

IGOR BRAGA DE PAULA

**Influência de uma rugosidade tridimensional isolada na  
transição de uma camada limite sem gradiente de pressão**

Tese apresentada à Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Mecânica.

Área de Concentração: Engenharia Aeronáutica  
Orientador: Prof. Dr. Marcello Augusto Faraco de Medeiros.

São Carlos

2007



# Dedicatória

Dedico este trabalho à minha família que é a base de tudo em minha vida.



# Agradecimentos

A Deus por tudo que recebi, às vezes mesmo sem pedir.

A minha família, sem a qual eu com certeza não chegaria a lugar algum.

A meus grandes amigos e amigas, pelo incentivo e apoio durante esta caminhada. Alguns em especial pelo incondicional companheirismo e que mesmo de longe não me deixaram desanimar frente às dificuldades.

Ao amigo e orientador, Professor Dr. Marcello Augusto Faraco de Medeiros, por toda a dedicação e por acreditar na minha capacidade, às vezes até mais do que eu.

Ao professor Dr. Werner Würz e o colega MSc. Dieter Sartorius, ambos da Universidade de Stuttgart na Alemanha, pelo apoio tanto dentro como fora dos laboratórios daquela instituição. Estendo esse agradecimento também aos colegas do 'Institute für Aerodynamik und Gasdynamik' (IAG), em especial à Eng<sup>a</sup>. Marion Langohr-Kolb.

Ao Professor Dr. Márcio Teixeira de Mendonça, pela paciência e pelas inúmeras contribuições ao presente trabalho.

Aos amigos de laboratório, pelo companheirismo e pelas frutíferas discussões.

À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP), pela bolsa de estudos concedida para o desenvolvimento do trabalho no Brasil.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES), pela bolsa de estudos concedida para o desenvolvimento de parte do trabalho na Alemanha.

# Resumo

De PAULA, I. B. (2006). Influência de uma rugosidade tridimensional isolada na transição de uma camada limite sem gradiente de pressão. Tese (Doutorado) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2006.

A presente tese se refere ao estudo do efeito de uma rugosidade tri-dimensional sobre a evolução de ondas Tollmien-Schlichting (T-S) em uma camada limite do tipo Blasius. Os experimentos foram realizados em condições controladas sobre um aerofólio cujo perfil permitiu a obtenção de uma extensa região de escoamento sem gradiente de pressão. As ondas T-S foram excitadas artificialmente utilizando-se uma fonte pneumática localizada a montante da rugosidade. A interação entre a onda T-S gerada e a rugosidade ocorreu a alguns comprimentos de onda a jusante da fonte. Foi utilizado nos experimentos uma rugosidade com altura oscilatória. A frequência de oscilação da rugosidade foi aproximadamente 1500 vezes menor do que a frequência das ondas T-S excitadas. Sendo assim, assumiu-se a rugosidade como sendo estacionária em relação às ondas geradas. A medição do comportamento das ondas de instabilidade bem como o campo de velocidade média do escoamento foram feitas utilizando-se a técnica de anemometria a fio quente. Os resultados obtidos mostram uma amplificação de perturbações em uma pequena faixa de números de onda transversal. Comparações entre os resultados experimentais e os obtidos a partir da teoria de instabilidade secundária da camada limite são apresentadas no trabalho. Essas comparações sugerem que nos experimentos ocorreu a amplificação das perturbações devido a instabilidade secundária do tipo K, ou fundamental.

# Abstract

De PAULA, I. B. (2006). Effect of an isolated 3-D roughness element on the transition of Blasius boundary layer. Tese (Doutorado) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2006.

The current thesis is devoted to a study of the effect of a shallow 3D roughness element on the evolution of a 2D Tollmien-Schlichting wave in a Blasius boundary layer. The experiments were carried out under controlled disturbance conditions on an airfoil section which could provide a long run with zero pressure gradient flow. A pneumatically driven slit source was used to introduce the T-S wave upstream of the lower branch of the neutral stability curve. A few wavelengths downstream, the T-S wave interacted with a cylindrical roughness element.

The height of the roughness was slowly oscillating in time, which allowed a continuous measurement of the T-S wave response downstream of the roughness. The oscillation frequency was approximately 1500 times lower than the frequency of the Tollmien-Schlichting wave and therefore, behaved as a steady roughness with respect to the T-S wave. Hot wire anemometry was used to measure wall normal profiles of longitudinal velocity and spanwise scans close to the maximum of the eigenfunction of the T-S wave. The oscillation of the roughness and the synchronization of all equipments permitted the use of ensemble average techniques. The experimental results were compared with the boundary layer secondary instability theory. The analysis of the compared results suggests that the disturbances were amplified by a resonance mechanism known as K-type or fundamental.

# Lista de Figuras

2.1	Desenho esquemático da transição na camada limite sobre uma placa plana – retirado de Kachanov (1994) . . . . .	8
2.2	Rotas típicas para a turbulência em uma camada limite - Extraído de Saric et al. (2002) . . . . .	8
2.3	Diagrama de estabilidade para ondas T-S bi ( $\beta = 0$ ) e tri-dimensionais ( $\beta = 0.1$ )	14
2.4	Desenho esquemático do experimento de Klebanoff et al. (1962) . . . . .	18
2.5	Desenho esquemático da distribuição de $u'$ ao longo da direção transversal nos experimentos de Klebanoff et al. (1962). . . . .	18
2.6	Formação de explosões de curtíssimo período na transição – extraído de Kachanov (1994) . . . . .	19
2.7	Evolução do espectro de velocidades na transição sub-harmônica – Extraído de Kachanov (1994). . . . .	20
2.8	Taxas de amplificação dos modos sub-harmônicos para várias amplitudes da onda 2-D. Extraído de Herbert (1988) . . . . .	21
2.9	Varição do modo sub-harmônico mais instável com a amplitude da onda 2-D. Símbolos, representam resultados Kachanov and Levchenko (1984).Extraído Kachanov (1994). . . . .	21



2.10	Evolução das ondas 2-D fundamentais e sub-harmônicas na ressonância sub-harmônica para diferentes amplitudes da onda 2-D. Linhas contínuas –: evolução teórica da amplitude das ondas 2D; linhas tracejadas - -: evolução teórica da amplitude dos modos 3D sub-harmônicos; símbolos: experimentos. – Extraído de Kachanov (1994). . . . .	22
2.11	Formação de <i>spikes</i> na transição do tipo H – Extraído de Bake et al. (2000) . . .	23
2.12	Variação das taxas de amplificação das ondas fundamentais e sub-harmônicas com a amplitude da onda 2-D –Extraído de Crouch (1997). . . . .	24
2.13	Variação do coeficiente de receptividade das ondas fundamental ( $K_F$ ) e sub-harmônica ( $K_S$ ) com a amplitude da onda 2-D – Extraído de Crouch (1997) . .	25
2.14	Visualização das estruturas formadas por uma rugosidade cilíndrica dentro de uma camada limite - Extraído de Legendre and Werlé (2001). . . . .	26
2.15	Visualização da interação entre o vórtice do tipo tornado e o vórtice de topo de uma rugosidade - retirado de Furuya and Miyata (1972). . . . .	27
2.16	Distorção da velocidade média de um escoamento sobre uma placa plana perturbado por uma rugosidade 3-D. Rugosidade localizada na posição 500mm. Perfis medidos em diferentes seções transversais a jusante da rugosidade. Fornecido por Yaxing Wang - comunicação pessoal. . . . .	28
2.17	Desenho esquemático dos três regimes identificados no estudo da transição induzida por rugosidades tridimensionais isoladas. . . . .	29
3.1	Túnel de vento de baixa turbulência da Universidade de Stuttgart. . . . .	32
3.2	Parte superior: montagem do gerador de ondas T-S dentro do aerofólio. Parte inferior: desenho esquemático do gerador de ondas T-S. . . . .	35
3.3	Arranjo experimental dos auto falantes no gerador de ondas T-S . . . . .	36
3.4	Desenho em perspectiva do sistema de ajuste da altura da rugosidade. . . . .	38
3.5	Montagem interna da rugosidade retrátil. . . . .	39

3.6	Fluxograma de funcionamento do circuito de controle e monitoramento do atuador da rugosidade. . . . .	40
3.7	Foto da calibração do sistema <i>in loco</i> . . . . .	41
3.8	Curva de calibração da rugosidade realizada com base no sinal fornecido pelo extensômetro. . . . .	42
3.9	Curva de calibração da rugosidade retrátil com base na tensão de controle do atuador piezoelétrico. . . . .	43
3.10	Análise do comportamento dinâmico do conjunto da rugosidade. . . . .	43
3.11	Calibração da rugosidade retrátil de 16 mm de diâmetro . . . . .	44
3.12	Resultado da simulação do perfil utilizado com Xfoil. — $U_0/U_\infty$ , - - - $\delta^*$ . . . . .	45
3.13	Variação do fator de forma ao longo da superfície do aerofólio para um número de Reynolds em relação a corda do modelo igual a 940000. Valores obtidos através de simulações com Xfoil. . . . .	47
3.14	Diagrama de estabilidade neutra sobre o aerofólio. O número de Reynolds em relação à corda utilizado na simulação foi o mesmo dos experimentos, que no caso foi 940000. . . . .	48
3.15	Contornos de iso-amplificação de ondas 3-D de acordo com a teoria de instabilidade secundária em relação a amplitude inicial da onda 2-D. Condições da simulação: $F=120E-06$ , $Re_{\delta^*_{inicial}} = 950$ , $Re_{\delta^*_{final}} = 1180$ . . . . .	49
3.16	Contornos de iso-amplificação de ondas 3-D de acordo com a teoria de instabilidade secundária em relação a amplitude inicial da onda 2-D. Condições da simulação: $F=90E-06$ , $Re_{\delta^*_{inicial}} = 950$ , $Re_{\delta^*_{final}} = 1180$ . . . . .	49
3.17	Modelo construído e janela para ajuste e manutenção localizada na superfície inferior do modelo. . . . .	51
3.18	Fluxograma resumido do processamento de dados realizado. . . . .	54
3.19	Exemplo de perfil de velocidade média longitudinal ao longo da direção normal à parede. Caso com correção da posição $Y=0$ e caso sem correção. . . . .	57

4.1	Distribuição de $C_p$ ao longo da corda para diferentes ângulos de ataque do aerofólio.	62
4.2	Distribuição de velocidades $\nabla$ - e parâmetro de Falkner Scan ( $\Lambda$ ) - o - . . . . .	63
4.3	Perfis de velocidade média medidos dentro da região estudada. . . . .	64
4.4	Evolução da amplitude das ondas de instabilidade. Símbolos: medições realizadas em $y/\delta^* = 2, 5$ ; Linha: previsão dada pela teoria de instabilidade linear. . . . .	65
4.5	Perfil perpendicular à parede da onda T-S excitada artificialmente. . . . .	66
4.6	Evolução de fase das ondas T-S a jusante da rugosidade. Caso 1. . . . .	66
4.7	Perfis de velocidade média para diferentes posições transversais. . . . .	67
4.8	Amplitude e fase das ondas T-S excitadas artificialmente e medidas ao longo da direção transversal em uma posição a montante da rugosidade, em $y/\delta^* = 2, 5$ . . . . .	68
4.9	Esquema da configuração experimental utilizada. . . . .	69
4.10	Esquema de sincronização dos equipamentos. . . . .	70
4.11	Comparação do desvio padrão dos dados para diferentes larguras da função de enjanelamento do sinal. . . . .	71
4.12	Distorção do escoamento médio no plano XZ a jusante da rugosidade. Condições do experimento: CASO 1: $F=120E-06$ ; $A_0=0,75\% U_0$ . . . . .	72
4.13	Distorção do escoamento médio no plano XZ a jusante da rugosidade. Condições do experimento: CASO 2: $F=120E-06$ ; $A_0=0,45\% U_0$ . . . . .	73
4.14	Distorção do escoamento médio no plano XZ a jusante da rugosidade. Condições do experimento: CASO 3: $F=90E-06$ ; $A_0=0,75\% U_0$ . . . . .	74
4.15	Distorção do escoamento médio no plano XZ a jusante da rugosidade. Condições do experimento: CASO 4: $F=90E-06$ ; $A_0=0,45\% U_0$ . . . . .	75
4.16	Variação com a altura da rugosidade da amplitude da distorção do escoamento médio. . . . .	76
4.17	(a) Mapa de amplificação de modos 3-D devido a instabilidade secundária (modelo proposto). (b) Evolução das ondas T-S a jusante da rugosidade. Condições do experimento: CASO 1. . . . .	80

4.18	(a) Comportamento das ondas T-S a jusante da rugosidade. Distribuição de amplitudes - $\nabla$ - e fases - $\bullet$ . $\Delta X$ em cada figura de baixo para cima = 25, 45, 65, 85 e 105mm. (b) Variação com a rugosidade da amplitude das ondas T-S nas posições de pico e vale. Condições do experimento: CASO 1. Obs: houve uma mudança de escala de fase nos casos com $h/\delta^*$ iguais a 20 e 30% . . . . .	81
4.19	(a) Mapa de amplificação de modos 3-D devido a instabilidade secundária (modelo proposto). (b) Evolução das ondas T-S a jusante da rugosidade. Condições do experimento: CASO 2 . . . . .	82
4.20	(a) Comportamento das ondas T-S à jusante da rugosidade. Distribuição de amplitudes - $\nabla$ - e fases - $\bullet$ . $\Delta X$ em cada figura de baixo para cima = 25, 45, 65, 85 e 105mm. (b) Variação com a rugosidade da amplitude das ondas T-S nas posições de pico e vale. Condições do experimento: CASO 2 . . . . .	83
4.21	(a) Mapa de amplificação de modos 3-D devido a instabilidade secundária (modelo proposto). (b) Evolução das ondas T-S a jusante da rugosidade. Condições do experimento: CASO 3 . . . . .	84
4.22	(a) Comportamento das ondas T-S a jusante da rugosidade. Distribuição de amplitudes - $\nabla$ - e fases - $\bullet$ . $\Delta X$ em cada figura de baixo para cima = 25, 45, 65, 85 e 105mm. (b) Variação com a rugosidade da amplitude das ondas T-S nas posições de pico e vale. Condições do experimento: CASO 3 . . . . .	85
4.23	(a) Mapa de amplificação de modos 3-D devido a instabilidade secundária (modelo proposto). (b) Evolução das ondas T-S a jusante da rugosidade. Condições do experimento: CASO 4 . . . . .	86
4.24	(a) Comportamento das ondas T-S a jusante da rugosidade. Distribuição de amplitudes - $\nabla$ - e fases - $\bullet$ . $\Delta X$ em cada figura de baixo para cima = 25, 45, 65, 85 e 105mm. (b) Variação com a rugosidade da amplitude das ondas T-S nas posições de pico e vale. Condições do experimento: CASO 4 . . . . .	87

4.25	Variação com altura e distância da rugosidade da amplitude das ondas T-S na região de pico. . . . .	88
4.26	Espectro de frequências do sinal medido próximo à posição de pico da distribuição transversal das ondas T-S. Condições do experimento: CASO 1. . . . .	94
4.27	Espectro de frequências do sinal medido próximo à posição de pico da distribuição transversal das ondas T-S. Condições do experimento: CASO 2. . . . .	95
4.28	Espectro de frequências do sinal medido próximo à posição de pico da distribuição transversal das ondas T-S. Condições do experimento: CASO 3. . . . .	96
4.29	Espectro de frequências do sinal medido próximo à posição de pico da distribuição transversal das ondas T-S. Condições do experimento: CASO 4. . . . .	97
4.30	Espectros de números de onda transversal. Condições do experimento: Caso 1. . . . .	100
4.31	Espectros de números de onda transversal. Condições do experimento: Caso 2. . . . .	101
4.32	Espectros de números de onda transversal. Condições do experimento: Caso 3. . . . .	102
4.33	Espectros de números de onda transversal. Condições do experimento: Caso 4. . . . .	103
4.34	Medições ao longo da linha central dos perfis de velocidade média do escoamento. Condições do experimento: Caso 1. . . . .	107
4.35	Medições da distorção do escoamento médio em relação ao caso com $h \approx 0$ . Medições em $\Delta X = 25mm$ e condições do experimento iguais às do caso 1. . . . .	108
4.36	Perfis de amplitude e fase das ondas T-S normais à parede medidos a jusante da rugosidade e ao longo da linha central ( $Z=0$ ). Condições do experimento: Caso 1 . . . . .	109
4.37	Medições ao longo da linha central dos perfis de amplitude das ondas T-S. Condições do experimento: Caso 1, $\Delta X = 25mm$ . . . . .	110
4.38	Observação da transição do escoamento sobre a superfície do modelo através de uma câmera infravermelha. Condições do experimento: Caso 1. Figura superior: caso com $h/\delta^*=1\%$ . Figura inferior: caso com $h/\delta^*=40\%$ . . . . .	112
4.39	Distorção do escoamento médio no plano XZ a jusante da rugosidade. Condições do experimento: $A_0 = 0.75\% U_0$ , $F = 120E-06$ , $y/\delta^* = 0.75$ e $D = 16mm$ . . . . .	114

4.40	Distorção do escoamento médio no plano nas posições de pico e vale de distorção. Caso 5. . . . .	115
4.41	Comportamento das ondas T-S a jusante da rugosidade. Distribuição de amplitudes - $\nabla$ - e fases - $\bullet$ . $\Delta X$ em cada figura de baixo para cima = 25, 45, 65, 85 e 105mm. Condições do experimento: Caso 5 . . . . .	117
4.42	Comportamento das ondas T-S a jusante da rugosidade. Distribuição de amplitudes - $\nabla$ - e fases - $\bullet$ . $\Delta X$ em cada figura de baixo para cima = 25, 45, 65, 85 e 105mm. Condições do experimento: Caso 5 . . . . .	118
4.43	Variação com altura e distância da rugosidade da amplitude das ondas T-S nas regiões de pico e vale. Condições do experimento: Caso 5. . . . .	119
4.44	Espectro de frequências do sinal medido proximo à posição de pico da distribuição transversal das ondas T-S. Condições do experimento: CASO 5. . . . .	120
4.45	Espectros de números de onda transversal. Condições do experimento: Caso 5. . . . .	121
5.1	Evolução do espectro de números de onda transversal, na direção do escoamento, obtido nas condições do caso 1. $\Delta X$ em cada figura contado de baixo para cima = 45, 65, 85 and 105mm. . . . .	124
5.2	Comparação dos perfis de flutuação de velocidade medidos na direção normal a parede em $\Delta X = 85mm$ com perfis teóricos. Condições do experimento: Caso 1. . . . .	125
5.3	Comparação dos perfis de flutuação de velocidade medidos na direção normal a parede em $\Delta X = 105mm$ com perfis teóricos. Condições do experimento: Caso 1. . . . .	126
5.4	Comparações entre os resultados experimentais e teóricos obtidos para $F=120E-06$ . $\Delta X$ em cada figura contado de baixo para cima = 45, 65, 85 e 105mm. Condições do experimento: Caso 1. . . . .	131
5.5	Comparações entre os resultados experimentais e teóricos obtidos para $F=90E-06$ . $\Delta X$ em cada figura contado de baixo para cima = 45, 65, 85 e 105mm. Condições do experimento: Caso 3. . . . .	133

5.6	Comparações entre os resultados experimentais e teóricos obtidos para $F=90E-06$ . $\Delta X$ em cada figura contado de baixo para cima = 45, 65, 85 e 105mm. Condições do experimento: Caso 4. . . . .	134
5.7	Variação da amplitude inicial dos modos 3-D com a altura da rugosidade. . . . .	135
5.8	Variação da taxa de amplificação das ondas de instabilidade de acordo com o número de Reynolds do escoamento. Cálculo baseado na teoria de estabilidade linear. . . . .	137
5.9	Comparações entre os resultados experimentais e teóricos obtidos para $F=120E-06$ . $\Delta X$ em cada figura contado de baixo para cima = 45, 65, 85 e 105mm. Condições do experimento: Caso 5. . . . .	139
5.10	Espectro 3-D da distorção do escoamento médio. Condições do experimento: Caso 1. . . . .	141
5.11	Espectro 3-D da distorção do escoamento médio. Condições do experimento: Caso 2. . . . .	142
5.12	Espectro 3-D da distorção do escoamento médio. Condições do experimento: Caso 3. . . . .	143
5.13	Espectro 3-D da distorção do escoamento médio. Condições do experimento: Caso 4. . . . .	144
5.14	Mapa de amplificação de modos 3-D devido à instabilidade secundária. $F=120E-06$	147
7.1	Desvio dentro de cada janela. $\Delta X$ de baixo pra cima = 25, 45, 65, 85 e 105mm. Condições do experimento: Caso 1. . . . .	157
7.2	Desvio dentro de cada janela. $\Delta X$ de baixo pra cima = 25, 45, 65, 85 e 105mm. Condições do experimento: Caso 2. . . . .	158

# Lista de Símbolos

A	Amplitude das ondas de instabilidade.
$A_0$	Amplitude das ondas de instabilidade na posição da rugosidade.
c,C	Corda do modelo.
$\bar{c}$	Velocidade de onda $\omega/\alpha$ .
cc	Conjugado complexo.
$C_p$	Coefficiente de pressão $(P_{Medida} - P_{Estatica})/\frac{1}{2}\rho U^2$ .
D	Diâmetro da rugosidade.
f	Frequência das ondas de instabilidade em Hz ou rad/seg.
F	Frequência adimensional das ondas de instabilidade, $(2\pi f\nu/U_0^2)$ .
FFT	Transformação rápida de Fourier ( <i>Fast Fourier Transform</i> ). Abreviação em língua estrangeira foi utilizada por ser mais utilizada e sendo assim pode ser facilmente reconhecida.
h, h*	Altura da rugosidade.
i	Número complexo, $\sqrt{-1}$ .
$K_S, K_F$	Coefficientes de receptividade.
LST	Teoria de estabilidade linear ( <i>Linear Stability</i>



	<p><i>Theory</i>). A abreviação em língua estrangeira foi utilizada por ser mais usual e sendo assim pode ser facilmente reconhecida.</p>
m,n	<p>Par de Fourier de modos tridimensionais. <math>n</math> está relacionado à frequência do modo e <math>m</math> está relacionado ao número de onda transversal.</p>
P	<p>Pressão média local do escoamento.</p>
$p'$	<p>Flutuação da pressão do escoamento.</p>
PSE	<p>Código numérico baseado em equações de estabilidade parabolizadas (<i>Parabolized Stability Equations</i>). Abreviação em língua estrangeira foi utilizada por ser mais utilizada e sendo assim pode ser facilmente reconhecida.</p>
$Re_{\delta^*}$	<p>Número de Reynolds baseado na espessura de deslocamento da camada limite, <math>Re_{\delta^*} = U\delta^*/\nu</math>.</p>
$Re_h$	<p>Número de Reynolds baseado na altura da rugosidade, <math>Re_h = Uh/\nu</math>.</p>
$Re_c$	<p>Número de Reynolds do primeiro ramo da curva de estabilidade neutra de acordo com a teoria linear (Reynolds crítico).</p>
$Re_t$	<p>Número de Reynolds a partir de onde o escoamento já pode ser classificado como turbulento.</p>
t	<p>Tempo.</p>
T	<p>Período.</p>
T-S	<p>Ondas Tollmien-Schlichting também chamadas de ondas de instabilidade.</p>
U	<p>Componente longitudinal da velocidade do escoamento base.</p>

$U_{\infty}$	Velocidade do fluxo livre.
$U_0$	Velocidade do escoamento fora da camada limite do aerofólio.
$u'$	Flutuação da componente longitudinal de velocidade do escoamento.
$V$	Componente normal à parede da velocidade do escoamento base.
$v'$	Flutuação da componente normal à parede da velocidade do escoamento.
$x, X$	Coordenada da direção longitudinal do escoamento e do perfil utilizado nos experimentos.
$y, Y$	Coordenada da direção normal à superfície.
$z, Z$	Coordenada da direção transversal do escoamento e do perfil utilizado nos experimentos.
$W$	Componente transversal da velocidade do escoamento base.
$w'$	Flutuação da componente transversal da velocidade do escoamento.

## Simbolos gregos

$\alpha$	Número de onda na direção longitudinal do escoamento.
$\beta$	Número de onda na direção transversal do escoamento.
$\delta^*$	Espessura de deslocamento da camada limite.
$\Delta$	Variação da variável em questão.
$\Delta X$	Distância à jusante da posição da rugosidade.
$\epsilon$	Amplitude das perturbações sonoras, utilizada no trabalho de Crouch (1997).

$\eta$	Coordenada adimensional da altura da camada limite, $\eta = y\sqrt{\frac{U}{\nu x}}$ .
$\Lambda$	Parâmetro de Falkner-Scan, $(\partial U/\partial x)(\theta^2/\nu)$ .
$\nu$	Viscosidade cinemática do fluido.
$\gamma$	Taxa de crescimento das ondas de instabilidade.
$\omega$	Frequência adimensional.
$\Phi'$	Forma vetorial das variáveis $u',v',w'$ e $p'$ agrupadas.
$\Phi_{n,m}$	Fator de forma complexo do par de Fourier de modos tridimensionais (n,m).
$\theta$	Espessura de momentum da camada limite.
$\xi$	Adimensionalização da direção longitudinal do escoamento. Utilizada na formulação PSE.

## Sobrescritos

$\rightarrow$	Denominação de vetor.
$\hat{\phantom{x}}$	Denominação de auto função da variável em questão.
$T$	Matriz transposta.

# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Revisão bibliográfica</b>	<b>5</b>
2.1	Instabilidade hidrodinâmica . . . . .	7
2.1.1	Receptividade . . . . .	9
2.1.2	Instabilidade linear . . . . .	11
2.1.3	Instabilidade Secundária em Camada Limite . . . . .	15
2.2	Transição devido a rugosidades tridimensionais . . . . .	22
2.2.1	Receptividade localizada . . . . .	23
2.2.2	Formação de vórtices periódicos . . . . .	25
2.2.3	Distorção do escoamento base . . . . .	27
2.2.4	O Presente projeto no contexto do estudo da transição induzida por ru- gosidades 3-D isoladas em camadas limite . . . . .	28
<b>3</b>	<b>Metodologia</b>	<b>31</b>
3.1	Aparato experimental . . . . .	32
3.1.1	Tunel de vento . . . . .	32
3.1.2	Excitação artificial de ondas de instabilidade . . . . .	34
3.1.3	Rugosidade retrátil . . . . .	36
3.1.4	Projeto do modelo experimental . . . . .	45
3.2	Aquisição de dados e processamento de sinais . . . . .	51

3.3	PSE . . . . .	57
<b>4</b>	<b>Resultados</b>	<b>61</b>
4.1	Experimentos preliminares . . . . .	61
4.2	Experimentos com rugosidade oscilante . . . . .	68
4.2.1	Varredura de parâmetros . . . . .	70
4.2.2	Medições de camada limite na esteira da rugosidade . . . . .	106
4.2.3	Visualização da transição do escoamento . . . . .	110
4.2.4	Experimentos com diâmetro da rugosidade igual a 16mm (caso 5) . . . . .	113
<b>5</b>	<b>Análise dos resultados</b>	<b>122</b>
5.1	Perfis normais à parede . . . . .	122
5.2	Comparação dos resultados experimentais com o modelo proposto . . . . .	128
5.3	Verificação da teoria para os casos com elevadas alturas de rugosidade . . . . .	140
<b>6</b>	<b>Conclusões e sugestões para trabalhos futuros</b>	<b>148</b>
6.1	Conclusões . . . . .	149
6.2	Sugestões para trabalhos futuros . . . . .	153
<b>7</b>	<b>Anexo A - Incerteza associada ao enjanelamento do sinal</b>	<b>156</b>
<b>8</b>	<b>Anexo B - Coeficientes das Equações de Estabilidade Parabolizadas</b>	<b>159</b>
	<b>Referências bibliográficas</b>	<b>161</b>

# Capítulo 1

## Introdução

O presente trabalho consiste no estudo da influência de uma rugosidade tridimensional na transição do regime laminar para o turbulento de uma camada limite. Este tipo de rugosidade é comumente encontrado na superfície de aeronaves e exerce influência sobre o seu coeficiente de arrasto. O coeficiente de arrasto aerodinâmico é um dos principais parâmetros de performance de aeronaves. Isto se deve ao fato de que o arrasto afeta vários itens da performance de uma aeronave. Entre estes itens o principal é o consumo de combustível. Estima-se que em torno de 22% do custo operacional direto de uma aeronave de longo alcance corresponda a gastos somente com combustíveis (Reneaux (2004)). No custo operacional direto também estão incluídos gastos com taxas de aerovias e aeroportos, soldos e despesas da equipe de terra e de cabine, 'leasing' das aeronaves, equipe de manutenção, material de consumo e depreciação da aeronave. Logo, pode-se perceber claramente a importância do coeficiente de arrasto e, conseqüentemente, do consumo de combustível na avaliação de performance de uma aeronave comercial. Um aumento no consumo de combustível pode afetar a autonomia da aeronave, o que restringe as rotas operáveis. Por outro lado um aumento de consumo pode requerer um maior volume de combustível, o que afeta a máxima carga útil de decolagem. De acordo com Reneaux (2004), em uma aeronave do tipo Airbus A320 estima-se que uma redução de 1% no arrasto corresponde a um aumento de 1,6 toneladas de carga útil de decolagem ou aproximadamente 10 passageiros. Além disso, o arrasto freqüentemente está relacionado com o nível de ruído emitido pela aeronave. De acordo com

as atuais regras dos órgãos que regulamentam o transporte aéreo mundial (FAR (2006), ICAO (2006)) é possível notar uma crescente preocupação e uma maior restrição do nível de ruído emitido pelas aeronaves. O domínio da tecnologia de redução de arrasto é, portanto, um fator importante para a indústria aeronáutica nacional, em vista da acirrada competição do setor o qual confere especial atenção aos itens de performance acima relacionados.

O arrasto aerodinâmico pode ser didaticamente dividido em diversos tipos de arrasto, como, arrasto de forma, arrasto induzido, arrasto de onda de choque e arrasto parasita. O arrasto de forma é aquele relacionado diretamente com a geometria do corpo e pode ser subdividido em arrasto viscoso e arrasto de pressão, conforme a força que provoca o arrasto. O arrasto induzido é aquele provocado pelos vórtices de ponta de asa que promovem uma variação do ângulo de incidência entre o aerofólio e o escoamento. Isto altera a resultante de forças aumentando a componente da sustentação que é contrária ao sentido de movimento da aeronave. O arrasto parasita também se origina das forças viscosa e de pressão, mas se refere àquele provocado por estruturas salientes em relação à superfície da aeronave, tais como rebites, junções, reentrâncias e imperfeições na superfície. O presente trabalho se relaciona com o estudo do arrasto parasita.

Tipicamente, o arrasto parasita corresponde a cerca de 8 a 12% do arrasto total de cruzeiro da aeronave (Kundu et al. (2000)). Com requerimentos mais rigorosos nas tolerâncias de construção e montagem destas superfícies é possível atingir-se níveis de arrasto parasita da ordem de 3% do arrasto total de cruzeiro. Verifica-se aí um campo para grandes ganhos de performance. No entanto, requerimentos mais rigorosos na manufatura das superfícies aerodinâmicas elevam significativamente os custos de produção e manutenção, de modo que existe uma crescente dúvida acerca da utilidade da melhoria nos processos de manufatura. Por outro lado, deve ser considerado que o aumento do arrasto não afeta apenas os custos relativos ao consumo de combustível. Autonomia e máxima carga útil de decolagem também são afetadas e o impacto destes itens de performance pode ser mais importante do que aquele do consumo de combustível. Em última análise, as dúvidas em relação aos ganhos e perdas relacionadas ao arrasto parasita se devem em grande parte ao pouco conhecimento disponível sobre a forma como este aumento

de arrasto ocorre. Isto é atribuído à complexidade dos fenômenos envolvidos. De fato existe uma grande gama de estudos a cerca de escoamentos sobre superfícies rugosas. Todavia, estes estudos em geral focalizam uma superfície com rugosidade distribuída. O presente trabalho tem como foco o estudo de rugosidades isoladas.

Uma protuberância na superfície da asa de um avião dá origem a uma região de estagnação localizada a montante da protuberância. Dependendo das dimensões e formas envolvidas haverá também uma região de separação a jusante da protuberância. A combinação destas duas regiões provocará arrasto localizado. Existem, no entanto, outros elementos envolvidos. Trata-se de uma separação tridimensional e este tipo de separação é muito mais complicada do que a separação bidimensional. Ela pode envolver a formação de vórtices longitudinais, transversais e normais à superfície e dar origem a uma esteira extremamente complexa. Esta esteira pode se estender por uma grande distância a jusante da protuberância e afetar o arrasto viscoso nesta região da superfície, seja esta uma camada limite laminar ou turbulenta. Se o escoamento que chega à protuberância é laminar, pode ou não haver transição para turbulência. O mecanismo pelo qual esta transição se dá ainda não é compreendido.

A proposta do presente trabalho é estudar o problema da transição devido a excrescências superficiais de maneira simplificada. Será analisada a influência da rugosidade sobre a evolução de perturbações pré-existentes na camada limite. No presente trabalho excitaram-se artificialmente essas perturbações de modo a se observar o fenômeno sob condições bem controladas. Esse cenário difere de grande parte dos estudos já realizados sobre transição devido a rugosidades. Dentre aqueles trabalhos pode-se citar Tani and Hama (1940), Tani (1961), Sedney (1973), Dryden (1953), Gibbings et al. (1986), Goldstein (1985), Tadjfar and Bodonyi (1992), e Klebanoff et al. (1992). Naqueles trabalhos houve uma maior preocupação com a geração de perturbações na rugosidade e pouca importância se deu à interação dessa rugosidade com as perturbações já existentes na camada limite. Em casos práticos, o que se observa normalmente é a interação da rugosidade com um escoamento que já contém perturbações de velocidade. Assim, a abordagem proposta busca uma maior proximidade do caso real. Deste modo, espera-se estabelecer uma



base de dados confiável como ponto de partida para o estudo de casos mais complexos.

## Capítulo 2

# Revisão bibliográfica

Há bastante tempo sabe-se que rugosidades superficiais podem afetar a transição para a turbulência de escoamentos sobre superfícies. Um dos primeiros estudos acerca deste tópico foi realizado por Tani and Hama (1940). Desde aquele período, diversos trabalhos foram realizados com o intuito de descrever o mecanismo através do qual uma rugosidade causa antecipação do ponto de transição do escoamento. Trabalhos mais recentes realizados acerca deste tema fizeram uso das teorias de instabilidade hidrodinâmica para tentar explicar os fenômenos observados. Com isso, houve contribuições significativas para o entendimento do problema, principalmente para o caso de rugosidades bidimensionais. Uma grande contribuição para o entendimento dos casos que envolvem rugosidades bidimensionais (2-D) foi dada por Klebanoff and Tidstrom (1972). Naquele trabalho foi mostrado que o principal efeito deste tipo de rugosidade deve-se à distorção do escoamento médio e à consequente influência dessa distorção na estabilidade primária do escoamento. No entanto, para rugosidades tridimensionais (3-D) o mecanismo de transição devido a esse tipo de perturbação ainda não é completamente compreendido.

Devido à falta de uma teoria para a transição induzida por um elemento rugoso 3-D, ainda é comum a utilização de correlações empíricas para a predição do ponto de transição do escoamento perturbado por uma rugosidade deste tipo (Gibbings et al. (1986)). Normalmente, essas equações são obtidas através da correlação entre o número de Reynolds baseado, na localização do ponto de transição, e a altura da rugosidade adimensionalizada pela altura da camada limite. O trabalho

de Tani (1961) contém algumas correlações que ainda são utilizadas como ferramenta prática no cálculo da altura mínima de rugosidade que é capaz de afetar a transição do escoamento. Esses tipos de correlações apresentam resultados razoáveis quando o ponto de transição ocorre bem próximo da rugosidade. Isto se deve ao fato de que nos experimentos de Tani (1961) e de Gibbings et al. (1986) a rugosidade afetou de maneira abrupta a transição do escoamento. Esse comportamento também foi observado nos experimentos de Klebanoff et al. (1954). No entanto, para rugosidades com altura abaixo de um valor considerado crítico para que essa transição abrupta ocorresse, as correlações não apresentam bons resultados. Este tipo de correlação apresenta resultados ainda piores se aplicada a múltiplas rugosidades isoladas.

Durante as décadas de 60 e 70, o problema da transição devido a excrescências superficiais foi bastante estudado. Naquele período também foram desenvolvidos alguns trabalhos relacionados à topologia do escoamento gerado por rugosidades imersas na camada limite (Hunt et al. (1978)). Com o estudo da topologia do escoamento associado a experimentos de visualização foi possível descrever bem as estruturas geradas por diversos tipos de excrescências, conforme pode-se observar nas revisões de Tobak and Peake (1982) e Legendre and Werlé (2001). No entanto os estudos da transição induzida por rugosidades não obtiveram grandes avanços durante esse mesmo período. O número de trabalhos acerca deste tema foi consideravelmente reduzido durante a década de 80. A partir do desenvolvimento da teoria de instabilidade secundária por Herbert (1988) e dos trabalhos de receptividade de Goldstein (1983) e Goldstein (1985) ocorreu uma mudança no foco dos estudos sobre rugosidades. No começo da década de 90 os principais trabalhos que envolviam rugosidades, como Tadjfar and Bodonyi (1992), estavam relacionados com a geração de perturbações pela rugosidade. Esses trabalhos contribuíram significativamente para o entendimento dos tipos de perturbações que podem ser geradas por uma excrescência imersa em uma camada limite. Para o entendimento dos fenômenos associados à geração e evolução das perturbações faz-se necessário compreender as teorias de instabilidade hidrodinâmica e a topologia do escoamento sobre uma rugosidade tridimensional.

## 2.1 Instabilidade hidrodinâmica

Um dos fenômenos mais estudados da aerodinâmica é, sem dúvida, a transição dos escoamentos laminares para turbulentos. Isso se deve ao fato de que a determinação do ponto de transição é um dos parâmetros mais importantes para o cálculo do arrasto de um corpo aerodinâmico. Diversos fenômenos que influenciam o arrasto de um corpo aerodinâmico dependem diretamente deste ponto, dentre eles pode-se citar a separação da camada limite e o desprendimento de vórtices.

Atualmente já está bem estabelecido que esse fenômeno está intimamente ligado a mecanismos de instabilidade hidrodinâmica. O conceito de instabilidade é válido tanto para sistemas sólidos quanto para fluidos. Assim, pode-se definir como sistema instável todo aquele que quando perturbado não retorna a sua condição inicial de equilíbrio. No caso da instabilidade hidrodinâmica as perturbações são aplicadas sobre escoamentos. Caso o escoamento retorne a sua condição inicial esse escoamento é classificado como estável. Se as perturbações aplicadas crescem levando o escoamento a um outro regime, o mesmo é classificado como instável. Frequentemente, as instabilidades hidrodinâmicas resultam em turbulência. Entretanto, pode acontecer da instabilidade conduzir o escoamento a um outro regime laminar. Nesse último caso, se observa que os regimes laminares formados a partir de instabilidades são, geralmente, mais complexos do que o regime inicial.

A instabilidade hidrodinâmica, assim como a instabilidade em sistemas sólidos, está relacionada com movimentos oscilatórios. Para perturbações muito pequenas ou infinitesimais, é possível desprezar os termos quadráticos e linearizar as equações de movimento. De fato, o que se observa durante o crescimento das perturbações é que existe uma região em que as equações linearizadas possuem excelente concordância com os dados experimentais. No entanto, à medida que as amplitudes das perturbações atingem valores maiores, os efeitos não lineares passam a se tornar mais significativos, de modo que nessas regiões as equações linearizadas não são mais válidas. Um exemplo disso é a evolução das perturbações dentro da camada limite em uma placa plana. O desenho esquemático desse processo pode ser observado na figura 2.1.

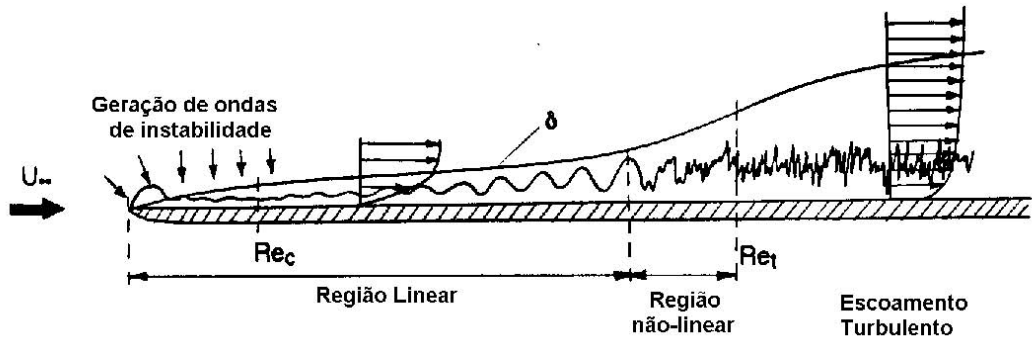


Figura 2.1: Desenho esquemático da transição na camada limite sobre uma placa plana – retirado de Kachanov (1994)

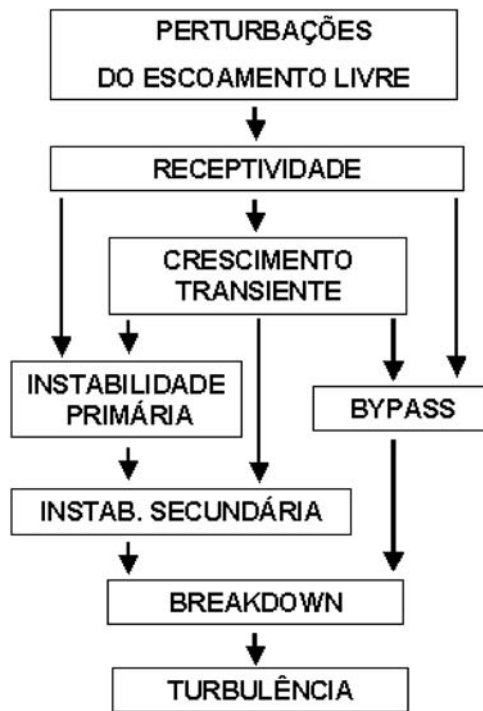


Figura 2.2: Rotas típicas para a turbulência em uma camada limite - Extraído de Saric et al. (2002)

A figura 2.1, retirada de Kachanov (1994), mostra esquematicamente que na camada limite sobre uma placa plana podem existir duas regiões distintas anteriores à turbulência. Uma região linear e uma região não-linear. É possível observar também que a região linear possui uma sub-região inicial onde ocorre a formação das ondas de instabilidade. Nessa sub-região observa-

se a inserção de perturbações externas na camada limite. Esse fenômeno é conhecido como receptividade. Existem outros meios através dos quais o escoamento em uma camada limite pode vir a se tornar turbulento. O diagrama extraído de Morkovin et al. (1994) e Saric et al. (2002) mostra os diferentes caminhos que normalmente levam à transição do escoamento laminar para turbulento, 2.2. Com exceção das perturbações do escoamento livre, praticamente todos itens desse diagrama são relevantes ao estudo da transição devido a rugosidades tridimensionais. No presente trabalho pretende-se simplificar um pouco o fenômeno. Sendo assim, somente as teorias pertinentes ao presente trabalho serão abordadas nesta revisão bibliográfica.

O presente trabalho envolve o estudo da evolução das perturbações em uma região de escoamento semelhante ao que se observa sobre uma placa plana. Sabe-se que a transição em camadas cisalhantes sobre superfícies, como é o caso da camada limite, difere da transição em camadas cisalhantes livres, Reshotko (1976). Portanto, esta revisão sobre instabilidade tem um enfoque na transição da camada limite.

### **2.1.1 Receptividade**

De acordo com Morkovin (1969), a receptividade é o nome dado ao processo de inserção na camada limite de perturbações existentes no escoamento. Essas perturbações podem ser do tipo ondas acústicas, vorticidade, flutuações de temperatura, vibrações da superfície, dentre outras. O processo de receptividade estabelece as condições iniciais das perturbações na camada limite. Toda a evolução do processo de transição, que ocorre a jusante dessa região, depende dessas condições iniciais. Normalmente, as perturbações geradas através da receptividade são muito pequenas de modo que elas só podem ser observadas após a sua amplificação devido a algum tipo de instabilidade.

O estudo da receptividade, ao contrário das teorias de instabilidade, se concentra na formação das ondas instáveis previstas pelas equações de conservação linearizadas e não na evolução dessas ondas. Devido ao fato da camada limite ser convectivamente instável, torna-se necessária uma perturbação contínua para a geração contínua das ondas de instabilidade. Isso pode ocorrer de

maneira natural ou artificial. Em experimentos algumas técnicas para a excitação forçada dessas ondas são utilizadas, dentre as quais podem-se citar as mais comuns como sendo as técnicas de fitas vibrantes e de alto falantes. A geração artificial de ondas de instabilidade através de fitas vibrantes ou alto falantes ocorre devido ao fato de que as perturbações criadas por estes mecanismos possuem frequências e comprimentos de onda adequados para a excitação direta das ondas de instabilidade.

No caso da geração não artificial das ondas de instabilidade o processo ocorre devido à inserção de perturbações externas na camada limite. Essas perturbações podem ser acústicas ou originadas da turbulência do escoamento livre, dentre outras. As perturbações acústicas se propagam com a velocidade do som, enquanto que as ondas de instabilidade possuem velocidade menor que a velocidade do escoamento livre. Sendo assim, nesse caso a energia da fonte de perturbação se concentra em números de onda significativamente diferentes das ondas de instabilidade. Logo, para que possa ocorrer a interação entre os dois tipos de onda é necessário que ocorra um processo de transferência de energia entre as ondas. Os trabalhos de Goldstein (1983) e Goldstein (1985) mostraram que essa conversão ocorre nas regiões onde o escoamento sofre uma mudança brusca. Estas regiões foram classificadas por Goldstein em duas diferentes categorias. A primeira se refere ao bordo de ataque de um corpo qualquer, onde a camada limite cresce rapidamente. A segunda engloba regiões de camada limite bem desenvolvida e que apresentam alguma particularidade que ativa o processo de conversão dos números de onda das perturbações. Essas particularidades podem ser rugosidades, descontinuidades na superfície e a interação da camada limite com ondas de choque. Tadjfar and Bodonyi (1992) observaram que rugosidades aumentam também a receptividade da camada limite à turbulência do escoamento livre.

O estudo da receptividade devido a excrescências bidimensionais situadas em regiões de camada limite desenvolvida foi abordado por Saric et al. (1991). Nesse trabalho foi analisada a influência de dois parâmetros da rugosidade sobre a receptividade local. Os parâmetros analisados foram a espessura e a altura da rugosidade. Saric et al. (1991) mostraram que a onda 2-D

crece quase linearmente com a altura da rugosidade para valores contidos entre 45 e  $270\mu\text{m}$ , ou  $0.5 \leq Re_h(Uh/\nu) \leq 5.0$ , onde  $U$  é a velocidade média do escoamento,  $h$  a altura da rugosidade e  $\nu$  a viscosidade cinemática. Acima desses valores a variação da amplitude da onda 2-D apresentou uma característica não linear. Uma revisão sobre esse trabalho pode ser encontrada em Saric et al. (2002).

### 2.1.2 Instabilidade linear

O segundo estágio da transição, conforme figura 2.1, corresponde à propagação e amplificação na direção do escoamento de perturbações de pequena amplitude existentes dentro da camada limite. Este estágio é descrito pela teoria de instabilidade hidrodinâmica linear desenvolvida, inicialmente, nos trabalhos de Tollmien (1929) e Schlichting (1933). Esta teoria juntamente com a de receptividade, é bastante utilizada em aplicações práticas de engenharia. Isso se deve ao fato de que essa região é bastante extensa e de que, quando comparados com a região não linear, os fenômenos envolvidos são relativamente simples de serem descritos.

A equação que descreve o comportamento do escoamento na região linear é conhecida como equação de Orr-Sommerfeld. Essa equação é obtida através da linearização das equações de Navier-Stokes. Além da linearização, outra hipótese que simplifica bastante o conjunto de equações é a de escoamento base paralelo. A hipótese de escoamento base localmente paralelo, ou seja, independente da coordenada longitudinal, é válida porque o número de Reynolds crítico no qual a região de instabilidade se inicia é alto. Como se sabe, para elevados números de Reynolds, a variação na direção longitudinal da espessura da camada limite ocorre lentamente, considerando-se como referencial o comprimento das ondas de instabilidade. Com essas hipóteses pode-se escrever as equações linearizadas de conservação da massa e da quantidade de movimento para as perturbações. De acordo com a notação de Reynolds, as componentes de velocidade e pressão podem ser decompostas em uma componente laminar ou base ( $U, V, W$  e  $P$ ) e uma componente de flutuação ( $u', v', w'$  e  $p'$ ). Assim as equações de movimento ficam:



$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0; \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + U \frac{\partial u'}{\partial x} + W \frac{\partial u'}{\partial z} + v' \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{\partial p'}{\partial x} + \frac{1}{Re} \left( \frac{\partial^2 u'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u'}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u'}{\partial z^2} \right); \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + U \frac{\partial v'}{\partial x} + W \frac{\partial v'}{\partial z} = -\frac{\partial p'}{\partial y} + \frac{1}{Re} \left( \frac{\partial^2 v'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial z^2} \right); \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial w'}{\partial t} + U \frac{\partial w'}{\partial x} + W \frac{\partial w'}{\partial z} + v' \frac{\partial W}{\partial y} = -\frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{1}{Re} \left( \frac{\partial^2 w'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w'}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w'}{\partial z^2} \right). \quad (2.4)$$

Como as equações são lineares e os coeficientes não dependem de  $x$  e  $t$ , é possível obter a solução através da decomposição das variáveis em modos normais na forma:

$$u'(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \left[ \hat{u}(y) e^{i\alpha x + i\beta z - i\omega t} + cc \right]; \quad (2.5)$$

$$v'(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \left[ \hat{v}(y) e^{i\alpha x + i\beta z - i\omega t} + cc \right]; \quad (2.6)$$

$$w'(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \left[ \hat{w}(y) e^{i\alpha x + i\beta z - i\omega t} + cc \right]; \quad (2.7)$$

$$p'(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \left[ \hat{p}(y) e^{i\alpha x + i\beta z - i\omega t} + cc \right]. \quad (2.8)$$

Introduzindo-se essa representação nas equações de conservação 2.1 a 2.4, obtém-se:

$$i(\alpha \hat{u} + \beta \hat{w}) + \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} = 0; \quad (2.9)$$

$$i\hat{u}(\alpha U + \beta W - \omega) + \hat{v} \frac{\partial U}{\partial y} + i\alpha \hat{p} = \frac{\hat{u}}{Re} \left( \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \alpha^2 - \beta^2 \right); \quad (2.10)$$

$$i\hat{v}(\alpha U + \beta W - \omega) + \frac{\partial \hat{p}}{\partial y} = \frac{\hat{v}}{Re} \left( \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \alpha^2 - \beta^2 \right); \quad (2.11)$$

$$i\hat{w}(\alpha U + \beta W - \omega) + \hat{v} \frac{\partial W}{\partial y} + i\beta \hat{p} = \frac{\hat{w}}{Re} \left( \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \alpha^2 - \beta^2 \right). \quad (2.12)$$

Para o caso da instabilidade de ondas bidimensionais desprezam-se os termos referentes à direção transversal ( $\beta = 0$  e  $W = 0$ ). Assim, as equações podem ser escritas na forma:

$$i\alpha\hat{u} + \frac{\partial\hat{v}}{\partial y} = 0 \quad (2.13)$$

$$i\alpha\hat{u}(U - \bar{c}) + \hat{v}\frac{\partial U}{\partial y} + i\alpha\hat{p} = \frac{1}{Re} \left( \frac{\partial^2\hat{u}}{\partial y^2} - \alpha^2\hat{u} \right) \quad (2.14)$$

$$i\alpha\hat{v}(U - \bar{c}) + \frac{\partial\hat{p}}{\partial y} = \frac{1}{Re} \left( \frac{\partial^2\hat{v}}{\partial y^2} - \alpha^2\hat{v} \right). \quad (2.15)$$

Derivando-se (2.10) em relação a  $y$ , subtraindo o resultado de (2.11) multiplicada por  $i\alpha$  e eliminando  $\hat{u}$  através da equação da continuidade, obtém-se a equação de Orr-Sommerfeld (2.16).

$$\alpha(U - \bar{c}) (\hat{v}'' - \alpha^2\hat{v}) - \alpha U''\hat{v} = \frac{-i}{Re} (\hat{v}^{IV} - 2\alpha\hat{v}'' + \alpha^4\hat{v}). \quad (2.16)$$

A equação de Orr-Sommerfeld é uma equação diferencial ordinária de quarta ordem para a variável  $\hat{v}$ . Para condições de contorno homogêneas a equação passa a ser um problema de autovalor, onde a solução é obtida para valores particulares de  $\alpha$ ,  $\omega$  e  $Re$ . Para a solução das equações deve-se fornecer os valores de duas dessas variáveis para se encontrar a terceira. As perturbações resultantes da solução desse problema de autovalores são denominadas ondas Tollmien-Schlichting que são também conhecidas como ondas de instabilidade. A figura 2.3 mostra o diagrama de estabilidade neutra para uma onda bidimensional ( $\beta = 0.0$ ) e uma onda tridimensional ( $\beta = 0.1$ ).

Para ondas 3-D pode-se efetuar uma análise semelhante à realizada para o caso bidimensional. Esta análise foi realizada primeiramente no trabalho de Squire (1933). Squire mostrou que o menor número de Reynolds crítico ocorre para ondas com número de onda transversal  $\beta$  igual a zero. Isto significa que a instabilidade de uma onda tridimensional pode ser mapeada na instabilidade de uma onda T-S bidimensional em um Reynolds menor. Isso corresponde a dizer que o número de Reynolds crítico 3-D é maior que o n° de Reynolds crítico 2-D. O diagrama de instabilidade para uma onda transversal com  $\beta = 0.1$  pode ser observado na figura 2.3. É importante ressaltar que a análise de Squire foi feita com base na teoria linear. O que

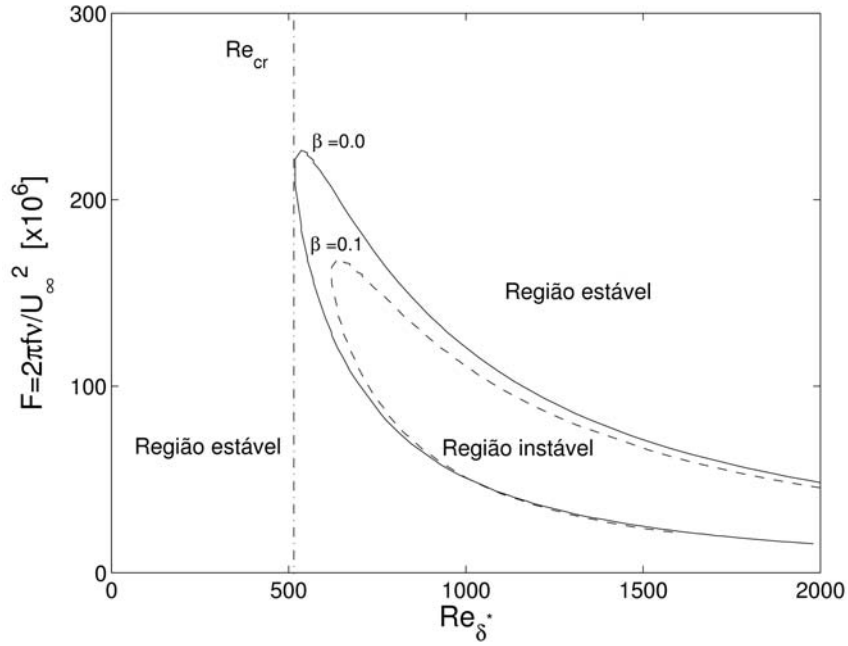


Figura 2.3: Diagrama de estabilidade para ondas T-S bi ( $\beta = 0$ ) e tri-dimensionais ( $\beta = 0.1$ )

se observa quando os efeitos 3-D não lineares são considerados é uma grande influência dessas perturbações na instabilidade do escoamento. É possível também obter uma equação equivalente à de Orr-Sommerfeld para o caso 3-D, ou seja, que contenha os termos dependentes da direção transversal. A dedução e as equações desse caso podem ser encontradas no trabalho de Mack (1985).

A teoria de instabilidade linear é a parte mais desenvolvida e compreendida do processo de transição. Um dos primeiros experimentos realizados acerca da teoria linear foi o de Schubauer and Skramstad (1947). Naquele trabalho, Schubauer & Skramstad estudaram também a influência do gradiente de pressão na amplificação das ondas TS. Eles observaram que gradientes favoráveis de pressão, ou seja  $\partial p/\partial x \leq 0$ , tendem a tornar o escoamento mais estável, e gradientes desfavoráveis contribuem para a instabilidade do escoamento.

Os estudos da influência dos efeitos não paralelos na instabilidade da camada limite começaram no início da década de 70. Os resultados experimentais obtidos durante aquele período foram posteriormente comparados com as teorias de instabilidade linear não paralela desenvolvidas por Gaster (1974) e Saric and Nayfeh (1977). Os resultados de ambos trabalhos apresentaram uma

boa concordância com os resultados experimentais. Assim, Gaster (1974) e Saric and Nayfeh (1977) atribuíram a diferença existente entre as taxas de amplificação previstas pela teoria linear paralela e as obtidas experimentalmente aos efeitos não paralelos. No entanto, Bertolotti et al. (1992) criticaram essa conclusão mostrando que a influência dos efeitos não paralelos é relativamente pequena. Bertolotti et al. (1992) atribuíram as diferenças e semelhanças entre os diferentes trabalhos aos métodos utilizados para a medição da taxa de amplificação.

O estudo da instabilidade em camadas limites tridimensionais se tornou mais consistente a partir da década de 80. Os estudos desenvolvidos durante esse período mostraram que a instabilidade em uma camada limite tridimensional representa um caso muito mais complexo que o bidimensional. O trabalho de Reed and Saric (1989) fornece uma revisão dos principais trabalhos sobre instabilidade em camadas limite 3-D desenvolvidos até o final da década de 80.

### **2.1.3 Instabilidade Secundária em Camada Limite**

A instabilidade secundária da camada limite ocorre quando a amplitude das ondas de instabilidade atinge valores relativamente altos, da ordem de 1% da velocidade do escoamento livre. Nesse estágio, os termos não lineares, também chamados tensões de Reynolds, começam a ser relevantes. Com isso, alguns dos termos desconsiderados pela teoria linear passam a ser importantes para a descrição do fenômeno. A região de instabilidade secundária é pouco extensa, se comparada com a região linear. Isso ocorre devido ao fato de que a instabilidade secundária conduz rapidamente ao escoamento turbulento.

Um dos estudos pioneiros e mais importantes acerca da instabilidade não-linear foi o trabalho experimental de Klebanoff et al. (1962). Naquele trabalho vários aspectos da estrutura do escoamento em regiões anteriores à turbulência foram medidos. Klebanoff et al. (1962) observaram que ondas 2-D de amplitudes pequenas sofriam uma amplificação e, posteriormente um decaimento à medida que se propagavam na direção do escoamento. O comportamento correspondia ao previsto pela teoria linear. No entanto, para ondas com amplitudes maiores que 1% da velocidade do fluxo livre, o que se observou foi o desenvolvimento de uma estrutura tridimensional. A

estrutura tridimensional apresentava um comprimento de onda transversal característico, mas uma fase errática. Para eliminar esse comportamento errático Klebanoff et al. (1962) colocaram fitas distribuídas com um espaçamento transversal igual ao comprimento de onda observado. Com isso, a estrutura tridimensional deixou de ter uma fase errática e foi possível coletar uma base de dados de grande valor para o estudo da instabilidade hidrodinâmica em camada limite.

A partir do trabalho de Klebanoff et al. (1962) vários estudos foram realizados com o intuito de explicar aqueles resultados experimentais. Os trabalhos subsequentes seguiram por duas principais linhas de raciocínio. O primeiro grupo de modelos buscou justificar os resultados de Klebanoff *et al.* através da superposição de modos lineares com diferentes números de onda transversal. Benney and Lin (1960) desenvolveram um modelo para a formação e evolução de vórtices longitudinais. O modelo foi proposto para análise da evolução não-linear de uma onda 2-D e duas ondas oblíquas com ângulos de propagação opostos. Entretanto, Stuart (1960) contestou o modelo de Benney and Lin (1960). De acordo com a teoria linear, ondas bidimensionais e ondas oblíquas de mesma frequência possuem velocidade de onda diferentes. Isso gera uma pequena diferença de fase entre as ondas à medida que elas se propagam. Sendo assim, de acordo com Stuart (1960), o que se deveria observar experimentalmente era um fenômeno de batimento, o que não acontecia.

O segundo grupo explorou a interação entre os modos longitudinais e transversais. Craik (1971) propôs um modelo de ressonância envolvendo uma onda TS ( $\alpha, \beta = 0$ ) e duas ondas oblíquas sub-harmônicas ( $\alpha/2, \pm\beta$ ). Esse modelo ficou conhecido como tríade ressonante. Nesse modelo a ressonância era possível apenas para ondas sub-harmônicas com um certo número de onda transversal. O argumento de Craik era o de que os harmônicos da onda fundamental poderiam promover a amplificação de ondas tri-dimensionais com a frequência da onda fundamental. Desse modo ele encontrou ressonância para as condições experimentais de Klebanoff, mas seus resultados não receberam muita atenção devido ao fato de que nos experimentos de Klebanoff não se observou a formação de harmônicos.

A descoberta de sinais sub-harmônicos na transição da camada limite por Kachanov e

Levchenko, em 1977, reativou o interesse no modelo de Craik. Entretanto, a tríade ressonante proposta por Craik só previa a sincronização de ondas sub-harmônicas com um certo número de onda transversal. Isso ainda não explicava o mecanismo observado por Klebanoff. Somente com a teoria apresentada no trabalho de Herbert (1988) é que foi possível explicar o mecanismo de ressonância observado nos experimentos de Klebanoff. Para desenvolver a sua teoria, Herbert considerou um referencial com a velocidade de fase da onda, obtendo assim um escoamento com periodicidade espacial. Assim, Herbert conseguiu analisar as equações de instabilidade para escoamentos periódicos alterando os coeficientes das equações por funções periódicas na direção longitudinal. Com isso ele conseguiu mostrar que a ressonância sub-harmônica ocorre em uma faixa de números de onda transversais e que essa faixa aumenta com a amplitude da onda primária 2-D. A teoria de Herbert prevê ainda que, a partir de um limiar de amplitude da onda fundamental, ocorre a amplificação de uma faixa de modos 3-D de mesma frequência da onda 2-D. Isso explicou em parte o fenômeno observado por Klebanoff. A teoria de Herbert foi baseada em aproximações lineares, razão pela qual ela é válida somente para os estágios iniciais da instabilidade secundária.

A transição que ocorre a partir da ressonância fundamental ficou conhecida como tipo K, em homenagem a Klebanoff. Já a transição que ocorre devido à ressonância sub-harmônica pode ser chamada de tipo H em homenagem a Herbert, tipo C devido a Craik ou mesmo tipo N de Novosibirsk em homenagem ao local onde os experimentos de Kachanov e Levchenko foram realizados em 1977.

### **Ressonância fundamental**

Klebanoff et al. (1962) observaram em seu trabalho que a transição ocorria devido à evolução de estruturas tridimensionais dentro da camada limite. Essas estruturas se caracterizavam pela alternância de picos e vales de amplitude de onda e pela formação de vórtices longitudinais contra-rotativos. A figura 2.4 mostra esquematicamente o experimento de Klebanoff.

As regiões de pico e de vale correspondem respectivamente a locais com taxa de amplificação

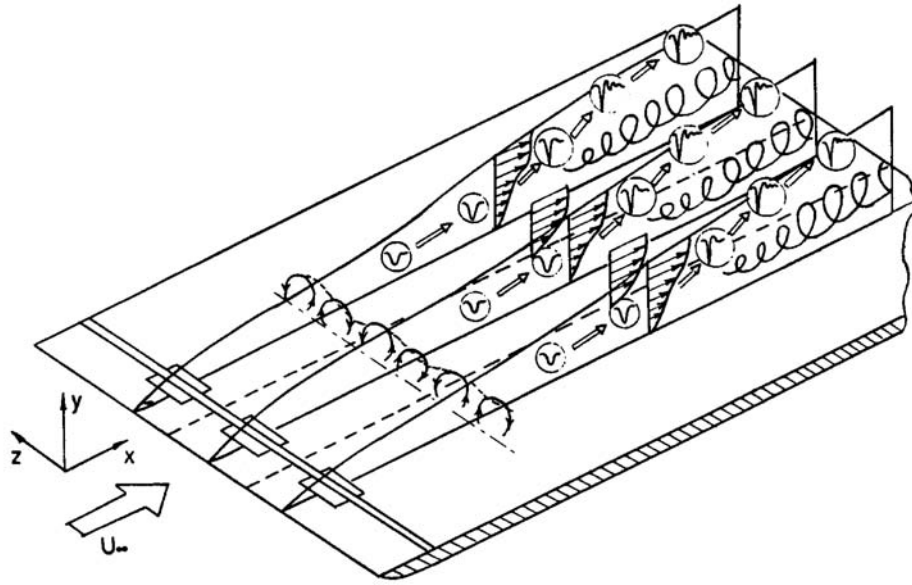


Figura 2.4: Desenho esquemático do experimento de Klebanoff et al. (1962)

maior e menor do que a prevista pela teoria linear. A figura 2.5 mostra as regiões de picos e vales e sua disposição em relação as fitas usadas por Klebanoff et al. para eliminar a fase errática dessas estruturas.

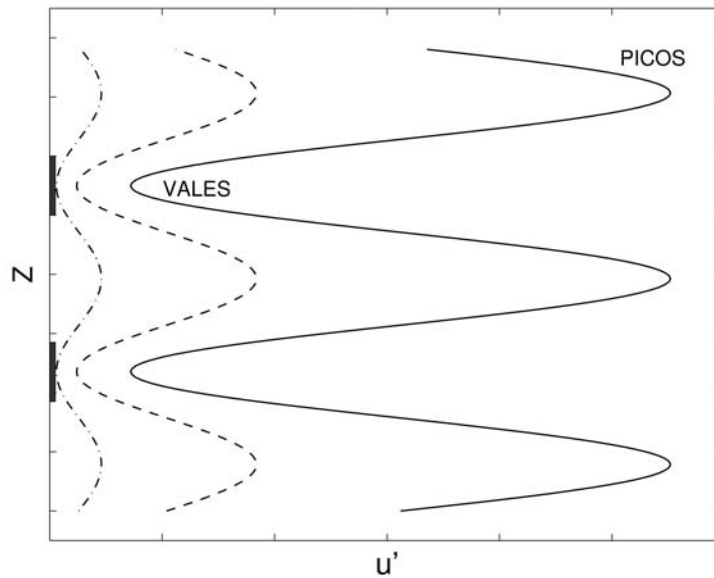


Figura 2.5: Desenho esquemático da distribuição de  $u'$  ao longo da direção transversal nos experimentos de Klebanoff et al. (1962).

Os picos e vales correspondem a um número de onda na direção transversal instável que concorda com a teoria de Herbert. A evolução dessas ondas transversais promove a formação dos vórtices contra-rotativos. Esses vórtices, por sua vez, tendem a se organizar e formar estruturas tridimensionais, que apresentam uma forma parecida com a letra  $\Lambda$ , a medida que se propagam na direção do escoamento. Klebanoff et al. (1962) notaram em seus experimentos que após a formação das estruturas, com a forma do tipo  $\Lambda$ , ocorreram explosões em um curtíssimo período de tempo (*spikes*) nas séries temporais de velocidade. Essa etapa é considerada por Kachanov (1994) como sendo o início do estágio final da transição. Os *spikes* foram notados somente nas regiões de pico e inicialmente ocorriam uma vez a cada período da onda fundamental. A figura 2.6 mostra uma série temporal de velocidade obtida por um anemômetro de fio quente no instante dessa explosão. À medida que se avançava em direção à turbulência esses *spikes* passaram a se multiplicar dentro de um período da onda fundamental até que o escoamento se tornava completamente dominado pelas perturbações de alta frequência.

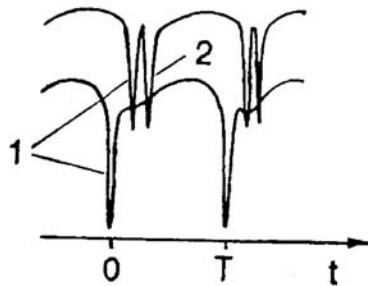


Figura 2.6: Formação de explosões de curtíssimo período na transição – extraído de Kachanov (1994)

### Ressonância sub-harmônica

O primeiro indício da existência de mais de um mecanismo de amplificação na região linear apareceu nos experimentos de Knapp and Roache (1968). Através de visualizações com fumaça, eles observaram a formação de estruturas tipo  $\Lambda$  alinhadas e alternadas nos estágios mais avançados da transição. No entanto, naquela época a teoria de Craik ainda não havia sido desenvolvida e eles não reconheceram o motivo da diferença entre as estruturas  $\Lambda$ . Com o desenvolvimento da



teoria de Craik e, posteriormente, a de Herbert foi possível relacionar a estrutura alternada com a amplificação de ondas 3-D sub-harmônicas. Essa relação foi feita no trabalho de Saric and Thomas (1984) através de visualizações com fumaça associadas a medições com anemômetro a fio quente.

Na instabilidade sub-harmônica o início da tridimensionalidade e da aleatoriedade é marcado pelo rápido desenvolvimento de uma grande faixa de perturbações de baixa frequência. A figura 2.7 mostra a evolução ao longo da direção do escoamento do espectro da componente de velocidade longitudinal, para um caso de transição devido a ressonância sub-harmônica ( $f_1=100\text{Hz}$  na figura 2.7).

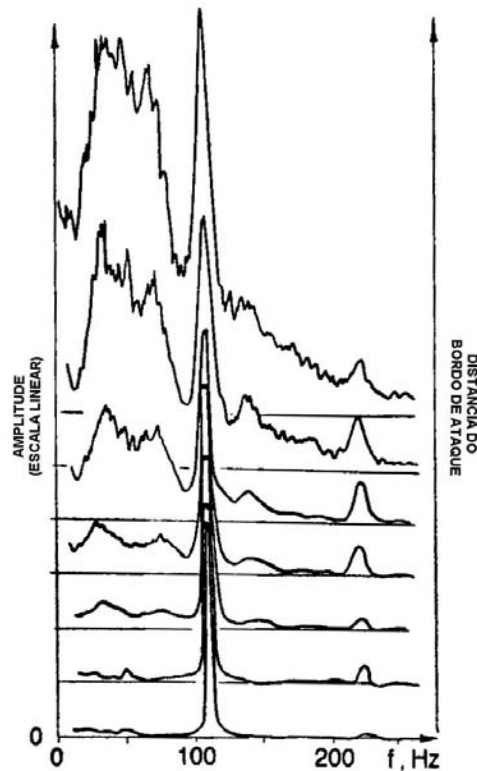


Figura 2.7: Evolução do espectro de velocidades na transição sub-harmônica – Extraído de Kachanov (1994).

De acordo com a teoria de Herbert, a ressonância sub-harmônica de ondas 3-D depende da amplitude da onda fundamental 2-D. As figuras 2.8 e 2.9 exemplificam essa afirmação. Essa dependência da amplitude da onda 2-D também é observada no caso da ressonância fundamen-

tal. Entretanto, na ressonância tipo K a relação entre a amplitude da onda 2-D e a banda de ondas oblíquas instáveis é diferente daquela do caso sub-harmônico. A figura 2.9 mostra que, pelo menos neste caso, a hipótese de escoamento paralelo conduz a resultados que não concordam exatamente com os dados experimentais. A figura 2.10 mostra a evolução dos modos sub-harmônicos 3-D e fundamentais 2-D para diferentes amplitudes iniciais das ondas fundamentais. Pode-se observar que para ondas 2-D muito pequenas a ressonância com os modos sub-harmônicos não ocorre. Para amplitudes modestas da onda 2-D pode ocorrer a amplificação dos modos sub-harmônicos devido à ressonância. Entretanto, se a onda 2-D deixa de ser instável e começa a decair, de acordo com a teoria de instabilidade linear (ultrapassa o *ramo superior da curva de instabilidade neutra*, figura 2.3), pode ocorrer então que a energia do sistema não seja suficiente para manter o processo de ressonância auto-sustentável. Nesses casos, as ondas 2-D e 3-D sofrem amortecimento e não conduzem à transição do escoamento. A partir de um limiar de amplitude da onda fundamental o mecanismo de ressonância se torna auto-sustentável, continuando a ocorrer mesmo após o *ramo superior*. Esse fenômeno é mostrado na figura 2.10. A instabilidade devido à ressonância fundamental também apresenta um comportamento semelhante.

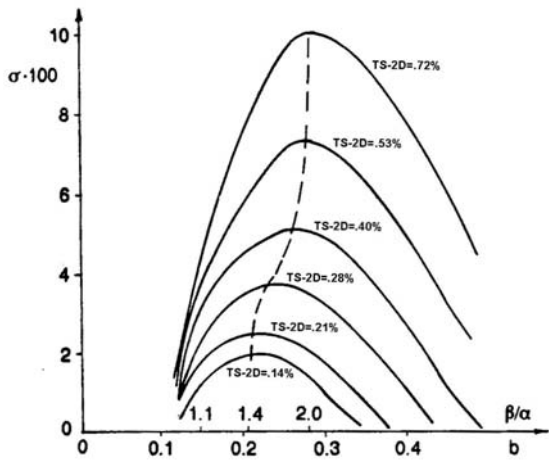


Figura 2.8: Taxas de amplificação dos modos sub-harmônicos para várias amplitudes da onda 2-D. Extraído de Herbert (1988)

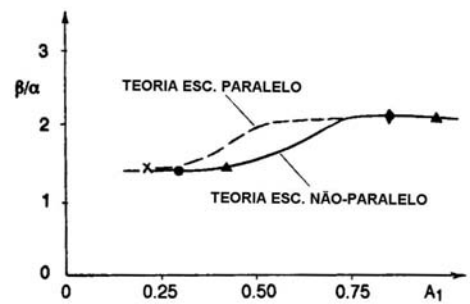


Figura 2.9: Variação do modo sub-harmônico mais instável com a amplitude da onda 2-D. Símbolos, representam resultados Kachanov and Levchenko (1984). Extraído Kachanov (1994).

Recentemente, Bake et al. (2000) estudaram em detalhe a estrutura do regime tipo H nos

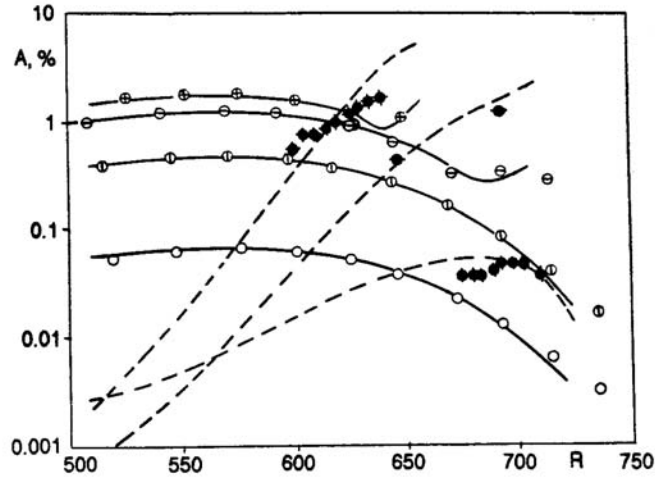


Figura 2.10: Evolução das ondas 2-D fundamentais e sub-harmônicas na ressonância sub-harmônica para diferentes amplitudes da onda 2-D. Linhas contínuas —: evolução teórica da amplitude das ondas 2D; linhas tracejadas - -: evolução teórica da amplitude dos modos 3D sub-harmônicos; símbolos: experimentos. – Extraído de Kachanov (1994).

estágios mais avançados. A motivação para aquele trabalho foi a escassez de informações sobre os estágios finais desse regime. Diversos trabalhos foram realizados para descrever a instabilidade tipo K e poucos para descrever a do tipo H. Bake et al. (2000) mostraram que nos estágios mais avançados da instabilidade tipo H ocorre, nas regiões de pico, a formação de explosões de curto período de tempo na amplitude das perturbações. As explosões apresentaram uma estrutura semelhante à observada na instabilidade do tipo K. A principal diferença em relação aos *spikes* formados no regime tipo K é a periodicidade. Na instabilidade sub-harmônica as explosões e suas conseqüentes multiplicações ocorrem no intervalo de um período da onda subharmônica, e não no intervalo da onda fundamental como na tipo K. A figura 2.11 mostra uma série temporal obtida em duas posições de pico diferentes. É importante ressaltar que a oposição de fase entre as explosões mostradas na figura 2.11 se deve à alternância entre as estruturas  $\Lambda$ .

## 2.2 Transição devido a rugosidades tridimensionais

Uma rugosidade pode influir na transição de uma camada limite de pelo menos três formas. A primeira é promovendo a receptividade e, conseqüentemente, aumentando a amplitude inicial das ondas de instabilidade 2-D ou 3-D. A segunda forma é através da geração de flutuações

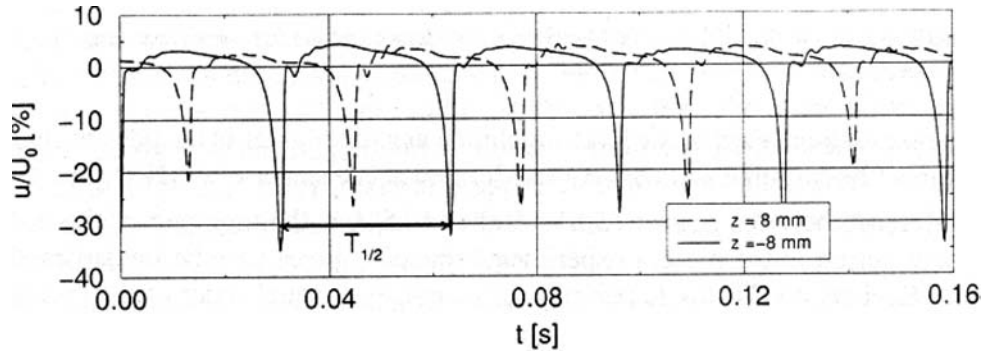


Figura 2.11: Formação de *spikes* na transição do tipo H – Extraído de Bake et al. (2000)

por meio da formação e desprendimento de vórtices em torno do elemento rugoso. A terceira é devido à distorção que uma rugosidade induz no escoamento base.

### 2.2.1 Receptividade localizada

O caso da receptividade promovida por rugosidades superficiais pode ser dividido em dois grupos. O primeiro engloba a receptividade ao longo de toda a superfície onde a camada limite se desenvolve. Esses casos são classificados como receptividade não localizada. O segundo caso, chamado de receptividade localizada, envolve o estudo da receptividade de uma pequena região ao longo da direção longitudinal do escoamento. A receptividade localizada é uma abordagem utilizada em trabalhos que envolvem o estudo de rugosidades isoladas, como é o caso do presente trabalho.

Em camadas limites 2-D a receptividade localizada, proveniente de rugosidades isoladas bidimensionais, promove a excitação de ondas TS 2-D. Já as rugosidades 3-D em camadas limite bidimensionais podem excitar tanto ondas TS 2-D quanto ondas oblíquas 3-D. Isso pode levar à excitação da instabilidade secundária da camada limite. Crouch (1997) realizou um estudo numérico sobre o efeito de rugosidades tridimensionais com periodicidade na direção transversal na geração de ondas oblíquas fundamentais e sub-harmônicas. O trabalho de Crouch sugere que a amplitude da perturbação 2-D exerce influência sobre a amplitude e a faixa de números de onda transversal das ondas oblíquas geradas pelo mecanismo de receptividade. No trabalho de Crouch as ondas oblíquas fundamentais foram geradas através do espalhamento da onda T-S devido à

rugosidade. Já as sub-harmônicas foram obtidas através de uma excitação acústica. Würz et al. (2003) realizaram um trabalho sobre a receptividade de ondas oblíquas sub-harmônicas semelhante ao de Crouch utilizando técnicas experimentais.

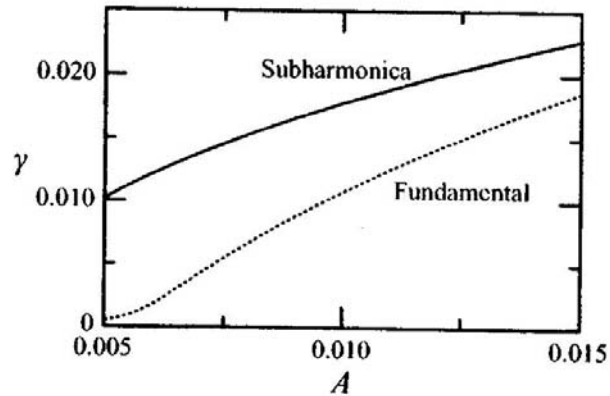


Figura 2.12: Variação das taxas de amplificação das ondas fundamentais e sub-harmônicas com a amplitude da onda 2-D –Extraído de Crouch (1997).

A teoria de instabilidade secundária desenvolvida por Herbert (1988) prevê, para pequenas amplitudes da onda primária, a ressonância somente entre ondas Tollmien-Schlichting 2-D e 3-D sub-harmônicas. De acordo com Herbert, somente a partir de um limiar de amplitude da onda T-S 2-D é que as ondas 3-D fundamentais passam a ser instáveis. Segundo Herbert (1988) e Crouch (1997), mesmo para ondas T-S com amplitude acima desse limiar as taxas de amplificação das ondas sub-harmônicas são maiores que as taxas das ondas fundamentais. Isso é mostrado na figura 2.12. No entanto, para ondas TS com amplitudes acima de 0.6% da velocidade do escoamento livre geralmente o que se observa nos experimentos descritos na bibliografia é uma dominância dos modos fundamentais. Herbert (1988) sugeriu que esse fato ocorre devido à existência de vorticidade longitudinal no fluxo livre daqueles experimentos. Esse tipo de vorticidade contribue para a excitação dos modos fundamentais. Crouch (1997) sugere que além disso a predominância de modos fundamentais, para uma dada amplitude da onda T-S, ocorre devido à diferença de receptividade entre os modos fundamentais e sub-harmônicos. A figura 2.13 mostra os resultados numéricos de receptividade desses dois modos para diferentes amplitudes da onda primária. Esses resultados são mostrados em detalhe no trabalho de Crouch

(1997). Os coeficientes  $K_S$  e  $K_F$  mostrados na figura 2.13 são uma medida da receptividade das ondas fundamentais e sub-harmônicas. Os valores dos coeficientes de receptividade de  $K_S$  dependem da amplitude da perturbação sonora. Como a amplitude das perturbações sonoras ( $\epsilon$ ) geralmente possui valor pequeno, o coeficiente  $\epsilon$  assume valores muito menores do que 1. Assim os valores de receptividade sonora  $\epsilon K_S$  geralmente são menores que os valores de  $K_F$ . O que Crouch (1997) sugere então é que a receptividade das ondas fundamentais é maior do que a das ondas sub-harmônicas.

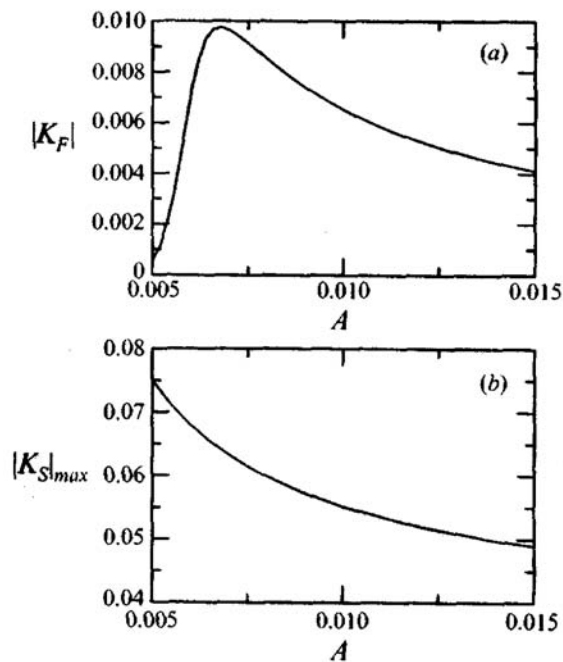


Figura 2.13: Variação do coeficiente de receptividade das ondas fundamental ( $K_F$ ) e sub-harmônica ( $K_S$ ) com a amplitude da onda 2-D – Extraído de Crouch (1997)

### 2.2.2 Formação de vórtices periódicos

A segunda forma através da qual uma rugosidade pode alterar o ponto de transição de uma camada limite é inserindo perturbações por meio da geração de vórtices periódicos. Esses vórtices atuam como perturbações periódicas que podem levar à excitação da instabilidade hidrodinâmica.

Uma rugosidade do tipo cilíndrica, com eixo perpendicular à placa, pode dar origem a três

principais tipos de vórtices. A figura 2.14 mostra um esquema baseado em uma visualização em túnel de água onde é possível observar alguns destes vórtices. Conforme descrito no trabalho de Tani (1961), os primeiros vórtices que se formam quando se aumenta a altura de uma rugosidade da camada limite são os vórtices tipo tornado. Esses vórtices se formam paralelamente à altura da rugosidade, logo a jusante desse elemento, e ao atingirem a altura do topo da rugosidade se alinham com o escoamento. Nesse regime, o ponto de transição pode ocorrer em uma região um pouco a montante do ponto observado no caso não perturbado (Tani (1961)). A medida que se aumenta o número de Reynolds da rugosidade surgem os vórtices ferradura. Vale lembrar que o número de Reynolds da rugosidade é dado pela expressão  $Re_h = Uh/\nu$ , onde  $h$  é a altura da rugosidade. Elevando-se ainda mais o  $Re_h$  ocorre desprendimento de vórtices no topo da rugosidade. Os resultados mostrados no trabalho Tani (1961) sugerem que, nesse estágio, um pequeno aumento do número de Reynolds faz com que o ponto de transição seja deslocado rapidamente em direção à rugosidade.

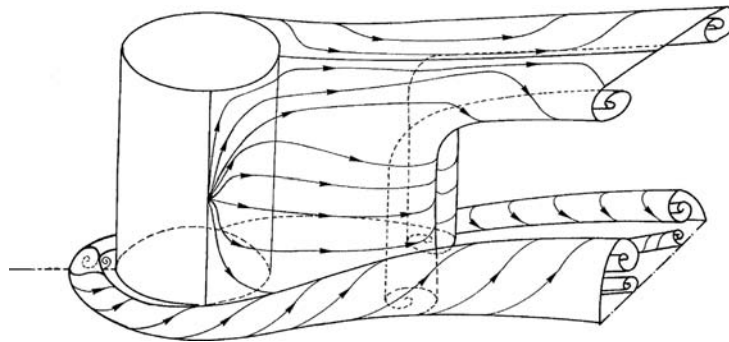


Figura 2.14: Visualização das estruturas formadas por uma rugosidade cilíndrica dentro de uma camada limite - Extraído de Legendre and Werlé (2001).

O terceiro estágio, onde ocorre o desprendimento dos vórtices de topo, dá origem a uma esteira complexa. Nesse estágio ocorre a interação entre os vórtices tornado e os vórtices de topo, dando origem a vórtices do tipo grampo de cabelo (Furuya and Miyata (1972)). A figura 2.15 mostra uma visualização deste tipo de estrutura para o caso de uma esfera inserida na camada limite.

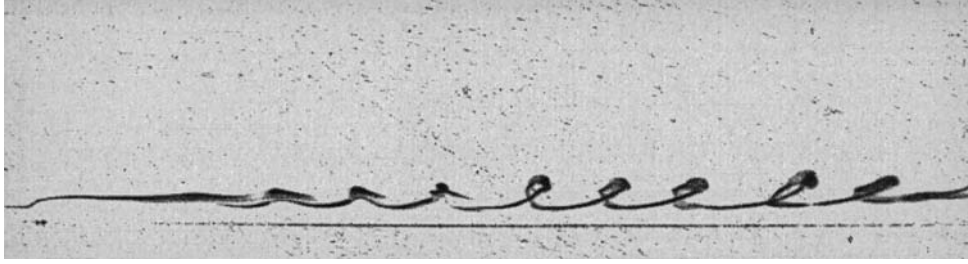


Figura 2.15: Visualização da interação entre o vórtice do tipo tornado e o vórtice de topo de uma rugosidade - retirado de Furuya and Miyata (1972).

### 2.2.3 Distorção do escoamento base

A formação de vórtices e a deformação do escoamento devido à presença da rugosidade geram uma distorção do escoamento base. No caso de baixo número de Reynolds baseado na altura da rugosidade  $Re_h$  espera-se, de acordo com Tani (1961), a formação de vórtices tornado. Esses vórtices tornado, atuando de maneira isolada no escoamento, criam a jusante da rugosidade uma região central de déficit de quantidade de movimento atrás da rugosidade e duas regiões de acréscimo de quantidade de movimento, uma de cada lado. Dependendo da intensidade dos vórtices as características de estabilidade da camada limite podem ser alteradas. Isso pode levar a um aumento localizado da taxa de amplificação das perturbações e induzir uma alteração no ponto de transição do escoamento.

No estágio em que ocorre a formação dos vórtices do tipo tornado e do tipo ferradura as regiões de acréscimo de quantidade de movimento se tornam mais evidentes. A figura 2.16 mostra a distribuição de quantidade de movimento medida experimentalmente atrás de uma rugosidade. Na figura 2.16 nota-se o aparecimento de mais duas regiões de déficit localizadas nas fronteiras da região perturbada. Essa figura sugere a existência simultânea de vórtices tornado e ferradura. Essas regiões provavelmente se formaram por consequência do sentido de rotação do vórtice ferradura.

Isso pode dar origem a várias regiões de pico e de déficit de quantidade de movimento do escoamento ao longo da direção transversal. Essa estrutura tridimensional pode afetar a localização do ponto de transição.



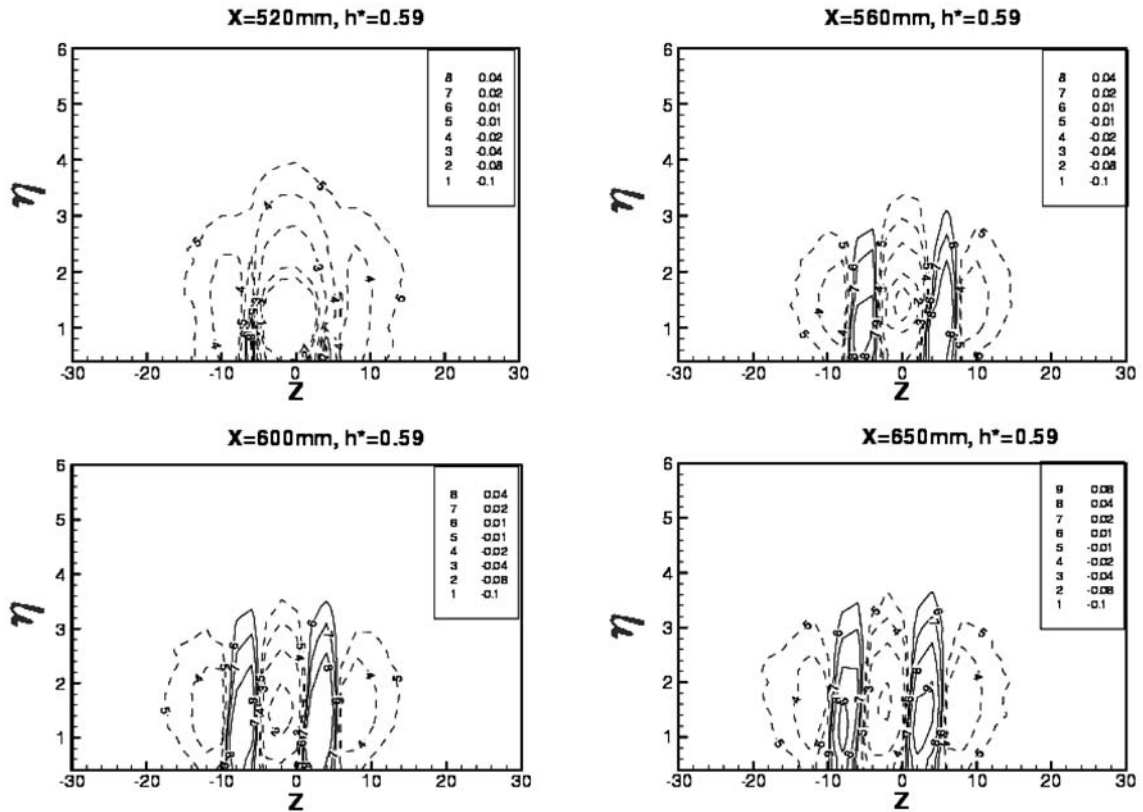


Figura 2.16: Distorção da velocidade média de um escoamento sobre uma placa plana perturbado por uma rugosidade 3-D. Rugosidade localizada na posição 500mm. Perfis medidos em diferentes seções transversais a jusante da rugosidade. Fornecido por Yaxing Wang - comunicação pessoal.

## 2.2.4 O Presente projeto no contexto do estudo da transição induzida por rugosidades 3-D isoladas em camadas limite

A partir do estudo da literatura acerca da transição induzida por rugosidades tridimensionais em uma camada limite, foi possível dividir os trabalhos já realizados acerca deste tema em três diferentes regimes (figura 2.17). Assim, foi possível situar o presente trabalho no contexto dos estudos de transição induzida por rugosidades. Esses três diferentes regimes foram divididos de acordo com as alturas de rugosidades envolvidas. Sabe-se da revisão bibliográfica do problema que a altura da rugosidade está diretamente ligada à complexidade do escoamento na esteira da rugosidade. Sendo assim, essa divisão pode ser vista como uma divisão em diferentes regimes de complexidade do problema.

No caso de rugosidades muito pequenas em relação à espessura de deslocamento da camada

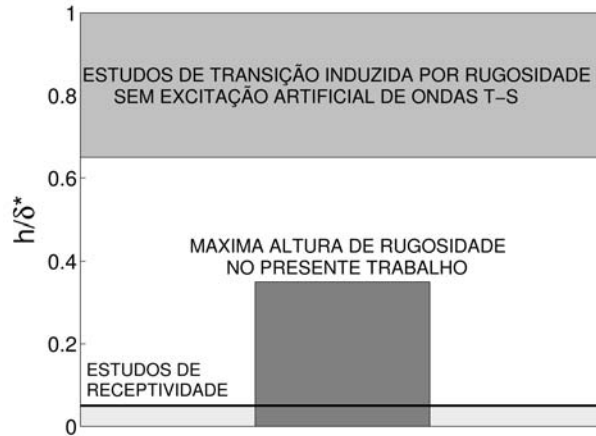


Figura 2.17: Desenho esquemático dos três regimes identificados no estudo da transição induzida por rugosidades tridimensionais isoladas.

limite ( $h/\delta^* < 5\%$ ), a esteira gerada não envolve a formação de vórtices e a distorção do escoamento base é muito pequena. Sendo assim, os efeitos desse tipo de rugosidade sobre o escoamento base frequentemente não são relevantes, pois nesses casos o escoamento base retorna rapidamente para a condição não perturbada (Gaster et al. (1994)). Neste regime a principal influência das rugosidades na transição da camada limite se deve aos mecanismos de receptividade. Alguns importantes estudos realizados nesse regime são os trabalhos de Goldstein (1985), Tadjfar and Bodonyi (1992), Saric et al. (2002) e Würz et al. (2003).

No caso de rugosidades com alturas próximas a  $\delta^*$ , o problema envolve a formação de uma esteira complexa a jusante da rugosidade. Esse regime foi bastante estudado nas primeiras investigações sobre o problema. Naqueles trabalhos não foi utilizada a geração artificial de ondas de instabilidade no escoamento. Com isso, houve a necessidade de se utilizar rugosidades com maiores alturas para que uma mudança no ponto de transição do escoamento pudesse ser observada. No entanto, devido à complexidade do fenômeno os trabalhos desenvolvidos nesse regime não apresentaram resultados conclusivos. Alguns dos principais estudos realizados nesse regime foram os trabalhos de Klebanoff et al. (1954), Gibbings et al. (1986) e Klebanoff et al. (1992).

O presente trabalho foi realizado em um regime intermediário de alturas de rugosidade, compreendido no intervalo de  $0,05 < h/\delta^* < 0,4$ . Nesse caso a esteira do escoamento é mais

simples e a distorção do escoamento base é menor. Ainda assim, nos trabalhos já realizados neste regime a principal influência da rugosidade na transição do escoamento não foi clara. É importante ressaltar que poucos trabalhos foram realizados nesse regime e os resultados disponíveis na literatura não foram conclusivos. Alguns dos estudos realizados nesse regime são os recentes trabalhos de Wang (2004) e Wörner (2003). O objetivo do presente trabalho é esclarecer qual a principal influência de uma rugosidade, com altura intermediária, na transição do escoamento.

Com base na revisão dos estudos realizados acerca do fenômeno de transição induzido por rugosidades, foi possível então estabelecer uma metodologia para a abordagem do fenômeno.

## Capítulo 3

# Metodologia

A abordagem do presente trabalho consiste no estudo de uma rugosidade tridimensional isolada e pequena em relação à espessura da camada limite. Nesse caso, de acordo com o número de Reynolds referente à altura da rugosidade utilizado nos experimentos, a esteira da rugosidade pode ser simplificada. A hipótese formulada que pretende-se verificar é a de que o principal efeito de uma rugosidade deste tipo sobre uma onda Tollmien-Schlichting (T-S) seja o de promover a excitação de ondas oblíquas de mesma frequência das ondas T-S primárias, de modo a induzir a ressonância fundamental, também conhecida como tipo K. A idéia é que as ondas oblíquas sejam formadas a partir do espalhamento das ondas T-S na esteira da rugosidade. Julga-se que o efeito de uma rugosidade tridimensional isolada sobre as ondas T-S seja semelhante a uma perturbação localizada no espaço. Desse modo, o espalhamento deverá provocar a excitação de todos os números de onda transversais ( $\beta$ ), incluindo os números de onda instáveis previstos pela teoria de instabilidade secundária.

Segundo o modelo proposto, a evolução dessas ondas oblíquas se dará então devido a dois principais estágios de seleção. O primeiro se deve à diferença de receptividade entre os diversos números de onda transversal, ou seja, diferentes modos oblíquos deverão ser excitados com diferentes amplitudes iniciais. Essa idéia é baseada no trabalho de Crouch (1997), onde foi detectada a ocorrência de diferentes coeficientes de receptividade para diferentes  $\beta$ . É importante ressaltar que no trabalho de Crouch (1997) foram analisadas somente rugosidades com periodici-

dade transversal. No entanto, espera-se que um fenômeno semelhante ao observado por Crouch também ocorra para rugosidades 3-D isoladas. No presente trabalho o diâmetro da rugosidade é um parâmetro adicional que pode vir a influenciar a variação da receptividade com o  $\beta$ . Sendo assim, a análise da influência do diâmetro também é interessante e foi incluída nos parâmetros que foram analisados.

O segundo estágio de seleção envolve a evolução das ondas oblíquas geradas pela rugosidade. A amplificação das perturbações nesse estágio deverá seguir o mecanismo de seleção previsto pela teoria de instabilidade secundária. Ao final, o que se deve observar é uma seleção das perturbações mais instáveis, de acordo com a combinação dos dois estágios. Caso a influência do primeiro estágio venha a ser desprezível em comparação com o segundo, será possível então considerar somente o segundo estágio. Para auxiliar na análise dos resultados, serão utilizadas simulações numéricas utilizando as Equações de Estabilidade Parabolizadas (EPP), também conhecidas como PSE (*Parabolized Stability Equations*). Esse código permite que se efetuem simulações da instabilidade secundária envolvendo duas ondas oblíquas e uma onda primária.

### 3.1 Aparato experimental

Nesta seção incluiu-se uma descrição dos equipamentos que foram utilizados durante os ensaios experimentais realizados no âmbito do presente trabalho. Alguns destes equipamentos foram projetados e construídos para o presente projeto.

#### 3.1.1 Túnel de vento

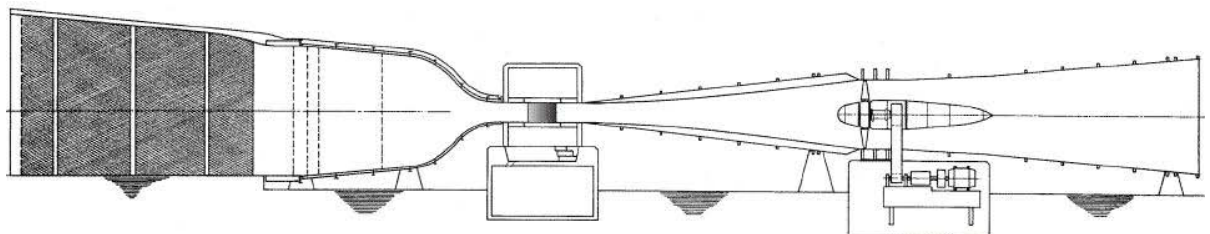


Figura 3.1: Túnel de vento de baixa turbulência da Universidade de Stuttgart.

Os ensaios experimentais do presente trabalho foram realizados no túnel de vento de baixa turbulência do Laboratório de Aerodinâmica e Dinâmica dos Gases, da Universidade de Stuttgart, na Alemanha (Wortmann and Althaus (1964)). Este túnel de vento é de circuito aberto, do tipo Eiffel, com uma câmara de ensaio fechada. O desenho do túnel pode ser observado na figura 3.1. O nível de turbulência deste equipamento é da ordem de 0,02% da velocidade do escoamento livre. A seção de testes possui 3,15 m de comprimento e uma seção transversal de 0,73 m de altura por 2,73 metros de largura.

Na parte superior e na inferior da seção de testes do túnel existe uma mesa giratória. Os modelos de aerofólio, normalmente testados neste túnel, são montados verticalmente na seção de testes e fixados nessas mesas giratórias. Desse modo é possível variar o ângulo de ataque dos modelos em relação ao escoamento.

A velocidade média máxima que pode ser obtida na seção de testes do túnel é 90m/s. Como a corda típica dos modelos testados neste túnel é de 0,6m torna-se possível então realizar investigações experimentais com números de Reynolds, em relação à corda, de aproximadamente  $3 \times 10^5$  a  $5 \times 10^6$ .

A câmara de ensaios do túnel é localizada no interior de uma sala subpressurizada. A entrada de um compressor é ligada a uma das paredes da sala. Isso faz com que a pressão na sala seja menor do que a pressão no interior da seção de testes. Desse modo, previne-se a entrada de ar na câmara de ensaios devido a falhas de vedação existente na própria câmara ou no modelo experimental.

A velocidade de rotação do fan e o ângulo das pás são controlados por computador. Deste modo é possível ajustar o túnel para operação em velocidade constante, ou número de Reynolds constante, com base nas informações de temperatura, pressão e humidade do ar. Durante os ensaios experimentais do presente trabalho optou-se por utilizar um número de Reynolds constante. Desse modo evitaram-se variações na espessura da camada limite devido a mudanças nas condições de temperatura e pressão. Com isso houve uma variação um pouco menor que  $\pm 0,5\%$  no valor da frequência adimensional das ondas T-S excitadas. Esta variação é muito

pequena e, portanto, não foi significativa para os resultados do presente trabalho.

### 3.1.2 Excitação artificial de ondas de instabilidade

A geração de ondas de instabilidade bidimensionais foi realizada pneumáticamente através da utilização de auto-falantes. Existem diversas formas de se excitar ondas de instabilidade em uma camada limite. A técnica utilizada foi desenvolvida por Gaponenko and Kachanov (1994). Essa técnica foi escolhida pelo fato de um gerador semelhante àquele do trabalho de Gaponenko and Kachanov (1994) ter sido utilizado previamente nos laboratórios da Universidade de Stuttgart. O gerador de ondas T-S utilizado no presente trabalho é semelhante ao descrito no trabalho de Würz et al. (2004). No total, 32 micro alto-falantes (Bürklin LSF28) ligados a 116 tubos flexíveis igualmente espaçados foram utilizados para cobrir 290mm na direção transversal da superfície do aerofólio com o gerador de ondas T-S. Na superfície do aerofólio, o gerador de ondas consistiu em uma fenda transversal de 290mm de comprimento, 0,8mm de profundidade, 0,2mm de largura (figura 3.2). A figura 3.3 mostra o arranjo de montagem dos alto-falantes. Conforme pode-se observar na figura, os alto-falantes foram montados em invólucros individuais. Foram construídos invólucros selados para se evitar a contaminação das ondas T-S geradas por flutuações externas de pressão. A equalização da pressão em ambos os lados dos alto-falantes foi realizada conectando-se uma das paredes do invólucro a uma tomada de pressão estática do aerofólio. Para o correto balanceamento da pressão utilizou-se a tomada de pressão estática localizada mais próxima da posição em relação à corda onde foi montado o gerador de ondas T-S. Na superfície oposta do invólucro existem quatro saídas para a conexão com os tubos flexíveis que transmitem as flutuações de pressão geradas pelos alto-falantes até a fenda localizada na superfície do aerofólio.

O desenho esquemático do gerador é mostrado na figura 3.2. A configuração deste equipamento permite que sejam excitadas ondas de instabilidade tanto bi quanto tri-dimensionais. Para isso utiliza-se um conversor digital/analógico (DA) de 12 bits com 16 canais de saída independentes. Na saída desse conversor, utiliza-se um amplificador de potência, também com 16

canais independentes. Com essa configuração é possível alimentar os 32 alto-falantes do sistema com até 16 sinais diferentes. Assim, o ajuste das ondas 2-D ou 3-D pode ser feito através de uma combinação entre a variação do sinal dos canais e a comutação dos tubos conectados aos alto-falantes. Para o presente estudo utilizou-se o equipamento somente para a geração de ondas bi-dimensionais. Sendo assim, todos os 16 canais foram ajustados para gerar o mesmo sinal e a comutação dos tubos não foi relevante. Ainda assim tomou-se o cuidado de realizar uma comutação coerente para que fosse possível determinar o alto-falante responsável pela geração de ondas T-S em cada posição transversal. Isso foi importante durante os procedimentos de ajuste da bidimensionalidade das ondas geradas e na detecção de mal funcionamento do sistema durante os experimentos.

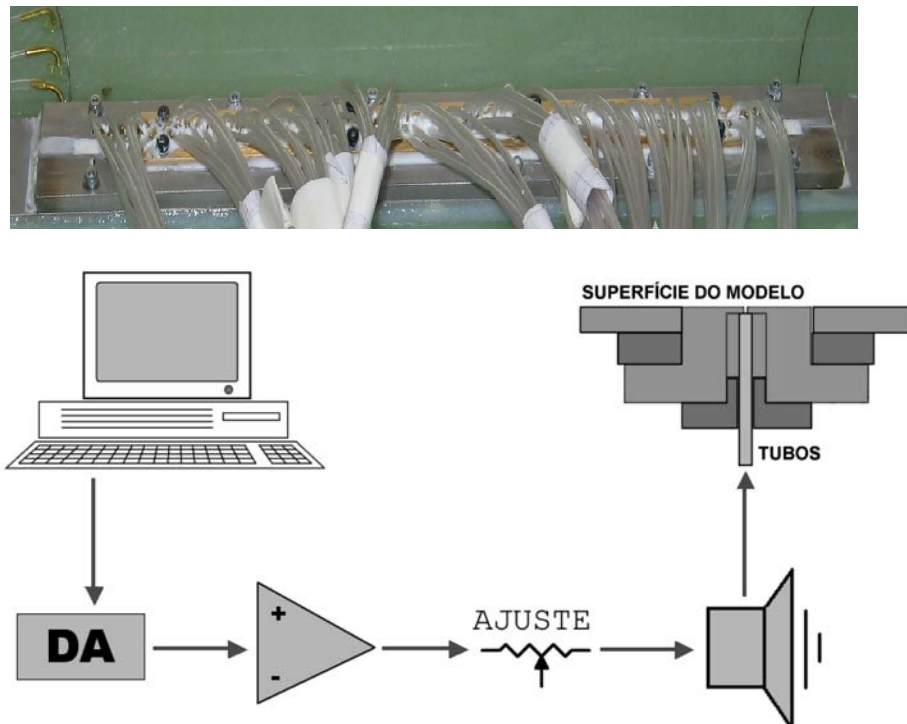


Figura 3.2: Parte superior: montagem do gerador de ondas T-S dentro do aerofólio. Parte inferior: desenho esquemático do gerador de ondas T-S.

O equipamento foi projetado considerando-se a possibilidade de se ajustar a qualidade e a relação entre a potência fornecida aos alto-falantes e a amplitude obtida nas ondas T-S geradas. Esse ajuste poderia ser feito através da variação da largura da fenda por onde o escoamento oscilatório gerado pelos alto-falantes era inserido na camada limite do aerofólio. No entanto, no



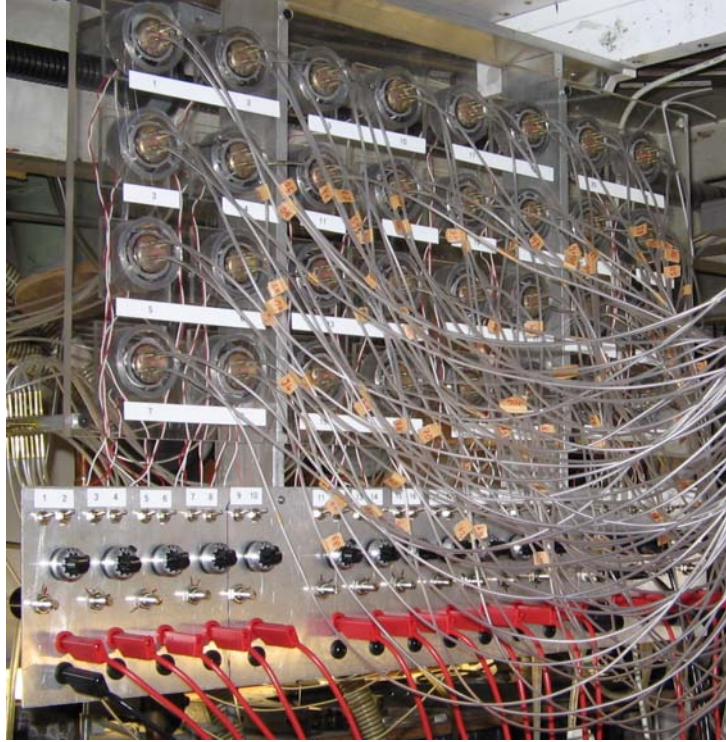


Figura 3.3: Arranjo experimental dos auto falantes no gerador de ondas T-S

presente trabalho optou-se por utilizar a abertura de 0,2mm sugerida no trabalho de Gaponenko and Kachanov (1994). A bidimensionalidade das ondas T-S no presente trabalho foi realizada ajustando-se apenas a potência fornecida a cada alto-falante. Isso foi feito utilizando-se os potenciômetros conectados na entrada de cada alto-falante (figura 3.2). O procedimento para ajuste da bidimensionalidade das ondas T-S é descrito no capítulo de resultados experimentais.

### 3.1.3 Rugosidade retrátil

A investigação da influência de uma rugosidade 3-D na evolução de uma onda T-S 2-D requer que se estabeleça um caso de referência para comparação. No presente estudo, o caso de referência utilizado foi o comportamento do escoamento sem a presença da rugosidade. No caso de rugosidades pequenas espera-se que a diferença entre os casos com superfície lisa e com rugosidade fosse muito pequena, principalmente nas regiões próximas à rugosidade. Com isso a diferença entre os casos poderia ser facilmente contaminada pelo ruído do túnel de vento caso fosse necessário ligar e desligar o túnel para se inserir ou retirar a rugosidade. Sendo assim,

utilizou-se uma rugosidade retrátil para que o ajuste da altura da rugosidade pudesse ser efetuado durante o experimento. Nos experimentos do presente projeto, optou-se ainda por utilizar uma rugosidade com altura oscilante. A frequência de oscilação da rugosidade foi aproximadamente 1500 vezes menor que a frequência das ondas T-S excitadas. A vantagem da utilização da rugosidade oscilante foi a redução considerável do tempo do experimento.

O sistema de movimento da rugosidade foi projetado para permitir o ajuste da altura do elemento rugoso em relação à superfície do aerofólio. Os principais requisitos que foram considerados no projeto deste equipamento foram as dimensões totais do sistema e a precisão no ajuste da altura da rugosidade. O cuidado com as dimensões do sistema foi necessário devido ao fato de que ele foi projetado para ser montado dentro de um aerofólio com espessura interna máxima de aproximadamente 50mm.

Para assegurar um dispositivo de pequenas dimensões utilizou-se um atuador piezo-elétrico da Physik Instrumente (PI), modelo PL127.10. Esse tipo de atuador possui pequenas dimensões, uma grande resolução e pode ser facilmente controlado. A maior dificuldade do projeto foi criar um mecanismo que permitisse o acoplamento do movimento do atuador com o deslocamento da rugosidade. Isso foi resolvido utilizando um mancal articulado modelo EFOM-05 do fabricante IGUS, conforme pode ser observado na figura 3.4

O mancal articulado permite a compensação do movimento angular do atuador. Adotando-se as coordenadas  $(x,y,z)$  da figura 3.4, pode-se então dizer que para pequenos deslocamentos angulares, não há necessidade de se efetuar a compensação do movimento na direção  $z$ . Neste caso, somente o mancal articulado foi suficiente para assegurar o não travamento do sistema.

A altura da rugosidade foi ajustada através de uma tensão fornecida ao atuador. Esta voltagem foi fornecida por um amplificador de potência. A tensão de saída desse amplificador foi controlada por um sinal de referência externo, que foi fornecido por um canal de conversão digital-analógico de um sistema de aquisição de dados. O monitoramento do posicionamento do sistema foi realizado utilizando-se um extensômetro (Vishay CEA-06-125UN-120) colado ao atuador piezo-elétrico. Desse modo foi possível monitorar o funcionamento do sistema durante

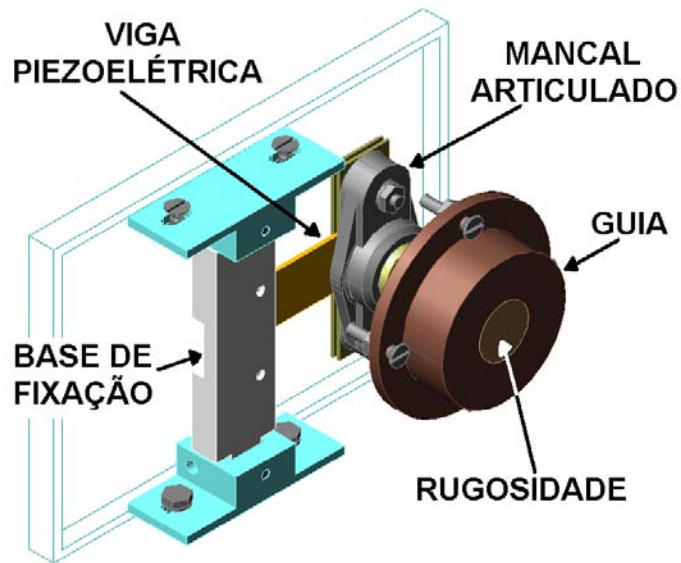


Figura 3.4: Desenho em perspectiva do sistema de ajuste da altura da rugosidade.

os ensaios experimentais. As informações fornecidas por esse sensor não foram utilizadas para calibração do sistema. Isso porque o ruído elétrico do sistema de alimentação e de amplificação do sinal de saída do extensômetro forneceu uma resolução pior do que a calibração realizada com o sinal fornecido ao atuador.

A força exercida pelo atuador piezo-elétrico utilizado é pequena se comparada com outros tipos de atuadores. Sendo assim, buscou-se construir um sistema com pequena inércia. Por isso buscou-se projetar os componentes em materiais poliméricos de baixa densidade. O material selecionado foi o Nylon66. Esse material possui uma resistência adequada e pode ser usinado facilmente. O mancal articulado também foi escolhido em material polimérico. Com isso minimizou-se a influência da inércia do sistema no movimento da rugosidade.

A base do atuador foi fixada nas laterais da caixa (figura 3.5). O mecanismo da figura 3.5 possui dois graus de liberdade, um na direção  $x$  e outro na direção  $z$ , conforme eixo mostrado na figura. O ajuste da posição da rugosidade na direção  $z$  permitiu que fossem efetuadas pequenas modificações de modo a se evitar o travamento do sistema. Isso foi necessário pois o processo de furação que foi utilizado na confecção do sistema não confere a precisão necessária na localização dos furos na caixa.

A caixa utilizada para abrigar o sistema é do tipo selada. A figura 3.5 mostra o desenho do sistema montado na caixa. Pode-se notar que existe uma cavidade na lateral da caixa. Essa cavidade foi utilizada para a montagem de um conector de 6 vias selado. Através desse conector foram enviados os sinais de alimentação do atuador e recebidos os sinais de leitura do extensômetro. Para os testes de vedação do sistema, retirou-se a rugosidade e conectou-se uma mangueira de 10mm de diâmetro na guia dessa rugosidade. Em seguida conectou-se essa mangueira em uma linha com pressão aproximada de 45psi. Depois disso inseriu-se o sistema em um recipiente com água e observou-se a existência de algum tipo de vazamento, o que não ocorreu.

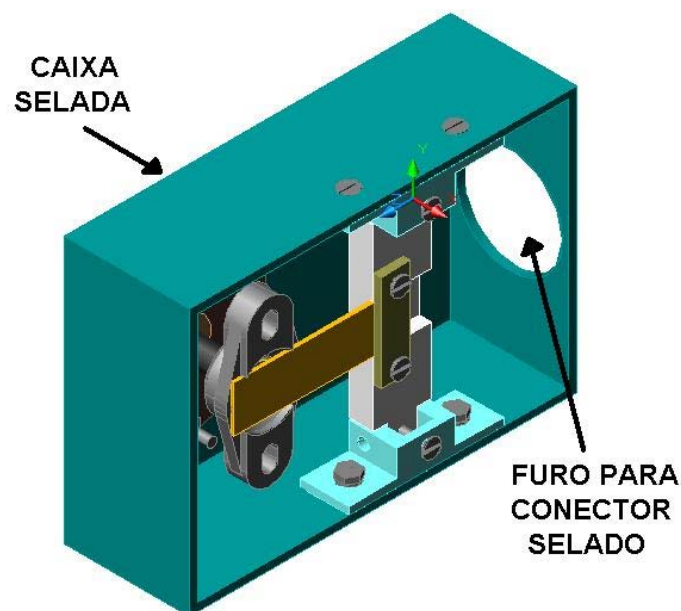


Figura 3.5: Montagem interna da rugosidade retrátil.

### **Projeto do circuito de controle e monitoramento da altura da rugosidade**

O circuito de monitoramento e controle do atuador da rugosidade foi projetado de acordo com o fluxograma mostrado na figura 3.6.

O circuito é constituído de três principais módulos. A configuração modular foi adotada para que a manutenção e teste do circuito fosse facilitada. Um dos módulos consiste em uma fonte -15V/0V/+15V. É essa fonte que fornece alimentação para os demais módulos. Outro módulo

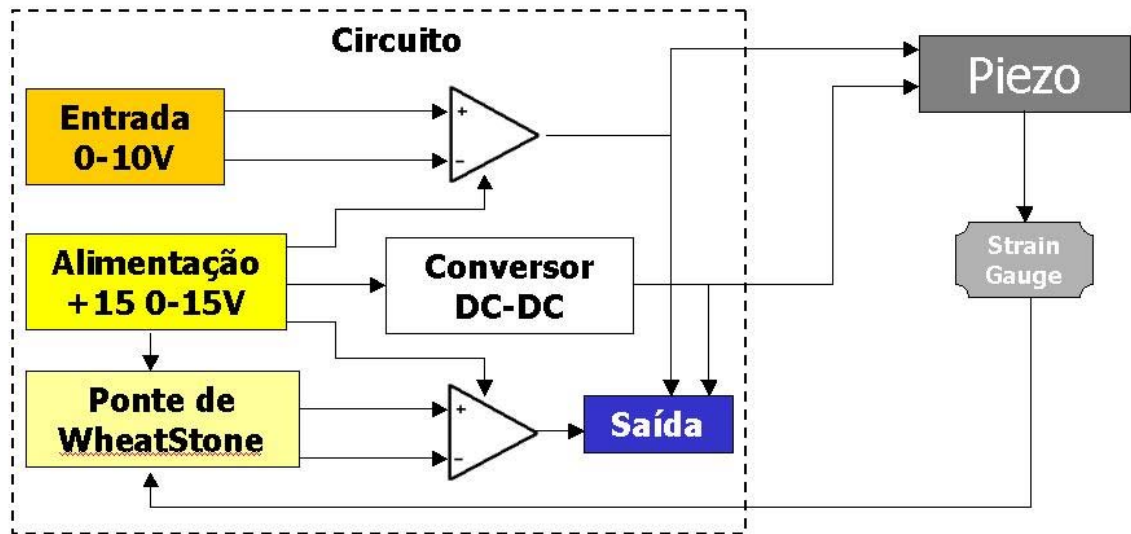


Figura 3.6: Fluxograma de funcionamento do circuito de controle e monitoramento do atuador da rugosidade.

consiste em uma ponte de WheatStone com uma etapa amplificadora diferencial. O extensômetro para medição da deformação do atuador piezo-elétrico foi ligado a essa ponte. Utilizou-se para a amplificação do sinal de desbalanceamento da ponte um amplificador operacional OPA27GP. Esse amplificador foi escolhido por ter um baixo ruído e uma alta rejeição a contaminações provenientes da fonte de alimentação. Entretanto, ainda assim o ruído relacionado com a fonte de alimentação foi observado no sinal amplificado. O terceiro módulo é um amplificador e conversor DC-DC da Physik Instrumente especial para vigas piezo-elétricas, modelo E-650-OE LVPZT. Esse amplificador possui 3 saídas. Uma saída de 0-60V, que é utilizada para ajuste da deformação do atuador, uma saída fixa de 60V e um terra.

### Calibração do sistema de ajuste da altura da rugosidade

Para a realização da calibração do sistema utilizou-se um sensor ótico Micro-Epsilon LD1605-0.5. Este sensor possui uma resolução de  $\pm 0,1\mu m$ . Durante a calibração esse sensor foi posicionado sobre o centro da rugosidade conforme mostrado na figura 3.7. Nessa figura é possível observar que as calibrações foram realizadas *in loco*. Essa medida foi adotada devido à sensibilidade do sistema a alterações das condições de temperatura ambiente. Como as dimensões envolvidas

foram da ordem de microns, observou-se que variações na temperatura ambiente provocavam alterações no comportamento do sistema. Essas alterações foram mais perceptíveis em alturas próximas da posição de deflexão 0 da viga piezoelétrica. Nessa região o que se observa é um menor torque disponível no atuador. Sendo assim, julgou-se que as alterações no comportamento do sistema estavam relacionadas com a alteração do coeficiente de atrito entre a rugosidade e a guia. Para minimizar esse efeito aplicou-se uma camada de um material anti-aderente (Teflon) sobre as superfícies da guia e da rugosidade. Desse modo reduziu-se consideravelmente a influência do atrito na resposta do sistema e o sistema passou a se comportar de maneira mais repetitiva. Ainda assim, foi realizada uma calibração do equipamento antes de cada ensaio experimental.

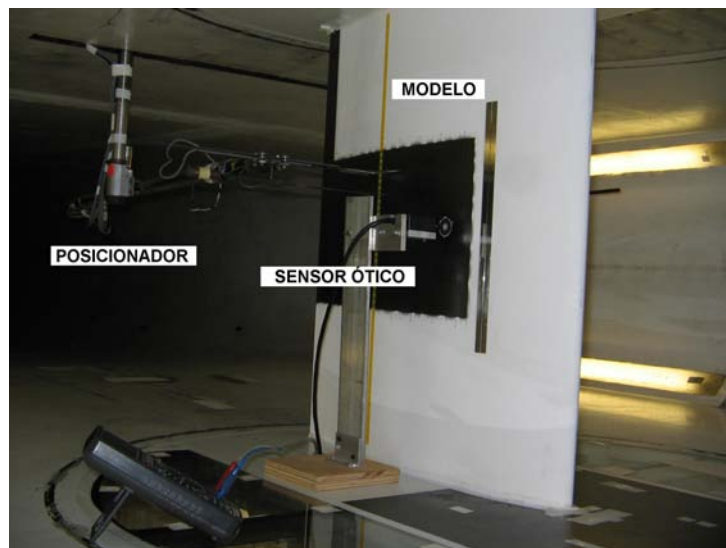


Figura 3.7: Foto da calibração do sistema *in loco*.

Uma calibração do sistema foi realizada utilizando-se o extensômetro como referência (figura 3.8). O desvio padrão dessa calibração foi de aproximadamente  $2\mu m$  e os valores para um intervalo de confiança de 95% são mostrados nas barras de erro dessa figura. Nesse caso foi realizada uma calibração estática, ou seja, sem oscilação da rugosidade durante as medições. Esse procedimento foi necessário por que o número de amostras necessárias para a obtenção do valor médio de voltagem do extensômetro foi muito elevado devido ao ruído do sinal de saída da ponte de WheatStone.

A calibração do sistema em relação à tensão aplicada na entrada do circuito de controle do

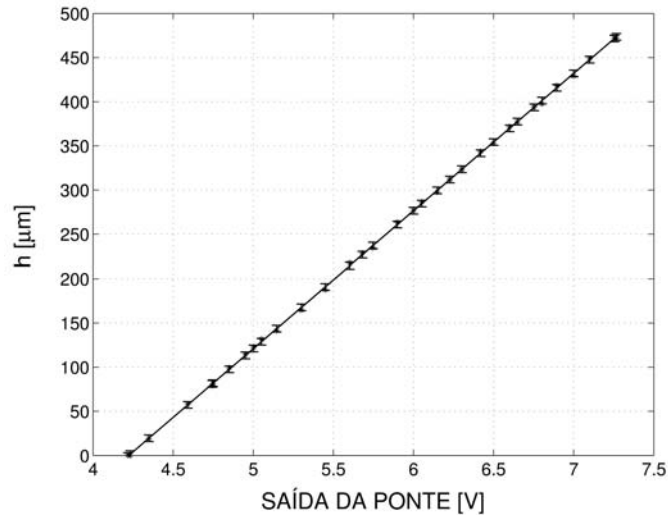


Figura 3.8: Curva de calibração da rugosidade realizada com base no sinal fornecido pelo extensômetro.

atuador piezoelétrico é mostrada na figura 3.9. O erro de calibração ficou em torno de  $\pm 1,5 \mu m$ . Os valores para um intervalo de confiança de 95% são mostrados na figura 3.9 como barras de erro. A figura também mostra a altura máxima de rugosidade que foi utilizada nos ensaios experimentais. As calibrações foram realizadas com a rugosidade em movimento. Para isso foram coletados 10 períodos de movimento da rugosidade. Esses períodos não foram amostrados continuamente. Foi desenvolvido uma rotina de controle do sistema que permitiu o disparo da aquisição de dados em uma posição específica da rugosidade. A posição em que o gatilho de aquisição era disparado pôde ser variada de acordo com a necessidade do experimento.

Realizou-se também a análise dinâmica do comportamento do sistema para a verificação da frequência de ressonância do conjunto da rugosidade. Isso foi importante para garantir que a vibração do sistema não iria contribuir para a geração de ondas de instabilidade na faixa de frequências relevante do experimento. Para a realização desta análise aplicou-se uma entrada do tipo degrau ao sistema e observou-se o tempo de amortecimento e a frequência de vibração da rugosidade (figura 3.10). A partir dessa análise obteve-se que a frequência de vibração do sistema ficou na faixa 115-130Hz ( $F=13E-06$ ) e o tempo para um decaimento de 99% da amplitude de oscilação do sistema ficou em torno de 0.05 segundos. Vale lembrar que o valor da frequência de ressonância não está relacionado com as frequências características da rede elétrica. No local

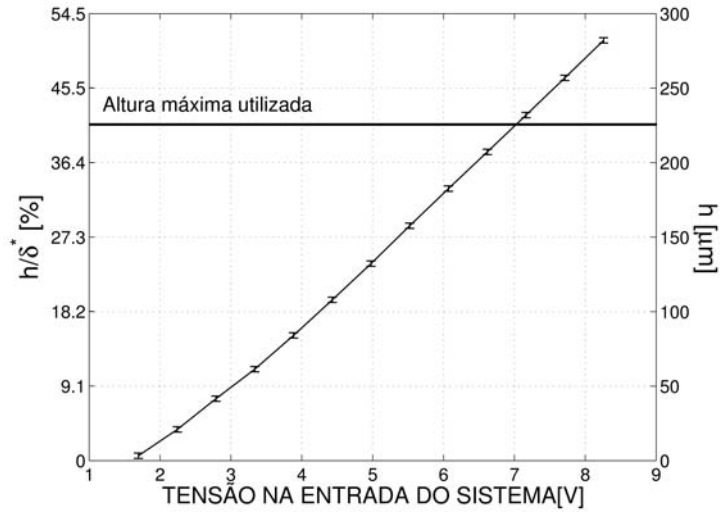


Figura 3.9: Curva de calibração da rugosidade retrátil com base na tensão de controle do atuador piezoelétrico.

onde foram realizados os experimentos a frequência da rede é de 50Hz.

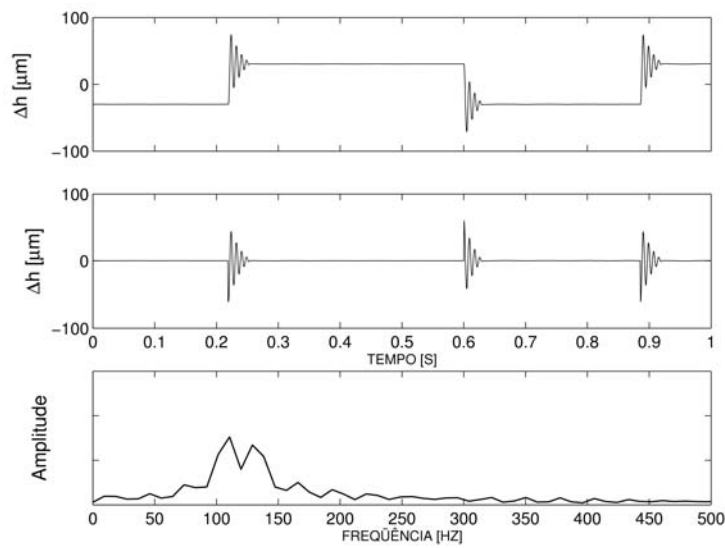


Figura 3.10: Análise do comportamento dinâmico do conjunto da rugosidade.

Foi realizada também a calibração do sistema com uma rugosidade de diâmetro de 16mm. Devido ao restrito tempo disponível para utilização do túnel de vento, não foi possível efetuar ajustes significativos no aparato de modo a minimizar o erro experimental causado pela mudança de rugosidade. No caso com uma rugosidade de 10mm de diâmetro, houve tempo suficiente para o teste e ajuste do sistema. Com isso, estima-se que no caso com  $D = 16mm$  o erro experimental



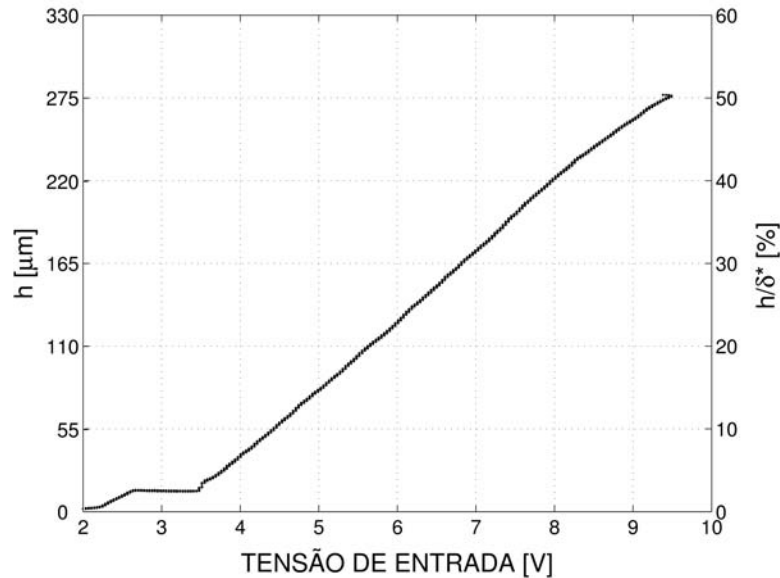


Figura 3.11: Calibração da rugosidade retrátil de 16 mm de diâmetro

seja um pouco maior do que o observado nos experimentos com  $D = 10mm$ .

A calibração do sistema de ajuste da altura da rugosidade no caso com  $D = 16mm$  foi feita da mesma maneira que no caso com a rugosidade de  $10mm$  de diâmetro. A figura 3.11 mostra o deslocamento, medido no centro da rugosidade, de acordo com a tensão fornecida ao equipamento. É importante ressaltar que na figura estão apresentados os valores medidos em 10 diferentes semi-ciclos de movimento da rugosidade. Pode-se notar que o deslocamento da rugosidade foi extremamente repetitivo, embora tenha havido uma pequena descontinuidade no movimento do sistema próximo a  $15\mu m$  de altura da rugosidade. Essa descontinuidade pode ter sido causada por alguma folga no sistema, que não foi plenamente compensada pela mola utilizada para se evitar esse tipo de problema. Essa descontinuidade não foi observada no caso com  $D = 10mm$ , isso provavelmente ocorreu devido ao fato de que a força de atrito entre o elemento rugoso e a guia era muito menor naquele caso. Como o sistema foi ajustado, inicialmente, para aquele diâmetro de rugosidade esse problema não foi detectado anteriormente. Devido ao tempo disponível para a realização dos ensaios, não foi possível efetuar o ajuste do sistema para a eliminação desse problema. Com isso, a correção do problema teve que ser realizada através do processamento dos dados.

A descontinuidade no movimento da rugosidade não permitiu o uso de uma simples equação de calibração para modelar o posicionamento do sistema durante os ensaios experimentais. Para a avaliação da posição da rugosidade durante os experimentos utilizou-se um ciclo médio de deslocamento da rugosidade, que no caso seria uma média dos 10 ciclos apresentados na figura 3.11. Os valores de altura foram obtidos através de uma interpolação linear dos valores de deslocamento da curva média mais próximos da tensão fornecida.

### 3.1.4 Projeto do modelo experimental

O presente estudo foi realizado utilizando-se um modelo de um aerofólio. O perfil aerodinâmico utilizado foi o XIS40MOD semelhante ao utilizado no trabalho Würz et al. (2003). Este perfil foi escolhido pela facilidade de se obter uma região relativamente grande de gradiente nulo de pressão. Essa característica foi confirmada através de simulações realizadas utilizando-se o programa Xfoil (Drela and Giles (1986)) (figura 3.12).

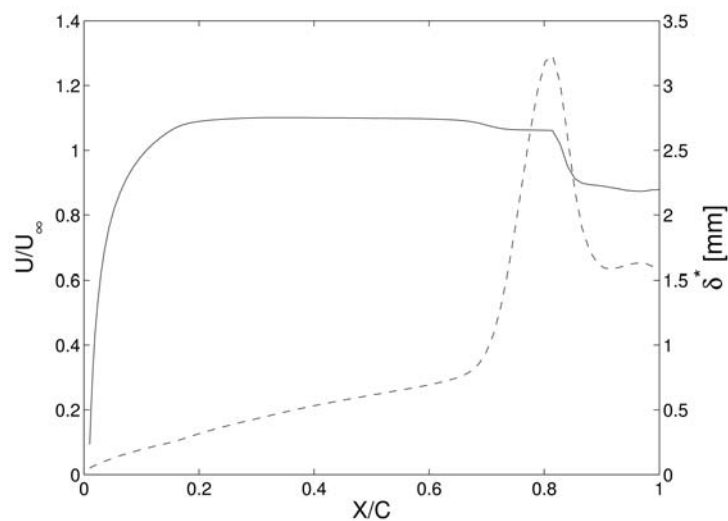


Figura 3.12: Resultado da simulação do perfil utilizado com Xfoil. —  $U_0/U_\infty$ , - - -  $\delta^*$

Após a definição do perfil aerodinâmico a ser utilizado, passou-se então à determinação das posições, em relação à corda, do gerador de ondas T-S e da rugosidade. Para a definição dessas posições, levaram-se em consideração diversos fatores. Dentre estes fatores pode-se citar os principais como sendo:

- a necessidade de se obter amplitudes elevadas de ondas T-S na posição da rugosidade,
- o tamanho e posição da região de escoamento Blasius em relação à corda,
- a distância mínima para se garantir que antes que as ondas T-S geradas atingissem a rugosidade elas já se encontravam bem desenvolvidas, ou seja coerentes com as auto-funções teóricas,
- o comprimento da região de escoamento Blasius a jusante da rugosidade necessária para que os efeitos da rugosidade no escoamento pudessem ser observados.

Diversas configurações foram avaliadas até que posições adequadas fossem encontradas. Para cada configuração testada foram alterados tanto o número de Reynolds do escoamento quanto o ângulo de ataque do aerofólio. Além dos fatores itemizados acima, analisou-se também em cada configuração o comportamento das ondas T-S 2-D a montante da rugosidade, de acordo com a teoria de instabilidade linear, e o comportamento não linear das ondas T-S 2-D e 3-D a jusante da rugosidade. Assumindo-se a validade do modelo que se desejava testar, foi utilizado um código PSE para se obter uma estimativa da taxa de crescimento das perturbações na avaliação do comportamento não linear das ondas T-S.

Para a maioria dos ângulos de ataque testados foi possível observar que a partir de uma distância do bordo de ataque de 36% da corda, o fator de forma dado pela simulação com Xfoil já se encontrava dentro do limite considerado aceitável para que a hipótese de escoamento Blasius fosse válida. Esse intervalo, considerado aceitável, mostrado pelas linhas contínuas incluídas na figura 3.13, foi definido em discussões realizadas com o Dr. Werner Würz. Os limites do intervalo aceitável são próximos dos valores de imprecisão experimental inerentes ao cálculo do fator de forma. Os dados dessa simulação mostraram ainda que o ângulo de ataque do aerofólio que forneceu uma região mais extensa de escoamento Blasius foi  $-3^\circ$ . Os dados a partir de 60% não foram considerados porque nessa região a curvatura do modelo aumenta de maneira significativa, o que poderia induzir efeitos de curvatura sobre o escoamento estudado.

A curva de estabilidade neutra das ondas T-S calculada ao longo da corda do aerofólio é

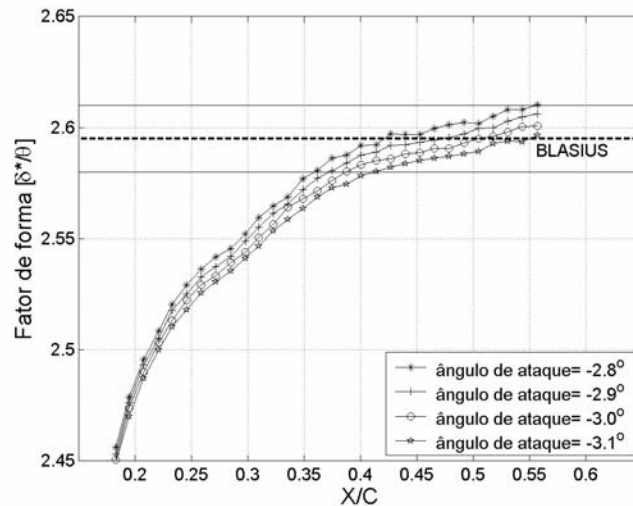


Figura 3.13: Variação do fator de forma ao longo da superfície do aerofólio para um número de Reynolds em relação a corda do modelo igual a 940000. Valores obtidos através de simulações com Xfoil.

mostrada na figura 3.14. Nessa simulação foi utilizado um código numérico que permitiu o cálculo da instabilidade linear do escoamento levando-se em conta a distribuição de pressão ao longo da corda do aerofólio. Esse código foi desenvolvido previamente na Universidade de Stuttgart e utilizado no trabalho de Würz et al. (2003). Com base nos dados fornecidos por essa simulação, foi possível relacionar a potência necessária nos alto-falantes do gerador de ondas com a amplitude das ondas T-S na posição da rugosidade.

A amplitude das ondas T-S na região de escoamento Blasius foi relacionada com os demais parâmetros do problema através da utilização de um mapa de amplificação das perturbações (figuras 3.15 e 3.16). Esses mapas foram elaborados com base nos resultados das simulações da instabilidade secundária realizadas com o PSE. Os valores dos contornos de iso-amplificação mostrados nas figuras 3.15 e 3.16 foram calculados utilizando-se a relação  $\log(A/A_0)$ . A posição da rugosidade, do gerador de ondas e a amplitude das ondas T-S foram definidas então através de um processo iterativo. Por fim, obtiveram-se as posições da rugosidade e do gerador de ondas como sendo respectivamente 40% e 25% da corda do aerofólio. Essas posições estão indicadas na figura 3.14. A área I mostrada naquela figura compreende a região entre a fonte geradora de ondas T-S e a rugosidade. Já a posição II se refere à região onde foram realizadas as medições

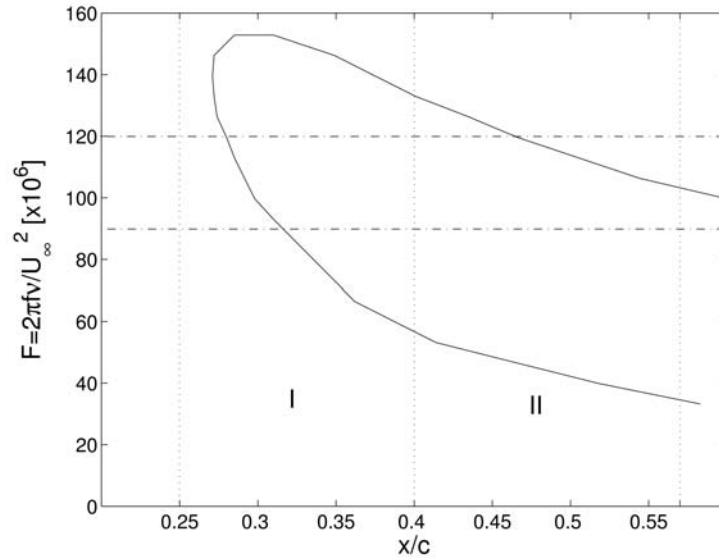


Figura 3.14: Diagrama de estabilidade neutra sobre o aerofólio. O número de Reynolds em relação à corda utilizado na simulação foi o mesmo dos experimentos, que no caso foi 940000.

a jusante da rugosidade.

De acordo com as simulações, no caso do gerador de ondas e da rugosidade posicionados a 25% e a 40% respectivamente, estimou-se que os efeitos não lineares pudessem ser observados caso as ondas T-S geradas chegassem à rugosidade com amplitudes maiores do que 0,45% da velocidade do escoamento livre. Os testes com o gerador de ondas T-S mostraram que, com a configuração selecionada, foi possível obter amplitudes de até 0,75% da velocidade do escoamento livre.

O trabalho de Herbert (1988) mostrou que variações de amplitude das ondas T-S 2-D induzem alterações na banda de modos oblíquos mais instáveis à ressonância sub-harmônica, (figuras 2.8 e 2.9). No caso da ressonância fundamental julgou-se que um comportamento semelhante devesse acontecer. Com base nesse comportamento, vislumbrou-se a possibilidade de verificação do modelo proposto através da análise da faixa de números de onda oblíquos instáveis de acordo com a teoria e os números de onda mais amplificados nos experimentos. Para garantir que esse comportamento poderia ser observado nas condições do projeto realizou-se a análise teórica da evolução das ondas T-S assumindo-se a validade do modelo proposto. Essa análise teórica foi feita com base nos mapas de amplificação dos modos oblíquos. Esses mapas foram obtidos a

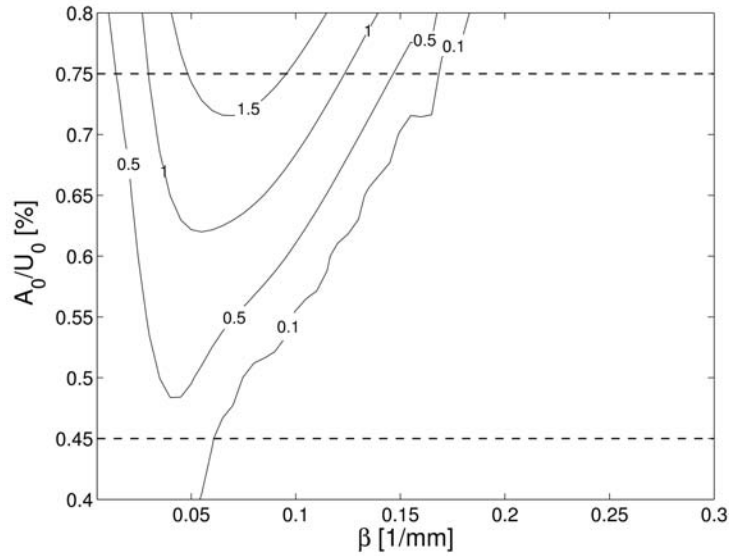


Figura 3.15: Contornos de iso-amplificação de ondas 3-D de acordo com a teoria de instabilidade secundária em relação a amplitude inicial da onda 2-D. Condições da simulação:  $F=120E-06$ ,  $Re_{\delta^*_{inicial}} = 950$ ,  $Re_{\delta^*_{final}} = 1180$ .

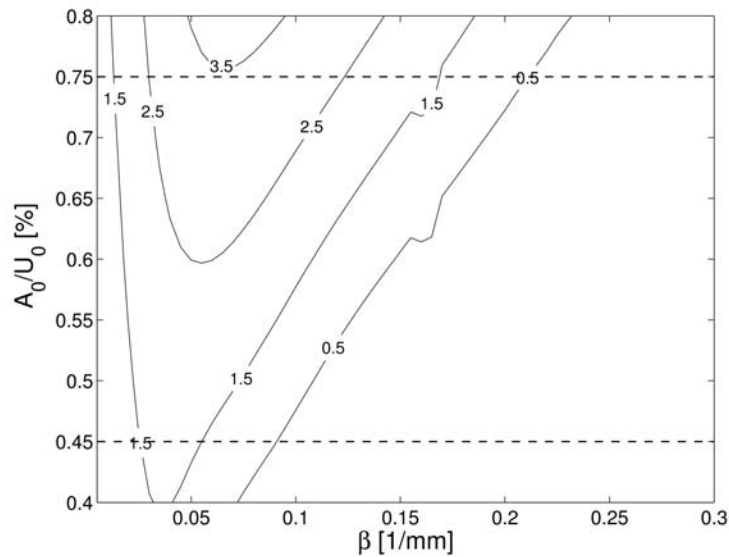


Figura 3.16: Contornos de iso-amplificação de ondas 3-D de acordo com a teoria de instabilidade secundária em relação a amplitude inicial da onda 2-D. Condições da simulação:  $F=90E-06$ ,  $Re_{\delta^*_{inicial}} = 950$ ,  $Re_{\delta^*_{final}} = 1180$ .

partir de simulações com o código PSE. Os resultados obtidos para as frequências selecionadas no projeto são mostrados nas figuras 3.15 e 3.16. De acordo com esses mapas, nota-se que a teoria prevê três comportamentos distintos dos modos oblíquos para ondas 2-D com amplitudes iguais a 0,45 e 0,75% de  $U_0$  na posição da rugosidade. A possibilidade de observação desses diferentes comportamentos com a varredura de poucos casos foi um fator extremamente importante. Isso

se deve ao fato de que o tempo necessário para a realização dos ensaios experimentais de cada caso era bastante alto e o tempo disponível para utilização do túnel de vento era restrito.

Nota-se na figura 3.15 que no caso com  $F=120E-06$  ( $\approx 900\text{Hz}$ ) e amplitude das ondas T-S 2D na posição da rugosidade igual a 0,75% de  $U_0$  (caso 1) a teoria prevê a instabilidade de modos oblíquos com números de onda restritos a uma faixa próxima de  $0,08[1/\text{mm}]$ . No caso de mesma frequência mas com amplitude das ondas 2D igual a 0,45% de  $U_0$  (caso 2) nota-se que a teoria não prevê uma amplificação significativa dos modos 3-D em nenhuma faixa.

Na figura 3.16, onde a frequência adimensional foi  $90E-06$  ( $\approx 700\text{Hz}$ ), nota-se que no caso com amplitude inicial das ondas 2-D igual a 0,75% de  $U_0$  (caso 3) resultados teóricos prevêem a amplificação de modos oblíquos em uma faixa próxima de  $0,08[1/\text{mm}]$ . No caso de mesma frequência mas com amplitude inicial das ondas 2-D igual a 0,45% a teoria prevê a amplificação de ondas oblíquos na faixa de  $0,04[1/\text{mm}]$ . A partir dessa análise é que se finalmente definiu os casos que foram analisados no presente trabalho (tabela 3.1).

	Frequência adimensional	Amplitude T-S 2-D em $\Delta X=0$	Diâmetro da rugosidade
caso 1	120E-06	0,75% de $U_0$	10mm
caso 2	120E-06	0,45% de $U_0$	10mm
caso 3	90E-06	0,75% de $U_0$	10mm
caso 4	90E-06	0,45% de $U_0$	10mm
caso 5	120E-06	0,75% de $U_0$	16mm

Tabela 3.1: Casos analisados no presente trabalho.

Com as condições do experimento satisfeitas procedeu-se, então, à construção do modelo. Na construção do modelo utilizou-se um molde negativo do perfil. Esse molde foi manufaturado em um centro de usinagem comandado numericamente. O equipamento utilizado possui um conjunto de ferramentas especiais para usinagem e acabamento de corpos com geometrias complexas. O modelo foi confeccionado em fibra de vidro. A figura 3.17 mostra o modelo que foi construído. Este modelo possui 600mm de corda e 700mm de largura. A parte escura na superfície do modelo mostra a pintura feita com uma tinta condutora de eletricidade. Esta pintura foi necessária para o ajuste da posição zero de distância do anemômetro a fio quente em relação à superfície do modelo. O acesso aos equipamentos montados dentro do modelo foi feito

por meio de uma janela colocada na parte inferior do modelo. Durante os ensaios, essa janela foi fechada e vedada para se evitar qualquer perturbação na circulação e, conseqüentemente, na distribuição de pressão sobre o modelo. Afim também de se evitar alterações na circulação do aerofólio, fixou-se no intradorso do modelo um vetor de rugosidades à 25% da corda. Com isso promoveu-se a antecipação da transição da camada limite e assim foi possível evitar a separação da camada limite nesta superfície.



Figura 3.17: Modelo construído e janela para ajuste e manutenção localizada na superfície inferior do modelo.

### 3.2 Aquisição de dados e processamento de sinais

Para a medição de pressão nos ensaios experimentais foram utilizados transdutores Scanivalve modelo HBM-PD1. Esses transdutores foram calibrados antes de cada campanha de testes. Para isso foi utilizada uma balança ligada a um êmbolo de um cilindro pressurizado. Desse modo foi possível ajustar com precisão a pressão no cilindro necessária para contrabalancear a força aplicada na balança.

A medição da componente longitudinal de velocidade foi realizada utilizando-se um anemômetro de fio quente a temperatura constante (CTA) modelo DISA 55M10. Nos ensaios experimentais foram utilizadas sondas unidimensionais de camada limite (Dantec 55P15) com elemento sensível de  $5\mu m$  de diâmetro. A calibração das sondas foi feita em um túnel de vento em miniatura disponível no laboratório da Universidade de Stuttgart. Nesse túnel foi possível ajustar a veloci-



dade do escoamento para valores próximos aos utilizados no túnel de vento de baixa turbulência utilizado nos experimentos. O sinal de saída do anemômetro a fio quente foi calibrado de acordo com a Lei de King (Perry (1982)) e os coeficientes dessa equação foram encontrados utilizando o método de minimização do erro do ajuste sugerido por Bruun (1995). Pequenas alterações no coeficiente  $B$  da lei de King foram feitas durante os ensaios experimentais. Para isso colocou-se um tubo de Pitot à uma distância de aproximadamente 30mm da sonda do anemômetro localizado fora da camada limite. Esse tubo de Pitot estava ligado a um transdutor de pressão. A correção foi feita com base na comparação entre a leitura desses dois equipamentos quando a sonda do anemômetro estava localizada fora da camada limite.

Nos ensaios experimentais, o sinal de saída do anemômetro foi dividido analogicamente em média e flutuação antes de ser efetuada a aquisição dos dados. Para a separação da velocidade média utilizou-se um filtro passa baixa (IMD EST-1) ajustado para uma frequência de corte de 50Hz. Para a obtenção da flutuação na faixa de frequências de interesse utilizou-se um filtro do tipo Butterworth passa faixa ajustado para corte em frequências abaixo de 50Hz e acima de 4.4kHz.

Para a medição das flutuações de velocidade utilizou-se um amplificador de sinal (IMD-DMV). O ganho desse amplificador é ajustável via *software* e pode assumir valores entre 0 e 3999. Essa possibilidade de ajuste do ganho foi importante, uma vez que nos experimentos utilizou-se um sistema de aquisição de 12 bits (Keithley DAS1602). Assim para a otimização da resolução da placa, ajustou-se o ganho do amplificar de modo a se obter uma boa razão entre o sinal medido e a escala de tensão da placa de aquisição. Isso foi feito durante os ensaios experimentais tomando-se como referência o sinal coletado em uma aquisição preliminar realizada antes de cada coleta definitiva de dados. Nessa aquisição preliminar verificou-se a amplitude máxima do sinal coletado e ajustou-se o ganho do amplificador para fornecer um sinal com valor de tensão máxima de aproximadamente 80% da escala da placa de aquisição.

A taxa de amostragem de dados utilizada nos experimentos foi de aproximadamente 16kHz. Esse não foi o valor exato porque buscou-se uma frequência de aquisição múltipla da frequência

das ondas T-S geradas. O número de amostras foi mantido constante e igual a  $2^{15}$ . Desse modo as perturbações excitadas podem ser observadas em um único coeficiente da transformada de Fourier do sinal amostrado.

O posicionamento da sonda de anemometria foi realizado com um posicionador desenvolvido por Würz (1995) especialmente para medições em camadas limites de aerofólios. A precisão desse posicionador na direção normal à superfície do modelo é de  $5\mu m$ , e melhor do que  $0,1mm$  na direção transversal. No caso das medições na direção normal à parede, a altura normalmente é dada em relação à superfície. Como a altura da camada limite é muito pequena e vários fenômenos ocorrem em regiões próximas à superfície, torna-se importante a medição o mais próximo possível da posição 0, para se evitar a perda de informações sobre o escoamento nessas regiões. Nos experimentos realizados com o posicionador desenvolvido por Würz et al. (2003), a posição mais próxima à parede é obtida movendo-se a sonda em direção à parede até que esta toque a superfície. Quando isso ocorre fecha-se um contato elétrico entre a sonda e um comutador de alta impedância. A transmissão desse contato é feita por meio da cobertura condutiva (tinta grafite) aplicada à superfície do modelo. Após o reconhecimento do contato, o sentido de movimento do posicionador é invertido pelo sistema. Em seguida a sonda é afastada da parede até que não exista mais o contato elétrico.

O posicionamento da sonda ao longo da direção longitudinal do aerofólio foi realizado utilizando-se como referência, marcações feitas na superfície do aerofólio. A definição da longitudinal foi feita ajustando-se sobre essas marcações o feixe do laser que indicava a posição da sonda. Para uma melhor visualização das posições do feixe e das marcações, utilizou-se um pequeno monóculo. Desse modo obteve-se uma precisão de aproximadamente  $0,2mm$  no posicionamento do sistema nessa direção.

A descrição dos procedimentos de tratamento de dados que foram empregados no presente trabalho pode ser observada de maneira esquemática na figura 3.18.

- Os blocos 1 e 2 da figura 3.18 se referem à etapa de leitura dos dados. Nessa etapa efetuou-se também a leitura dos dados de calibração da rugosidade.

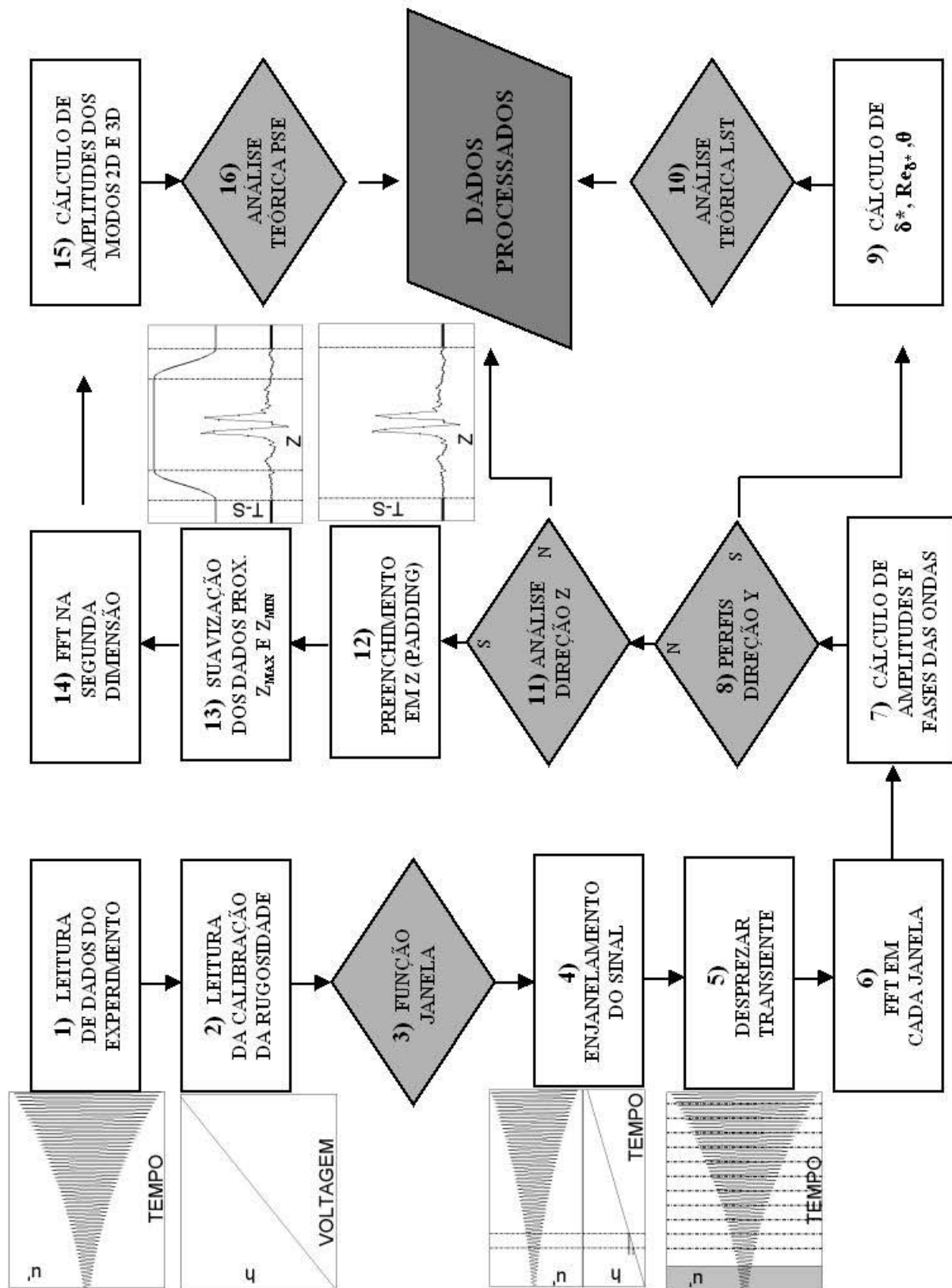


Figura 3.18: Fluxograma resumido do processamento de dados realizado.

- Os blocos 3 e 4 se referem a etapa de enjanelamento do sinal. No caso dos experimentos com a rugosidade, definiu-se o tamanho das janelas baseado na variação máxima de altura de rugosidade desejada para a discretização do movimento da rugosidade. Nesse caso não se utilizaram funções de enjanelamento, isso porque dividiu-se a série temporal em intervalos com número de amostras igual à potência de 2 mais próxima da variação de altura da rugosidade permitida em cada janela. Assim, o sinal das ondas T-S continuou periódico no interior de cada janela. Nos casos com a rugosidade não oscilante testaram-se dois procedimentos.
- Um dos procedimentos testados consistiu no enjanelamento do sinal com uma função do tipo Hamming e outro consistiu em simplesmente desprezar os primeiros  $2^{12}$  dados, bloco 5 da figura 3.18. O segundo procedimento forneceu melhores resultados pois a perda de informação era menor e por isso foi adotado nos experimentos preliminares, realizados com a rugosidade não oscilante. Esses procedimentos foram necessários porque o disparo da aquisição de dados e do gerador de ondas T-S foram feitos simultaneamente. Assim, observou-se um pequeno transiente no sinal durante o tempo necessário para que as ondas T-S geradas atingissem a sonda do anemômetro. Nos casos com a rugosidade oscilante ajustou-se o instante de disparo do sistema de acordo com a fase do ciclo de oscilação da rugosidade. Desse modo o período de transiente ficou fora da parte do ciclo de movimento da rugosidade que foi analisada.
- Após a exclusão dos dados referentes ao período de transiente, realizou-se o cálculo do espectro de frequências das séries temporais de cada janela (bloco 6). Nos casos com a rugosidade oscilante foram utilizadas rotinas de transformadas rápidas de Fourier. Já nos casos com rugosidades não oscilantes foram utilizados outros algoritmos mais lentos desenvolvidos para o cálculo do espectro em séries temporais de tamanho diferente de  $2^n$ . No presente trabalho utilizaram-se rotinas baseadas no trabalho de Monro and Branch (1977), disponíveis no 'software' Matlab.

- No processamento dos dados obtidos ao longo da direção normal à parede (blocos 8 e 9) realizou-se o cálculo da espessura de deslocamento da camada limite ( $\delta^*$ ) e dos demais parâmetros relacionados à altura da camada limite. O cálculo de  $\delta^*$  e da espessura de quantidade de movimento ( $\theta$ ) foi realizado utilizando-se as equações definidas por Schlichting (1979):

$$\delta^* = \int_0^\delta \left[ 1 - \frac{U(y)}{U_0} \right] dy; \quad (3.1)$$

$$\theta = \int_0^\delta \frac{U(y)}{U_0} \left[ 1 - \frac{U(y)}{U_0} \right] dy. \quad (3.2)$$

Para a obtenção da correta posição da sonda do anemômetro em relação à superfície utilizou-se a comparação com um perfil teórico de velocidade média do escoamento. Isso foi necessário porque a determinação da posição  $y=0$  tem significativa influência no cálculo de  $\delta^*$  e  $\theta$ . Como os experimentos do presente trabalho foram realizados em uma região de escoamento Blasius, utilizou-se esse perfil teórico para a correção nos valores de altura da sonda. A correção foi feita ajustando a altura  $y=0$  dos perfis experimentais de modo a se obter a melhor concordância com o perfil teórico. A figura 3.19 exemplifica esse procedimento. O valor da correção de  $Y$  obtido para a altura de rugosidade mais próxima de 0 ( $h \approx 0$ ) foi utilizado para as demais alturas de rugosidade.

- Na análise das distribuições de amplitude e fase das ondas T-S ao longo da direção transversal ( $Z$ ) foram utilizados alguns procedimentos para elevação da razão entre o sinal de interesse e o ruído experimental. Um desses procedimentos foi o aumento artificial do domínio em  $Z$  (*padding*, bloco 12). Isso foi feito através da inclusão de valores médios de amplitude e fase das ondas T-S em posições além das fronteiras do domínio experimental. Esses valores médios foram calculados com base nos dados experimentais que foram obtidos nas posições em  $Z$  onde a rugosidade não exercia influência sobre escoamento. Desse modo foi possível aumentar a resolução do espectro de números de onda transversais ( $\beta$ ).
- Outro procedimento empregado foi a suavização dos dados nas posições  $Z$  próximas aos

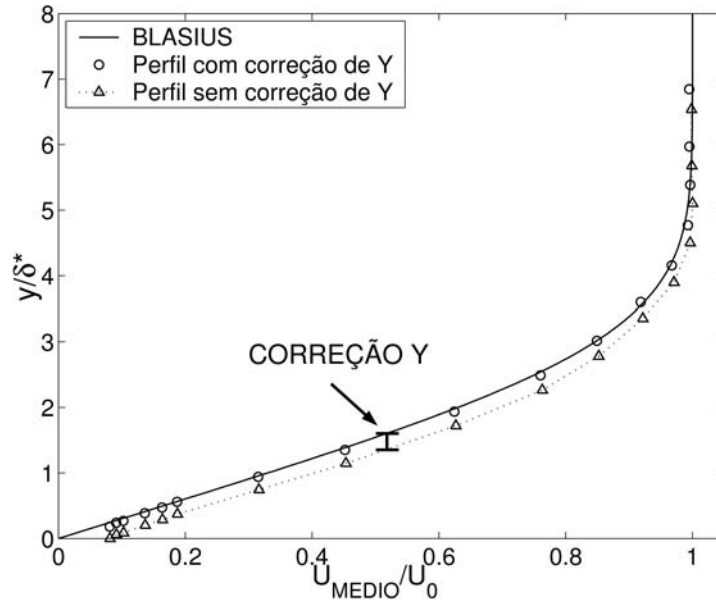


Figura 3.19: Exemplo de perfil de velocidade média longitudinal ao longo da direção normal à parede. Caso com correção da posição  $Y=0$  e caso sem correção.

limites do domínio experimental (bloco 13). Isso foi feito para se reduzir a contribuição da variação das ondas T-S, em posições  $Z$  não perturbadas pela rugosidade, sobre o espectro de números de onda transversais. Essa suavização evitou também a formação de variações bruscas de amplitudes e fases na fronteira entre a região medida e a região onde foram utilizados dados médios no procedimento de *padding*.

### 3.3 PSE

A formulação e os métodos numéricos do código PSE utilizado são encontradas em Mendonca (1997). O código utilizado no presente trabalho foi gentilmente cedido pelo Prof. Dr. Márcio Teixeira Mendonça. O trabalho de Mendonca (1997) foi baseado na formulação original PSE desenvolvida no trabalho de Bertolotti et al. (1992). Nesta seção será apresentada uma breve introdução ao código e ao método utilizados por Mendonca (1997).

As equações de conservação são deduzidas a partir da equação de Navier–Stokes. Utiliza-se a equação de Navier–Stokes assumindo-se as variáveis como sendo compostas de um valor médio e uma flutuação. Desse modo as variáveis assumem a forma:  $\vec{u} = \vec{U} + \vec{u}'$  e  $p = P + p'$ , onde

$\vec{u} = [u, v, w]^T$  é o vetor de velocidades e  $p$  é a pressão.

As variáveis  $\vec{u}$  e  $\vec{p}$  na forma composta por média e flutuação são substituídas nas equações de Navier–Stokes e os valores médios são subtraídos. Desse modo se obtém as equações de conservação para as perturbações. Agrupando-se estas equações na forma vetorial, onde  $\Phi' = [u', v', w', p']^T$ , tem-se:

$$A \frac{\partial \Phi'}{\partial t} + B_1 \frac{\partial \Phi'}{\partial x} + C_1 \frac{\partial \Phi'}{\partial y} + D_1 \frac{\partial \Phi'}{\partial z} + E \left( \frac{\partial^2 \Phi'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi'}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi'}{\partial z^2} \right) + F_1 \Phi' = -B_2 \frac{\partial \Phi'}{\partial x} - C_2 \frac{\partial \Phi'}{\partial y} - D_2 \frac{\partial \Phi'}{\partial z} \quad (3.3)$$

$A, B_1, C_1, D_1, E, F_1, B_2, C_2$  e  $D_2$  são as matrizes dos coeficientes das equações. Essas matrizes podem ser encontradas no anexo B deste trabalho. Os coeficientes  $B_2, C_2$  e  $D_2$  contém termos de  $\Phi'$ . Sendo assim, o lado direito da equação se refere a parte não linear da equação.

As equações de conservação são elípticas e as perturbações se propagam na direção do escoamento como ondas. Sendo assim é possível representar as perturbações através da sua frequência, número de onda e taxa de amplificação. Com isso as perturbações assumem uma forma semelhante à dos modos normais utilizados na solução da equação de Orr-Sommerfeld, mostrados nas equações 2.5 a 2.8. Assumindo que a perturbação  $\Phi'$  é composta por uma função de forma que varia lentamente na direção do escoamento e por um termo exponencial, pode-se escrever a perturbação na forma:

$$\Phi'(x, y, z, t) = \Phi(x, y) \exp \left[ \int_{x_0}^x (\gamma(\xi) + i\alpha(\xi)) d\xi + i\beta z - i\omega t \right] + cc, \quad (3.4)$$

onde  $\Phi(x, y)$  é a função de forma,  $\alpha$  e  $\beta$  são os números de onda longitudinal e transversal,  $\omega$  a frequência e  $\gamma$  a taxa de amplificação.

O problema envolve termos não lineares, presentes no lado direito da equação 3.3. Nesses casos utiliza-se representar a perturbação  $\Phi'$  pela sua série de Fourier truncada a um número finito de modos. Com isso a função da perturbação assume a forma:

$$\Phi' = \sum_{n=-N}^N \sum_{m=-M}^M \Phi_{n,m}(x,y) \exp \left[ \int_{x_0}^x (\gamma_{n,m}(\xi) + in\alpha(\xi)) d\xi + im\beta z - in\omega t \right], \quad (3.5)$$

onde  $\Phi_{n,m} = [u_{n,m}, v_{n,m}, w_{n,m}, p_{n,m}]^T$  é o fator de forma complexo.

Nesta formulação, a distorção do escoamento médio é dada pelo modo ( $n = 0, m = 0$ ). Ondas bidimensionais são caracterizadas por  $n \neq 0$  e  $m = 0$ . Vórtices longitudinais são representados por  $n = 0$  e  $m \neq 0$ . Os modos  $n \neq 0$  e  $m \neq 0$  representam ondas tridimensionais. A perturbação  $\Phi'$  é então substituída na equação 3.3. Simplifica-se a equação resultante assumindo-se que a função de forma, o comprimento de onda e a taxa de amplificação variam lentamente na direção longitudinal. Com isso é possível desprezar derivadas de segunda ordem e produtos de derivadas de primeira ordem nesta direção. Assim, obtém-se um sistema de equações não linear acoplado, que pode ser escrito conforme a equação 3.6 na forma vetorial para cada modo  $(n, m)$ :

$$\bar{A}_{n,m} \Phi_{n,m} + \bar{B}_{n,m} \frac{\partial \Phi_{n,m}}{\partial x} + \bar{C}_{n,m} \frac{\partial \Phi_{n,m}}{\partial y} + \bar{D}_{n,m} \frac{\partial^2 \Phi_{n,m}}{\partial y^2} = \frac{\bar{E}_{n,m}}{\exp(\int_{x_0}^x \gamma_{n,m}(\xi) + in\alpha(\xi) d\xi)}. \quad (3.6)$$

Os coeficientes  $\bar{A}_{n,m}, \bar{B}_{n,m}, \bar{C}_{n,m}, \bar{D}_{n,m}$  podem ser encontrados em Mendonca (1997) e no anexo B deste trabalho. O coeficiente  $\bar{E}_{n,m}$  é a componente de Fourier do produto não linear. Esse coeficiente é obtido efetuando-se o produto entre os termos não lineares no espaço físico e posteriormente transformando-os de volta no espaço de Fourier. Desse modo as equações ficam parabólicas na direção longitudinal. Assim, pode-se obter uma solução marchada nessa direção. No entanto, vale lembrar que essa formulação só vale para perturbações convectivas, não podendo ser utilizadas em problemas de instabilidade global. Como o modelo proposto na presente tese não prevê a ocorrência de instabilidade global, estima-se que essa não será uma restrição para as comparações entre os experimentos e as simulações da teoria de instabilidade secundária, dadas pelo PSE. Vale lembrar que, o código PSE utilizado realiza o cálculo da instabilidade secundária para um escoamento não perturbado, em uma camada limite do tipo Blasius e sem



variação da distorção do escoamento base ao longo da direção transversal. A principal vantagem da utilização deste código é o seu baixo custo computacional em comparação com um código DNS.

# Capítulo 4

## Resultados

### 4.1 Experimentos preliminares

Antes da realização dos experimentos com a rugosidade foi necessário realizar alguns ensaios experimentais preliminares para a verificação da hipótese de escoamento Blasius no domínio experimental analisado. A primeira etapa dos ensaios preliminares consistiu no ajuste da distribuição de pressão ao longo da corda do aerofólio. Isso foi feito variando o ângulo de ataque do aerofólio em relação ao escoamento no intervalo de ângulos compreendidos entre  $-2,5$  e  $-3,5^\circ$ . A distribuição de pressão no modelo foi medida através de tomadas de pressão estática de 0,3mm de diâmetro localizadas ao longo da corda do modelo. O transdutor de pressão utilizado nesses ensaios foi um sistema PSI modelo ESP-64HD. A partir desses experimentos foi possível ajustar o ângulo de ataque do aerofólio de modo a se obter condições semelhantes às especificadas durante o projeto do experimento.

Na figura 4.1 incluíram-se as distribuições de  $C_p$  calculadas com o programa Xfoil (Drela and Giles (1986)). Foram incluídos nessa figura dois casos calculados com o programa. Em um dos casos, o ponto de transição não foi fixado e no outro caso fixou-se o ponto de transição próximo a 70% da corda. No caso onde o ponto de transição não foi fixado, nota-se na curva calculada a tendência de formação de uma bolha de separação laminar entre 70 e 80% da corda do aerofólio. No caso com a transição fixa, a tendência de formação dessa bolha não foi detectada nos cálculos.

Nos ensaios experimentais optou-se por colocar um vetor de rugosidades, mais conhecido como *trip*, próximo a 65% da corda para forçar a transição do escoamento e evitar a formação dessa bolha de separação. Isso é confirmado na figura 4.1 pelas distribuições de pressão medidas. A remoção dessa bolha de separação foi necessária para se evitar flutuações na circulação do modelo e também para evitar vibrações no posicionador da sonda do anemômetro causadas pela flutuação de velocidade do escoamento.

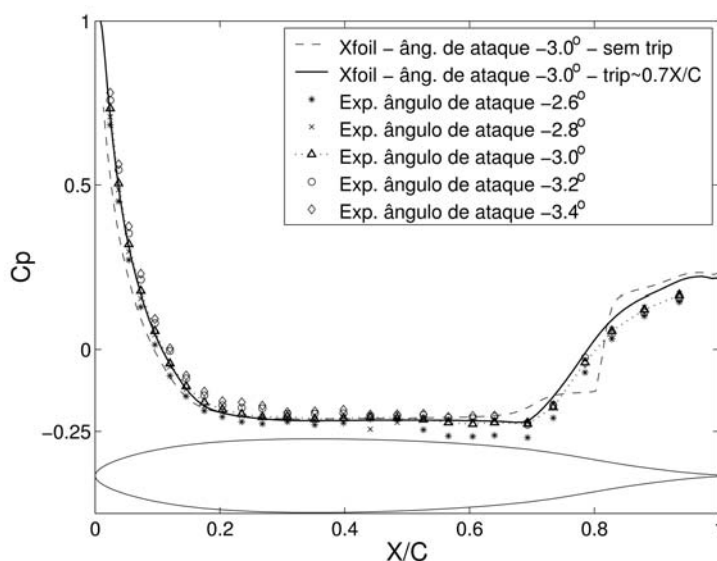


Figura 4.1: Distribuição de  $C_p$  ao longo da corda para diferentes ângulos de ataque do aerofólio.

De acordo com o projeto do experimento as melhores condições para os ensaios do presente projeto deveriam ser obtidas com ângulo de ataque do aerofólio igual a  $-3,0^\circ$ . Isso foi confirmado nas distribuições de pressão mostradas na figura 4.1. Os dados de velocidade e camada limite obtidos com ângulo de ataque de  $-3,0^\circ$  são apresentados na figura 4.2.(a). Os símbolos  $\nabla$  dessa figura correspondem aos pontos de velocidade média obtidos experimentalmente. A velocidade média foi calculada a partir dos valores de  $C_p$  medidos ao longo da superfície do aerofólio. A curva contínua localizada próxima a esses pontos experimentais corresponde à distribuição de velocidades predita pelo Xfoil quando o ponto de transição foi assumido fixo. Os círculos mostrados na figura 4.2.(a) correspondem aos valores do parâmetro de Falkner-Scan ( $\Lambda = (dU/dx) (\theta^2/\nu)$ ) calculados com base nas medições dentro da região onde foram realizados os experimentos. O

valor do parâmetro de Falkner-Scan é um bom indicativo do nível de gradiente de pressão do escoamento base. Quando o valor deste parâmetro é igual a zero, indica um escoamento com gradiente nulo de pressão. Com base nos valores mostrados na figura 4.2.(a), pode-se observar que o valor do parâmetro de Falkner-Scan na região de interesse variou de -0,04 a 0,02.

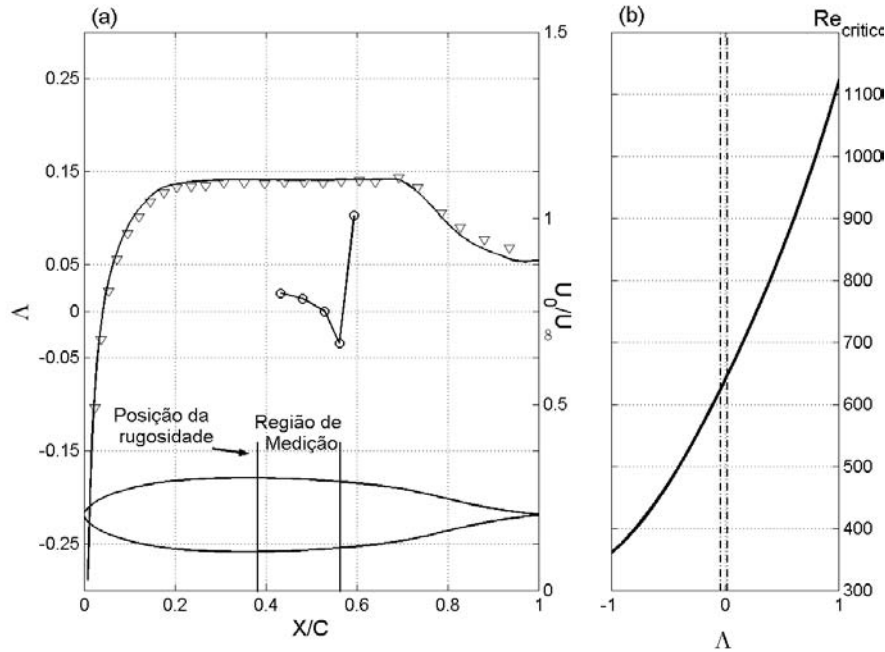


Figura 4.2: Distribuição de velocidades  $\nabla$  - e parâmetro de Falkner Scan ( $\Lambda$ ) - o - .

A análise da influência do gradiente de pressão obtido nos experimentos sobre a instabilidade primária do escoamento é feita na figura 4.2.(b). Nessa figura incluiu-se a curva teórica, encontrada em Schlichting (1979) (linha contínua), de variação do número de Reynolds crítico com o parâmetro de Falkner-Scan. Vale lembrar que este valor de Reynolds crítico corresponde ao menor valor de  $Re_{\delta^*}$  do primeiro ramo da curva de estabilidade neutra, onde existe pelo menos um modo T-S na iminência de instabilidade. Sabe-se que o valor de  $Re_{critico}$  é bastante sensível ao gradiente de pressão. Sendo assim, a análise da variação desse parâmetro fornece uma razoável estimativa da influência do gradiente de pressão sobre a taxa de amplificação primária das ondas T-S. Nota-se na figura 4.2.(b) que entre os limites de variação de Falkner-Scan observados no presente experimento (linhas tracejadas) não se espera uma grande variação no valor do número de Reynolds crítico. Isso sugere que as perturbações na região de interesse

do experimento devem ter um comportamento bastante próximo ao estimado para o caso de uma placa plana sem gradiente de pressão.

A concordância do escoamento base experimental com o escoamento do tipo Blasius é reforçada ainda pela comparação entre o perfil de velocidade média teórico e os perfis medidos dentro da região de interesse do presente estudo (figura 4.3). Os valores de  $\Delta X$  mostrados na legenda da figura correspondem à distância, em *mm*, entre a rugosidade e os pontos de medição localizados a jusante da rugosidade.

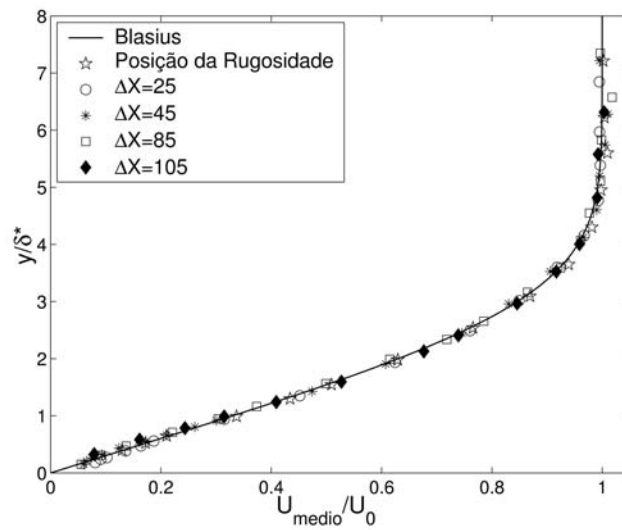


Figura 4.3: Perfis de velocidade média medidos dentro da região estudada.

A medição das amplitudes das ondas de instabilidade ao longo da corda do aerofólio permitiu uma comparação com a evolução prevista pela teoria de instabilidade linear para um escoamento do tipo Blasius. O resultado dessa comparação é mostrado na figura 4.4. Neste caso a frequência adimensional das ondas excitadas foi  $F=120E-06$ , o que de acordo com as condições experimentais equivale a aproximadamente 900Hz. Nessa figura os valores de  $u'$  foram normalizados pela amplitude máxima de  $u'$  prevista para a região analisada. A figura mostra que a evolução das ondas de instabilidade seguiu razoavelmente o comportamento previsto pela teoria de instabilidade linear. Esse foi mais um bom indicativo de que o escoamento na região estudada era semelhante a um escoamento sobre uma placa plana sem gradiente de pressão.

O perfil das ondas T-S geradas também foi verificado. As distribuições de amplitudes dessas

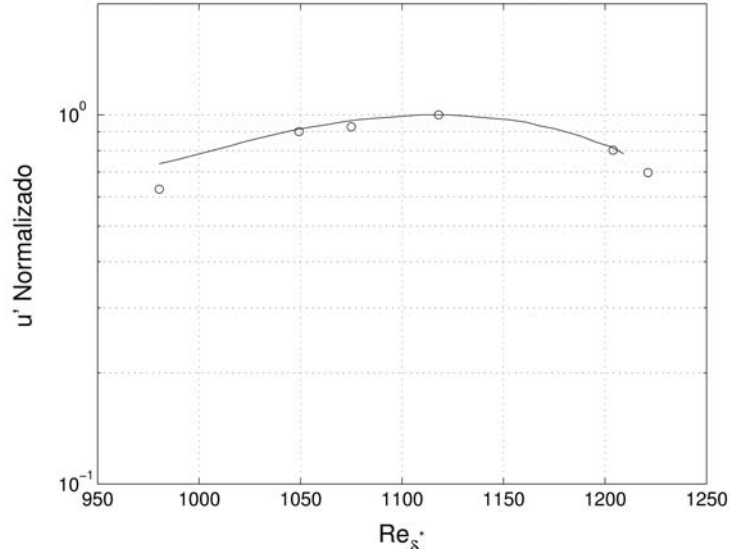


Figura 4.4: Evolução da amplitude das ondas de instabilidade. Símbolos: medições realizadas em  $y/\delta^* = 2, 5$ ; Linha: previsão dada pela teoria de instabilidade linear.

ondas T-S, medidas ao longo da direção normal à parede, foram comparadas com o perfil teórico (figura 4.5). Os valores experimentais foram obtidos na posição da rugosidade ( $\Delta X = 0$ ). O perfil teórico foi calculado a partir de um código elaborado para resolver as equações de Orr-Sommerfeld. Esse código foi desenvolvido por Mendonca (1997). A concordância com o perfil teórico sugere uma boa qualidade das ondas geradas.

O comportamento da fase das ondas T-S medidas experimentalmente a jusante da rugosidade pode ser observado na figura 4.6. Nessas medições, a posição da sonda em relação à superfície da sonda do anemômetro foi mantida constante em  $y=0,75\delta^*$ . A posição na direção transversal também foi mantida constante, o valor ajustado foi  $Z=0\text{mm}$ . Na figura 4.6 os resultados experimentais foram obtidos utilizando-se as condições do caso 1 ( $F=120\text{E-}06$ ,  $A_0=0,75\% U_0$ ) da tabela 3.1. O espaçamento entre as estações de medição era maior que o comprimento de onda das ondas T-S estudadas. A transformada de Fourier só permite obter valores de fase compreendidos entre  $0$  e  $359^\circ$ . Logo, valores de fase maiores ou iguais a  $360^\circ$  foram obtidos pela correção do número de ciclos completos da onda, formando a linha contínua da figura 4.6.

O procedimento para a determinação da fase experimental foi o seguinte: com base na teoria de estabilidade linear da camada limite, é possível calcular o número de onda na direção

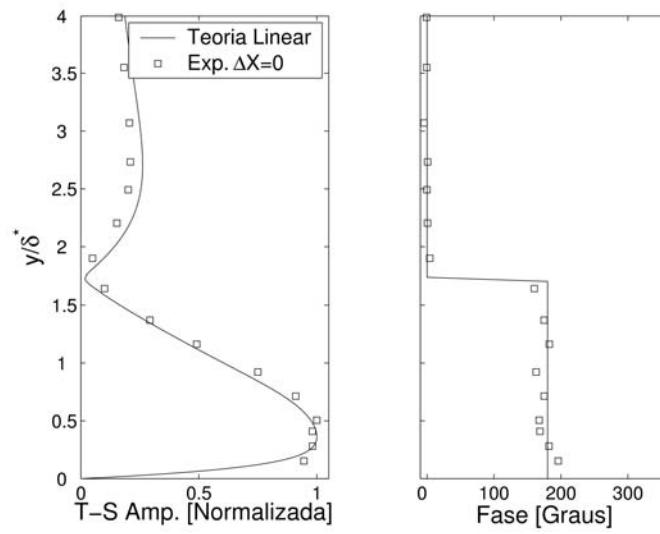


Figura 4.5: Perfil perpendicular à parede da onda T-S excitada artificialmente.

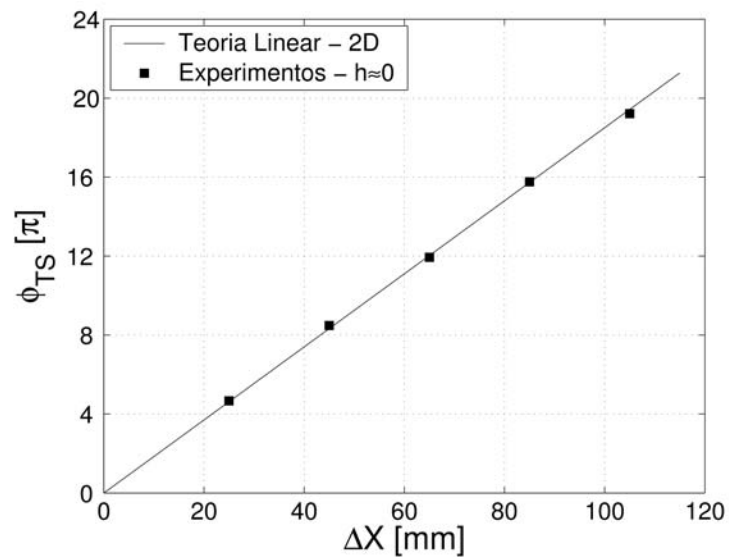


Figura 4.6: Evolução de fase das ondas T-S a jusante da rugosidade. Caso 1.

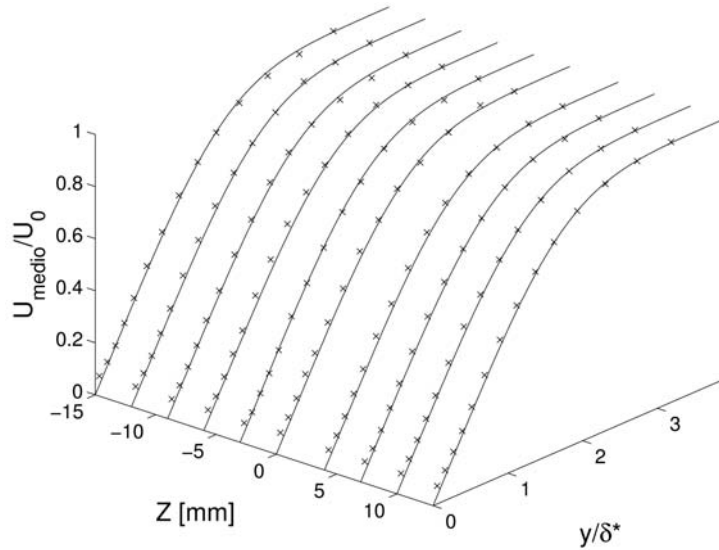


Figura 4.7: Perfis de velocidade média para diferentes posições transversais.

longitudinal em função da frequência e do ângulo de propagação da onda T-S. Como a frequência da onda excitada era conhecida, utilizam-se as equações de Orr-Sommerfeld para o cálculo do número de onda ( $\alpha$ ) correspondente. Assim, foi possível determinar teoricamente a velocidade de fase dada pela razão ( $\omega/\alpha$ ), onde  $\alpha$  é o número de onda e  $\omega$  é a frequência. A partir daí, estimou-se o número de ciclos completos da onda T-S entre duas estações de medição. O múltiplo de  $360^\circ$  correspondente ao número de ciclos completos das ondas T-S foi somado à fase medida experimentalmente. Isso foi feito para cada estação de medição. A fase em relação a  $\Delta X = 0$  foi dada pela integral da variação de fase desde a rugosidade até a estação medida.

A bidimensionalidade do escoamento também foi verificada experimentalmente. Para isso foram efetuadas medições de velocidade média ao longo de um plano YZ, onde Y é a direção normal à superfície e Z a direção transversal do modelo (figura 4.7). Através dessa figura foi possível concluir que o perfil de velocidade média não apresentou tridimensionalidade significativa.

A bidimensionalidade das ondas de instabilidade é confirmada na figura 4.8. A distribuição de amplitudes e fases mostrada nessa figura foi obtida em uma seção localizada 10mm a montante da rugosidade. Durante esta medição, a altura da sonda em relação à superfície foi mantida constante e próxima de  $y/\delta^* = 2,5$ . O ajuste dessa bidimensionalidade foi obtido através de um processo iterativo de correção da amplitude dos alto-falantes do gerador de ondas T-S. Isso



foi possível porque as coordenadas de cada tubo montado sob a superfície do aerofólio eram conhecidas. Assim, a partir da medição de um perfil transversal de amplitude das ondas T-S geradas, era possível relacionar os valores de amplitude em cada posição transversal com o volume do alto-falante responsável pela geração das ondas naquela posição. Esse processo de medição e ajuste da amplitude das ondas T-S foi repetido até que se obtivesse uma bidimensionalidade satisfatória. Esse procedimento foi executado para cada alteração na amplitude ou frequência das ondas T-S geradas.

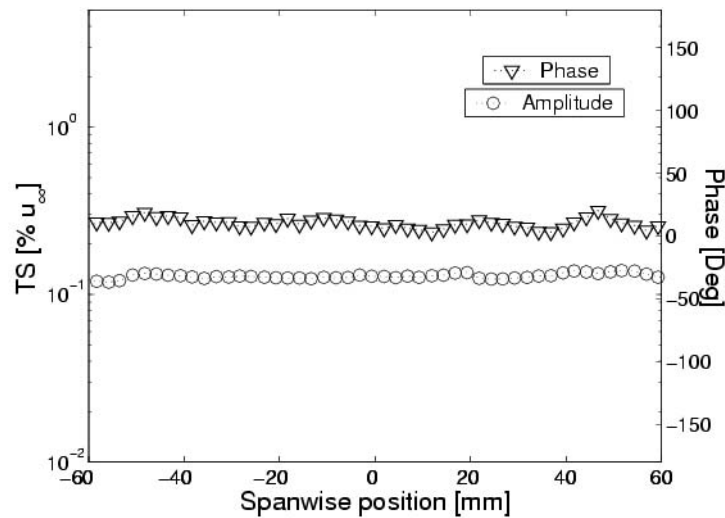


Figura 4.8: Amplitude e fase das ondas T-S excitadas artificialmente e medidas ao longo da direção transversal em uma posição a montante da rugosidade, em  $y/\delta^* = 2,5$ .

## 4.2 Experimentos com rugosidade oscilante

Após a verificação e ajuste das condições do escoamento dentro da região a ser estudada, realizaram-se os experimentos com o elemento rugoso ativado. O desenho esquemático da configuração experimental utilizada nesses ensaios é mostrado na figura 4.9. Para a sincronização de todos os equipamentos foram necessários três computadores. Dentre esses computadores utilizou-se um para controle e sincronização da rugosidade, outro para controle e sincronização do gerador de ondas T-S e o terceiro para controle, sincronização, leitura e armazenamento dos dados de todos os sensores.

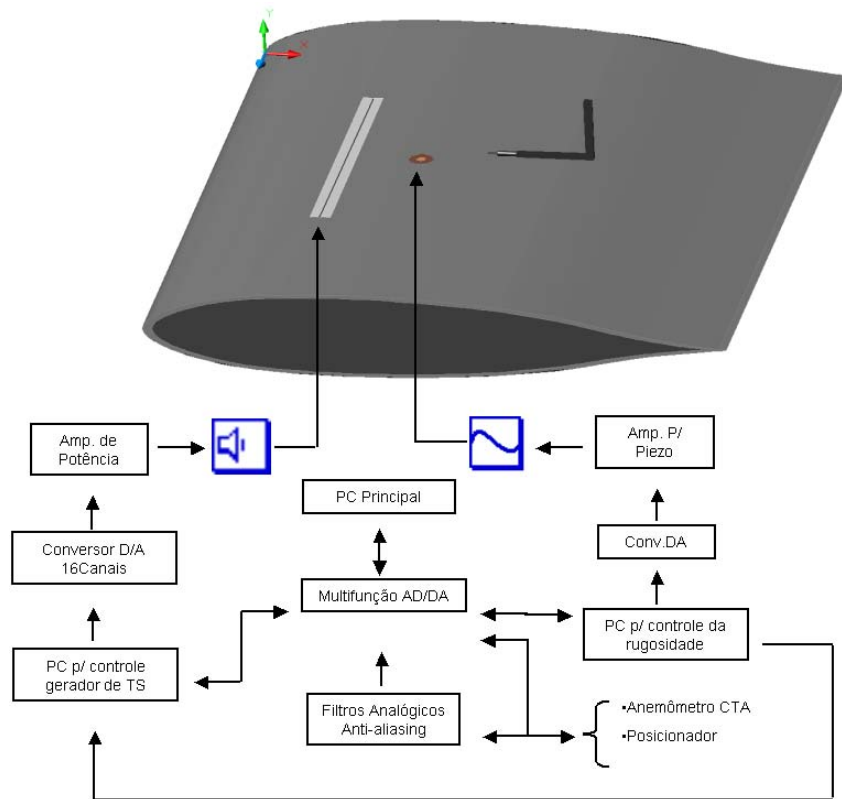


Figura 4.9: Esquema da configuração experimental utilizada.

A sincronização dos equipamentos exerceu um papel fundamental na realização dos ensaios. A partir da sincronização dos equipamentos é que foi possível efetuar as medições com a rugosidade oscilando de maneira quase estacionária. O esquema de sincronização dos equipamentos pode ser observado na figura 4.10. Essa figura mostra que o período de amostragem do sinal fornecido pelo anemômetro a fio quente corresponde a meio período de oscilação da rugosidade (1 evento). No total, para cada ponto de medição foi efetuada a coleta de 10 eventos. Com isso foi possível extrair uma média dos eventos. Isso contribuiu para a redução do ruído do experimento.

Fazendo-se o enjanelamento do evento médio foi possível então, obter-se valores de velocidade média e oscilatória para intervalos escolhidos de altura de rugosidade. A largura das janelas foi escolhida com base na variação de altura da rugosidade. A variação selecionada foi de  $5\mu m$ , ou 1% de  $\delta^*$ . Esse valor foi escolhido com base na análise do desvio padrão dos dados dentro de cada janela (figura 4.11). O procedimento para o cálculo desse desvio padrão é detalhado

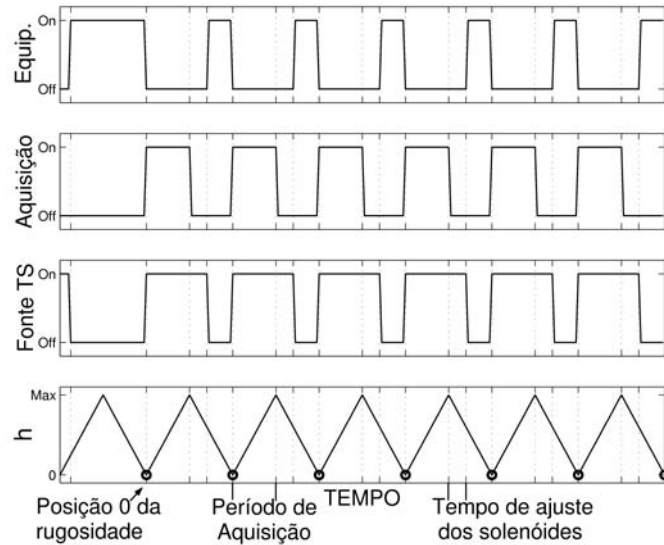


Figura 4.10: Esquema de sincronização dos equipamentos.

no anexo deste trabalho. Os valores mostrados na figura 4.11 foram divididos pela amplitude média local das ondas T-S. De acordo com a figura 4.11 pode-se notar que para janelas com uma largura de aproximadamente  $2.5\mu m$  o valor de erro nas baixas amplitudes de rugosidade foi um pouco maior do que nos outros casos. Já no caso com largura de  $10\mu m$  o erro maior foi observado nas elevadas amplitudes de rugosidade. O desvio padrão no casos com a janela de  $5\mu m$  apresentou um comportamento intermediário aos casos de  $2.5$  e  $10\mu m$ . Sendo assim escolheu-se essa largura de janela para o processamento dos dados. No entanto, esse valor de  $5\mu m$  não foi ajustado exatamente porque escolheu-se uma janela com número de pontos igual a potência de 2 mais próxima do tamanho da janela correspondente a  $5\mu m$ . Desse modo foi possível utilizar rotinas padrões de transformadas rápidas de Fourier e com isso a velocidade de processamento dos dados foi aumentada consideravelmente. Essa medida foi adotada devido ao grande volume de dados obtidos.

#### 4.2.1 Varredura de parâmetros

Nos experimentos com a rugosidade oscilante foi observado o comportamento tanto do escoamento base como das ondas de instabilidade sob 5 diferentes condições. Essas condições foram definidas na etapa de projeto do ensaio experimental e são apresentadas na tabela 3.1. Nesta

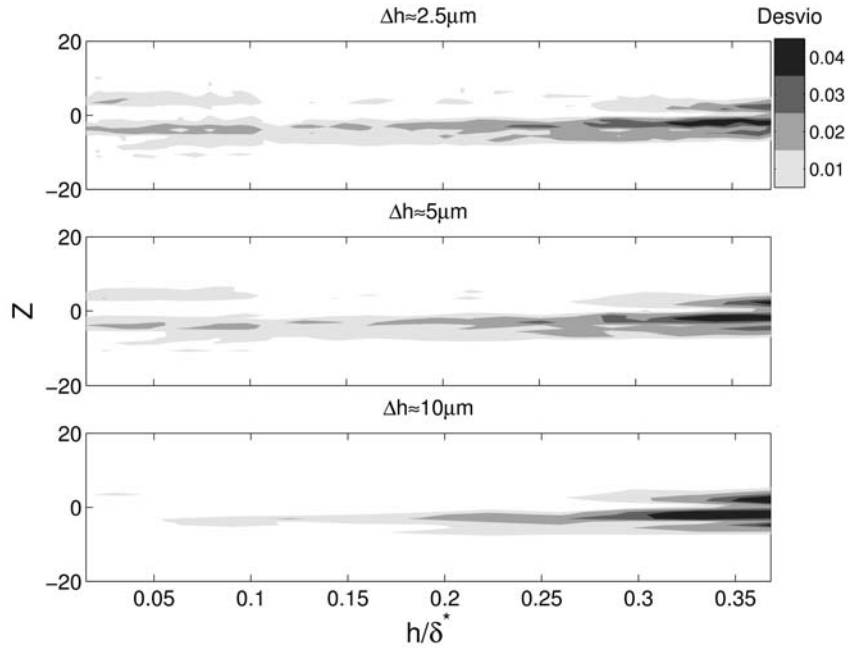


Figura 4.11: Comparação do desvio padrão dos dados para diferentes larguras da função de enjanelamento do sinal.

seção no entanto, são apresentados somente os resultados dos casos 1 a 4 que possuíam o mesmo diâmetro de rugosidade ( $D=10\text{mm}$ ).

Nesta seção são analisados os resultados obtidos através de medições de velocidade longitudinal ao longo de um plano XZ à jusante da rugosidade. Nos casos 1 e 2 da tabela 3.1, onde a frequência das ondas de instabilidade foi  $F=120\text{E-}06$ , a altura do plano de medição foi mantida constante e igual a  $0,75\delta^*$ . Essa altura corresponde a posição normal à parede próxima, à localização dos picos das autofunções dos modos oblíquos mais instáveis, de acordo com a teoria de instabilidade secundária (mapa da figura 3.15).

Nos casos 3 e 4 da tabela 3.1, onde  $F$  foi igual a  $90\text{E-}06$ , a altura correspondente aos picos dos modos 3-D mais instáveis à instabilidade secundária (mapa da figura 3.16) era de  $0,85\delta^*$ . Esse então foi o valor adotado nos experimentos desses dois casos.

### **Distorção do escoamento médio**

A distorção do escoamento médio mostrada nos quatro casos analisados nesta seção foi calculada em relação ao caso com altura de rugosidade mais próxima de zero ( $h\approx 0$ ). Os valores de distorção

do escoamento médio não foram calculados em relação ao perfil de Blasius teórico devido ao fato de que nos experimentos o túnel de vento foi utilizado em operação a número de Reynolds constante. Desse modo, manteve-se virtualmente constante a espessura da camada limite com o tempo. No entanto esse procedimento envolveu pequenas correções de velocidade do túnel para a compensação da variação da temperatura do ar. Assim, o escoamento base apresentou variação na distribuição transversal maior do que a distorção causada pela rugosidade. Entretanto, essas variações foram as mesmas para todas as alturas de rugosidade. Sendo assim, foi possível avaliar a influência da rugosidade na distorção do escoamento base assumindo os resultados com altura da rugosidade mais próxima de zero como sendo o caso de escoamento não perturbado.

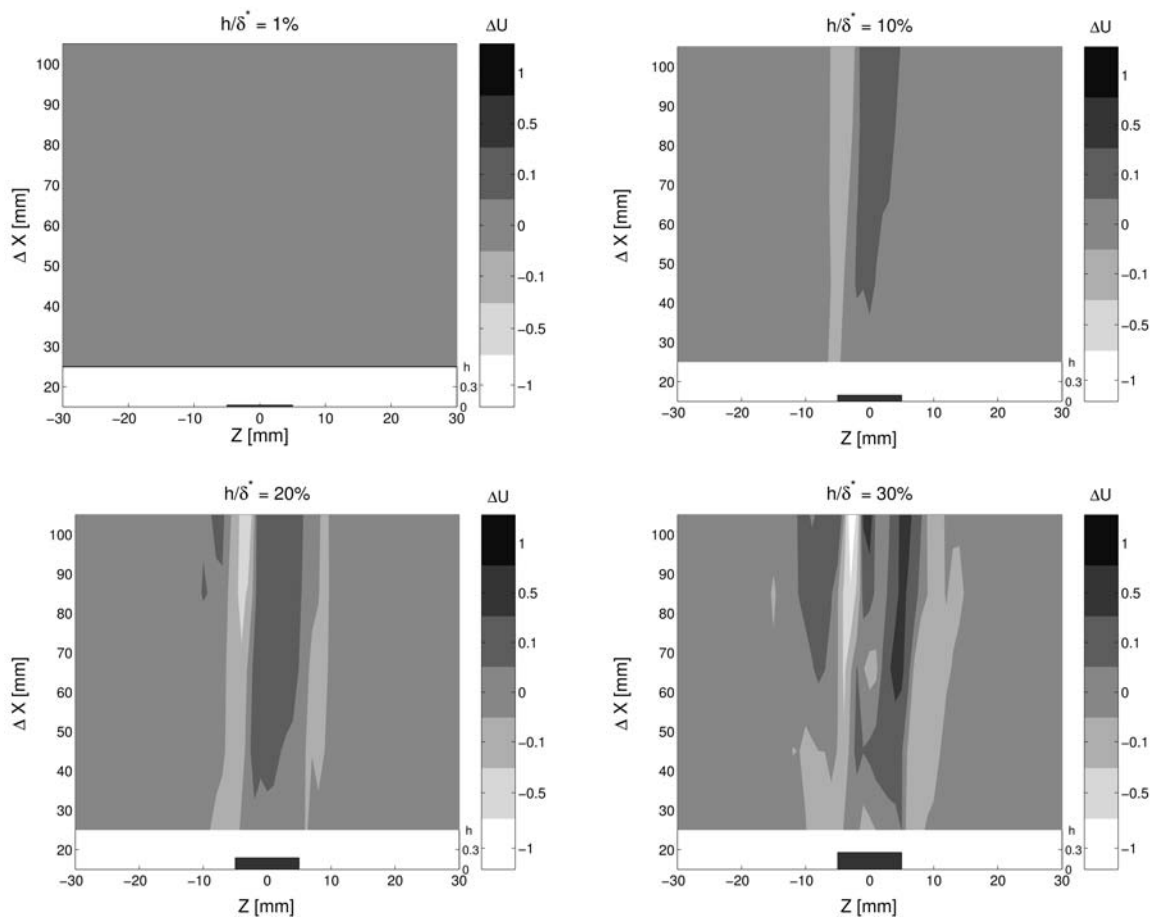


Figura 4.12: Distorção do escoamento médio no plano XZ a jusante da rugosidade. Condições do experimento: CASO 1:  $F=120E-06$ ;  $A_0=0,75\% U_0$ .

- CASO 1 ( $F=120E-06$ ;  $A_0=0,75\% U_0$ )

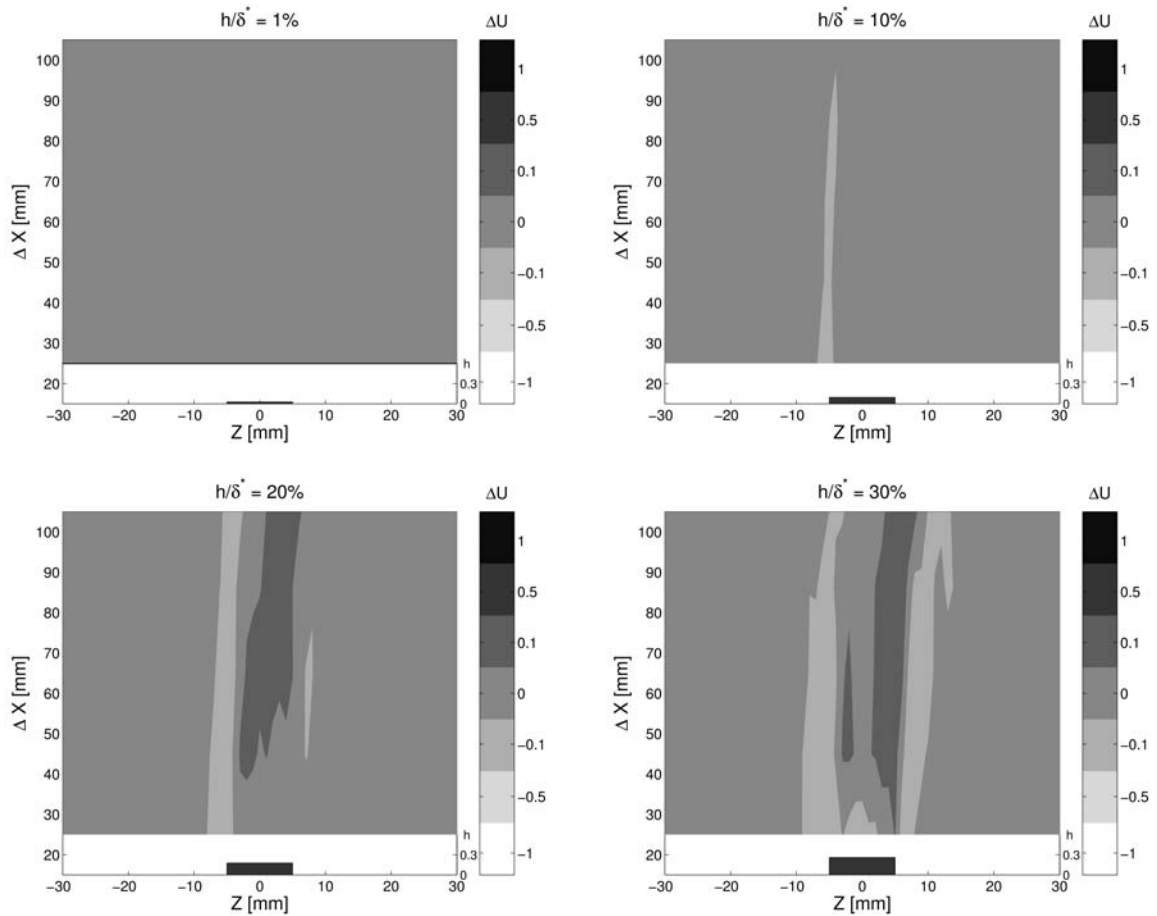


Figura 4.13: Distorção do escoamento médio no plano XZ a jusante da rugosidade. Condições do experimento: CASO 2;  $F=120E-06$ ;  $A_0=0,45\% U_0$ .

A figura 4.12 mostra o comportamento da distorção do escoamento médio no plano XZ para diferentes alturas de rugosidade. Neste caso, o escoamento estava sujeito às condições do caso 1 (tabela 3.1). Nessa figura pode-se observar a existência de uma assimetria do escoamento na esteira da rugosidade. Essa assimetria provavelmente está relacionada com alguma inclinação da rugosidade ou com a assimetria da folga existente entre a guia e o elemento rugoso. Além disso, o fato do diâmetro da rugosidade não ser grande em relação ao tamanho das estruturas formadas pode ter contribuído para a assimetria do escoamento. Nesse caso, a pequena distância entre as estruturas formadas na esteira da rugosidade favorece a interação entre essas estruturas, caso haja alguma assimetria no escoamento próximo à rugosidade. Essa interação tende a aumentar a assimetria do escoamento à medida que se afasta da rugosidade. No entanto, ainda assim é possível notar a existência de uma estrutura de picos e vales de distorção do escoamento

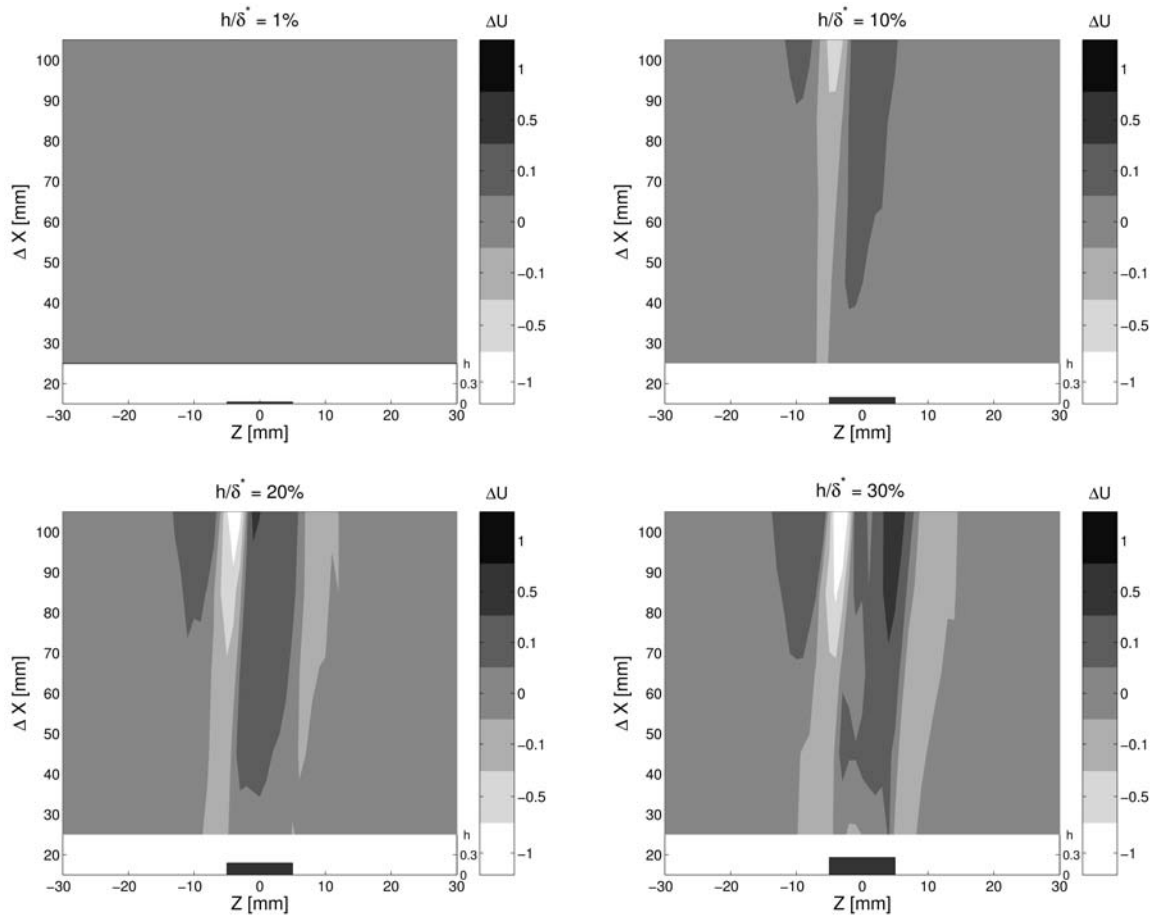


Figura 4.14: Distorção do escoamento médio no plano XZ a jusante da rugosidade. Condições do experimento: CASO 3;  $F=90E-06$ ;  $A_0=0,75\% U_0$ .

mostrada na figura 4.12.

De acordo com a figura 4.12 a estrutura de picos e vales se torna mais evidente com o aumento da altura da rugosidade. A intensidade da distorção nessas regiões de pico e vale aumentou também à medida que se afastou da rugosidade. Outra característica que pode ser observada qualitativamente nessa figura, nos casos com altura mais elevada de rugosidade, foi um aumento no número de picos e vales de distorção e uma redução do espaçamento entre essas regiões. Isso ocorreu principalmente nas estações mais afastadas da rugosidade. As razões para esse comportamento podem ser inúmeras e a explicação para esse comportamento passa também pela análise da evolução das ondas T-S na esteira da rugosidade. Sendo assim, estes resultados serão novamente abordados no capítulo de análise dos resultados.

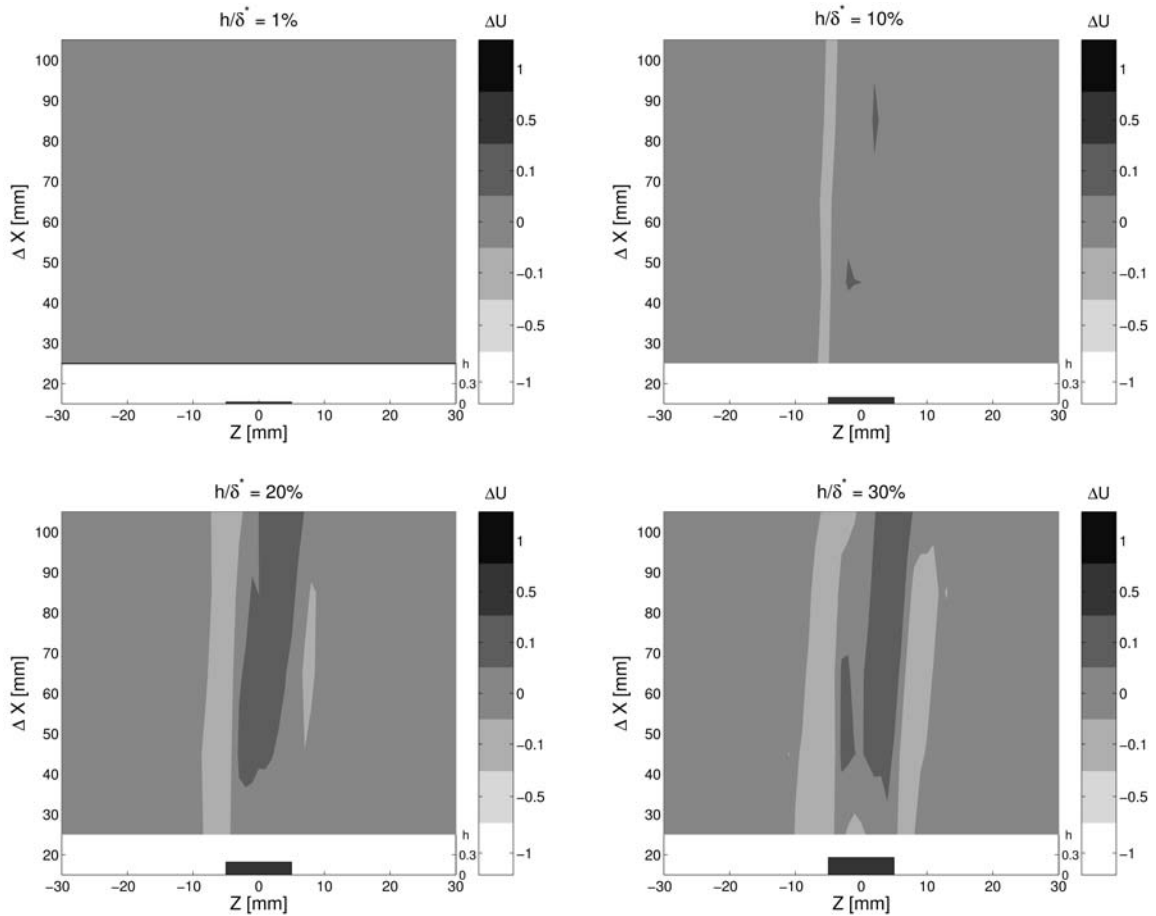


Figura 4.15: Distorção do escoamento médio no plano XZ a jusante da rugosidade. Condições do experimento: CASO 4:  $F=90E-06$ ;  $A_0=0,45\% U_0$ .

- CASO 2 ( $F=120E-06$ ;  $A_0=0,45\% U_0$ )

Os resultados obtidos com as condições do caso 2 são mostrados na figura 4.13. Neste caso também se observou a existência de uma assimetria na distorção do escoamento médio. A distorção do escoamento médio mostrada na figura 4.13 apresentou valores menores que os observados no caso de mesma frequência e com maior amplitude inicial da onda 2-D (caso 1). Isso ocorreu principalmente nas estações mais afastadas da rugosidade. Já na estação mais próxima da rugosidade a distorção do escoamento médio apresentou valores semelhantes aos observados no caso 1. Nas estações mais afastadas da rugosidade não foi possível detectar um aumento no número de onda transversal da estrutura em picos e vales, conforme havia sido observado para o caso 1.



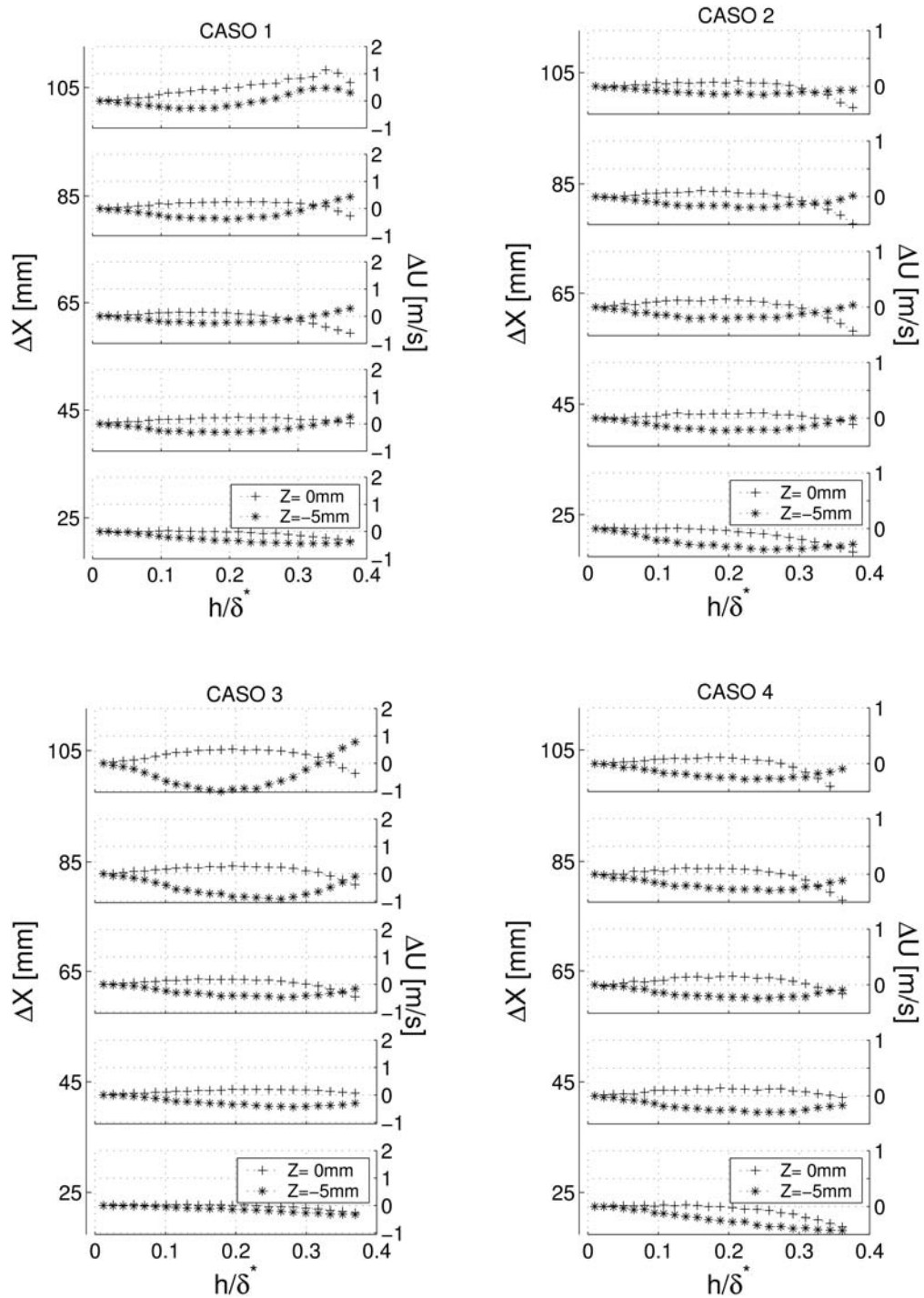


Figura 4.16: Variação com a altura da rugosidade da amplitude da distorção do escoamento médio.

- CASO 3 ( $F=90E-06$ ;  $A_0=0,75\% U_0$ )

A distorção do escoamento médio observada sob as condições do caso 3 é mostrada na figura 4.14. Pode-se notar que neste caso a distorção do escoamento médio apresentou carac-

terísticas semelhantes às observadas no caso com mesma amplitude inicial das ondas 2-D, mas com frequência de excitação diferente (caso 1). Esse comportamento sugere que nas condições analisadas, a distorção do escoamento médio foi mais sensível à mudança de amplitude das ondas T-S do que à mudança de frequência.

No caso 3, assim como no caso 1, foi possível observar nas estações mais afastadas da rugosidade um aumento do número de picos e vales dentro da região de medição. Isso ocorreu principalmente nos casos com alturas mais elevadas de rugosidade.

- CASO 4 ( $F=90E-06$ ;  $A_0=0,45\% U_0$ )

A distorção do escoamento médio obtida experimentalmente sob as condições do caso 4 é mostrada na figura 4.15. Nessa figura observa-se que a distorção do escoamento médio assumiu uma distribuição semelhante à do caso 2 anteriormente observado. Assim como no caso 2, não se observou um aumento do número de picos e vales na distorção do escoamento médio com alturas de rugosidade analisadas. A observação de que a frequência das ondas T-S não exerceu influência sobre a distorção do escoamento é reforçada quando se compara os resultados dos quatro casos de mesmo diâmetro que foram analisados. Isso suporta a idéia de que a mudança da amplitude das ondas de instabilidade exerceu uma maior influência sobre a distorção do escoamento médio do que a alteração da frequência dessas onda.

Analisando-se os resultados de distorção do escoamento médio desses 4 casos pode-se notar uma tendência de inclinação das estrias de distorção do escoamento em relação ao eixo de posição longitudinal ( $\Delta X$ ). Julga-se que inclinação não seja devida a tridimensionalidade do escoamento base mas sim à assimetria da distorção do escoamento na esteira da rugosidade. Essa afirmação é suportada pelos resultados obtidos em uma seção anterior à rugosidade, mostrados na figura 4.7, e também pelos resultados obtidos com o diâmetro da rugosidade igual a 16mm (figura 4.39). No caso com diâmetro maior não se observou uma grande assimetria da distorção do escoamento médio na esteira da rugosidade e não se detectou a inclinação das estrias. Optou-se por apresentar os resultados para esse diferente diâmetro de rugosidade no final deste capítulo.

Isso foi feito com o intuito de facilitar a análise dos resultados dos casos de mesmo diâmetro.

A análise comparativa da distorção do escoamento médio dos quatro diferentes casos estudados pode ser observada na figura 4.16. Nessa figura escolheu-se apresentar os dados de distorção do escoamento médio em duas posições transversais, sendo elas  $Z=0$  e  $Z=-5\text{mm}$ . Essas posições correspondem, respectivamente, ao centro e a uma das bordas laterais da rugosidade.

Na figura 4.16 observa-se que em quase todas as estações dos quatro casos analisados que existe uma mudança na tendência de variação da distorção do escoamento à medida que se eleva a altura da rugosidade. Essa mudança pode ser notada tanto na posição central como na posição próxima à borda lateral da rugosidade. As curvas sugerem que a altura de rugosidade onde ocorre essa mudança de tendência varia à medida que se afasta da rugosidade, na direção do escoamento. Os resultados sugerem que à medida que se desloca na direção do escoamento, a altura de rugosidade onde ocorre essa mudança de tendência passa a ser menor. Esse comportamento só não foi observado claramente no caso 1. Nesse caso a inclinação em relação ao eixo longitudinal e o aumento do número de estrias de distorção do escoamento fez com que houvesse uma mudança na posição transversal das regiões de acréscimo e déficit de velocidade. Com isso houve na última estação de medição uma mudança do regime das estrias nas posições  $Z=0$  e  $Z=-5\text{mm}$ .

Nota-se na figura 4.16 que a variação da distorção do escoamento médio com a altura da rugosidade dos casos 2 e 4 apresentou comportamento semelhante. Isso reforça as considerações feitas sobre os resultados das figuras 4.13 e 4.15. Pode-se observar também nessa figura que, nos casos com mesma frequência de excitação das ondas de instabilidade, as curvas de distorção do escoamento com a altura de rugosidade apresentaram, nas estações próximas à rugosidade, um comportamento semelhante.

As diferenças de comportamento da distorção do escoamento médio, principalmente nas últimas estações de medição, provavelmente estão relacionadas com a evolução das ondas de instabilidade. Sendo assim, é importante analisar esses resultados juntamente com a evolução das ondas T-S de cada caso.

## Evolução das ondas de instabilidade

Os resultados obtidos acerca da evolução das ondas de instabilidade para os quatro casos de mesmo diâmetro de rugosidade foram agrupados nesta seção, conforme feito anteriormente para a distorção do escoamento médio.

- CASO 1 ( $F=120E-06$ ;  $A_0=0,75\% U_0$ )

Os resultados de evolução das ondas T-S obtidos sob as condições do caso 1 são mostrados nas figuras 4.17 e 4.18. Na figura 4.17 incluiu-se o mapa teórico de amplificação dos modos 3-D devido à instabilidade secundária fundamental do escoamento. Esse mapa corresponde ao comportamento das ondas de instabilidade previsto pelo modelo proposto no presente trabalho. O número de Reynolds ( $Re_{\delta^*}$ ) inicial e final utilizados na simulação foram respectivamente 950 e 1180. Estes valores correspondem, aproximadamente, às posições da rugosidade e da última estação de medição. Nesse mapa pode-se notar que no caso estudado a teoria prevê a amplificação das perturbações em uma faixa de números de onda 3-D ( $\beta \neq 0$ ). Os resultados experimentais de evolução das ondas T-S apresentados na figura 4.17 mostram claramente o crescimento de uma estrutura 3-D, à medida que as perturbações se propagaram na direção do escoamento. A visualização do comportamento das ondas em todo o domínio do experimento foi obtida através da interpolação dos dados experimentais mostrados na figura 4.18. A evolução de fase foi obtida de maneira semelhante à utilizada na determinação de fase do caso 2-D (figura 4.6).

A figura 4.17 mostra ainda que as perturbações geradas pela rugosidade ficaram confinadas em uma região da direção transversal com largura aproximada de  $\pm 1$  diâmetro.

Na figura 4.18 nota-se que, para o caso da rugosidade com altura igual a  $1\% \delta^*$ , não houve variação significativa de fase em nenhuma posição do domínio. No entanto, mesmo para essa pequena altura de rugosidade houve uma pequena variação na distribuição de amplitudes ao longo da direção transversal. Essa variação foi crescente com a distância da rugosidade. Contudo, neste caso ( $h/\delta^*=1\%$ ) a distribuição de amplitudes e fases apresentou características próximas ao caso 2-D não perturbado na maior parte do domínio experimental.

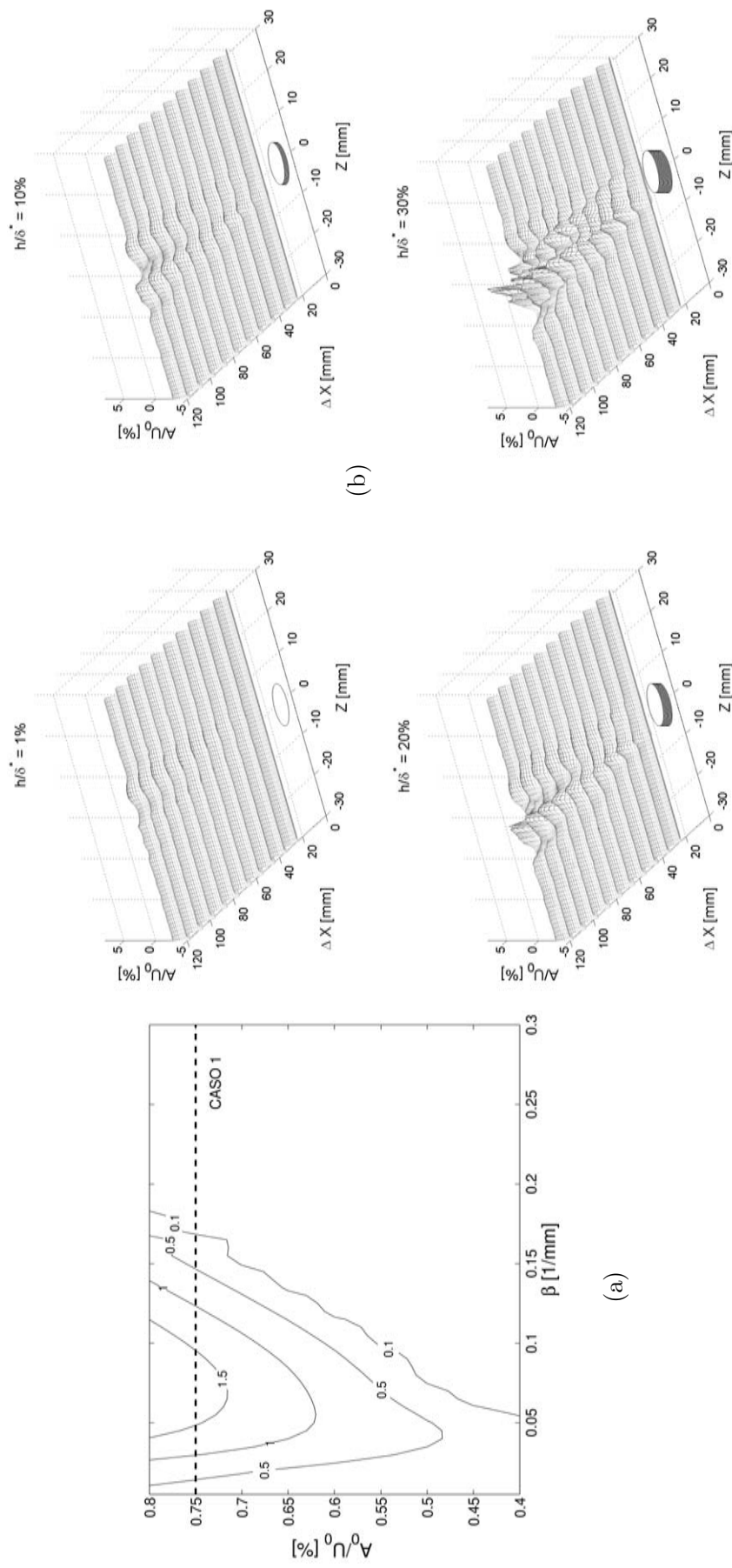


Figura 4.17: (a) Mapa de amplificação de modos 3-D devido a instabilidade secundária (modelo proposto). (b) Evolução das ondas T-S a jusante da rugosidade. Condições do experimento: CASO 1.

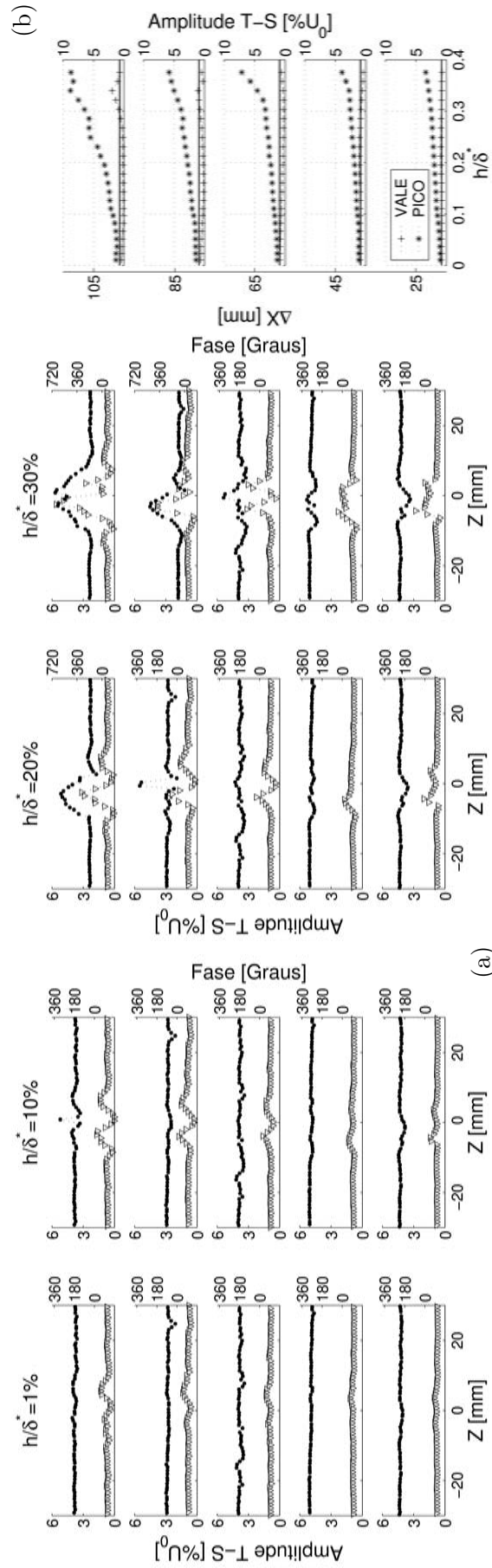


Figura 4.18: (a) Comportamento das ondas T-S a jusante da rugosidade. Distribuição de amplitudes -  $\nabla$  - e fases -  $\bullet$  -  $\Delta X$  em cada figura de baixo para cima = 25, 45, 65, 85 e 105mm. (b) Variação com a rugosidade da amplitude das ondas T-S nas posições de pico e vale. Condições do experimento: CASO 1. Obs: houve uma mudança de escala de fase nos casos com  $h/\delta^*$  iguais a 20 e 30%

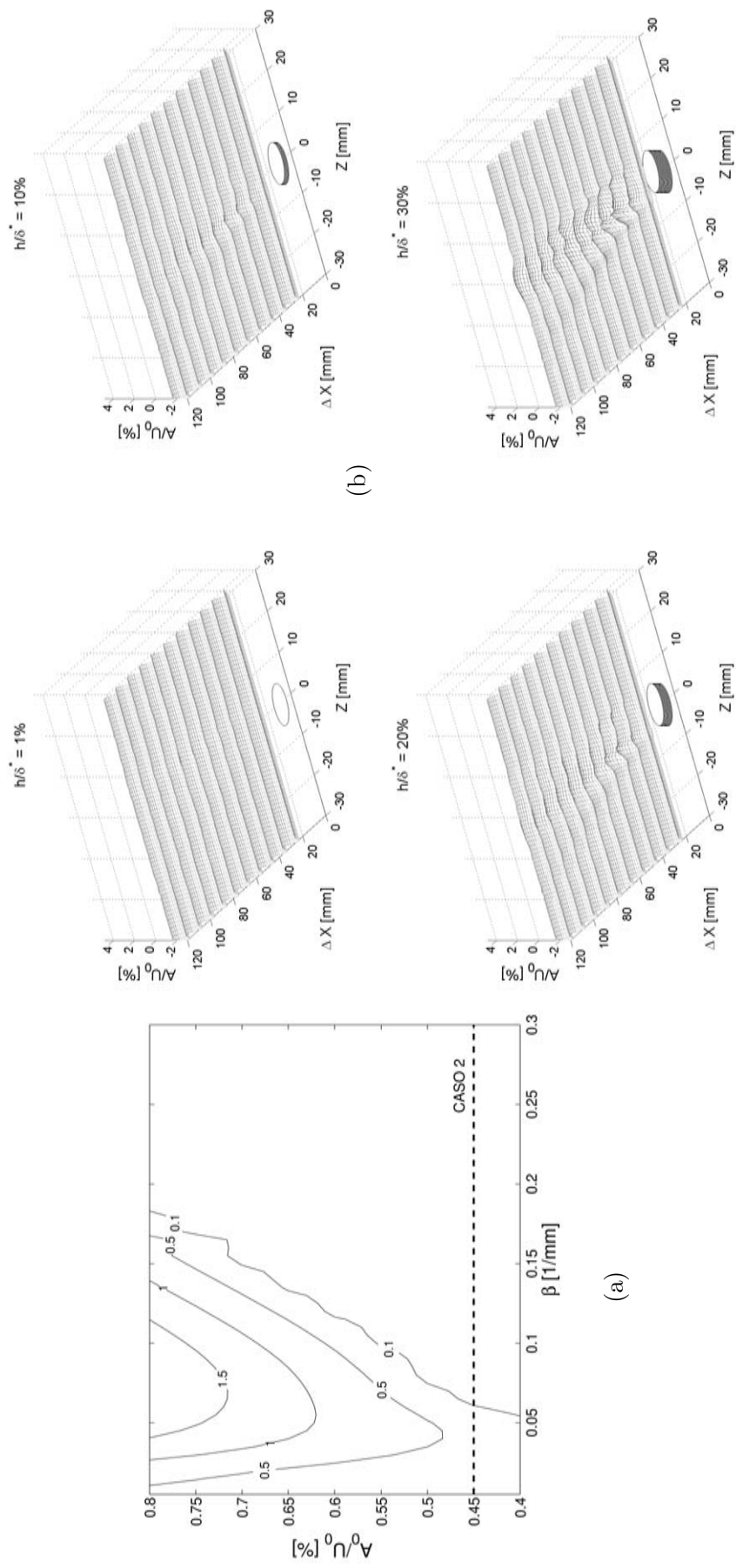


Figura 4.19: (a) Mapa de amplificação de modos 3-D devido a instabilidade secundária (modelo proposto). (b) Evolução das ondas T-S a jusante da rugosidade. Condições do experimento: CASO 2

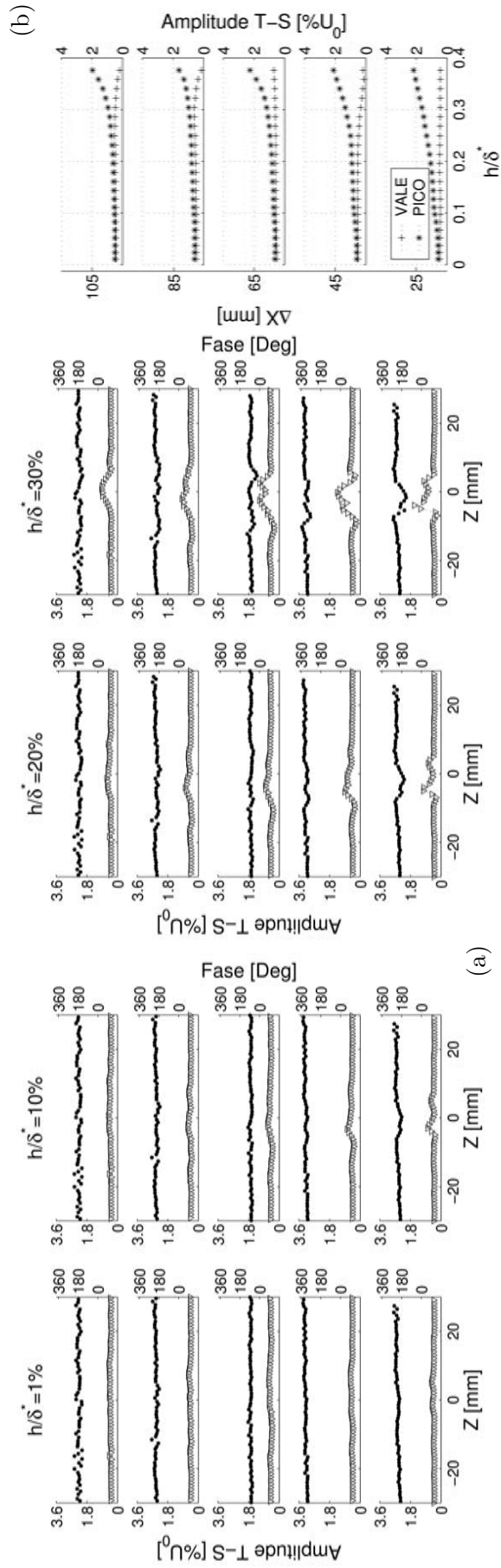


Figura 4.20: (a) Comportamento das ondas T-S à jusante da rugosidade. Distribuição de amplitudes -  $\nabla$  - e fases -  $\bullet$  -  $\Delta X$  em cada figura de baixo para cima = 25, 45, 65, 85 e 105mm. (b) Variação com a rugosidade da amplitude das ondas T-S nas posições de pico e vale. Condições do experimento: CASO 2



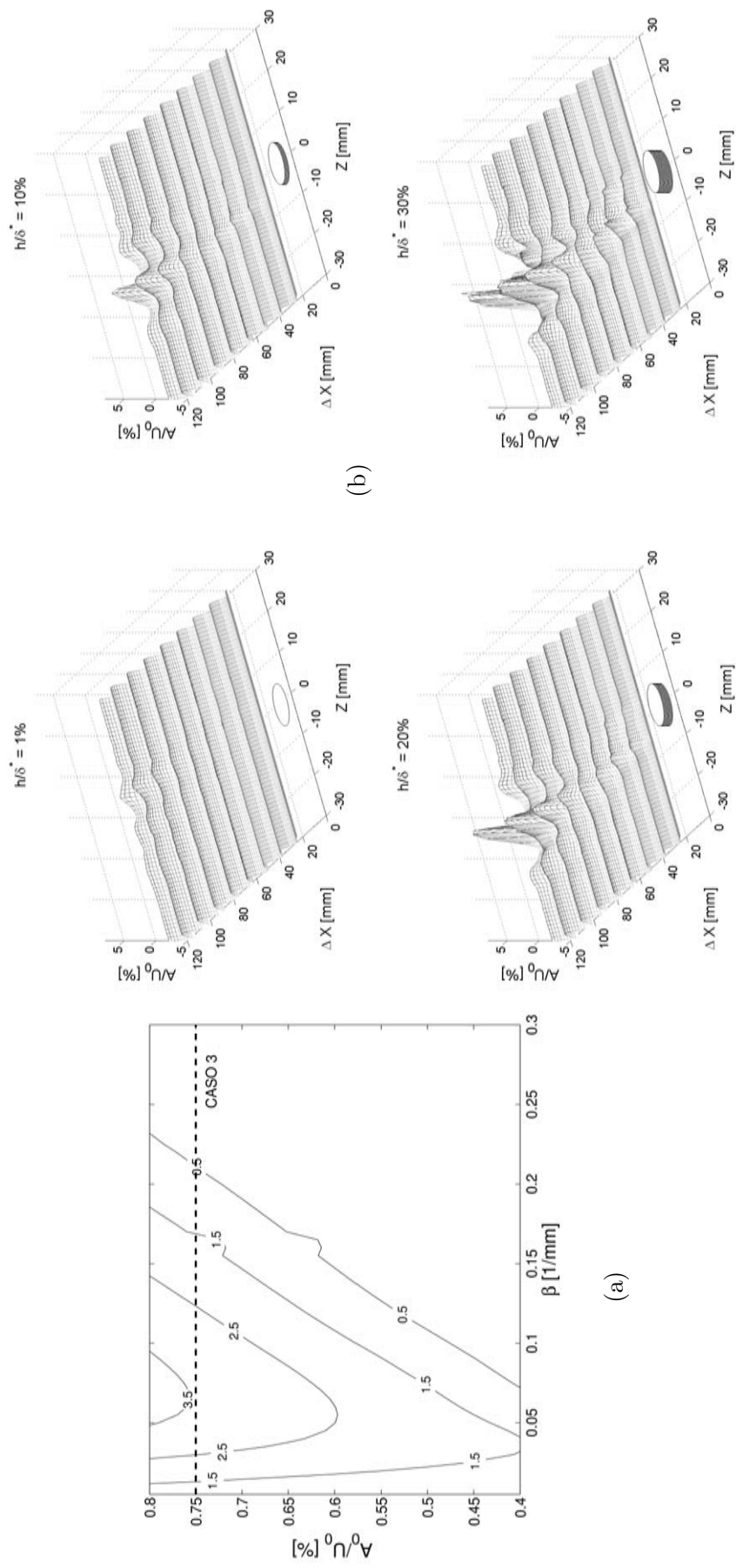


Figura 4.21: (a) Mapa de amplificação de modos 3-D devido a instabilidade secundária (modelo proposto). (b) Evolução das ondas T-S a jusante da rugosidade. Condições do experimento: CASO 3

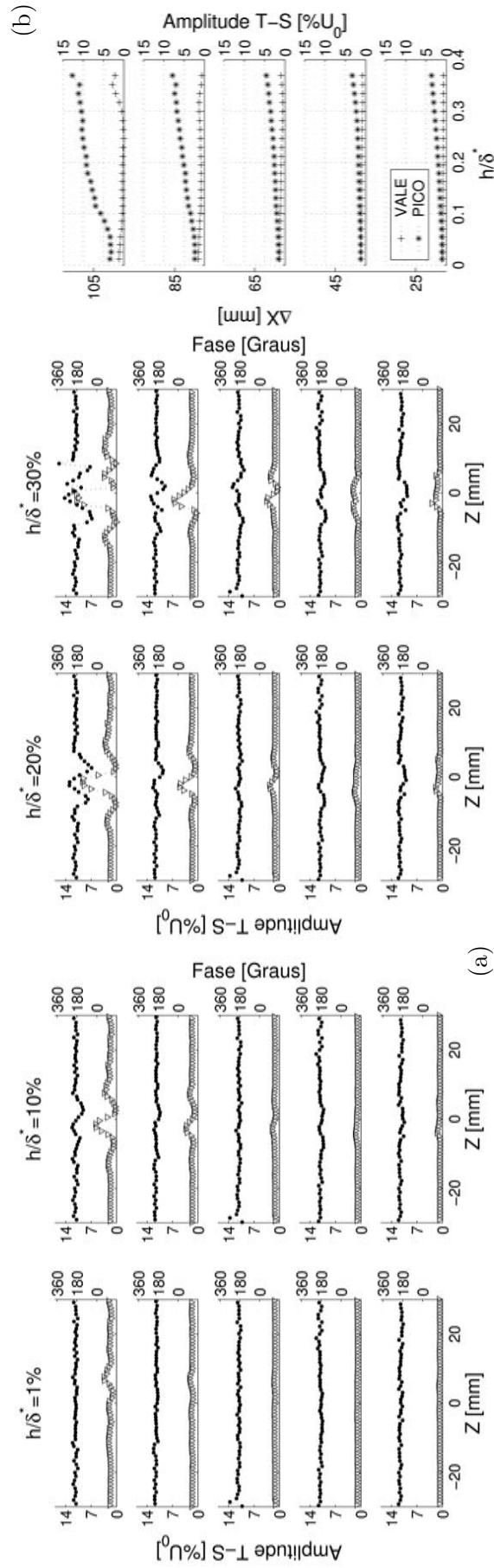


Figura 4.22: (a) Comportamento das ondas T-S a jusante da rugosidade. Distribuição de amplitudes -  $\nabla$  - e fases -  $\bullet$  -  $\Delta X$  em cada figura de baixo para cima = 25, 45, 65, 85 e 105mm. (b) Variação com a rugosidade da amplitude das ondas T-S nas posições de pico e vale. Condições do experimento: CASO 3

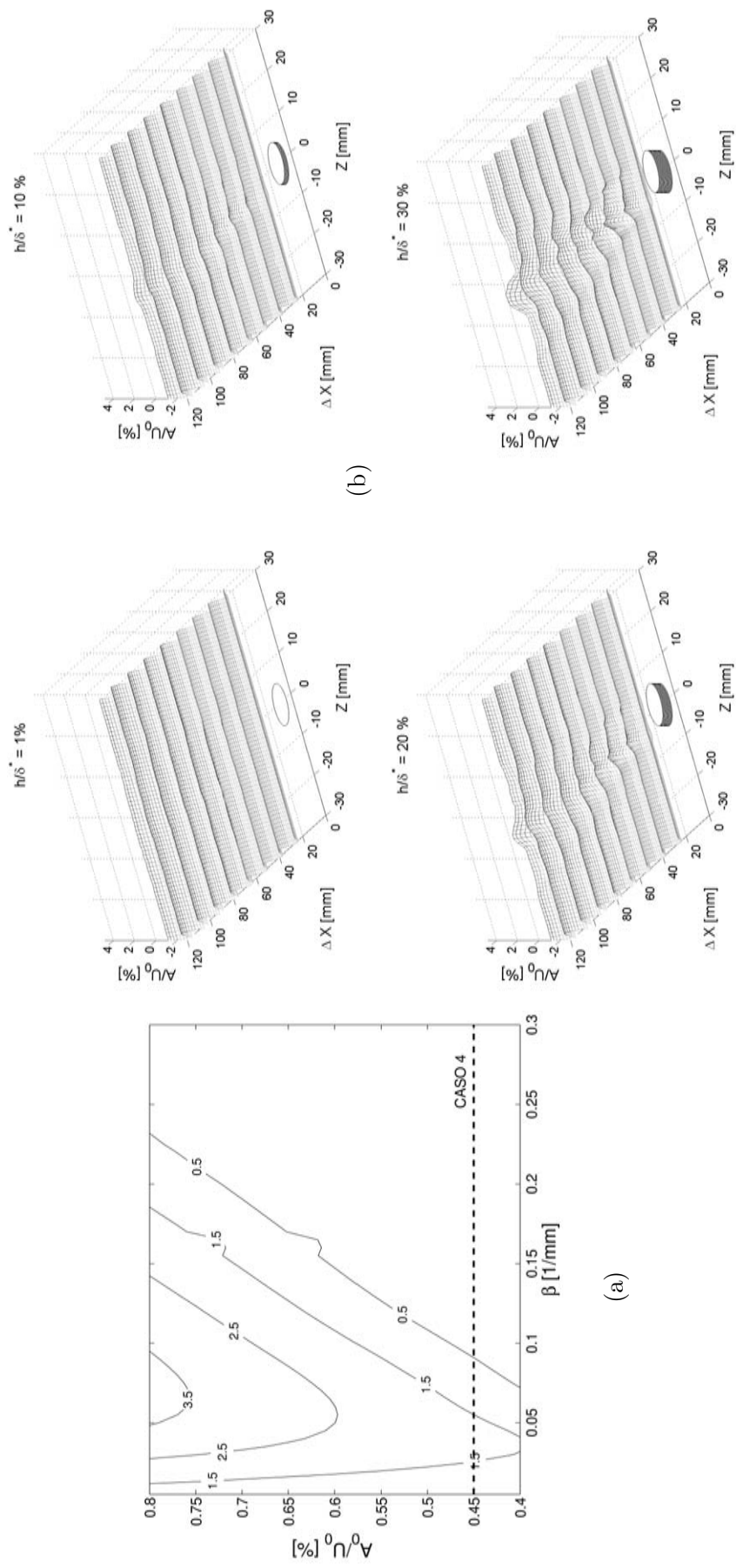


Figura 4.23: (a) Mapa de amplificação de modos 3-D devido a instabilidade secundária (modelo proposto). (b) Evolução das ondas T-S a jusante da rugosidade. Condições do experimento: CASO 4

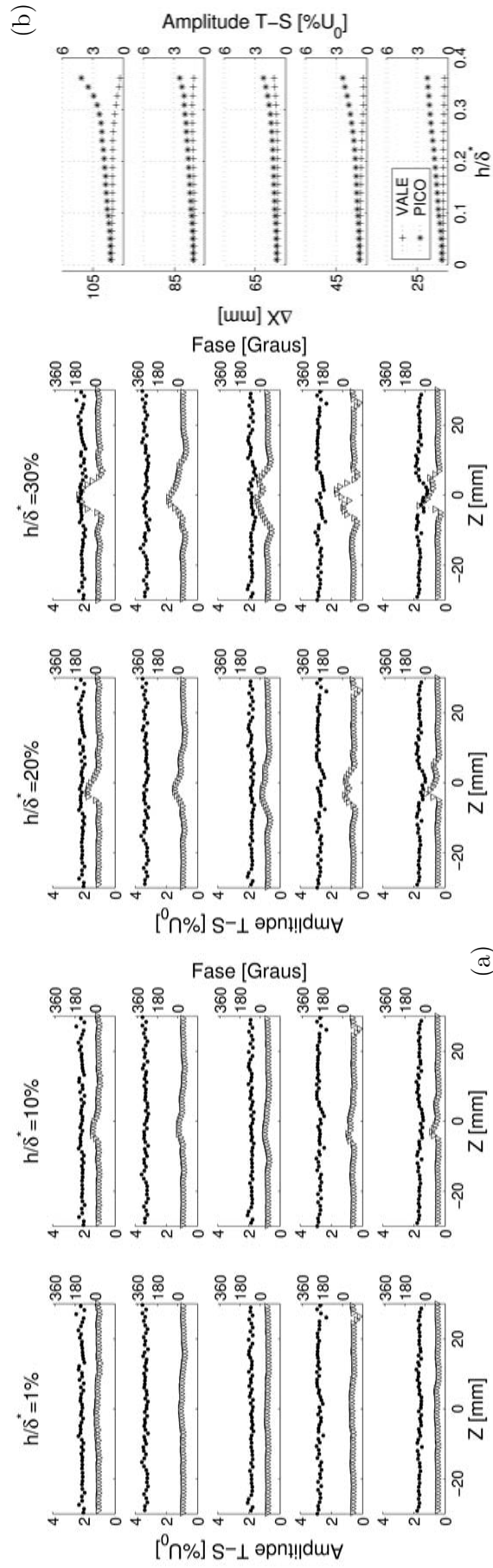


Figura 4.24: (a) Comportamento das ondas T-S a jusante da rugosidade. Distribuição de amplitudes -  $\nabla$  - e fases -  $\bullet$  -  $\Delta$  X em cada figura de baixo para cima = 25, 45, 65, 85 e 105mm. (b) Variação com a rugosidade da amplitude das ondas T-S nas posições de pico e vale. Condições do experimento: CASO 4

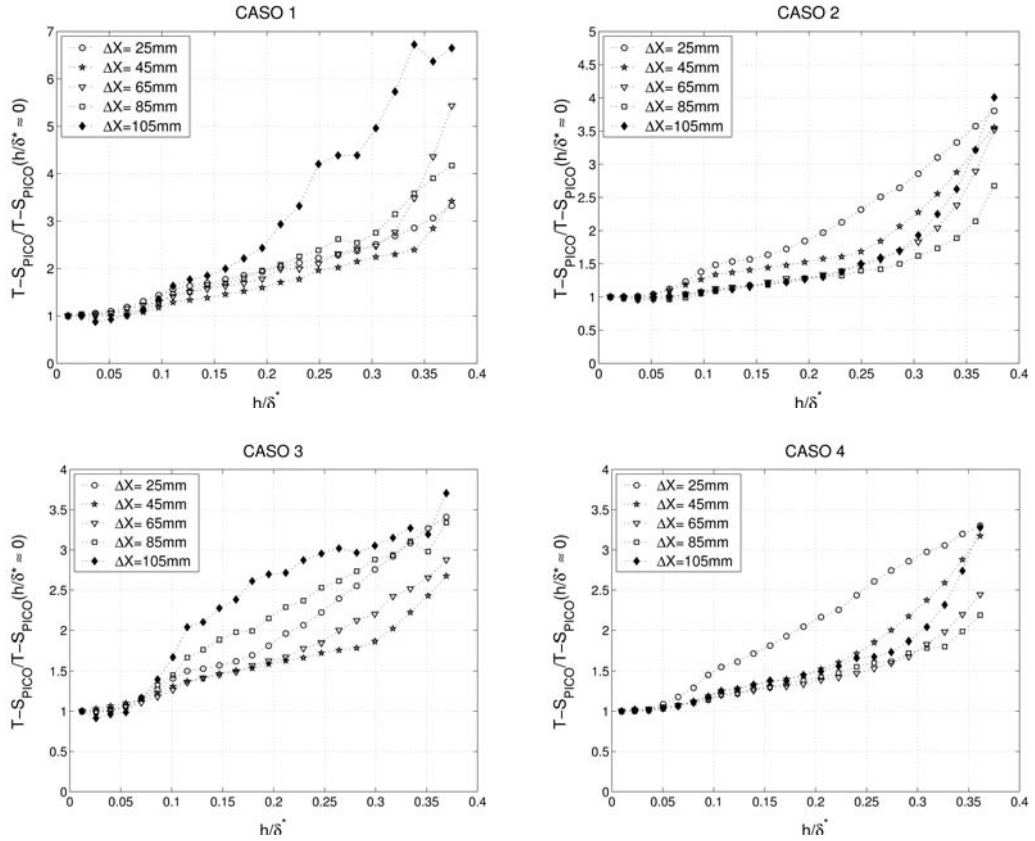


Figura 4.25: Variação com altura e distância da rugosidade da amplitude das ondas T-S na região de pico.

De acordo com a figura 4.18, nos casos de rugosidades com alturas próximas de  $10\%\delta^*$  observou-se uma pequena distorção na distribuição transversal de fases. No entanto, a alteração da distribuição de amplitudes foi muito mais significativa do que a alteração da fase. Já nos casos com alturas mais elevadas de rugosidade, notou-se uma grande alteração em ambas distribuições. Nos casos mostrados na figura 4.17 chegou-se a observar nas posições mais afastadas da rugosidade alterações de fase da ordem de  $720^\circ$ . Isso sugere a existência de uma forte não linearidade do escoamento nessas regiões.

A análise dos resultados mostrados nas figuras 4.17 e 4.18 sugere a existência de uma seleção das perturbações geradas pela rugosidade, pois as distribuições das ondas T-S ao longo da direção transversal evoluíram para uma distribuição diferente daquela medida na seção mais próxima da rugosidade. Isso foi observado para as diferentes alturas de rugosidade apresentadas. Além disso, nos casos apresentados nessas figuras, a distribuição de amplitudes a jusante da rugosidade

apresentou características qualitativamente semelhantes. Isso sugere também que o mecanismo de seleção das perturbações foi o mesmo para as diferentes alturas analisadas. Nos casos com elevada altura de rugosidade isso não pôde ser confirmado somente através dessa análise. A análise da evolução das ondas para esses casos será realizada em detalhe no capítulo de análise dos resultados.

A figura 4.18 mostra ainda a variação com a altura da rugosidade da amplitude das ondas T-S nas posições de pico e vale. Essa variação de amplitude foi observada nas diferentes estações à jusante da rugosidade. Como as posições de pico e de vale variaram com a altura da rugosidade, optou-se por utilizar nessa figura os valores máximos e mínimos de amplitude das ondas T-S observadas dentro da região transversal compreendida entre as posições  $Z=\pm 5\text{mm}$ . Os resultados mostram que as maiores alterações de amplitude ocorreram na região de pico das ondas T-S.

- CASO 2 ( $F=120\text{E-}06$ ;  $A_0=0,45\% U_0$ )

As figuras 4.19 e 4.20 mostram os resultados das medições realizadas sob as condições do caso 2. Como se pode observar nessas figuras, com essa menor amplitude inicial das ondas de instabilidade as perturbações geradas pela rugosidade decaíam à medida que se propagavam na direção do escoamento. A escala de amplitude das figuras 4.19 e 4.20 foi ajustada para 60% do valor utilizado no caso 1. Esse ajuste corresponde à redução em relação ao caso 1 da amplitude inicial das ondas T-S. Os resultados para todas as alturas de rugosidade mostradas sugerem que o escoamento tendeu a retornar para a sua característica bidimensional inicial. Logo, os resultados experimentais concordam qualitativamente com a previsão teórica mostrada no mapa da figura 4.19.(a). O mapa teórico de amplificação das perturbações calculado com o PSE (figura 4.19.(a)) prevê que para essa amplitude inicial das ondas de instabilidade, o efeito da instabilidade secundária do escoamento não é observado.

As distribuições de amplitude e fase mostradas na figura 4.20 confirmam que as perturbações tenderam a retornar para o caso 2-D não perturbado. Na última estação de medição não é possível notar uma variação sistemática nas distribuições de fase, mesmo para elevadas alturas de rugosidade. A variação com a altura da rugosidade da amplitude das ondas nas regiões de pico e

vale é mostrada na figura e 4.20.(b) também reforça a idéia de decaimento das perturbações. Esse comportamento no entanto, não ocorreu para rugosidades maiores do que aproximadamente 30% de  $\delta^*$ . Nesses casos a diferença de amplitude dos picos e vales não sofreu uma clara tendência de redução à medida que as ondas propagavam no sentido do escoamento. Esse efeito provavelmente está relacionado com a distorção do escoamento médio, que foi intensa nos casos com elevadas alturas de rugosidade.

- CASO 3 ( $F=90E-06$ ;  $A_0=0,75\% U_0$ )

O comportamento ao longo da direção transversal do aerofólio das ondas T-S, nas condições do caso 3, é mostrado nas figuras 4.21 e 4.22 para diferentes estações a jusante da rugosidade. Os resultados mostram que houve um crescimento da tridimensionalidade do escoamento à medida que as ondas se propagaram na direção do escoamento. Esse comportamento concorda qualitativamente com o previsto no mapa de amplificação das perturbações calculado com PSE (figura 4.21). Assim como no caso 1, os resultados obtidos para o caso 3 sugerem que houve uma seleção das perturbações à medida que elas se deslocaram no sentido do escoamento. Pode-se notar na figura 4.21 que mesmo com rugosidades muito pequenas houve o crescimento de uma estrutura 3-D bem definida. Isso provavelmente ocorreu devido ao fato de que mesmo com rugosidades muito próximas de 0 o efeito das imperfeições na montagem da rugosidade e a folga entre o elemento rugoso e a guia já geram perturbações que dão origem a essa estrutura 3-D. Nas figuras 4.21 e 4.22, observa-se que a estrutura tridimensional que se desenvolve à medida que as ondas de instabilidade se propagam no sentido do escoamento foi praticamente a mesma para as alturas de rugosidade analisadas em detalhe.

A distribuição ao longo da direção transversal das fases das ondas T-S apresentou alterações em relação ao caso 2-D. Isso ocorreu principalmente nas estações mais afastadas da rugosidade. A alteração na distribuição de fases no entanto foi consideravelmente menor do que a observada no caso 1, principalmente nos casos com elevada altura de rugosidade. Por outro lado, para uma mesma altura de rugosidade as amplitudes das perturbações medidas na última estação do caso 3 foram consideravelmente maiores do que as amplitudes observadas no caso 1.

A figura 4.22 mostra a variação com a altura da rugosidade dos picos e vales de amplitude das ondas T-S. Assim como nos casos 1 e 2 a maior variação de amplitude das ondas T-S foi observada nos locais de picos de amplitude. A figura mostra também que nos casos com rugosidades mais elevadas ocorreram picos de amplitude com valores extremamente altos, da ordem de 15% de  $U_0$ .

- CASO 4 ( $F=90E-06$ ;  $A_0=0,45\% U_0$ )

O comportamento das ondas T-S nas condições do caso 4 é mostrado nas figuras 4.23 e 4.24. Nessa condição a tridimensionalidade gerada próximo à rugosidade também aumentou a medida em que se distanciou da rugosidade. Isso foi mais perceptível para as rugosidades com alturas medianas e altas. Nos casos com maior amplitude inicial das ondas T-S, tanto a distribuição de amplitudes quanto a de fases se tornaram tridimensionais. No entanto no caso mostrado nas figuras 4.23 e 4.24, somente a distribuição de amplitudes ficou 3D. Comparando-se os resultados obtidos no caso 4 (figuras 4.23 e 4.24) com os resultados obtidos nas condições do caso 3 (figuras 4.21 e 4.22) nota-se que a estrutura tridimensional das ondas T-S na esteira da rugosidade apresentou diferenças significativas entre esses dois casos. Isso concorda qualitativamente com as previsões teóricas dadas pelo mapa de amplificação mostrado na figura 4.23.(a).

O crescimento das perturbações foi verificado também quando pelo comportamento da amplitude das ondas nas posições de pico e vale. No caso 4, assim como nos casos anteriores, as maiores alterações nas distribuições das ondas de instabilidade ocorreram nas regiões de pico de amplitude. Sendo assim, resolveu-se realizar uma comparação do comportamento das perturbações nessas posições de pico para os resultados dos quatro casos analisados (figura 4.25). Nessa figura, optou-se por dividir as curvas de amplitude das ondas, na posição de pico, pela amplitude do pico dos casos com altura de próximas de 0. Isso foi feito para cada estação de medição. Com isso excluiu-se desta análise a influência dos mecanismos de crescimento ou decaimento das perturbações ao longo da direção do escoamento presentes nos casos com alturas de rugosidades próximas de 0 ( $h \approx 0$ ). Assim, é possível identificar os intervalos de altura e



distância a jusante da rugosidade em que as perturbações estão sujeitas a um mesmo mecanismo de amplificação ou decaimento. Em alturas pequenas e medianas ( $\leq 0,2\delta^*$ ) dos casos 2 e 4, mostrados na figura 4.25, as curvas de variação da amplitude das ondas nas posições de pico colapsam formando uma única curva. Esse comportamento só não ocorreu a uma distância de 25mm da rugosidade ( $\Delta X = 25\text{mm}$ ), onde a distribuição de amplitudes não se comportou da mesma maneira que nas outras estações. Isso sugere que nessa posição o escoamento ainda está sobre forte influência da esteira da rugosidade (campo próximo). Nos casos 1 e 3 a influência da esteira da rugosidade na primeira estação de medição não é clara devido ao não colapsamento de algumas curvas. Ainda assim estima-se que o mesmo efeito tenha ocorrido. Nesses casos, o efeito do campo próximo provavelmente foi mascarado pelo espalhamento das curvas.

No caso 1 da figura 4.25 é possível notar um razoável colapsamento das curvas para rugosidades pequenas e medianas. Isso só não foi observado na última estação de medição para rugosidades altas e medianas. Nesses casos a amplificação das perturbações ocorreu de maneira diferente da observada nos casos de pequena altura de rugosidade. No caso 3, as curvas nas posições  $\Delta X$  iguais a 45 e 65mm apresentaram um razoável colapsamento para rugosidades com alturas inferiores a, aproximadamente, 25% de  $\delta^*$ . A partir daí, com essa análise, a evolução das perturbações não apresentou evidências de que o mesmo mecanismo de amplificação e decaimento das ondas T-S esteve presente nas demais estações de medição. Entretanto, a resolução do experimento pode ter exercido uma grande influência sobre as curvas do caso 3. Isso porque os pontos experimentais mostrados na figura 4.25 foram retirados dos valores de pico de amplitude das ondas T-S. No caso 3 em especial as amplitudes envolvidas foram de até 15% de  $U_0$ . Devido ao fato da resolução espacial de medição nos experimentos ser da ordem de 1mm dos picos ocorrerem em posições bem localizadas, é possível que nesse caso a incerteza na determinação dos picos de amplitude tenha sido consideravelmente maior do que nos casos 1, 2 e 4.

Em sùmula, o que as curvas da figura 4.25 mostram é que existe uma região próxima da rugosidade onde as perturbações sofrem uma considerável influência da esteira dessa rugosidade, e que dependendo das condições do experimento e da posição longitudinal, é possível detectar

em quais regimes as perturbações estão sujeitas às mesmas taxas de amplificação.

### **Análise das frequências envolvidas**

A análise do conteúdo espectral da flutuação de velocidade  $u'$  foi realizada para a verificação da razão entre a energia contida no sinal de interesse e a energia contida nas demais frequências. Essa análise serviu também para verificar se existia energia contida nos modos harmônicos e subharmônicos de  $u'$ . A posição transversal escolhida para o cálculo dos espectros foi  $Z=-2\text{mm}$ . Essa posição foi escolhida por estar localizada próxima ao pico de amplitude da distribuição de ondas T-S. As alturas foram as mesmas utilizadas nas varreduras transversais. Como foi visto na análise da distribuição de amplitudes e fases ao longo da direção transversal, o local exato do pico de amplitude das distribuições varia com a altura da rugosidade. Por isso se escolheu uma posição onde o comportamento próximo ao observado nas posições de pico pudesse ser observado em uma única posição para as diferentes alturas de rugosidade.

- CASO 1 ( $F=120\text{E-}06$ ;  $A_0=0,75\% U_0$ )

Os espectros obtidos nas condições do caso 1 são mostrados na figura 4.26. Nessa figura os espectros foram deslocados na escala de amplitude para que as curvas obtidas com diferentes alturas de rugosidade pudessem ser comparadas. Nota-se nessa figura que a energia contida no modo T-S excitado é muito maior do que a energia contida em modos harmônicos e subharmônicos. Isso ocorreu mesmo nas últimas estações de medição, onde os resultados mostrados na figura 4.17 e 4.18 sugeriram a existência de uma forte não linearidade no escoamento. A figura mostra que mesmo nos casos em que o escoamento apresentou um comportamento mais complexo a razão entre o ruído e o sinal medido se manteve baixa.

De acordo com a figura 4.26, é possível notar que na estação mais próxima da rugosidade quando se elevou a rugosidade não ocorreu um aumento significativo da quantidade de energia contida no modo fundamental. No entanto, a medida que as perturbações se propagaram na direção do escoamento houve um crescimento da energia contida no modo fundamental. Isso ocorreu principalmente nos casos com rugosidades mais altas. Nesses casos houve também um

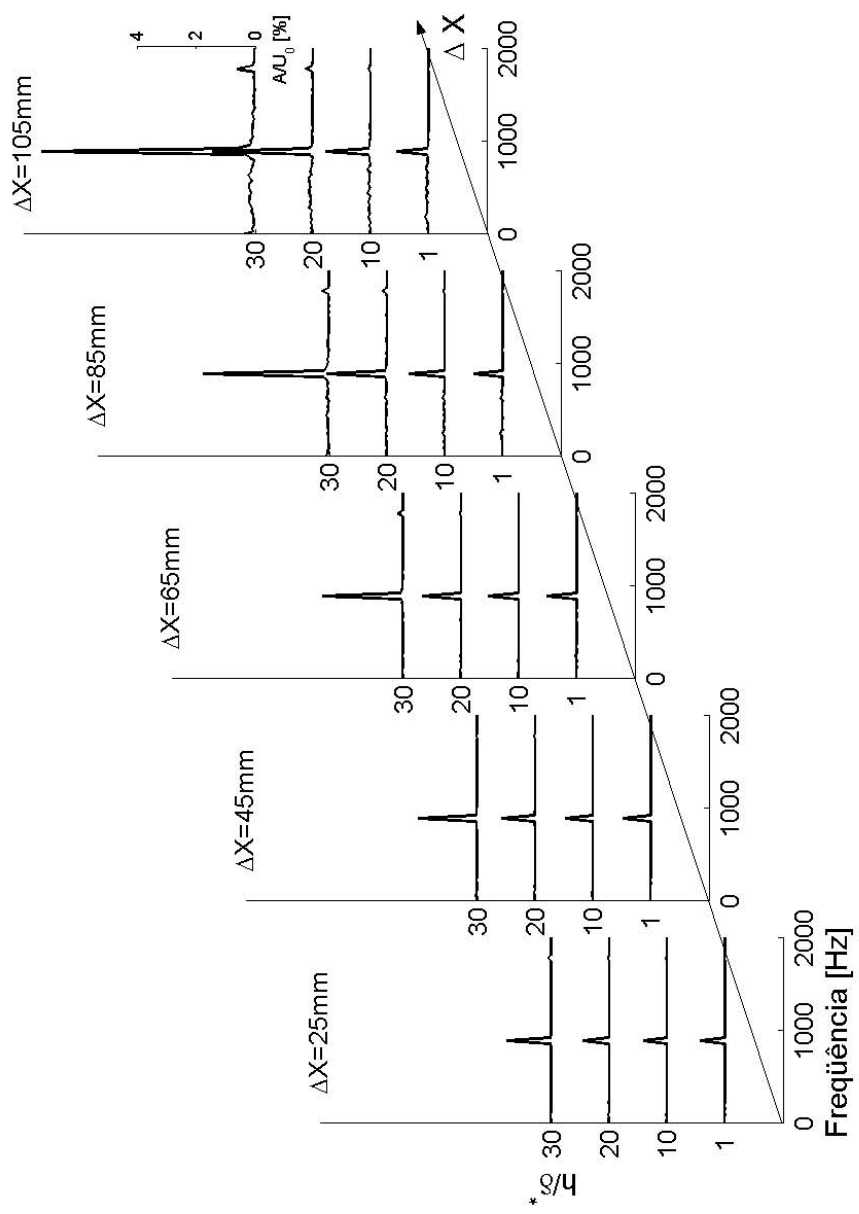


Figura 4.26: Espectro de frequências do sinal medido próximo à posição de pico da distribuição transversal das ondas T-S. Condições do experimento: CASO 1.

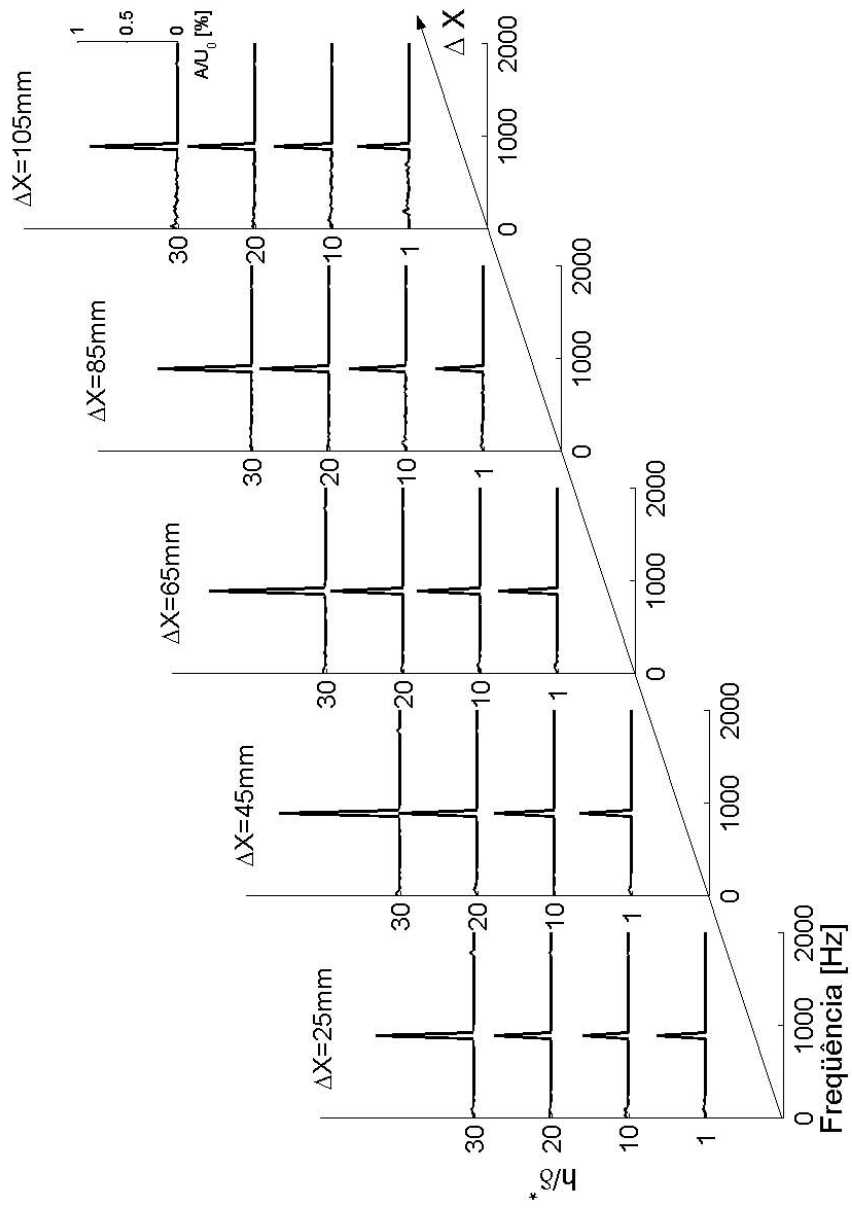


Figura 4.27: Espectro de frequências do sinal medido próximo à posição de pico da distribuição transversal das ondas T-S. Condições do experimento: CASO 2.

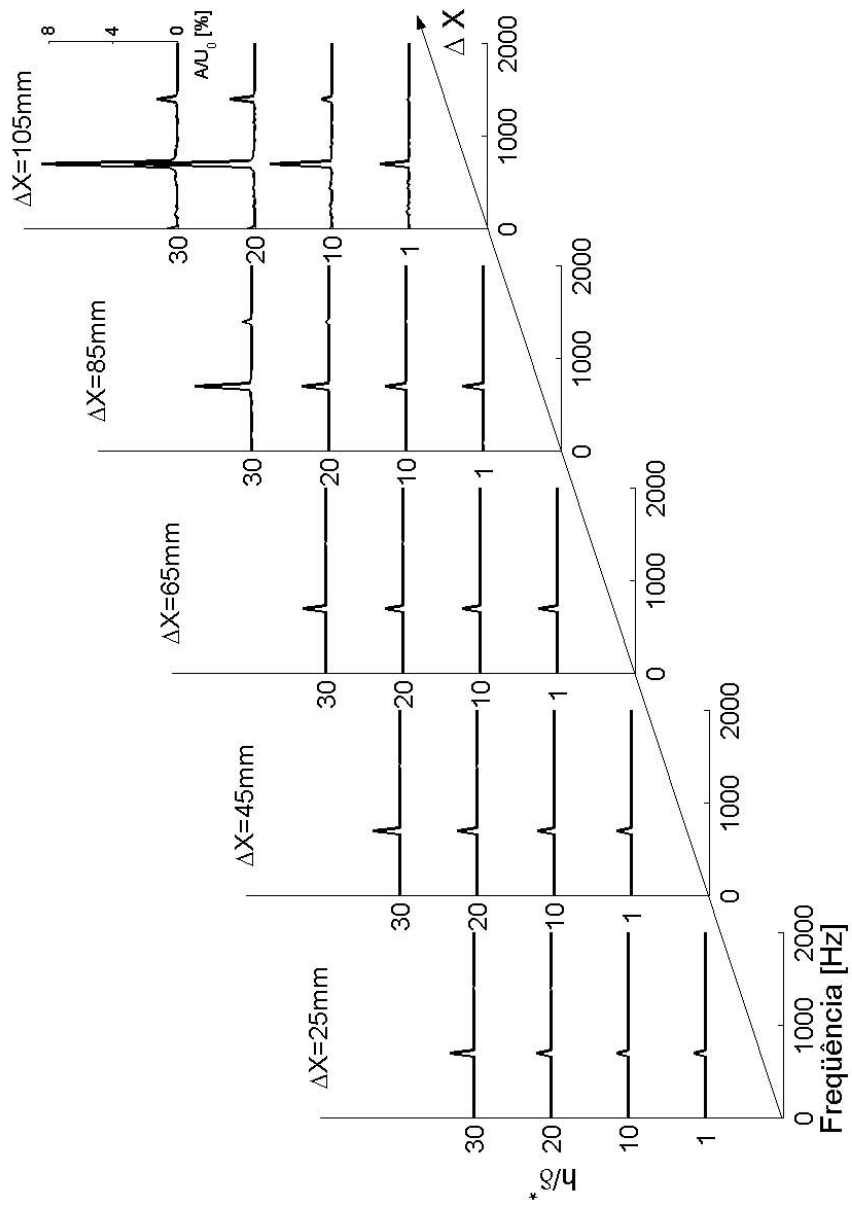


Figura 4.28: Espectro de frequências do sinal medido próximo à posição de pico da distribuição transversal das ondas T-S. Condições do experimento: CASO 3.

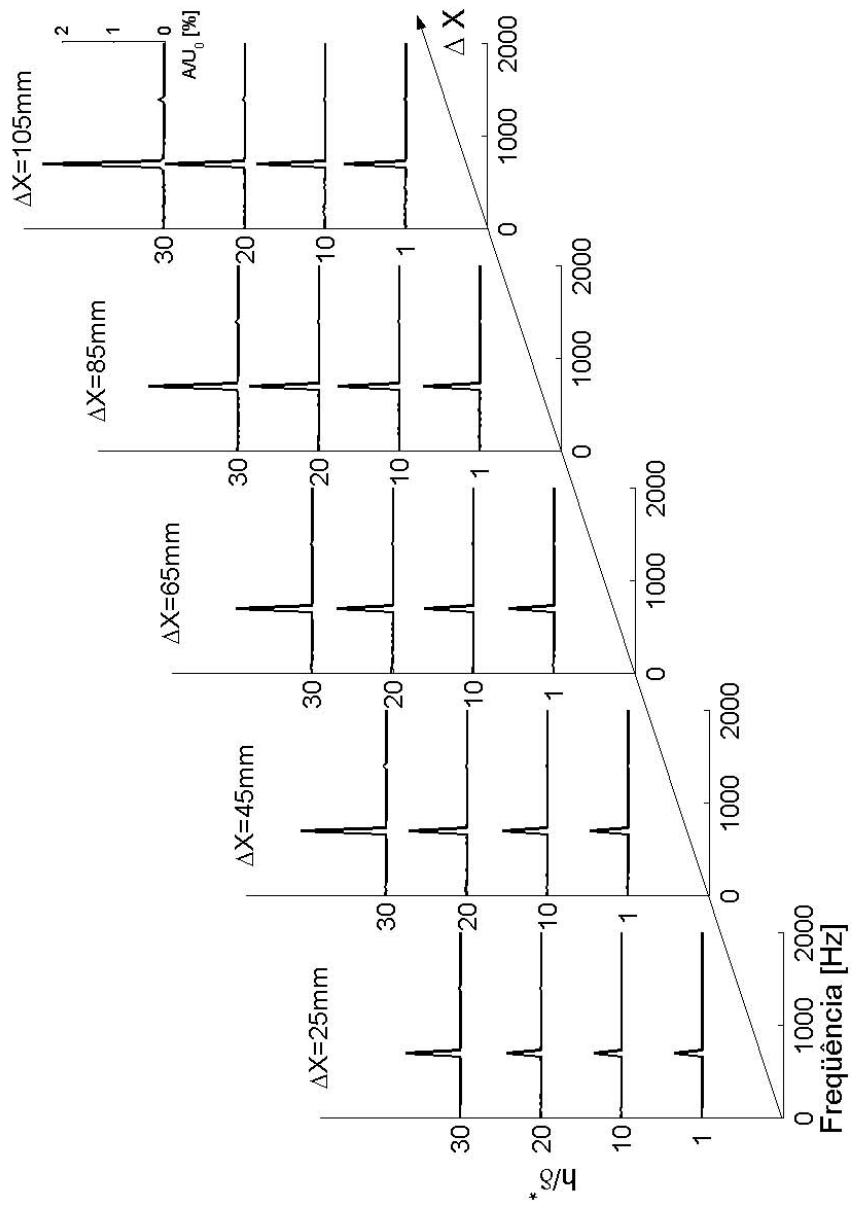


Figura 4.29: Espectro de frequências do sinal medido próximo à posição de pico da distribuição transversal das ondas T-S. Condições do experimento: CASO 4.

pequeno crescimento dos modos harmônicos e sub-harmônicos, mas ainda assim quase toda a energia do sinal se manteve nos modos fundamentais.

- CASO 2 ( $F=120E-06$ ;  $A_0=0,45\% U_0$ )

O conteúdo espectral das flutuações de velocidade medidas sob as condições do caso 2 na posição próxima ao pico de amplitude da distribuição transversal ( $Z=-2\text{mm}$ ) é mostrado na figura 4.27. Essa figura mostra que para alturas de rugosidade analisadas houve um decaimento da energia contida no modo fundamental nas últimas estações de medição, conforme previsto pela teoria linear. Nota-se nessa figura que houve um crescimento na amplitude dos modos sub-harmônicos, mas ainda assim esses modos se mantiveram com uma amplitude muito menor que a observada nos modos fundamentais. Essa amplificação de modos sub-harmônicos é esperada uma vez que o seu crescimento, devido à instabilidade secundária, pode ocorrer mesmo para amplitudes pequenas da onda 2-D fundamental. No entanto, no presente estudo julga-se que as perturbações geradas pela rugosidade favorecem a formação de modos 3-D fundamentais. O que a figura 4.27 mostra é que nas condições do caso 2 a instabilidade secundária do tipo H não apresentou taxas de amplificação suficientes para que os modos sub-harmônicos provenientes do ruído do túnel de vento viessem a ser relevantes ao presente estudo.

- CASO 3 ( $F=90E-06$ ;  $A_0=0,75\% U_0$ )

O conteúdo espectral de  $u'$  medido próximo a posição de pico, nas condições do caso 3, é mostrado na figura 4.28. A figura mostra a ocorrência de amplificação das perturbações nas frequências fundamental e harmônica. Isso pode ser observado principalmente nas últimas estações de medição. A amplificação de modos subharmônicos não ocorreu de maneira significativa nos casos analisados. Esse comportamento também foi notado nos experimentos dos casos 1 e 2.

- CASO 4 ( $F=90E-06$ ;  $A_0=0,45\% U_0$ )

O conteúdo espectral da flutuação de velocidade do escoamento observado próximo à posição de pico é mostrado na figura 4.29. Nota-se nessa figura que a formação de harmônicos e sub-

harmônicos não ocorreu de maneira significativa nos espectros analisados. Somente no caso com altura de rugosidade mais elevada é que se pode notar um pequeno crescimento na energia dos modos harmônicos. Nos demais casos analisados somente a energia contida no modo fundamental apresentou crescimento significativo a medida que as perturbações propagaram na direção do escoamento.

A partir da análise do conteúdo espectral dos sinais, obtidos em uma posição transversal próxima à posição de pico de amplitude das ondas T-S, foi possível concluir que os modos sub-harmônicos e harmônicos não foram relevantes ao problema. Sendo assim o comportamento desses modos não será analisado no presente trabalho e seu efeito será desconsiderado. Vale lembrar que essa simplificação pode não ser válida para as condições experimentais diferentes daquelas do presente trabalho.

### **Análise da evolução dos modos 3-D**

Para a análise ao longo da direção transversal da quantidade de energia que estava contida nos modos fundamentais aplicou-se a novamente transformação de Fourier sobre o sinal. Isso corresponde à aplicação de um procedimento de transformação de Fourier em duas dimensões (FFT-2D). No presente estudo, ao invés de se aplicar uma rotina de FFT-2D, resolveu-se aplicar duas vezes a rotina unidimensional. Isso foi necessário pois utilizaram-se filtros para diminuir a razão entre o ruído e o sinal medido antes de se aplicar pela segunda vez transformada de Fourier no sinal. Essas rotinas de redução de ruído são descritas na metodologia do presente trabalho. Um dos cuidados que deve ser considerado quando se aplica duas vezes uma rotina de FFT é o de se preservar informações de amplitude e de fase no sinal proveniente da primeira transformação.

- CASO 1 ( $F=120E-06$ ;  $A_0=0,75\% U_0$ )

O resultado da análise do espectro em duas dimensões para os dados obtidos nas condições do caso 1 pode ser observado na figura 4.30. A escala de amplitudes dessa figura foi colocada na forma logarítmica para que a evolução das perturbações tridimensionais pudesse ser melhor ob-



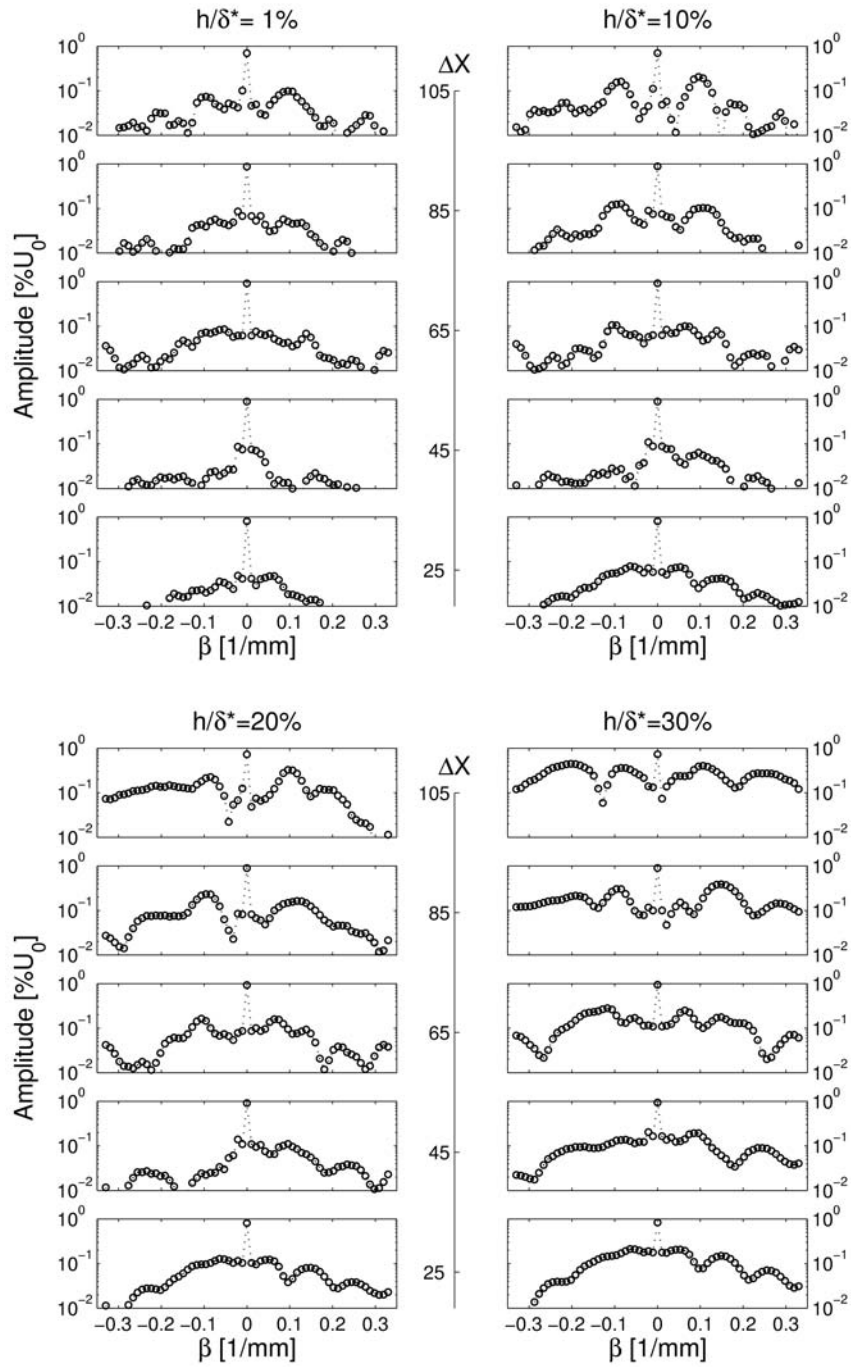


Figura 4.30: Espectros de números de onda transversal. Condições do experimento: Caso 1.

servada. De acordo com a figura nota-se que o caso com menor altura de rugosidade ( $h/\delta^*=1\%$ ) foi que teve a maior predominância do modo 2-D ( $\beta = 0$ ). Ainda assim, pode-se notar que nesse caso houve um crescimento das perturbações tridimensionais em valores de  $\beta$  próximos de  $\pm 0,1\text{mm}^{-1}$ . Esses modos possuem um comprimento de onda próximo do diâmetro da ru-

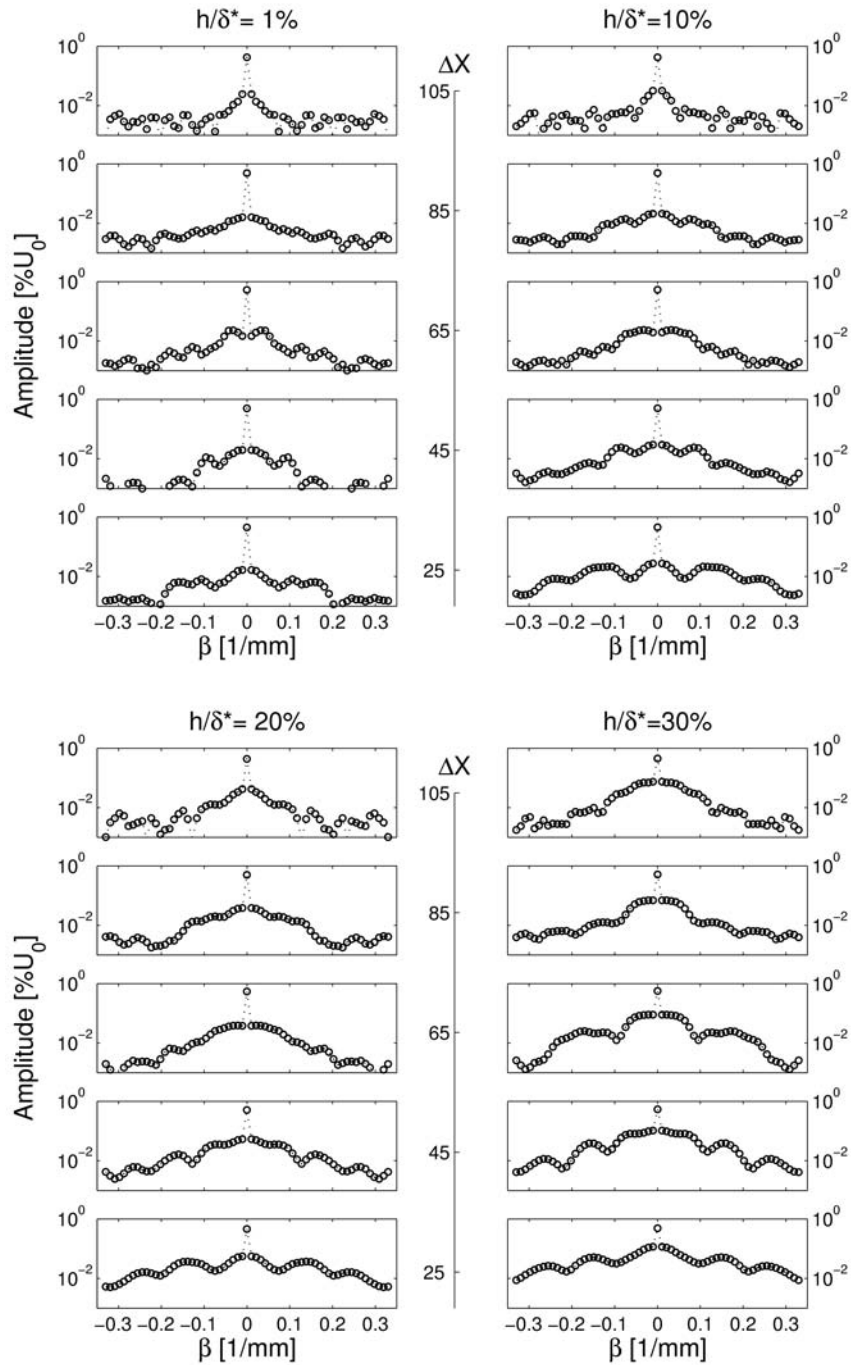


Figura 4.31: Espectros de números de onda transversal. Condições do experimento: Caso 2.

gossidade ( $D=10\text{mm}$ ). De acordo com essa figura, pode-se observar que o modo 2-D sofreu um amortecimento após  $\Delta X=65\text{mm}$ . Isso pareceu ocorrer não somente no caso com menor altura de rugosidade mas também nas demais alturas de rugosidade analisadas. Isso está qualitativamente de acordo com o comportamento previsto pela teoria de estabilidade linear, mostrado na

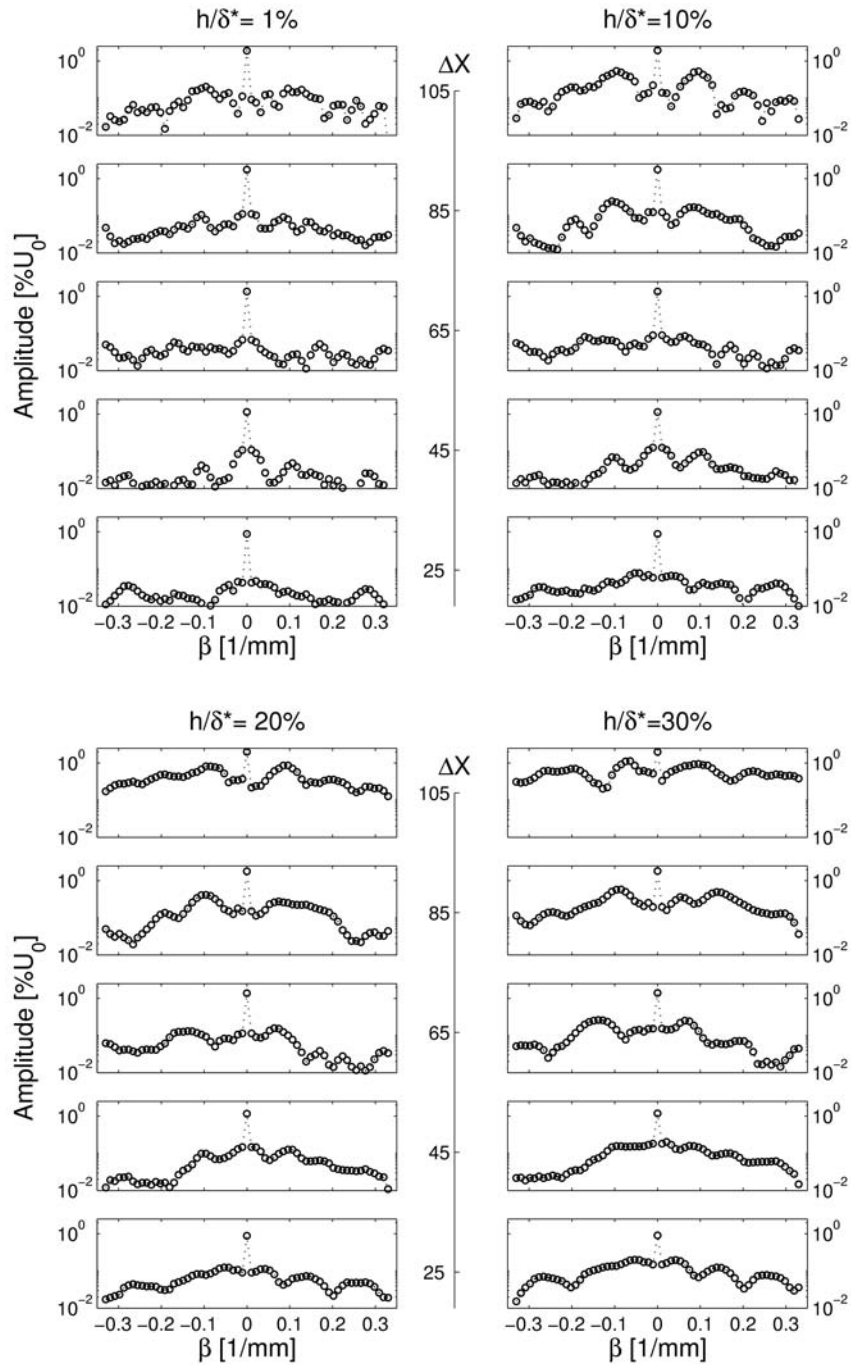


Figura 4.32: Espectros de números de onda transversal. Condições do experimento: Caso 3.

figura 3.14.

Nos casos com  $h$  próximos de 10% de  $\delta^*$ , o crescimento de perturbações tridimensionais com números de onda transversal próximos de  $\pm 0,1 \text{ mm}^{-1}$  foi ainda mais evidente. Com  $h/\delta^*$  próximo a 10% observou-se na figura 4.30 que a quantidade mais significativa de energia do sinal

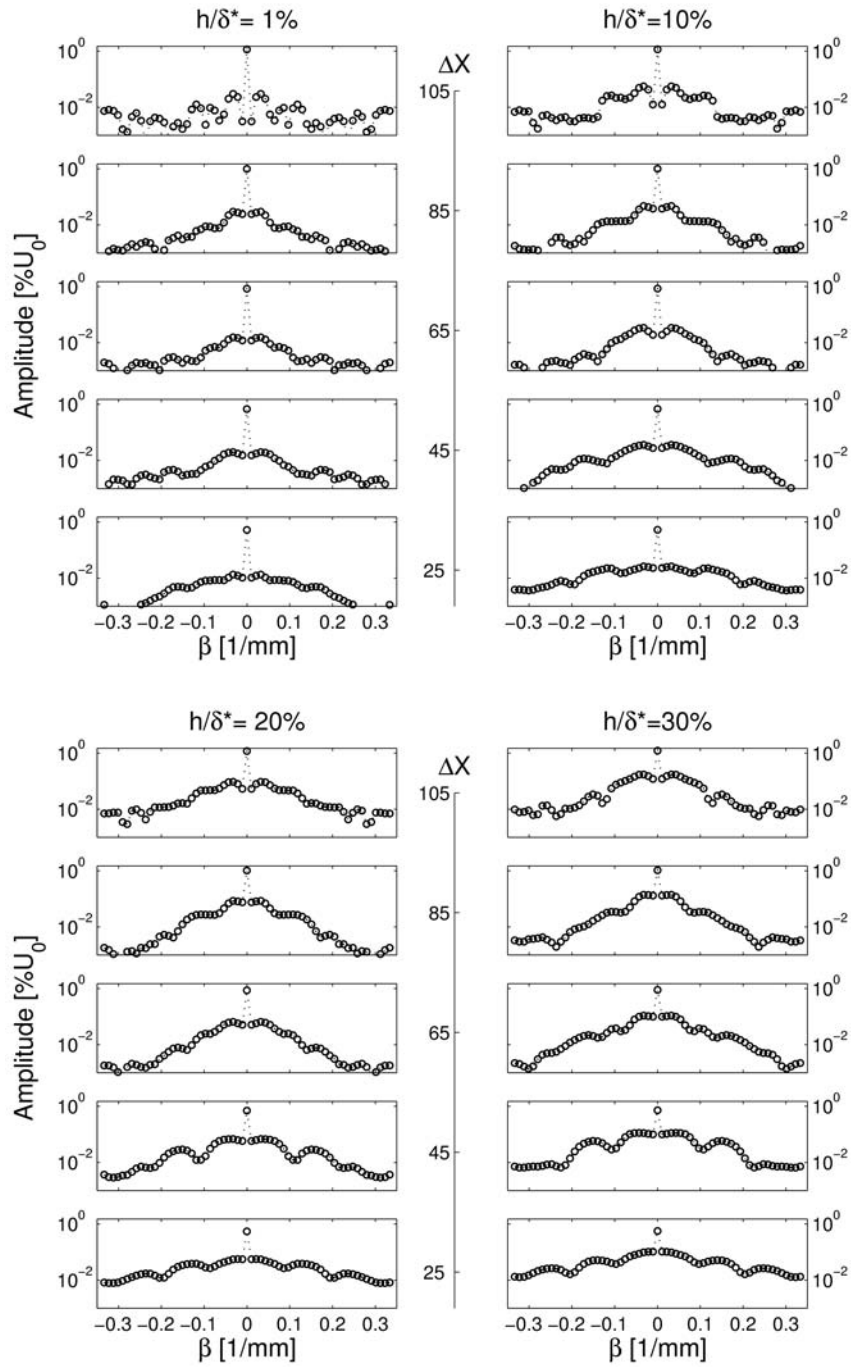


Figura 4.33: Espectros de números de onda transversal. Condições do experimento: Caso 4.

ainda foi devida ao modo 2-D, entretanto a energia dos modos 3-D apresentaram um crescimento substancial em comparação com o modo 2-D.

Nos casos com  $h/\delta^*$  próximos a 20%, a seleção das perturbações com números de onda transversal próximos de  $\pm 0,1$  também ocorreu. Nesse caso, no entanto, se observou também

um crescimento de perturbações com números de onda maiores do que  $\pm 0,1\text{mm}^{-1}$ .

Com  $h/\delta^*$  próximo a 30% observa-se na figura 4.30 que mesmo nas estações mais próximas da rugosidade o sinal já apresentou uma considerável quantidade de energia contida nos modos 3-D. Na última estação de medição essas perturbações tridimensionais assumiram valores da mesma ordem de grandeza do modo 2-D. Nessa estação observa-se também que houve um crescimento substancial das perturbações com números de onda maiores do que  $\pm 0,1\text{mm}^{-1}$ .

- CASO 2 ( $F=120\text{E-}06$ ;  $A_0=0,45\% U_0$ )

Nas condições do caso 2 observa-se na figura 4.31 que houve decaimento da energia tanto nas perturbações bidimensionais quanto nas tridimensionais. Isso concorda as considerações feitas anteriormente sobre a evolução das perturbações sob essa condição inicial. Nas estações mais afastadas da rugosidade os espectros evoluíram para uma distribuição que cuja energia decaí com o aumento do número de onda transversal. Isso é consistente com a teoria de estabilidade linear, que prevê as perturbações bidimensionais como sendo as mais instáveis do escoamento.

- CASO 3 ( $F=90\text{E-}06$ ;  $A_0=0,75\% U_0$ )

Nas condições do caso 3, nota-se que houve uma maior amplificação de perturbações tridimensionais com números de onda transversal próximos a  $\pm 0,1\text{mm}^{-1}$  no espectro da figura 4.32. Isso ocorreu em todos os casos mostrados nessa figura. Observa-se também que houve um crescimento das perturbações bidimensionais em todas as estações a jusante da rugosidade. Isso é consistente com o comportamento esperado pela teoria linear (figura 3.14).

Nos casos com rugosidades mais altas observou-se um substancial crescimento de perturbações com números de onda transversal maiores que  $\pm 0,1\text{mm}^{-1}$ . Esse comportamento também foi observado sob as condições do caso 1.

- CASO 4 ( $F=90\text{E-}06$ ;  $A_0=0,45\% U_0$ )

A figura 4.33 mostra a análise, em termos dos números de onda transversal, dos sinais amostrados sob as condições do caso 4. Nessa figura é possível observar uma amplificação das perturbações

tridimensionais com números de onda transversal com valores próximos a  $\pm 0,04\text{mm}^{-1}$ . Nos casos com rugosidades elevadas, o que se observou no espectro foi um aumento da banda de números de onda transversal. Mesmo nos casos com rugosidades mais altas as perturbações tridimensionais mais significativas foram aquelas com números de onda próximos a  $\pm 0,04\text{mm}^{-1}$ .

Pode-se notar nas figuras 4.31 e 4.33 uma exata simetria nas distribuições de energia dos números de onda transversal positivos e negativos. Isso se deve ao fato de que nessa análise se utilizaram somente as informações de magnitude das ondas T-S. Esse procedimento foi adotado para se minimizar o ruído do sinal, uma vez que as amplitudes dos modos 3-D nos casos 2 e 4 eram muito baixas. Para justificar essa simplificação, utilizaram-se os dados de amplitude e fase mostrados nas figuras 4.20 e 4.24. Naquelas figuras observa-se que não existe nenhum atraso ou avanço significativo de fase das ondas T-S. Isso ocorreu principalmente nas estações mais afastadas da rugosidade. Sendo assim, o espectro da distribuição transversal de ondas T-S pôde ser obtido pela transformada da magnitude da distribuição, sem a necessidade então de se incluir dados de fase das ondas.

A análise dos espectros de números de onda transversal dos quatro casos de mesmo diâmetro de rugosidade confirma, de forma ainda qualitativa, os resultados esperados de acordo com o modelo teórico proposto no presente trabalho. Nos quatro casos analisados observaram-se três comportamentos distintos na evolução das ondas T-S a jusante da rugosidade. Nos casos com elevada amplitude inicial das ondas T-S, observou-se a amplificação de modos 3-D com comprimento de onda transversal próximo ao diâmetro da rugosidade (figuras 4.30 e 4.32). No caso com baixa amplitude inicial das ondas T-S e uma frequência adimensional de  $120\text{E}-06$  (caso 2) observou-se o decaimento das perturbações à medida que se afastou da rugosidade. O terceiro comportamento foi observado com baixa amplitude inicial das ondas T-S e com frequência adimensional de  $90\text{E}-06$  (caso 4). Nesse caso observou-se um crescimento das perturbações com comprimento de onda transversal aparentemente não relacionado diretamente com o diâmetro da rugosidade. As comparações quantitativas dos resultados com a teoria proposta serão realizadas no capítulo de análise dos resultados.

## 4.2.2 Medições de camada limite na esteira da rugosidade

Foram realizados experimentos mais detalhados sobre o escoamento na esteira da rugosidade. Nesses experimentos fixaram-se as condições de acordo com um dos quatro casos anteriormente analisados. O caso escolhido foi o caso 1. Esses experimentos foram realizados com o intuito de verificar o comportamento do escoamento médio e das flutuações de velocidade da camada limite na esteira da rugosidade.

O efeito da altura da rugosidade sobre o perfil de velocidades médias da camada limite, obtidos ao longo da linha central do aerofólio, pode ser observado na figura 4.34. De acordo com a figura 4.34, nos casos com alturas mais elevadas de rugosidades, os perfis de velocidade média apresentaram um desvio significativo em relação ao perfil de Blasius. A figura mostra, também, que essa distorção foi mais perceptível nas estações mais afastadas da rugosidade. Isso concorda com o que foi observado na figura 4.12.

Os contornos apresentados na figura 4.35 mostram a distorção do escoamento médio no plano YZ. As medições de velocidade média nesse plano foram realizadas a uma distância de 25mm a jusante da rugosidade. De acordo com a figura pode-se, existe a formação de duas regiões de distorção próximas às bordas laterais da rugosidade, localizadas em  $Z = \pm 5mm$ . Em quase todo o plano YZ observou-se um déficit de quantidade de movimento. Isso sugere que em  $\Delta X = 25mm$  a esteira da rugosidade ainda seja intensa.

O efeito da altura da rugosidade sobre o perfil das ondas de instabilidade nas condições do caso 1 também foi analisado. A figura 4.36 mostra a distribuição normal à parede das amplitudes e fases das ondas T-S. A figura apresenta os resultados experimentais obtidos para diferentes alturas de rugosidade e diferentes posições a jusante da rugosidade. Os resultados mostram que no caso mais próximo da superfície lisa ( $h/\delta^*=1\%$ ) não ocorreu nenhuma distorção significativa nas distribuições de amplitude e fase. Isso concorda com os resultados das figuras 4.17 e 4.18. Nesse caso, mesmo para posições distantes da rugosidade, a onda manteve as características próximas de uma onda 2-D. Nos casos com alturas medianas de rugosidade, ou seja próximas de  $0,1\delta^*$ , foi possível notar uma distorção na distribuição de amplitudes na região com alturas

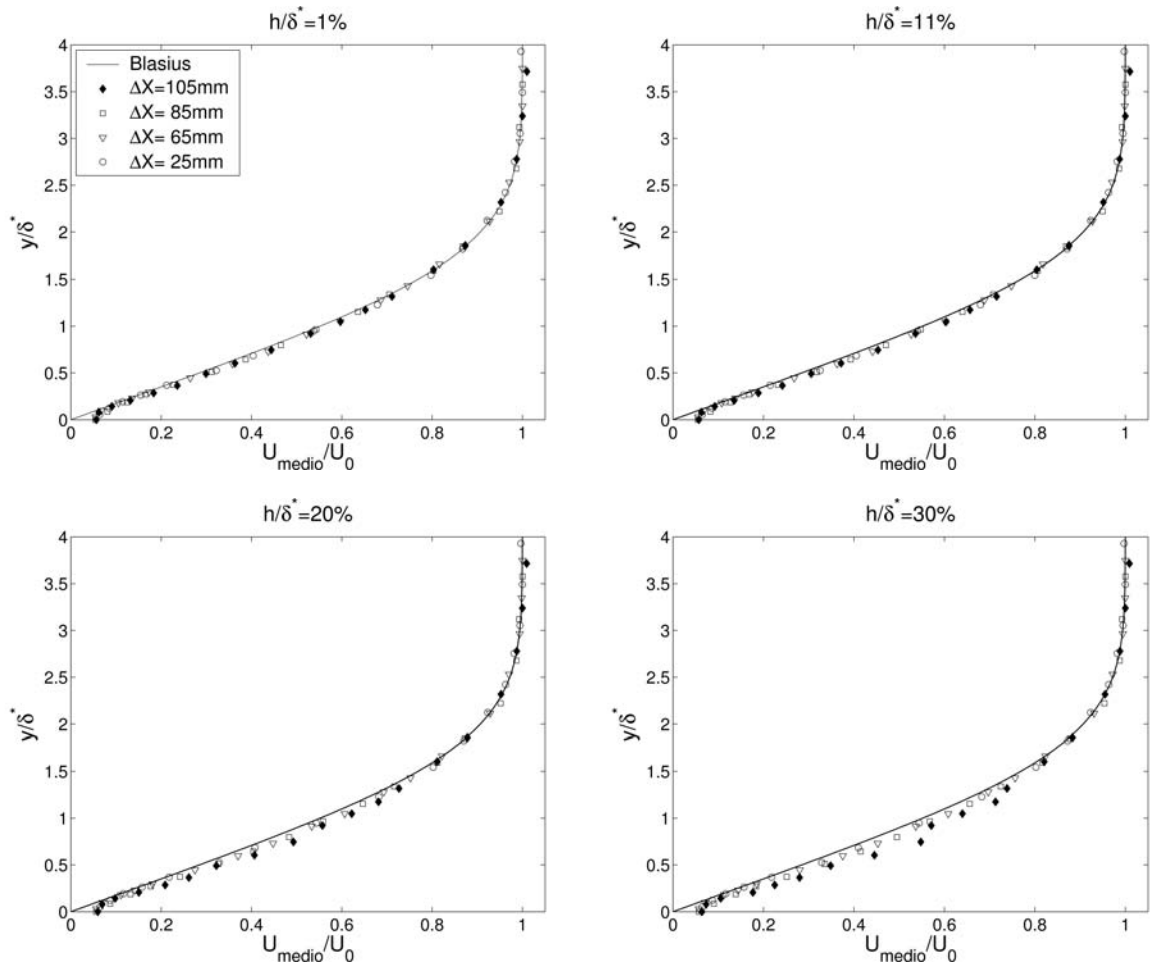


Figura 4.34: Medições ao longo da linha central dos perfis de velocidade média do escoamento. Condições do experimento: Caso 1.

compreendidas entre  $0,5\delta^* < y < 1\delta^*$ . Nessa mesma região da camada limite notou-se também uma pequena distorção na distribuição de fases. A distorção dos perfis se tornou ainda mais evidente nas distribuições medidas com  $h/\delta^*$  elevados. Nesses casos foi possível observar a existência de maiores distorções próximo a  $y = 0,6\delta^*$ . De acordo com a figura 4.36 estas distorções nos perfis de amplitude se tornaram mais significativos com a propagação das ondas na direção do escoamento. Os perfis de fase, no entanto, apresentaram distorção muito significativa mesmo em posições próximas à rugosidade. Esse comportamento também foi observado nas distribuições das figuras 4.17 e 4.18.

A figura 4.37 mostra alguns iso-contornos de amplitude das ondas T-S medidas ao longo do plano YZ. A medição das amplitudes nesse plano foi realizada a uma distância de 25mm



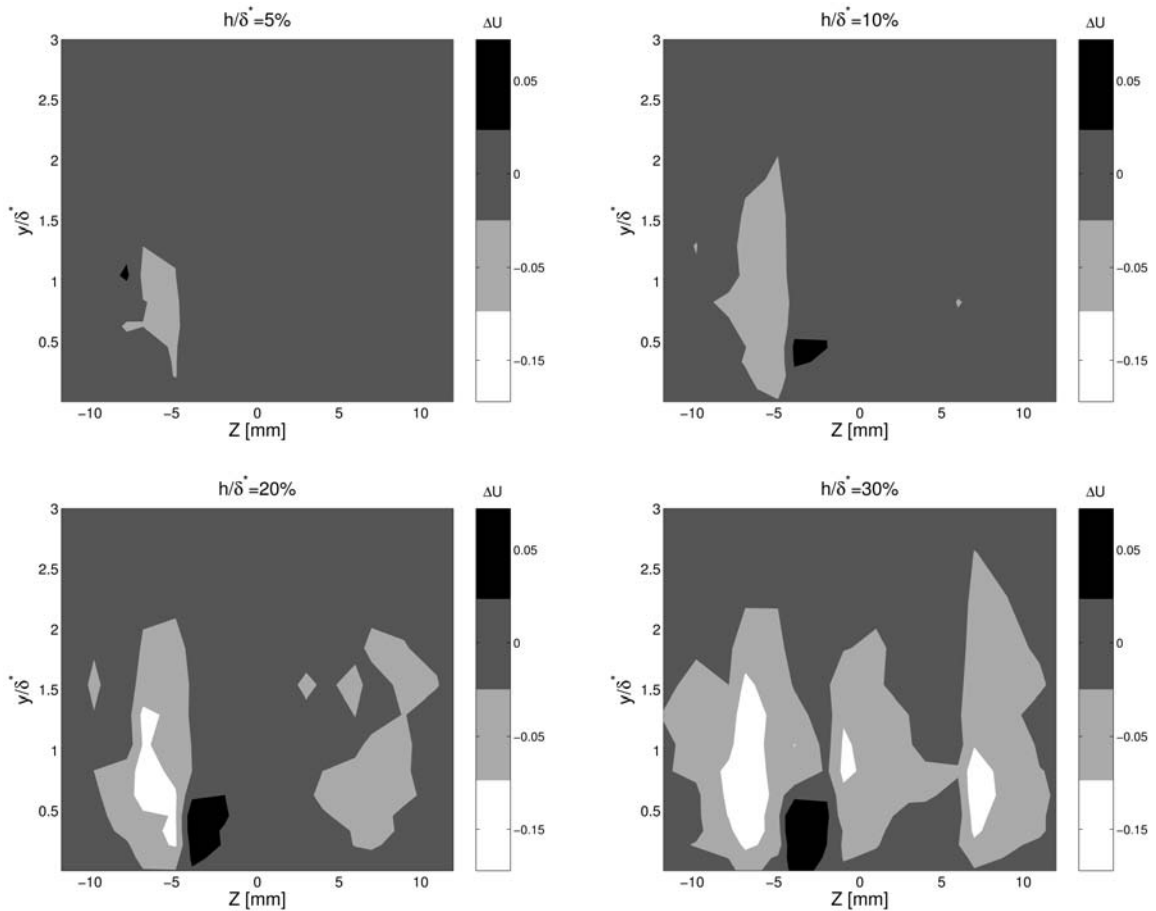


Figura 4.35: Medições da distorção do escoamento médio em relação ao caso com  $h \approx 0$ . Medições em  $\Delta X = 25\text{mm}$  e condições do experimento iguais às do caso 1.

a jusante da rugosidade. A figura mostra que, no caso da rugosidade com altura igual a 1% de  $\delta^*$ , houve a manutenção da estrutura bidimensional das ondas geradas. Isso sugere que o dispositivo de movimento da rugosidade se encontrava bem vedado e bem ajustado à superfície do modelo. Essa característica bidimensional das ondas T-S foi alterada somente à medida que se elevou a rugosidade. A figura mostra também que o valor máximo de amplitude acompanhou a elevação da altura da rugosidade. Os dados revelam a existência de picos de amplitude nas regiões próximas às bordas da rugosidade, ou seja em  $Z \approx \pm 5\text{mm}$ . Os resultados apresentados nas figuras 4.36 e 4.37 mostram ainda que as ondas T-S sofreram maiores alterações na região próxima da camada crítica, onde  $U(y) \approx \bar{c}$ .

A figura 4.36 mostra a existência de uma estrutura com dois picos de amplitude na região mais interna do perfil. Essa estrutura também pode ser observada na figura 4.37. Naquela

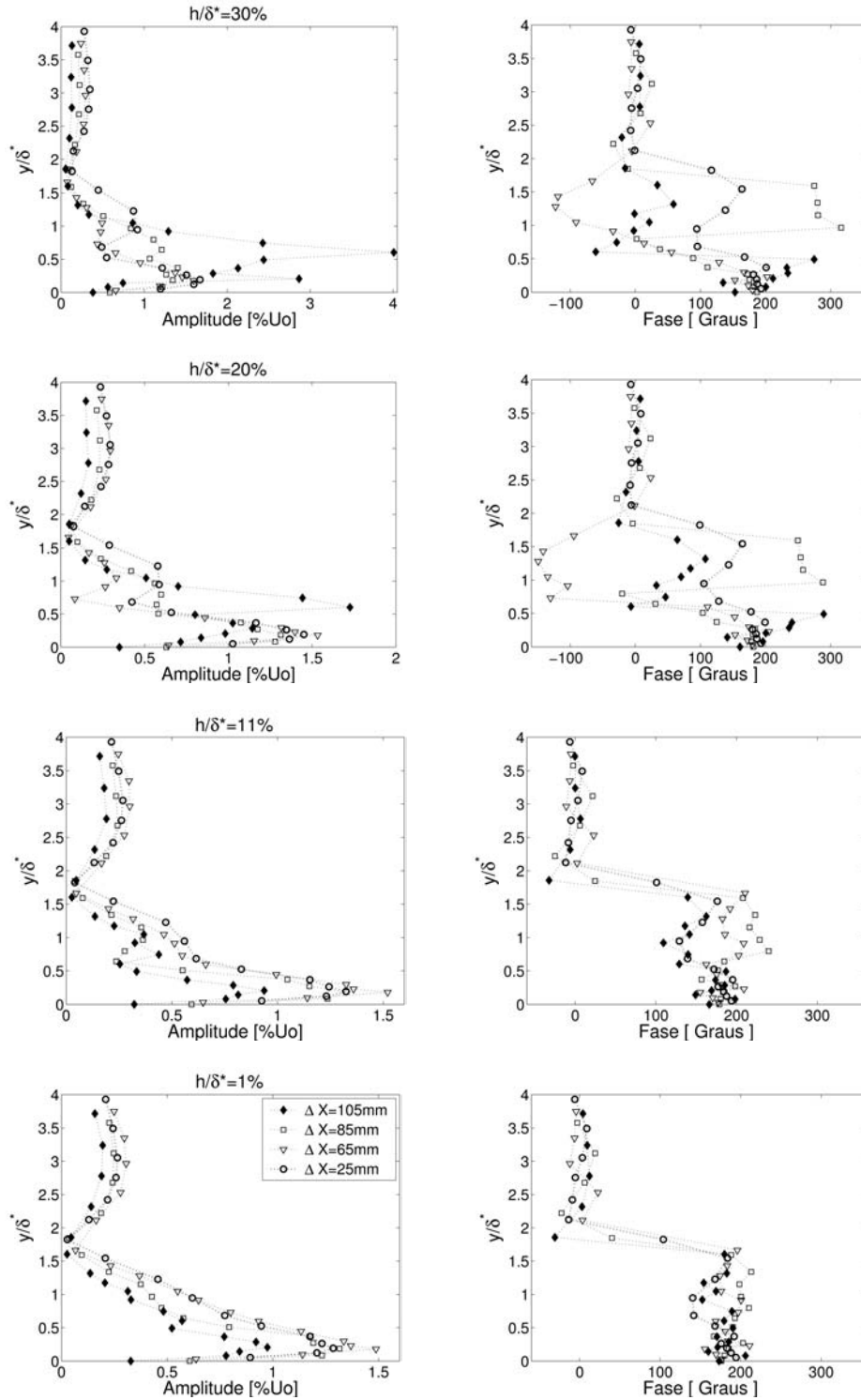


Figura 4.36: Perfis de amplitude e fase das ondas T-S normais à parede medidos a jusante da rugosidade e ao longo da linha central ( $Z=0$ ). Condições do experimento: Caso 1

figura observou-se que essa estrutura cresceu à medida em que as perturbações propagaram-se na direção do escoamento. Nos resultados mostrados na figura 4.37 observa-se que essa estrutura

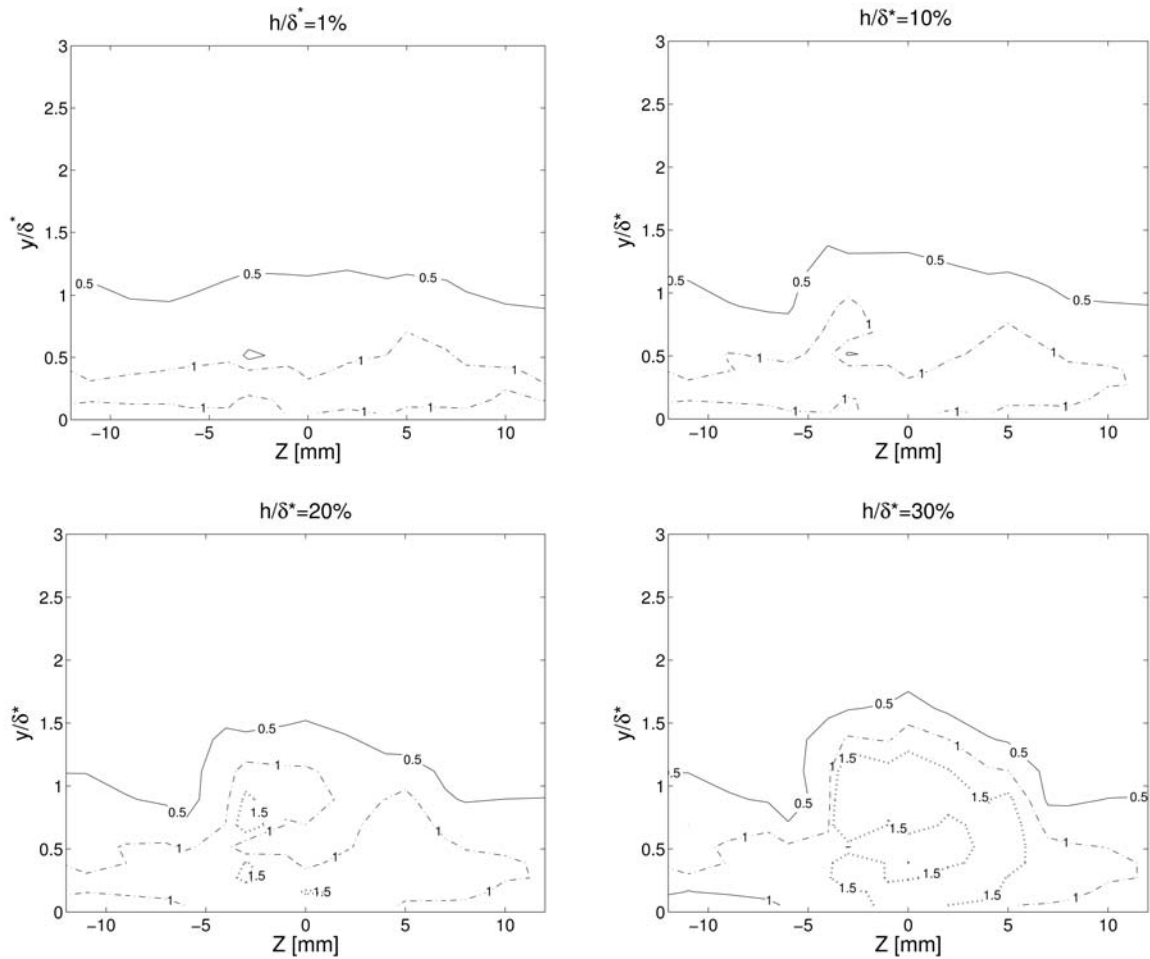


Figura 4.37: Medições ao longo da linha central dos perfis de amplitude das ondas T-S. Condições do experimento: Caso 1,  $\Delta X = 25mm$ .

é gerada ao longo de quase todo o comprimento transversal da rugosidade.

Os resultados da análise da camada limite na esteira da rugosidade confirma que as maiores perturbações causadas pela rugosidade ocorreram em uma região da camada limite próxima de  $0,75\delta^*$ . Essa foi a região escolhida para as medições nos experimentos realizados com altura fixa da sonda. Assim pôde-se confirmar que naqueles experimentos o comportamento do escoamento foi observado na região da camada limite mais sensível a presença da rugosidade.

### 4.2.3 Visualização da transição do escoamento

Uma questão importante acerca do aumento da energia da flutuação de velocidade é se esse crescimento pode levar à transição do escoamento na camada limite. Para se observar o compor-

tamento e a localização da frente de transição na superfície do aerofólio utilizou-se uma camera infra-vermelha NEC-TH7102. Essa câmera possui uma resolução de imagem de  $320 \times 240$  pixels e uma resolução de temperatura de 0,06 Kelvin. Como se sabe, a camada limite turbulenta apresenta uma taxa de troca de calor, entre o escoamento e a superfície, maior do que a camada limite laminar. Utilizando-se desse princípio é possível então determinar a localização da frente de transição do escoamento apenas avaliando a taxa de transferência de calor ao longo da superfície do modelo. No presente experimento utilizou-se um aquecedor residencial simples para efetuar o aquecimento do aerofólio. Devido à baixa potência do aquecedor utilizado e ao fato do equipamento possuir dimensões muito menores que o modelo, o aquecimento do aerofólio não apresentou boa uniformidade. Essa não uniformidade porém não chegou a afetar de maneira significativa os resultados experimentais.

O aquecedor de baixa potência foi utilizado por motivo de segurança pois o modelo utilizado foi confeccionado em fibra de vidro. Sendo assim, temperaturas acima de  $50^{\circ}\text{C}$  poderiam causar variações dimensionais irreversíveis no modelo, o que inviabilizaria a sua utilização em ensaios futuros.

De acordo com a figura 4.38 pode-se observar que no caso com a rugosidade retraída (imagem superior) a transição ocorreu somente após o vetor de rugosidades. Nesse caso o gerador de ondas T-S estava ligado e as condições do experimento foram as mesmas do caso 1. Sob as mesmas condições, observou-se a transição do escoamento com a altura da rugosidade ajustada para 40% de  $\delta^*$  (imagem inferior). Nesse caso foi possível observar claramente a antecipação da transição do escoamento na camada limite. Pode-se notar no mapa de temperaturas da imagem inferior a formação de uma região de maior transferência de calor a montante do vetor de rugosidades. Essa região se encontra justamente na esteira da rugosidade e apresenta uma forma do tipo 'v', que é típica para transição devido a rugosidades localizadas (Gibbins et al. (1986)). Como as dimensões do aerofólio são conhecidas, é possível calcular o ângulo de abertura aproximado dessa região. O valor obtido através da figura é de  $13^{\circ}$ . Esse valor concorda razoavelmente com o ângulo de  $11^{\circ}$  observado no trabalho de Wang (2004). Esse ângulo de abertura também é

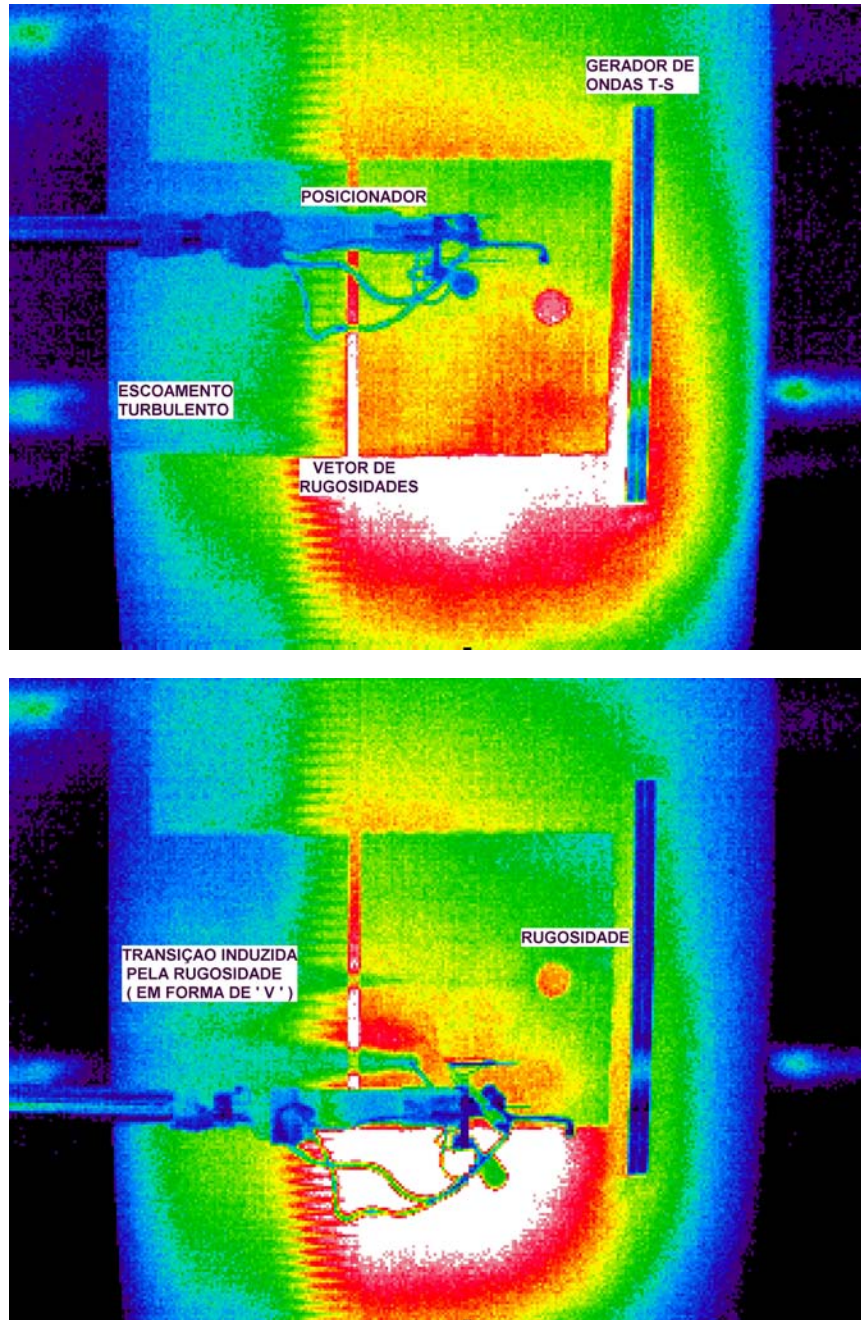


Figura 4.38: Observação da transição do escoamento sobre a superfície do modelo através de uma câmera infravermelha. Condições do experimento: Caso 1. Figura superior: caso com  $h/\delta^*=1\%$ . Figura inferior: caso com  $h/\delta^*=40\%$

típico para regiões de turbulência localizada.

#### 4.2.4 Experimentos com diâmetro da rugosidade igual a 16mm (caso 5)

Foram realizados, também, experimentos com uma rugosidade de 16mm de diâmetro para verificar se as considerações feitas sobre os resultados obtidos com o diâmetro de 10mm poderiam ser aplicadas ao caso com maior diâmetro.

Como foi visto no capítulo de metodologia, a calibração do movimento da rugosidade, no caso com  $D=16\text{mm}$ , não apresentou resultados tão bons como os observados nos casos com  $D=10\text{mm}$ . Naquele capítulo foi mostrado que todo o processamento dos dados desenvolvido no presente trabalho dependia do movimento da rugosidade. Por isso utilizou-se, nos experimentos do caso 5, um procedimento de calibração que não alterasse o tamanho das janelas de dados que foram utilizadas. Assim, continuou-se utilizando janelas que continham um deslocamento de rugosidade de aproximadamente  $5\mu\text{m}$ . Nos casos, próximos a posição onde ocorreu a descontinuidade no movimento da rugosidade (figura 3.11), optou-se por fixar o tamanho da janela com base no número de amostras coletadas. Desse modo, todas as janelas de dados continuaram com o mesmo número de amostras e com isso foi possível processar os dados mais facilmente.

Foram realizadas medições ao longo da direção transversal, em diferentes posições a jusante da rugosidade. Nessas medições posicionou-se o fio quente em uma altura constante em relação à superfície. A posição normal à superfície escolhida foi  $y = 0.75\delta^*$ . A frequência adimensional das ondas T-S excitadas artificialmente foi  $F = 120E - 06$ . A amplitude dessas ondas foi ajustada para  $A_0 = 0.75\%U_0$ . Essas condições foram as mesmas utilizadas no caso 1 dos experimentos com diâmetro da rugosidade igual a 10mm.

A distorção do escoamento médio à jusante da rugosidade é mostrada na figura 4.39. De acordo com a figura, nos casos com rugosidades mais altas houve a formação de uma estrutura bem definida na esteira da rugosidade. Essa estrutura se assemelha às estruturas observadas nos trabalhos existentes na bibliografia (Tani (1961), Sedney (1973)). No entanto, naqueles trabalhos foram utilizadas rugosidades com alturas maiores do que as utilizadas no presente trabalho. Nos casos com diâmetro menor da rugosidade a distorção do escoamento médio apresentou uma distribuição muito diferente (figura 4.12). A razão para esse comportamento não pôde ser deter-

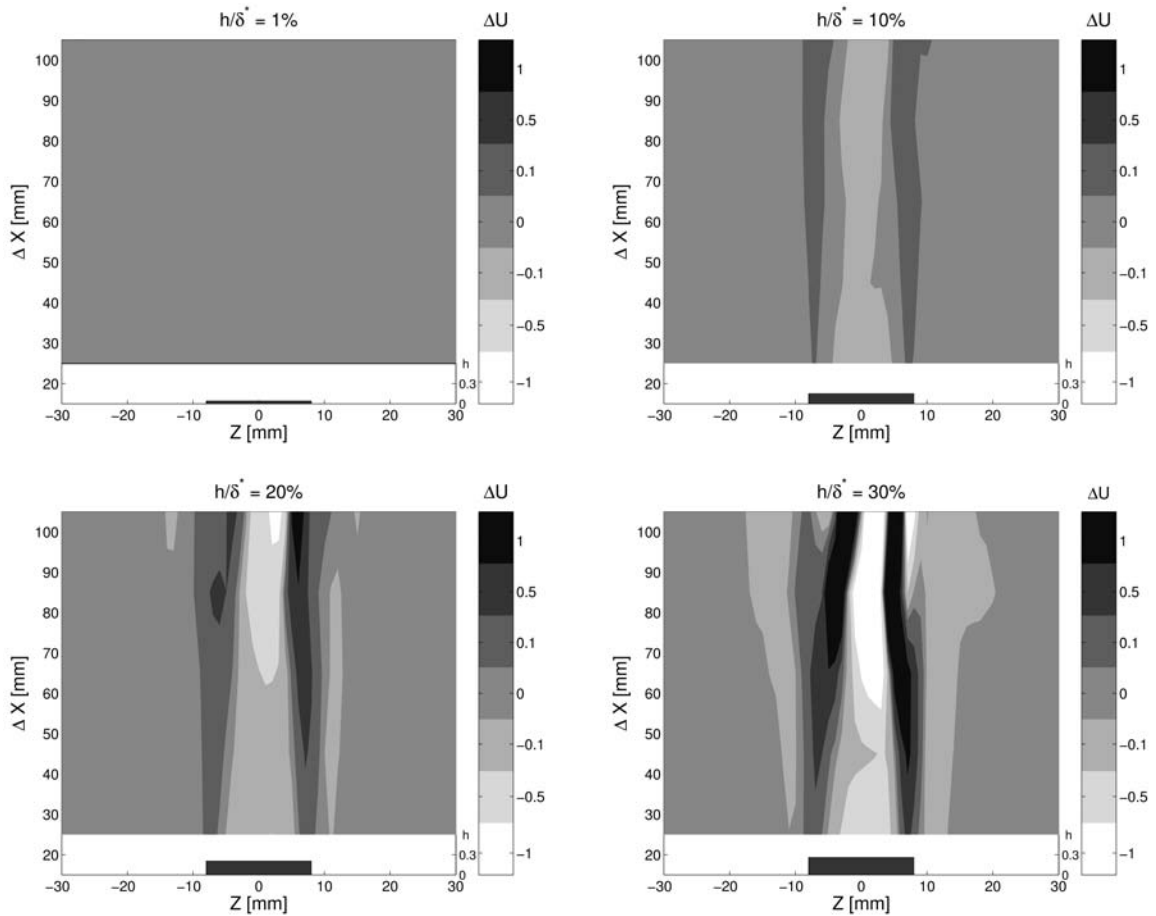


Figura 4.39: Distorção do escoamento médio no plano XZ a jusante da rugosidade. Condições do experimento:  $A_0 = 0.75\% U_0$ ,  $F = 120E-06$ ,  $y/\delta^* = 0.75$  e  $D = 16\text{mm}$ .

minada nesse trabalho, mas ela pode estar relacionada com a intensidade dos vórtices ferradura que são formados pela rugosidade. No caso de maior diâmetro da rugosidade a intensidade desses vórtices é muito maior.

A estrutura do escoamento médio na esteira da rugosidade sugere a existência de dois vórtices do tipo ferradura localizados próximos às bordas laterais da rugosidade. Esse tipo de vórtice é normalmente observado quando se tem um obstáculo 3-D na camada limite. A idéia de formação de vórtices ferradura foi sugerida por Tani (1961).

A variação da distorção do escoamento médio com a altura da rugosidade medida nas posições de vale e pico de distorção é mostrada na figura 4.40. Neste caso escolheu-se mostrar os resultados nas posições de pico e vale, ao invés de posições fixas ao longo de Z, devido ao fato de que as estrias de distorção mostradas na figura 4.39 apresentaram uma mudança de posição a medida

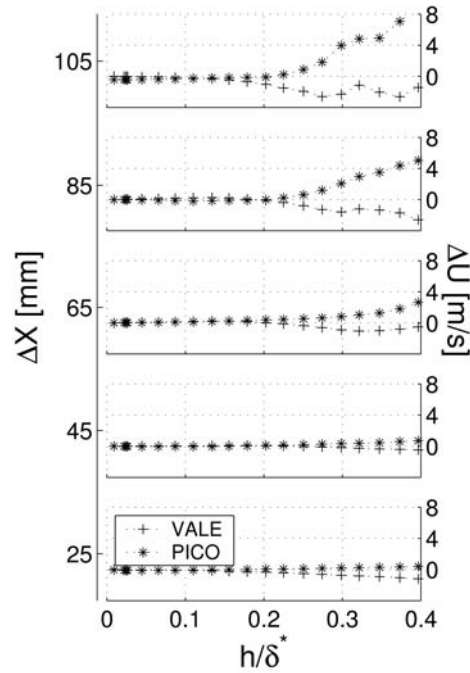


Figura 4.40: Distorção do escoamento médio no plano nas posições de pico e vale de distorção. Caso 5.

que se afastou da rugosidade. A figura 4.40 mostra que a distorção do escoamento médio para rugosidades com alturas menores do que  $20\% \delta^*$  foi pequena em relação à distorção presente nos casos com alturas de rugosidade elevadas. Nos casos com rugosidades elevadas, observou-se que à medida que se afastou da rugosidade, no sentido do escoamento, as curvas de distorção nas regiões de pico e vale passaram a se tornar mais afastadas. Isso sugere a ocorrência de um aumento da amplitude das estrias de distorção do escoamento.

O comportamento das ondas T-S a jusante da rugosidade é mostrado nas figuras 4.41 e 4.42. No caso com rugosidades de alturas próximas a 0 observou-se a manutenção da estrutura bidimensional das ondas de instabilidade. Para alturas medianas de rugosidade, próximas a  $10\%$  de  $\delta^*$ , notou-se uma distorção na distribuição de amplitude e fase das ondas de instabilidade. Observou-se nesse caso uma pequena modificação da estrutura tridimensional das ondas à medida em que essas perturbações se propagaram na direção do escoamento. Essa alteração da estrutura 3-D se tornou mais evidente no caso com rugosidades próximas a  $20\%$  de  $\delta^*$ . Nesses casos a mudança da distribuição de amplitude e fase das ondas T-S é claramente observada à



medida em que as ondas se propagam na direção do escoamento. No caso com elevadas alturas de rugosidade, a distribuição de amplitudes e fases das ondas de instabilidade sugere um comportamento bastante complexo, principalmente nas últimas estações de medição.

Na figura 4.43 é mostrada a variação com altura e distância da rugosidade da amplitude das ondas T-S nas regiões de pico e vale. A figura mostra que as maiores variações ocorreram nas regiões de pico. De acordo com a figura 4.43 é possível notar que, à medida que se elevou a rugosidade, houve uma mudança de inclinação e, aparentemente, também de ordem da curva de variação de amplitude nos picos das ondas T-S. A altura onde essa mudança de inclinação ocorreu, tornou-se menor a medida que se afasta da rugosidade. Para rugosidades pequenas e medianas ( $\approx$  menores que 20% de  $\delta^*$ ) as curvas de variação com a altura da rugosidade da amplitude normalizada dos picos mostraram um razoável colapsamento. Isso indica que nesses casos as perturbações estavam sujeitas às mesmas taxas de amplificação ou amortecimento. Nos casos com rugosidades elevadas essa consideração não é mais válida.

O conteúdo espectral dos sinais que foram mostrados nas figuras 4.41 e 4.42 é apresentado na figura 4.44. Os espectros mostrados nessa figura foram obtidos na posição transversal ( $Z=4\text{mm}$ ). Essa posição foi escolhida por estar próxima aos picos de amplitude das ondas T-S que foram observados nas distribuições transversais. Nota-se na figura 4.44 que nos casos com rugosidades medianas e baixas não se observou um crescimento significativo de modos harmônicos e sub-harmônicos. Para essas alturas de rugosidades os espectros apresentaram um crescimento da energia contida no modo fundamental em todas as estações de medição. Nos casos com elevadas alturas de rugosidade houve um decaimento das ondas de instabilidade de frequência fundamental medidas na última estação ( $\Delta X = 105\text{mm}$ ). Com essas alturas de rugosidade, a energia contida em modos sub-harmônicos e harmônicos passou a ser significativa, principalmente na última estação de medição. Os comportamentos observados na análise do espectro nas regiões de pico e na distribuição transversal de amplitudes e fases, das figuras 4.41 e 4.42, sugerem que no caso com elevadas alturas de rugosidade o escoamento na última estação esteve próximo de se tornar turbulento.

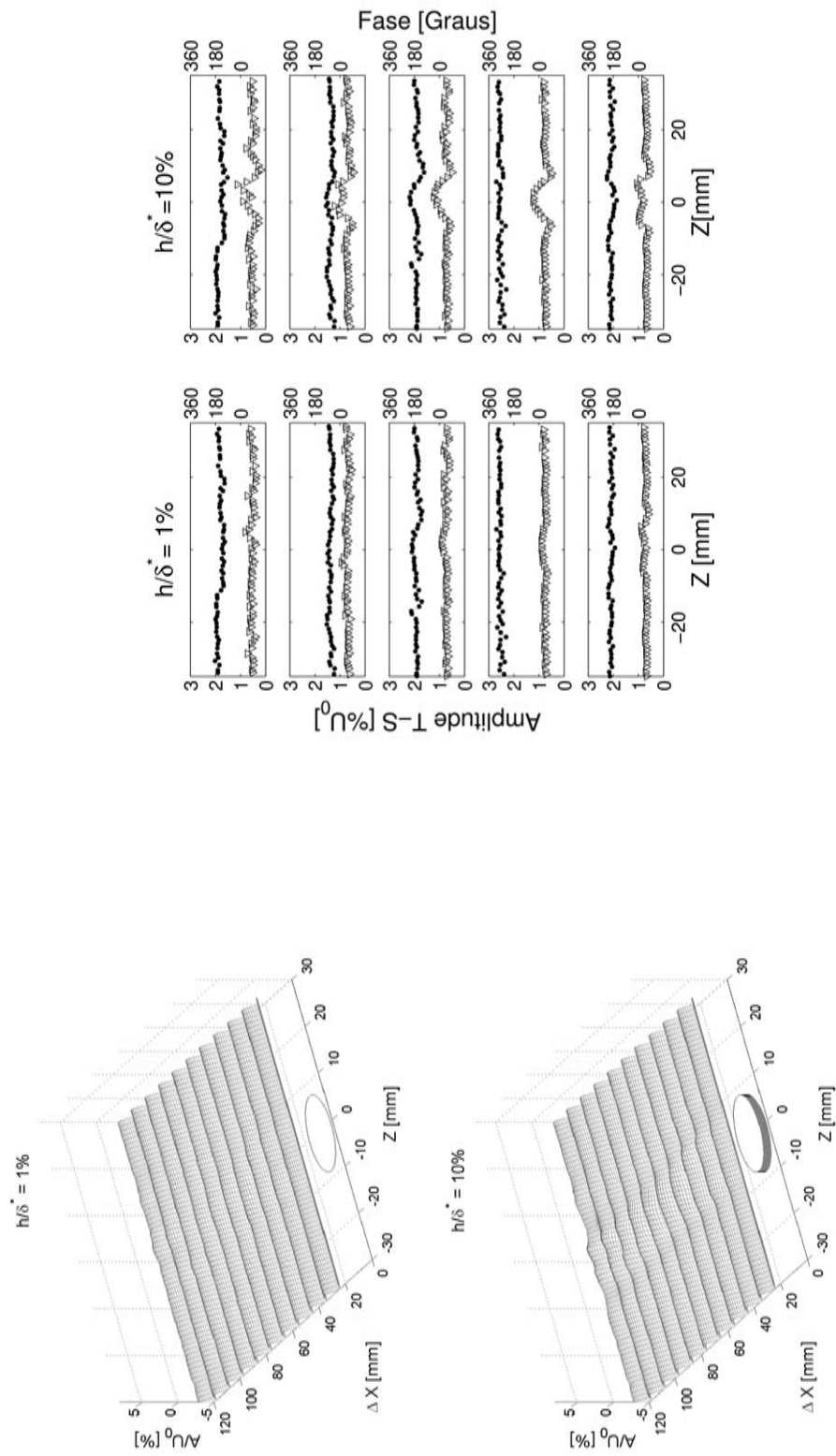


Figura 4.41: Comportamento das ondas T-S a jusante da rugosidade. Distribuição de amplitudes -  $\nabla$  - e fases -  $\bullet$  -  $\Delta X$  em cada figura de baixo para cima = 25, 45, 65, 85 e 105mm. Condições do experimento: Caso 5

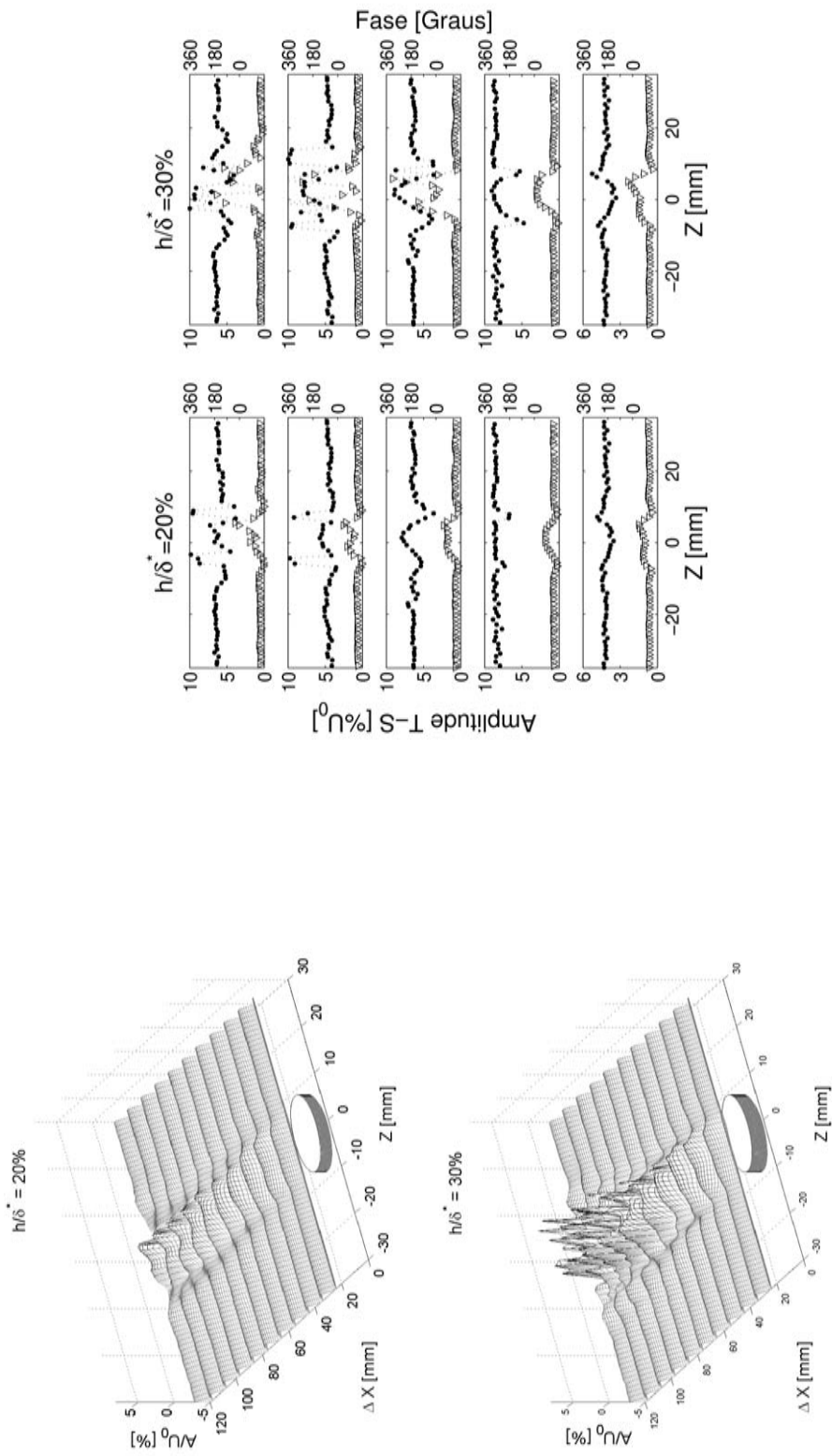


Figura 4.42: Comportamento das ondas T-S a jusante da rugosidade. Distribuição de amplitudes -  $\nabla$  - e fases -  $\bullet$  -  $\Delta X$  em cada figura de baixo para cima = 25, 45, 65, 85 e 105mm. Condições do experimento: Caso 5

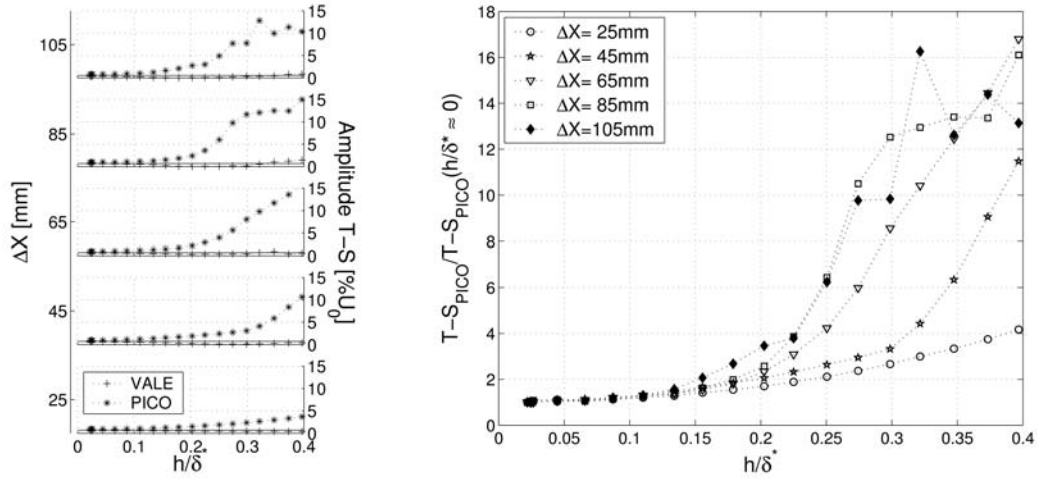


Figura 4.43: Variação com altura e distância da rugosidade da amplitude das ondas T-S nas regiões de pico e vale. Condições do experimento: Caso 5.

A figura 4.45 mostra o espectro de números de onda transversais das ondas T-S com frequência fundamental. É possível notar nessa figura a existência de uma concentração maior de energia nos modos tridimensionais próximos a  $\pm 0,08\text{mm}^{-1}$  nas estações mais próximas da rugosidade. Esse número de onda corresponde ao diâmetro da rugosidade. De acordo com os resultados obtidos nota-se que, à medida que se eleva a altura da rugosidade ocorre um aumento da energia em todos os modos tridimensionais. Nos casos com alturas medianas de rugosidade ocorre uma manutenção dos modos com números de onda próximos do diâmetro da rugosidade e da banda de números de onda instáveis de acordo com o mapa da figura 4.17. No caso com elevadas alturas de rugosidade, os modos 3-D atingem amplitudes próximas às da onda 2-D na última estação de medição. Nesse caso o que se observa é uma forte tridimensionalidade e a existência de uma considerável quantidade de energia em modos sub-harmônicos e harmônicos. Isso reforça a idéia de que nessas condições e com elevadas alturas de rugosidade o escoamento esteve na iminência de se tornar turbulento.

No capítulo seguinte os resultados obtidos serão comparados em maior detalhe com o modelo físico proposto no âmbito do presente trabalho.

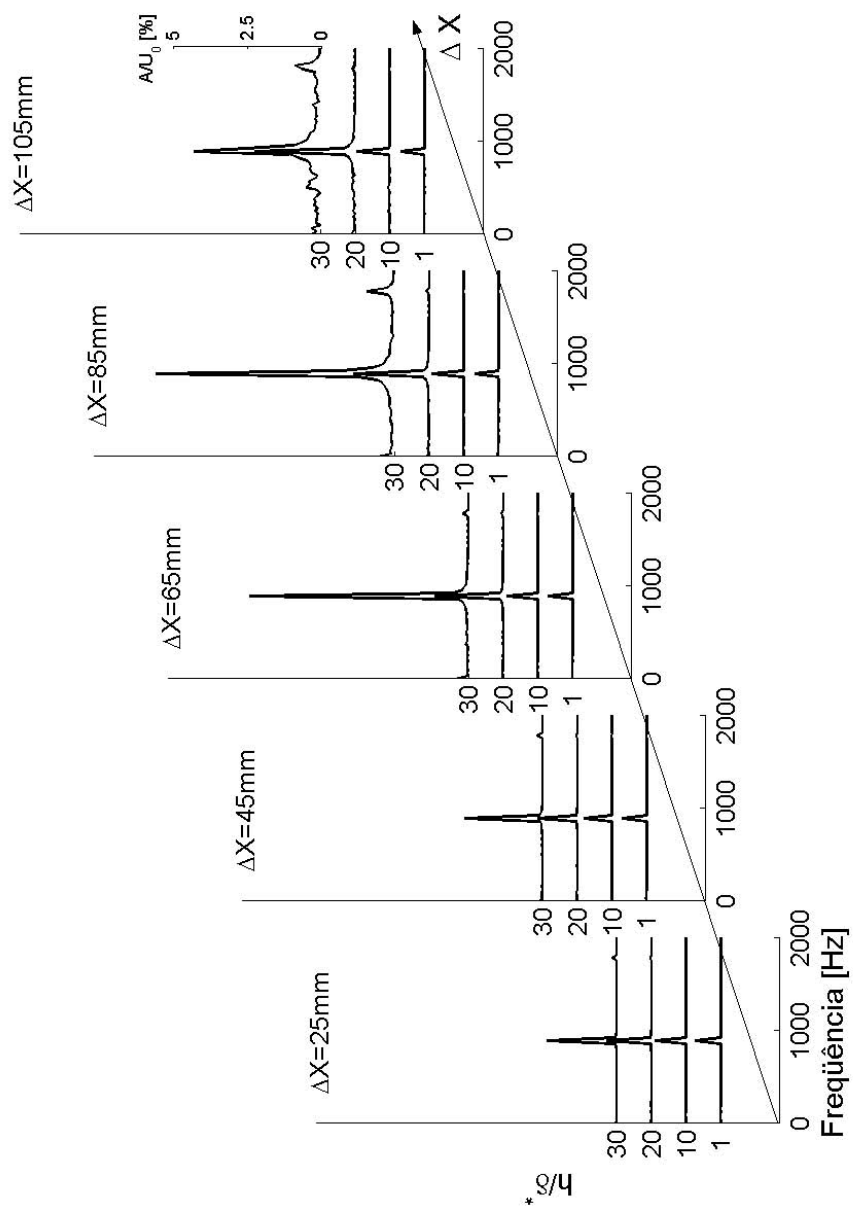


Figura 4.44: Espectro de frequências do sinal medido próximo à posição de pico da distribuição transversal das ondas T-S. Condições do experimento: CASO 5.

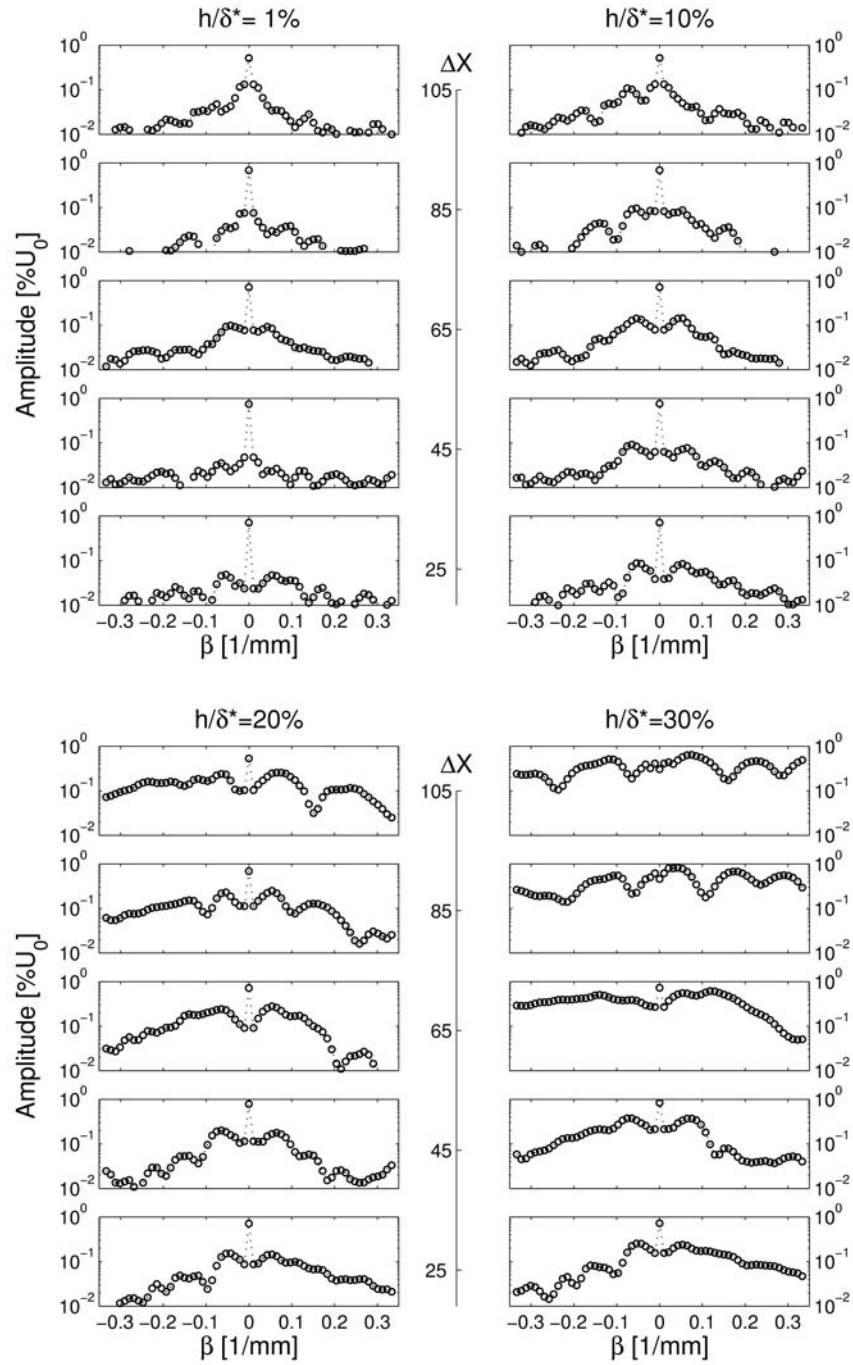


Figura 4.45: Espectros de números de onda transversal. Condições do experimento: Caso 5.

## Capítulo 5

# Análise dos resultados

Neste capítulo incluiu-se a discussão e análise dos dados apresentados no capítulo de resultados. Nessa análise foram comparados os resultados experimentais com o modelo teórico proposto no âmbito do presente trabalho. O modelo que foi proposto é de que rugosidades tridimensionais, isoladas e pequenas em relação à espessura da camada limite, alteram a transição do escoamento através da geração de sementes de tridimensionalidade em todo o espectro de números de onda transversal. Isso foi comprovado de forma qualitativa pelos resultados já apresentados. No entanto, existem vários aspectos do fenômeno que ainda não foram esclarecidos nas análises do capítulo 4. Dentre estes aspectos destacam-se o mecanismo de amplificação da tridimensionalidade das perturbações e o crescimento de perturbações com altos números de onda transversal para elevadas alturas de rugosidade. No presente capítulo busca-se analisar em detalhe alguns desses aspectos do fenômeno.

### 5.1 Perfis normais à parede

Um dos aspectos que não foram analisados no capítulo de resultados experimentais foi o comportamento dos perfis de amplitude das ondas T-S (figura 4.36) sob as condições do caso 1. Nos perfis mostrados naquela figura observou-se a formação de uma estrutura com dois picos de amplitude na região mais interna da camada limite. Para a análise dos perfis de amplitude

das ondas utilizaram-se, também, informações os espectros de números de onda 3-D obtidos nas condições do caso 1, conforme mostrado na figura 5.1. Nessa figura o modo 2-D ( $\beta = 0$ ) não é mostrado, isso foi feito para que os modos tridimensionais pudessem ser melhor observados.

A figura 5.1 mostra claramente que, sob as condições do caso 1, houve uma seleção de alguns modos tridimensionais à medida que as ondas propagaram na direção do escoamento. Os valores dos números de onda iguais a  $\pm 0,1mm^{-1}$  foram marcados na figura com um 'X'.

Para se determinar a natureza dos picos de amplitude observados nos perfis normais à parede foi efetuada uma comparação com perfis teóricos (figuras 5.2 e 5.3). Nessa comparação utilizaram-se apenas os perfis medidos em duas estações a jusante da rugosidade, localizadas em 85 e 105mm de distância dessa rugosidade. Isso se deve ao fato de que nessas posições a seleção dos números de onda transversais com valores próximos de  $\pm 0,1mm^{-1}$  já estava mais claramente definida no espectro da figura 5.1. Para comparação entre teoria e experimento, utilizaram-se perfis teóricos calculados a partir da solução das equações de Orr-Sommerfeld <sup>1</sup>. Um dos casos teóricos, indicado pela linha tracejada nas figuras 5.2 e 5.3, corresponde ao perfil de amplitude de uma onda T-S bidimensional de mesma frequência das ondas T-S excitadas no experimento. Pode-se notar que os perfis experimentais que mais se aproximam do perfil 2-D foram aqueles obtidos com rugosidades próximas de 0. No entanto, ainda nesses casos é possível perceber que os perfis apresentam melhor concordância com a linha contínua, que representa os resultados do modelo físico proposto. De acordo com o modelo proposto no presente trabalho, a principal influência de uma rugosidade na transição deveria ser o favorecimento da ressonância do tipo K. Utilizando-se dessa hipótese, buscou-se realizar uma combinação de perfis teóricos que fosse condizente com o modelo proposto. Os perfis teóricos utilizados nessa combinação foram o perfil de uma onda 2-D ( $\omega = \omega_{2D}, \beta = 0$ ) e de uma onda oblíqua com número de onda transversal igual a  $0,1mm^{-1}$  ( $\omega = \omega_{2D}, \beta = 0,1$ ), ambas com a mesma frequência das ondas T-S excitadas. A fase relativa entre o perfil teórico da ondas 2-D e da 3-D foi definida com base nos resultados experimentais mostrados nas figuras 4.17 e 4.18. De acordo com a distribuição

---

<sup>1</sup>Código numérico elaborado no trabalho de Mendonca (1997)



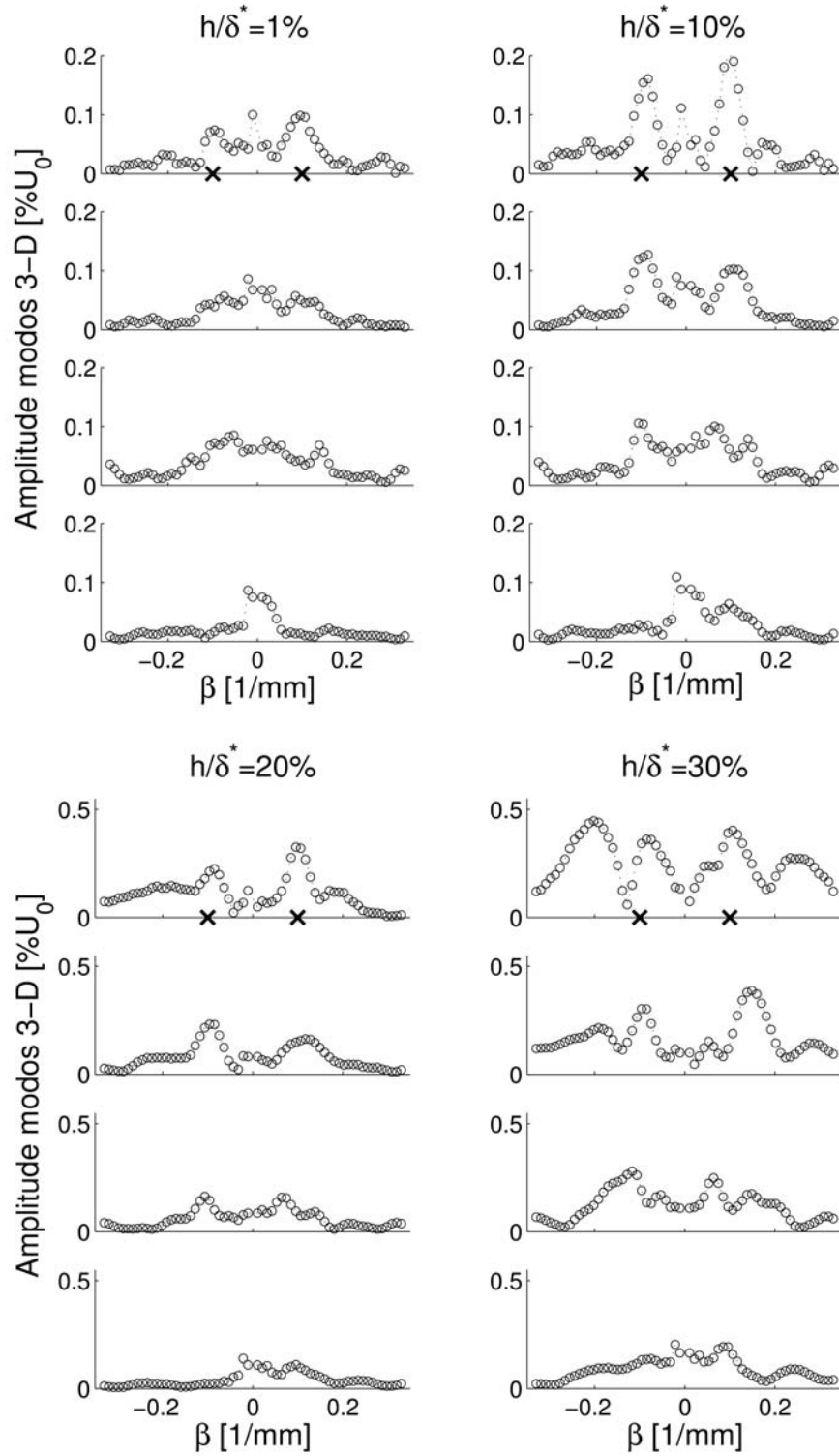


Figura 5.1: Evolução do espectro de números de onda transversal, na direção do escoamento, obtido nas condições do caso 1.  $\Delta X$  em cada figura contado de baixo para cima = 45, 65, 85 and 105mm.

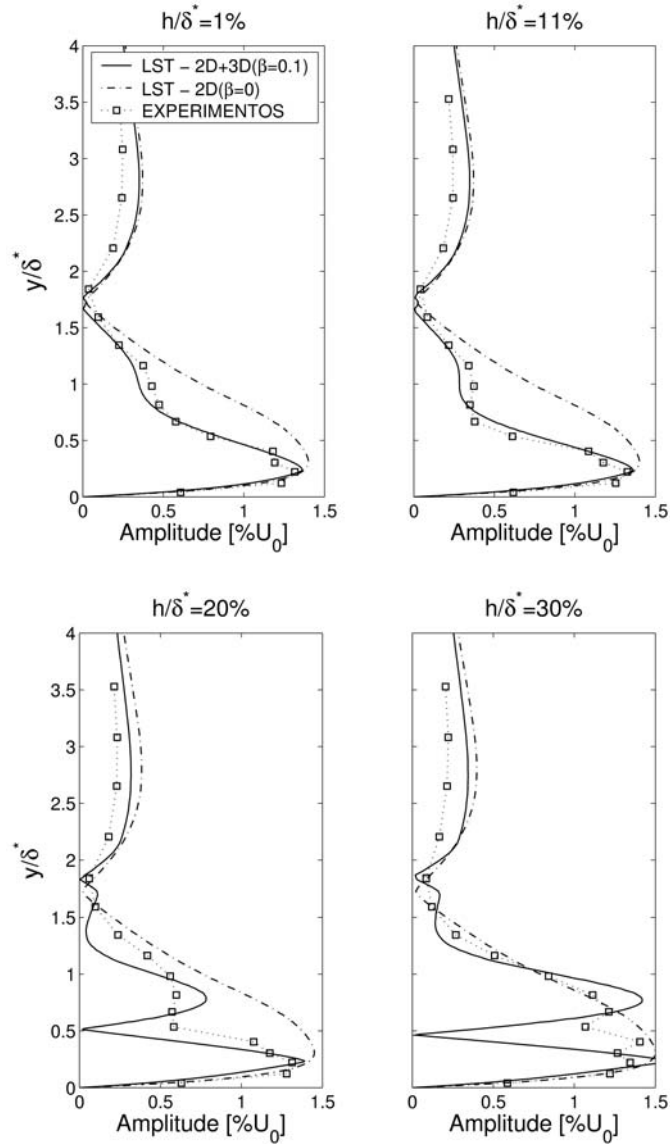


Figura 5.2: Comparação dos perfis de flutuação de velocidade medidos na direção normal a parede em  $\Delta X = 85mm$  com perfis teóricos. Condições do experimento: Caso 1.

transversal de fases e amplitudes das ondas T-S mostradas naquelas figuras, a estrutura 3-D se encontrava em uma região de vale na posição Z igual a 0. Sendo assim, inferiu-se que nessa região as ondas 2-D e 3-D estavam defasadas de  $180^\circ$ . O perfil teórico composto das duas ondas foi construído considerando-se esse defasamento. A amplitude de cada modo que compôs o perfil teórico nas duas últimas estações de medições foi escolhida como sendo aquela que forneceu a melhor concordância com os dados experimentais.

Na estação localizada a 85mm de distância da rugosidade os perfis teóricos compostos de

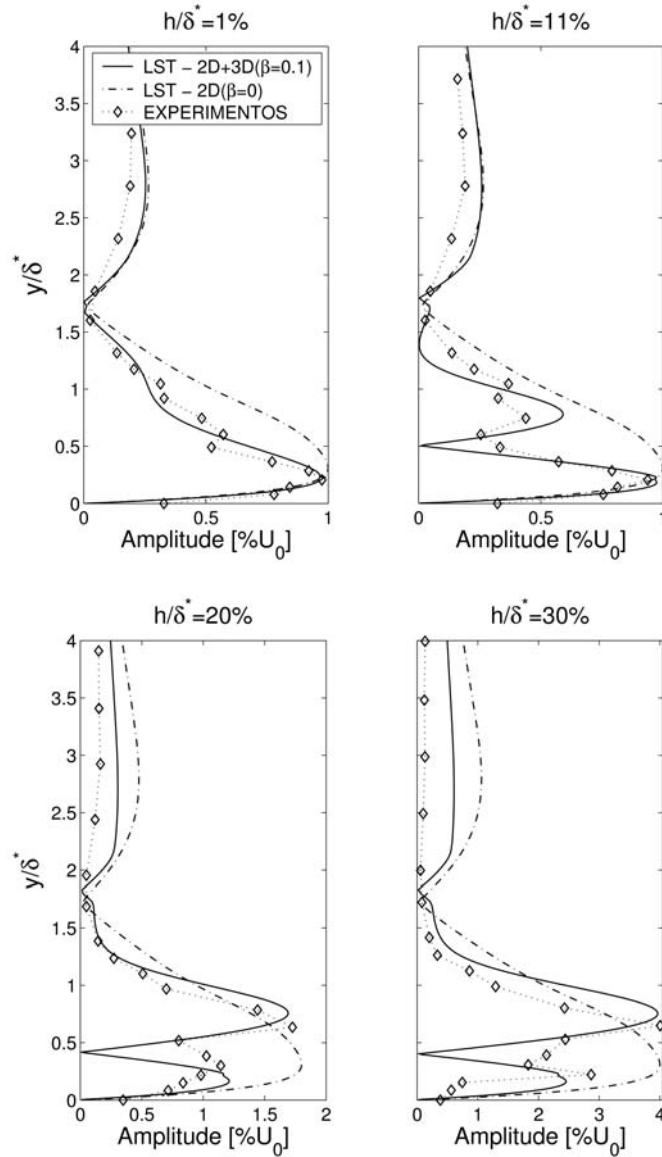


Figura 5.3: Comparação dos perfis de flutuação de velocidade medidos na direção normal a parede em  $\Delta X = 105mm$  com perfis teóricos. Condições do experimento: Caso 1.

duas ondas foram gerados mantendo-se a amplitude da onda 2-D constante e variando-se apenas a amplitude do modo 3-D. Este fato é consistente com o modelo teórico proposto. Nesse caso os perfis compostos apresentaram boa concordância com os resultados experimentais (figura 5.2). Isso pareceu ser válido para todas as alturas de rugosidade analisadas nesta estação de medição.

Na estação mais afastada da rugosidade, os perfis medidos, quando a altura da rugosidade era elevada, apresentaram uma concordância apenas razoável com o perfil composto de uma onda 2-D e uma onda 3-D. Esse comportamento é coerente com os resultados mostrados na figura 4.25.

Naquela figura notou-se na última estação de medição que com elevadas alturas de rugosidade as ondas não apresentavam uma evolução semelhante àquela observada para rugosidades pequenas.

Para a composição do perfil teórico da última estação de medição nos casos com alturas de rugosidade próximas de 20% de  $\delta^*$  foi necessário um pequeno aumento na amplitude da onda 2-D para se manter uma concordância com os experimentos. Entretanto, o acréscimo mais significativo continuou sendo na amplitude do modo 3-D. Com alturas mais elevadas de rugosidade (30%) foi necessário um aumento significativo tanto na amplitude da onda 2-D quanto na amplitude da onda 3-D, para que uma razoável concordância entre experimentos e teoria fosse obtida. Isto difere dos resultados experimentais mostrados na figura 4.30, onde o espectro de números de onda 3-D não apresentou diferença de energia no modo  $\beta = 0$  entre os casos com diferentes alturas de rugosidade. No entanto, os resultados mostrados naquela figura se referem a valores médios obtidos para toda a extensão ao longo da direção transversal onde foram realizadas as medições. A análise do perfil de amplitude das ondas T-S é uma análise localizada em uma única posição transversal. Sendo assim é possível que haja variações na amplitude da onda 2-D localizadas ao longo da direção Z, ou pequenos segmentos de onda 2-D. Nesse caso, a melhor definição para este tipo de onda seria a de uma onda que se propaga paralelamente ao eixo transversal do modelo, ou não oblíqua.

Pode-se notar na figura 5.3 que, à medida em que se aumentou a altura da rugosidade, os picos mais afastados da superfície passaram a ficar localizados em posições mais próximas à parede. Isso pode ter ocorrido devido à distorção do escoamento médio que pode se formar na esteira da rugosidade. De acordo com o trabalho de Tani (1961), rugosidades tridimensionais isoladas podem dar origem a vórtices do tipo ferradura. A redistribuição de momentum induzida pela rugosidade e pelos vórtices pode contribuir para o aumento da quantidade de movimento ao longo da linha central. Isso pode ter aproximado da superfície os picos de amplitude das ondas 3-D.

Contudo, as comparações mostradas nas figuras 5.2 e 5.3 apresentaram resultados razoáveis. Isso indica que o crescimento das perturbações está de fato ligado com a amplificação devido

à interação entre ondas de instabilidade 2-D e 3-D, conforme sugerido pela teoria proposta no âmbito deste trabalho. A interação entre ondas 2-D e oblíquas é um fenômeno que pode ser descrito pela teoria de instabilidade secundária de camada limite. Sendo assim, para a confirmação dessa hipótese foi necessário realizar comparações com essa teoria.

## 5.2 Comparação dos resultados experimentais com o modelo proposto

Foi realizada a comparação entre os resultados provenientes da teoria de instabilidade secundária de camada limite com os resultados experimentais sobre a evolução das perturbações geradas pela rugosidade. Para a realização desta análise utilizaram-se dados da teoria de instabilidade secundária de Herbert (1988) fornecidas pelo código PSE, cujos detalhes foram descritos no capítulo de metodologia (seção 3.3). Para a obtenção dos resultados teóricos foi necessário aplicar as condições do experimento como entrada para o código PSE. Utilizou-se como condições da simulação um número de Reynolds $_{\delta^*}$  ( $Re_{\delta^*} = U_0 \delta^* \nu^{-1}$ ) inicial de 870 e um final de 1150. Esses valores de números de Reynolds correspondem nos experimentos a uma posição localizada um pouco a montante da rugosidade e à posição da última estação de medição, respectivamente. A posição a montante da rugosidade utilizada para o início da simulação foi escolhida de modo a se obter ondas bem desenvolvidas na região de interesse do problema simulado. Para fins de comparação o valor do número de Reynolds na posição da rugosidade foi igual a 950. A determinação da amplitude dos modos 2-D e oblíquos em  $Re_{\delta^*}=870$  também foi necessária para o cálculo da instabilidade secundária. Para a definição da amplitude inicial dos modos oblíquos, assumiu-se que no problema estudado a amplitude inicial desses modos era pequena em relação aos modos 2-D. Como se sabe da teoria de instabilidade secundária, modos 3-D com pequenas amplitudes tem uma influência linear na ressonância com ondas 2-D de amplitudes moderadas. Julgou-se, então, que o parâmetro mais importante para a realização da simulação deveria ser o ajuste da amplitude da onda 2-D. Nos experimentos a amplitude da onda 2-D, na posição da rugosidade, foi bem definida. Assim, foi possível determinar a amplitude inicial do modo 2-D no

$Re_{\delta^*_{inicial}}$  da simulação. Isso foi feito dividindo-se a amplitude da onda no local da rugosidade pela amplificação prevista pela teoria linear, desde o  $Re_{\delta^*_{inicial}}$  até o local da rugosidade.

Com relação à amplitude inicial dos modos 3-D, optou-se por realizar as simulações da instabilidade secundária com uma pequena amplitude inicial desses modos. Na simulação, a amplitude de todos os modos oblíquos foi ajustada para um mesmo valor em  $Re_{\delta^*} = 1000$ . Esse número de  $Re_{\delta^*}$  corresponde a uma posição localizada um pouco a jusante de  $\Delta X = 25mm$ . Essa posição foi escolhida devido ao fato de que em  $\Delta X = 25mm$  observou-se que as ondas T-S não se comportavam da mesma maneira que nas outras estações de medição, por causa da influência do campo próximo à rugosidade (figura 4.25). O fato de assumir uma amplitude uniforme de todos os modos oblíquos em  $Re_{\delta^*} = 1000$  equivale a dizer que nesse local assumiu-se o efeito da rugosidade como sendo uma perturbação bem localizada na direção transversal. Essa simplificação foi adotada para que os resultados da teoria de instabilidade secundária, dados pelo PSE, pudessem ser comparados com os resultados experimentais. O sinal teórico correspondente a esse espectro constante equivale no espaço físico a um pulso transversal. A amplitude inicial desse pulso foi obtida comparando-se os espectros experimentais nas últimas estações de medição com a banda instável de acordo com o PSE. Com isso foi possível obter um fator que forneceu o melhor ajuste entre os dados experimentais e as simulações. É importante citar que esse fator não influenciou de forma alguma na característica do espectro de números de onda transversal; esse fator foi somente uma constante que multiplicou a energia inicial de todo o espectro de modos oblíquos. Esse procedimento foi realizado para cada frequência e amplitude das ondas T-S.

- CASO 1 ( $F=120E-06$ ;  $A_0=0,75\% U_0$ )

A comparação entre os resultados das simulações e dos experimentos, ambos nas condições do caso 1, é mostrada na figura 5.4. Conforme pode-se observar, nas últimas estações de medição as simulações concordam bem com os resultados experimentais. Nesses locais, o intervalo de números de onda oblíqua instáveis segundo a teoria e o observado nos experimentos são praticamente os mesmos. Isso confirma algumas das considerações feitas na análise dos perfis de amplitude das ondas T-S e confirma de forma quantitativa a previsão dada pela teoria proposta

no âmbito deste trabalho. O fato da concordância entre os dados experimentais e teóricos ser maior nas estações mais afastadas da rugosidade, ocorreu porque à medida que as ondas propagaram na direção do escoamento, a amplitude dos modos 3-D aumentou devido à instabilidade secundária. Nesses casos, a instabilidade secundária atuou como um filtro seletivo, que deixou somente os modos instáveis crescerem.

Pode-se notar na figura 5.4 que, para rugosidades pequenas e medianas ( $\leq 20\%$  de  $\delta^*$ ), a banda de números de onda 3-D e a energia em cada modo apresentaram comportamentos semelhantes entre teoria e experimento. A seleção de modos pela instabilidade secundária foi mais perceptível nas duas últimas estações de medição. Nos casos com elevada altura de rugosidade ( $\approx 30\% \delta^*$ ) nota-se que a banda de números de onda instáveis previstos pela teoria ainda pôde ser observada no espectro experimental.

Nos casos com alturas mais elevadas de rugosidade ( $h/\delta^* = 30\%$ ) é possível notar a amplificação de perturbações com números de onda transversal mais altos do que a banda instável prevista pela teoria de instabilidade secundária. As razões para esse comportamento serão discutidas em detalhe no final deste capítulo. Naquela discussão serão incluídas às comparações feitas para os demais casos analisados.

As comparações entre os resultados da teoria de instabilidade secundária e dos experimentos não foram realizadas para os resultados obtidos sob as condições do caso 2. Isso se deve ao fato de que os resultados para aquele caso não apresentaram nenhuma banda identificável no espectro de números de onda transversal à medida que se distanciou da rugosidade no sentido do escoamento. Esse comportamento também foi previsto pela teoria. A comparação entre o mapa de amplificação devido à instabilidade secundária e os resultados experimentais apresentados no capítulo 4 confirmaram essa observação.

- CASO 3 ( $F=90E-06$ ;  $A_0=0,75\% U_0$ )

A comparação entre as simulações PSE e os experimentos realizada com os resultados obtidos sob as condições do caso 3 é mostrada na figura 5.5. Assim como no caso 1, os resultados teóricos e experimentais apresentaram uma boa concordância. Para elevadas alturas de rugosi-

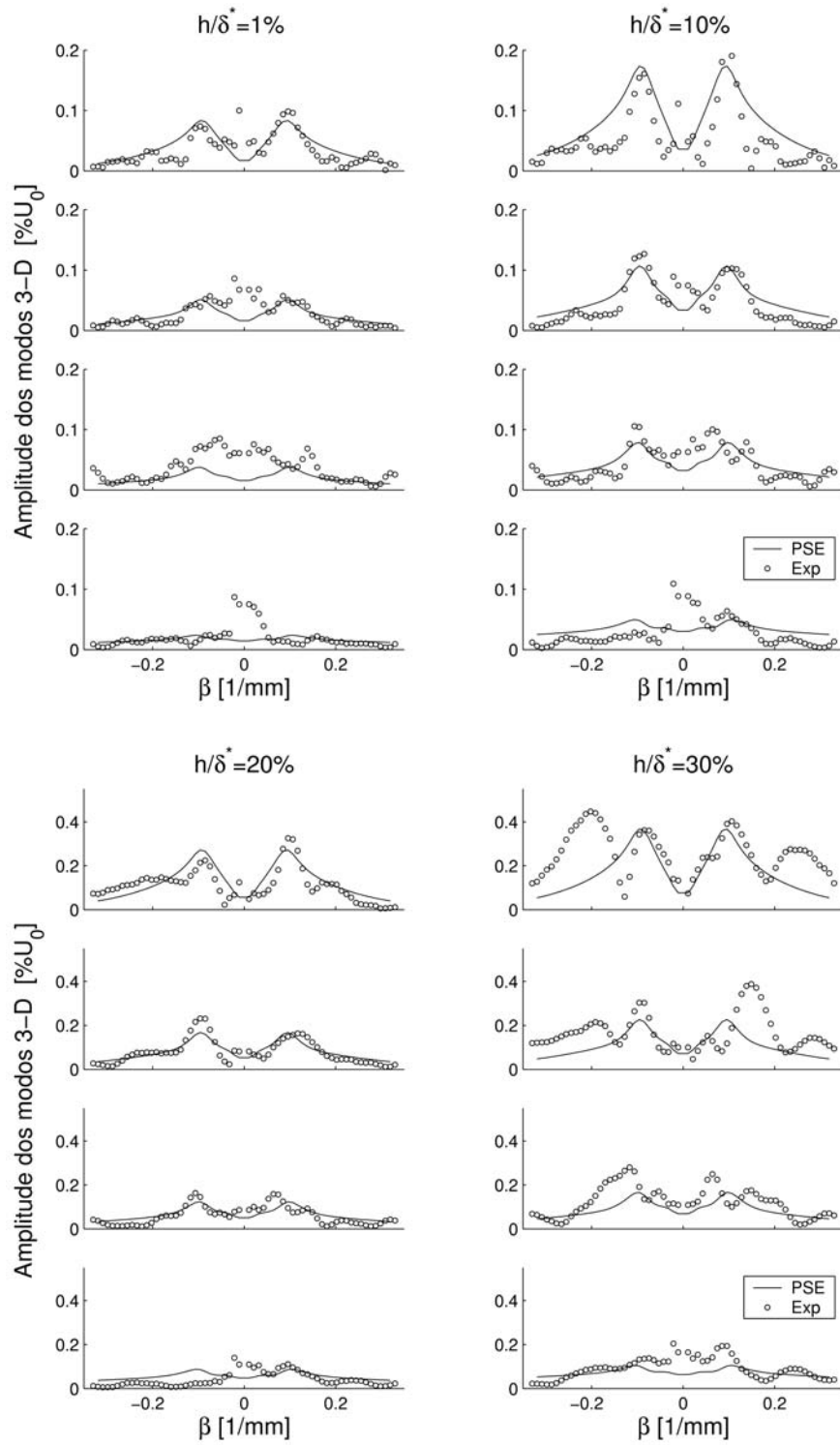


Figura 5.4: Comparações entre os resultados experimentais e teóricos obtidos para  $F=120E-06$ .  $\Delta X$  em cada figura contado de baixo para cima = 45, 65, 85 e 105mm. Condições do experimento: Caso 1.



dade ( $h/\delta^* \approx 30\%$ ) houve um maior desvio dos resultados mas nesse caso ainda foi possível notar nos experimentos a existência dos modos 3D previstos pela teoria. Nas condições do caso 3, assim como no caso 1, observou-se o crescimento de perturbações com números de onda transversais maiores do que os previstos pela teoria.

O comprimento de onda das perturbações 3-D fundamentais instáveis de acordo com a teoria de instabilidade secundária foi bem próximo ao observado no caso 1. Em ambos os casos esse comprimento de onda que mais cresceu foi próximo do valor do diâmetro da rugosidade.

- CASO 4 ( $F=90E-06$ ;  $A_0=0,45\% U_0$ )

A comparação com a teoria para o caso 4 é mostrada na figura 5.6. Os resultados mostraram novamente uma boa concordância entre teoria e experimento. Outro resultado importante mostrado por essa figura foi a variação da banda de números de onda transversal instáveis à instabilidade secundária do tipo fundamental. Essa variação foi observada tanto na teoria quanto no experimento. Com essas condições os valores dos picos de amplitude no espectro de ondas 3-D se localizaram próximos a  $0,04 \text{ mm}^{-1}$ , enquanto que no caso da onda T-S com  $A_0 = 0,75\%$  de  $U_0$  esses picos ficaram localizados próximo a  $0,1 \text{ mm}^{-1}$ . Isso mostra que a estrutura formada a jusante da rugosidade não dependeu da geometria da rugosidade e que o principal mecanismo responsável pela amplificação e evolução da estrutura 3-D foi a instabilidade secundária. Outro resultado importante mostrado por essa comparação é que os modos oblíquos relevantes ao problema são gerados de maneira significativa na esteira da rugosidade, e não na rugosidade como poderia-se esperar.

O fator utilizado para a determinação da amplitude do pulso transversal em  $Re_{\delta^*} = 1000$  permitiu que se obtivesse uma estimativa da energia inicial dos modos oblíquos para cada caso. Os resultados de variação, com a altura da rugosidade, da amplitude relativa desse espectro 3-D inicial são mostrados na figura 5.7.

A figura 5.7 mostra que nos casos estudados para  $h/\delta^*$  menores do que aproximadamente 20%, a variação da amplitude relativa dos modos 3-D com a altura da rugosidade foi linear. Essa variação linear foi semelhante para os casos de mesma frequência da onda T-S. Isso sugere que no

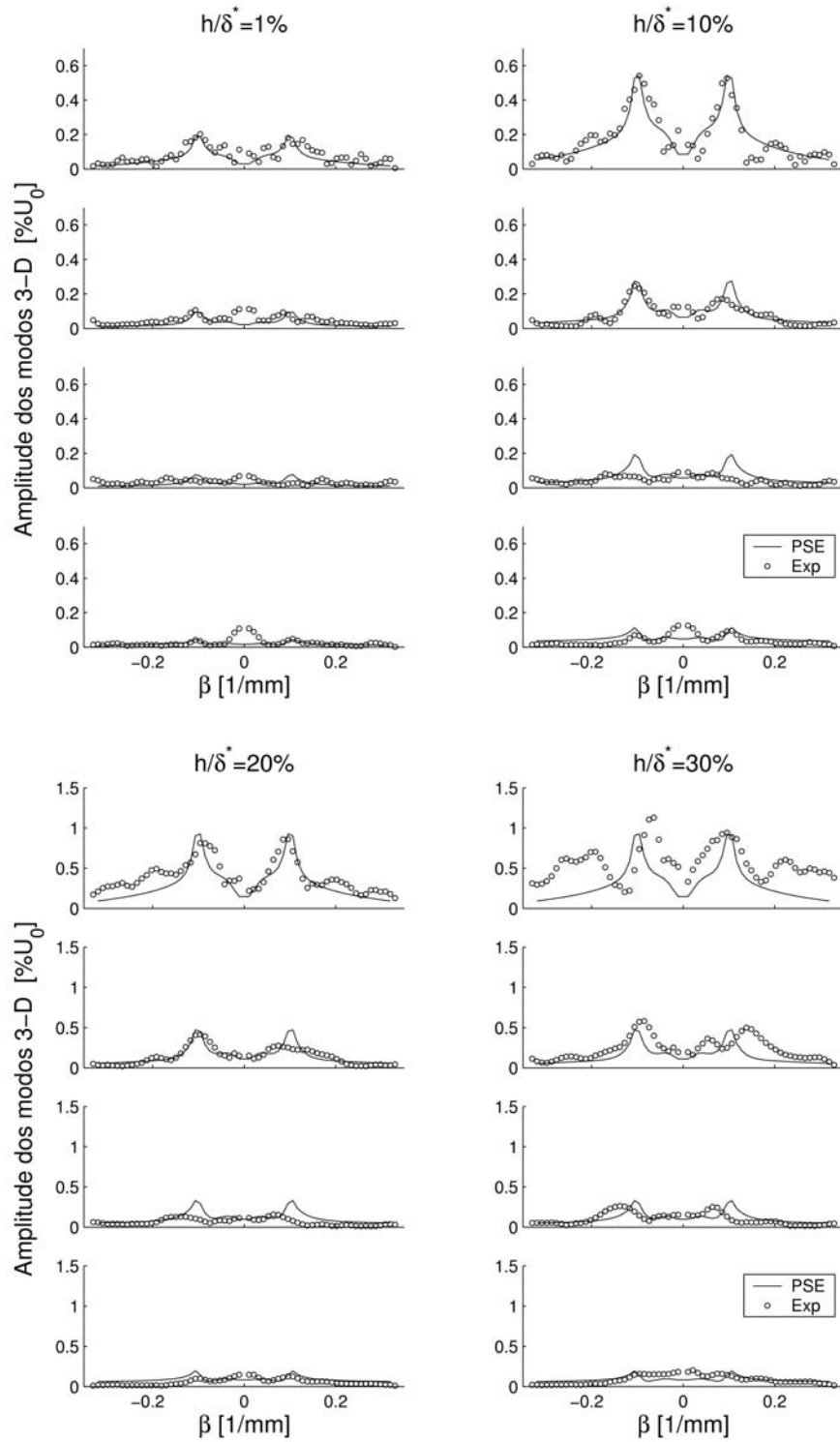


Figura 5.5: Comparações entre os resultados experimentais e teóricos obtidos para  $F=90E-06$ .  $\Delta X$  em cada figura contado de baixo para cima = 45, 65, 85 e 105mm. Condições do experimento: Caso 3.

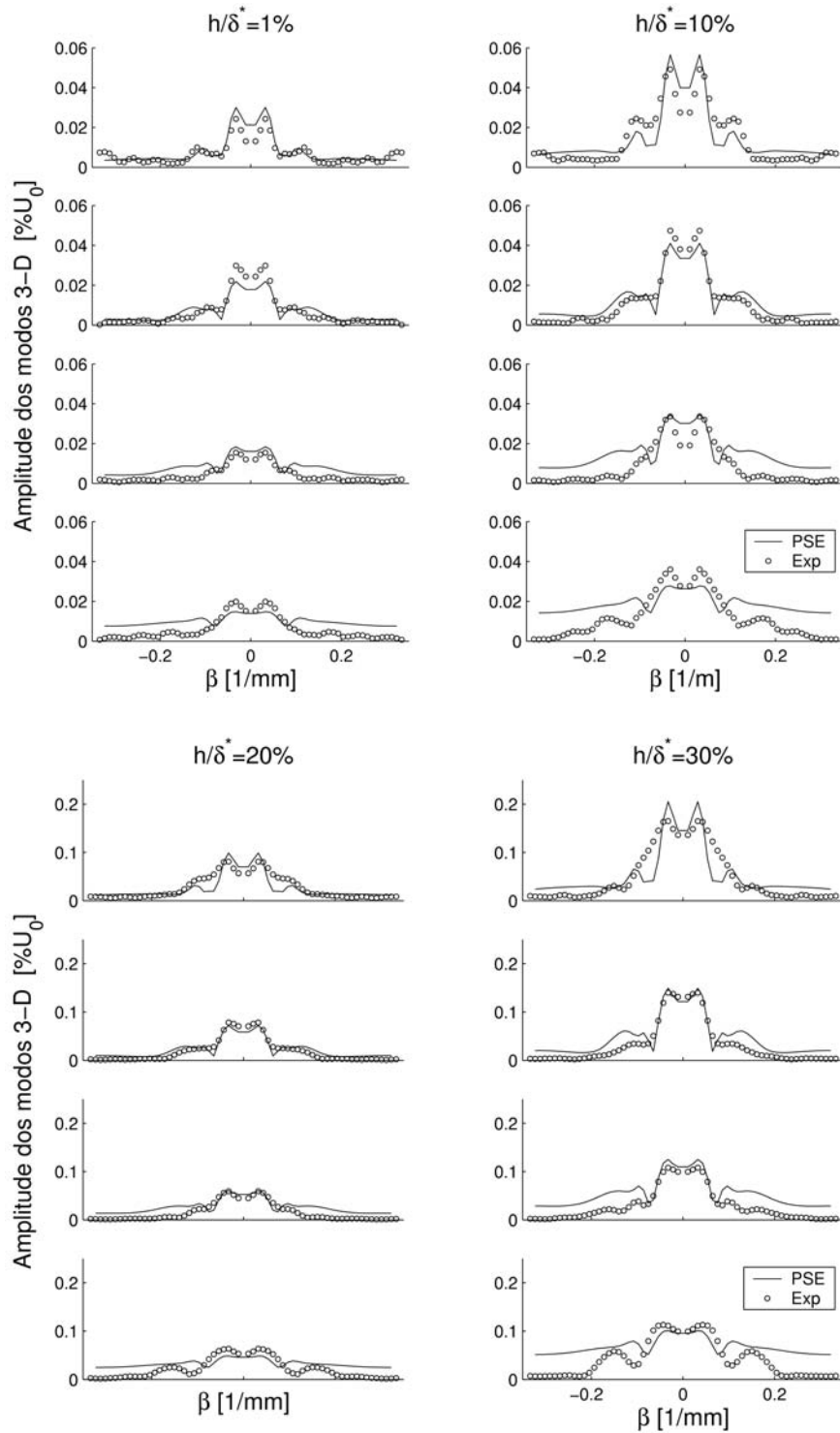


Figura 5.6: Comparações entre os resultados experimentais e teóricos obtidos para  $F=90E-06$ .  $\Delta X$  em cada figura contado de baixo para cima = 45, 65, 85 e 105mm. Condições do experimento: Caso 4.

domínio estudado a variação da amplitude relativa dos modos oblíquos para alturas de rugosidade menores que 20% de  $\delta^*$  não dependeu da amplitude inicial das ondas T-S. Para rugosidades mais

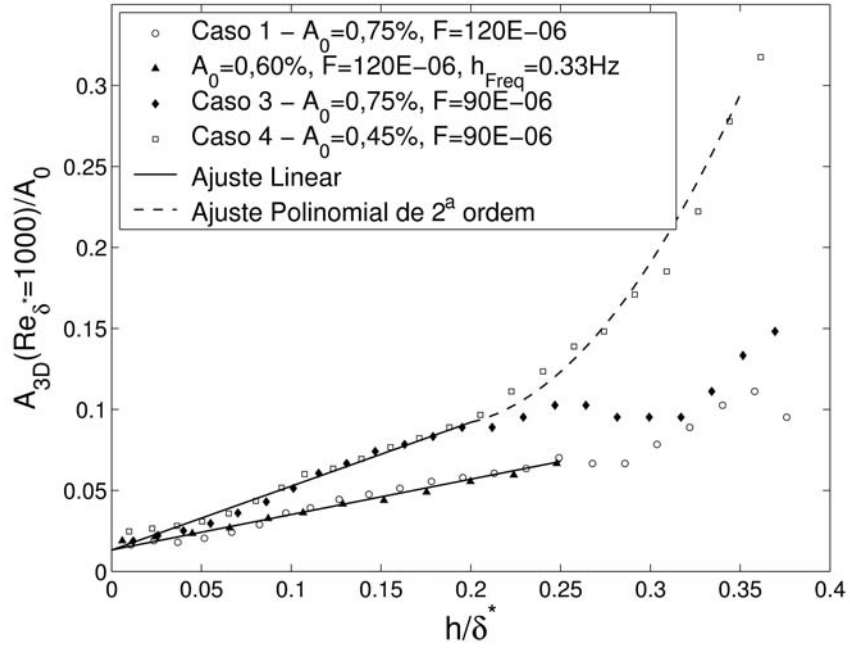


Figura 5.7: Variação da amplitude inicial dos modos 3-D com a altura da rugosidade.

elevadas observou-se que as curvas apresentaram um comportamento diferente. No caso 4, o comportamento da curva para altas rugosidades se correlacionou bem com um polinômio de 2ª ordem. No entanto, para o caso de mesma frequência e uma amplitude inicial mais alta das ondas T-S 2-D (caso 3) a curva apresentou um comportamento diferente do observado nas condições do caso 4. Uma possível explicação para esse comportamento pode ser a saturação de amplitude das perturbações nas últimas estações de medição dos casos com elevada amplitude inicial das ondas T-S. Isso porque o cálculo reverso feito para a estimativa da amplitude inicial dos modos oblíquos foi realizado com base na amplitude dos modos 3-D nessas estações de medição. Com a condição de elevada amplitude inicial das ondas T-S excitadas observaram-se flutuações de velocidade com picos de amplitude extremamente elevados, chegando a valores próximos a 10% de  $U_0$  quando as rugosidades possuíam alturas maiores 20% de  $\delta^*$ . Nos casos onde houve a saturação da amplitude das flutuações poder-se-ia adotar a estratégia de realizar o ajuste da teoria com o experimento em estações mais próximas à rugosidade. Isso no entanto, não foi possível devido ao fato de que nessas estações a seleção dos modos devido à instabilidade secundária era muito fraca.

Foram incluídos na figura 5.7 os resultados obtidos nos experimentos realizados com a rugosidade oscilando a uma frequência de 0,33Hz ( $h_{freq} = 0,33Hz$ ), ou 66% da frequência da oscilação adotada nos outros casos. Neste caso, a amplitude das ondas T-S foi  $A_0 = 0,6\%$  de  $U_0$ . Pode-se observar na figura que a tendência dos dados para  $h/\delta^*$  menores que, aproximadamente, 20% foi a mesma para os caso com  $h_{freq}$  iguais a 0,33 e 0,5Hz. No domínio experimental analisado, os resultados sugerem então que para rugosidades menores que  $\approx 20\%$  de  $\delta^*$ , a amplitude inicial das ondas T-S não exerceu influência na amplitude relativa das perturbações geradas pela rugosidade. Além disso, os principais parâmetros que alteraram a amplitude relativa dos modos oblíquos gerados foram a altura da rugosidade e a frequência das ondas.

Uma característica interessante da figura 5.7 é que a amplitude relativa dos modos 3-D coincidentemente foi a mesma em todos os casos analisados para  $h/\delta^*$  tendendo a 0. O valor para o qual as curvas colapsaram em  $h/\delta^*=0$  ficou próximo do nível de turbulência do túnel de vento onde foram realizados os experimentos, que era aproximadamente 0,02% de  $U_\infty$ .

As curvas mostradas na figura 5.7 apresentaram uma diferença de inclinação entre os casos com diferentes frequências das ondas T-S. Buscou-se encontrar uma explicação para esse comportamento. A hipótese formulada para se explicar este comportamento foi baseada nos trabalhos de Klebanoff et al. (1962) e Medeiros (2004), onde a distorção do escoamento médio foi a principal responsável pela geração das ondas de instabilidade tridimensionais. Naqueles trabalhos, uma pequena variação do escoamento médio induziu uma pequena mudança no número de Reynolds local. Com isso, as ondas ficaram sujeitas a diferentes taxas locais de amplificação de acordo com a teoria linear. Essa variação das taxas de amplificação das ondas ao longo da direção transversal deu origem à estrutura tridimensional observada naqueles trabalhos. Como no presente trabalho se observou que a origem dos modos 3-D era na esteira da rugosidade, julgou-se que esse também poderia ser o mecanismo presente nos experimentos deste trabalho. Para verificar se o mesmo mecanismo foi responsável pela geração de tridimensionalidade nos experimentos realizados, analisou-se a variação da amplitude inicial dos modos 3-D e a influência da distorção do escoamento médio sobre a taxa de amplificação local das ondas de instabilidade.

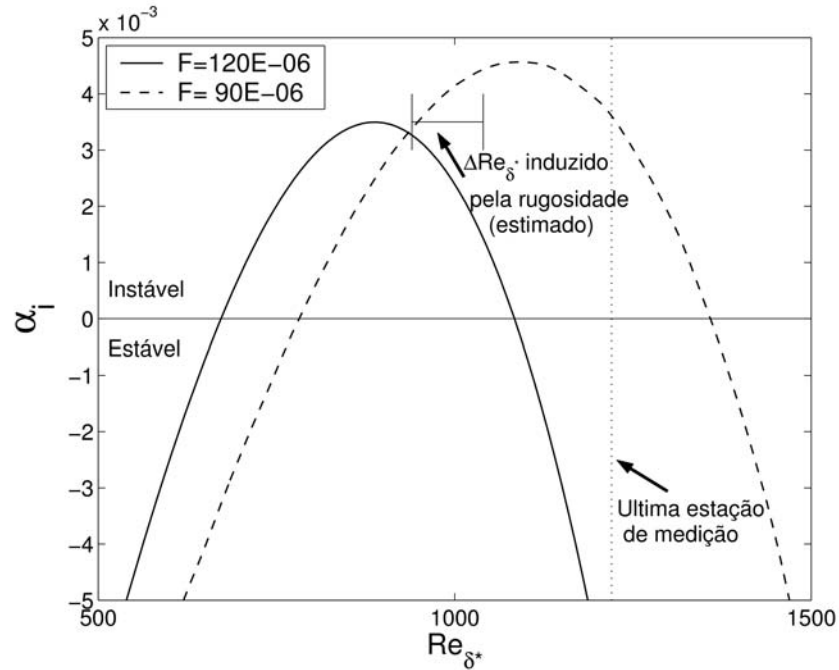


Figura 5.8: Variação da taxa de amplificação das ondas de instabilidade de acordo com o número de Reynolds do escoamento. Cálculo baseado na teoria de estabilidade linear.

A idéia era relacionar a variação da taxa de amplificação ( $\alpha_i$ ) das ondas T-S, no regime linear, com a variação do número de Reynolds local induzida pela rugosidade (figura 5.8). Nos experimentos essa variação do número de Reynolds local é gerada pela alteração do escoamento médio e conseqüente variação de  $\delta^*$  a jusante da rugosidade.

Na figura 5.8 é mostrada a variação do fator de amplificação local das ondas T-S de acordo com o número de Reynolds ( $Re_{\delta^*}$ ). Os valores mostrados na figura foram obtidos a partir da teoria de estabilidade linear, dada pela solução das equações de Orr-Sommerfeld. Incluiu-se nessa figura os valores de  $\alpha_i$  obtidos para as duas diferentes frequências adimensionais das ondas T-S usadas no presente trabalho ( $F=90E-06$  e  $F=120E-6$ ). Destacou-se na figura 5.8 o intervalo estimado de números de Reynolds próximos à rugosidade, onde a variação induzida pela distorção do escoamento médio estaria contida. Pode-se notar que as curvas para diferentes frequências de ondas T-S possuem tendências diferentes no intervalo de variação de  $Re_{\delta^*}$  próximo à rugosidade. No entanto, a inclinação absoluta das curvas foi relativamente semelhante. Sendo assim, aparentemente o fenômeno não está relacionado com este modelo. Além disso, na região

próxima da rugosidade o sinal de inclinação das curvas teóricas da figura 5.8 sugerem que, para uma mesma variação do número de Reynolds do escoamento, é de se esperar que as ondas T-S apresentem comportamentos diferentes. Em outras palavras, caso a variação do número de Reynolds local fosse o principal efeito responsável pela geração de ondas 3-D seria de se esperar que, para as duas frequências estudadas, a estrutura das ondas T-S à jusante da rugosidade apresentassem uma diferença de fase de  $180^{\circ}$  ao longo da direção transversal. No entanto, essa diferença de comportamento não foi observada nos experimentos, conforme mostrado nas figuras 4.17, 4.18, 4.21 e 4.22. Sendo assim, a explicação para a variação da inclinação das curvas da figura 5.7 ainda não foi encontrada.

Uma outra explicação possível para geração de modos 3-D na esteira da rugosidade se baseia na mudança da taxa de amplificação devida à alteração do perfil de velocidades. Nesse caso, a amplitude das ondas de instabilidade deveria ser maior nas regiões de maior déficit de quantidade de movimento do escoamento base e menor nas regiões de maior acréscimo. Isso de fato ocorre nos experimentos. Sendo assim, parece que a mudança no perfil é a responsável pela geração da tridimensionalidade.

- Caso 5

Os resultados obtidos com o diâmetro maior de rugosidade ( $D=16\text{mm}$ ) são apresentados na figura 5.9. A figura mostra pouca concordância entre os resultados experimentais e teóricos. Nos casos com elevadas alturas de rugosidade observou-se também a existência de uma quantidade de energia significativa em modos com números de onda maiores do que os preditos pela teoria. Esse comportamento também foi observado para as mesmas alturas de rugosidade nos casos com diâmetro de  $10\text{mm}$ .

A hipótese assumida de que todos os modos do espectro teórico possuem a mesma amplitude em uma estação mais próxima da rugosidade, que foi utilizada nos casos com o diâmetro da rugosidade de  $10\text{mm}$ , pareceu não ser uma boa aproximação para o caso com  $D=16\text{mm}$ . Devido ao restrito número de experimentos realizados com diferentes diâmetros de rugosidade não foi possível efetuar conclusões mais aprofundadas sobre a influência desse parâmetro sobre o

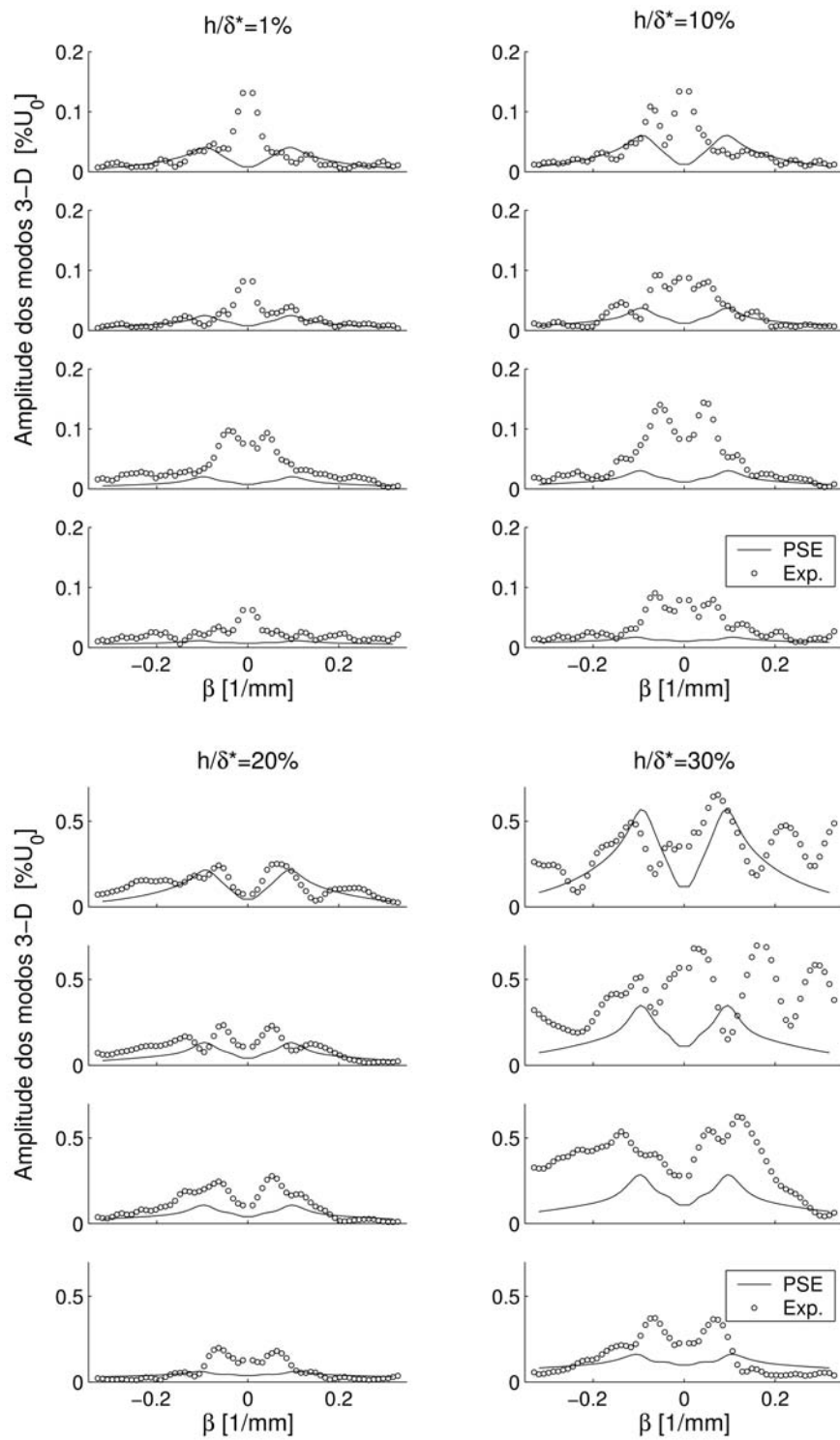


Figura 5.9: Comparações entre os resultados experimentais e teóricos obtidos para  $F=120E-06$ .  $\Delta X$  em cada figura contado de baixo para cima = 45, 65, 85 e 105mm. Condições do experimento: Caso 5.



fenômeno.

### 5.3 Verificação da teoria para os casos com elevadas alturas de rugosidade

A análise dos resultados obtidos sob as condições do caso 4 mostram que a previsão teórica funcionou bem mesmo quando a altura da rugosidade era elevada. Já nas comparações dos casos 1 e 3 observou-se, para elevadas alturas de rugosidade, um crescimento significativo de perturbações tridimensionais com números de onda transversais que não foram preditos pela teoria proposta. Sendo assim, resolveu-se analisar mais detalhadamente os resultados para se verificar a validade da teoria nos casos com elevadas alturas de rugosidade.

Na análise do comportamento do escoamento nos casos com elevadas alturas de rugosidade resolveu-se observar o conteúdo espectral da distorção do escoamento médio em termos de números de onda transversal ( $\omega = 0, \beta$ ).

No caso 1, o espectro 3-D da distorção do escoamento médio, mostrado na figura 5.10, apresenta um comportamento semelhante ao espectro 3-D das ondas T-S com frequência fundamental ( $\omega = \omega_{2D}, \beta$ ) mostrado na figura 5.4. Nos dois espectros observou-se o crescimento de modos próximos a  $\beta=0,1mm^{-1}$  à medida que se afastou da rugosidade no sentido do escoamento. Somente no caso com elevada altura de rugosidade é que se observou o crescimento significativo de perturbações com números de onda 3-D próximos a  $0,18mm^{-1}$ . No entanto, é possível notar na figura 5.10 que, mesmo para rugosidades medianas, é perceptível a presença dos modos com números de onda transversal elevados nas estações mais próximas da rugosidade. Isso mostra que a semente destes modos também estiveram presentes nos casos com alturas medianas de rugosidade. Entretanto, somente no caso com elevada altura de rugosidade e alta amplitude inicial das ondas T-S é que esses modos passaram a se tornar instáveis.

O espectro da distorção do escoamento obtido sob as condições do Caso 2 é mostrado na figura 5.11. Nessa figura nota-se, assim como no Caso 1, que após a região de forte influência da esteira da rugosidade ( $\Delta X = 25mm$ ), houve a formação de uma estrutura 3-D cujo espectro apresentou

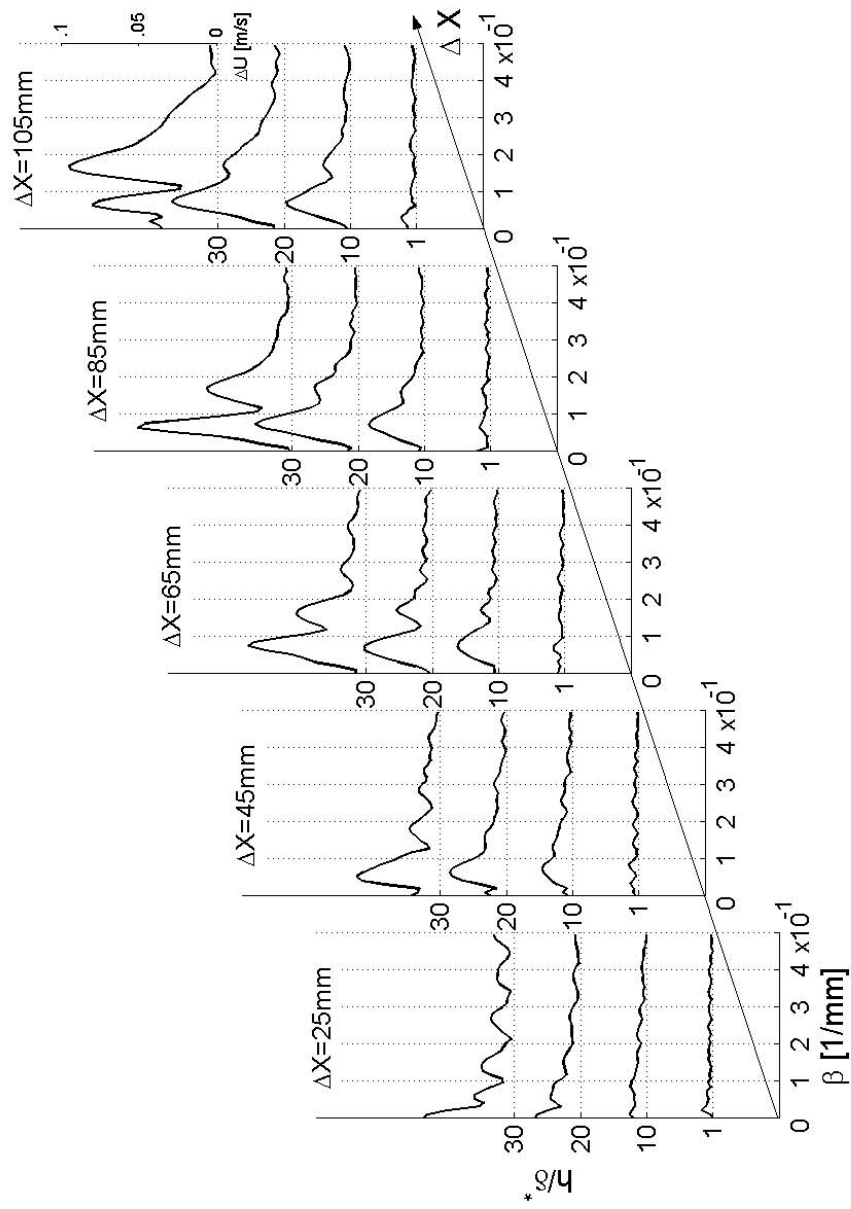


Figura 5.10: Espectro 3-D da distorção do escoamento médio. Condições do experimento: Caso 1.

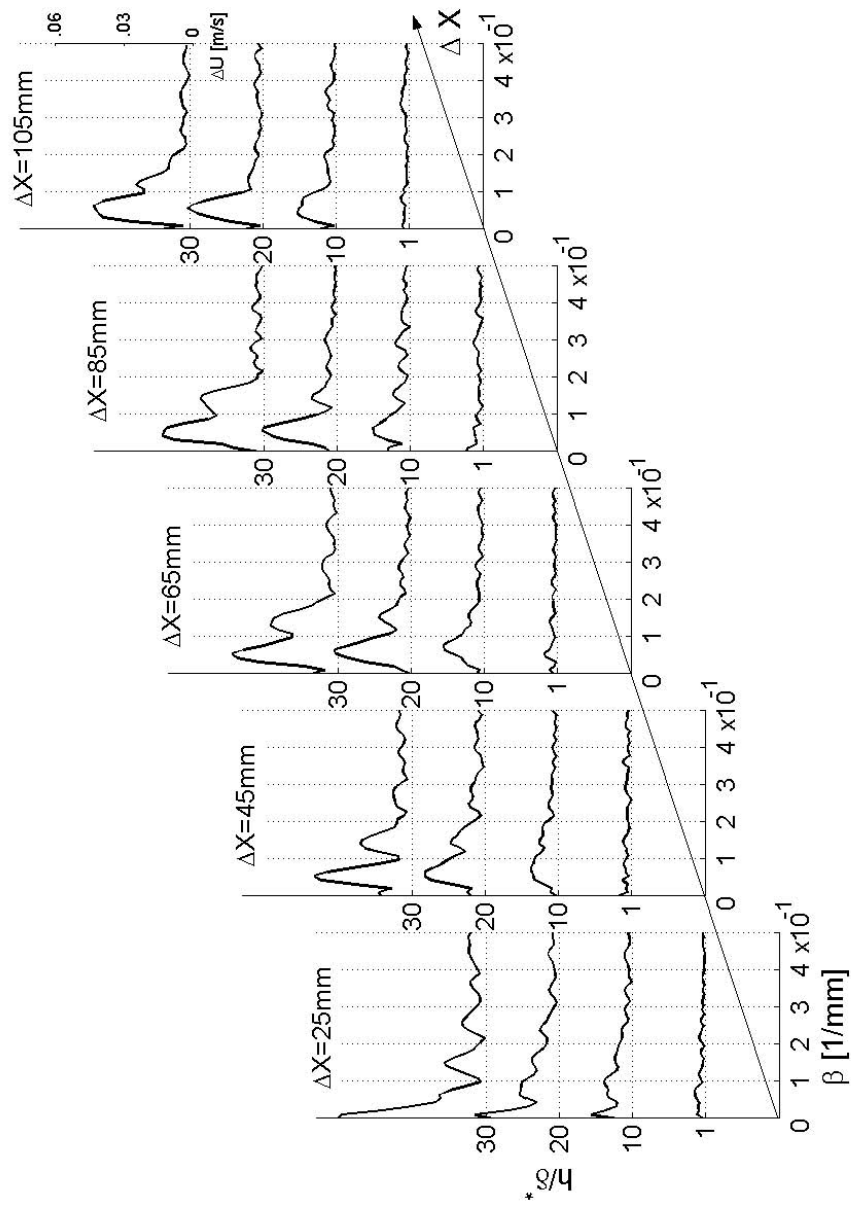


Figura 5.11: Espectro 3-D da distorção do escoamento médio. Condições do experimento: Caso 2.

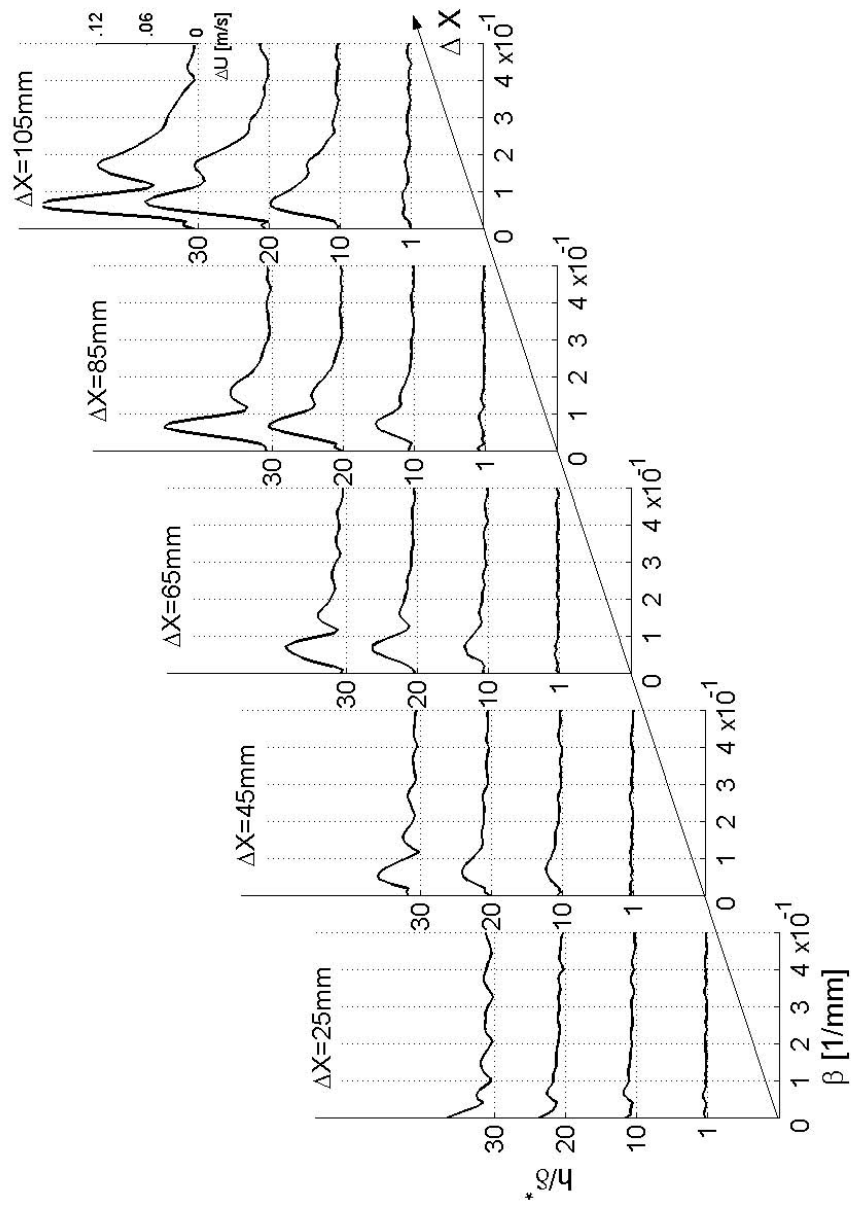


Figura 5.12: Espectro 3-D da distorção do escoamento médio. Condições do experimento: Caso 3.

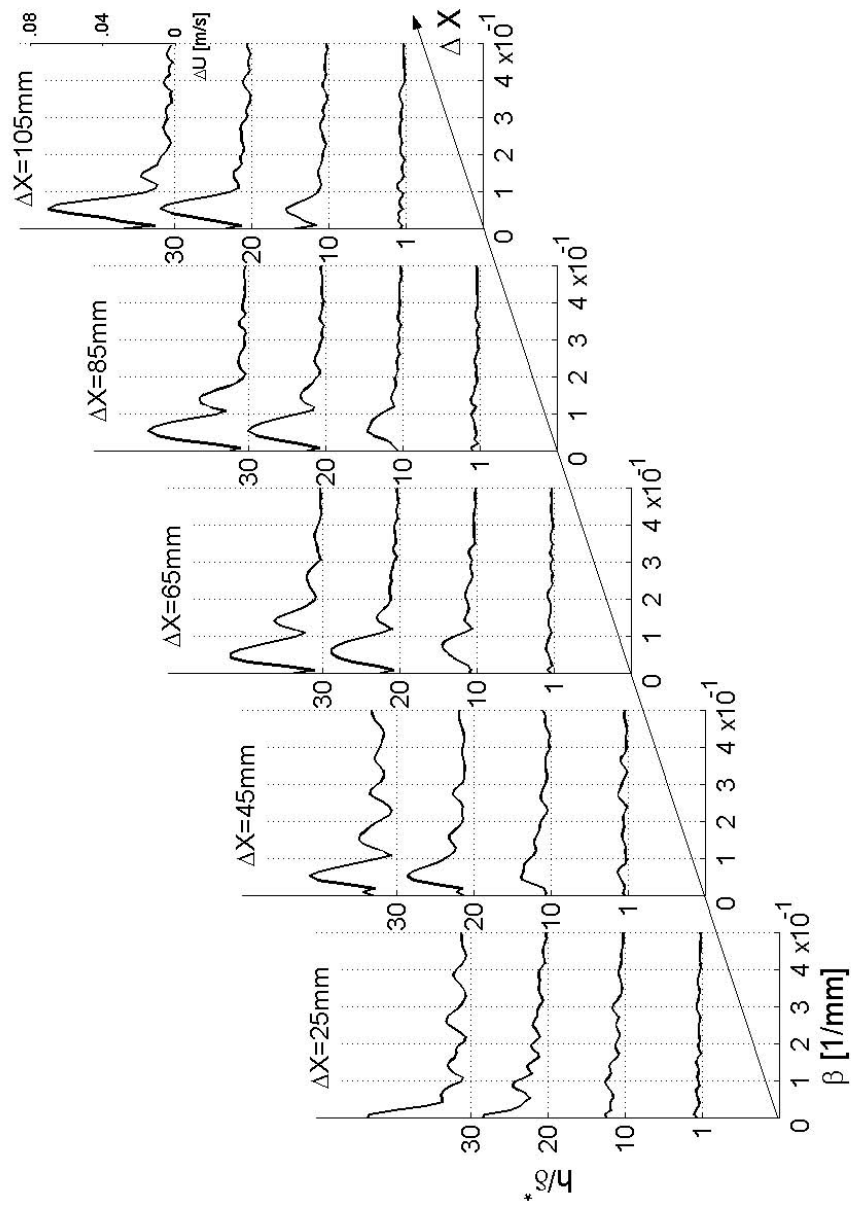


Figura 5.13: Espectro 3-D da distorção do escoamento médio. Condições do experimento: Caso 4.

dois picos mais importantes. Isso foi mais perceptível nos casos com alturas de rugosidade mais elevadas. Nesses casos, os espectros apresentaram características bem próximas às observadas nos espectros de mesma altura de rugosidade do Caso 1. Nas condições do Caso 2, no entanto, o espectro com dois picos evoluiu à medida que se afastou da rugosidade para um espectro com um pico. Nesse caso a energia existente em números de onda 3-D próximos a  $0,18\text{mm}^{-1}$  decaiu quase que completamente. Isso mostra que o crescimento da energia em números de onda 3-D elevados dependia da alta amplitude das ondas T-S presentes nos experimentos realizados sob as condições do caso 1.

O espectro transversal da distorção do escoamento médio obtido sob as condições do caso 3 é mostrado na figura 5.12. Nessa figura observa-se também, após a região de forte influência da esteira da rugosidade, a formação de uma estrutura 3-D com dois picos distintos de energia. Isso também foi notado nos Casos 1 e 2. No Caso 3, assim como no Caso 1, houve um crescimento da distorção do escoamento médio com elevados números de onda 3-D. Isso ocorreu na última estação de medição quando a altura da rugosidade era elevada. Esses resultados são coerentes com o que foi observado nos espectros transversais das ondas T-S.

Os espectros transversais de distorção do escoamento médio obtidos sob as condições do Caso 4 são mostrados na figura 5.13. Nessa figura nota-se que, após a região de influência da rugosidade, houve a formação de uma estrutura 3-D semelhante àquela observada nos casos anteriores. Com base nos espectros desses quatro casos, pôde-se inferir que nas estações mais próximas à rugosidade, a estrutura da distorção do escoamento médio não apresentou mudanças significativas com as condições das ondas T-S.

Nas estações mais afastadas da rugosidade observou-se na figura 5.13 um decaimento da estrutura com dois picos existente inicialmente próximo da rugosidade. Esse comportamento se assemelha ao observado no espectro do caso 2. A diferença é que naquele caso todas as perturbações geradas pela rugosidade sofreram decaimento, à medida que se passou do 2º ramo da curva neutra de instabilidade primária. No caso 4 houve um crescimento não linear das ondas de instabilidade, conforme previsto pela teoria.

Analisando-se novamente os quatro casos, pode-se inferir que o crescimento da distorção do escoamento médio, em números de onda transversais mais elevados, esteve realmente condicionada à evolução das ondas T-S com amplitude inicial mais alta.

Formularam-se duas explicações possíveis para o fato dos modos com elevado número de onda 3-D terem se tornado instáveis quando a amplitude inicial das ondas T-S foi mais elevada. As duas explicações estão relacionadas com as simplificações adotadas para o cálculo da evolução das ondas 3-D, através da teoria de instabilidade fracamente não linear dada pelo código PSE. As duas explicações se baseiam na possibilidade de ter ocorrido uma alteração na taxa de crescimento das ondas 2-D. Essa possibilidade foi vislumbrada quando se realizou comparações dos perfis teóricos de amplitude das ondas T-S com os perfis experimentais (figuras 5.2 e 5.3). Na última estação de medição (figura 5.3) só se obteve uma boa concordância entre os perfis quando se aumentou a amplitude da auto-função da onda 2-D. Isso chamou a atenção para a possibilidade de estar ocorrendo nos experimentos um acréscimo na taxa de crescimento das ondas 2-D em intervalos localizados na direção transversal. Nesse caso, as ondas 2-D são melhor definidas como sendo ondas não-obliquas. O aumento da amplitude das ondas não-obliquas alteram a banda de modos 3-D sujeita à instabilidade secundária. Isso pode ser observado na figura 5.14.

O aumento da amplitude das ondas T-S acima do previsto pela teoria linear pode ter ocorrido devido à distorção do escoamento médio causada pela rugosidade ou, então, devido a realimentação das ondas não-obliquas, causada pelo processo de ressonância com as ondas 3-D. No caso da distorção do escoamento base, é possível que essa distorção tenha causado alterações na taxa de crescimento linear das ondas T-S não obliquas. No caso da realimentação devido ao processo de ressonância, a amplitude dos modos 3-D deveria ser alta. Ambas as possibilidades são plausíveis, uma vez que no presente trabalho observou-se a amplificação de modos 3-D com números de onda acima do que foi previsto pela teoria somente para elevadas alturas de rugosidade.

A figura 5.14 mostra que para o caso com  $A_0 = 0,75\%$  de  $U_0$ , pequenos acréscimos na ampli-

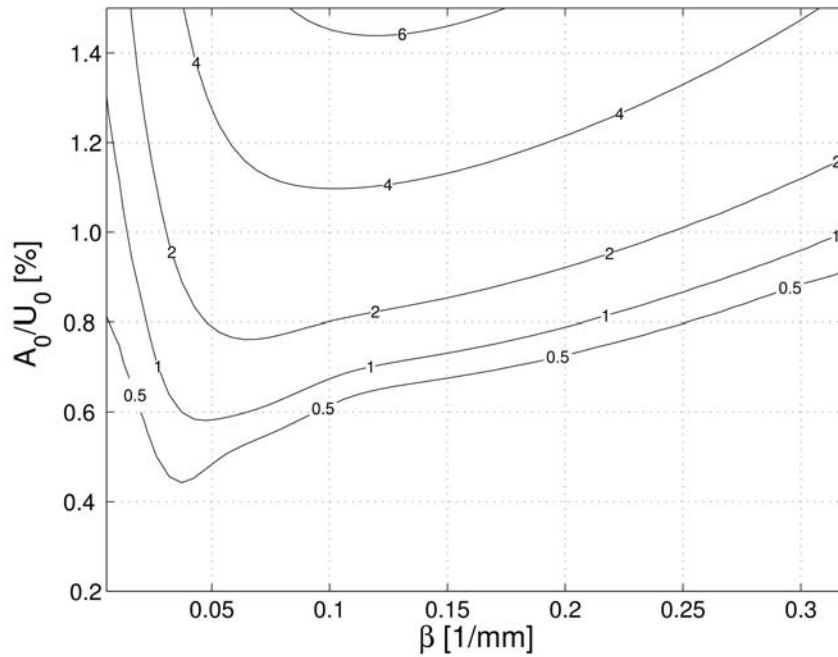


Figura 5.14: Mapa de amplificação de modos 3-D devido à instabilidade secundária.  $F=120E-06$

tude das ondas não oblíquas induzem um grande aumento na banda de números de onda instáveis à ressonância fundamental. Como a semente para os modos 3-D com números de onda elevados já estava disponível mesmo nas estações mais próximas da rugosidade, é bem possível que o aumento da amplitude dos modos não-oblíquos tenha sido responsável pelo crescimento desses modos não previstos inicialmente pela teoria. Sendo assim, não se tem evidências para afirmar que a teoria proposta não seja aplicável a casos com rugosidades mais elevadas ( $h/\delta^* \approx 30\%$ ). Isto porque, mesmo nos casos onde houve um desvio entre teoria e experimento, a ressonância fundamental ainda pode ter sido o principal mecanismo de instabilidade do escoamento. Entretanto, as simplificações das ferramentas utilizadas para simulação do problema não permitem que sejam simulados casos onde a interação das ondas de instabilidade seja fortemente não-linear ou estejam sujeitas a uma distorção do escoamento base localizada na direção transversal.



## Capítulo 6

# Conclusões e sugestões para trabalhos futuros

Rugosidades superficiais tais como rebites, junções, reentrâncias e instrumentos são comumente encontradas em superfícies de aeronaves. A presença destes tipos de irregularidades superficiais freqüentemente alteram a localização da frente de transição do escoamento laminar para turbulento na camada limite. Como se sabe, a localização da frente de transição do escoamento afeta diretamente o coeficiente de arrasto de uma aeronave. Sendo o coeficientes de arrasto um dos principais responsáveis pela performance de uma aeronave, fica claro então a importância do estudo desse problema para a indústria aeronáutica, principalmente aeronaves comerciais. Desde a década de 40 buscam-se modelos para prever estes efeitos, com o intuito de se melhorar as estimativas de arrasto das aeronaves. Atualmente, ainda não se encontrou um modelo teórico capaz de prever a transição da camada limite devido a perturbações induzidas por rugosidades superficiais. Os trabalhos já realizados acerca deste fenômeno se concentraram na geração de perturbações por rugosidades excessivamente pequenas, através de mecanismos de receptividade, ou na transição devido a rugosidades muito grandes. Neste trabalho buscou-se estabelecer uma base de dados experimentais e teóricos para o regime intermediário entre as duas abordagens, de modo a se obter um modelo que fosse válido também para rugosidades medianas. No regime intermediário a rugosidade não gera diretamente perturbações que causam a transição. Entre-

tanto pode ocorrer a interação da rugosidade com ondas T-S pré-existentes na camada limite de modo a afetar o ponto de transição. Este fenômeno foi apenas superficialmente abordado na literatura, e se constitui um cenário diferente dos cenários típicos dos estudos já realizados acerca da influência da rugosidade na transição. A abordagem do presente trabalho se aproxima do caso real, onde ondas de instabilidade já existem no escoamento. Para o estudo do fenômeno no regime intermediário é conveniente realizar a excitação artificial das ondas de instabilidade para se observar mais claramente os efeitos da rugosidade sobre as ondas de instabilidade do escoamento. O presente trabalho se constituiu como um passo adicional para auxiliar no entendimento do problema da transição devido a rugosidades elevadas, o qual ainda permanece em aberto.

## 6.1 Conclusões

No presente trabalho, realizaram-se experimentos e elaborou-se um modelo para a interação entre ondas Tollmien-Schlichting (T-S), já existentes no escoamento, e uma rugosidade tridimensional isolada. O modelo proposto foi o de que neste cenário o efeito predominante de rugosidades pequenas e medianas, em relação à espessura de deslocamento da camada limite, é a indução de sementes de tridimensionalidade para a instabilidade secundária do escoamento. Para a validação do modelo proposto utilizou-se uma abordagem experimental e posteriormente realizou-se uma comparação com resultados da teoria fracamente não linear, obtidos através da solução numérica das equações de estabilidade parabolizadas (código PSE).

Nos ensaios experimentais utilizou-se um gerador de ondas T-S para excitar artificialmente essas ondas 2-D na camada limite do modelo. A rugosidade utilizada foi do tipo cilíndrica. Nos experimentos oscilou-se essa rugosidade com uma frequência muito menor que a frequência das ondas T-S estudadas. Testes indicaram que, nesta circunstância, a rugosidade agiu como uma perturbação estacionária e, assim, obteve-se resultados para rugosidades estacionárias com diferentes alturas. Foi estudada a evolução das ondas de instabilidade na esteira da rugosidade em 5 diferentes condições, onde foram variados a amplitude inicial das ondas T-S, a frequência

daessas ondas e o diâmetro da rugosidade.

A análise preliminar dos resultados mostrou que as flutuações de velocidade mais significativas do escoamento ocorreram nos modos fundamentais. Não houve quantidade de energia significativa nos modos sub-harmônicos e nos modos harmônicos. Esta constatação está de acordo com o modelo proposto e deu suporte para que os resultados experimentais pudessem ser comparados com a teoria de instabilidade secundária de camada limite, em particular o regime do tipo K.

Os resultados mostraram ainda que a estrutura formada na esteira da rugosidade dependeu da amplitude inicial das ondas T-S 2-D. Só esse resultado já comprovou de forma qualitativa o modelo proposto no presente projeto. No entanto, foram realizados testes para comprovar de forma quantitativa o modelo. A comparação entre o experimento e a teoria de instabilidade secundária da camada limite forneceu resultados quantitativos que permitiram validar o modelo proposto. Os resultados teóricos foram obtidos a partir da solução das equações de estabilidade parabolizadas (PSE). Para estas simulações foi utilizado um espectro transversal plano baseado na hipótese de que a rugosidade induz uma perturbação localizada na direção transversal. A evolução dos espectros 3-D experimentais e teóricos apresentou uma boa correlação, principalmente nos casos com rugosidades menores do que 20% de  $\delta^*$  e nas estações mais afastadas da rugosidade. O fato da teoria e experimento terem apresentado uma melhor concordância nas últimas estações de medição era esperado de acordo com o modelo proposto. A instabilidade secundária constitui um filtro que seleciona uma banda específica de números de onda transversal. Nas estações mais afastadas da rugosidade, a atuação do filtro era mais perceptível pelo fato desse filtro estar presente desde as estações mais próximas da rugosidade. Isso sugere que nestas condições os detalhes da geometria da rugosidade foram irrelevantes ao processo. Para alturas maiores de rugosidade esse pareceu não ser o caso, possivelmente devido ao fato de que o filtro da instabilidade secundária foi menos eficiente. Com base nesses resultados foi possível concluir que na faixa de parâmetros analisada a instabilidade secundária foi o principal efeito causado por rugosidades pequenas e medianas ( $\leq 20\%\delta^*$ ).

A boa concordância dos resultados experimentais com o modelo proposto permitiu que fosse estimado o ponto de origem das ondas 3-D que atuaram na ressonância fundamental. Este resultado é confirmado pelo fato de que, no campo próximo da rugosidade, as ondas de instabilidade apresentaram um comportamento diferente do observado nas demais estações de medição. Sendo assim, a geração de perturbações significativas parecem ocorrer na esteira a jusante da rugosidade e não no local da rugosidade.

Com a validação do modelo proposto foi possível fazer um cálculo reverso para se encontrar a amplitude inicial das perturbações geradas pela rugosidade. Desse modo, obteve-se uma curva de variação da amplitude inicial dos modos oblíquos com a altura da rugosidade (figura 5.7). Essa curva mostrou uma variação linear para pequenas alturas de rugosidade. Um regime linear semelhante também foi observado no trabalho de Saric et al. (1991) sobre a receptividade a ondas acústicas de rugosidades bidimensionais. A figura (5.7) mostra também que a amplitude inicial relativa dos modos 3-D ( $A_{3D}/A_0$ ) é independente da amplitude das ondas T-S na posição da rugosidade, mas depende da frequência dessas ondas. Para elevadas rugosidades, a dependência da amplitude inicial dos modos 3-D com a altura da rugosidade não pôde ser determinada com confiabilidade.

Realizou-se também uma análise do processo de origem dos modos 3-D. Foram formuladas duas conjecturas para explicar a geração de modos 3-D na esteira da rugosidade. Uma das conjecturas era baseada na geração de modos 3-D através da variação da taxa de amplificação das ondas de instabilidade, devido a alterações do número de Reynolds ao longo da direção transversal. Na faixa de parâmetros do presente estudo, essa conjectura provou ser falha quando aplicada aos resultados experimentais. A conjectura de que a distorção do perfil do escoamento base foi a responsável pela geração de modos 3-D na esteira da rugosidade pareceu ser mais plausível.

Nos casos com rugosidades elevadas ( $h/\delta^* \approx 30\%$ ) e alta amplitude inicial das ondas T-S, houve um crescimento de perturbações com números de onda transversal elevados e não previstos pela teoria. O desvio entre teoria e experimento naqueles casos foi atribuído a um

aumento da amplitude das ondas 2-D ou não-obliquas. A análise da instabilidade secundária mostra que um pequeno aumento na amplitude das ondas 2-D induz um grande aumento na banda de modos 3-D instáveis à instabilidade secundária. Esse aumento na amplitude das ondas de instabilidade não-obliquas não é observado no modelo teórico devido a restrições do código numérico empregado. Isso se deve ao fato de que o cálculo teórico se torna mais difícil de ser estabelecido nos casos onde ocorre o aumento localizado na direção transversal da amplitude das ondas 2-D. De fato, o aumento das ondas 2-D pode ocorrer devido à distorção do escoamento médio ou devido à realimentação causada pela ressonância com os modos 3-D fundamentais. Os perfis de amplitude das ondas de instabilidade medidos na estação mais afastada da rugosidade sugerem um aumento de amplitude dos modos 2-D. Sendo assim, estima-se que a instabilidade secundária ainda seja o efeito predominante que a rugosidade induz no escoamento, mesmo no regime com elevadas alturas de rugosidade.

De acordo com os resultados experimentais, o diâmetro da rugosidade pareceu exercer uma grande influência, tanto na distorção do escoamento médio quanto na evolução das ondas T-S. Os resultados obtidos com a rugosidade de maior diâmetro sugerem que houve uma maior distorção no escoamento base e um aumento na amplitude das ondas T-S oblíquas. No entanto, devido a restrições no tempo disponível para a realização de uma varredura mais detalhada desse parâmetro não foi possível obter outras conclusões sobre o efeito do diâmetro da rugosidade no fenômeno.

Enfim, o presente trabalho mostra que neste cenário a rugosidade isolada pode levar a antecipação da transição da camada limite. Uma situação típica seria o caso em que a amplitude das perturbações envolvidas permitissem que o fenômeno se tornasse auto-sustentável. Do ponto de vista da engenharia, isso implica que no cenário do presente estudo não se aplica o conceito amplamente difundido de que existe uma altura de rugosidade crítica a partir da qual a transição passa a ser afetada pela rugosidade. De acordo com os resultados apresentados no presente trabalho, a altura de rugosidade que não afeta a transição do escoamento é uma variável que depende também da amplitude e frequência das ondas de instabilidade presentes

no escoamento. Assim, devido à amplificação espacial das ondas T-S, as alturas de rugosidade relativa ao tamanho da camada limite que não causam alteração da transição do escoamento devem ser menores quanto mais se afasta do bordo de ataque de corpos aerodinâmicos. Isto porque à medida que se afasta do bordo de ataque dos corpos aerodinâmicos, a tendência é que a amplitude das ondas de instabilidade se tornem maiores.

## 6.2 Sugestões para trabalhos futuros

O presente estudo revelou alguns aspectos acerca da influência de rugosidades tridimensionais na evolução de ondas de instabilidade em uma camada limite laminar sem gradiente de pressão. No entanto ainda existem vários aspectos do problema que não são bem compreendidos. O presente trabalho teve um caráter exploratório do problema, pois necessitou-se realizar uma varredura considerável de diferentes alturas de rugosidade, uma vez que não se dispunha de uma base de dados na bibliografia para dar suporte ao planejamento do experimento. Tendo em vista essas considerações as sugestões para trabalhos futuros são as seguintes:

1. Realizar uma varredura mais ampla de alguns parâmetros que não foram analisados em detalhe no presente projeto. Dentre esses parâmetros os que se mostraram mais relevantes ao problema foram a amplitude das ondas de instabilidade e o diâmetro da rugosidade. Entretanto, existem outros parâmetros que também merecem ser analisados em detalhe, tais como o número de Reynolds baseado na espessura da camada limite no local da rugosidade, a geometria da rugosidade e a frequência das ondas de instabilidade. Todos esses parâmetros, com exceção da geometria da rugosidade, podem ser analisados com um aparato experimental semelhante ao utilizado no presente trabalho. A disponibilidade de utilização dos equipamentos é que deverá regular o nível de detalhe dos experimentos. Isso porque este tipo de experimento é extremamente demorado e a amplitude das perturbações envolvidas são muito pequenas. Essa última característica aumenta ainda mais o tempo total do experimento pois assim torna-se necessário o aumento do número de amostras para redução do desvio padrão dos dados.

2. Efetuar simulações numéricas de casos específicos abordados no presente trabalho para se obter resultados menos ruidosos e que permitam analisar todo o campo de velocidades do escoamento, incluindo as 3 componentes de velocidade e a vorticidade.
3. Utilizar os resultados obtidos para rugosidades pequenas e medianas como base para o estudo da transição induzida por rugosidades muito elevadas ( $h/\delta^* \geq 60\%$ ). No caso de estudos experimentais sugere-se a utilização de rugosidades não-oscilantes pois nesse regime a amplitude das perturbações é extremamente sensível a variação da altura da rugosidade. Sendo assim o tempo do experimento deverá aumentar significativamente caso se opte por utilizar rugosidades oscilantes. Além disso, nos estágios altamente não lineares os eventos podem não ocorrer em instantes de tempos bem definidos. Com isso a técnica de média de eventos não poderia ser aplicada, o que dificultaria bastante a análise dos dados.
4. Estudar o problema da rugosidade levando-se em consideração o efeito do gradiente de pressão. Sabe-se que o gradiente de pressão exerce forte influência na taxa de crescimento e decaimento das ondas de instabilidade. No entanto ainda não é claro qual influência do gradiente de pressão sobre a interação entre as ondas de instabilidade e uma rugosidade tridimensional. O estudo experimental da influência deste parâmetro poderia ser realizado com um aparato experimental semelhante ao utilizado no presente trabalho. Para isso seria necessário somente realizar uma mudança no ângulo de ataque do aerofólio, de modo a se obter uma região de gradiente de pressão aproximadamente constante. Ainda assim seria necessário verificar se com o aerofólio utilizado no presente trabalho as condições do experimento seriam satisfeitas. Para as comparações teóricas seria necessário utilizar um código do tipo PSE que levasse em consideração o gradiente de pressão.
5. Estudar o problema no regime compressível. O efeito da rugosidade na transição do escoamento compressível aparentemente ainda não foi considerado para um cenário semelhante ao estudado no presente trabalho. Essa abordagem se aproxima mais dos casos práticos de aeronaves que geralmente operam em regime alto-subsonico ou superior.

6. Analisar o problema da transição induzida por rugosidades distribuídas é também um desdobramento possível do presente trabalho. Possivelmente o modelo teórico desenvolvido no presente trabalho pode ser adaptado também ao problema de rugosidades distribuídas.



## Capítulo 7

# Anexo A - Incerteza associada ao enjanelamento do sinal

Observou-se nos resultados experimentais que a sensibilidade das ondas T-S à variação de altura da rugosidade foi maior para rugosidades mais altas. Com isso a resposta dessas ondas não foi a mesma para todas as alturas de rugosidade estudadas. Sendo assim, resolveu-se calcular o desvio padrão para cada enjanelamento realizado sobre os eventos médios coletados. Isso foi feito para que se obtivesse uma estimativa do erro associado ao tamanho das janelas de dados. Desse modo, foi possível escolher o tamanho de janela que forneceu a menor incerteza nos resultados. O procedimento adotado para otimização do tamanho das janelas foi descrito no capítulo 4. Buscou-se nesse anexo somente quantificar os valores de desvio padrão obtidos no domínio de medição. Os valores foram estimados à partir da equação:

$$STD = \left[ \sum_1^n \sqrt{(u'(n) - u_{ref}(n))^2} \right] \frac{1}{n}, \quad (7.1)$$

onde  $n$  é o número de amostras dentro de cada janela,  $u'$  é a flutuação de velocidade e  $u_{ref}$  é a flutuação de velocidade na frequência do modo excitado artificialmente.

O desvio calculado para os dados experimentais obtidos sob as condições do caso 1 ( $A_0 = 0.75\%U_0$  e  $F=120E-06$ ). Na figura 7.1, a incerteza de cada altura de rugosidade foi calculada em relação à

máxima amplitude observada ao longo da direção transversal. O caso da amplitude da onda T-S igual a 0.45% de  $U_0$  é mostrado na figura 7.2. Em ambos os casos os valores máximos de desvio padrão foram observados na posição mais afastada da rugosidade. Nessa estação de medição o valor do desvio padrão relativo atingiu um nível máximo de 10%, na posição central. Um padrão observado nas figuras foi o aumento do desvio padrão tanto para rugosidades pequenas e quanto para rugosidades altas. No caso de rugosidades pequenas, julga-se que o aumento da incerteza esteja ligado à imprecisão no ajuste da altura da rugosidade. Isso porque o erro de ajuste da altura é praticamente constante no domínio utilizado e, assim, o erro relativo é maior para rugosidades menores. Já no caso de rugosidades altas, o aumento da incerteza provavelmente está relacionado ao aumento da sensibilidade do sinal à altura da rugosidade. Além disso, no caso de amplitudes mais altas de ondas T-S, uma parcela do desvio deve estar associada aos efeitos altamente não lineares induzidos pela rugosidade os quais antecedem à turbulência e são pouco repetitivos.

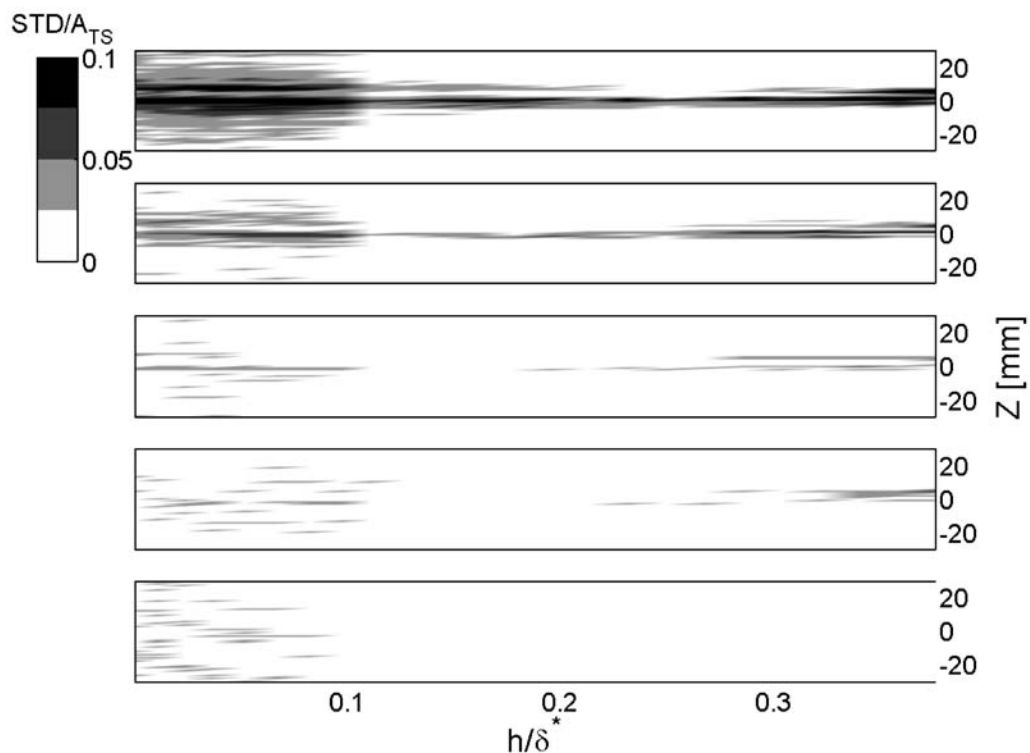


Figura 7.1: Desvio dentro de cada janela.  $\Delta X$  de baixo pra cima = 25, 45, 65, 85 e 105mm. Condições do experimento: Caso 1.

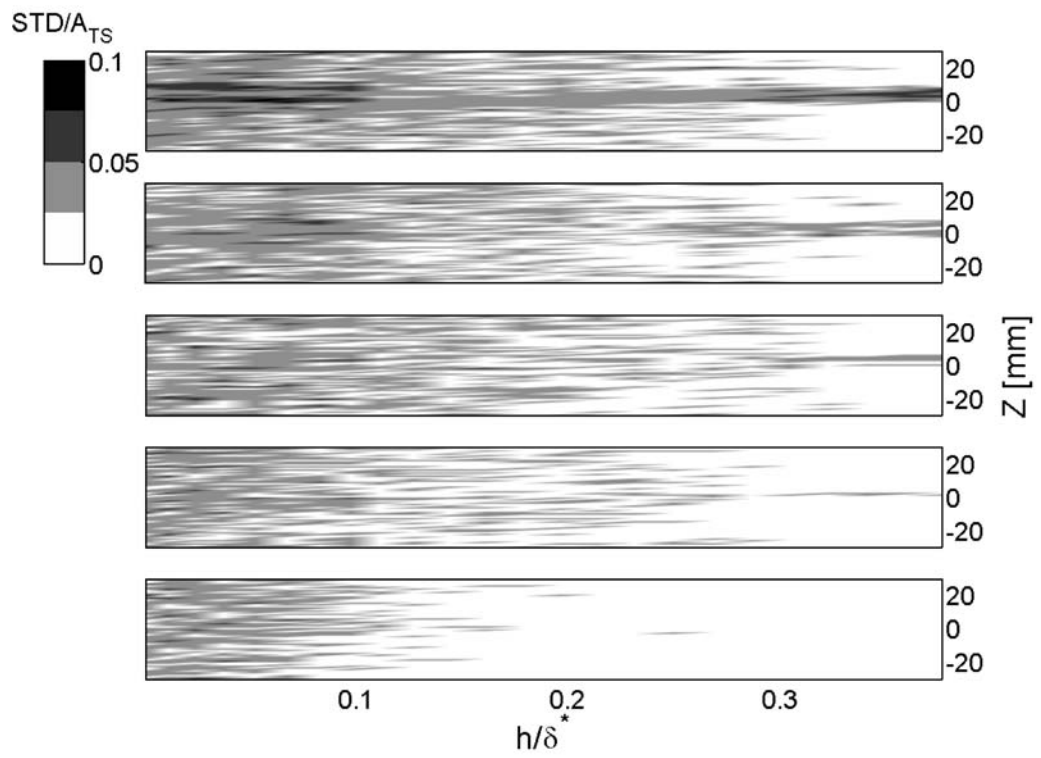


Figura 7.2: Desvio dentro de cada janela.  $\Delta X$  de baixo pra cima = 25, 45, 65, 85 e 105mm. Condições do experimento: Caso 2.

## Capítulo 8

# Anexo B - Coeficientes das Equações de Estabilidade Parabolizadas

Na seção 3.3 pode-se encontrar uma breve descrição da formulação do código PSE que foi utilizado no presente trabalho. Neste anexo foram transcritas do trabalho Mendonca (1997) as matrizes dos coeficientes das equações 3.3 e 3.6.

As matrizes dos coeficientes da equação 3.3 são:

$$A = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad B_1 = \begin{bmatrix} U & 0 & 0 & 1 \\ 0 & U & 0 & 0 \\ 0 & 0 & U & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad C_1 = \begin{bmatrix} V & 0 & 0 & 0 \\ 0 & V & 0 & 1 \\ 0 & 0 & V & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix},$$

$$D_1 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad E = \frac{-1}{Re} A, \quad F_1 = \begin{bmatrix} \frac{\partial U}{\partial x} & \frac{\partial U}{\partial y} & 0 & 1 \\ \frac{\partial V}{\partial x} & \frac{\partial V}{\partial y} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix},$$

$$B_2 = u'A, \quad C_2 = v'A, \quad D_2 = w'A.$$

As matrizes coeficientes da equação 3.6 são dadas por:

$$\begin{aligned} \bar{A}_{n,m} &= -in\omega A + a_{n,m}B_1 + im\beta D_1 + F_1 + \\ &\quad \left( \frac{da_{n,m}}{dx} + a_{n,m}^2 \right) E - m^2\beta^2 E, \\ \bar{B}_{n,m} &= B_1 + 2a_{n,m}E, \\ \bar{C}_{n,m} &= C_1, \\ \bar{D}_{n,m} &= \frac{1}{g^2}E. \end{aligned}$$

O termo não linear  $\bar{E}_{n,m}$  é a componente de Fourier do produto não linear, avaliado no espaço físico e transformado de volta no espaço de Fourier:

$$G = \sum_{n=-N}^N \sum_{m=-M}^M \bar{E}_{n,m} \exp[i(m\beta z - n\omega t)].$$

Esse procedimento é necessário para efetuar o balanço harmônico. O termo  $G$  é a matriz que contém os termos não lineares, dada pelo lado direito da equação 3.3.

# Referências Bibliográficas

- Bake, S., Fernholz, H. H., and Kachanov, Y. S., 2000, Resemblance of K- and N- regimes of boundary-layer transition at late stages, “European Journal of Mechanics B - Fluids”, Vol. **19**, pp. 1–22.
- Benney, D. J. and Lin, C. C., 1960, On the secondary motion induced by oscillations in a shear flow, “Physics of Fluids”, Vol. **3**, pp. 656–657.
- Bertolotti, F. P., Herbert, T., and Sparlat, P. R., 1992, Linear and nonlinear stability of the Blasius boundary layer, “Journal of Fluid Mechanics”, Vol. **242**, pp. 441–474.
- Bruun, H. H., 1995, “Hot wire anemometry - principles and signal analysis”, Oxford University Press.
- Craik, A. A. D., 1971, Nonlinear resonant instability in a boundary layer, “Journal of Fluid Mechanics”, Vol. **50**, pp. 393–413.
- Crouch, J. D., 1997, Excitation of secondary instabilities in boundary layers, “Journal of Fluid Mechanics”, Vol. **336**, pp. 245–266.
- Drela, M. and Giles, M. B., 1986, Viscous-inviscid analysis of transonic and low Reynolds number airfoils, “AIAA”, Vol. 86-1786-CP.
- Dryden, H. L., 1953, Review of published data on the effect of roughness on transition from laminar to turbulent flow, “Journal of Aeronautical Sciences”, Vol. **20**, No. 7, pp. 477–482.
- FAR, 2006, Federal Aviation Regulation - 36, Chapter, 6.

- Furuya, Y. and Miyata, M., 1972, Visual studies on the wake of a roughness element proximate to a wall, "Tokio University Research Report - Department of Mechanical Engineering", pp. 278–293.
- Gaponenko, V. R. and Kachanov, Y. S., 1994, New method of generation of controlled spectrum instability waves in the boundary layer, "7th International Conference on Methods of Aerophysical Research - ICMAR. Part 1.", pp. 90–97, Novosibirsk, Russia.
- Gaster, M., 1974, On the effects of boundary-layer growth on flow stability, "Journal of Fluid Mechanics", Vol. **66**, pp. 465–480.
- Gaster, M., Grosch, C. E., and Jackson, T. L., 1994, Velocity field created by a shallow bump in a boundary layer, "Physics of Fluids", Vol. **6**, No. 9, pp. 3079–3085.
- Gibbings, J. C., Goksel, O. T., and Hall, D. J., 1986, The influence of roughness trips upon boundary layer transition. Part2: Characteristics of single spherical trips, "Aeronautical Journal", Vol. **90**, No. 899, pp. 357–367.
- Goldstein, M. E., 1983, The evolution of Tollmien-Schlichting waves near a leading edge, "Journal of Fluid Mechanics", Vol. **127**, pp. 59–81.
- Goldstein, M. E., 1985, Scattering of sound waves into Tollmien-Schlichting waves by small streamwise variations in surface geometry, "Journal of Fluid Mechanics", Vol. **154**, pp. 509–529.
- Herbert, T., 1988, Secondary instability of boundary-layers, "Annual Review of Fluid Mechanics", Vol. **20**, pp. 487–526.
- Hunt, J. C. R., Abell, C. J., Peterka, J. A., and Woo, H., 1978, Kinematical studies of the flows around free or surface-mounted obstacles; applying topology to flow visualization, "Journal of Fluid Mechanics", Vol. **86**, pp. 179–200.
- ICAO, 2006, International Civil Aviation Organization, Chapter, 4.

- Kachanov, Y. S., 1994, Physical mechanisms of laminar-boundary-layer transition, "Annual Review of Fluid Mechanics", Vol. **26**, pp. 411–482.
- Kachanov, Y. S. and Levchenko, V. Y., 1984, Resonant interaction of disturbances at laminar-turbulent transition in a boundary layer, "Journal of Fluid Mechanics", Vol. **138**, pp. 209–247.
- Klebanoff, P. S., Cleveland, W. G., and Tidstrom, K. D., 1992, On the evolution of a turbulent boundary layer induced by a three-dimensional roughness element, "Journal of Fluid Mechanics", Vol. **237**, pp. 101–187.
- Klebanoff, P. S., Schubauer, G. B., and Tidstrom, K. D., 1954, Measurements of the effect of two-dimensional and three-dimensional roughness elements on boundary-layer transition, "Journal of Aeronautical Sciences", Vol. **21**, No. 1, pp. 62–65.
- Klebanoff, P. S. and Tidstrom, K. D., 1972, Mechanism by which a two-dimensional roughness element induces boundary-layer transition, "Physics of Fluids", Vol. **15**, No. 17, pp. 1173–1188.
- Klebanoff, P. S., Tidstrom, K. D., and Sargent, L. M., 1962, The three-dimensional nature of boundary-layer instability, "Journal of Fluid Mechanics", Vol. **12**, pp. 1–34.
- Knapp, C. F. and Roache, P. J., 1968, A combined visual and hot-wire anemometer investigation of boundary-layer transition, "AIAA Journal", Vol. **6**, pp. 29–36.
- Kundu, A. K., Raghunathan, S., and Cooper, R. K., 2000, Effect of aircraft surface smoothness requirements on cost, "The Aeronautical Journal", Vol. **104**, No. 1039, pp. 415–420.
- Legendre, R. and Werlé, H., 2001, Toward elucidation of three-dimensional separation, "Annual Review of Fluid Mechanics", Vol. **33**, pp. 129–154.
- Mack, L., 1985, "Boundary-layer stability theory- Special course on stability and transition of laminar flow, Technical Report 709, AGARD.



- Medeiros, M. A. F., 2004, The nonlinear evolution of a wavetrain emanating from a point source in a boundary layer, “Journal of Fluid Mechanics”, Vol. **508**, pp. 287–317.
- Mendonca, M. T., 1997, “Numerical analysis of Görtler vortices Tollmien–Schlichting waves interaction with a spatial nonparallel model”, PhD thesis, The PennState University, U.S.
- Monro, D. M. and Branch, J. L., 1977, The Chirp discrete Fourier transform of general length, “Applied Statistics”, Vol. **26**, No. 3, pp. 351–361.
- Morkovin, M. V., 1969, “Viscous drag reduction”, C.S. Wells.
- Morkovin, M. V., Reshotko, E., and Herbert, T., 1994, Transition in open flow systems—a re-assessment, “Bulletin of American Physical Society”, Vol. **39**, pp. 1882.
- Perry, A. E., 1982, “Hot wire anemometry”, Oxford University Press.
- Reed, H. L. and Saric, W. S., 1989, Stability of three-dimensional boundary layers, “Annual Review of Fluid Mechanics”, Vol. **21**, pp. 235–284.
- Reneaux, J., 2004, Overview on drag reduction technologies for civil transport aircraft, “European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering - ECCOMAS”, Jyväskylä, Finland.
- Reshotko, E., 1976, Boundary-layer instability and transition, “Annual Review of Fluid Mechanics”, Vol. **8**, pp. 311–349.
- Saric, W. S., Hoos, J. A., and Radeztsky, R. H., 1991, Boundary layer receptivity to sound with roughness, “Ver Saric, Reed and Kerschen 2002”.
- Saric, W. S. and Nayfeh, A. H., 1977, Non-parallel stability of boundary-layers with pressure gradients and suction, “AGARD-CP-224 –AGARD Symp. Laminar-Turbulent Transition”, Copenhagen.
- Saric, W. S., Reed, H. L., and Kerschen, E. J., 2002, Boundary-layer receptivity to freestream disturbances, “Annual Review of Fluid Mechanics”, Vol. **34**, pp. 291–319.

- Saric, W. S. and Thomas, A. S. W., 1984, Experiments on the subharmonic route to turbulence in boundary layers, “Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids”, Amsterdam. Ed. T. Tatsumi.
- Schlichting, H., 1933, Berechnung der anfachung kleiner störungen bei der plattenströmung, “ZAMM”, Vol. **13**, pp. 171–174.
- Schlichting, H., 1979, “Boundary layer theory”, McGraw Hill, 7<sup>th</sup> edition.
- Schubauer, G. B. and Skramstad, H. K., 1947, Laminar boundary-layer oscillations and stability of laminar flow, “Journal Of the Aeronautical Sciences”, Vol. **14**, No. 2, pp. 69–78.
- Sedney, R., 1973, A survey of the effetes of small protuberances on boundary-layer flows, “AIAA Journal”, Vol. **11**, No. 6, pp. 782–792.
- Squire, H. B., 1933, On the Stability for Three-Dimensional Disturbances of Viscous Fluid Flow between Parallel Walls, “Proceedings of the Royal Society of London. Series A.”, Vol. **142**, No. 847, pp. 621–628.
- Stuart, J. T., 1960, On the nonlinear mechanisms of wave disturbance in stable and unstable parallel flows, “Journal of Fluid Mechanics”, Vol. **9**, pp. 1–21.
- Tadjfar, M. and Bodonyi, R. J., 1992, Receptivity of a laminar boundary layer to the interaction of a three-dimensional roughness element with time-harmonic free-stream disturbances, “Journal of Fluid Mechanics”, Vol. **242**, pp. 701–720.
- Tani, I., 1961, Effect of two-dimensional and isolated roughness on laminar flow, “Boundary Layer and Flow Control–Pergamon Press”, Vol. **2**, pp. 637–656.
- Tani, I. and Hama, R., 1940, On the permissible roughness in the laminar boundary layer, “Rep. Aeronautical Research Inst. of Tokyo Imperial University”, Vol. **199**, pp. 419–429.
- Tobak, M. and Peake, D. J., 1982, Topology of three-dimensional separated flows, “Annual Review of Fluid Mechanics”, Vol. **14**, pp. 61–85.

- Tollmien, W., 1929, Über die entstehung der turbulenz, Technical Report 609, Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, English Translation NACA TM 1931.
- Wang, Y. X., 2004, “Instability and transition of boundary layer flows disturbed by steps and bumps”, PhD thesis, Queen Mary College, University of London, U.K.
- Wörner, A., 2003, “Numerische Untersuchung zum Entstehungsprozess von Grenzschichtstörungen durch die Interaktion von Schallwellen mit Oberflächenrauigkeiten”, PhD thesis, Universität Stuttgart, Stuttgart, Deutschland.
- Wortmann, F. X. and Althaus, D., 1964, Der Laminarwindkanal des Instituts für Aerodynamik und Gasdynamik der Technischen Hochschule Stuttgart, “Z. Flugwiss”, Vol. **12**, No. 4.
- Würz, W., 1995, Hitzdrahtmessungen zum laminar-turbulenten Strömungsumschlag in anliegenden Grenzschichten und Ablöseblasen sowie Vergleich mit der linearen Stabilitätstheorie und empirischen Umschlagskriterien, Master’s thesis, Universität Stuttgart, Stuttgart, Deutschland.
- Würz, W., Herr, S., Wörner, A., Rist, U., Wagner, S., and Kachanov, Y. S., 2003, Three-dimensional acoustic-receptivity of a boundary layer on an airfoil: experiments and direct numerical simulations, “Journal of Fluid Mechanics”, Vol. **478**, pp. 135–163.
- Würz, W., Sartorius, D., Wagner, S., Borodulin, V. I., and Kachanov, Y. S., 2004, Experimental study of weakly nonlinear interactions of instability waves in a non self-similar boundary layer on an airfoil - Part I: Base flow and initially tuned resonances, “12th International Conference on Methods of Aerophysical Research - ICMAR2004”, Novosibirsk.