

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA MECÂNICA

Igor Albuquerque Maia

**Caracterização Experimental do Efeito de um Bocal com
Chevron sobre o Campo Turbulento de um Jato
Subsônico**

Florianópolis

2015

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA MECÂNICA**

Igor Albuquerque Maia

**CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL DO EFEITO DE UM
BOCAL COM *CHEVRON* SOBRE O CAMPO TURBULENTO DE
UM JATO SUBSÔNICO**

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina para a obtenção do grau de Mestre em Engenharia Mecânica.

Orientador:

Prof. Ph. D. César José Deschamps

Co-orientador:

Prof. Ph. D. Juan Pablo de Lima Costa
Salazar

Florianópolis

2015

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor,
através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Universitária da UFSC.

Maia, Igor

Caracterização Experimental do Efeito de um Bocal com
Chevron sobre o Campo Turbulento de um Jato Subsônico /
Igor Maia ; orientador, César José Deschamps ;
coorientador, Juan Pablo de Lima Costa Salazar. -
Florianópolis, SC, 2015.
155 p.

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Santa
Catarina, Centro Tecnológico. Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Mecânica.

Inclui referências

1. Engenharia Mecânica. 2. Jato Turbulento. 3.
Aeroacústica. 4. Chevron. I. Deschamps, César José . II.
de Lima Costa Salazar, Juan Pablo. III. Universidade
Federal de Santa Catarina. Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Mecânica. IV. Título.

Igor Albuquerque Maia

**CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL DO EFEITO DE UM
BOCAL COM *CHEVRON* SOBRE O CAMPO TURBULENTO DE
UM JATO SUBSÔNICO**

Esta Dissertação foi julgada adequada para obtenção do Título de Mestre em Engenharia Mecânica e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 18 de junho de 2015.

Armando Albertazzi Gonçalves Jr., Dr. Eng.
Coordenador do Curso

César José Deschamps, Ph. D.
Orientador

Juan Pablo de Lima Costa Salazar, Ph. D.
Co-orientador

Banca Examinadora:

César José Deschamps, Ph. D.
Orientador

André Valdetaro Gomes Cavaliere, Dr. Eng.

Júlio Apolinário Cordioli, Dr. Eng.

Andrey Ricardo da Silva, Ph. D.

*Aos meus pais, Elizabeth e Osvaldo, por seu amor,
apoio e exemplo de gana para vencer na vida.*

Agradecimentos

À minha família, meus pais Osvaldo e Elizabeth e meu irmão Tiago, pelo apoio e incentivo incondicionais e por sempre me guiarem pelo melhor caminho, mesmo que este não fosse o mais fácil. Eles têm tanto mérito quanto eu na realização deste trabalho.

À minha namorada, Tuane, pelo amor, companheirismo e suporte emocional que foram fundamentais para mim durante o mestrado.

Ao meu avô materno, José Isaú, que sempre foi um grande incentivador da minha carreira profissional e uma das pessoas que mais me transmitiu ensinamentos para a vida.

Aos meus orientadores, César Deschamps e Juan Pablo Salazar, pela confiança e incentivo depositados em mim para a realização do trabalho e pela oportunidade de trabalhar nesta área extremamente motivadora.

Aos meus amigos Henrique, Silvinha e Camilo, que fizeram eu me sentir em casa em Florianópolis, mesmo estando a milhares de quilômetros de distância da minha família. Ao Marcus Vinicius, pela amizade e por sempre me receber bem em sua casa. À D. Eli, por ter sido sempre atenciosa e preocupada com meu bem-estar. Aos colegas do POLO com quem eu compartilhava a hora sagrada do café. Aos colegas Filipe Dutra e Francisco Lajús pelas discussões sobre aeroacústica e dicas que contribuíram para a execução deste trabalho. Ao Paulo Trevizoli pela ajuda com o processamento dos

resultados.

A todos os funcionários do POLO, principalmente ao Fabiano Vambömmel e ao Ricardo Helmann, pelas contribuições diretas à realização deste trabalho. Aos bolsistas Alân Nicocelli, Daniel da Silva e Gabriel Antonio, pela ajuda nos experimentos, processamento de resultados e desenhos da bancada.

Ao CNPQ, pelo apoio financeiro.

*"A mente que se abre para uma ideia nova jamais
voltará ao seu tamanho original."*

Albert Einstein

Resumo

O jato turbulento na exaustão de motores é uma das principais fontes de ruído em aviões. Este é um tema de pesquisa em aeroacústica em que os mecanismos de geração de ruído não são completamente compreendidos. Alguns dispositivos de redução de ruído têm sido propostos e aplicados em motores de aviões, tais como *tabs* e *chevrons*. O presente trabalho se concentra na análise comparativa entre os escoamentos turbulentos de jatos subsônicos gerados por bocais com e sem *chevrons*, através da técnica de anemometria de fio quente. O principal objetivo foi compreender o efeito do *chevron* no campo de escoamento do jato e os mecanismos de redução de ruído atribuídos a estes bocais. Os resultados mostraram um aumento da intensidade turbulenta axial na região inicial do jato ($x/D < 2$) com *chevrons* e uma diminuição desses níveis na região subsequente. O bocal com *chevrons* também provocou um maior espalhamento do jato e uma camada cisalhante mais espessa. Os espectros de potência da turbulência evidenciaram a existência de estruturas coerentes no jato, indicando que os *chevrons* afetam os níveis de energia dessas estruturas, principalmente para número de Strouhal igual a 0,3.

Palavras-chave: Jato, *Chevron*, Campo Turbulento.

Abstract

The turbulent jet issuing from engine exhaustion is one of the main sources of noise in an aircraft. This is a topic in the research field of aeroacoustics in which the sound generation mechanisms are not yet fully understood. However, some noise reduction devices have been developed and applied in aircrafts, such as tabs and chevrons. The present work addresses a comparison between the flow fields generated by nozzles with and without chevrons through hot-wire anemometry. The main goal was to understand the chevron effect on the flow field and the noise reduction mechanisms attributed to such nozzles. The results have shown an increase in axial turbulent intensity generated by the chevron in the initial region of the jet ($x/D < 2$) and a decrease in turbulent intensity levels in the subsequent region. The chevron nozzle also increased the spreading of the jet and generated a thicker shear layer. The power spectral density showed the existence of coherent structures in the jet and the chevron was found to affect the energy peaks associated to these structures, specially at Strouhal number 0.3.

Keywords: Jet, Chevron Nozzle, Turbulent Field.

Sumário

Lista de Figuras	26
Lista de Tabelas	27
Nomenclatura	29
1 Introdução	35
1.1 Fontes de ruído em aeronaves	38
1.2 Tecnologias de redução de ruído de jato	41
1.3 Motivação e objetivos gerais.....	44
1.4 Estrutura da dissertação	45
2 Revisão Bibliográfica	47
2.1 Bocal sem <i>chevron</i>	47
2.1.1 Fluidodinâmica de jatos subsônicos	47
2.1.2 Pacotes de onda	54
2.1.3 Aeroacústica de jatos subsônicos	58
2.2 Bocal com <i>chevron</i>	62
2.3 Síntese e objetivos específicos	71
3 Bancada e Procedimento Experimental	73
3.1 Bancada de Testes	73
3.2 Instrumentação.....	74
3.2.1 Medição de Vazão	76
3.3 Sistema de medição de velocidade	77
3.4 Bocais	81
3.5 Procedimento experimental	81

3.5.1	Preparação do anemômetro no <i>Stream Ware</i>	82
3.5.2	Controle das condições de teste	86
3.6	Análise de incertezas	87
3.6.1	Calibração do equipamento	88
3.6.2	Placa de conversão digital	88
3.6.3	Variações de temperatura	89
3.6.4	Variações na pressão ambiente	89
3.6.5	Alinhamento do sensor	90
3.6.6	Incerteza expandida	90
4	Resultados	93
4.1	Condições Iniciais	94
4.2	Validação da Bancada	100
4.3	Comparação entre os bocais SMC000 e SMC006	104
4.3.1	Plano Axial	105
4.3.2	Perfis Radiais	112
4.3.3	Espectros de Potência	119
5	Conclusões	127
5.1	Validação da Bancada	127
5.2	Comparação entre os bocais SMC000 e SMC006	128
5.3	Sugestões para trabalhos futuros	130
	Apêndices	141
A	Erro nas estimativas de velocidade e vazão	143
B	Análise de frequências de aquisição e tempo de amostragem	145
C	Comparação dos perfis de velocidade e intensidade turbulenta axial obtidos com as sondas 55P11 e 55P61	147
D	Teorema de Parseval	151

E	Ruído eletrônico no espectro de energia	153
F	Determinação do centro do jato	155

Lista de Figuras

1.1	Estimativas de crescimento do tráfego aéreo. Adaptado de Lee [1].	36
1.2	Evolução histórica dos níveis de ruído de aeronaves. ICAO [2].	37
1.3	Principais fontes de ruído em aeronaves.	38
1.4	Contribuições das fontes de ruído durante decolagem e pouso. [2].	39
1.5	Fontes de ruído em um motor <i>turbofan</i> moderno e característica de cada fonte. Adaptado de Lawrence [3].	40
1.6	Dispositivos primitivos de redução de ruído. Reproduzido de Rol [4].	42
1.7	<i>Tabs</i> e <i>Chevrans</i> aplicados a motores <i>turbofan</i> . Adaptado de Saiyed <i>et al.</i> [5].	43
1.8	Motor de aeronave comercial com <i>chevron</i> . Retirado de < http://iho.hu/hir >	44
2.1	Desenho esquemático de um jato livre gerado por um bocal de contração. Adaptado de Ball <i>et al.</i> [6].	48
2.2	Jato subsônico inicialmente laminar sofrendo transição para turbulência. Adaptado de [7].	49
2.3	Perfis de intensidade turbulenta radial adimensionalizados por δ_ω . Retirado de [8]	53
2.4	Perfis de intensidade turbulenta axial adimensionalizados pelo comprimento do núcleo potencial. Retirado de [8]	54

2.5	Visualização com fumaça de um jato subsônico. Retirado de Crow e Champagne [9].....	55
2.6	(a) Corte do campo de pressão instantâneo de um jato com $Ma = 0,4$ e $Re = 3600$ de Freund [10]. (b) Dois primeiros modos dos pacotes de onda. Retirado de Jordan e Colonius [11]	56
2.7	Comparação entre resultados de PSE para o modo $m = 0$ e resultados experimentais de flutuações de velocidade e na linha de centro de um jato com $Ma = 0,4$. Retirado de Cavalieri <i>et al.</i> [12].....	57
2.8	Comparação de espectros de pressão sonora obtidos em diferentes ângulos. Retirado de Cavalieri [13].	60
2.9	Representação dos dois mecanismos de geração de ruído supostos por Tam <i>et al.</i> [14]. Retirado de Tam <i>et al.</i> [14].	61
2.10	Estrutura azimutal do campo acústico (a) em função da frequência e do modo (b) em função do ângulo. Retirado de [11]......	62
2.11	Conjunto de bocais da série SMC. Reproduzido de Bridges e Brown [15].	63
2.12	Níveis totais de pressão sonora, $OASPL_r$, para os bocais SMC000, SMC006 e SMC007 em função do ângulo polar. Reproduzido de [15].	65
2.13	Intensidade turbulenta normalizada pela velocidade de mistura entre os escoamentos primário e secundário. Reproduzido de Callender <i>et al.</i> [16].....	65
2.14	Contornos de vorticidade axial em (a) $x/D = 1$ e (b) $x/D = 2$. Retirado de [17].....	66
2.15	Evolução da espessura camada cisalhante adimensionalizada pelo diâmetro do jato. Reproduzido de Alkislar <i>et al.</i> [17].	67

2.16	Estruturas vorticais em um jato circular (superior) e serrilhado (inferior). O número 5 indica um anel de vorticidade formado no início do jato. Vórtices emparelhados são indicados pelos números 1+2 e 3+4. Reproduzido de Violato e Scarano [18].	69
2.17	Linhas de corrente próximas à ponta da serrilha. Reproduzido de Xia <i>et al.</i> [19].	70
3.1	Representação da bancada de testes.	75
3.2	Detalhe da câmara de expansão e do retificador de fluxo.	75
3.3	Circuito elétrico de um anemômetro de temperatura constante.	78
3.4	Sondas utilizadas: (a) sonda e uma componente (b) sonda de duas componentes. Retirado de [20].	79
3.5	Esquema representativo do sistema de anemometria completo [20].	80
3.6	Ilustração da bancada completa com a travessa automática.	80
3.7	Geometria e dimensões dos bocais SMC000 (liso) e SMC006 (serrilhado).	82
3.8	Teste de onda quadrado correto. h é a amplitude da onda e Δt é o tempo que o circuito leva para que a amplitude atinja 3% do valor máximo. Retirado de [20].	83
3.9	Sistema de calibração Dantec. Adaptado de [21].	84
3.10	Exemplo de curva de calibração. Reproduzido de [21].	85
3.11	Interface do programa de controle e monitoramento do escoamento.	87
3.12	Esquema da montagem do sistema de aquisição.	88
4.1	Perfil de camada limite na saída do bocal SMC000 comparado com o perfil de Blasius e a Lei de Potência.	95
4.2	Perfis de velocidade média e intensidade turbulenta na saída do jato para camadas-limite forçada e não-forçada.	97

4.3	Perfis de velocidade média e intensidade turbulenta na linha de centro do jato para camadas-limite forçada e não-forçada.	98
4.4	Perfis de intensidade turbulenta para o jato com camada limite não forçada..	99
4.5	Perfis de velocidade média e intensidade turbulenta axial em função de η	100
4.6	Perfis de velocidade média e intensidade turbulenta axial em função de ξ	101
4.7	Comparação de perfis de intensidade turbulenta axial em $x/D=4$	102
4.8	Comparação de perfis de intensidade turbulenta axial na linha de centro do jato.	103
4.9	Matriz de pontos para varredura axial <i>chevron</i>	105
4.10	Representação da nomenclatura de pico e vale do bocal com <i>chevron</i>	106
4.11	Contornos de velocidade média no plano axial paralelo ao eixo do jato para: (a) o bocal SMC000; (b) o bocal SMC006 de pico a pico; (c) o bocal SMC006 de vale a vale.	107
4.12	Contornos de intensidade turbulenta axial no plano axial paralelo ao eixo do jato para: (a) o bocal SMC000; (b) o bocal SMC006 de pico a pico; (c) o bocal SMC006 de vale a vale.	108
4.13	Contornos de intensidade turbulenta radial no plano axial paralelo ao eixo do jato para: (a) o bocal SMC000; (b) o bocal SMC006 de pico a pico; (c) o bocal SMC006 de vale a vale.	110
4.14	Espessura da camada cisalhante ao longo do jato para os dois bocais.	111
4.15	Comparação do decaimento da velocidade na linha de centro para os dois bocais.	111

4.16	Comparação dos perfis de velocidade média(a), intensidade turbulenta axial (b), intensidade turbulenta radial (c), e componente $\bar{u}\bar{v}$ do tensor de Reynolds (d), obtidos em $x/D=0.5$	114
4.17	Comparação dos perfis de velocidade média(a), intensidade turbulenta axial (b), intensidade turbulenta radial (c), e componente $\bar{u}\bar{v}$ do tensor de Reynolds (d), obtidos em $x/D=1$	115
4.18	Comparação dos perfis de velocidade média(a), intensidade turbulenta axial (b), intensidade turbulenta radial (c), e componente $\bar{u}\bar{v}$ do tensor de Reynolds (d), obtidos em $x/D=4$	116
4.19	Comparação dos perfis de velocidade média(a), intensidade turbulenta axial (b), intensidade turbulenta radial (c), e componente $\bar{u}\bar{v}$ do tensor de Reynolds (d), obtidos em $x/D=7$	117
4.20	Espectros de energia em $x/D=2$	120
4.21	Espectros de energia em $x/D=3$	121
4.22	Espectros de energia em $x/D=5$	121
4.23	Comparação da PSD obtida para os dois bocais na linha de centro do jato. As subfiguras (a)-(l) referem-se respectivamente a números de Strouhal variando entre 0,1 e 1,2 com incremento de 0,1.	125
A.1	Erro relativo entre a velocidade medida pelo anemômetro e estimada através da relação isentrópica em função de Ma	143
B.1	Análise da frequência e tempo de medição necessários. (a), (c) e (e) representam velocidade média em $x/D = 0.5$, $x/D = 2$ e $x/D = 6$, respectivamente. (b) (d) e (f) representam flutuação de velocidade em $x/D = 0.5$, $x/D = 2$ e $x/D = 6$, respectivamente.	146

C.-1	Comparação dos perfis de velocidade média e intensidade turbulenta axial obtidos com as sondas 55P11 e 55P61.	148
E.1	Comparação do espectro de energia original e espectro após a retirada do ruído eletrônico.	153
F.1	Perfil de velocidade usada para determinação do centro do jato.	155
F.2	Perfil de velocidade radial na posição previamente definida como centro do jato no eixo Y.	156
F.3	Perfil de velocidade radial em uma posição 1mm afastada da posição previamente definida como centro do jato no eixo Y.	157

Lista de Tabelas

3.1	Erros e fontes de incertezas associadas a medições com anemômetro de fio quente.	91
3.2	Incertezas expandidas calculadas na linha de centro e na camada cisalhante do jato para a sonda 55P11.	91
3.3	Incertezas expandidas calculadas na linha de centro e na camada cisalhante do jato para a sonda 55P61.	92
4.1	Valores da espessura da camada limite, espessura de quantidade de movimento e espessura de deslocamento para o jato com camada limite forçada	96

Nomenclatura

Símbolos Gerais

ΔP	Variações na pressão atmosférica em relação à pressão atmosférica de referência, pág. 82.
ΔT	Variações na temperatura do ar durante a aquisição em relação à temperatura de referência, pág. 82.
\bar{u}_v	Componente transversal do Tensor de Reynolds, pág. 115.
D	Diâmetro do bocal, pág. 61.
U	Velocidade média, pág. 61.
u^*	Flutuação de velocidade conjugada, pág. 115.
U_j	Velocidade do jato, pág. 115.
v'	Valor quadrático médio da flutuação de velocidade radial, pág. 115.
x	Coordenada axial do jato, pág. 61.
X_W	Comprimento do núcleo potencial definido por Witze [22], pág. 61.
a	Taxa de sobreaquecimento da sonda, pág. 82.

A/B	Constantes de ajuste do cálculo de incerteza devido a variações de temperatura, pág. 82.
a_{cal}	Constante referente ao método de calibração, pág. 82.
b_{cal}	Constante referente ao método de calibração em baixas velocidades, pág. 82.
c_0	Velocidade do som, pág. 61.
E_{AD}	Faixa de leitura da placa de aquisição, pág. 82.
m	Modo azimutal dos pacotes de onda, pág. 61.
Ma	Número de Mach acústico, pág. 61.
n	Resolução da placa de aquisição, pág. 82.
p	Pressão estática, pág. 61.
p	Pressão, pág. 82.
p'	Flutuação de pressão, pág. 61.
P_0	Pressão atmosférica de referência, pág. 82.
p_0	Pressão de estagnação, pág. 82.
R	Constante universal dos gases, pág. 82.
r	Coordenada radial do jato, pág. 61.
$r_{0.1}$	Posição radial em que a velocidade é igual à 10% da velocidade do jato, pág. 61.
$r_{0.5}$	Posição radial em que a velocidade é igual à metade da velocidade do jato, pág. 61.

$r_{0,9}$	Posição radial em que a velocidade é igual à 90% da velocidade do jato, pág. 61.
R_0	Resistência do sensor na temperatura ambiente, pág. 82.
R_w	Resistência do sensor na temperatura de operação, pág. 82.
Re	Número de Reynolds, pág. 61.
St	Número de Strouhal, pág. 115.
T	Temperatura, pág. 82.
t	Tempo, pág. 61.
T_0	Temperatura ambiente de referência, pág. 82.
T_{ij}	Tensor de Lighthill, pág. 61.
T_w	Temperatura do sensor, pág. 82.
u'	Valor quadrático médio da flutuação de velocidade axial, pág. 61.
U_∞	Velocidade de corrente livre, pág. 115.
$U_{\rho,P}$	Incerteza referente a variações na pressão atmosférica ambiente, pág. 82.
$U_{\rho,T}$	Incerteza referente a variações de densidade, pág. 82.
U_{ajuste}	Incerteza referente ao ajuste da curva de calibração, pág. 82.
U_{ali}	Incerteza devido ao alinhamento da sonda com a componente principal de velocidade, pág. 82.

U_{cal}	Incerteza referente à calibração, pág. 82.
U_{exp}	Incerteza expandida, pág. 82.
u_i	Flutuação de velocidade em notação indicial, pág. 61.
u_i	Incerteza relativa do fator i , pág. 82.
U_{res}	Incerteza referente à resolução da placa de conversão, pág. 82.
V	Velocidade do Escoamento, pág. 82.
x	Posição do observador em relação à origem do sistema de coordenadas, pág. 61.
y	Distância do observador à fonte sonora, pág. 61.

Símbolos Gregos

δ	Espessura da camada cisalhante, pág. 61.
δ^*	Espessura de deslocamento, pág. 115.
δ_2	Espessura de quantidade de movimento, pág. 61.
δ_ω	Espessura de cisalhamento, pág. 61.
δ_{ij}	Delta de Kronecker, pág. 61.
η	Variável de similaridade da região de desenvolvimento, pág. 61.
γ	Razão entre calores específicos do ar, pág. 82.
$\bar{\rho}(r)$	Densidade média na direção radial, pág. 61.
ρ	Densidade, pág. 61.

ρ_0	Densidade de corrente livre, pág. 61.
ρ_∞	Densidade ambiente, pág. 115.
ρ_j	Densidade na saída do jato, pág. 115.
σ	Tensor de tensões viscosas, pág. 61.
τ	Tempo retardado, pág. 61.
θ	Ângulo de alinhamento do sensor à componente principal de velocidade, pág. 82.
ζ	Variável de similaridade da região completamente desenvolvida, pág. 61.

Acrônimos e Abreviaturas

ACARE	<i>Advisory Council for Aeronautics Research in Europe</i> , pág. 35.
BPR	<i>Bypass Ratio</i> , pág. 35.
DFFT	Transformada de Fourier Discreta, pág. 115.
EMBRAER	Empresa Brasileira de Aeronáutica, pág. 35.
EPNdB	<i>Effective Perceived Noise in Decibels</i> , pág. 35.
FAA	<i>Federal Aviation Agency</i> , pág. 35.
FINEP	Financiador de Estudos e Projetos, pág. 35.
HWA	<i>Hot-Wire Anemometry</i> , pág. 61.
ICAO	<i>International Civil Aviation Organization</i> , pág. 35.
LDV	<i>Laser Doppler Velocimetry</i> , pág. 61.

LES	<i>Large Eddy Simulation</i> , pág. 61.
NASA	<i>National Aeronautics and Space Administration</i> , pág. 61.
OASPL	<i>Overall Sound Pressure Level</i> , pág. 61.
PIV	<i>Particle Image Velocimetry</i> , pág. 61.
PSD	<i>Power Spectral Density</i> , pág. 61.
PSE	<i>Parabolised Stability Equations</i> , pág. 61.
RANS	<i>Reynolds Averaged Equations</i> , pág. 61.
SMC	<i>Small Metal Chevron</i> , pág. 61.

1 Introdução

A aviação comercial é uma atividade em franca expansão no Brasil e em todo o mundo, e tornou-se uma das principais formas de transporte de pessoas e de cargas e uma peça-chave na estrutura de mobilidade. De acordo com Lee [1], se o crescimento do tráfego aéreo se mantiver acelerado, ele pode tornar-se responsável por dois terços do total de milhas viajadas por passageiro no ano de 2050. A Figura 1.1 apresenta estimativas de crescimento da aviação civil em comparação com o crescimento econômico mundial feitas por fabricantes de aeronaves, organizações internacionais e pesquisadores. Verifica-se que o tráfego aéreo tende a crescer a uma taxa anual média de 6 %.

Contudo, a preocupação da sociedade civil com relação aos impactos da atividade de transporte aéreo tende a crescer à medida que o setor se desenvolve, pois a expansão da aviação veio acompanhada de impactos ambientais, relacionados ao consumo de combustível, emissão de gases de efeito estufa e ruído. O ruído, particularmente, é o fator responsável pelas maiores restrições ao desenvolvimento da atividade aeroportuária [23]. Isso ocorre devido à proximidade entre aeroportos e centros urbanos, o que afeta diretamente a qualidade de vida das pessoas que habitam nestes centros e ficam expostas com frequência a níveis de ruído elevado provenientes de aeronaves. Segundo Babot *et al.* [24], o ruído causado por aeronaves é o fator que mais impacta negativamente na qualidade de vida da população que vive nas proximidades de aeroportos. Clark *et al.* [25] conduziram um estudo que associou problemas cognitivos e de desenvolvimento intelectual em crianças à exposição a níveis elevados de ruído

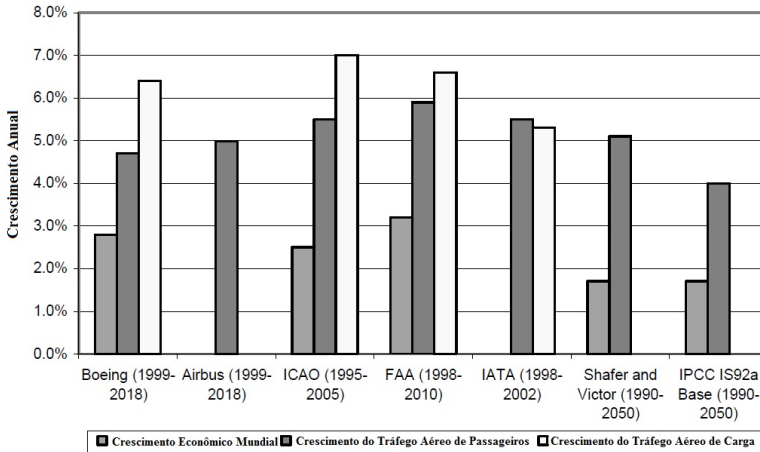


Figura 1.1.: Estimativas de crescimento do tráfego aéreo. Adaptado de Lee [1].

de aeronaves. Babisch *et al.* [26] verificaram um aumento no desconforto causado pelo ruído de aeronaves através de um estudo feito com pessoas que moravam há pelo menos cinco anos nas proximidades de seis grandes aeroportos na Europa. As primeiras ações tomadas por organizações governamentais visando o controle dos níveis de ruído de aeronaves surgiram na década de 60, após enorme pressão popular na Europa e inúmeras ações judiciais nos Estados Unidos, por meio de pressão da *Federal Aviation Agency* (FAA) sobre os fabricantes de aeronaves [27]. No entanto, o primeiro documento formal criado para certificação de novas aeronaves e regularização de aeroportos quanto ao ruído foi o *Annex 16* [28], que veio apenas em 1971, após conferência da *International Civil Aviation Organization* (ICAO). Ao longo dos anos, o *Annex 16* sofreu mudanças e atualizações para incorporar as novas tecnologias de redução de ruído que surgiram às aeronaves fabricadas e tornar os níveis máximos tolerados cada vez mais restritivos. Estas mudanças foram implementadas por meio de capítulos adicionados ao documento inicial. A Figura 1.2 mostra a evolução histórica dos níveis de ruído das aeronaves com relação

ao capítulo 4 do *Annex 16*.

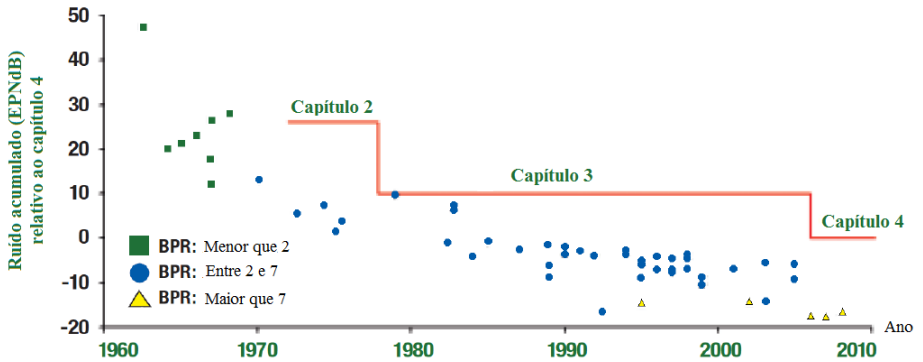


Figura 1.2.: Evolução histórica dos níveis de ruído de aeronaves. ICAO [2].

Para atender à demanda por aeronaves mais silenciosas, diversos programas de pesquisa foram lançados ao redor do mundo para estudar e propor soluções para o problema do ruído de aeronaves. Nos Estados Unidos, o programa *Quiet Aircraft Technology* visa propor soluções para ruído de fuselagem e de motor através de novos conceitos no projeto de aeronaves. Foram apresentados os conceitos N+1, N+2 e N+3, relativos a aeronaves até três gerações além do atual estado-da-arte, com destaque para o projeto *Silent Aircraft Initiative* [29]. Na Europa, outro programa de pesquisa denominado *X-Noise* está sendo fomentado pelo *Advisory Council for Aeronautics Research in Europe* (ACARE). A pesquisa concentra-se em quatro frentes: tecnologias de redução passivas; tecnologias de redução ativa; novos conceitos de arquitetura de aviões; otimização dos procedimentos de decolagem e aterrissagem. No Brasil, existe a iniciativa *Aeronave Silenciosa*, uma parceria entre EMBRAER e universidades Brasileiras. Atualmente, as instituições envolvidas são: USP de São Carlos, Universidade Federal de Santa Catarina (UFSC), e Instituto Tecnológico da Aeronáutica (ITA). O intuito deste projeto é estudar e desenvolver métodos para estimar a

geração e propagação do ruído de jatos subsônicos em aeronaves. Para alcançar estes objetivos, três abordagens são utilizadas: i) Simulação Numérica; ii) Modelos analíticos e semi-empíricos; iii) Testes em túnel de vento.

1.1 Fontes de ruído em aeronaves

As fontes de ruído de aeronaves podem ser agrupadas em dois grupos: o ruído causado pela interação do ar com a estrutura do avião, o que inclui *flaps*, *slats*, trens de pouso e fuselagem; e o ruído do sistema de propulsão, que é composto por compressor, câmara de combustão, *fan*, turbina e jato. Denomina-se a primeira área de ruído de *airframe* e a segunda de ruído de motor. A Figura 1.3 ilustra a localização destas fontes na aeronave.

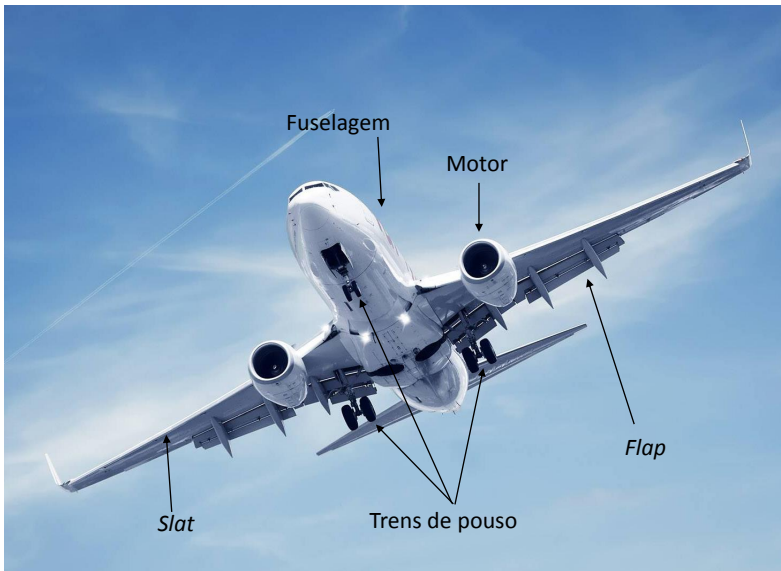


Figura 1.3.: Principais fontes de ruído em aeronaves.

A contribuição de cada uma das fontes para o nível total de ruído propagado pela aeronave depende da condição de operação. A Figura 1.4 mostra a contribuição de cada uma das fontes nas

situações de decolagem e pouso.

Observa-se na Figura 1.4 que tanto nas situações de decolagem quanto pouso a parcela de ruído gerada pelo motor é predominante. O ruído de *airframe* torna-se um problema para a população somente na condição de pouso, devido às contribuições somadas do trem de pouso e das estruturas hiper-sustentadoras. Por esta razão, muito esforço foi despendido nas primeiras décadas de pesquisa em aeroacústica para se compreender os mecanismos de geração de ruído nos componentes do motor. A Figura 1.5 mostra as fontes de ruído em um motor *turbofan* moderno e a característica de cada fonte.

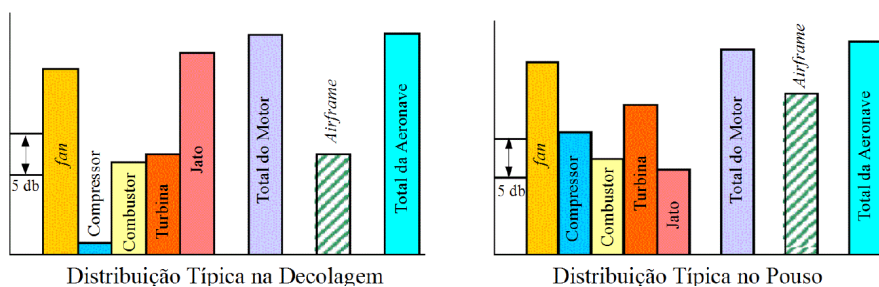


Figura 1.4.: Contribuições das fontes de ruído durante decolagem e pouso. [2].

Progresso significativo foi alcançado na redução do ruído dos motores nas últimas décadas, com uma redução de mais de 20dB de ruído entre 1970 e 2010, conforme pode ser observado na Figura 1.2. Muito deste progresso deve-se ao advento dos motores *turbofan*. Nesses motores, uma parte do fluxo de ar é desviada e forma um jato secundário com velocidade inferior ao jato principal que passa pela câmara de combustão e pela turbina. Os dois jatos são misturados na saída do motor, o que reduz o gradiente de velocidade na exaustão, e, conseqüentemente o ruído do jato. O aumento gradativo nas razões-de-desvio (*bypass ratio*, BPR) diminuiu progressivamente o ruído, uma redução de

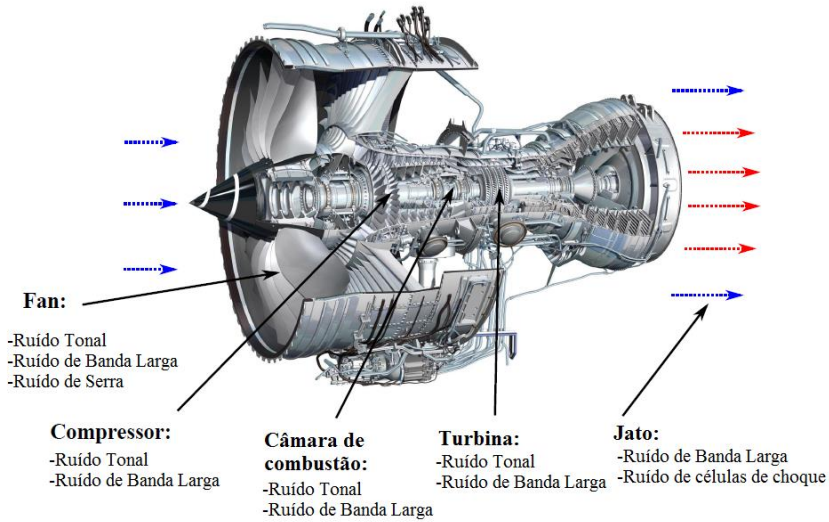


Figura 1.5.: Fontes de ruído em um motor *turbofan* moderno e característica de cada fonte. Adaptado de Lawrence [3].

mais de 20dB sendo alcançada atualmente em relação à primeira geração de motores *turbofan*. No entanto, o aumento das razões-de-desvio tem como consequência o aumento das dimensões do motor. Então, apesar de os motores com elevadas razões-de-desvio apresentarem benefícios do ponto de vista do ruído gerado, o aumento demasiado nas suas dimensões pode levar a problemas estruturais e de desempenho aerodinâmico [30]. Além disso, as melhorias alcançadas na acústica dos motores fizeram com que outras fontes de ruído ganhassem importância, como o ruído de *airframe* e o ruído gerado por estruturas hiper-sustentadoras. Logo, para que as metas de redução de ruído traçadas pela ICAO para os próximos anos possam ser atendidas, é necessário que novas estratégias sejam exploradas. Neste contexto, o jato de saída da turbina tem sido objeto de estudos para o desenvolvimento de novas tecnologias de redução de ruído que não afetem as dimensões do motor.

1.2 Tecnologias de redução de ruído de jato

O jato turbulento oriundo da exaustão do motor também é uma fonte de ruído importante, principalmente na decolagem, como pode ser observado na Figura 1.4. Diversos estudos têm sido direcionados ao desenvolvimento de tecnologias de redução deste tipo de ruído. Segundo Lee [1], nas décadas de 50 e 60 houve um grande aumento no número de trabalhos experimentais que visaram compreender a aerodinâmica do escoamento e propor dispositivos de redução de ruído. Esses trabalhos baseavam-se na experiência de experimentalistas que acreditavam que a divisão do jato principal da exaustão em vários jatos menores aumentaria a eficiência do processo de mistura do jato turbulento com o ar atmosférico. Isto, por sua vez, reduziria a velocidade das grandes estruturas do escoamento responsáveis pela produção de ruído em baixas frequências e deslocaria o pico de pressão sonora para frequências mais altas do espectro. Apesar de ser mais penalizado em ensaios de certificação de aeronaves, o ruído de alta frequência é mais facilmente atenuado na atmosfera, o que traz benefícios para observadores em solo [27].

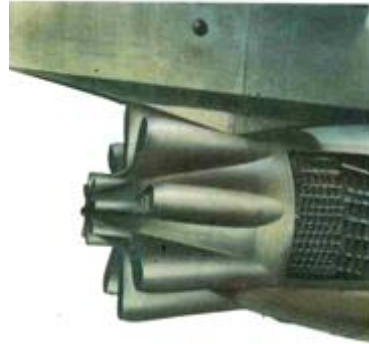
Diversas modificações na geometria do bocal foram então propostas com o objetivo de subdividir o jato, algumas das quais ganharam aplicação industrial, como os bocais lobulados e os bocais corrugados (Figura 1.6). Esses conceitos consistem em dividir o jato e fazê-lo escoar através de lóbulos que circulam um núcleo central.

Embora reduzissem o ruído de baixa frequência, os bocais mostrados na Figura 1.6 apresentavam problemas de desempenho relacionados ao aumento do arrasto na aeronave e a elevadas perdas de empuxo, o que limitou sua aplicação comercial.

Posteriormente, tentou-se modificar a geometria do bocal sem, no entanto, subdividir o jato em escoamentos secundários. Desta tentativa surgiram os bocais com *tabs* e *chevrons*. Os *tabs* são protuberâncias inseridas perpendicularmente ao escoamento principal. Os *chevrons* são serrilhas feitas no bocal, também com



(a) Bocal corrugado



(b) Bocal lobulado

Figura 1.6.: Dispositivos primitivos de redução de ruído. Reproduzido de Rol [4].

um certo grau de penetração no escoamento. A penetração de *tabs* e *chevrons* aumenta a intensidade turbulenta próximo ao bocal e altera o campo de vorticidade de forma a aumentar a mistura entre o jato e o ar ambiente. Um estudo experimental de várias configurações de *tabs* e *chevrons* aplicados a um motor *turbofan* foi realizado por Saiyed *et al.* [5] com o objetivo de entender a influência individual e combinada destes dois dispositivos sobre o campo acústico distante.

Os autores verificaram que o *chevron* apresentou um melhor compromisso entre redução de ruído e perda de empuxo, o que o torna mais adequado para aplicações comerciais. Uma redução de 2,7 EPNdB (*Effective Perceived Noise in Decibels*) foi obtida para um jato com *chevrons* nos escoamentos primário e secundário. A Figura 1.7 mostra duas configurações de *tabs* e *chevrons* testados por Saiyed *et al.* [5]. A Figura 1.8 mostra um motor de uma aeronave comercial com *chevron* na saída do *fan* e do núcleo.

Existem também tecnologias de redução por controle ativo, como o uso de microjatos e atuadores de plasma. Os microjatos consistem em jatos secundários que incidem sobre o jato principal, intensificando o processo de difusão de quantidade de movimento e acentuando o decaimento da velocidade [31]. Estudos verificaram

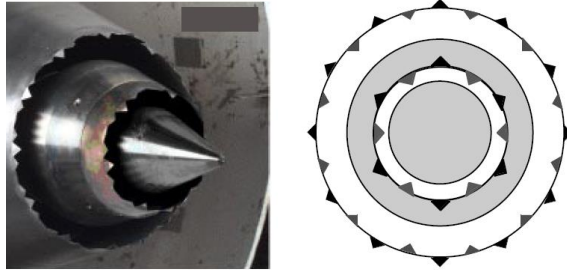
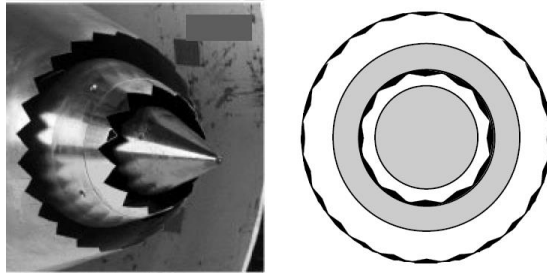
(a) *Tab*(b) *Chevron*

Figura 1.7.: *Tabs* e *Chevrons* aplicados a motores *turbofan*. Adaptado de Saiyed *et al.* [5].

que os microjatos promovem uma redução do ruído de baixa frequência, embora uma intensificação do ruído de alta frequência possa ocorrer, dependendo do fluido utilizado no jato secundário [32]. Atuadores de plasma têm sido estudados para controlar a taxa de crescimento e propagação de perturbações e ondas de instabilidades em jatos. Samimy *et al.* [33] utilizou 12 atuadores de plasma para forçar um jato subsônico em uma ampla faixa de frequências e modos azimutais, obtendo reduções significativas de ruído em campo distante.



Figura 1.8.: Motor de aeronave comercial com *chevron*. Retirado de <http://iho.hu/hir> .

1.3 Motivação e objetivos gerais

Os bocais com *chevrans* são dispositivos de redução de ruído com potencial para aplicação em larga escala na indústria aeronáutica. No entanto, o mecanismo de ação dos *chevrans* ainda não é completamente compreendido, e estudos mais aprofundados do campo de escoamento gerados por jato com estes dispositivos se fazem necessários. Este trabalho consiste em um estudo experimental comparativo de jatos subsônicos gerados por um bocal liso e um bocal com *chevron*. O objetivo é analisar as mudanças provocadas pelo bocal serrilhado sobre o campo de escoamento de um jato subsônico e compreender como estas mudanças estão relacionadas à redução de ruído em baixa frequência descrita na literatura.

Este trabalho está inserido no contexto da iniciativa *Aeronave Silenciosa*, financiada por FINEP e EMBRAER em parceria com três universidades brasileiras, dentre as quais a Universidade Federal de Santa Catarina-UFSC.

1.4 Estrutura da dissertação

No capítulo 2 é feita uma revisão de trabalhos encontrados na literatura para jatos circulares e jatos originados de bocais com *chevrons*. Os objetivos específicos do presente trabalho são apresentados ao final do capítulo, com base nas lacunas existentes na literatura. O capítulo 3 apresenta uma descrição da bancada experimental utilizada para a realização do trabalho, e os aspectos relacionados à preparação dos instrumentos e ao processamento dos resultados. No capítulo 4 é feita a validação da bancada através da comparação de dados do jato circular com dados da literatura. A seguir, é feita uma comparação dos campos de escoamento do bocal circular e do bocal serrilhado. As diferenças são discutidas à luz dos efeitos no campo acústico descritos na literatura. No capítulo final apresentam-se as considerações finais relativas a este trabalho e sugestões para trabalhos futuros.

2 Revisão Bibliográfica

Este capítulo apresenta uma revisão bibliográfica dos estudos que tratam de jatos turbulentos originados por bocais com e sem *chevrons*. A primeira seção trata dos estudos referentes a jatos de bocais sem *chevrons*, destacando os aspectos fluidodinâmicos e aeroacústicos. A segunda seção trata sobre jatos turbulentos oriundos de bocais com *chevron*. Procurou-se destacar as os efeitos deste tipo de bocal sobre os campos fluidodinâmico e acústico distante. No final do capítulo, os objetivos do presente trabalho são contextualizados à luz de suas contribuições para o avanço da pesquisa na área.

2.1 Bocal sem *chevron*

2.1.1 Fluidodinâmica de jatos subsônicos

O jato turbulento é uma importante classe de escoamento em mecânica dos fluidos, tendo relevância em diversas aplicações de engenharia. Ele consiste em um fluido que escoar através de um bocal e é descarregado em um meio quiescente contendo o mesmo fluido. A Figura 2.1 ilustra as regiões principais de um jato simples.

Na região inicial do jato há uma camada de mistura axissimétrica que separa a região central do jato, chamada de *núcleo potencial*, do meio em repouso. Dentro do núcleo potencial, o escoamento possui a mesma velocidade de saída do jato, originando um perfil de velocidade do tipo *top-hat*. À medida que o jato se desenvolve a camada de mistura se expande na direção radial devido à difusão de quantidade de movimento. Quando a camada de mistura atinge

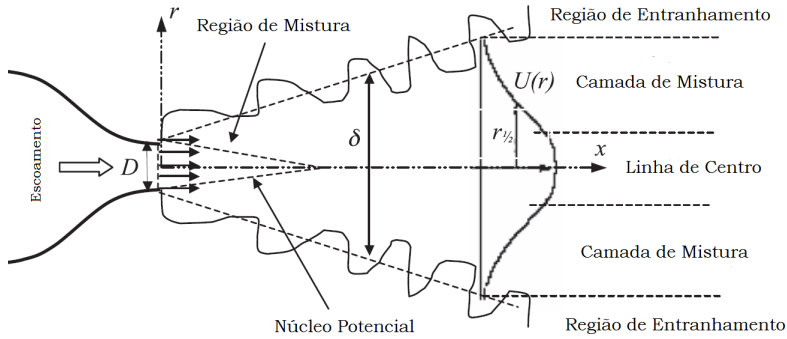


Figura 2.1.: Desenho esquemático de um jato livre gerado por um bocal de contração. Adaptado de Ball *et al.* [6].

o centro do jato, ocorre o fim do núcleo potencial. Isto ocorre a uma distância axial entre 4 e 6 diâmetros do bocal, dependendo do número de Mach e das condições iniciais do jato [34]. Nas extremidades da camada de mistura ocorre o entranchamento do fluido ambiente com o fluido do jato, dando origem a uma interface intermitente. Se a camada limite na saída do jato for laminar, a camada de mistura será inicialmente laminar, passando por um processo de transição do regime laminar para o turbulento após o bocal. A Figura 2.2 mostra um jato inicialmente laminar sofrendo transição para o regime turbulento. Observa-se que a interface laminar é instável, e em um determinado ponto surge a instabilidade de *Kelvin-Helmholtz*, a qual inicia o processo que dará origem à turbulência. A imagem foi obtida através da técnica *Schlieren* de visualização de escoamentos.

Na região inicial, o jato é caracterizado pelo desenvolvimento da camada de mistura. O escoamento segue então um padrão de escalabilidade. Os perfis de velocidade nessa região colapsam quando adimensionalizados pela variável de similaridade η , dada por

$$\eta = (r - r_{0.5})/\delta. \quad (2.1)$$

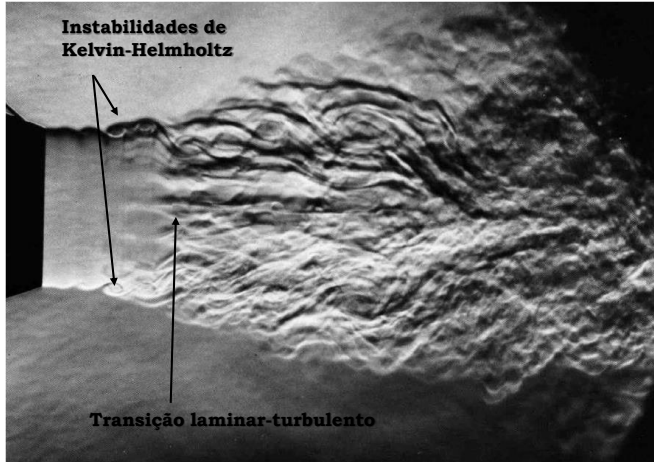


Figura 2.2.: Jato subsônico inicialmente laminar sofrendo transição para turbulência. Adaptado de [7].

em que $r_{0.5}$ é a posição radial onde a velocidade média é igual à metade da velocidade do jato e δ é a espessura da camada de mistura, dada por

$$\delta = r_{0.9} - r_{0.1}. \quad (2.2)$$

onde $r_{0.9}$ e $r_{0.1}$ são as posições radiais onde a velocidade média são iguais a 90% e 10% da velocidade da linha de centro, respectivamente.

Outras variáveis têm sido utilizadas na literatura com base em características da camada de mistura. [35] utilizou a espessura de quantidade de movimento, dada por

$$\delta_2 = \int_0^{\infty} \frac{\bar{\rho}(r)\bar{u}_x(r)}{\rho_0 U} \left(1 - \frac{\bar{u}_x(r)}{U}\right) dr. \quad (2.3)$$

como variável para representar o desenvolvimento da camada de mistura. Bridges e Wernet [8] destacaram também que diversos autores normalizaram as variáveis de similaridade pela posição do máximo gradiente de tensão de cisalhamento. A variável de

similaridade é dada então por

$$\eta = \frac{r - r_{0.5}}{\delta_\omega}, \quad (2.4)$$

sendo

$$\delta_\omega = \frac{U_j}{|dU/dr|_{max}}. \quad (2.5)$$

Após o fim do núcleo potencial, o escoamento passa por uma zona de transição entre uma camada de mistura anular para um jato desenvolvido, o qual continua a espalhar-se provocando o decaimento da velocidade média axial. A similaridade com base na camada de mistura é então perdida. No entanto, na região plenamente desenvolvida o jato atinge um regime denominado auto-similar, desta vez com a variável de similaridade

$$\zeta = \frac{r}{r_{0.5}}. \quad (2.6)$$

Na região de auto-similaridade, o decaimento da velocidade e a taxa de espalhamento do jato são constantes empíricas. Segundo Pope [36] as diferenças medidas nos valores destas constantes empíricas estão dentro da faixa de incertezas experimentais, e elas podem ser consideradas independentes do número de Reynolds, para jato com números de Reynolds elevados ($Re > 10^4$). Contudo, a hipótese clássica do regime auto-similar universal é motivo de controvérsia na literatura. Ball *et al.* [6] realizaram uma revisão crítica de estudos numéricos e experimentais em jatos turbulentos e verificaram uma divergência nos resultados de diversos estudos quanto à influência do número de Reynolds e das condições iniciais sobre desenvolvimento do jato.

O interesse em jatos turbulentos ganhou um forte impulso no final da década de 50, devido à necessidade de compreensão dos mecanismos de geração de ruído aerodinâmico e desenvolvimento de tecnologias de redução de ruído por parte da indústria aeronáutica. O estudo experimental de Laurence [37] foi pioneiro

na utilização da técnica de anemometria de fio-quente (em inglês *Hot-Wire Anemometry*, HWA) para a caracterização de um jato turbulento. Nele foram feitas medições de médias, variâncias, espectros e correlações espaciais em jatos com número de Mach variando entre 0,2 e 0,7. No começo da década de 60, diversas investigações experimentais de jatos foram feitas, com destaque para os trabalhos de Davies *et al.* [38], Bradshaw *et al.* [39], Wygnanski e Fiedler [40] e Fisher e Davies [41], todos utilizando anemometria de fio-quente. Estes trabalhos continham extensivos estudos que focaram no desenvolvimento da técnica experimental e na medição de quantidades estatísticas tais como velocidades média, intensidade turbulenta e correlações espaço-temporais. O cálculo das correlações espaciais depende da medição simultânea de velocidade em dois pontos próximos no jato. Isto representava uma dificuldade da técnica de anemometria de fio-quente, devido à influência negativa de um sensor sobre o outro quando muito próximos. Por esta razão, as correlações espaciais eram normalmente medidas utilizando-se a hipótese de escoamento congelado de Taylor, que assume que a velocidade de convecção é igual à velocidade média do escoamento. Uma exceção a isso foram os trabalhos de Fisher e Davies [41], e, mais recentemente, os trabalhos de Bridges e Podboy [42] e Morris e Zaman [43].

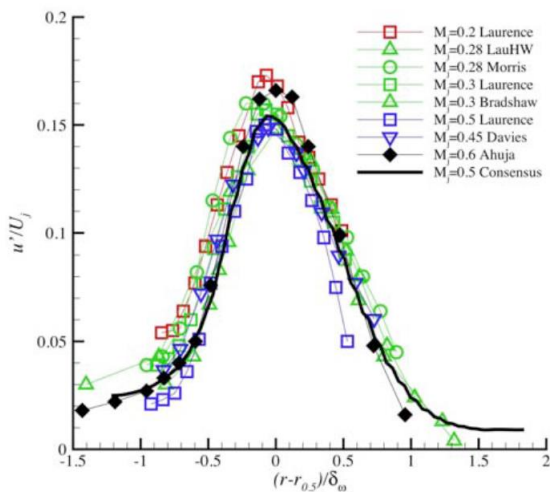
Este problema foi solucionado com o advento da técnica LDV (*Laser Doppler Velocimetry*) em meados da década de 70. Ela consiste em uma técnica óptica não-intrusiva, que mede a velocidade do fluido através da identificação de partículas injetadas no escoamento que refratam a luz de um laser. LDV permite altas resoluções espaciais e temporais, além de elevada taxa de aquisição. A investigação de jatos aquecidos também foi possibilitada através desta técnica. Os estudos de Lau *et al.* [44], Lau [45] e Lau [46] tiveram como objetivo o desenvolvimento do LDV e a obtenção de dados estatísticos de jatos. Lau *et al.* [44] compararam dados de LDV com dados de anemometria de fio-quente. Zaman e Morris [47] utilizaram LDV para investigar o efeito de bocais lobulados

sobre as variáveis estatísticas de um jato subsônico. Kerherve *et al.* [48] utilizaram LDV para realizar medições em um jato supersônico com número de Mach 1,2 com escoamento secundário, para simular efeito de voo. Jordan e Gervais [49], também fazendo uso de LDV, mediram correlações espaciais em um jato com número de Mach de 0.75 para obter dados de entrada para analogias acústicas.

Posteriormente, surgiu a técnica de Velocimetria por Imagem de Partícula (do inglês, *Particle Image Velocimetry*–PIV), também baseada na identificação de partículas com laser. Este método, porém, permite a medição de um plano inteiro do escoamento, em contraste com as medições pontuais obtidas com HWA e LDV. Isto permitiu um significativo aumento na resolução espacial das medições e um redução no tempo requerido para a realização das mesmas. Porém, a maior desvantagem do PIV com relação às técnicas de HWA e LDV é a sua baixa frequência de aquisição, que fica limitada pela potência do *laser* [50]. Apesar desta dificuldade, o PIV tem sido usado com sucesso por diversos pesquisadores para validar aparatos experimentais de grande porte, obter dados estatísticos de alta ordem tais como correlações de dois pontos e caracterizar estruturas coerentes em jatos [51], [52],[18].

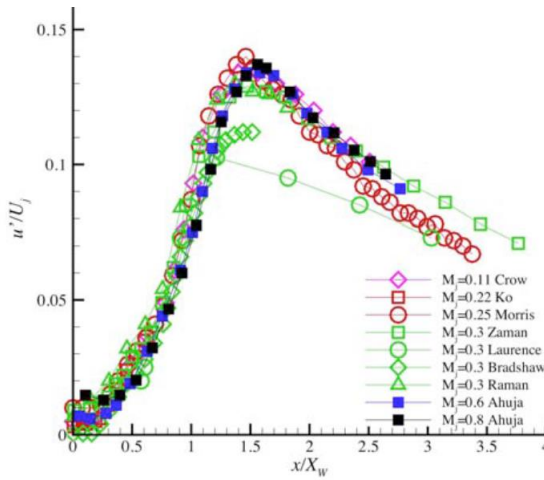
Existe, portanto, uma extensa base de dados na literatura, especialmente para jatos subsônicos, abordando a estatística de baixa ordem e correlações espaço–temporais necessárias aos modelos de previsão de ruído de jato. Bridges e Wernet [8] fizeram um extenso estudo experimental com PIV variando a geometria do bocal e o número de Mach. Os autores compararam diferentes medições obtidas aproximadamente na mesma condição de escoamento e analisaram a incerteza das mesmas. O resultado desta investigação foi a criação de uma base de dados denominada de *Consensus*, criada a partir da ponderação, média e ajuste de perfis de velocidade e intensidade turbulenta obtidos ao longo de vários anos no NASA *Glenn Research Center*. Utilizando a base de dados *Consensus* e dados experimentais de outros estudos, demonstrouse a escalabilidade universal do campo de escoamento de jatos turbulentos na região de interesse para a aeroacústica, que se

estende até uma distância de 20 diâmetros à jusante do bocal. A 2.1.1 mostra perfis radiais de intensidade turbulenta em $x/D = 4$. A coordenada radial foi adimensionalizada utilizando a posição onde a velocidade média é igual à metade da velocidade do jato, $r_{0,5}$, e a espessura da camada cisalhante, δ_ω . Os perfis apresentam uma boa concordância com relação à espessura da camada cisalhante. Porém, uma incerteza de 16% no pico de intensidade turbulenta foi documentada, levando-se em consideração dados obtidos com HWA, PIV e LDV [8]. A Figura 2.1.1 mostra dados de intensidade turbulenta ao longo da linha de centro do jato. A coordenada axial foi adimensionalizada pelo comprimento do núcleo potencial, X_w , definido em Witze [22]. Observa-se uma boa concordância no valor do pico de intensidade turbulenta, que ocorre a 1,5 diâmetros do bocal, aproximadamente.



(a) Perfil de intensidade turbulenta radial em $x/D = 4$

Figura 2.3.: Perfis de intensidade turbulenta radial adimensionalizados por δ_ω . Retirado de [8]



(a) Perfil de intensidade turbulenta axial ao longo da linha de centro do jato

Figura 2.4.: Perfis de intensidade turbulenta axial adimensionalizados pelo comprimento do núcleo potencial. Retirado de [8]

2.1.2 Pacotes de onda

Nos primórdios da pesquisa em aeroacústica, o jato turbulento era compreendido como um conjunto de vórtices estocásticos, com escalas de comprimento variando desde a escala de Kolmogorov até a ordem de grandeza do jato. Muitos estudos foram então direcionados à medição de correlações espaciais que caracterizam tais vórtices e nas componentes do tensor de Reynolds necessárias como dados de entrada para analogias acústicas. Contudo, vários pesquisadores dedicaram-se à caracterização de estruturas coerentes no jato, impulsionados pelo desenvolvimento de técnicas de visualização de escoamento. Estas estruturas coerentes são mais facilmente identificáveis no campo próximo de pressão do jato. Mollo-Christensen [53] mediu correlações de pressão no campo próximo e observou valores significativos para microfones com espaçamento excedendo significativamente as escalas integrais de

turbulência. As correlações medidas apresentaram um padrão de onda, o que sugeria a existência de estruturas em forma de onda que se estendiam por uma distância axial equivalente a vários diâmetros do bocal. Crow e Champagne [9] utilizaram a técnica *Schlieren* de visualização e observaram uma série de estruturas de caráter intermitente com um número de Strouhal médio associado de 0,3. A frequência associada a este Strouhal foi denominada pelos autores de "frequência preferida" do jato, pois ela correspondiam também à frequência em que as instabilidades iniciais do jato atingiam seu valor máximo. A Figura 2.5 mostra a visualização feita por Crow e Champagne [9].

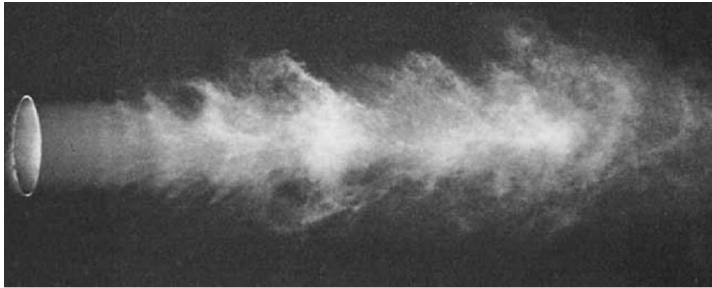
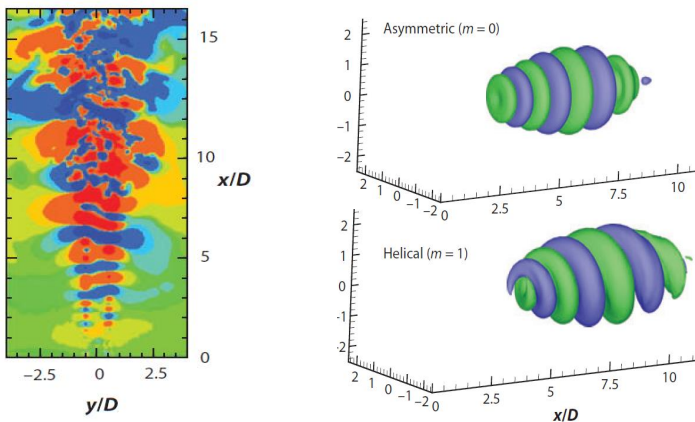


Figura 2.5.: Visualização com fumaça de um jato subsônico. Retirado de Crow e Champagne [9].

Com o objetivo de caracterizar estas estruturas coerentes, também chamadas de pacotes de onda, Michalke e Fuchs [54] mediram correlações cruzadas pressão-velocidade em um jato de baixo número de Mach e realizaram uma decomposição das correlações em modos de Fourier azimutais. Embora a existência de estruturas coerentes tenha sido confirmada, os autores verificaram que os três primeiros modos do jato são responsáveis por apenas 15% da energia das flutuações de velocidade em baixas frequências. No entanto, no campo próximo, apenas o primeiro modo foi responsável por 42% da energia das flutuações de pressão obtidas através da Densidade de Potência Espectral (*Power Spectral Density-PSD*, em inglês). Observou-se, assim, que os primeiros modos azimutais são mais facilmente detectáveis no campo de pressão.

De fato, isto foi demonstrado por Tinney e Jordan [55], os quais executaram experimentos em um jato coaxial e extrairam os modos azimutais com um arco de 16 microfones. Os autores verificaram que o campo de pressão próximo podia em grande parte ser reconstruído apenas com os modos 0, 1 e 2, sendo o modo axissimétrico responsável por 40% da energia das flutuações de pressão. A Figura 2.6 (a) mostra contornos instantâneos de pressão extraídos de uma simulação DNS realizada por Freund [10] para um jato com $Ma = 0,4$ e $Re = 3600$. É possível identificar a presença dos pacotes de onda. A Figura 2.6 (b) ilustra a representação espacial dos modos $m = 0$, axissimétrico, e $m = 1$, helicoidal, dos pacotes de onda extraídos da simulação.



(a) Campo de pressões instantâneo

(b) Modos axissimétrico e helicoidal dos pacotes de onda

Figura 2.6.: (a) Corte do campo de pressão instantâneo de um jato com $Ma = 0,4$ e $Re = 3600$ de Freund [10]. (b) Dois primeiros modos dos pacotes de onda. Retirado de Jordan e Colonius [11]

Os pacotes de onda são comumente modelados através de análises de instabilidade. Estas análises são baseadas na linearização das equações de Navier-Stokes assumindo-se pequenas perturbações em um escoamento base. As equações linearizadas

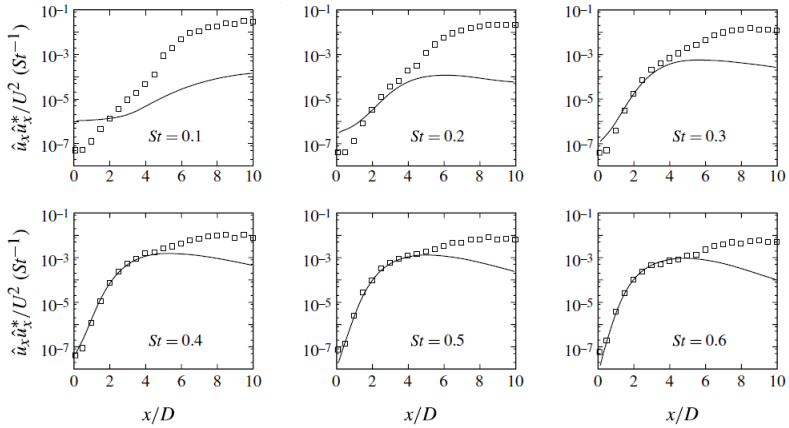


Figura 2.7.: Comparação entre resultados de PSE para o modo $m = 0$ e resultados experimentais de flutuações de velocidade e na linha de centro de um jato com $Ma = 0,4$. Retirado de Cavalieri *et al.* [12].

são então utilizadas para prever a evolução dos pacotes de onda (amplitude, número de onda, velocidade de fase) como ondas de instabilidade. Cavalieri *et al.* [12] compararam o modo axissimétrico e o modo helicoidal dos pacotes de onda com soluções de análise de instabilidade obtidas através da técnica PSE (*Parabolised Stability Equations*). Os modos foram obtidos através de medições utilizando HWA e PIV. Os dados da *Power Spectral Density*-PSD obtidos na linha de centro do jato foram utilizados para comparar os dados experimentais com o modelo de pacote de onda. A Figura 2.7 mostra a comparação entre os dados da PSE e os dados experimentais para seis números de Strouhal. As discrepâncias entre os resultados do modelo e os resultados experimentais após o fim do núcleo potencial foram explicadas com base nos efeitos não-lineares que não são levados em consideração pelo modelo. Para os números de Strouhal 0,1 e 0,2 os resultados de PSE subestimaram a taxa de crescimento do modo axissimétrico [12].

2.1.3 Aeroacústica de jatos subsônicos

A geração de ruído aerodinâmico em um jato decorre do processo de mistura entre o escoamento proveniente do bocal e o ar atmosférico. Logo, as características do campo acústico são fortemente ligadas ao campo turbulento do jato. A geração de ruído por uma porção de escoamento turbulento em um meio quiescente foi primeiramente modelada matematicamente através da analogia de Lighthill [56]. Nela, um problema aeroacústico é definido através da equação da continuidade

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (2.7)$$

e a equação de Navier-Stokes

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p \delta_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.8)$$

onde p_{ij} representa a pressão estática, σ_{ij} é o tensor de tensões viscosas e δ_{ij} é o delta de Kronecker. Substituindo-se a derivada temporal da equação da continuidade no divergente da equação de Navier-Stokes, chega-se a

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \rho u_i u_j}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{(\partial p \delta_{ij} - \sigma_{ij})}{\partial x_i \partial x_j}. \quad (2.9)$$

Subtraindo-se de ambos os lados da equação o termo $c_0^2 \Delta \rho$, obtém-se a equação da onda não-homogênea

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \rho = \frac{\partial^2 \rho u_i u_j}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial^2 (p \delta_{ij} - \sigma_{ij})}{\partial x_i \partial x_j} - c_0^2 \Delta \rho, \quad (2.10)$$

conhecida como equação de Lighthill. As tensões viscosas podem ser negligenciadas assumindo-se escoamento com número de Reynolds elevado. Partindo dessa premissa, chega-se a

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \rho = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}, \quad (2.11)$$

em que

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + \delta_{ij} (p - c_0^2 \rho). \quad (2.12)$$

é conhecido como o Tensor de Lighthill.

Se tomarmos a constante c_0 como a velocidade do som em um meio quiescente que envolve um escoamento turbulento, o lado esquerdo da equação 2.12 é uma equação da onda para um fluido em repouso, desprezando-se a viscosidade. Para um escoamento turbulento, o lado direito é não-nulo. A analogia acústica então considera que a propagação de som em um escoamento turbulento é análoga à propagação de ruído em um meio em repouso por fontes com intensidade $\partial^2 T_{ij} / \partial x_i \partial x_j$.

Se não existirem fronteiras sólidas no escoamento, a equação 2.12 pode ser resolvida utilizando-se uma função de Green de espaço livre [56]. Tomando-se a relação $p' = c_0^2 \rho$, válida para escoamento isentrópico, o campo flutuação de pressões é dado por

$$p'(x, t) = \frac{1}{4\pi c_0^2} \int_v \frac{1}{|x - y|} \left[\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \right]_{\tau=t-|x-y|/c_0} dy \quad (2.13)$$

onde x é a posição do observador, y é a distância do observador à fonte e τ é um tempo retardado. Neste ponto fica claro que o conhecimento do campo turbulento, mais especificamente do Tensor de Lighthill, é fundamental para o cálculo do campo sonoro. Este tensor depende fundamentalmente da quantidade $\rho u_i u_j$. Logo, conhecimento das componentes do tensor de Reynolds em todo o campo turbulento é necessário para a completa descrição do som gerado por um escoamento. Isto é possível em simulações DNS. No entanto, experimentalmente é impossível obter as informações sobre o tensor de Reynolds em todos os pontos do domínio. Uma alternativa então é desenvolver modelos analíticos para o Tensor de

Lighthill que capturam apenas os fenômenos mais relevantes para a produção de ruído [49].

O ruído gerado pelo jato possui um padrão de diretividade que muda com a frequência. Para baixas frequências, com números de Strouhal de até 1, o espectro de ruído possui um pico acentuado em um ângulo polar de 20° . Conforme o ângulo é aumentado, os espectros vão tornando-se mais amplos, com picos menos acentuados. Quando números de Strouhal maiores que 2 são considerados, o padrão de diretividade passa a apresentar um pico a um ângulo polar de 45° . Isto está ilustrado na Figura 2.8, que mostra os espectros de pressão sonora em vários ângulos obtidos por Cavalieri [13] para um jato com número de Mach de 0.6.

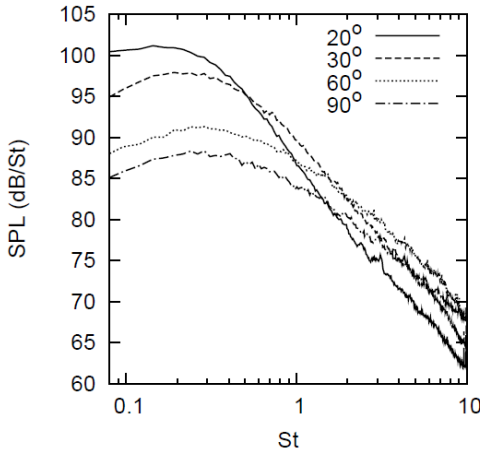


Figura 2.8.: Comparação de espectros de pressão sonora obtidos em diferentes ângulos. Retirado de Cavalieri [13].

Esta diferença nos padrões de diretividade é atribuída por Tam *et al.* [14] a duas fontes de ruído distintas, denominadas pelos autores de turbulência de grande escala e turbulência de pequena escala. A primeira, gerada por estruturas coerentes presentes na camada de mistura e amplificadas após o fim do núcleo potencial. Elas seriam responsáveis pela produção de ruído de baixa frequência, atuando principalmente em baixos

ângulos polares. A segunda, gerada por turbulência estocástica que propaga som em altas frequências e predomina em altos ângulos polares. A Figura 2.9 ilustra os dois mecanismos de geração sonora propostos por Tam *et al.* [14]. Os ângulos mostrados na Figura 2.9 não seguem a convenção descrita anteriormente, sendo medidos em sentido horário a partir do eixo do jato. Baseados nestes dois modelos de fonte, dois espectros de similaridade foram propostos, apresentando boa concordância com resultados experimentais.

No entanto, a hipótese de dois mecanismos diferentes de geração de ruído ainda é tema de debates na literatura. Jordan e Colonius [11] argumentam que a forma do espectro varia suavemente com o ângulo e que a parte mais energética dos espectros de baixos e altos ângulos abrangem a mesma banda de frequência. Portanto, não haveria dois mecanismos distintos de geração de ruído.

A importância dos pacotes de onda na geração de ruído foi explorada por Cavalieri *et al.* [57]. Os autores verificaram que o campo acústico para baixos ângulos polares é dominado pelo modo axissimétrico dos pacotes de onda. O campo acústico foi decomposto em modos de Fourier, e foi observado que o modo axissimétrico pode ser associado a uma fonte não compacta, confirmando a hipótese dos pacotes de onda. Foi verificado que o

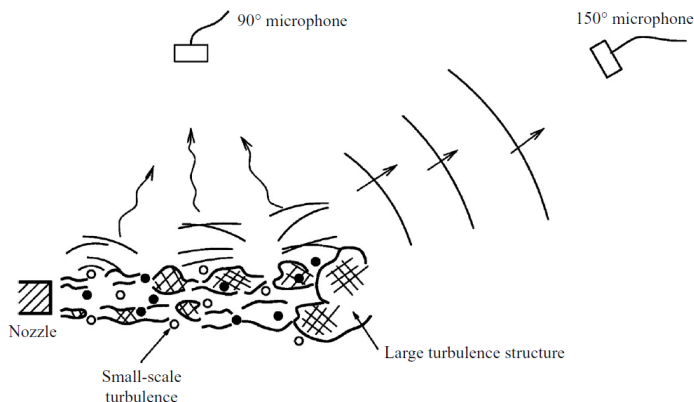
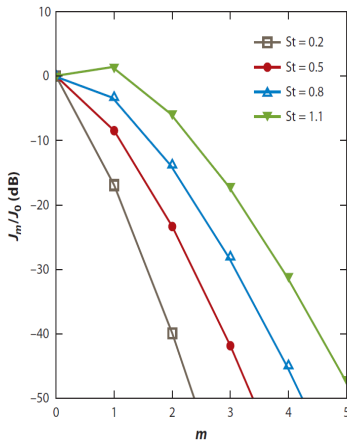
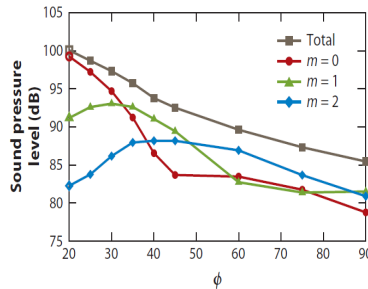


Figura 2.9.: Representação dos dois mecanismos de geração de ruído supostos por Tam *et al.* [14]. Retirado de Tam *et al.* [14].

modo axissimétrico é o modo mais acusticamente eficiente, com uma diferença de 40dB para o modo $m = 2$ para $St = 0.2$. Os autores observaram também que o nível de pressão sonora apresenta um padrão superdiretivo, com decaimento exponencial em função do ângulo polar, ϕ . Este comportamento está ilustrado na Figura 2.10, que mostra a comparação da eficiência acústica dos modos azimutais tendo como base o modo $m = 0$. J_0 é a solução da equação da onda para o modo $m = 0$ e J_m a solução para o modo m .



(a) Eficiência acústica



(b) Pressão em função do ângulo

Figura 2.10.: Estrutura azimutal do campo acústico (a) em função da frequência e do modo (b) em função do ângulo. Retirado de [11].

2.2 Bocal com chevrons

Chevrons são serrilhas inseridas no bocal de saída de jatos, propostos a partir de dispositivos denominados *tabs*, que possuem geometria mais simples, porém mais intrusiva. Os *tabs* foram primeiramente aplicados em jatos supersônicos com o objetivo de suprimir o ruído de *screech* e, posteriormente, passaram a ser testados também em jatos subsônicos de aeronaves comerciais. A evolução de *tabs* para *chevrons* deu-se a partir da constatação de

que estes últimos apresentavam menores perdas de empuxo [58]. Atualmente, os chevrons estão implementados em vários motores, como o GE CF34 e o GEnx, aplicados nos modelos Boeing 787 e 747-8. Sabe-se que as serrilhas atuam deslocando o pico de pressão sonora para frequências mais altas. Embora o benefício acústico dos *chevrons* seja facilmente quantificável, as alterações no campo de escoamento do jato não são completamente compreendidas, e não há uma ferramenta que permita a otimização do projeto das serrilhas com base nos resultados que se deseja atingir. Assim, vários estudos têm sido desenvolvidos para quantificar o benefício acústico do *chevron* e compreender seus mecanismos de ação no campo turbulento do jato.

Bridges e Brown [15] realizaram um estudo paramétrico de diversas geometrias de *chevrons*, com diferentes números e comprimentos de serrilhas e graus de penetração. Os bocais pertencem a uma série denominada pelos autores de SMC (*Small Metal Chevron*), mostrada na Figura 2.11.

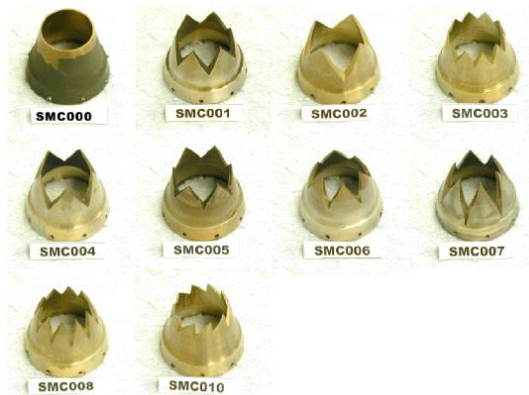


Figura 2.11.: Conjunto de bocais da série SMC. Reproduzido de Bridges e Brown [15].

O estudo tinha como objetivo determinar qual parâmetro geométrico exercia maior influência sobre o campo de velocidades e o campo acústico. Os autores verificaram que o grau de

penetração foi a característica que mais provocou impactos nos campos fluidodinâmico e acústico. O bocal SMC006, que tinha o maior grau de penetração, apresentou um decaimento acentuado da velocidade da linha de centro. No campo acústico, foi observada uma redução de 6 dB para ângulos próximos da linha de centro do jato, com um aumento de 4 dB em ângulos polares próximos da região de *sideline*, dominados por frequências elevadas, conforme mostrado na Figura 2.12. O aumento do comprimento dos dentes, testado com o bocal SMC007 não apresentou alterações significativas no campos de velocidade e acústico.

Callender *et al.* [16] utilizaram PIV para caracterizar o campo turbulento de um jato coaxial com *chevron* no escoamento principal. Os autores também observaram um decaimento acentuado da velocidade do jato em comparação com o jato sem *chevrons*. Verificou-se que o *chevron* produziu perfis de velocidades que abrangiam uma maior área radial, com aumentos de velocidade média de até 50% dentro da camada cisalhante próximo ao bocal. Isso foi associado pelos autores à redistribuição de quantidade de movimento para a direção radial. Medições realizadas no plano do jato permitiram observar um aumento da intensidade turbulenta próximo ao bocal e um aumento significativo no espalhamento do jato em relação ao caso base.

A Figura 2.13 mostra o contorno de intensidade turbulenta em escalas de cinza obtidos por Callender *et al.* [16].

É possível observar que o pico de intensidade turbulenta na região próxima ao bocal cobre uma extensão radial maior. No entanto, o efeito do *chevron* torna-se mais sutil em regiões mais afastadas do bocal. De fato, o pico de intensidade turbulenta em toda a região medida pelo PIV sofreu uma redução de 25%.

Os resultados fluidodinâmicos foram coerentes com as medições de campo de pressão próximo realizadas anteriormente pelos mesmos autores [59]. Os autores verificaram que o pico de ruído foi reduzido e deslocado pelo *chevron* para regiões mais próximas do bocal.

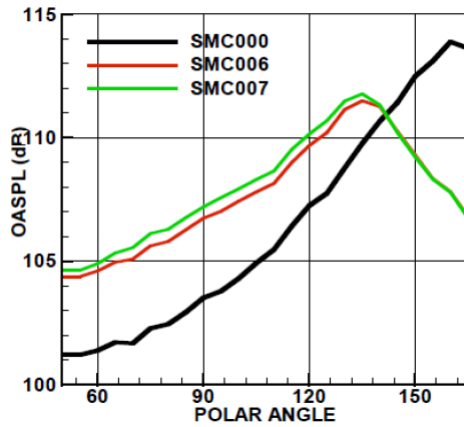


Figura 2.12.: Níveis totais de pressão sonora, OASPL, para os bocais SMC000, SMC006 e SMC007 em função do ângulo polar. Reproduzido de [15].

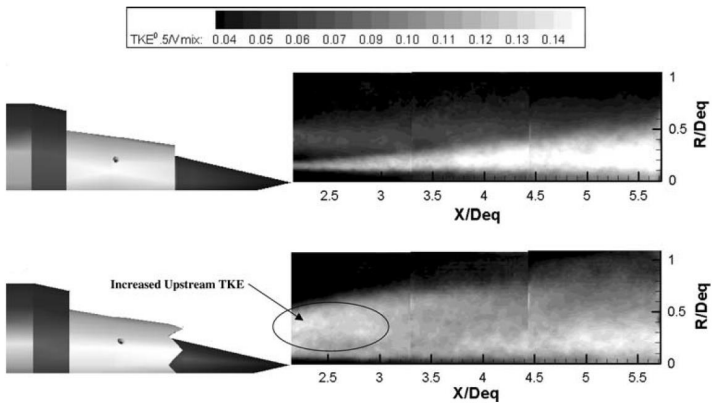


Figura 2.13.: Intensidade turbulenta normalizada pela velocidade de mistura entre os escoamentos primário e secundário. Reproduzido de Callender *et al.* [16].

Isso foi atribuído pelos autores ao encurtamento do núcleo potencial e à redução nos níveis de intensidade turbulenta. Além disso, o efeito dos *chevrons* sobre o ruído de alta frequência ($St =$

7.24) foi ainda mais intenso. Os autores afirmaram que o aumento no ruído de alta frequência documentado anteriormente para bocais com *chevron* é diretamente ligado ao aumento de intensidade turbulenta próximo ao bocal.

O campo de vorticidade também é afetado pelos *chevrans*, principalmente a componente axial. O efeito da vorticidade axial na aeroacústica de um jato subsônico foi explorado por Alkisar *et al.* [17], que comparou um jato sem *chevron*, um jato com *chevrans* e um jato com injeção de microjatos. Fazendo varreduras radiais na região de desenvolvimento do jato, os autores puderam identificar o padrão dos vórtices formados. A Figura 2.14 mostra contornos de vorticidade axial obtidos para o *chevron* e para o microjato em planos transversais ao jato em duas posições axiais distintas. O *chevron* produz um padrão de pares de vórtices contra-rotativos, identificados pelas estruturas em vermelho, que possuem vorticidade positiva, e azul, com vorticidade negativa.

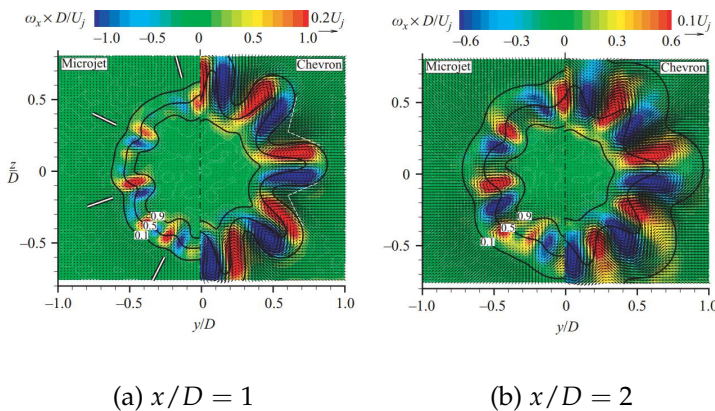


Figura 2.14.: Contornos de vorticidade axial em (a) $x/D = 1$ e (b) $x/D = 2$. Retirado de [17]

Observa-se que os vórtices atuam em toda a camada cisalhante, cujos contornos estão ilustrados em linhas pretas. Essa característica intensifica o entranhamento e a transferência de quantidade de movimento no jato. Ao realizar medições em vários planos

transversais ao longo do jato, os autores verificaram que o pico de vorticidade em cada plano decai exponencialmente em função da distância axial. Isso está associado à redução da influência do *chevron* sobre o escoamento conforme o jato se desenvolve. Os autores verificaram também que o aumento da espessura da camada cisalhante em comparação com o jato circular e com o jato com microjatos (Figura 2.15). Isso deve-se ao aumento do espalhamento do jato na região inicial pela ação dos pares de vórtices. Medições acústicas em campo distante realizadas pelos autores apresentaram uma redução de ruído em baixas frequências para ambos os dispositivos. Segundo Alkislar *et al.* [17], isto deve-se ao crescimento reduzido de estruturas coerentes na região próxima ao bocal. Enquanto os microjatos reduziram ruído em toda a faixa do espectro, os *chevron* apresentaram intensificação do conteúdo de alta-frequência do espectro. Isso foi atribuído à geração de estruturas de menor escala no escoamento, que se dissipam rapidamente.

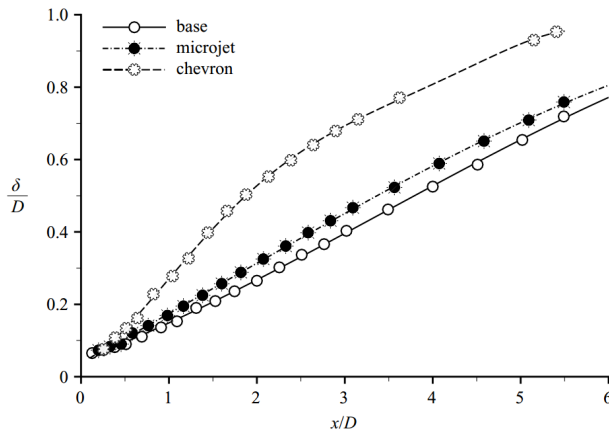


Figura 2.15.: Evolução da espessura camada cisalhante adimensionalizada pelo diâmetro do jato. Reproduzido de Alkislar *et al.* [17].

Segundo Bohl e Foss [60], os pares de vórtices contra-rotativos em *chevrans* podem ser causados por dois fatores: o primeiro é o gradiente de pressão adverso à montante do bocal devido à

geometria do dente; o segundo é a reorientação dos filamentos de vórtices desprendidos na pontas das serrilhas. Violato e Scarano [18] sugeriram que a redução da coerência azimutal do jato circular pode modificar as estruturas coerentes e levar a uma redução nos níveis de pressão sonora em campo distante. Eles conduziram um experimento em um jato de água com $Re = 5000$ inicialmente laminar, utilizando a técnica de PIV tomográfico, que possibilita o mapeamento tridimensional do campo de velocidades. Foi feita uma comparação entre o desenvolvimento dos vórtices em um jato circular e um jato com bocal serrilhado. Observou-se que o desenvolvimento das estruturas coerentes no jato circular é caracterizado pelo movimento pulsátil de vórtices em formato de anel, que sofrem emparelhamento posteriormente. Este processo é caracterizado por picos de intensidade turbulenta. No jato com bocal serrilhado, os anéis de vórtices são substituídos por estruturas alongadas na direção axial com picos de vorticidade até 50% superiores aos apresentados pelos anéis. A Figura 2.16 ilustra os resultados obtidos por Violato e Scarano [18]. As estruturas de vorticidade radial são indicadas por SR, e as estruturas contra-rotativas são indicadas por SRP.

A relação entre estruturas coerentes e produção de ruído foi avaliada através da analogia de Powell. Para ambos os jatos, o pico de atividade das fontes sonoras ocorreu a uma distância de dois diâmetros do bocal. Para o bocal circular, este pico está associado ao emparelhamento de vórtices, e para o bocal serrilhado, ao decaimento das estruturas de vorticidade axial.

Modelos numéricos baseados na média das equações de Navier-Stokes também têm sido aplicados para simulações de jatos com *chevrons* [61–63]. Birch *et al.* [64] afirmam que os modelos RANS calibrados utilizados por estes estudos não capturam os efeitos do *chevron* na região inicial do jato, logo, o efeito do deslocamento do pico sonoro na frequência não é previsto satisfatoriamente. Visando prever este efeito, um novo termo fonte de ruído foi adicionado à modelagem, baseado na vorticidade axial gerada pela geometria das serrilhas. Os resultados de campo acústico apresentaram boa

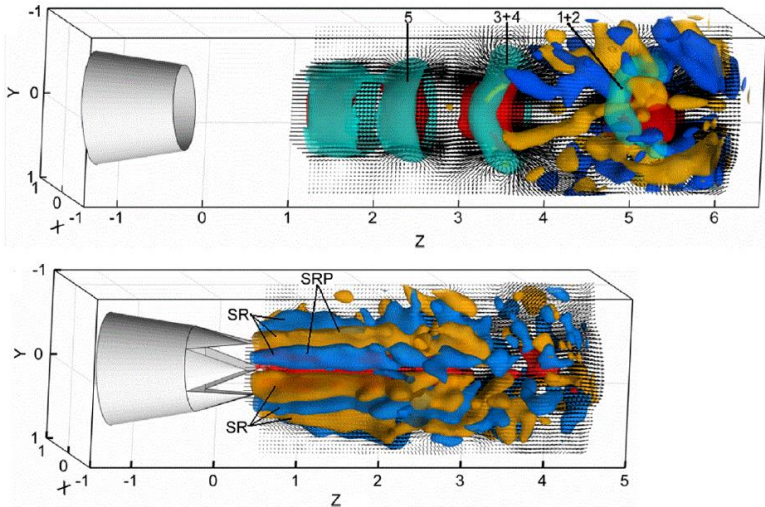


Figura 2.16.: Estruturas vorticais em um jato circular (superior) e serrilhado (inferior). O número 5 indica um anel de vorticidade formado no início do jato. Vórtices emparelhados são indicados pelos números 1+2 e 3+4. Reproduzido de Violato e Scarano [18].

concordância com dados experimentais. O uso da técnica de *Large Eddy Simulation* (LES) em conjunto com modelos RANS, por sua vez, é capaz de representar com mais fidelidade a estrutura do escoamento gerados por bocais serrilhados. Xia *et al.* [19] realizaram simulações de um jato com $Ma = 0,9$ para dois modelos de bocal com *chevron*. Uma abordagem híbrida foi utilizada, com um modelo RANS sendo utilizado próximo à parede e um modelo de largas escalas implícito (ILES) para as demais regiões do domínio. Os campos de velocidade média e intensidade turbulenta apresentaram boa concordância com dados experimentais, com divergências observadas apenas na região inicial do jato. Os autores argumentam que o fenômeno de desprendimento de vórtices gerado pelas serrilha foi captado pelo modelo (Figura 2.17).

De acordo com Jordan e Colonius [11], o sucesso das tentativas em se reduzir ruído com dispositivos passivos têm sido limitado,

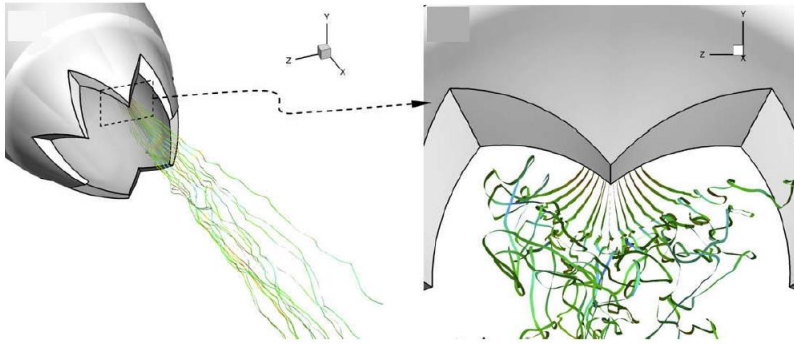


Figura 2.17.: Linhas de corrente próximas à ponta da serrilha.
Reproduzido de Xia *et al.* [19].

devido à desconsideração da relação entre as perturbações próximas ao bocal e o ruído de campo distante. Eles afirmam que a ação dos *chevrons* pode estar ligada à alteração da dinâmica dos pacotes de onda através de dois mecanismos: o primeiro é a modificação do espectro das perturbações iniciais de forma que energia do escoamento seja deslocada para modos azimutais acusticamente menos eficientes; o segundo envolve a possibilidade de que as perturbações de alta frequência na região próxima ao bocal provoquem tensões de Reynolds mais elevadas, aumentando o espalhamento do jato e reduzindo a taxa de crescimento dos pacotes de onda.

Gudmundsson [65] mostrou que o campo médio de escoamento de um bocal serrilhado provocou reduções nas taxas de crescimento e velocidades de fase de estruturas azimutais de baixa ordem, comparadas a bocais lisos em condições similares. Koenig *et al.* [66] desenvolveu um experimento em que um jato era excitado pela injeção de fluido em rotação. As frequências de excitação foram variadas para atuar tanto em frequências estáveis quanto em frequências instáveis do escoamento, determinadas através de uma análise de instabilidade. Observou-se que quando o

fluido era excitado em frequências estáveis, redução de ruído era alcançada. Verificou-se também que a parte não coerente do tensor de Reynolds foi amplificada, levando a um maior espalhamento do jato e, conseqüentemente, a uma menor taxa de crescimento do modo $m = 0$.

2.3 Síntese e objetivos específicos

Conforme analisados nas seções anteriores, diversos trabalhos na literatura mostraram que os bocais com *chevron* deslocam o pico de pressão sonora para frequências mais altas. Isto representa um avanço para a indústria aeronáutica, pois o ruído de alta frequência é mais facilmente dissipado na atmosfera. Contudo, é necessário compreender as modificações no campo turbulento para entender os mecanismos de ação dos *chevrons*. Isto permitirá o desenvolvimento de ferramentas otimizadas para o projeto de bocais, tendo em vista a redução de ruído desejada. Alguns dos trabalhos focam no estudo das modificações trazidas pelos *chevrons* ao campo de velocidade e intensidade turbulenta dos jatos [15–18]. Outros procuram compreender a ação dos *chevrons* do ponto de vista das instabilidades iniciais no jato e da dinâmica das estruturas coerentes [65, 66].

Froening [67] utilizou o mesmo aparato experimental do presente trabalho para analisar o efeito do chevron sobre o campo de escoamento de um jato com número de Mach de 0,1. Foi utilizada uma sonda que mede a componente principal do escoamento, e avaliaram-se os campos de velocidade média, intensidade turbulenta axial (u'/U_j) e espectros de energia do escoamento.

O presente trabalho deu continuidade a esta análise, estendendo-a para números de Mach mais altos e utilizando-se também sondas de duas componentes, o que permitiu a medição de uma componente radial de velocidade e de uma componente do tensor de Reynolds. Os espectros de energia foram analisados procurando-se destacar evidências de estruturas coerentes e do efeito do *chevron* sobre o desenvolvimento destas estruturas, aspecto

este que não havia sido abordado por Froening [67].

Considerando os trabalhos disponíveis na literatura, o presente trabalho tem os seguintes objetivos específicos visando a contribuir com a melhor compreensão da ação do bocal com *chevron*:

- Realizar a caracterização do campo de escoamento originado por um bocal com *chevron* e compará-lo com o o campo de escoamento de um bocal liso, através da técnica de anemometria de fio-quente.
- Identificar a presença de estruturas coerentes nos espectros de energia do jato, e analisar as modificações provocadas pelo *chevrons* no desenvolvimento destas estruturas.
- Analisar e discutir quais mudanças observadas no campo turbulento do jato estão relacionadas ao efeitos do bocal serrilhado sobre o campo acústico distante.

3 Bancada e Procedimento Experimental

Este capítulo aborda a descrição da bancada utilizada para a realização dos experimentos, a descrição do sistema de anemometria de fio-quente, a instrumentação do aparato e o procedimento experimental empregado em cada teste. A bancada do presente trabalho foi desenvolvida por Froening [67] e adaptada para permitir a realização de testes com vazões mais elevadas. Utilizou-se como principal referência para o projeto da bancada o aparato desenvolvido por Bridges e Brown [52] para a investigação dos parâmetros geométricos dos bocais serrilhados [15]. A escolha dos bocais utilizados também é justificada com base no estudo realizado por Bridges e Brown [15].

3.1 Bancada de Testes

A bancada ilustrada na Figura 3.1 conta com três válvulas para abertura da linha de ar e controle da vazão, e sensores de pressão e temperatura. O ar comprimido é fornecido por um sistema de compressor, dois vasos de pressão e um desumidificador. O compressor utilizado é da marca *Schulz*, modelo SRP 2015, com vazão máxima de 1640 l/min, e opera com uma pressão de 8 bar. Os vasos de pressão também são da marca *Schulz* e têm capacidade de armazenamento de 500 l cada. Os testes foram realizados a $Ma = 0,4$. Neste regime o compressor fornece uma vazão de ar de 976 l/min. Devido ao seu regime de operação, ele provoca oscilações de pressão de até 0,5 bar na linha de ar comprimido, que são compensadas pela válvula reguladora de vazão. A válvula de abertura da linha é do tipo globo, da marca Mipel, modelo 9310,

e suporta uma pressão de até 69 bar. Após a válvula globo, foi instalado um conjunto de filtro e válvula regularizadora de pressão. O filtro tem como função remover qualquer particulado sólido presente no escoamento, evitando assim a danificação da sonda de anemometria. A válvula regularizadora atua de forma a eliminar flutuações de pressão na linha de ar comprimido decorrentes do uso da linha de ar comprimido por outros laboratórios. O conjunto filtro e válvula é da fabricante Parker, modelo 07E, que atua com pressão de entrada de 0 a 10 bar e pressão de saída de até 8.5 bar. Após passar pelo conjunto, o ar comprimido atravessa uma válvula do tipo agulha. Esta válvula foi utilizada para o ajuste fino da vazão e controle das condições do escoamento. Ela é da marca GHPC, modelo AS4000, com pressão de operação de até 10 bar. O diâmetro interno da válvula é de 1/4", enquanto o diâmetro da tubulação é de 3/4". Logo, precisou-se utilizar uma redução nesta seção da tubulação.

Após a válvula de agulha, a tubulação continua com um diâmetro de 3/4" e passa por um cotovelo. Mais à frente, a uma distância de aproximadamente 15 diâmetros, a tubulação passa por uma expansão, de 3/4" para 3 $\frac{1}{2}$ ". Nesta expansão, o fluido passa por um retificador de fluxo. O retificador reduz a velocidade do escoamento e deixa o perfil de velocidade mais uniforme, de forma que pressão e temperatura possam ser medidas ali de forma conveniente.

A Figura 3.2 mostra em detalhe a expansão sofrida pelo escoamento e a geometria do retificador de fluxo. Após o retificador, a tubulação sofre uma contração e passa para um diâmetro de 3/2". Este diâmetro é mantido até que a tubulação atinja o bocal.

3.2 Instrumentação

Para garantir a repetibilidade dos testes, as condições do escoamento foram monitoradas. Na região de expansão da tubulação, após o retificador de fluxo, a pressão e a temperatura

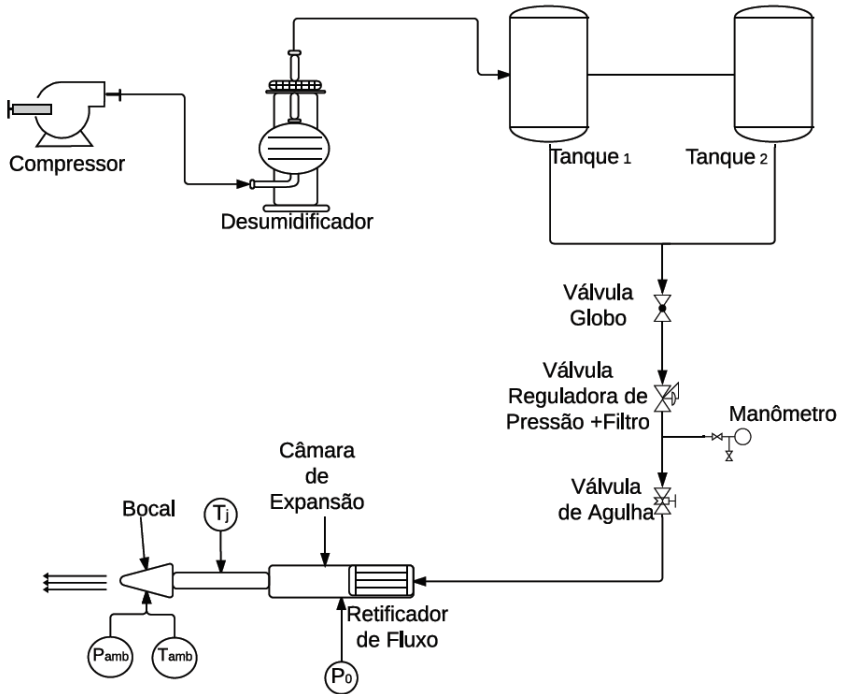


Figura 3.1.: Representação da bancada de testes..

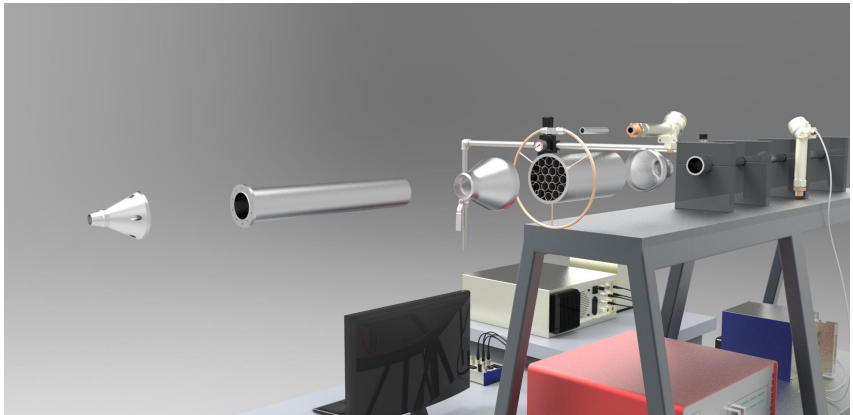


Figura 3.2.: Detalhe da câmara de expansão e do retificador de fluxo..

foram medidas, em conjunto com a pressão e a temperatura do ambiente da sala. Os sensores de pressão são da marca AMATEK, modelo 88C004A2 com faixa de operação de 0 a 6,9 bar, fornecendo um sinal de saída de 4 a 20 mA. A temperatura foi adquirida por termopares do tipo T, calibrados entre 10°C e 40°C por meio de banho térmico monitorado por um termômetro de precisão. Os sensores de pressão e temperatura foram conectados a um bloco conector encaixado em um chassis da *National Instruments*.

3.2.1 Medição de Vazão

A medição de vazão foi realizada indiretamente, através de uma relação para escoamento isoentrópico [68].

$$\frac{p_0}{p} = \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma^2 \right]^{(\gamma/\gamma-1)} \quad (3.1)$$

em que p_0 é a pressão de estagnação, p é a pressão do ar na saída do jato. γ é a razão entre os calores específicos do ar. As propriedades de estagnação são definidas como aquelas obtidas se o escoamento fosse desacelerado isoentropicamente até ficar em repouso. Na câmara de expansão, a velocidade do ar cai para 5% do seu valor na linha, devido ao aumento do diâmetro da tubulação. Portanto, é razoável considerar que o ar está praticamente na condição de estagnação naquela posição. A pressão na câmara de expansão é então tomada como a pressão de estagnação, a pressão na saída do jato é tomada como a pressão atmosférica, e assim consegue-se medir o número de Mach na saída do jato. Com o número de Mach, obtém-se a velocidade do escoamento utilizando-se as seguintes relações [68]:

$$Ma = \frac{U_j}{c} \quad (3.2)$$

$$c = \sqrt{\gamma RT} \quad (3.3)$$

em que R é a constante universal dos gases, c é a velocidade do som no meio, U_j é a velocidade do jato e T a temperatura do jato. A temperatura do jato também foi adquirida através de um termopar. Logo, consegue-se calcular a velocidade na saída do jato, e conseqüentemente, a vazão do escoamento.

A velocidade estimada através das relações (3.1), (3.2) e (3.3) foi comparada com a velocidade dada pela sonda calibrada e posicionada na saída do jato. O erro relativo da estimativa da velocidade e da vazão pela relação isentrópica está mostrado no Apêndice A. Para a condição de $Ma = 0,4$, um erro relativo de 0,5% na medição de velocidade foi observado.

3.3 Sistema de medição de velocidade

A anemometria de fio-quente é uma técnica bastante difundida em mecânica dos fluidos, particularmente na caracterização de jatos turbulentos. Sua operação e o pós-processamento de dados são relativamente simples, o ruído de sinal é baixo e as taxas de aquisição são bastante elevadas, sendo essa sua maior vantagem em relação às técnicas de PIV e LDV. Nestas técnicas, a taxa de aquisição é bastante limitada pela potência do *laser*. Bridges e Wernet [8] afirmam que a taxa de aquisição máxima atingida por seu sistema de medição com PIV foi de 25kHz. O tempo de resposta dinâmico dos sistemas de anemometria de fio-quente são bastante curtos, especialmente daqueles que funcionam sob o regime de temperatura constante. Algumas das desvantagens da anemometria de fio-quente são listadas a seguir [69]:

- É uma técnica intrusiva que pode causar perturbação do escoamento local;
- Não apresenta boa acurácia para medições em baixas velocidades, devido aos efeitos de convecção natural;
- Não possibilita medições em escoamentos aquecidos, devido à susceptibilidade do fio à oxidação em temperaturas elevadas;

- As medições são pontuais, sendo necessária uma grade de pontos para a varredura de um plano;
- O risco de rompimento do fio dificulta sua utilização em escoamentos com velocidades muito elevadas ($Ma > 1$).

O sistema de anemometria é composto por uma sonda contendo o sensor, um circuito elétrico responsável pelo aquecimento do sensor e um condicionador de sinal. O sistema pode ser operado no modo de corrente constante ou temperatura constante. No presente trabalho, a sonda é operada no modo de temperatura constante. Neste modo, a inércia térmica do sensor é automaticamente ajustada quando as condições de escoamento variam, e o amplificador diferencial instalado permite uma rápida variação na corrente para compensar variações instantâneas da velocidade [70]. O circuito de um anemômetro de temperatura constante está ilustrado na Figura 3.3, com o sensor posicionado em uma ponte de Wheatstone. Conforme as condições do escoamento variam, a diferença de tensão na ponte altera a resistência do fio. O amplificador de sinal tem uma corrente de saída inversamente proporcional à resistência do sensor. Ao retro-alimentar esta corrente de volta ao topo da ponte, a resistência original do sensor é restabelecida, e a temperatura do fio se mantém.

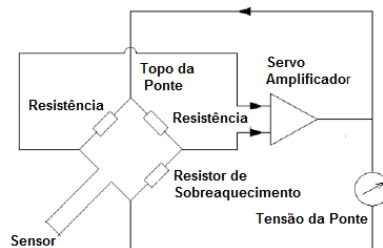


Figura 3.3.: Circuito elétrico de um anemômetro de temperatura constante..

Existe uma grande variedade de sondas a serem escolhidas, dependendo da aplicação, do fluido e da condição de escoamento. Neste trabalho, foram utilizadas duas sondas: os modelos 55P11 e 55P61 da marca Dantec Dynamics. O 55P11 é uma sonda de um fio que permite a medição de apenas uma componente de velocidade. O fio é de tungstênio, com diâmetro de $5\ \mu\text{m}$ e $1,25\ \text{mm}$ de comprimento. O modelo 55P61 é uma sonda de dois fios, de mesmo comprimento e diâmetro que o do modelo 55P11, mas permite a medição de duas componentes de velocidade. O fabricante recomenda que os sensores sejam expostos a uma temperatura máxima de 150°C e velocidade máxima de $500\ \text{m/s}$. A Figura 3.4 ilustra a geometria das duas sondas citadas.

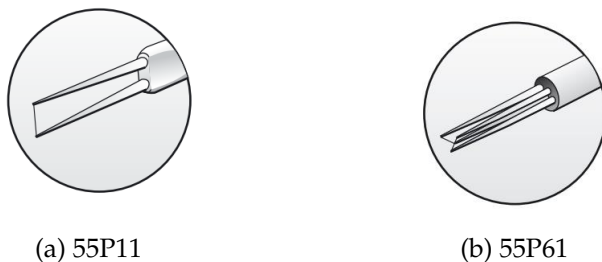


Figura 3.4.: Sondas utilizadas: (a) sonda e uma componente (b) sonda de duas componentes. Retirado de [20].

O sistema completo de anemometria (Figura 3.5) conta com a sonda, o suporte, o circuito elétrico com a ponte de Wheatstone, um condicionador de sinal e uma placa de aquisição que converte o sinal de saída analógico do anemômetro em um sinal digital. Todo o sistema é configurado no programa *Stream Ware* fornecido pela Dantec Dynamics.

Para realizar medições em diversas seções do jato, é necessário deslocar a sonda nas direções axial e radial. Para tanto, utilizou-se um travessa automática, com três eixos ortogonais controlados independentemente por motores de passo. A travessa é da marca ISEL, modelo C142-4. A comunicação é feita através de cabo serial RS-232, e a travessa é controlada também pelo *Stream Ware*. O

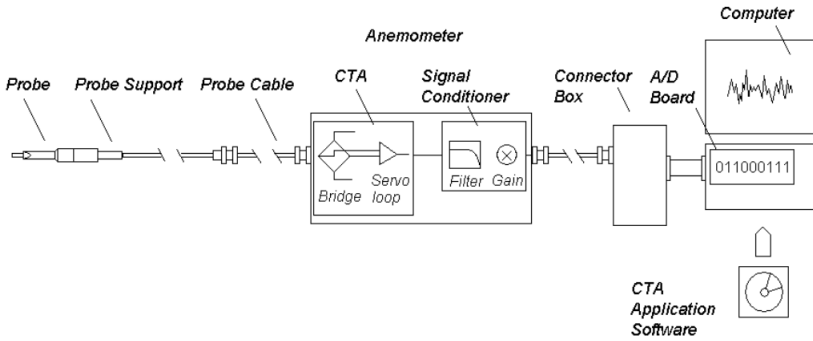


Figura 3.5.: Esquema representativo do sistema de anemometria completo [20].

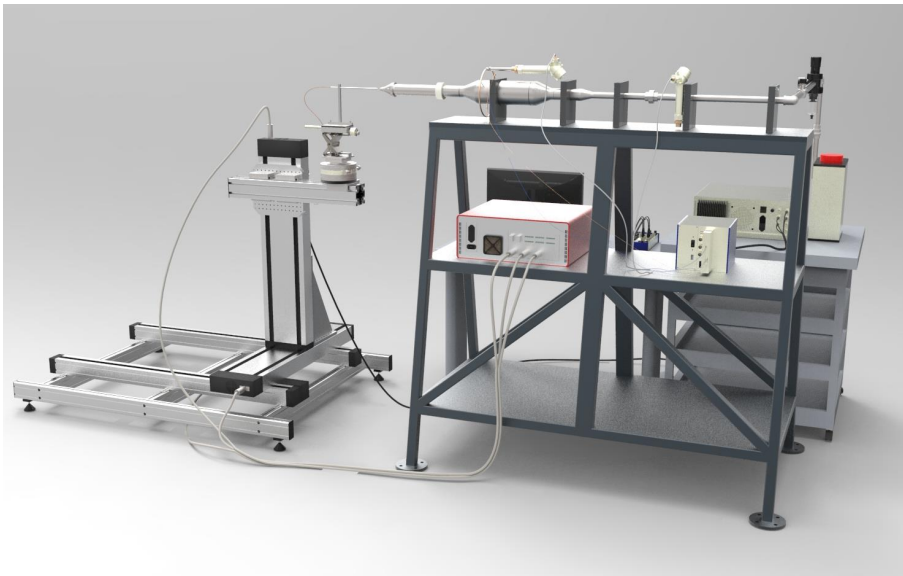


Figura 3.6.: Ilustração da bancada completa com a travessa automática. programa permite ao usuário inserir uma grade de pontos com

uma resolução espacial de 0,01 mm e envia os comandos para inicialização e deslocamento da travessa. A sonda foi fixada à travessa através de um conjunto de mesas micrométricas com fusos que permitem translação nas direções axial e radial e rotação em torno de um eixo vertical para alinhamento com o centro do jato. A Figura 3.6 mostra a bancada completa, com a tubulação de ar comprimido e o sistema de anemometria.

3.4 Bocais

No presente trabalho, optou-se por fazer uma comparação entre os campos de escoamento gerados por bocais com e sem *chevrons*. Os bocais escolhidos foram o SMC000 e o SMC006, desenvolvidos por Bridges e Brown [15]. O bocal SMC006 é o que possui a maior penetração entre os bocais serrilhados da série SMC. Como a penetração é o fator geométrico que provoca os maiores impactos no campo de velocidades e no campo acústico [15, 16], este foi o fator levado em consideração para a escolha do modelo de bocal serrilhado a ser adotado. Os bocais foram fabricados em aço H13 através de usinagem em torno CNC, tendo os dentes do bocal SMC006 sidos usinados em corte a fio. Suas dimensões estão em escala de 1 : 4 a partir das dimensões de Bridges e Brown [15]. A razão de contração dos bocal é 3, ou seja, seu diâmetro é inferior por um fator de 3 em relação ao diâmetro do fim da tubulação. A Figura 3.7 mostra a geometria e as dimensões dos bocais empregados nos experimentos.

3.5 Procedimento experimental

A fim de se obter boa repetitividade dos resultados, adota-se um procedimento padrão para a preparação do experimento. Este procedimento envolve várias etapas, entre elas o definição dos parâmetros eletrônicos da sonda, calibração, criação da grade de pontos de medição, definição da taxa de aquisição e monitoramento das condições de teste.

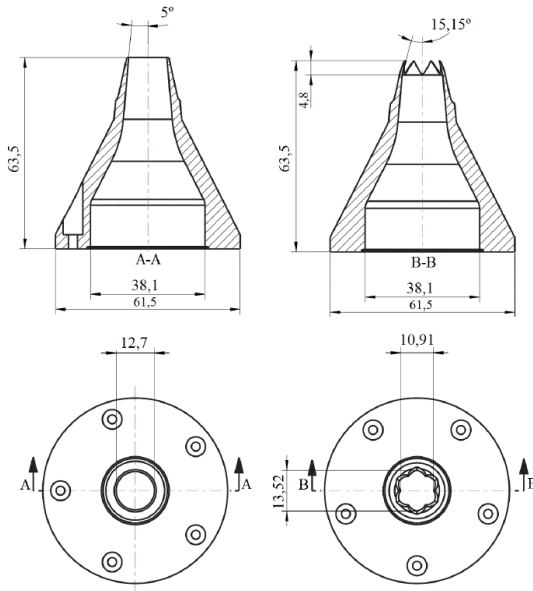


Figura 3.7.: Geometria e dimensões dos bocais SMC000 (liso) e SMC006 (serrilhado).

3.5.1 Preparação do anemômetro no *Stream Ware*

A etapa inicial para a preparação do experimento consiste em definir os parâmetros relevantes para a operação do anemômetro. Isto envolve três etapas: a definição da taxa de sobreaquecimento, o teste de onda quadrada e a definição da frequência de corte do filtro passa-baixa. A taxa de sobreaquecimento é o parâmetro que controla a temperatura de operação da sonda e é definida como [20]

$$a = \frac{R_w - R_0}{R_0} \tag{3.4}$$

onde R_w é a resistência do sensor à temperatura de operação, e R_0 a resistência do sensor a uma temperatura ambiente de referência.

Bruun [70] recomenda um valor de 0.8 para a taxa de sobreaquecimento. Desta forma, a temperatura do fio será elevada o suficiente para diminuir sua sensibilidade a variações de temperatura, mas baixa o suficiente para evitar oxidação do fio. Para evitar influência da variação da temperatura ambiente nas medições, o sobreaquecimento é calculado antes da calibração e antes de cada teste, tendo como base a temperatura ambiente medida com um termopar. Desta forma, a mesma taxa de sobreaquecimento é utilizada em todas as medições.

O teste de onda quadrado serve para fazer um balanceamento dinâmico da ponte de Wheatstone. Através dele é possível otimizar a largura da banda de frequências medidas pelo anemômetro e garantir que o circuito opera de forma estável e com uma banda larga o suficiente para um escoamento específico. O sensor é então exposto à maior velocidade de testes em que ele irá operar e uma onda quadrada é aplicada ao topo da ponte. Para que a operação do circuito seja satisfatória, o padrão de resposta do anemômetro deve ter menos de 15% de *undershoot* (Figura 3.8). Para isso, regula-se o ganho e o filtro do amplificador até que a condição desejada seja atendida.

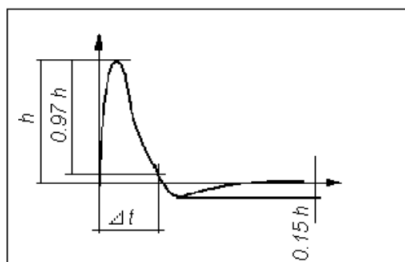


Figura 3.8.: Teste de onda quadrado correto. h é a amplitude da onda e Δt é o tempo que o circuito leva para que a amplitude atinja 3% do valor máximo. Retirado de [20].

Em seguida, define-se a frequência de corte do filtro passa-baixa. O *Stream Ware* possui cinco frequências de corte: 1 kHz, 10 kHz,

30 kHz, 100 kHz e 300 kHz. A aplicação do filtro é importante para evitar erros de *aliasing* quando se está interessado em medir o espectro de energia no escoamento. No entanto, para a obtenção de variáveis estatísticas de baixa ordem, em que a frequência de aquisição é baixa, este filtro não foi utilizado.

Em seguida, realiza-se a calibração da sonda. A calibração estabelece uma relação entre a saída em tensão do anemômetro e a velocidade. Esse procedimento é realizado expondo a sonda a velocidades conhecidas, e armazenando-se as tensões. Após varrer a faixa de velocidades desejadas, ajusta-se os pontos a uma curva. As curvas mais utilizadas na literatura são a Lei de King, polinômios de alta ordem ou *splines* [70]. Neste trabalho, optou-se pelo ajuste através de um polinômio de 4ª ordem. Conforme discutido por Bruun [70], polinômios de 4ª ordem apresentam uma precisão da ordem de 0,15%, comparável com a precisão da Lei de King porém um pouco mais elevada que a precisão do ajuste por *spline* (da ordem de 0,6%). Contudo, o ajuste por polinômio é consideravelmente mais simples e demanda menos esforço computacional. As calibrações foram feitas através do calibrador automático *StreamLine Pro* (Figura 3.9), que também possui interface com o programa *Stream Ware*. A velocidade de saída é controlada por um sistema interno de válvulas reguladoras de pressão.

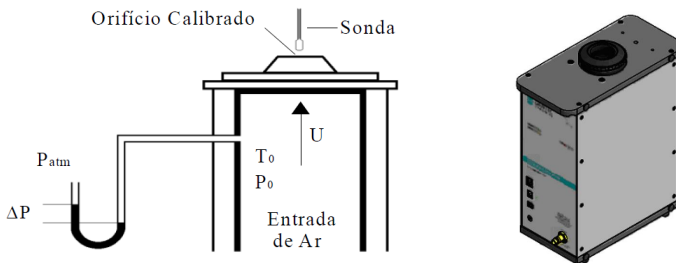


Figura 3.9.: Sistema de calibração Dantec. Adaptado de [21].

Para os experimentos realizados neste trabalho, as sondas foram calibradas na faixa de 5 m/s - 250 m/s com 100 pontos distribuídos logaritmicamente. A Figura 3.10 mostra o exemplo de uma curva de calibração calculada pelo *Stream Ware*. É possível ver também a análise do erro obtido para cada ponto.

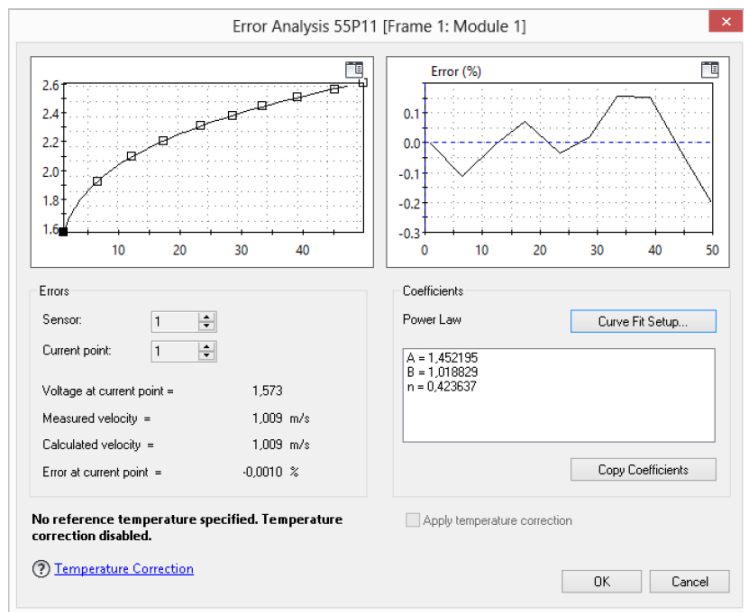


Figura 3.10.: Exemplo de curva de calibração. Reproduzido de [21].

Para a sonda de duas componentes 55P61 é necessário realizar uma calibração direcional para o cálculo dos coeficientes de sensibilidade, que são usados para decompor as velocidades calibradas nas componentes de velocidade no sistema de coordenadas do sensor. A calibração direcional é realizada variando-se o ângulo do eixo da sonda em relação ao jato de saída do calibrador. No presente trabalho, a sonda 55P61 foi calibrada de -40° a 40° com incrementos de 10° . A leitura de velocidade em cada ângulo gera um par de coeficientes de calibração, um para cada fio da sonda. O coeficiente utilizado nas medições foi a média dos coeficientes obtidos em cada

ângulo calibrado.

O próximo passo na preparação do experimento é a definição da frequência de aquisição e do número de amostras por ponto. Estas duas informações juntas determinam o tempo de medição em cada ponto. É importante usar um intervalo de tempo longo o suficiente para que o escoamento seja considerado estatisticamente estacionário. Para tanto, realizou-se uma análise de sensibilidade da frequência de aquisição e do tempo de medição em várias posições do jato, para a determinação da taxa de aquisição necessária em cada região do jato e do tempo mínimo de medição necessário para se medir um escoamento estatisticamente estacionário. Para a determinação destes parâmetros, foram medidas a velocidade média e a flutuação de velocidade axial. O Apêndice B mostra algumas curvas desta análise de sensibilidade para diferentes posições axiais do jato. Os testes foram realizados na camada de mistura. Observou-se que, no geral, os tempos necessários à estabilização das velocidades e flutuações foram inferiores a 5 s e que este tempo tende a diminuir quando a frequência de aquisição é aumentada.

O último passo na preparação do experimento no *Stream Ware* é a inserção da grade de pontos para o deslocamento da travessa. É possível controlar o incremento espacial, a velocidade de deslocamento da travessa e o tempo de estabilização antes de iniciar a medição em cada ponto.

3.5.2 Controle das condições de teste

O controle das condições de teste é feito através de uma rotina desenvolvida no programa *Labview*. Antes de iniciar o teste, insere-se a faixa de número de Mach em que se deseja realizar o experimento. Em seguida controla-se a vazão através da válvula de agulha de forma a deixar o escoamento dentro da faixa estabelecida. Após assegurar que o escoamento está dentro das condições de teste durante uma certa faixa de tempo, dava-se início ao experimento e monitoravam-se a velocidade e o número de Mach. Como os bocais possuem diâmetros efetivos ligeiramente diferentes (12.3 mm para

o SMC000 e 11.3 mm para o SMC006), era importante garantir que os testes feitos sempre estivessem na mesma condição de número de Mach, o que era garantido através dos valores de pressão na câmara de expansão e número de Mach do jato.

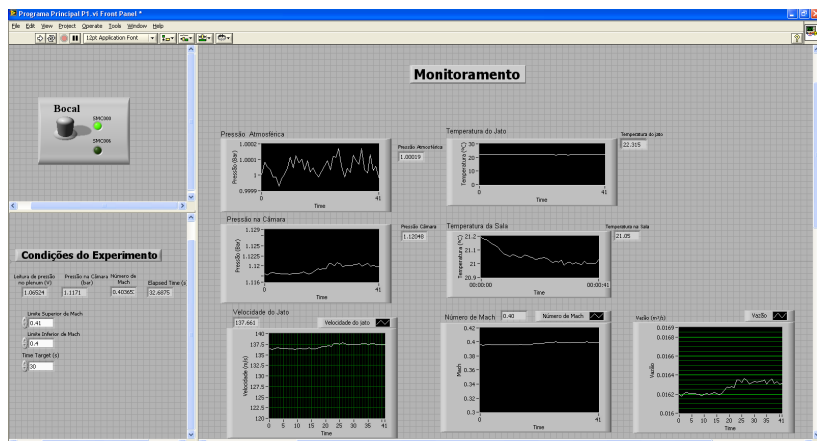


Figura 3.11.: Interface do programa de controle e monitoramento do escoamento.

A Figura 3.11 mostra a interface do programa em *Labview* utilizado para controle e monitoramento do escoamento. A aquisição de dados necessária para a realização dos experimentos envolveu a instrumentação da bancada e o sinal de saída do anemômetro. Ambas foram adquiridas através de equipamentos da *National Instruments*. A Figura 3.12 mostra um esquema da montagem do sistema de aquisição.

3.6 Análise de incertezas

As incertezas dos resultados obtidos com o anemômetro de fio-frequente são combinações das incertezas relacionadas às tensões registradas e convertidas em velocidade e as incertezas da análise estatística da série de velocidades medidas [20]. O fabricante das

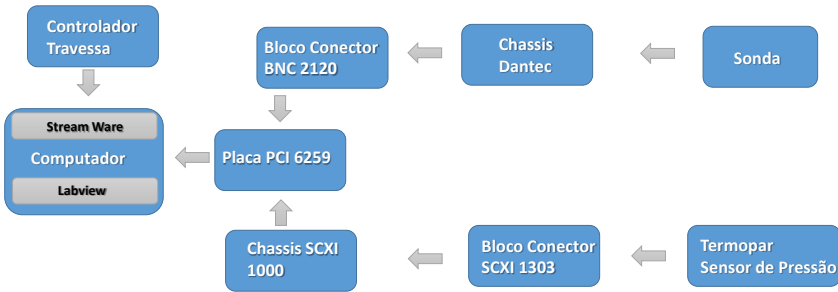


Figura 3.12.: Esquema da montagem do sistema de aquisição.

sondas utilizadas neste trabalho afirma que o equipamento possui baixa deriva, baixo ruído de sinal e boa repetitividade. Desta forma, estes fatores não afetam significativamente as incertezas. A seguir estão descritos os fatores que devem ser levados em consideração para o cálculo de incertezas segundo Jorgensen [20].

3.6.1 Calibração do equipamento

A calibração constitui uma das principais fontes de incerteza. O erro é estocástico e segue uma distribuição normal, em que a incerteza padrão relativa pode ser expressa como

$$U(U_{cal}) = \pm a_{cal}(\%) + b_{cal}(m/s) \quad (3.5)$$

Se a calibração tiver sido executada com um calibrador dedicado, o que é o caso no presente trabalho, o fabricante recomenda um valor de $\pm 1\%$, e $b_{cal} = \pm 0,02m/s$.

O processo de ajuste de curvas também é uma fonte de erros estocásticos, e também segue uma distribuição normal. Para esta fonte de incerteza, é recomendado um valor $U(U_{ajuste}) = \pm 1\%$.

3.6.2 Placa de conversão digital

A incerteza relativa da resolução da placa digital é estocástica e assume distribuição quadrada, podendo ser expressa por:

$$U(U_{res}) = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{1}{U} \frac{E_{AD}}{2^n} \frac{\partial U}{\partial E} \quad (3.6)$$

onde E_{AD} é a faixa de entrada da placa, n é a resolução em *bits*, U é a velocidade e $\frac{\partial U}{\partial E}$ é o coeficiente angular da curva de calibração inversa. No caso do equipamento utilizado neste trabalho, $E_{AD} = 10V$, e $n = 16$.

3.6.3 Variações de temperatura

Variações de temperatura entre a calibração e o experimento introduzem erros sistemáticos. Se uma correção não for aplicada, variações de temperatura podem resultar em mudanças na taxa de sobreaquecimento e contribuem com uma incerteza estocástica com distribuição retangular que é dada por:

$$U(U_{temp}) = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{1}{U} \frac{1}{T_w - T_0} \left(\frac{A}{B} U^{-0.5} + 1 \right)^{0.5} \quad (3.7)$$

onde T_w é a temperatura do sensor e T_0 a temperatura ambiente de referência. As contantes A e B são estimadas com base na Lei de King, e pode ser assumir os valores $A=1,396$, $B=0,895$.

Variações na temperatura podem levar a variações de densidade, o que produz uma incerteza que é dada pela seguinte expressão:

$$U(U_{\rho,T}) = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\Delta T}{273} \quad (3.8)$$

No caso do presente trabalho, a variação máxima de temperatura ocorrida durante os testes foi de 1°C devido aos ciclos de operação do sistema de condicionamento de ar da sala do experimento.

3.6.4 Variações na pressão ambiente

Variações na pressão ambiente também alteram a densidade e a velocidade calculada. Isto introduz uma incerteza estocástica com distribuição retangular, dada pela seguinte expressão:

$$U(U_{\rho,P}) = \frac{1}{\sqrt{3}} \left(1 - \frac{P_0}{P_0 + \Delta P} \right) \quad (3.9)$$

Durante os experimentos realizados na execução deste trabalho, observou-se uma variação de 0,00018 bar na pressão atmosférica no ambiente do jato.

3.6.5 Alinhamento do sensor

O alinhamento do sensor à componente principal de velocidade também é um fator de incerteza, que é de natureza estocástica e segue uma distribuição quadrada que pode ser expressa como:

$$U(U_{ali}) = \frac{1}{\sqrt{3}}(1 - \cos \theta) \quad (3.10)$$

em que θ é o ângulo de alinhamento do sensor à componente principal de velocidade.

Esta relação é válida para a sonda de uma 55P11, de uma componente. O sistema de posicionamento com mesas micrométricas utilizado no presente trabalho permitiu um alinhamento do sensor com uma precisão de $\pm 1^\circ$. Isto forneceu uma incerteza de 0,3% na camada cisalhante. Para a sonda de duas componentes, a incerteza do ângulo do escoamento em relação à sonda é mais significativa, pois os coeficientes de sensibilidade são dependentes deste ângulo.

3.6.6 Incerteza expandida

As incertezas de cada um dos fatores descritos anteriormente podem ser combinadas para o cálculo da incerteza expandida, U_{exp} . Assumindo-se que os erros aleatórios possuem uma distribuição normal, número de graus de liberdade infinito e tomando-se um intervalo de 95% de confiança, obtém-se um valor de t de student igual a 2 [71]. A incerteza expandida é dada então por:

$$U_{exp} = 2\sqrt{\sum u_i^2} \quad (3.11)$$

onde u_i é a incerteza relativa do fator i .

A Tabela 3.1 resume as principais fontes de incertezas associadas à medição com anemômetro de fio-quente.

Tabela 3.1.: Erros e fontes de incertezas associadas a medições com anemômetro de fio quente.

Fonte de Incerteza	Variáveis de Entrada	Valor Típico	t de student
Calibrador	a(%) b (m/s)	$a = \pm 1\%b = 0,02$	2
Ajusta de Curvas	ΔU_{ajuste}	0,5%	2
Resolução A/D	$E_{AD}, n, \frac{\partial U}{\partial E}$	$E_{AD} = 10Vn = 16$	$\sqrt{3}$
Variações de Temperatura (1)	ΔT	1°C	$\sqrt{3}$
Variações de Temperatura (2)	ΔT	1°C	$\sqrt{3}$
Variações de Pressão	ΔP	0,00018 bar	$\sqrt{3}$
Posicionamento do Sensor	θ	1°	$\sqrt{3}$

As fontes de incerteza devido a variações de temperatura assinaladas como (1) e (2) correspondem às incertezas calculadas através das equações 3.7 e 3.8, respectivamente.

Além das incertezas listadas anteriormente, as oscilações de vazão devido ao regime de operação do compressor provocaram uma incerteza de ± 1 m/s na velocidade de saída do jato.

A incerteza expandida foi calculada para algumas posições do jato, na linha de centro e no centro da camada cisalhante (posição $\eta = 0$). Os dois fatores que mais contribuem para a incerteza de medição são o erro de calibração e o erro na tensão de saída do anemômetro devido a variações de temperatura. A Tabela 3.2 mostra os valores de incerteza expandida da sonda 55P11 calculados para estas posições.

Tabela 3.2.: Incertezas expandidas calculadas na linha de centro e na camada cisalhante do jato para a sonda 55P11.

Posição Axial	$x/D = 0,5$	$x/D = 2$	$x/D = 6$	$x/D = 10$	$x/D = 12$	$x/D = 16$
Linha de centro	2,4%	2,4%	2,5%	2,7%	2,8%	3%
Camada Cisalhante	3,1%	3,2%	3,4%	3,4%	3,8%	4,4%

Observa-se que, de forma geral, as medições na camada cisalhante apresentam uma incerteza maior que as medições realizadas na linha de centro devido aos menores valores de velocidade medidos nesta região do jato, e que as incertezas tendem a aumentar em posições mais afastadas do bocal.

A Tabela 3.3 mostra os valores de incerteza expandida da componente U de velocidade medida pela sonda 55P61.

Tabela 3.3.: Incertezas expandidas calculadas na linha de centro e na camada cisalhante do jato para a sonda 55P61.

Posição Axial	$x/D = 0.5$	$x/D = 2$	$x/D = 6$	$x/D = 10$	$x/D = 12$	$x/D = 16$
Linha de centro	2,4%	2,5%	2,6%	2,7%	2,7%	3,1%
Camada Cisalhante	3,0%	3,0%	3,2%	3,2%	3,5%	3,9%

As incertezas seguiram as mesmas tendências observadas para a sonda 55P11. Para a componente V de velocidade, a Dantec não fornece relações para o cálculo das incertezas baseadas nas calibração ou nas condições de temperatura e pressão atmosférica do ambiente. Bruun [70] afirma que a principal fonte de incerteza para este modelo de sonda é relativa à variação do coeficiente de sensibilidade com o ângulo entre o escoamento e a sonda. Erros no ângulo de alinhamento foram produzidos propositalmente para avaliar o erro em relação a uma velocidade de referência. Para um desvio angular de 1° , obteve-se um erro de 4,4% em U e 6,3% em V em uma medição realizada no centro da camada cisalhante em $x/D=16$.

4 Resultados

Este capítulo apresenta os resultados da análise do campo de escoamento de um jato turbulento a $Ma = 0.4$. Primeiramente, são feitas considerações acerca das condições iniciais do jato, sobretudo da natureza da camada limite. Em seguida, realiza-se a validação da bancada experimental. Analisa-se a escalabilidade do campo de velocidade com as variáveis de similaridade descritas no Capítulo 2 e comparam-se os resultados com dados obtidos na literatura.

Posteriormente, compara-se os campos de escoamento dos jatos provenientes dos bocais SMC000 e SMC006. Inicialmente apresenta-se o campo de velocidades medido em um plano paralelo ao eixo do jato, e discute-se as mudanças provocadas no campo de velocidade média, intensidade turbulenta axial (u'/U_j), intensidade turbulenta radial (v'/U_j) e a componente \overline{uv} das tensões de Reynolds. Em seguida, analisa-se quantitativamente as mudanças provocadas pelo *chevron* em alguns perfis radiais ao longo do jato. Posteriormente, analisam-se espectros de Densidade de Potência Espectral (PSD) em algumas posições na região de desenvolvimento do jato. Pode-se então traçar algumas considerações a respeito de estruturas coerentes presentes no jato e como o desenvolvimento destas estruturas é afetado pelo *chevron*. Para a apresentação dos resultados utilizou-se um sistema cartesiano. Nele, a coordenada alinhada com o eixo do jato é referida como coordenada axial e a coordenada perpendicular ao eixo do jato como coordenada radial.

4.1 Condições Iniciais

A natureza da camada limite na saída do jato é fundamental para o desenvolvimento do mesmo e para as características do campo acústico gerado. Experimentos em escala de laboratório geralmente têm uma camada limite laminar na saída do jato, enquanto jatos em escala industrial têm camadas-limite completamente turbulentas. Logo, para fazer analogias coerentes com jatos em escala total, é preciso garantir que a camada limite do jato seja turbulenta. Segundo Bogey e Marsden [34], uma camada limite laminar produz um pico de intensidade turbulenta próximo ao bocal, enquanto no caso turbulento há um aumento monotônico. O jato também se desenvolve mais rápido no caso laminar, levando a um encurtamento do núcleo potencial e a uma taxa de decaimento da velocidade mais elevada na linha de centro [34]. Jatos inicialmente laminares também produzem mais ruído do que jatos completamente turbulentos, inclusive com componente tonal, devido ao emparelhamento de vórtices na região inicial [18]. Viswanathan [72] sugeriu um limiar de $Re > 4 \times 10^5$ acima do qual o desenvolvimento do jato e o campo acústico seriam independentes de Re . No entanto, Zaman *et al.* [58] sugere que o campo acústico é também sensível à razão de contração do bocal, mesmo que a camada limite seja completamente turbulenta.

No caso do presente trabalho, foi preciso forçar a camada limite à condição de turbulência, devido ao baixo número de Reynolds do jato ($Re = 1,5 \times 10^5$ para $Ma = 0,4$) em comparação com os jatos dos estudos encontrados na literatura, que geralmente têm $Re > 5 \times 10^5$. Para tanto, utilizou-se uma fita de um material abrasivo de 8 mm de largura fixada dentro do bocal a uma distância de 1 diâmetro à montante do bocal. O material abrasivo é o óxido de alumínio com granulação P80, que corresponde a grãos com diâmetro de $201 \mu m$ e uma densidade de 80 grãos por centímetro quadrado.

A Figura 4.1 mostra o perfil de camada limite obtido na saída do bocal SMC00 quando a transição é forçada. O perfil é comparado

com os perfis de Blasius [68] e da Lei de Potência para uma placa plana. O perfil de Blasius corresponde a uma camada limite laminar e a Lei de Potência para uma camada limite turbulenta.

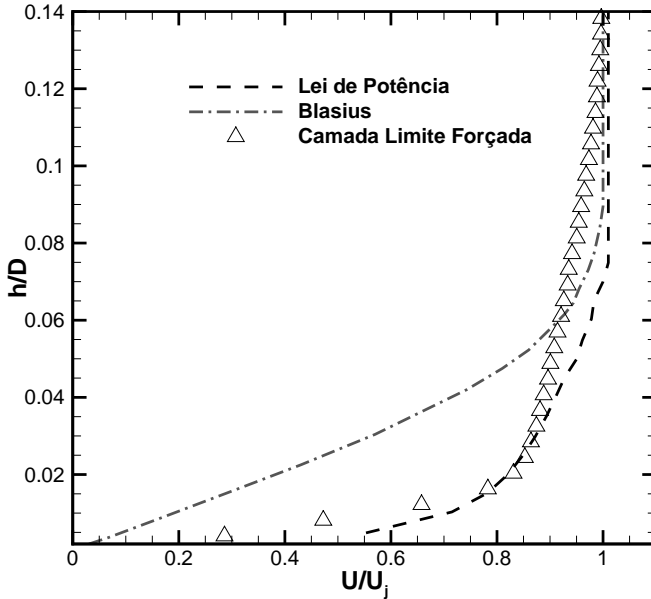


Figura 4.1.: Perfil de camada limite na saída do bocal SMC000 comparado com o perfil de Blasius e a Lei de Potência.

Segundo Cavalieri *et al.* [12], a Lei de Potência, dada por

$$\frac{U}{U_\infty} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1.7}. \quad (4.1)$$

fornece uma boa aproximação para o perfil de velocidade na saída do jato.

Na Figura 4.1, h representa a distância medida a partir da linha do lábio do jato, D é o diâmetro do jato e U_j é a velocidade média de saída do jato, medida na linha de centro. No caso do presente trabalho, não foi possível medir o perfil de camada limite na saída do jato sem danificar a sonda devido ao contato com o bocal. Os perfis foram medidos a uma distância de 0,225 mm à jusante. Logo,

o perfil apresentado é na verdade da camada de mistura na saída do jato. Isto é uma possível explicação para a discrepância observada entre o perfil de camada limite experimental e o perfil da Lei de Potência.

O Fator de Forma é um parâmetro utilizado na definição da natureza da camada limite. Ele é definido como a razão entre a espessura de deslocamento, dada por

$$\delta^* = \int_0^\infty \left(1 - \frac{\rho(y)u(y)}{\rho_0 u_0} \right) dy, \quad (4.2)$$

e a espessura de quantidade de movimento, dada por

$$\delta_2 = \int_0^\infty \frac{\rho(y)u(y)}{\rho_0 u_0} \left(1 - \frac{u(y)}{u_0} \right) dy. \quad (4.3)$$

onde ρ_0 e u_0 são a densidade e a velocidade de corrente livre, respectivamente.

Para o caso da placa plana, atribui-se um valor de 2,59 para o Fator de Forma do perfil de Blasius e de 1,4 para uma camada limite turbulenta [34]. No entanto, Bridges e Wernet [8] argumentam que jatos com Fatores de Forma inferiores a 1.8 já podem ser considerados turbulentos. Para o bocal SMC000, assumindo-se escoamento incompressível, obteve-se um Fator de Forma de 1,58.

A Tabela 4.1 mostra os valores da espessura da camada limite, espessura de quantidade de movimento e espessura de deslocamento para o jato com camada limite forçada.

Tabela 4.1.: Valores da espessura da camada limite, espessura de quantidade de movimento e espessura de deslocamento para o jato com camada limite forçada

δ (mm)	δ/D	δ_2 (mm)	δ_2/D	δ^* (mm)	δ^*/D
1,772	0,14	0,129	0,0105	0,204	0,0166

Os perfis de velocidade e intensidade turbulenta medidos a 0.225 mm do bocal para camadas limite forçadas e não-forçadas são

mostrados nas Figuras 4.2a e 4.2b, respectivamente.

O eixo das abscissas representa a distância ao lábio do jato, normalizada pelo diâmetro. Observa-se que o ponto de inflexão dos dois perfis de velocidade ocorrem em posições diferentes.

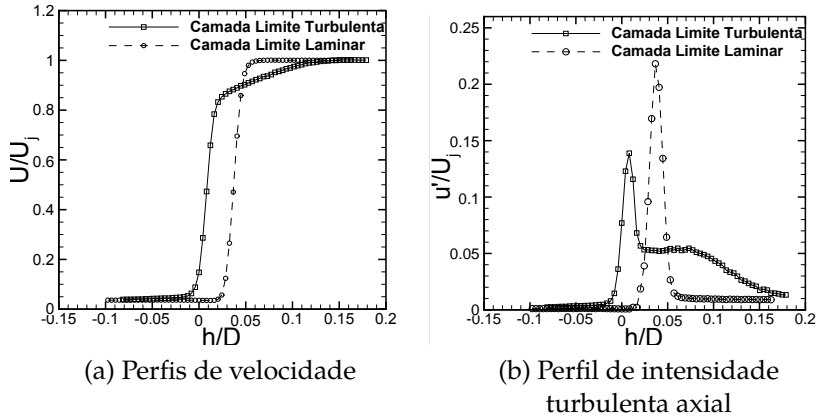


Figura 4.2.: Perfis de velocidade média e intensidade turbulenta na saída do jato para camadas-limite forçada e não-forçada.

O ponto de inflexão do perfil de velocidade para o caso não forçado ocorre em uma posição mais próxima ao centro do jato, enquanto o jato com camada limite forçada apresenta o ponto de inflexão na linha do lábio do bocal. Isto ocorre devido à geometria convergente do bocal. Assim, no caso laminar, o escoamento não sofre espalhamento na saída, e acompanha o ângulo de convergência do bocal até o ponto onde sofrerá transição para turbulência. O mesmo comportamento é observado para os perfis de intensidade turbulenta. O pico de intensidade para o caso não forçado ocorreu na linha do lábio, enquanto para o caso não-forçado ele ocorreu dentro do jato. Um indicativo de que a camada limite não-forçada é laminar é o pico de intensidade turbulenta observado de 22%. Para o jato com camada limite forçada, o pico de intensidade turbulenta observado foi de 14%, coerente com um jato plenamente turbulento em desenvolvimento. Conforme afirmado por Bogey e Marsden [34], este pico é típico de camadas limites

laminares, e indica emparelhamento de vórtices e transição para turbulência.

A Figura 4.1 mostra a comparação do perfil de velocidade e intensidade turbulenta axial na linha de centro dos dois jatos. É possível observar na Figura 4.3a que o jato com camada limite não-forçada apresenta um núcleo potencial menor e um decaimento significativamente mais acentuado da velocidade na linha de centro. Na Figura 4.3b nota-se que o pico de intensidade turbulenta foi de 13.5% para o jato com camada limite forçada e 13% para o jato com camada limite não-forçada. Os perfis de intensidade turbulenta apresentam desenvolvimentos similares. Contudo, o jato não-forçado apresentou valores mais elevados de $x/D=2$ até $x/D=6$, aproximadamente.

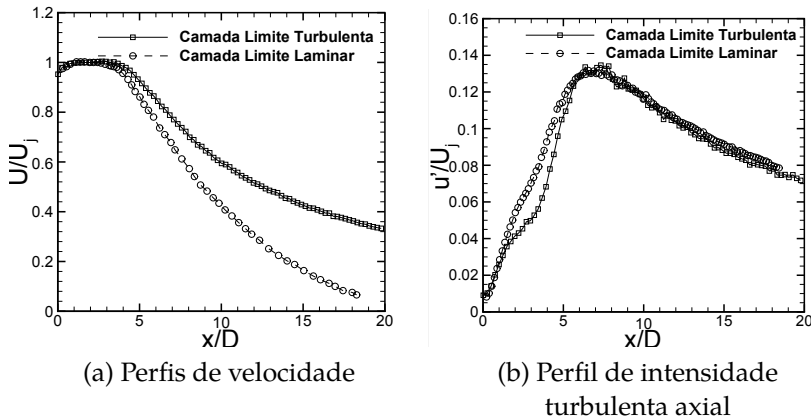


Figura 4.3.: Perfis de velocidade média e intensidade turbulenta na linha de centro do jato para camadas-limite forçada e não-forçada.

A natureza da camada-limite também afeta a escalabilidade do jato na região de desenvolvimento, onde o jato ainda pode apresentar dependência do número de Reynolds se for inicialmente laminar [6]. A Figura 4.4 mostra perfis de intensidade turbulenta axial medidos em quatro posições axiais na região de desenvolvimento em função da variável de similaridade η , definida pela equação 2.4.

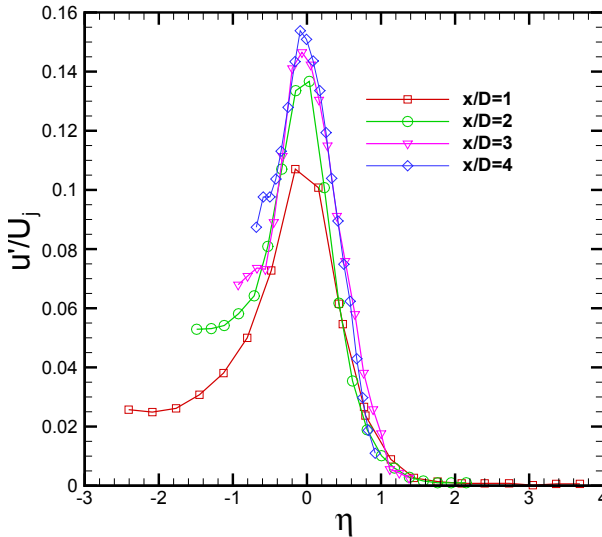


Figura 4.4.: Perfis de intensidade turbulenta para o jato com camada limite não forçada..

Nota-se que os perfis não colapsam de forma satisfatória, e que há significativa divergência entre os picos de intensidade turbulenta nas quatro posições axiais mostradas. Isto indica um desenvolvimento diferente daquele descrito na literatura para jatos inicialmente turbulentos. A intensidade turbulenta atingiu um pico de 15,5% em $x/D=4$. Os perfis de intensidade turbulenta para o jato com camada-limite forçada serão mostrados na seção 4.2, que trata da validação da bancada. Para este caso, a intensidade turbulenta apresentou um pico de 17% na camada cisalhante.

Através da análise do desenvolvimento do jato para as duas condições iniciais testadas, conclui-se que a camada limite forçada é de natureza turbulenta e, portanto, é possível realizar comparações com dados da literatura obtidos para Reynolds mais elevados. Então, optou-se por realizar os experimentos de validação da bancada e de comparação entre os escoamentos gerados pelos bocais SMC000 e SMC006 para esta condição inicial.

4.2 Validação da Bancada

Inicialmente, verificou-se a escalabilidade do jato na região de desenvolvimento e na região plenamente desenvolvida do jato. Conforme descrito no Capítulo 2, na região de desenvolvimento, os perfis radiais de velocidade média e intensidade de turbulência axial colapsam quando a coordenada radial é normalizada pela variável de similaridade η , definida pela equação 2.4. As Figuras 4.5a e 4.5b mostram os perfis de velocidade média e intensidade turbulenta em função de η para cinco posições axiais na região de desenvolvimento do jato.

Observa-se que os perfis colapsam satisfatoriamente nesta região, confirmando a escalabilidade do jato pela espessura de cisalhamento δ_ω . Nota-se uma divergência apenas no perfil de intensidade turbulenta em $x/D=1$, que apresentou uma camada de mistura menos espessa que nas outras posições axiais e um nível de intensidade máximo de 14%, em comparação com os 17% observados para a intensidade de turbulência máxima na camada de mistura.

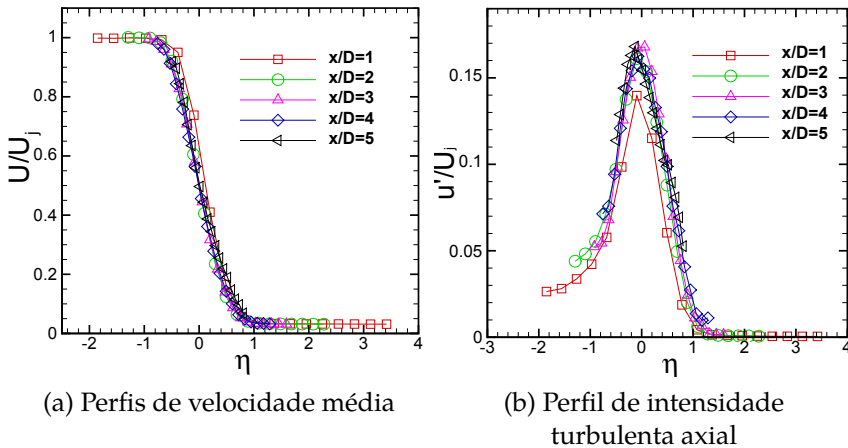


Figura 4.5.: Perfis de velocidade média e intensidade turbulenta axial em função de η .

Isto está de acordo com a afirmação de Bogey e Marsden [34] de que a intensidade turbulenta na camada de mistura aumenta monotonamente.

Como será visto a seguir, o colapso das curvas também foi verificado na região plenamente desenvolvida do jato, para quatro posições axiais a partir de $x/D=10$.

As Figuras 4.6a e 4.6b mostram os perfis de velocidade média e intensidade turbulenta axial na região completamente desenvolvida do jato em função da variável de similaridade ζ , definida pela Equação 2.6.

Pode-se observar que os perfis de velocidade média nesta região também colapsam satisfatoriamente. Os perfis de intensidade turbulenta apresentaram alguma divergência próximo à linha de centro do jato. Contudo, a partir de $\zeta = 1$ as curvas apresentam boa sobreposição.

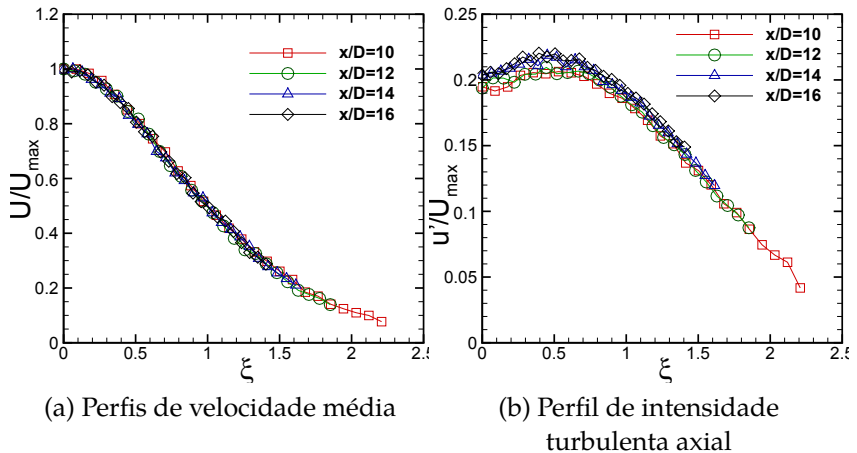


Figura 4.6.: Perfis de velocidade média e intensidade turbulenta axial em função de ζ .

Bridges e Wernet [8] compararam dados da literatura de perfis de intensidade turbulenta axial para vários números de Mach. Os dados foram obtidos utilizando-se HWA, LDV e PIV. A posição axial

escolhida pelos autores foi $x/D=4$, que é uma posição comumente usada para a obtenção de perfis radiais. Foi observada uma variação de 12% em torno de um pico de 16% de intensidade turbulenta na camada cisalhante. Dados do bocal SMC000 foram comparados com os dados de Bridges e Wernet [8] (PIV) e dos trabalhos de Laurence [37], Morris e Zaman [43], Zaman *et al.* [73] (HWA) e Ahuja *et al.* [74] (LDV). A Figura 4.7 mostra a comparação dos perfis de intensidade turbulenta em $x/D=4$.

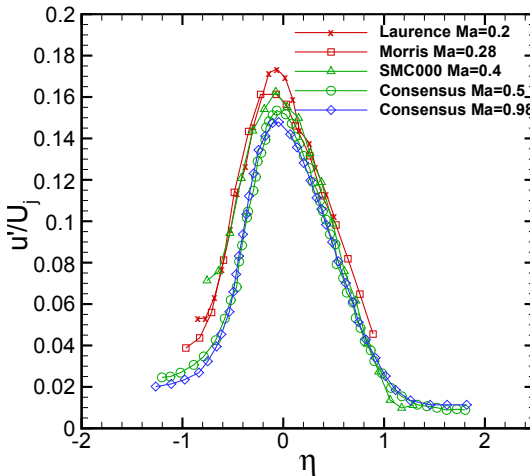


Figura 4.7.: Comparação de perfis de intensidade turbulenta axial em $x/D=4$.

Observa-se que há uma tendência de redução gradual do pico de intensidade turbulenta conforme aumenta-se o número de Mach. Os dados de Laurence [37] apresentaram um pico de 17,5% de intensidade turbulenta para $Ma = 0,2$, enquanto o presente trabalho apresentou um pico de 16% para $Ma = 0,4$ e os dados de Bridges e Wernet [8] apresentaram um pico de 14,5% para $Ma = 0,98$. Observa-se que há também uma tendência de redução da espessura da camada cisalhante. Os dados do presente trabalho apresentaram valores coerentes com a tendência observada na Figura 4.7, e ficaram dentro da faixa de incerteza de 12% relatada

por Bridges e Wernet [8] para os dados da literatura, com um pico de intensidade turbulenta de 16%.

A Figura 4.8 mostra a comparação do experimento do presente trabalho com dados dos trabalhos citados acima para a intensidade turbulenta na linha de centro do jato. A coordenada axial foi adimensionalizada pelo comprimento do núcleo potencial definido por Witze [22] e dado por:

$$\frac{X_W}{D} = \frac{4.375(\rho_j/\rho_\infty)^{0.28}}{1 - 0.16Ma} \quad (4.4)$$

onde ρ_j é a densidade do ar na saída do jato, ρ_∞ a densidade do ar ambiente e M_j o número de Mach do jato.

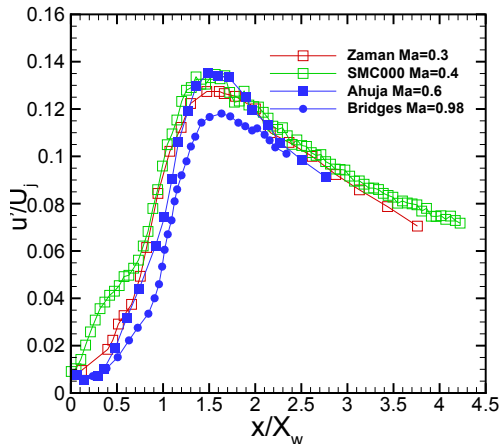


Figura 4.8.: Comparação de perfis de intensidade turbulenta axial na linha de centro do jato.

Na linha de centro não foi possível observar a mesma tendência de redução do pico de intensidade turbulenta com o aumento de Ma . No entanto, os dados de Bridges e Wernet [8] para $Ma = 0,98$ apresentaram um pico de 11,5% em comparação com os valores acima de 13% observados para jatos com números de Mach menores. Os dados do presente trabalho mostraram boa concordância com os dados de Zaman *et al.* [73] e Ahuja *et al.* [74],

com um pico de intensidade turbulenta de 13,5%. Todavia, dentro do núcleo potencial observou-se que os níveis de intensidade turbulenta foram mais elevados que os dados encontrados na literatura. Isto pode estar relacionado a efeitos de perturbação do escoamento pelo anemômetro. No caso do presente trabalho estes efeitos tendem a ser mais importantes, pois o diâmetro do bocal é de 1/2", quatro vezes menor que os bocais utilizados em [8, 43, 73, 74]. Portanto, é possível que a sonda perturbe demasiadamente o jato na região do núcleo potencial, em que os níveis de intensidade turbulenta normalmente são menores que 4%.

Apesar desta disparidade, o desenvolvimento do perfil de intensidade turbulenta para $x/X_W > 0,8$ está de acordo com o comportamento previsto na literatura para jatos com números de Mach próximos ao do presente trabalho. Os picos de intensidade turbulenta também ficaram dentro dos valores de referência citados em [8]. O desenvolvimento do jato e sua compatibilidade com o jato canônico foram demonstrados através de sua escalabilidade na região de desenvolvimento (Figuras 4.5a e 4.5b) e na região completamente desenvolvida (Figuras 4.6a e 4.6b).

4.3 Comparação entre os bocais SMC000 e SMC006

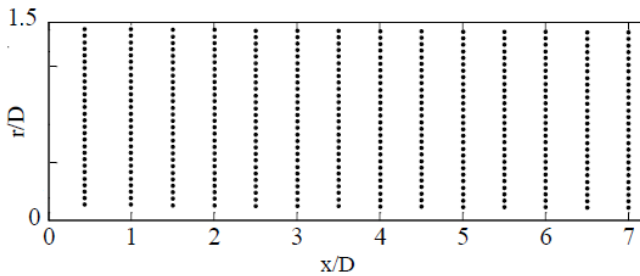
Esta seção tem como objetivo comparar os campos de escoamento gerados pelos bocais circular e com *chevron*. As discrepâncias entre os dois escoamentos são destacadas e correlacionadas às mudanças no campo acústico descritas na literatura. Algumas medições foram realizadas com a sonda modelo 55P61, que mede duas componentes de velocidade. Alguns perfis de velocidade adquiridos para o bocal SMC000 com a sonda de duas componentes foram comparados a perfis obtidos com a sonda 55P11, que mede apenas a componente de velocidade paralela ao eixo do jato. A comparação dos perfis de velocidade obtidos com as duas sondas está mostrada no Apêndice C. Houve uma discrepância máxima de 20% no início do jato entre os picos de intensidade turbulenta medidos pelas duas sondas. Esta discrepância caiu em posições mais afastadas do bocal. Nesta seção,

os campos de escoamento apresentados para os dois jatos foram medidos com a mesma sonda, modelo 55P61. Portanto, apesar das diferenças observadas com relação aos resultados validados na seção 4.2, a comparação entre os dois escoamentos é válida, visto que foram obtidos com o mesmo sensor, calibrado sob as mesmas condições experimentais.

4.3.1 Plano Axial

Inicialmente, realizaram-se medições com a sonda 55P61 em um plano paralelo ao eixo do jato, obtendo-se as componentes axial e transversal de velocidade (U e V , respectivamente), e a componente $\bar{u}\bar{v}$ do tensor de Reynolds. A grade de pontos utilizada teve um incremento de 1 mm na direção radial e de $0.5D$ na direção axial. A escolha do incremento foi baseada no tempo demandado para a execução do teste e na representação satisfatória dos gradientes de velocidade. O plano estendeu-se até $x/D=7$ na direção longitudinal e $x/D=1,5$ na direção radial. Estes limites foram estabelecidos tendo como base a região do jato relevante em termos de produção de ruído. Os valores foram interpolados e suavizados entre as posições medidas para a representação dos contornos. A Figura 4.9 mostra a grade de pontos utilizada na varredura do plano axial.

Para o bocal com *chevron*, as medições foram feitas nos planos que cortam o bocal de pico a pico dos dentes (SMC006P) e também de vale a vale (SMC006V), conforme ilustrado na Figura 4.10.



(a) SMC000

Figura 4.9.: Matriz de pontos para varredura axial *chevron*.

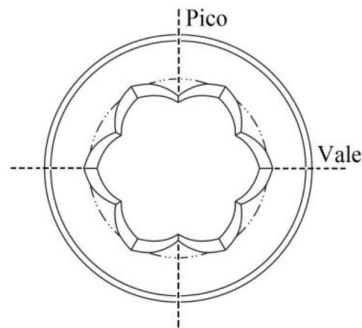


Figura 4.10.: Representação da nomenclatura de pico e vale do bocal com *chevron*.

As Figuras 4.11a - 4.11c mostram os contornos de velocidade média adimensionalizados pelo valor da velocidade no centro do jato. Observa-se um estreitamento significativo do núcleo potencial no plano que corta o bocal serrilhado de pico a pico (Figura 4.11b) em comparação com o bocal circular (Figura 4.11a). No plano de vale a vale, mostrado na Figura 4.11c, nota-se um crescimento rápido da camada de cisalhamento entre $x/D=0,5$ e $x/D=2$, evidenciando um maior espalhamento do jato na direção radial. Uma tendência similar foi observada por Callender *et al.* [16]. Após $x/D=2$, o jato com *chevron* continua se expandindo, porém a uma taxa menor.

As Figuras 4.12a - 4.12c mostram os contornos de intensidade turbulenta axial para os mesmos três planos citados anteriormente.

Pode-se observar uma redução significativa dos níveis de intensidade turbulenta promovida pelo *chevron* tanto no plano de pico a pico quanto no de vale a vale, principalmente a partir de $x/D=3$. Contudo, no plano de pico a pico do *chevron* houve um aumento da intensidade turbulenta axial do início do jato até $x/D=2$. Por outro lado, observou-se uma redução de 10% no valor máximo de intensidade turbulenta axial no plano de pico a pico e uma redução de 23% no plano de vale a vale. Os perfis de

intensidade turbulenta gerados pelo *chevron* apresentaram valores não-nulos em uma faixa mais abrangente na direção radial.

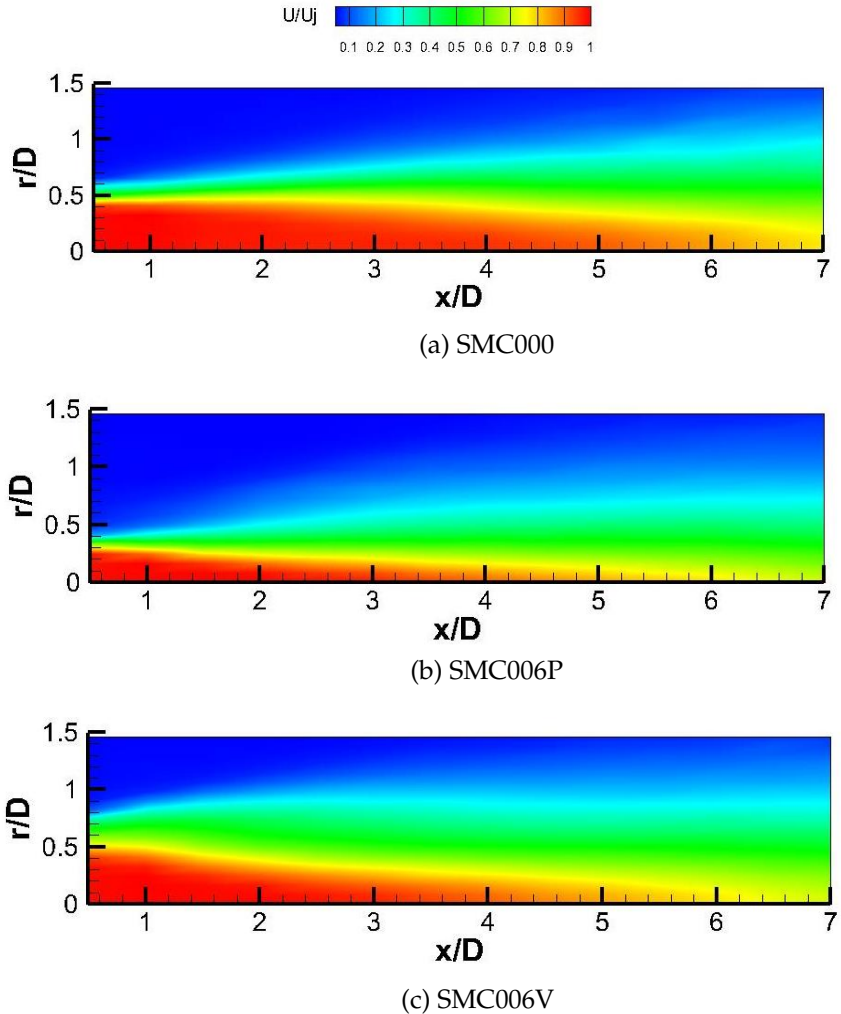


Figura 4.11.: Contornos de velocidade média no plano axial paralelo ao eixo do jato para: (a) o bocal SMC000; (b) o bocal SMC006 de pico a pico; (c) o bocal SMC006 de vale a vale.

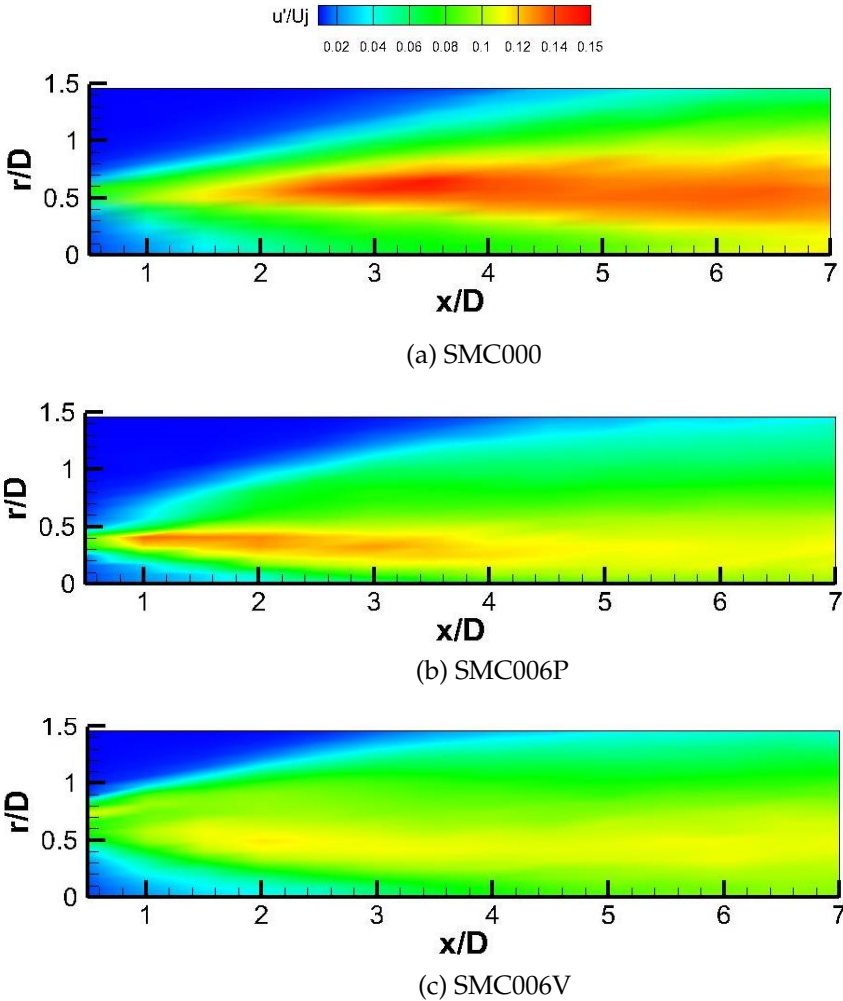


Figura 4.12.: Contornos de intensidade turbulenta axial no plano axial paralelo ao eixo do jato para: (a) o bocal SMC000; (b) o bocal SMC006 de pico a pico; (c) o bocal SMC006 de vale a vale.

Callender *et al.* [16] relacionaram esta característica a uma maior radiação sonora em alta frequência, que atinge principalmente observadores posicionados em ângulos polares próximos à direção perpendicular ao jato.

A Figura 4.13 mostra os contornos de intensidade turbulenta radial para os dois bocais.

Houve um aumento dos níveis de intensidade turbulenta radial no plano de pico a pico até $x/D=4$ em comparação com o bocal circular. O valor máximo de intensidade sofreu um aumento de aproximadamente 26%, passando de 0,139 para 0,189. No plano de vale a vale, observa-se perfis mais largos, evidenciando também uma redistribuição de quantidade de movimento do jato para a direção radial, consequência do maior espalhamento visto na Figura 4.11.

Este aumento no espalhamento pode ser quantificado através da espessura da camada cisalhante, definida como a região do jato em que $0,1 < U/U_j < 0,9$. A Figura 4.14 mostra a espessura da camada cisalhante obtida para os dois bocais até $x/D=6$ e normalizada pelo diâmetro do jato.

Observa-se que o valor de δ para o plano SMC006P mantém-se próximo ao valor do bocal SMC000 até $x/D=1$, apresentando valor maior a partir desta posição. Por outro lado, a espessura da camada cisalhante para o plano SMC006V experimentou um crescimento acentuado até $x/D=1$, decorrente da ação dos pares de vórtices contra-rotativos que passam pelo plano de vale do bocal (Figura 2.14). A partir desta posição, no entanto, a taxa de crescimento diminuiu, devido ao decaimento exponencial da magnitude de vorticidade axial com a distância do bocal observado por Alkislar *et al.* [17]. Apesar da menor taxa de crescimento, a espessura neste plano apresentou valores em média 42% maiores que os do bocal SMC000.

O decaimento da velocidade média na linha de centro foi medido para os dois bocais do início do jato até $x/D=20$, e é mostrado na Figura 4.15. Observa-se que não houve alteração significativa do comprimento do núcleo potencial provocada pelo *chevron*, apenas uma decaimento ligeiramente mais acentuado entre $x/D=3$ e $x/D=8$.

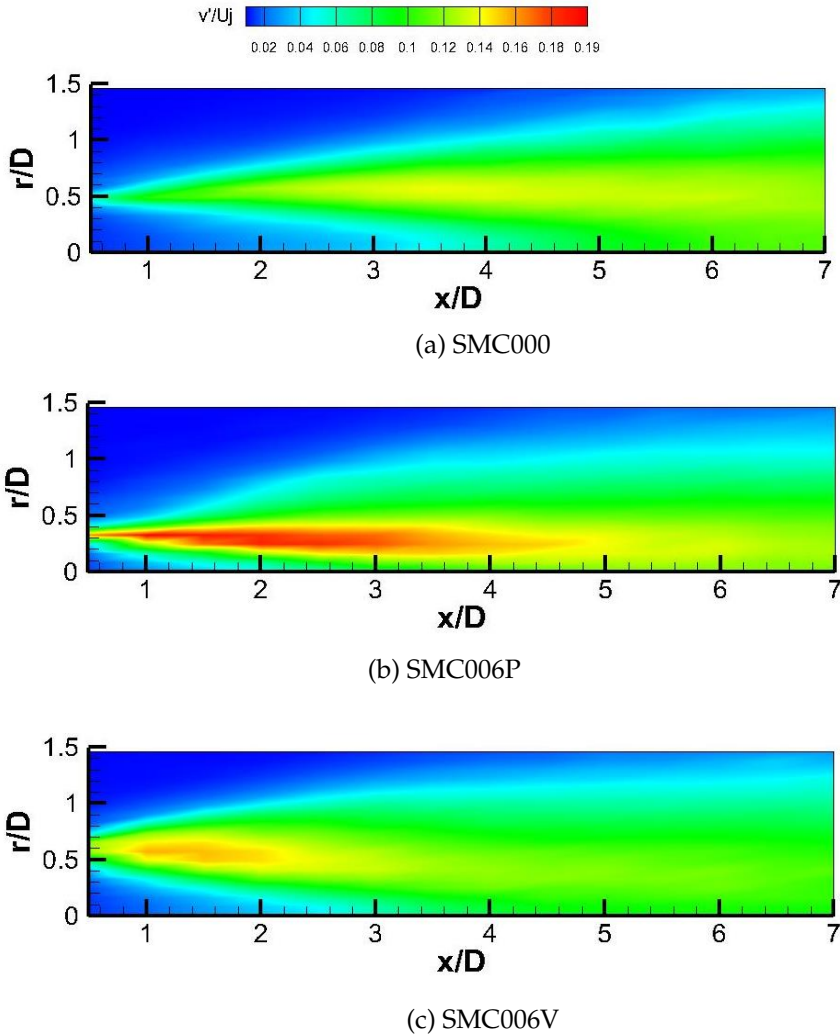


Figura 4.13.: Contornos de intensidade turbulenta radial no plano axial paralelo ao eixo do jato para: (a) o bocal SMC000; (b) o bocal SMC006 de pico a pico; (c) o bocal SMC006 de vale a vale.

Bridges e Brown [15] e Callender *et al.* [16] relataram reduções significativas no comprimento do núcleo potencial e um decaimento mais acelerado da velocidade para o bocal com *chevron*. Contudo, os

testes desses autores foram realizados com a condição de $Ma=0,9$, enquanto os testes do presente trabalho foram realizados a $Ma=0,4$. Conclui-se, portanto, que o efeito do *chevron* sobre o decaimento na linha de centro seja maior em condições de alto Mach subsônico.

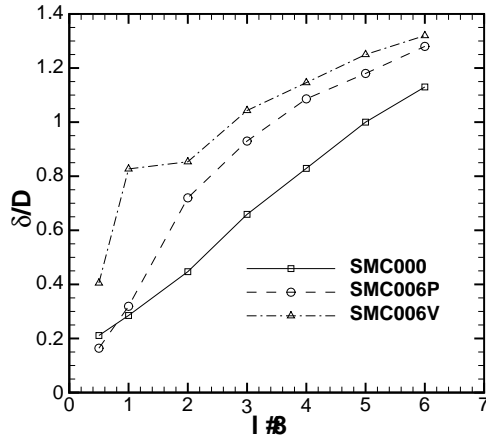


Figura 4.14.: Espessura da camada cisalhante ao longo do jato para os dois bocais.

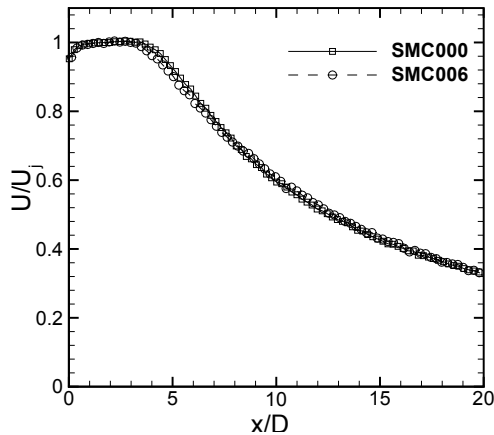


Figura 4.15.: Comparação do decaimento da velocidade na linha de centro para os dois bocais.

4.3.2 Perfis Radiais

Para avaliar de forma mais objetiva as diferenças nos perfis de velocidade, intensidade turbulenta e da componente $\bar{u}\bar{v}$ do tensor de Reynolds dos dois jatos, perfis radiais foram traçados nas posições axiais $x/D=0,5$, $x/D=1$, $x/D=4$ e $x/D=7$. A Figura 4.16 mostra os perfis obtidos em $x/D=0,5$ normalizados pela velocidade de saída do jato. É possível observar na Figura 4.16a que o perfil de velocidade do jato circular exibe o padrão *top-hat*, descrito na literatura. O perfil de velocidade no plano SMC006P apresentou um gradiente de velocidade mais acentuado na camada cisalhante, enquanto o perfil de velocidade do plano SMC006V apresentou um gradiente mais suave e uma camada cisalhante mais espessa. Na Figura 4.16b observa-se que o bocal com *chevron* apresentou picos mais elevados de intensidade turbulenta axial em ambos os planos medidos. No plano SMC006P houve um aumento de 6% no valor máximo e no plano SMC006V um aumento de 31%. O bocal serrilhado também provocou um aumento na intensidade turbulenta radial, conforme mostrado na Figura 4.16c. No plano SMC006P houve um aumento de 65,7% no valor máximo, enquanto no plano SMC006V o aumento foi de 50,5%. Observou-se que o valor máximo de intensidade turbulenta axial e radial ocorreu em posições radiais diferentes para os dois bocais. No plano de pico o valor máximo foi deslocado para uma posição mais próxima do bocal, enquanto o contrário ocorreu no plano de vale. Pode-se observar que no plano de vale os perfis de intensidade turbulenta ocupam uma extensão significativamente maior. Na Figura 4.16d observa-se que o bocal circular apresentou um pico positivo de magnitude 0,0024 na componente $\bar{u}\bar{v}$ do tensor de Reynolds em $r/D=0,5$, devido à transferência de quantidade de movimento em direção à camada cisalhante do jato. O bocal serrilhado, no plano SMC006P, apresentou um pico negativo de magnitude 0,022 da tensão cisalhante entre $r/D=0,3$ e $r/D=0,45$, evidenciando uma difusão de quantidade de movimento em direção ao centro do jato. Isto provocou o estreitamento do núcleo potencial visto na Figura 4.11b. No plano SMC006V, houve um pico de tensão

cisalhante positivo em $r/D=0,5$ e outro negativo em $r/D=0,75$. Esta alternância entre picos positivos e negativos provoca difusão de quantidade de movimento tanto em direção à camada cisalhante quanto ao centro do jato. Isto é causado pelas ação dos pares de vórtices contra-rotativos descritos por Alkislar *et al.* [17] e que ocorrem neste plano, induzindo um movimento rotacional do fluido de forma a aumentar o espalhamento do jato.

Em $x/D=1$, as tendências observadas para as quatro grandezas se mantêm, conforme mostrado na Figura 4.17, com o bocal com *chevron* apresentando um valor máximo de intensidade turbulenta axial 28% maior em relação ao do bocal sem *chevron*, e um valor máximo de intensidade turbulenta radial 47% maior. Observou-se também que o bocal com *chevron* apresentou perfis de intensidade turbulenta com níveis mais elevados na região entre $r/D=0,5$ e $r/D=1$.

Na tensão cisalhante, o bocal circular continuou apresentando um pico positivo em $r/D=0,5$, de magnitude 0,007, aproximadamente. O bocal serrilhado apresentou um pico negativo de magnitude 0.0105 no plano de pico. No plano de vale, o pico positivo presente em $x/D=0,5$ desapareceu, e a componente \bar{uv} foi aproximadamente nula na maior parte do perfil.

A partir de $x/D=4$, os efeitos do *chevron* apresentam uma outra tendência. Na Figura 4.18a, nota-se que os níveis de velocidade do bocal serrilhado tornam-se menores em boa parte da região medida. O perfil de velocidade do plano SMC006V só apresentou valores maiores que os do bocal circular a partir de $r/D=0,8$.

A intensidade turbulenta axial sofreu uma redução no valor máximo de 18% no plano de pico e 21% no plano de vale. Além disso, o *chevron* deslocou o valor máximo para uma posição mais próxima ao bocal. A intensidade turbulenta radial continua sendo maior no plano de pico do bocal serrilhado do que no bocal circular. No plano de vale, no entanto, o valor máximo sofreu uma redução de 14% em relação ao bocal circular. A posição dos picos de intensidade turbulenta radial também foram defasadas para os dois bocais.

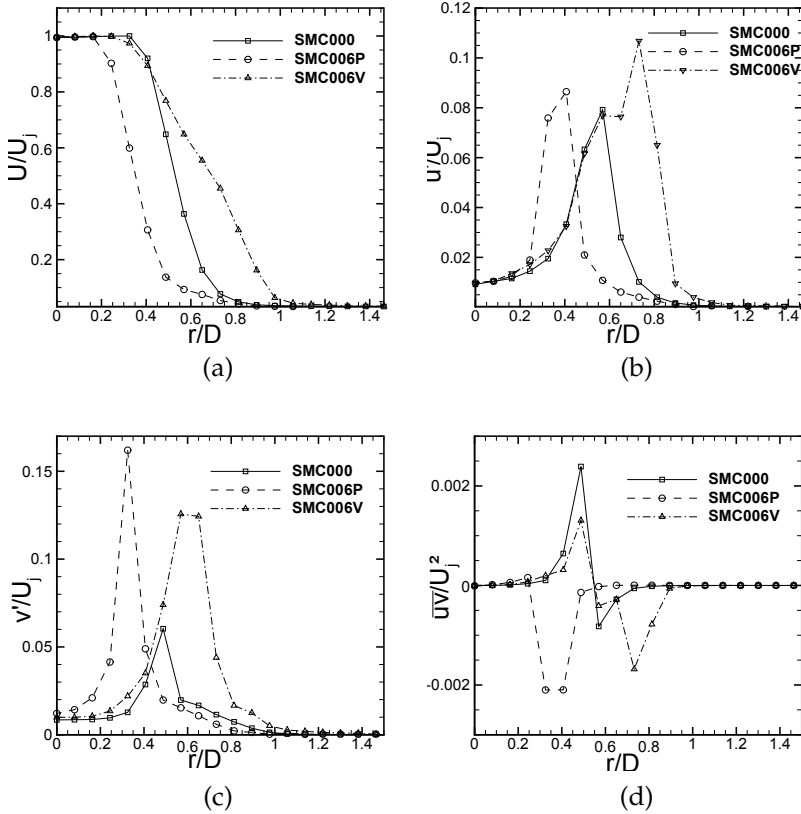


Figura 4.16.: Comparação dos perfis de velocidade média(a), intensidade turbulenta axial (b), intensidade turbulenta radial (c), e componente $\overline{uv'}$ do tensor de Reynolds (d), obtidos em $x/D=0.5$.

Nos perfis de $\overline{uv'}$ observa-se que não há picos bem definidos para o bocal sem *chevron*. No plano SMC006V os picos negativos de tensão cisalhante não estão mais presentes. Isto decorre do fato de que a magnitude da vorticidade das estruturas contra-rotativas diminui de forma exponencial ao longo do jato [17]. Assim, sua influência na tensão de cisalhamento também diminui à medida que se afasta do bocal.

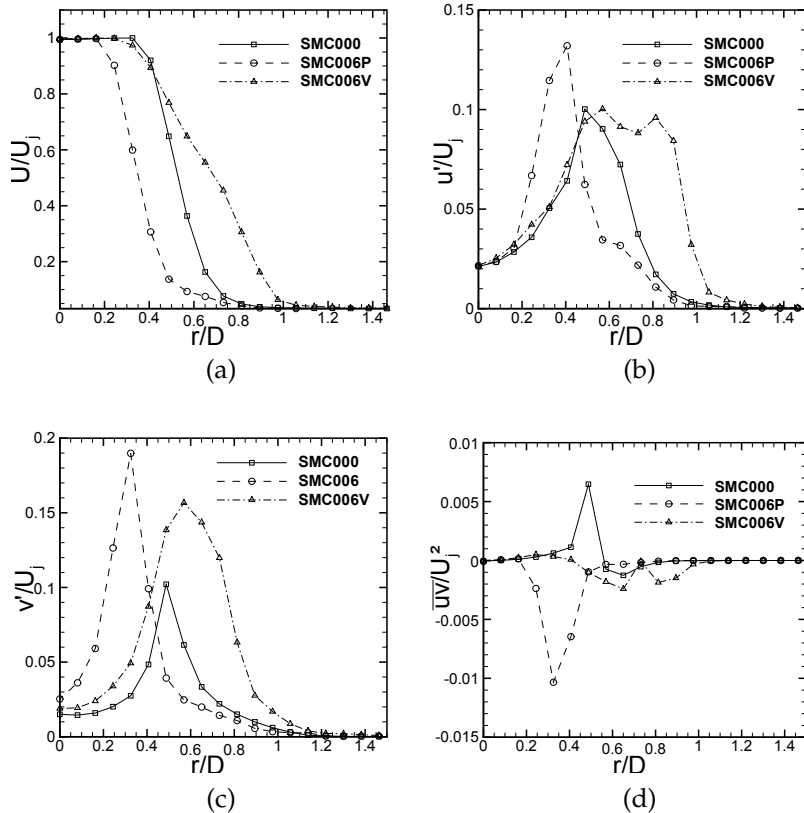


Figura 4.17.: Comparação dos perfis de velocidade média(a), intensidade turbulenta axial (b), intensidade turbulenta radial (c), e componente $\overline{uv'}$ do tensor de Reynolds (d), obtidos em $x/D=1$.

No plano SMC006P, por outro lado, o perfil de tensão cisalhante ainda é negativo em boa parte da região medida, evidenciando ainda difusão de quantidade de movimento em direção ao centro do jato.

Em $x/D=7$, as tendências observadas em $x/D=4$ se mantêm. (Figura 4.19). Os perfis de velocidade apresentam valores inferiores em toda a extensão radial medida, e os níveis de intensidade turbulenta axial do bocal serrilhado foram inferiores em ambos os

planos.

A intensidade turbulenta radial no plano de pico teve valores aproximadamente iguais aos do bocal circular, embora os valores máximos não tenham ocorrido na mesma posição. Os perfis de \overline{uv} do bocal circular e do bocal serrilhado no plano de vale apresentaram boa concordância em boa parte da região medida. No plano de pico os valores foram negativos em todo o perfil, similar ao perfil medido em $x/D=4$.

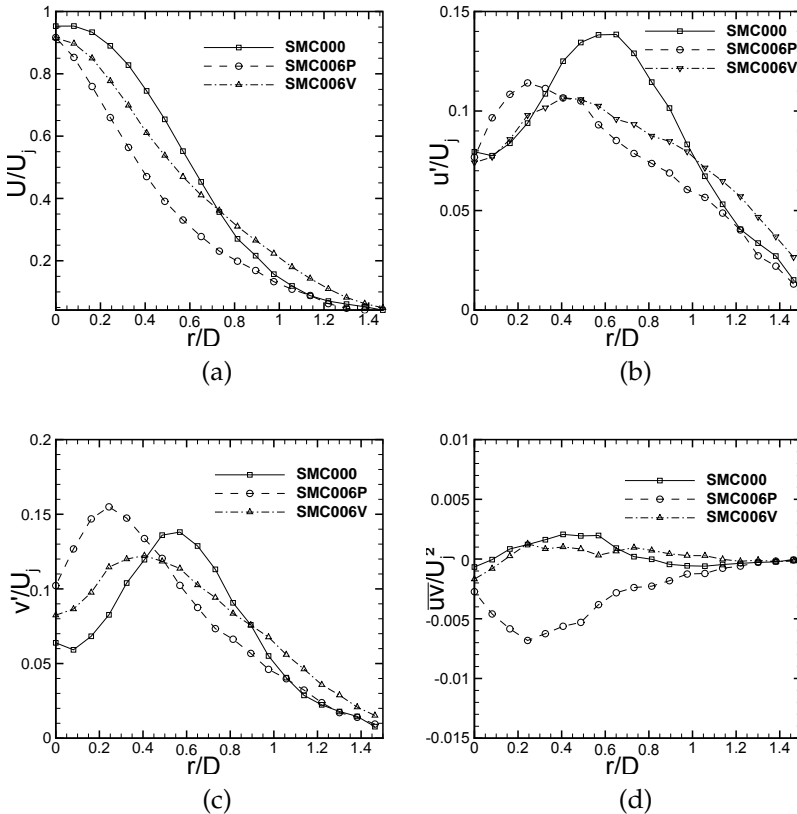


Figura 4.18.: Comparação dos perfis de velocidade média(a), intensidade turbulenta axial (b), intensidade turbulenta radial (c), e componente \overline{uv} do tensor de Reynolds (d), obtidos em $x/D=4$.

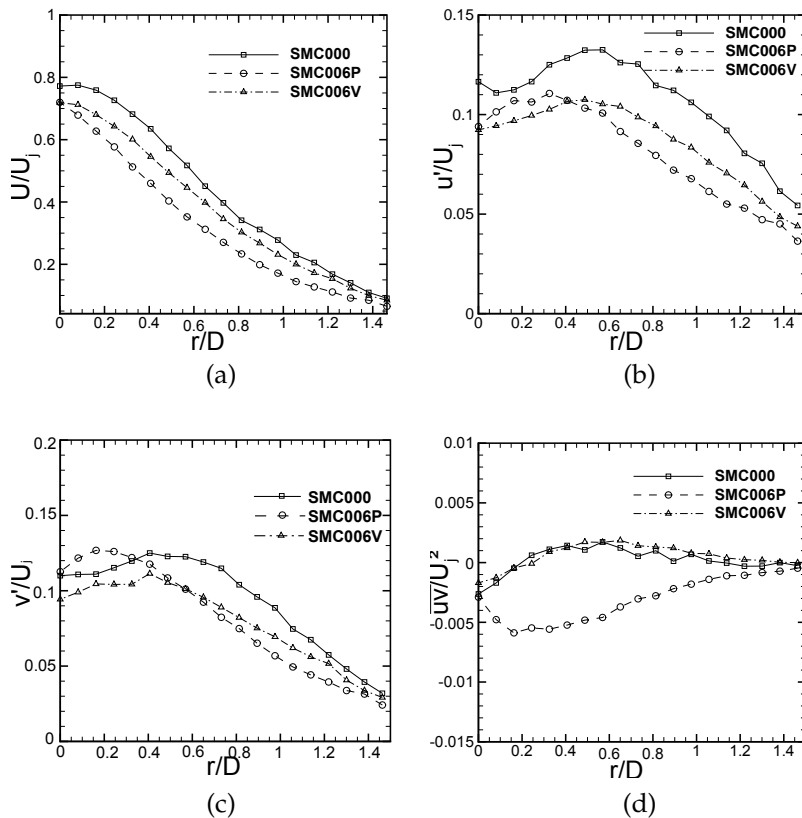


Figura 4.19.: Comparação dos perfis de velocidade média(a), intensidade turbulenta axial (b), intensidade turbulenta radial (c), e componente $\overline{u'v'}$ do tensor de Reynolds (d), obtidos em $x/D=7$.

Segundo Pope [36], as tensões de cisalhamento devem ser nulas no centro do jato. No entanto, nos gráficos das tensões de Reynolds em $x/D=4$ e $x/D=7$ observou-se que as tensões são não-nulas na posição definida como centro do jato. Isto deveu-se a imprecisões no procedimento de determinação do centro do jato. Algumas considerações sobre a determinação do centro do jato são feitas no Apêndice F.

A partir dos resultados mostrados, verificou-se que o *chevron*

atuou de forma a aumentar o espalhamento do jato e a difundir a quantidade de movimento para a direção perpendicular ao eixo do jato. Isto também foi observado por Alkisar *et al.* [17] e Callender *et al.* [16]. Observou-se também que o *chevron* aumentou significativamente os níveis de intensidade turbulenta na região próxima ao bocal, e produziu perfis com níveis mais elevados em uma faixa radial mais ampla. Mais à jusante, esta tendência é invertida, e o *chevron* reduz os níveis de intensidade turbulenta tanto na linha de centro quanto na camada cisalhante. Em um estudo comparativo do campo de pressão próximo de bocais circulares e serrilhados, Callender *et al.* [59] observaram um aumento no conteúdo de alta frequência do espectro de pressão sonora do bocal serrilhado até $x/D=4$. Este aumento está relacionado aos níveis mais elevados de intensidade turbulenta observados no presente trabalho no início do jato. Segundo Tam *et al.* [14], nesta região a produção de ruído deve-se, predominantemente, à turbulência estocástica de pequena escala, que irradia som em altas frequências e afeta ângulos polares próximos da linha de *sideline*, perpendicular ao eixo do jato. Isto foi confirmado nos espectros medidos por Bridges e Brown [15], em que o *chevron* apresentou maiores níveis de pressão sonora nestes casos. Os resultados obtidos no presente trabalho confirmam o aumento da intensidade turbulenta no início do jato. Callender *et al.* [59] observaram também uma redução de ruído de baixa frequência e um deslocamento da região de produção de pico de ruído para uma posição mais à montante. Isto está de acordo com os resultados do presente trabalho, que mostraram uma redução dos níveis de intensidade turbulenta axial tanto na linha de centro quanto na camada cisalhante. A região após o fim do núcleo potencial é extremamente importante para a produção de ruído, devido à junção das camadas cisalhantes. Portanto, a redução de intensidade turbulenta axial nesta região pode estar ligada à redução nos níveis de pressão sonora observados por Bridges e Brown [15].

4.3.3 Espectros de Potência

Espectros de potência (PSD) no domínio da frequência foram obtidos com a sonda de uma componente 55P11 para algumas posições do jato a partir da decomposição do sinal de velocidade U em uma série de Fourier. Esta decomposição permite a análise da distribuição da energia do sinal em função da frequência ou número de Strouhal, representando as diferentes escalas da turbulência e o processo de transferência de energia das escalas maiores para as menores [36].

As medições dos espectros foram realizadas durante 10s, utilizando uma taxa de aquisição de 125 kHz. Os dados foram divididos em 156 blocos com 50% de sobreposição, e a Transformada de Fourier Discreta (DFFT) foi aplicada em cada um dos blocos. O espectro é obtido então através da média das transformadas dos blocos. Em cada bloco 8000 pontos foram utilizados para o cálculo da DFFT, de forma que a resolução em número de Strouhal alcançada foi $\Delta St = 0,0013$. Aplicou-se uma janela do tipo *Hann* para atenuar o truncamento do sinal nas extremidades dos blocos. Como uma forma de verificar se o processamento de sinais foi feito corretamente, observou-se se o Teorema de Parseval [36] era respeitado. O teorema afirma que a integral do quadrado de uma função no domínio do tempo é igual à integral do quadrado de sua transformada no domínio de Fourier. No caso do presente trabalho, a função temporal é a flutuação de velocidade u' . Logo, integrando-se o sinal de velocidade no tempo, deve-se obter o mesmo valor que o obtido quando se integra o espectro de potência. O Teorema de Parseval está descrito matematicamente no Apêndice D.

Uma limitação bem conhecida dos sistemas de anemometria de fio quente é a introdução de ruído eletrônico no sinal medido [75], principalmente em altas frequências. Verificou-se primeiramente a magnitude do ruído eletrônico em relação ao sinal do escoamento medindo-se espectro sem escoamento. O Apêndice E mostra a comparação no espectro do escoamento com o espectro do ruído eletrônico. Verificou-se que o sinal do ruído estava cerca de 5 ordens de grandeza abaixo do sinal do escoamento, e, portanto,

não houve contaminação significativa do sinal medido. Um filtro passa-baixa foi aplicado para evitar erros de *aliasing*. O filtro aplicado pelo programa *Streamware* é do tipo *Butterworth*, que fornece uma atenuação da potência do sinal de 60 dB/década acima da frequência de corte. Ou seja, a potência do sinal cai 60dB a cada vez que a frequência aumenta por um fator de 10. No caso do presente trabalho utilizou-se uma frequência de corte de 30kHz, correspondente a $St = 2.69$ para o bocal SMC000 e $St = 2.54$ para o bocal SMC006. Este número de Strouhal corresponde a uma região de dissipação do espectro de potência. Portanto, a região de interesse para a análise, ou seja, a região de produção de energia e a sub-faixa inercial não foram afetadas pelo filtro passa-baixa.

As Figuras 4.20, 4.21 e 4.22 mostram os espectros obtidos para os dois bocais nas posições $x/D=2$, $x/D=3$ e $x/D=5$, respectivamente. Os espectros foram medidos no centro do jato e no centro da camada cisalhante, em $\eta=0$. Os espectros foram adimensionalizados pela velocidade do jato e são apresentados em banda de Strouhal.

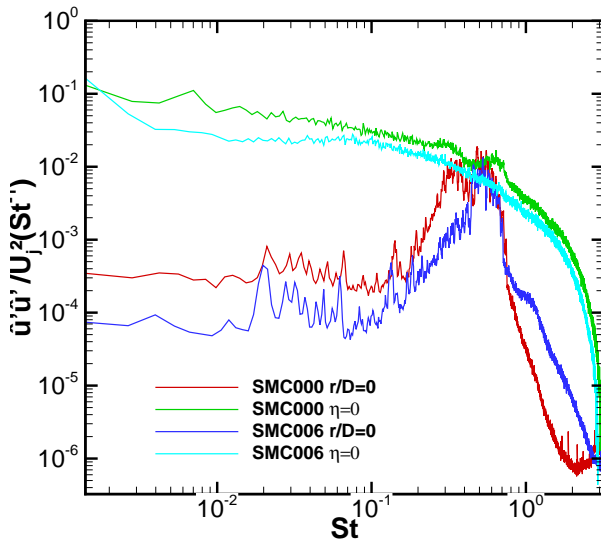


Figura 4.20.: Espectros de energia em $x/D=2$.

Observa-se, já em $x/D=2$, que nos espectros medidos no centro

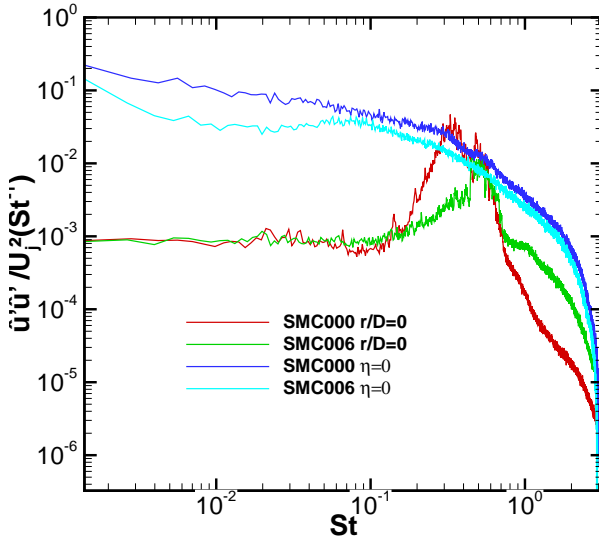


Figura 4.21.: Espectros de energia em $x/D=3$.

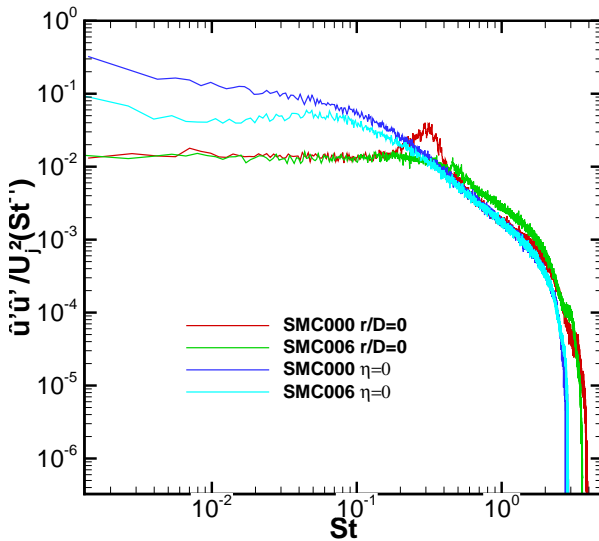


Figura 4.22.: Espectros de energia em $x/D=5$.

do jato há um pico de banda larga que se estende desde $\text{St} = 0,2$ até $\text{St} = 1$, aproximadamente. Estes picos são associados à

presença de estruturas coerentes, ou pacotes de onda, nesta região do jato, e também foram observados por outros autores na região do núcleo potencial [12, 76]. Na camada cisalhante estes picos não são observados. Isto deve-se ao fato de que as estruturas coerentes contém apenas uma pequena parte da energia das flutuações de velocidade (Jordan e Colonius [11]), e, portanto, sua identificação no espectro de energia só é possível dentro do núcleo potencial, onde as flutuações de velocidade são baixas. Em $x/D=2$, o bocal SMC006 apresentou menores níveis de energia ao longo de boa parte do espectro, exceto em $r/D=0$ e $St > 1$. Pode-se verificar também que o pico de banda larga abrange uma faixa menor de número de Strouhal. Em $x/D=3$, o bocal SMC000 apresentou um pico de energia ainda maior, enquanto o pico de energia do bocal SMC006 continuou no mesmo nível. Nesta posição, a região do pico de energia torna-se ainda mais estreita para o bocal com *chevron*, e na camada cisalhante o bocal circular continua apresentando maiores níveis de energia. Em $x/D=5$, o pico de energia do bocal circular torna-se mais estreito e pronunciado em $St=0,3$. A frequência associada a este número de Strouhal foi chamada de frequência "preferida" do jato por Crow e Champagne [9], por ser esta a frequência de formação das estruturas coerentes observadas por eles na visualização do escoamento e a frequência em que as instabilidades atingem amplitude máxima. O estreitamento do pico de energia nesta região deve-se ao fim do núcleo potencial. Desta posição em diante a parcela de energia dos pacotes de onda na energia total do escoamento torna-se cada vez menor, e sua identificação no espectro de potência torna-se mais difícil. O bocal com *chevron* não apresenta mais o pico de energia em $x/D=5$, o que significa que nesta posição as estruturas coerentes possuem uma parcela menos significativa da energia total do escoamento. É possível verificar também que em $x/D=5$ os espectros já apresentam uma sub-faixa inercial mais bem definida, pois nesta posição o jato já está sofrendo a transição de camada de mistura circular para um jato completamente desenvolvido.

Pode-se notar também a presença de picos duplos nas medições

com o bocal SMC000 nas posições $x/D=2$ e $x/D=3$, tanto no centro do jato quanto na camada cisalhante. Estes comportamentos não foram observados em outros trabalhos da literatura, e podem estar relacionados também à interferência da sonda no escoamento. Estes efeitos tendem a diminuir com a distância do bocal, e em $x/D=5$ eles não são mais observados.

Cavaleri *et al.* [12] utilizaram a PSD na linha de centro para validar um modelo de evolução espacial de pacotes de onda. Conforme argumentam os autores, é possível comparar a PSD obtida experimentalmente na linha de centro com os dados da PSD do modo axissimétrico dos pacotes de onda, uma vez que este modo apresenta apenas a componente de velocidade axial na linha de centro. A PSD na linha de centro de ambos os jatos foi obtida para números de Strouhal entre 0,1 e 1,2, e são mostrados nas Figuras 4.23a - 4.23l.

Pode-se observar que, para $St = 0,1$ e $St = 0,2$, o bocal com *chevron* apresentou menores níveis de energia que o bocal liso a partir de $x/D=5$.

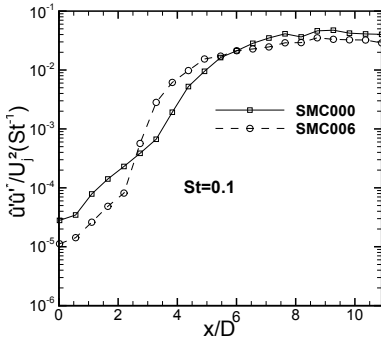
Para $St = 0,1$ o bocal com *chevron* apresentou menores níveis de energia do início do jato até $x/D=3$ e, para $St = 0,2$ o bocal liso teve níveis superiores até $x/D=2$. Em ambos os casos, o bocal liso teve valores maiores a partir de $x/D=6$. Para $St = 0,3$ e $St = 0,4$, o bocal serrilhado apresentou níveis de energia menores em toda a extensão axial medida.

Pode-se observar que, para $St = 0,1$ e $St = 0,2$, o bocal com *chevron* apresentou menores níveis de energia que o bocal liso a partir de $x/D=5$.

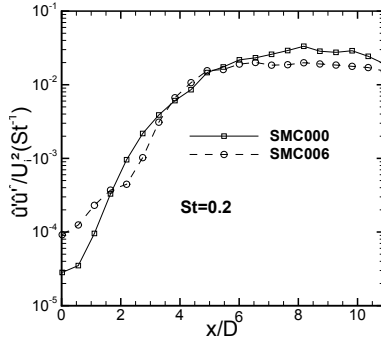
Para $St = 0,1$ o bocal com *chevron* apresentou menores níveis de energia do início do jato até $x/D=3$ e, para $St = 0,2$ o bocal liso teve níveis superiores até $x/D=2$. Em ambos os casos, o bocal liso teve valores maiores a partir de $x/D=6$. Para $St = 0,3$ e $St = 0,4$, o bocal serrilhado apresentou níveis de energia menores em toda a extensão axial medida.

Como a PSD na linha de centro representa a energia do escoamento associada ao modo axissimétrico, é possível que o

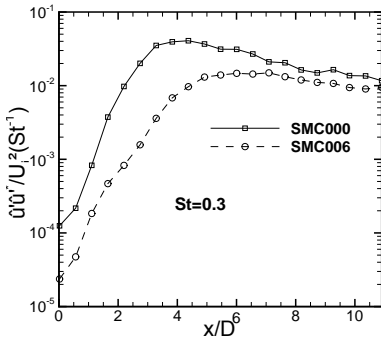
chevron atenua este modo na frequência dos *bursts* de formação dos pacotes de onda.



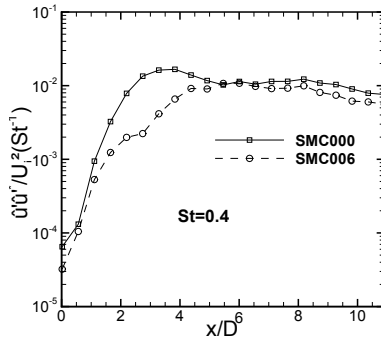
(a)



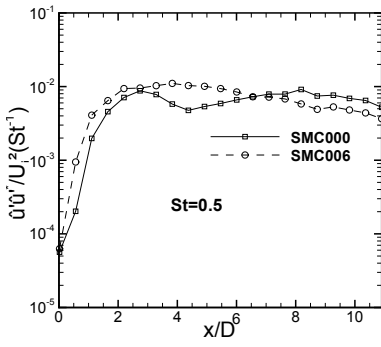
(b)



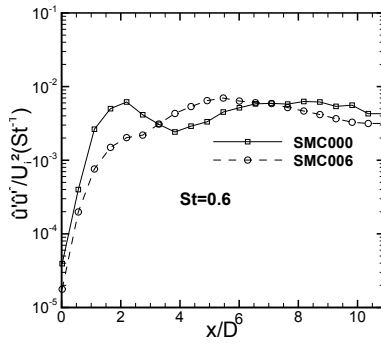
(c)



(d)



(e)



(f)

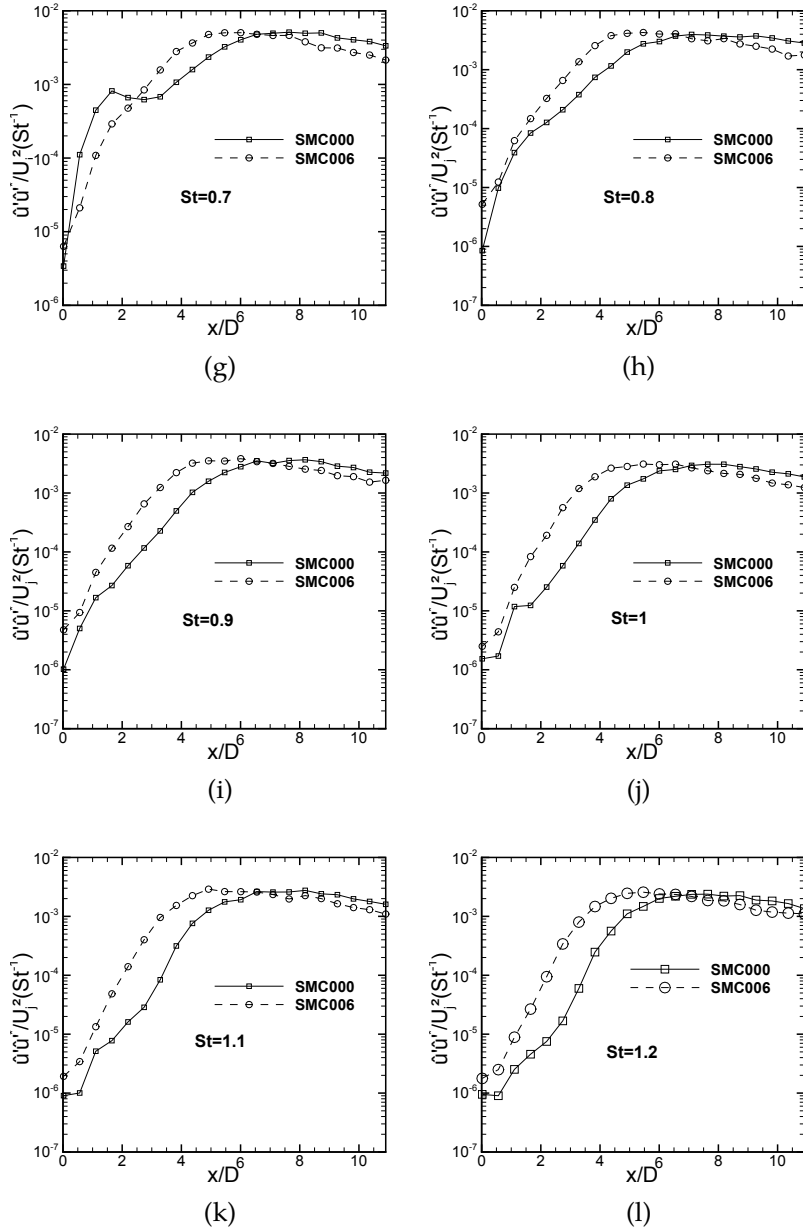


Figura 4.23.: Comparação da PSD obtida para os dois bocais na linha de centro do jato. As subfiguras (a)-(l) referem-se respectivamente a números de Strouhal variando entre 0,1 e 1,2 com incremento de 0,1.

Pode-se argumentar, então, que o mecanismo de atuação dos bocais com *chevron* consiste na atenuação do modo axissimétrico, conforme também observado por Gudmundsson [65] no campo de pressão próximo. Como este modo é acusticamente mais eficiente que os demais [11], e irradia ruído em baixas frequências, isto provoca as reduções de ruído em baixas frequências relatadas na literatura.

A partir de $St = 0,8$, observa-se que o bocal com *chevron* apresentou níveis de energia mais elevados do início do jato até $x/D=6$, aproximadamente. Este aumento de energia em frequências mais elevadas está de acordo com os níveis mais altos de ruído de alta frequência observados por Callender *et al.* [59] no campo de pressões próximo e por Bridges e Brown [15] no campo distante.

5 Conclusões

O presente trabalho considerou a análise do efeito de um bocal com *chevron* sobre o campo de escoamento de um jato turbulento com número de Mach igual a 0,4. Com este objetivo, foram feitas comparações dos perfis de velocidade média, intensidade turbulenta e espectro de energia entre um bocal sem *chevron* (SMC000) e um bocal com *chevron* (SMC006), originalmente propostos por Bridges e Brown [15]. A escolha do bocal SMC006 deveu-se ao alto grau de penetração dos dentes, sendo este o fator geométrico que mais alterações provoca no campo de escoamento e no campo acústico [15]. As medições de velocidade foram realizadas através da técnica de anemometria de fio-quente.

5.1 Validação da Bancada

Enquanto jatos em escala industrial possuem camada limite completamente turbulenta, jatos em escala de laboratório geralmente têm uma camada limite laminar. Estas camadas limite laminares produzem ruído tonal e afetam o desenvolvimento do jato, levando a um decaimento mais rápido da velocidade na linha de centro do jato [34, 72]. Assim, a fim de permitir a análise de um fenômeno coerente com o problema em escala real e fazer comparações com dados da literatura, a camada limite na saída do bocal foi forçada para a condição turbulenta. Através da comparação dos perfis de velocidade para os casos forçado e não-forçado, verificou-se um pico de intensidade turbulenta de 24% no jato não-forçado, bem acima do esperado para um jato turbulento. Este pico está associado à transição dos entre os regimes laminar e turbulento que ocasiona

a componente tonal de ruído descrita na literatura. Observou-se também que o jato com camada limite não forçada apresenta um decaimento mais acentuado da velocidade na linha de centro, afetando a escalabilidade do jato com a variável de similaridade na região de desenvolvimento. O jato com camada limite forçada, por outro lado, apresenta um perfil de velocidade similar ao da Lei de Potência. O fator de forma obtido para a condição forçada foi igual a 1,58, o qual caracteriza escoamento turbulento segundo Bridges e Wernet [8]. Em função do exposto, decidiu-se realizar todos os experimentos com a condição de camada limite forçada.

Para a validação da bancada, verificou-se inicialmente a escalabilidade do jato com as variáveis de similaridade na região de desenvolvimento e na região completamente desenvolvida. Observou-se que os perfis de velocidade e intensidade turbulenta axial apresentaram concordância satisfatória com dados da literatura nas duas regiões do jato.

Além disso, verificou-se que perfis de intensidade turbulenta para o jato do bocal SMC000 também apresentaram boa concordância com dados da literatura. No entanto, do início do jato até o fim do núcleo potencial, os níveis de intensidade turbulenta foram mais elevado que os dados e outros trabalhos devido, provavelmente, a efeitos de interferência da sonda no escoamento. Apesar disso, conclui-se que a bancada estava adequada para a análise proposta na presente dissertação.

5.2 Comparação entre os bocais SMC000 e SMC006

Realizaram-se, inicialmente, varreduras em um plano axial paralelo ao eixo do jato, e compararam-se os perfis de velocidade média, intensidades turbulentas axial e radial. Observou-se que no plano de vale do bocal SMC006 houve uma expansão acentuada da camada cisalhante no início do jato, até $x/D=1$, devido à ação de vórtices axiais, cuja intensidade decai exponencialmente ao longo do jato. No plano de pico notou-se um estreitamento significativo do núcleo potencial, resultado das tensões de cisalhamento turbu-

lentas negativas que provocaram maior difusão de quantidade de movimento na direção radial. Em ambos os planos, houve aumento da espessura da camada cisalhante.

Observou-se que o bocal serrilhado aumentou os níveis de intensidade turbulenta axial na região próxima ao bocal, até $x/D=1,5$, aproximadamente. Os valores gerados por esse bocal também apresentaram níveis superiores em uma faixa ampla da região radial medida. A partir de $x/D=2$ até $x/D=7$, no entanto, observou-se uma redução significativa dos níveis de intensidade turbulenta na camada cisalhante. Além disso, verificou-se que o SMC006 a intensidade turbulenta radial início do jato até $x/D=4,5$.

Perfis radiais de velocidade, intensidade turbulenta e tensão de cisalhamento turbulenta foram traçados para uma análise quantitativa das mudanças provocadas pelo bocal com *chevron*. Observou-se que em $x/D=0,5$ e $x/D=1$ o *chevron* aumentou os níveis de intensidade turbulenta. Em $x/D=4$ e $x/D=7$ o oposto foi observado. A localização dos pontos de máxima intensidade turbulenta radial também foi alterada em todas as posições medidas. Os perfis de velocidade do bocal SMC006 não foram do tipo *top-hat* gerado por jatos axissimétricos. A componente $\bar{u}\bar{v}$ das tensões de Reynolds também foram alteradas pelo *chevron*. Em $x/D=0,5$ e $x/D=1$, a tensão de cisalhamento no plano SMC006V apresentou valores positivos e negativos, devido à ação dos vórtices contra-rotativos na camada cisalhante. Em $x/D=4$ e $x/D=7$ os perfis de tensões de Reynolds no plano SMC006V foram positivos e semelhantes aos do bocal SMC000, enquanto no plano SMC006P os valores foram negativos em toda a extensão medida, provocando um estreitamento do núcleo potencial devido à difusão de quantidade de movimento em direção ao centro do jato.

O aumento da intensidade turbulenta próximo ao bocal pode estar relacionada ao maior conteúdo de alta frequência nos níveis de pressão sonora observados por Callender *et al.* [59] no campo próximo e por Bridges e Brown [15] no campo distante. Por outro lado, as reduções de intensidade turbulenta axial observadas após o fim do núcleo potencial do jato do bocal SMC006V podem estar

relacionadas à redução de ruído de baixa frequência relatadas na literatura, pois esta região é responsável por irradiar ruído em baixas frequências e baixos ângulos polares Callender *et al.* [59].

As medições mostraram que os dois bocais apresentaram praticamente o mesmo decaimento da velocidade na linha de centro para $Ma=0,4$, ao contrário do que foi observado por Callender *et al.* [16] e Bridges e Brown [15] para $Ma=0,9$. Em função disso, espera-se então que os efeitos do *chevron* sejam mais acentuados em condições de número de Mach mais elevado.

Nos espectros de potência (PSD), observou-se a presença de picos de banda larga ligados à presença de estruturas coerentes no escoamento. Estes picos podem ser observados no núcleo potencial, onde a energia das estruturas coerentes é significativa em comparação com a energia total do escoamento [11]. No espectro obtido na linha de centro do jato, observou-se que o *chevron* diminui significativamente os níveis de energia em $St=0,3$, a qual corresponde à frequência dos *bursts* de formação dos pacotes de onda. Como o PSD na linha de centro representa a energia do modo axissimétrico dos pacotes de onda, é provável que o bocal com *chevron* atenuie este modo, que é acusticamente mais eficiente que os demais [57]. Esta observação foi feita por Gudmundsson [65] ao comparar a taxa de crescimento do modo axissimétrico no campo de pressão para bocais com e sem *chevron*. Isto pode indicar então que o mecanismo de ação dos bocais serrilhados, responsável pelas alterações no campo de escoamento, seja a atenuação dos níveis de energia do modo axissimétrico dos pacotes de onda. No entanto, uma análise de instabilidade do jato seria necessária para confirmar esta hipótese.

5.3 Sugestões para trabalhos futuros

Considerando a extensão e o aprimoramento do presente trabalho, algumas sugestões são apresentadas:

- A realização de testes com número de Mach mais alto, uma vez que o efeito do *chevron* parece se acentuar com o aumento

do número de Mach;

- A realização de medições de pressão sonora no campo acústico, com o objetivo de correlacionar de forma exata as mudanças no campo de escoamento com as mudanças observadas no espectro de ruído;
- A realização de uma análise de instabilidade no jato para comparar o modelo de evolução dos pacotes de onda no jato com *chevron* e as diferenças em relação ao bocal circular;
- Testes com um jato em escala maior, a fim de diminuir os efeitos de interferência da sonda de anemometria no escoamento;
- A utilização de técnicas baseadas em Laser, tais como LDV e PIV, permitiria a medição do campo de escoamento com menos interferência e uma melhor resolução espacial. O PIV também possibilitaria identificação de modos azimutais de pacotes de onda de ordem mais elevada.

Referências Bibliográficas

- [1] J.J. Lee. Historical and future trends in aircraft performance, cost, and emissions. Master's thesis, University of Illinois, Setembro 2000.
- [2] ICAO. Icao environmental report. Technical report, ICAO, Québec, Canadá, 2010.
- [3] J. Lawrence. *Aeroacoustics Interactions of Installed Subsonic Jets*. PhD thesis, University of Southampton, Reino Unido, Junho 2014.
- [4] *The jet engine*. Rolls Royce, 1986.
- [5] N.H. Saiyed, K.L. Mikkelsen, e J.E. Bridges. Acoustic and thrust of separate-flow exhaust nozzles with mixing devices for high-bypass-ratio engines. Technical Report 2000-209948, NASA Glenn Research Center, Ohio, Estados Unidos, 2000.
- [6] C.G. Ball, H. Fellouah, e A. Pollard. The flow field in turbulent round free jets. *Progress in Aerospace Sciences*, 50:1–26, Fevereiro 2012.
- [7] M. Van Dyke. *An album of fluid motion*. The Parabolic Press, 1982.
- [8] James Bridges e Mark P. Wernet. Establishing consensus turbulence statistics for hot subsonic jets. In *Proceedings of the 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, Estocolmo, Suécia, Junho 2010.

- [9] S.C. Crow e F.H. Champagne. Orderly structure in jet turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 48(3):547–591, 1971.
- [10] J.B. Freund. Noise sources in a low-reynolds number turbulent jet at mach 0.9. *Journal of Fluid Mechanics*, 438, 2001.
- [11] P. Jordan e T. Colonius. Wave packets and the turbulent jet noise. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 45:173–195, 2013.
- [12] A.V.G. Cavalieri, D. Rodríguez, P. Jordan, T. Colonius, e Y. Gervais. Wavepackets in the velocity field of turbulent jets. *Journal of fluid mechanics*, 730:559–592, 2013.
- [13] A.V.G. Cavalieri. *Wavepackets as sound-source mechanisms in subsonic jets*. PhD thesis, Université de Poitiers, 2012.
- [14] C.K.W. Tam, k. Viswanathan, K.K. Ahuja, e J. Panda. The sources of jet noise: experimental evidence. *Journal of Fluid Mechanics*, 615:253–292, 2008.
- [15] J. Bridges e C.A. Brown. Parametric testing of chevrons on single flow hot jets. In *Proceedings of the 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number 2824, 2004.
- [16] B. Callender, E.J. Gutmark, e S. Martens. Flow field characterization of coaxial conical and serrated (chevron) nozzles. *Experiments in fluids*, 48, 2010.
- [17] M.B. Alkisar, A. Krothapalli, e G.W. Butler. The effect of streamwise vortices on the aeroacoustics of a mach 0.9 jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 578:139–169, 2007.
- [18] D. Violato e F. Scarano. Three–dimensional evolution of flow structures in transitional circular and chevron jets. *Physics of Fluids*, 23(124104), 2011.
- [19] H. Xia, P.G. Tucker, e S. Eastwood. Large-eddy simulations of chevron jet flows with noise predictions. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 30:1067–1079, 2009.

- [20] F.E. Jorgensen. *How to measure turbulence with hot-wire anemometers - a practical guide*. Dantec Dynamics.
- [21] *Stream Ware Pro Installation and Users Guide*. Dantec Dynamics.
- [22] P.O. Witze. Centerline velocity decay of compressible free jets. *AIAA journal*, 12(417), 1974.
- [23] ICAO. Environmental report. Technical report, International Civil Aviation Organization, Québec, Canadá, 2013.
- [24] B. Babot, C. Lavandier, e C. Cheminée. Perceptual representation of aircraft sounds. *Applied Acoustics*, 69(11): 1003–1016, Novembro 2008.
- [25] C. Clark, J. Head, e S. Stansfeld. Longitudinal effects of aircraft noise exposure on children’s health and cognition: a six follow-up of the uk ranch cohort. *Journal of Environmental Psychology*, 35:1–9, Setembro 2013.
- [26] W. Babisch, D. Houthuijs, G. Pershagen, E. Cadum, K. Katsouyanni, M. Velonakis, M.L. Dudley, H.D. Marohn, W. Swart, O. Breugelmans, G. Bluhm, J. Selander, F. Vigna-Taglianti, S. Pisani, A. Haralabidis, K. Dimakopoulou, I. Zachos, e L. Järup. Annoyance due to aircraft noise has increased over the years: Results of the hyena study. *Environment International*, 2009.
- [27] M. J. T. Smith. *Aircraft Noise*. Cambridge University Press, New York, 1989.
- [28] ICAO. International standards and recommended practices. environmental protection. annex 16 to the convention on international civil aviation. Technical report, International Civil Aviation Organization, 1988.
- [29] A. P. Dowling. The silent aircraft initiative – overview. In *Proceedings of the 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, number AIAA-2007-0452, 2007.

- [30] W.R. Graham, C.A. Hall, e M.V. Morales. The potential of future aircraft technology for noise and pollutant emissions reduction. *Transport Policy*, 34:36–51, Março 2014.
- [31] M.B. Alkislar e G.W. Butler. Significant improvements on jet noise reduction by chevron —microjet combination. In *Proceedings of the 13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2007.
- [32] K.B.M.Q. Zaman. Jet noise reduction by microjets —a parametric study. In *Proceedings of the 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number 3129, Miami, Florida, May 2009.
- [33] M. Samimy, J.H. Kim, e I. Adamovich. Noise mitigation in high speed and high reynolds number jets using plasma actuators. In *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number 2007-3622, Roma, Itália, 2007.
- [34] Christophe Bogey e Olivier Marsden. Influence of nozzle-exit boundary layer profile on high-subsonic jets. In *Proceedings of the 20th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, Atlanta, June 2014.
- [35] André Valdetaro Gomes Cavalieri. *Wavepackets as sound source mechanisms in subsonic jets*. PhD thesis, Université de Poitiers, Junho 2012.
- [36] Stephen B. Pope. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, Cambridge, 2000.
- [37] J.C. Laurence. Intensity, scale and spectra of turbulence in mixing regions of free subsonic jet. Technical Report 1292, National Advisory Committee for Aeronautics, Estados Unidos, 1956.
- [38] P.O.A.L. Davies, M.J. Fisher, e M.J. Barratt. The characteristics of the turbulence in the mixing region of a round jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 15, 1963.

- [39] P. Bradshaw, D.H. Ferris, e R.F. Johnson. Turbulence in the noise producing region of a circular jet. *Journal of Fluids Mechanics*, 19, 1964.
- [40] I. Wygnanski e H.E. Fiedler. Some measurements in the self-preserving jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 38:577–612, 1969.
- [41] M.J. Fisher e P.O.A.L. Davies. Correlation measurements in a non-frozen pattern of turbulence. *Journal of fluid mechanics*, 18, 1964.
- [42] James Bridges e Gary G. Podboy. Measurements of two-point velocity measurements in a round jet with application to jet noise. In *Proceedings of the 5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number 1966, Bellevue, Estados Unidos, 1999.
- [43] Philip J. Morris e K.B.M.Q Zaman. Velocity measurements in jets with application to noise source modelling. *Journal of Sound and Vibration*, 329, 2010.
- [44] J.C. Lau, P.J. Morris, e M.J. Fisher. Measurements in subsonic and supersonic free jets using a laser velocimeter. *Journal of Fluid Mechanics*, (93), 1979.
- [45] J.C. Lau. Laser velocimeter correlation measurements in subsonic and supersonic jets. *Journal of Sound and Vibration*, 70(85), 1980.
- [46] J.C. Lau. Effects of exit mach number and temperature on mean-flow and turbulence characteristics in round jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 105(193), 1981.
- [47] K.B.M.Q. Zaman e P.J. Morris. Noise, turbulence and thrust of subsonic free jets from lobed nozzles. *AIAA journal*, 41, 2003.
- [48] F. Kerherve, P. Jordan, Y. Gervais, e J.C Valiere. Aerodynamic characterisation of a supersonic jet using two-point laser doppler velocimetry. In *Proceedings of the 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number 3215, Hilton Head, South Carolina, 2003.

- [49] P. Jordan e Y. Gervais. Modelling self- and shear-noise mechanisms in inhomogeneous, anisotropic turbulence. *Journal of Sound and Vibration*, 2003.
- [50] M.P. Wernet. Temporally resolved piv for space-time correlations in both cold and hot jet flows. *Measurement Science and Technology*, 18:1387–1403, 2007.
- [51] F. Kerherve, J. Fitzpatrick, e J. Kennedy. Determination of two-dimensional space-time correlations in jet flows using simultaneous piv and ldv measurements. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 34:788–797, 2010.
- [52] J. Bridges e C.A. Brown. Validation of small hot jet acoustic rig for aeroacoustic research. In *Proceedings of the 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number 2846, Monterey, California, 2005.
- [53] E. Mollo-Christensen. Jet noise and shear flow instability seen from an experimenter’s viewpoint (similarity laws for jet noise and shear flow instability as suggested by experiments). *Journal of Applied Mechanics*, 18(25):285–301, 1964.
- [54] A. Michalke e H.V. Fuchs. On turbulence and noise of an axisymmetric shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 70:179–205, 1975.
- [55] C.E. Tinney e P. Jordan. The near pressure field of co-axial subsonic jets. *Journal of Fluid Mechanics*, (611):174–204, 2008.
- [56] M.J. Lighthill. On sound generated aerodynamically i. general theory. *Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Mathematical and Physical Sciences*, pages 564–587, 1952.
- [57] A.V.G. Cavalieri, P. Jordan, T. Colonius, e Y. Gervais. Axisymmetric superdirectivity in subsonic jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 704:388–420, 2012.

- [58] K.B.M.Q. Zaman, J.E. Bridges, e D.L. Huff. Evolution from 'tabs' to 'chevron technology' - a review. In *Proceedings of the 13th Asian Congress of Fluid Mechanics*, pages 47–63, Dhaka, Bangladesh, December 2010a.
- [59] B. Callender, E.J. Gutmark, e S. Martens. Near-field investigation of chevron nozzle mechanisms. *AIAA Journal*, 46 (1):36–45, 2008.
- [60] D.G. Bohl e J.F. Foss. Near exit plane effects caused by primary and primary-plus secondary tabs. *AIAA Journal*, pages 192–201, 1999.
- [61] D.C. Kenzakowski, J. Shipman, e S.M. Dash. Study of free-stream laboratory jets with passive mixing enhancements for noise prediction. *AIAA Journal*, 0129, 2000.
- [62] R.H. Thomas, K.W. Kinzie, e S.P. Pao. Computational analysis of a pylon-chevron core nozzle interaction. *AIAA Journal*, 2185, 2001.
- [63] W.A. Engblom, A. Khavaran, e J. Bridges. Numerical prediction of chevron nozzle noise reduction using wind-tunnel methodology. In *Proceedings of the 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number 2979, 2004.
- [64] S.F. Birch, D.A. Lyubimov, V.P. Maslov, e A.N. Secundov. Noise predictions for chevron nozzle flows. In *Proceedings of the 12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number 2600, 2006.
- [65] K. Gudmundsson. *Instability wave models of turbulent jets from round and serrated nozzles*. PhD thesis, California Institute of Technology, Pasadena, Califórnia, 2009.
- [66] M. Koenig, C. Fourment-Cazenave, P. Jordan, e Y. Gervais. Jet noise reduction by fluidic injection from a rotating plug. In *Proceedings of the 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number 2899, Portland, 2011.

- [67] L.V. Froening. Investigação experimental do efeito de um bocal serrilhado sobre o desenvolvimento de um jato turbulento em baixo número de mach. Master's thesis, Universidade Federal de Santa Catarina, Outubro 2013.
- [68] P.K. Kundu. *Fluid Mechanics*. Academic Press, 1990.
- [69] M. Nabavi e K. Siddiqui. A critical review on advanced velocity measurement techniques in pulsating flows. *Measurement science and technology*, 2010.
- [70] H.H. Bruun. *Hot-wire anemometry-principles and signal analysis*. Oxford University Press.
- [71] A. A. Gonçalves Jr. e A.R. de Sousa. *Metrologia científica e industrial*. Manole, 2012.
- [72] K. Viswanathan. Aeroacoustics of hot jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 516:39–82, 2004.
- [73] K.B.M.Q. Zaman, F.Y. Wang, e N.J. Georgiadis. Noise, turbulence and thrust of subsonic freejets from lobed nozzles. *AIAA Journal*, 41(398), 2003.
- [74] K.K. Ahuja, J. Lepicovsky, C.K.W. Tam, P.J. Morris, e R.H. Burrin. Tone-excited jet: theory and experiments. Technical Report 3538, NASA, 1982.
- [75] S.G. Saddoughi e S. V. Veeravalli. Hot-wire anemometry behaviour at very high frequencies. *Measurement Science and Technology*, 7:1297–1300, 1996.
- [76] F. Kerhervé, P. Jordan, Y. Gervais, e J.C. Valière. Aerodynamic characterisation of a supersonic jet using two-point laser doppler velocimetry. In *Proceedings of the 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, number 3215, Hilton Head, South Carolina, Maio 2003.

Apêndices

A Erro nas estimativas de velocidade e vazão

Visando obter a acurácia da vazão estimada através da relação isentrópica, compararam-se os valores encontrados através das equações (3.1), (3.2) e (3.3) com os valores de velocidades medidos por uma sonda 55P11 calibrada e posicionada na saída do jato, dentro do núcleo potencial.

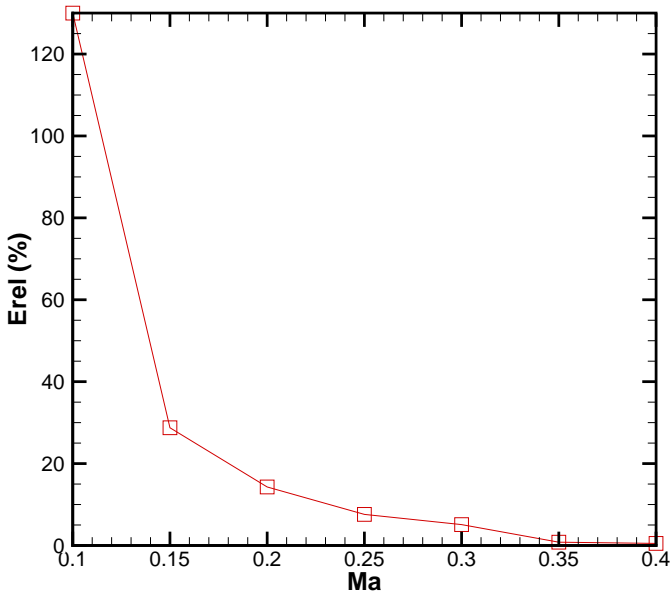


Figura A.1.: Erro relativo entre e velocidade medida pelo anemômetro e estimada através da relação isentrópica em função de Ma .

A Figura A.1 mostra o erro relativo entre os dois valores de velocidade em função do número de Mach. Observa-se que à medida que o número de Mach é aumentado, a relação isentrópica mostra-se mais acurada na estimativa da velocidade de saída do jato, e, conseqüentemente, da vazão.

Isso ocorre devido à resolução de fundo de escala do sensor de pressão, que é de 5% do valor máximo de operação do sensor, que é de 6,9 bar. Assim, quanto menor a pressão, maior é a imprecisão da leitura em relação à resolução do sensor. À medida que o valor de pressão aumenta, a influência da resolução do instrumento diminui, e a estimativa de velocidade e vazão se torna mais acurada.

B Análise de frequências de aquisição e tempo de amostragem

Análise de sensibilidade da frequência de aquisição e do tempo de medição foram feitas para várias posições do jato com o objetivo de determinar o número de amostras necessárias por ponto. Realizam-se medições da velocidade média e da flutuação axial de velocidade na camada de cisalhamento para algumas frequências de aquisição durante 10 s. A Figura B.1 mostra os resultados obtidos para três posições diferentes: $x/D = 0.5$ $x/D = 2$ $x/D = 6$.

Observa-se que na Figura B.1 (a) que na posição mais próxima ao bocal é necessário um tempo de aproximadamente 6s para a estabilização da velocidade média. No entanto, a flutuação de velocidade axial estabiliza-se em 2,5 s, aproximadamente (Figura B.1 (d)). À medida que se afasta do bocal, menores intervalos de tempo se fazem necessários para obter-se uma medição estatisticamente estacionária. Em $x/D = 6$ (Figura B.1 (e) e Figura B.1 (f)) a velocidade média fica estável em 4 s para todas as frequências analisadas, e a flutuação de velocidade estabiliza-se em 2 s, aproximadamente. Observa-se também que quanto maior a frequência de aquisição, mais rápido ocorre a estabilização das variáveis.

Estas análises foram levadas em consideração para a escolha das frequências de aquisição e tempo de amostragem dos testes descritos no capítulo 4.

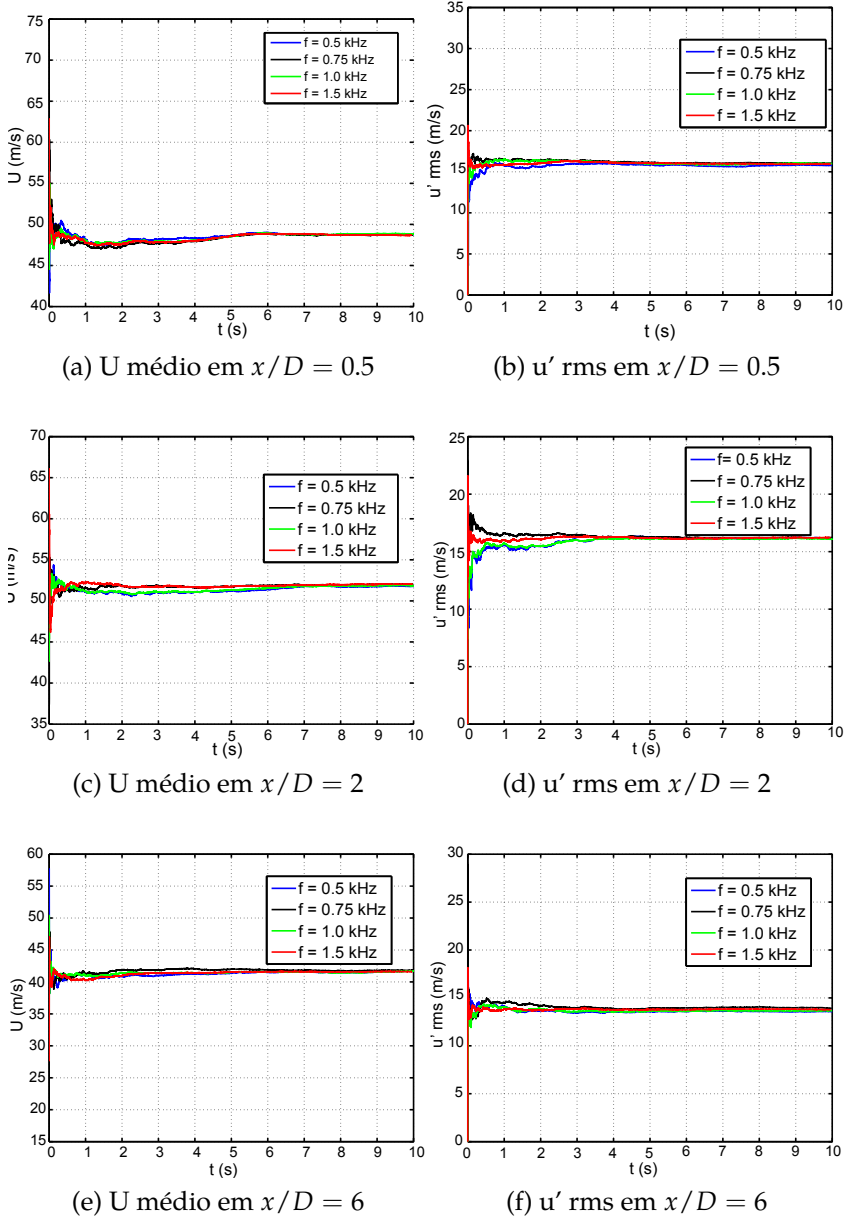
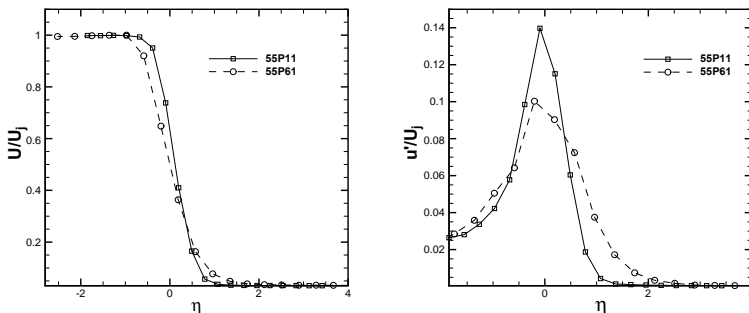


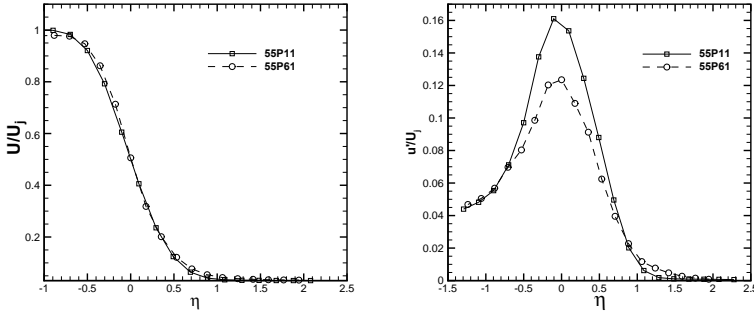
Figura B.1.: Análise do da frequência e tempo de medição necessários. (a), (c) e (e) representam velocidade média em $x/D = 0.5$, $x/D = 2$ e $x/D = 6$, respectivamente. (b) (d) e (f) representam flutuação de velocidade em $x/D = 0.5$, $x/D = 2$ e $x/D = 6$, respectivamente.

C Comparação dos perfis de velocidade e intensidade turbulenta axial obtidos com as sondas 55P11 e 55P61

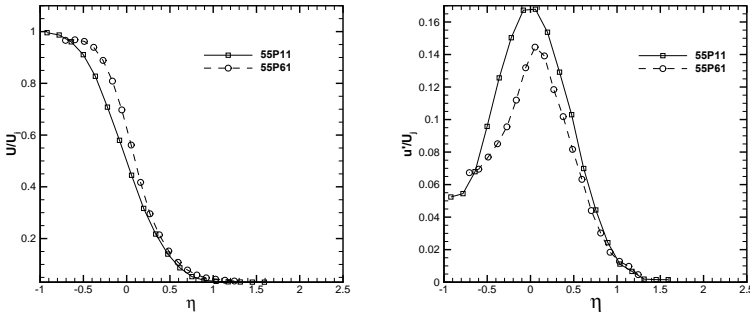
Perfis de velocidade e intensidade turbulenta axial medidos com as sondas 55P11 e 55P61 foram comparados. O objetivo desta comparação é observar eventuais diferenças entre as medições indicadas na seção 4.2, obtidos com a sonda unidimensional e usados para a validação da bancada e os resultados obtidos com a sonda de duas componentes. A Figura C mostra a comparação dos perfis em quatro posições axiais: $x/D=1$, $x/D=2$, $x/D=3$ e $x/D=4$. Nota-se que os perfis de velocidade média concordaram bem até $x/D=2$. Em $x/D=3$ e $x/D=4$ os perfis obtidos com as duas sondas mostram-se defasados radialmente. Isto está relacionado à resolução espacial mais grosseira da sonda 55P61, que possui dimensões maiores que a 55P11.



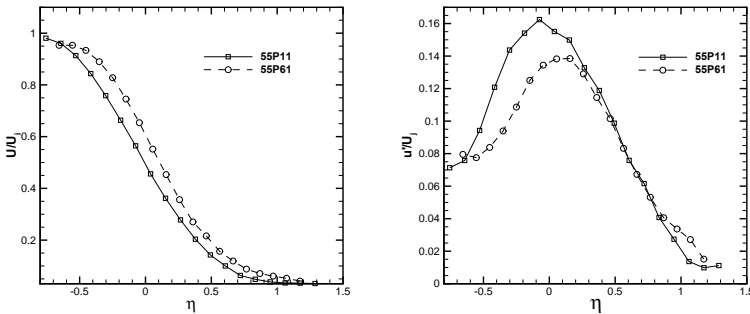
(a) $x/D=1$



(b) $x/D=2$



(c) $x/D=3$



(d) $x/D=4$

Figura C-1.: Comparação dos perfis de velocidade média e intensidade turbulenta axial obtidos com as sondas 55P11 e 55P61.

Os perfis de intensidade turbulenta axial apresentaram maiores discrepâncias, sobretudo no valor de pico. O pico de intensidade turbulenta axial medido pela sonda de duas componentes foi 20% menor em $x/D=1$ e $x/D=2$. Nas outras posições esta diferença caiu para 12,5%. A defasagem dos perfis na camada cisalhante também fica evidente, devido novamente à diferença de resolução espacial das duas sondas em relação ao diâmetro do jato.

D Teorema de Parseval

Considere-se a integral do produto de duas funções no domínio do tempo, $f_a(t)$ e $f_b(t)$ cujas transformadas de Fourier são $g_a(\omega)$ e $g_b(\omega)$. Escrevendo $f_a(t)$ e $f_b(t)$ como transformadas de Fourier inversas, temos:

$$\begin{aligned}\int_{-\infty}^{\infty} f_a(t)f_b(t)dt &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_a(\omega)e^{i\omega t}d\omega \int_{-\infty}^{\infty} g_b(\omega')e^{i\omega't}d\omega'dt \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_a(\omega)g_b(-\omega'')e^{i(\omega-\omega'')t}d\omega d\omega''dt\end{aligned}\tag{D.1}$$

A integral do termo exponencial sobre t resulta em $2\pi\delta(\omega - \omega'')$, de forma que a integral sobre ω'' pode ser efetuada. A integral do produto resulta então em

$$\int_{-\infty}^{\infty} f_a(t)f_b(t)dt = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} g_a(\omega)g_b(-\omega)d\omega\tag{D.2}$$

No caso de $f_a = f_b = f$, e, conseqüentemente, $g_a = g_b$, temos

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(t)^2dt = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} g(\omega)g(-\omega)d\omega\tag{D.3}$$

Se $f(t)$ e uma função real, o Teorema de Parseval fica

$$\begin{aligned}\int_{-\infty}^{\infty} f(t)^2dt &= 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} g(\omega)g^*(\omega)d\omega \\ &= 4\pi \int_0^{\infty} g(\omega)g^*(\omega)d\omega\end{aligned}\tag{D.4}$$

onde o símbolo $*$ representa o conjugado.

Pelo Teorema, temos que se integrarmos o produto da transformada de Fourier do sinal pelo seu conjugado, devemos obter o mesmo valor que se integrássemos o sinal ao quadrado no domínio do tempo. O Teorema de Parseval é uma outra forma de expressar o princípio da conservação de energia.

E Ruído eletrônico no espectro de energia

Para avaliar a magnitude do ruído eletrônico em comparação com o sinal do escoamento, mediu-se um espectro sem o escoamento. A Figura E.1 mostra a comparação de um espectro medido na camada cisalhante em $x/D=3$ e um espectro do ruído do equipamento.

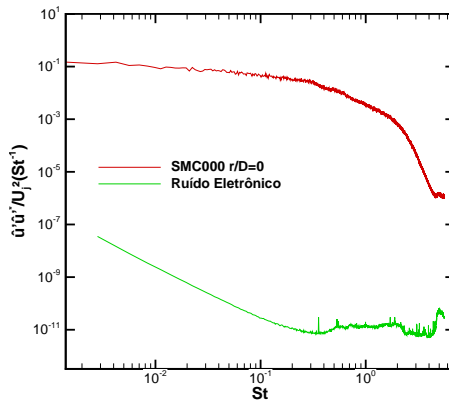


Figura E.1.: Comparação do espectro de energia original e espectro após a retirada do ruído eletrônico.

Observou-se que o sinal do ruído eletrônico era cerca de 5 ordens de grandeza mais baixo que o sinal do escoamento. Portanto, houve pouca contaminação dos resultados de espectro de energia pelo ruído do equipamento.

F Determinação do centro do jato

O alinhamento preliminar da sonda foi realizado com o auxílio de mesas micrométricas sobre as quais o suporte da sonda estava fixado. Em seguida, realizou-se uma varredura de velocidade axial U no plano transversal YZ em $x/D=4$. Então, extraiu-se uma das varreduras com o Z fixo para análise. Esta curva está mostrada na Figura F.1.

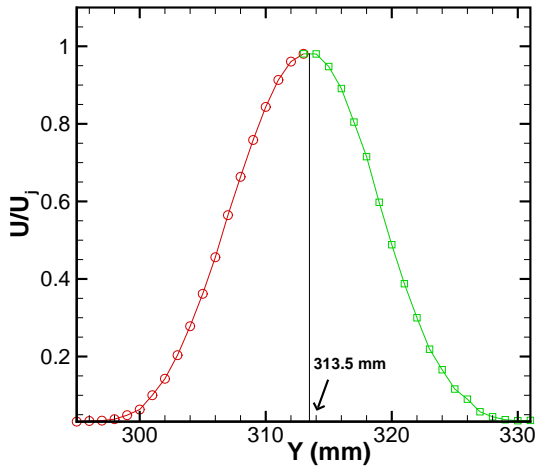


Figura F.1.: Perfil de velocidade usada para determinação do centro do jato.

O perfil de velocidades foi então dividido em duas partes, e o centro em Y foi definido como a posição em que a área das duas curvas eram iguais, ou seja, a posição em que o perfil era simétrico. O mesmo procedimento foi realizado com uma das varreduras no eixo

Z.

No entanto, posteriormente percebeu-se que era mais adequado utilizar a velocidade radial V para determinar o centro do jato, pois nessa posição a componente radial deve ser nula e o perfil de velocidade deve ser simétrico, o que facilita a identificação. Realizou-se então uma varredura no plano YZ para a velocidade V . Após esta nova varredura, verificou-se que na posição Y previamente definida como centro do jato ($Y=313,5$ mm), o perfil de velocidade radial não era nulo no centro e nem simétrico com relação a esta posição, como mostrado na Figura F.2.

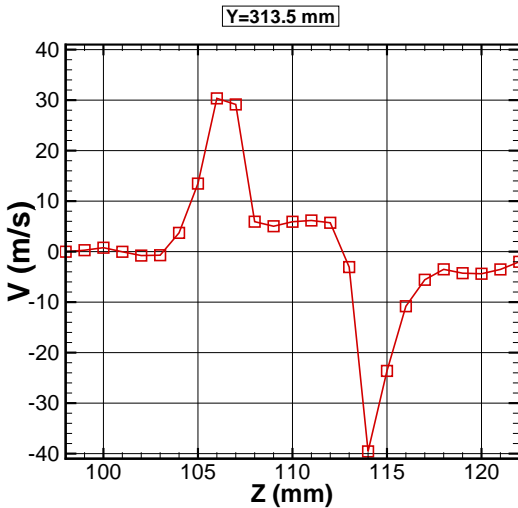


Figura F.2.: Perfil de velocidade radial na posição previamente definida como centro do jato no eixo Y .

Observou-se que o centro do jato ocorreu de fato para uma posição 1 mm afastada da posição anterior ($Y=313,5$ mm), onde o perfil de velocidade V é simétrico em relação ao centro em Z , mostrando que o procedimento anteriormente descrito para a determinação do centro com base na velocidade U apresentava imprecisão. Isto está mostrado na Figura F.3. Observa-se que o centro do jato em Z ocorreu, aproximadamente, em 108,7 mm, onde a velocidade V é nula e ocorre um ponto de inflexão.

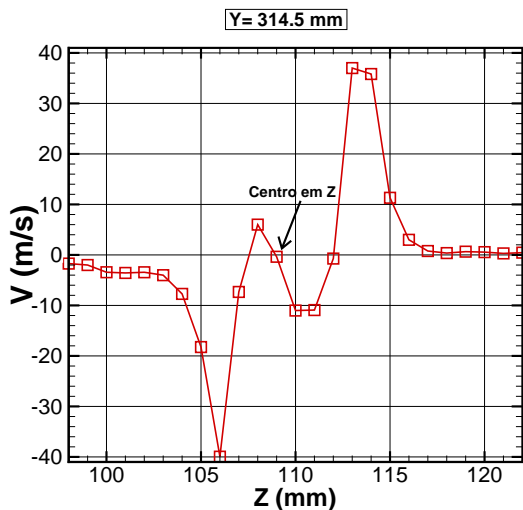


Figura F.3.: Perfil de velocidade radial em uma posição 1mm afastada da posição previamente definida como centro do jato no eixo Y.

Conclui-se então que a velocidade radial V constitui um parâmetro mais adequado para a determinação do centro do jato, e deve ser utilizada em trabalhos futuros para a definição prévia desta posição.