



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21c/2018/03.17.13.07-TDI

UM ESTUDO EXPERIMENTAL DA INTERAÇÃO TURBULÊNCIA, COMBUSTÃO E ACÚSTICA

Bruno Peruchi Trevisan

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia Espaciais/Combustão e Propulsão, orientada pelo Dr. Wladimir Mattos da Costa Dourado, aprovada em 28 de fevereiro de 2018.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34R/3QNJQPS>>

INPE
São José dos Campos
2018

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GBDIR)

Serviço de Informação e Documentação (SESID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

E-mail: pubtc@inpe.br

**COMISSÃO DO CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO
DA PRODUÇÃO INTELECTUAL DO INPE (DE/DIR-544):****Presidente:**

Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação (CPG)

Membros:

Dr. Plínio Carlos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (COCST)

Dr. André de Castro Milone - Coordenação-Geral de Ciências Espaciais e Atmosféricas (CGCEA)

Dra. Carina de Barros Melo - Coordenação de Laboratórios Associados (COCTE)

Dr. Evandro Marconi Rocco - Coordenação-Geral de Engenharia e Tecnologia Espacial (CGETE)

Dr. Hermann Johann Heinrich Kux - Coordenação-Geral de Observação da Terra (CGOBT)

Dr. Marley Cavalcante de Lima Moscati - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CGCPT)

Silvia Castro Marcelino - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon

Clayton Martins Pereira - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Simone Angélica Del Duca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Marcelo de Castro Pazos - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

André Luis Dias Fernandes - Serviço de Informação e Documentação (SESID)



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21c/2018/03.17.13.07-TDI

UM ESTUDO EXPERIMENTAL DA INTERAÇÃO TURBULÊNCIA, COMBUSTÃO E ACÚSTICA

Bruno Peruchi Trevisan

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia Espaciais/Combustão e Propulsão, orientada pelo Dr. Wladimir Mattos da Costa Dourado, aprovada em 28 de fevereiro de 2018.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34R/3QNJQPS>>

INPE
São José dos Campos
2018

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Trevisan, Bruno Peruchi.

T729e Um estudo experimental da interação turbulência, combustão e acústica / Bruno Peruchi Trevisan. – São José dos Campos : INPE, 2018.

xxviii + 129 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21c/2018/03.17.13.07-TDI)

Tese (Doutorado em Engenharia e Tecnologia Espaciais/Combustão e Propulsão) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2018.

Orientador : Dr. Wladimir Mattos da Costa Dourado.

1. Combustão turbulenta. 2. Instabilidade de combustão. 3. Velocimetria por Laser Dopler. 4. Turbulência. 5. Combustão não pré-misturada. I.Título.

CDU 542.4



Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

Aluno (a): **Bruno Peruchi Trevisan**

Título: "UM ESTUDO EXPERIMENTAL DA INTERAÇÃO TURBULÊNCIA, COMBUSTÃO E ACÚSTICA".

Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de **Doutor(a)** em

**Engenharia e Tecnologia
Espaciais/Combustão e Propulsão**

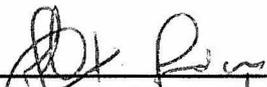
Dr. Wladimir Mattos da Costa Dourado



Presidente / Orientador(a) / IAE/APE / São José dos Campos - SP

Participação por Vídeo - Conferência

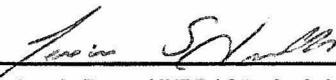
Dr. Márcio Teixeira de Mendonça



Membro da Banca / IAE/APA / SJCampos - SP

Participação por Vídeo - Conferência

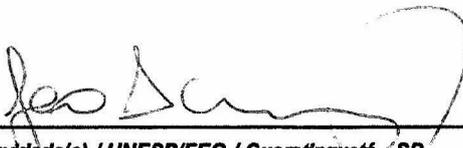
Dr. Jeronimo dos Santos Travelho



Membro da Banca / INPE / São José dos Campos - SP

Participação por Vídeo - Conferência

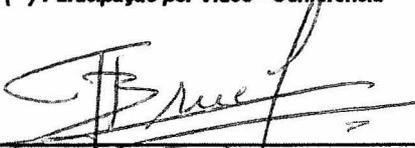
Dr. João Andrade de Carvalho Junior



Convidado(a) / UNESP/FEG / Guaratinguetá - SP

Participação por Vídeo - Conferência

Dr. Pascal Bruel



Convidado(a) / CNRS / França - FR

Participação por Vídeo - Conferência

Este trabalho foi aprovado por:

maioria simples

unanimidade

São José dos Campos, 28 de fevereiro de 2018

*"All growth is a leap in the dark, a spontaneous unpremeditated act
without the benefit of experience."*

MILLER, HENRY

*Dedico este trabalho aos meus pais **Antonio** e
Madalena e ao meu irmão **Diego**.*

AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer ao meu mestre Prof. Dr. Wladimir Mattos da Costa Dourado, pela orientação, paciência e confiança no meu trabalho e por compartilhar comigo seu vasto conhecimento.

A todos os amigos que fiz no INPE e no IAE agradeço pela amizade. Em especial aos meus grandes amigos Paulo Henrique Mineiro Leite e Marcos da Silva e Souza, sem o apoio deles esse trabalho nunca teria sido iniciado e principalmente finalizado.

Agradeço a meus pais que sempre me apoiaram e me incentivaram ao longo dessa grande jornada.

Gostaria de agradecer a Natália pelo apoio e companheirismo nesses últimos anos.

Aos meus amigos e irmãos de longa data Diego, Marco, Victor e Vinícius agradeço pelos momentos de alegria.

Aos professores e funcionários do Laboratório de Combustão e Propulsão meus agradecimentos.

Meus agradecimentos ao Instituto de Aeronáutica e Espaço, em especial à Divisão de Propulsão Espacial e todos os seus funcionários e técnicos pela disponibilização do espaço para realização desse trabalho e por toda a ajuda.

Agradeço aos Drs. Pascal Bruel, Márcio Teixeira Mendonça, Jeronimo dos Santos Travelho, João Andrade de Carvalho Junior e Fernando Fachini Filho pela participação na banca da defesa dessa tese.

À CAPES agradeço pela concessão da bolsa de doutorado.

Agradeço a FAPG pela concessão da bolsa de pesquisa e desenvolvimento.

Agradeço a todos os amigos que conquistei ao longo dessa vida e a todos que, de uma forma ou de outra, contribuíram com o desenvolvimento desse trabalho.

RESUMO

Um dos principais problemas em sistemas de combustão de motores aeroespaciais está relacionado com as instabilidades de combustão. Estas perturbações ocorrem devido ao acoplamento entre os fenômenos de combustão, acústica e turbulência. Tais instabilidades podem causar vibrações, degradação significativa e em casos severos, podem levar à destruição do motor. O conhecimento dos fenômenos físicos relacionados com a instabilidade de combustão fornece dados para avaliar os modelos físicos inclusive os utilizados na dinâmica dos fluidos computacional. As técnicas de diagnóstico laser se mostraram uma poderosa ferramenta para análise deste fenômeno por serem métodos não intrusivos, com alta taxa de repetição e alta resolução espacial e temporal. No presente trabalho foi realizado um estudo experimental da interação combustão, acústica e turbulência em uma câmara de combustão não pré-misturada. O combustível utilizado foi propano comercial e o oxidante era ar. A técnica de velocimetria por laser doppler foi utilizada para caracterização do campo de velocidade dos escoamentos inerte e reativos. A câmara de combustão utilizada é dividida em duas regiões: a região de entrada, localizada a montante dos injetores e a região principal, localizada a jusante dos injetores. O combustível é injetado na câmara por meio de três injetores, onde cada injetor fornece o combustível sob a forma de dois jatos planos e paralelos. Com relação ao escoamento na região de entrada, os resultados mostraram um comportamento de turbulência em equilíbrio. A presença da combustão instável induziu uma pulsação determinística no escoamento de entrada, a qual foi responsável pelo aumento das flutuações de velocidade longitudinais. Este movimento coerente é visualizado na densidade espectral de energia na forma de um pico de energia. Ao que diz respeito aos escoamentos na região principal, o escoamento inerte apresentou simetria do escoamento médio e mostrou a presença de zonas de recirculação localizadas na parte posterior dos injetores. As densidades espectrais de energia mostraram a presença de um pico de energia, que é relacionado aos movimentos associados à emissão de vórtices. A presença da combustão gerou uma diminuição do comprimento médio das zonas de recirculação. A combustão estável apresentou um movimento coerente pouco energético, caracterizado pela ausência de um pico de energia nas densidades espectrais de energia e uma certa periodicidade nas funções de autocorrelação temporal. O escoamento reativo instável apresentou um movimento coerente e energético, caracterizado por um pico de energia de frequência bem definida nas densidades espectrais de energia, caráter bimodal nas distribuições de velocidade e função de autocorrelação periódica.

Palavras-chave: Combustão turbulenta. Instabilidade de combustão. Velocimetria por Laser Doppler. Turbulência. Combustão não pré-misturada.

AN EXPERIMENTAL STUDY OF THE INTERACTION BETWEEN TURBULENCE, COMBUSTION, AND ACOUSTIC

ABSTRACT

One of the main problems in aerospace engine combustion is related to combustion instabilities. These instabilities are due to the coupling between combustion, acoustic and turbulence. Such instabilities can lead to vibrations, significative degradation of the combustion process and in severe cases, the engine or the propulsion system can be damaged or destroyed. The knowledge of the physical phenomena related to combustion instability provides data for evaluating physical models used in computational fluid dynamics. Laser Diagnostics are a powerful tool to study these interactions because they are non intrusive methods, with high repetition rate and high spatial and temporal resolution. In the present work an experimental study of the interaction between combustion was carried out in an unpremixed combustion chamber. The fuel used was commercial propane and the oxidant was air. The Doppler laser velocimetry technique was used to characterize the velocity field of the inert and reactive flows. The combustion chamber used is divided into two regions: the entrance region, located upstream of the fuel injectors and the main region, located downstream of the fuel injectors. The fuel is injected into the combustion chamber by three injectors, where each injector provides the fuel in the form of two flat and parallel jets. As far as the flow in the entrance region are concerned, the results show an equilibrium turbulence behavior. The presence of the unstable combustion induces a deterministic pulsation in the inlet flow. This pulsating behavior was responsible for the increase in the longitudinal velocity fluctuations. The signature of this pulsation consists of an energy peak on the energy spectral density. Concerning the flow in the main region, the inert flow showed symmetry of the mean flow and the presence of recirculation zones located at the back of the injectors. The spectral energy densities showed the presence of an energy peak, which is related to the movements associated with the emission of vortices. The presence of the combustion generated a decrease of the average length of the recirculation zones. The stable combustion presented a low energy coherent movement, characterized by the absence of a peak of energy in the spectral energy densities and a certain periodicity in the functions of temporal autocorrelation. The unstable reactive flow presented a coherent and energetic movement, characterized by a well-defined frequency energy peak at the spectral energy densities, a bimodal characteristic in the velocity distributions and periodic autocorrelation functions.

Keywords: Turbulent combustion. Combustion instability. Laser Doppler Velocimetry. Turbulence. Non-premixed combustion.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1	Esquemas dos processos responsáveis pela instabilidade de combustão. 5
2.2	Densidade Espectral de Energia 16
2.3	Estrutura da chama laminar difusiva. 18
2.4	Escala característica de comprimento para a combustão turbulenta não pré-misturada. 20
2.5	Regimes para combustão turbulenta não pré-misturada como função do número de Damköhler $Da = \tau_t/\tau_c$ (baseado na escala integral de tempo turbulenta τ_t e no tempo químico τ_c) e do número de Reynolds turbulento Re_L 22
2.6	Arranjo de Dois Feixes para o LDV 23
3.1	Banco de Estudos de Instabilidade de Combustão (BEIC). 30
3.2	Câmara de Combustão. 31
3.3	Câmara de Combustão - vista lateral. 32
3.4	Dimensões Características. 32
3.5	Injetores. 33
3.6	Arranjo experimental. 34
4.1	Visualização da frente de chama do escoamento reativo estável. 37
4.2	Visualização da frente de chama do escoamento reativo instável. 38
6.1	Dimensões Características. 49
6.2	Análise da bidimensionalidade das componentes longitudinal e transversal da velocidade e suas flutuações na região de entrada. 54
6.3	Evolução da correlação $\overline{u'v'}$ 56
6.4	Perfil linear e logarítmico da componente longitudinal da velocidade média na região de entrada. 57
6.5	Flutuações de velocidade na região de entrada. 58
6.6	Intensidade turbulenta na região de entrada. 59
6.7	Tensores turbulentos de cisalhamento na região de entrada. 59
6.8	Evolução do coeficiente R_{uv} para caracterização da anisotropia do tensor de Reynolds na região de entrada. 60
6.9	Evolução dos coeficientes C_{uv} e A_{uv} para caracterização da anisotropia do tensor de Reynolds na região de entrada. 61
6.10	Evolução da função densidade de probabilidade da componente longitudinal da velocidade na região de entrada. 62

6.11	Evolução da função densidade de probabilidade da componente transversal da velocidade na região de entrada.	63
6.12	Perfis dos coeficientes de assimetria e curtose das componentes longitudinal e transversal, respectivamente, da velocidade na região de entrada.	64
6.13	Função de autocorrelação temporal das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento inerte na região de entrada.	65
6.14	Perfil da escala integral de tempo e espaço da componente longitudinal da velocidade do escoamento inerte na região de entrada.	66
6.15	Perfil da escala integral de tempo e espaço da componente transversal da velocidade do escoamento inerte na região de entrada.	66
6.16	Função de autocorrelação temporal das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento reativo na região de entrada.	67
6.17	Perfil da escala integral de tempo e espaço da componente longitudinal da velocidade do escoamento reativo na região de entrada.	68
6.18	Perfil da escala integral de tempo e espaço da componente transversal da velocidade do escoamento reativo na região de entrada.	69
6.19	Densidade espectral de energia adimensional das componentes longitudinal e transversal da velocidade para o caso inerte (i) na região de entrada.	70
6.20	Densidade espectral de energia adimensional das componentes longitudinal e transversal da velocidade para o caso reativo estável (r_1) na região de entrada.	70
6.21	Evolução da densidade espectral de energia adimensional das componentes longitudinal e transversal da velocidade para o caso reativo instável (r_2) na região de entrada.	71
7.1	Localização dos pontos de medida na região principal.	73
7.2	Campo médio de velocidade do escoamento inerte na região de entrada.	74
7.3	Evolução longitudinal dos perfis de \bar{u} do escoamento inerte na região principal.	76
7.4	Perfis transversais de \bar{v} do escoamento inerte na região principal.	77
7.5	Evolução longitudinal de \bar{u} nas linhas de centro dos injetores.	77
7.6	Representação esquemática dos pontos medidos para avaliação da bidimensionalidade na região principal.	78
7.7	Análise da bidimensionalidade do escoamento inerte na região principal.	79
7.8	Evolução longitudinal dos perfis de $\sqrt{u'^2}$ do escoamento inerte na região principal.	81
7.9	Perfis transversais, respectivamente, de $\sqrt{v'^2}$ e $\overline{u'v'}$ do escoamento inerte na região principal.	82

7.10	Perfis dos coeficiente de anisotropia dos tensores de Reynolds para o escoamento inerte na região principal.	84
7.11	Evolução longitudinal do coeficiente R_{uv} no eixo de simetria dos injetores para o escoamento inerte na região principal.	85
7.12	Representação esquemática dos pontos escolhidos para avaliação da função densidade de probabilidade (PDF)	86
7.13	Densidade espectral de energia das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento inerte em $x/hinj = 0,67$ na região principal.	87
7.14	Densidade espectral de energia das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento inerte em $x/hinj = 1,67$ na região principal.	88
7.15	Função densidade de probabilidade das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento inerte em $x/hinj = 0,67$ na região principal.	90
7.16	Função densidade de probabilidade das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento inerte em $x/hinj = 1,67$ na região principal.	91
7.17	Função de autocorrelação temporal das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento inerte em $x/hinj = 0,67$ na região principal.	92
7.18	Função de autocorrelação temporal das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento inerte em $x/hinj = 1,67$ na região principal.	93
7.19	Campo médio de velocidade do escoamento reativo estável r_1 na região de entrada.	95
7.20	Campo médio de velocidade do escoamento reativo instável r_2 na região de entrada.	95
7.21	Evolução longitudinal dos perfis de \bar{u} do escoamento reativo estável na região principal.	96
7.22	Evolução longitudinal dos perfis de \bar{u} do escoamento reativo instável na região principal.	97
7.23	Perfis transversais de \bar{v} para o escoamento reativo estável e instável, respectivamente.	98
7.24	Evolução longitudinal de \bar{u} nas linhas de centro dos injetores.	99
7.25	Evolução longitudinal dos perfis de $\sqrt{u'^2}$ do escoamento reativo estável na região principal.	100

7.26	Evolução longitudinal dos perfis de $\sqrt{u'^2}$ do escoamento reativo instável na região principal.	101
7.27	Perfis transversais, respectivamente, de $\sqrt{v'^2}$ e $\overline{u'v'}$ para o escoamento reativo estável (r_1).	102
7.28	Perfis transversais, respectivamente, de $\sqrt{v'^2}$ e $\overline{u'v'}$ para o escoamento reativo instável (r_2).	103
7.29	Densidade espectral de energia das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento estável r_1 em $x/hinj = 0,67$ na região principal.	105
7.30	Densidade espectral de energia das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento estável r_1 em $x/hinj = 1,67$ na região principal.	106
7.31	Densidade espectral de energia das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento instável r_2 em $x/hinj = 0,67$ na região principal.	107
7.32	Densidade espectral de energia das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento instável r_2 em $x/hinj = 1,67$ na região principal.	108
7.33	Função densidade de probabilidade das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento reativo estável r_1 em $x/hinj = 0,67$ na região principal.	110
7.34	Função densidade de probabilidade das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento reativo estável r_1 em $x/hinj = 1,67$ na região principal.	111
7.35	Função densidade de probabilidade das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento reativo instável r_2 em $x/hinj = 0,67$ na região principal.	112
7.36	Função densidade de probabilidade das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento reativo instável r_2 em $x/hinj = 1,67$ na região principal.	113
7.37	Função de autocorrelação temporal das componentes longitudinal e transversal da velocidade do caso r_1 em $x/hinj = 0,67$ na região principal.	115
7.38	Função de autocorrelação temporal das componentes longitudinal e transversal da velocidade do caso r_1 em $x/hinj = 1,67$ na região principal.	116
7.39	Função de autocorrelação temporal das componentes longitudinal e transversal da velocidade do caso r_2 em $x/hinj = 0,67$ na região principal.	117
7.40	Função de autocorrelação temporal das componentes longitudinal e transversal da velocidade do caso r_2 em $x/hinj = 1,67$ na região principal.	118

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
3.1 Características do sistema de velocimetria por laser doppler.	34
4.1 Características dos escoamentos estudados.	38
4.2 Diferentes escalas do escoamento turbulento.	39
4.3 Escalas espaciais e de velocidade associadas aos domínios energéticos e dissipativos do espectro de turbulência na região de entrada.	39
4.4 Escalas de tempo e frequências características associadas aos domínios energéticos e dissipativos do espectro de turbulência na região de entrada.	40
4.5 Escalas espaciais e de velocidade associadas aos domínios energéticos e dissipativos do espectro de turbulência de um escoamento inerte na região principal.	40
4.6 Escalas de tempo e frequências características associadas aos domínios energéticos e dissipativos do espectro de turbulência de um escoamento inerte na região principal.	40
4.7 Escalas espaciais e de velocidade associadas aos domínios energéticos e dissipativos do espectro de turbulência de um escoamento reativo na região principal.	41
4.8 Escalas de tempo e frequências características associadas aos domínios energéticos e dissipativos do espectro de turbulência de um escoamento reativo na região principal.	41
4.9 Grandezas acessíveis experimentalmente.	42
5.1 Estimativa de variâncias multiplicadas por N	45
6.1 Características dos escoamentos estudados na região de entrada.	50
6.2 Comparação da velocidade de fricção obtida por meio de dois métodos distintos.	56
7.1 Características dos escoamentos estudados na região principal.	74

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

APE	–	Divisão de Propulsão Espacial
IAE	–	Instituto de Aeronáutica e Espaço
LDV	–	Velocimetria Laser de Efeito Doppler
CFD	–	Dinâmica dos Fluidos Computacional
ICBMs	–	Misseis Balísticos Inter-continentais
ALS	–	Sistemas Avançados de Lançamento
NLS	–	Sistema Nacional de Lançamento
PDF	–	Função Densidade de Probabilidade
LDA	–	Anemometria Laser de Efeito Doppler
BEIC	–	Banco de Estudos de Instabilidade de Combustão
FFT	–	Transformada Rápida de Fourier
SH	–	Sample and Hold

LISTA DE SÍMBOLOS

p'	–	flutuações de pressão
q'	–	flutuações na taxa de liberação de calor
Hz	–	Hertz
CH_4	–	Metano
C_2	–	Carbono diatômico
OH	–	Hidroxila
$u(x, t)$	–	Variável aleatória
$f(u; x, t)$	–	Função densidade de probabilidade
$\overline{u(x, t)}$	–	Valor esperado ou esperança matemática
$u'(x, t)$	–	flutuação da variável aleatória $u(x, t)$
$\overline{u(x, t)}_N$	–	Média do ensemble
$\overline{u(x)}_T$	–	Média temporal
\vec{u}	–	Vetor velocidade
u_i	–	Componente de velocidade
$\overline{u_i}$	–	Média da componente de velocidade
$\overline{u_i'^2}$	–	Variância da componente de velocidade
$\sqrt{\overline{u_i'^2}}$	–	Desvio padrão da componente de velocidade
$\overline{u_i u_j}$	–	Correlação cruzada das componentes de velocidade
$\overline{u_i'^3}$	–	Momento de terceira ordem da componente de velocidade
S	–	Assimetria
$\overline{u_i'^4}$	–	Momento de quarta ordem da componente de velocidade
K	–	Curtose
r_{ij}	–	Coeficiente de correlação
L	–	Escala integral
λ_T	–	Micro-escala de Taylor
U_c	–	Velocidade de Convecção
ν	–	Viscosidade cinemática
ε	–	Taxa de dissipação da energia cinética
η_k	–	Escala de comprimento de Kolmogorov
u_k	–	Escala de velocidade de Kolmogorov
τ_k	–	Escala de tempo de Kolmogorov
Re	–	Número de Reynolds
k	–	Energia cinética turbulenta
E	–	Densidade espectral de energia
κ	–	Número de onda
Da	–	Número de Danköhler
τ_t	–	Escala de tempo turbulenta
τ_c	–	Escala de tempo químico
l_d	–	Espessura da camada de difusão
l_r	–	Espessura da zona de reação

l_t	– Escala de comprimento integral turbulenta
χ_{st}	– Taxa de dissipação escalar estequiométrica
D_{st}	– Difusividade molecular na região estequiométrica
f	– frequência
λ	– Comprimento de onda
θ	– Angulo de intersecção dos feixes do LDV
δ_f	– Espaçamento entre as franjas de interferência
N_f	– Número de franjas do LDV
f_D	– Frequência de batimento
d_b	– Diâmetro do feixe
d_w	– Diâmetro do cintura do feixe
F	– Distância focal
l_v	– Comprimento do volume de controle do LDV
d_v	– Diâmetro do volume de controle do LDV
Δ_b	– Distância entre os feixes na lente do LDV.
u	– Componente longitudinal da velocidade
v	– Componente transversal da velocidade
Q	– Vazão mássica de ar
q	– Vazão mássica de combustível
U_{eixo}	– Velocidade média no eixo
h	– Altura do canal
ϕ	– Razão de equivalência
g_i	– Fator de ponderação
f_{dp}	– Função densidade de probabilidade
T_{tot}	– Tempo total de medição
Δu	– Resolução da função densidade de probabilidade
ρ	– Densidade
τ_w	– tensão de cisalhamento na parede
u_τ	– Velocidade de fricção
δ_v	– Escala de comprimento viscosa
y_+	– Distância adimensional à parede
P	– Pressão
f_c	– Frequência característica
U_f	– Velocidade de vazão
h_{inj}	– altura do injetor
X_r	– Comprimento da zona de recirculação média
U_r	– Velocidade média máxima de retorno
f_e	– Frequência característica de emissão de vórtices

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO E OBJETIVOS	1
1.1 Introdução	1
1.2 Objetivos	2
2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	3
2.1 Instabilidade de Combustão	3
2.1.1 Histórico	3
2.1.2 Instabilidade de Combustão	4
2.2 Características Espaciais e Temporais dos Escoamentos Turbulentos	8
2.2.1 Descrição Estatística da Turbulência	8
2.2.2 As Escalas do Movimento Turbulento	11
2.2.3 O Espectro de Energia	16
2.3 Combustão Turbulenta Não Pré-Misturada	17
2.4 Velocimetria Laser de Efeito Doppler (LDV)	23
3 DISPOSITIVO EXPERIMENTAL E METODOLOGIA	29
3.1 Banco de Estudos de Instabilidade de Combustão (BEIC)	29
3.2 Metodologia	33
3.2.1 Velocimetria por Laser Doppler	33
3.2.2 Partículas	35
3.2.3 Incertezas Experimentais	35
4 AVALIAÇÃO DAS ESCALAS ESPACIAIS E TEMPORAIS DOS ESCOAMENTOS ESTUDADOS	37
4.1 Condições do Escoamento	37
4.2 Escalas Espaciais e Temporais	39
4.2.1 Região de Entrada	39
4.2.2 Região Principal	40
4.2.2.1 Escoamento Inerte	40
4.2.2.2 Escoamento Reativo	41
4.3 Grandezas Acessíveis Experimentalmente	41
5 TRATAMENTO DE DADOS E INCERTEZAS	43

5.1	Momentos Estatísticos	43
5.2	Função Densidade de Probabilidade	45
5.3	Função de Auto-Correlação Temporal	45
5.4	Densidade Espectral de Energia	46
6	PROPRIEDADES DO ESCOAMENTO NA REGIÃO DE EN- TRADA DA CÂMARA DE COMBUSTÃO	49
6.1	Estrutura do escoamento Médio	49
6.1.1	Geometria e Condições dos escoamentos Estudados	49
6.1.2	Definição de um escoamento em um Canal Turbulento, Plenamente Desenvolvido	50
6.2	Análise do escoamento na Região de Entrada	53
6.2.1	Bidimensionalidade do escoamento Médio	54
6.2.2	Velocidade de Fricção u_τ	55
6.2.3	Grandezas Médias e Tensores de Reynolds	57
6.2.4	Função Densidade de Probabilidade e Coeficiente de Assimetria e Curtose	61
6.2.5	Escalas Integrais de Tempo e Espaço	65
6.2.6	Densidade Espectral de Energia	69
6.3	Conclusões da Caracterização dos escoamentos Inerte e Reativos na Re- gião de Entrada	71
7	CARACTERÍSTICAS DO ESCOAMENTO NA REGIÃO PRINCIPAL DA CÂMARA DE COMBUSTÃO	73
7.1	Análise do escoamento Inerte na Região Principal	74
7.1.1	Escoamento Médio	74
7.1.2	Bidimensionalidade do escoamento Médio	78
7.1.3	Tensores de Reynolds	79
7.1.4	Densidade Espectral de Energia	85
7.1.5	Função Densidade de Probabilidade	89
7.1.6	Função de Autocorrelação Temporal	89
7.2	Análise da Influência da Combustão nas Características do Campo de Velocidade	94
7.2.1	Escoamento Médio	94
7.2.2	Tensores de Reynolds	99
7.2.3	Densidade Espectral de Energia	104
7.2.4	Função Densidade de Probabilidade	109
7.2.5	Função de Autocorrelação Temporal	114

7.3	Conclusões da Caracterização dos Escoamentos Inerte e Reativos na Região Principal	119
8	CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS	121
8.1	Conclusões	121
8.2	Trabalhos Futuros	123
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	125

1 INTRODUÇÃO E OBJETIVOS

1.1 Introdução

A instabilidade de combustão tem sido reconhecida como um dos principais problemas em sistemas de combustão e ocorre devido ao acoplamento entre os fenômenos de combustão, acústica e turbulência. Tais instabilidades se manifestam na forma de oscilações de pressão de grande amplitude (HABIBALLAH et al., 1998; ANNASWAMY; GHONIEM, 2002).

Muitos problemas relacionados as instabilidades de combustão são de interesse tecnológico atual. Estes problemas têm sido observados no desenvolvimento ou melhoria de vários sistemas de propulsão, turbinas a gás e queimadores industriais com combustíveis líquidos, sólidos e gasosos. As fontes destas instabilidades são diversas e são dependentes da geometria da câmara de combustível, e de várias fontes, tais como bombas, válvulas e mecanismo de injeção (ZIKIKOUT, 1988; YANG; ANDERSON, 1995; JOHNSON et al., 2000; LEE et al., 2003; CULICK, 2006).

A instabilidade de combustão pode causar vibrações, degradação significativa do desempenho de combustão, redução da vida de componentes, aumento de transferência de calor localizada, diminuição do desempenho, entre outros problemas. Em casos especialmente graves, o motor, estrutura ou sistema propulsor pode ser danificado ou destruído (HABIBALLAH et al., 1998; GIANNI et al., 2003).

O conhecimento e controle dos fenômenos físicos relacionados com a instabilidade de combustão em meio monofásico (combustíveis e oxidantes gasosos) e o acoplamento entre combustão, acústica e turbulência é necessário para concepção e análise de equipamentos (câmara de combustão de motor foguete, turbinas a gás e fornalhas ou caldeiras) que sejam mais confiáveis, com menor custo de desenvolvimento e mais segurança de operação. Tal conhecimento permite desenvolver estratégias melhor definidas para controle ativo de combustão, além de fornecer dados experimentais para desenvolver, calibrar ou validar modelos físicos e matemáticos de turbulência e combustão em dinâmica de fluidos computacional (ZIKIKOUT, 1988).

O completo conhecimento e controle das instabilidades de combustão ainda não é possível devido ao estado atual da teoria e experimento. Apenas algumas informações estão disponíveis que auxiliam os engenheiros a evitar as instabilidades (CULICK, 2006). No Brasil, seu estudo é pouco difundido devido a aplicação real de métodos de controle para motores foguetes estar ainda distante. Em vista disso, existe uma

preocupação em todos os projetos de câmaras com os problemas relacionados com as instabilidade de combustão (CORÁ, 2010).

O aumento do poder computacional aliado a uma melhora nas técnicas de diagnósticos e de fluido-dinâmica computacional possibilitam um estudo e melhor compreensão dos fenômenos relacionados as instabilidades de combustão (HABIBALLAH et al., 1998). As técnicas de diagnósticos fornecem dados experimentais usados na avaliação e validação de novos e melhores modelos em instabilidade de combustão, esses dados em sua maioria são obtido a partir de dispositivos simplificados de combustão concebidos especificamente para fornecer bom acesso experimental e muitas vezes projetados a fim de mostrar efeitos específicos (HASSEL; LINOW, 2000).

Em vista disso, o presente projeto de pesquisa visa estudar experimentalmente o acoplamento entre combustão, acústica e turbulência no banco de estudos de instabilidade de combustão presente na Divisão de Propulsão Espacial (APE) do Instituto de Aeronáutica e Espaço (IAE) utilizando a a técnica de Velocimetria Laser de Efeito Doppler (LDV) para caracterização do campo de velocidade.

1.2 Objetivos

O principal objetivo deste trabalho é estudar experimentalmente o acoplamento entre combustão, acústica e turbulência em um banco de estudos de instabilidade de combustão por meio da técnica de velocimetria de efeito Doppler para caracterização do campo de velocidade turbulento inerte e reativo bem como fornecer dados experimentais para validação e desenvolvimento de modelos de combustão e turbulência utilizados em dinâmica de fluidos computacional (CFD).

Os objetivos específicos deste projeto foram os seguintes:

1. Avaliar as características médias e flutuações do campo de velocidade dos escoamentos inertes e reativos na região de entrada da câmara de combustão localizada a montante dos injetores;
2. Avaliar as características médias e flutuações do campo de velocidade do escoamento inerte na região principal da câmara de combustão localizada a jusante dos injetores;
3. Avaliar a influência da combustão nas características médias e flutuações do campo de velocidade na região principal da câmara de combustão.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

2.1 Instabilidade de Combustão

2.1.1 Histórico

As instabilidades termo-acústicas foram primeiramente observadas por Higgins em 1777 através do fenômeno chamado de “singing flames”. Em 1859, Rijke demonstrou que som pode ser gerado dentro de um tubo vertical aberto colocando uma tela metálica aquecida dentro do tubo. Mas somente em 1878, uma interpretação física da ocorrência destas instabilidades foi feita por Lord Rayleigh, onde descreve uma condição sob a qual um processo de liberação de calor periódico adiciona energia a oscilações acústicas, a qual ficou conhecida como Critério de Rayleigh. O critério afirma que o campo acústico pode ser amplificado pelo processo de liberação de calor quando as oscilações de pressão e as flutuações na liberação de calor estão em fase. Quando fora de fase, as flutuações na liberação de calor amortecem o campo acústico (FRITSCHÉ, 2005; BELLOWS, 2006; KORNILOV, 2006; HUANG, 2008; CORÁ, 2010; CAMPA, 2011).

Putnan e Dennis (1954) fizeram a primeira formulação matemática do critério de Rayleigh, a qual é apresentada na forma integral:

$$\int_0^T p'(t)q'(t)dt > \text{perdas dissipativas}, \quad (2.1)$$

onde p' e q' são respectivamente as flutuações na pressão e na taxa de liberação de calor. Um valor positivo de indica uma transferência de energia a partir das flutuações de calor para as oscilações de pressão (amplificação das oscilações de pressão devido à liberação de calor) e um valor negativo corresponde a um amortecimento das oscilações de pressão. O acoplamento entre a fonte de calor e as ondas de pressão é essencial para a formação de instabilidades termo-acústicas (FRITSCHÉ, 2005; KORNILOV, 2006; ASHIRVADAM, 2007)

Em motores foguetes, as instabilidades de combustão foram descobertas tanto em propelentes sólidos quanto em líquidos no final da década de 30 e início da década de 40 mas somente na Segunda Guerra Mundial com o desenvolvimento de mísseis balísticos inter-continentais (ICBMs) foram obtidos progressos significativos. Com a necessidade de vôos tripulados na década de 60, uma grande quantidade de trabalhos em instabilidade foram realizados por meio do programa APOLLO. Esses trabalhos serviram de experiência para o desenvolvimento do motor principal da Space Shut-

tle. Durante o início dos anos 70 até o meio dos anos 80, nenhum progresso foi feito nos Estados Unidos, o interesse só voltou a crescer como a perspectiva de desenvolvimentos de novos sistemas de lançamento, sistemas avançados de lançamento (ALS) e o sistema nacional de lançamento (NLS). Na França, Através do programa Ariane (1981-1993) um trabalho limitado mas significativo foi realizado (CULICK; YANG, 1995; HABIBALLAH et al., 1998). Em pós-queimadores, instabilidades de alta frequência foram encontradas no final da década de 40 com o desenvolvimento de motores turbojato. Embora o problema tenha sido encontrado nos motores ramjet na década de 1950, tornou-se uma questão de maior preocupação na década de 1970 e 1980 (CULICK; YANG, 1995; CULICK, 2006)

2.1.2 Instabilidade de Combustão

As instabilidades de combustão são caracterizadas por oscilações de pressão de grande amplitude com a frequência natural de um ou vários modos acústicos do combustor e resultam de um mecanismo de acoplamento entre os fenômenos de combustão, acústica e turbulência. De acordo com Fernandes e Heitor (1996) as instabilidades de combustão podem ser classificadas, de acordo com suas frequências de oscilação, em três categorias:

- 1) *Instabilidades de baixa-frequência* (“chugging”) – devido ao acoplamento entre a câmara de combustão e o sistema de alimentação de combustível. É verificada durante a fase de transiente na partida e no desligamento, sem a presença de uma onda acústica na câmara de combustão;
- 2) *Instabilidades de frequência intermediária* (“buzz” ou “instabilidade de sistema”) – uma onda longitudinal se movimenta no interior da câmara de combustão. Neste tipo de instabilidade todo o sistema de combustão está envolvido, incluindo o sistema de alimentação e de exaustão.
- 3) *Instabilidades de alta frequência* (“screeching” ou “screaming”) – consiste da ressonância dos modos acústicos de vibração da câmara de combustão.

O mecanismo de acoplamento pode ser descrito genericamente da seguinte forma: (1) uma perturbação no escoamento gera flutuações na taxa de liberação de calor que é decorrente do processo de combustão, (2) o processo periódico de liberação de calor produz ondas acústicas que se propagam na região de combustão, e (3) oscilações de pressão/acústica geram perturbações no escoamento que são descritas em (1), fechando assim o ciclo (Fig. 2.1). Apesar do conhecimento do mecanismo

global responsável pelas instabilidades de combustão, ainda é difícil a identificação do mecanismo que inicia o processo. O conhecimento de tal mecanismo, junto com o mecanismo de saturação, é necessário para uma completa compreensão das instabilidades de combustão (FRITSCHÉ, 2005; BELLOWS, 2006; LEE, 2009)

Figura 2.1 - Esquemas dos processos responsáveis pela instabilidade de combustão.



Fonte: Produção do autor.

Essas instabilidade podem se desenvolver de dois modos: espontaneamente dentro do sistema ou iniciada por quaisquer perturbações naturais ou artificiais. No primeiro caso, as flutuações de pressão inerentes ao campo de escoamento turbulento geram pequenas perturbações que crescem no tempo e apresentam comportamento periódico, tais instabilidades são conhecidas como instabilidades auto excitadas. No segundo caso, as instabilidades são iniciadas por uma perturbação de amplitude finita externa ao sistema. Em ambos os casos, o Critério de Rayleigh deve ser obedecido e a amplitude das oscilações crescem até que o ganho de energia se iguale com as perdas (FERNANDES; HEITOR, 1996; HUANG; YANG, 2009).

Fritsche (2005) investigou a origem e o controle das instabilidades termo-acústicas de uma combustão com pré-mistura pobre em uma turbina a gás. Os estudos mostraram que o padrão da chama varia como função da razão ar/combustível, da temperatura da mistura e do comprimento da câmara de combustão. Os padrões apresentados pela chama se mostraram fortemente influenciados pela queda de pressão ao longo da chama e pelas propriedades de estabilidade do sistema e as chamas instáveis apresentaram uma elevada queda de pressão, no qual foram identificados diversos modos termo-acústicos instáveis com intervalo de frequência de 200 Hz para o modo

dominante, até vários kHz para as altas frequências.

De acordo com Zinn e Lieuwen (2005), vários mecanismos capazes de gerar as instabilidades de combustão foram identificados, os quais são descritos a seguir:

- *Acoplamento entre a linha de alimentação do combustível e a acústica.* Uma modulação na pressão dos bicos injetores de combustível é gerada devido as oscilações de pressão na câmara de combustão. Essa modulação leva a uma variação na taxa de injeção de combustível, provocando flutuações na taxa de liberação de calor.

- *Oscilações na razão de equivalência.* Os processos de mistura são modulados pelas oscilações de pressão que se propagam na seção de pré-mistura, produzindo uma mistura cuja razão de equivalência varia periodicamente no tempo. A turbulência presente no escoamento também pode levar a uma oscilação na razão de equivalência. A mistura resultante sofre convecção até a chama causado flutuações na taxa de liberação de calor.

- *Oscilações nos processos de atomização, vaporização e mistura.* Variações periódicas no formato do spray de combustível, no tamanhos das gotas, na taxa de evaporação, e nas taxas de mistura do vapor de combustível com o ar são causadas pela interação do spray de combustível com o campo acústico. Essas variações podem levar a oscilações periódicas na taxa de alimentação de combustível para a chama e/ou oscilações periódicas na razão de equivalência, as quais produzem flutuações na taxa de liberação de calor.

- *Variação oscilatória da área da chama.* Oscilações periódicas na área da chama podem ser causadas pelas interações das oscilações no campo de velocidade com a chama levando a flutuações na taxa de liberação de calor.

- *Interação entre os vórtices e a chama.* Os vórtices possuem uma influência significativa sobre o processo de combustão. Sua formação é estabilizada na presença de oscilações do campo de pressão. Na fase inicial de formação dos vórtices, os reagentes estão de um lado de uma interface e os produtos quentes da combustão do outro, nesta situação a queima e a mistura são limitadas. Conforme vão se formando, as estruturas de grandes escalas arrastam os produtos quentes e sofrem ignição. Esta ignição é seguido por uma rápida combustão (liberação de calor) dos reagentes dentro do vórtice e ocorre uma quebra dessas estruturas coerente em pequenas escalas turbulentas. Este processo repete-se durante cada ciclo das oscilações de pressão, resultando em liberação periódica de calor. Alternativamente, essas estruturas tur-

bulentas interagem com a chama podendo distorcer a chama e causar oscilações na área da superfície da chama, produzindo oscilações na taxa de libertação de calor.

Weigand et al. (2006) investigaram as instabilidades termo-acústicas em um modelo de câmara de combustão pré misturada de uma turbina a gás em pressão atmosférica, alimentado por CH_4 e ar. Os resultados mostraram que a mistura de combustível e ar no sistema de pré-mistura utilizado é fortemente afetada pelas flutuações de pressão levando a variações periódicas na razão de equivalência. Essas oscilações na razão de equivalência causam flutuações na taxa de liberação de calor.

O conhecimento e caracterização do campo de escoamento turbulento é de extrema importância para o entendimento dos fenômenos relacionados com as instabilidades de combustão. Schadow e Gutmark (1992) analisaram o efeito da dinâmica de vórtices na combustão. Foi verificado que a interação turbulência/combustão levou a uma liberação de calor periódica. McManus et al. (1990) e Ahmed e Nejad (1992) mostraram que as frequências “naturais” dos vórtices presentes na camada de cisalhamento são próximas das frequência acústicas do banco de ensaio.

Zikikout (1988) estudou os mecanismos de instabilidade de combustão analisando os fenômenos de ignição, estabilização da chama, extinção e oscilações de pressão de uma chama não pré-misturada. Tais fenômenos foram estudados em uma câmara de combustão modelo simulando os processos de injeção e combustão do motor criogênico do foguete Ariane 5. Através da análise dos espectros de emissão espontânea dos radicais C_2 , CH e OH e do sinal acústico em cada modo de operação verificou-se que as instabilidades de combustão ocorrem quando as flutuações de pressão estão acopladas com a liberação de calor, confirmando o critério de Rayleigh. Dois diferentes modos de instabilidades de combustão foram encontrados: (1) uma intensa oscilação de pressão em baixa frequência (230 Hz) no qual flutuações de alta velocidade são produzidas no plano de injeção levando a um ciclo de iniciação da reação e extinção da mesma e (2) uma instabilidade de baixa frequência (360 Hz) que leva a extinção total de um ou vários injetores.

Para controlar ou eliminar as instabilidades de combustão o acoplamento entre o campo acústico e a liberação de calor não estacionária deve ser interrompido. Para isso existem dois tipos de controle: ativo e passivo.

O controle passivo utiliza alterações na injeção de combustível ou modificações na geometria da câmara de combustão afim de, respectivamente, eliminar ou atenuar as flutuações na liberação de calor e alterar o sistema de ressonância do combustor. O

uso de amortecedores acústicos e ressonadores de Helmholtz alteram as condições de contorno do sistema e amortecem as interações termo-acústicas. Em teoria, essas mudanças proporcionam uma combustão mais estável todavia esse método pode não ser muito efetivo. O controle passivo é otimizado para condições específicas de funcionamento, ou seja, para uma faixa de frequência específica, entretanto dentro da câmara de combustão podem existir múltiplos modos de oscilação e as condições de funcionamento podem não ser aquelas para o qual o sistema foi otimizado fazendo com que o controle não funcione para condições fora das consideradas no projeto (CAMPOS-DELGADO et al., 2003; FRITSCHÉ, 2005; HUANG; YANG, 2009). Corá (2010) utilizou ressonadores de Helmholtz para o estudo do controle passivo de instabilidades de combustão, onde obteve resultados satisfatórios para a faixa de frequência no qual o projeto foi otimizado.

O controle ativo monitora o acoplamento entre a liberação de calor e o campo acústico e aplica uma modulação na linha de combustível ou no campo acústico para suprimir as instabilidades de combustão. Na modulação acústica, o campo de pressão dentro da câmara é modulado utilizando um modulador, de modo a modificar o padrão de mistura ar/combustível antes de chegar na frente de chama. O controle ativo, diferentemente do passivo, pode suprimir as instabilidades em uma ampla faixa de frequência e em diferentes condições de operação (CAMPOS-DELGADO et al., 2003; FRITSCHÉ, 2005; HUANG; YANG, 2009). Existe uma extensa literatura sobre o controle ativo a qual foi revisada por Lang et al. (1987), Candel (1992), McManus et al. (1993), Zinn e Neumeier (1997), Paschereit e Gutmark (2002), Lubarsky et al. (2004) e Dowling e Morgans (2005).

2.2 Características Espaciais e Temporais dos Escoamentos Turbulentos

2.2.1 Descrição Estatística da Turbulência

Hinze (1975) define um escoamento turbulento como uma variação aleatória no espaço e no tempo das grandezas que caracterizam o escoamento. Essas grandezas podem ser descritas pelo ponto de vista estatístico.

Em um escoamento turbulento, a velocidade $u(x, t)$ é uma variável aleatória dependente do tempo. Para cada ponto e tempo a função densidade de probabilidade $f(u; x, t)$ caracteriza completamente a variável aleatória $u(x, t)$. O valor esperado (ou esperança matemática) dessa variável é definido por:

$$\overline{u(x,t)} = \int_{-\infty}^{\infty} u f(u; x, t) du, \quad (2.2)$$

onde

$$f(u; x, t) \equiv \frac{\partial F(u; x, t)}{\partial u}. \quad (2.3)$$

$$f(u; x, t) \geq 0 \quad , \quad f(-\infty) = f(\infty) = 0 \quad \text{e} \quad \int_{-\infty}^{\infty} f(u; x, t) du = 1. \quad (2.4)$$

onde F é a função de distribuição.

A flutuação da variável aleatória $u(x, t)$ em torno da média é definida por:

$$u'(x, t) = u(x, t) - \overline{u(x, t)}, \quad (2.5)$$

e a variância é definida como sendo a média do quadrado da flutuação:

$$\overline{u'(x, t)^2} = \int_{-\infty}^{\infty} [u(x, t) - \overline{u(x, t)}]^2 f(u; x, t) du. \quad (2.6)$$

A raiz quadrada da variância é o desvio padrão $\sqrt{\overline{u'(x, t)^2}}$.

O momento central de ordem n é definido por:

$$\overline{u'(x, t)^n} = \int_{-\infty}^{\infty} [u - \overline{u(x, t)}]^n f(u; x, t) du. \quad (2.7)$$

Quando um escoamento é descrito por mais de uma variável aleatória, por exemplo, $u(x, t)$ e $v(x, t)$, o grau de dependência entre essas variáveis é determinado pela sua correlação cruzada, a qual é definida por:

$$\overline{u'(x, t)v'(x, t)} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [u(x, t) - \overline{u(x, t)}][v(x, t) - \overline{v(x, t)}] f_{uv}(u, v; x, t) dudv, \quad (2.8)$$

onde $f_{uv}(u, v; x, t)$ é a função densidade de probabilidade conjunta e é dada por:

$$f_{uv}(u, v; x, t) \equiv \frac{\partial^2}{\partial u \partial v} F_{uv}(u, v; x, t). \quad (2.9)$$

Para um escoamento que pode ser repetido ou replicado N vezes, a média do ensemble é definida por:

$$\overline{u(x, t)}_N = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N u_n(x, t), \quad (2.10)$$

onde $\overline{u(x, t)}_N = \overline{u(x, t)}$.

Em um escoamento estatisticamente estacionário, as propriedades estatísticas são invariantes por uma variação do tempo. A média temporal (no intervalo de tempo T) é:

$$\overline{u(x)}_T = \int_t^{t+T} u(x, t') dt'. \quad (2.11)$$

Para escoamentos estacionários \overline{u}_T tende a \overline{u} quando T tende ao infinito (hipótese de ergodicidade). Ou seja, quando o número de valores que constituem a amostra é grande e o tempo de medição é grande comparado com as escalas de tempo, as médias obtidas experimentalmente (médias temporais) podem ser consideradas iguais as médias do conjunto (esperança matemática) e independentes do tempo (MONIN; YAGLOM, 1971; HINZE, 1975; POPE, 2000).

Nesse trabalho será utilizada a medida do vetor velocidade \vec{u} para caracterizar o escoamento. Os momentos estatísticos das componentes u_i ($i = 1, 2, 3$) desse vetor são descritos como:

- **A Média:** $\overline{u_i}$;
- **A Variância:** é definida como sendo a média quadrática da flutuação $\overline{u_i'^2}$;
- **O Desvio padrão:** é definido como sendo a raiz quadrada da variância $\sqrt{\overline{u_i'^2}}$;
- **A Correlação cruzada:** $\overline{u_i' u_j'}$ para $i \neq j$;
- **O Momento de terceira ordem:** $\overline{u_i'^3}$, que nos permite definir a assimetria

$$S = \frac{\overline{u_i'^3}}{\overline{u_i'^2}^{3/2}};$$

- **O Momento de quarta ordem:** $\overline{u_i'^4}$, que nos permite definir a curtose $K = \frac{\overline{u_i'^4}}{\overline{u_i'^2}^2}$.

Estes dois coeficientes (S e K) são particularmente importantes pois permitem avaliar a "morfologia" da função densidade de probabilidade. Como referência é utilizada uma distribuição gaussiana que possui $S = 0$ e $K = 3$ (HINZE, 1975; POPE, 2000).

2.2.2 As Escalas do Movimento Turbulento

O escoamento turbulento é composto de vórtices de diferentes tamanhos. A energia cinética entra na turbulência, por meio de mecanismos de produção, nas grandes escalas de movimento. Essa energia é então transferida, por meio de processos invíscidos, para escalas menores e menores até, nas menores escalas, a energia ser dissipada em forma de calor pela viscosidade (POPE, 2000).

Coefficientes de Correlação

Afim de avaliar as estruturas espaciais e temporais, ou seja, as escalas temporais e espaciais presentes no escoamento turbulento, será definido os seguintes coeficientes de correlação espacial e temporal:

- **Coefficiente de correlação temporal:** corresponde a uma medida no mesmo ponto e em tempos distintos:

$$r_{ij}(x, t, \tau) = \frac{\overline{u_i'(x, t)u_j'(x, t + \tau)}}{\sqrt{\overline{u_i'^2(x, t)} \overline{u_j'^2(x, t)}}}; \quad (2.12)$$

- **Coefficiente de auto-correlação temporal:** corresponde a uma medida da mesma componente do vetor velocidade no mesmo ponto e em tempos distintos:

$$r_{ii}(x, t, \tau) = \frac{\overline{u_i'(x, t)u_i'(x, t + \tau)}}{\overline{u_i'^2(x, t)}}; \quad (2.13)$$

- **Coefficiente de correlação espacial:** corresponde a uma medida no instante t em dois pontos distintos:

$$r_{ij}(r, x, t) = \frac{\overline{u'_i(x, t)u'_j(x+r, t)}}{\sqrt{\overline{u'^2_i(x, t)} \overline{u'^2_j(x+r, t)}}}; \quad (2.14)$$

- **Coefficiente de auto-correlação espacial:** corresponde a uma medida da mesma componente do vetor velocidade no instante t em dois pontos distintos:

$$r_{ii}(r, x, t) = \frac{\overline{u'_i(x, t)u'_i(x+r, t)}}{\sqrt{\overline{u'^2_i(x, t)} \overline{u'^2_i(x+r, t)}}}; \quad (2.15)$$

- **Coefficiente de correlação espaço-temporal:** combina as definições anteriores:

$$r_{ij}(r, x, t, \tau) = \frac{\overline{u'_i(x, t)u'_j(x+r, t+\tau)}}{\sqrt{\overline{u'^2_i(x, t)} \overline{u'^2_j(x+r, t)}}}. \quad (2.16)$$

As Escalas integrais

As escalas integrais são características das maiores estruturas do escoamento turbulento e são definidas como sendo a integral da auto-correlação (POPE, 2000). A escala integral de tempo da componente i do vetor velocidade é:

$$L_{it} = \int_0^{+\infty} r_{ii}(\tau) d\tau. \quad (2.17)$$

Neste trabalho será utilizada uma configuração de escoamento bidimensional no qual apenas duas das três componentes da velocidade são acessíveis. A direção $i = 1$ corresponde ao eixo x com componente de velocidade u , $i = 2$ corresponde ao eixo y com componente de velocidade v . As escalas integrais de comprimento nas duas direções do plano (xy) são definidas por:

$$L_{ux} = \int_0^{+\infty} r_{11}(x) dx, \quad (2.18)$$

$$L_{uy} = \int_0^{+\infty} r_{11}(y) dy, \quad (2.19)$$

$$L_{vx} = \int_0^{+\infty} r_{22}(x) dx, \quad (2.20)$$

$$L_{vy} = \int_0^{+\infty} r_{22}(y) dy. \quad (2.21)$$

As micro-escalas de Taylor

A micro escala de Taylor está associada a curvatura dos coeficientes de auto-correlação (TENNEKES; LUMLEY, 1972). A micro-escala temporal de Taylor da componente i do vetor velocidade é definida por:

$$\frac{1}{\lambda_{T_{it}}^2} = -\frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 r_{ii}(\tau)}{\partial \tau^2} \right]_{\tau=0}. \quad (2.22)$$

A qual pode ser relacionada com a velocidade (POPE, 2000):

$$\begin{aligned} -u'^2 \left[\frac{\partial^2 r_{ii}(\tau)}{\partial \tau^2} \right]_{\tau=0} &= -u'^2 \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{\partial^2 r_{ii}(\tau)}{\partial \tau^2} \\ &= -\lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{\partial^2 \overline{u_i(x, t + \tau) u_i(x, t)}}{\partial \tau^2} \\ &= -\lim_{\tau \rightarrow 0} \overline{\left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \right)_{t+\tau} u_i(x, t)} \\ &= -\overline{\left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \right) u_i} \\ &= -\overline{\left[\frac{\partial}{\partial t} \left(u_i \frac{\partial u_i}{\partial t} \right) - \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} \right)^2 \right]} \\ &= -u'^2 \left[\frac{\partial^2 r_{ii}(\tau)}{\partial \tau^2} \right]_{\tau=0} = \overline{\left(\frac{\partial u_i}{\partial t} \right)^2}. \end{aligned}$$

Obtendo:

$$\frac{1}{\lambda_{T_{it}}^2} = \frac{1}{2u'^2} \overline{\left(\frac{\partial u_i}{\partial t} \right)^2}. \quad (2.23)$$

A micro-escala espacial de Taylor para um escoamento bidimensional é definida por:

$$\frac{1}{\lambda_{T_{ux}}^2} = -\frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 r_{11}(x)}{\partial^2 x} \right]_{x=0}, \quad (2.24)$$

$$\frac{1}{\lambda_{T_{uy}}^2} = -\frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 r_{11}(y)}{\partial^2 y} \right]_{y=0}, \quad (2.25)$$

$$\frac{1}{\lambda_{T_{vx}}^2} = -\frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 r_{22}(x)}{\partial^2 x} \right]_{x=0}, \quad (2.26)$$

$$\frac{1}{\lambda_{T_{vy}}^2} = -\frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 r_{22}(y)}{\partial^2 y} \right]_{y=0}. \quad (2.27)$$

Em algumas configurações experimentais não é possível realizar a medida do vetor velocidade em dois pontos distintos do escoamento necessários para calcular as correlações espaciais. Se a intensidade turbulenta for baixa comparada com a velocidade de convecção do escoamento ($u' \ll U_c$), as flutuações em um ponto fixo do escoamento podem ser aproximadas como sendo causadas pelo escoamento turbulento que passa esse ponto com velocidade de convecção (U_c) (Hipótese de Taylor da turbulência congelada). Para escoamentos que possuem uma direção privilegiada, a velocidade de convecção U_c pode ser assumida como sendo igual a velocidade local média (HINZE, 1975; UDDIN et al., 1997). Neste caso pode-se assumir que:

$$\frac{\partial}{\partial t} = -U_{cx} \frac{\partial}{\partial x} \quad \text{e} \quad \frac{\partial}{\partial t} = -U_{cy} \frac{\partial}{\partial y}. \quad (2.28)$$

As relações entre as escalas temporais e espaciais são:

$$L_x = U_{cx} L_t \quad \text{e} \quad L_y = U_{cy} L_t, \quad (2.29)$$

$$\lambda_{T_x} = U_{cx} \lambda_{T_t} \quad \text{e} \quad \lambda_{T_y} = U_{cy} \lambda_{T_t}. \quad (2.30)$$

A Hipótese de Taylor permite avaliar as escalas espaciais à partir das escalas temporais.

As escalas de Kolmogorov

As escalas de Kolmogorov são as menores escalas do escoamento turbulento e são determinadas por meio da viscosidade cinemática ν e da taxa de dissipação de energia cinética da turbulência ε . As escalas de comprimento, velocidade e tempo, são, respectivamente (POPE, 2000):

$$\eta_k \equiv (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}, \quad (2.31)$$

$$u_k \equiv (\varepsilon\nu)^{1/4}, \quad (2.32)$$

$$\tau_k \equiv (\nu/\varepsilon)^{1/2}. \quad (2.33)$$

O número de Reynolds baseado nas escalas de Kolmogorov é unitário ($\eta_k u_k / \nu = 1$), ou seja, as forças inerciais são da mesma ordem (ou iguais) as forças viscosa. Isso é consistente na idéia de que a energia é transferida para as menores escalas até que o número de Reynolds seja suficientemente pequeno para que a dissipação seja efetiva (POPE, 2000).

Em uma turbulência homogênea e isotrópica a taxa de dissipação pode ser expressa por meio da micro-escala de Taylor:

$$\varepsilon = 15\nu u'^2 / \lambda_T^2. \quad (2.34)$$

Para determinar uma relação entre as escalas integrais, micro-escalas de Taylor e escalas de Kolmogorov, nós definimos a escala integral como sendo:

$$L = k^{3/2} / \varepsilon. \quad (2.35)$$

O número de Reynolds é:

$$R_{e_L} \equiv \frac{\sqrt{k}L}{\nu} = \frac{k^{1/2}}{\varepsilon\nu}, \quad (2.36)$$

onde k é a energia cinética turbulenta.

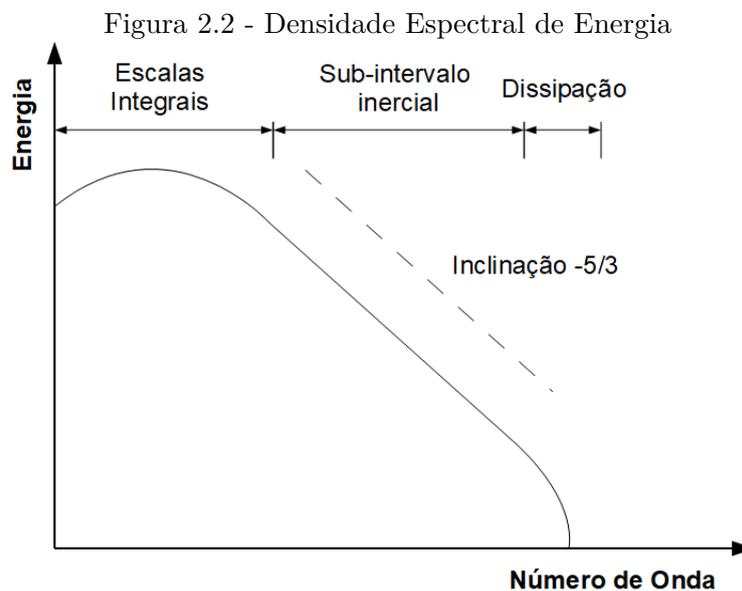
As razões entre a escala integral e a micro-escala de Taylor e a escala de Kolmogorov são:

$$\frac{\eta_k}{L} = \frac{1}{Re_L^{3/4}}, \quad (2.37)$$

$$\frac{\lambda_T}{L} = \frac{\sqrt{15}}{Re_L^{1/2}}. \quad (2.38)$$

2.2.3 O Espectro de Energia

A energia cinética turbulenta é distribuída ao longo dos vórtices de diferentes comprimentos. A transformada de Fourier das flutuações de velocidade permite determinar a densidade espectral de energia $E(\kappa)$, a qual representa a contribuição da energia cinética turbulenta para todos os números de onda $\kappa = 2\pi/l$ (Fig 2.2) (POPE, 2000). A região composta pelas escalas integrais L é a região onde os efeitos viscosos são significativamente pequenos.



Fonte: Produção do Autor.

Existe uma zona intermediária ($L \gg l \gg \eta_k$) no qual a transferência de energia é determinada unicamente pela taxa de dissipação de energia ε , independentemente

da viscosidade ν . Esse intervalo é chamado de sub-intervalo inercial. Nesta região a densidade espectral de energia $E(\kappa)$ é:

$$E(\kappa) = C\varepsilon^{2/3}\kappa^{-5/3}, \quad (2.39)$$

onde C é uma constante universal.

O intervalo que contém as menores escalas (escalas de Kolmogorov) sofre efeitos viscosos significativos e é responsável por toda a dissipação de energia em forma de calor.

2.3 Combustão Turbulenta Não Pré-Misturada

Chamas turbulentas não pré-misturadas são encontradas em um grande número de sistemas industriais devido a dois motivos principais. Comparada as chamas pré-misturadas, os queimadores não pré-misturados são simples de projetar e construir pois uma mistura perfeita dos reagentes não é necessária. Chamas não pré-misturadas são mais seguras de operar pois não possuem velocidade de chama e não possuem auto-ignição em locais indesejados. Entretanto, elas apresentam uma eficiência de queima menor do que as chamas pré-misturadas porque as reações químicas são limitadas pela mistura dos reagentes (TURNES, 2000; POINSOT; VEYNANTE, 2005).

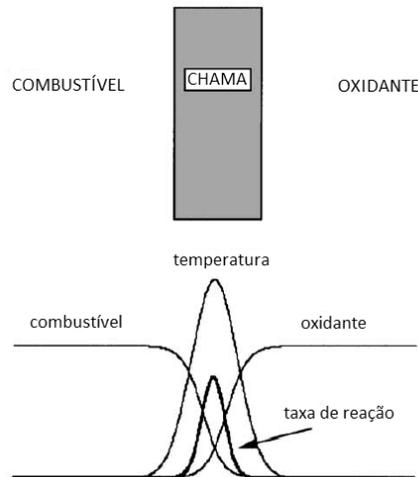
A chama não pré-misturada é também conhecida como chama difusiva pois a difusão molecular dos gases é o processo que controla a taxa de queima. Nesse tipo de chama, combustível e oxidante estão separados por uma zona de reação. Combustível e oxidante sofrem difusão em direção a zona de reação, onde eles são queimados e liberam calor. A temperatura é máxima na zona de reação, próximo do ponto estequiométrico e difunde-se da frente de chama para os fluxos de combustível e oxidante (Fig. 2.4) (PETERS, 2000; VEYNANTE; VERVISCH, 2002; POINSOT; VEYNANTE, 2005).

A descrição matemática das chamas difusivas é feita por meio da fração de mistura z , a qual mede a razão entre combustível e oxidante. Temos que $z = 1$ no fluxo de combustível e $z = 0$ no oxidante.

As reações químicas nas chamas não pré-misturadas podem ocorrer apenas em uma região limitada, onde combustível e oxidante estão misturados adequadamente. A mistura mais favorável é obtida quando combustível e oxidante estão em proporções estequiométricas. A chama difusiva se localiza ao longo do ponto onde se possui uma

mistura estequiométrica (POINSOT; VEYNANTE, 2005).

Figura 2.3 - Estrutura da chama laminar difusiva.



Fonte: Adaptado de Veynante e Vervisch (2002).

As chamas não pré misturadas não exibem uma velocidade de propagação, a chama não pode se propagar para fora da região da zona de reação devido a falta de combustível ou oxidante fora dessa região. Devido a essa incapacidade de se propagar contra o escoamento, as chamas difusivas são mais sensíveis, se comparadas com as chamas pré-misturadas, as perturbações de velocidade e especialmente a turbulência (POINSOT; VEYNANTE, 2005).

O tempo necessário de convecção e difusão, ambos responsáveis pela mistura turbulenta, são tipicamente muito maiores do que o tempo necessário para que ocorra a combustão. Isso permite assumir o tempo químico como sendo infinito, ou seja, a queima dos reagentes é instantânea. Entretanto existem situações onde as escalas locais de tempo difusivas não são tão grandes se comparadas com a taxa de queima. Neste caso o tempo químico infinito não é mais válido e efeitos de não equilíbrio devem ser levados em conta. Se as escalas de tempo de difusão se tornam localmente da mesma ordem de magnitude das escalas de tempo químico, a extinção local da chama pode ocorrer. Uma redução adicional das escalas de tempo de difusão, ou seja, um aumento da velocidade dos reagentes, pode levar a uma completa extinção da chama turbulenta (PETERS, 2000).

A estrutura de uma chama não pré-misturada depende da razão entre os tempos

característicos de difusão molecular e químico. A espessura da zona de mistura e da zona de reação variam de acordo com estes tempos característicos, ou seja, a espessura da chama difusiva não é constante, a qual depende das propriedades locais do escoamento (VEYNANTE; VERVISCH, 2002).

A determinação da taxa média de queima não pode ser feita por meio de uma média da Lei de Arrhenius devido ao grande número de quantidades não fechadas (correlações entre as concentrações de espécies e flutuações de temperatura). A derivação de modelos de combustão turbulenta deve então se basear na análise física e na comparação de escalas características de tempo e comprimento que descrevem o escoamento turbulento e as reações químicas. Esta análise leva aos *diagramas de combustão turbulenta* onde vários regimes são identificados em função de números adimensionais. Esses diagramas podem ser usados como suporte na escolha ou desenvolvimento de modelos de combustão (VEYNANTE; VERVISCH, 2002; POINSOT; VEYNANTE, 2005; SOUZA, 2015).

O escoamento turbulento é caracterizado pelo número de Reynolds, o qual compara o transporte turbulento com as forças viscosas:

$$Re = \frac{\sqrt{k}L}{\nu}, \quad (2.40)$$

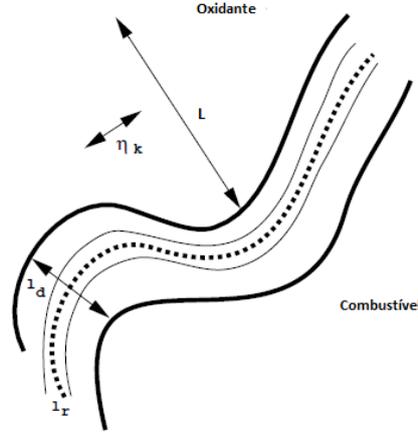
onde \sqrt{k} é a velocidade característica correspondente a escala de comprimento integral turbulenta L e ν é a viscosidade cinemática do escoamento.

O número de Damköhler compara as escalas de tempo turbulentas τ_t com as escala de tempo químico τ_c :

$$Da = \frac{\tau_t}{\tau_c}. \quad (2.41)$$

A formulação dos diagramas de combustão turbulenta para as chamas não pré-misturadas apresenta certa dificuldade pois as chamas não pré-misturadas não exibem escalas características bem definidas. As chamas difusivas não apresentam uma velocidade característica devido a não propagação da chama. Além disso, a espessura da chama não é constante, ela depende das características do escoamento e nenhuma escala de comprimento pode ser facilmente identificada (VEYNANTE; VERVISCH, 2002; POINSOT; VEYNANTE, 2005).

Figura 2.4 - Escalas características de comprimento para a combustão turbulenta não pré-misturada.



l_d é a espessura da camada de difusão, l_r é a espessura da zona de reação, L_t é a escala de comprimento integral turbulenta e η_k é a escala de comprimento de Kolmogorov.

Fonte: Adaptado de Veynante e Vervisch (2002).

Para a chama não pré-misturada podemos definir o número de Damköhler local da chama, o qual quantifica os efeitos do escoamento na chama difusiva:

$$D_a^{fl} = \frac{\tau_f}{\tau_c}, \quad (2.42)$$

onde τ_f é a escala de tempo local do escoamento e τ_c é a escala de tempo químico.

Para D_a^{fl} infinito, a escala de tempo químico é pequena se comparada com a escala de tempo do escoamento. Nessa situação a química pode ser considerada como sendo infinitamente rápida. Quando D_a^{fl} assume valores finitos, a taxa de queima não pode mais ser considerada infinita. Na prática, os efeitos químicos são importantes apenas na região onde a reação ocorre e usualmente essa região é pequena (VEYNANTE; VERVISCH, 2002; POINSOT; VEYNANTE, 2005).

A taxa de dissipação escalar estequiométrica χ_{st} é uma quantidade relevante para definir as escalas do escoamento. A taxa de dissipação escalar quantifica os gradientes de fração de mistura. A escala de tempo do escoamento pode ser estimada como sendo o inverso da taxa de dissipação escalar no ponto onde a mistura é estequiométrica ($\tau_f \approx 1/\chi_{st}$).

A turbulência pode ser parametrizada utilizando as escalas de comprimento integral

L e de Kolmogorov η_k . Entretanto, para a frente de chama varias escalas de comprimento podem ser introduzidas nos regimes de combustão não pré-misturada. Duas escalas de comprimento principais podem ser identificadas para as chamas difusivas (Fig. 2.4) (POINSOT; VEYNANTE, 2005):

- Espessura da camada de difusão l_d , a qual pode ser definida como sendo a espessura da zona onde a fração de mistura muda, indicando mistura dos reagentes ($0 < z < 1$). Nesta região, combustível e oxidante podem coexistir quando consideramos química não infinitamente rápida e são diluídos com os produtos da reação.

$$l_d = \left(\frac{D_{st}}{\chi_{st}} \right)^{1/2}, \quad (2.43)$$

onde D_{st} é a difusividade molecular na região estequiométrica.

- Espessura da zona de reação l_r , local onde a taxa de reação é diferente de zero.

Essas duas escalas podem variar no tempo independentemente e dependem das condições locais do escoamento. Para a condição de química infinitamente rápida l_r é igual a zero e l_d possui valor finito.

A espessura difusiva l_d e a escala de tempo da camada de difusão ($\tau_f \approx 1/\chi_{st}$) são controladas pelas menores escalas turbulentas (escalas de Kolmogorov, η_k e τ_k):

$$l_d \approx \eta_k \quad \text{e} \quad \tau_f \approx \frac{1}{\chi_{st}} \approx \tau_k. \quad (2.44)$$

Em uma chama turbulenta não pré-misturada, as zonas de reação desenvolvem-se numa zona de mistura média cuja espessura l_z é da ordem da escala integral de comprimento turbulenta L :

$$l_z \approx L. \quad (2.45)$$

A estrutura da chama e os regimes de combustão dependem do tempo químico característico τ_c . Para alto valor do número de Damköhler (química infinitamente rápida), temos que τ_c é pequeno e a chama é muito fina ($l_r \ll l_d \approx \eta_k$). Nesta condição a chama pode ser descrita como um elemento de chama laminar chamado "flamelet" e sua estrutura interna não é afetada pela vórtices. Para baixo número de

Damköhler, ou alto valor do tempo químico τ_c , ocorre a extinção da chama. Para valores intermediários do número de Damköhler, a espessura da zona de reação l_r se torna da mesma ordem das escalas de Kolmogorov η_k e fortes efeitos de instabilidade são esperados (VEYNANTE; VERVISCH, 2002; POINSOT; VEYNANTE, 2005).

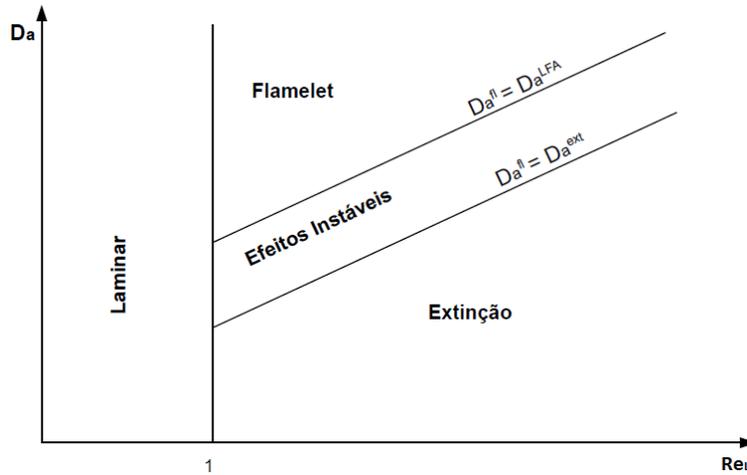
Utilizando ($\tau_t/\tau_k = \sqrt{R_{eL}}$), o número de Damköhler, comparando a escala turbulenta com a escala química da chama, é reformulado:

$$D_a = \frac{\tau_t}{\tau_c} = \frac{\tau_t \tau_k}{\tau_k \tau_c} \approx \frac{\tau_t}{\tau_k} \frac{2}{\tau_c \chi_{st}} \approx 2\sqrt{R_{eL}} D_a^{fl}. \quad (2.46)$$

Os resultados podem ser resumidos no diagrama da Fig. 2.5:

Constante número de Damköhler D_a^{fl} corresponde as linhas com inclinação 1/2 em um gráfico log-log (D_a, R_{eL}). Quando a química é infinitamente rápida (alto valor de D_a) é esperado que a chama apresente uma estrutura de chama linear. Esta condição pode ser expressa como $D_a^{fl} \geq D_a^{LFA}$. A extinção da chama ocorre para altos tempos químicos, ou seja, quando $D_a^{fl} \leq D_a^{ext}$. Para valores intermediários do número de Damköhler ($D_a^{ext} < D_a^{fl} < D_a^{LFA}$), efeitos instáveis são esperados. Chamas laminares são encontradas para baixos números de Reynolds $R_{eL} \leq 1$.

Figura 2.5 - Regimes para combustão turbulenta não pré-misturada como função do número de Damköhler $D_a = \tau_t/\tau_c$ (baseado na escala integral de tempo turbulenta τ_t e no tempo químico τ_c) e do número de Reynolds turbulento R_{eL} .

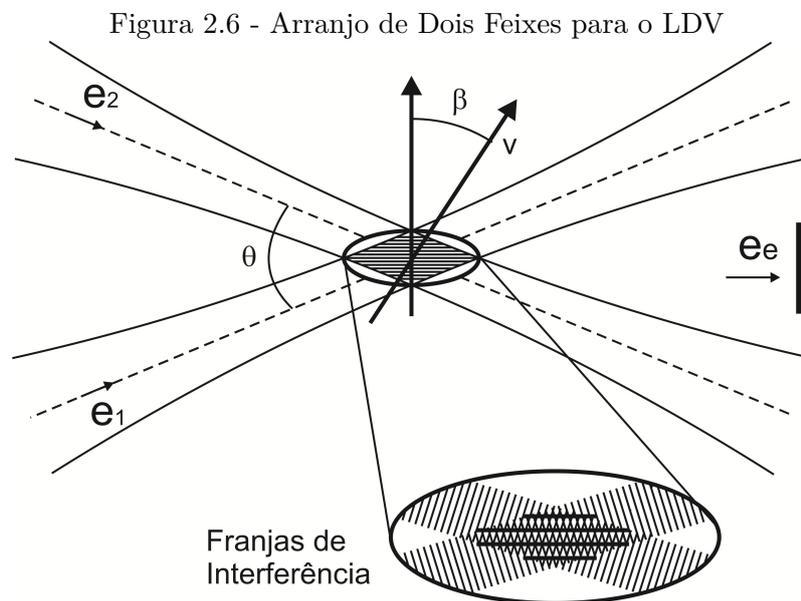


Fonte: Produção do Autor.

2.4 Velocimetria Laser de Efeito Doppler (LDV)

A técnica de velocimetria laser de efeito Doppler (LDV) ou também conhecida como anemometria laser de efeito Doppler (LDA) foi primeiramente utilizada por Cummins e Yeh em 1964 usando uma configuração óptica que posteriormente ficou conhecida como modo de feixe de referência. O modo de dois feixes também conhecido como técnica das franjas, o qual é usado atualmente, foi introduzido quase que simultaneamente por Lehmann (1968) e von Stein e Pfeifer (1969) (ALBRECHT et al., 2003).

O LDV é uma técnica não intrusiva com alta resolução temporal e espacial utilizada para investigação da dinâmica dos fluidos em gases e líquidos. É uma técnica bem estabelecida que fornece informações sobre a velocidade do escoamento. A técnica é baseada na medida do desvio Doppler da luz laser espalhada por pequenas partículas presentes no escoamento. Este desvio Doppler é proporcional a velocidade da partícula e depende do comprimento de onda da luz laser incidente e da geometria do sistema. O LDV é uma técnica de medição indireta pois ela mede a velocidade das partículas traçadoras presentes no escoamento.



Fonte: Produção do autor.

O desvio Doppler é da ordem de 1...100 MHz para valores típicos de velocidade encontrados em escoamentos, o qual é muito pequeno se comparado com a frequência

da luz laser incidente (aproximadamente 10^{14} Hz), tornando a medida praticamente impossível. Esse problema é contornado usando o modo de dois feixe. Neste modo o volume de medição é formado pela intersecção de dois feixes, que são mutuamente coerentes e provenientes da mesma fonte laser (Fig. 2.6). A luz espalhada contém componentes que sofrem desvio Doppler diferente devido a direção dos dois feixes. As frequências f_1 e f_2 detectadas são (ALBRECHT et al., 2003):

$$f_1 = f_i \frac{1 - \frac{\vec{e}_1 \cdot \vec{v}}{c}}{1 - \frac{\vec{e}_e \cdot \vec{v}}{c}} \approx f_i + f_i \frac{\vec{v} \cdot (\vec{e}_e - \vec{e}_1)}{c}, \quad (2.47)$$

$$f_1 = f_i + \frac{\vec{v} \cdot (\vec{e}_e - \vec{e}_1)}{\lambda_i} \quad (|v| \ll c), \quad (2.48)$$

$$f_2 = f_i \frac{1 - \frac{\vec{e}_2 \cdot \vec{v}}{c}}{1 - \frac{\vec{e}_e \cdot \vec{v}}{c}} \approx f_i + f_i \frac{\vec{v} \cdot (\vec{e}_e - \vec{e}_2)}{c}, \quad (2.49)$$

$$f_2 = f_i + \frac{\vec{v} \cdot (\vec{e}_e - \vec{e}_2)}{\lambda_i} \quad (|v| \ll c), \quad (2.50)$$

onde o índice i indica a luz incidente, o índice e a luz espalhada e os índices 1 e 2 os feixes 1 e 2 respectivamente. O segundo termo nas frequências f_1 e f_2 representam o desvio Doppler sofrido pela luz incidente. A diferença de versores aparece quando a direção de propagação do feixe incidente e do espalhado são diferentes.

Considerando a superposição dessas duas ondas no detector, a frequência de batimento (diferença) f_d obtida é:

$$f_D = f_2 - f_1 = \frac{\vec{v} \cdot (\vec{e}_1 - \vec{e}_2)}{\lambda_i}. \quad (2.51)$$

Nesta configuração a frequência de batimento é independente da posição do detector. Considerando o ângulo de intersecção como sendo θ (fig. 2.6), a frequência de batimento pode ser escrita como:

$$f_D = \frac{\text{sen}(\theta/2)}{\lambda_i} |v| \cos \beta, \quad (2.52)$$

$$f_D = \frac{\text{sen}(\theta/2)}{\lambda_i} v_{\perp}. \quad (2.53)$$

Para partículas muito pequenas o modelo de franjas de interferência pode ser usado para explicar o princípio de medida da técnica de LDV. Neste modelo, considera-se que na intersecção dos dois feixes ocorre um padrão de franjas de interferência (Fig. 2.6). O espaçamento entre as franjas de interferência δ_f é função da geometria e do comprimento de onda do laser, sendo dado por:

$$\delta_f = \frac{\lambda_i}{2\text{sen}(\theta/2)}. \quad (2.54)$$

Quando uma partícula se desloca na região de intersecção dos feixes, o sinal no detector será modulado com uma frequência dada por:

$$f_D = \frac{\text{sen}(\theta/2)}{\lambda_i} v_{\perp}, \quad (2.55)$$

conduzindo ao mesmo resultado.

A componente da velocidade perpendicular as franjas de interferência é então inversamente proporcional ao período de cruzamento das franjas T_D :

$$v_{\perp} = \frac{\delta_f}{T_D}. \quad (2.56)$$

Deve-se notar que esta configuração fornece a frequência de batimento absoluta não indicando o sentido do escoamento, ou seja, duas partículas movendo com a mesma velocidade mas em sentidos opostos através do volume de medição, irão gerar o mesmo sinal elétrico no detector. Para solucionar esse problema um modulador óptico-acústico (célula de Bragg) é introduzido em um dos feixes fazendo com que a frequência desse feixe seja deslocada. Considerando que este dispositivo é montado no feixe 1, a frequência do feixe é deslocada de uma quantidade f_{sh} fornecendo:

$$f_1 = f_i + f_{sh} \text{ ou } f_1 = f_i - f_{sh}. \quad (2.57)$$

Desde que a frequência f seja dada pela derivada da fase com relação ao tempo:

$$f = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi}{dt}. \quad (2.58)$$

Para uma onda estacionária, o deslocamento de frequência pode ser interpretado como uma variação da fase com o tempo:

$$\varphi_1 = 2\pi f_{sh} t. \quad (2.59)$$

No modelo de franjas isto pode ser interpretado como um movimento das franjas com velocidade constante.

No detector o sinal recebido é:

$$f_D = f_{sh} \pm \frac{2\text{sen}(\theta/2)}{\lambda_i} |v_{\perp}|. \quad (2.60)$$

O sinal de frequência exibe um deslocamento igual ao desvio de frequência. Uma partícula estacionária irá apresentar um sinal com uma modulação de f_{sh} . Uma partícula movendo no mesmo sentido das franjas irá apresentar uma frequência menor e uma partícula movendo em sentido contrário ao das franjas uma frequência maior.

Volume de Emissão

O feixe de luz apresenta distribuição gaussiana. O diâmetro do raio é normalmente definido como o ponto onde a intensidade do raio decai a $1/e^2 = 13\%$ da intensidade máxima no centro do feixe. Quando esse feixe passa por uma lente, no ponto focal o diâmetro do feixe d_b atinge seu menor valor, sendo este ponto chamado de "cintura do feixe".

Para um dado comprimento de onda λ , o diâmetro da cintura do feixe d_w é dado por:

$$d_w = \frac{4F\lambda}{\pi d_b}, \quad (2.61)$$

onde F é a distância focal da lente.

O volume de controle é formado pelos dois feixes paralelos focados pela lente de distância focal F . Considerando o comportamento gaussiano dos raios, o volume de medida formado é um elipsóide e a interferência ocasionará a formação de planos paralelos de intensidade claras e escuras. A superfície do volume de controle é definida como a região onde a intensidade da luz decai e^{-2} do valor no centro do feixe. Isso garante que uma partícula, passando através dele, refletirá luz suficiente para ser detectada pelo fotodetector (ALBRECHT et al., 2003).

O comprimento l_v e o diâmetro d_v do volume de controle podem ser calculados através do diâmetro da cintura do feixe d_w e do ângulo de intersecção θ entre os feixes:

$$l_v = \frac{d_w}{\text{sen}(\theta/2)} \quad \text{e} \quad d_v = \frac{d_w}{\text{cos}(\theta/2)}. \quad (2.62)$$

O espaçamento entre as franjas δ_f depende somente do comprimento de onda do laser λ e do ângulo de intersecção θ :

$$\delta_f = \frac{\lambda}{2\text{sen}(\theta/2)}. \quad (2.63)$$

O número de franjas de interferência é dado por:

$$N_f = \frac{d_v}{\delta_f}. \quad (2.64)$$

O ângulo de intersecção não influencia fortemente o diâmetro do volume de controle, mas determina o comprimento do volume l_v e, conseqüentemente, o volume total. Portanto, o ângulo de intersecção é um parâmetro importante que influencia a concentração de partículas necessárias (ALBRECHT et al., 2003). No entanto, o ângulo de intersecção é geralmente determinado pelo tamanho da ótica. Para uma dada distância focal F , o ângulo de intersecção é dado por:

$$\frac{\theta}{2} = \arctan\left(\frac{\Delta b}{2F}\right), \quad (2.65)$$

onde Δb é a distância entre os feixes na lente.

Besson (2001) estudou experimentalmente uma zona de reação turbulenta estabilizada a jusante de uma expansão brusca, simétrica, de seção retangular alimentada com propano/ar por dois canais retangulares. A técnica de LDV foi utilizada para caracterização do campo de velocidade onde, observou-se que no escoamento inerte o campo médio de velocidade é não simétrico e a presença de combustão traz simetria ao escoamento médio. Verificou-se também que para o escoamento reativo, aproximadamente 50% da energia das flutuações de velocidade é devida ao movimento determinista do escoamento. Neste mesmo experimento, Nguyen (2003) enfoca a construção de uma base de dados para diferentes razões de equivalência e características de extinção.

Sanquer (1998) caracterizou experimentalmente as estruturas médias e instantâneas de esteiras inertes e reativas que se desenvolvem atrás de um obstáculo utilizado como retentor de chama. O maior interesse do estudo foram as modificações induzidas pela combustão sobre as características da turbulência e as estruturas coerentes típicas das esteiras estudadas. O fluxo a montante do obstáculo e as esteiras formadas foram caracterizadas por meio da técnica de velocimetria por laser Doppler (LDV). Esses dados forneceram os momentos estatísticos de ordem 1 a 4, a função densidade de probabilidade, a densidade espectral de energia bem como as escalas turbulentas. Essas quantidades estatísticas e as escalas turbulentas foram utilizadas para avaliar modelos de transporte e combustão usados em modelagem de escoamentos turbulentos e reativos.

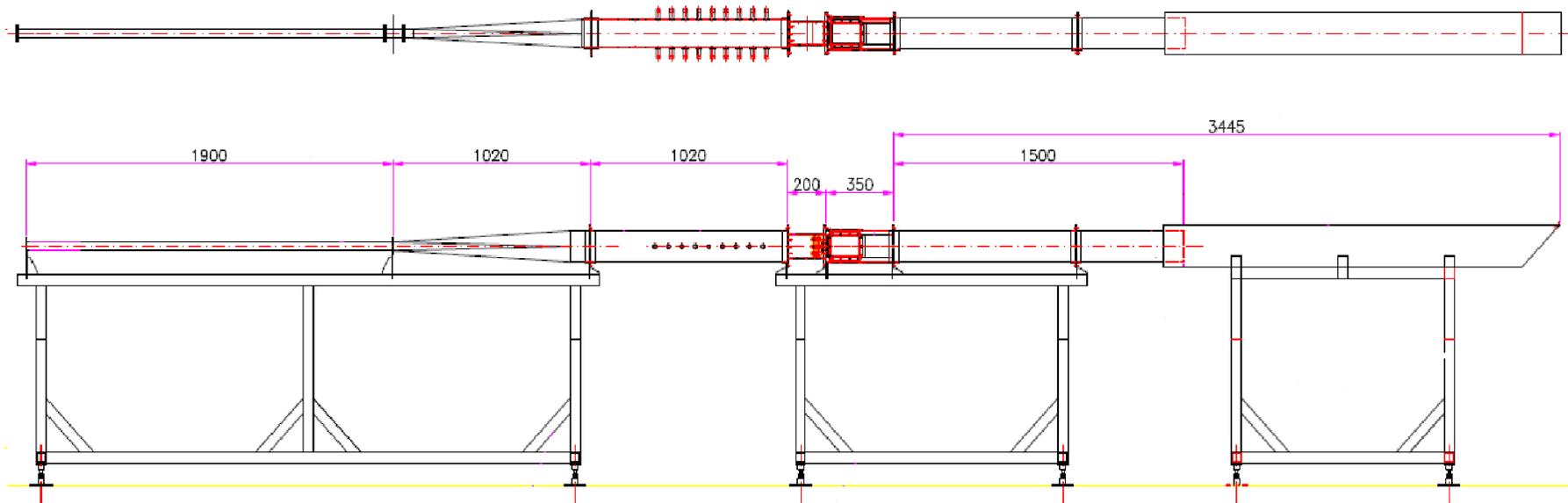
3 DISPOSITIVO EXPERIMENTAL E METODOLOGIA

As análises da interação combustão, acústica e turbulência na condição de queima não pré-misturada de propano/ar foram realizadas no Banco de Estudos de Instabilidade de Combustão (BEIC) totalmente desenvolvido na Divisão de Propulsão Espacial (APE) pertencente ao Instituto de Aeronáutica e Espaço (IAE). Para tal estudo foi utilizada a técnica de Velocimetria por Laser Doppler (LDV) para a caracterização do campo de velocidade turbulento inerte e reativo.

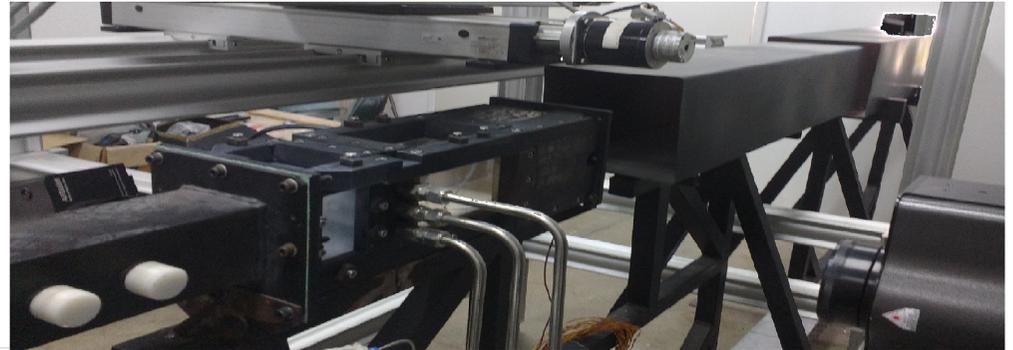
3.1 Banco de Estudos de Instabilidade de Combustão (BEIC)

O Banco de Estudos de Instabilidade de Combustão (BEIC) permite a queima não pré-misturada de propano e ar (Fig. 3.1) e é utilizado para o estudo da interação combustão, acústica e turbulência. Ele é dividido em quatro partes: duto de admissão de ar, cabeçote contendo os injetores de combustível, câmara de combustão e duto de exaustão. O ar fornecido pelo soprador é entregue na câmara de combustão através do duto de admissão com comprimento de 3,94 *m*. O duto de admissão é composto por uma seção cilíndrica, seguido por uma passagem divergente levando a uma seção quadrada. O combustível é injetado na câmara de combustão por meio de três injetores. A concepção do BEIC é baseada no queimador utilizado no trabalho de Zikikout (1988).

Figura 3.1 - Banco de Estudos de Instabilidade de Combustão (BEIC).



30



Fonte: Produção do autor.

Alimentação de Ar

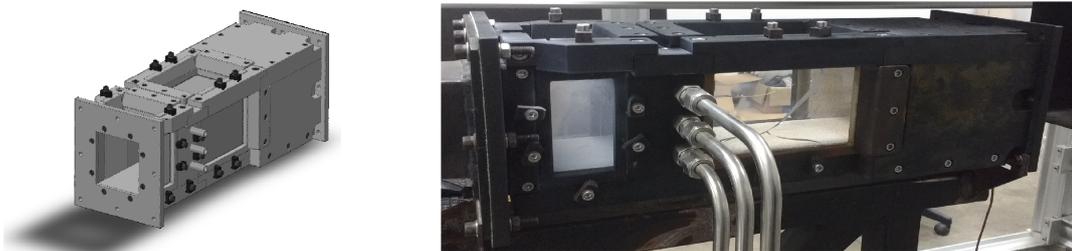
Um soprador da Aerzen (modelo Delta Blower) fornece a alimentação de ar. A vazão de ar é controlada por meio da rotação do motor e de duas válvulas, no qual uma libera a passagem de ar para a câmara e a outra para o ambiente. Isto é para evitar o aumento da pressão e, conseqüentemente, a temperatura do ar no tanque de tranquilização. A vazão mássica do ar é medida por um medidor de vazão de 2" do tipo coriolis da Emerson, modelo Micro Motion ELITE (CMF200M).

Na saída do soprador, o ar passa através de um tubo cilíndrico de 40 mm de diâmetro e 1,9 m de comprimento. Uma seção divergente de 1,02 m de comprimento permite passar da seção cilíndrica para uma seção quadrada de 100X100 mm² e 1,02 m de comprimento. Finalmente, o ar chega na câmara de combustão. O duto de admissão possui comprimento total de 3,94 m. A escolha da forma quadrada do canal foi devido a pretensões futuras de utilizar injetores circulares no BEIC.

Câmara de Combustão

A câmara de combustão quadrada presente no BEIC possui dimensões de 550 mm de comprimento, 100 mm de altura e 100 mm de largura. Ela é revestida internamente de cerâmica refratária para manter a temperatura e com janelas de quartzo que possibilitam acesso óptico para realização das medidas (Figs. 3.2 e 3.3). As dimensões características são apresentadas na Fig. 3.4.

Figura 3.2 - Câmara de Combustão.



Fonte: Produção do autor.

A câmara de combustão pode ser dividida em duas regiões:

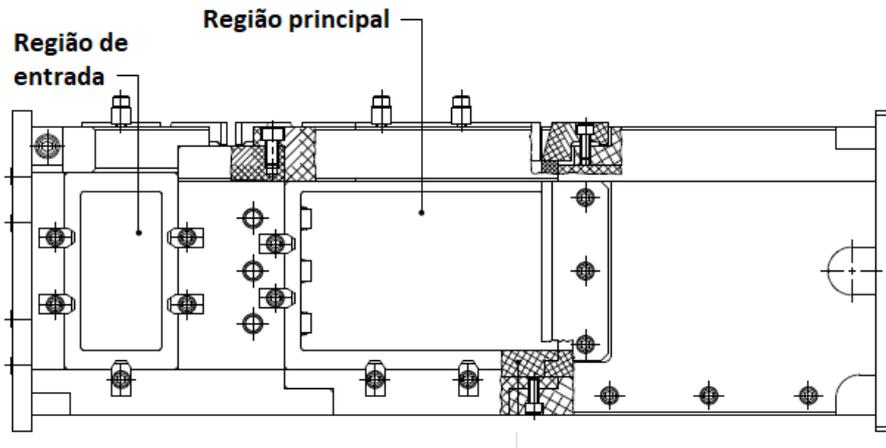
- região de entrada: A região de entrada se localiza antes dos injetores e possui

janelas de quartzo nas laterais e na parte superior de (50X100 mm²).

- *região principal*: A região principal se localiza após os injetores e possui janelas de quartzo nas laterais e na parte superior de (150X100 mm²).

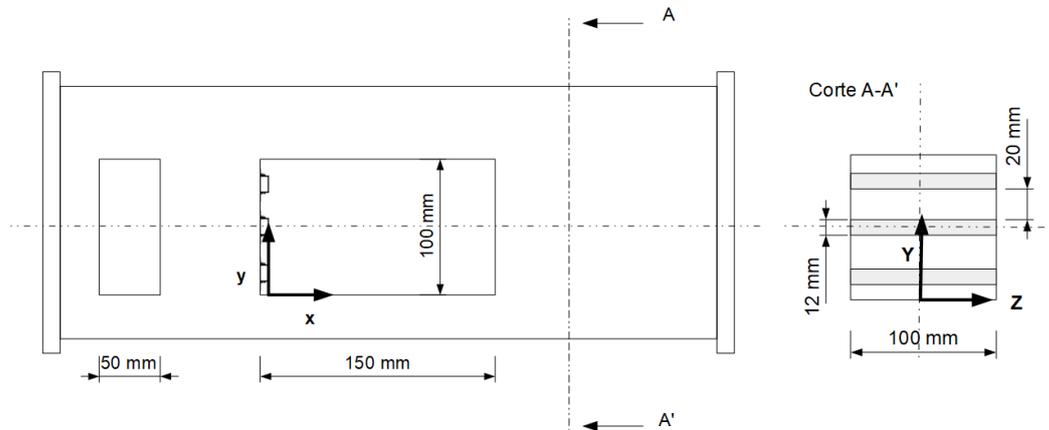
A ignição é realizada por meio de um centelhador de fogão doméstico. Os produtos da combustão são descarregados por meio do duto de exaustão.

Figura 3.3 - Câmara de Combustão - vista lateral.



Fonte: Produção do autor.

Figura 3.4 - Dimensões Características.

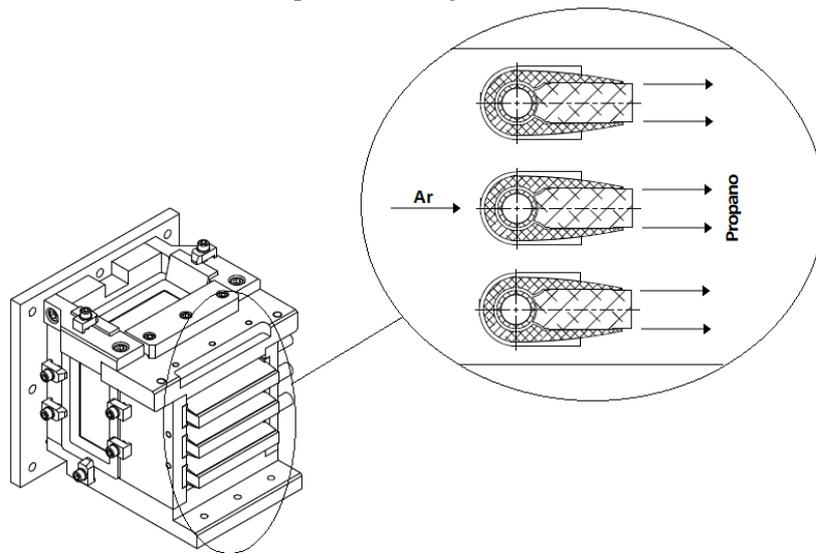


Fonte: Produção do autor.

Injeção de Combustível

O combustível é injetado na câmara de combustão por meio de três injetores de 12 mm de altura. Cada injetor fornece o combustível sob a forma de dois jatos planos e paralelos de aproximadamente 0,3 mm de espessura em torno do jato de ar de 20 mm de espessura. Os três injetores são montados transversalmente em um bloco de 100 mm de largura e 100 mm de altura após a região de entrada da câmara de combustão e criam um bloqueio de 36% (Fig. 3.5). Os injetores de combustível não foram caracterizados e o banco não possui medição de vazão individual. Nos escoamentos reativos, a regulagem dos injetores foi realizada visualmente de modo a obter chamas uniformes. A vazão mássica do combustível é medida por um medidor de vazão de 1/4" NPT do tipo coriolis da Rheonik, modelo RHM-03618.

Figura 3.5 - Injetores.



Fonte: Produção do autor.

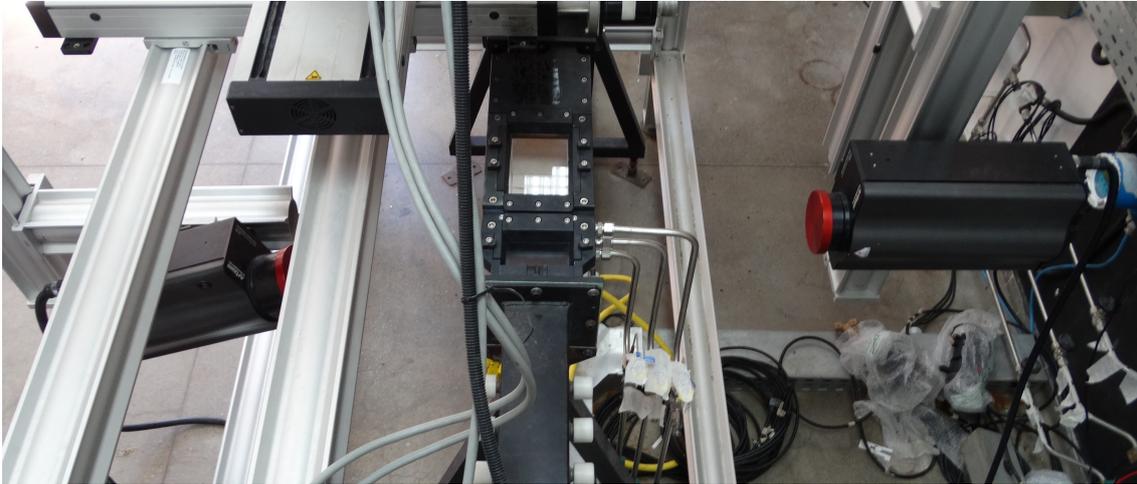
3.2 Metodologia

3.2.1 Velocimetria por Laser Doppler

A caracterização do campo de velocidade turbulento inerte e reativo foi feita utilizando a técnica de Velocimetria por Laser Doppler (LDV), onde foram medidas as componentes longitudinal u e transversal v da velocidade local do escoamento. O sistema utilizado foi o PDI 300 da Artium Technologies. O arranjo experimental

pode ser visto na Fig. 3.6.

Figura 3.6 - Arranjo experimental.



Fonte: Produção do autor.

As principais características do sistema de LDV estão listadas na tabela abaixo (Tab. 3.1).

Tabela 3.1 - Características do sistema de velocimetria por laser doppler.

Parâmetro	Componente 1	Componente 2
Comprimento de onda (nm)	532	491
Distância focal (mm)	500	500
Ângulo de cruzamento ($^{\circ}$)	6,99	6,97
Diâmetro da cintura do feixe d_w (μm)	322,6	312,6
Comprimento do Volume l_v (mm)	5,29	5,14
Diâmetro do Volume d_v (mm)	0,32	0,31
Distância entre franjas δ_f (μm)	4,4	4,0
Número de franjas N_f	73	78

Fonte: Produção do Autor.

3.2.2 Partículas

As partículas utilizadas na velocimetria por laser Doppler devem seguir todas as flutuações de velocidade do escoamento e apresentar bom espalhamento de luz. Para que as partículas consigam seguir as flutuações de velocidade é necessário que elas sejam pequenas ($\approx 1 \mu m$) e o espalhamento de luz melhora com o aumento do tamanho da partícula. Devido a esses fatos, um compromisso entre esses dois fatores deve ser levado em conta para a escolha das partículas (ALBRECHT et al., 2003). As partículas utilizadas nesse trabalho foram de dióxido de titânio (TiO_2) que possuem diâmetro da ordem de $1 \mu m$ e resistem a temperaturas de aproximadamente $2400 K$.

As partículas de TiO_2 apresentam características hidrofílicas, o que provoca aglomeração. Isso reduz a concentração e modifica a distribuição do tamanho para partículas maiores. Afim de evitar essa aglomeração, as partículas de TiO_2 foram aditivadas com sílica pirogênica hidrofílica, Aerosil 200.

A injeção das partículas foi realizada na seção cilíndrica do duto de admissão, afim de obter uma inseminação mais homogênea possível, utilizando um gerador de partículas do tipo ciclone da LaVision.

A deposição de partículas nas janelas é um fator limitante para medições em queimadores. Janelas afastadas do escoamento ou cortinas de ar em frente as janelas tem sido usadas para evitar a deposição das partículas. No entanto, essas medidas nem sempre são possíveis de serem realizadas sem perturbar o escoamento (ALBRECHT et al., 2003). Ambas as soluções não foram utilizadas nesse trabalho por considerar que elas causariam perturbação no escoamento.

3.2.3 Incertezas Experimentais

A incerteza total dos resultados experimentais possui duas fontes de erros:

1. Os erros sistemáticos associados as incertezas dos instrumentos de medida e do procedimento experimental utilizado;
2. Os erros estatísticos observados em medições repetidas e que dependem do número de amostras N .

Ambos os erros sistemáticos e estatísticos devem ser considerados. De acordo com Albrecht et al. (2003), as fontes dos erros associados a medida da velocidade são:

Erros Sistemáticos

- O espaçamento entre as franjas de interferência não é uniforme, o que leva a uma tendência na estimativa da velocidade média e dos momentos de alta ordem. A origem da não-uniformidade é a curvatura da frente de onda da cintura do feixe, em um feixe gaussiano focado. Para uma medida correta da velocidade o sistema deve estar alinhado perfeitamente. Este efeito somente é significativo para intensidades turbulentas muito baixas.

- Os erros sistemáticos no processamento de sinal surgem devido a correlação entre a chegada das partículas no volume de medida e o campo de velocidade. O processo de amostragem é função do próprio escoamento. Para um dado tempo de observação, as velocidades elevadas serão amostradas com mais frequência do que as velocidades mais baixas. Assim uma simples média aritmética de todas as amostras resulta em uma tendência para um valor superior ao valor médio verdadeiro. No presente trabalho a seção 5.1 discute o tratamento de dados adotado aqui para eliminar a tendência.

Erros Estatísticos

Erros estatísticos surgem tanto no processamento de sinal como no processamento dos dados:

- O processamento do sinal para a determinação de quantidades primárias tais como frequência doppler, tempo de residência e tempo de chegada causam erros estatísticos. Para escoamentos turbulentos, a variância na estimativa da frequência é frequentemente negligenciável, contribuindo muito pouco nas medidas das flutuações de velocidade.

- A duração finita da medida leva a erros estatísticos no processamento de dados. Para os momentos estatísticos, esta variância é descrita na Tab. 5.1, onde assume-se que cada amostra é independente estatisticamente.

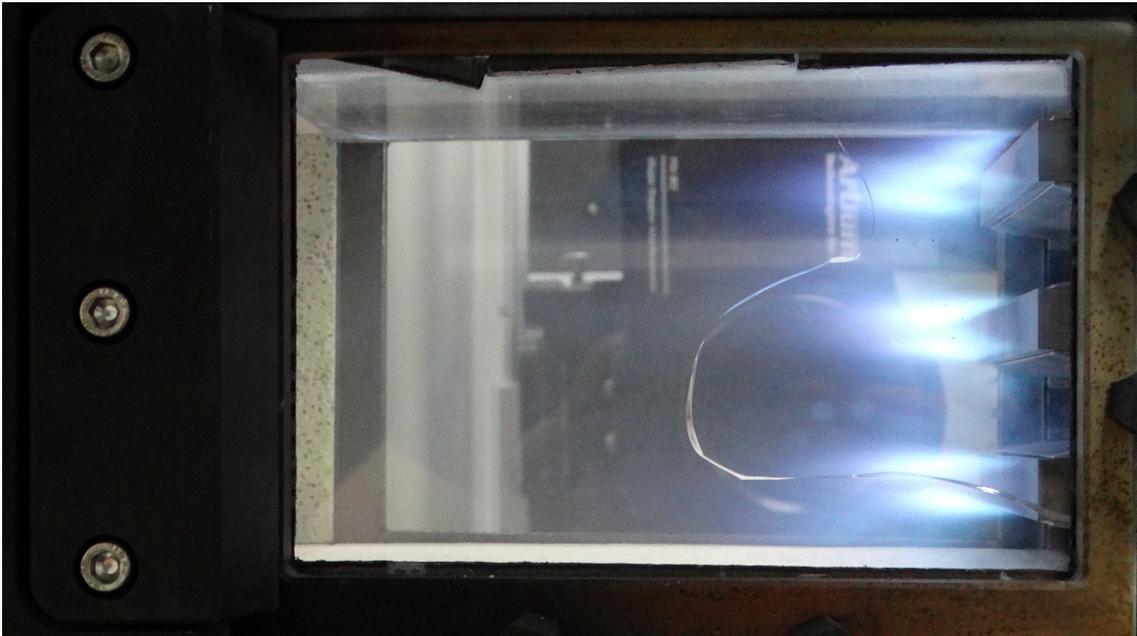
4 AVALIAÇÃO DAS ESCALAS ESPACIAIS E TEMPORAIS DOS ESCOAMENTOS ESTUDADOS

Este capítulo é destinado a avaliação da ordem de grandezas das escalas turbulentas presentes nos escoamentos estudados. A resolução da técnica de LDV foi comparada com as grandezas avaliadas afim de determinar as limitações do estudo experimental.

4.1 Condições do Escoamento

Foi estudada neste trabalho uma vazão mássica de ar, $Q = 80 \text{ g/s}$, onde três condições foram avaliadas: uma inerte e duas reativas. Dentre as reativas uma na condição estável (sem instabilidade de combustão) e a outra instável (com instabilidade de combustão). As Figs. 4.1 e 4.2 apresentam uma imagem dos escoamentos reativos estável e instável, respectivamente. Em ambas as figuras é possível observar as chamas formadas a montante dos injetores.

Figura 4.1 - Visualização da frente de chama do escoamento reativo estável.



Fonte: Produção do autor.

Figura 4.2 - Visualização da frente de chama do escoamento reativo instável.



Fonte: Produção do autor.

A Tab. 4.1 agrupa os principais parâmetros dos casos estudados onde Q é a vazão mássica de ar, q a vazão mássica de combustível, U_{eixo} a velocidade média medida no eixo do centro da região de entrada ($x = -120 \text{ mm}$), o número de Reynolds $Re = U_{eixo}h/\nu$ onde h é a altura do canal e ϕ é a razão de equivalência.

As letras “ i ” e “ r ” indicam, respectivamente, os casos inertes e reativos e as letras “1” e “2”, respectivamente, as condições estável e instável.

Tabela 4.1 - Características dos escoamentos estudados.

Caso	Q (g/s)	q (g/s)	U_{eixo} (m/s)	Re	ϕ
i	80	-	8,6	55484	0
r_1	80	0,92	8,6	55484	0,18
r_2	80	1,44	8,9	57419	0,28

Erro aleatório em $Q = \pm 2 \text{ g/s}$, erro aleatório em $q = \pm 0,02 \text{ g/s}$, erro aleatório máximo em $U_{eixo} = \pm 0,3 \text{ m/s}$.

Fonte: Produção do Autor.

4.2 Escalas Espaciais e Temporais

A Tab. 4.2 mostra as diferentes relações utilizadas para a avaliação das escalas espaciais e temporais dos escoamentos estudados. Para avaliar as escalas espaciais e temporais dos escoamentos estudado será considerado um escoamento turbulento plenamente desenvolvido e em equilíbrio, e que o número de Reynolds turbulento é muito maior que 1.

Tabela 4.2 - Diferentes escalas do escoamento turbulento.

Escala	Espacial	Velocidade	Temporal	Grandezas Diversas
Integral	L_x	\sqrt{k}	$L_t = \frac{L_x}{[U]}$	$Re_L = \frac{\sqrt{k}L_x}{\nu}$
Taylor	$\lambda_{T_x} = L_x \sqrt{\frac{15}{Re_L}}$	-	$\lambda_{T_t} = \frac{\lambda_{T_x}}{[U]}$	-
Kolmogorov	$\eta_k = \frac{L_x}{Re_L^{3/4}}$	$u_k = \frac{\nu}{\eta_k}$	$\tau_k = \frac{\eta_k}{u_k}$	-

Fonte: Produção do Autor.

4.2.1 Região de Entrada

Para o escoamento em um canal é razoável estimar a escala integral L_x como sendo dois terços da semi-altura do canal [$L_x = (2/3)h$] (SANQUER, 1998; BESSON, 2001). Portanto, nos casos estudados, a escala integral é da ordem de 30 mm.

Considerando um nível de turbulência de 6% na região de entrada, as velocidades de convecção das estruturas energéticas e as escalas de flutuações de velocidade associadas a essas estruturas são, respectivamente, da ordem de 8,6 m/s e 0,5 m/s para $Q = 80$ g/s. As escalas de comprimento e tempo associadas ao escoamento na região de entrada são reagrupadas nas Tabs. 4.3 e 4.4.

Tabela 4.3 - Escalas espaciais e de velocidade associadas aos domínios energéticos e dissipativos do espectro de turbulência na região de entrada.

U (m/s)	\sqrt{k} (m/s)	L_x (mm)	λ_x (mm)	η_x (mm)	u_η (m/s)	Re_L
8,6	0,5	30	3,68	0,17	0,092	1000

Fonte: Produção do Autor.

Tabela 4.4 - Escalas de tempo e frequências características associadas aos domínios energéticos e dissipativos do espectro de turbulência na região de entrada.

U (m/s)	\sqrt{k} (m/s)	L_t (ms)	f_L (Hz)	λ_t (ms)	f_λ (Hz)	τ_η (ms)	f_η (Hz)
8,6	0,5	3,49	290	0,428	2300	1,84	540

Fonte: Produção do Autor.

4.2.2 Região Principal

4.2.2.1 Escoamento Inerte

Para o caso do escoamento inerte, as estruturas coerentes são proporcionais a altura do obstáculo d responsável pela formação dos vórtices de Von-Karman, neste caso os injetores. Temos que a escala integral de comprimento $L_x = 0,6 d$. A velocidade de convecção de tais estruturas é da ordem de $0,7 U_{eixo}$ (SANQUER, 1998). As Tabs. 4.5 e 4.6 apresentam os resultados obtidos.

Tabela 4.5 - Escalas espaciais e de velocidade associadas aos domínios energéticos e dissipativos do espectro de turbulência de um escoamento inerte na região principal.

U (m/s)	\sqrt{k} (m/s)	L_x (mm)	λ_x (mm)	η_x (mm)	u_η (m/s)	R_{eL}
6,0	0,5 – 8,6	7	0,44 – 1,78	0,014 – 0,117	0,132 – 1,090	233 – 3880

Fonte: Produção do Autor.

Tabela 4.6 - Escalas de tempo e frequências características associadas aos domínios energéticos e dissipativos do espectro de turbulência de um escoamento inerte na região principal.

\sqrt{k} (m/s)	L_t (ms)	f_L (Hz)	λ_t (ms)	f_λ (Hz)	τ_η (ms)	f_η (Hz)
0,5 – 8,6	1,16	860	0,072 – 0,295	3390 – 13800	0,013 – 0,889	1130 – 76600

Fonte: Produção do Autor.

4.2.2.2 Escoamento Reativo

No escoamento reativo, as estruturas coerentes são da ordem de grandeza do obstáculo, 12 mm. A viscosidade molecular depende da temperatura, a qual consideraremos como sendo de aproximadamente 2100 K. As Tabs. 4.7 e 4.8 apresentam os resultados obtidos.

Tabela 4.7 - Escalas espaciais e de velocidade associadas aos domínios energéticos e dissipativos do espectro de turbulência de um escoamento reativo na região principal.

U (m/s)	\sqrt{k} (m/s)	L_x (mm)	λ_x (mm)	η_x (mm)	u_η (m/s)	Re_L
6,0	0,5 – 8,6	12	2,84 – 11,60	0,018 – 1,493	0,258 – 2,120	16 – 268

Fonte: Produção do Autor.

Tabela 4.8 - Escalas de tempo e frequências características associadas aos domínios energéticos e dissipativos do espectro de turbulência de um escoamento reativo na região principal.

\sqrt{k} (m/s)	L_t (ms)	f_L (Hz)	λ_t (ms)	f_λ (Hz)	τ_η (ms)	f_η (Hz)
0,5 – 8,6	1,99	502	0,47 – 1,92	520 – 2120	0,085 – 5,800	173 – 1170

Fonte: Produção do Autor.

4.3 Grandezas Acessíveis Experimentalmente

A resolução da técnica de LDV será comparada com as dimensões das escalas encontradas anteriormente afim de avaliar as grandezas acessíveis experimentalmente (Tab. 4.9).

Para que seja possível medir uma escala de comprimento, a resolução do equipamento deve ser menor do que o comprimento da escala que se deseja medir. Portanto, a resolução espacial do sistema de velocimetria por laser doppler não permite medir as escalas espaciais de Kolmogorov para os casos inertes e reativos. A frequência de amostragem deve ser 10 vezes superior a frequência características dos vortices de

Tabela 4.9 - Grandezas acessíveis experimentalmente.

Escalas	Comprimento (mm)	Frequência (Hz)
Kolmogorov	$\geq 0,014$	≤ 76600
Taylor	$\geq 0,44$	≤ 13800
Integral	≥ 7	≤ 860
LDV	$(0,32; 0,31)$	$200 - 5000$

Fonte: Produção do Autor.

Taylor para que essas escalas possam ser avaliadas corretamente (BESSON, 2001). Portanto, a taxa de aquisição do equipamento não permite medir as micro-escalas de tempo de Taylor. As escalas de tempo integral são possíveis de serem obtidas experimentalmente. Nos casos onde a Hipótese de Taylor possa ser aplicada, as escalas de comprimento integral podem ser determinadas. A hipótese de Taylor pode ser aplicada quando a intensidade turbulenta for baixa (SANQUER, 1998).

5 TRATAMENTO DE DADOS E INCERTEZAS

De acordo com [Albrecht et al. \(2003\)](#), duas características da técnica de velocimetria por laser doppler (LDV) devem ser levadas em conta para o cálculo das estatísticas do escoamento. A primeira é que o intervalo de medida entre as amostras do escoamento é dado pelo tempo que partículas consecutivas chegam ao volume de medida. Portanto a amostragem da velocidade não é regularmente espaçada no tempo.

A segunda é que a chegada das partículas no volume de medida está correlacionada com o campo de velocidade. O processo de amostragem é função do próprio escoamento. Para um dado tempo de observação, as velocidades elevadas serão amostradas com mais frequência do que as velocidades mais baixas e uma simples média aritmética de todas as amostras resulta em uma tendência para um valor superior ao valor médio verdadeiro.

5.1 Momentos Estatísticos

O método utilizado para eliminar a tendência, dada pela correlação entre a amostragem das partículas e o campo de velocidade, é o uso de uma média ponderada. Nesta média ponderada se atribui um menor peso para as partículas mais velozes. O fator de ponderação g_i é inversamente proporcional à função densidade de probabilidade condicional da chegada da partícula ao volume de medida em um dado tempo t_i .

O fator de ponderação utilizado será o intervalo de tempo entre duas medidas:

$$g_i = t_i - t_{i-1}. \quad (5.1)$$

De acordo com [Sanquer \(1998\)](#), a ponderação pelo intervalo de tempo apresenta bons resultados nas zonas de recirculação.

A média sobre uma amostra de N valores é dada por:

$$\bar{u} = \frac{\sum_{n=1}^N u_i g_i}{\sum_{i=1}^N g_i}. \quad (5.2)$$

De modo análogo, podemos estimar o momento de segunda ordem (variância):

$$\overline{u'^2} = \frac{\sum_{i=1}^N (u_i - \bar{u})^2 g_i}{\sum_{i=1}^N g_i}, \quad (5.3)$$

e os momento cruzado

$$\overline{u'v'} = \frac{\sum_{i=1}^N (u_i - \bar{u})g_i(v_i - \bar{v})g_i}{\sum_{i=1}^N g_i}. \quad (5.4)$$

Está ultima estimativa supõe que as medidas de u e v foram tomadas simultaneamente, utilizando o modo de coincidência. Para séries temporais independentes, ou seja, u e v medidos sem modo de coincidência, a estimativa de $\overline{u'v'}$ deve ser modificada por:

$$\overline{u'v'} = \frac{\sum_{i=1}^N (u_i - \bar{u})(v_i - \bar{v})g_{u_i}g_{v_i}}{\sum_{i=1}^N g_{u_i}g_{v_i}}. \quad (5.5)$$

Incertezas no Cálculo dos Momentos Estatísticos

O número de amostras disponíveis é essencial quando queremos minimizar os erros aleatórios que são gerados ao avaliar as grandezas estatísticas de um numero finito de valores. A incerteza associada a uma média é dada por [Benedict e Gould \(1996\)](#). Para um grau de confiança de 95%, a incerteza sobre a medição da média de uma quantidade u é dada em função da variância ($\Delta\bar{u} = \pm 1,96\sqrt{var(\bar{u})}$, onde $var(\bar{u})$ é a variância da quantidade u).

A variância das estatísticas mais comuns utilizadas na turbulência são resumidas na Tab. 5.1, para uma distribuição normal (distribuição gaussiana) e para uma distribuição aleatória. Como exemplo, o intervalo de confiança de 95% da média de u para uma distribuição aleatória seria $\bar{u} \pm 1,96\sqrt{(u'^2)/N}$.

Tabela 5.1 - Estimativa de variâncias multiplicadas por N

Grandeza	Distribuição qualquer	Distribuição normal
\bar{u}	$\overline{u'^2}$	$\overline{u'^2}$
$\sqrt{\overline{u'^2}}$	$[\overline{u'^4} - (\overline{u'^2})^2]/4\overline{u'^2}$	$\overline{u'^2}/2$
$\overline{u'v'}$	$\overline{u'^2v'^2} - (\overline{u'v'})^2$	$\overline{u'^2} \overline{v'^2} + (\overline{u'v'})\sqrt{\overline{u'^2} \overline{v'^2}}$
$\overline{u'^2}$	$\overline{u'^4} - (\overline{u'^2})^2$	$2(\overline{u'^2})^2$
$\overline{u'^3}$	$\overline{u'^6} - (\overline{u'^3})^2 - 6\overline{u'^4} \overline{u'^2} + 9(\overline{u'^2})^3$	$6(\overline{u'^2})^3$
$\overline{u'^4}$	$\overline{u'^8} - (\overline{u'^4})^2 - 8\overline{u'^5} \overline{u'^3} + 16(\overline{u'^3})^2 \overline{u'^2}$	$96(\overline{u'^2})^4$

Fonte: Benedict e Gould (1996)

5.2 Função Densidade de Probabilidade

Afim de considerar a correlação entre a taxa de amostragem e a velocidade, a função densidade de probabilidade (FDP) do sinal de velocidade é definida por:

$$FDP(j\Delta u) = \frac{\sum_{i=1}^N \Delta t_i}{T_{tot}\Delta u} \quad \text{para} \quad (j - 1/2)\Delta u < u_i < (j + 1/2)\Delta u, \quad (5.6)$$

onde T_{tot} é o tempo total da medida composta por N valores e a resolução da pdf é dado por $\Delta u = \frac{U_{max} - U_{min}}{\sqrt{N}}$.

5.3 Função de Auto-Correlação Temporal

A técnica de correlação por blocos, a qual é atribuída a Mayo et al. (1974), é utilizada para calcular a função de auto-correlação temporal de um sinal amostrado aleatoriamente. O produto de velocidades é calculado por blocos que correspondem a um intervalo de tempo $\Delta\tau$. Depois de processar todos os pares, se um ou mais produtos estiverem no mesmo bloco, estes são somados e divididos pelo número de produtos em cada bloco, resultando na função de correlação estimada (ALBRECHT et al., 2003).

Uma limitação dessa técnica é a variância elevada. A fim de reduzir essa variância Van Maanen e Tummers (1999) sugeriram a normalização da auto-correlação por uma estimativa da variância de cada bloco, chamada de normalização local. Isso resulta em uma estimativa do coeficiente de auto-correlação:

$$r(k\Delta\tau) = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N u_i u_j b_k(t_j - t_i)}{\sqrt{\left(\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N u_i^2 b_k(t_j - t_i)\right) \left(\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N u_j^2 b_k(t_j - t_i)\right)}}, \quad (5.7)$$

$$b_k(t_j - t_i) = \begin{cases} 1, & \left| \frac{t_j - t_i}{\Delta\tau} \right| - k < \frac{1}{2} \\ 0, & \text{caso contrário,} \end{cases}$$

onde $u_i = u(t_i)$, $u_j = u(t_j)$ e k é o número de blocos utilizados.

A escala de tempo integral é determinada a partir desta função (SANQUER, 1998):

$$L_t = \frac{\Delta\tau}{2} \left\{ \sum_{k=2}^M [r(k) + r(k+1)] + \frac{r(0) + r(1)}{2} \right\}. \quad (5.8)$$

Para avaliar corretamente as escalas integrais e as micro-escalas de Taylor, o tempo máximo, $\tau_{m\acute{a}x}$, e a largura da janela de cada bloco, $\Delta\tau$, devem satisfazer as seguintes condições:

- O tempo máximo deve ser menor do que o tempo da medida ($\tau_{max} < T$) e maior do que o intervalo mínimo entre duas medidas ($\tau_{m\acute{a}x} > \Delta t_{min}$);
- O tempo máximo deve ser maior do que a escala de tempo integral ($\tau_{max} > L_t$) e a largura da janela de cada bloco deve ser menor que a micro-escala de Taylor ($\Delta\tau < \lambda_t$).

Sanquer (1998) recomenda uma razão $\Delta\tau/\Delta t_{min}$ entre 4 e 6 afim de obter uma boa estabilidade estatística e uma resolução da função de auto-correlação suficiente para determinar a micro-escala de Taylor. Além disso, mostra que a razão τ_{max}/L_t deve ser maior que 8 para uma boa determinação da escala integral.

5.4 Densidade Espectral de Energia

A transformada de Fourier das flutuações de velocidade permite determinar a densidade espectral de energia, a qual representa a contribuição da energia cinética turbulenta para todos os números de onda ($\kappa = 2\pi/l$) (POPE, 2000).

Os algoritmos de transformada rápida de Fourier (FFT) requerem amostras discretas igualmente distribuídas no tempo e a amostragem da velocidade no LDV não é regularmente espaçada no tempo. Portanto, é preciso reconstruir o sinal discreto

proveniente do LDV e reamostrá-lo a uma taxa constante.

O método de amostragem e armazenamento ("Sample and Hold", SH) é um algoritmo polinomial de reconstrução e pode ser escrito como (ALBRECHT et al., 2003):

$$u^{SH}(t) = u(t_i) \quad \text{para } t_i \leq t \leq t_{i+1} \quad \text{e } i = 1, \dots, N, \quad (5.9)$$

onde N é o número total de amostras de uma série temporal.

A reamostragem com intervalos de tempos constantes Δt é dada por:

$$u_i^{SH} = u^{SH}(i\Delta t_s) \quad \text{para } i = 1, \dots, N_R - 1, \quad (5.10)$$

onde N_R é o número de amostras da série temporal resultante, que pode agora ser processada através da FFT.

A transformada de Fourier com a unidade imaginária j é dada por:

$$U_u^{SH}(f) = \sum_{i=0}^{N_R-1} u_i^{SH} \exp\left(2\pi j \frac{in}{N_R}\right) \quad \text{para } n = 0, \dots, N_R - 1. \quad (5.11)$$

A densidade espectral de energia é (ALBRECHT et al., 2003):

$$E_u(f) = \frac{\Delta t_s}{N_R} |U_u^{SH}(f)|^2. \quad (5.12)$$

Uma maneira de representar a densidade espectral de energia em escoamentos que possuem uma direção privilegiada é introduzir a noção de número de onda unidimensional k_u , definido por:

$$k_u = \frac{2\pi f}{\bar{u}}. \quad (5.13)$$

O cálculo da densidade espectral de energia em uma determinada direção, adimensionalizada pela variância da componente de velocidade na direção correspondente e pela semi-altura do canal ($h/2$), é dado por:

$$E_u^*((h/2)k_u) = \frac{1}{u'^2} E_u((h/2)k_u) \quad \text{ou} \quad E_u((h/2)k_u) = \frac{\bar{u}}{\pi h} E_u(f). \quad (5.14)$$

A representação adimensional permite comparar as distribuições espectrais de energia entre diferentes pontos do escoamento. O uso da semi-altura do canal como comprimento de referência, o qual representa a escala de comprimento integral, permite comparar os resultados com os de outros autores ([SANQUER, 1998](#)).

6 PROPRIEDADES DO ESCOAMENTO NA REGIÃO DE ENTRADA DA CÂMARA DE COMBUSTÃO

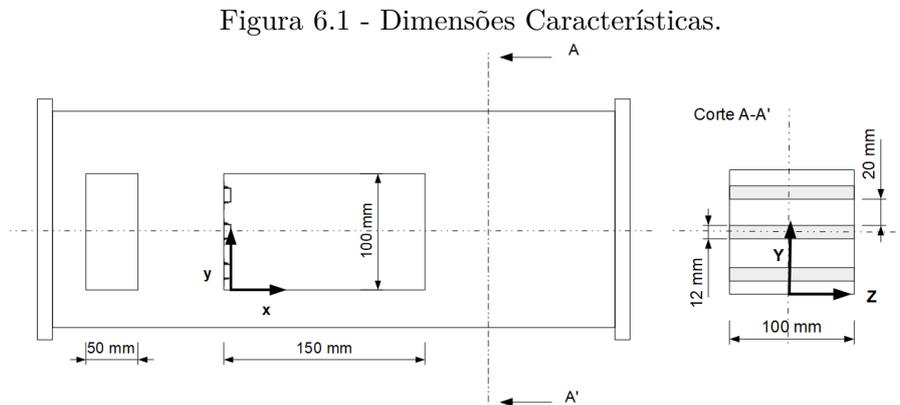
Neste capítulo serão avaliadas as propriedades do escoamento na região de entrada da câmara de combustão, a qual é localizada a montante dos injetores. A validação e desenvolvimento de modelos físicos requerem que as condições de contorno, especialmente as condições do escoamento de entrada, sejam bem conhecidas. Neste contexto, as condições de contorno do escoamento, particularmente as condições na região de entrada, devem ser determinadas com precisão (SANQUER, 1998; BESSON, 2001; ??).

6.1 Estrutura do Escoamento Médio

Inicialmente serão abordadas a geometria e a notação utilizada para caracterização dos escoamentos estudados. As principais características de um escoamento plenamente desenvolvido serão detalhadas afim de comparar com os escoamentos analisados neste trabalho.

6.1.1 Geometria e Condições dos Escoamentos Estudados

A Fig 6.1 indica a geometria estudada e o sistema de eixos adotado.



Fonte: Produção do autor.

A Tab. 6.1 agrupa os principais parâmetros dos casos estudados onde Q é a vazão mássica de ar, q a vazão mássica de combustível e U_{eixo} a velocidade média longitudinal medida no eixo do centro da região de entrada ($x = -120 \text{ mm}$) e ϕ é a razão de equivalência. As letras “i” e “r” indicam, respectivamente, os casos inertes

e reativos e as letras “1” e “2”, respectivamente, as condições estável e instável.

Tabela 6.1 - Características dos escoamentos estudados na região de entrada.

Caso	Q (g/s)	q (g/s)	U_{eixo} (m/s)	Re	ϕ
i	80	-	8,6	55484	0
r_1	80	0,92	8,6	55484	0,18
r_2	80	1,44	8,9	57419	0,28

Erro aleatório em $Q = \pm 2$ g/s, erro aleatório em $q = \pm 0,02$ g/s, erro aleatório máximo em $U_{eixo} = \pm 0,3$ m/s.

Fonte: Produção do Autor.

O número de Reynolds em um canal é definido por:

$$Re = \frac{U_{eixo}h}{\nu}, \quad (6.1)$$

onde h é a altura do canal, U_{eixo} é a velocidade média longitudinal medida no eixo do canal e ν é a viscosidade cinemática do gás.

6.1.2 Definição de um Escoamento em um Canal Turbulento, Plenamente Desenvolvido

Escoamento turbulento

Para que o escoamento em um canal seja considerado turbulento, o número de Reynolds deve ser maior do que um valor crítico, o qual depende da rugosidade da parede ($2000 < Re_c < 3000$) (SANQUER, 1998; BESSON, 2001). Portanto, o escoamento estudado pode ser considerado turbulento ($Re = 55484 > Re_c$).

Escoamento plenamente desenvolvido

O escoamento é plenamente desenvolvido quando as quantidades médias não variam longitudinalmente, exceto a pressão. Para que o escoamento seja plenamente desenvolvido a razão entre o comprimento do canal e sua altura deve ser superior a 59 (SANQUER, 1998). Em seu trabalho, Sanquer (1998) obtêm um valor de 55, o qual é suficiente. Neste trabalho, essa razão é de 39,4, o que, pela observação dos perfis médios da componente longitudinal da velocidade obtidos, aparenta ser satisfatório.

Escoamento em um canal

A tensão de cisalhamento total é a soma das tensões viscosas $\rho\nu(d\bar{u}/dy)$ e as tensões de Reynolds $-\rho\bar{u}\bar{v}$. Para satisfazer a condição de contorno de não deslizamento na parede as tensões de Reynolds devem ser zero. Portanto, a tensão de cisalhamento na parede τ_w é somente devida as contribuições viscosas (CHASSAING, 2000; POPE, 2000):

$$\tau_w \equiv \rho\nu \left(\frac{d\bar{u}}{dy} \right)_{parede} . \quad (6.2)$$

Próximo a parede, a viscosidade ν e a tensão de cisalhamento na parede τ_w são parâmetros importante. A partir dessas quantidades são definidas *escalas viscosas*, as quais são escalas adequadas nas regiões próximas a parede. A velocidade de fricção u_τ é definida por:

$$u_\tau \equiv \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} . \quad (6.3)$$

Portanto, a velocidade de fricção é:

$$u_\tau^2 = \nu \left(\frac{d\bar{u}}{dy} \right)_{parede} . \quad (6.4)$$

Esta permite definir uma escala de comprimento viscosa, dada por:

$$\delta_v = \frac{\nu}{u_\tau} . \quad (6.5)$$

Através das duas escalas viscosas é possível definir duas variáveis adimensionais:

$$y^+ \equiv \frac{y}{\delta_v} = \frac{u_\tau y}{\nu} \quad \text{e} \quad \bar{u}^+ \equiv \frac{\bar{u}}{u_\tau} , \quad (6.6)$$

onde y^+ é a distância da parede medida em comprimentos viscosos ou unidades de parede.

Diferentes regiões, ou camadas, no escoamento próximo a parede são definidas com

base em y^+ . Na *camada viscosa da parede* ($y^+ < 50$), as contribuições viscosas são significativas. Na *camada externa* ($y^+ > 50$), os efeitos diretos da viscosidade são insignificantes (POPE, 2000). Dentro dessas camadas quatro regiões podem ser identificadas (CHASSAING, 2000; POPE, 2000):

1. Sub-camada viscosa ($y^+ < 5 - 10$): O tensor de Reynolds é insignificante comparado com as tensões viscosas. O perfil de velocidade adimensional é linear:

$$\bar{u}^+ = y^+. \quad (6.7)$$

2. Camada tampão ("*buffer layer*") ($5 - 10 < y^+ < 30 - 40$): É a região de transição entre a dominação da viscosidade e a da turbulência.

3. Região logarítmica ($30 - 40 < y^+ < 300 - 400$): Nesta região a viscosidade afeta pouco o escoamento. O perfil de velocidade satisfaz uma lei logarítmica:

$$\bar{u}^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + B, \quad (6.8)$$

onde κ é a constante de von Kármán e é igual a 0,41 e B é uma constante que varia sensivelmente em função da rugosidade da parede. De acordo com Pope (2000), diversos valores são encontrados na literatura mas que geralmente estão na faixa de 5% do valor de 5,2.

4. Região de velocidade deficitária ($300 - 400 < y^+$): Os efeitos da viscosidade são insignificantes. O perfil de velocidade é uma função de y/h igualmente logarítmico:

$$\frac{U_{eixo} - \bar{u}}{u_\tau} = -\frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{y}{h}\right) + B', \quad (6.9)$$

onde B' é uma constante que depende do escoamento.

As equações da quantidade de movimento para um escoamento plenamente desenvolvido são dadas por:

$$0 = -\frac{d}{dy} \frac{\bar{v}^2}{2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial y}, \quad (6.10)$$

$$0 = \nu \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2} - \frac{d}{dy} \overline{u'v'} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x}. \quad (6.11)$$

Integrando a Eq. (6.10):

$$\frac{\bar{P}}{\rho} + \overline{v^2} = \frac{P_0}{\rho}, \quad (6.12)$$

onde P_0 é função apenas de x . Como v^2 é independente de x , temos que:

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial x} = \frac{dP_0}{dx}. \quad (6.13)$$

Integrando a Eq. (6.11) de 0 até $h/2$:

$$0 = \nu \frac{d\bar{u}}{dy} - \overline{u'v'} - \frac{h/2}{\rho} \frac{dP_0}{dx}. \quad (6.14)$$

Na parede, as tensões de Reynolds devem ser zero. Portanto:

$$u_\tau^2 = -\frac{h/2}{\rho} \frac{dP_0}{dx}, \quad (6.15)$$

onde h é a altura do canal.

Integrando a Eq. (6.11) do eixo de simetria ($h/2$) até y , temos que:

$$\overline{u'v'} = u_\tau^2 \left(\frac{y}{h/2} - 1 \right) + \nu \frac{d\bar{u}}{dy} \quad (6.16)$$

6.2 Análise do Escoamento na Região de Entrada

Nesta seção o escoamento na região de entrada localizada a montante dos injetores ($x = -120 \text{ mm}$) será caracterizado. As medidas foram realizadas em duas componentes da velocidade do escoamento: u (longitudinal) e v (transversal).

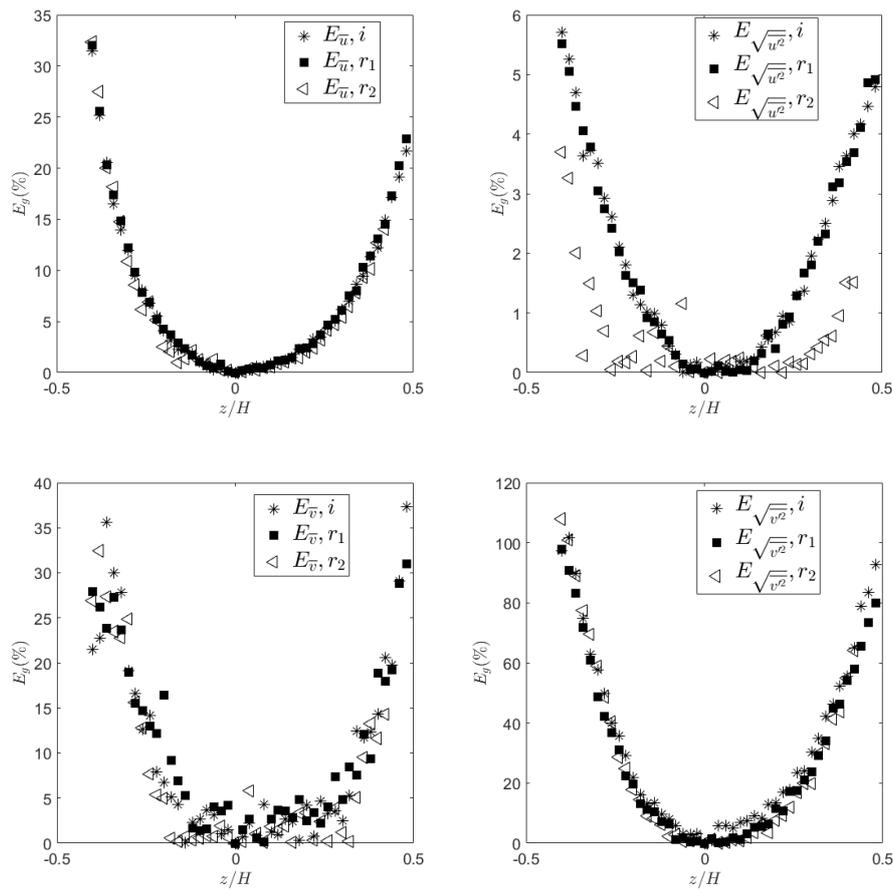
6.2.1 Bidimensionalidade do Escoamento Médio

Para avaliar a característica bidimensional dos escoamentos estudados, iremos introduzir a grandeza $E_{\bar{g}}$:

$$E_{\bar{g}} = 100 \frac{\overline{g_{eixo}} - \bar{g}}{G_{eixo}} \quad (6.17)$$

onde g vale u , v , $\sqrt{u'^2}$ e $\sqrt{v'^2}$. Tal grandeza nos permite determinar a variação de \bar{g} com relação a g_{eixo} medido em $z = 0$. A evolução de $E_{\bar{g}}$ em função de z é mostrada na Fig. 6.2 para os escoamentos inerte e reativos estudados.

Figura 6.2 - Análise da bidimensionalidade das componentes longitudinal e transversal da velocidade e suas flutuações na região de entrada.



Erro aleatório máximo $\bar{u} = \pm 0,04 \text{ m/s}$, $\bar{v} = \pm 0,01 \text{ m/s}$, erro sistemático $z = \pm 0,5 \text{ mm}$.

Fonte: Produção do autor.

Da Fig. 6.2 é possível observar que os escoamentos reativos e inertes são bidimensionais em média de 10% à 15 mm do centro do canal. A bidimensionalidade do canal é associada a razão da largura do canal pela sua altura. Sanquer (1998) obteve uma bidimensionalidade média para 2/3 da largura do canal com uma razão de 5, 6. Besson (2001), para uma razão de 4, 9, obteve um escoamento bidimensional médio para metade da largura do canal. A configuração estudada neste trabalho possui razão de 1 e foi obtida uma bidimensionalidade média em 1/3 do canal.

6.2.2 Velocidade de Fricção u_τ

Considerando o escoamento turbulento plenamente desenvolvido, é possível calcular a velocidade de fricção através das medidas da velocidade. A velocidade de fricção u_τ será avaliada por dois métodos distintos:

Método de conexão da zona logarítmica e da zona deficitária

A conexão entre a zona logarítmica e a zona deficitária conduz a seguinte relação:

$$u_\tau \left[\frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{u_\tau h}{\nu} \right) + k + k' \right] - U_{eixo} = 0 \quad (6.18)$$

Para determinar, u_τ foi utilizado o método iterativo de *Newton- Raphson*. O coeficiente $k + k'$ associado a rugosidade da parede foi tomado igual a 5 e 6.

Medida da correlação cruzada

A Eq. (6.16) fornece uma relação entre a correlação cruzada $\overline{u'v'}$ e a velocidade de fricção u_τ , tal que:

$$\overline{u'v'} = u_\tau^2 \left(\frac{y}{h/2} - 1 \right) + \nu \frac{d\bar{u}}{dy}. \quad (6.19)$$

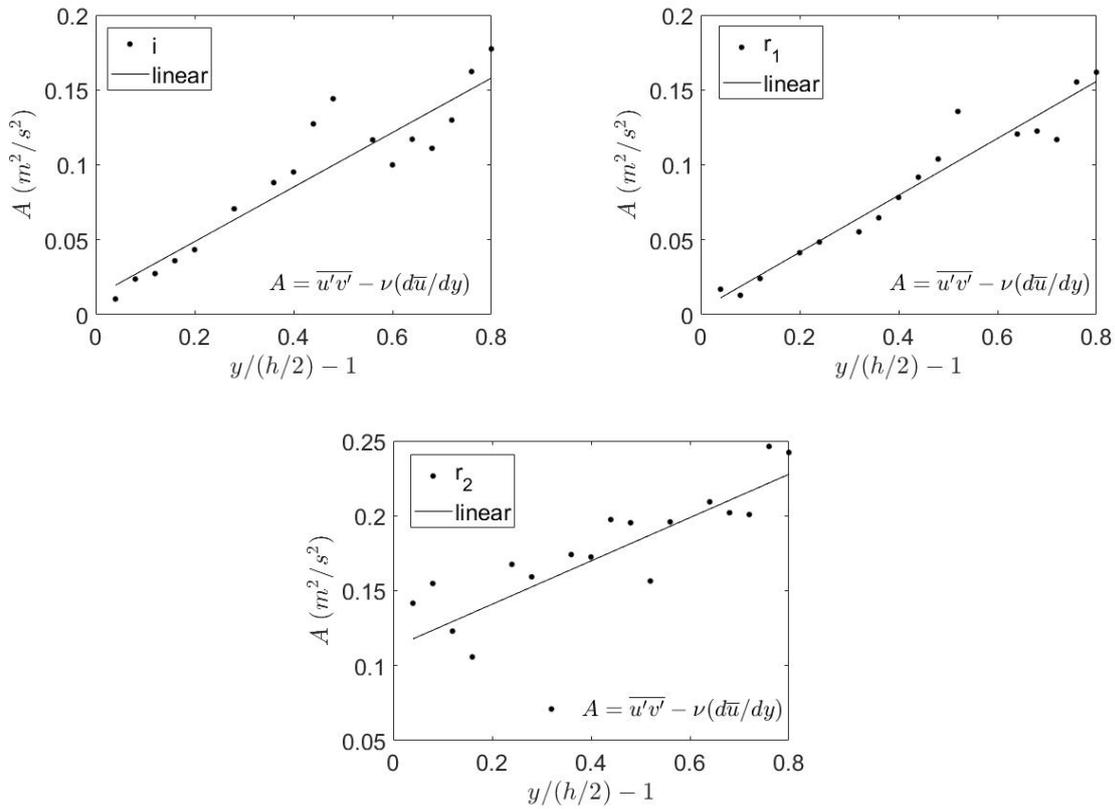
O termo $\nu(\partial\bar{u}/\partial y)$ da equação acima, o qual representa as tensões viscosas, é desprezível longe da parede, ou seja, $y^+ > 300$ (BESSON, 2001).

Por meio de uma regressão linear do gráfico de $\overline{u'v'} - \nu(d\bar{u}/dy)$ em função de $y/(h/2) - 1$ (Fig. 6.3) podemos determinar o valor da velocidade de fricção u_τ .

A Tab. 6.2 apresenta os valores obtidos da velocidade de fricção u_τ para os dois métodos utilizados. O valor obtido para o caso r_2 é menor comparado com os dois

outros casos estudados. A dispersão máxima dos resultados em torno da média é de 14%.

Figura 6.3 - Evolução da correlação $\overline{u'v'}$.



Erro aleatório máximo $\overline{u'v'} = \pm 0,02 \text{ m}^2/\text{s}^2$, erro sistemático $y/(h/2) = \pm 0,01$.

Fonte: Produção do autor.

Tabela 6.2 - Comparação da velocidade de fricção obtida por meio de dois métodos distintos.

Caso	$U_{eixo} \text{ (m/s)}$	velocidade de fricção $u_\tau \text{ (m/s)}$			Média
		$k + k' = 5$	$k + k' = 6$	$\overline{u'v'}$	
<i>i</i>	8,6	0,365	0,351	0,427	0,381
<i>r</i> ₁	8,6	0,365	0,351	0,436	0,384
<i>r</i> ₂	8,9	0,377	0,363	0,380	0,373

Fonte: Produção do Autor.

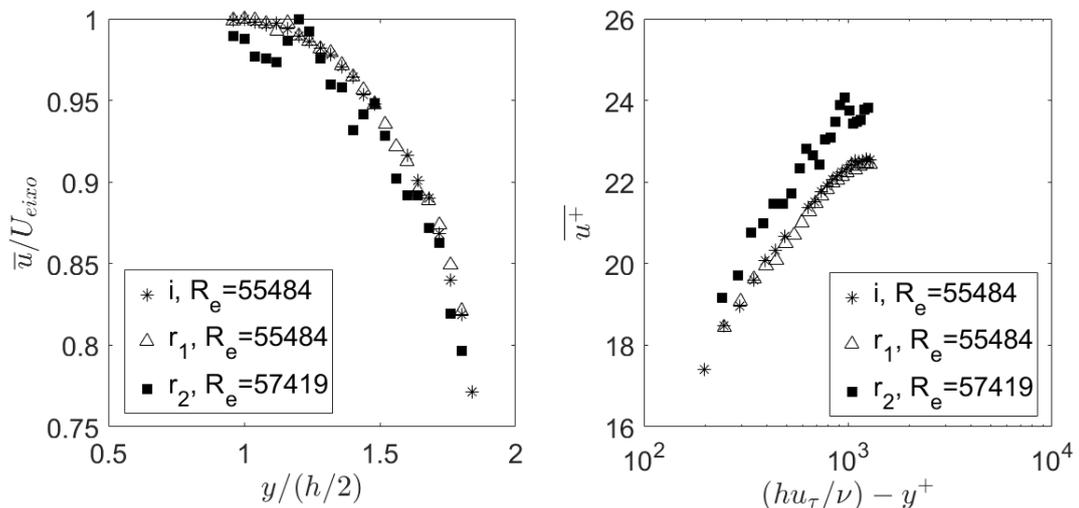
6.2.3 Grandezas Médias e Tensores de Reynolds

Serão analisadas as grandezas médias e os tensores de Reynolds dos escoamentos inerte e reativos estudados na região de entrada da câmara de combustão.

Perfil de velocidade média ($x = -120 \text{ mm}$)

A Fig. 6.4 apresenta, para os casos estudados, o perfil da velocidade longitudinal adimensional (\bar{u}/U_{eixo}) em função de $y/(h/2)$, bem como a representação logarítmica de u^+ em função de y^+ .

Figura 6.4 - Perfil linear e logarítmico da componente longitudinal da velocidade média na região de entrada.



Erro aleatório máximo $\bar{u} = \pm 0,04 \text{ m/s}$, erro sistemático $y/(h/2) = \pm 0,01$.

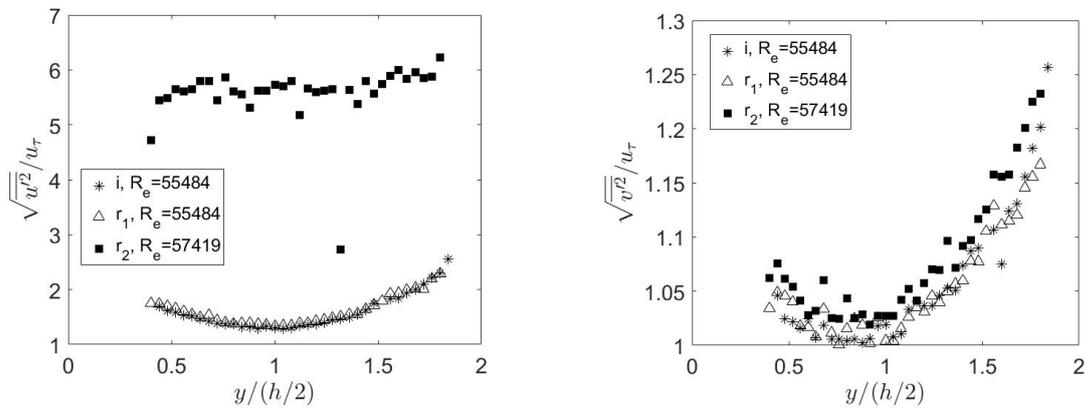
Fonte: Produção do autor.

A Fig. 6.4 mostra que os perfis se sobrepõem exceto para o caso instável (r_2). A instabilidade de combustão afeta o escoamento a montante da chama causando uma perturbação na componente longitudinal da velocidade média. A representação logarítmica permite visualizar o comportamento do perfil de velocidade média na região logarítmica ($30 - 40 < y^+ < 300 - 400$) e na região de velocidade deficitária ($300 - 400 < y^+$). O perfil da velocidade nessas regiões satisfazem uma lei logarítmica.

Tensores de Reynolds

Os elementos diagonais do tensor de Reynolds adimensionalizados pela velocidade de fricção são apresentados na Fig. 6.5. Os perfis apresentam simetria e se sobrepõem exceto para as flutuações de velocidade de u no caso instável (r_2). Na presença da instabilidade de combustão são observadas uma assimetria e um aumento das flutuações de velocidade da componente longitudinal.

Figura 6.5 - Flutuações de velocidade na região de entrada.



Erro aleatório máximo $\sqrt{u'^2} = \pm 0,02 \text{ m/s}$ e $\sqrt{v'^2} = \pm 0,006 \text{ m/s}$, erro sistemático $y/(h/2) = \pm 0,01$.

Fonte: Produção do autor.

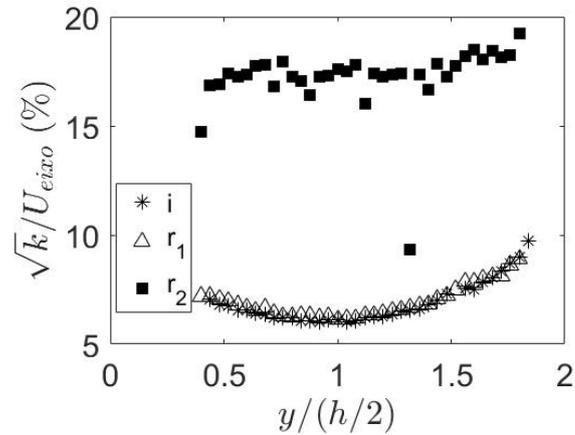
A energia cinética turbulenta é dada por:

$$k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}), \quad (6.20)$$

onde para o cálculo da mesma utilizaremos a hipótese de que $\overline{w'^2} \simeq \overline{v'^2}$ para $0,3 < y/(h/2) < 1,7$ (BESSON, 2001).

Na Fig. 6.6 é possível observar que a intensidade turbulenta no eixo de simetria para os casos inerte (i) e reativo estável (r_1) é de 6% e para o caso instável (r_2) é de 18%. Esse aumento na intensidade turbulenta do caso r_2 , comparado com o escoamento inerte, é devido ao aumento das flutuações de velocidade da componente longitudinal.

Figura 6.6 - Intensidade turbulenta na região de entrada.

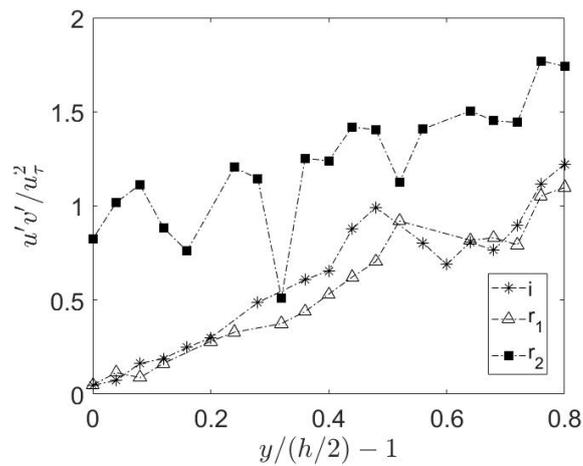


Erro aleatório máximo $k = \pm 0,04 \text{ m}^2/\text{s}^2$, erro sistemático $y/(h/2) = \pm 0,01$.

Fonte: Produção do autor.

A evolução dos tensores de cisalhamento adimensionalizados pela velocidade de fricção são mostrados na Fig. 6.7. A presença da combustão estável não influencia significativamente os tensores de cisalhamento, o mesmo foi observado por Besson (2001) em seu trabalho. Observa-se um aumento nos tensores de cisalhamento do escoamento relativo instável r_2 . A instabilidade de combustão causa um aumento na intensidade das flutuações de velocidade da componente longitudinal e consequentemente um aumento nos tensores de cisalhamento.

Figura 6.7 - Tensores turbulentos de cisalhamento na região de entrada.



Erro aleatório máximo $\overline{u'v'} = \pm 0,02 \text{ m}^2/\text{s}^2$, erro sistemático $y/(h/2) = \pm 0,01$.

Fonte: Produção do autor.

Anisotropia dos tensores de Reynolds

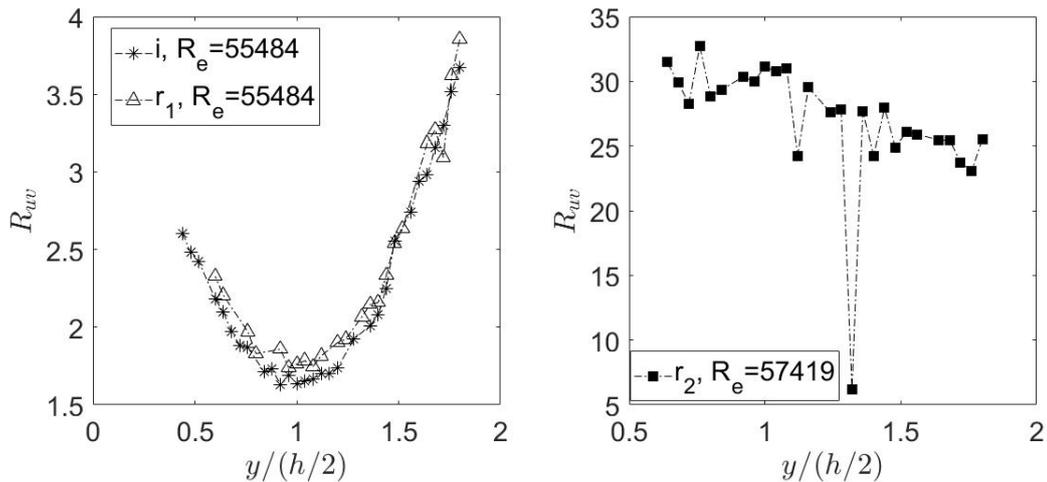
A anisotropia dos tensores de Reynolds é avaliada por meio de três coeficientes:

$$R_{uv} = \frac{\overline{u'^2}}{\overline{v'^2}}, \quad C_{uv} = \frac{\overline{u'v'}}{\sqrt{\overline{u'^2} \overline{v'^2}}}, \quad A_{uv} = \frac{\overline{u'v'}}{k}. \quad (6.21)$$

Neste trabalho não foi medida a componente de velocidade w . Conforme mencionado anteriormente iremos utilizar a hipótese de que $\overline{w'^2} \simeq \overline{v'^2}$ para $0,3 < y/(h/2) < 1,7$.

As Figs. 6.8 e 6.9 apresentam os perfis dos três coeficientes R_{uv} , C_{uv} e A_{uv} para os três casos estudados. Pode-se observar nessas figuras que os coeficientes R_{uv} , C_{uv} e A_{uv} são afetados pela presença da instabilidade de combustão (r_2).

Figura 6.8 - Evolução do coeficiente R_{uv} para caracterização da anisotropia do tensor de Reynolds na região de entrada.

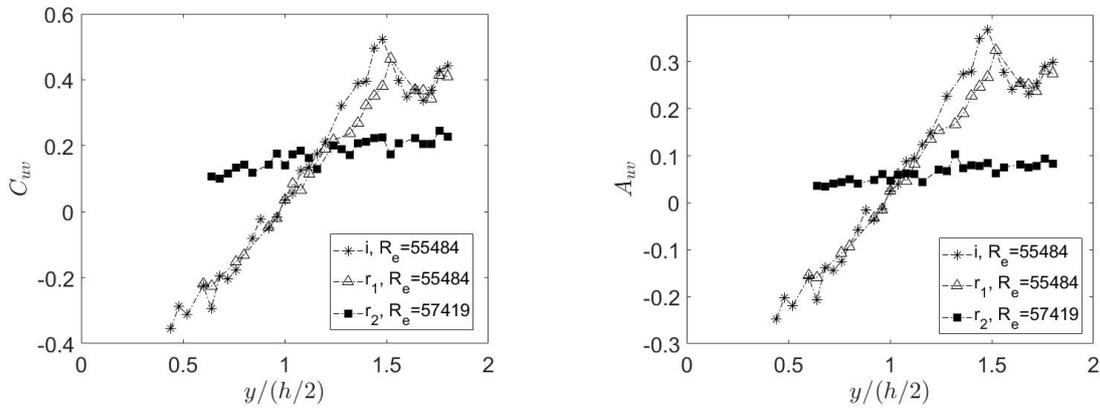


Erro aleatório máximo $R_{uv} = \pm 13 \%$, erro sistemático $y/(h/2) = \pm 0,01$.

Fonte: Produção do autor.

Da Fig. 6.8 é possível observar que o coeficiente R_{uv} apresenta valor maior que 1 em todo o canal para os escoamentos estudados, indicando que as tensões $\overline{u'^2}$ são maiores do que as tensões $\overline{v'^2}$. No caso r_2 é observada uma dispersão dos resultados que é acompanhada de um aumento significativo do coeficiente R_{uv} . Isso é devido ao aumento de $\overline{u'^2}$ causado pela instabilidade de combustão.

Figura 6.9 - Evolução dos coeficientes C_{uv} e A_{uv} para caracterização da anisotropia do tensor de Reynolds na região de entrada.



Erro aleatório máximo $C_{uv} = \pm 4 \%$ e $A_{uv} = \pm 4 \%$, erro sistemático $y/(h/2) = \pm 0,01$.

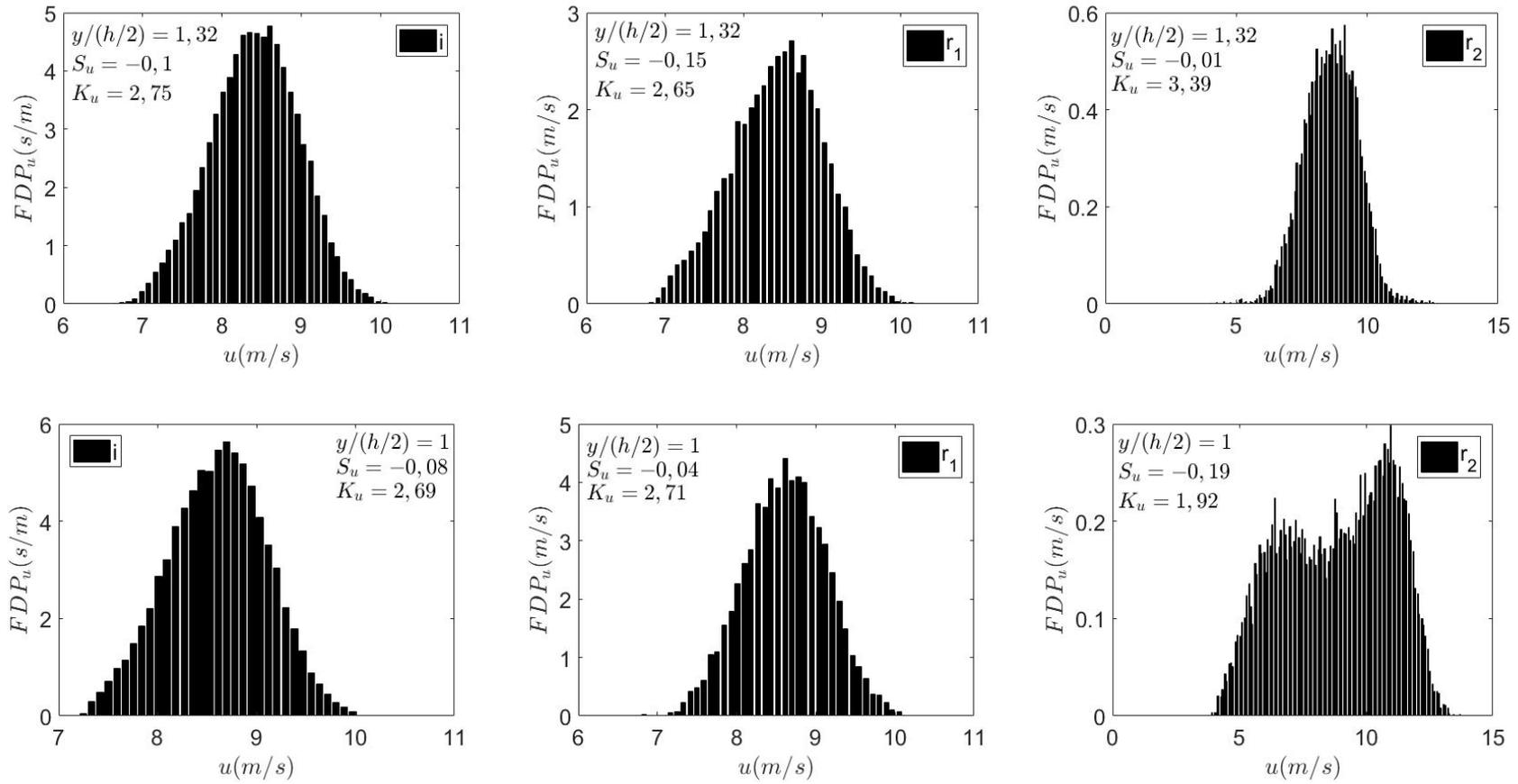
Fonte: Produção do autor.

Para os casos inerte (i) e reativo estável (r_1), o coeficiente R_{uv} aumenta ao se aproximar da parede. De acordo com Sanquer (1998) isso ocorre porque os tensores transversais $\overline{v'^2}$, diferente dos tensores longitudinais $\overline{u'^2}$, variam pouco ao longo do canal. Os coeficientes C_{uv} e A_{uv} apresentam um comportamento quase idêntico para os casos inerte (i) e reativo estável (r_1) e mostram uma forte correlação entre u e v para $1,5 < y/(h/2) < 1,8$, pois nessa região a variação desses coeficientes é pequena. Tais resultados estão de acordo com os obtidos por Sanquer (1998) e Besson (2001). Observa-se, na presença da instabilidade de combustão, uma queda nos valores máximos dos coeficientes C_{uv} e A_{uv} junto de uma diminuição na inclinação da curva.

6.2.4 Função Densidade de Probabilidade e Coeficiente de Assimetria e Curtose

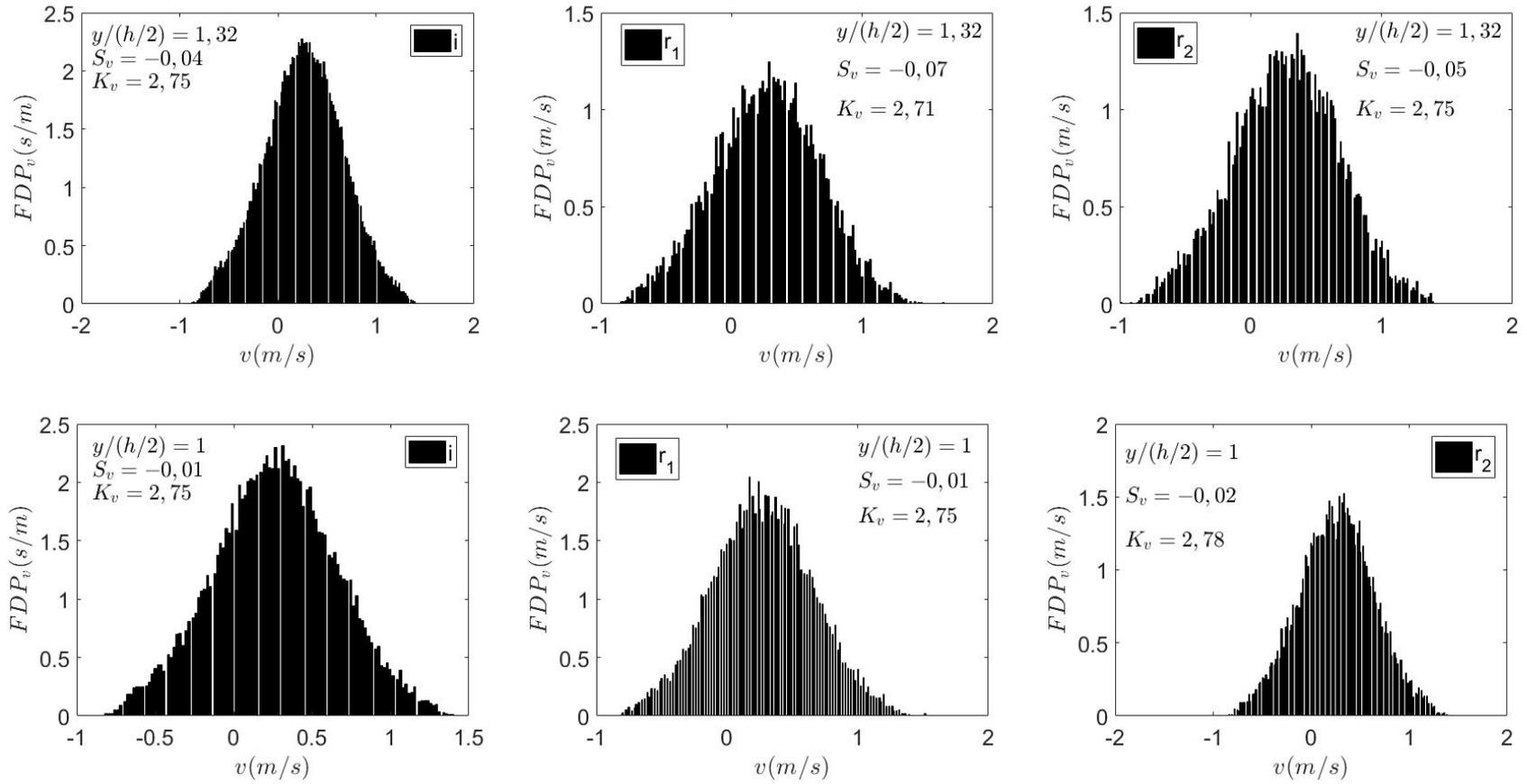
As Figs. 6.10 e 6.11 apresentam, respectivamente, a distribuição de velocidade das componentes longitudinal u e transversal v da velocidade. Elas são apresentadas em dois pontos do escoamento: no centro do canal ($y/(h/2) = 1$) e entre os injetores ($y/(h/2) = 1,32$). As distribuições de velocidade apresentadas se aproximam de uma distribuição gaussiana ($S = 0$ e $K = 3$), exceto para a componente longitudinal do caso instável (r_2) no centro do canal. A morfologia da função densidade de probabilidade é alterada com a presença da instabilidade de combustão.

Figura 6.10 - Evolução da função densidade de probabilidade da componente longitudinal da velocidade na região de entrada.



Fonte: Produção do autor.

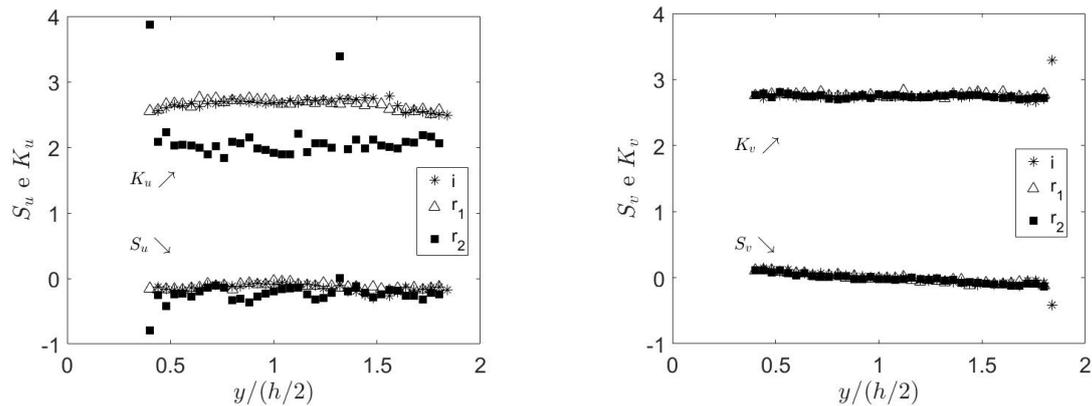
Figura 6.11 - Evolução da função densidade de probabilidade da componente transversal da velocidade na região de entrada.



Fonte: Produção do autor.

A Fig. 6.12 apresenta a evolução transversal dos coeficientes de assimetria (S_u e S_v) e curtose (K_u e K_v) das componentes longitudinal e transversal, respectivamente, da velocidade para os três casos estudados.

Figura 6.12 - Perfis dos coeficientes de assimetria e curtose das componentes longitudinal e transversal, respectivamente, da velocidade na região de entrada.



Erro aleatório máximo $S_u = \pm 0,24$, $K_u = \pm 0,18$, $S_v = \pm 0,21$ e $K_v = \pm 0,74$, erro sistemático $y/(h/2) = \pm 0,01$.

Fonte: Produção do autor.

Da Fig. 6.12 vemos que os valores da curtose da componente longitudinal da velocidade ($1,84 \leq K_u \leq 3,87$) para o caso instável (r_2) apresentam valores distintos dos obtidos para os casos inerte (i) e estável (r_1). Isso indica que a instabilidade de combustão influencia o coeficiente de assimetria da componente longitudinal da velocidade e conseqüentemente a morfologia da função densidade de probabilidade, afastando-a de uma distribuição gaussiana. Nos casos inerte (i) e reativo estável (r_1) os valores obtidos para a curtose são próximos, não indicando influência da combustão. Tais valores estão no intervalo de $2,49 \leq K_u \leq 2,78$ e $2,65 \leq K_v \leq 3,29$.

O coeficiente de assimetria é negativo em uma metade do canal e depois se torna positivo, exceto para a componente longitudinal da velocidade no caso instável (r_2), o qual é negativo em quase toda sua totalidade. Isso evidencia, novamente, a influência da instabilidade de combustão na componente longitudinal da velocidade.

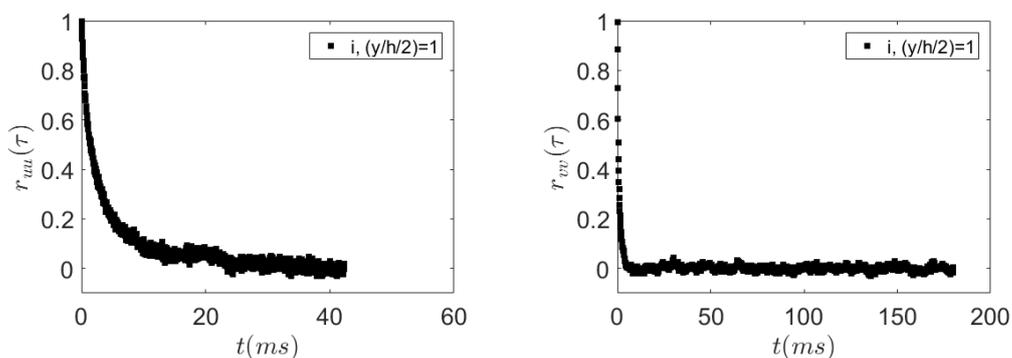
6.2.5 Escalas Integrais de Tempo e Espaço

Nesta subsecção serão determinadas as escalas integrais de tempo e espaço na região de entrada ($x = -120 \text{ mm}$). A integral da função de auto-correlação temporal fornece a escala integral de tempo, L_t , para as duas componentes da velocidade, u e v . Para determinar a escala integral de comprimento será utilizada a hipótese de Taylor, a qual pode ser aplicada quando $u'/\bar{u} < 1$. Nos escoamentos estudados, a intensidade turbulenta é menor que 10 % para os casos i e r_1 e menor que 20 % para o caso r_2 , condições razoáveis para aplicação de tal hipótese. A taxa de aquisição do sistema de LDV não permite determinar as micro-escalas de Taylor e as escalas de Kolmogorov.

Escoamento Inerte

A Fig. 6.13 apresenta a evolução da função de autocorrelação temporal das componentes longitudinal, $r_{uu}(\tau)$, e transversal, $r_{vv}(\tau)$, da velocidade obtidas para o escoamento inerte (i) no centro do canal $y/(h/2) = 1$, onde τ é o intervalo de tempo entre dois pontos. O comportamento observado é típico da função de autocorrelação para escoamentos inertes.

Figura 6.13 - Função de autocorrelação temporal das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento inerte na região de entrada.

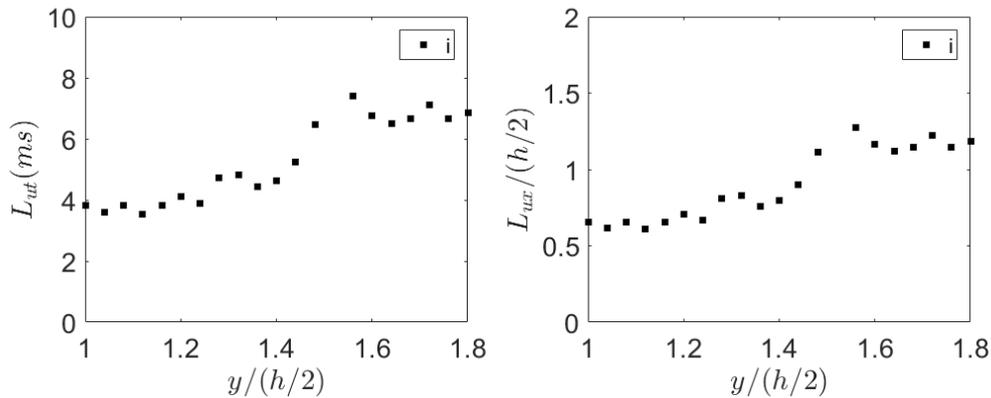


Erro sistemático $y/(h/2) = \pm 0,01$.

Fonte: Produção do autor.

A integral da função $r_{uu}(\tau)$ em diferentes pontos do escoamento nos fornece o perfil da escala integral de tempo (Fig. 6.14) da componente longitudinal da velocidade. A escala integral de comprimento (Fig. 6.14), é determinada utilizando a hipótese de Taylor.

Figura 6.14 - Perfil da escala integral de tempo e espaço da componente longitudinal da velocidade do escoamento inerte na região de entrada.

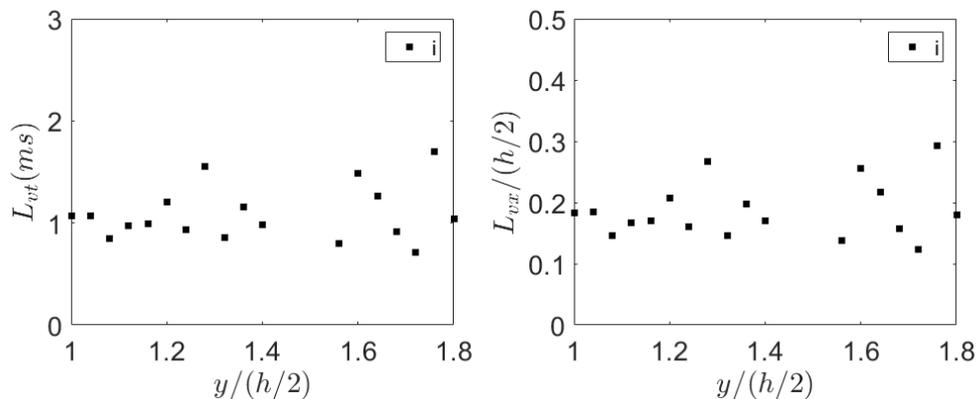


Erro sistemático $y/(h/2) = \pm 0,01$, incerteza de L_{ut} e L_{u_x} de 10%.

Fonte: Produção do autor.

A Fig. 6.15 mostra a evolução da escala integral de tempo e espaço da componente transversal v da velocidade para o escoamento inerte. A escala integral espacial da componente transversal é aproximadamente 4 vezes menor do que da componente longitudinal. Esse fato indica um estiramento dos vórtices na direção do escoamento ou um vórtice longitudinal. Como comparação, Sanquer (1998) e Besson (2001) obtiveram uma razão de, respectivamente, 6 e 8.

Figura 6.15 - Perfil da escala integral de tempo e espaço da componente transversal da velocidade do escoamento inerte na região de entrada.



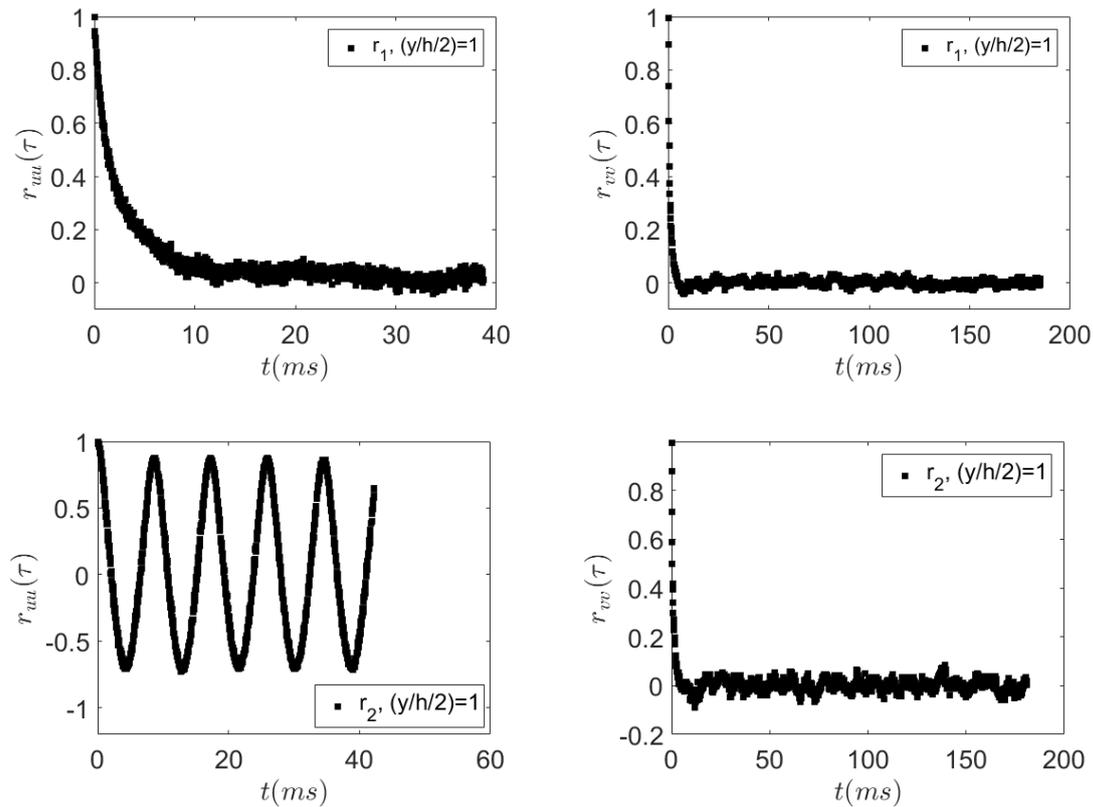
Erro sistemático $y/(h/2) = \pm 0,01$, incerteza de L_{vt} e L_{v_x} de 10%.

Fonte: Produção do autor.

Escoamento Reativo

A Fig. 6.16 mostra a evolução da função de autocorrelação temporal das componentes longitudinal, $r_{uu}(\tau)$, e transversal, $r_{vv}(\tau)$, da velocidade obtidas para os escoamentos reativos, r_1 e r_2 no centro do canal $y/(h/2) = 1$.

Figura 6.16 - Função de autocorrelação temporal das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento reativo na região de entrada.



Erro sistemático $y/(h/2) = \pm 0,01$.

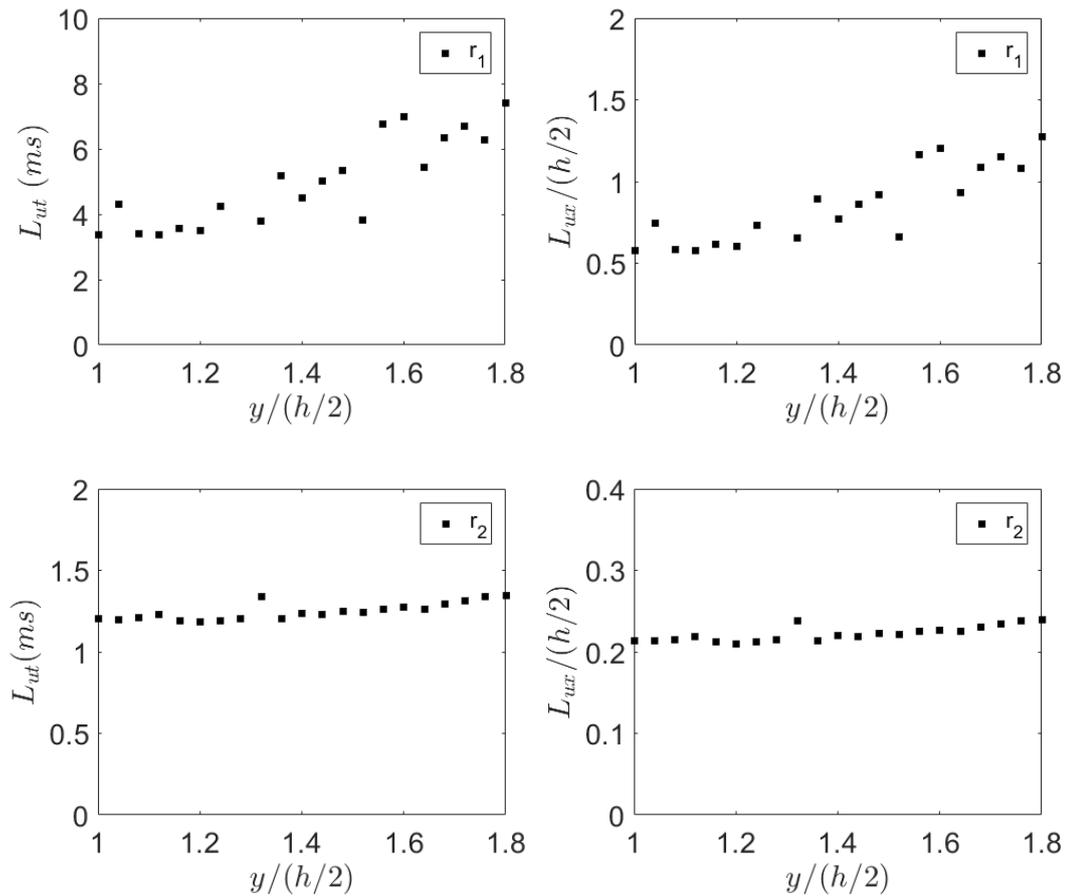
Fonte: Produção do autor.

O comportamento observado da função de autocorrelação para o caso r_1 é idêntico ao observado para o caso inerte. Para o escoamento reativo instável (r_2), a função de autocorrelação mostra a presença de estruturas periódicas coerentes no escoamento. A combustão instável induz um modo de pulsação no escoamento.

A escala integral de tempo associada ao escoamento reativo instável (r_2) será estimada realizando a integral da função de autocorrelação $r_{uu}(\tau)$ até atingir o primeiro valor nulo, isto é, até o valor máximo de τ , tal que $r_{uu} = 0$.

As Figs. 6.17 e 6.18 apresentam, a evolução da escala integral de tempo e espaço das componentes longitudinal u e transversal v , respectivamente, da velocidade para os escoamentos reativos.

Figura 6.17 - Perfil da escala integral de tempo e espaço da componente longitudinal da velocidade do escoamento reativo na região de entrada.

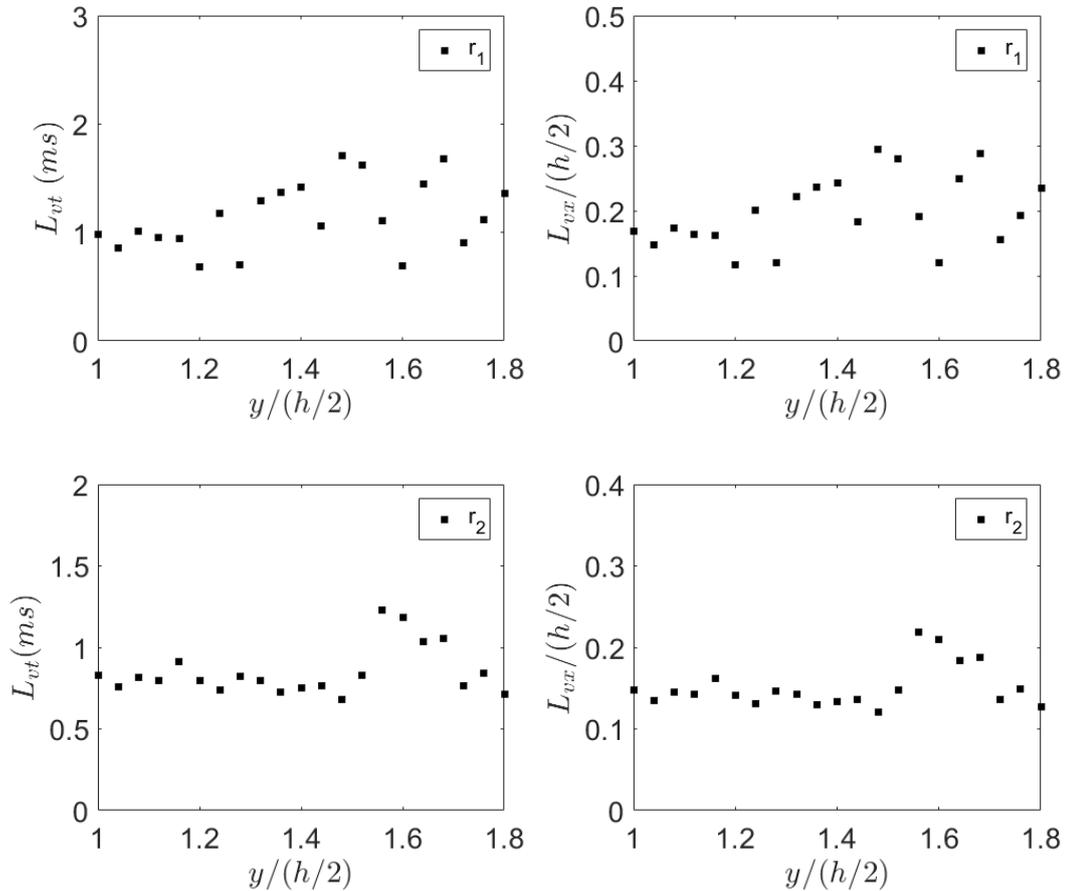


Erro sistemático $y/(h/2) = \pm 0,01$.

Fonte: Produção do autor.

Observa-se que não ocorreu variação significativa das escalas de tempo e comprimento integral do caso r_1 comparado com o escoamento inerte. Entretanto, uma diminuição dessas escalas é observada no escoamento reativo instável r_2 comparado com o escoamento inerte. Essa diminuição está associada ao movimento coerente observado.

Figura 6.18 - Perfil da escala integral de tempo e espaço da componente transversal da velocidade do escoamento reativo na região de entrada.



Erro sistemático $y/(h/2) = \pm 0,01$.

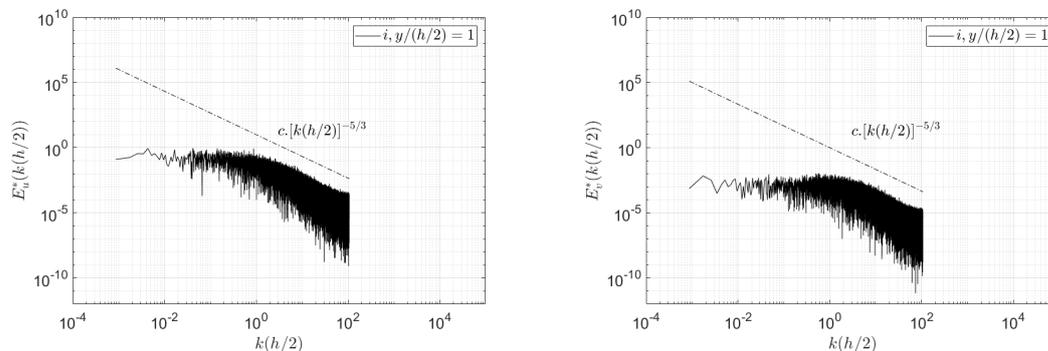
Fonte: Produção do autor.

6.2.6 Densidade Espectral de Energia

As Fig. 6.19 e 6.20 mostram os espectros de energia das componentes longitudinal e transversal, respectivamente, da velocidade no centro do canal $y/(h/2) = 1$ para os casos inerte, i , e reativo estável, r_1 .

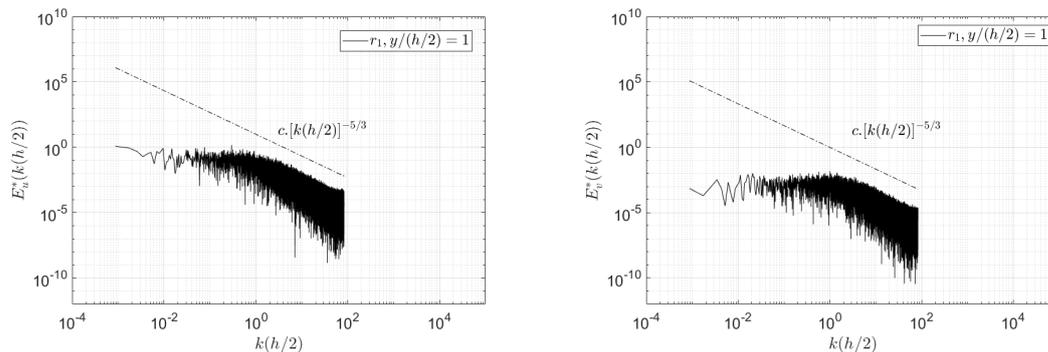
Uma regressão exponencial $y = ax^n$ é realizada na parte decrescente dos espectros e mostra que em escala logarítmica a inclinação da reta é $-5/3$, comportamento este característico de uma turbulência em equilíbrio. A anisotropia dos espectros de energia ($E_u^* > E_v^*$) para $k(h/2) < 1$ está de acordo com os resultados obtidos por Sanquer (1998) e Besson (2001).

Figura 6.19 - Densidade espectral de energia adimensional das componentes longitudinal e transversal da velocidade para o caso inerte (i) na região de entrada.



Fonte: Produção do autor.

Figura 6.20 - Densidade espectral de energia adimensional das componentes longitudinal e transversal da velocidade para o caso reativo estável (r_1) na região de entrada.

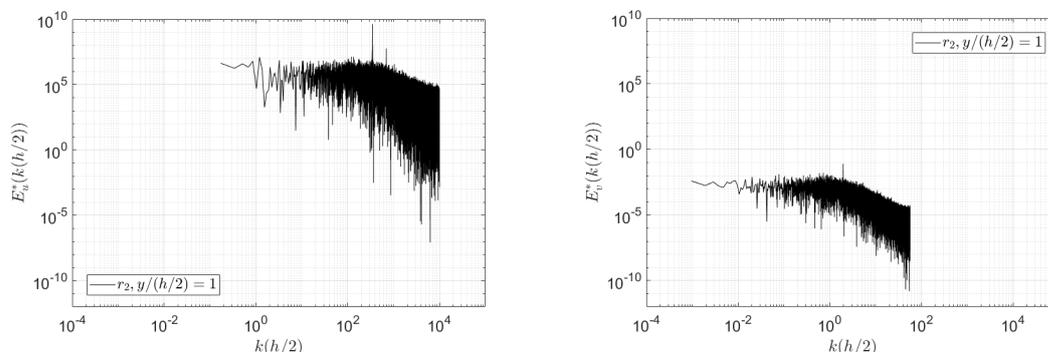


Fonte: Produção do autor.

Os espectros de energia das componentes longitudinal e transversal, respectivamente, da velocidade no centro do canal $y/(h/2) = 1$ do caso reativo instável, r_2 , são mostrados na Fig. 6.21.

Os espectros de energia para o caso r_2 das componentes longitudinal e transversal da velocidade possuem as mesmas características dos casos anteriores com adição de um pico de energia, na frequência $f_c = 347 \pm 10 \text{ Hz}$. De acordo com Besson (2001), esse pico energético caracteriza um movimento coerente das grandes escalas. O movimento coerente transversal é menos energético se comparado com o movimento longitudinal.

Figura 6.21 - Evolução da densidade espectral de energia adimensional das componentes longitudinal e transversal da velocidade para o caso reativo instável (r_2) na região de entrada.



Fonte: Produção do autor.

O aumento de $\overline{u'^2}$, para o caso instável comparado com o inerte, observados anteriormente, e a presença de um movimento coerente nos coeficientes de auto-correlação são confirmados pelos resultados obtidos através dos espectros de energia.

6.3 Conclusões da Caracterização dos escoamentos Inerte e Reativos na Região de Entrada

Os escoamentos inerte e reativos estudados apresentaram uma bidimensionalidade média em 1/3 do canal e a análise das densidades espectrais de energia mostrou um comportamento característico de uma turbulência em equilíbrio.

As velocidades de fricção desses escoamentos puderam ser determinadas por meio de dois métodos. A presença da instabilidade de combustão gerou uma diminuição do valor da velocidade de fricção.

A presença da instabilidade de combustão induziu uma pulsação determinística no escoamento de entrada. Esta pulsação foi responsável pelo aumento das flutuações de velocidade longitudinais e por uma mudança na morfologia da função densidade de probabilidade. Este movimento coerente é caracterizado por um pico de energia na densidade espectral de energia e por uma função de autocorrelação periódica.

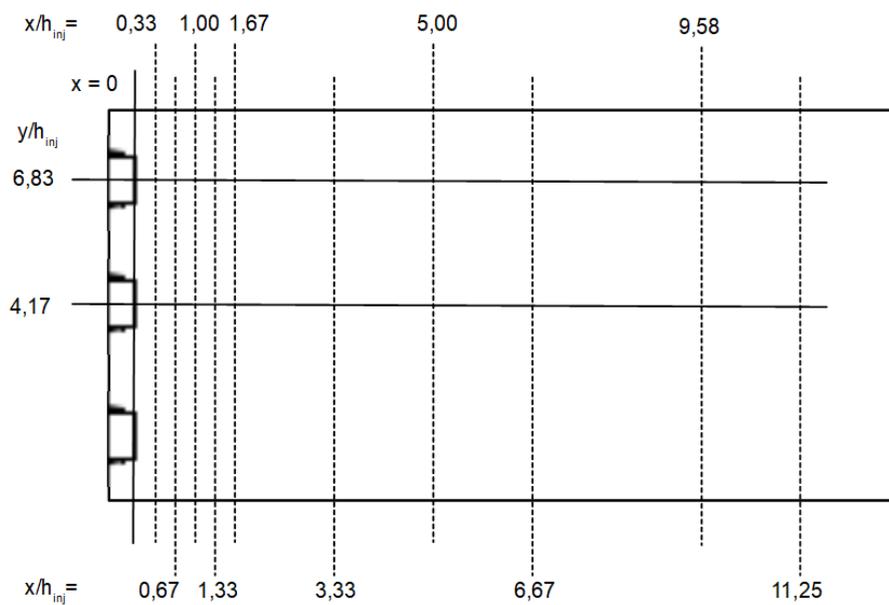
Uma diminuição das escalas integrais de comprimento e tempo foi observada para o escoamento reativo instável comparado com o escoamento inerte. Essa diminuição é associada ao movimento coerente observado.

7 CARACTERÍSTICAS DO ESCOAMENTO NA REGIÃO PRINCIPAL DA CÂMARA DE COMBUSTÃO

Neste capítulo serão avaliadas as características dos escoamentos estudados na região principal da câmara de combustão, que é localizada a jusante dos injetores. Inicialmente será abordado as propriedades do escoamento inerte afim de poder avaliar a influência da combustão nas estruturas do campo de velocidade.

A Fig. 7.1 mostra a malha de pontos onde foram realizadas as medidas de velocidade. Não foi possível realizar medições na região localizada na parte inferior da câmara de combustão, mais precisamente a região localizada abaixo do nível do injetor inferior. Isso ocorreu porque o receptor do sistema de LDV é obstruído pela câmara de combustão. Dependendo do caso estudado, alguns outros pontos não estiveram acessíveis. Tal fato será mencionado quando ocorrer.

Figura 7.1 - Localização dos pontos de medida na região principal.



Fonte: Produção do autor.

A Tab. 7.1 reúne as principais características dos escoamentos estudados na região principal. A velocidade de vazão U_f é obtida por meio da vazão mássica total e o número de Reynolds é definido por $Re_f = U_f h / \nu$, onde $h = 100 \text{ mm}$ é a altura do canal.

Tabela 7.1 - Características dos escoamentos estudados na região principal.

Caso	Q (g/s)	q (g/s)	U_{eixo} (m/s)	Re	ϕ
i	80	-	8,6	55484	0
r_1	80	0,92	8,6	55484	0,18
r_2	80	1,44	8,9	57419	0,28

Erro aleatório em $Q = \pm 2$ g/s, $q = \pm 0,02$ g/s, erro aleatório máximo em $U_f = \pm 0,2$ m/s e $Re_f = 3\%$.

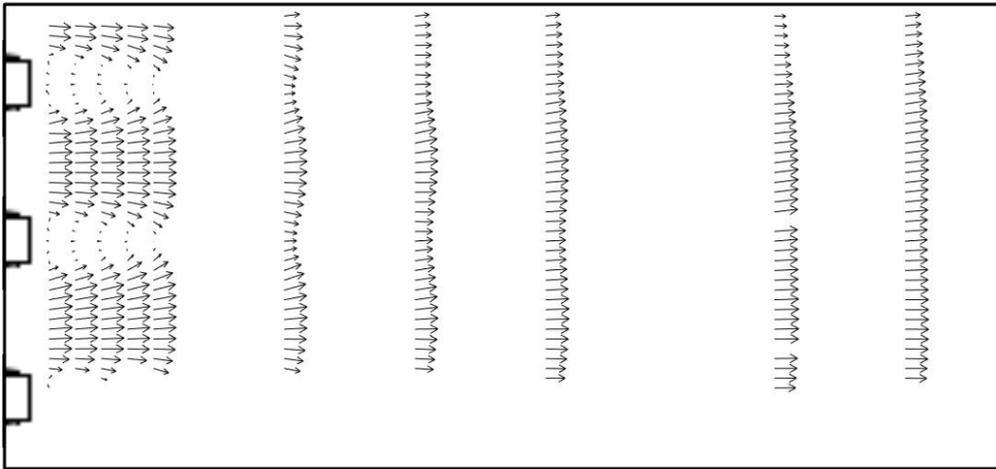
Fonte: Produção do Autor.

7.1 Análise do Escoamento Inerte na Região Principal

Nesta seção serão apresentadas as características do escoamento inerte na região principal da câmara de combustão.

7.1.1 Escoamento Médio

Figura 7.2 - Campo médio de velocidade do escoamento inerte na região de entrada.



Fonte: Produção do autor.

A Fig. 7.2 mostra o campo vetorial de velocidade média obtido na região principal, para o caso inerte i . É possível visualizar duas zonas de recirculação localizadas a jusante dos injetores. O comportamento do escoamento fornece indícios de que existe uma terceira zona de recirculação, localizada a jusante do injetor inferior.

Tais zonas de recirculação são caracterizadas por velocidades de baixa intensidade e sentido oposto ao do escoamento principal.

A evolução longitudinal das componentes \bar{u} da velocidade adimensional pode ser visualizada na Fig. 7.3. Os perfil transversais de \bar{v} são agrupados na Fig. 7.4. Pelos perfis é possível verificar, novamente, a presença das zonas de recirculação e uma simetria do escoamento médio.

Da Fig. 7.4 observa-se que na parte superior dos injetores, a componente transversal \bar{v} da velocidade possui valor negativo enquanto que na parte inferior dos injetores, possui valor positivo. Esses fatos indicam um movimento médio de fora para dentro da zona de recirculação. Esses valores são máximos na altura das bordas dos injetores, região onde o cisalhamento é máximo. Esses valores máximos diminuem a jusante dos injetores.

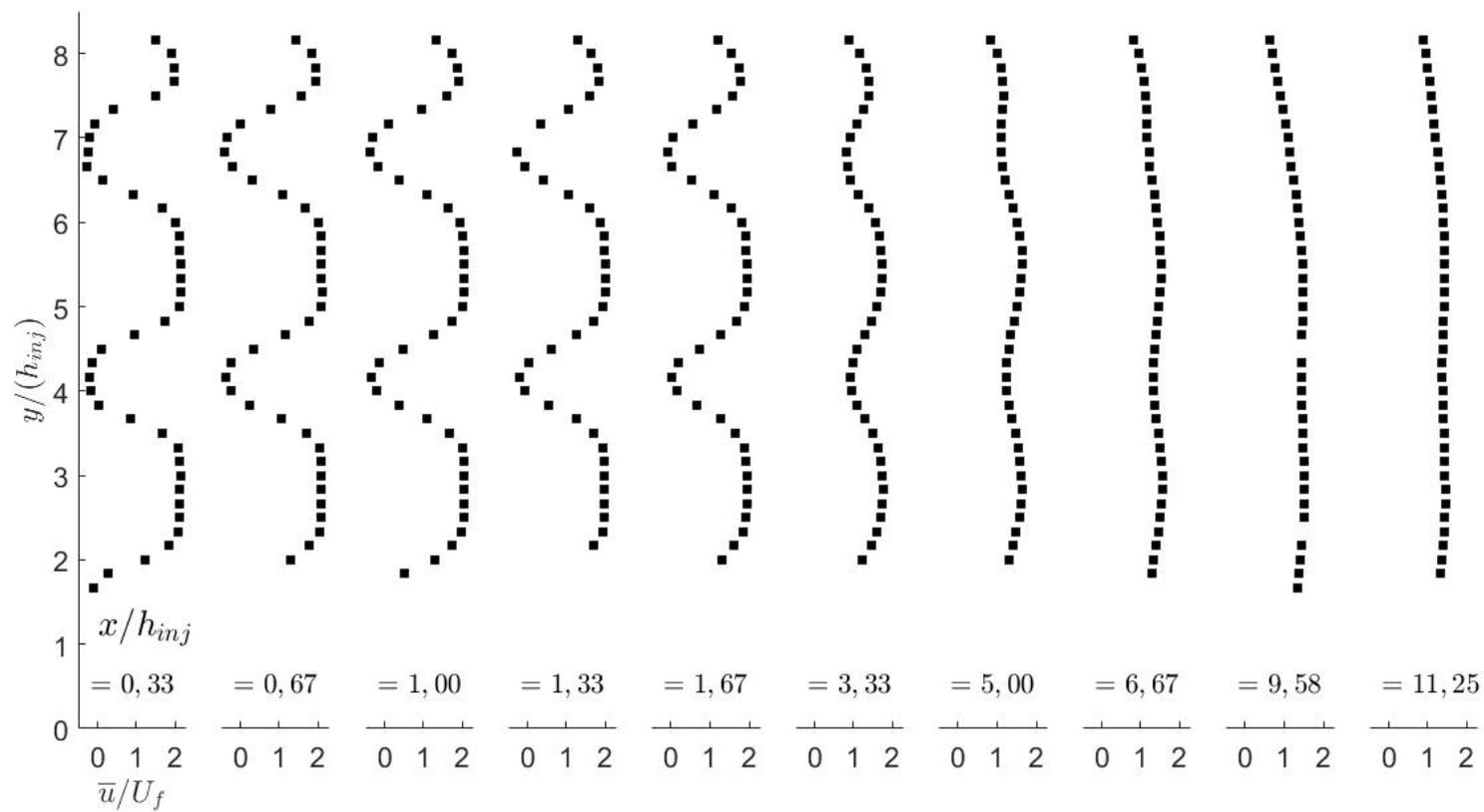
Zonas de Recirculação

A Fig. 7.5 apresentadas a evolução longitudinal de \bar{u} nas linhas de centro dos injetores ($y/h_{inj} = 4,17$ e $y/h_{inj} = 6,83$). A localização desses pontos de medida pode ser visualizada na Fig. 7.1. A análise da evolução longitudinal de \bar{u} permite avaliar o comportamento das zonas de recirculação. Nesta figura é observado uma evolução “clássica” de um escoamento na presença de uma zona de recirculação. As diferentes regiões do escoamento são caracterizadas da seguinte forma:

- O comprimento da zona de recirculação média X_r é igual a distancia entre a face do injetor e o ponto onde a velocidade média é nula ($\bar{u} = 0$);
- A velocidade média máxima de retorno U_r é igual a velocidade média mínima obtida no eixo da zona de recirculação;
- A posição onde ocorre a velocidade média mínima $\bar{u} = U_r$ é $x = X_m$.

Nota-se pela Fig. 7.5 que a zona de recirculação do injetor superior, $X_r/h_{inj} \simeq 1,82$, possui comprimento maior do que a zona de recirculação do injetor central, $X_r/h_{inj} \simeq 1,65$. Devido a presença da camada limite, a velocidade média aparente a montante na cota do injetor superior é menor do que a do injetor central. Isso leva a um número de Reynolds local diferente para cada injetor. Sanquer (1998) observou uma diminuição da zona de recirculação com o aumento do número de Reynolds.

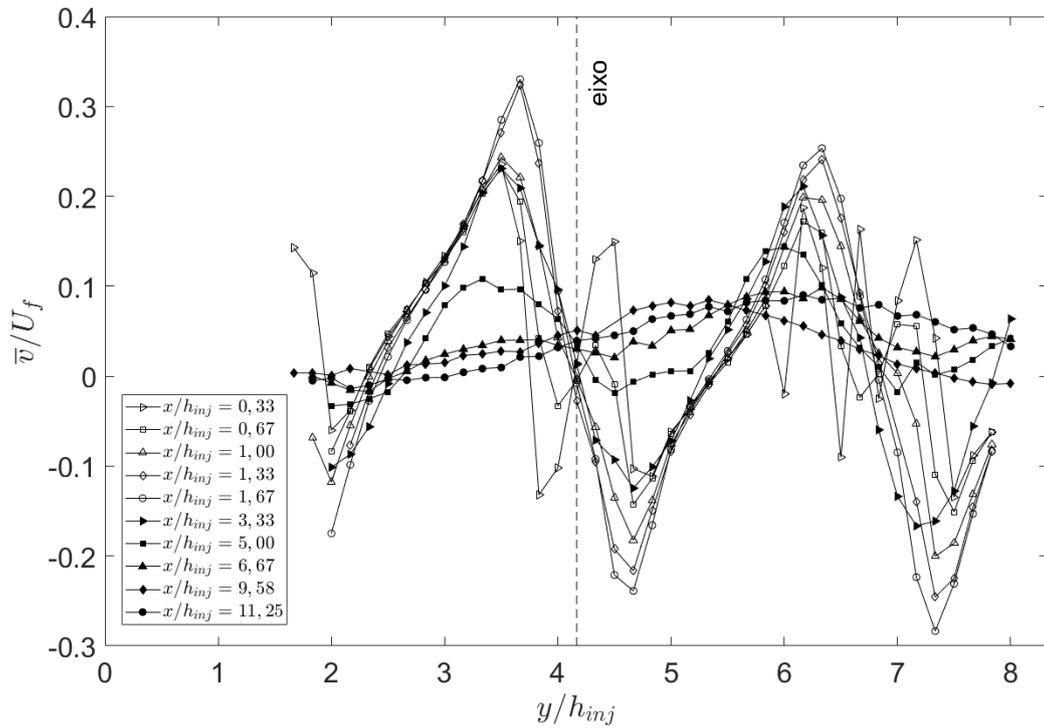
Figura 7.3 - Evolução longitudinal dos perfis de \bar{u} do escoamento inerte na região principal.



Erro aleatório máximo $\bar{u} = \pm 0,16 \text{ m/s}$, erro sistemático x/h_{inj} e $y/h_{inj} = \pm 0,04$.

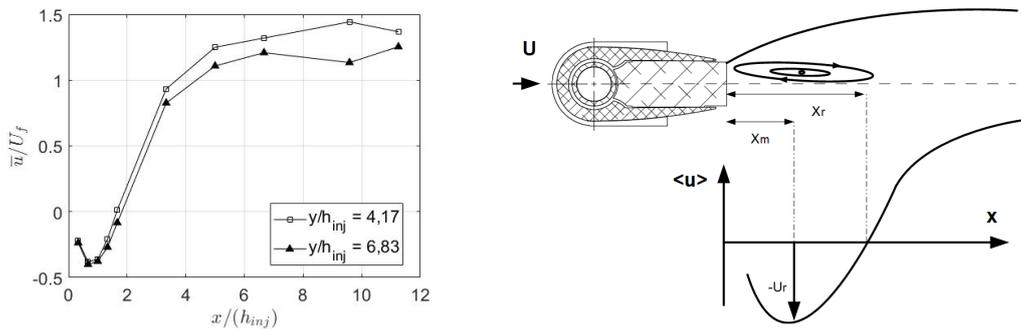
Fonte: Produção do autor.

Figura 7.4 - Perfis transversais de \bar{v} do escoamento inerte na região principal.



Erro aleatório máximo $\bar{v} = \pm 0,16 \text{ m/s}$, erro sistemático x/h_{inj} e $y/h_{inj} = \pm 0,04$.
 Fonte: Produção do autor.

Figura 7.5 - Evolução longitudinal de \bar{u} nas linhas de centro dos injetores.



Erro aleatório máximo $\bar{u} = \pm 0,05 \text{ m/s}$, erro sistemático x/h_{inj} e $y/h_{inj} = \pm 0,04$.
 Fonte: Produção do autor.

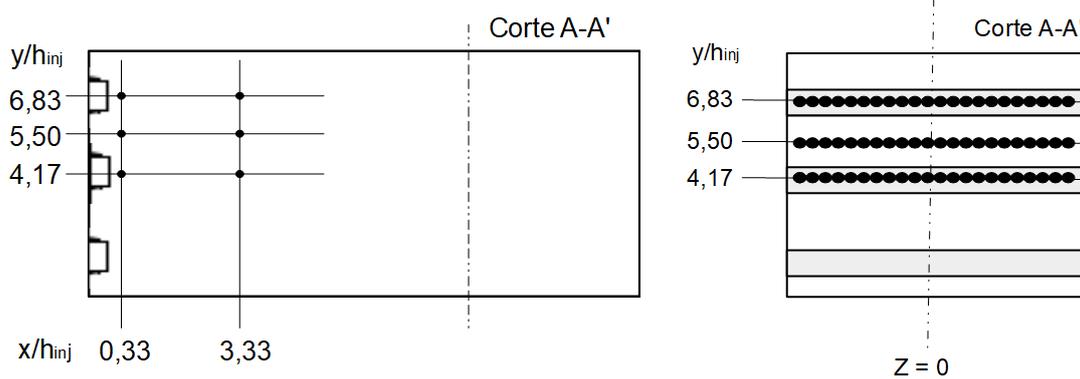
7.1.2 Bidimensionalidade do escoamento Médio

Nesta subseção a bidimensionalidade do escoamento médio estudado será avaliada. A Fig. 7.7 apresenta esquematicamente a localização dos pontos onde as medidas foram realizadas. Para avaliar tal característica será utilizada a grandeza $E_{\bar{g}}$, dada por:

$$E_{\bar{g}} = 100 \frac{\bar{g} - \overline{g_{z=0}}}{U_f}, \quad (7.1)$$

onde g vale u , v , $\sqrt{u'^2}$ e $\sqrt{v'^2}$. A Fig. 7.7 mostra a evolução de $E_{\bar{g}}$ em função de z/H dos perfis de velocidade média e flutuações.

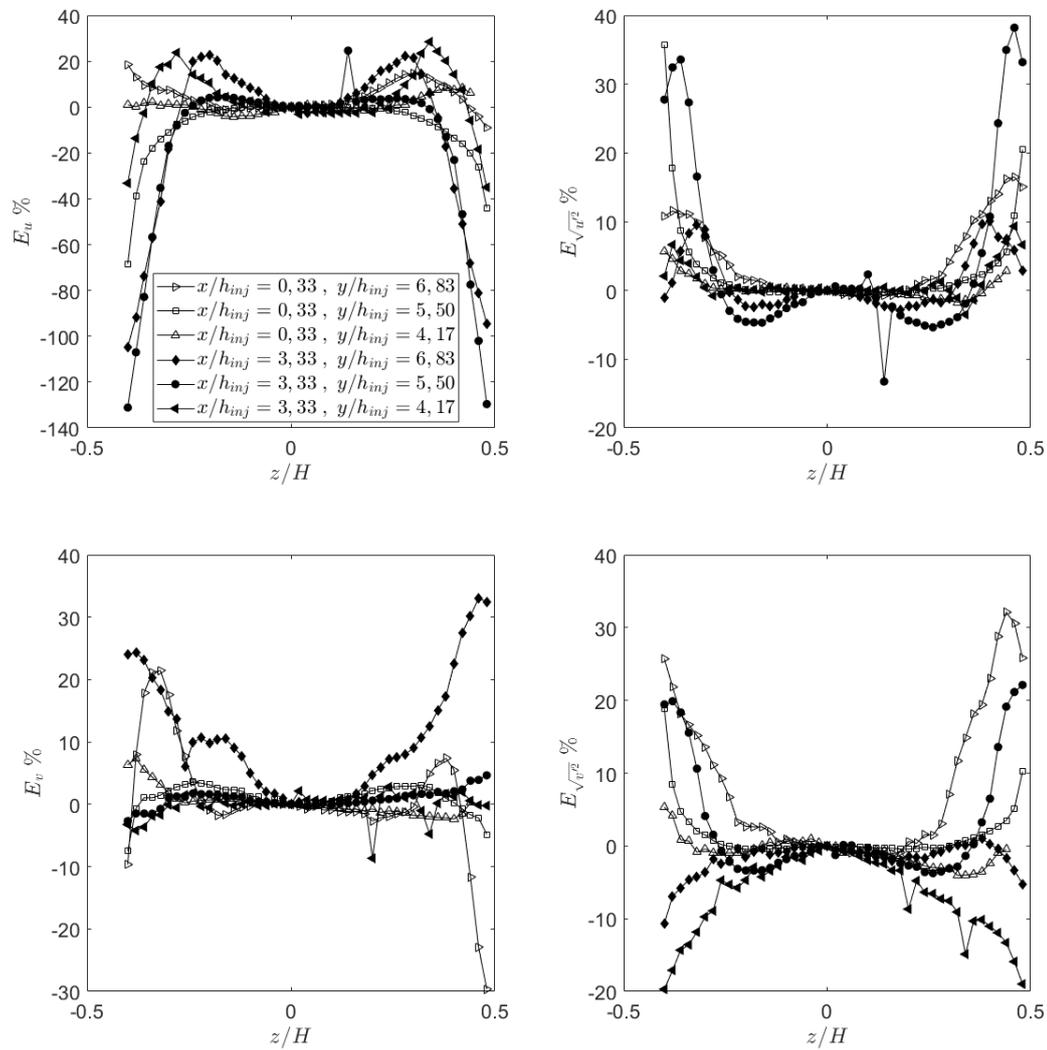
Figura 7.6 - Representação esquemática dos pontos medidos para avaliação da bidimensionalidade na região principal.



Fonte: Produção do autor.

Os maiores desvios com relação ao plano médio central $z = 0 \text{ mm}$ são observados nas regiões próximas a parede, tanto para os valores médios quanto para as variâncias. Uma bidimensionalidade em média de 10% é observada para \bar{u} e \bar{v} a 12 mm do centro do canal, enquanto que não passa de 4% para $\sqrt{u'^2}$ e $\sqrt{v'^2}$ neste mesmo ponto. Os resultados mostram que o escoamento inerte na região principal apresenta uma bidimensionalidade média em 1/4 do canal.

Figura 7.7 - Análise da bidimensionalidade do escoamento inerte na região principal.



Erro aleatório máximo $\bar{u} = \pm 0,05 \text{ m/s}$, $\sqrt{u'^2} = \pm 0,30 \text{ m/s}$, $\bar{v} = \pm 0,05 \text{ m/s}$,
 $\sqrt{v'^2} = \pm 0,56 \text{ m/s}$, erro sistemático $z/H = \pm 0,04$.

Fonte: Produção do autor.

7.1.3 Tensores de Reynolds

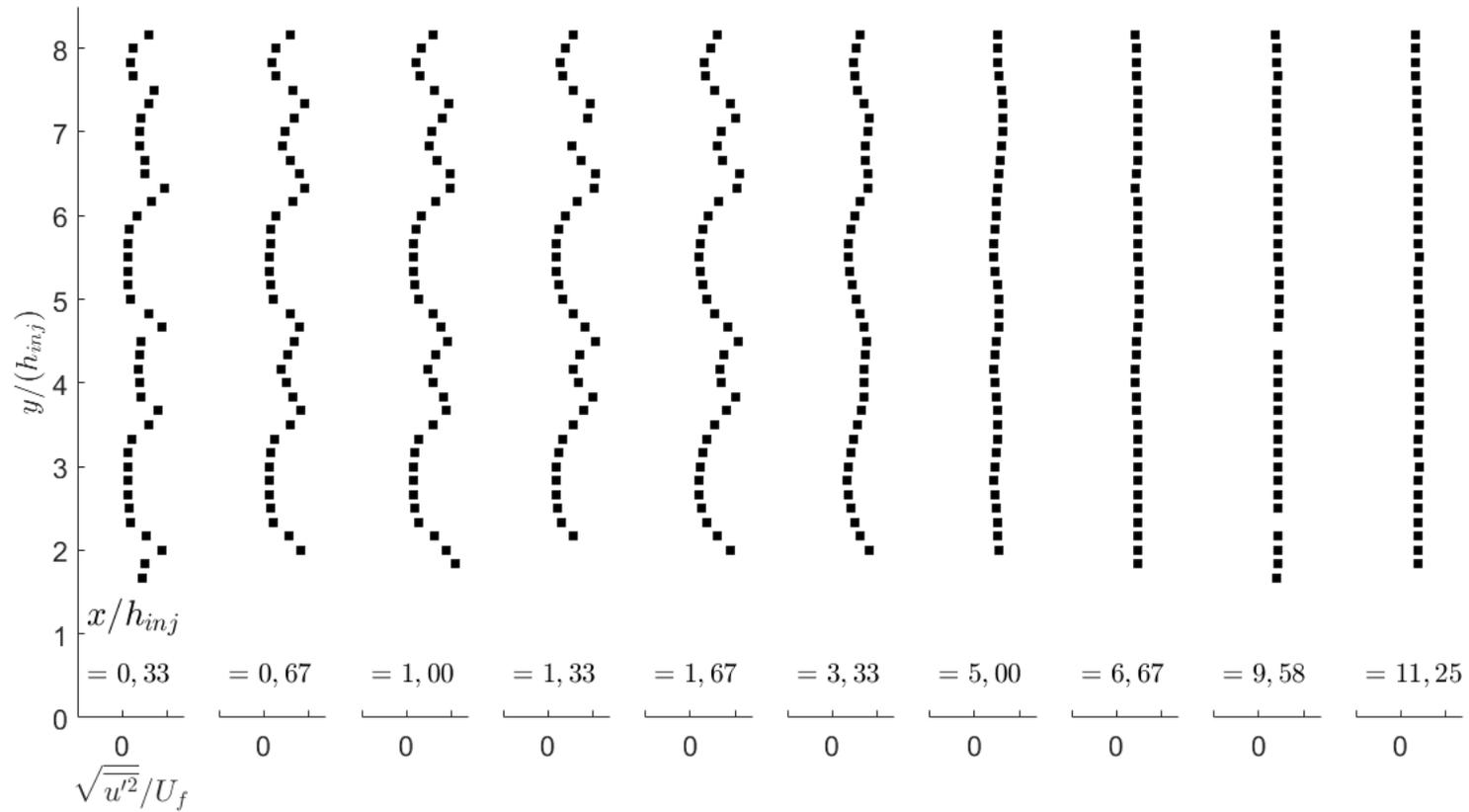
A evolução longitudinal dos perfis de $\sqrt{u'^2}$ é mostrada na Fig. 7.8, enquanto que os perfis de $\sqrt{v'^2}$ e $\overline{u'v'}$ são agrupados na Fig. 7.9. Os perfis de $\sqrt{u'^2}$, $\sqrt{v'^2}$ e $\overline{u'v'}$ conservam o caráter simétrico observado anteriormente. Os máximos das flutuações de velocidade longitudinal $\sqrt{u'^2}$ são obtidos nas fronteiras das zonas de recirculação. Para $x/h_{inj} > 1,33$, os valores máximos das flutuações de velocidade transversal

$\sqrt{v'^2}$ são obtidos no eixo de simetria dos injetores.

As flutuações da componente longitudinal da velocidade $\sqrt{u'^2}$ aumentam próximo a parede, como mostra a Fig. 7.8. Esse comportamento é devido a presença da parede que produz um gradiente elevado. As flutuações de velocidade $\sqrt{u'^2}$ e $\sqrt{v'^2}$ diminuem a jusante dos injetores, como mostra as Figs. 7.8 e 7.9. Isso ocorre devido a dissipação de energia cinética turbulenta decorrente da destruição progressiva das estruturas coerentes e periódicas resultantes da emissão de vórtices, levando a uma turbulência homogênea. O escoamento médio a jusante dos injetores tende a se aproximar do escoamento na região de entrada, que é um escoamento plenamente desenvolvido.

Da Fig. 7.9 observa-se que os valores máximos absolutos de $\overline{u'v'}$ são obtidos nas alturas das bordas superiores e inferiores dos injetores. Essas regiões correspondem as regiões de cisalhamento máximo.

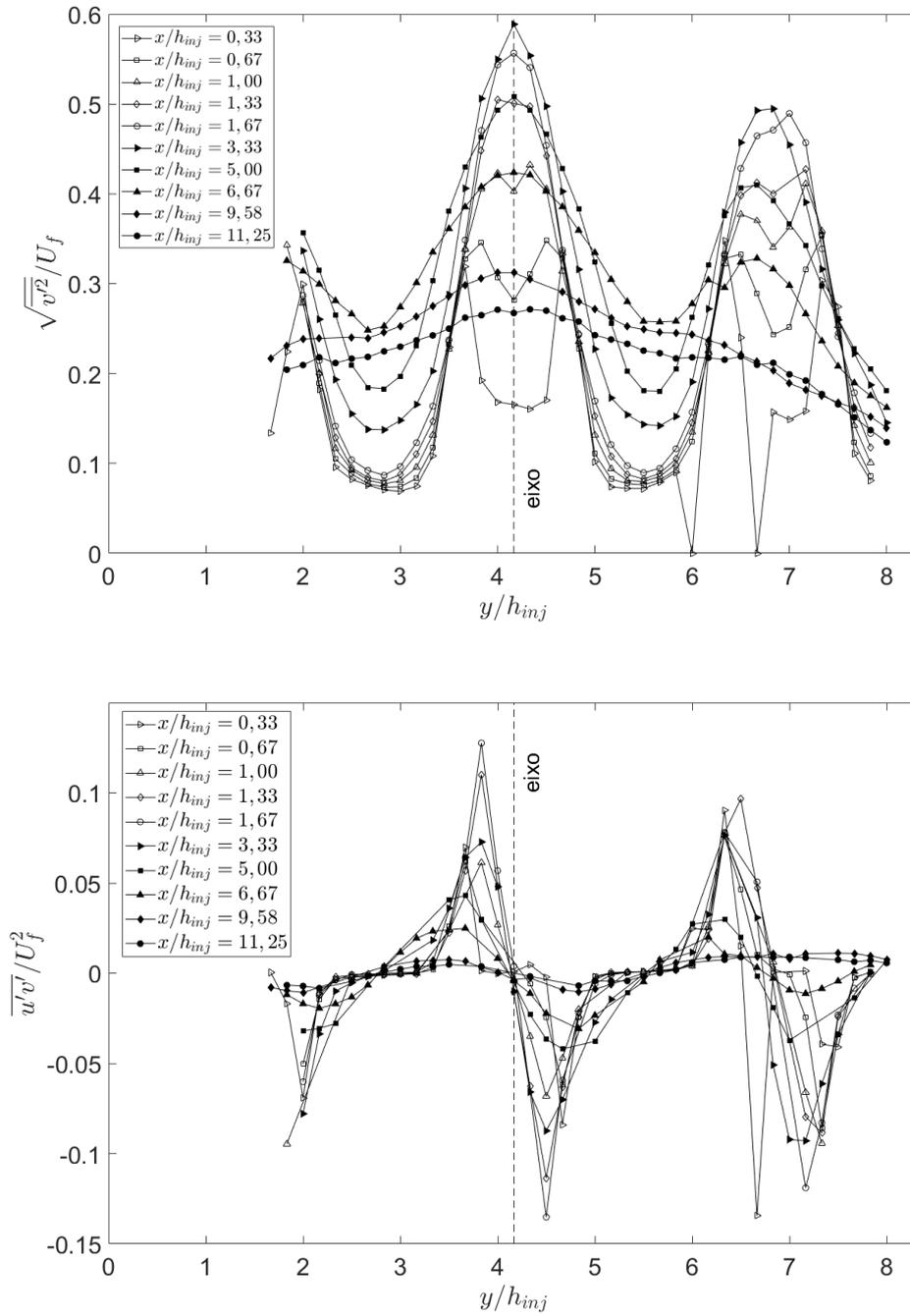
Figura 7.8 - Evolução longitudinal dos perfis de $\sqrt{u'^2}$ do escoamento inerte na região principal.



Erro aleatório máximo $\sqrt{u'^2} = \pm 0,71 \text{ m/s}$, erro sistemático x/h_{inj} e $y/h_{inj} = \pm 0,04$.

Fonte: Produção do autor.

Figura 7.9 - Perfis transversais, respectivamente, de $\sqrt{v'^2}$ e $\overline{u'v'}$ do escoamento inerte na região principal.



Erro aleatório máximo $\sqrt{v'^2} = \pm 0,16 \text{ m/s}$, $\overline{u'v'} = \pm 0,38 \text{ m/s}$, erro sistemático x/h_{inj} e $y/h_{inj} = \pm 0,04$.

Fonte: Produção do autor.

Anisotropia dos tensores de Reynolds

Para avaliar a anisotropia dos tensores de Reynolds serão utilizados os coeficientes definidos anteriormente:

$$R_{uv} = \frac{\overline{u'^2}}{\overline{v'^2}} \quad C_{uv} = \frac{\overline{u'v'}}{\sqrt{\overline{u'^2} \overline{v'^2}}} \quad A_{uv} = \frac{\overline{u'v'}}{k} \quad (7.2)$$

Será assumido que as tensões normais turbulentas na direção z são dadas por $\overline{w'^2} = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2})$ (BESSON, 2001; SANQUER, 1998).

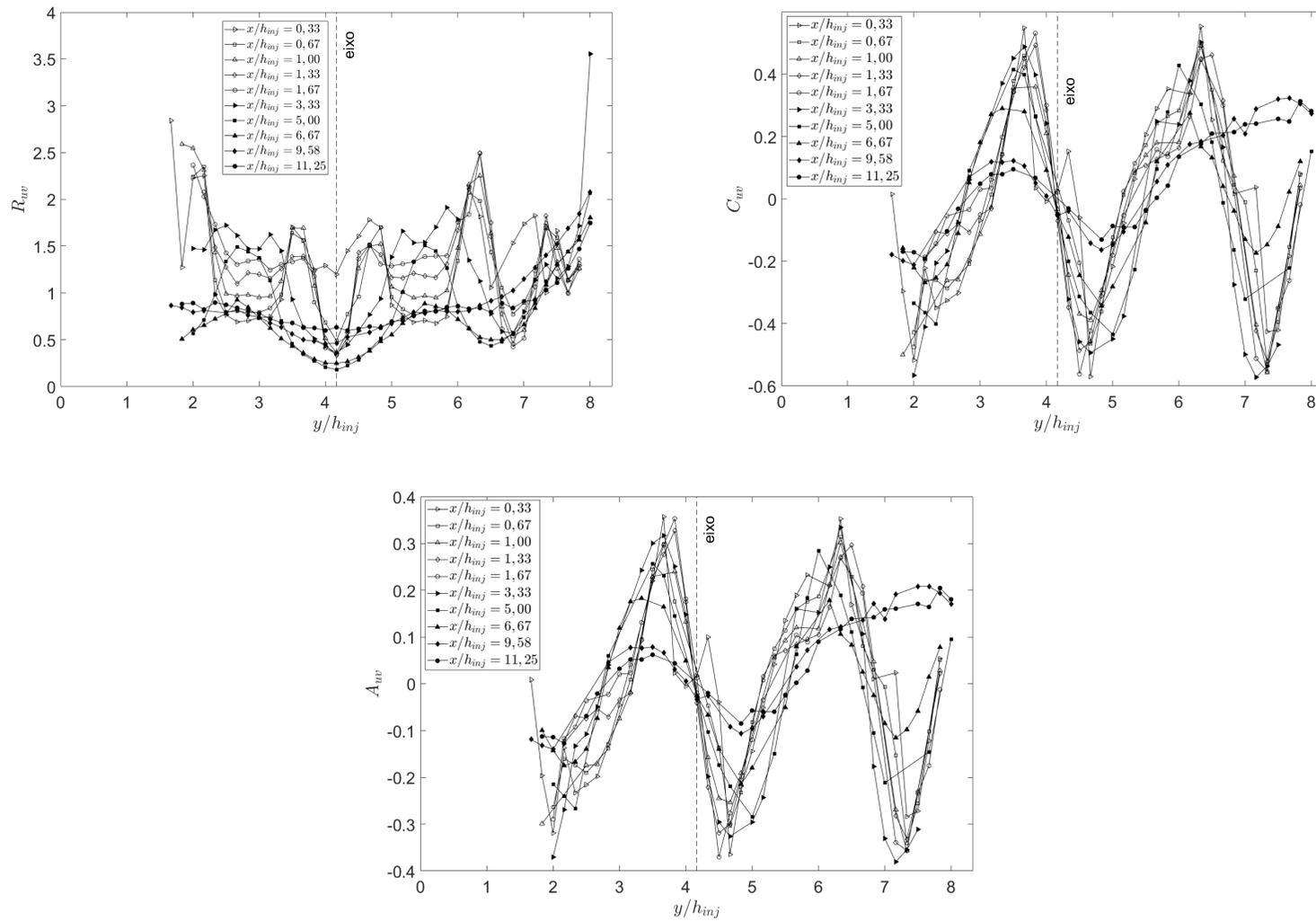
A Fig. 7.10 apresenta os perfis transversais dos coeficientes R_{uv} , C_{uv} e A_{uv} do escoamento inerte. Para $x/h_{inj} > 0,6$, os valores de R_{uv} mostram que na região frontal dos injetores as flutuações transversais são superiores as longitudinais, enquanto que na região de cisalhamento, as flutuações longitudinais contribuem mais para o valor da energia cinética $R_{uv} > 1$. As se aproximar da parede as flutuações longitudinais são superiores as transversais.

Uma correlação não nula de $\overline{u'v'}$ implica que as flutuações não são independentes e que existe uma anisotropia na intensidade da turbulência. Os valores absolutos de C_{uv} e A_{uv} apresentam seus valores máximos na região de cisalhamento máximo, as quais correspondem as cotas das bordas superiores e inferiores dos injetores. os valores máximos C_{uv} são obtidos na região onde ocorre a emissão dos grandes vórtices. A jusante dos injetores, quando essas estruturas coerentes são dissipadas, esses valores máximos diminuem.

A Fig. 7.11 mostra a evolução longitudinal do coeficiente R_{uv} no eixo de simetria dos injetores. Próximo aos injetores, para $x/h_{inj} < 0,6$, o coeficiente R_{uv} é maior que 1, indicando que as flutuações longitudinais da velocidade são superiores as flutuações transversais. Para $x/h_{inj} > 0,6$, o coeficiente R_{uv} é menor que 1, exceto para um ponto. Esse comportamento se deve à presença de movimentos transversais alternados proveniente da emissão de vórtices (SANQUER, 1998). A partir de $x/h_{inj} > 5$, o coeficiente R_{uv} aumenta gradativamente, indicando uma diminuição das flutuações transversais a jusante dos injetores e retorno a homogeneidade.

Os coeficientes R_{uv} dos pontos localizados no injetor superior ($y/h_{inj} = 6.83$) apresentam valores superiores aos obtidos para os pontos localizados no eixo do injetor inferior ($y/h_{inj} = 4,17$), isso se dá pelo aumento de $\sqrt{\overline{u'^2}}$ próximo a parede devido a camada limite.

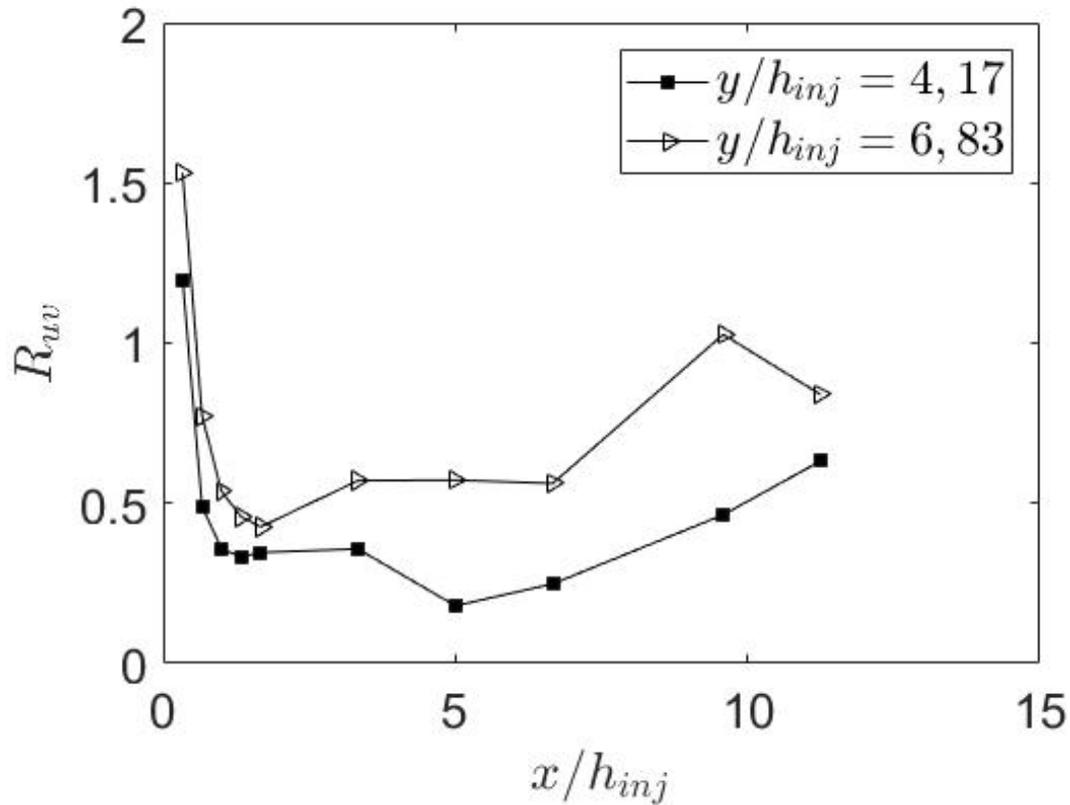
Figura 7.10 - Perfis dos coeficiente de anisotropia dos tensores de Reynolds para o escoamento inerte na região principal.



Erro relativo máximo $R_{uw} = \pm 10 \%$, $C_{uw} = \pm 8 \%$, $A_{uw} = \pm 5 \%$, erro sistemático x/h_{inj} e $y/h_{inj} = \pm 0,04$.

Fonte: Produção do autor.

Figura 7.11 - Evolução longitudinal do coeficiente R_{uv} no eixo de simetria dos injetores para o escoamento inerte na região principal.



Erro relativo máximo $R_{uv} = \pm 10\%$, erro sistemático x/h_{inj} e $y/h_{inj} = \pm 0,04$.

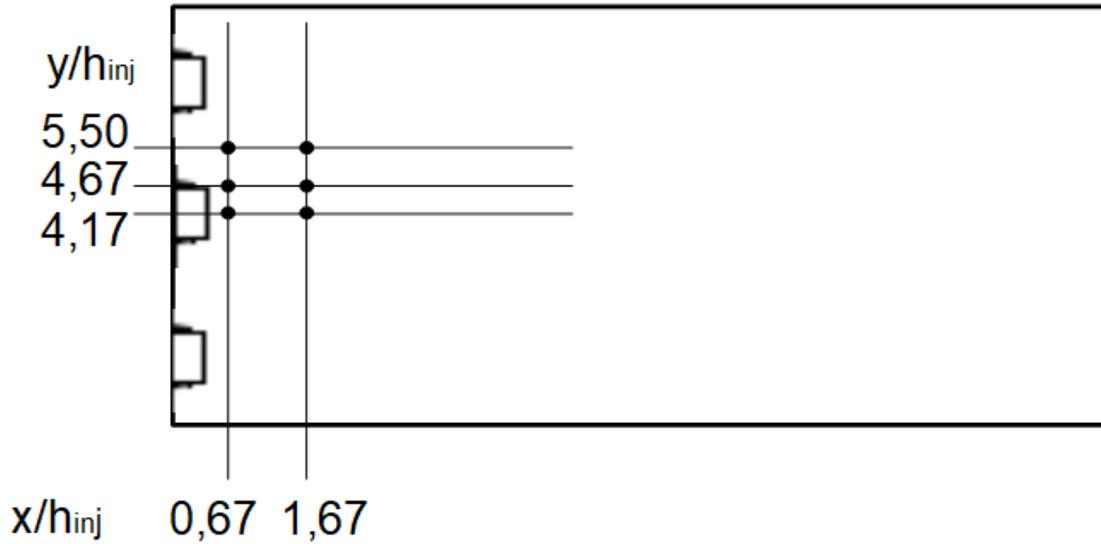
Fonte: Produção do autor.

7.1.4 Densidade Espectral de Energia

Afim de caracterizar completamente a estrutura do escoamento instantâneo, as densidades espectrais de energia das flutuações longitudinais u' e transversais v' da velocidade em função da frequência serão calculadas nos pontos indicados na Fig. 7.12. Os pontos selecionados se localizam no eixo do canal, $y/h_{inj} = 4,17$, na camada de cisalhamento, $y/h_{inj} = 4,67$, e entre os injetores, $y/h_{inj} = 5,50$, para $x/h_{inj} = 0,67$ e $x/h_{inj} = 1,67$.

As Fig. 7.13 e 7.14 apresentam as densidades espectrais de energia das flutuações longitudinais u' e transversais v' da velocidade do escoamento inerte na região principal. Todos os espectros de energia tem a forma de um platô seguido por um decaimento de $-5/3$, característica de uma turbulência em equilíbrio. Em alguns espectros é

Figura 7.12 - Representação esquemática dos pontos escolhidos para avaliação da função densidade de probabilidade (PDF) .

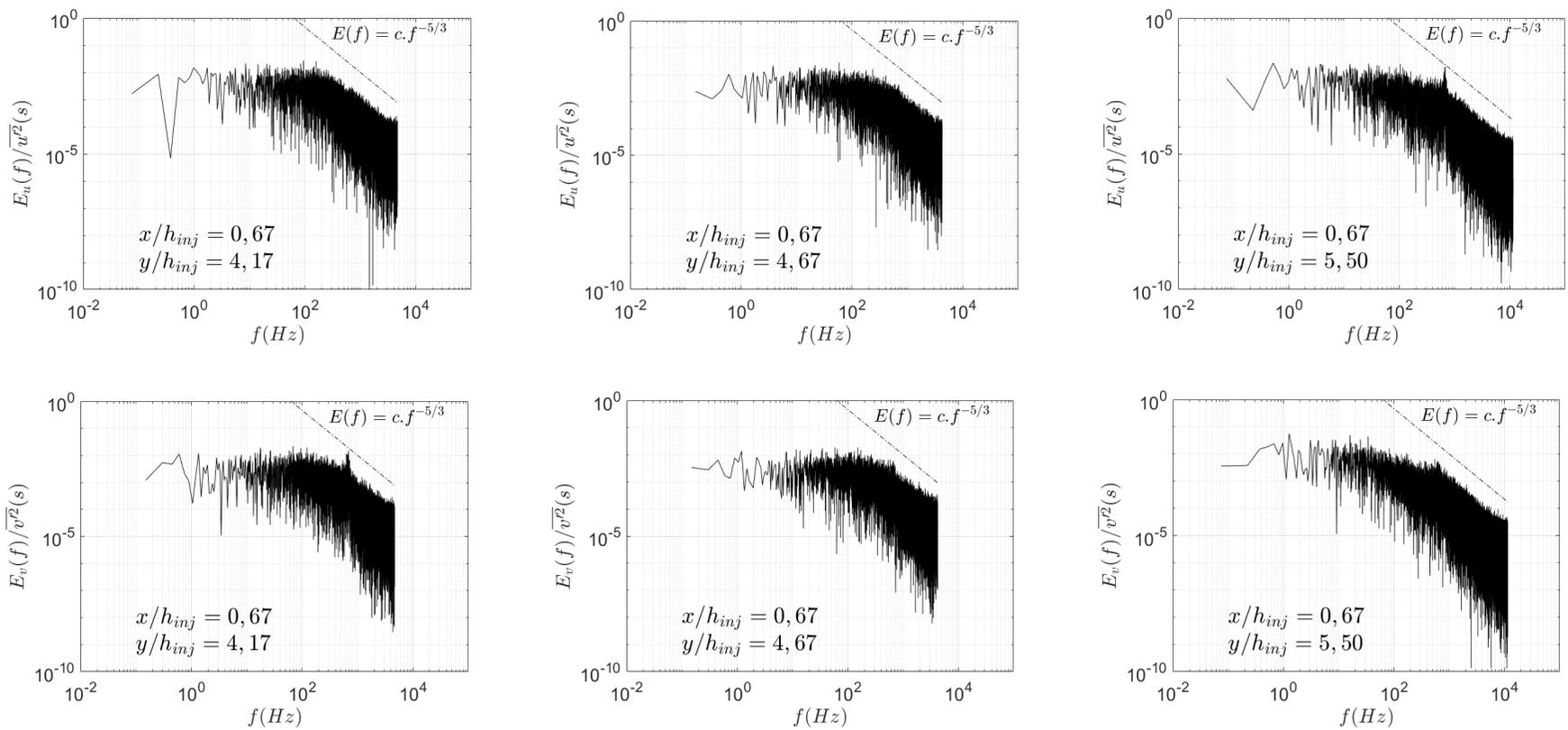


Fonte: Produção do autor.

possível observar a presença de um pico de energia de frequência f_e característica da frequência de emissão de vórtices das estruturas coerentes.

Os espectros de energia correspondente as flutuações transversais v' da velocidade apresentam a presença de um pico energia o qual corresponde aos movimentos transversais alternados associados a emissão de vórtices das estruturas coerentes. Este pico é mais evidente para $x/h_{inj} = 1,67$. Para as flutuações longitudinais u' da velocidade no centro do canal, os espectros de energia não exibem o pico de energia. A frequência característica da emissão de vórtices para o escoamento inerte estudado é de $f_e = 669 \pm 4 \text{ Hz}$.

Figura 7.13 - Densidade espectral de energia das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento inerte em $x/h_{inj} = 0,67$ na região principal.

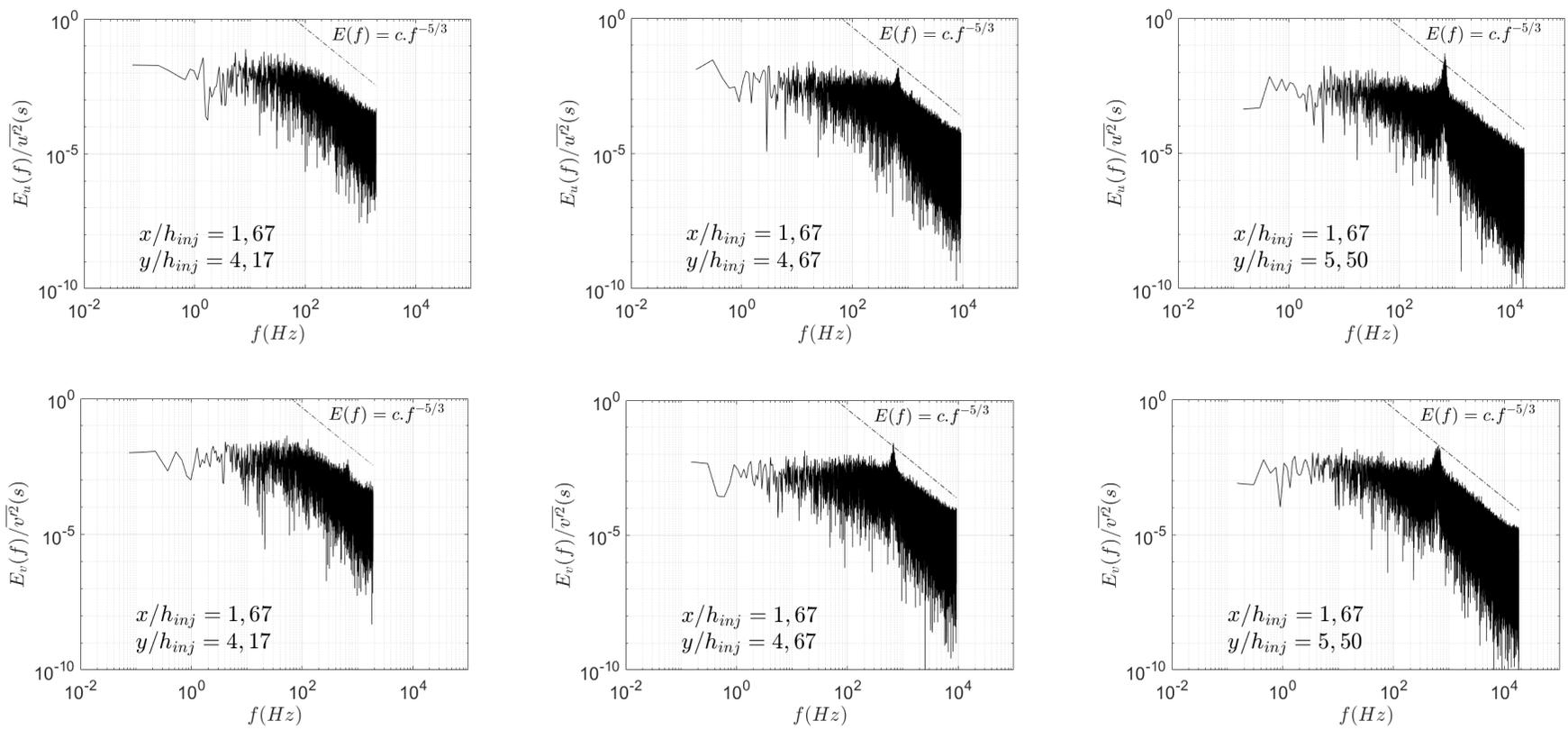


87

Erro sistemático x/h_{inj} e $y/h_{inj} = \pm 0,04$.

Fonte: Produção do autor.

Figura 7.14 - Densidade espectral de energia das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento inerte em $x/h_{inj} = 1,67$ na região principal.



88

Erro sistemático x/h_{inj} e $y/h_{inj} = \pm 0,04$.

Fonte: Produção do autor.

7.1.5 Função Densidade de Probabilidade

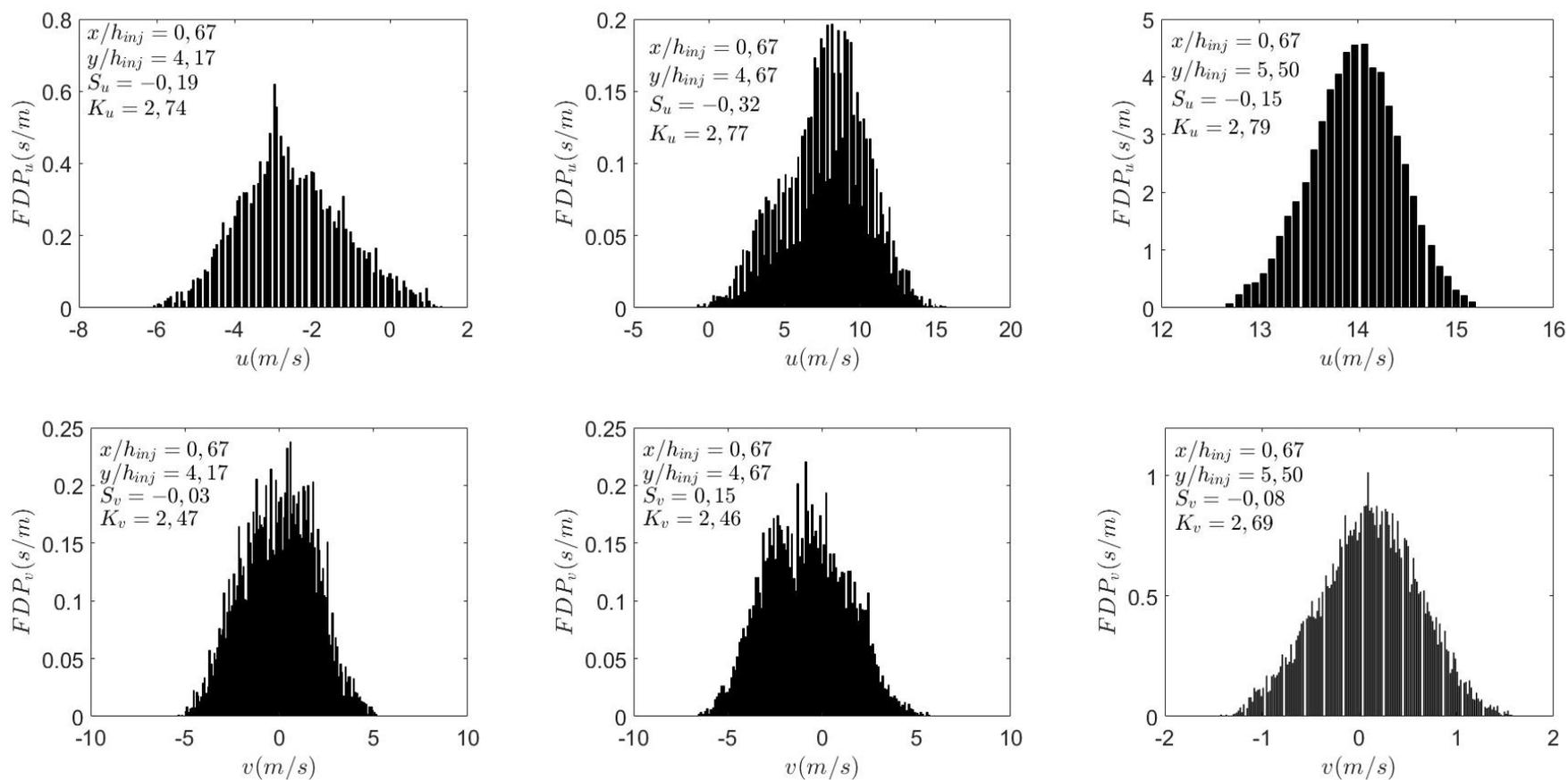
A função densidade de probabilidade (FDP) será calculada nos mesmos pontos onde foram calculadas a densidade espectral de energia, conforme mostra a Fig. 7.12. As Figs. 7.15 e 7.16 apresentam as funções densidade de probabilidade, juntamente com o coeficiente de assimetria S e curtose k . Para efeito de comparação, a função gaussiana possui coeficiente de assimetria e curtose igual a, respectivamente, 0 e 3.

Um comportamento bimodal é observado para a componente longitudinal da velocidade u na região de cisalhamento máximo e no eixo de simetria para a componente transversal da velocidade v . De acordo com Sanquer (1998) e Nguyen et al. (2009), essa característica bimodal é associada com a presença de estruturas coerentes no escoamento.

7.1.6 Função de Autocorrelação Temporal

As Figs. 7.17 e 7.18 apresentam a função de autocorrelação temporal para o escoamento inerte na região principal da câmara de combustão. As funções de autocorrelação temporal são marcadas pela presença de estruturas periódicas coerentes no escoamento. Essas estruturas perdem a correlação entre elas ao passar do tempo. No eixo de simetria do canal, a função de autocorrelação temporal da componente longitudinal u da velocidade é uma função decrescente em função de τ . A assinatura da emissão de vórtices das estruturas coerentes não é evidentes nesse ponto.

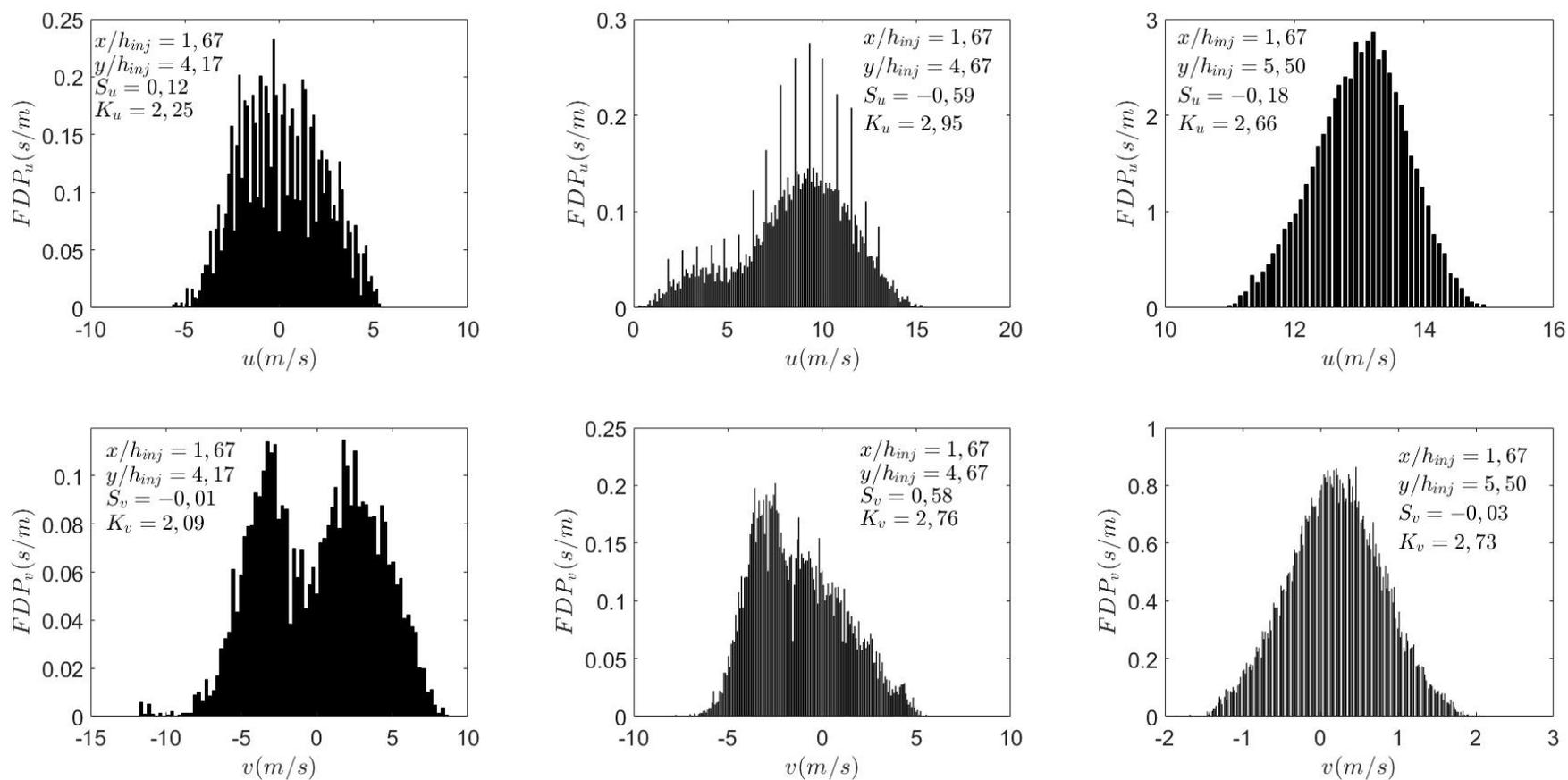
Figura 7.15 - Função densidade de probabilidade das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento inerte em $x/h_{inj} = 0,67$ na região principal.



Resolução máxima $\Delta u = 0,1011$ m/s e $\Delta v = 0,1327$ m/s, erro sistemático x/h_{inj} e $y/h_{inj} = \pm 0,04$.

Fonte: Produção do autor.

Figura 7.16 - Função densidade de probabilidade das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento inerte em $x/h_{inj} = 1,67$ na região principal.



Resolução máxima $\Delta u = 0,1408 \text{ m/s}$ e $\Delta v = 0,1069 \text{ m/s}$, erro sistemático x/h_{inj} e $y/h_{inj} = \pm 0,04$.

Fonte: Produção do autor.

Figura 7.17 - Função de autocorrelação temporal das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento inerte em $x/h_{inj} = 0,67$ na região principal.

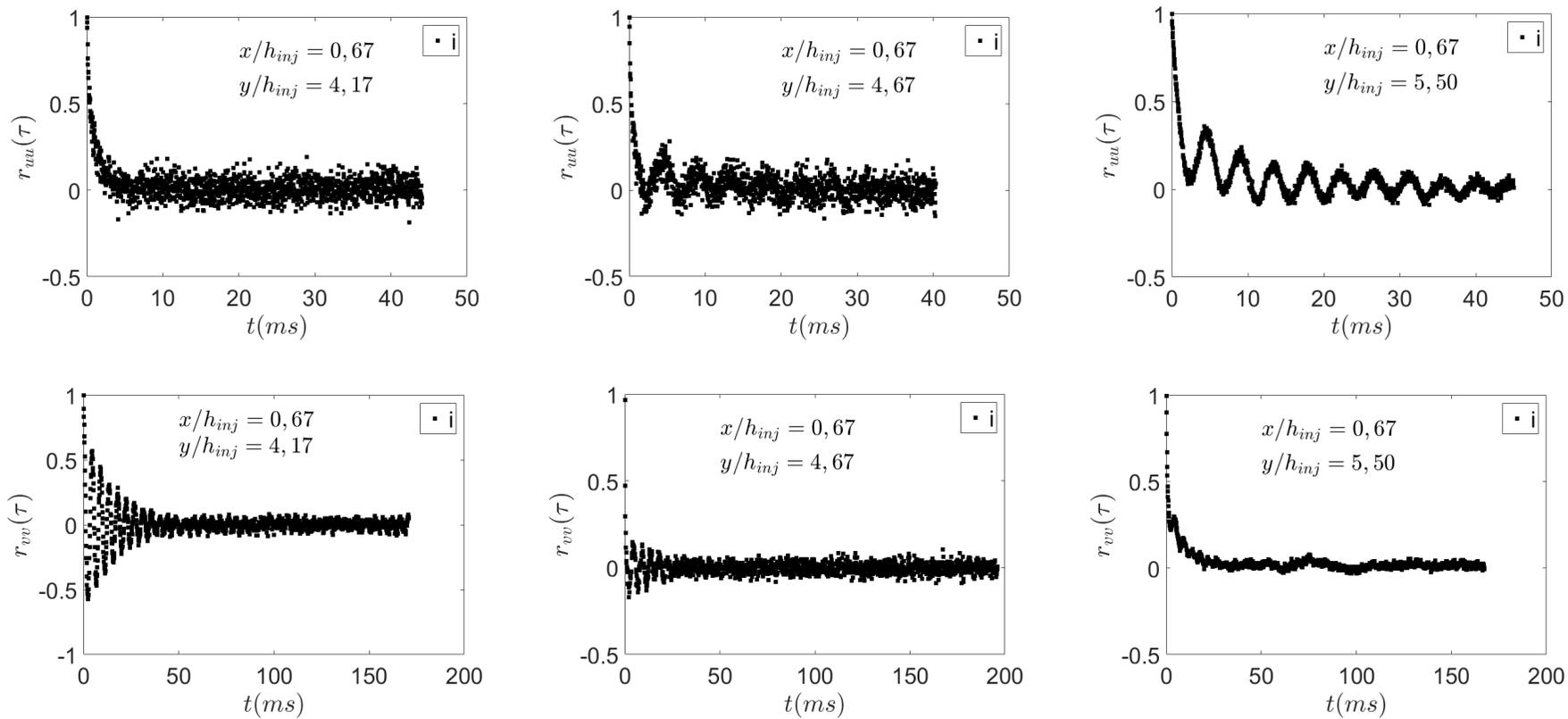
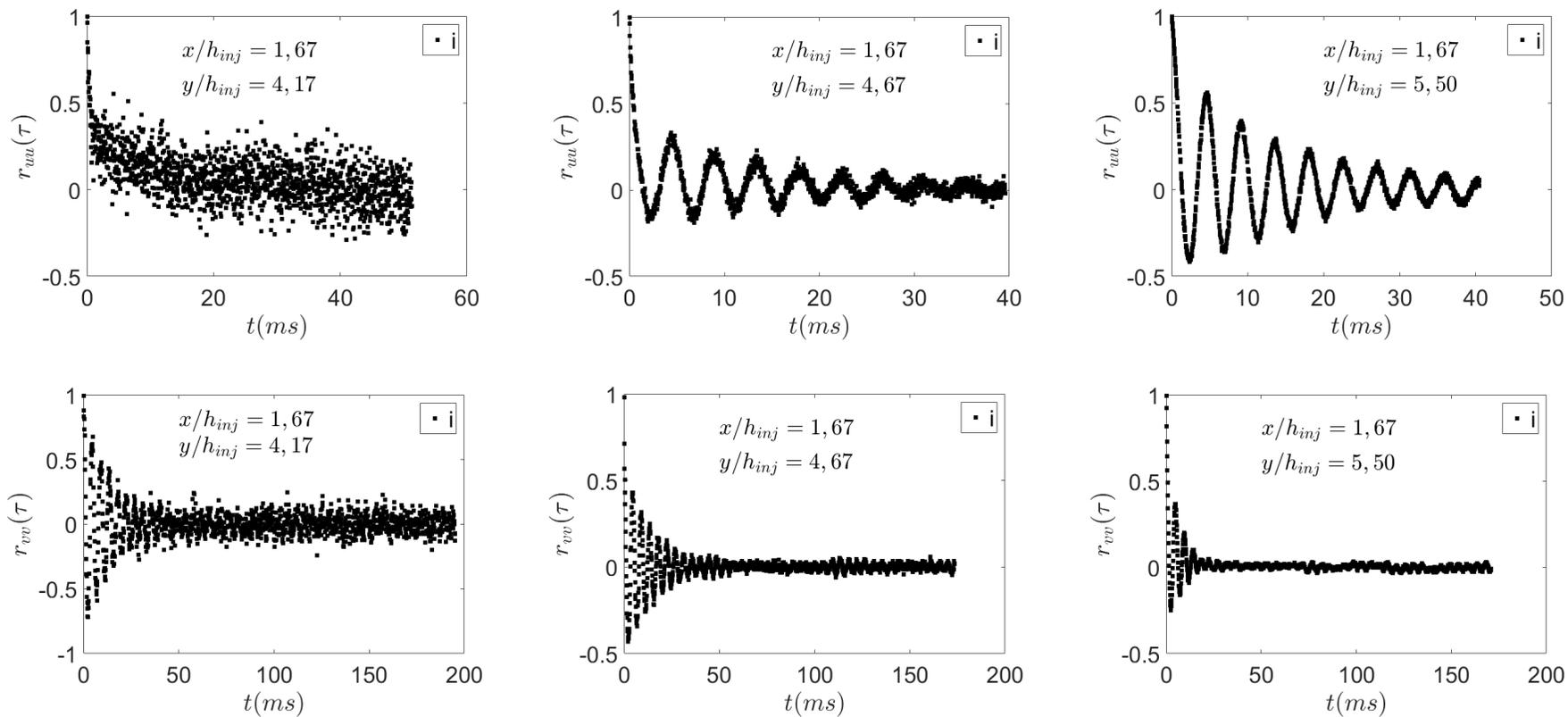


Figura 7.18 - Função de autocorrelação temporal das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento inerte em $x/h_{inj} = 1,67$ na região principal.



Fonte: Produção do autor.

7.2 Análise da Influência da Combustão nas Características do Campo de Velocidade

Nesta seção serão analisadas as características médias e flutuações do campo de velocidade dos escoamentos reativos. A análise dos dados será feita de forma similar a realizada para o escoamento inerte. Os resultados obtidos serão comparados com o caso inerte afim de avaliar a influência da combustão nessas estruturas.

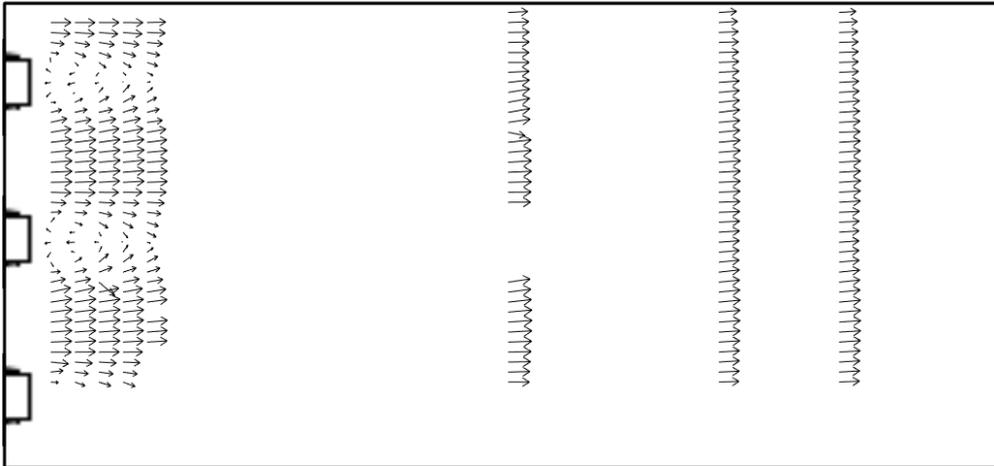
Devido a degradação da janela de quartzo pela chama, não foram possíveis realizar medições dos perfis nas posições $x/h_{inj} = 3,33$ e $x/h_{inj} = 5,00$ para o escoamento reativo estável r_1 . No escoamento reativo instável r_2 , as medições não foram realizadas nas posições $x/h_{inj} = 6,67$, $x/h_{inj} = 9,58$ e $x/h_{inj} = 11,25$ devido a contaminação da janela que levou a uma baixa taxa de aquisição ($< 100Hz$).

7.2.1 Escoamento Médio

As Figs. 7.19 e 7.20 mostram o campo vetorial de velocidade média obtido na região principal para os casos r_1 e r_2 , respectivamente. A estrutura média do escoamento reativo é análoga a obtida para o escoamento inerte. É possível visualizar a presença das zonas de recirculação localizadas a jusante dos injetores. Conforme explicado anteriormente, essas zonas de recirculação são caracterizadas por velocidades de baixa intensidade e sentido oposto ao do escoamento principal.

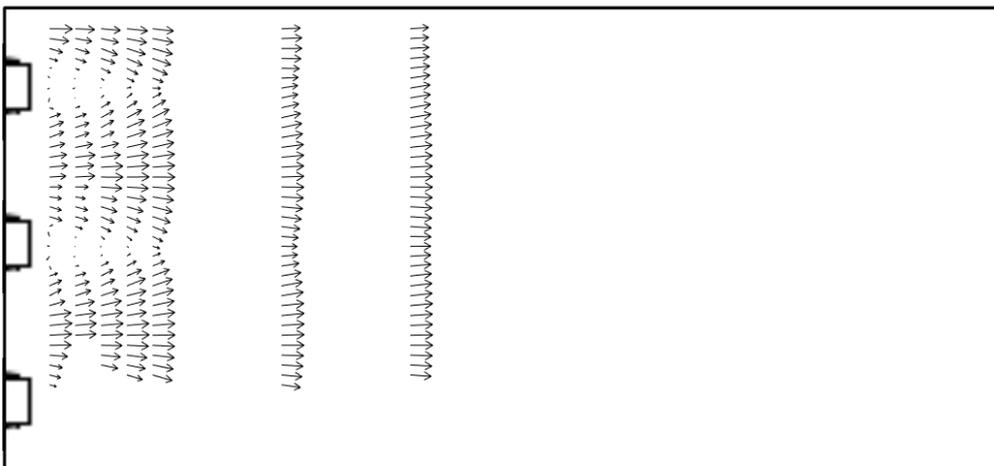
A evolução longitudinal da componente \bar{u} da velocidade adimensional para os escoamentos reativos pode ser visualizada nas Figs. 7.21 e 7.22, enquanto que os perfis de \bar{v} são agrupados na Fig. 7.23. Pelos perfis \bar{u} e \bar{v} é possível verificar que a simetria é mantida na presença da combustão. Os perfis de \bar{v} apresentam valores de máximos e mínimos bem significativos, os quais diminuem a jusante dos injetores. Esses pontos representam a presença da frente de chama média.

Figura 7.19 - Campo médio de velocidade do escoamento reativo estável r_1 na região de entrada.

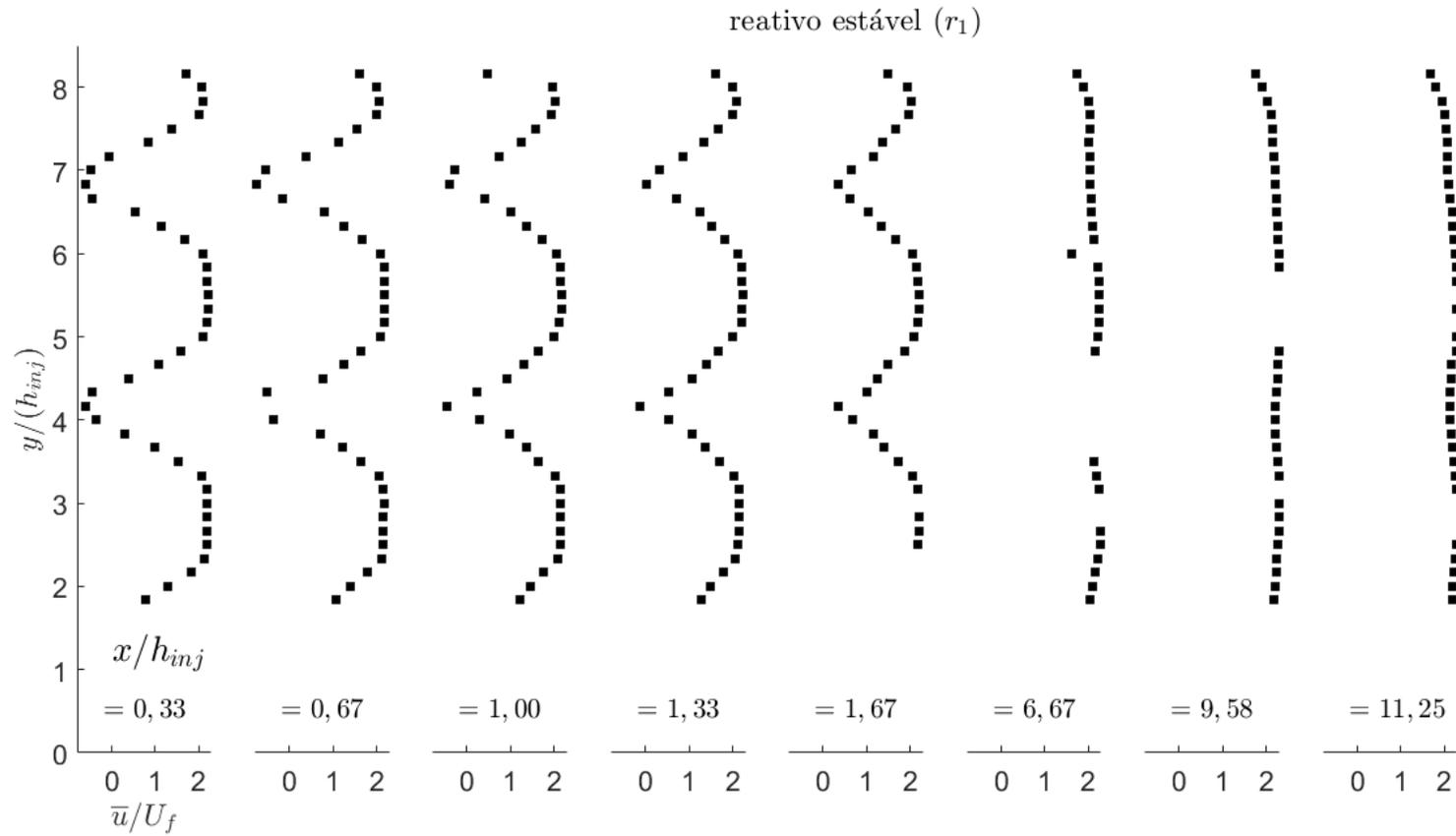


Fonte: Produção do autor.

Figura 7.20 - Campo médio de velocidade do escoamento reativo instável r_2 na região de entrada.

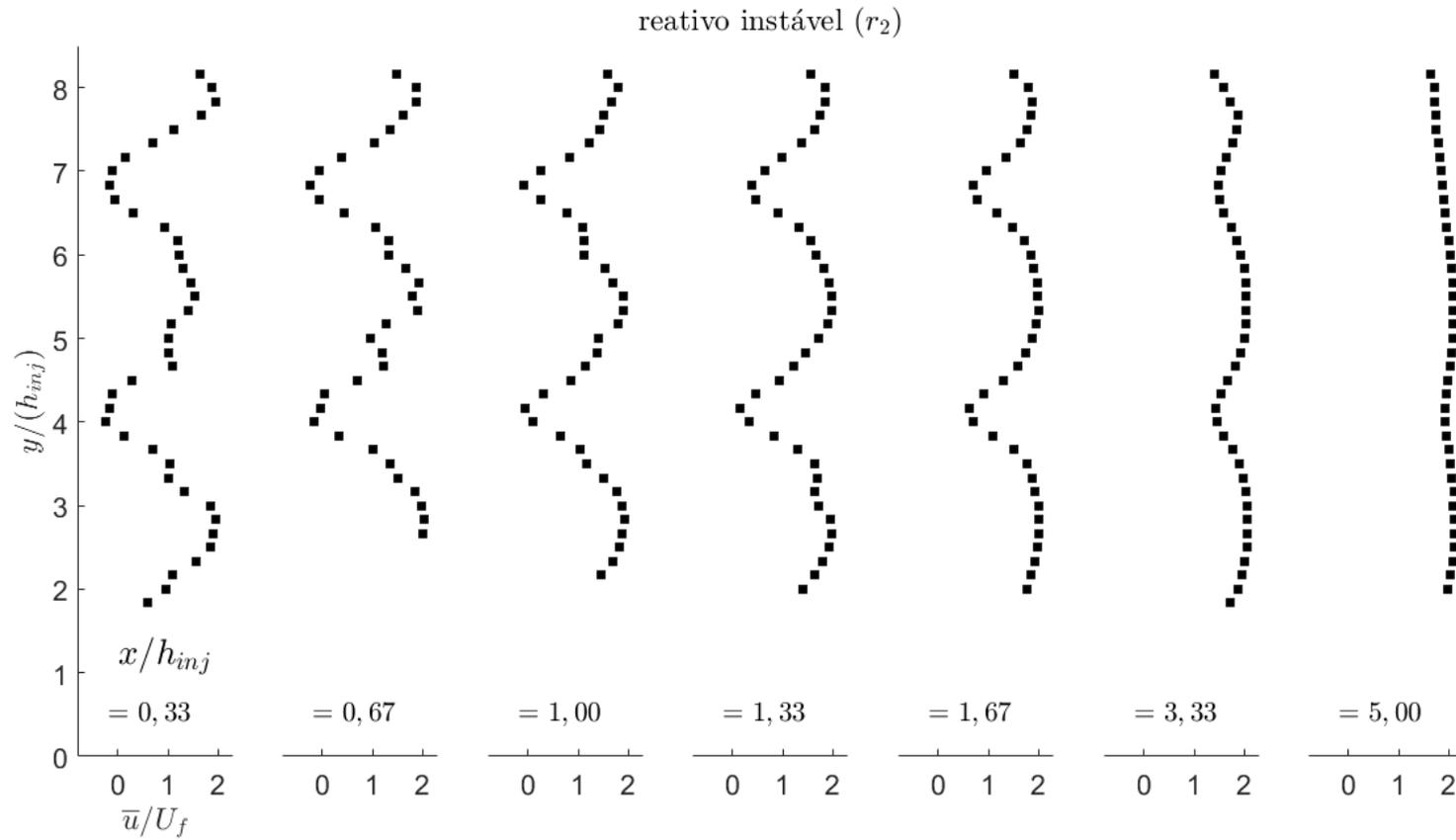


Fonte: Produção do autor.



Erro aleatório máximo $\bar{u} = \pm 0,57 \text{ m/s}$, erro sistemático x/h_{inj} e $y/h_{inj} = \pm 0,04$.

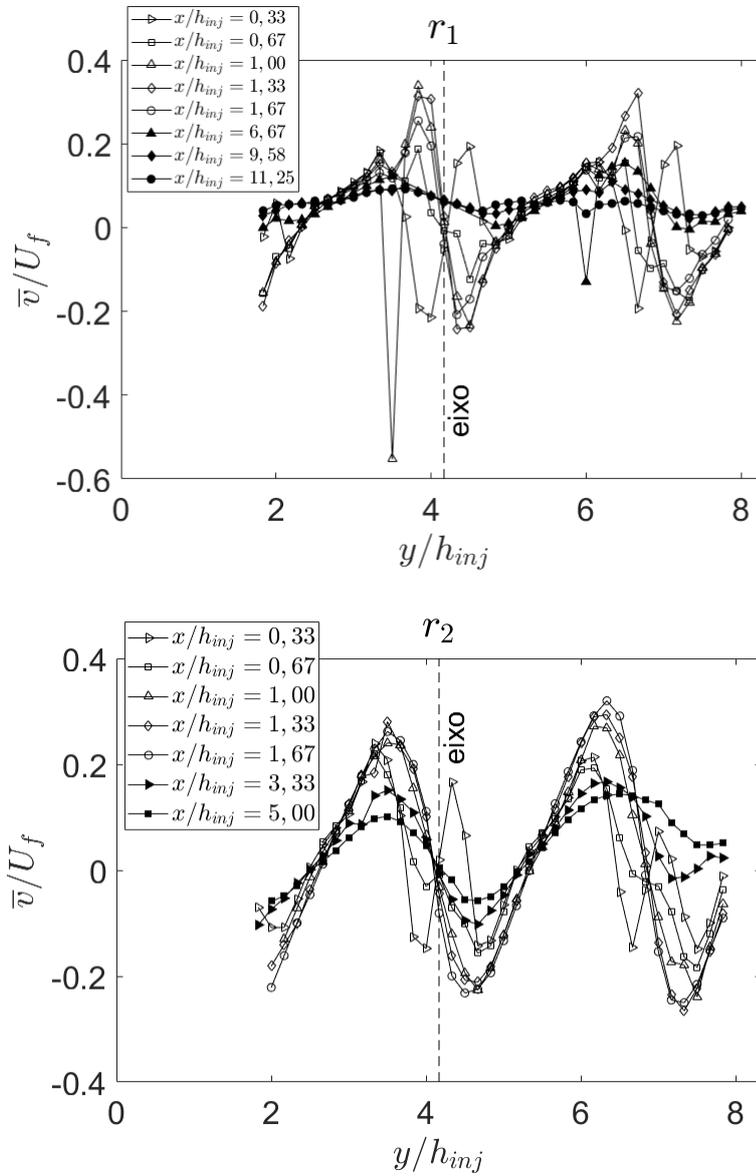
Fonte: Produção do autor.



Erro aleatório máximo $\bar{u} = \pm 0,19 \text{ m/s}$, erro sistemático x/h_{inj} e $y/h_{inj} = \pm 0,04$.

Fonte: Produção do autor.

Figura 7.23 - Perfis transversais de \bar{v} para o escoamento reativo estável e instável, respectivamente.



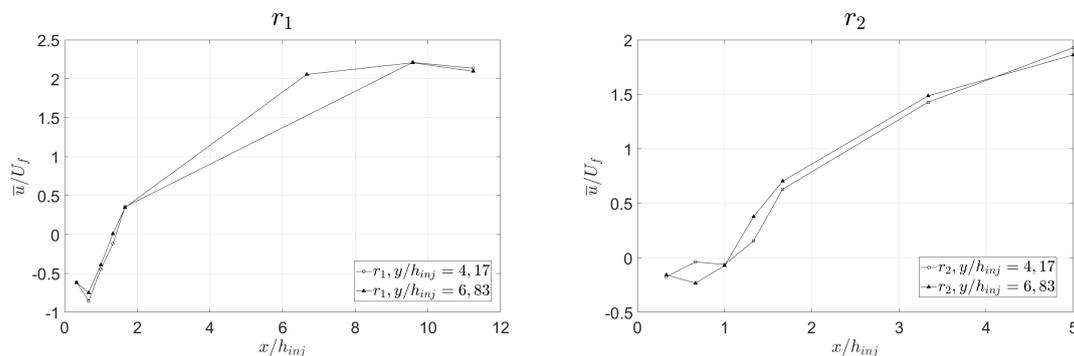
Erro aleatório máximo $\bar{v} = \pm 0,06 \text{ m/s}$, erro sistemático x/h_{inj} e $y/h_{inj} = \pm 0,04$.

Fonte: Produção do autor.

Zonas de Recirculação

A evolução longitudinal de \bar{u} nas linhas de centro dos injetores ($y/h_{inj} = 4,17$ e $y/h_{inj} = 6,83$) são mostradas na Fig. 7.24. A localização desses pontos de medida pode ser visualizada na Fig. 7.1. A análise da evolução longitudinal de \bar{u} permite avaliar o comportamento das zonas de recirculação.

Figura 7.24 - Evolução longitudinal de \bar{u} nas linhas de centro dos injetores.



Erro aleatório máximo $\bar{u} = \pm 0,19 \text{ m/s}$, erro sistemático x/h_{inj} e $y/h_{inj} = \pm 0,04$.

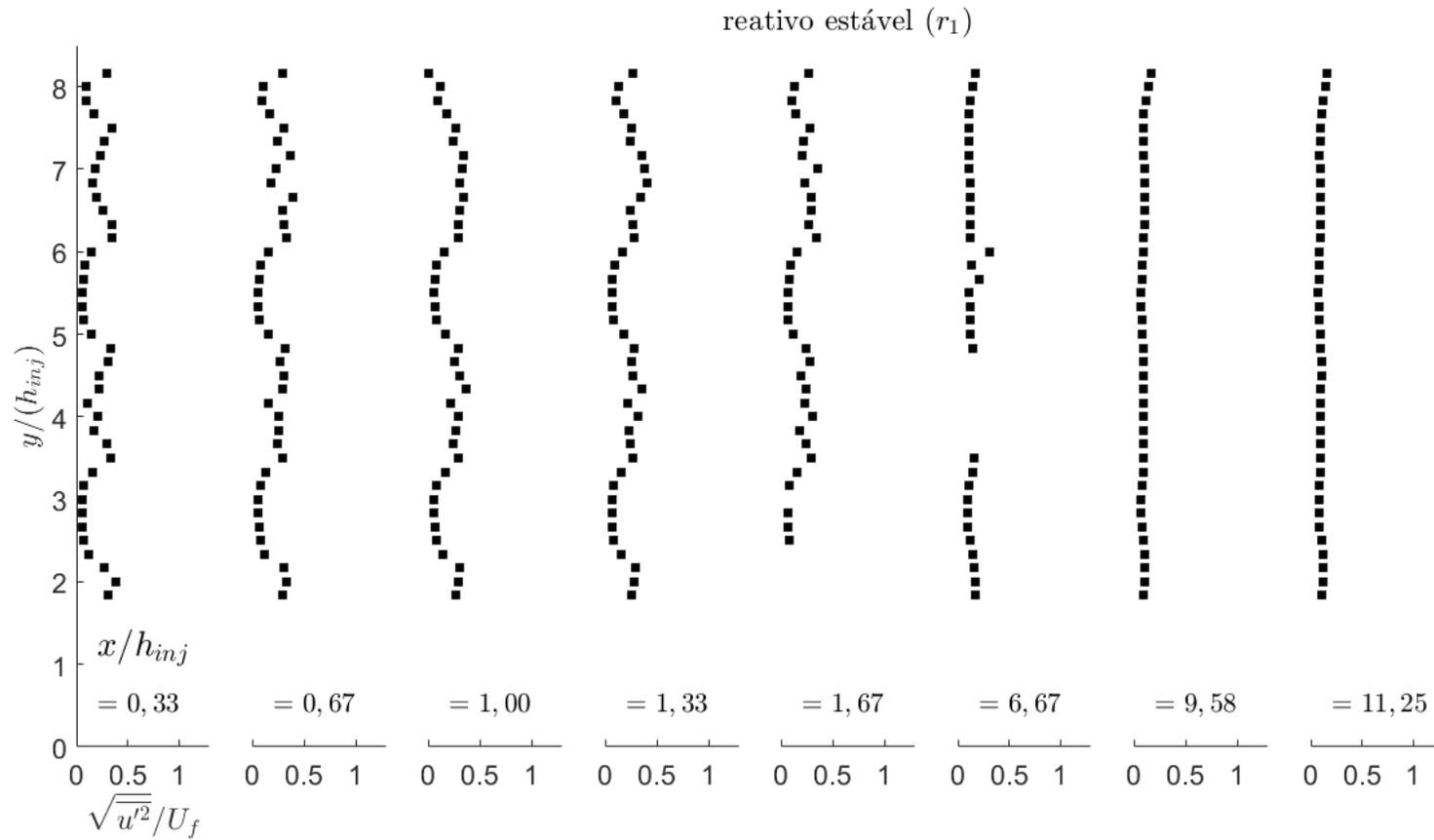
Fonte: Produção do autor.

Da Fig. 7.24 observa-se uma diminuição do comprimento médio da zona de recirculação dos escoamentos reativos comparados com o escoamento inerte. É também observada uma diminuição desse comprimento com o aumento da vazão de combustível, este resultado está de acordo com o observado por Sanquer (1998).

7.2.2 Tensores de Reynolds

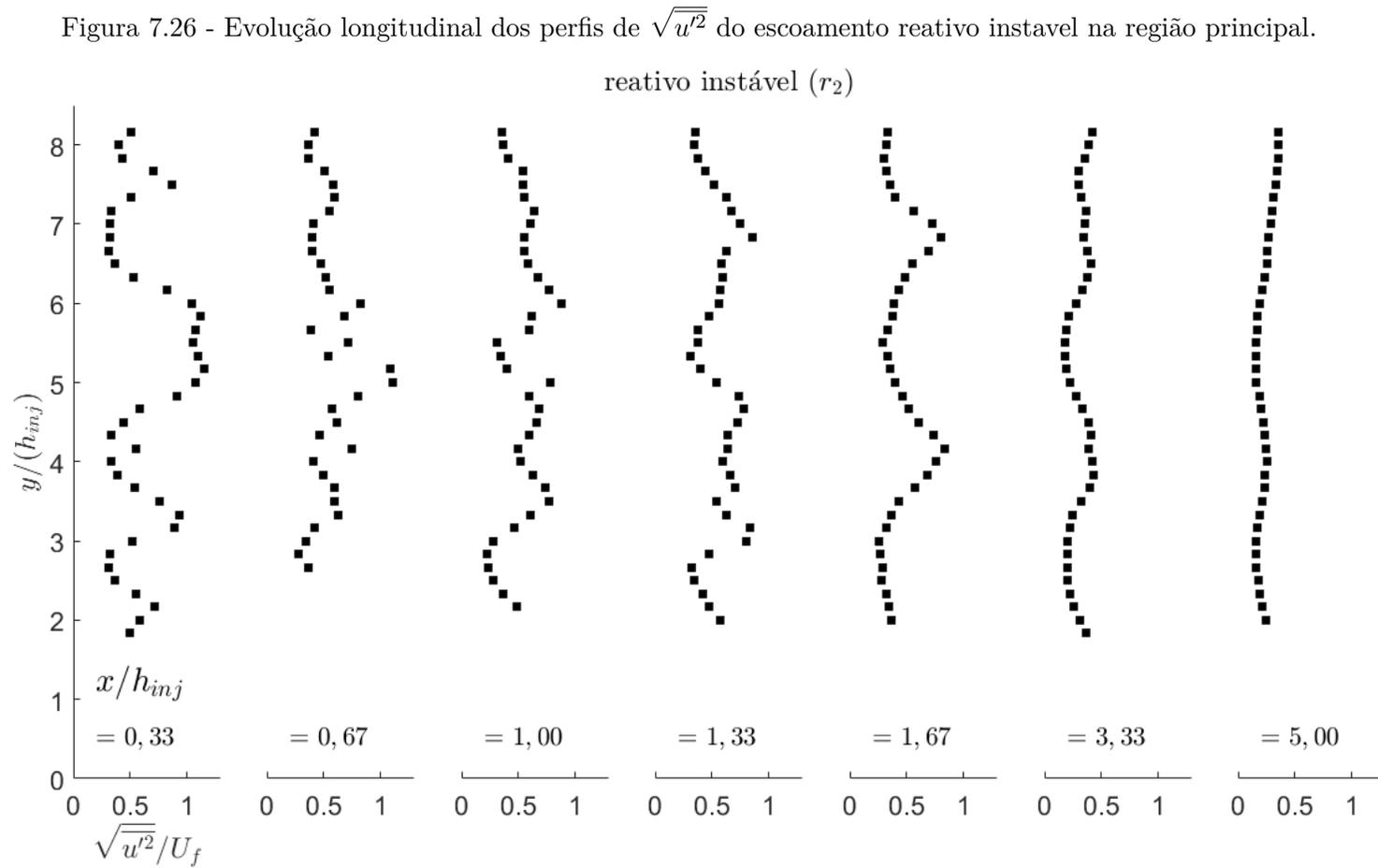
As Figs. 7.25 e 7.26 apresentam a evolução longitudinal dos perfis de $\sqrt{\overline{u'^2}}$, enquanto que as Figs. 7.27 e 7.28 apresentam os perfis de $\sqrt{\overline{v'^2}}$ e $\overline{u'v'}$ para os escoamentos reativos estável e instável, respectivamente. Comparando os resultados obtidos mostrados nas Figs. 7.25, 7.26, 7.27 e 7.28 com os valores obtidos para o escoamento inerte, é observada uma diminuição das flutuações da componente transversal v da velocidade do escoamento reativo estável, em relação ao escoamento inerte. Essa diminuição é mais acentuada para o caso $r1$. Esse comportamento das flutuações transversais é também observado por Sanquer (1998), e representa uma reestruturação da esteira pela combustão. As flutuações longitudinais u para o caso reativo estável não apresentam variação significativa comparada como o escoamento inerte. No caso reativo instável um aumento das flutuações longitudinais é verificado. As correlação cruzadas da velocidade no caso reativo estável são inferiores às obtidas no caso inerte. Para o caso $r2$ nenhuma variação significativa é observada (Fig. 7.28).

Figura 7.25 - Evolução longitudinal dos perfis de $\sqrt{u'^2}$ do escoamento reativo estável na região principal.



Erro aleatório máximo $\sqrt{u'^2} = \pm 0,27 \text{ m/s}$, erro sistemático x/h_{inj} e $y/h_{inj} = \pm 0,04$.

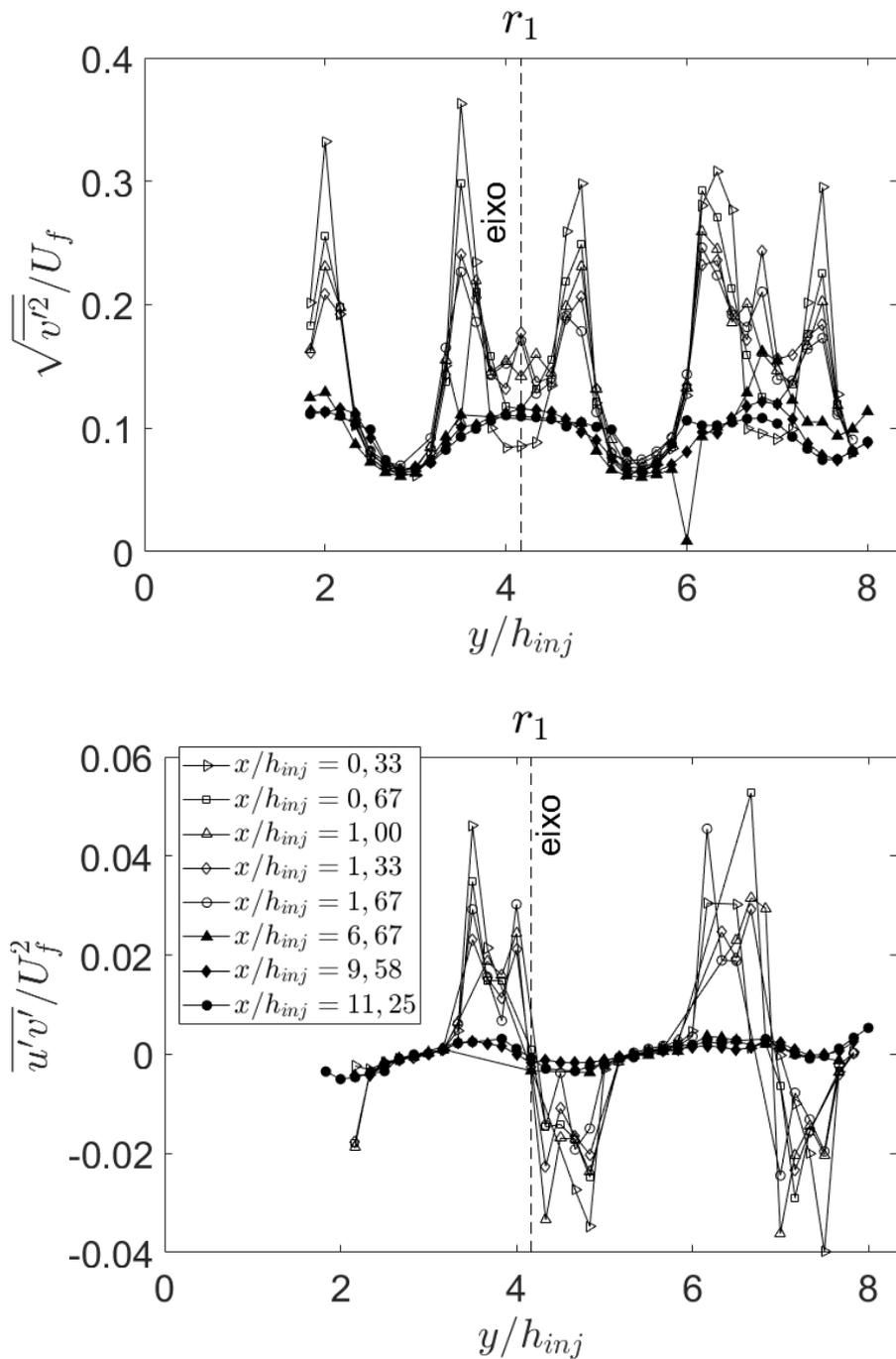
Fonte: Produção do autor.



Erro aleatório máximo $\sqrt{u'^2} = \pm 0,14 \text{ m/s}$, erro sistemático x/h_{inj} e $y/h_{inj} = \pm 0,04$.

Fonte: Produção do autor.

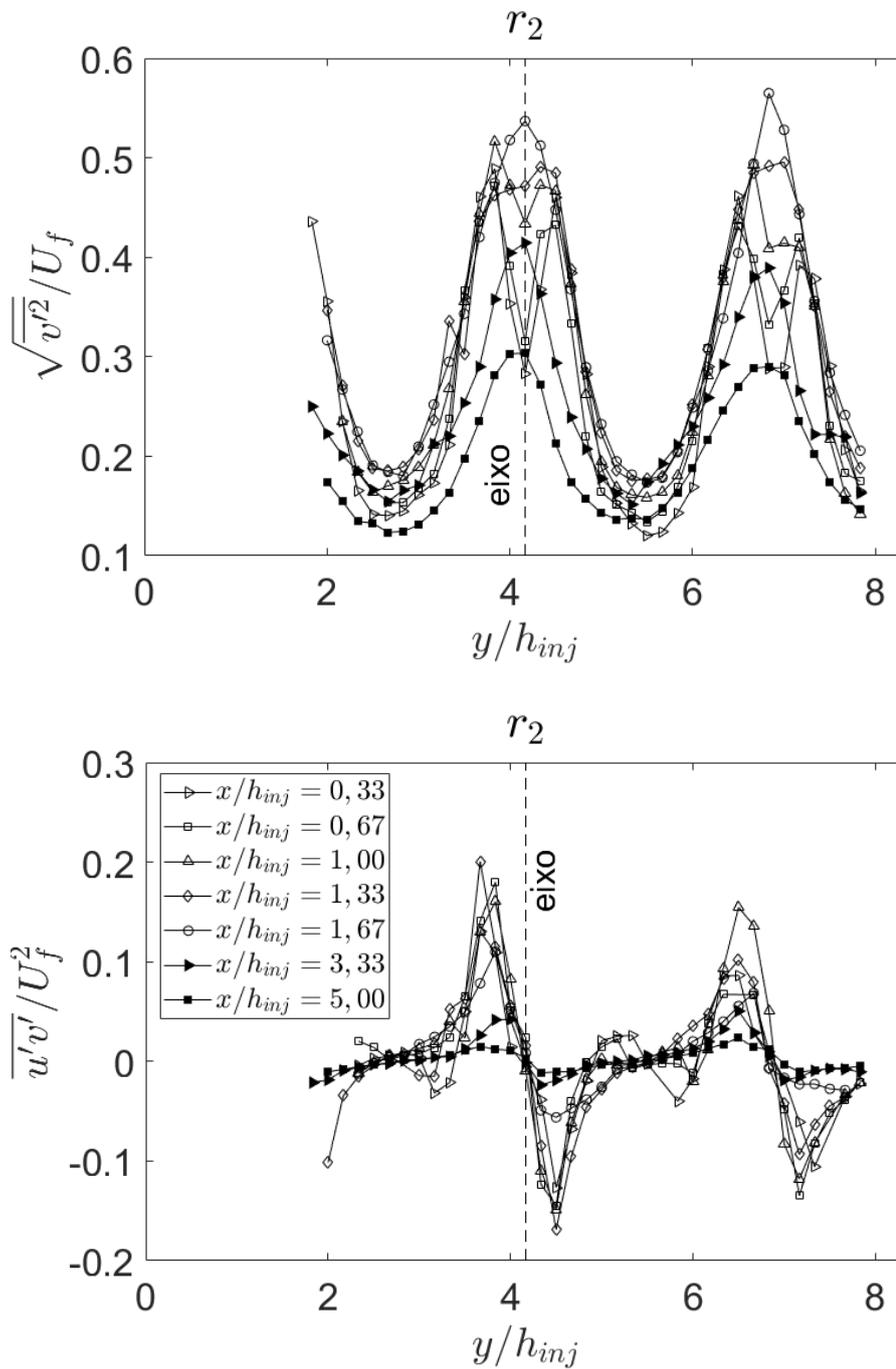
Figura 7.27 - Perfis transversais, respectivamente, de $\sqrt{v'^2}$ e $\overline{u'v'}$ para o escoamento reativo estável (r_1).



Erro aleatório máximo $\sqrt{v'^2} = \pm 0,05 \text{ m/s}$, $\overline{u'v'} = \pm 0,59 \text{ m/s}$, erro sistemático x/h_{inj} e $y/h_{inj} = \pm 0,04$.

Fonte: Produção do autor.

Figura 7.28 - Perfis transversais, respectivamente, de $\sqrt{v'^2}$ e $\overline{u'v'}$ para o escoamento reativo instável (r_2).



Erro aleatório máximo $\sqrt{v'^2} = \pm 0,05 \text{ m/s}$, $\overline{u'v'} = \pm 0,59 \text{ m/s}$, erro sistemático x/h_{inj} e $y/h_{inj} = \pm 0,04$.

Fonte: Produção do autor.

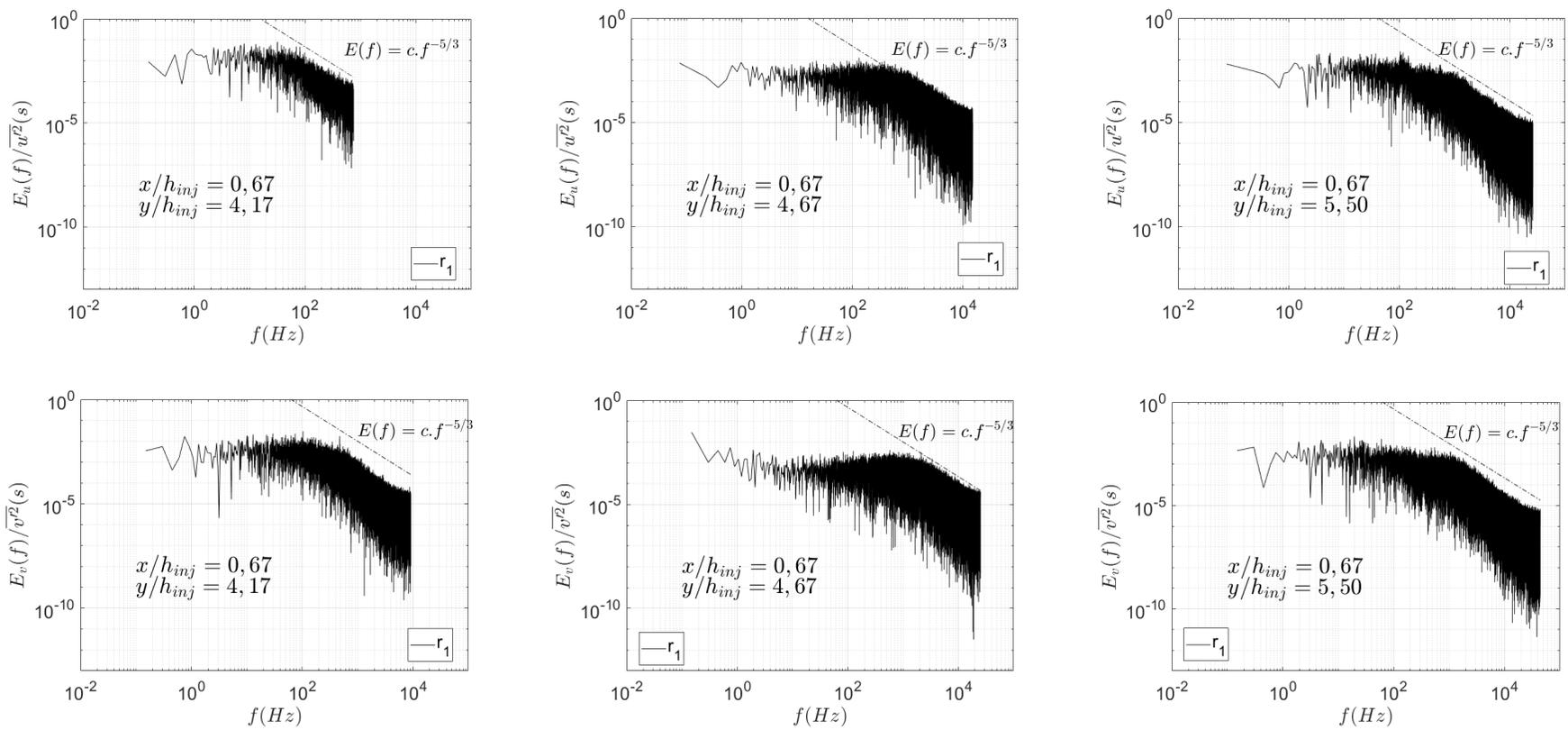
7.2.3 Densidade Espectral de Energia

As densidades espectrais de energia das flutuações longitudinais u' e transversais v' da velocidade em função da frequência dos escoamentos reativos estudados serão calculadas nos mesmos pontos (Fig. 7.12) utilizados anteriormente para o escoamento inerte. As Figs. 7.29 e 7.30 apresentam as densidades espectrais de energia das componentes longitudinal u e transversal v do escoamento reativo estável (r_1).

Os espectros de energia para o escoamento reativo estável (r_1) (Figs. 7.29 e 7.30) não apresentam um pico de energia evidente, levando a acreditar que as estruturas em grande escala perderam a coerência obtida no escoamento inerte (Figs. 7.13 e 7.14) ou esses movimentos são pouco energéticos. Esse comportamento está de acordo com o observado por Sanquer (1998).

As Figs. 7.31 e 7.32 apresentam as densidades espectrais de energia das componentes longitudinal u e transversal v do escoamento reativo instável (r_2). Nos espectros de energia no caso r_2 (Figs. 7.31 e 7.32) é observado picos de energia, os quais estão numa faixa de frequência bem estreita ($fc = 342 \pm 1 Hz$). Estes picos de energia são característicos de um movimento instável diferente da emissão de vórtices característica do escoamento inerte (SANQUER, 1998). Diferentemente do escoamento inerte, a componente transversal da velocidade não apresenta um pico de energia no centro do canal.

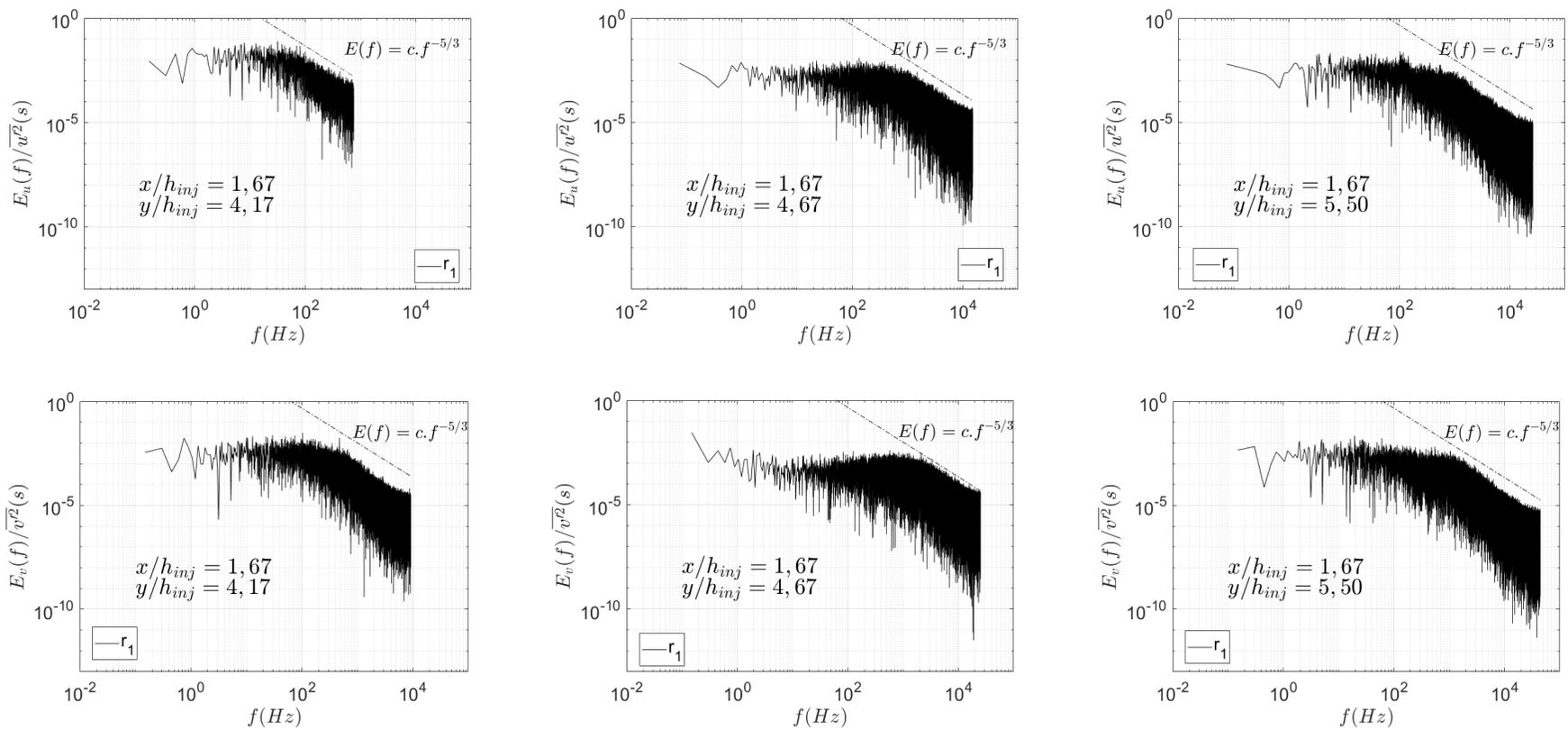
Figura 7.29 - Densidade espectral de energia das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento estável r_1 em $x/h_{inj} = 0,67$ na região principal.



105

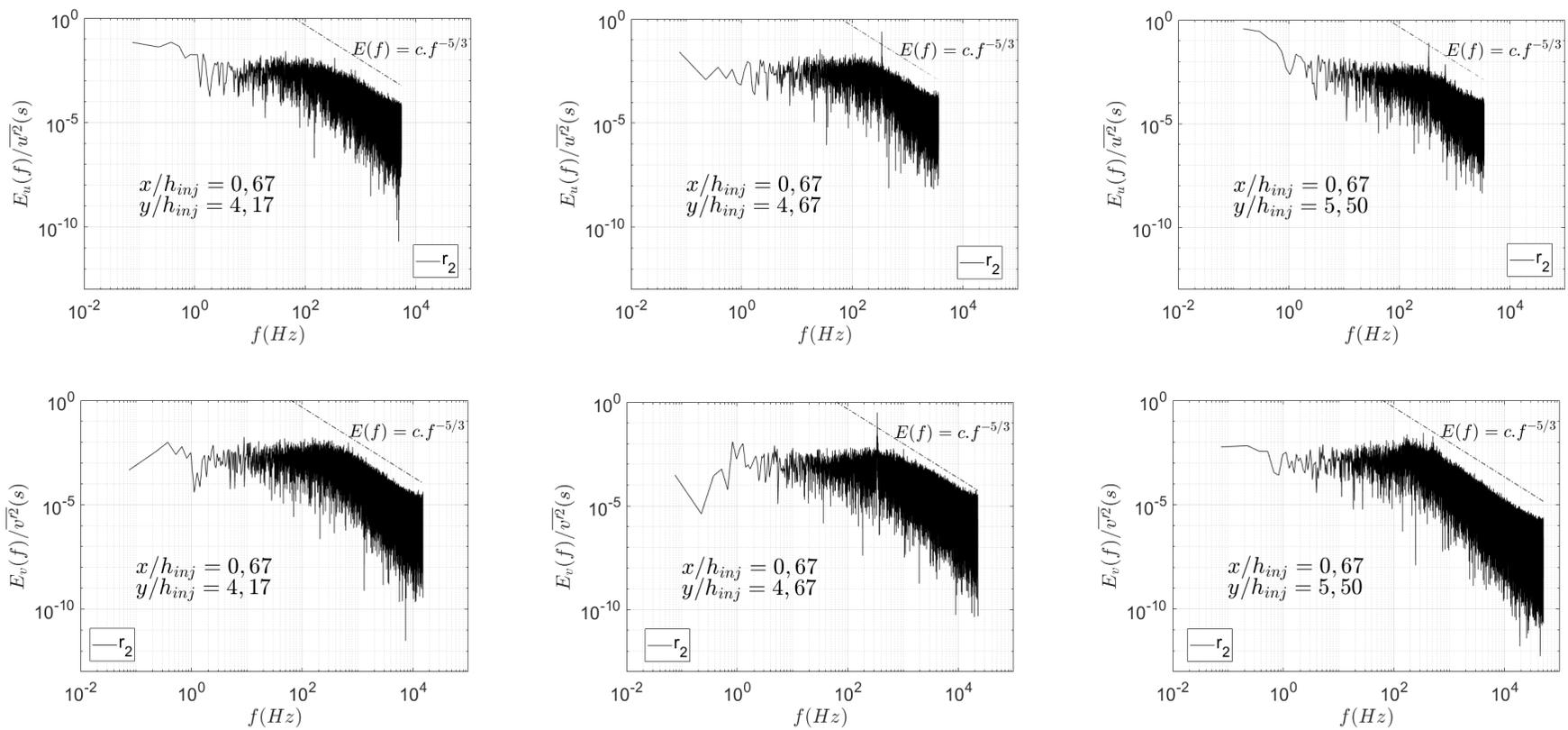
Fonte: Produção do autor.

Figura 7.30 - Densidade espectral de energia das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento estável r_1 em $x/h_{inj} = 1,67$ na região principal.



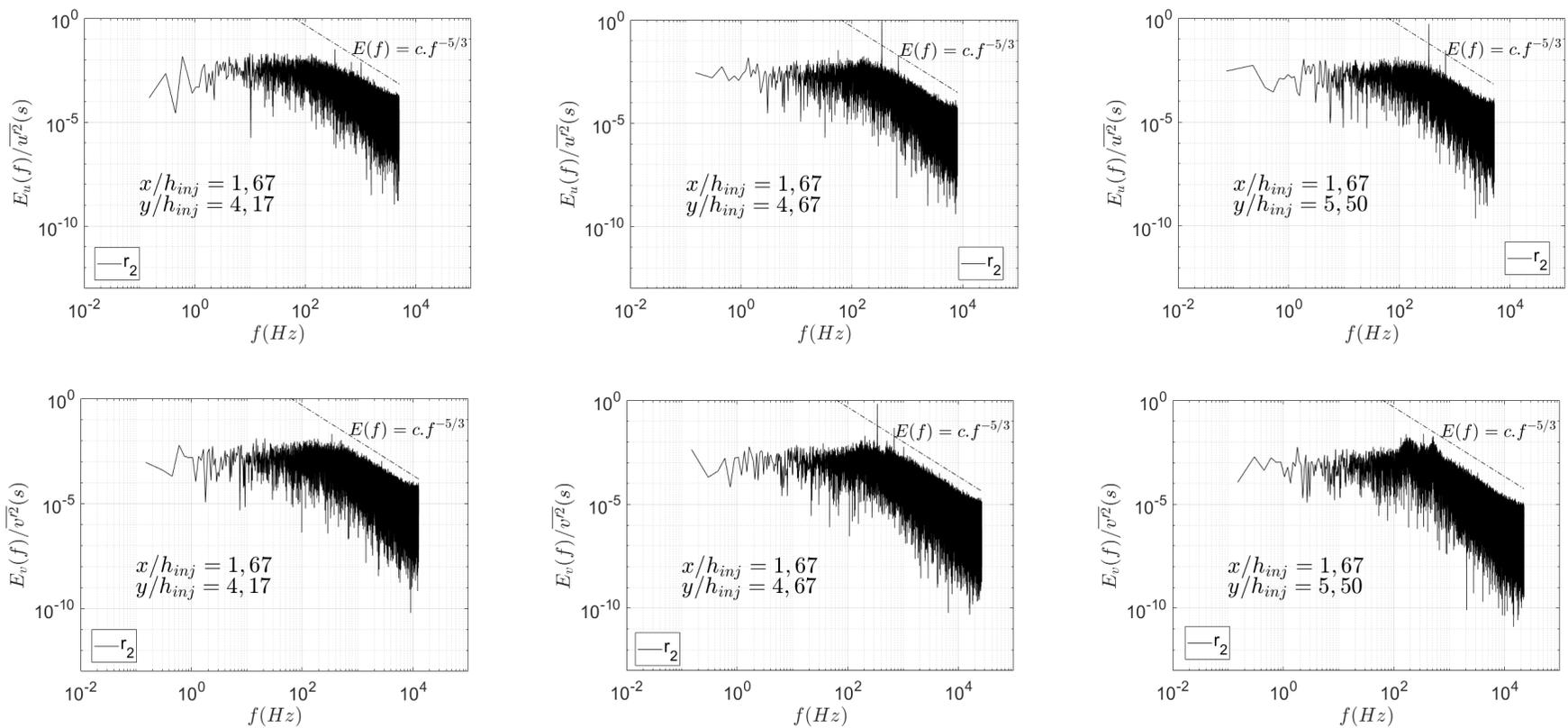
Fonte: Produção do autor.

Figura 7.31 - Densidade espectral de energia das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento instável r_2 em $x/h_{inj} = 0,67$ na região principal.



Fonte: Produção do autor.

Figura 7.32 - Densidade espectral de energia das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento instável r_2 em $x/h_{inj} = 1,67$ na região principal.



Fonte: Produção do autor.

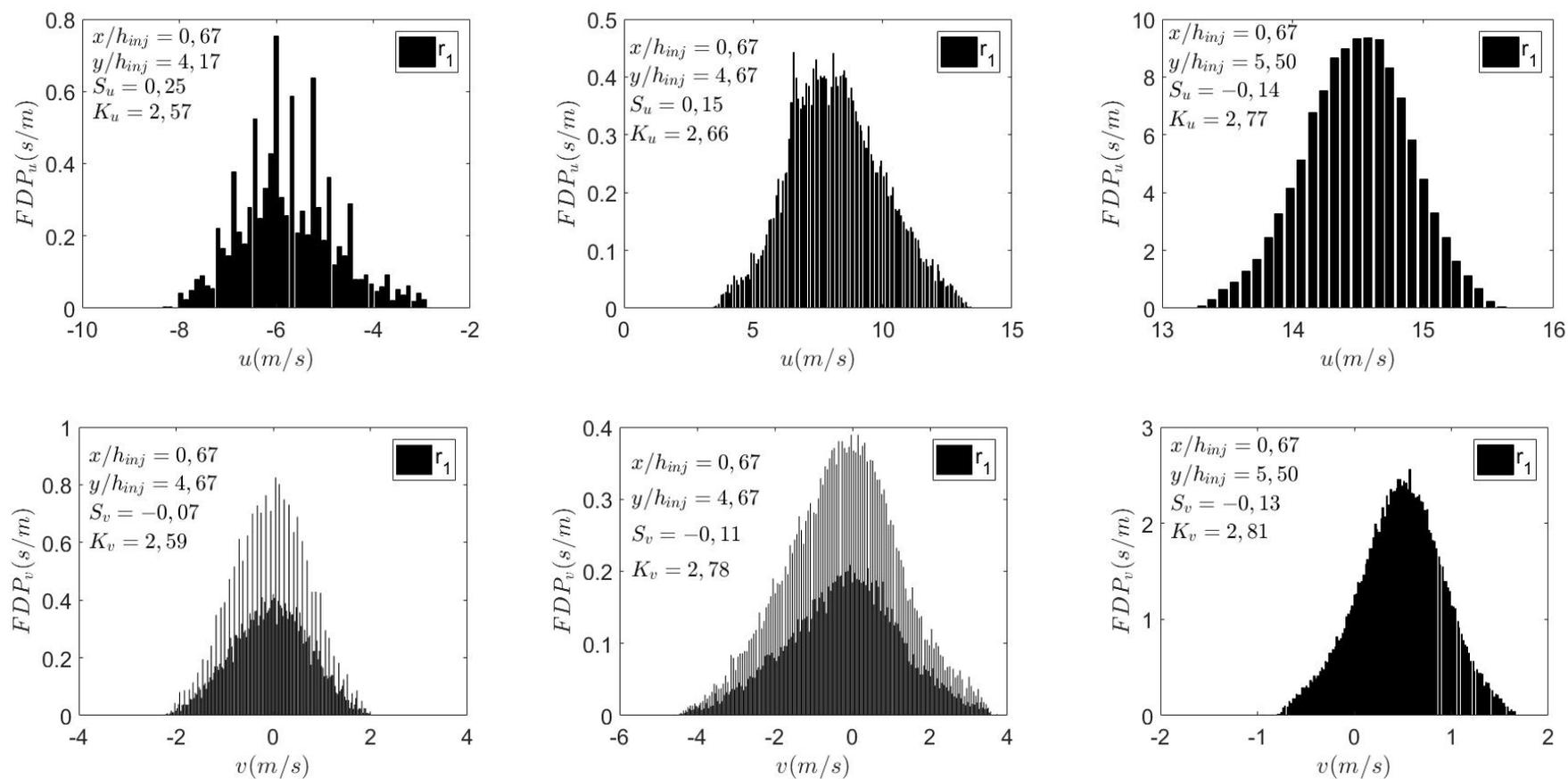
7.2.4 Função Densidade de Probabilidade

A função densidade de probabilidade (FDP) dos escoamentos reativos estudados será calculada nos mesmos pontos (Fig. 7.12) utilizados para o escoamento inerte. As Figs. 7.33 e 7.34 apresentam as funções densidade de probabilidade, juntamente com o coeficiente de assimetria e curtose das componentes longitudinal u e transversal v do escoamento reativo estável r_1 .

A ausência do pico de energia no caso r_1 é acompanhado do desaparecimento do caráter bimodal observado no escoamento inerte. A função densidade de probabilidade tem um comportamento gaussiano na maioria dos pontos estudados. No entanto, no ponto localizado na borda superior do injetor após a zona de recirculação, nota-se, para a componente longitudinal da velocidade, um comportamento ligeiramente bimodal (Fig. 7.34). De acordo com Sanquer (1998) como nenhum pico de energia é observado no espectros de energia, pode-se supor que o escoamento reativo apresenta movimentos longitudinais não periódicos ou pouco energéticos.

As Figs. 7.35 e 7.36 apresentam as funções densidade de probabilidade, juntamente com o coeficiente de assimetria e curtose das componentes longitudinal u e transversal v do escoamento reativo instável (r_2). A diferença entre os movimentos instáveis observados no escoamento inerte e no reativo instável (r_2) é evidenciada na análise das distribuições de velocidade das componentes longitudinal e transversal da velocidade (Figs. 7.35 e 7.36). No eixo de simetria, a distribuição de velocidade da componente longitudinal u apresenta caráter bimodal. No caso inerte, esse caráter aparece apenas para a componente transversal. No escoamento reativo a componente transversal v apresenta caráter bimodal apenas fora do eixo.

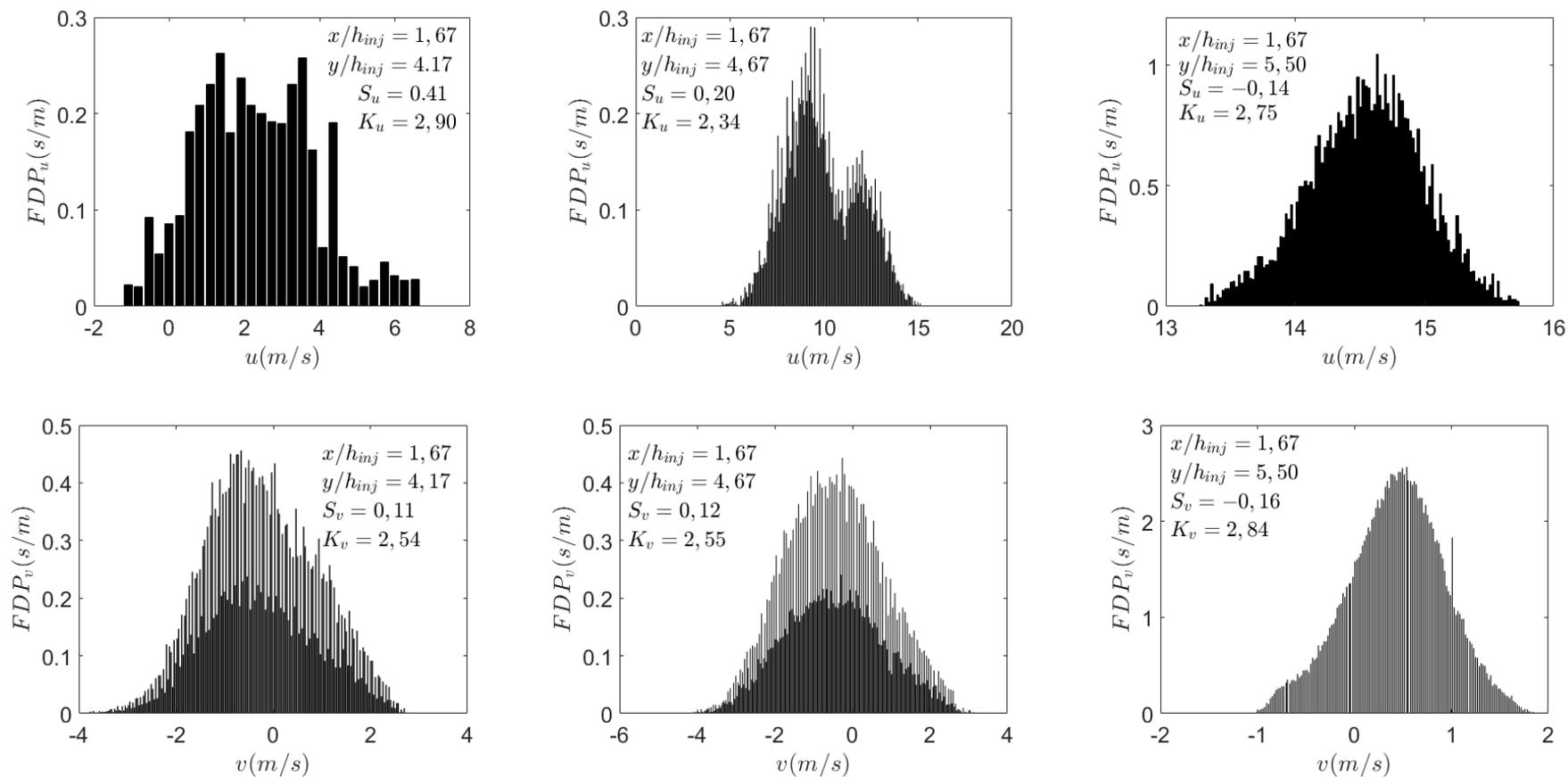
Figura 7.33 - Função densidade de probabilidade das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento reativo estável r_1 em $x/h_{inj} = 0,67$ na região principal.



Resolução máxima $\Delta u = 0,11 \text{ m/s}$ e $\Delta v = 0,03 \text{ m/s}$

Fonte: Produção do autor.

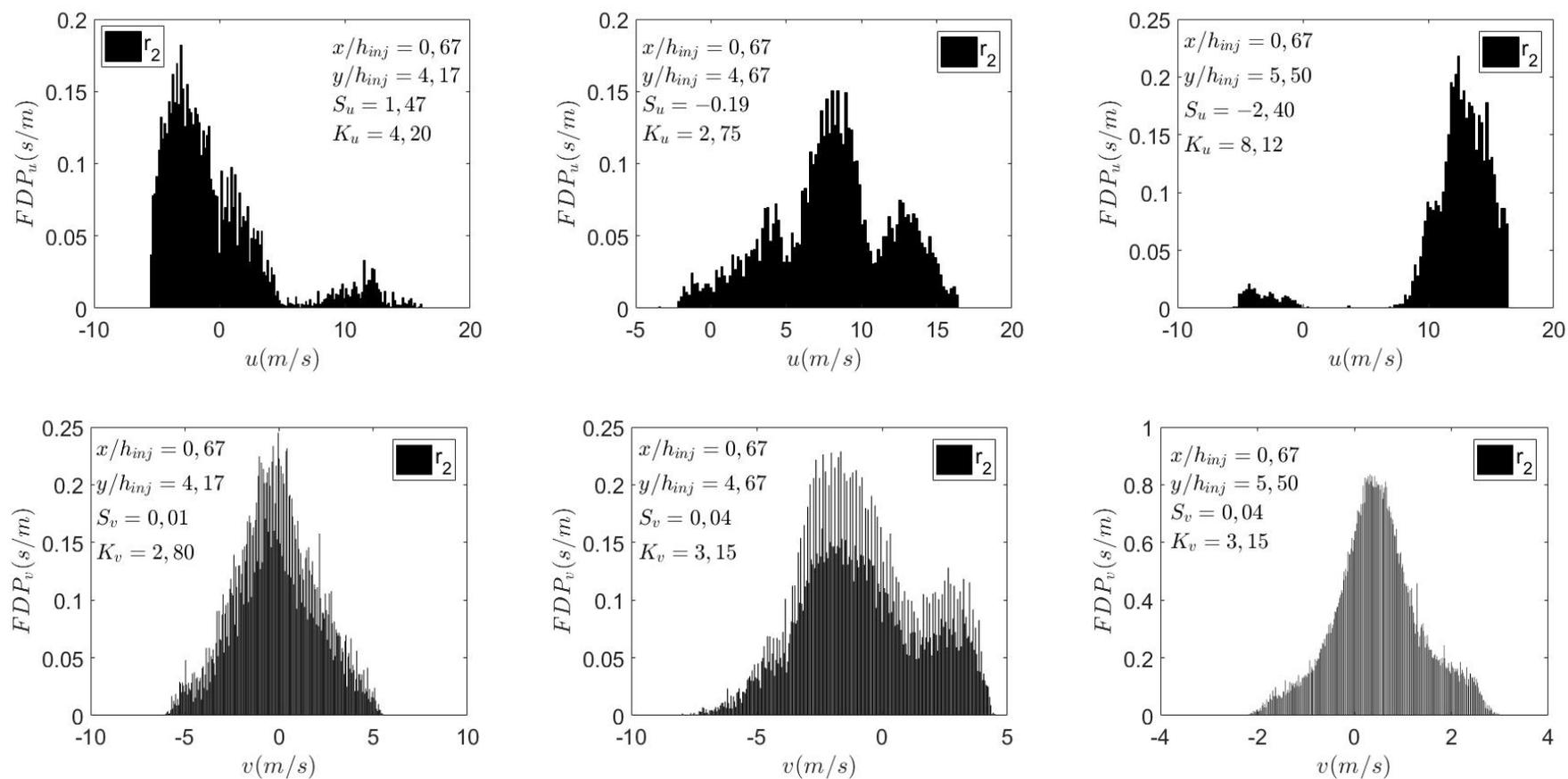
Figura 7.34 - Função densidade de probabilidade das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento reativo estável r_1 em $x/h_{inj} = 1,67$ na região principal.



Resolução máxima $\Delta u = 0,11 \text{ m/s}$ e $\Delta v = 0,03 \text{ m/s}$

Fonte: Produção do autor.

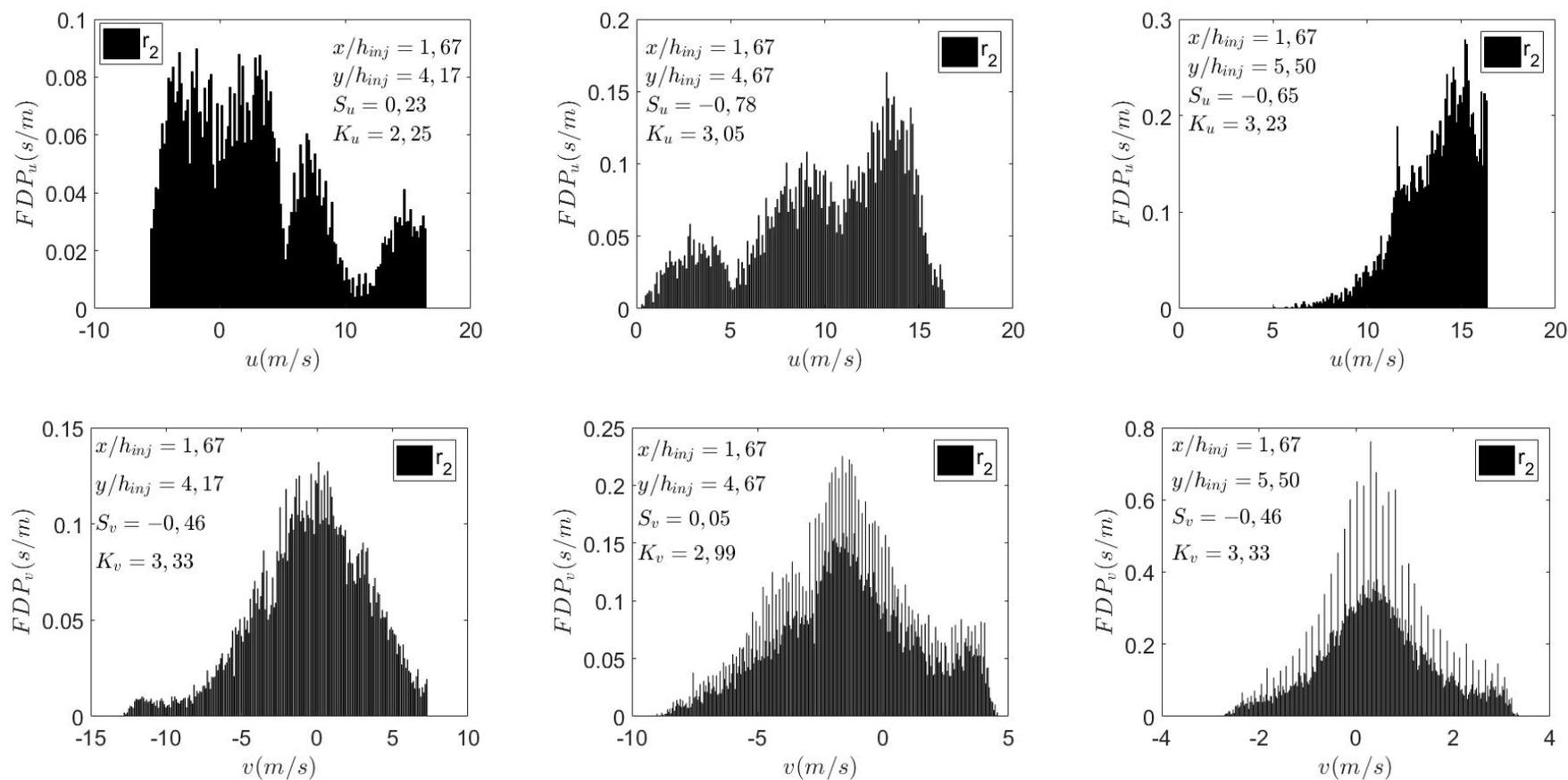
Figura 7.35 - Função densidade de probabilidade das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento reativo instável r_2 em $x/h_{inj} = 0,67$ na região principal.



Resolução máxima $\Delta u = 0,21 \text{ m/s}$ e $\Delta v = 0,05 \text{ m/s}$

Fonte: Produção do autor.

Figura 7.36 - Função densidade de probabilidade das componentes longitudinal e transversal da velocidade do escoamento reativo instável r_2 em $x/h_{inj} = 1,67$ na região principal.



Resolução máxima $\Delta u = 0,17 \text{ m/s}$ e $\Delta v = 0,09 \text{ m/s}$

Fonte: Produção do autor.

7.2.5 Função de Autocorrelação Temporal

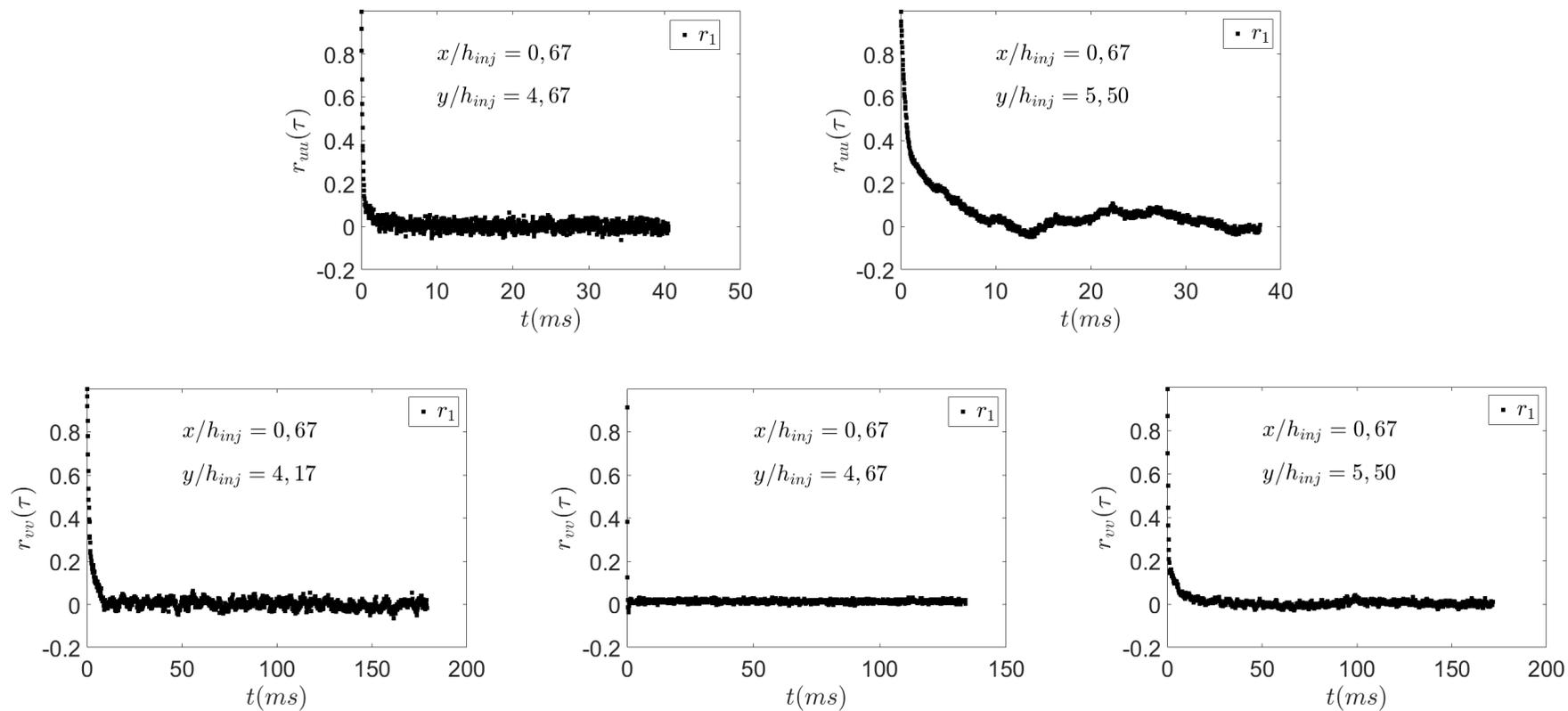
Por meio da análise das funções de autocorrelação temporal é possível identificar a existência de movimentos coerentes fracamente energéticos que não podem ser identificados por meio da análise espectral (SANQUER, 1998).

As Figs. 7.37 e 7.38 apresentam a função de autocorrelação temporal para o escoamento reativo estável r_1 . Não foi possível calcular a função no eixo dos injetores da componente longitudinal da velocidade devido a baixa taxa de aquisição de dados.

Observa-se nas Figs. 7.37 e 7.38 um movimento periódico pouco energético para a componente longitudinal da velocidade na posição $y/h_{inj} = 5,50$ e para a componente transversal da velocidade na posição $y/h_{inj} = 4,17$. Um movimento periódico de pouca energia pode aparecer em escoamentos que não apresentam um pico de energia de frequência bem definida nas densidades espectrais de energia.

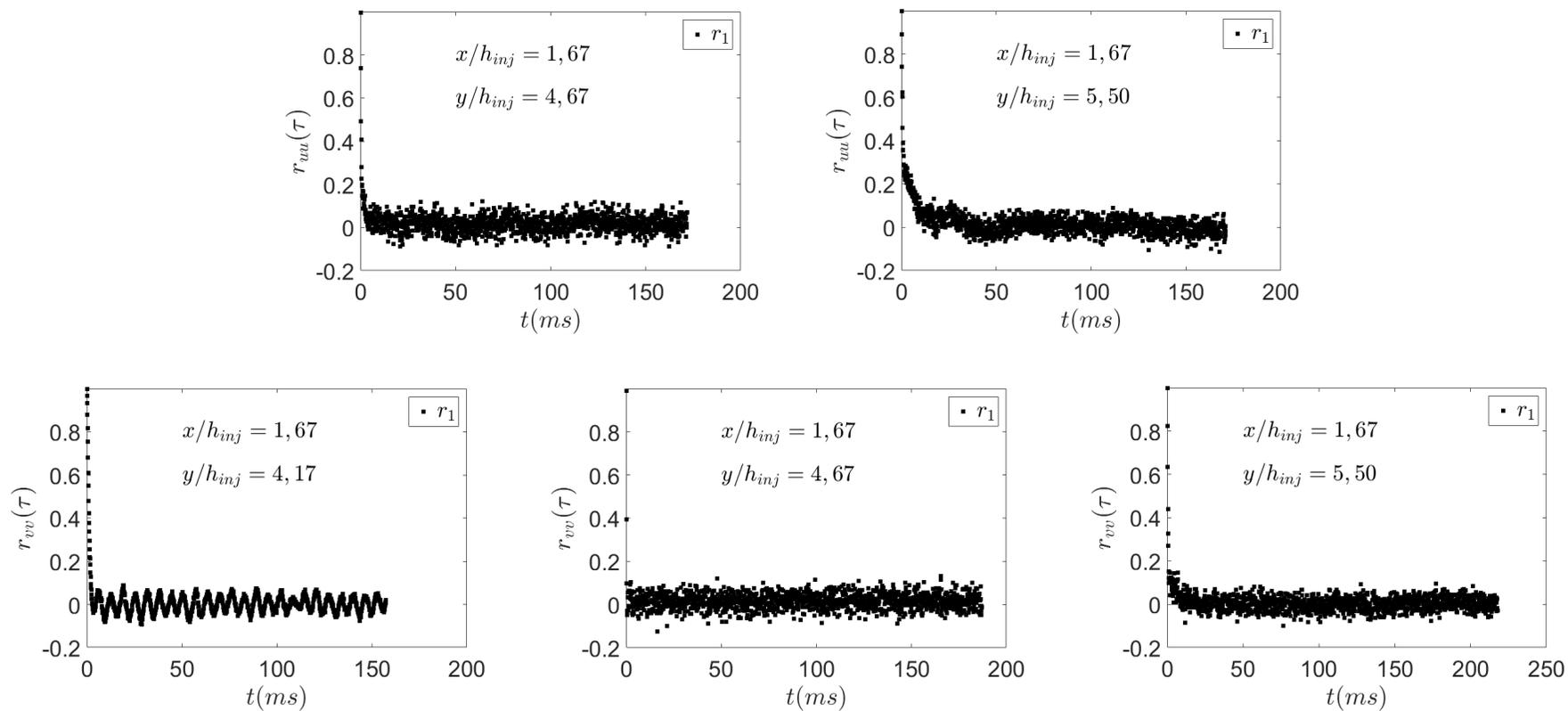
As Figs. 7.39 e 7.40 apresentam a função de autocorrelação temporal para o escoamento reativo instável r_2 . Essas figuras mostram o caráter periódico das componentes longitudinais e transversais da velocidade para o caso r_2 .

Figura 7.37 - Função de autocorrelação temporal das componentes longitudinal e transversal da velocidade do caso r_1 em $x/h_{inj} = 0,67$ na região principal.



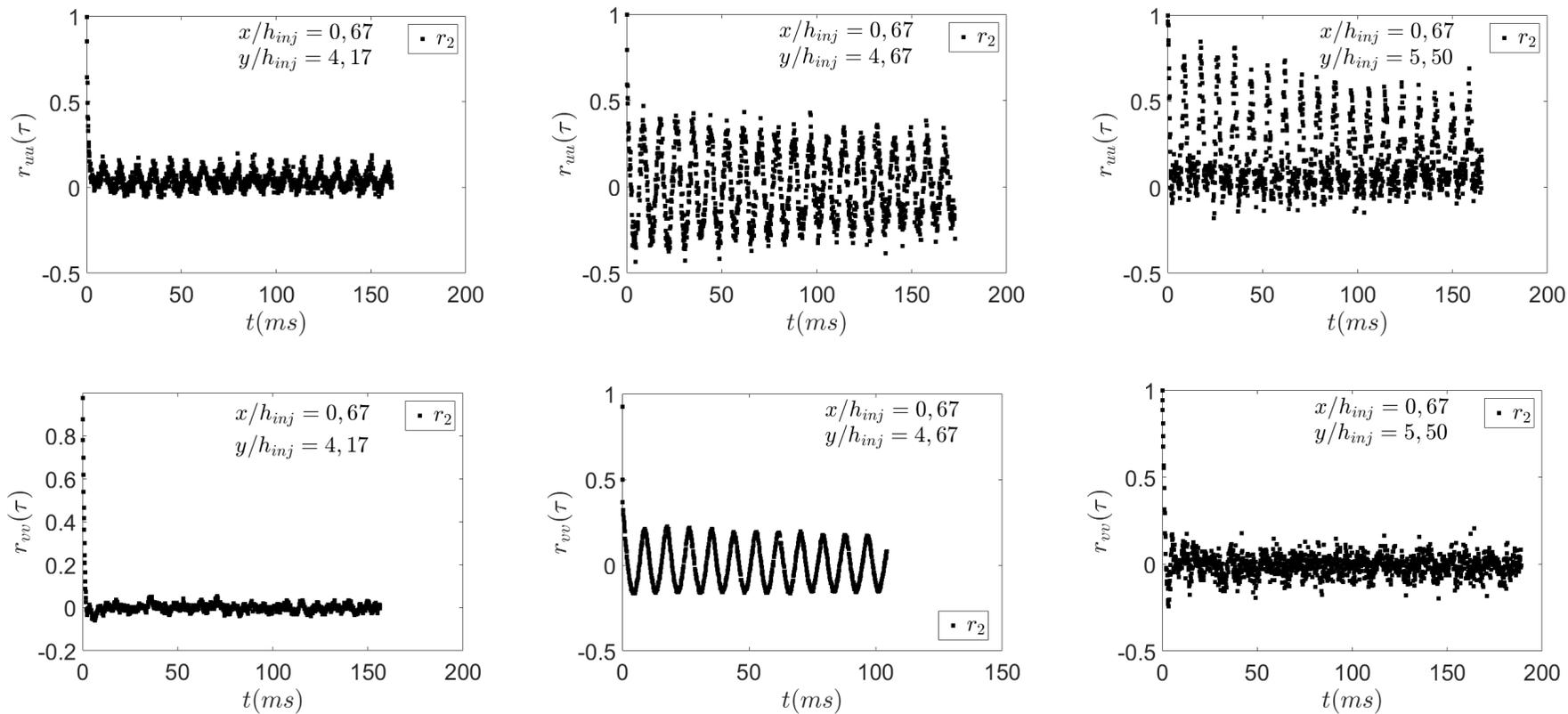
Fonte: Produção do autor.

Figura 7.38 - Função de autocorrelação temporal das componentes longitudinal e transversal da velocidade do caso r_1 em $x/h_{inj} = 1,67$ na região principal.



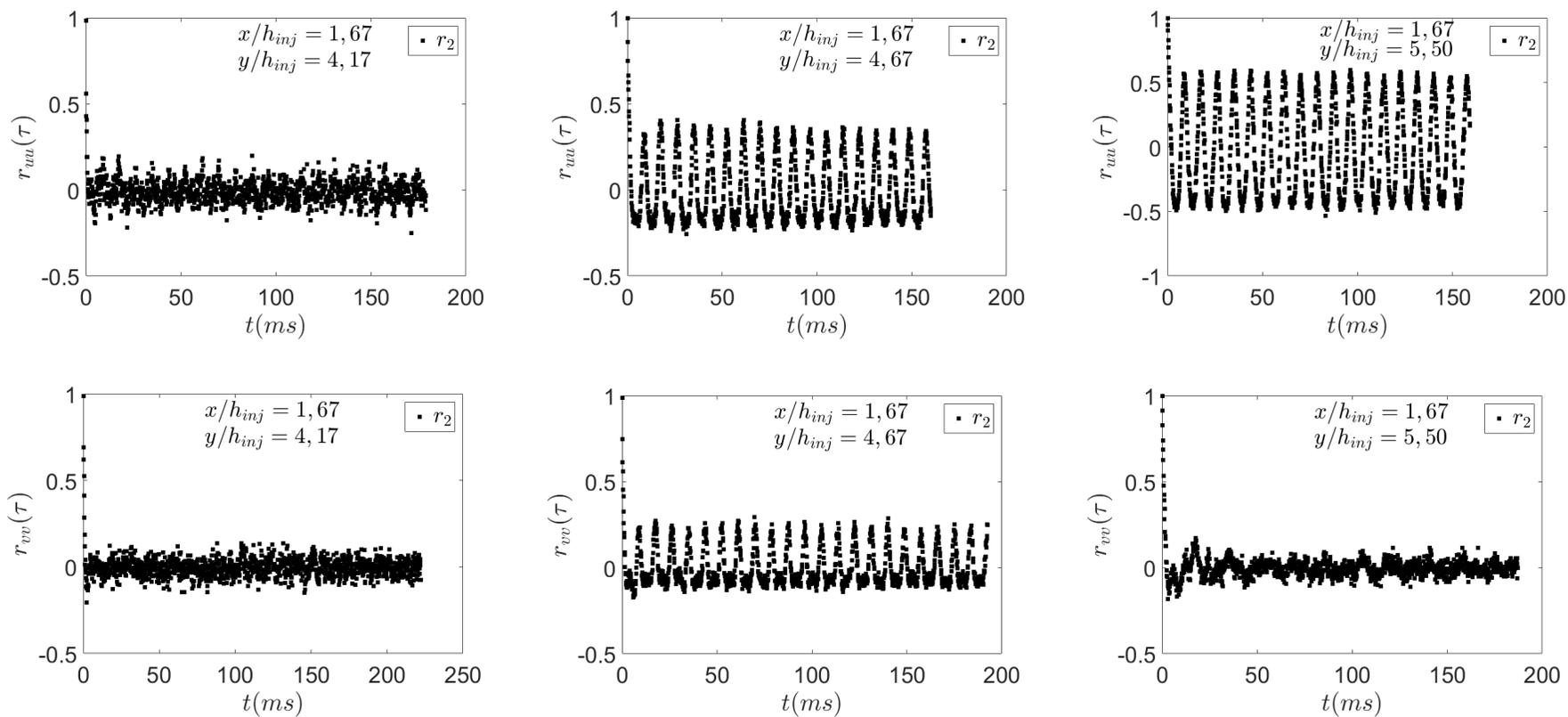
Fonte: Produção do autor.

Figura 7.39 - Função de autocorrelação temporal das componentes longitudinal e transversal da velocidade do caso r_2 em $x/h_{inj} = 0,67$ na região principal.



Fonte: Produção do autor.

Figura 7.40 - Função de autocorrelação temporal das componentes longitudinal e transversal da velocidade do caso r_2 em $x/h_{inj} = 1,67$ na região principal.



Fonte: Produção do autor.

7.3 Conclusões da Caracterização dos Escoamentos Inerte e Reativos na Região Principal

Escoamento Inerte

Para o escoamento inerte estudado na região principal da câmara de combustão foi observada uma simetria do escoamento e a formação de zonas de recirculação localizadas a jusante dos injetores. Essas zonas de recirculação são caracterizadas por regiões de baixa velocidade e sentido contrário ao do escoamento principal.

Foi observada uma dependência do comprimento médio da zona de recirculação com o valor do Reynolds local. A zona de recirculação do injetor superior apresentou comprimento médio maior do a do injetor central.

As densidades espectrais de energia apresentaram um pico de energia de frequência característica da emissão de vórtices das estruturas coerentes. Na componente transversal esses picos de energia correspondem aos movimentos transversais associados a emissão de vórtices das estruturas coerentes.

Escoamentos Reativos

Os escoamentos reativos estudados apresentaram estrutura similar a obtida para o escoamento inerte, com uma diminuição do comprimento médio das zonas de recirculação.

Foi observado para o escoamento reativo estável um movimento coerente pouco energético. Esse comportamento é identificado pela ausência de um pico de energia nas densidades espectrais de energia e por uma periodicidade nas funções de autocorrelação temporal.

Para o escoamento reativo estável foi observado um pico de energia de frequência bem definida nos espectros de energia, um comportamento bimodal das funções densidade de probabilidade e funções de autocorrelação temporal periódicas. Esses fatos indicam um movimento coerente energético.

8 CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

8.1 Conclusões

Neste trabalho foram apresentados os resultados referentes o estudo experimental da interação combustão, acústica e turbulência em uma câmara de combustão não pré-misturada. A caracterização do campo de velocidade foi realizada utilizando a técnica de velocimetria por laser doppler.

A validação e desenvolvimento de modelos de combustão e turbulência requerem que as condições de contorno, especialmente as condições do escoamento de entrada, sejam bem conhecidas. Levando isso em consideração, a câmara de combustão foi concebida de modo a permitir a caracterização do escoamento de entrada.

Escoamento na região de entrada

As medidas do campo de velocidade por meio da técnica de velocimetria por laser Doppler mostraram que:

- Os escoamentos inertes e reativo estável estudados apresentaram simetria. Uma assimetria foi observada na presença da instabilidade de combustão;
- A análise das densidades espectrais de energia mostrou um comportamento característico de uma turbulência em equilíbrio;
- Os escoamentos inerte e reativo estável apresentaram características de um escoamento de um canal turbulento plenamente desenvolvido;
- A presença da instabilidade de combustão induziu uma pulsação determinística no escoamento de entrada. Esta pulsação foi responsável pelo aumento das flutuações de velocidade longitudinais e por uma característica bimodal da função densidade de probabilidade. Este movimento coerente é visualizado na densidade espectral de energia na forma de um pico de energia.

Escoamento inerte na região principal

O escoamento inerte estudado apresentou simetria e mostrou a presença de zonas de recirculação localizadas na parte posterior dos injetores. As principais características observadas foram:

- A zona de recirculação do injetor superior apresentou comprimento médio maior

do que a zona de recirculação do injetor central. A presença da camada limite causa uma diminuição na velocidade média no eixo do injetor superior, levando a um número de Reynolds local menor comparando com o injetor central;

- No eixo de simetria dos injetores: as flutuações longitudinais são superiores as transversais na região próxima aos injetores. No restante do escoamento, as flutuações transversais são maiores do que as longitudinais;

- Na região de cisalhamento, as flutuações longitudinais possuem amplitude maior do que as transversais. Nessa região ocorre a emissão dos vórtices;

- Os espectros de energia apresentam comportamento característico de uma turbulência em equilíbrio;

- As densidades espectrais de energia apresentam a presença de um pico de energia na frequência característica da emissão de vórtices das estruturas coerentes;

- A presença de um pico energia nos espectros de energia correspondente as flutuações transversais da velocidade correspondem aos movimentos transversais alternados associados a emissão de vórtices das estruturas coerentes;

- As distribuições de velocidade possuem caráter bimodal para a componente longitudinal da velocidade u na região de cisalhamento máximo e no eixo de simetria para a componente transversal da velocidade v ;

- As funções de autocorrelação temporal são marcadas pela presença de estruturas periódicas coerentes no escoamento.

Escoamento reativo na região principal

A influência da combustão no escoamento estudado foi avaliada. O escoamento reativo apresentou estrutura similar ao observado no escoamento inerte, possuindo simetria e zonas de recirculação. As principais características observadas foram:

- Os comprimentos médios das zonas de recirculação dos casos reativos estudados mostraram-se menores do que para o caso inerte. O aumento da vazão de combustível gerou uma diminuição do comprimento médio da zona de recirculação;

- Comparando os escoamento reativos com o inerte, as flutuações da componente transversal v da velocidade do escoamento apresentaram valores menores aos obtidos para o caso inerte, sendo essa diminuição mais evidente para o escoamento reativo

estável. Essa diminuição representa uma reestruturação da esteira pela combustão. As flutuações longitudinais dos escoamentos reativos são superiores ou iguais as do escoamento inerte;

- O escoamento reativo estável apresentou um movimento coerente pouco energético. Isso é evidenciado pela ausência de um pico de energia nas densidades espectrais de energia e uma certa periodicidade nas funções de autocorrelação temporal;

- O escoamento reativo instável apresentou um movimento coerente e energético. Esse movimento é caracterizado por um pico de energia de frequência bem definida nas densidades espectrais de energia, caráter bimodal nas distribuições de velocidade e função de autocorrelação periódica.

8.2 Trabalhos Futuros

Como sugestões de trabalhos futuros decorrentes desta pesquisa, pode-se sugerir;

- Ampliar o estudo das interações combustão, acústica e turbulência por meio de diferentes números de Reynolds e razões de equivalência. Possibilitando uma maior base de dados para validação e desenvolvimento de modelos de combustão e turbulência utilizados em dinâmica de fluidos computacional;

- Medição acoplada entre os fenômenos de combustão, acústica e turbulência;

- Utilização da técnica de fluorescência induzida por plano laser para caracterização da frente de chama;

- Caracterização do campo acústico para determinação das frequências de ressonância do BEIC;

- Caracterização dos injetores de combustível;

- Refrigeração das janelas da câmara de combustão de modo a melhorar a taxa de aquisição de dados do LDV.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AHMED, S.; NEJAD, A. Premixed, turbulent combustion of axisymmetric sudden expansion flows. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 13, n. 1, p. 15 – 21, 1992. ISSN 0142-727X. 7

ALBRECHT, H.-E.; DAMASCHKE, N.; BORYS, M.; TROPEA, C. **Laser doppler and phase doppler measurement techniques**. [S.l.]: Springer, 2003. 23, 24, 27, 35, 43, 45, 47

ANNASWAMY, A.; GHONIEM, A. Active control of combustion instability: theory and practice. **Control Systems, IEEE**, v. 22, n. 6, p. 37–54, 2002. 1

ASHIRVADAM, K. **Combustion instability screech in gas turbine afterburners**. Tese (Doctor of Philosophy in Engineering) — Department of Aerospace Engineering - Indian Institute of Science, Bangalore, 2007. 3

BELLOWS, B. **Characterization of nonlinear heat release-acoustic interactions in gas turbine combustors**. Tese (Doctor of Philosophy in Aerospace Engineering) — Georgia Institute of Technology, 2006. 3, 5

BENEDICT, L. H.; GOULD, R. D. Towards better uncertainty estimates for turbulence statistics. **Experiments in Fluids**, v. 22, n. 2, p. 129–136, 1996. 44, 45

BESSION, M. **Étude expérimentale d'une zone de combustion en écoulement turbulent stabilisée en aval d'un élargissement brusque symétrique**. Tese (Doutorado) — Université de Poitiers, 2001. 28, 39, 42, 49, 50, 55, 58, 59, 61, 66, 69, 70, 83

CAMPA, G. **Prediction of the thermoacoustic combustion instability in gas turbines**. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) — Politecnico di Bari, 2011. 3

CAMPOS-DELGADO, D.; SCHUERMANS, B.; ZHOU, K.; PASCHEREIT, C.; GALLESTEY, E.; PONCET, A. Thermoacoustic instabilities: modeling and control. **IEEE Transactions on Control Systems Technology**, v. 11, n. 4, p. 429–447, 2003. 8

CANDEL, S. Combustion instabilities coupled by pressure waves and their active control. **Symposium (International) on Combustion**, v. 24, n. 1, p. 1277–1296, 1992. ISSN 0082-0784. 8

- CHASSAING, P. **Turbulence en mécanique des fluides**: analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur. [S.l.]: Cépaduès-Éditions, 2000. (Collection Polytech). 51, 52
- CORÁ, R. **Controle passivo da instabilidades de combustão utilizando ressonadores de helmholtz**. Tese (Engenharia Aeronáutica e Mecânica - Área de Aerodinâmica, Propulsão e Energia) — Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos, 2010. 2, 3, 8
- CULICK, F. **Unsteady motions in combustion chambers for propulsion systems**. [S.l.: s.n.], 2006. 664 p. 1, 4
- CULICK, F.; YANG, V. Instability phenomenology and case studies: overview of combustion instabilities in liquid-propellant rocket engines. In: YANG, V.; ANDERSON, W. E. (Ed.). **Liquid rocket engine combustion instability**. [S.l.]: Progress in Astronautics and Aeronautics, 1995. cap. 1, p. 3–37. 4
- DOWLING, A.; MORGANS, A. Feedback control of combustion oscillations. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 37, n. 1, p. 151–182, 2005. 8
- FERNANDES, E.; HEITOR, M. Unsteady flames and the rayleigh criterion. In: CULICK, F.; HEITOR, M. V.; WHITELAW, J. H. (Ed.). **Unsteady combustion**. [S.l.]: Kluwer Academic, 1996, (Series E: Applied Sciences, v. 306). 4, 5
- FRITSCHÉ, D. **Origin and control of thermoacoustic instabilities in lean premixed gas turbine combustion**. Tese (Doctor of Science) — Swiss Federal Institute of Technology Zurich, Zürich, 2005. 3, 5, 8
- GIANNI, G.; MARIOTTI, G.; PAGANINI, E.; SELLO, S. Characterization and diagnostics of combustion thermoacoustic instabilities using nonlinear dynamics and topological methods. **Mathematical and Physical Models**, June 2003. 1
- HABIBALLAH, M.; VINGERT, L.; DUTHOIT, V.; VUILLERMOZ, P. Research as a key in the design methodology of liquid-propellant combustion devices. **Journal of Propulsion and Power**, v. 14, n. 05, p. 782, 1998. 1, 2, 4
- HASSEL, E. P.; LINOW, S. Laser diagnostics for studies of turbulent combustion. **Measurement Science and Technology**, v. 11, p. R37 – R57, 2000. 2
- HINZE, J. **Turbulence**. 2. ed. [S.l.]: McGraw-Hill, 1975. 8, 10, 11, 14

- HUANG, Y. **Combustion dynamics of swirl-stabilized lean premixed flames in an acoustically-driven environment**. Tese (Doctor of Philosophy degree in Mechanical Engineering) — University of Iowa, 2008. 3
- HUANG, Y.; YANG, V. Dynamics and stability of lean-premixed swirl-stabilized combustion. **Progress in Energy and Combustion Science**, v. 35, n. 4, p. 293 – 364, 2009. ISSN 0360-1285. 5, 8
- JOHNSON, C.; NEUMEIER, Y.; LUBARSKY, E.; LEE, J.; NEUMAIER, M.; ZINN, B. Suppression of combustion instabilities in a liquid fuel combustor using a fast adaptive control algorithm. In: **Aerospace Sciences Meeting and Exhibit**, 38. Reno: [s.n.], 2000. 1
- KORNILOV, V. E. **Experimental research of acoustically perturbed Bunsen flames**. Tese (Doutorado) — Technische Universiteit Eindhoven, 2006. 3
- LANG, W.; POINSOT, T.; CANDEL, S. Active control of combustion instability. **Combustion and Flame**, v. 70, p. 281–289, 1987. 8
- LEE, H. J. **Combustion instability mechanisms in a lean premixed gas turbine combustor**. Tese (Doctor of Philosophy - Mechanical Engineering) — College of Engineering - The Pennsylvania State University, 2009. 5
- LEE, J.-Y.; LUBARSKY, E.; ZINN, B. Suppression of combustion instability by controlling the atomizing properties in liquid-fueled combustors. In: **Aerospace Sciences Meeting and Exhibit**, 41. Reno: [s.n.], 2003. 1
- LUBARSKY, E.; SHCHERBIK, D.; BIBIK, A.; ZINN, B. Open loop control of severe combustion instabilities by fuel flow modulation at non resonant frequencies. In: **Aerospace Sciences Meeting and Exhibit**, 42. Reno: [s.n.], 2004. 8
- MAYO, W. T.; SHAY, M. T.; RITER, S. Digital estimation of turbulence power spectra from burst counter ldv data. In: **International Workshop on Laser Velocimetry**, 2. West Lafayette: [s.n.], 1974. v. 1, p. 16–24. 45
- MCMANUS, K.; POINSOT, T.; CANDEL, S. A review of active control of combustion instabilities. **Progress in Energy and Combustion Science**, v. 19, n. 1, p. 1–29, 1993. ISSN 0360-1285. 8
- MCMANUS, K.; VANDSBURGER, U.; BOWMAN, C. Combustor performance enhancement through direct shear layer excitation. **Combustion and Flame**, v. 82, n. 1, p. 75 – 92, 1990. ISSN 0010-2180. 7

MONIN, A. S.; YAGLOM, A. M. **Statistical fluid mechanics: mechanics of turbulence.** [S.l.]: The MIT Press, 1971. 10

NGUYEN, P. **Contribution expérimentale à l'étude des caractéristiques instationnaires des écoulements turbulents réactifs prémélangés stabilisés en aval d'un élargissement brusque symétrique.** Tese (Doutorado) — Université de Poitiers, 2003. 28

NGUYEN, P. D.; BRUEL, P.; REICHSTADT, S. An experimental database for benchmarking simulations of turbulent premixed reacting flows: lean extinction limits and velocity field measurements in a dump combustor. **Flow, Turbulence and Combustion**, v. 82, p. 155–183, 2009. 89

PASCHEREIT, C.; GUTMARK, E. Proportional control of combustion instabilities in a simulated gas-turbine combustor. **Journal of Propulsion and Power**, v. 18, n. 6, p. 1298–1304, 2002. 8

PETERS, N. **Turbulent combustion.** [S.l.]: Cambridge University Press, 2000. 17, 18

POINSOT, T.; VEYNANTE, D. **Theoretical and numerical combustion.** 2. ed. [S.l.]: Edwards, 2005. ISBN 1-930217-10-2. 17, 18, 19, 20, 21, 22

POPE, S. B. **Turbulent flows.** [S.l.]: Cambridge University Press, 2000. 10, 11, 12, 13, 15, 16, 46, 51, 52

SANQUER, S. **Experimental study of a buff-body wake, in presence of combustion, in fully developed turbulent channel flow: turbulence scales and critical analysis of transport and combustion models.** Tese (Doutorado) — Université de Poitiers, 1998. 28, 39, 40, 42, 43, 46, 48, 49, 50, 55, 61, 66, 69, 75, 83, 89, 99, 104, 109, 114

SCHADOW, K.; GUTMARK, E. Combustion instability related to vortex shedding in dump combustors and their passive control. **Progress in Energy and Combustion Science**, v. 18, n. 2, p. 117 – 132, 1992. ISSN 0360-1285. 7

SOUZA, G. H. S. **Estudo de chama pré-misturada estratificada usando modelo de enrugamento de superfície de chama com limite de extinção.** Tese (Doutorado em Engenharia e Tecnologia Espaciais - Combustão e Propulsão) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 2015. 19

TENNEKES, H.; LUMLEY, J. L. **A first course in turbulence.** [S.l.]: The MIT Press, 1972. 13

TURNS, S. R. **An introduction to combustion: concepts and applications**. 2. ed. [S.l.]: McGraw-Hill, 2000. ISBN 0-07-230096-5. 17

UDDIN, A. K. M.; PERRY, A. E.; MARUSIC, I. On the validity of Taylor's hypothesis in wall turbulence. **Journal of Mechanical Engineering Research and Development**, v. 19-20, p. 10, 1997. 14

VAN MAANEN, H.; TUMMERS, M. Estimation of the auto correlation function of turbulent velocity fluctuations using the slotting technique with local normalization. **Measurements Science and Technology**, v. 9, p. 458–467, 1999. 45

VEYNANTE, D.; VERVISCH, L. Turbulent combustion modeling. **Progress in Energy and Combustion Science**, v. 28, n. 3, p. 193 – 266, 2002. 17, 18, 19, 20, 22

WEIGAND, P.; MEIER, W.; DUAN, X.; M., A. Laser-based investigations of thermoacoustic instabilities in a lean premixed gas turbine model combustor. **Journal of Engineering for Gas Turbines and Power**, v. 129, n. 3, p. 664–671, 2006. 7

YANG, V.; ANDERSON, W. E. (Ed.). **Liquid rocket engine combustion instability**. [S.l.]: Progress in Astronautics and Aeronautics, 1995. 1

ZIKIKOUT, S. **Mécanismes d'instabilité de combustion dans un foyer à flammes non prémélangées simulant l'injection dans un moteur fusée cryogénique**. Tese (Doutorado) — Université de Paris-Sud - Centre d'Orsay, 1988. 1, 7, 29

ZINN, B.; LIEUWEN, T. Combustion instabilities: basic concepts. In: LIEUWEN, T.; YANG, V. (Ed.). **Combustion instabilities in gas turbine engines: operational experience, fundamental mechanisms, and modeling**. [S.l.: s.n.], 2005, (Progress in Astronautics and Aeronautics Series, v. 210). cap. 1. 6

ZINN, B.; NEUMEIER, Y. An overview of active control of combustion instabilities. In: **Aerospace Sciences Meeting and Exhibit**, 35. Reno: [s.n.], 1997. 8

PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE

Teses e Dissertações (TDI)

Teses e Dissertações apresentadas nos Cursos de Pós-Graduação do INPE.

Manuais Técnicos (MAN)

São publicações de caráter técnico que incluem normas, procedimentos, instruções e orientações.

Notas Técnico-Científicas (NTC)

Incluem resultados preliminares de pesquisa, descrição de equipamentos, descrição e ou documentação de programas de computador, descrição de sistemas e experimentos, apresentação de testes, dados, atlas, e documentação de projetos de engenharia.

Relatórios de Pesquisa (RPQ)

Reportam resultados ou progressos de pesquisas tanto de natureza técnica quanto científica, cujo nível seja compatível com o de uma publicação em periódico nacional ou internacional.

Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)

São propostas de projetos técnico-científicos e relatórios de acompanhamento de projetos, atividades e convênios.

Publicações Didáticas (PUD)

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

Publicações Seriadas

São os seriados técnico-científicos: boletins, periódicos, anuários e anais de eventos (simpósios e congressos). Contam destas publicações o Internacional Standard Serial Number (ISSN), que é um código único e definitivo para identificação de títulos de seriados.

Programas de Computador (PDC)

São a seqüência de instruções ou códigos, expressos em uma linguagem de programação compilada ou interpretada, a ser executada por um computador para alcançar um determinado objetivo. Aceitam-se tanto programas fonte quanto os executáveis.

Pré-publicações (PRE)

Todos os artigos publicados em periódicos, anais e como capítulos de livros.