

**ESCOLA POLITÉCNICA DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO**

**HELIO HENRIQUE SANTOMO VILLANUEVA**

**CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO EM UMA CÂMARA DE  
COMBUSTÃO DE METANO OPERANDO NO REGIME SEM CHAMA VISÍVEL**

São Paulo

2022

HELIO HENRIQUE SANTOMO VILLANUEVA

**CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO EM UMA CÂMARA DE  
COMBUSTÃO DE METANO OPERANDO NO REGIME SEM CHAMA VISÍVEL**

**Versão Corrigida**

Tese apresentada à Escola Politécnica da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Doutor em Ciências.

São Paulo

2022

HELIO HENRIQUE SANTOMO VILLANUEVA

**CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO EM UMA CÂMARA DE  
COMBUSTÃO DE METANO OPERANDO NO REGIME SEM CHAMA VISÍVEL**

**Versão Corrigida**

Tese apresentada à Escola Politécnica da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Doutor em Ciências

Área de concentração:

Engenharia Mecânica de Energia e Fluidos

Orientador:

Prof. Dr. Guenther Carlos Krieger Filho.

São Paulo

2022



## Universidade de São Paulo

### ATA DE DEFESA

Aluno: 3150 - 9859898 - 1 / Página 1 de 1

Ata de defesa de Tese do(a) Senhor(a) Helio Henrique Santomo Villanueva no Programa: Engenharia Mecânica, do(a) Escola Politécnica da Universidade de São Paulo.

Aos 13 dias do mês de dezembro de 2021, no(a) realizou-se a Defesa da Tese do(a) Senhor(a) Helio Henrique Santomo Villanueva, apresentada para a obtenção do título de Doutor intitulado:

"Caracterização experimental do escoamento em uma câmara de combustão de metano operando no regime sem chama visível"

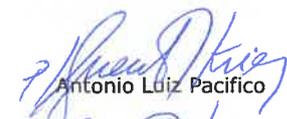
Após declarada aberta a sessão, o(a) Sr(a) Presidente passa a palavra ao candidato para exposição e a seguir aos examinadores para as devidas arguições que se desenvolvem nos termos regimentais. Em seguida, a Comissão Julgadora proclama o resultado:

Nome dos Participantes da Banca	Função	Sigla da CPG	Resultado
Guenther Carlos Krieger Filho	Presidente	EP - USP	<u>APROVADO</u>
Antonio Luiz Pacifico	Titular	EP - USP	<u>APROVADO</u>
Fernando de Souza Costa	Titular	INPE - Externo	<u>APROVADO</u>
Luís Fernando Figueira da Silva	Titular	PUC-Rio - Externo	<u>APROVADO</u>
Amir Antônio Martins de Oliveira Júnior	Titular	UFSC - Externo	<u>APROVADO</u>

Resultado Final: APROVADO

#### Parecer da Comissão Julgadora \*

Eu, Elias Alves de Almeida \_\_\_\_\_, lavrei a presente ata, que assino juntamente com os(as) Senhores(as). São Paulo, aos 13 dias do mês de dezembro de 2021.

  
Antonio Luiz Pacifico

  
Luís Fernando Figueira da Silva

  
Fernando de Souza Costa

  
Amir Antônio Martins de Oliveira Júnior

  
Guenther Carlos Krieger Filho  
Presidente da Comissão Julgadora

\* Obs: Se o candidato for reprovado por algum dos membros, o preenchimento do parecer é obrigatório.

A defesa foi homologada pela Comissão de Pós-Graduação em \_\_\_\_\_ e, portanto, o(a) aluno(a) \_\_\_\_\_ jus ao título de Doutor em Ciências obtido no Programa Engenharia Mecânica - Área de concentração: Engenharia Mecânica de Energia e Fluidos.

\_\_\_\_\_  
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

Autorizo a reprodução e divulgação total ou parcial deste trabalho, por qualquer meio convencional ou eletrônico, para fins de estudo e pesquisa, desde que citada a fonte.

Este exemplar foi revisado e corrigido em relação à versão original, sob responsabilidade única do autor e com a anuência de seu orientador.

São Paulo, 04 de Abril de 2022

Assinatura do autor: Helio Henrique S. Villanueva

Assinatura do orientador: guenther krieger

#### Catálogo-na-publicação

Villanueva, Helio Henrique Santomo

Caracterização experimental do escoamento em uma câmara de combustão de metano operando no regime sem chama visível / H. H. S. Villanueva -- versão corr. -- São Paulo, 2022.

102 p.

Tese (Doutorado) - Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia Mecânica.

1. Queimador de gás natural 2. Combustão sem chama visível 3. PIV 4. Turbulência I. Universidade de São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de Engenharia Mecânica II.t.

À incrível sorte de eventos, aos meus pais e às  
duas feras que atendem por 1312.

## **AGRADECIMENTOS**

Em primeiro lugar gostaria de agradecer ao meu orientador prof. Dr. Guenther C. K. Filho por confiar à mim a responsabilidade de realizar este trabalho, pelos ensinamentos, compreensão e companheirismo.

Aos colegas do laboratório de combustão pela convivência e discussões de ideias que fizeram deste período da vida acadêmica agradável e produtiva.

Aos técnicos Carlos, Adilson e Fidel do laboratório de usinagem da EPUSP pelas dicas e ajuda durante a fabricação da câmara de combustão deste trabalho.

Aos técnicos Douglas e Erik pelos incontáveis auxílios no laboratório de combustão possibilitando o desenvolvimento e aplicação dos equipamentos de bancada periféricos a câmara de combustão essenciais no decorrer dos ensaios experimentais.

Aos meus pais e amigos pelo apoio, incentivo, compreensão e ajuda constantes durante os anos de desenvolvimento deste trabalho.

“Il n’est pas de sauveurs suprêmes. Ni Dieu,  
ni César, ni tribun. Producteurs, sauvons-nous  
nous-mêmes! Décrétons le salut commun!”

Eugène Pottier

## RESUMO

O regime de combustão sem chama visível (do inglês flameless oxidation) apresenta vantagens em relação ao processo de combustão convencional com chama visível, como a redução na emissão de poluentes. Através da recirculação dos produtos da combustão e mistura com os reagentes, o processo de oxidação ocorre com menor intensidade porém em uma região maior e distribuída no volume da câmara de combustão. Comparado ao caso de combustão convencional, no regime sem chama visível a temperatura apresenta um campo de distribuição mais uniforme e um valor máximo menor, o que resulta uma menor emissão de  $NO_x$ . Características dos mecanismos fundamentais da reação no regime sem chama visível é o foco de pesquisas atuais nas abordagens numérica e experimental. O objetivo deste trabalho é investigar a interação da turbulência com a cinética química no regime sem chama visível através da estimativa dos tempos característicos da turbulência e da química utilizando os campos turbulentos estimados através da técnica PIV. Dados experimentais dos campos de velocidade, componentes do tensor de Reynolds, taxa de dissipação da energia cinética turbulenta e quimioluminescência de  $OH^*$  foram obtidos para três regimes de combustão: convencional, transição e sem chama visível. Os dados experimentais foram utilizados para estimativa das distribuições dos adimensionais números de Damköhler e Karlovitz indispensáveis na análise da relação entre os tempos característicos da turbulência e das reações químicas. Os resultados experimentais indicaram que para a geometria de queimador utilizado, os valores das componentes do tensor de Reynolds é maior para o caso de chama convencional por conta da maior vazão dos reagentes, porém, ao normalizar pela velocidade de entrada ao quadrado, as componentes radial e cruzada são maiores no caso sem chama visível, indicando maior influência da turbulência no processo de mistura e por fim uma maior interação entre turbulência e reações químicas corroborada pelos menores valores de Damköhler e maiores valores de Karlovitz no regime sem chama visível comparado ao convencional.

**Palavras-Chave** – Queimador de gás natural, Combustão sem chama visível, PIV, Turbulência.

## ABSTRACT

The flameless oxidation regime presents advantages over the conventional combustion process with a visible flame, such as a reduction in the emission of pollutants. Through the recirculation of the combustion products and mixing with the reactants, the oxidation process occurs with less intensity but in a larger region and distributed in the combustion chamber volume. Compared to the case of conventional combustion, in the regime without visible flame the temperature has a more uniform distribution field and a smaller maximum value, which results in a lower emission of  $NO_x$ . Characteristics of the fundamental mechanisms of the reaction in the flameless regime is the focus of current research in numerical and experimental approaches. The objective of this work is to investigate the interaction of turbulence with chemical kinetics in the flameless regime by estimating the characteristic times of turbulence and chemistry using the turbulent fields estimated through the PIV technique. Experimental data on velocity fields, Reynolds Stress tensor components, dissipation rate of turbulent kinetic energy and  $OH^*$  chemiluminescence were obtained for three combustion regimes: conventional, transition and no visible flame. The experimental data were used to estimate the distributions of the dimensionless numbers of Damköhler and Karlovitz, indispensable in the analysis of the relationship between the characteristic times of turbulence and chemical reactions. The experimental results indicated that for the used burner geometry, the values of the Reynolds tensor components are higher for the conventional flame case due to the higher flow rate of the reactants, however, when normalizing by the squared inlet velocity, the radial components and cross are higher in the case without visible flame, indicating a greater influence of turbulence in the mixing process and, finally, a greater interaction between turbulence and chemical reactions corroborated by the lower Damköhler values and higher Karlovitz values in the regime without visible flame compared to the conventional one.

**Keywords** – Natural gas burner, Flameless combustion, PIV, Turbulence.

## LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Ilustração 1 – Transição entre regimes de combustão da chama convencional para sem chama visível. Esquerda para a direita respectivamente. . . . .	20
Ilustração 2 – Diagrama de blocos da combustão sem chama visível. . . . .	22
Ilustração 3 – Desenho esquemático do processo de diluição dos reagentes no interior da câmara de combustão . . . . .	23
Ilustração 4 – Limites de estabilidade de combustão para o queimador desenvolvido por Wunning e Wunning (1997), sendo $\dot{M}_E$ a vazão mássica recirculada, $\dot{M}_F$ a vazão mássica de combustível e $\dot{M}_A$ a vazão mássica de ar . . . . .	24
Ilustração 5 – Câmara de combustão com acesso óptico operando nos regimes de chama convencional (a) e sem chama visível (f) com transição gradual entre regimes. . . . .	25
Ilustração 6 – Intensidade luminosa de espectrometria por quimioluminescência do radical $C_2^*$ , fundo contínuo (CBG) e razão entre os sinais $C_2^*/CBG$ em função do eixo axial da câmara de combustão. . . . .	25
Ilustração 7 – Temperatura no interior da câmara de combustão (a 250mm do queimador) em função do tempo para os casos de regime de chama convencional e sem chama visível. . . . .	26
Ilustração 8 – Limites de regimes de combustão de metano para câmara desenvolvida por Veríssimo, Rocha e Costa (2013b) operando com ar pré-aquecido à 400°Ce potência térmica de entrada de 10 kW. A) Sem chama visível, B) Transição, C) Chama visível convencional e D) Sem combustão. . .	27
Ilustração 9 – Resultados experimentais de Veríssimo, Rocha e Costa (2013b) para as distribuições de temperatura, oxigênio, monóxido de carbono e $NO_x$ , da esquerda para a direita respectivamente, para o regime de combustão sem chama visível com velocidade de entrada de ar de 113,2 m/s a) e 230,1 m/s b). . . . .	28
Ilustração 10 – Simulação de grandes escalas, do inglês <i>Large Eddy Simulation</i> (LES) + <i>Flamelet Generated Manifold</i> (FGM) da câmara de combustão na figura 5 para o caso de chama convencional a) e sem chama visível b). Imagem instantânea à esquerda e média temporal à direita em cada caso. . . . .	29

Ilustração 11 – simulação numérica direta, do inglês <i>Direct Numerical Simulation</i> (DNS) com cinética química detalhada comparando caso de regime de combustão convencional e sem chama visível em domínio computacional da ordem de 10 milímetros. Figuras superiores com iso-superfícies representativas do região de reação química. Figuras inferiores ilustram isolinhas coloridas com intensidade normalizada da taxa de reação. . . . .	30
Ilustração 12 – Resultados experimentais de fluorescência induzida por laser planar, do inglês <i>Planar Laser Induced Fluorescence</i> (PLIF)-OH para os casos de regime de chama convencional, transição e sem chama visível, da esquerda para direita respectivamente. . . . .	31
Ilustração 13 – Modelo CAD da câmara de combustão sem chama visível com vista completa (a) e em corte (b). . . . .	34
Ilustração 14 – Protótipo fabricado da câmara de combustão baseado no trabalho de Veríssimo, Rocha e Costa (2013b). . . . .	35
Ilustração 15 – Diagrama de blocos da bancada experimental. . . . .	36
Ilustração 16 – Teste preliminar para o caso de comparação no regime convencional identificado por a) Veríssimo et al. (2011) e b) resultado deste trabalho. . . . .	37
Ilustração 17 – Teste preliminar para o caso de comparação no regime de transição identificado por a) e b) Veríssimo et al. (2011) e c) resultado deste trabalho. . . . .	38
Ilustração 18 – Teste preliminar para o caso de comparação dos regimes de chama convencional, transição e sem chama visível, respectivamente a), b) e c) identificado por Zhou et al. (2017) e d), e) e f) resultado deste trabalho. . . . .	39
Ilustração 19 – Aquecimento inicial da câmara de combustão nas posições T1 em 90 mm, T2 em 180mm e T3 em 270 mm na direção axial z. . . . .	40
Ilustração 20 – Ruído ambiente no plano de saída da câmara de combustão a 200 milímetros do eixo de simetria e transformada de Fourier FFT do sinal para os casos de regime de chama convencional e sem chama visível nas figuras superiores e caso comparativo reativo e sem reações químicas para o regime sem chama visível nas figuras inferiores. . . . .	42
Ilustração 21 – Imagem ilustrativa do procedimento para obtenção do fator de escala pixel x mm. . . . .	44

Ilustração 22 – Imagens ilustrativas do procedimento para obtenção dos vetores de velocidade pelo velocimetria por imagem de partícula, do inglês <i>Particle Image Velocimetry</i> (PIV). Imagens sem processamento na esquerda, com remoção de fundo no centro e distribuição instantânea dos vetores de velocidade na direita. . . . .	45
Ilustração 23 – Desenho esquemático dos experimentos PIV 2D2C . . . . .	46
Ilustração 24 – Espectro de emissão por quimioluminescência medido por Zhou et al. (2017) da mesma geometria de câmara de combustão do presente trabalho operando nas condições do regime convencional da tabela 1. . . . .	52
Ilustração 25 – Modelo tridimensional da montagem para medições de quimioluminescência e PIV. . . . .	53
Ilustração 26 – Resultados ao longo do eixo de simetria da média da componente velocidade axial e seu valor eficaz (do inglês <i>Root Mean Square</i> ) (RMS) obtido por PIV e anemometria por fio-quente AFQ. . . . .	59
Ilustração 27 – Densidade espectral de potência (PSD) obtida por PIV e anemometria por fio-quente AFQ. . . . .	60
Ilustração 28 – Comparação da velocidade axial média $\bar{v}_z$ e RMS normalizadas pela velocidade de entrada obtidas por PIV, por simulação computacional de grandes escalas (LOCCI; COLIN; MICHEL, 2014) e por Anemometria a laser por efeito Doppler, do inglês <i>Laser Doppler Anemometry</i> (LDA) (VERÍSSIMO; ROCHA; COSTA, 2013b). . . . .	61
Ilustração 29 – Distribuição da magnitude de velocidade média para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 sem reações químicas. . . . .	63
Ilustração 30 – Razão de recirculação $Kv$ para os casos descritos na tabela 1 sem reações químicas. . . . .	65
Ilustração 31 – Distribuição da componente cruzada do tensor de Reynolds para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 sem reações químicas. . . . .	66
Ilustração 32 – Distribuição da componente cruzada do tensor de Reynolds para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 sem reações químicas. . . . .	67

Ilustração 33 – Distribuição da taxa de dissipação da turbulência $\varepsilon$ para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 sem reações químicas. . . . .	68
Ilustração 34 – Distribuição da escala de tempo de Kolmogorov $\tau_\eta$ para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 sem reações químicas. . . . .	68
Ilustração 35 – Distribuição da magnitude de velocidade para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 com reações químicas. . . . .	69
Ilustração 36 – Resultados ao longo do eixo de simetria da média da componente de velocidade axial $\bar{v}_z$ e seu RMS normalizadas pela velocidade de entrada obtido pelo PIV e anemometria por fio-quente AFQ. . . . .	70
Ilustração 37 – Comparação da velocidade axial média $\bar{v}_z$ e RMS normalizadas pela velocidade de entrada obtidas por PIV, por simulação computacional de grandes escalas (LOCCI; COLIN; MICHEL, 2014) e por LDA (VERÍSSIMO; ROCHA; COSTA, 2013b). . . . .	71
Ilustração 38 – Distribuição instantânea da emissão por quimioluminescência de $OH^*$ para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 com reações químicas. . . . .	72
Ilustração 39 – Distribuição média temporal da emissão por quimioluminescência de $OH^*$ para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 com reações químicas. . . . .	73
Ilustração 40 – Distribuição do número de Karlovitz estimado para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 com reações químicas. . . . .	73
Ilustração 41 – Distribuição do número de Damköhler estimado para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 com reações químicas. . . . .	74
Ilustração 42 – Diagrama de combustão $v^{rms}/s_L^0$ pela escala de comprimento integral $l_t$ /espessura de chama $\delta$ para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1. . . . .	75
Ilustração 43 – Distribuição das componentes do tensor de Reynolds para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 sem reações químicas. . . . .	95

Ilustração 44 – Distribuição do número de Karlovitz estimado para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 sem reações químicas. . . . .	96
Ilustração 45 – Distribuição do número de Damköhler estimado para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 sem reações químicas. . . . .	96
Ilustração 46 – Distribuição da escala de tempo integral $\tau_0$ para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 sem reações químicas. . . . .	97
Ilustração 47 – Razão de recirculação $Kv$ para os casos descritos na tabela 1 sem reações químicas. . . . .	99
Ilustração 48 – Distribuição das componentes do tensor de Reynolds para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 com reações químicas. . . . .	100
Ilustração 49 – Distribuição da taxa de dissipação da turbulência $\varepsilon$ para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 com reações químicas. . . . .	101
Ilustração 50 – Distribuição da escala de tempo de Kolmogorov $\tau_\eta$ para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 com reações químicas. . . . .	101
Ilustração 51 – Distribuição da escala de tempo integral $\tau_0$ para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 com reações químicas. . . . .	102

## LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Parâmetros de controle utilizados nos experimentos. Todos os casos foram estudados a pressão ambiente. . . . .	33
Tabela 2 – Estimativa das escalas de tempo integral e de Kolmogorov da turbulência, $\tau_0$ e $\tau_\eta$ respectivamente, e taxa de dissipação da energia cinética turbulenta $\varepsilon$ considerando flutuação da velocidade $v'$ de 10% da velocidade média do jato de ar e viscosidade cinemática $\nu$ do ar em 400°C. . . . .	48

## LISTA DE ABREVIATURAS

<b>CFD</b>	Mecânica dos Fluidos Computacional, do inglês <i>Computational Fluid Dynamics</i> .
<b>DNS</b>	simulação numérica direta, do inglês <i>Direct Numerical Simulation</i> .
<b>EDC</b>	modelo de Dissipação de Turbilhões, do inglês <i>Eddy Dissipation Concept</i> .
<b>FGM</b>	<i>Flamelet Generated Manifold</i> .
<b>FLOX</b>	<i>Flameless Oxidation</i> .
<b>HiTAC</b>	<i>High Temperature Air Combustion</i> .
<b>LDA</b>	Anemometria a laser por efeito Doppler, do inglês <i>Laser Doppler Anemometry</i> .
<b>LES</b>	simulação de grandes escalas, do inglês <i>Large Eddy Simulation</i> .
<b>LES-PIV</b>	PIV de grandes escalas, do inglês <i>Large-Eddy PIV</i> .
<b>MILD</b>	<i>Moderate and Intense Low oxygen Dilution</i> .
<b>PIV</b>	velocimetria por imagem de partícula, do inglês <i>Particle Image Velocimetry</i> .
<b>PLIF</b>	fluorescência induzida por laser planar, do inglês <i>Planar Laser Induced Fluorescence</i> .
<b>PSD</b>	densidade espectral de potência, do inglês <i>Power Spectral Density</i> .
<b>PSR</b>	reator perfeitamente misturado, do inglês <i>Perfectly Stirred Reactor</i> .
<b>RANS</b>	média de Reynolds das equações de Navier-Stokes, do inglês <i>Reynolds-Averaged Navier-Stokes</i> .
<b>RMS</b>	valor eficaz (do inglês <i>Root Mean Square</i> ).
<b>TR-PIV</b>	PIV resolvido no tempo, do inglês <i>Time Resolved PIV</i> .

## LISTA DE SÍMBOLOS

$D_{AR}$	Diâmetro do furo de entrada de ar.
$Da$	número de Damkohler.
$d_p$	Diâmetro da partícula traçadora.
$Ka$	Número de Karlovitz.
$k$	Energia cinética turbulenta.
$Kv$	Razão de recirculação.
$l_t$	Comprimento integral da turbulência.
$M$	Fator de conversão de pixel para unidade métrica.
$N$	Número total de amostras.
$N_{eff}$	Número efetivo de amostras independentes.
$R_{ij}$	Tensor de Reynolds.
$Re$	Número de Reynolds.
$S_{ij}$	Tensor taxa de deformação resolvido.
$s_L^0$	Velocidade de chama laminar.
$St$	Número de Stanton.
$T$	Temperatura.
$T_b$	Temperatura dos gases queimados.
$t_r$	tempo de reposta da partícula traçadora.
$T_{tot}$	Tempo total de medição.
$T_u$	Temperatura dos gases não queimados.
$U_{\Delta X}$	Incerteza dos deslocamentos $\Delta X$ .
$U_{\Delta t}$	Incerteza do intervalo de tempo $\Delta t$ .
$U_v$	Incerteza das velocidades instantâneas calculadas pelo PIV.
$U_M$	Incerteza do fator de conversão $M$ .
$U_{\sigma_u}$	Incerteza do desvio padrão das velocidades calculadas pelo PIV.
$U_{\bar{v}}$	Incerteza das velocidades médias calculadas pelo PIV.
$v$	Campo de velocidade instantânea.
$v'$	Campo de flutuações de velocidade.
$v^{rms}$	Valor eficaz da velocidade.

### Letras Gregas

$\beta$	Erro sistemático de medição.
---------	------------------------------

$\Delta$	Resolução espacial do campo vetorial resultado do PIV.
$\Delta X$	Deslocamentos calculados pelo PIV em unidade de pixel.
$\delta$	Espessura da camada térmica da chama.
$\Delta t$	Intervalo de tempo entre imagens correlacionadas no PIV para cálculo da velocidade.
$\Delta x$	Deslocamentos calculados pelo PIV em unidade métrica.
$\varepsilon_{SGS}$	Taxa de dissipação turbulenta sub-malha.
$\varepsilon$	Taxa de dissipação turbulenta.
$\mu$	Viscosidade dinâmica.
$\nu$	Viscosidade cinemática.
$\varphi$	Razão de equivalência.
$\Psi$	Erro total de medição.
$\rho_p$	Massa específica da partícula traçadora.
$\sigma_u$	Desvio padrão da velocidade $v$ .
$\sigma_{u,err}$	Componente do desvio padrão da velocidade $v$ proveniente dos erros de medição.
$\sigma_{u,fluct}$	Componente do desvio padrão da velocidade $v$ proveniente dos valores medidos.
$\tau_0$	Escala de tempo integral da turbulência.
$\tau_c$	Tempo característico de cinética química.
$\tau_f$	Tempo característico do escoamento.
$\tau_{ij}$	Tensor taxa de deformação modelado.
$\tau_\eta$	Escala de tempo de Kolmogorov.
$\theta$	Variável medida qualquer.
$\theta_{real}$	Verdadeiro valor da variável $\theta$ .
$\xi$	Erro aleatório de medição.

## SUMÁRIO

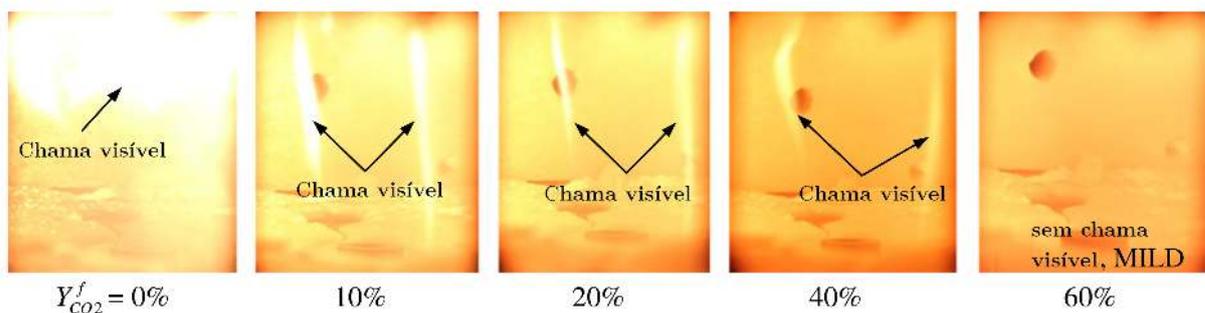
<b>1</b>	<b>Introdução</b>	20
1.1	Objetivos	21
<b>2</b>	<b>Revisão da Literatura</b>	22
<b>3</b>	<b>Metodologia</b>	33
3.1	A câmara de combustão sem chama visível	33
3.2	Bancada experimental	34
<b>3.2.1</b>	<b>Observações para operação</b>	36
3.3	Técnicas de medição	42
<b>3.3.1</b>	<b>Velocimetria por imagem de partícula</b>	42
3.4	Estimativa das variáveis turbulentas e interação química - turbulência	46
3.5	Quimioluminescência do radical $OH^*$	51
3.6	Incertezas nas medições PIV	52
<b>4</b>	<b>Resultados</b>	58
4.1	Validação da técnica PIV na câmara de combustão	58
<b>4.1.1</b>	<b>Comparação dos resultados obtidos utilizando TR-PIV e Anemometria por Fio-Quente</b>	58
<b>4.1.2</b>	<b>Comparação dos resultados obtidos utilizando o TR-PIV e disponíveis na literatura</b>	60
4.2	Resultados PIV dos regimes convencional, transição e sem chama visível	62
<b>4.2.1</b>	<b>Casos com escoamento sem reações químicas</b>	62
<b>4.2.2</b>	<b>Influência das reações químicas no escoamento</b>	69
<b>5</b>	<b>Conclusão</b>	77
<b>6</b>	<b>Trabalhos futuros</b>	79
	REFERÊNCIAS	81
	APÊNDICE A – Desenhos de Fabricação da câmara de combustão	87
	APÊNDICE B – Figuras dos resultados PIV dos casos com escoamento não reativo	94
	APÊNDICE C – Figuras dos resultados PIV dos casos com escoamento reativo	98

## 1 INTRODUÇÃO

O impacto ambiental causado pelo homem é pautado nas discussões entre líderes e organizações mundiais nas últimas décadas. A área de combustão tem notável responsabilidade e visibilidade nessa questão. Como resultado, há grande esforço por parte de pesquisa para a otimização dos processos de combustão buscando aumentar sua eficiência e reduzir a emissão de poluentes.

Uma tecnologia com crescente notoriedade é a combustão sem chama visível, conhecida na literatura técnica por *Flameless Oxidation* (FLOX). Essa tecnologia atende às exigências citadas acima, além de reduzir oscilações e ruídos do processo de combustão (WUNNING; WUNNING, 1997). A figura 1 ilustra a transição entre os regimes de chama convencional e combustão sem chama visível.

Figura 1 – Transição entre regimes de combustão da chama convencional para sem chama visível. Esquerda para a direita respectivamente.



Fonte: Adaptado de Li et al. (2013).

Outra técnica recorrente na literatura é a *Moderate and Intense Low oxygen Dilution* (MILD). O processo de combustão MILD é um caso particular do processo *High Temperature Air Combustion* (HiTAC) no qual os reagentes são pré-aquecidos acima da temperatura de autoignição da mistura com a característica particular de um aumento máximo de temperatura devido à combustão menor que a temperatura de autoignição da mistura (CAVALIERE; JOANNON, 2004). O processo de combustão sem chama visível é similar ao MILD com a particularidade de apresentar desprezível emissão de luz visível da chama.

As principais características comuns às duas técnicas são a utilização de recirculação e a mistura dos produtos da combustão com os reagentes, que deve ser rápida o suficiente para que a mistura seja homogênea antes do início da combustão (WUNNING; WUNNING, 1997).

Diversas configurações foram propostas para uma câmara de combustão operando no regime sem chama visível. Uma geometria de simplicidade e versatilidade interessantes é a

câmara desenvolvida por Veríssimo et al. (2011). Por apresentar parede de quartzo, esse projeto possibilita acesso óptico em todo o volume da câmara sendo de extrema relevância para experimentos que utilizam técnicas de medição a laser. Este trabalho utiliza o mesmo projeto de câmara de combustão e seu detalhamento se encontra no capítulo 3.

Parâmetros globais como potência térmica, excesso de ar e velocidade de entrada do ar foram estudados para entender sua influência na emissão de poluentes e distribuição de temperatura no interior da câmara (VERÍSSIMO et al., 2011). Porém, poucos estudos experimentais estudam o mecanismo fundamental de reação que ocorre no regime de combustão sem chama visível, assim como sua transição a partir do regime de chama convencional.

Estudos recentes indicam que as reações químicas ainda ocorrem em zonas finas como no caso de combustão com chama convencional, porém, com menor intensidade e efeito destacado pela turbulência que deforma geometricamente a região na qual ocorre a reação.

## 1.1 OBJETIVOS

Este trabalho tem como objetivo principal o estudo e caracterização da turbulência em uma câmara de combustão de metano operando no regime sem chama visível através da técnica velocimetria por imagem de partícula, do inglês *Particle Image Velocimetry* (PIV). Como principal resultado espera-se entender melhor o mecanismo fundamental de interação entre cinética química e turbulência para esse regime de combustão. Para isso, dados experimentais dos campos de velocidade, componentes do tensor de Reynolds, taxa de dissipação da energia cinética turbulenta e quimioluminescência de  $\text{OH}^*$  serão apresentados para suporte às conclusões. Os dados experimentais serão utilizados para estimativa das distribuições dos adimensionais números de Damköhler e Karlovitz indispensáveis para a análise da relação entre os tempos característicos da turbulência e das reações químicas.

## 2 REVISÃO DA LITERATURA

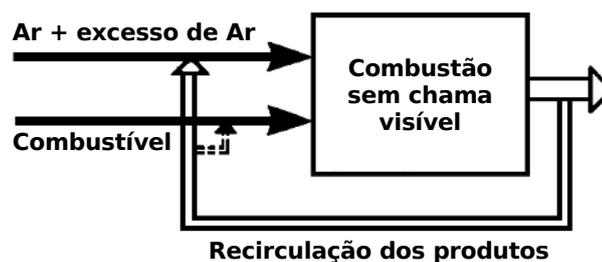
O estudo do regime de combustão sem chama visível ganhou grande atenção a partir do trabalho de Wunning e Wunning (1997), no qual suas principais características globais foram apresentadas para o projeto de um queimador operando nesse regime.

Desde então, procura-se entender a influência de diversos parâmetros, como geometria (TU et al., 2015) e parâmetros de operação (REBOLA; COSTA; COELHO, 2013; VERÍSSIMO; ROCHA; COSTA, 2013b), limites de operação e eficiência da combustão no regime sem chama visível.

Uma característica amplamente discutida é a recirculação dos produtos da combustão para mistura com os reagentes (CAVALIERE; JOANNON, 2004). Recirculação essa que pode ser realizada basicamente de duas formas: interna ou externa.

A recirculação externa pode ser feita direcionando os produtos da combustão para a linha de entrada de ar onde, para se atingir a pressão necessária para a recirculação, um compressor é adicionado à linha. Essa abordagem é interessante no caso de aplicação em câmaras de combustão existentes de forma a manter seu projeto, porém, a alta temperatura dos produtos da combustão recirculado coloca uma dificuldade técnica para os equipamentos a serem adicionados ao sistema. A figura 2 ilustra um diagrama de blocos representando a solução de recirculação externa.

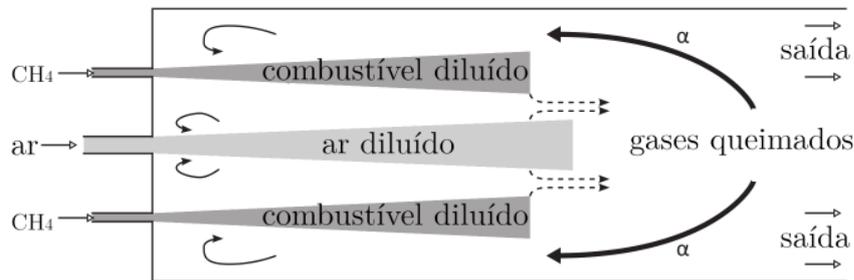
Figura 2 – Diagrama de blocos da combustão sem chama visível.



Fonte: Adaptado de Wunning e Wunning (1997).

A abordagem com recirculação interna ocorre no interior da câmara de combustão pela fluidodinâmica do escoamento. Essa abordagem é vantajosa se comparada à recirculação externa pois, não é necessária a adição de tubulações ou novos componentes nos sistemas existentes, mantendo sua eficiência global (WUNNING; WUNNING, 1997). A figura 3 ilustra o processo de recirculação interna e mistura dos produtos da combustão com os reagentes na entrada.

Figura 3 – Desenho esquemático do processo de diluição dos reagentes no interior da câmara de combustão



Fonte: Adaptado de Lamouroux et al. (2014).

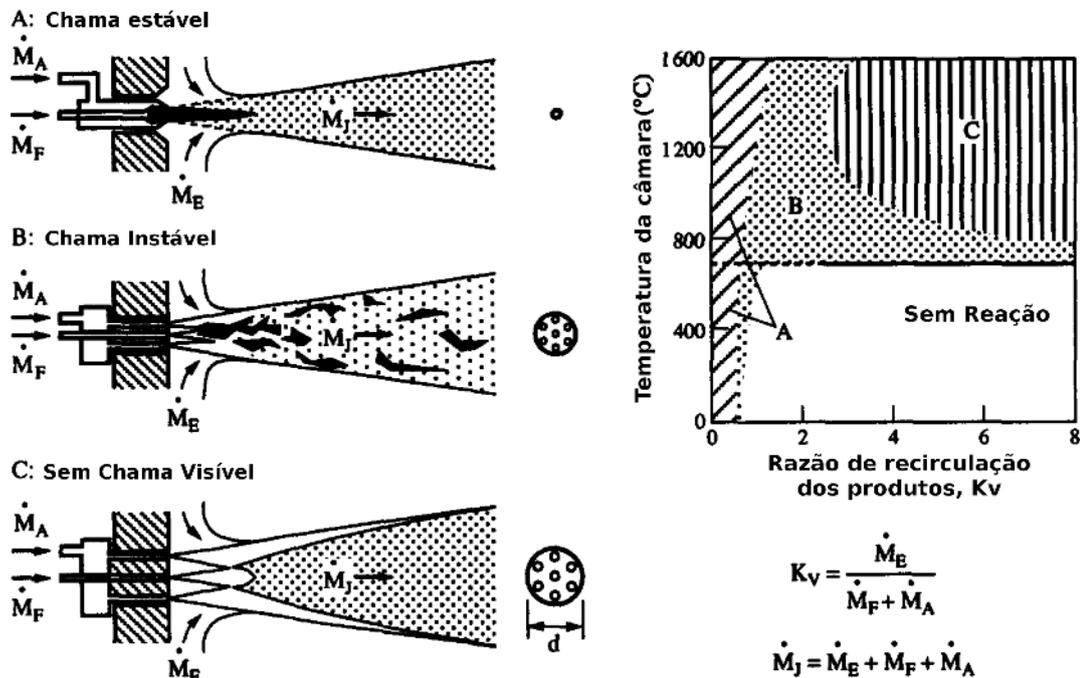
Para uma aplicação de fornalha com recirculação interna, Wunning e Wunning (1997) comparam a combustão sem chama visível com a convencional estável e instável, identificando seus limites de operação em função da temperatura da câmara e razão de recirculação  $Kv$  (figura 4). Observa-se que, para atingir o regime de combustão sem chama visível, um limite mínimo da razão de recirculação e da temperatura da câmara são necessários. Dessa forma, antes da utilização do regime sem chama visível, um transiente inicial de combustão com chama visível convencional pode ser utilizado para se atingir o limite de temperatura, além do pré aquecimento do ar na entrada.

Veríssimo et al. (2011) desenvolveram uma câmara de combustão de metano capaz de operar estável no regime de chama convencional e no regime sem chama visível. A figura 5 ilustra a câmara operando nesses regimes assim como a transição gradual entre eles.

Nota-se na figura 5f a ausência da luz azulada na região de reação esperada como na figura 5a. Zhou et al. (2017) observaram por espectrometria que no regime de operação sem chama visível a reação passa a emitir com maior intensidade o fundo contínuo e menor intensidade nas frequências características do radical  $C_2^*$  conforme ilustra a figura 6. Os autores concluíram que a ausência de luz visível proveniente das reações químicas se dá principalmente pela razão entre as intensidades de emissão de  $C_2^*$  pela emissão de fundo contínuo como observado na figura  $C_2^*/CBG$  na figura 6.

Dentre as características do regime de combustão sem chama visível, talvez a de maior interesse para o panorama atual da área de combustão seja a redução na emissão de poluentes comparado ao regime de chama convencional. Wunning e Wunning (1997) reportaram uma redução acima de 95% na emissão de  $NO$  conforme disposto na figura 7.

Figura 4 – Limites de estabilidade de combustão para o queimador desenvolvido por Wunning e Wunning (1997), sendo  $\dot{M}_E$  a vazão mássica recirculada,  $\dot{M}_F$  a vazão mássica de combustível e  $\dot{M}_A$  a vazão mássica de ar



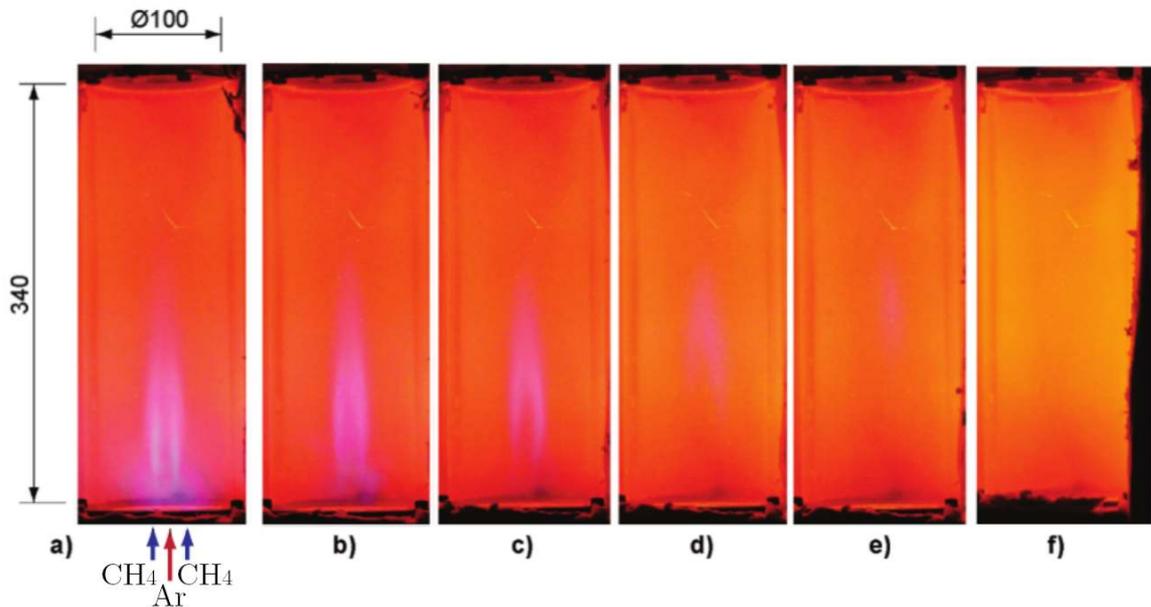
Fonte: Adaptado de Wunning e Wunning (1997).

Outra importante característica presente no regime sem chama visível é a redução na emissão de ruído. Na figura 7 observa-se uma redução de 80% do ruído proveniente apenas da combustão.

A determinação dos limites de operação de uma câmara de combustão operando no regime sem chama visível é de grande importância para sua aplicação prática e também para investigação de diferentes parâmetros globais de controle nas características de interesse desse regime. Para a câmara apresentada na figura 5, Veríssimo, Rocha e Costa (2013b) levantaram as regiões dos regimes de chama convencional, transição, sem chama visível e sem combustão em função da razão de equivalência global  $\varphi$  e quantidade de movimento na entrada de ar da câmara. A figura 8 ilustra a delimitação dessas regiões de operação.

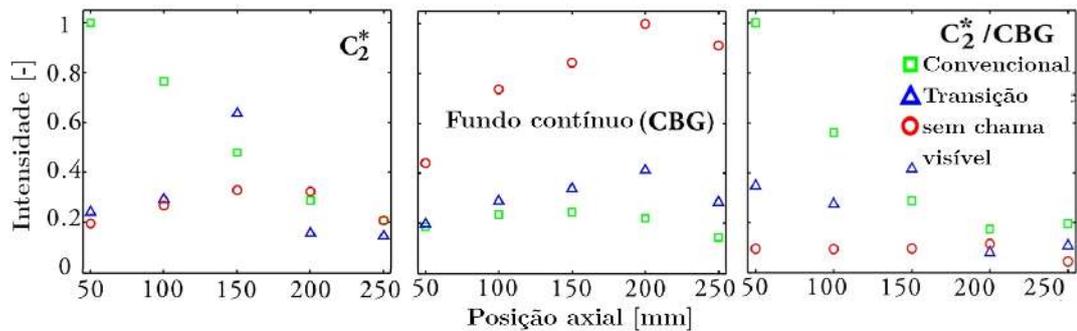
A velocidade de entrada do ar, diretamente ligada à sua quantidade de movimento, é um parâmetro de grande importância para queimadores em regime de combustão sem chama visível. Veríssimo, Rocha e Costa (2013b) estudaram experimentalmente a influência desse parâmetro variando o diâmetro do canal de entrada do ar para uma mesma vazão e razão de equivalência global na câmara da figura 5. Conforme observado, esse parâmetro não alterou significativamente a posição da região de recirculação no interior da câmara de combustão,

Figura 5 – Câmara de combustão com acesso óptico operando nos regimes de chama convencional (a) e sem chama visível (f) com transição gradual entre regimes.



Fonte: Adaptado de Veríssimo et al. (2011).

Figura 6 – Intensidade luminosa de espectrometria por quimioluminescência do radical  $C_2^*$ , fundo contínuo (CBG) e razão entre os sinais  $C_2^*/CBG$  em função do eixo axial da câmara de combustão.

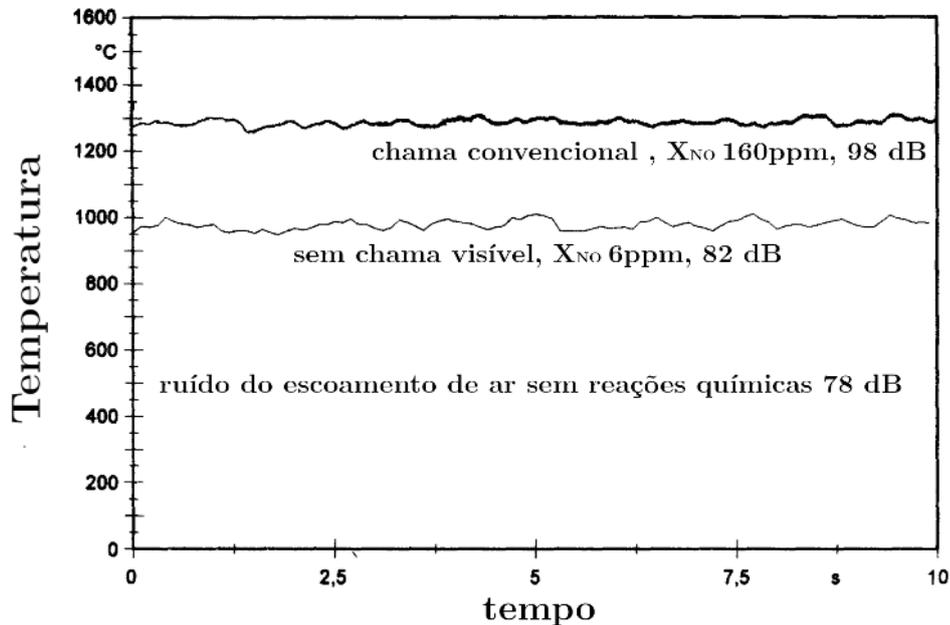


Fonte: Adaptado de Zhou et al. (2017).

porém, efeitos consideráveis foram observados nas distribuições de temperatura e fração molar de espécies químicas. A figura 9 ilustra a diferença nas distribuições de temperatura e frações molares de  $O_2$ ,  $CO_2$  e  $NO_x$  para velocidades de entrada de ar de 113,2 m/s (a) e 230,1 m/s (b).

Veríssimo, Rocha e Costa (2013b) concluem que a velocidade de entrada do ar influencia a fração molar de oxigênio local na região de mistura entre reagentes e produtos da combustão provenientes da recirculação, sendo que maiores velocidades de entrada do ar resultam menores emissões de  $NO_x$  conforme observado na saída da câmara na figura 9.

Figura 7 – Temperatura no interior da câmara de combustão (a 250mm do queimador) em função do tempo para os casos de regime de chama convencional e sem chama visível.



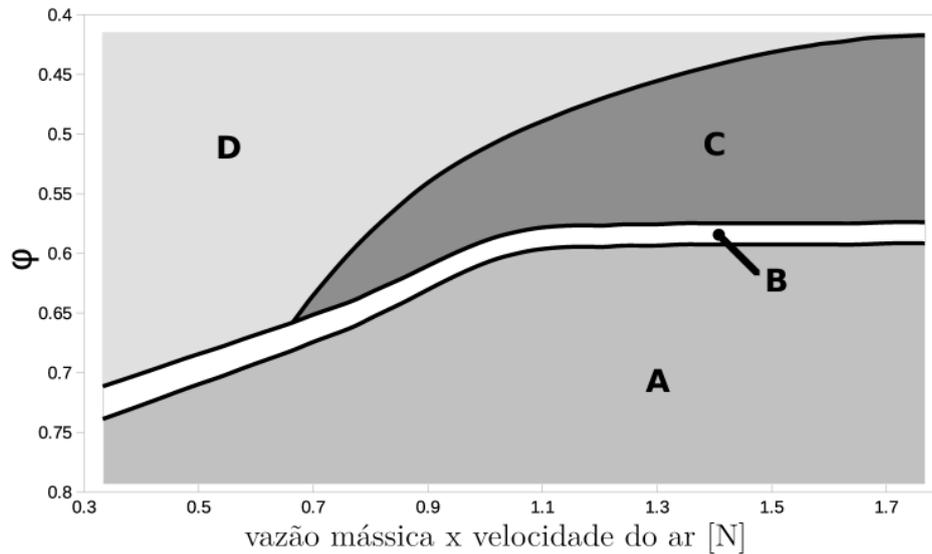
Fonte: Adaptado de Wunning e Wunning (1997).

Azevedo, Andrade e Costa (2015) (experimentalmente) e Hosseini, Bagheri e Wahid (2014) (numericamente) concluem que a distribuição de temperatura no interior da câmara de combustão se aproxima a uma distribuição uniforme. As observações de Veríssimo, Rocha e Costa (2013b) concordam com esta conclusão e acrescentam que o aumento na velocidade de entrada do ar favorece ainda mais a uniformidade da distribuição de temperatura.

Motivados por esse panorama de características gerais, trabalhos recentes procuram modelar o regime sem chama visível por de simulação numérica, na qual a dificuldade está no tratamento do escoamento reativo turbulento devido às altas velocidades e zona de recirculação presentes nesse regime. Portanto, a utilização de modelos de média de Reynolds das equações de Navier-Stokes, do inglês *Reynolds-Averaged Navier-Stokes* (RANS) ou de simulação de grandes escalas, do inglês *Large Eddy Simulation* (LES) deve ser analisada cuidadosamente em conjunto com o modelo de reação química utilizado.

Diversos trabalhos utilizando a abordagem RANS aplicam o modelo  $k\varepsilon$  (HOSSEINI; BAGHERI; WAHID, 2014; LIU; WANG; XU, 2015; AMINIAN; GALLETI; TOGNOTTI, 2016; PARENTE et al., 2016). Kruse et al. (2015) observaram porém, que os resultados de emissão de  $NO_x$  simulados utilizando esse modelo para o escoamento turbulento são mais que uma ordem de grandeza menores que os resultados experimentais de um queimador em regime

Figura 8 – Limites de regimes de combustão de metano para câmara desenvolvida por Veríssimo, Rocha e Costa (2013b) operando com ar pré-aquecido à 400°C e potência térmica de entrada de 10 kW. A) Sem chama visível, B) Transição, C) Chama visível convencional e D) Sem combustão.



Fonte: Adaptado de Veríssimo, Rocha e Costa (2013b).

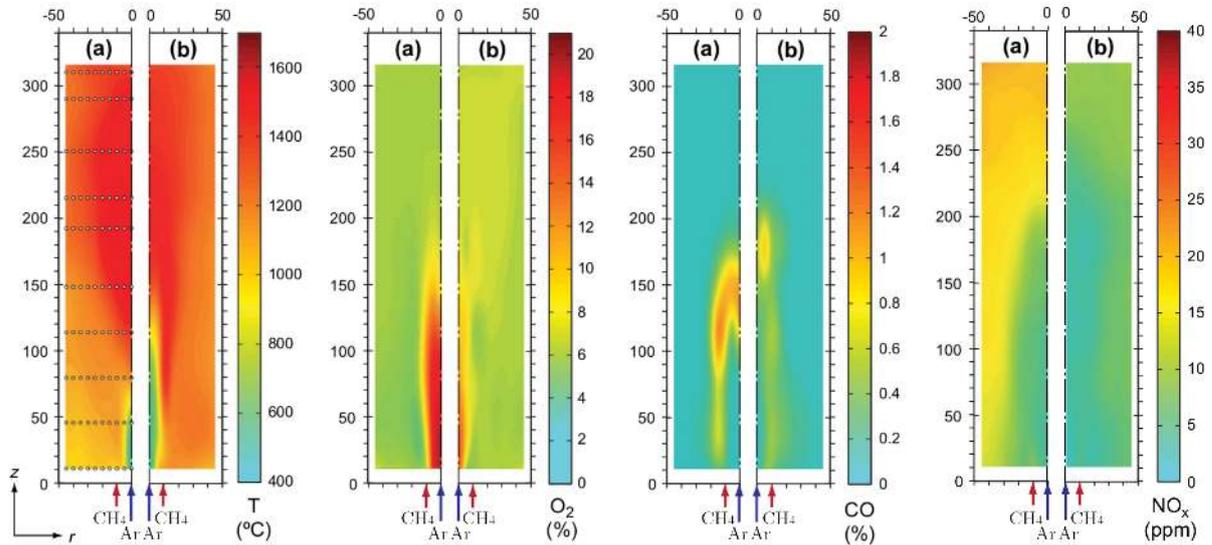
de combustão sem chama visível para turbinas a gás. Segundo os autores, os modelos utilizados são simples e não capturam adequadamente os picos de temperatura no interior da câmara de combustão e portanto, não contabilizam a formação não linear de  $NO_x$ .

Recentemente, procura-se estender o modelo de Dissipação de Turbilhões, do inglês *Eddy Dissipation Concept* (EDC) para o caso de combustão sem chama visível (AMINIAN; GALLETTI; TOGNOTTI, 2016; PARENTE et al., 2016). O EDC originalmente modela a combustão nas pequenas estruturas turbulentas como um reator perfeitamente misturado e sua extensão propõe a utilização de um reator parcialmente misturado. Um sensível avanço foi observado nos resultados comparado ao modelo EDC original, porém, por se utilizar de um ajuste nos coeficientes do modelo original, os limites de aplicação do modelo estendido para casos de chama convencional ou a transição entre os regimes convencional e sem chama visível necessitam validação.

O EDC estendido foi empregado apenas na abordagem RANS utilizando o modelo  $k\varepsilon$  para o escoamento turbulento. A adequação, implementação e a verificação do modelo utilizando a abordagem LES são assuntos com potencial para pesquisa, uma vez que espera-se nessa abordagem uma melhor caracterização das estruturas turbulentas.

A modelagem das reações químicas é de igual relevância para a simulação completa da combustão do regime sem chama visível. Assim como a solução completa do escoamento

Figura 9 – Resultados experimentais de Veríssimo, Rocha e Costa (2013b) para as distribuições de temperatura, oxigênio, monóxido de carbono e  $NO_x$ , da esquerda para a direita respectivamente, para o regime de combustão sem chama visível com velocidade de entrada de ar de 113,2 m/s a) e 230,1 m/s b).



Fonte: Adaptado de Veríssimo, Rocha e Costa (2013b).

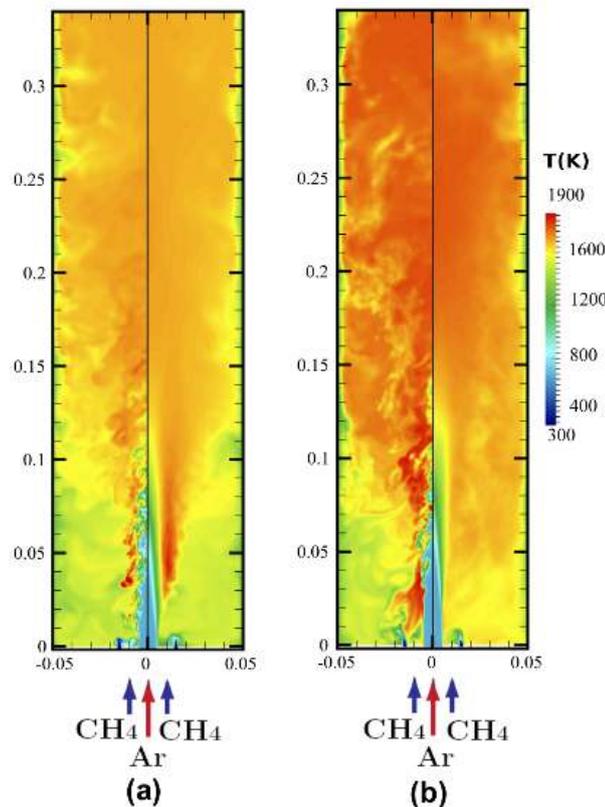
turbulento até a menor escala implica elevado custo computacional, a solução detalhada da cinética química por meio de mecanismo cinético complexo também inviabiliza, até o momento, sua aplicação em casos práticos de engenharia.

Diversas abordagens procuram reduzir o custo computacional da modelagem das reações químicas mantendo a precisão e riqueza de informações da solução detalhada da cinética química. Uma abordagem muito utilizada é a química tabulada, na qual procura-se guardar informações da solução detalhada da cinética química em uma tabela de forma que o algoritmo de Mecânica dos Fluidos Computacional, do inglês *Computational Fluid Dynamics* (CFD) as utilize por um custo computacional reduzido comparado à sua solução em cada iteração.

O *Flamelet Generated Manifold* (FGM) é um modelo de química tabulada que se mostra aplicável em diversos casos de interesse para engenharia (BOJKO; DESJARDIN, 2017; DONINI et al., 2017; ATOOF; EMAMI, 2015; PROCH; KEMPF, 2015; NGUYEN et al., 2010; DELHAYE et al., 2009). Esse modelo utiliza a hipótese que nas pequenas escalas as reações ocorrem em regiões finas, amplamente conhecidas na literatura técnica como *flamelets*. Utilizando um modelo canônico de chama o FGM consiste no cálculo das propriedades da reação para um mecanismo químico detalhado, guardando essas informações em uma tabela em função de poucas variáveis de controle (OIJEN; GOEY, 2000). Uma ligação é feita entre o algoritmo CFD e os resultados armazenados na tabela utilizando essas variáveis de controle.

O modelo FGM foi aplicado em trabalhos recentes (ZHANG et al., 2017; ABTAHI-ZADEH; GOEY; OIJEN, 2017; LAMOUREUX et al., 2014) para o regime de combustão sem chama visível conforme ilustra a figura 10, na qual é apresentada uma simulação LES+FGM da câmara apresentada na figura 5.

Figura 10 – Simulação LES + FGM da câmara de combustão na figura 5 para o caso de chama convencional a) e sem chama visível b). Imagem instantânea à esquerda e média temporal à direita em cada caso.



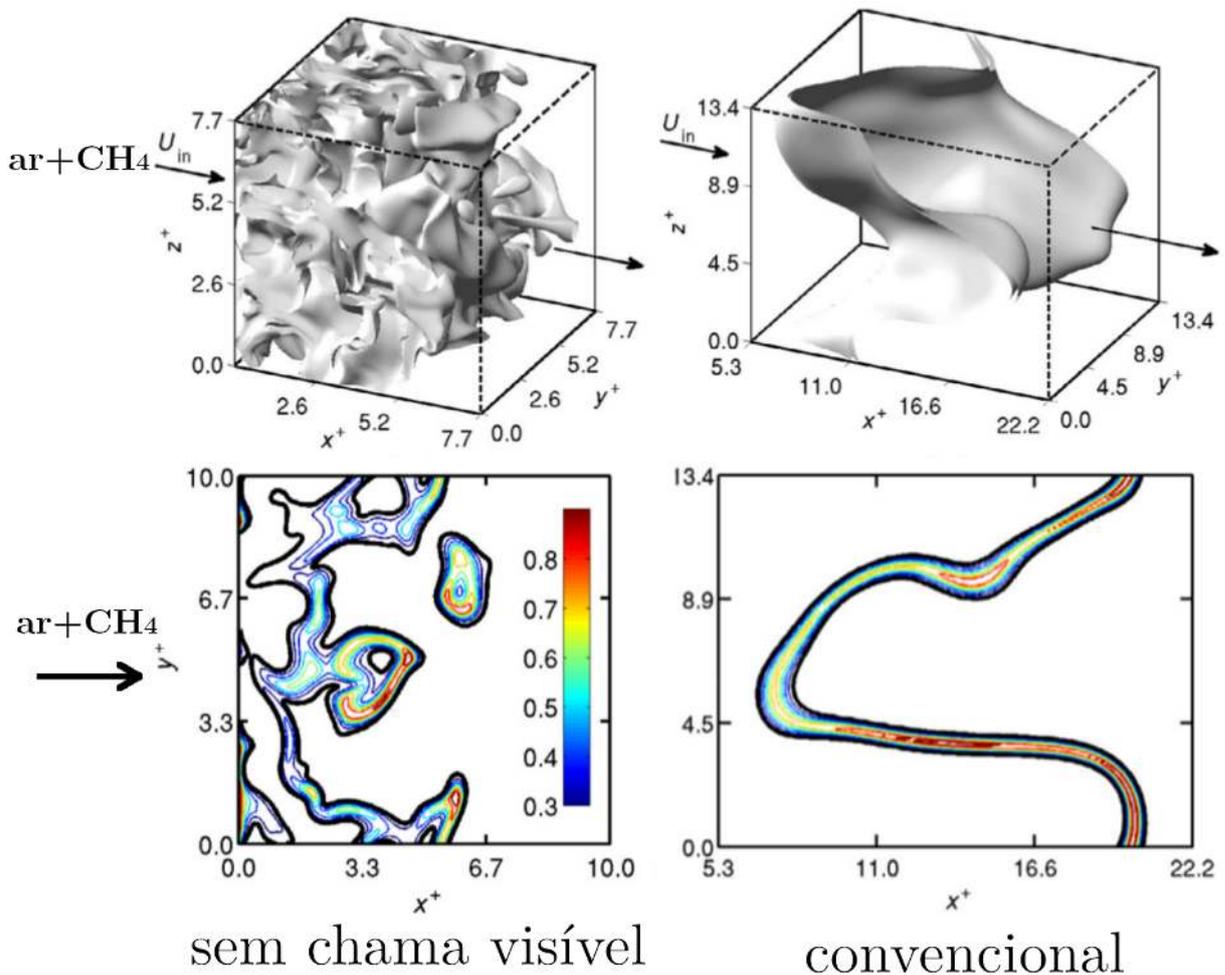
Fonte: Adaptado de Lamouroux et al. (2014).

Os resultados desse nível de abordagem de simulação numérica apresentam de forma geral, coerência com as observações experimentais. Devido ao maior nível de detalhamento nos resultados de simulações numéricas, faz-se necessário um melhor entendimento dos mecanismos fundamentais presentes no regime de combustão sem chama visível. Isto pode ser constatado nas diferentes estratégias e modelos de chama canônicas estudadas para a metodologia do FGM no caso desse regime de combustão (CHEN et al., 2017; GÖKTOLGA; Van Oijen; De Goey, 2017).

Trabalhos utilizando simulação numérica direta, do inglês *Direct Numerical Simulation* (DNS) com solução detalhada da cinética química procuram entender os mecanismos fundamentais do regime sem chama visível (DOAN; SWAMINATHAN; MINAMOTO, 2018; Gök-

TOLGA; OIJEN; GOEY, 2015; MINAMOTO; SWAMINATHAN, 2015; MINAMOTO et al., 2014; MINAMOTO; SWAMINATHAN, 2014; OIJEN, 2013). A figura 11 ilustra a comparação entre os casos de regime de chama convencional e sem chama visível para essa abordagem de simulação numérica.

Figura 11 – DNS com cinética química detalhada comparando caso de regime de combustão convencional e sem chama visível em domínio computacional da ordem de 10 milímetros. Figuras superiores com iso-superfícies representativas do região de reação química. Figuras inferiores ilustram isolinhas coloridas com intensidade normalizada da taxa de reação.

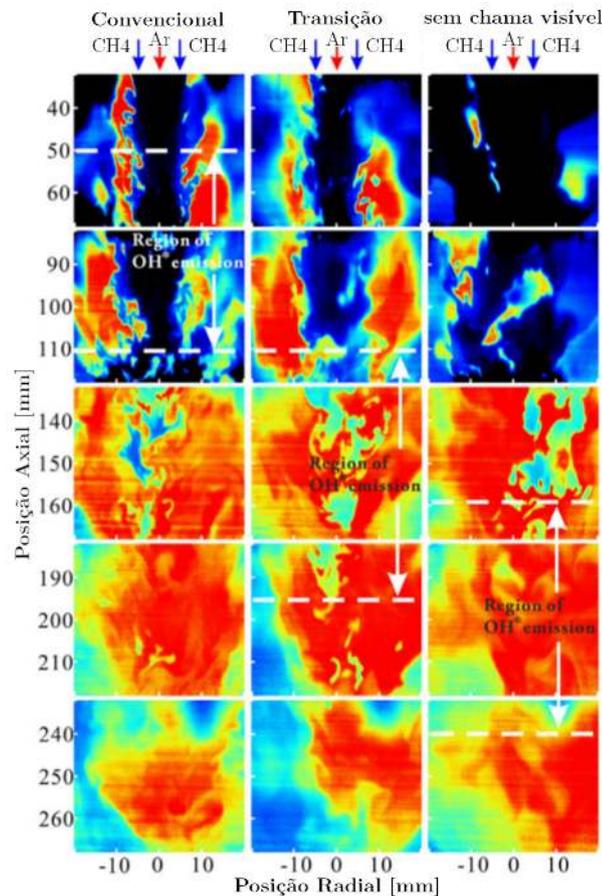


Fonte: Adaptado de Minamoto e Swaminathan (2014).

Foi observado que nas pequenas escalas turbulentas, ainda é possível notar finas regiões de reação química, porém, devido à intensa ação da turbulência em conjunto com a diluição dos reagentes pelos produtos da combustão provenientes de recirculação, essas reações ocorrem com menor intensidade e sofrem grandes distorções a ponto de interagirem entre si e aumentarem o volume na qual ocorrem.

Utilizando a câmara de combustão da figura 5, Veríssimo, Rocha e Costa (2013a), Zhou et al. (2017) procuram avaliar experimentalmente os mecanismos fundamentais do regime sem chama visível através das técnicas de quimioluminescência- $OH^*$ , fluorescência induzida por laser planar, do inglês *Planar Laser Induced Fluorescence* (PLIF)- $OH$  e PLIF- $CH_2O$ . Os resultados da técnica PLIF- $OH$  estão ilustrados na figura 12.

Figura 12 – Resultados experimentais de PLIF- $OH$  para os casos de regime de chama convencional, transição e sem chama visível, da esquerda para direita respectivamente.



Fonte: Adaptado de Zhou et al. (2017).

Os resultados apontam uma diminuição na intensidade das reações químicas no regime sem chama visível comparado ao de chama convencional. Essa menor intensidade impõe maior dificuldade nas medições da técnica PLIF- $OH$  devido à característica presença de  $OH$  após a região de reação até mesmo para o caso de chama convencional conforme se observa na figura 12. Zhou et al. (2017) destacam que os resultados de PLIF- $CH_2O$  não apresentaram essa dificuldade e portanto seriam mais adequados para o estudo do regime sem chama visível.

Zhou et al. (2017) concluem que a transição do regime de combustão convencional para o regime sem chama visível ocorre por uma ação combinada entre o escoamento turbulento e a fração molar de  $O_2$  nos reagentes misturados com os produtos da combustão.

Khalil e Gupta (2017) avaliaram a relação entre cinética química e turbulência para uma câmara de combustão com queimador do tipo swirler operando nos regimes de chama convencional e sem chama visível pela razão entre os tempos característicos das reações químicas e da turbulência. O tempo característico das reações químicas foi estimado por cálculos de chama laminar utilizando as condições de operação experimentais como parâmetros. Os tempos característicos da turbulência foram avaliados utilizando resultados de PIV de baixa taxa de aquisição da câmara operando nos diferentes regimes de combustão. Os resultados apontaram que ao reduzir a fração molar de oxigênio nos reagentes, conforme se espera no regime sem chama visível, a velocidade de chama também reduz e a espessura da chama aumenta, resultando valores para o número de Damköhler baixos e reações químicas ocorrendo de forma distribuída na câmara de combustão. Os autores indicam ainda no diagrama de Borghi que o caso de regime sem chama visível é localizado na região de reator perfeitamente misturado. Essas conclusões são de fundamental importância para o desenvolvimento de metodologias precisas para modelagem da combustão no regime sem chama visível.

Apesar de destacada a importância da turbulência e sua interação com as reações químicas para estabelecimento do regime de combustão sem chama visível, poucos estudos experimentais em câmaras de combustão operando no regime sem chama visível focam na análise do escoamento turbulento reativo. O objetivo deste trabalho é caracterizar a turbulência na câmara de combustão desenvolvida por Veríssimo et al. (2011) operando em diferentes regimes de combustão e avançar na compreensão dos mecanismos fundamentais para se estabelecer a combustão sem chama visível.

### 3 METODOLOGIA

Neste capítulo serão detalhadas as hipóteses e métodos aplicados neste trabalho. A seção 3.1 descreve o protótipo da câmara de combustão fabricada. O detalhamento da bancada experimental de testes é apresentado na seção 3.2 e a seção 3.3 retrata os sistemas de medições utilizados. Por fim, na seção 3.4 é apresentada a metodologia de processamento de sinais e cálculos utilizados para estimar os campos turbulentos utilizando os dados experimentais obtidos.

Três casos foram estudados com diferentes regimes de combustão: Regime de chama convencional, transição e sem chama visível. Os parâmetros de operação para os experimentos estão apresentados na tabela 1. Esses parâmetros foram definidos a partir dos resultados de Zhou et al. (2017).

Tabela 1 – Parâmetros de controle utilizados nos experimentos. Todos os casos foram estudados a pressão ambiente.

		Ar			Metano ( $CH_4$ )
		Convencional	Transição	Sem chama visível	
$\varphi$		$0,53 \pm 0,03$	$0,67 \pm 0,04$	$0,91 \pm 0,06$	
Vazão	[kg/s]	$6,59 \times 10^{-3}$	$5,22 \times 10^{-3}$	$3,84 \times 10^{-3}$	$2,04 \times 10^{-4}$
		$\pm 5,6 \times 10^{-5}$	$\pm 5,6 \times 10^{-5}$	$\pm 5,6 \times 10^{-5}$	$\pm 1,1 \times 10^{-5}$
Temperatura	[C]	$400 \pm 5^\circ C$	$400 \pm 5^\circ C$	$400 \pm 5^\circ C$	$25 \pm 5^\circ C$

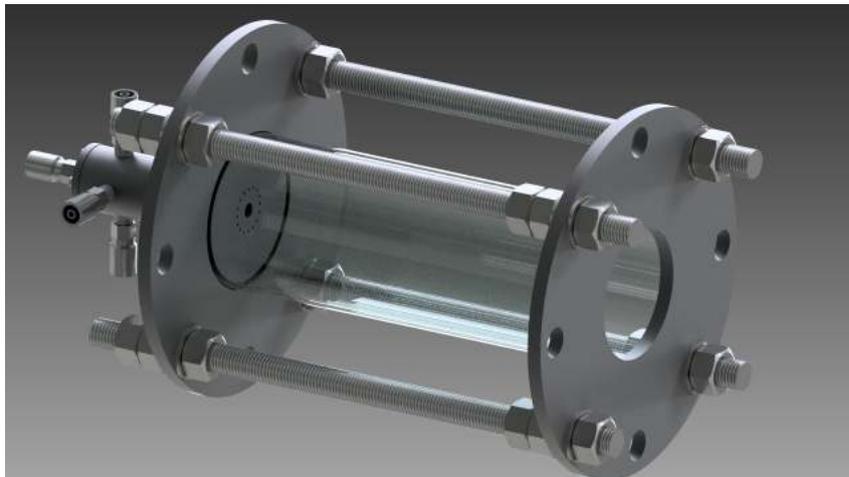
Fonte: Autor

#### 3.1 A CÂMARA DE COMBUSTÃO SEM CHAMA VISÍVEL

Procurando avançar na discussão da influência da turbulência na transição do regime de chama convencional para o regime sem chama visível, a câmara de combustão desenvolvida foi baseada na experiência bem sucedida de Veríssimo, Rocha e Costa (2013b) no desenvolvimento de uma câmara de combustão capaz de operar de forma estavel no regime de chama convencional e também no regime sem chama visível. O modelo CAD está ilustrado na figura 13. A câmara é constituída por um cilindro de quartzo, acomodado entre flanges fabricados em aço inoxidável, concebendo uma câmara de combustão cilíndrica conforme ilustrado na figura 13b em corte. Todos os desenhos de fabricação com detalhamento de cotas podem ser vistos no apêndice A.

Os reagentes entram na câmara pelos furos de entrada separadamente, de forma que não é feita nenhuma pré-mistura. O combustível é inserido por dezesseis furos de dois milímetros

Figura 13 – Modelo CAD da câmara de combustão sem chama visível com vista completa (a) e em corte (b).



(a)



(b)

Fonte: Autor

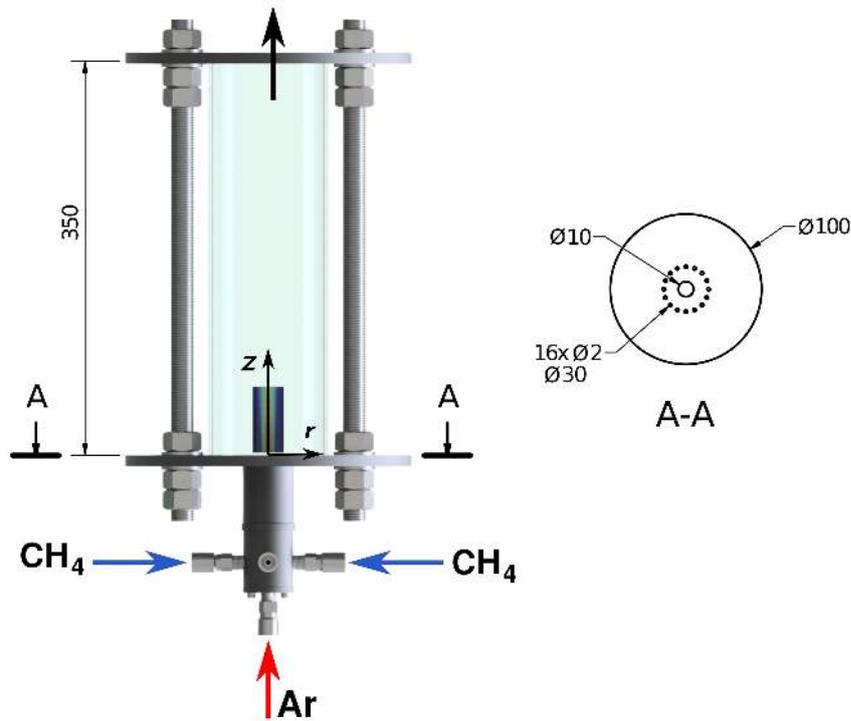
de diâmetro cada equidistantes a uma distância de 15 mm do eixo de simetria. O ar é inserido pelo furo central de dez milímetros de diâmetro conforme ilustra a figura 14.

### 3.2 BANCADA EXPERIMENTAL

A bancada experimental utilizada neste trabalho foi idealizada para a técnica PIV, particularmente para medição do escoamento reativo na câmara operando durante o regime de combustão sem chama visível. Os detalhes da técnica PIV estão na próxima subseção 3.3.

Dois controladores de vazão do tipo rotâmetro foram utilizados para as linhas de ar e combustível, DWYER RMB-55-SSV e DWYER RMA-22-SSV, respectivamente. A linha de ar

Figura 14 – Protótipo fabricado da câmara de combustão baseado no trabalho de Veríssimo, Rocha e Costa (2013b).



Fonte: Autor

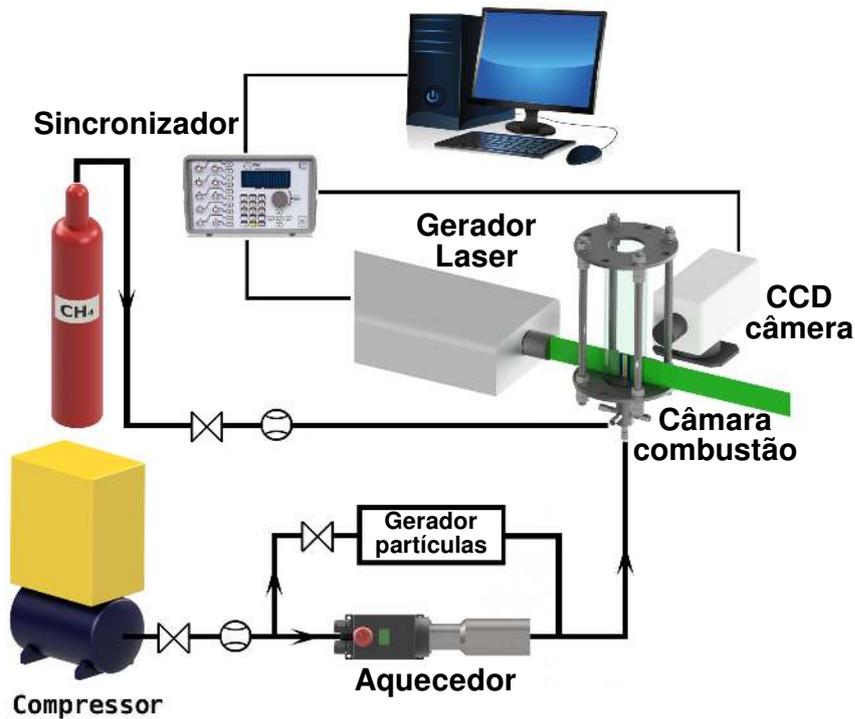
foi regulada para uma pressão de 4 bar, de forma que as vazões dos rotômetros foram corrigidas para a pressão utilizada na linha de ar e corrigidas para a massa específica do metano para a linha de combustível, conforme indicado no manual da fabricante Dwyer. Devido à necessidade de pré-aquecimento do ar na entrada da câmara, um aquecedor industrial LEISTER LHS 21L SYSTEM 230V/3.3kW foi acoplado à linha.

Um gerador de partículas traçadoras sólidas 10F01 da Dantec Dynamics foi montado na linha de ar em paralelo à linha do aquecedor, evitando que as partículas danificassem o circuito elétrico do aquecedor ou que o ar quente danificasse o gerador de partículas. Partículas de dióxido de silício  $SiO_2$  de massa específica  $0.23 \text{ g/cm}^3$  e diâmetro médio de  $0.3 \mu\text{m}$  foram utilizadas no gerador de partículas. Apenas no fluxo de ar foram dispersas as partículas traçadoras já que sua vazão é uma ordem de magnitude maior que a do combustível.

O ar é fornecido por um compressor industrial com o controle da pressão realizado por uma válvula reguladora de pressão. O combustível, metano, é fornecido por um cilindro pressurizado com controle manual da vazão utilizando uma válvula agulha.

A figura 15 ilustra o desenho esquemático da bancada experimental.

Figura 15 – Diagrama de blocos da bancada experimental.



Fonte: Autor

### 3.2.1 Observações para operação

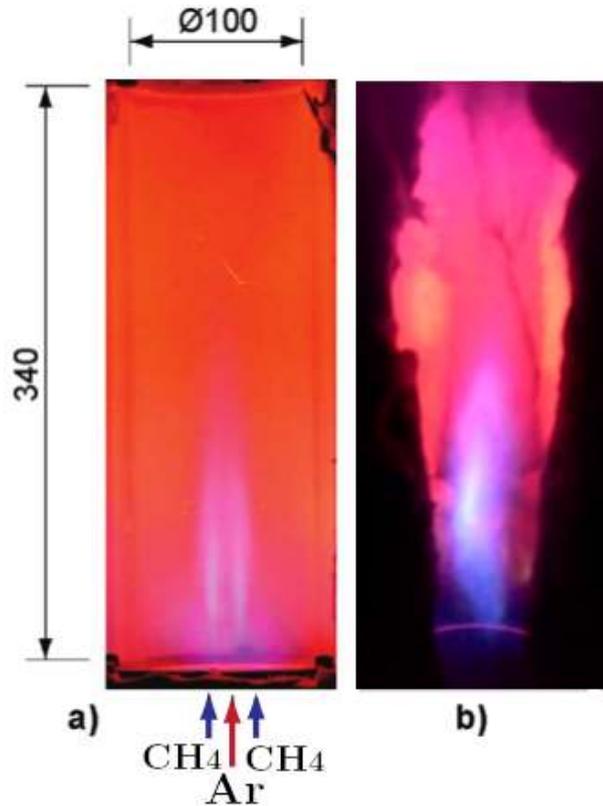
O processo de ignição foi realizado utilizando um pequeno queimador portátil posicionado manualmente na região de saída da câmara de combustão apenas durante o início do processo. Fixar a vazão de combustível e variar apenas a vazão de ar para estabilizar os regimes de combustão estudados se mostrou seguro e eficaz. Inicialmente apenas combustível é inserido na câmara, facilitando a ignição, e então o ar é inserido gradualmente até a vazão do caso estudado.

Experiências iniciais sem utilização de isolante térmico na parede cilíndrica de quartzo e pré-aquecedor do ar na entrada desligado, mostraram que não foi possível estabilizar as reações de combustão no interior da câmara. Sem isolante, só foi estabelecida a combustão para vazões de ar menores que as especificadas na tabela 1 com reações ocorrendo na região de saída da câmara.

O pré-aquecimento do ar a 400°C permitiu que as reações ocorressem no interior da câmara, porém, ainda para limites estreitos de vazão de ar. Com a utilização de isolamento térmico, o regime permanente foi atingido mais rápido em comparação ao caso apenas com aquecedor, permitindo também que a variação da vazão pudesse ser explorada.

Foram utilizadas as condições apresentadas na tabela 1 para se atingir o regime de combustão convencional reportado por Veríssimo et al. (2011), conforme ilustra a figura 16, na qual a) é resultado de Veríssimo et al. (2011) e b) imagem da câmara fabricada neste trabalho.

Figura 16 – Teste preliminar para o caso de comparação no regime convencional identificado por a) Veríssimo et al. (2011) e b) resultado deste trabalho.



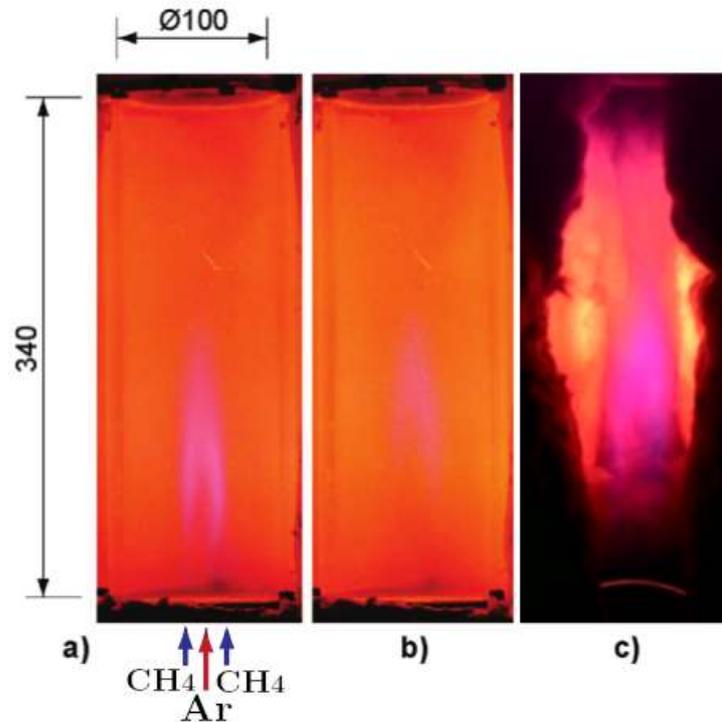
Fonte: Autor.

Dentre os regimes estudados, este caso convencional apresentou maiores dificuldades para estabilização, o que se observou sob a forma de elevado tempo de transiente inicial. Notou-se que para manter as reações químicas e atingir as condições de operação do regime de chama convencional, a parede da câmara precisa atingir uma temperatura mínima. Uma possível explicação é a recirculação interna dos gases que aumenta a transferência de calor que ocorre na região das paredes e resfria os gases recirculados inviabilizando a continuação das reações químicas. A vazão de gases recirculados, proporcional à vazão de entrada do ar, também é determinante na sustentação das reações químicas de forma que durante o período de aquecimento da parede da câmara, a vazão deve aumentar controladamente.

Como resultado de testes com diferentes vazões de ar, observou-se visualmente o caso de transição do regime convencional para o regime sem chama visível conforme ilustrado na

figura 17 na qual a) e b) são imagens de Veríssimo et al. (2011) consideradas no regime de transição e c) imagem da câmara fabricada neste trabalho.

Figura 17 – Teste preliminar para o caso de comparação no regime de transição identificado por a) e b) Veríssimo et al. (2011) e c) resultado deste trabalho.

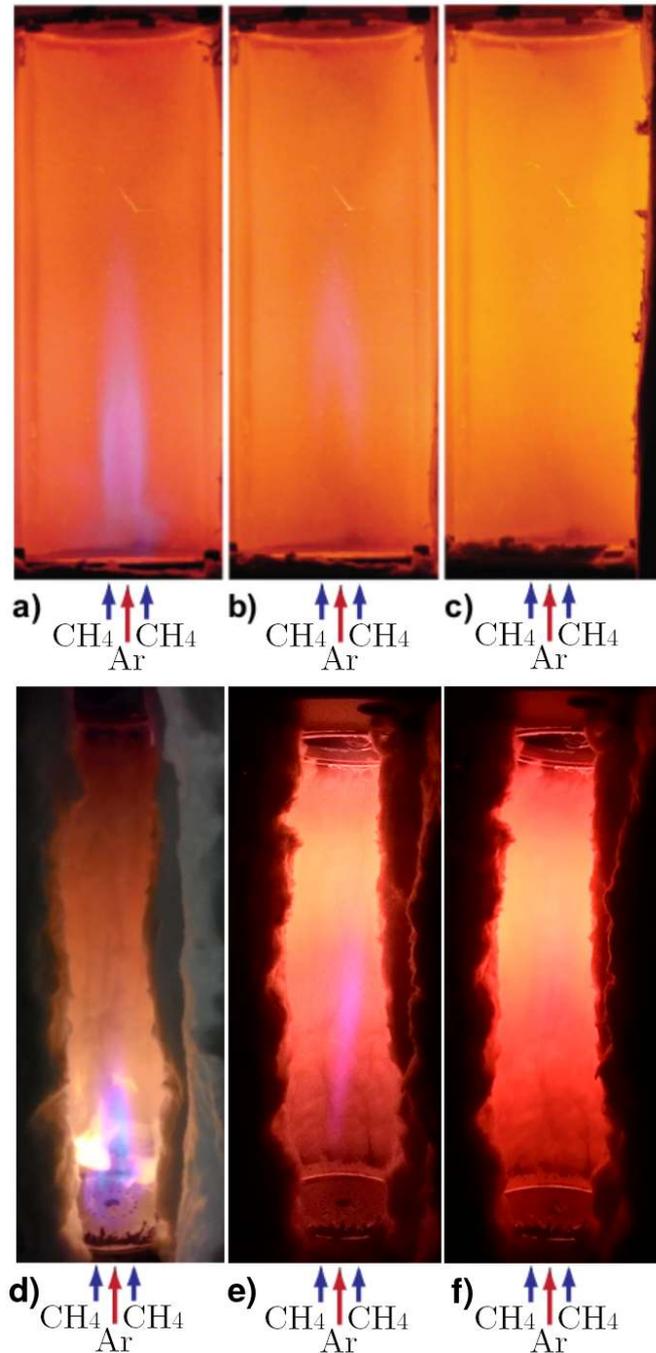


Fonte: Autor.

Durante operação no regime de transição, observou-se que a parede cilíndrica de quartzo atingiu temperaturas da ordem de  $800^\circ\text{C}$ . Essa característica foi suficiente para danificar o isolante térmico utilizado, até então, constituído por uma manta de lã de rocha. Observou-se também que apesar de configurada as condições de operação para o regime sem chama visível, a câmara não realizava a transição completa já que ainda era possível observar luminosidade de coloração azulada e elevado ruído. Um novo isolante constituído de manta cerâmica de alumina substituiu o anterior se mostrando resistente às temperaturas atingidas nas paredes. Após um período de aquecimento na parede cilíndrica de quartzo, a transição completa para o regime sem chama visível foi observada e os três regimes descritos por Zhou et al. (2017) puderam ser reproduzidos conforme ilustrado na figura 18 na qual a), b) e c) são resultados de Zhou et al. (2017) e d), e) e f) imagens realizadas neste trabalho.

A estabilidade da combustão, em todos os regimes estudados, se mostrou extremamente sensível às temperaturas nas paredes da câmara. Por esse motivo, o aumento gradual da vazão de ar foi realizado de forma segmentada com janelas de espera de aproximadamente 60

Figura 18 – Teste preliminar para o caso de comparação dos regimes de chama convencional, transição e sem chama visível, respectivamente a), b) e c) identificado por Zhou et al. (2017) e d), e) e f) resultado deste trabalho.

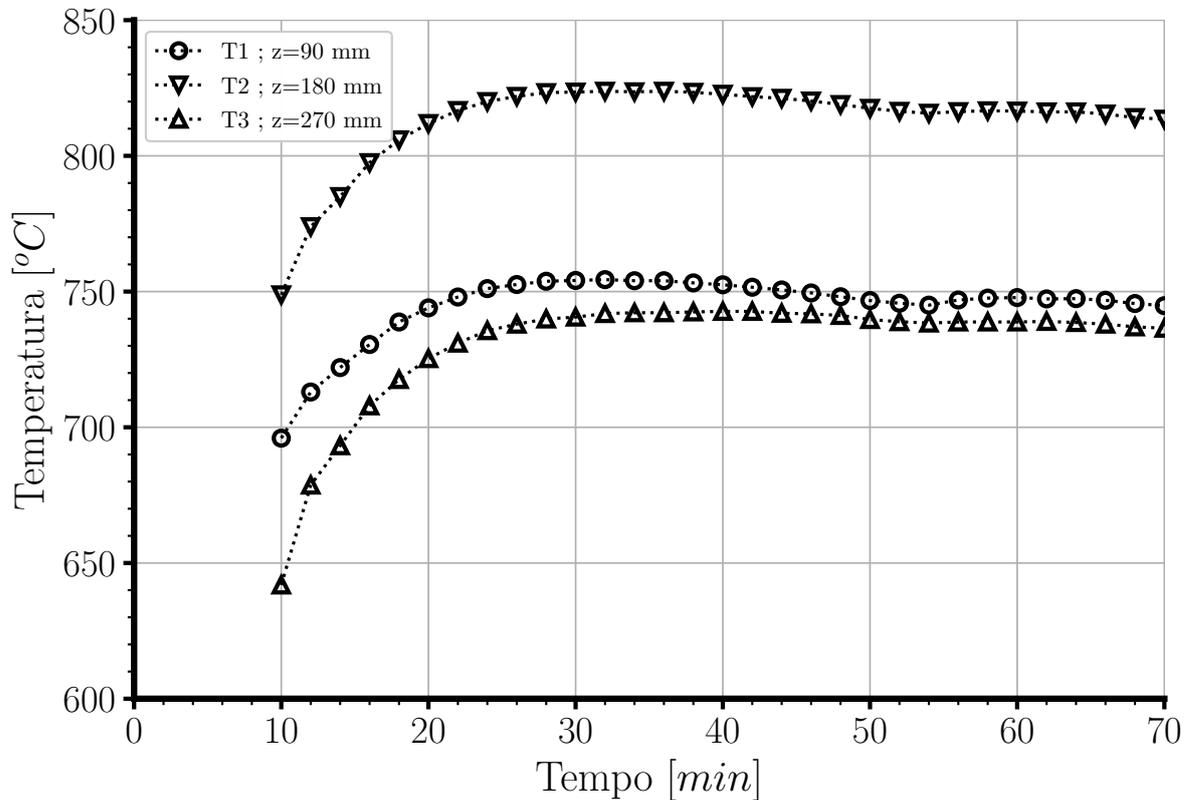


Fonte: Autor.

segundos, de forma a atingir a vazão nominal após 10 minutos. Esse procedimento garantiu o estabelecimento das reações químicas de forma estável. Após esse período inicial a temperatura foi monitorada na parede cilíndrica de quartzo por três termopares tipo K posicionados no lado externo da câmara em contato com o quartzo. A figura 19 ilustra os valores de temperatura

obtidos pelos termopares T1, T2 e T3 posicionados em  $z = 90$  mm,  $z = 180$  mm e  $z = 270$  mm respectivamente para o caso de regime de transição.

Figura 19 – Aquecimento inicial da câmara de combustão nas posições T1 em 90 mm, T2 em 180mm e T3 em 270 mm na direção axial z.



Fonte: Autor

Foi observado que após um período de 30 minutos, as temperaturas atingem o patamar de estabilidade se mantendo praticamente constantes por 10 minutos. Após esse tempo, as temperaturas indicam uma diminuição gradual também observada no rotâmetro de combustível. Esse efeito se deve pela utilização de apenas um cilindro de metano na linha de combustível, que reduz a vazão devido à redução na pressão do cilindro. Dessa forma, a vazão de combustível foi monitorada e corrigida a cada 5 minutos de operação. Um exemplo dessa correção pode ser observada na figura 19 no instante 54 minutos. O período de aquecimento inicial foi considerado concluído após 60 minutos, de forma que os experimentos com combustão foram realizados após esse tempo.

O caso de regime de transição se mostrou o mais simples de se atingir em termos de tempos de estabilização das temperaturas, já que os regimes convencional e sem chama visível necessitam uma temperatura mínima na parede da câmara. Assim, todos os experimentos fo-

ram iniciados com o regime de transição até conclusão do seu aquecimento inicial para então configuração das vazões dos respectivos regimes. Após a alteração na vazão de ar, um período de estabilização de mais 60 minutos foi aplicado de forma a garantir a completa transição entre os regimes.

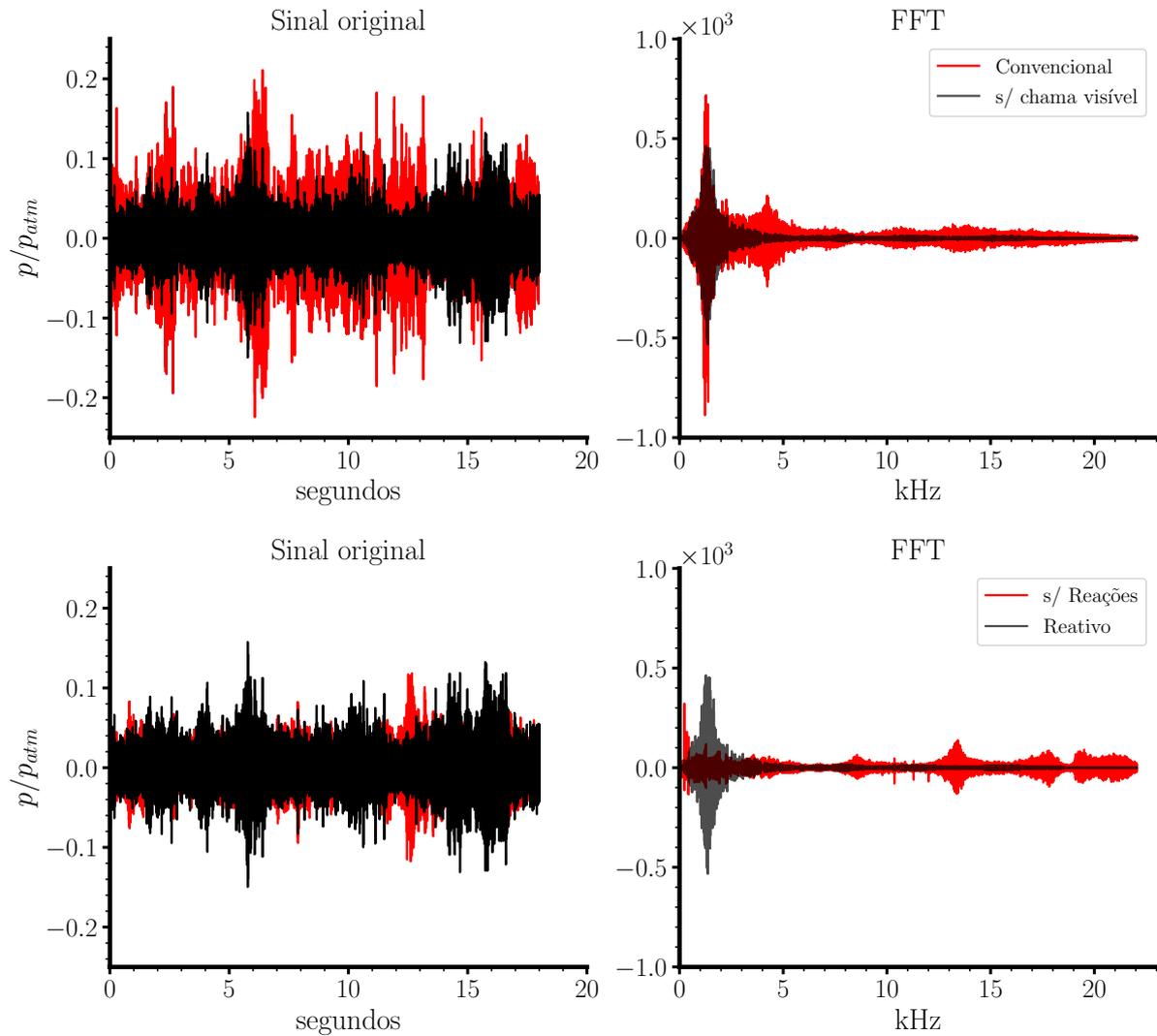
O ruído no plano de saída da câmara de combustão a 200 milímetros do eixo de simetria foi observado nos regimes de combustão convencional e sem chama visível e para este último também foi obtido o ruído para a câmara operando com o escoamento a frio sem as reações químicas. Os resultados dos sinais obtidos e suas transformadas de Fourier FFT estão ilustrados na figura 20.

Como se observa na figura 20 superior esquerda, no caso sem chama visível, o sinal obtido apresenta intensidade menor comparado ao caso convencional. A transformada de Fourier dos sinais na figura 20 superior direita indica que ambos casos apresentam uma frequência característica de aproximadamente 1,5 kHz com amplitude maior no caso convencional. Se observa, também, que o caso convencional apresenta energia distribuída em mais frequências, com uma presença grande nas frequências até 5 kHz e outras regiões com menor intensidade nas frequências acima de 10 kHz. Esse espalhamento não se observa no regime sem chama visível, no qual o espectro se concentra próximo da frequência de 1,5 kHz e se diferencia consideravelmente do caso convencional a partir de 2 kHz, não sendo mais observada presença significativa de energia no sinal.

Comparando o caso de combustão no regime sem chama visível e seu respectivo escoamento sem reações químicas, se observa na figura 20 inferior esquerda que os sinais não apresentam uma diferença significativa nas intensidades como na comparação entre os regimes convencional e sem chama visível. A transformada de Fourier na figura 20 inferior direita ilustra que o escoamento sem reações químicas não apresenta a mesma frequência característica de 1,5 kHz dos casos com reações químicas, indicando que essa frequência seja resultado do processo de combustão.

Esses resultados estão de acordo com o reportado na literatura científica e indicam que a câmara fabricada, operando nas configurações reportadas por Zhou et al. (2017), atingiram os respectivos regimes de operação esperados, e portanto, a câmara de combustão, bem como sua bancada experimental e procedimento operacional, foram considerados validados.

Figura 20 – Ruído ambiente no plano de saída da câmara de combustão a 200 milímetros do eixo de simetria e transformada de Fourier FFT do sinal para os casos de regime de chama convencional e sem chama visível nas figuras superiores e caso comparativo reativo e sem reações químicas para o regime sem chama visível nas figuras inferiores.



Fonte: Autor.

### 3.3 TÉCNICAS DE MEDIÇÃO

#### 3.3.1 Velocimetria por imagem de partícula

Uma descrição completa da teoria e detalhes práticos da técnica PIV podem ser encontradas em Raffel et al. (2013) de forma que nesta seção será apresentado um breve resumo da técnica PIV aplicada especificamente à câmara de combustão sem chama visível.

Em linhas gerais o objetivo da técnica é a obtenção do campo de velocidades do escoamento em determinada região da câmara com mínima intrusão no escoamento. Para isso, partículas traçadoras são dispersas no escoamento e iluminadas por uma luz monocromática, tendo sua reflexão capturada por câmeras de alta velocidade. Com a alta taxa de aquisição e resolução pode-se rastrear os deslocamentos das partículas e por fim estimar o campo de velocidades.

O uso da luz monocromática na iluminação das partículas traçadoras auxilia na remoção de ruídos de luz do ambiente que não sejam das partículas. Os sistemas PIV modernos fazem uso de laser para iluminação das partículas, sendo o laser de frequência dobrada de cavidade dupla Nd:YLF da Litron Lasers LDY302 de comprimento de onda  $527 \text{ nm}$  e  $4.5 \text{ mJ/pulso}$  a taxa de  $5 \text{ kHz}$  utilizado neste trabalho. Um filtro passa banda de  $527 \pm 5 \text{ nm}$  foi acoplado à câmera de alta velocidade para minimizar o ruído de luz ambiente.

A câmera de alta velocidade utilizada foi do tipo CMOS da Vision Research Inc. V311 de sensor de 12-bit com capacidade para  $1280 \times 800$  pixels de  $20 \mu\text{m}$  de distância entre pixels. Para adequar a frequência de aquisição utilizada nos experimentos, apenas  $512 \times 256$  pixels do sensor foram utilizados. A sincronização da emissão do laser e a aquisição pela câmera foi realizada pelo gerador de pulsos 575-8C da Berkeley Nucleonics Corporation, controlado via software Dynamic Studio da Dantec Dynamics A/S. Em todos os experimentos foi utilizada uma taxa de aquisição de  $6 \text{ kHz}$  em um tempo total de  $5.12$  segundos, resultado de um total de  $30.733$  pares de imagens para cada experimento. Os pares de imagens foram salvos em intervalos de  $5 \mu\text{s}$ .

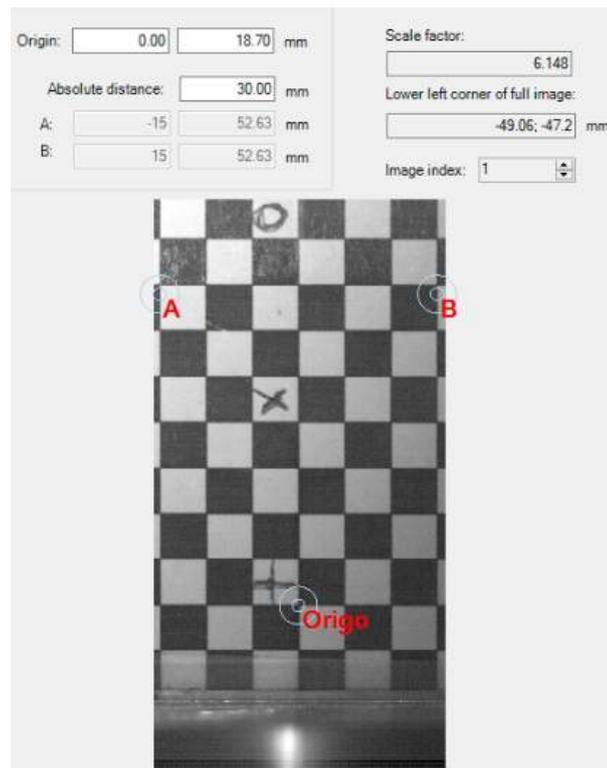
As imagens das partículas obtidas são divididas em regiões denominadas janelas de interrogação, nas quais grupos de partículas presentes em cada janela são rastreadas por meio da correlação espacial entre janelas e assim estimado o deslocamento médio da janela. A correlação cruzada é comumente utilizada para identificação dos deslocamentos das partículas traçadoras. Computacionalmente, a operação de correlação cruzada é realizada pela multiplicação dos complexos conjugados da transformada de Fourier das janelas, reduzindo o número de operações da ordem de  $O[N^2]$  para  $O[N \log_2 N]$ .

O algoritmo PIV adaptativo, implementado no software Dynamic Studio, aplica um procedimento similar ao da correlação cruzada com o diferencial de utilizar janelas de interrogação adaptativas. O tamanho e forma das janelas é variado iterativamente durante os cálculos otimizando os resultados de correlação. Neste trabalho foi utilizado uma quantidade de  $10$  partículas desejadas na janela de interrogação para variação de tamanho e para que a forma das janelas não sejam excessivamente distorcidas os gradientes de velocidades foram limitados para um

máximo de 0.1 e 0.2 para suas contribuições individuais e em conjunto. Os tamanhos máximos e mínimos das janelas utilizados nesse trabalho foram 64 e 16 pixels, respectivamente, com um passo de 8 pixels, resultando em uma resolução espacial dos vetores de velocidade de 1 mm. Os parâmetros de validação da correlação foram de altura de pico mínimo de 0,4 e razão sinal/ruído de 5. No caso negativo de validação, a remoção de vetores espúrios foi realizada para um vetor residual limite de 1.5 com substituição do vetor pela mediana dos valores de sua vizinhança em uma janela de 7x7 pixels.

Para conversão dos deslocamentos em unidades de píxel para mm, um fator de escala foi determinado utilizando um alvo calibrado de dimensões conhecidas, conforme ilustrado na figura 21. O alvo calibrado foi fabricado de forma a permitir fácil identificação do eixo de simetria da câmara de combustão e seus quadrados de dimensões 5x5 mm indicaram o campo de visão de medição resultante de 30x60 mm<sup>2</sup>.

Figura 21 – Imagem ilustrativa do procedimento para obtenção do fator de escala pixel x mm.

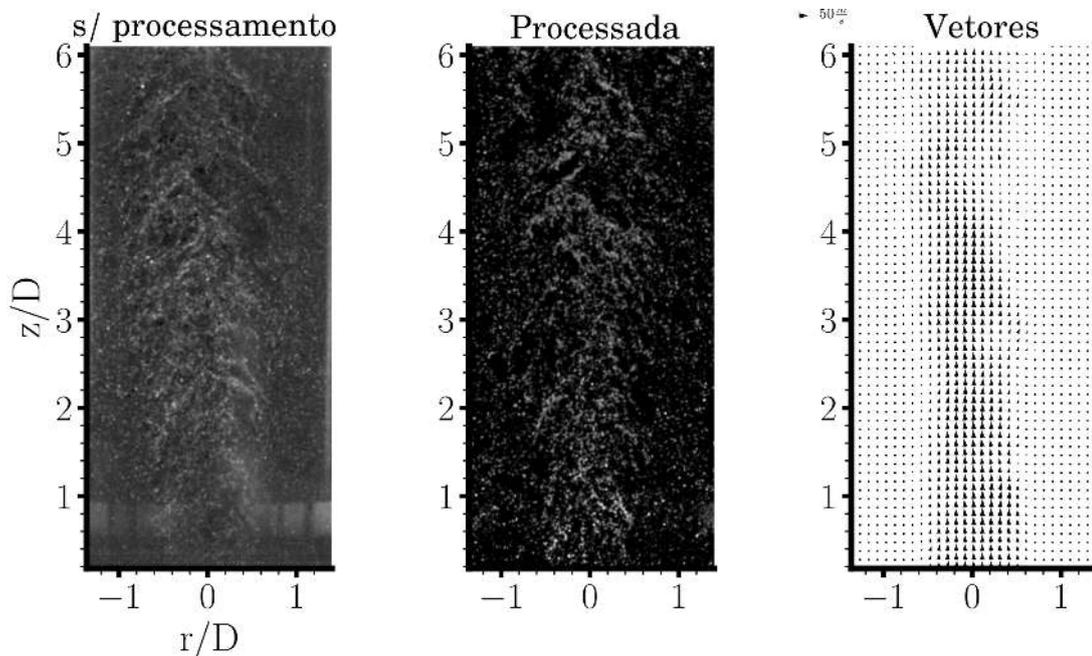


Fonte: Autor

O procedimento de cálculo dos deslocamentos das partículas é de grande importância pois a qualidade dos resultados está diretamente ligada aos resultados das correlações. Métodos analógicos e digitais são aplicados buscando favorecer os resultados dos cálculos de correlação. A câmara de combustão utilizada neste trabalho, por possuir geometria cilíndrica, é muito

sensível a reflexões indesejadas na parede de quartzo. Placas metálicas pintadas na cor preto fosco foram posicionadas ao redor da câmara de combustão minimizando as reflexões causadas por peças da bancada e da própria estrutura do laboratório. Após aquisição das imagens das partículas, o fundo foi removido via processamento de imagem realizando a subtração da média temporal das imagens de partículas. O campo de velocidades foi, por fim, avaliado considerando os deslocamentos e o intervalo de tempo entre pares de imagens utilizadas nos cálculos de correlação. A figura 22 ilustra as imagens das partículas antes e depois do processamento de imagem e por fim os vetores de velocidade instantânea.

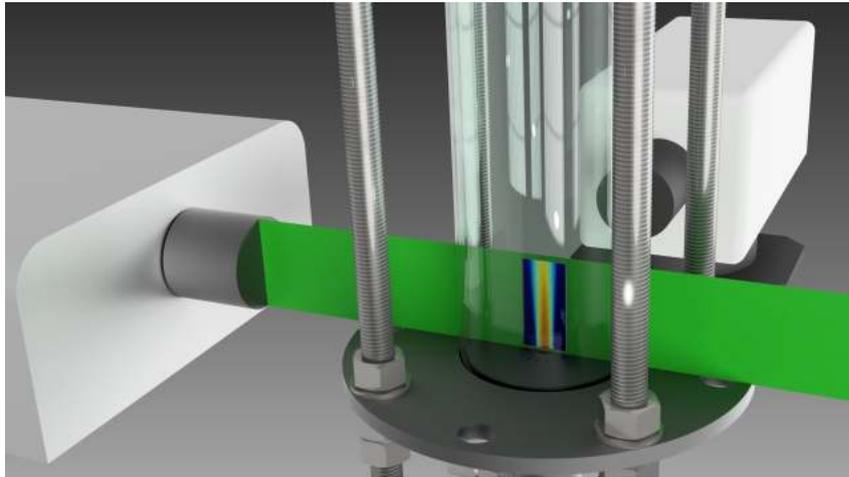
Figura 22 – Imagens ilustrativas do procedimento para obtenção dos vetores de velocidade pelo PIV. Imagens sem processamento na esquerda, com remoção de fundo no centro e distribuição instantânea dos vetores de velocidade na direita.



Fonte: Autor

Referencia-se como PIV resolvido no tempo, do inglês *Time Resolved PIV* (TR-PIV) quando seus resultados são aferidos com uma ordem de grandeza de quilo Hertz ( $kHz$ ), sendo esse o caso configurado para o sistema utilizado neste trabalho. A figura 23 ilustra a aplicação da técnica TR-PIV à câmara sem chama visível.

Figura 23 – Desenho esquemático dos experimentos PIV 2D2C



Fonte: Autor

### 3.4 ESTIMATIVA DAS VARIÁVEIS TURBULENTAS E INTERAÇÃO QUÍMICA - TURBULÊNCIA

O estudo da interação entre cinética química e turbulência combina estes dois temas de elevada complexidade que, devido às não-linearidades características dos fenômenos, tornam a sua modelagem desafiadora.

Uma abordagem muito utilizada em estudos recentes para modelagem da combustão sem chama visível é o EDC (PARENTE et al., 2016; AMINIAN; GALLETTI; TOGNOTTI, 2016; LEWANDOWSKI; PARENTE; POZORSKI, 2020; TU et al., 2021). Nesta abordagem é considerado que as reações químicas ocorrem nas pequenas escalas da turbulência, de forma que apenas uma fração do volume de controle apresenta reações químicas. Para isso, o termo fonte médio na equação de balanço filtrada de cada espécie química é modelado utilizando uma ponderação entre os valores obtidos pelo cálculo da cinética química, como exemplo utilizando um reator perfeitamente misturado, do inglês *Perfectly Stirred Reactor* (PSR), e parâmetros que contabilizam a presença das pequenas escalas turbulentas no volume de controle. Nesses parâmetros, além de constantes de modelo e de propriedades físicas da mistura, as duas variáveis relacionadas à turbulência que se destacam são: a energia cinética turbulenta  $k$  e a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta  $\varepsilon$ . Dada sua relevância, estas variáveis são objetivos de resultados deste trabalho e suas aquisições serão discutidas a diante.

O campo de velocidades resultante do TR-PIV é discreto no espaço e tempo. A discretização espacial resulta da resolução da câmera e características das partículas traçadoras, como tamanho e densidade local de partículas em cada imagem. A discretização temporal é direta-

mente relacionada à taxa de aquisição do sistema, definida pela ação conjunta das frequências de emissão do laser e aquisição da câmera e capacidade de representação do escoamento por parte das partículas traçadoras. Pode-se considerar, então, que os resultados do TR-PIV são sinais no domínio do espaço-tempo.

É muito comum o uso de ferramentas do campo da estatística para o estudo da turbulência, já que suas características são os comportamentos transiente e aleatório das flutuações turbulentas. Para a completa descrição de um escoamento seria necessário observar todo o espectro de escalas turbulentas, até a dissipação viscosa que segundo a teoria da cascata de Kolmogorov ocorre na mais alta frequência presente.

Considerando o resultado do TR-PIV como estatisticamente estacionário (HAYES, 2009), o campo de velocidades médias  $\bar{v}_i$  pode ser obtido aplicando a operação de média na coordenada do tempo para cada ponto no espaço.

$$\bar{v}_i = \frac{1}{T} \int_0^T u_{i(t)} dt \quad (1)$$

Utilizando o campo médio, é possível definir as flutuações da velocidade  $v'_i = v_i - \bar{v}_i$  e assim o tensor de Reynolds pelas correlações

$$R_{ij} = \overline{v'_i v'_j} \quad (2)$$

A rigor, o tensor de Reynolds inclui a massa específica em sua definição mas é comum ser omitida por alguns autores (POPE, 2001). Apesar de estudar escoamentos reativos, ou seja, não isotérmicos e com mistura de diferentes gases, as variações obtidas nos resultados, e que serão discutidas no capítulo seguinte, são atribuídas majoritariamente às diferentes condições de operação da câmara de combustão. Sendo assim, neste trabalho, a massa específica também será omitida e as correlações descritas na equação 2 serão tratadas como componentes do tensor de Reynolds.

Para a avaliação da interação entre cinética química e turbulência, os tempos característicos dos dois fenômenos foram relacionados por meio dos adimensionais número de Damköhler  $Da$  e Karlovitz  $Ka$  descritos a seguir.

O número de Damköhler é definido como a razão entre tempos característicos do escoamento  $\tau_f$  e da cinética química  $\tau_c$ .

$$Da = \frac{\tau_f}{\tau_c} \quad (3)$$

Tabela 2 – Estimativa das escalas de tempo integral e de Kolmogorov da turbulência,  $\tau_0$  e  $\tau_\eta$  respectivamente, e taxa de dissipação da energia cinética turbulenta  $\varepsilon$  considerando flutuação da velocidade  $v'$  de 10% da velocidade média do jato de ar e viscosidade cinemática  $\nu$  do ar em 400°C.

		Ar			Metano
		Sem chama visível	Transição	Convencional	( $CH_4$ )
$Re$	[ ]	26.607	36.169	45.662	734
$\tau_0 = D_{AR}/v'$	[s]	$2,42 \times 10^{-3}$	$1,78 \times 10^{-3}$	$1,41 \times 10^{-3}$	–
$\varepsilon = v'^3/D_{air}$	$[m^2/s^3]$	$7,04 \times 10^3$	$1,77 \times 10^4$	$3,56 \times 10^4$	–
$\tau_\eta = \left(\frac{\nu}{\varepsilon}\right)^{1/2}$	[s]	$9,38 \times 10^{-5}$	$5,92 \times 10^{-5}$	$4,17 \times 10^{-5}$	–

Fonte: Autor

É comum que o tempo característico do escoamento utilizado no cálculo do número de Damköhler seja o tempo integral da turbulência  $\tau_0$ , sendo assim, este adimensional avalia a influência das grandes escalas energéticas da turbulência nos resultados do escoamento reativo.

Já o número de Karlovitz é definido como a razão entre o tempo da cinética química  $\tau_c$  e a menor escala de tempo da turbulência, que considerando a teoria da cascata de energia de Kolmogorov é a escala de tempo de Kolmogorov  $\tau_\eta$ . Assim, o número de Karlovitz avalia a influência das pequenas escalas no escoamento reativo.

$$Ka = \frac{\tau_c}{\tau_\eta} \quad (4)$$

As escalas de tempo da turbulência, para serem avaliadas diretamente pelo TR-PIV, exigiriam uma taxa de aquisição pelo menos duas vezes maior que a frequência equivalente ao tempo desejado, segundo o critério de Nyquist. Essa restrição é um limitador especialmente para aferição do tempo de Kolmogorov. Uma estimativa inicial dos tempos integral e de Kolmogorov estão relacionados na tabela 2 para os três casos estudados, utilizando-se a hipótese de turbulência homogênea e isentrópica.

Apesar de utilizar uma forte simplificação, esses valores permitem estimar a ordem de grandeza dos tempos da turbulência, de forma que para se conseguir aferir as menores escalas do caso convencional, caso com maior número de Reynolds, seria necessário uma taxa de aquisição de aproximadamente 50 kHz para atender ao critério de Nyquist. Esta taxa de aquisição ainda não é possível de se atingir com os sistemas PIV convencionais comercializados atualmente. Utilizando relações entre escalas de tempo e comprimento, chegaríamos na mesma conclusão que os sistemas atuais não atingem a resolução espacial necessária para capturar as menores escalas espaciais da turbulência.

A metodologia PIV de grandes escalas, do inglês *Large-Eddy PIV* (LES-PIV) utiliza dos fundamentos da LES, já consolidadas, para modelagem do efeito das pequenas escalas da turbulência sem que seja necessário a resolução espacial e temporal até as menores escalas. Considerando o procedimento de medição PIV como similar ao processo de filtragem do campo de velocidades real e a janela de interrogação do PIV como o tamanho do filtro aplicado, as escalas maiores são consideradas resolvidas pelo PIV e as escalas menores são as escalas nas quais se aplica a modelagem da turbulência para contabilização dos seus efeitos no escoamento resolvido (SHENG; MENG; FOX, 2000).

A principal hipótese do LES-PIV é que a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta,  $\varepsilon$ , pode ser aproximada ao fluxo da energia sub-malha,  $\varepsilon_{SGS}$ , média de Reynolds conforme indicado na equação 5. Esta hipótese se sustenta caso a frequência de corte do filtro PIV permita que o escoamento seja resolvido até a região inercial da cascata de Kolmogorov. Na prática, o procedimento de média de Reynolds é aferido utilizando a média temporal dos vetores instantâneos.

$$\varepsilon \approx \langle \varepsilon_{SGS} \rangle = -2 \langle \tau_{ij} S_{ij} \rangle \quad (5)$$

A taxa de dissipação da energia cinética da turbulência sub-malha é por sua vez modelada como o produto escalar duplo entre as taxas de deformação resolvida  $S_{ij}$  e modelada  $\tau_{ij}$ . O tensor taxa de deformação resolvida é definido como

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (6)$$

no qual os gradientes de velocidade instantâneos foram calculados utilizando o esquema de quarta ordem de diferenças centrais descrito em Ferziger, Perić e Street (2020).

Para determinação de  $\tau_{ij}$ , Sheng, Meng e Fox (2000) concluíram que os modelos de sub-malha Smagorinsky e Gradiente não apresentaram diferenças significativas nos resultados PIV para o caso aplicado de um impelidor axial de vaso de mistura. Neste trabalho, o modelo Gradiente foi escolhido por, diferente do Smagorinsky, não possuir uma constante de modelo, de forma que, espera-se que o modelo seja menos suscetível à calibração e mais robusto. O modelo Gradiente é definido como

$$\tau_{ij} = \frac{1}{12} \Delta^2 \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right) \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \right) \quad (7)$$

no qual assume-se  $\Delta$  como sendo a resolução espacial dos vetores obtidos pelo PIV.

Com a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta  $\varepsilon$  estimada pelo método LES-PIV, o comprimento integral da turbulência  $l_t = k^{3/2}/\varepsilon$  e os tempos integral da turbulência  $\tau_0 = k/\varepsilon$  e de Kolmogorov  $\tau_\eta = \left(\frac{\nu}{\varepsilon}\right)^{1/2}$  são diretamente calculados, sendo a energia cinética turbulenta, para o caso de PIV planar de duas componentes de velocidade, calculado como  $k = 3/4(\overline{u'^2} + \overline{v'^2})$  (SHENG; MENG; FOX, 2000).

Um algoritmo para pós processamento dos resultados PIV foi desenvolvido para cálculo das variáveis turbulentas descritas acima. O código, programado na linguagem *python*, está disponível no repositório github do laboratório no caminho <https://github.com/LETE-CRC/LETE-Experimental/tree/master/PIV/Python/crcPIV>

A relação entre a turbulência e a cinética química foi avaliada por Khalil e Gupta (2017) para uma câmara de combustão com queimador do tipo swirler operando nos regimes de chama convencional e sem chama visível pela razão entre os tempos característicos das reações químicas e da turbulência. O tempo característico das reações químicas foi estimado utilizando a velocidade e espessura de chama laminar calculados baseado nas condições de operação da câmara de combustão. O cálculo da velocidade de chama foi realizado conforme definições de Peters (1988) implementadas no software comercial CHEMKIN-PRO utilizando o mecanismo de cinética química GRI-3.0 (SMITH et al., ). A espessura de chama laminar foi estimada pela relação entre condutividade térmica, massa específica dos reagentes, calor específico a pressão constante e velocidade de chama laminar.

O modelo unidimensional de livre propagação de chama laminar pré-misturada implementado no software de código aberto Cantera (GOODWIN et al., 2021) foi utilizado para os cálculos dos tempos característicos da cinética química neste trabalho. O modelo resolve numericamente as equações de balanço da continuidade, quantidade de movimento, energia e espécies químicas simplificando o escoamento para o caso de estagnação com simetria axial, reduzindo as três coordenadas espaciais em apenas uma. Detalhes de implementação das equações de balanço do modelo podem ser encontradas no caminho <https://cantera.org/science/flames.html>. As condições de operação descritas na tabela 1 foram utilizadas como condições de contorno na modelagem do reator. A fração molar da mistura ar + combustível foi determinada conforme a razão de equivalência de cada caso com pressão de uma atmosfera e a temperatura da mistura foi considerada igual a temperatura do ar de 400°C já que a vazão de ar nos experimentos é uma ordem de grandeza maior que do combustível em todos os casos. As reações químicas foram descritas pelo mecanismo de cinética química GRI-3.0 (SMITH et al., ) com transporte multi-componente.

Para contabilizar o efeito da recirculação dos gases de combustão, um segundo reator foi modelado na sequência com duas entradas sendo uma de reagentes nas condições descritas na tabela 1 e utilizadas no primeiro reator e outra de produtos da combustão resultado dos cálculos do primeiro reator. A ponderação entre vazões de cada parcela foi realizada considerando os resultados de quimioluminescência  $OH^*$  obtidos por (ZHOU et al., 2017), que relataram uma variação na posição da zona de reação para os três casos estudados. Espera-se que para o regime convencional as reações ocorram próximo às entradas da câmara de combustão e se afastem na direção axial, gradativamente, nos regimes de transição e sem chama visível. Por isso, a razão de recirculação  $Kv$ , que será apresentada na seção 4.2.1 e mais discutida na seção 4.2.2 para os casos reativos, foi utilizada como fator de ponderação entre as vazões do modelo do segundo reator. Os valores para os regimes convencional, transição e sem chama visível utilizados foram  $Kv = 0,1, 0,45$  e  $0,6$ , respectivamente.

A velocidade de chama laminar  $s_L^0$  é um dos resultados dos cálculos do reator de livre propagação de chama, de forma que o tempo característico das reações químicas foi estimado como  $\tau_c = \delta/s_L^0$  na qual a espessura da chama foi estimada como (POINSOT; VEYNANTE, 2005).

$$\delta = (T_b - T_u)/\max\left(\left|\frac{\partial T}{\partial x}\right|\right) \quad (8)$$

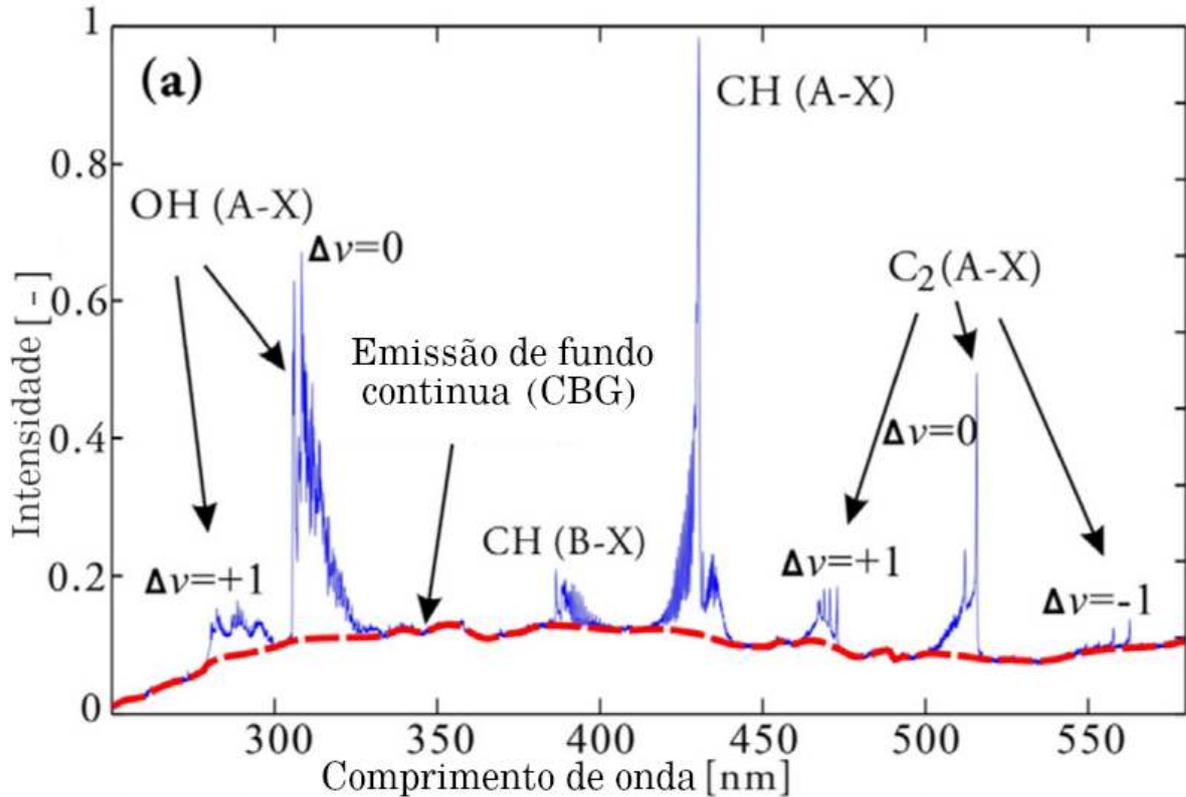
### 3.5 QUIMIOLUMINESCÊNCIA DO RADICAL $OH^*$

Para chamas de metano, os radicais  $OH^*$ ,  $CH^*$  e  $C_2^*$  emitem ondas eletromagnéticas em conhecidas bandas de frequências (HE et al., 2019) conforme ilustra a figura 24 do espectro de emissão medido por Zhou et al. (2017) para a mesma geometria de câmara de combustão do presente trabalho operando no regime convencional (ZHOU et al., 2017).

De Leo et al. (2007), Shim, Noh e Yoon (2018) e Liu et al. (2020) utilizam imagens de emissão de quimioluminescência para identificação da posição da zona de reações químicas para chamas de metano. A fim de auxiliar nas conclusões sobre a interação entre cinética química e turbulência, imagens da quimioluminescência do radical  $OH^*$  foram capturadas para os três casos de escoamento reativo indicados na tabela 1.

O sistema de medição utilizado consistiu em um filtro passa banda  $306,6 \pm 1,46$  nm acoplado a uma lente objetiva CERCO® 2073, específica para limites UV entre 250 e 410 nm, de distância focal 100 mm  $f/2.8$  acoplados ao intensificador de imagem C10880 da Hamamatsu Photonics K.K. montado à frente de uma câmera CMOS v311 idêntica à utilizada para o PIV.

Figura 24 – Espectro de emissão por quimioluminescência medido por Zhou et al. (2017) da mesma geometria de câmara de combustão do presente trabalho operando nas condições do regime convencional da tabela 1.



Fonte: Adaptado de Zhou et al. (2017)

O sistema de aquisição completo, da quimioluminescência mais o TR-PIV, esta ilustrado na figura 25.

### 3.6 INCERTEZAS NAS MEDIÇÕES PIV

Uma variável aferida experimentalmente pode ser considerada da seguinte forma

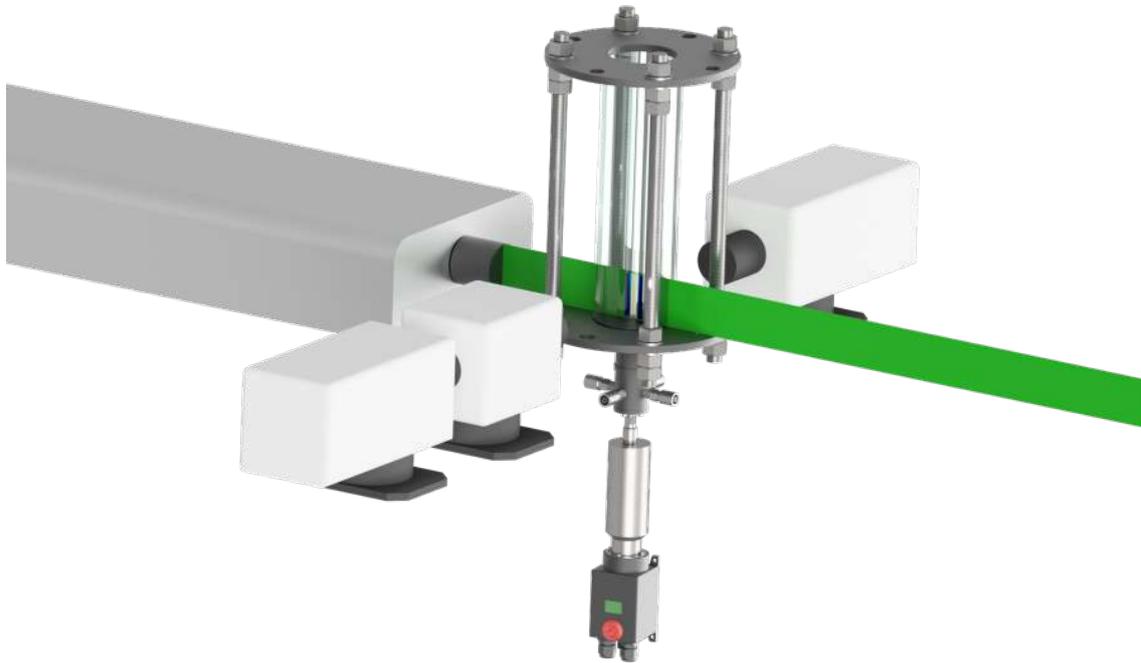
$$\theta = \theta_{real} + \Psi \quad (9)$$

sendo  $\theta$  o valor obtido na medição,  $\theta_{real}$  o verdadeiro valor da variável e  $\Psi$  o erro de medição.

O erro de medição, por sua vez, é dividido em duas componentes

$$\Psi = \xi + \beta \quad (10)$$

Figura 25 – Modelo tridimensional da montagem para medições de quimioluminescência e PIV.



Fonte: Autor

sendo  $\xi$  o erro aleatório, que varia a cada medição, e  $\beta$  o erro sistemático, o qual a fonte está no sistema de medição.

Para o caso do TR-PIV, as possíveis fontes de erros do sistema de medição podem ser listadas da seguinte forma: Montagem e alinhamento, tempos e sincronização dos sinais, capacidade das partículas traçadoras, captura de imagens e iluminação (SCIACCHITANO, 2019).

A montagem da bancada experimental deste trabalho foi feita utilizando perfis de alumínio padronizados com guias de fixação de parafusos de forma que a montagem da câmara de combustão e demais equipamentos periféricos como câmeras, intensificador de imagem e laser, garantissem o posicionamento desejado. Todas as peças componentes da bancada foram niveladas individualmente conforme a montagem era realizada e verificada e ajustada após cada novo componente adicionado à bancada.

Como o objetivo da técnica laser utilizada foi aferir o campo de velocidades no plano de simetria da câmara de combustão, o alinhamento da folha de laser com relação à câmara de combustão foi realizado com auxílio do alvo calibrado desenvolvido para esta geometria de câmara. Como já ilustrado na figura 21, o alvo calibrado consiste em uma estrutura fabricada em alumínio que posiciona, no plano de simetria da câmara de combustão, um padrão quadriculado de dimensões 5x5 mm. A posição do eixo de simetria é facilmente localizada com auxílio do

alvo calibrado como sendo a linha vertical entre as duas colunas de quadrados ao centro da imagem da figura 21, onde a folha laser foi posicionada.

Conforme Bardet, André e Neal (2013) demonstraram, os erros relacionados aos tempos e sincronização dos sinais são sistemáticos para sistemas PIV, sendo suas fontes relacionadas à corrente do diodo, a frequência e o tempo entre pulsos. Conforme avaliado pelos autores, no caso de lasers do tipo cavidade dupla Nd:YLF, como o utilizado neste trabalho, estima-se um erro de até  $1,5 \mu s$ , que para escoamentos subsônicos com tempo entre pulsos de  $100 \mu s$  ou mais, pode ser considerado irrelevante (SCIACCHITANO, 2019), como é o caso das medições deste trabalho no qual a taxa de aquisição de  $6 \text{ kHz}$  resulta um tempo entre pulsos de  $166,6 \mu s$ .

Devido à técnica basear o cálculo das velocidades nos deslocamentos das partículas traçadoras e não efetivamente do fluido, é de crucial importância que as partículas representem o escoamento com precisão. Uma forma de avaliar essa capacidade é por meio do tempo de resposta da partícula a uma perturbação proveniente do fluido. De acordo com Raffel et al. (2013) este tempo de resposta pode ser calculado como

$$t_r = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu} \quad (11)$$

Para o caso do PIV, espera-se que as partículas traçadoras acompanhem as linhas de corrente do escoamento com erros da ordem de  $1\%$  quando o número de Stokes, calculado como

$$St = t_r f_0 \quad (12)$$

no qual  $f_0$  é uma frequência característica, é menor que  $0,1$ . Dessa forma, para uma determinada partícula e erro admitido, pode-se estimar a máxima frequência observada no escoamento medido com PIV.

As partículas de dióxido de silício utilizadas nesse trabalho possuem diâmetro médio de  $0,3 \mu m$  e densidade de  $0,23 \text{ g/cm}^3$ . Para o caso do escoamento não reativo em temperatura ambiente, portanto, estima-se que a maior frequência que as partículas traçadoras sejam capazes de representar com erro de  $1\%$  é  $f_0 = 14 \text{ kHz}$ . Para o caso de escoamento reativo, no qual se espera temperaturas da ordem de  $1600^\circ\text{C}$ ,  $f_0 = 46 \text{ kHz}$ . Desta forma, as partículas traçadoras utilizadas foram consideradas adequadas para a taxa de aquisição configurada nos experimentos deste trabalho.

Um dos erros mais abordados na literatura científica com relação à aquisição das imagens é o *peak-locking*. Este erro ocorre quando a resolução espacial da câmara não é suficiente

para descrever o tamanho das partículas, resultando no enviesamento dos deslocamentos calculados em números inteiros (em unidade de pixel). Adrian, Adrian e Westerweel (2011) propõem que cada partícula deve ser descrita com uma quantidade entre 2 a 4 pixels para minimizar os efeitos de *peak-locking* nas velocidades calculadas pelo PIV, sendo uma das soluções propostas para o caso de PIV planar um pequeno desfoque da câmera para ajuste no tamanho das partículas (MICHAELIS; NEAL; WIENEKE, 2016). Neste trabalho foi aplicado o ajuste do foco de forma que o diâmetro médio calculado pelo software Dynamic Studio foi de no mínimo 3 pixels.

Para quantificar as incertezas das medições utilizando PIV, é preciso considerar que as velocidades  $v$  são calculadas como

$$v = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{\Delta X}{M\Delta t} \quad (13)$$

sendo os deslocamentos  $\Delta x$  e  $\Delta X$ , em pixel e unidade métrica, respectivamente, resultados das operações de correlação entre janelas de interrogação,  $\Delta t$  o tempo entre imagens e  $M$  o fator de conversão pixel para unidade métrica.

Sciacchitano (2019) definem, então, a incerteza das velocidades  $U_v$  estimada como

$$\left(\frac{U_v}{v}\right)^2 = \left(\frac{U_{\Delta X}}{\Delta X}\right)^2 + \left(\frac{U_{\Delta t}}{\Delta t}\right)^2 + \left(\frac{U_M}{M}\right)^2 \quad (14)$$

sendo  $U_{\Delta X}$ ,  $U_{\Delta t}$  e  $U_M$  as incertezas dos deslocamentos  $\Delta X$ , do intervalo de tempo  $\Delta t$  e do fator de conversão  $M$ .

Como abordado anteriormente, a componente relacionada ao tempo pode ser desconsiderada para o caso de escoamentos subsônicos, assim como a componente referente ao fator de conversão  $M$ , caso este seja obtido de forma cuidadosa com o plano calibrado alinhado ao plano de medição. Desta forma, a componente com maior influência nas incertezas é a relacionada ao cálculo dos deslocamentos  $U_{\Delta X}$ .

Diversos métodos foram desenvolvidos para estimar a incerteza no cálculo dos deslocamentos avaliados antes da medição ou pós-medição. Os métodos antes da medição, como é o caso do método proposto por Adrian (1986), tem como principal vantagem a simplicidade para avaliação e implementação, já que a incerteza é avaliada como sendo

$$U_{\Delta X} = cd_t \quad (15)$$

na qual  $c$  é um fator relacionado à incerteza na localização do centroide da imagem da partícula e  $d_t$  o diâmetro da partícula na imagem. Este método tem a limitação do fator  $c$  ser definido pelos equipamentos de aquisição do sistema e algoritmos para processamento de imagem e portanto não são facilmente definidos e generalizados. Também não é considerado os erros provenientes do escoamento como gradientes de velocidades e componente de velocidade transversal ao plano de medição.

Os métodos pós-medição procuram incorporar fatores do escoamento, do sistema de medição e dos algoritmos de processamento na análise de incertezas de forma localizada, ou seja, não apenas um valor global para toda a medição e sim uma distribuição instantânea. O método da razão entre picos de correlação proposto por Charonko e Vlachos (2013), implementado no software Dynamic Studio e utilizado neste trabalho, avalia a incerteza do cálculo dos deslocamentos utilizando uma relação empírica com uma métrica genérica  $\phi$  relacionada à razão entre picos de correlação proveniente do cálculo da correlação cruzada e calibrada utilizando dados sintéticos cujo escoamento é conhecido. A relação empírica é dada por

$$(U_{\Delta X})^2 = \left( W \exp \left( -\frac{1}{2} \left( \frac{\phi - F}{s} \right)^2 \right) \right)^2 + (A\phi^{-B})^2 + C^2 \quad (16)$$

Das três contribuições da equação 16, o primeiro termo é uma função gaussiana representante das incertezas devido aos vetores espúrios, o segundo termo uma lei de potência representante dos vetores válidos e o terceiro termo representando a mínima incerteza de medição que o sistema é capaz de aferir.

A equação 16 é função apenas da métrica  $\phi$  e todos os demais parâmetros são constantes obtidas pelo processo de calibração com os dados sintéticos. Segundo documentação do software Dynamic Studio, a métrica  $\phi$  utilizada é a razão entre o primeiro e o segundo pico de correlação, sendo assim, os valores dos parâmetros implementados conforme apresentados por Charonko e Vlachos (2013).

Baseado na propagação de incertezas para variáveis independentes, Sciacchitano e Wieneke (2016) apresentam a incerteza dos campos de velocidades médias e seu desvio padrão como

$$U_{\bar{v}} = \frac{\sigma_u}{\sqrt{N_{eff}}} ; U_{\sigma_u} = \frac{\sigma_u}{\sqrt{2(N_{eff} - 1)}} \quad (17)$$

na qual o desvio padrão  $\sigma_u$  é considerado como a soma entre a parcela de flutuações medidas do escoamento  $\sigma_{u,fluct}$  mais a parcela proveniente dos erros de medição  $\sigma_{u,err}$ . Considerando a

parcela dos erros como aproximadamente igual à incerteza de medição, para os casos em que se aplica métodos de quantificação de incertezas precisos, tem-se:

$$\sigma_u^2 = \sigma_{u,fluct}^2 + \sigma_{u,err}^2 \approx \sigma_{u,fluct}^2 + \overline{U_v^2} \quad (18)$$

O número de amostras efetivo na equação 17 se faz necessário devido às velocidades em um escoamento turbulento serem consideradas variáveis independentes quando em intervalos de tempo maiores que o tempo integral da turbulência (TENNEKES; LUMLEY, 2018; SCIACCHITANO; WIENEKE, 2016). Dessa forma,  $N_{eff}$  é definido como

$$N_{eff} = \frac{N}{\sum_{n=-\infty}^{\infty} \rho(n\Delta t)} \approx \frac{T_{tot}}{2\tau_0} \quad (19)$$

## 4 RESULTADOS

Neste capítulo serão apresentados os resultados das medições realizadas pelas técnicas ópticas obtidas na bancada experimental descrita em 3.2. Primeiramente é apresentada uma comparação dos resultados obtidos pelo TR-PIV com a técnica de anemometria por fio-quente para verificação dos parâmetros utilizados no TR-PIV. Estes resultados foram realizados ao longo do eixo de simetria da câmara de combustão. Uma segunda comparação é realizada na direção radial da câmara entre os resultados TR-PIV e os resultados por CFD e Anemometria a laser por efeito Doppler, do inglês *Laser Doppler Anemometry* (LDA) disponíveis na literatura. Na sequência, os resultados TR-PIV do escoamento turbulento não reativo são apresentados e, por fim, as medições dos escoamentos turbulentos com reações químicas são discutidas.

### 4.1 VALIDAÇÃO DA TÉCNICA PIV NA CÂMARA DE COMBUSTÃO

Para avaliação dos parâmetros aplicados no processamento dos resultados obtidos pelo TR-PIV, a seguir é descrita a comparação dos resultados de velocidade axial média e valor eficaz (do inglês *Root Mean Square*) (RMS). Primeiro, ao longo do eixo de simetria utilizando anemometria por fio-quente, em seguida, na direção radial pela comparação com dados da literatura.

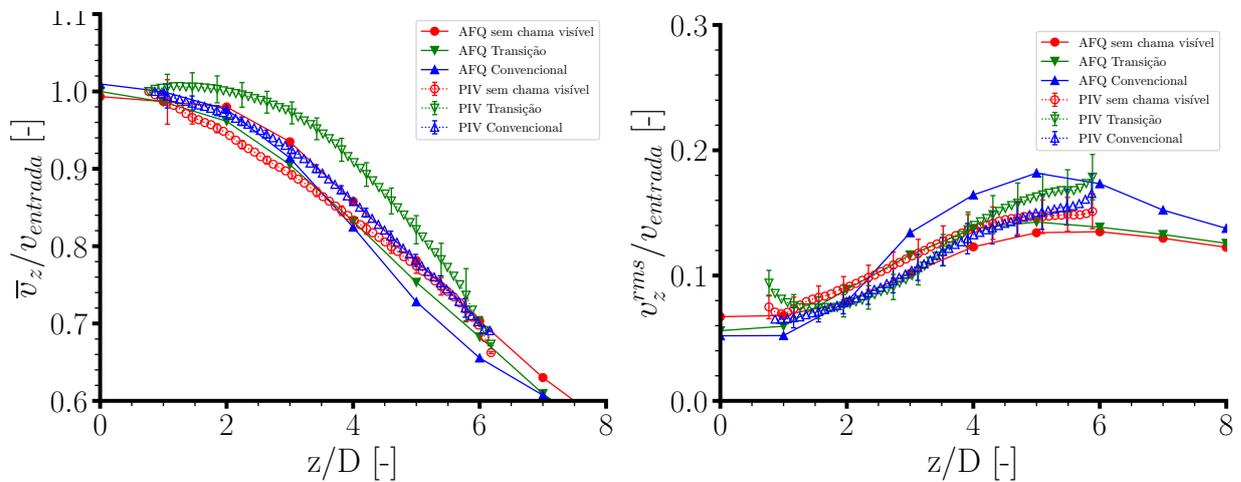
#### 4.1.1 Comparação dos resultados obtidos utilizando TR-PIV e Anemometria por Fio-Quente

A técnica de anemometria por fio-quente foi utilizada ao longo do eixo de simetria da câmara de combustão. O fio de cobre que compõe a ponta de provas utilizada, 55P11 Dan-tec Dynamics, tem grande sensibilidade à temperatura, sendo recomendado pelo fabricante a utilização em escoamentos com temperaturas abaixo de 150°C. Devido à essa limitação, os casos descritos na tabela 1 foram comparados com os resultados PIV sem as reações químicas e também sem o pré-aquecimento do ar, ou seja, analisando apenas a influência das vazões.

A figura 26 ilustra os resultados da componente axial da velocidade média e RMS obtidos com PIV e anemômetro de fio-quente AFQ.

Conforme vazões na tabela 1, os valores para entrada de ar nos três casos é uma ordem de grandeza maior que a entrada de combustível. Dessa forma, o escoamento na região de medição se aproxima ao escoamento de jatos axissimétricos, nos quais a velocidade axial média decai

Figura 26 – Resultados ao longo do eixo de simetria da média da componente velocidade axial e seu RMS obtido por PIV e anemometria por fio-quente AFQ.



(a) Velocidade média axial.

(b) RMS da velocidade axial.

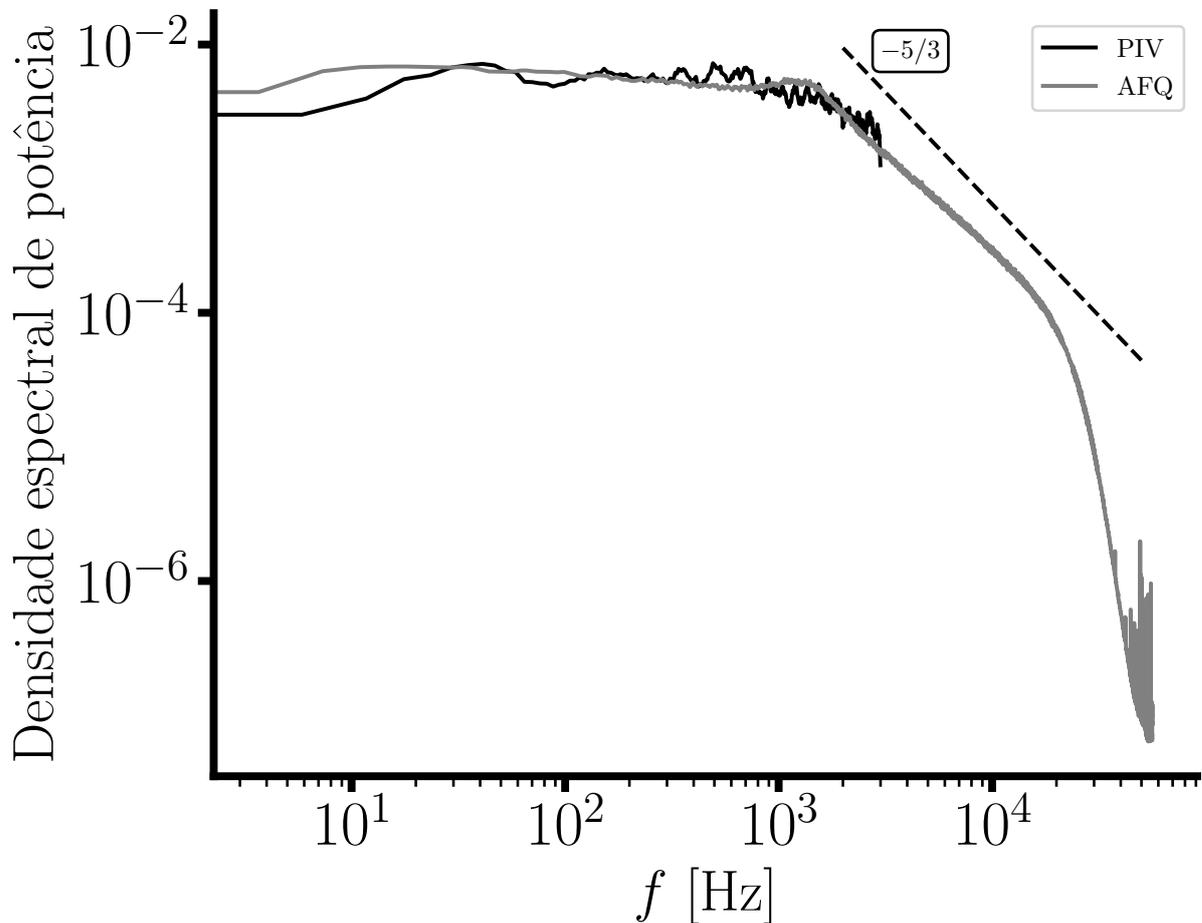
Fonte: Autor.

ao longo do eixo de simetria e a RMS passa por uma crescente até seu valor máximo para então decair. Os resultados das duas técnicas apontam esse comportamento.

Os resultados RMS apresentam boa aderência entre as técnicas de forma geral, porém, próximo das posições  $z/D = 1$  e  $5$ , pode-se observar um distanciamento entre os resultados com valores do TR-PIV maiores que os observados por anemometria por fio-quente. Essa diferença pode estar relacionada diretamente com o procedimento para processamento dos resultados PIV. Considerando a janela de interrogação utilizada nos cálculos de correlação como filtros espaciais, e a taxa de aquisição como filtro passa-baixa, uma parte das flutuações do escoamento não é contabilizada, sendo assim atenuada a turbulência caso essa possua energia nas frequências filtradas. Essa limitação pode ser observada na figura 27, na qual é ilustrada a densidade espectral de potência para o caso sem chama visível na posição de entrada da câmara de combustão.

Comparando os resultados, o TR-PIV se mostra capaz de capturar informação da turbulência nas maiores escalas, ou seja, de baixa frequência. A densidade espectral de potência, do inglês *Power Spectral Density* (PSD) do TR-PIV acompanha o resultado por anemometria até o início da região inercial que apresenta decaimento potencial de  $-5/3$  conforme teoria da cascata de Kolmogorov. A integral dessa curva resulta na energia da turbulência, de forma que, o TR-PIV foi capaz de capturar as escalas mais energéticas do escoamento.

Figura 27 – Densidade espectral de potência (PSD) obtida por PIV e anemometria por fio-quente AFQ.



Fonte: Autor.

Dessa maneira, os resultados por anemometria por fio-quente e TR-PIV foram considerados satisfatoriamente próximos para a análise de comparação entre casos proposta neste trabalho.

#### 4.1.2 Comparação dos resultados obtidos utilizando o TR-PIV e disponíveis na literatura

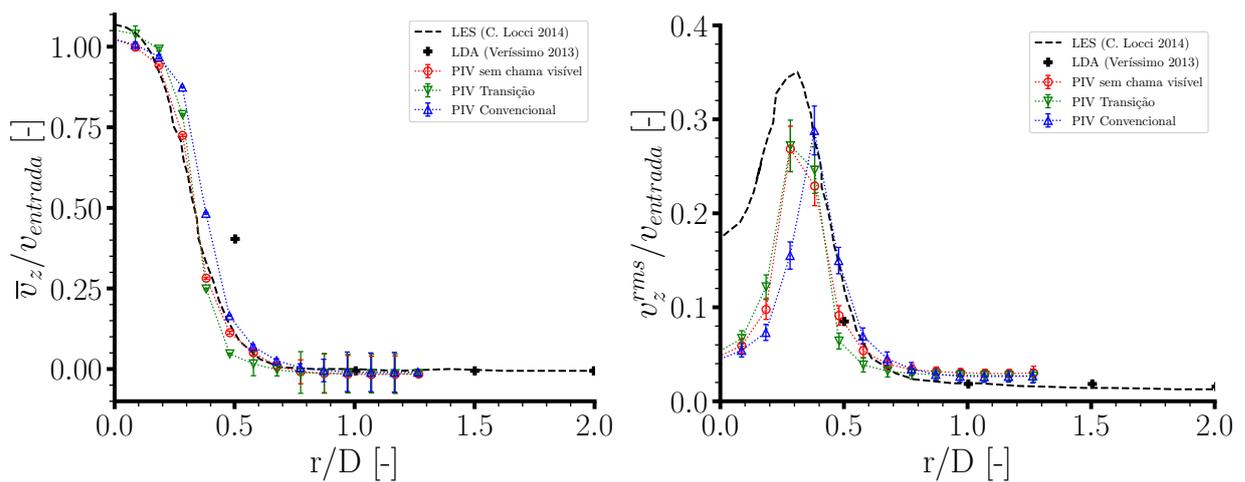
Poucos resultados experimentais estudando especificamente o escoamento no interior da câmara de combustão estão disponíveis para a geometria da câmara utilizada. Veríssimo, Rocha e Costa (2013b) apresentam os resultados de velocidades médias no plano de simetria para o escoamento sem reações químicas utilizando LDA em três condições de velocidade de entrada do ar diferentes. A abordagem utilizada elucidou características macro do escoamento responsáveis pelo comportamento da câmara durante operação, como é o caso da grande estrutura de recirculação responsável por carregar os produtos da combustão para misturar com os reagentes

frescos. Outra observação importante é que para os três casos testados, a posição da zona de recirculação se manteve a mesma.

Locci, Colin e Michel (2014) estuda a mesma geometria de câmara de combustão utilizando CFD. A turbulência foi considerada pela abordagem de LES e a validação da modelagem computacional é feita também para o escoamento sem reações químicas, seguindo os resultados de Veríssimo, Rocha e Costa (2013b).

A figura 28 ilustra os resultados obtidos neste trabalho utilizando PIV, os resultados de LDA obtidos por Veríssimo, Rocha e Costa (2013b) e os resultados CFD obtidos por Locci, Colin e Michel (2014) na linha radial  $z/D = 1, 6$ .

Figura 28 – Comparação da velocidade axial média  $\bar{v}_z$  e RMS normalizadas pela velocidade de entrada obtidas por PIV, por simulação computacional de grandes escalas (LOCCI; COLIN; MICHEL, 2014) e por LDA (VERÍSSIMO; ROCHA; COSTA, 2013b).



(a) Velocidade média axial.

(b) RMS da velocidade axial.

Fonte: Autor.

Observou-se, também na direção radial, o comportamento característico de escoamentos de jatos axisimétricos, no qual a velocidade axial média máxima está localizada no eixo de simetria  $r/D = 0$ , uma redução significativa da velocidade axial média próxima de  $r/D = 0, 5$  onde também ocorrem os valores máximos de RMS, indicando a presença da camada de cisalhamento, seguido de uma região com velocidades próximas de zero, porém, negativas, indicando o arrastamento do fluido na vizinhança do jato. Por se tratar de um escoamento confinado, esse mecanismo está diretamente ligado à estrutura de recirculação descrita no trabalho de Veríssimo, Rocha e Costa (2013b).

Nota-se que os resultados obtidos pelas diferentes metodologias convergem com boa aderência principalmente para a velocidade axial média. Os valores de RMS apresentam o

mesmo comportamento para todas as metodologias, porém, próximo ao eixo axial, os valores RMS da simulação computacional são maiores. Como Locci, Colin e Michel (2014) discutem em seu trabalho, esse comportamento também foi observado ao se comparar os resultados da mesma modelagem numérica aplicada ao experimento chama D desenvolvido no laboratório Sandia (SCHNEIDER et al., 2003). Os autores atribuem a diferença à abordagem escolhida para geração da turbulência na condição de contorno de entrada da simulação numérica.

Dessa forma, a bancada experimental e a metodologia e parâmetros do PIV utilizados no presente trabalho foram consideradas validadas para os três casos propostos descritos na tabela 1.

## 4.2 RESULTADOS PIV DOS REGIMES CONVENCIONAL, TRANSIÇÃO E SEM CHAMA VISÍVEL

A seguir serão apresentados os resultados obtidos pela técnica TR-PIV. Primeiramente serão discutidos os resultados do escoamento não reativo e na sequência os resultados com reações químicas.

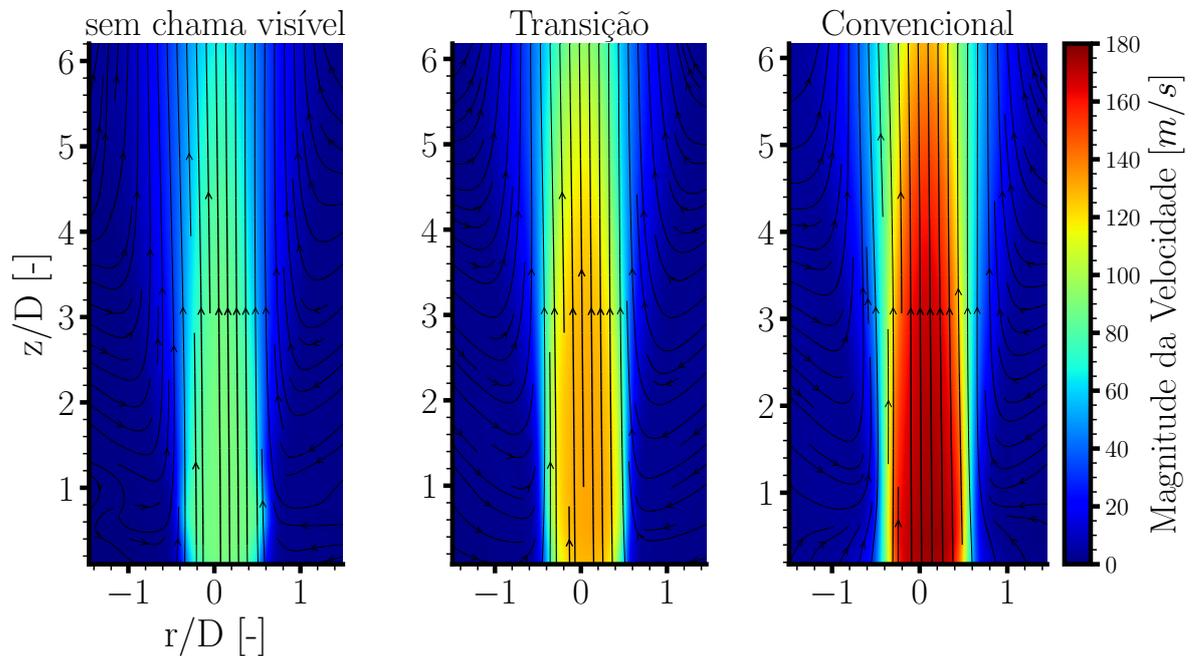
### 4.2.1 Casos com escoamento sem reações químicas

As condições de operação dos casos apresentados na tabela 1 foram aplicadas sem a ignição da mistura e portanto com o escoamento não reativo. Esse passo foi idealizado para fornecer base na aplicação das técnicas de medição utilizando as partículas sólidas e também para a metodologia de cálculo do LES-PIV, cuja aplicação em escoamentos reativos não foi encontrada na literatura científica até o presente momento. Para além desses pontos, existem poucos dados publicados sobre o escoamento na câmara de combustão estudada, assim, os resultados com o escoamento não reativo serão utilizados para auxiliar na identificação do comportamento específico dos casos com reações químicas.

As componentes de velocidade resultantes da técnica PIV aplicada neste trabalho estão alinhadas às direções radial e axial, de forma que, a magnitude da velocidade foi calculada utilizando essas duas componentes. A distribuição da magnitude da velocidade média está ilustrada na figura 29 para os três casos. Os eixos coordenados  $r$  e  $z$  foram normalizados pelo diâmetro  $D = 10$  mm da entrada de ar na câmara de combustão.

Nos três casos se observa o comportamento do escoamento influenciado predominantemente pelo ar que entra na câmara pela entrada central já que as maiores velocidades são

Figura 29 – Distribuição da magnitude de velocidade média para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 sem reações químicas.



Fonte: Autor.

encontradas próximas ao eixo de simetria axial. Esse comportamento era esperado já que a vazão de ar, em todos os casos, é uma ordem de grandeza maior que a de combustível. Se observa, também, o escoamento característico de jatos, no qual a magnitude da velocidade média apresenta maiores valores próximo a entrada da câmara de combustão em  $r/D = 0$  e  $z/D = 0$ , diminuindo ao longo das duas direções  $\pm r/D$  e  $z/D$ . Os maiores gradientes radiais de velocidade axial são encontrados próximo de  $r/D = \pm 0,5$ . Esse valor está coerente com o tamanho do orifício de entrada de ar e indica a posição da camada cisalhante do jato formado.

A diferença entre condições de operação para os três regimes descritos na tabela 1 é a vazão mássica de ar, sendo o caso sem chama visível o de menor valor. As distribuições de velocidade média seguem a mesma comparação, sendo o caso sem chama visível com menores valores e o caso convencional com os maiores valores.

As linhas de corrente ilustradas na figura 29 mostram para os três casos a presença do arrasto característico em jatos. Devido às maiores velocidades, o escoamento na vizinhança do jato é arrastado em direção ao jato. Por se tratar de um escoamento confinado pelo cilindro de quartzo, o arrasto do jato é o mecanismo responsável pela formação da recirculação interna da câmara de combustão que será responsável por carregar parte dos produtos da combustão para a região de entrada da câmara para misturar com os reagentes frescos.

A razão de recirculação é bastante abordada nos estudos da combustão sem chama visível como um parâmetro para avaliar a possibilidade de atingir o regime (WUNNING; WUNNING, 1997; CAVALIERE; JOANNON, 2004). Para o caso de jatos com o efeito de arrasto do fluido na vizinhança, a razão de recirculação ao longo do eixo axial é definida como

$$K_{V(z)} = \frac{\dot{m}_{(z)}}{\dot{m}_{reag}} - 1 \quad (20)$$

na qual o fluxo mássico dos reagentes  $\dot{m}_{reag}$  é calculado seguindo a tabela 1 e o fluxo mássico ao longo do eixo de simetria na direção axial é definido como

$$\dot{m}_{(z)} = \pi \rho \int_{R_{j-}}^{R_{j+}} \bar{v}_z(z, r) r dr \quad (21)$$

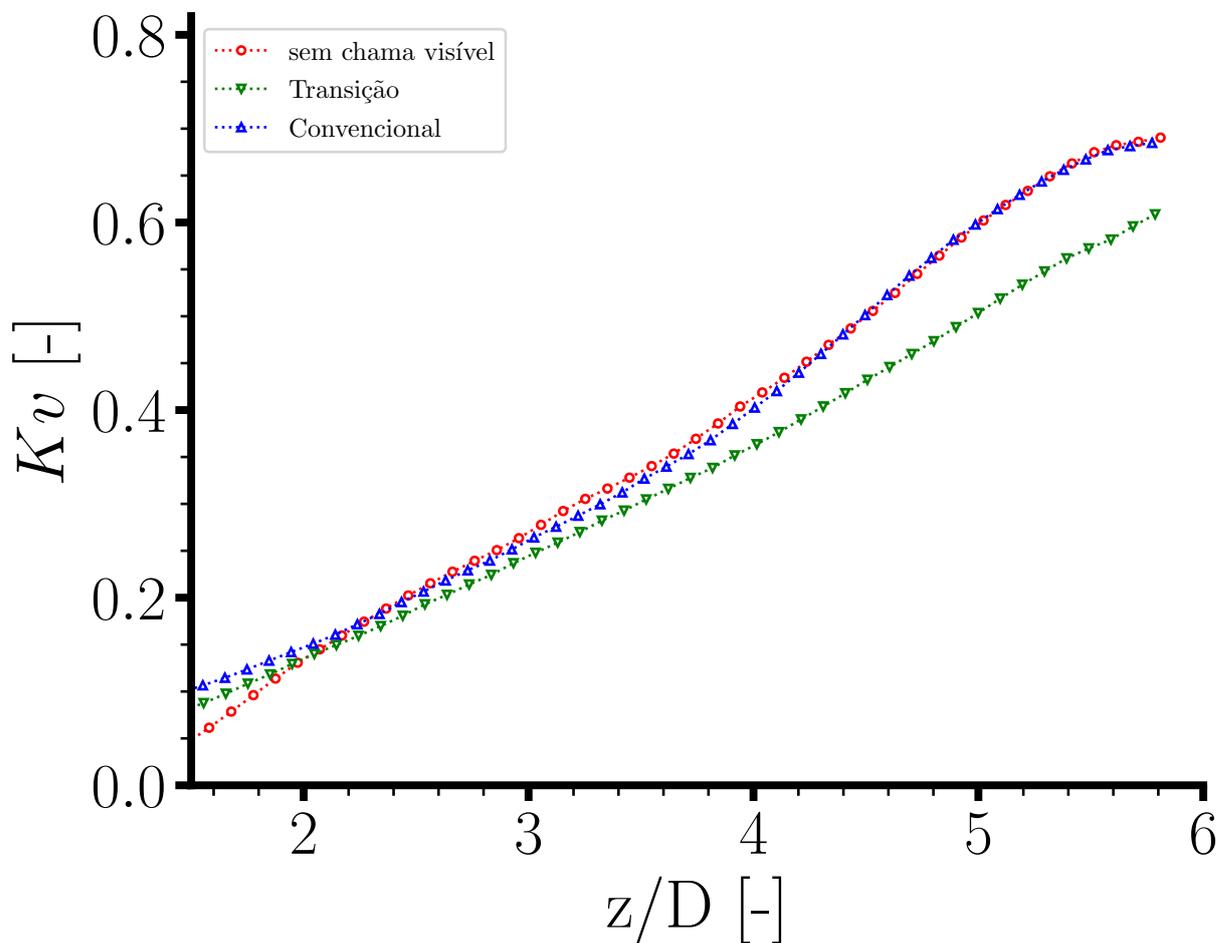
sendo  $\bar{v}_z(z, r)$  a distribuição da velocidade média axial calculada utilizando os resultados PIV. A integral é aplicada ao longo da direção radial até as distâncias  $R_{j\pm}$  definidas como sendo onde  $\bar{v}_z(z, R_{j\pm}) = 0$  (COZZI; COGHE; SHARMA, 2018). Foi assumida a massa específica do ar a temperatura de 400°C. O fator de recirculação  $K_v$  está ilustrado na figura 30.

Os três casos apresentam razões de recirculação semelhantes ao longo da direção axial independente da variação na vazão mássica. Esse resultado indica que para os três regimes, a vazão mássica dos produtos de combustão recirculados é proporcional à vazão com que o ar entra na câmara de combustão. Veríssimo, Rocha e Costa (2013b) avaliaram a posição e tamanho da zona de recirculação no interior desta geometria de câmara utilizando LDA e concluíram não haver alterações significativas quando variada a velocidade de entrada de ar na câmara, de forma que, o resultados de  $K_v$  obtidos pelo PIV corroboram com essa conclusão. Assim, a razão de recirculação sozinha, não explica a transição entre os regimes convencional e sem chama visível, sendo necessário uma avaliação da turbulência nos escoamentos de cada regime.

A componente cruzada do tensor de Reynolds, para os três casos, está ilustrada na figura 31. As demais componentes do tensor de Reynolds corroboram com as observações realizadas utilizando a componente cruzada e por isso foram omitidas nesta seção. O resultado completo das componentes do tensor de Reynolds para o caso de PIV de duas componentes de velocidade pode ser encontrado no apêndice B.

Nos três casos foi observado comportamento similar nas distribuições da componente cruzada do tensor de Reynolds. Os valores de maior intensidade estão nas regiões próximas das fronteiras do jato, onde se encontram os maiores gradientes de velocidade, e valores próximos de zero nas demais regiões.

Figura 30 – Razão de recirculação  $Kv$  para os casos descritos na tabela 1 sem reações químicas.



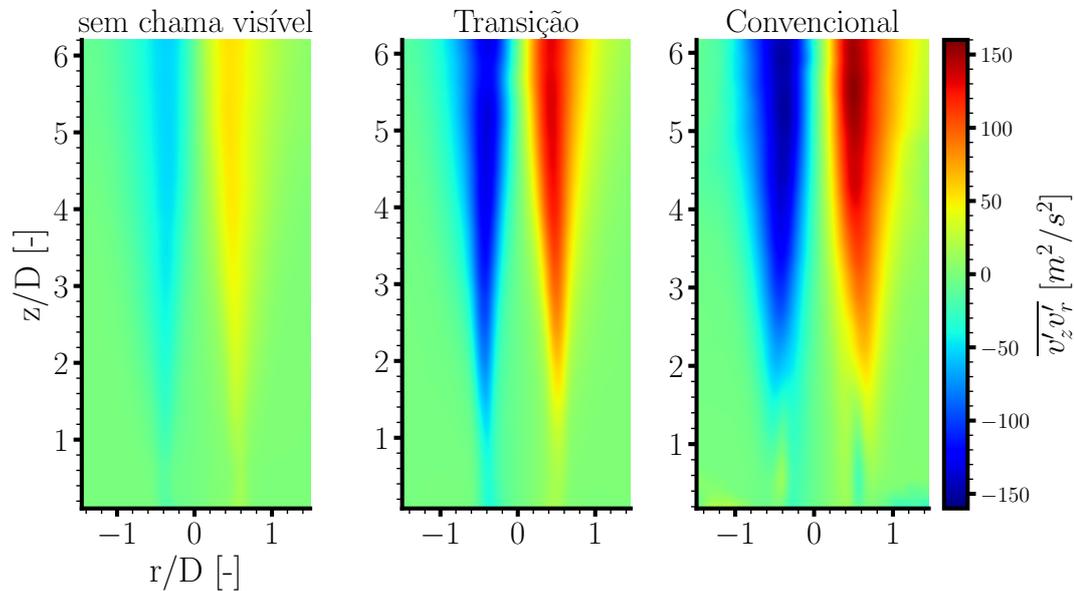
Fonte: Autor.

No regime convencional foram observadas maiores intensidades nas três componentes do tensor de Reynolds. Essa característica é especialmente importante para esta geometria de câmara de combustão que utiliza recirculação interna, indicando que a maior vazão de ar do caso convencional é a principal responsável pela diferença nos valores das componentes do tensor de Reynolds.

Normalizando as componentes do tensor de Reynolds pelo quadrado da velocidade de entrada, observamos as três componentes normalizadas na figura 32.

As componentes normalizadas radial  $\overline{v_r'v_r'}/v^2$  e cruzada  $\overline{v_z'v_r'}/v^2$  apresentaram maiores valores no caso sem chama visível. Pela geometria da câmara com entradas não pre-misturadas e ainda macro estrutura de recirculação dos produtos da combustão, essas componentes indicam maior influência da turbulência no processo de mistura entre reagentes e produtos da combustão para o caso sem chama visível comparado aos casos de transição e convencional.

Figura 31 – Distribuição da componente cruzada do tensor de Reynolds para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 sem reações químicas.



Fonte: Autor.

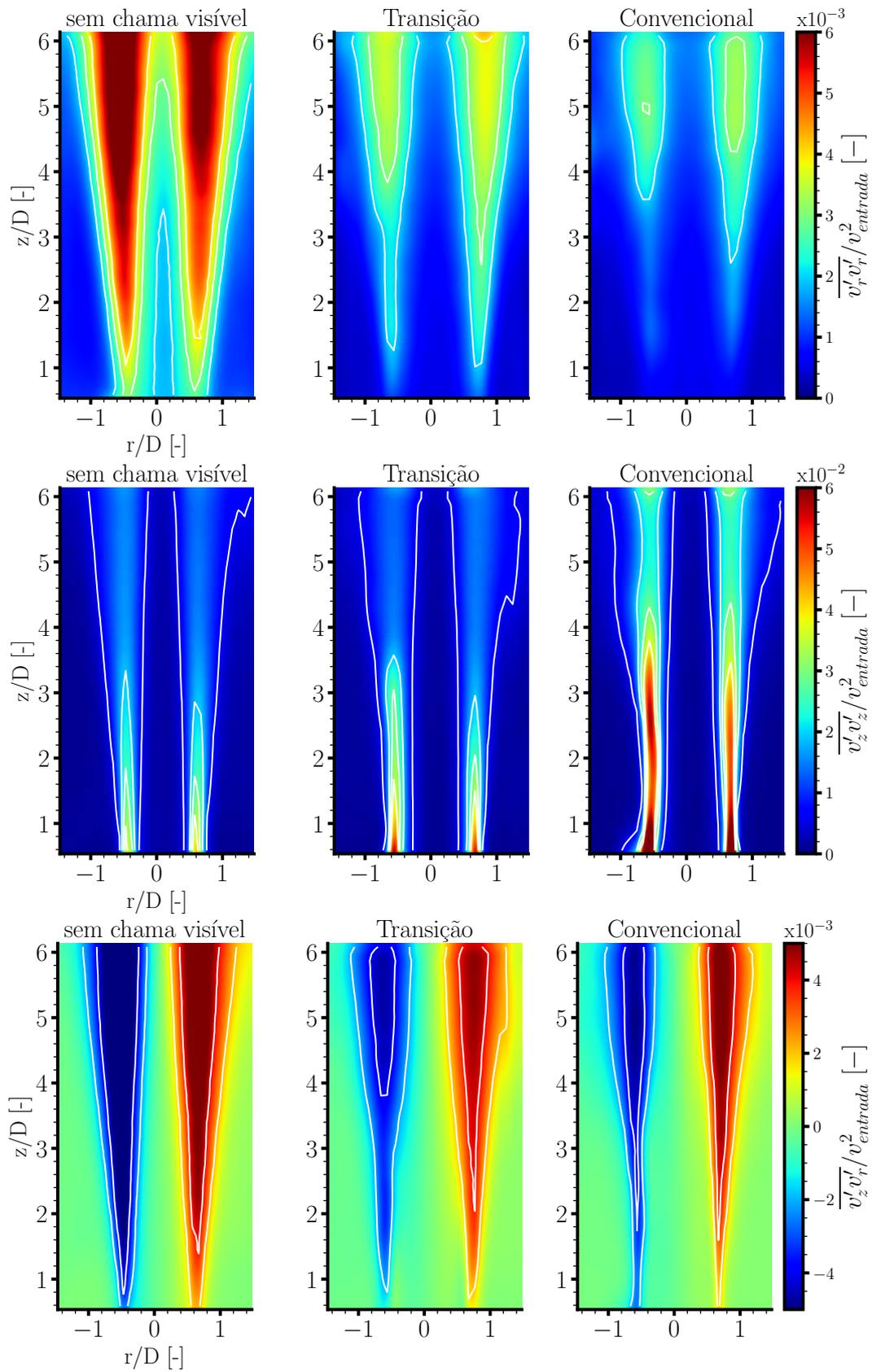
A taxa de dissipação da energia cinética da turbulência  $\varepsilon$ , calculada utilizando o LES-PIV está ilustrada na figura 33.

Se observa que os maiores valores de dissipação da turbulência ocorrem na camada de cisalhamento na fronteira do jato, que é a região com maiores gradientes de velocidade. Próximo das entradas da câmara se encontram os maiores valores que decaem ao longo da direção axial. Na vizinhança do jato, os valores da taxa de dissipação tendem a zero. Assim como nos resultados da componente do tensor de Reynolds, a taxa de dissipação da turbulência apresenta maiores valores para o caso convencional comparado ao sem chama visível e transição.

A partir dos resultados da taxa de dissipação da turbulência, a distribuição da escala de tempo de Kolmogorov foi estimada pela relação  $\tau_\eta = \left(\frac{\nu}{\varepsilon}\right)^{1/2}$  considerando a viscosidade cinemática do ar à 400°C. Os resultados para os três casos estão ilustrados na figura 34.

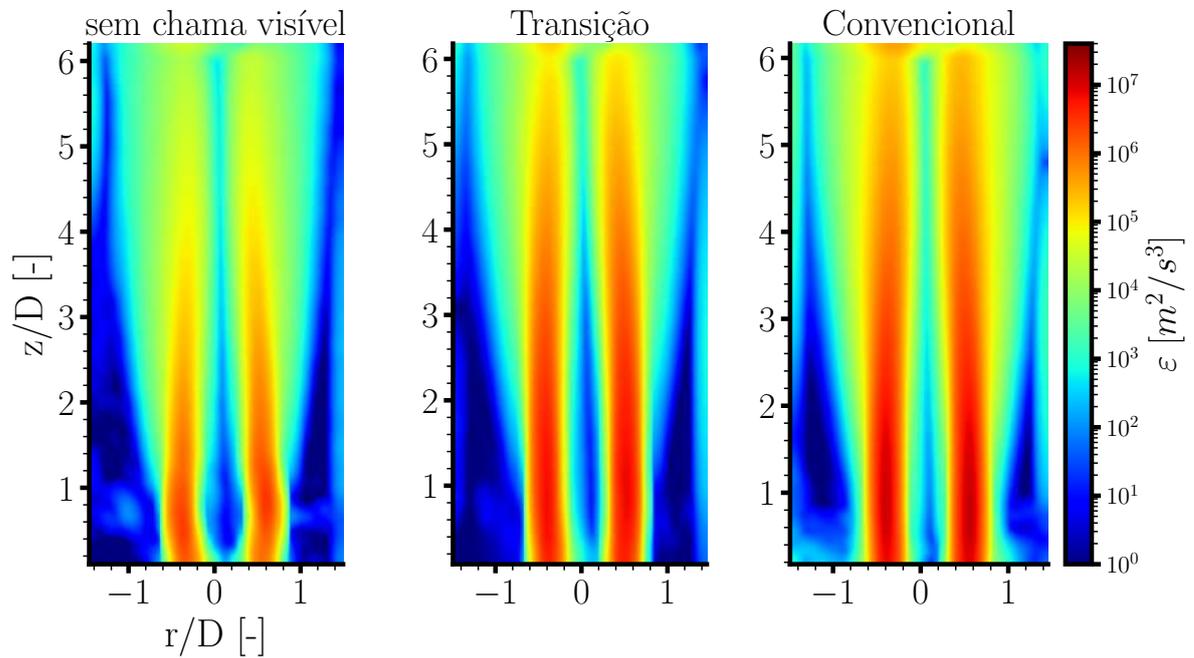
Os maiores valores da taxa de dissipação da turbulência do caso convencional resultaram em menores escalas de tempo de Kolmogorov comparado aos casos de transição e sem chama visível. Sendo a escala de tempo integral predominantemente influenciada por parâmetros geométricos e globais, seu valor é pouco alterado entre os três casos. Assim, os tempos de Kolmogorov menores do caso convencional indicam um espectro de potência da turbulência maior comparado aos demais casos.

Figura 32 – Distribuição da componente cruzada do tensor de Reynolds para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 sem reações químicas.



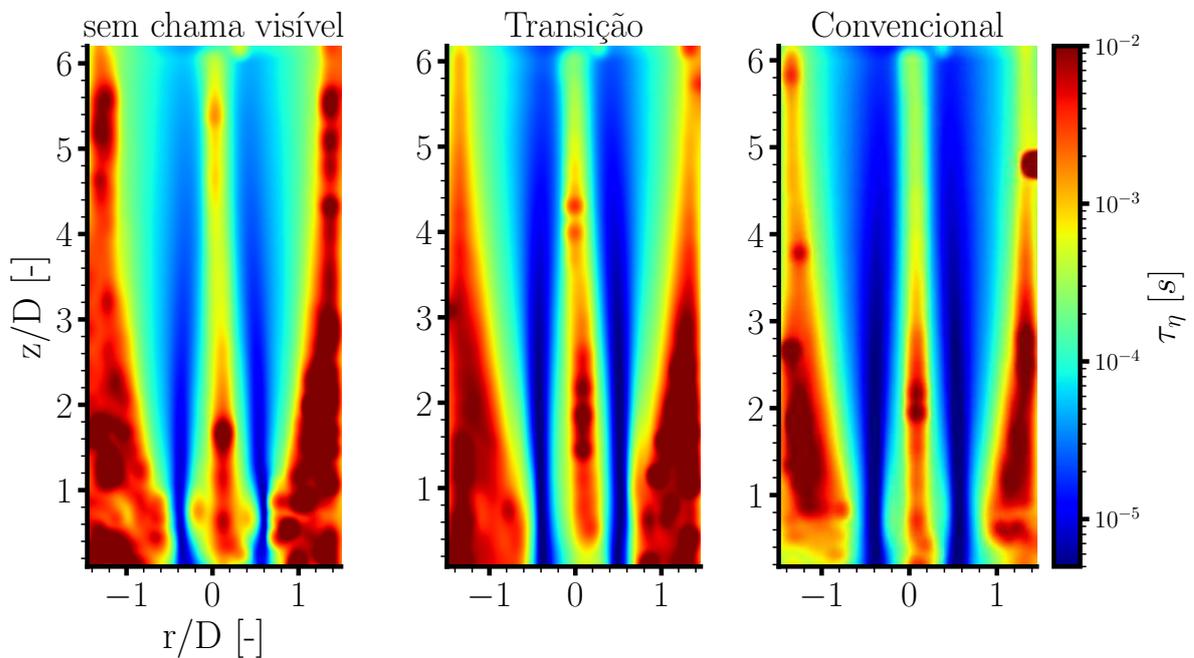
Fonte: Autor.

Figura 33 – Distribuição da taxa de dissipação da turbulência  $\varepsilon$  para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 sem reações químicas.



Fonte: Autor.

Figura 34 – Distribuição da escala de tempo de Kolmogorov  $\tau_\eta$  para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 sem reações químicas.

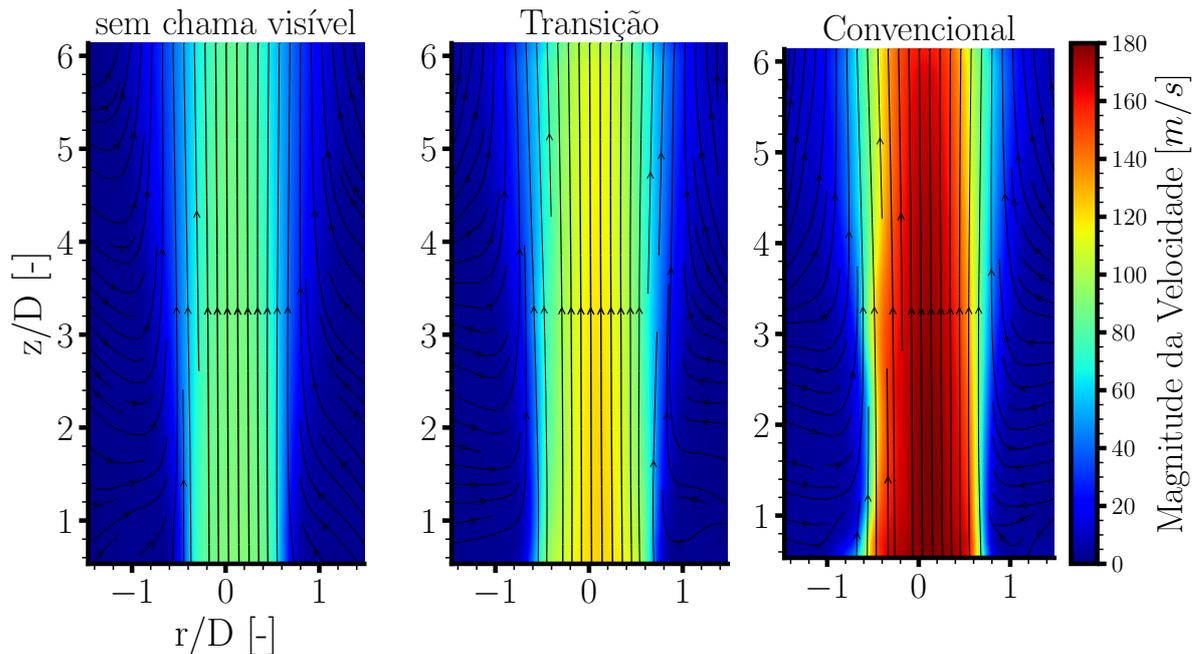


Fonte: Autor.

#### 4.2.2 Influência das reações químicas no escoamento

A mesma metodologia utilizada nos casos com escoamento não reativo foram aplicadas para os experimentos com reações químicas. A figura 35 ilustra os resultados da magnitude da velocidade para os três casos.

Figura 35 – Distribuição da magnitude de velocidade para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 com reações químicas.



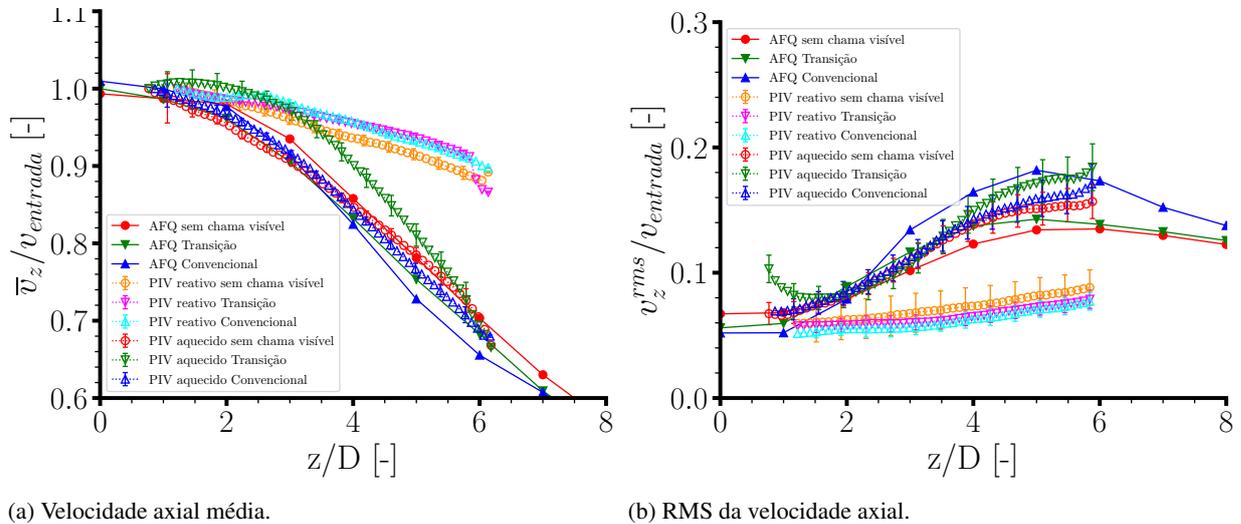
Fonte: Autor.

Se observou que a presença das reações químicas não alterou o comportamento de destaque do jato central de ar, já que as maiores velocidades são encontradas próximas ao eixo de simetria da câmara. As linhas de corrente indicam a presença do arrasto causado pelo jato nos três casos, reforçando ser esse o mecanismo responsável pela formação da recirculação interna na câmara de combustão, similar aos resultados com escoamento não reativo.

O decaimento das velocidades, porém, é visualmente menor comparado aos casos sem reações químicas. Os valores da velocidade axial média, normalizada pela velocidade de entrada, e seu RMS, ao longo do eixo de simetria, estão ilustradas na figura 36 para os resultados PIV com escoamento reativo, não reativo e por anemometria de fio-quente para o caso sem as reações químicas e sem pré-aquecimento do ar.

Os casos com reações químicas se mostraram coerentes seguindo comportamento semelhante entre si e valores normalizados próximos. Da mesma forma, os casos não reativos também apresentaram valores normalizados próximos entre si, mesmo com a diferença no pré-

Figura 36 – Resultados ao longo do eixo de simetria da média da componente de velocidade axial  $\bar{v}_z$  e seu RMS normalizadas pela velocidade de entrada obtido pelo PIV e anemometria por fio-quente AFQ.



Fonte: Autor.

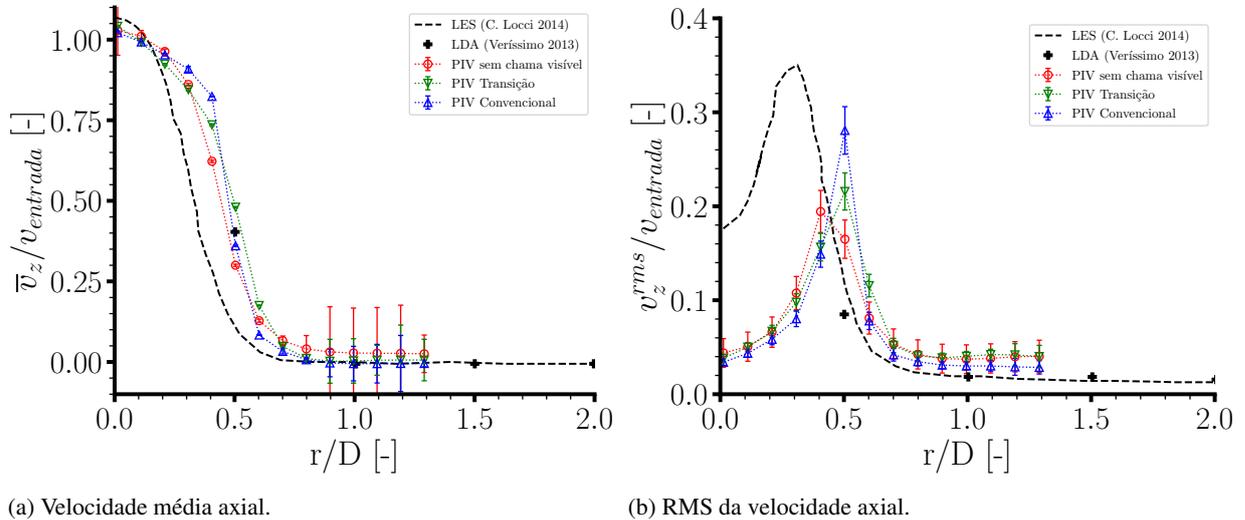
aquecimento do ar e no instrumento de medição utilizado. A comparação, porém, entre os casos reativos e não reativos demonstra a diferença no decaimento da velocidade axial ao longo do eixo de simetria já que para os casos reativos se observam velocidades maiores ao longo do eixo de simetria comparado aos casos não reativos. Os valores de RMS, porém, foram menores nos casos reativos.

Os resultados PIV com escoamento reativo também foram comparados aos dados da literatura obtidos por Locci, Colin e Michel (2014) e Veríssimo, Rocha e Costa (2013b) para a mesma geometria de câmara de combustão com o escoamento não reativo. Os resultados estão ilustrados na figura 37.

A velocidade axial média, nos casos reativos, apresenta uma maior abertura do jato central com velocidades elevadas distribuídas em um espaço maior na direção  $r/D$ . Esse deslocamento das velocidades também é observado nos valores RMS na figura 37b na qual além do deslocamento, foi observado uma redução nos valores máximos, indicando uma redução também, na intensidade da turbulência na presença das reações químicas no escoamento. Apesar dessas diferenças, o comportamento das curvas reportadas na literatura e para os resultados PIV reativos foram similares nos três regimes.

Nos casos com escoamento reativo, por conta das reações químicas exotérmicas, há o aumento da temperatura do fluido, no qual espera-se, para os casos estudados neste trabalho, temperaturas entre 1.000 e 1.700°C, conforme medições realizadas por Veríssimo, Rocha e

Figura 37 – Comparação da velocidade axial média  $\bar{v}_z$  e RMS normalizadas pela velocidade de entrada obtidas por PIV, por simulação computacional de grandes escalas (LOCCI; COLIN; MICHEL, 2014) e por LDA (VERÍSSIMO; ROCHA; COSTA, 2013b).



Fonte: Autor.

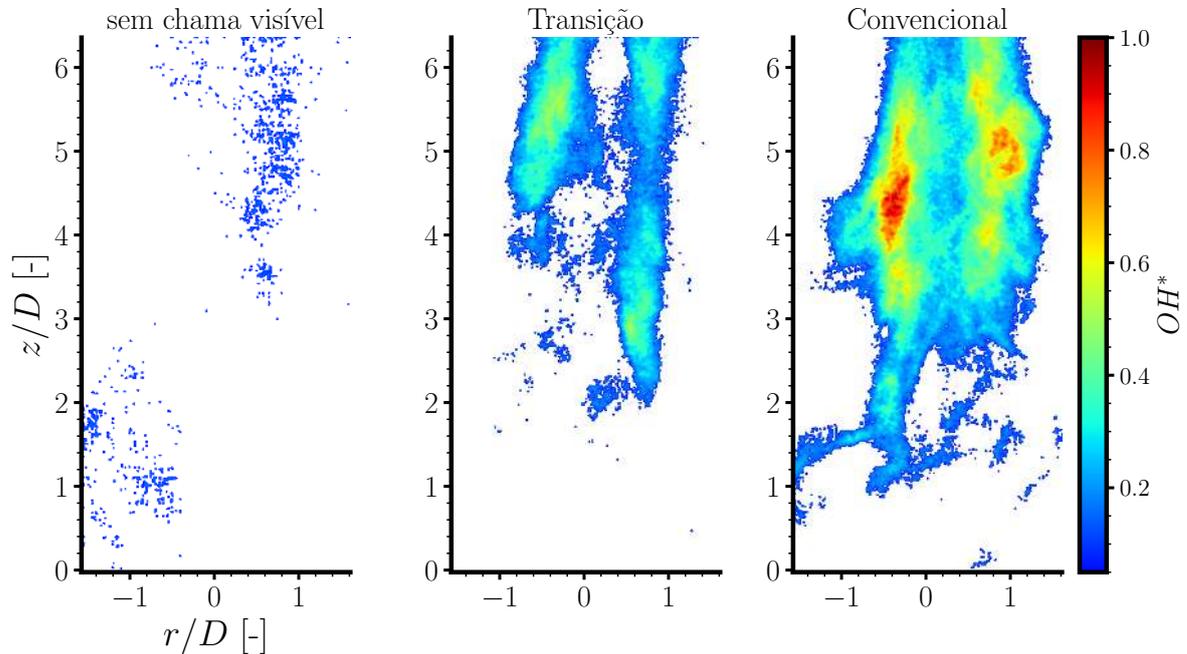
Costa (2013b) ilustradas aqui na figura 9. Essa variação resulta na alteração das propriedades termodinâmicas e de transporte do fluido, como é o caso da viscosidade. Por se tratar do escoamento de mistura gasosa, espera-se o aumento na viscosidade resultante da maior temperatura, reduzindo as flutuações de velocidade conforme observado nas figuras 36b e 37b.

A emissão por quimioluminescência de  $OH^*$  foi utilizada para avaliar os três regimes de combustão. A figura 38 ilustra uma captura instantânea da medição. Os resultados dos três casos foram normalizados para um mesmo valor máximo de intensidade entre os três casos e ao longo do tempo. Um limite inferior foi aplicado de valor 10, conforme observado ser a máxima intensidade do ruído de fundo das imagens na ausência de combustão. Foi verificado a coerência temporal dos sinais de  $OH^*$  em todos os resultados, de forma que, foi possível acompanhar o desenvolvimento da região ocorrendo a emissão do radical ao longo do tempo.

Os resultados instantâneos da emissão de  $OH^*$  ilustram diferenças significativas entre os regimes de combustão. No caso convencional, a emissão de  $OH^*$  foi a maior, seguida pelo caso de transição e por último o caso sem chama visível. Essa redução na intensidade indica que apesar de as reações químicas ainda estarem presentes, elas ocorrem com menor intensidade no regime sem chama visível.

A figura 39 ilustra a média temporal da emissão de  $OH^*$ . No caso convencional, se observa que a emissão do radical é mais intensa em regiões bem delimitadas e próximas da fronteira do jato de ar central. Posições similares aos resultados da componente cruzada do

Figura 38 – Distribuição instantânea da emissão por quimioluminescência de  $OH^*$  para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 com reações químicas.



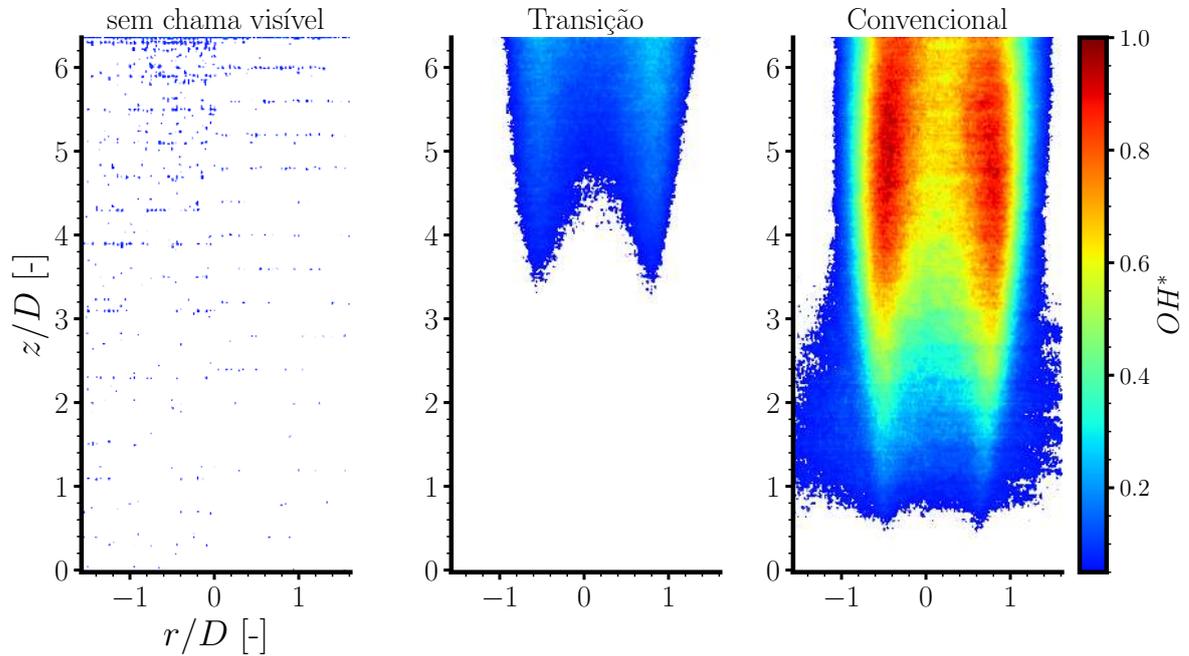
Fonte: Autor.

tensor de Reynolds. Na média, a emissão de  $OH^*$  ao longo da direção axial inicia próximo da posição  $z/D = 1$  no caso convencional,  $z/D = 4$  no caso de transição e para o caso sem chama visível, a baixa intensidade do sinal dificulta a delimitação mas é possível notar um ligeiro aumento da presença do sinal a partir de  $z/D = 6$ . Esse resultado ilustra a relação entre a turbulência do escoamento e as reações químicas.

O tempo característico das reações químicas foi estimado para os três casos utilizando o modelo de reator canônico de livre propagação de chama pré-misturada laminar, conforme descrito na seção 3.4. Considerando as posições na direção  $z/D$  de início das reações químicas descritas anteriormente, o valor da razão de recirculação  $Kv$ , ilustrada na figura 47 no apêndice C para os casos com escoamento reativo, foi obtida para cada caso e utilizada nos cálculos dos reatores químicos. Os valores dos tempos característicos das reações químicas estimados foram  $3,0467 \times 10^{-04}$ ,  $3,6156 \times 10^{-03}$  e  $3,9698 \times 10^{-02}$  segundos, para os regimes convencional, transição e sem chama visível, respectivamente.

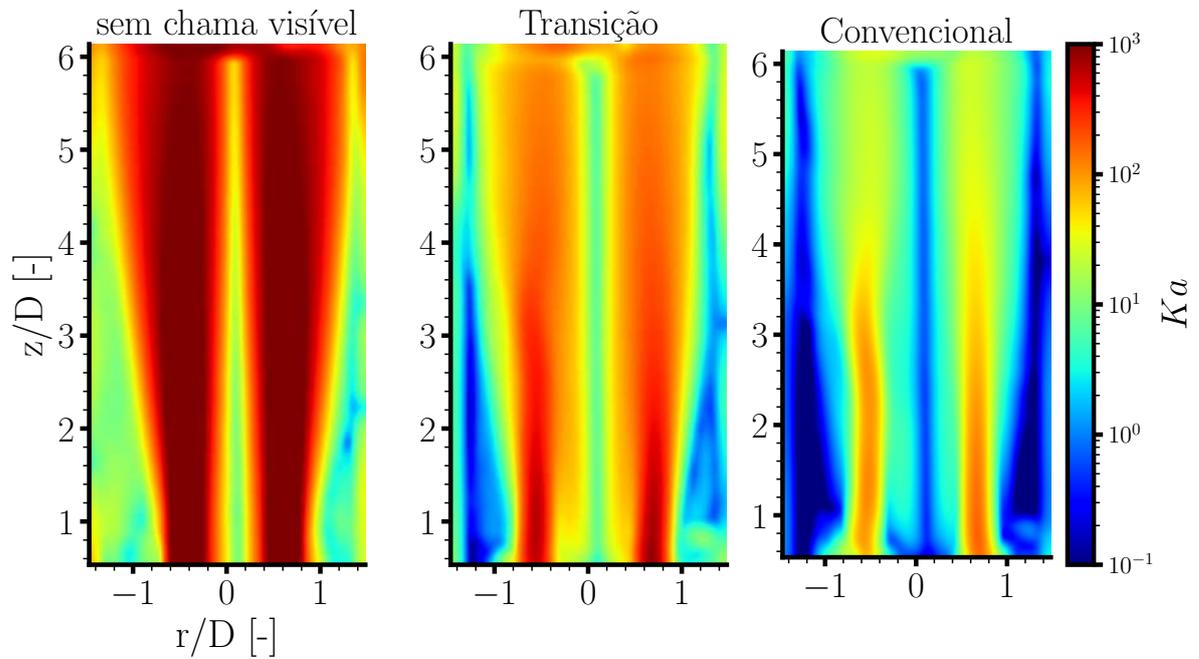
Utilizando as distribuições da escala de tempo de Kolmogorov, apresentadas na figura 50, foi estimado a distribuição dos valores do número de Karlovitz para os três casos e ilustrados na figura 40.

Figura 39 – Distribuição média temporal da emissão por quimioluminescência de  $OH^*$  para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 com reações químicas.



Fonte: Autor.

Figura 40 – Distribuição do número de Karlovitz estimado para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 com reações químicas.



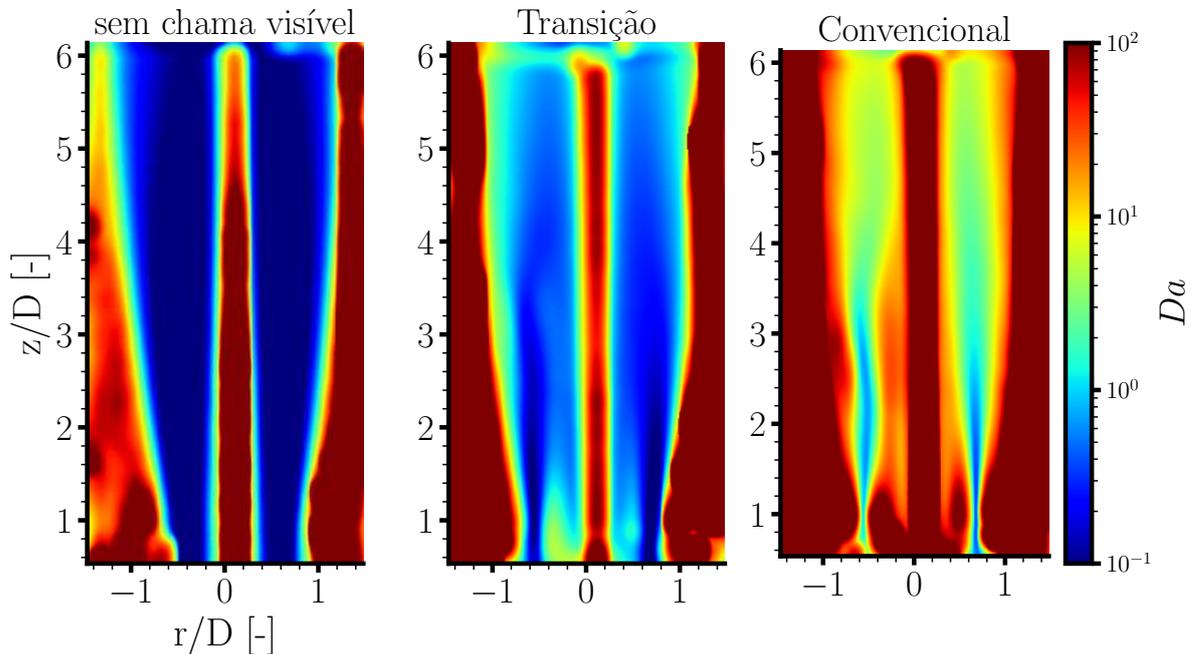
Fonte: Autor.

Nos três casos se observa que o número de Karlovitz é maior nas regiões próximas da fronteira do jato de ar, que são as regiões com maior taxa de dissipação da turbulência. Valores maiores são encontrados próximo da entrada da câmara e decaindo ao longo da direção axial. Se observa um aumento no número de Karlovitz no caso sem chama visível comparado ao convencional, atingindo valores maiores que 100 em grande parte do domínio de medição. Diferente do caso convencional que se observou valores dessa ordem apenas nas regiões próximas das entradas da câmara.

Esses resultados indicam que as menores escalas de tempo da turbulência são comparativamente menores que o tempo característico da cinética química no caso sem chama visível. Dessa forma, os processos relacionados à turbulência nas pequenas escalas acontecem mais rápido que as reações químicas e portanto se espera que localmente, nessas escalas, o processo de mistura do escoamento tenha maior influência sobre os fenômenos.

A distribuição do número de Damköhler está ilustrada na figura 41 para os três casos.

Figura 41 – Distribuição do número de Damköhler estimado para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 com reações químicas.



Fonte: Autor.

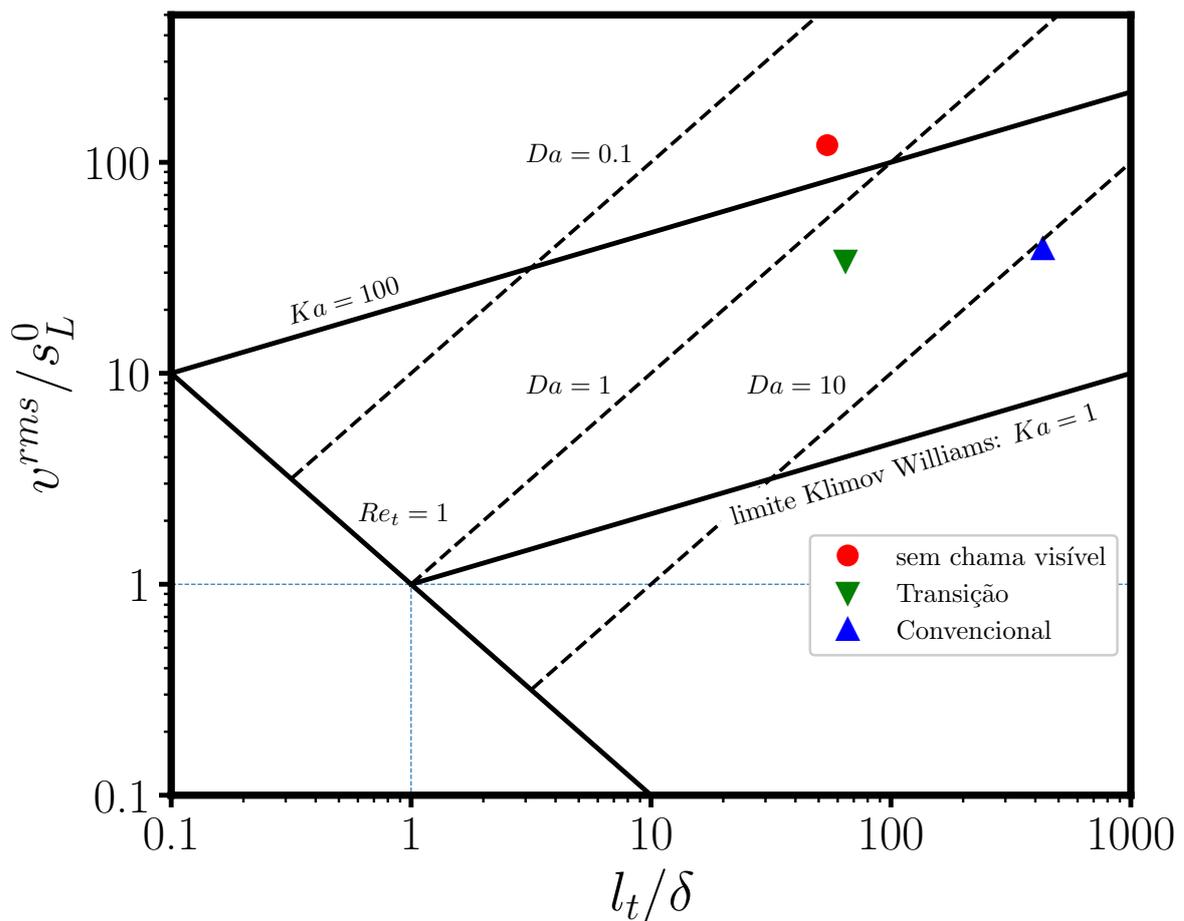
Diferentemente das distribuições do número de Karlovitz, as distribuições do número de Damköhler apresentam menores valores nas regiões próximas da fronteira do jato central e aumentam ao longo das direções axial e radial.

Para o caso convencional, se observa que valores do número de Damköhler próximos da unidade se encontram apenas numa pequena região na entrada da câmara de combustão. Para

esses valores, se espera que as escalas integrais da turbulência sejam comparáveis às escalas da cinética química. A distribuição para o caso sem chama visível apresenta valores de  $Da \leq 1$  em uma região muito maior, indicando que os processos da turbulência na escala integral acontecem mais rápido que as reações químicas. Assim, as flutuações turbulentas exercem influência maior no comportamento das reações químicas para o caso sem chama visível comparado aos demais.

Considerando os valores médios de  $v^{rms}$  e  $l_t$ , também nas posições  $z/D = 1, 4$  e  $6$  utilizadas na avaliação do  $Kv$ , o diagrama de combustão  $v^{rms}/s_L^0 \times l_t/\delta$  foi estimado utilizando os resultados PIV dos casos com reações químicas. O diagrama de combustão está ilustrado na figura 42.

Figura 42 – Diagrama de combustão  $v^{rms}/s_L^0$  pela escala de comprimento integral  $l_t$ /espessura de chama  $\delta$  para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1.



Fonte: Autor.

Se observou que o caso de regime sem chama visível apresentou valores do número de Karlovitz maiores e números de Damköhler menores comparado ao caso convencional, sendo

o caso do regime sem chama visível posicionado na região do gráfico com número de Karlovitz maior que 100. Na forma clássica do diagrama (POINSOT; VEYNANTE, 2005) essa região é indicada como perfeitamente misturada. Para o regime de combustão convencional, o resultado indica a região de estruturas finas de reações químicas. Como observado nas figuras 40 e 41, o que se tem na realidade são distribuições desses valores, sendo que as reações químicas ocorrem com diferentes números de Karlovitz e Damköhler, de forma que os resultados da figura 42 devem ser lidos como indicativos globais do comportamento da câmara de combustão, que apesar das hipóteses utilizadas nesta metodologia, auxiliam no entendimento e verificação do comportamento da câmara projetada, assim como no desenvolvimento de estratégias de modelagem para o regime de combustão sem chama visível.

## 5 CONCLUSÃO

A combustão sem chama visível se destaca como uma alternativa viável para redução na emissão de poluentes, como estudos experimentais e simulações computacionais reportadas na literatura científica já demonstraram.

Para que a modelagem do processo de combustão em regime sem chama visível seja robusto e preciso, os mecanismos fundamentais do escoamento reativo turbulento precisam ser compreendidos e incorporados aos modelos. Estudos utilizando simulação numérica direta apontam que as reações químicas ocorrem com menor intensidade, mas distribuídas em uma maior região no caso sem chama visível se comparado ao regime de chama convencional. Foi observado que a geometria da zona de reação é fortemente distorcida sendo a fração molar de  $O_2$  e a intensidade da turbulência locais as duas grandezas principais a serem consideradas na combustão sem chama visível.

No presente trabalho, três casos reportados na literatura científica foram reproduzidos e estudados. Caso de chama convencional, transição e sem chama visível. A escolha desses três casos, especificamente, permitiu a validação da operação da câmara nos três diferentes regimes de combustão e também a comparação entre regimes. A técnica de medição TR-PIV foi utilizada ampliando os dados experimentais existentes do campo de velocidades para a câmara de combustão, tanto para o escoamento não reativo quanto para o escoamento com reações químicas que até o presente momento não foram reportados para a geometria estudada e avançando, também, a discussão da turbulência presente nos três diferentes regimes de combustão.

Os resultados TR-PIV indicaram que o escoamento é caracterizado pelo jato axial da entrada de ar na câmara, sendo o arrasto do jato o mecanismo para geração da recirculação interna da câmara de combustão reportada na literatura científica para a geometria estudada. Os resultados de velocidades estão relacionados às razões de equivalência global de cada regime através das respectivas vazões de ar. O caso convencional, de maior vazão e número de Reynolds, apresenta maiores flutuações e gradientes de velocidade, resultando maiores valores das componentes do tensor de Reynolds e da taxa de dissipação da turbulência estimados para esse regime comparado aos demais. Os resultados normalizados das componentes do tensor de Reynolds indicaram, porém, uma maior influência da turbulência no processo de mistura entre reagentes e produtos da combustão recirculados para o caso sem chama visível.

Imagens da quimioluminescência do radical  $OH^*$  indicaram uma maior intensidade das reações químicas no caso convencional, com deslocamento e redução da intensidade da região de reações químicas nos outros regimes. Apesar de observadas regiões com presença de  $OH^*$

no caso sem chama visível nas imagens instantâneas, a baixa intensidade do sinal dificultou sua observação na média temporal.

A interação entre a cinética química e a turbulência foi avaliada pela da razão entre os tempos característicos respectivos por meio do número de Damköhler e Karlovitz. Foram observados elevados valores do número de Karlovitz e maior região com baixo número de Damköhler no caso sem chama visível comparado ao caso de chama convencional. Esse resultado indica que no caso sem chama visível, as pequenas escalas da turbulência exercem maior influência nas reações químicas, indicando um maior processo de mistura do escoamento no interior das zonas de reação, o que, em conjunto com as menores intensidades de  $OH^*$ , justifica a menor intensidade das reações químicas reportadas nas simulações numéricas diretas. Os menores valores do número de Damköhler, ocupando uma maior região de valores próximos a um, no caso sem chama visível, indicam que as maiores escalas da turbulência podem ser comparadas à escala da cinética química de forma que indicam a elevada distorção geométrica das zonas de reação, também observadas nas simulações numéricas diretas.

Dessa forma, os resultados do presente trabalho corroboram, experimentalmente em uma câmara de combustão de escala laboratorial, as características observadas dos mecanismos fundamentais de desenvolvimento do regime sem chama visível nas simulações numéricas diretas com geometrias canônicas simplificadas. Também, fornece dados para desenvolvimento e validação de modelos computacionais para simulação do regime de combustão sem chama visível.

## 6 TRABALHOS FUTUROS

O presente trabalho avaliou a relação entre os tempos característicos da turbulência e das reações químicas através da estimativa dos adimensionais número de Damköhler e Karlovitz obtidos através de dados experimentais obtidos por PIV e quimioluminescência de  $\text{OH}^*$ . A frequência de medição de 5 kHz se mostrou dentro do região inercial da turbulência, avaliado através de anemometria por fio-quente. Devido à limitação de memória das câmeras CMOS, a quantidade de sensores ativos precisou ser ajustada, limitando assim as dimensões da região de medição apenas próximo das entradas da câmara de combustão. Um primeiro passo a ser dado em estudos futuros é o ajuste da frequência de medição para valores entre 1 a 3 kHz para as vazões utilizadas neste trabalho. A menor frequência possibilita o uso de mais sensores da câmera CMOS, aumentando assim a região de medição. Ainda assim, não seria possível a medição do volume completo da câmara de combustão, de forma que, para se manter a resolução espacial conforme configurações dos equipamentos utilizados no presente trabalho, seria necessário uma sequência de medições para criar uma composição do volume completo. A menor frequência de medição também aumenta o tempo total de medição, reduzindo as incertezas de medições e favorecendo a convergência dos momentos estatísticos. Essa estratégia pode ser aplicada em todas as técnicas de diagnóstico a laser a serem utilizadas.

Para as componentes do tensor de Reynolds no presente trabalho, os cálculos foram simplificados para o caso de PIV planar de duas componentes (2D2C). Em trabalhos futuros é desejável que se obtenha a terceira componente de velocidade no plano (2D3C) ou possivelmente a realização do PIV volumétrico (3D3C), obtendo assim todas componentes do tensor de Reynolds sem hipóteses simplificadoras.

Os resultados obtidos por quimioluminescência de  $\text{OH}^*$  foram utilizados para estimar o percentual de diluição dos reagentes com os produtos de combustão e por fim estimar a velocidade de chama através da modelagem numérica de dois reatores de livre propagação de chama em série. Uma melhor estimativa poderia ser realizada utilizando a técnica PLIF já que essa forneceria dados em um plano de medição por onde passa o laser, diferente da projeção obtida pela quimioluminescência. Outra melhoria conforme apontado na literatura para o caso do regime sem chama visível é a aferição do PLIF- $\text{CH}_2\text{O}$ . Os resultados se mostraram melhores em termos de sinal/ruído comparado aos resultados PLIF-OH, sendo assim melhores para identificar as regiões onde ocorrem as reações químicas nos três regimes estudados.

A composição dos reagentes e sua diluição são informações críticas para uma estimativa precisa do tempo característico das reações químicas. Em trabalhos futuros é interessante ava-

liar a utilização da técnica PLIF para aferir a distribuição de combustível no interior da câmara de combustão, possivelmente estimando a fração de mistura. Combinado com os resultados PLIF-OH/PLIF-CH<sub>2</sub>O, poderia ser estimado localmente os tempos característicos das reações químicas.

Uma importante característica do regime sem chama visível é a maior uniformidade do campo de temperatura e menor valor máximo de temperatura comparado ao regime de chama convencional. É de grande contribuição que trabalhos futuros procurem aferir através de técnicas pouco intrusivas como por PLIF ou TLIP a distribuição de temperatura no interior da câmara de combustão. Esses dados também são relevantes para uma estimativa mais precisa dos tempos característicos das reações químicas já que é um dos parâmetros de entrada nos modelos de reatores comumente utilizados.

## REFERÊNCIAS

ABTAHIZADEH, E.; GOEY, P. de; OIJEN, J. van. LES of Delft Jet-in-Hot Coflow burner to investigate the effect of preferential diffusion on autoignition of CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub> flames. **Fuel**, v. 191, 2017. ISSN 00162361.

ADRIAN, L.; ADRIAN, R. J.; WESTERWEEL, J. **Particle image velocimetry**. [S.l.]: Cambridge university press, 2011.

ADRIAN, R. Multi-point optical measurements of simultaneous vectors in unsteady flow—a review. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 7, n. 2, p. 127–145, 1986. ISSN 0142-727X. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0142727X86900627>>.

AMINIAN, J.; GALLETTI, C.; TOGNOTTI, L. Extended EDC local extinction model accounting finite-rate chemistry for MILD combustion . **Fuel**, v. 165, p. 123 – 133, 2016. ISSN 0016-2361. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0016236115010467>>.

ATOOF, H.; EMAMI, M. D. Numerical simulation of laminar premixed CH<sub>4</sub>/air flame by flamelet-generated manifolds: A sensitivity analysis on the effects of progress variables . **Journal of the Taiwan Institute of Chemical Engineers**, p. –, 2015. ISSN 1876-1070. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1876107015004411>>.

AZEVEDO, C. G. de; ANDRADE, J. C. de; COSTA, F. de S. Flameless compact combustion system for burning hydrous ethanol. **Energy**, v. 89, p. 158 – 167, 2015. ISSN 0360-5442. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0360544215009445>>.

BARDET, P.; ANDRÉ, M.; NEAL, D. Systematic timing errors in laser-based transit-time velocimetry 10th int. In: **Symp. on Particle Image Velocimetry-PIV13 (Delft, The Netherlands, 1-3 July 2013)**. [S.l.: s.n.], 2013.

BOJKO, B. T.; DESJARDIN, P. E. On the development and application of a droplet flamelet-generated manifold for use in two-phase turbulent combustion simulations. **Combustion and Flame**, Elsevier Inc., v. 183, p. 50–65, 2017. ISSN 15562921. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.combustflame.2017.04.029>>.

CAVALIERE, A.; JOANNON, M. de. Mild combustion. **Progress in Energy and Combustion Science**, v. 30, n. 4, p. 329 – 366, 2004. ISSN 0360-1285. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0360128504000127>>.

CHARONKO, J. J.; VLACHOS, P. P. Estimation of uncertainty bounds for individual particle image velocimetry measurements from cross-correlation peak ratio. **Measurement Science and Technology**, IOP Publishing, v. 24, n. 6, p. 065301, 2013.

CHEN, Z. et al. Simulation of MILD combustion using Perfectly Stirred Reactor model.

**Proceedings of the Combustion Institute**, Elsevier Inc., v. 36, n. 3, p. 4279–4286, 2017. ISSN 15407489. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.proci.2016.06.007>>.

COZZI, F.; COGHE, A.; SHARMA, R. Analysis of local entrainment rate in the initial region of isothermal free swirling jets by stereo piv. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 94, p. 281–294, 2018. ISSN 0894-1777.

De Leo, M. et al. Oh and ch luminescence in opposed flow methane oxy-flames. **Combustion and Flame**, v. 149, n. 4, p. 435–447, 2007. ISSN 0010-2180. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010218007000600>>.

DELHAYE, S. et al. Incorporating unsteady flow-effects beyond the extinction limit in flamelet-generated manifolds. **Proceedings of the Combustion Institute**, v. 32, n. 1, p. 1051 – 1058, 2009. ISSN 1540-7489. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1540748908002150>>.

DOAN, N. A. K.; SWAMINATHAN, N.; MINAMOTO, Y. Dns of mild combustion with mixture fraction variations. **Combustion and Flame**, Elsevier, v. 189, p. 173–189, 2018.

DONINI, A. et al. **A 5-D Implementation of FGM for the Large Eddy Simulation of a Stratified Swirled Flame with Heat Loss in a Gas Turbine Combustor**. [S.l.]: Flow, Turbulence and Combustion, 2017. v. 98. 887–922 p. ISSN 15731987. ISBN 1049401697777.

FERZIGER, J. H.; PERIĆ, M.; STREET, R. L. **Computational methods for fluid dynamics**. [S.l.]: Springer, 2020. v. 4.

GÖKTOLGA, M. U.; Van Oijen, J. A.; De Goey, L. P. H. Modeling MILD combustion using a novel multistage FGM method. **Proceedings of the Combustion Institute**, v. 36, n. 3, p. 4269–4277, 2017. ISSN 15407489.

GOODWIN, D. G. et al. **Cantera: An Object-oriented Software Toolkit for Chemical Kinetics, Thermodynamics, and Transport Processes**. 2021. <<https://www.cantera.org>>. Version 2.5.1.

GöKTOLGA, M. U.; OIJEN, J. A. van; GOEY, L. P. H. de. 3D DNS of MILD combustion: A detailed analysis of heat loss effects, preferential diffusion, and flame formation mechanisms . **Fuel**, v. 159, p. 784 – 795, 2015. ISSN 0016-2361. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0016236115007401>>.

HAYES, M. H. **Statistical digital signal processing and modeling**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2009.

HE, L. et al. Investigation of oh\* chemiluminescence and heat release in laminar methane–oxygen co-flow diffusion flames. **Combustion and Flame**, v. 201, p. 12–22, 2019. ISSN 0010-2180. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010218018305261>>.

HOSSEINI, S. E.; BAGHERI, G.; WAHID, M. A. Numerical investigation of biogas flameless combustion. **Energy Conversion and Management**, v. 81, p. 41 – 50, 2014. ISSN 0196-8904. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0196890414001149>>.

KHALIL, A. E.; GUPTA, A. K. Towards colorless distributed combustion regime. **Fuel**, v. 195, p. 113–122, 2017. ISSN 0016-2361.

KRUSE, S. et al. Experimental and numerical study of MILD combustion for gas turbine applications . **Applied Energy**, v. 148, p. 456 – 465, 2015. ISSN 0306-2619. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306261915003384>>.

LAMOUREUX, J. et al. Tabulated chemistry approach for diluted combustion regimes with internal recirculation and heat losses. **Combustion and Flame**, v. 161, n. 8, p. 2120 – 2136, 2014. ISSN 0010-2180. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010218014000200>>.

LEWANDOWSKI, M. T.; PARENTE, A.; POZORSKI, J. Generalised eddy dissipation concept for mild combustion regime at low local reynolds and damköhler numbers. part 1: Model framework development. **Fuel**, v. 278, p. 117743, 2020. ISSN 0016-2361. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0016236120307389>>.

LI, P. et al. MILD oxy-combustion of gaseous fuels in a laboratory-scale furnace . **Combustion and Flame**, v. 160, n. 5, p. 933 – 946, 2013. ISSN 0010-2180. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010218013000394>>.

LIU, B.; WANG, Y.-H.; XU, H. Mild combustion in forward flow furnace of refinery-off gas for low-emissions by deflector. **Applied Thermal Engineering**, v. 91, p. 1048 – 1058, 2015. ISSN 1359-4311. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1359431115008741>>.

LIU, Y. et al.  $\text{OH}^*$  and  $\text{CH}^*$  chemiluminescence characteristics in low swirl methane-air flames. **AIP Advances**, v. 10, n. 5, p. 055318, 2020. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/5.0002660>>.

LOCCI, C.; COLIN, O.; MICHEL, J.-B. Large eddy simulations of a small-scale flameless combustor by means of diluted homogeneous reactors. **Flow, Turbulence and Combustion**, v. 93, n. 2, p. 305–347, 2014. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/s10494-014-9548-2>>.

MICHAELIS, D.; NEAL, D. R.; WIENEKE, B. Peak-locking reduction for particle image velocimetry. **Measurement Science and Technology**, IOP Publishing, v. 27, n. 10, p. 104005, 2016.

MINAMOTO, Y.; SWAMINATHAN, N. Scalar gradient behaviour in MILD combustion. **Combustion and Flame**, The Combustion Institute., v. 161, n. 4, p. 1063–1075, 2014. ISSN 00102180. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.combustflame.2013.10.005>>.

\_\_\_\_\_. Subgrid scale modelling for MILD combustion . **Proceedings of the Combustion Institute**, v. 35, n. 3, p. 3529 – 3536, 2015. ISSN 1540-7489. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1540748914003356>>.

MINAMOTO, Y. et al. Morphological and statistical features of reaction zones in mild and premixed combustion. **Combustion and Flame**, Elsevier, v. 161, n. 11, p. 2801–2814, 2014.

NGUYEN, P.-D. et al. Multidimensional flamelet-generated manifolds for partially premixed combustion. **Combustion and Flame**, v. 157, n. 1, p. 43 – 61, 2010. ISSN 0010-2180. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010218009001965>>.

OIJEN, J. V. Direct numerical simulation of autoigniting mixing layers in mild combustion. **Proceedings of the Combustion Institute**, Elsevier, v. 34, n. 1, p. 1163–1171, 2013.

OIJEN, J. v.; GOEY, L. D. Modelling of premixed laminar flames using flamelet-generated manifolds. **Combustion Science and Technology**, Taylor & Francis, v. 161, n. 1, p. 113–137, 2000.

PARENTE, A. et al. Extension of the Eddy Dissipation Concept for turbulence/chemistry interactions to MILD combustion . **Fuel**, v. 163, p. 98 – 111, 2016. ISSN 0016-2361. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0016236115009163>>.

PETERS, N. Laminar flamelet concepts in turbulent combustion. **Symposium (International) on Combustion**, v. 21, n. 1, p. 1231–1250, 1988. ISSN 0082-0784. Twenty-First Symposium (International on Combustion). Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0082078488803552>>.

POINSOT, T.; VEYNANTE, D. **Theoretical and numerical combustion**. [S.l.]: RT Edwards, Inc., 2005.

POPE, S. B. **Turbulent flows**. [S.l.]: IOP Publishing, 2001. ISBN 978-0521598866.

PROCH, F.; KEMPF, A. Modeling heat loss effects in the large eddy simulation of a model gas turbine combustor with premixed flamelet generated manifolds. **Proceedings of the Combustion Institute**, v. 35, n. 3, p. 3337 – 3345, 2015. ISSN 1540-7489. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1540748914003460>>.

RAFFEL, M. et al. **Raffel, M., Willert, C. E., Wereley, S., Kompenhans, J.** 2013. **Particle image velocimetry: a practical guide**. Springer. [S.l.: s.n.], 2013. ISBN 978-3-540-72307-3.

REBOLA, A.; COSTA, M.; COELHO, P. J. Experimental evaluation of the performance of a flameless combustor. **Applied Thermal Engineering**, Elsevier Ltd, v. 50, n. 1, p. 805–815, 2013. ISSN 13594311. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2012.07.027>>.

SCHNEIDER, C. et al. Flow field measurements of stable and locally extinguishing

hydrocarbon-fuelled jet flames. **Combustion and Flame**, v. 135, n. 1, p. 185–190, 2003. ISSN 0010-2180. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010218003001500>>.

SCIACCHITANO, A. Uncertainty quantification in particle image velocimetry. **Measurement Science and Technology**, v. 30, n. 9, 2019. ISSN 13616501.

SCIACCHITANO, A.; WIENEKE, B. PIV uncertainty propagation. **Measurement Science and Technology**, v. 27, n. 8, 2016. ISSN 13616501.

SHENG, J.; MENG, H.; FOX, R. A large eddy piv method for turbulence dissipation rate estimation. **Chemical Engineering Science**, v. 55, n. 20, p. 4423–4434, 2000. ISSN 0009-2509. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0009250900000397>>.

SHIM, M.; NOH, K.; YOON, W. Flame structure of methane/oxygen shear coaxial jet with velocity ratio using high-speed imaging and  $OH^*$ ,  $CH^*$  chemiluminescence. **Acta Astronautica**, v. 147, p. 127–132, 2018. ISSN 0094-5765. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0094576517316399>>.

SMITH, G. P. et al. <[http://www.me.berkeley.edu/gri\\_mech/](http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/)>.

TENNEKES, H.; LUMLEY, J. L. **A first course in turbulence**. [S.l.]: MIT press, 2018.

TU, Y. et al. Effects of furnace chamber shape on the MILD combustion of natural gas. **Applied Thermal Engineering**, v. 76, p. 64 – 75, 2015. ISSN 1359-4311. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1359431114009958>>.

\_\_\_\_\_. Numerical simulation of propane mild combustion in a lab-scale cylindrical furnace. **Fuel**, v. 290, p. 119858, 2021. ISSN 0016-2361. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0016236120328544>>.

VERÍSSIMO, A. S.; ROCHA, A. M. A.; COSTA, M. Experimental study on the influence of the thermal input on the reaction zone under flameless oxidation conditions. **Fuel Processing Technology**, Elsevier B.V., v. 106, p. 423–428, 2013. ISSN 03783820. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.fuproc.2012.09.008>>.

\_\_\_\_\_. Importance of the inlet air velocity on the establishment of flameless combustion in a laboratory combustor. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 44, p. 75 – 81, 2013. ISSN 0894-1777. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0894177712001616>>.

VERÍSSIMO, A. S. et al. Operational, combustion, and emission characteristics of a small-scale combustor. **Energy and Fuels**, v. 25, n. 6, p. 2469–2480, 2011. ISSN 08870624.

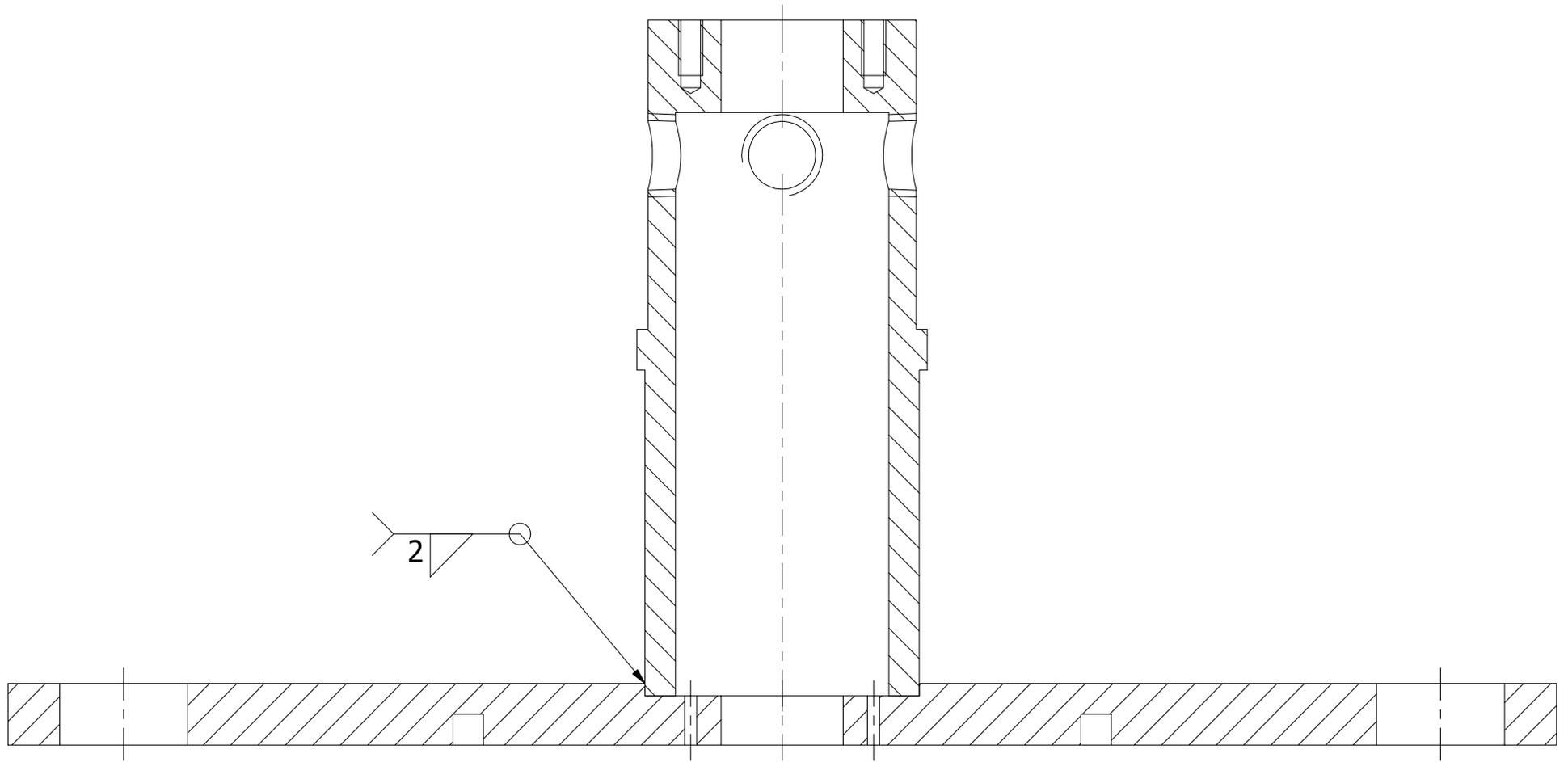
WUNNING, J.; WUNNING, J. Flameless oxidation to reduce thermal NO-formation. **Progress in Energy and Combustion Science**, v. 23, n. 1, p. 81 – 94, 1997. ISSN 0360-1285.

Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0360128597000063>>.

ZHANG, H. et al. **Large Eddy Simulation of Turbulent Premixed Swirling Flames Using Dynamic Thickened Flame with Tabulated Detailed Chemistry**. *Flow, Turbulence and Combustion*, 2017. v. 98. 841–885 p. ISSN 15731987. ISBN 1049401697. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1007/s10494-016-9791-9>>.

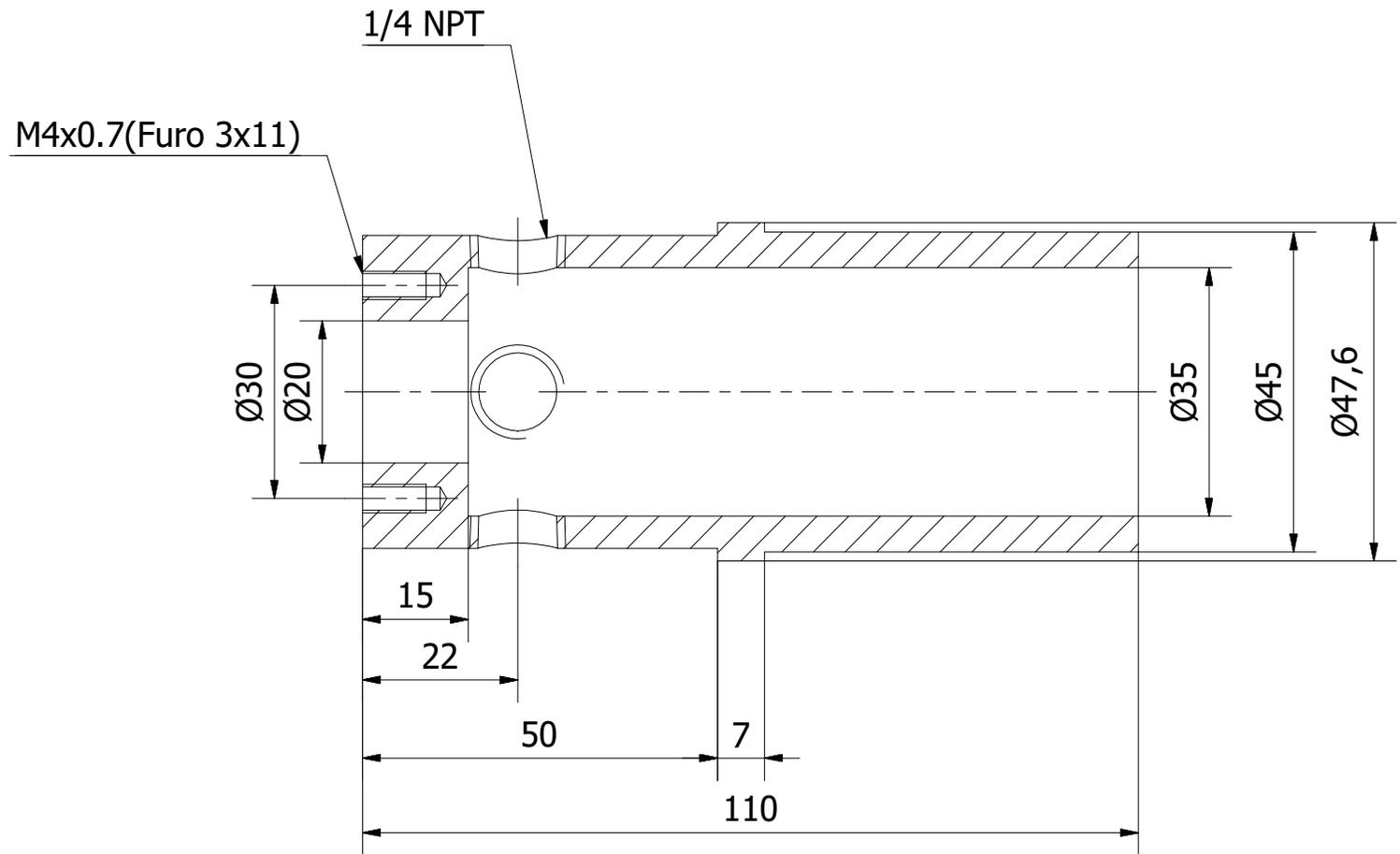
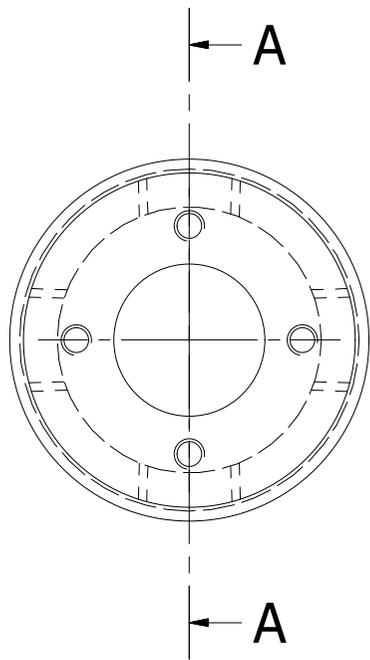
ZHOU, B. et al. Characterization of the reaction zone structures in a laboratory combustor using optical diagnostics: From flame to flameless combustion. **Proceedings of the Combustion Institute**, Elsevier Inc., v. 36, n. 3, p. 4305–4312, 2017. ISSN 15407489. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.proci.2016.06.182>>.

**APÊNDICE A – DESENHOS DE FABRICAÇÃO DA CÂMARA DE COMBUSTÃO**



Obs: Peças em INOX

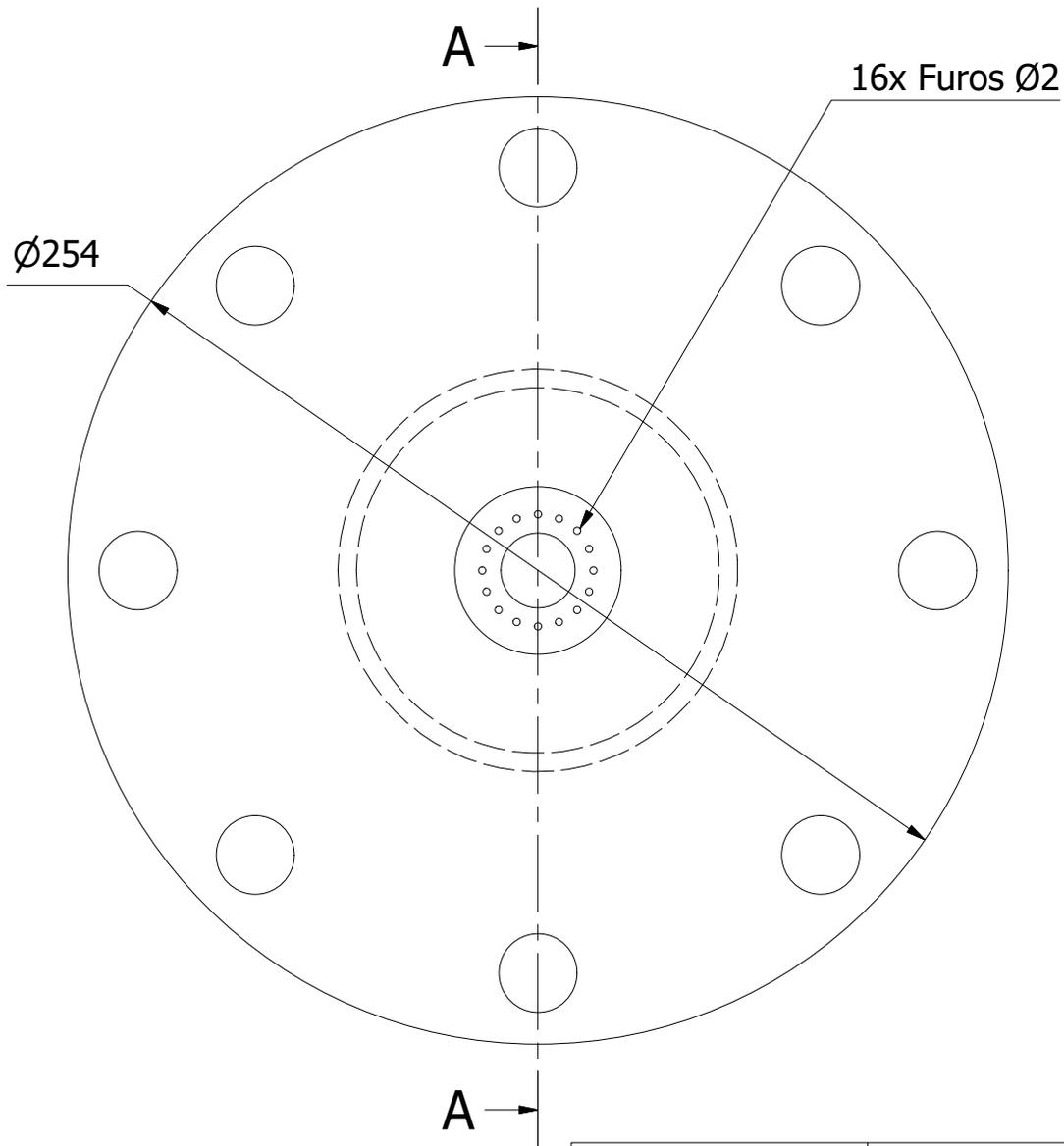
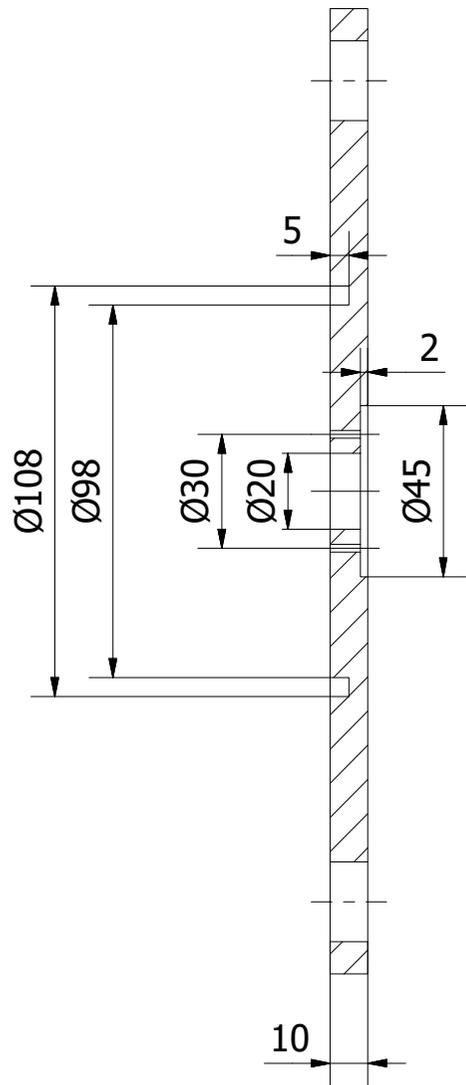
Responsavel	Professor	Date	
Helio Villanueva	Guenther CKF	25/04/2017	
LETE - CRC	Entrada Soldada		
	Projeto Flameless	Edition 1	Sheet 1 / 1



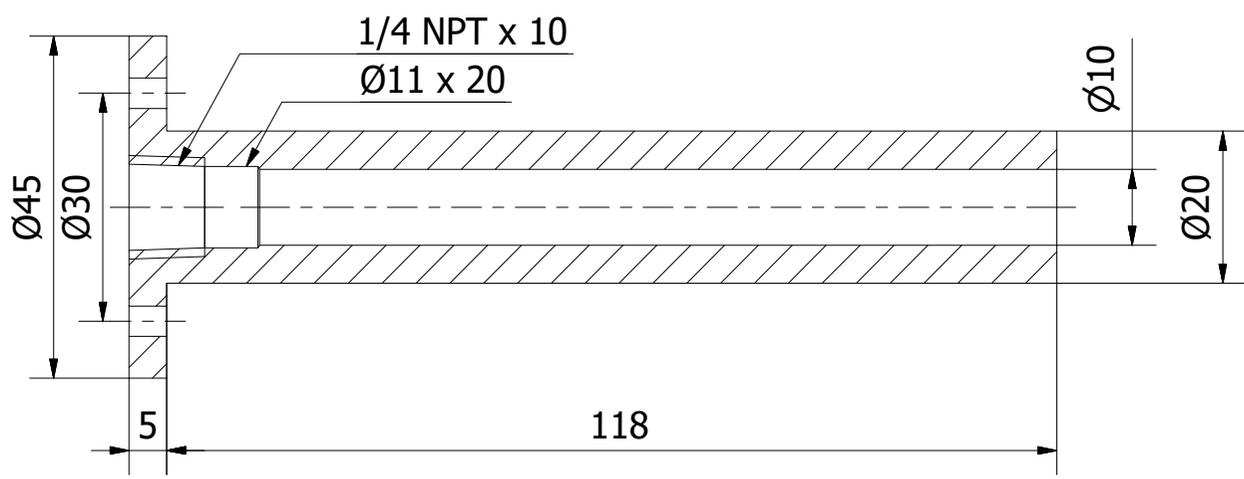
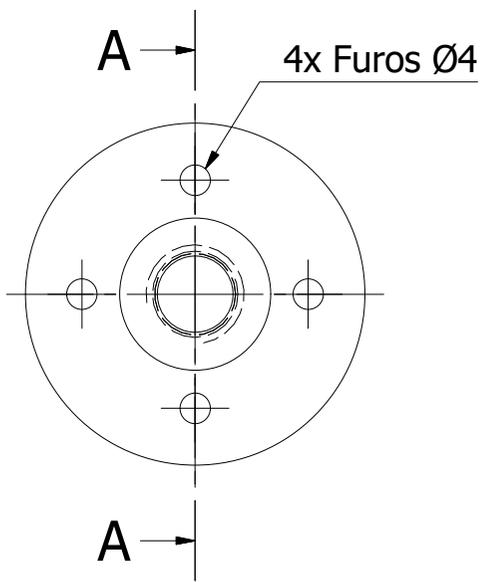
A-A ( 1 : 1 )

Responsavel	Professor	Date	
Helio Villanueva	Guenther CKF	24/04/2017	
LETE - CRC	Entrada Combustivel		
	Projeto Flameless	Edition 1	Sheet 1 / 1

# A-A ( 1 : 2 )

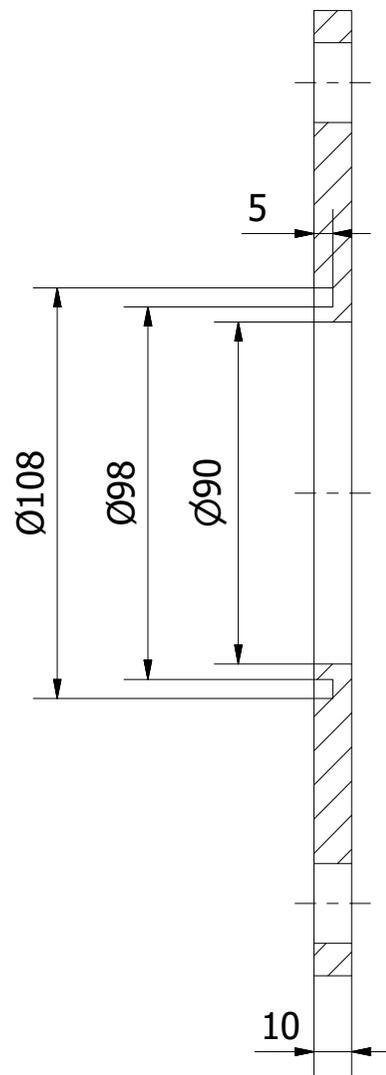


Responsavel	Professor	Date	
Helio Villanueva	Guenther CKF	25/04/2017	
LETE - CRC	Flange Entrada		
	Projeto Flameless	Edition 1	Sheet 1 / 1



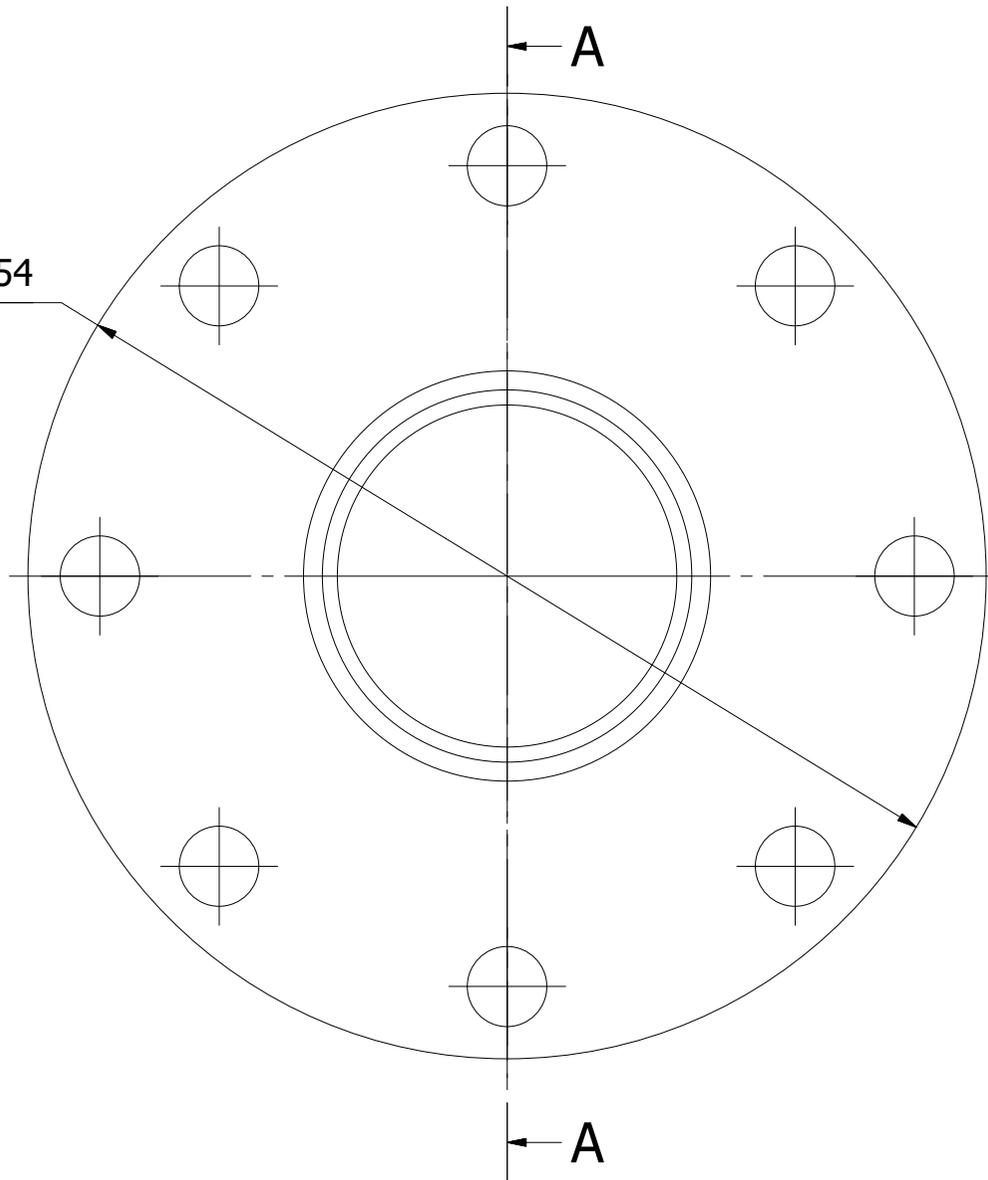
A-A ( 1 : 1 )

Responsavel	Professor	Date	
Helio Villanueva	Guenther CKF	25/04/2017	
LETE - CRC	Entrada Moveel		
	Projeto Flameless	Edition 1	Sheet 1 / 1

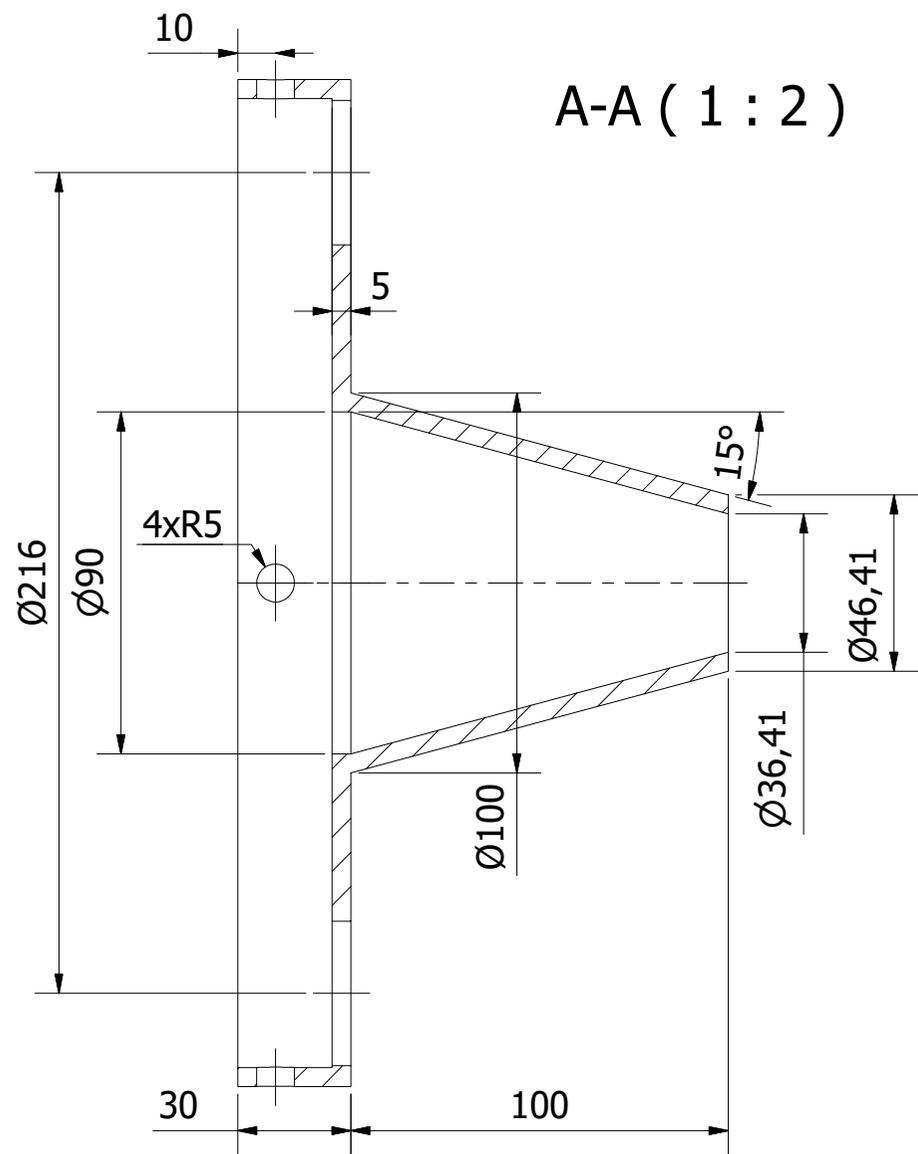
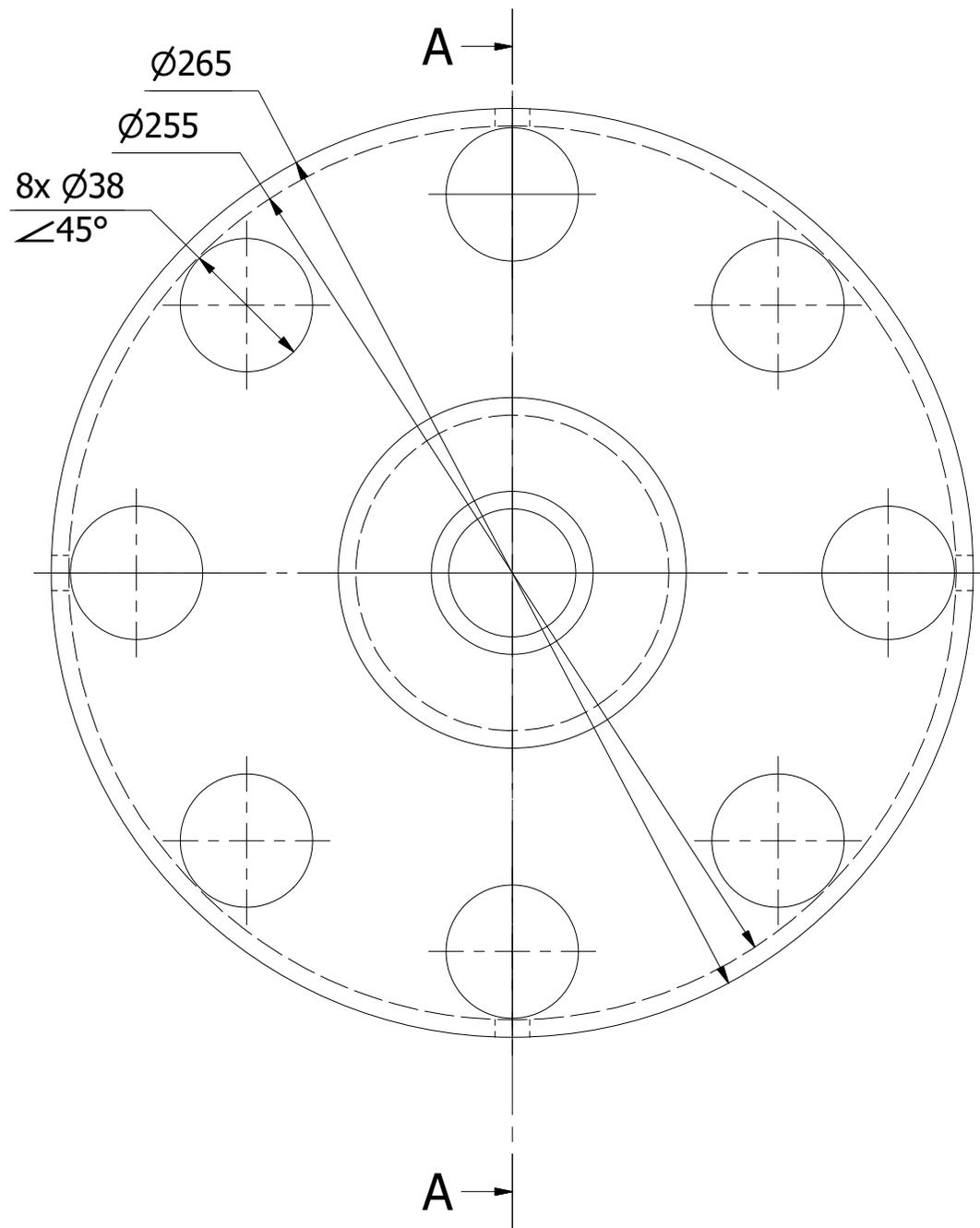


A-A ( 1 : 2 )

$\text{Ø}254$



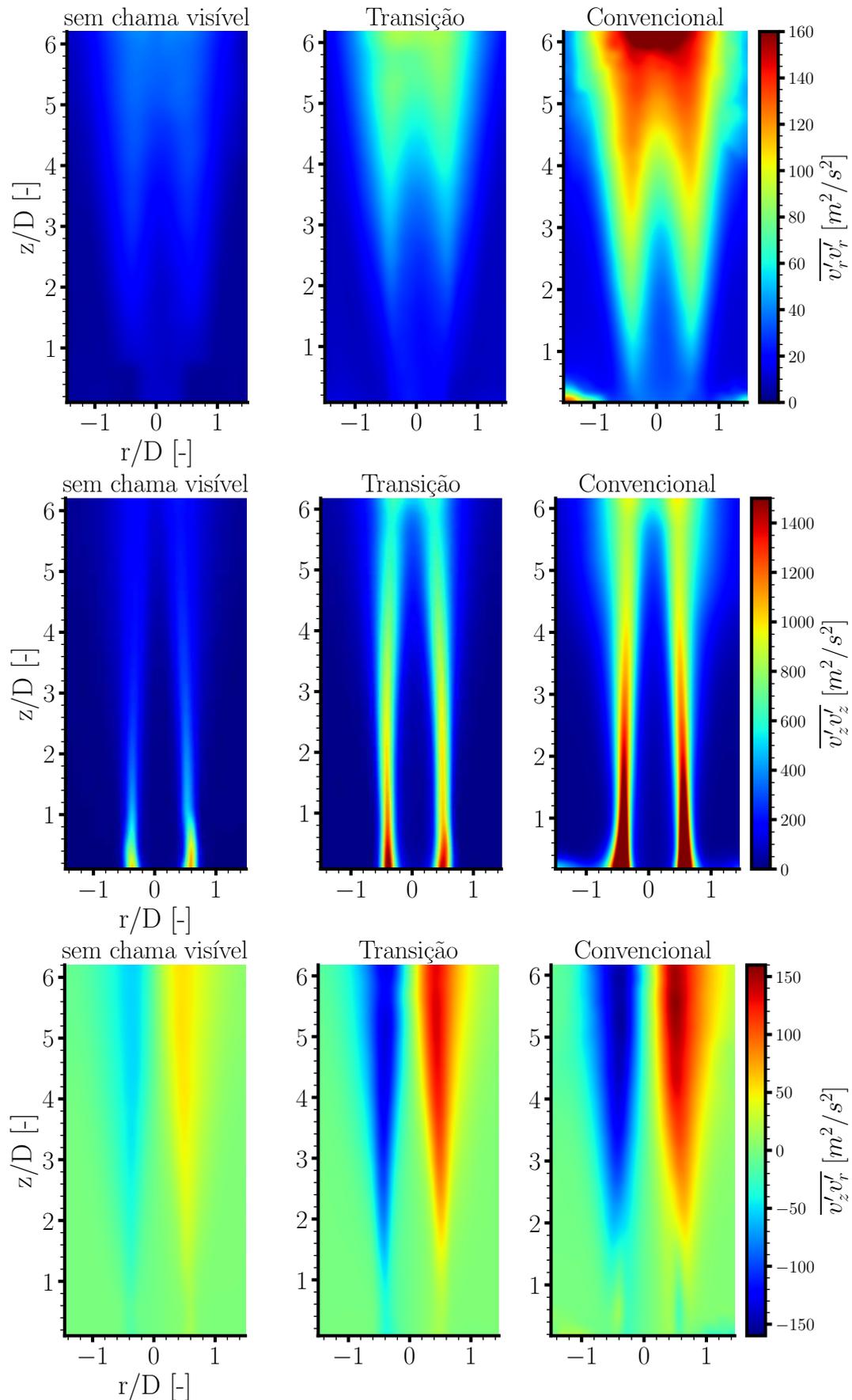
Responsavel	Professor	Date	
Helio Villanueva	Guenther CKF	25/04/2017	
LETE - CRC	Flange Saida		
	Projeto Flameless	Edition 1	Sheet 1 / 1



Responsavel	Professor	Date	
Helio Villanueva	Guenther CKF	30/10/2017	
LETE - CRC	Chapeu Saida		
	Projeto	Edition	Sheet
Flameless	1	1 / 1	

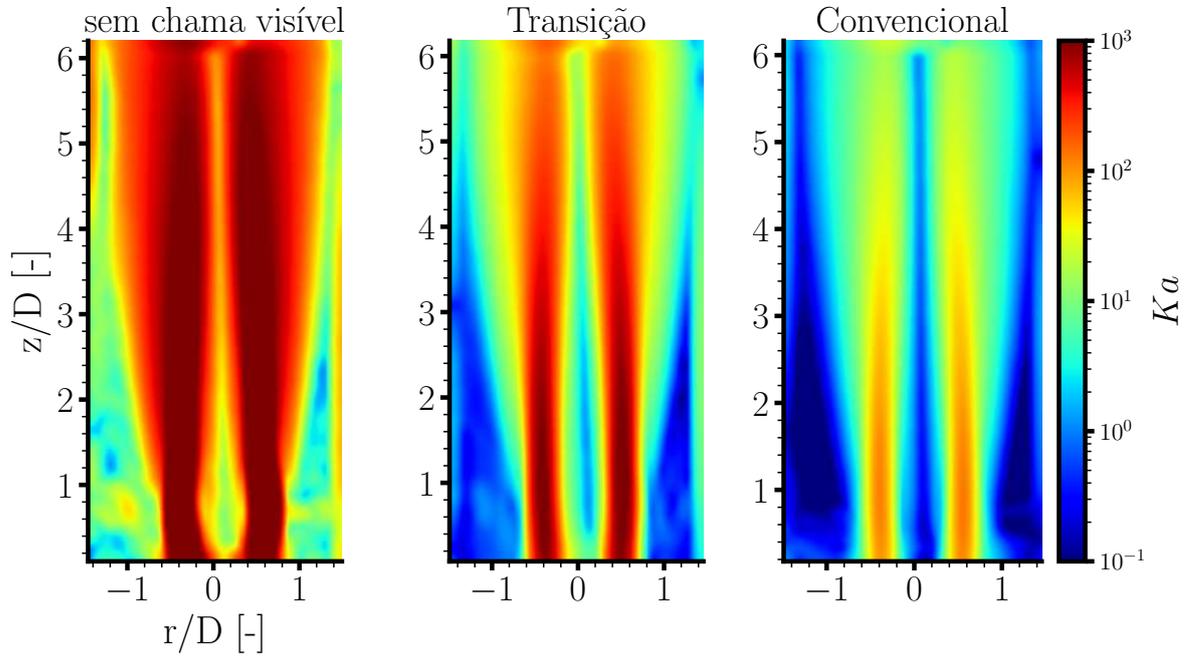
**APÊNDICE B – FIGURAS DOS RESULTADOS PIV DOS CASOS COM ESCOAMENTO  
NÃO REATIVO**

Figura 43 – Distribuição das componentes do tensor de Reynolds para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 sem reações químicas.



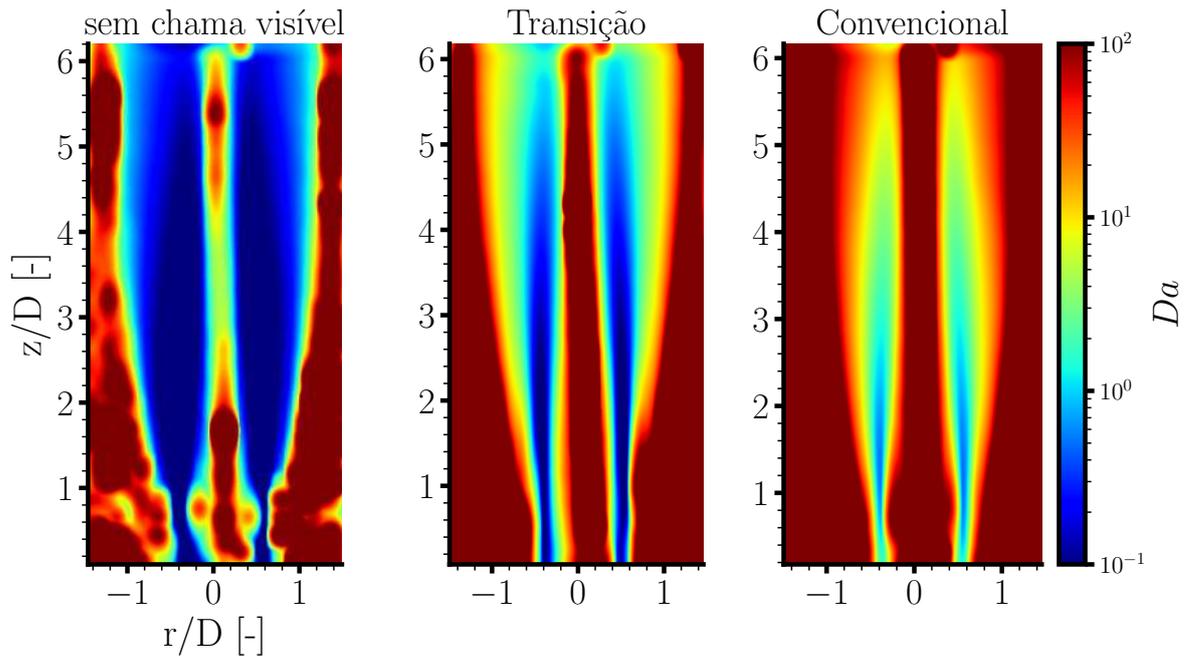
Fonte: Autor.

Figura 44 – Distribuição do número de Karlovitz estimado para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 sem reações químicas.



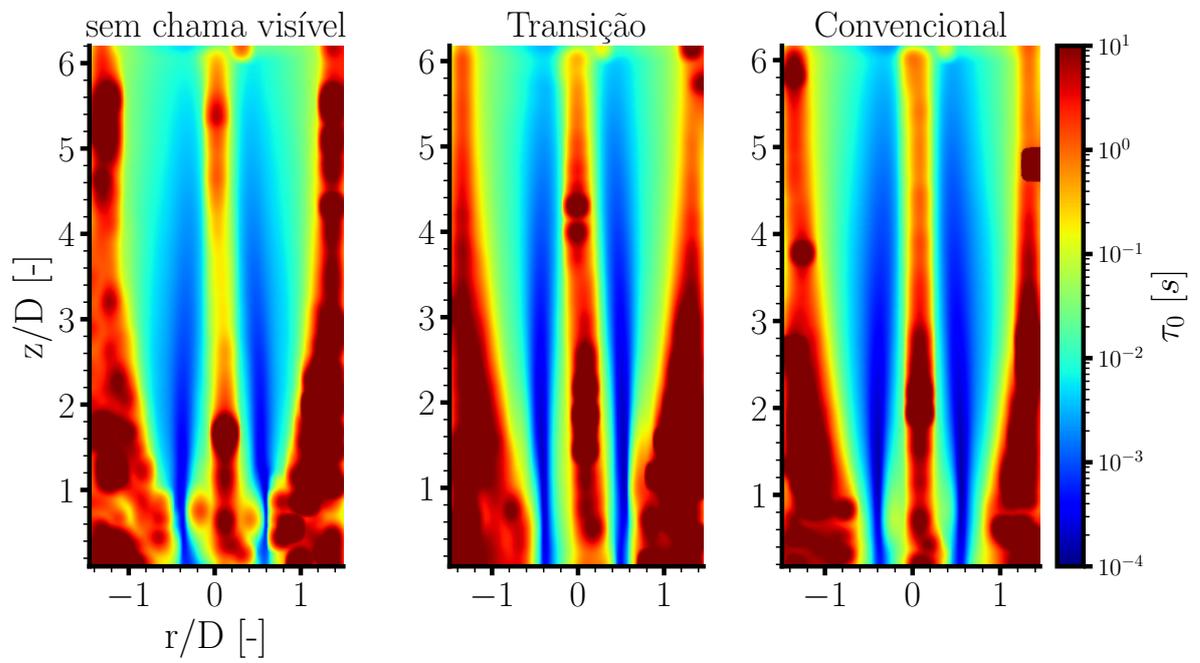
Fonte: Autor.

Figura 45 – Distribuição do número de Damköhler estimado para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 sem reações químicas.



Fonte: Autor.

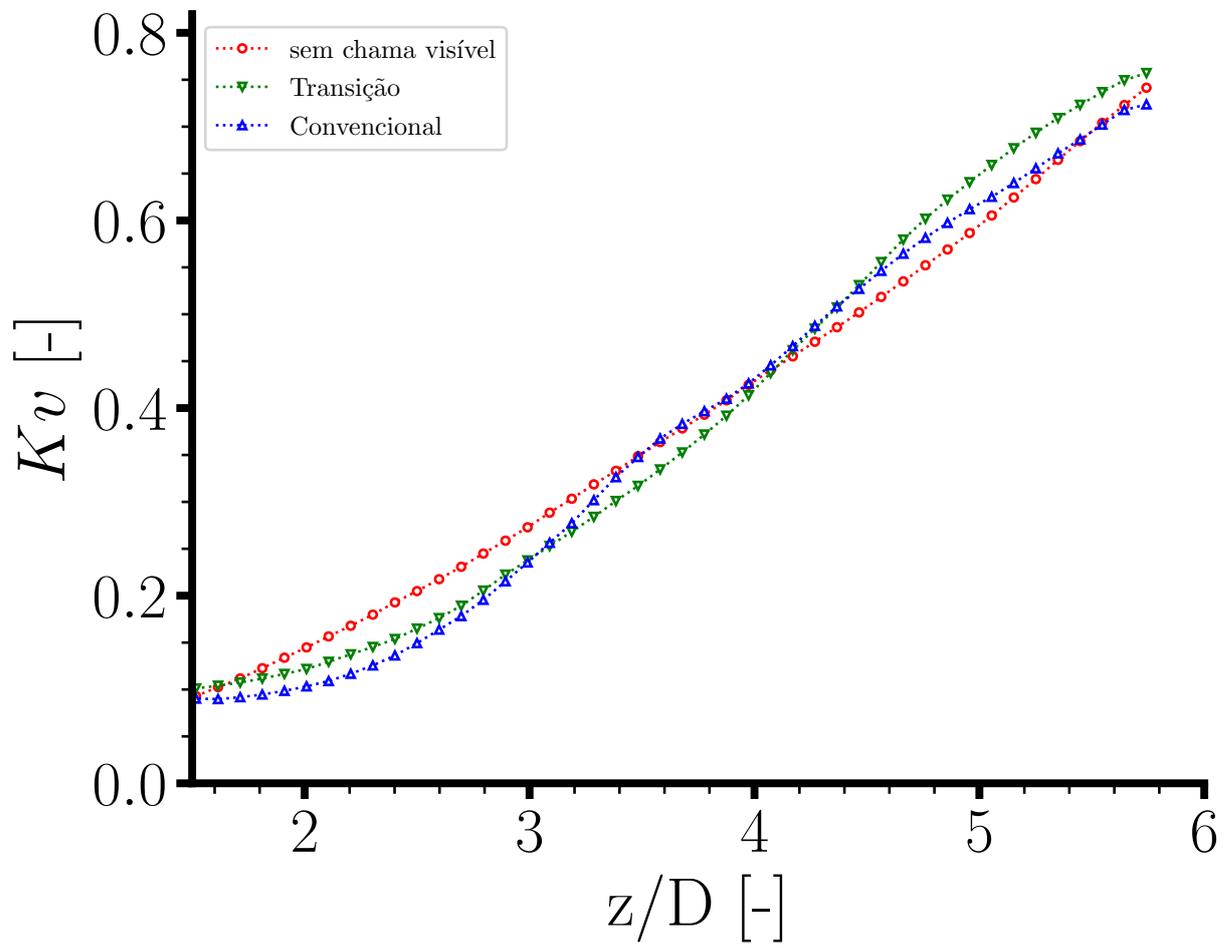
Figura 46 – Distribuição da escala de tempo integral  $\tau_0$  para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 sem reações químicas.



Fonte: Autor.

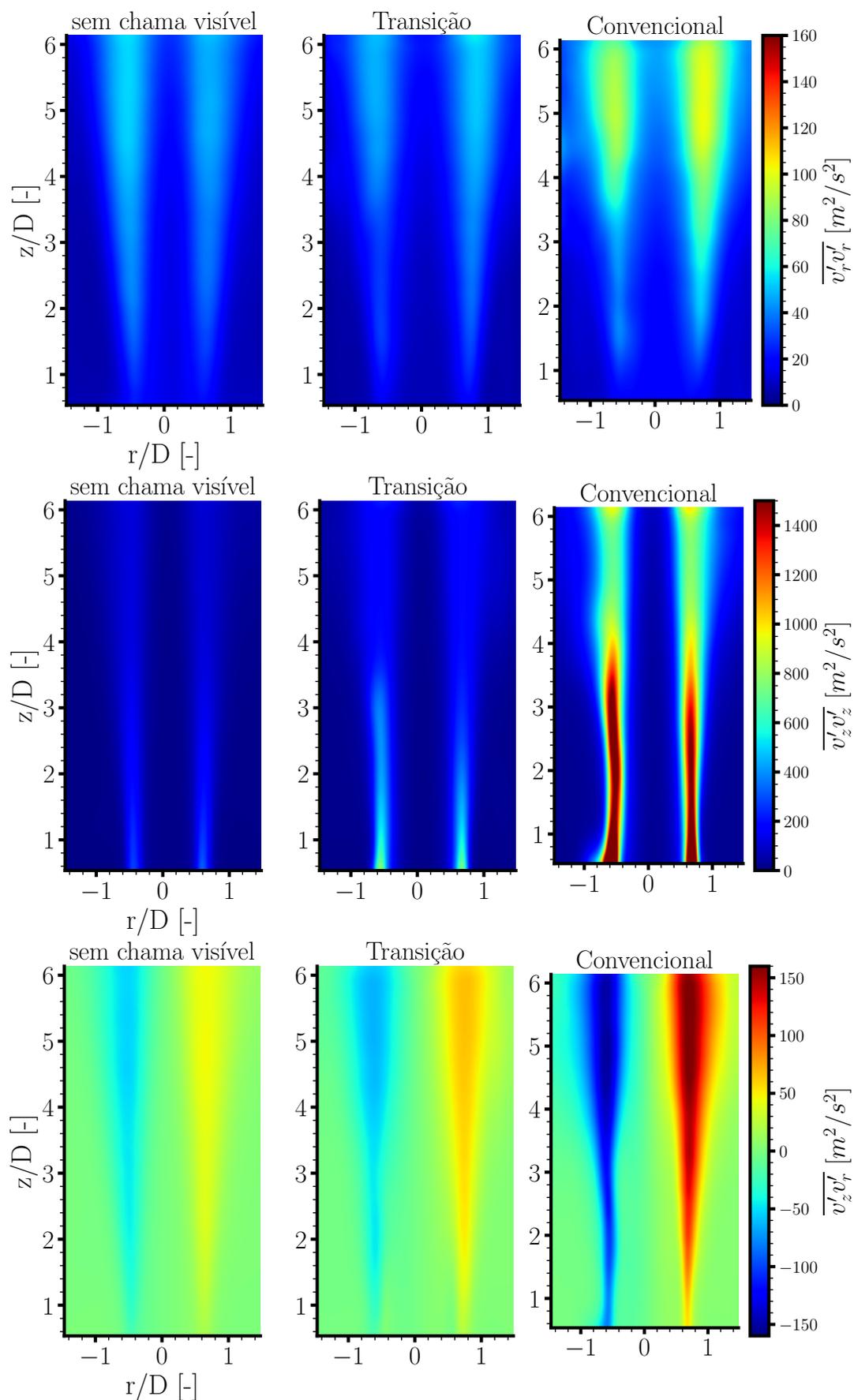
**APÊNDICE C – FIGURAS DOS RESULTADOS PIV DOS CASOS COM ESCOAMENTO  
REATIVO**

Figura 47 – Razão de recirculação  $Kv$  para os casos descritos na tabela 1 sem reações químicas.



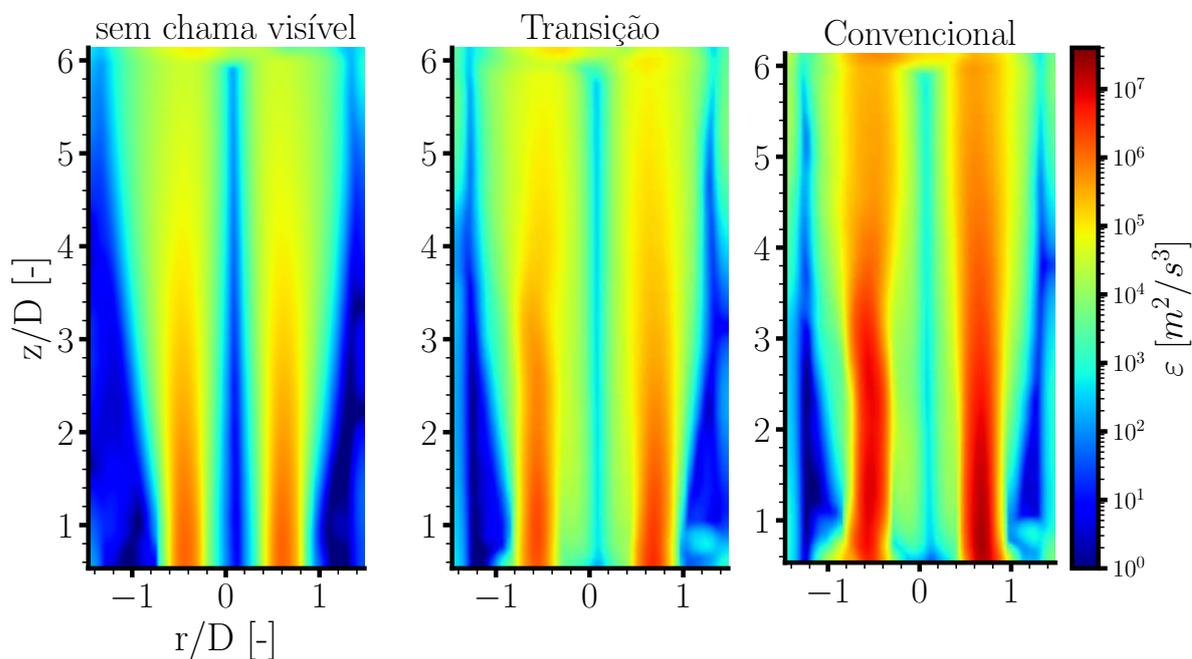
Fonte: Autor.

Figura 48 – Distribuição das componentes do tensor de Reynolds para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 com reações químicas.



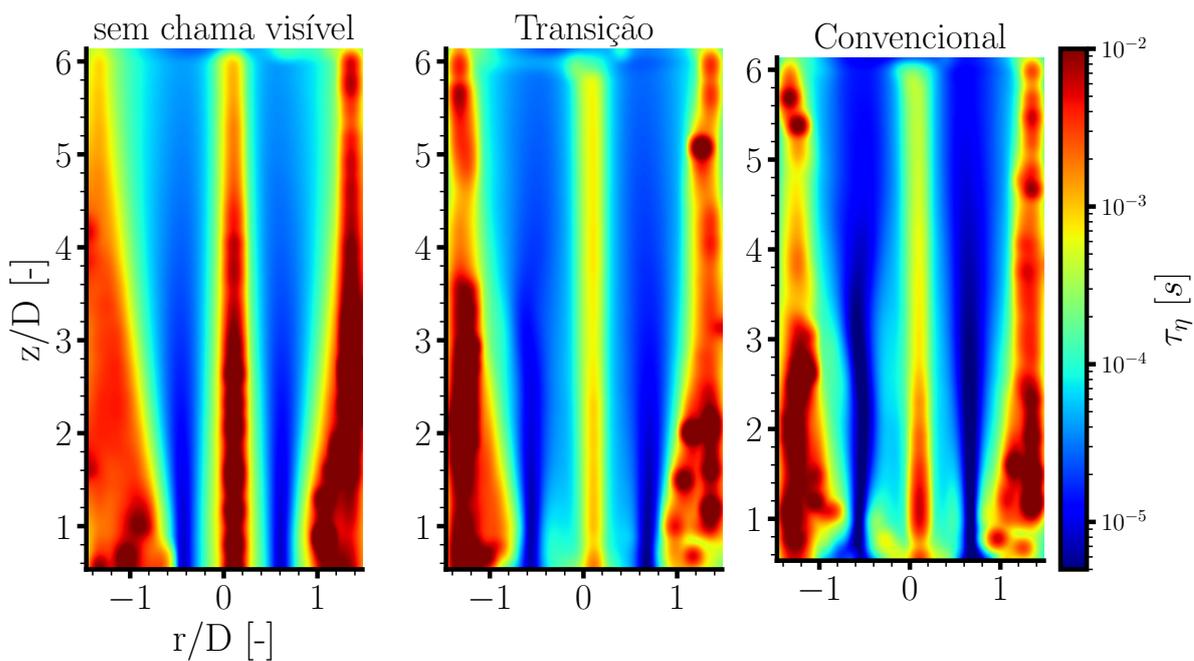
Fonte: Autor.

Figura 49 – Distribuição da taxa de dissipação da turbulência  $\varepsilon$  para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 com reações químicas.



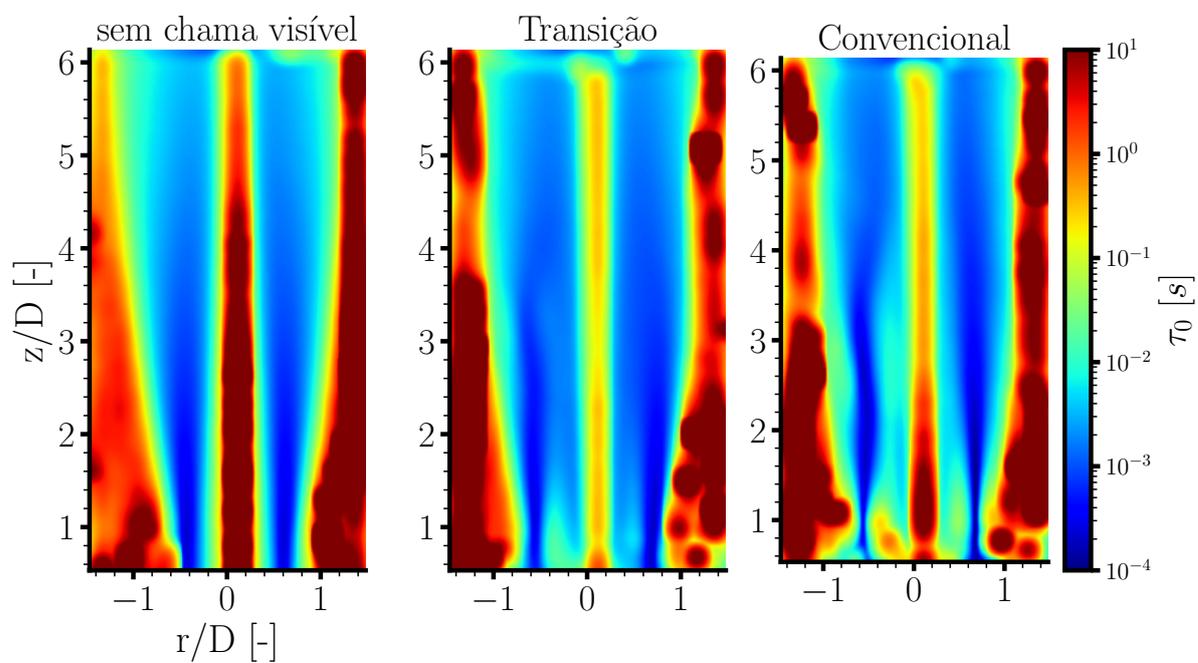
Fonte: Autor.

Figura 50 – Distribuição da escala de tempo de Kolmogorov  $\tau_\eta$  para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 com reações químicas.



Fonte: Autor.

Figura 51 – Distribuição da escala de tempo integral  $\tau_0$  para os casos sem chama visível, transição e convencional conforme tabela 1 com reações químicas.



Fonte: Autor.