

UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA
ENGENHARIA MECÂNICA

EVERTON DE SOUZA RIBEIRO

SIMULAÇÃO DE GRANDES ESCALAS DE ESCOAMENTO
ISOTÉRMICO GERADO POR QUEIMADOR UTILIZANDO OPENFOAM

TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO 2

LONDRINA

2019

EVERTON DE SOUZA RIBEIRO

**SIMULAÇÃO DE GRANDES ESCALAS DE ESCOAMENTO
ISOTÉRMICO GERADO POR QUEIMADOR UTILIZANDO OPENFOAM**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado como requisito parcial à obtenção do título de Bacharel em Engenharia Mecânica, do Departamento de Engenharia Mecânica, da Universidade Tecnológica Federal do Paraná.

Orientador: Prof. Dr-Ing. Rodrigo Corrêa da Silva

Co-orientador: Prof. Dr. Ricardo de Vasconcelos Salvo

LONDRINA

2019



Ministério da Educação
Universidade Tecnológica Federal do Paraná
Campus Londrina
Diretoria de Graduação
Coordenação de Engenharia Mecânica
Engenharia Mecânica



TERMO DE APROVAÇÃO

SIMULAÇÃO DE GRANDES ESCALAS DE ESCOAMENTO ISOTÉRMICO GERADO POR QUEIMADOR UTILIZANDO OPENFOAM

por

EVERTON DE SOUZA RIBEIRO

Este Trabalho de Conclusão de Curso (TCC) foi apresentado em 06 de dezembro de 2019 como requisito parcial para a obtenção do título de Bacharel em Engenharia Mecânica. O candidato foi arguido pela Banca Examinadora composta pelos professores abaixo assinados. Após deliberação, a Banca Examinadora considerou o trabalho aprovado.

Prof. Dr-Ing. Rodrigo Corrêa da Silva
Prof.(a) Orientador(a)

Prof. Dr. Rafael Sene de Lima
Membro titular

Prof. Dr. Ismael de Marchi Neto
Membro titular

O Termo de Aprovação assinado encontra-se na Coordenação do Curso.

Dedico este trabalho à minha família,
amigos, professores e todos aqueles que
contribuíram para esse momento.

AGRADECIMENTOS

Palavras não são o suficiente para agradecer à todas as pessoas que fizeram parte dessa importante fase de minha vida. Peço desculpas àquelas que não estão presentes entre essas palavras, mas elas podem estar certas que fazem parte do meu pensamento e de minha gratidão.

Agradeço aos meus orientadores Prof. Dr-Ing. Rodrigo Corrêa da Silva e Prof. Dr. Ricardo de Vasconcelos Salvo, bem como os professores Prof. Dr. Rafael Sene de Lima e Prof. Dr. Ismael de Marchi Neto pela sabedoria que me guiaram nesta trajetória.

Ao meu pai Luiz Raimundo Rios Ribeiro, mãe Rosemeire de Souza Ribeiro, irmão Gregório Francisco França Ribeiro Neto e irmã Karen de Souza Ribeiro por todo apoio e toda saudade ao longo desses anos de curso.

Aos meus amigos de república Bruno Silva Ladeira, Caio de Souza Lima Teixeira e Rodrigo Silva Ladeira, que no começo eram meros desconhecidos e terminam como grandes amigos.

Aos meus amigos e colegas de faculdade pelos anos de convivência e risadas que serão lembradas para sempre.

Aos colegas do Grupo de Pesquisas de Energia e Engenharia Térmica, Laboratório de Sistemas Térmicos e Laboratório de Mecânica dos Fluidos e Transferência de Calor Computacional.

Aos professores da UTFPR Campus Londrina, em especial aos do Departamento de Engenharia Mecânica.

Enfim, a todos os que por algum motivo contribuíram para a realização desta pesquisa.

Diante da vastidão do tempo e da
imensidão do universo, é um imenso
prazer para mim dividir um planeta e uma
época com você.
(SAGAN, Carl, 1980)

RESUMO

RIBEIRO, Everton S. . **Simulação de grandes escalas de escoamento isotérmico gerado por queimador utilizando OpenFOAM**. 2019. 54. Trabalho de Conclusão de Curso (Bacharelado em Engenharia Mecânica) - Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Londrina, 2019.

Um escoamento rotativo isotérmico gerado por um queimador é investigado usando *Large Eddy Simulation* (LES). As simulações são realizadas com a ajuda do software de *open-source* OpenFOAM. Os resultados numéricos são realizados com as mesmas condições experimentais descritas em um estudo publicado recentemente. Várias técnicas são empregadas para investigar estruturas de grande escala, como *Q-criterion*, análise espectral de energia e escala de comprimento de turbulência. Os resultados apresentam excelente concordância entre a abordagem numérica e a experimental nos perfis de velocidade e estruturas médias do escoamento. A investigação dos sinais das sondas de velocidade mostra picos de velocidade próximos ao queimador. Uma investigação da evolução temporal de estruturas de grande escala também é realizada, apresentando instabilidades de Kelvin-Helmholtz e outras estruturas menores. Em geral, a abordagem empregada no presente trabalho é capaz de descrever com um grau de precisão satisfatório o escoamento gerado pelo queimador em condições isotérmicas.

Palavras-chave: *Large Eddy Simulation*. Escoamentos rotativos. V3V. OpenFOAM.

ABSTRACT

RIBEIRO, Everton S. .**Large Eddy Simulation of an isothermal flow generated by a gas burner employing OpenFOAM**. 2019. 54. Trabalho de Conclusão de Curso (Bacharelado em Engenharia Mecânica) – Federal University of Technology - Parana. Londrina, 2019.

An isothermal flow generated by a gaseous-fuel burner is investigated using large eddy simulation (LES). The simulations are performed with help of the open-source OpenFOAM software. The numerical results are performed using the same experimental conditions described in a recently published study. Several techniques are employed in order to evaluate large-scale structures, as Q-criterion, energy spectra analysis and turbulence length scale. Results present excellent agreement between the numerical and experimental approach in velocity profiles and mean flow structures. Signal analysis investigation of the velocity probes shows velocity peaks in near burner positions. A temporal evolution investigation of large scale structures identify Kelvin-Helmholtz instabilities and others minor structures. The computational approach is able to describe with satisfactory accuracy the flow behavior generated by the burner under isothermal conditions.

Keywords: Large Eddy Simulation. Swirling flow. V3V. OpenFOAM.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Exemplo de um queimador industrial (Astec Whisper Jet).	16
Figura 2 – Formação da zona de recirculação interna (ZRI).	17
Figura 3 – Efeito de bloqueio aerodinâmico provocado pelo fenômeno de <i>Vortex breakdown</i>	18
Figura 4 – Volume de controle e notações utilizadas para uma malha cartesiana 2D.	31
Figura 5 - Esquema da câmara de combustão e geometria do queimador (dimensões em mm).	40
Figura 6 – Laboratório de Mecânica dos Fluidos e Transferência de Calor Computacional.	42
Figura 7 – Representação da malha computacional de 1.5 milhões de elementos...47	
Figura 8 – Teste de independência de malha utilizando perfis de velocidade axial (a) e tangencial (b) em $y/Db = 0.579$	48
Figura 9 – Teste de independência de passo de tempo utilizando perfis de velocidade axial (a) e tangencial (b).	49
Figura 10 – Perfis de velocidade axial (a) e tangencial (b) médias em várias posições ao longo da linha de centro.	51
Figura 11 – Linhas de corrente e mapa de cores de velocidade axial e tangencial. .52	
Figura 12 – Análise espectral de velocidade axial (a) e tangencial (b).	54
Figura 13 – Distribuição da energia cinética turbulenta ao longo da linha de centro.55	
Figura 14 – Análise da PSD da velocidade axial (a) e tangencial (b) ao longo da câmara de combustão.	57
Figura 15 – Escala de turbulência integral e dissipativa da velocidade axial ao longo da linha de centro.	58
Figura 16 – ZRI capturada pelo método V3V (a) e numericamente (b).	59
Figura 17 – Evolução temporal das isosuperfícies de pressão.	60
Figura 18 – Estruturas de grandes escalas empregando <i>Q-criterion</i>	61

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Resumo revisão bibliográfica.	25
Tabela 2 – Resumo revisão bibliográfica.	26
Tabela 3 – Resumo revisão bibliográfica.	27
Tabela 4 – Condições operacionais do queimador.	40
Tabela 5 – Diferença entre resultados numéricos e experimentais.	53

LISTA DE SÍMBOLOS

S_e	Área da superfície leste do VC [m ²]
C_s	Coeficiente de Smagorinsky
u	Componente do vetor velocidade [m/s]
\bar{u}	Componente média do vetor velocidade [m/s]
δ_{ij}	Delta de Kronecker (Matriz identidade)
ρ	Densidade [kg/m ³]
D_{ZRI}	Diâmetro da ZRI [m]
ε	Dissipação da energia cinética turbulenta [m ² /s ³]
y^+	Distância adimensional da parede (<i>y plus</i>)
k	Energia cinética turbulenta [m ² /s ²]
$E(f)$	Energia cinética turbulenta em função da frequência [m ² /s ²]
ϵ_h^d	Erro aproximado usando extrapolação de Richardson
λ_x	Escala de turbulência dissipativa [m]
Λ_x	Escala de turbulência integral [m]
L	Escala integral de turbulência [m]
f	Frequência [Hz]
$\dot{m}_{combustível}$	Vazão mássica de combustível entrando no queimador [kg/s]
$\dot{m}_{oxidante}$	Vazão mássica de oxidante entrando no queimador [kg/s]
\dot{m}_{rec}	Vazão mássica recirculada [kg/s]
\dot{m}_{total}	Vazão mássica total [kg/s]
σ_k	Numero de Prandtl turbulento
Δt	Passo de tempo [s]
PE	Ponto com velocidade 0 m/s a leste do volume de controle
PW	Ponto com velocidade 0 m/s a oeste do volume de controle
x_e	Posição da superfície leste do volume de controle
x_E	Posição do volume de controle leste
x_P	Posição do volume de controle P
p	Pressão manométrica [Pa]
\bar{p}	Pressão manométrica filtrada [Pa]
\bar{p}	Pressão manométrica média [Pa]
ϕ_E	Propriedade genérica do volume de controle leste
ϕ_P	Propriedade genérica do volume de controle "P"

ϕ_e	Propriedade genérica na superfície leste do volume de controle
Q	Q -criterion [1/s ²]
ξ	Razão de crescimento
P_k	Termo de produção de energia cinética turbulenta
τ_{ij}^s	<i>Subgrid-scale Reynolds stress</i>
S	Superfície de controle [m ²]
Δ	Tamanho do filtro de <i>subgrid</i> [m]
t	Tempo [s]
\mathbf{D}_{ij}	Tensor de deformação [1/s]
$\overline{\overline{S_{ij}}}$	Tensor de taxa de deformação filtrado [1/s]
\mathbf{T}	Tensor de tensões cisalhantes [Pa]
\mathbf{T}_{ij}	Tensor de tensões cisalhantes [Pa]
$\boldsymbol{\tau}_{ij}$	Tensor de tensões viscosas para fluidos incompressíveis [Pa]
$\boldsymbol{\omega}_{ij}$	Tensor de vorticidade [1/s]
ϕ^{n+1}	Valor da variável genérica em $t + \Delta t$
\bar{f}_e	Valor médio da variável genérica na superfície leste do volume de controle
\bar{q}	Valor médio da variável genérica no volume de controle
F_e	Variável a ser determinada na superfície leste do volume de controle
Q_P	Variável a ser determinada no volume de controle "P"
\mathbf{b}	Vetor de forças de corpo atuando sobre um volume de controle [N]
\mathbf{f}	Vetor de forças intensivas atuando sobre um volume de controle [N]
$\overline{u_i'}$	Vetor flutuação da velocidade em notação de Einstein [m/s]
$\overline{u_j'}$	Vetor flutuação da velocidade em notação de Einstein [m/s]
g_i	Vetor gravidade em notação de Einstein [m]
x_i	Vetor posição em coordenadas cartesianas em notação de Einstein [m]
x_j	Vetor posição em coordenadas cartesianas em notação de Einstein [m]
\mathbf{n}	Vetor unitário normal à superfície de controle
\mathbf{v}	Vetor velocidade [m/s]
u_i	Vetor velocidade em notação de Einstein [m/s]
u_j	Vetor velocidade em notação de Einstein [m/s]
$\overline{\overline{u_i}}$	Vetor velocidade filtrada em notação de Einstein [m/s]
$\overline{\overline{u_j}}$	Vetor velocidade filtrada em notação de Einstein [m/s]
$\overline{u_i}$	Vetor velocidade média em notação de Einstein [m/s]

\bar{u}_j	Vetor velocidade média em notação de Einstein [m/s]
μ	Viscosidade dinâmica [Pa•s]
μ_t	Viscosidade turbulenta [Pa•s]
Ω	Volume de controle [m ³]
$\Delta\Omega$	Volume do volume de controle [m ³]

LISTA DE ACRÔNIMOS

CVC	<i>Central Vortex Core</i>
DFC	Dinâmica dos Fluidos Computacional
DFT	<i>Discrete Fourier Transform</i>
FFT	<i>Fast Fourier Transform</i>
MVF	Método dos Volumes Finitos
FTF	<i>Flame Transfer Function</i>
LES	<i>Large Eddy Simulation</i>
LDV	<i>Laser Doppler Velocimetry</i>
PIV	<i>Particle Image Velocimetry</i>
PVC	<i>Precessing Vortex Core</i>
PISO	<i>Pressure Implicit with Split Operator</i>
POD	<i>Proper Orthogonal Decomposition</i>
RANS	<i>Reynolds-Averaged Navier-Stokes</i>
SIMPLE	<i>Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations</i>
SGS	<i>Subgrid-scale Reynolds Stress</i>
VC	Volume de Controle
V3V	<i>Volumetric 3-Component Velocimetry</i>
VB	<i>Vortex Breakdown</i>
ZRI	Zona de Recirculação Interna

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	15
2 OBJETIVOS	20
2.1 GERAL.....	20
2.2 ESPECÍFICOS.....	20
3 JUSTIFICATIVA	21
4 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	22
5 METODOLOGIA	28
5.1 EQUAÇÕES GOVERNANTES	28
5.1.1 Conservação de massa	28
5.1.2 Conservação da quantidade de movimento.....	28
5.2 MÉTODO DOS VOLUMES FINITOS	30
5.3 DISCRETIZAÇÃO ESPACIAL	32
5.4 DISCRETIZAÇÃO TEMPORAL	33
5.5 ACOPLAMENTO PRESSÃO-VELOCIDADE	33
5.6 MODELOS DE TURBULÊNCIA.....	34
5.6.1 Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS)	34
5.6.1.1 K-epsilon	35
5.6.2 Large eddy simulation (LES).....	37
5.6.2.1 Modelo de Smagorinsky.....	38
5.6.2.2 Função de amortecimento de parede (Van Driest)	39
5.7 GEOMETRIA E CONDIÇÕES DE CONTORNO.....	39
5.8 CONFIGURAÇÃO NUMÉRICA.....	41
5.9 RECURSOS COMPUTACIONAIS	41
5.10 INDEPENDÊNCIA DE MALHA E PASSO DE TEMPO.....	42
5.11 PÓS-PROCESSAMENTO	43
5.11.1 Perfis de velocidade	43
5.11.2 Análise de sinal	43
5.11.3 Escalas de comprimento de turbulência.....	44
5.11.4 Q-criterion.....	45
5.11.5 Isosuperfícies	45
5.11.6 Linhas de corrente (streamlines)	46
6 RESULTADOS E DISCUSSÃO	47
6.1 TESTE DE INDEPEDÊNCIA DE MALHA	47
6.2 TESTE DE INDEPENDÊNCIA DE PASSO DE TEMPO	48
6.3 PERFIS DE VELOCIDADE AXIAL E TANGENCIAL.....	49
6.4 ANÁLISE DE SINAL.....	53
6.5 ESCALAS DE COMPRIMENTO DE TURBULÊNCIA	56
6.6 ESTRUTURAS DE GRANDES ESCALAS.....	58

7 CONCLUSÕES	62
REFERÊNCIAS.....	64
APÊNDICE A - Código computacional desenvolvido em linguagem Python para análise espectral de turbulência	68

1 INTRODUÇÃO

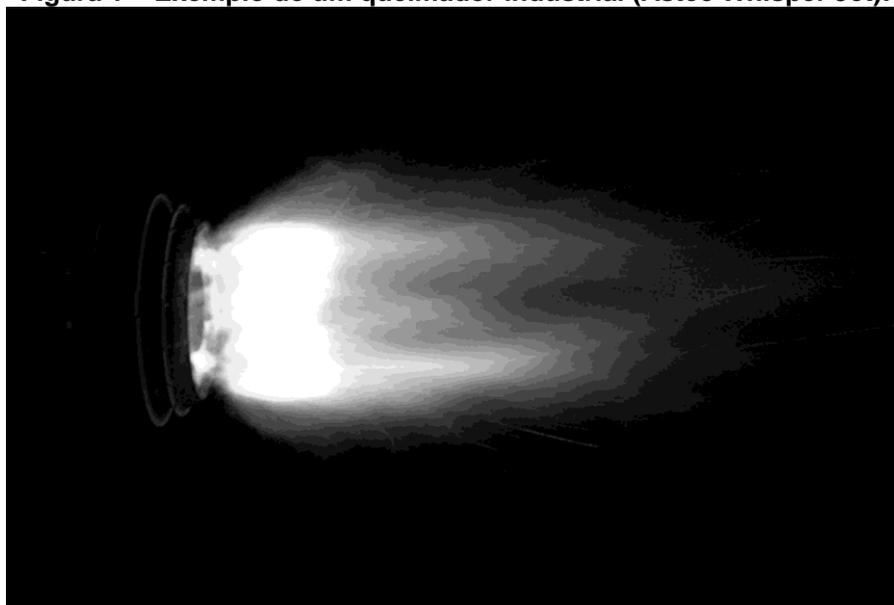
Uma parte significativa da matriz energética mundial depende de processos de combustão para a conversão energética de diferentes fontes primárias, seja para geração de eletricidade ou mobilidade. Além disso, inúmeros processos industriais dependem do processo de combustão como fonte de calor, como por exemplo, o processamento de materiais, refino de petróleo, entre outros (TURNIS, 2012). São incontáveis as aplicações da combustão em nossa sociedade, sendo o presente trabalho uma pequena contribuição no entendimento dos fenômenos físicos envolvidos em chamas geradas por queimadores sob a perspectiva da dinâmica dos fluidos. O foco do presente trabalho é a combustão de combustíveis gasosos, que corresponde por aproximadamente 22,1% de toda energética mundial, segundo IEA (2018).

Dentre as alternativas para a conversão de energia de combustíveis gasosos, a combustão direta em fornalhas, fornos e câmaras de combustão tem várias vantagens e é apontada como uma das tecnologias mais flexíveis. Queimadores são dispositivos usados para a combustão do combustível com o oxidante, normalmente ar atmosférico, convertendo a energia química do combustível em energia térmica (BAUKAL, 2003). O design de um queimador é diretamente relacionado à sua eficiência, emissões de poluentes e mistura oxidante-combustível. No passado, o design dos queimadores buscava maximizar a mistura entre oxidante-combustível, visando a utilização de combustíveis de baixa qualidade, normalmente com baixo poder calorífico. Atualmente, os projetos de queimadores buscam um equilíbrio entre maximizar a eficiência de conversão e minimizar a emissão de poluentes (BAUKAL, 2003).

Escoamentos rotativos são utilizados em queimadores para melhorar a mistura entre o oxidante e o combustível, aprimorar a estabilização e ancoramento da chama. O efeito de estabilização da chama ocorre devido a um gradiente favorável de pressão, gerando uma zona de recirculação interna (ZRI) nas proximidades do queimador, um mecanismo de estabilização de escoamento de acordo com Li *et al.* (2017). A ZRI é caracterizada como uma região de baixa pressão, atuando como uma fonte de calor para ignição do combustível. A recirculação de produtos de combustão nas proximidades do queimador favorece também a mistura entre combustível e oxidante. Em geral, esta técnica é adequada para todos os tipos de combustíveis,

independentemente da qualidade. Combustíveis gasosos de baixo poder calorífico são beneficiados com a geração da ZRI, evitando o descolamento e extinção da chama segundo Lucca-Negro; O'Doherty (2001).

Figura 1 – Exemplo de um queimador industrial (Astec Whisper Jet).



Fonte: ASTEC (2019).

A ZRI ocorre devido aos fenômenos de *vortex breakdown* (VB), descritos por Leibovich (1978) como uma mudança na estrutura tridimensional do vórtice iniciada por variações na razão característica da velocidade tangencial e axial. VB é frequentemente caracterizado pela formação de um ponto de estagnação interno no eixo do vórtice, atuando como um bloqueio aerodinâmico, seguido por uma região de fluxo reverso. Várias pesquisas demonstraram que o VB pode ser tanto assimétrico, quanto altamente dependente do tempo (LUCCA-NEGRO; O'DOHERTY, 2001). Uma instabilidade importante relacionada ao VB é o *precessing vortex core* (PVC), uma instabilidade de baixa frequência que induz a região central do vórtice a um movimento de precessão em torno do eixo de simetria. Syred (2006) e Viguera-Zuñiga *et al.* (2012) apontam a importância dessas estruturas de grandes escalas e instabilidades na combustão com escoamentos rotativos e seu papel na melhoria da estabilidade das chamas.

Figura 2 – Formação da zona de recirculação interna (ZRI).

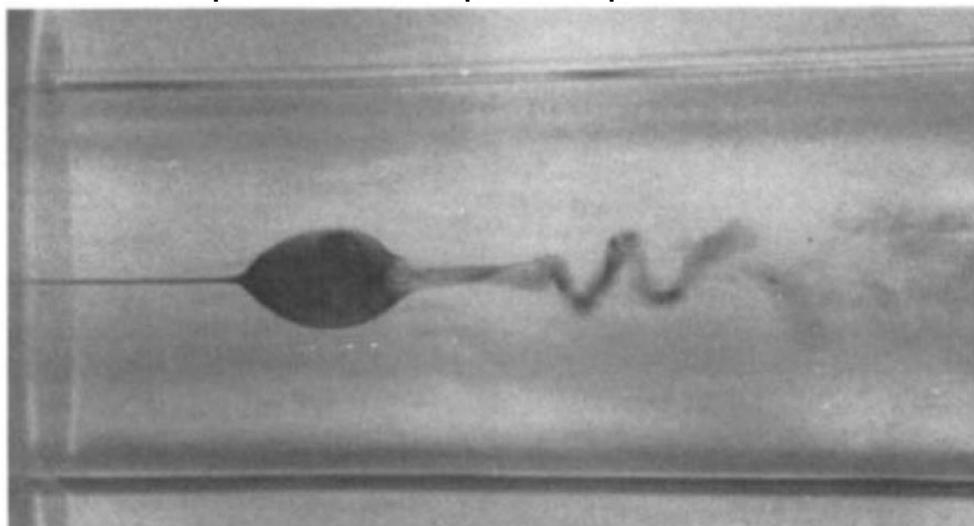


Fonte: Autoria própria.

Simulações numéricas de dinâmica dos fluidos computacional (DFC) permitem o estudo do escoamento, transferência de calor e emissões de poluentes em queimadores (BAUKAL, 2003). Modelos de reações químicas e transferência de calor podem ser acoplados para enriquecer a análise do dispositivo. Os resultados das simulações permitem o estudo das características aerodinâmicas e de mistura oxidante-combustível, parâmetros importantes na estrutura da chama, estabilidade e emissões de poluentes. Redução de custos, melhorias em eficiência, segurança e extensão da vida útil são alguns benefícios dessa técnica. Além disso, alguns projetos de queimadores são impraticáveis de serem avaliados experimentalmente devido a restrições de segurança, sendo o DFC como uma opção viável e segura. No entanto, a simulação de escoamentos turbulentos apresenta dificuldades adicionais devido aos grandes gradientes de velocidade, comportamento altamente tridimensional e caótico. Em geral, análises de DFC confiáveis dependem essencialmente da precisão dos modelos de turbulência. As abordagens *Reynolds-averaged Navier-Stokes* (RANS) e *Large Eddy Simulation* (LES) são consideradas as opções mais viáveis em termos de custo computacional. A abordagem RANS é amplamente difundida devido aos seus resultados satisfatórios e por requerer menos esforço computacional do que os

modelos baseados em LES. No entanto, o LES permite simular escoamentos transientes turbulentos com melhor precisão e qualidade nos resultados de acordo com a Vashahi; Lee (2018), se comparado com a alternativa *Unsteady* RANS (URANS). O LES é amplamente aceito como um modelo de turbulência confiável para aplicações de combustão, segundo Zhang *et al.* (2015). A compreensão dos resultados LES pode ser expandida através da análise de oscilações turbulentas e a investigação de estruturas de grandes escalas. O primeiro permite a identificação de instabilidades inerentes ao escoamento turbulento, como o PVC, enquanto o segundo é essencial para entender a mistura, o transporte de energia e massa, bem como a estabilidade do escoamento.

Figura 3 – Efeito de bloqueio aerodinâmico provocado pelo fenômeno de *Vortex breakdown*.



Fonte: Leibovich (1978).

A combustão é um processo físico complexo, envolvendo reações químicas e todas as formas de transferência de calor e massa. Na prática, o aumento da temperatura gerada pela combustão promove uma expansão dos gases por meio de uma redução da densidade, o que, por sua vez, intensifica o momento axial e reduz a força do escoamento rotativo. No entanto, a análise isotérmica é preferível em alguns casos, pois exclui a complexidade da cinética química e dos modelos de transferência de calor envolvidos no processo de combustão, que demandam alta capacidade computacional. Sloan *et al.* (1986) sugere que a interação desses efeitos pode, em

parte, ser intuitivamente deduzida pela análise de números adimensionais, como por exemplo o número de *swirl*.¹

O presente trabalho concentra-se em investigar um escoamento rotacional isotérmico gerado a partir de um queimador monitorado experimentalmente com dados disponíveis na literatura. As simulações são conduzidas no Laboratório de Simulação Numérica e Transferência de Calor Computacional em cooperação com o Laboratório de Sistemas Térmicos da UTFPR câmpus Londrina. As atividades reportadas no documento tratam dos primeiros estudos do grupo de pesquisa na área de simulações numéricas de queimadores com escoamento rotativo.

A estrutura do documento conta com um detalhamento dos objetivos técnico-científicos do presente trabalho no Capítulo 2, além da justificativa para realização da presente investigação no Capítulo 3. Uma profunda revisão de literatura atualizada sobre escoamento rotativo gerado a partir de queimadores no Capítulo 4. Estudos numéricos e experimentais são discutidos na revisão bibliográfica com o objetivo de fornecer a sustentação teórica para elaboração da metodologia adotada e posterior interpretação dos resultados. O Capítulo 5 é dedicado exclusivamente à apresentação da metodologia adotada no presente estudo. Por conveniência, as equações governantes para escoamentos isotérmicos incompressíveis de uma única substância são inclusas no capítulo, seguido da teoria do método dos volumes finitos (MVF). A modelagem da turbulência RANS e LES são também apresentadas. A estrutura computacional utilizada, incluindo o *software* OpenFOAM e o *cluster* desenvolvido no próprio laboratório são apresentados. As condições de teste experimentais avaliadas computacionalmente são descritas seguida dos métodos para pós-processamento dos resultados. O Capítulo 6 apresenta os resultados obtidos por meio da abordagem numérica, comparação com resultados experimentais encontrados na literatura, análise espectral e das escalas de turbulência das sondas de velocidade, e investigação das estruturas de grandes escalas. Por fim, o Capítulo 7 reúne as conclusões e considerações finais do trabalho.

¹ Número de *swirl* representa a intensidade do escoamento rotativo, definido como a razão entre a quantidade de movimento angular pela quantidade de movimento axial (BOUSHAKI *et al.*, 2017).

2 OBJETIVOS

2.1 GERAL

O objetivo geral do presente estudo são a realização de simulações numéricas com a abordagem LES de um escoamento isotérmico gerado por um queimador a gás utilizando os *softwares open-source* OpenFOAM e VisIt.

2.2 ESPECÍFICOS

Dentro do objetivo geral, são realizadas as seguintes investigações com os seguintes objetivos:

- Comparação numérico-experimental dos perfis de velocidade axial e tangencial em diversas posições ao longo da câmara de combustão;
- Estudo da zona de recirculação interna (ZRI) em termos de largura, velocidade mínima e média, e quantidade de vazão mássica recirculada;
- Análise espectral de turbulência, em termos de energia e potência, em diversas posições ao longo da câmara de combustão;
- Estimativa da escala integral e dissipativa de turbulência ao longo da ZRI;
- Investigação das estruturas de grandes escalas utilizando isosuperfícies de pressão e *Q-criterion*.

3 JUSTIFICATIVA

A investigação de escoamentos rotativos em queimadores é um grande ramo de estudos na mecânica dos fluidos. Como será apresentado na Capítulo 4, diversos pesquisadores fizeram contribuições relevantes no entendimento dos fenômenos físicos envolvidos nesses dispositivos. Uma compilação das melhores práticas e métodos numéricos para avaliar a turbulência e o estado-da-arte das técnicas experimentais foram revisadas. A investigação da dinâmica dos escoamentos turbulentos em queimadores é extremamente importante para evitar problemas em projetos de queimadores, como mal funcionamento devido a instabilidades, emissões de poluentes acima do permitido por legislações ambientais, entre outros. A análise das oscilações turbulentas e das estruturas de grandes escalas são parâmetros-chave para entender o comportamento do escoamento e evitar possíveis instabilidades. Em geral, a dinâmica dos escoamentos turbulentos é altamente tridimensional, requerendo técnicas experimentais e numéricas com alta resolução espacial e temporal. A falta de estudos numéricos que aplicam modelos confiáveis e amplamente aceitos de turbulência, em conjunto com as melhores práticas de análise de resultados e apoiadas por dados experimentais recentes, motivam a realização do presente estudo. Também optou-se por utilizar *softwares open-source* para a realização das simulações e pós-processamento dos resultados, diferentemente da grande parte dos trabalhos disponíveis na literatura.

4 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Nos últimos anos, diversas pesquisas realizaram investigações numéricas e experimentais sobre escoamentos rotativos, *vortex breakdown*, estruturas de grandes escalas e instabilidades turbulentas aplicadas a queimadores. Uma visão geral das pesquisas realizadas sobre os tópicos mencionados acima é apresentada em ordem cronológica nas Tabelas 1, 2 e 3 e discutidas abaixo. O foco da presente revisão bibliográfica é apresentar os trabalhos recentes abordando queimadores com escoamento rotativo, e as metodologias empregadas para tratamento dos dados. Recomenda-se ao leitor pouco familiarizado com os temas abordados as seguintes referências bibliográficas básicas Baukal (2003), Sloan *et al.* (1986), Leibovich (1978), e Lucca-Negro; O'Doherty (2001).

Ranga Dinesh; Kirkpatrick (2009) reportou uma investigação numérica de queimador de escoamento rotativo Sydney. O trabalho concentrou-se na investigação da influência do número de *swirl* em estruturas de grandes escalas e instabilidades turbulentas, empregando uma análise de pressão e velocidade, e uma análise de potência. Yang; Kær (2012) também realizou uma investigação numérica do queimador Sydney, analisando as estruturas do escoamento empregando o *Q-criterion* e a *proper orthogonal decomposition* (POD) utilizando um *software* DFC comercial. Zonas de recirculação interna foram identificadas apenas para casos de *swirl* elevado, e o PVC foi encontrado empregando análise de espectro de potência e isosuperfícies de pressão. A frequência do PVC teve uma correlação com o número do *swirl*, e outras pequenas oscilações podem ocorrer quando o número do *swirl* é alterado. Ambos os trabalhos apresentaram boa concordância entre os dados numéricos e experimentais, apesar da representação simplificada da geometria do queimador e domínio computacional reduzido.

Zhang *et al.* (2015) apresentou um estudo numérico do queimador Cambridge. Os autores utilizaram análise de *Q-criterion*, 3D POD, pressão e velocidade circumferencial para identificar estruturas de grandes escalas e análise de potência para identificar instabilidades turbulentas. O PVC foi avaliado utilizando o espectro de potência, e reportado uma forma helicoidal utilizando a técnica POD. A estrutura de grande escala principal foi o PVC, seguido por estruturas toroidais secundárias. Uma excelente descrição do comportamento do fluxo e das estruturas foi apresentada, embora as simulações tenham aplicado uma geometria simplificada do queimador.

Um estudo numérico-experimental de um queimador comercial foi apresentado por Bulat *et al.* (2015). Grandes estruturas foram identificadas empregando isosuperfícies de pressão. Foram realizados testes de independência do modelo de *subgrid*, e os resultados indicaram que tanto o modelo com a constante de Smagorinsk fixa, quanto o modelo de *subgrid* dinâmica, apresentaram resultados semelhantes. Duas estruturas principais foram relatadas, PVC e *central vortex core* (CVC), apesar do CVC não ter sido bem capturado pela abordagem LES. Uma boa concordância entre dados numéricos e experimentais foi alcançada, mas a caracterização de grandes estruturas poderia ser aprofundada empregando-se outras abordagens, como o *Q-criterion*.

García-Villalba *et al.* (2006) reportou uma investigação numérica do queimador Cardiff, com duas posições da chama-piloto (no plano de saída do queimador principal e 40 mm retraído). Dados de velocidade, análise de oscilação turbulenta e caracterização de estruturas de grandes escalas usando dados de pressão foram apresentados. Os autores empregaram uma técnica de filtragem para remover irregularidades de movimento turbulento e facilitar a identificação das estruturas de grandes escalas. A configuração com retração da chama-piloto leva a um aumento nas instabilidades do escoamento, alterando a forma das grandes estruturas e a frequência das oscilações turbulentas. Uma boa concordância com dados experimentais foi obtida, embora simplificações numéricas da chama-piloto tenham sido empregadas.

Estudos experimentais também foram realizados por diversos grupos de pesquisa nos últimos anos. Khalil *et al.* (2016) relataram dados de *particle image velocimetry* (PIV) para avaliar o impacto do confinamento no escoamento rotativo sob condições de reação e isotérmicas. Para os casos isotérmicos, o confinamento reduziu o comprimento e aumentou a largura da ZRI, criando uma zona de recirculação externa. A ZRI foi menos intensa em casos de reação para escoamento não-confinado. Durox *et al.* (2013) realizaram um estudo empregando a *laser Doppler velocimetry* (LDV) no queimador TECFLAM para condições com presença de reação de combustão, além da condição isotérmica. O objetivo do autor foi identificar instabilidades termo acústicas relacionadas ao confinamento e número do *swirl*. A instabilidade de PVC foi identificada para números de *swirl* acima de 0,45. Uma correlação entre instabilidades termo acústicas e número do *swirl* foi encontrada usando a *flame transfer function* (FTF), formulação de rede acústica e análise de

estabilidade linear. Zargar *et al.* (2019) reportaram resultados de uma chama de propano sob excitação acústica. Três variáveis foram avaliadas: intensidade da excitação acústica, número de Reynolds e número do *swirl*. Produtos de combustão, temperatura e uma caracterização da chama foram comparados. O autor reportou alterações no comprimento da chama sob excitações acústicas. Alta eficiência de combustão, baixas emissões e altas temperaturas foram alcançadas para a chama descolada do queimador, ideal para algumas aplicações industriais. Idahosa *et al.* (2015) apresentaram uma investigação sobre excitação acústica em um queimador *swirl* isotérmico coaxial não pré-misturado. Duas configurações de *swirl* foram investigadas em uma faixa de frequência de excitação acústica entre 0-315 Hz. Um maior número de *swirl* promoveu uma ZRI estável, menos suscetível a perturbações acústicas. Foi obtida uma relação entre excitação acústica e o diâmetro da ZRI, com o diâmetro diminuindo à medida que a perturbação aumenta.

Boushaki *et al.* (2017) e Merlo *et al.* (2014) relataram dados PIV para caracterizar o escoamento e um analisador de gases para o análise das emissões em um queimador de escoamento rotativo. Uma correlação entre emissões, número de *swirl* e enriquecimento de oxigênio foi relatada. O aumento do número de *swirl* em condições isotérmicas promoveu aumento de escoamento reverso, bem como estabilidade favorável à chama. Sob condições de reação, a força da ZRI aumentou, enquanto o efeito do escoamento rotativo foi menos evidente. Boushaki *et al.* (2017) relataram medições de velocidade para condições isotérmica e transientes para o mesmo queimador empregando a técnica *volumetric 3-component velocimetry (V3V)*. Uma descrição 3D completa do comportamento transiente e médio do escoamento foi relatada. Perfis de velocidade levemente deslocados do eixo foram obtidos, o que revelou um comportamento assimétrico do escoamento. A investigação numérica do queimador foi realizada por Mansouri; Boushaki (2018) empregando um *software* DFC comercial. As simulações foram realizadas sob condições que isotérmicas e reagentes, e comparados com dados experimentais. Os autores identificaram três instabilidades principais para ambas as condições. Uma boa concordância com os resultados experimentais foi alcançada apesar do domínio computacional ter sido dividido em dois (queimador e câmara de combustão); produtos de combustão foram avaliados somente por meio de simulações computacionais.

Tabela 1 – Resumo revisão bibliográfica.

Artigo	Autores	Ano	Condições experimentais	Tipo de investigação	Modelo de turbulência	Técnica experimental	Número do Swirl
Numerical simulations of isothermal flow in a swirl burner	M. García-Villalba, J. Frohlich and W. Rodi	2007	Isotérmico	Numérico	LES	-	0,93
Study of jet precession, recirculation and vortex breakdown in turbulent swirling jets using LES	K.K.J. Rnaga Dinesh, M.P. Kirkpatrick	2009	Isotérmico	Numérico	LES	-	0,28 até 0,91
Study of Flow and Convective Heat Transfer in a Simulated Scaled Up Low Emission Annular Combustor	Sunil Patil, Teddy Sedalor, Danesh Tafti, Srinath Ekkad, Yong Kim, Partha Dutta, Hee-Koo Moon and Ram Srinivasan	2011	Reagente	Experimental	-	Termografia infravermelho	0,98
Large-eddy simulations of the non-reactive flow in the Sydney swirl burner	Yang Yang, Søren Knudsen Kær	2012	Isotérmico	Numérico	LES	-	0,54 e 1,59
Flame dynamics of a variable swirl number system and instability control	Daniel Durox, Jonas P. Moeck, Jean-François Bourgouin, Pascal Morenton, Marc Viallon, Thierry Schuller, Sébastien Candel	2013	Ambos	Experimental	-	LDV	0,2 até 0,75

Fonte: Autoria própria

Tabela 2 – Resumo revisão bibliográfica.

Artigo	Autores	Ano	Condições experimentais	Tipo de investigação	Modelo de turbulência	Técnica experimental	Número do Swirl
Aerodynamic characterization of isothermal swirling flows in combustors	M. T. Parra-Santos, V. Vuorinen, R. Perez-Dominguez, R. Szasz, F. Castro-Ruiz	2013	Isotérmico	Numérico	LES	-	1,00
Large eddy simulation of unconfined turbulent swirling flow	ZHANG HongDa, HAN Chao, YE TaoHong, ZHANG JiMin & CHEN YiLiang	2015	Isotérmico	Numérico	LES	-	0,00 e 0,45
Large eddy simulations of isothermal confined swirling flow in an industrial gas-turbine	G. Bulat, W.P. Jones, S. Navarro-Martinez	2015	Isotérmico	Numérico	LES	-	1,3
Study of pollutant emissions and dynamics of non-premixed turbulent oxygen enriched flames from a swirl burner	Toufik Boushaki, Nazim Merlo, Christian Chauveau, Iskender Gökalp	2016	Ambos	Experimental	-	S-PIV	0,8 e 1,4
Volumetric velocity measurements (V3V) on turbulent swirling flows	Toufik Boushaki, Amine Koched, Zakaria Mansouri, Florian Lespinasse	2016	Isotérmico	Experimental	-	V3V	1,4

Fonte: Autoria própria

Tabela 3 – Resumo revisão bibliográfica.

Artigo	Autores	Ano	Condições experimentais	Tipo de investigação	Modelo de turbulência	Técnica experimental	Número do Swirl
Response Dynamics of Recirculation Structures in Coaxial , Nonpremixed Swirl-Stabilized Flames Subjected to Acoustic Forcing	Uyi Idahosa, R. Santhosh, Ankur Miglani and Saptarshi Basu	2016	Isotérmico	Experimental	-	PIV	0,09 e 0,34
Experimental and numerical investigation of turbulent isothermal and reacting flows in a non-premixed swirl burner	Zakaria Mansouri, Toufik Boushaki	2018	Ambos	Experimental	DDES	-	1,4
Flames of Swirling Double-Concentric Jets Subject to Acoustic Excitation at Resonance	Omid Ali Zargar, Rong Fung Huang and Ching Min Hsu	2019	Reagente	Experimental	-	Anemometria a fio quente	0,00 até 0,60

Fonte: Autoria própria

5 METODOLOGIA

5.1 EQUAÇÕES GOVERNANTES

5.1.1 *Conservação de massa*

A forma integral da equação da conservação de massa (continuidade) para um volume de controle é apresentada na equação (1). Aplicando o teorema da divergência de Gauss, pode-se transformar a integral de superfície do termo em uma integral de volume. Considerando a utilização de um volume de controle infinitesimal, tem-se a equação da continuidade na forma diferencial (em coordenadas cartesianas), apresentada na equação (2) (H. FERZIGER; PERIC, 2002).

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho d\Omega + \int_S \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

Aplicando a consideração de fluido incompressível, pode-se reduzir a equação (2) para:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3)$$

5.1.2 *Conservação da quantidade de movimento*

A equação da conservação da quantidade de movimento na forma integral para um volume de controle é apresentada na equação (4). As forças intensivas externas atuando sobre o volume de controle foram expressadas no termo do lado direito da equação. Na equação (5) as forças intensivas externas foram separadas em um tensor de tensões cisalhantes \mathbf{T} atuando na superfície e as forças de corpo \mathbf{b} atuando sobre o volume de controle (H. FERZIGER; PERIC, 2002).

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho v d\Omega + \int_S \rho v v \cdot n dS = \sum f \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho v d\Omega + \int_S \rho v v \cdot n dS = \int_S \mathbf{T} \cdot n dS + \int_{\Omega} \rho \mathbf{b} \cdot d\Omega \quad (5)$$

As forças de superfície devido à pressão e cisalhamento, em escala microscópica, são fluxos de quantidade de movimento atravessando a superfície do volume de controle. A maneira mais simples de contabilizar esses efeitos no escoamento é considerar uma relação linear entre tensão e deformação no fluido, ou seja, considerar que o fluido é newtoniano. Para fluidos newtonianos, o tensor de tensões cisalhantes \mathbf{T} , que é a taxa de transporte molecular de quantidade de movimento, é dado pelas equações (6) e (7) (H. FERZIGER; PERIC, 2002).

$$\mathbf{T}_{ij} = - \left(p + \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right) \delta_{ij} + 2\mu \mathbf{D}_{ij} \quad (6)$$

$$\mathbf{D}_{ij} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] \quad (7)$$

Para fluidos incompressíveis, a equação (6) pode ser reescrita, considerando somente as forças viscosas, como:

$$\boldsymbol{\tau}_{ij} = 2\mu \mathbf{D}_{ij} - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \delta_{ij} \quad (8)$$

Aplicando o teorema da divergência de Gauss na equação (5), utilizando a equação (8) e considerando a gravidade como a única força de corpo atuando sobre o volume de controle, obtém-se a forma diferencial da equação da conservação da quantidade de movimento para um elemento diferencial de volume, conforme equação (9).

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial(\tau_{ij})}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_j} + \rho g_i \quad (9)$$

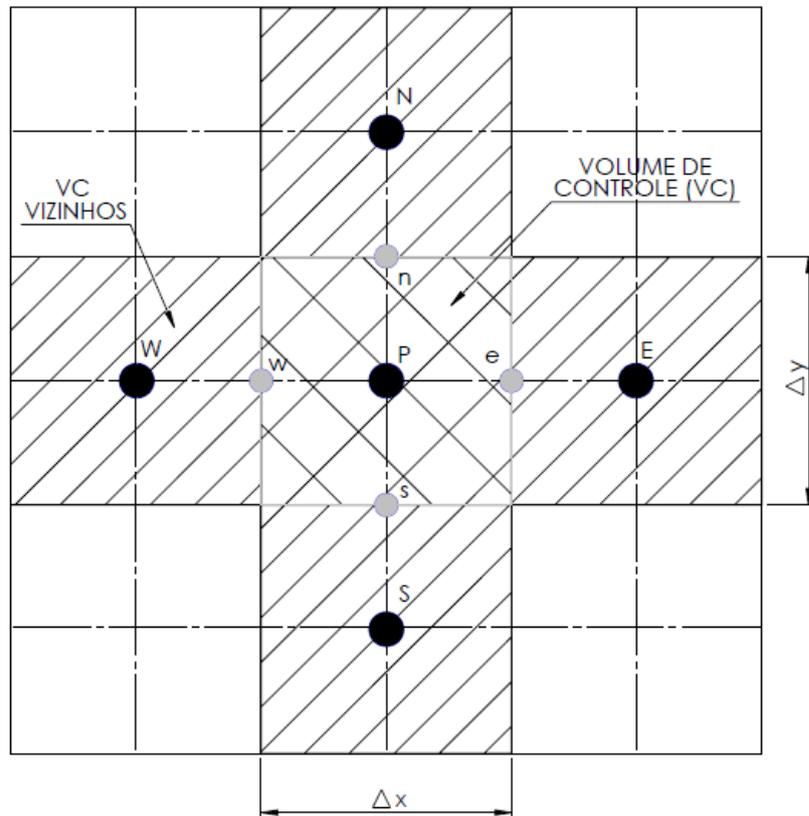
Aplicando a consideração de fluido incompressível, e utilizando a equação da continuidade, chegam-se às equações de Navier-Stokes para fluidos incompressíveis, dadas pela equação (10) (H. FERZIGER; PERIC, 2002).

$$\rho \left(\frac{\partial(u_i)}{\partial t} + u_j \frac{\partial(u_i)}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + \rho g_i \quad (10)$$

5.2 MÉTODO DOS VOLUMES FINITOS

A resolução das equações diferenciais parciais apresentadas na Seção 5.1 são realizadas empregando diferentes métodos numéricos. Em problemas de engenharia envolvendo dinâmica dos fluidos computacional é comum a utilização do método dos volumes finitos (MVF). Esse método de discretização consiste da aproximação das equações diferenciais por um sistema de equações algébricas. O domínio é decomposto em pequenos volumes de controle (VC), sendo as variáveis de interesse calculadas em cada nó do VC, conforme exemplificado na Figura 4 (H. FERZIGER; PERIC, 2002). Para um volume de controle 2D utiliza-se quatro pontos (norte – n, oeste – w, leste – e, sul – s) com respeito ao ponto central – P. Visando facilitar a explicação do MVF, será considerando somente uma malha cartesiana 2D.

Figura 4 – Volume de controle e notações utilizadas para uma malha cartesiana 2D.



Fonte: Autoria própria.

As equações governantes na forma integral são aplicadas a cada VC, formando um sistema de equações algébricas acopladas. Para calcular as integrais de superfície e volume são utilizadas aproximações baseadas nos valores da variável no centro do VC. Como os valores das variáveis são conhecidos somente nos centros dos VCs, interpolações são utilizadas para determinar o valor da variável nas faces do VC, como exemplificado na equação (11) a obtenção da propriedade genética ϕ_e utilizando interpolação linear (H. FERZIGER; PERIC, 2002).

$$\phi_e = \phi_E \frac{x_e - x_P}{x_E - x_P} + \phi_P \left(1 - \frac{x_e - x_P}{x_E - x_P} \right) \quad (11)$$

Utilizando interpolação é possível determinar o valor da variável em qualquer região do domínio. Sendo assim, uma aproximação possível da integral de superfície no VC pode ser calculada utilizando a equação (12).

$$F_e = \int_{S_e} f dS = \bar{f}_e S_e \approx f_e S_e \quad (12)$$

Uma aproximação possível da integral de volume no VC pode ser calculada utilizando a equação (13).

$$Q_P = \int_{\Omega} q d\Omega = \bar{q} \Delta\Omega \approx q_P \Delta\Omega \quad (13)$$

Com as aproximações apresentadas acima, é possível discretizar as equações governantes, formando um sistema de equações algébricas, que serão resolvidas utilizando métodos numéricos. A discretização de termos não-lineares e a resolução do sistema linear não será discutida no presente estudo. Importante ressaltar que existem diversos métodos de interpolação, aproximação de integral de superfície e volume para um VC, sendo mais informações disponíveis em H. Ferziger; Peric (2002).

5.3 DISCRETIZAÇÃO ESPACIAL

Além dos métodos de interpolação e discretização das integrais de superfície e volume mostrados na Seção 5.1.1, são necessárias aproximações para as derivadas de primeira e segunda ordem. No presente trabalho será utilizado o *central-difference scheme* (CDS), que consiste na utilização da série de Taylor para obtenção de uma expressão algébrica, conforme exemplificado na equação (14) (H. FERZIGER; PERIC, 2002).

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{\phi_{i+1} - \phi_{i-1}}{x_{i+1} - x_{i-1}} \quad (14)$$

O procedimento para obtenção de derivadas de ordens superiores segue o mesmo princípio da equação (14). Somente uma introdução a discretização espacial será apresentada, sendo encontradas maiores informações em H. Ferziger; Peric (2002).

5.4 DISCRETIZAÇÃO TEMPORAL

Em escoamentos transientes há mais uma dimensão a ser considerada na resolução das equações governantes: tempo. Como nas coordenadas espaciais, o tempo deve ser discretizado. Para problemas de valor inicial, podemos considerar a seguinte equação (H. FERZIGER; PERIC, 2002):

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = f(t, \phi(t)); \phi(t_0) = \phi_0 \quad (15)$$

A forma mais simples de obter a solução de ϕ depois de um curto tempo Δt é integrar a equação (15) de $t_{n+1} = t_n + \Delta t$:

$$\int_{t_n}^{t_{n+1}} \frac{d\phi(t)}{dt} dt = \phi^{n+1} - \phi^n = \int_{t_n}^{t_{n+1}} f(t, \phi(t)) dt \quad (16)$$

Onde $\phi^{n+1} = \phi(t_{n+1})$. O método de discretização que é utilizado no presente trabalho é o *backward Euler Method* que consiste em:

$$\phi^{n+1} = \phi^n + f(t_{n+1}, \phi^{n+1})\Delta t \quad (17)$$

Para Δt pequenos, a aproximação é de segunda ordem e apresenta boa qualidade, no entanto como escoamentos podem apresentar uma grande variedade de escalas temporais, a escolha de um Δt adequado pode se tornar um desafio. Maiores informações sobre discretização temporal são encontradas em H. Ferziger; Peric (2002).

5.5 ACOPLAMENTO PRESSÃO-VELOCIDADE

A solução das equações de Navier-Stokes é complexa devido à falta de uma equação independente para a pressão. Gradientes de pressão afetam diretamente as três componentes da conservação de quantidade de movimento. Em escoamentos incompressíveis a pressão absoluta não tem nenhuma influência no escoamento, só importando os gradientes. Para o acoplamento pressão-velocidade é comumente

utilizado a equação da continuidade, equação (2), para simplificar a equação da conservação da quantidade de movimento e obter a equação de Poisson para a pressão, apresentada a seguir (H. FERZIGER; PERIC, 2002):

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial p}{\partial x_i} \right) = - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j - \tau_{ij}) \right] + \frac{\partial(\rho b_i)}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} \quad (18)$$

Considerando densidade e viscosidade constantes, obtém-se a equação (19). Importante ressaltar que nenhuma consideração quanto ao termo temporal foi realizada, sendo esse termo cancelado pela a equação da continuidade.

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial p}{\partial x_i} \right) = - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} \right] \quad (19)$$

A equação (19) é a equação de Poisson para a pressão, considerando um fluido incompressível. Os algoritmos de acoplamento pressão-velocidade *Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations* (SIMPLE) e *Pressure Implicit with Split Operator* (PISO), que foram aplicados nesse trabalho, utilizam a forma discretizada dessa equação, e em conjunto com outras operações, determinam o campo de pressão para o escoamento (H. FERZIGER; PERIC, 2002). Informações adicionais sobre SIMPLE são encontradas em Patankar; Spalding (1972) e sobre PISO em Issa (1986).

5.6 MODELOS DE TURBULÊNCIA

5.6.1 *Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS)*

Para escoamentos turbulentos, as equações de Navier-Stokes demandam muito esforço computacional para serem resolvidas diretamente (*Direct Numerical Simulation*), demandando modelos e aproximações para uma solução efetiva. Para aplicações de engenharia, as *Reynolds-Averaged Navier-Stokes Equations* (RANS) são comumente utilizadas, por tratar a turbulência utilizando tratamentos estatísticos. As médias das equações de Navier-Stokes são aplicadas para modelar os fenômenos

turbulentos, apresentando resultados razoáveis e um custo computacional relativamente baixo. Utilizando esse conceito, as equações (3) e (10), desconsiderando as forças de corpo, são reescritas como (H. FERZIGER; PERIC, 2002):

$$\frac{\partial(\rho\bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (20)$$

$$\frac{\partial(\rho\bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\bar{u}_i\bar{u}_j + \overline{\rho u_i' u_j'}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} \quad (21)$$

Para resolver o conjunto de equações mostradas acima são necessárias aproximações, sendo o conjunto de aproximações comumente chamados de modelos de turbulência, sendo o modelo k-epsilon utilizado nesse trabalho (H. FERZIGER; PERIC, 2002).

5.6.1.1 K-epsilon

O modelo k-epsilon baseia-se na hipótese da viscosidade turbulenta de Boussinesq. A viscosidade turbulenta é uma simplificação da dissipação da quantidade de movimento proveniente da cascata de energia no escoamento, onde grandes estruturas dissipam energia em estruturas menores e assim sucessivamente, até que toda energia cinética tenha sido dissipada em energia térmica devido à viscosidade. A equação (22) é a equação da viscosidade turbulenta para o tensor de Reynolds (H. FERZIGER; PERIC, 2002).

$$\overline{\rho u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho \delta_{ij} k \quad (22)$$

O termo k é necessário para manter a igualdade da equação (22), sendo dado por:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i' u_i'} = \frac{1}{2} (\overline{u_x' u_x'} + \overline{u_y' u_y'} + \overline{u_z' u_z'}) \quad (23)$$

A equação de transporte do termo k é dado pela equação abaixo:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_j k)}{\partial x_j} \\ = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\rho}{2} \overline{u_j' u_i' u_i'} + \overline{p' u_j'} \right) - \overline{\rho u_i' u_j'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \mu \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_k} \end{aligned} \quad (24)$$

Os primeiros termos do lado direito e esquerdo não necessitam de modelagens adicionais. O segundo termo do lado direito representa a difusão turbulenta da energia cinética, modelada utilizando hipótese gradiente-difusão, conforme mostrado a seguir (H. FERZIGER; PERIC, 2002):

$$- \left(\frac{\rho}{2} \overline{u_j' u_i' u_i'} + \overline{p' u_j'} \right) \approx \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad (25)$$

O terceiro termo do lado direito representa a taxa de produção de energia cinética turbulenta pelo escoamento médio, ou seja, a transferência de energia do escoamento médio para a turbulência, segundo a equação (26) (H. FERZIGER; PERIC, 2002):

$$P_k = \overline{\rho u_i' u_j'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \approx \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (26)$$

O segundo termo do lado esquerdo da equação (26) é a taxa com que a energia cinética turbulenta é irreversivelmente convertida em calor, conhecido como dissipação turbulenta. A modelagem desse termo depende do tipo de escoamento e da distribuição da cascata de energia. Considerando um escoamento turbulento equilibrado, onde a taxa de produção e destruição de energia são aproximadamente iguais, a dissipação turbulenta tem a seguinte forma (H. FERZIGER; PERIC, 2002):

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{L} \quad (27)$$

A equação que modela a dissipação turbulenta é apresentada a seguir para o modelo de turbulência k-epsilon, seguida pela equação da viscosidade turbulenta para esse modelo (H. FERZIGER; PERIC, 2002):

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \varepsilon)}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} P_k \frac{\varepsilon}{k} - \rho C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) \quad (28)$$

$$\mu_t = \rho C_\mu \sqrt{k} L = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (29)$$

O modelo exige cinco parâmetros, sendo comumente utilizados os valores abaixo (H. FERZIGER; PERIC, 2002):

$$C_\mu = 0,09; C_{\varepsilon 1} = 1,44; C_{\varepsilon 2} = 1,92; \sigma_k = 1,0; \sigma_\varepsilon = 1,3. \quad (30)$$

As equações (24) e (28), mostradas acima, são a base do modelo k-epsilon. Para a implementação do modelo ainda é necessário realizar algumas considerações para as regiões de parede, que são abordados no presente trabalho somente a abordagem LES na seção 5.6.2.2.

5.6.2 Large eddy simulation (LES)

Alternativamente ao RANS, o modelo de turbulência *Large Eddy Simulation* (LES) aplica um processo de filtragem às equações de Navier-Stokes. Esse processo demanda maior esforço computacional comparado com os modelos RANS, porém fornece resultados significativamente mais acurados. Nesta abordagem, um processo de filtragem separa as maiores escalas de movimento das menores escalas. Estas escalas menores não são resolvidas no LES e precisam ser modeladas, etapa que é apresentada a seguir. Aplicando o processo de filtragem, as equações (3) e (10), desconsiderando as forças de corpo, são reescritas como (H. FERZIGER; PERIC, 2002):

$$\frac{\partial \rho \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (31)$$

$$\frac{\partial \rho \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \overline{u_i u_j}) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (32)$$

É importante ressaltar que:

$$\overline{u_i u_j} \neq \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (33)$$

É necessário modelar uma aproximação para a diferença entre os dois lados da inequação, sendo introduzido o conceito de *subgrid-scale Reynolds stress* (SGS) (H. FERZIGER; PERIC, 2002):

$$\tau_{ij}^s = -\rho (\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j) \quad (34)$$

Para resolver a turbulência é necessário modelar o SGS, sendo demonstrado a seguir o modelo utilizado no presente estudo.

5.6.2.1 Modelo de Smagorinsky

O primeiro e mais utilizado modelo SGS foi proposto por Smagorinsky (1963). O modelo utiliza o princípio da viscosidade turbulenta, visto anteriormente na abordagem RANS. A equação do SGS para esse modelo é apresentada a seguir (H. FERZIGER; PERIC, 2002):

$$\tau_{ij}^s = -\frac{1}{3} \tau_{kk}^s \delta_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) = 2\mu_t \bar{S}_{ij} \quad (35)$$

$$\mu_t = \rho (C_s \Delta)^2 |\bar{S}| \quad (36)$$

$$|\bar{S}| = \sqrt{\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \text{ e } \bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (37)$$

O modelo demanda um parâmetro (C_s), sendo utilizado a equação (38) para o cálculo, a qual considera a turbulência como homogênea e isotrópica (H. FERZIGER; PERIC, 2002):

$$C_s = \left(C_k \sqrt{C_k / C_\epsilon} \right)^{1/2}; C_k = 1,05; C_\epsilon = 0,07. \quad (38)$$

Para regiões de parede são necessárias outras considerações, apresentadas na seção a seguir.

5.6.2.2 Função de amortecimento de parede (Van Driest)

Uma dificuldade associada à utilização de modelos baseados na hipótese de viscosidade turbulenta de Boussinesq é o fato de que a viscosidade turbulenta não se reduz em escoamentos próximo à parede. Para resolver esta situação é utilizada uma função de amortecimento de parede, como a função de Van Driest (H. FERZIGER; PERIC, 2002). Neste trabalho, uma função de amortecimento derivada da função Van Driest foi aplicada, utilizando a largura do filtro SGS, de acordo com Penttinen *et al.* (2011):

$$\Delta = \min \left(\Delta_{mesh}, \left(\kappa / C_\Delta \right) \right) y (1 - e^{-y^+ / A^+}); \kappa = 0,4787; C_\Delta = 0,158; A^+ = 26 \quad (39)$$

5.7 GEOMETRIA E CONDIÇÕES DE CONTORNO

O queimador consiste de dois cilindros coaxiais (diâmetro externo e interno de 38 mm e 15 mm, respectivamente), fixados na parte inferior da câmara de combustão, que combina escoamento rotativo com geometria *bluff-body*. O gerador de escoamento rotativo (*swirler*) situa-se na parte anular, 60 mm abaixo da saída do queimador; um número de swirl de 1,4 é aplicado ao longo deste trabalho. Um total de oito orifícios (diâmetro de 3 mm) são aplicados radialmente a 1 mm do plano de saída do queimador para injeção de combustível. O escoamento desenvolve-se verticalmente em uma câmara de combustão confinada com seção transversal

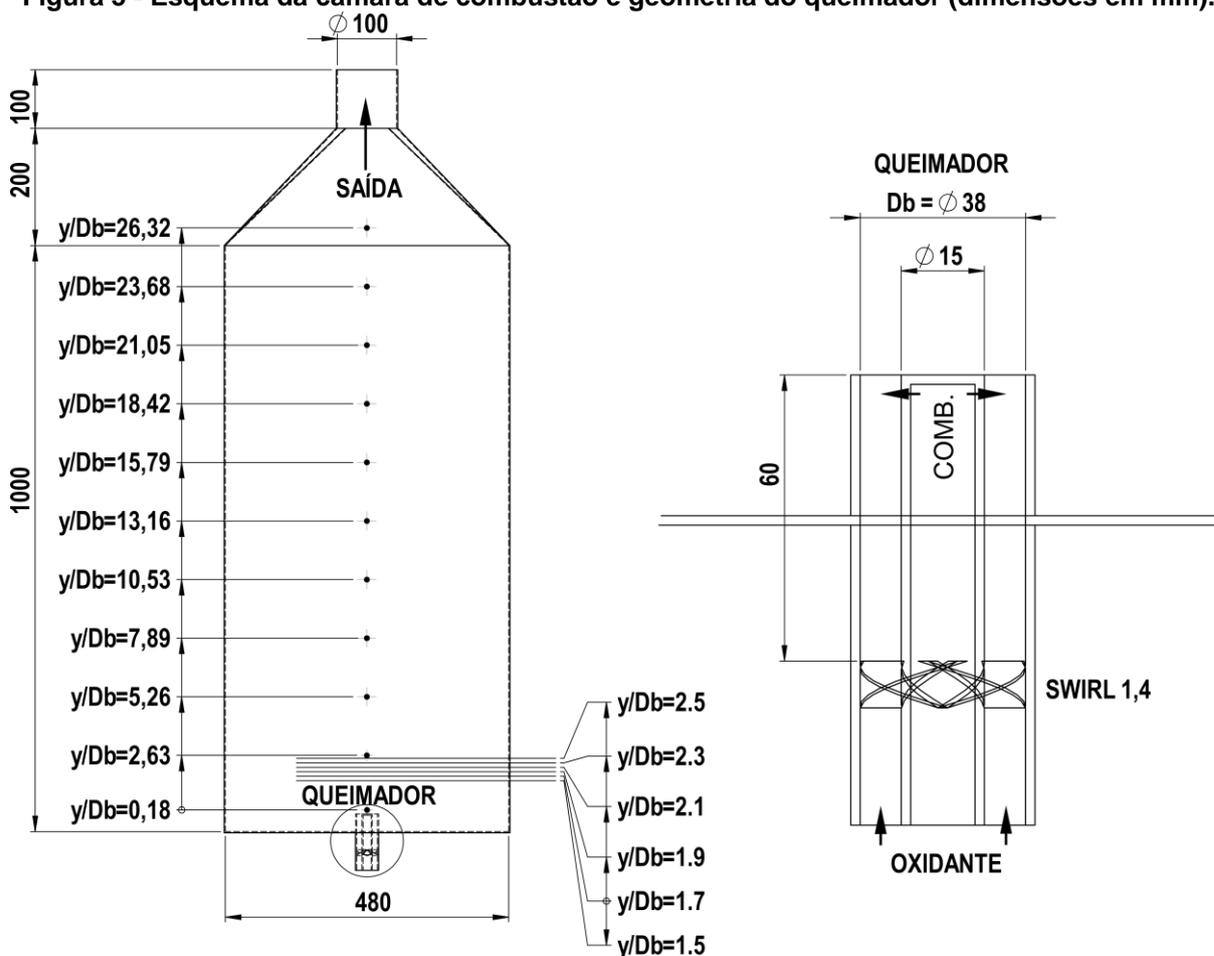
quadrada de 480 mm e altura de 1000 mm operando à pressão atmosférica. O queimador consome metano e ar como combustível e oxidante, respectivamente, e em experimentos isotérmicos, o ar é aplicado como substituto do combustível. Uma visão geral da câmara de combustão e queimador são mostrados na Figura 5 e as condições operacionais resumidas na Tabela 4. Mais informações sobre as condições operacionais, detalhes sobre a técnica de medição de velocidade e geometria do queimador podem ser encontradas em Boushaki *et al.* (2017).

Tabela 4 – Condições operacionais do queimador.

Espécie	Vazão mássica (kg/h)	Número de Reynolds
Oxidante	18,504	7000
Combustível	1,080	1490 a 2100

Fonte: Autoria própria

Figura 5 - Esquema da câmara de combustão e geometria do queimador (dimensões em mm).



Fonte: Autoria própria

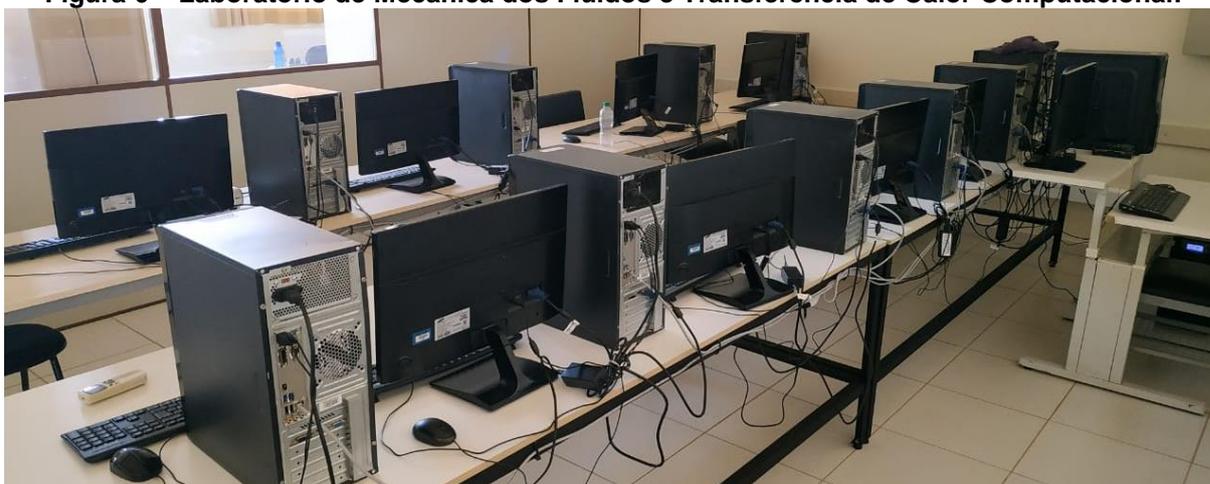
5.8 CONFIGURAÇÃO NUMÉRICA

Um campo de velocidade inicial é obtido usando o modelo de turbulência RANS k-epsilon. Embora os modelos de turbulência k-epsilon não sejam recomendados para escoamentos altamente rotativos, verificou-se ser suficiente para produzir uma solução inicial satisfatória para o LES. O método SIMPLE é escolhido como esquema de acoplamento pressão-velocidade para a solução em regime permanente. Para a solução transiente é empregado o modelo de turbulência LES-Smagorinsky. O PISO é aplicado para o acoplamento de pressão-velocidade transiente. Um esquema de segunda ordem é utilizado para discretização temporal enquanto o método das diferenças centradas (Gauss Linear) é aplicado para discretização espacial. Todas as malhas representam a geometria 3D, incluindo o gerador de escoamento rotativo localizado dentro do queimador. A única diferença entre as geometrias experimental e numérica é a injeção radial de combustível. Os oito orifícios são simplificados para uma única superfície circular com a mesma área.

5.9 RECURSOS COMPUTACIONAIS

As simulações são executadas utilizando um *cluster* Beowulf instalado no Laboratório de Mecânica dos Fluidos e Transferência de Calor Computacional da Universidade Tecnológica Federal do Paraná câmpus Londrina (Figura 6). O cluster possui dez nós homogêneos interconectado por uma rede Ethernet de um gigabit, com capacidade máxima de 56 Gbps. Cada nó possui um Intel i7 6700K, 8 GB de DDR3-1600 MHz de RAM e 1 TB de HD. O sistema operacional Rocks 7.0 Manzanita, baseado em Linux, é utilizado para gerenciar e coordenar o *cluster*. Mais informações sobre o sistema operacional são obtidas em Rocks (2019).

Figura 6 – Laboratório de Mecânica dos Fluidos e Transferência de Calor Computacional.



Fonte: Autoria própria

O *software open source* OpenFOAM é empregado para resolver o conjunto de equações governantes apresentadas na Seção 5.1. O OpenFOAM é um *software* para simulação DFC, capaz de simular escoamentos bidimensionais simples, até problemas complexos envolvendo combustão, transferência de calor, eletromagnetismo, mecânica dos sólidos, e entre outros. Mais informações sobre o *software* e suas aplicações são encontradas em OpenCFD (2019). O pós-processamento dos resultados é realizado utilizando o *software open source* VisIt. O VisIt é distribuído pelo *Lawrence Livermore National Laboratory* (LLNL). Mais informações sobre o *software* são encontradas em Lawrence Livermore National Laboratory (2019).

5.10 INDEPENDÊNCIA DE MALHA E PASSO DE TEMPO

São avaliados três refinamentos de malha, com aproximadamente 1,5, 2,5 e 4,15 milhões de células, com uma razão de aproximadamente $\xi = 1,67$. Elementos hexaédricos são aplicados devido à sua menor difusão. A avaliação da malha é realizada comparando perfis de velocidade axial e tangencial na posição $y/Db = 0,69$ longo da linha de centro da câmara de combustão. A dependência do passo de tempo também é verificada, alterando entre 1E-05, 4E-05 e 8E-05 segundos na posição $y/Db = 0,18$. Devido a limitações computacionais, somente são realizados os testes na malha com 1,5 milhões de elementos, sendo o mesmo passo de tempo escolhido utilizado em todas as simulações.

5.11 PÓS-PROCESSAMENTO

5.11.1 Perfis de velocidade

Perfis radiais de velocidade axial e tangencial são comparados em seis posições normalizadas (y/Db) ao longo da câmara de combustão, sendo: 1,5, 1,7, 1,9, 2,1, 2,3 e 2,5. As posições são normalizadas pelo diâmetro externo do queimador e contabilizadas a partir do plano de saída do queimador. Os resultados numéricos são comparados com os experimentais. Além da análise qualitativa dos perfis de velocidade, são utilizados quatro parâmetros quantitativos para comparação: largura da ZRI, velocidade mínima, velocidade média e massa recirculada normalizada. A ZRI é definida como uma região com velocidade axial negativa, segundo Leibovich (1978), então a largura da ZRI é aproximada pela distância entre os pontos em que a velocidade apresenta valor de 0 m/s, sendo o ponto da esquerda definido como PW e o ponto da direita como PE . A velocidade mínima é a menor velocidade do perfil de velocidade axial, e a velocidade média é dada pela equação (40), sendo calculada somente em velocidades menores que 0 m/s. A vazão mássica recirculada é obtida pela aplicação da equação (41), também definida somente para velocidades menores que 0 m/s.

$$\bar{u} = \frac{1}{PW - PE} \int_{PW}^{PE} v \, dx \quad (40)$$

$$\dot{m}_{rec} / \dot{m}_{total} = \rho \pi D_{ZRI} \int_{PW}^{PE} v \, dx / (\dot{m}_{oxidante} + \dot{m}_{combustível}) \quad (41)$$

5.11.2 Análise de sinal

Uma análise espectral de turbulência é realizada para determinar a frequência das flutuações no campo de velocidade em pontos discretos ao longo da câmara de combustão. Essa investigação permite avaliar a distribuição da energia cinética turbulenta no escoamento e identificar as frequências dominantes. Tais frequências

podem estar relacionadas a instabilidades, como os fenômenos de PVC (VIGUERAS-ZUÑIGA *et al.*, 2012). Dados de velocidade instantânea foram coletados em onze posições, normalizadas pelo diâmetro do queimador (D_b), ao longo da linha central da câmara de combustão a partir da saída do queimador, conforme apresentado na Figura 5. Os dados foram adquiridos a uma taxa de 100 kHz por 10 segundo, totalizando 1.000.000 de dados de velocidade instantânea. O procedimento de análise adotado neste trabalho foi proposto por El-Gabry *et al.* (2014). O código em linguagem Python utilizado para tratamento dos dados encontra-se ao final do trabalho (APÊNDICE A).

Os espectros de energia são estimados usando *Fast Fourier Transform* (FFT) para obter a função de distribuição $E(f)$. A FFT é derivada da *discrete Fourier transform* (DFT), onde considera-se que um conjunto de pontos finitos, e uma frequência de amostragem constante pode ser representado como uma somatória de funções de onda periódicas, como apresentado na equação (42). Utilizando esse conceito, pode-se aplicar a equação (43), que é a transformada de Fourier do domínio do tempo. Esse procedimento converte o conjunto de dados de domínio temporal para um domínio de frequência.

$$f(t) = \frac{1}{2}a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \left[a_n \cos\left(\frac{n\pi t}{L}\right) + b_n \sin\left(\frac{n\pi t}{L}\right) \right] \quad (42)$$

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt \quad (43)$$

5.11.3 Escalas de comprimento de turbulência

Em escoamentos turbulentos estão presentes uma série de escalas de comprimento (tamanho dos vórtices), responsáveis pelos fenômenos macro e microscópicos de transferência de quantidade de movimento e energia. A escala de comprimento integral corresponde às estruturas de maiores escalas, ocorrendo predominantemente em espectros de baixa frequência e responsáveis por fenômenos de macroscópicos, como o transporte de energia e quantidade de movimento. No outro extremo, a escala de comprimento dissipativa corresponde ao comprimento de

vórtice em que a energia cinética é dissipada em calor devido à viscosidade, ocorrendo em espectros de alta frequência (POPE, 2000). Para turbulência homogênea e isotrópica, as escalas integral e dissipativa de turbulência são calculadas utilizando as equações (44) e (45), respectivamente (ROACH, 1987).

$$\Lambda_y = \left[\frac{E(f)v}{4v^2} \right]_{f \rightarrow 0} \quad (44)$$

$$\frac{1}{\lambda_y^2} = \frac{2\pi^2}{v^2 v^2} \int_0^\infty f^2 E(f) df \quad (45)$$

5.11.4 Q-criterion

Estruturas de grandes escalas são comumente relacionadas na literatura como estruturas de vórtices. Hunt *et al.* (1988) apresenta o primeiro conceito de Q-criterion para um vórtice tridimensional, escrito em termos do tensor de vorticidade (ω) e do tensor de taxa de deformação (\mathbf{D}_{ij}), conforme equações (46), (47) e (48). Esse critério define o vórtice como uma região espacial onde o tensor rotacional supera a taxa de deformação, de acordo com Haller (2005).

$$Q = \frac{1}{2} [|\boldsymbol{\omega}_{ij}|^2 - |\mathbf{D}_{ij}|^2] > 0 \quad (46)$$

$$\boldsymbol{\omega}_{ij} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] \quad (47)$$

$$\mathbf{D}_{ij} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] \quad (48)$$

5.11.5 Isosuperfícies

Isosuperfícies, descritas pela equação (49) para a variável genérica Φ , são superfícies tridimensionais que apresentam valores constantes da propriedade pretendida.

$$\Phi(x, y, z, t) = \text{constante} \quad (49)$$

5.11.6 Linhas de corrente (*streamlines*)

Linhas de corrente, definidas pela equação (50), são linhas tangentes ao campo de velocidade do escoamento. Em termos práticos, elas indicam a direção em que uma partícula de fluido percorre no escoamento. São úteis para destacar estruturas internas do escoamento, como recirculações.

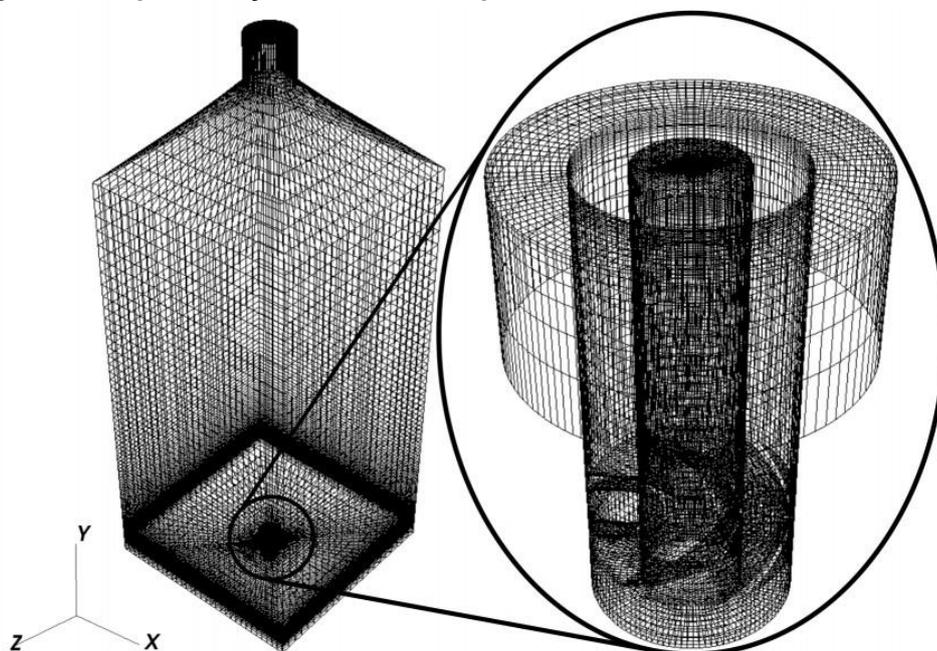
$$\frac{dx}{u} = \frac{dy}{v} = \frac{dz}{w} \quad (50)$$

6 RESULTADOS E DISCUSSÃO

6.1 TESTE DE INDEPEDÊNCIA DE MALHA

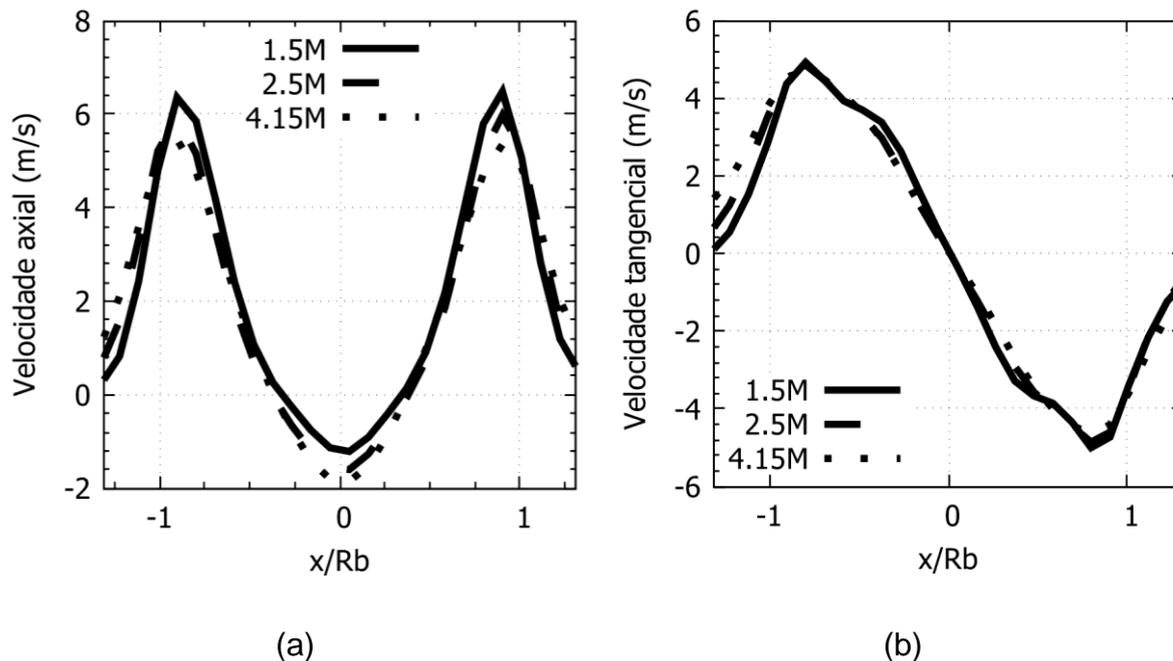
São avaliados três refinamentos de malha com 1,5, 2,5 e 4,15 milhões de células. Elementos hexaédricos são aplicados devido à sua menor difusão, conforme mostrado na Figura 7. Conforme apresentado pelo teste de independência de malha na Figura 8, todas as malhas utilizadas apresentam grande capacidade em capturar o escoamento. Ao longo da linha central ($x/R_b = 0$) e próximo ao raio interno do queimador ($x/R_b=1$) são observadas as maiores diferenças entre as malhas, devido serem regiões com os maiores gradientes de velocidade. Em simulações de engenharia a malha de 1,5 milhões de elementos é suficiente para produzir resultados satisfatórios, requerendo o menor esforço computacional. Entretanto, no presente estudo é utilizada a malha com 4,15 milhões de elementos, devido a maior capacidade em capturar as estruturas de grandes e pequenas escalas, além de prover melhores resultados para análise espectral.

Figura 7 – Representação da malha computacional de 1.5 milhões de elementos.



Fonte: Autoria própria

Figura 8 – Teste de independência de malha utilizando perfis de velocidade axial (a) e tangencial (b) em $y/Db = 0.579$.

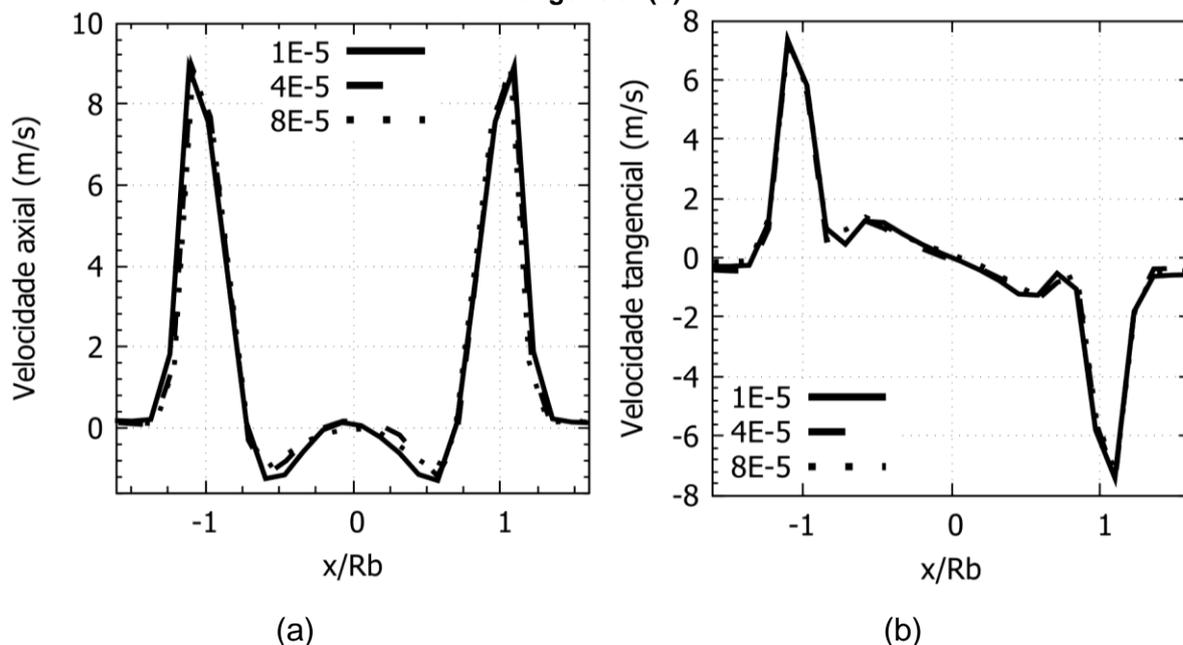


Fonte: Autoria própria

6.2 TESTE DE INDEPENDÊNCIA DE PASSO DE TEMPO

A independência do passo de tempo foi verificada, utilizando $1E-05$, $4E-05$ e $8E-05$ segundos. Todos os passos de tempo utilizados foram capazes de representar o comportamento do escoamento. Em simulações de engenharia o passo de tempo de $8E-05$ segundos apresentou resultados satisfatórios, empregando o mínimo de recursos computacionais. Contudo, o estudo atual almeja estudar estruturas de grandes e pequenas escalas, além da análise espectral do escoamento, sendo esses fenômenos extremamente dependentes do avanço temporal da simulação. Para garantir uma maior precisão dos resultados no presente estudo é empregado o passo de tempo de $1E-05$ segundos.

Figura 9 – Teste de independência de passo de tempo utilizando perfis de velocidade axial (a) e tangencial (b).



Fonte: Autoria própria

6.3 PERFIS DE VELOCIDADE AXIAL E TANGENCIAL

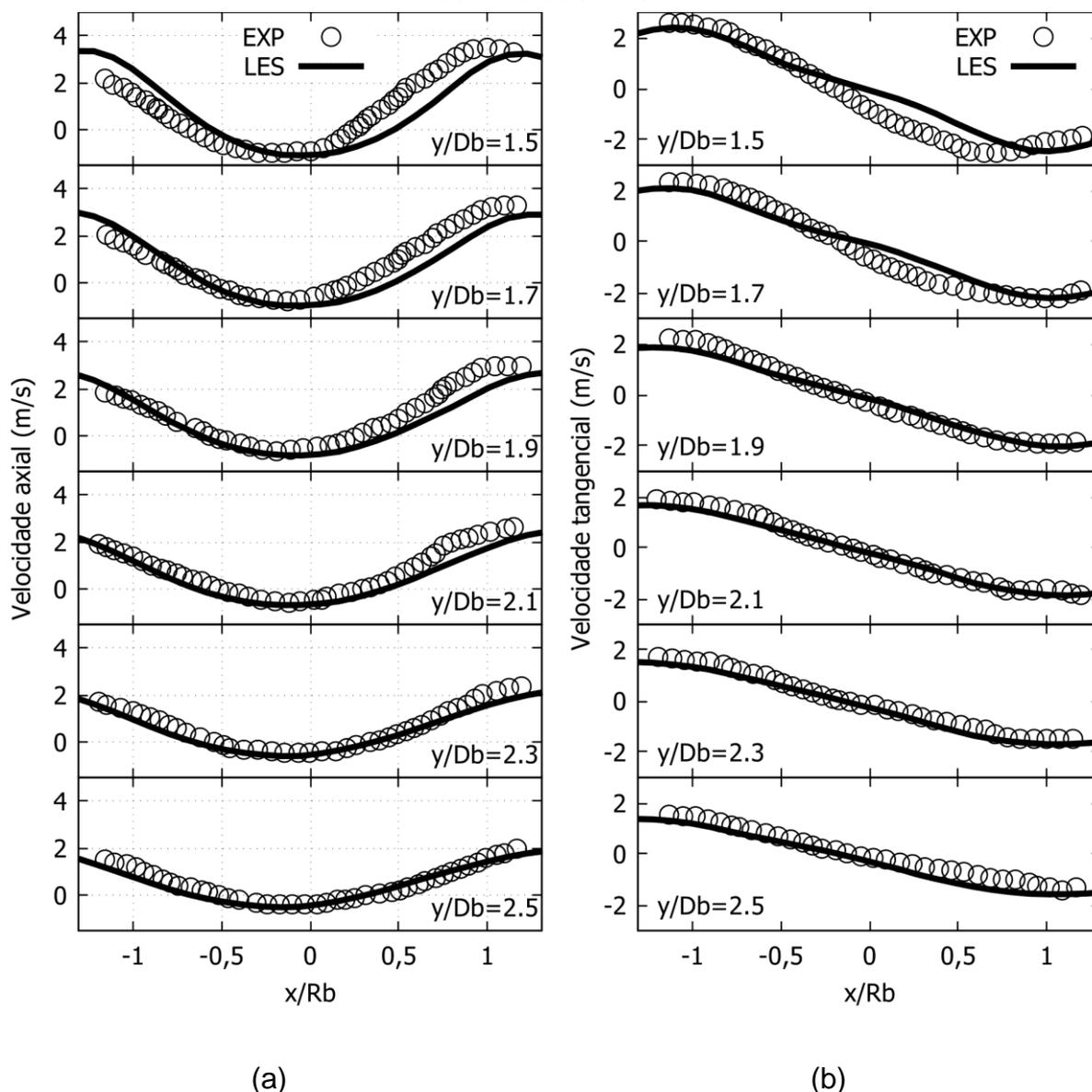
Na Figura 10 são apresentados perfis médios de velocidade axial (a) e tangencial (b) em seis posições axiais obtidas empregando simulação numérica e a comparação com dados experimentais obtidos na literatura (BOUSHAKI *et al.*, 2017). Uma grande ZRI é observada nas proximidades do queimador, caracterizada como uma zona com velocidade axial negativa ao longo da linha de centro ($x/R_b = 0,0$). O escoamento radial do combustível acoplado ao escoamento rotacional do oxidante promove um refluxo ao longo da linha de centro, gerando uma ZRI, conforme descrito no Capítulo 1. No presente estudo não são apresentados os perfis radiais de velocidade, devido a reduzida ordem de magnitude dessa componente do vetor velocidade. Ao redor da ZRI ($x/R_b > 0,5$ a $x/R_b < -0,5$), uma zona de alta velocidade (ZAV) é identificada, com grandes gradientes de velocidade e tensão cisalhantes. Em posições a jusante do queimador nota-se uma expansão radial da ZAV. Essa expansão radial é seguida por uma redução na intensidade da ZRI.

Os perfis de velocidade tangencial indicam uma rotação do escoamento no sentido anti-horário. Além disso, a expansão radial da ZAV também é identificada nos perfis tangenciais, com o distanciamento dos picos de velocidade tangencial à medida

que o fluxo se move a jusante. Especula-se que a expansão radial seja explicada pelo fenômeno VB, com a presença de um ponto de estagnação interna que desvia o fluxo em torno desse bloqueio aerodinâmico. Além do VB, a geometria do queimador também auxilia na deflexão do escoamento, devido à geometria *bluff-body*.

Os dados numéricos e experimentais mostram comportamento semelhante, incluindo uma leve assimetria em relação a linha de centro do queimador, com velocidade axial mínima em $x/R_b < 0,0$. Apesar da geometria simétrica, experiências anteriores dos autores apontam que assimetrias nos perfis de velocidade são comuns em escoamentos rotativos gerados por queimadores. Assim, previsões numéricas de alta precisão são uma tarefa desafiadora, principalmente perto da saída do queimador, onde são encontrados os maiores gradientes de velocidade. Pequenas discrepâncias entre dados numéricos e experimentais são encontradas em $-0,5 < x/R_b < 0,5$ e $1,50 < y/D_b < 1,9$. No entanto, a metodologia adotada neste trabalho mostra uma forte capacidade de reproduzir os dados experimentais.

Figura 10 – Perfis de velocidade axial (a) e tangencial (b) médias em várias posições ao longo da linha de centro.

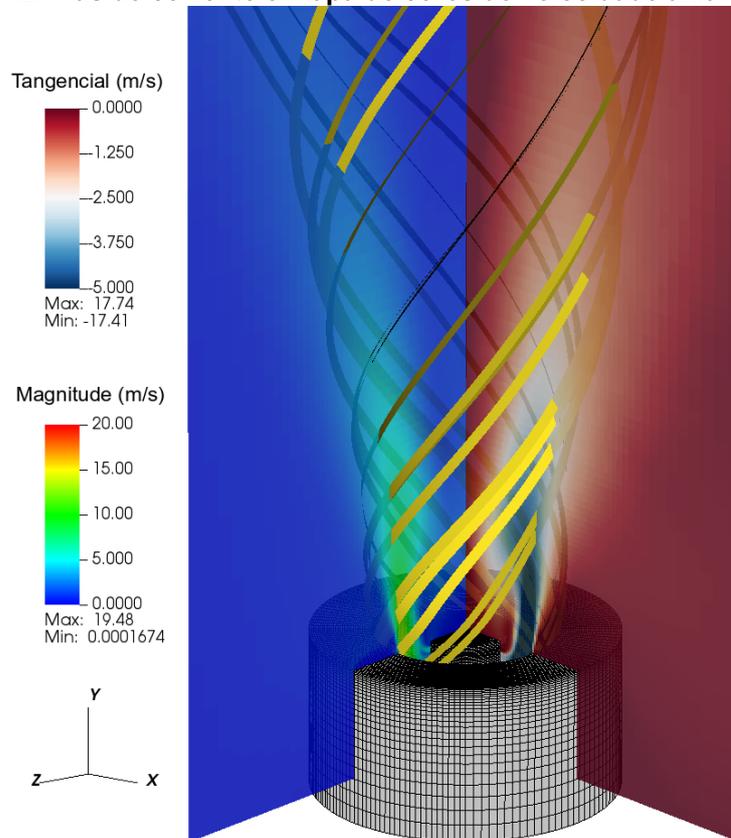


Fonte: Autoria própria

A Figura 11 mostra o campo da velocidade média revelado pelas linhas de corrente, e mapas de cores da magnitude de velocidade e velocidade tangencial próximos ao plano de saída do queimador. É possível identificar uma grande ZRI próxima à linha central seguida por uma ZAV, que define o envelope do escoamento ao longo da câmara de combustão. A zona de recirculação externa é quase inexistente, com o escoamento não-confinado à uma área de seção transversal da câmara de combustão. O mapa de cores da velocidade tangencial média indica que a velocidade tangencial aumenta em função do raio, o que é corroborado pelos perfis

de velocidade tangencial. A expansão radial é destacada pelo mapa de cores e linhas de corrente.

Figura 11 – Linhas de corrente e mapa de cores de velocidade axial e tangencial.



Fonte: Autoria própria

A Tabela 5 mostra o desvio entre os resultados numéricos e experimentais para alguns parâmetros selecionados relacionados à ZRI, como recirculação de massa ($\dot{m}_{rec}/\dot{m}_{total}$), velocidade axial mínima ($\min(\bar{u})$), largura ($PW - PE$) e velocidade média mínima (\bar{u}). A largura da ZRI é razoavelmente bem calculada por abordagem numérica com uma diferença máxima de 37,3% em relação aos dados experimentais. Além disso, a velocidade negativa máxima indica discrepâncias em torno de 23,3%. A recirculação normalizada do fluxo de massa indica uma diferença máxima de 44,7% entre dados numéricos e experimentais. A velocidade média negativa apresenta discrepância máxima de 23,3%. É importante observar que os resultados numéricos e experimentais têm a mesma ordem de magnitude, sendo as discrepâncias devido principalmente ao comportamento assimétrico.

Tabela 5 – Diferença entre resultados numéricos e experimentais.

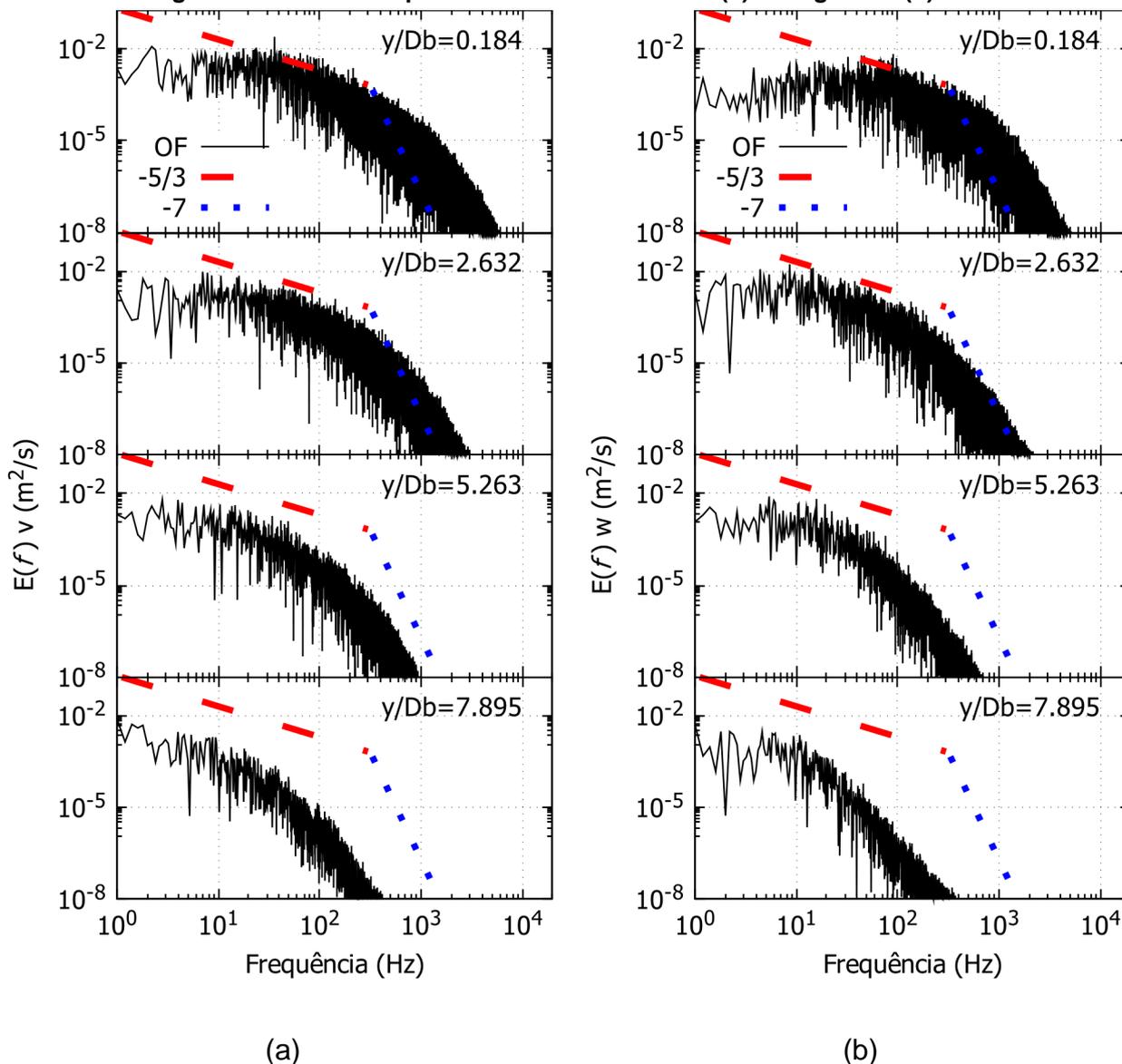
y/Db	$\dot{m}_{rec}/\dot{m}_{total}$	$\min(\bar{u})$	$PW - PE$	\bar{u}
1,5	14,0%	7,7%	14,1%	1,9%
1,7	41,2%	18,7%	33,4%	21,6%
1,9	44,7%	23,3%	35,3%	25,1%
2,1	42,5%	16,1%	37,3%	21,1%
2,3	29,1%	20,2%	20,6%	14,5%
2,5	29,2%	22,1%	18,9%	15,7%

Fonte: Autoria própria

6.4 ANÁLISE DE SINAL

As sondas de velocidade instantâneas são posicionadas em várias posições ao longo da linha de centro visando calcular a flutuação da velocidade e a energia cinética turbulenta. As principais estruturas do escoamento ocorrem na região próxima do queimador, sendo assim são mostrados apenas os dados com $y/Db < 7,89$. A Figura 12 mostra a distribuição da energia cinética turbulenta $E(f)$ para as componentes axiais (v) e tangenciais (w) de velocidade instantânea. Os resultados são comparados com a Lei de potência $-5/3$ de Kolmogorov e a Lei de potência -7 de Heisenberg, representando a cascata de energia e a faixa de dissipação para um escoamento isotrópico e homogêneo (HEISENBERG, W., 1948). A injeção de energia no escoamento ocorre nas grandes escalas, geralmente representadas por estruturas de baixa frequência (zona inercial), sendo dissipada em estruturas de menores escalas (maiores frequências). Para escoamentos isotrópicos e homogêneos, a distribuição de energia segue a Lei de potência de $-5/3$ de Kolmogorov, e a distribuição das escalas dissipativas a Lei de potência de -7 de Heisenberg.

Figura 12 – Análise espectral de velocidade axial (a) e tangencial (b).

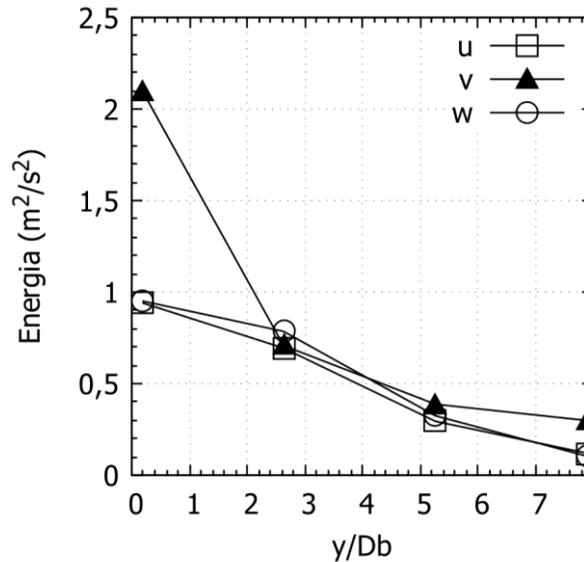


Fonte: Autoria própria

As zonas inerciais e de dissipação são claramente identificadas nos espectros de energia. A comparação com a Lei de potência de Kolmogorov e Heisenberg mostra boa concordância com a cascata de energia obtida pelos resultados numéricos. Na posição mais próxima do queimador ($y/Db = 0,184$), é identificada uma zona de alta energia cinética turbulenta, com múltiplas escalas de energia em todas as componentes de velocidade. As sondas em $y/Db = 2.632$ também indicam alta energia e múltiplas escalas de turbulência, enquanto a sonda em $y/Db = 5.263$ apresenta um decaimento na turbulência. A turbulência é quase totalmente dissipada mais a jusante ($y/Db = 7.895$). A Figura 13 mostra o decaimento da turbulência através da câmara de

combustão em termos de energia cinética turbulenta total de cada componente de velocidade calculado pela integral de $E(f)$. As velocidades radial e tangencial apresentam a mesma ordem de magnitude de energia. Como a velocidade tangencial depende da posição radial, a ordem de magnitude próximo à linha central é próxima a zero, o que explica a semelhança com a velocidade radial.

Figura 13 – Distribuição da energia cinética turbulenta ao longo da linha de centro.



Fonte: Autoria própria

Além da análise da distribuição da energia cinética turbulenta, também é analisada a distribuição espectral de potência (PSD) das sondas de velocidade. A PSD indica a dissipação da energia do escoamento em função da frequência, permitindo identificar picos de frequência que correspondem a estruturas de grandes escalas no escoamento. A Figura 15 apresenta a distribuição espectral de potência (PSD) associado à componente velocidade axial e tangencial, normalizado pelo número de Strouhal, conforme Eq. (51).

$$St = 2fR_i/v_s \quad (51)$$

Onde f é a frequência, R_i é o raio interno do *bluff body* (7,5 mm) e v_s é a velocidade axial do queimador de acordo com Ranga Dinesh; Kirkpatrick (2009). O pico de energia mais acentuado é observado na componente axial da PSD em $St = 0,115$ (35,8 Hz), enquanto outros picos de menor intensidade são identificados na

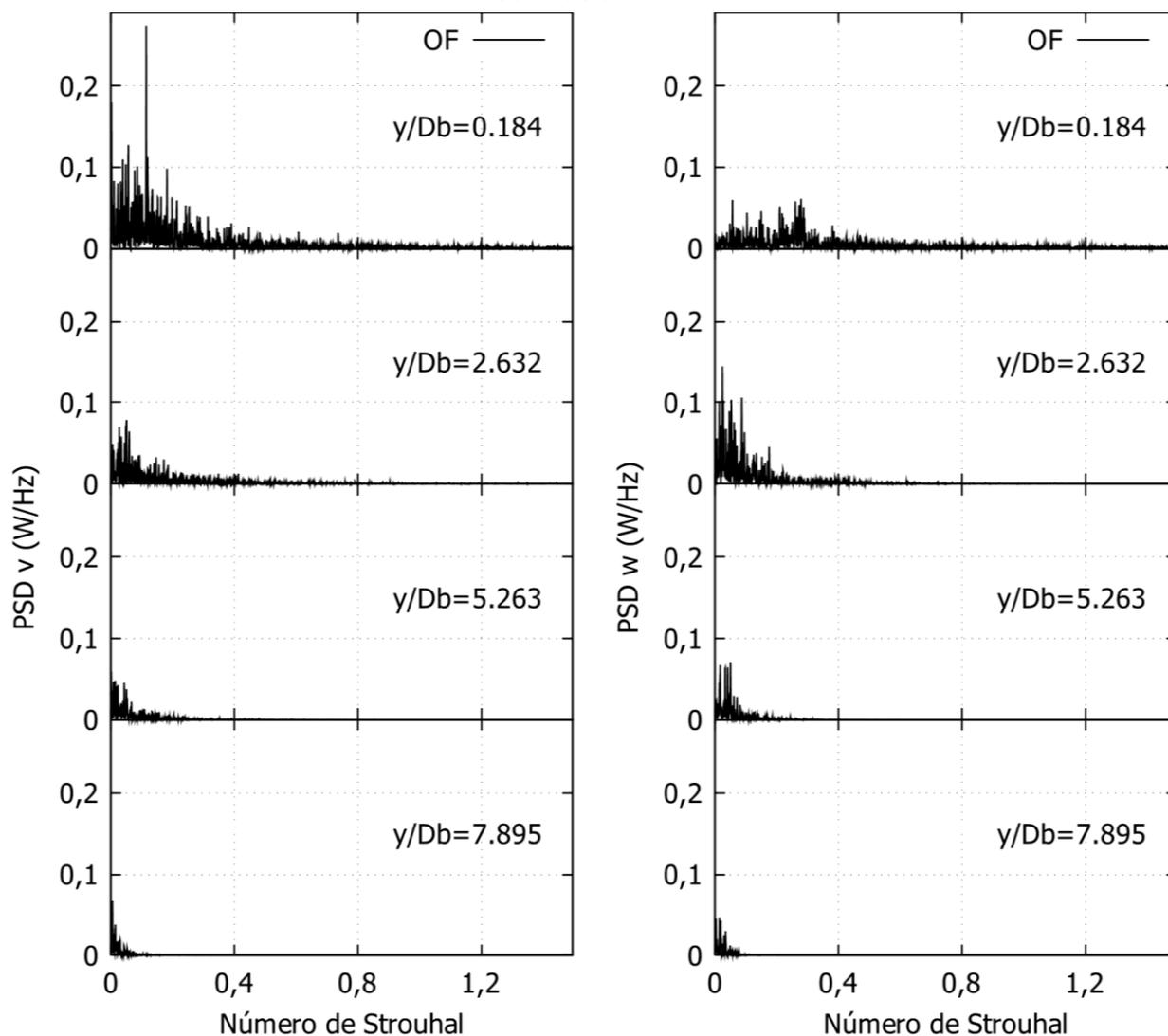
componente tangencial em $St = 0,024$ (7,5 Hz) e $0,087$ (27,1 Hz). Os picos de energia são provavelmente relacionados a instabilidades no escoamento, como o PVC, que é caracterizado por oscilações de baixa frequência de acordo com Syred (2006) e Viguera-Zuñiga *et al.* (2012). Nenhum pico de energia é observado para a componente radial. Para concluir que tipo de instabilidade esses picos de baixa frequência estão relacionados, são necessárias investigações mais detalhadas das estruturas de grandes escalas presentes no escoamento.

6.5 ESCALAS DE COMPRIMENTO DE TURBULÊNCIA

As escalas de comprimento de turbulência integral e dissipativo são estimadas usando os dados de velocidade instantânea das sondas em várias posições ao longo da linha central (Figura 15), de acordo com as equações (44) e (45). É importante destacar que as equações empregadas no presente trabalho para calcular as escalas de comprimento de turbulência são adequadas para turbulência isotrópica e homogênea. Como no presente estudo o escoamento gerado apresenta turbulência anisotrópica, os resultados obtidos são apenas aproximações.

A escala de comprimento integral é uma estimativa do tamanho da maior estrutura em cada posição da sonda, enquanto a escala de comprimento dissipativa fornece informações sobre as menores estruturas. Próximo à saída do queimador (em $y/Db = 0,184$), os vórtices têm uma escala integral semelhante (~ 50 mm) ao diâmetro de saída do queimador (38 mm). Próximo ao ponto de estagnação da ZRI ($y/Db = 2.632$) ocorre uma rápida diminuição da escala integral. Como as sondas são posicionadas ao longo da linha central, espera-se uma redução da influência do escoamento rotativo externo ao redor da ZRI até que o ponto de estagnação. Mais a jusante ($y/Db > 2.632$), a turbulência perde intensidade, com o aumento da escala dissipativa. Este comportamento é confirmado pela energia cinética turbulenta total (Figura 13).

Figura 14 – Análise da PSD da velocidade axial (a) e tangencial (b) ao longo da câmara de combustão.

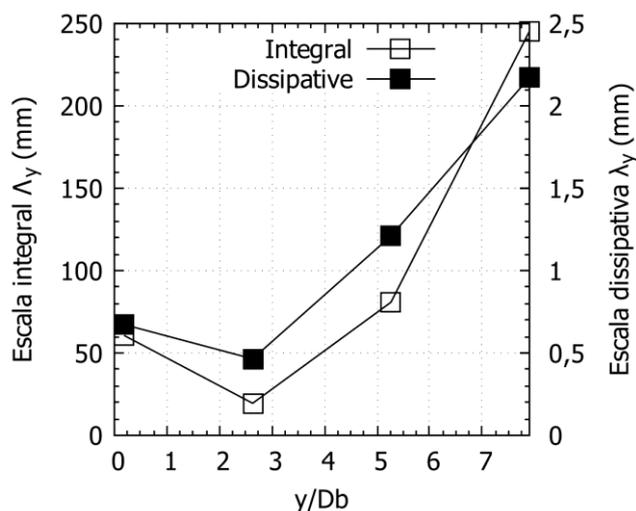


(a)

(b)

Fonte: Autoria própria

Figura 15 – Escala de turbulência integral e dissipativa da velocidade axial ao longo da linha de centro.



Fonte: Autoria própria

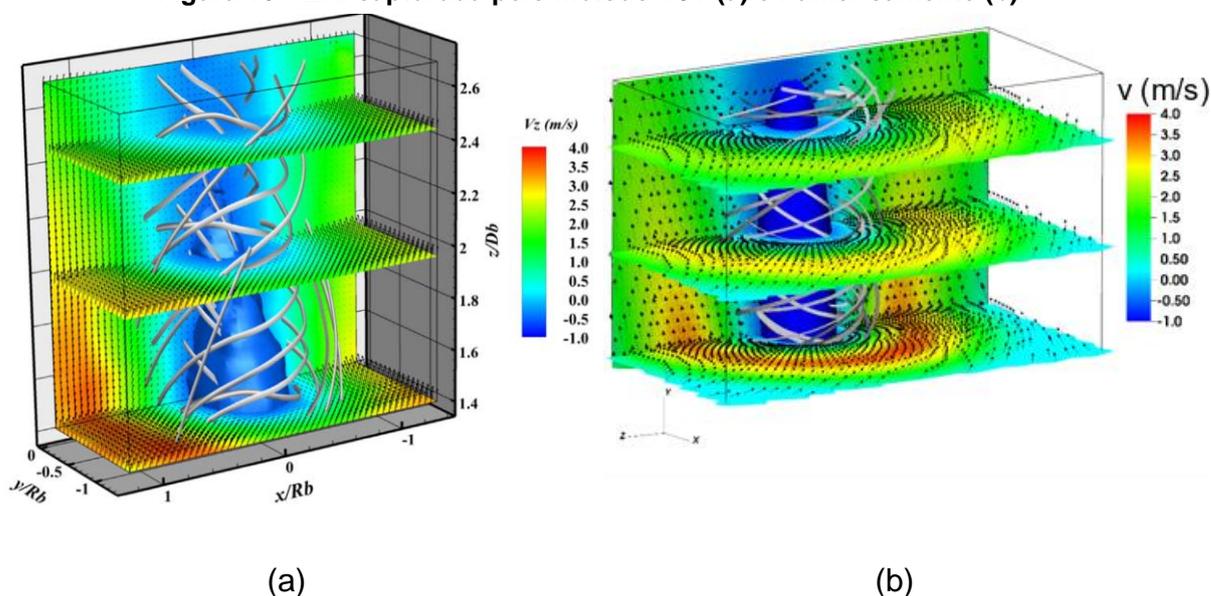
6.6 ESTRUTURAS DE GRANDES ESCALAS

A Figura 16 mostra uma porção da ZRI revelada por mapas de cores de velocidade axial e vetores de velocidade, além das linhas de corrente obtidas pela abordagem experimental utilizando método V3V (a) (BOUSHAKI *et al.*, 2017) e calculadas numericamente no presente trabalho (b). Ao redor da ZRI são possíveis de identificar a ZAV e a expansão radial. No geral, ambas as abordagens apresentam uma excelente concordância em termos de largura da ZRI e magnitude da velocidade axial, revelando estruturas de grandes escalas semelhantes. A abordagem numérica superestima alguns parâmetros, como a altura da ZRI e a intensidade da ZAV próximo ao eixo de simetria.

A Figura 17 apresenta a evolução temporal das isosuperfícies de pressão. Para melhorar a visualização das estruturas, a região central correspondente à ZRI é removida durante o pós-processamento. São identificadas estruturas helicoidais, seguidas por estruturas menores. As estruturas helicoidais são criadas no raio externo do queimador, uma zona de alta pressão devido ao escoamento rotativo. Uma camada cisalhante é formada no plano de saída do queimador devido ao gradiente de velocidade entre o escoamento rotativo do queimador e o fluido dentro da câmara de combustão, promovendo a formação das estruturas helicoidais. Esse tipo de estrutura é chamado instabilidade de Kelvin-Helmholtz (instabilidade K-H), fenômeno comum

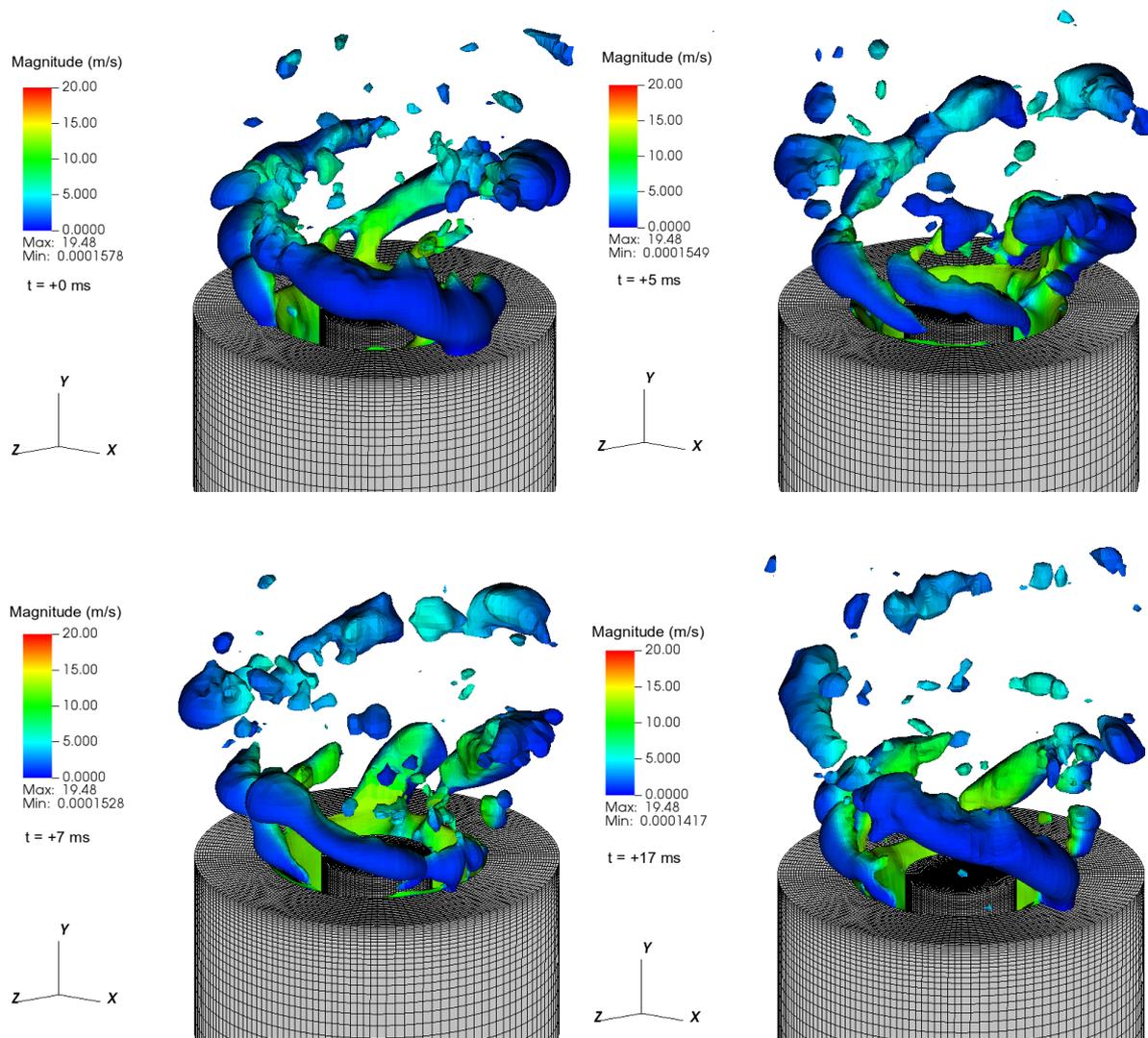
em queimadores (GARCÍA-VILLALBA *et al.*, 2006). A medida que o escoamento rotativo perde intensidade ao longo da câmara de combustão, as estruturas helicoidais perdem energia e quebram em menores porções. As isosuperfícies de *Q-criterion* coloridas pelo campo de velocidade são mostradas na Figura 18, revelando mais estruturas de grandes escalas. Os dados extraídos do perfil de velocidade tangencial (Figura 10) apontam para uma rotação do escoamento no sentido anti-horário, indicando que as estruturas helicoidais (Figura 17) são ortogonais à direção do escoamento. Outras estruturas quasi-axiais menores são encontradas, principalmente próximas a linha de centro, onde o movimento rotativo é menos pronunciado. Na presente investigação, apenas estruturas helicoidais são claramente identificadas. Outras estruturas geralmente encontradas em escoamentos rotativos, como *fingers* e anéis toroidais relatados em estudos anteriores (GARCÍA-VILLALBA *et al.*, 2016 e MANSOURI, BOUSHAKI, 2018) não são identificadas. É importante notar que, embora uma malha mais refinada possa melhorar a resolução das estruturas, a metodologia adotada no presente estudo é capaz de capturar as principais estruturas presentes no escoamento.

Figura 16 – ZRI capturada pelo método V3V (a) e numericamente (b).



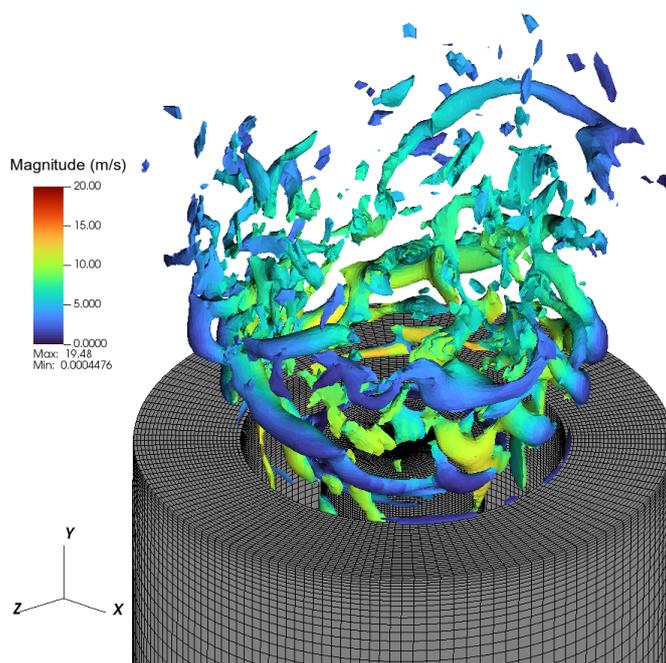
Fonte: Autoria própria

Figura 17 – Evolução temporal das isosuperfícies de pressão.



Fonte: Autoria própria

Figura 18 – Estruturas de grandes escalas empregando *Q-criterion*.



Fonte: Autoria própria

7 CONCLUSÕES

Queimadores são essenciais para a conversão de energia em aplicações de engenharia. Conforme discorrido ao longo da presente investigação, a análise de queimadores requer conhecimentos de dinâmica dos fluidos, transferência de calor e massa, cinética química, entre outros. Embora a estabilização da chama seja o interesse primordial da tecnologia de queimadores, a formação da zona de recirculação permanece essencialmente um fenômeno aerodinâmico. Assim, a simplicidade dos estudos isotérmicos é preferível às complexidades adicionais que acompanham o processo de combustão. No entanto, as complexidades dos escoamentos rotativos requerem considerações cuidadosas quanto aos modelos de turbulência. Neste trabalho, simulações de engenharia de um escoamento rotativo gerado por um queimador são realizadas empregando a dinâmica dos fluidos computacional. Um caso é selecionado na literatura, com base na qualidade das medições experimentais. As simulações são realizadas usando o software OpenFOAM utilizando o modelo de turbulência LES. Os resultados numéricos apresentam resultados satisfatórios em prever o comportamento médio do escoamento. O desempenho do método numérico é excelente em regiões próximas ao queimador, bem como em toda região de interesse a jusante.

Além das características médias do escoamento, são avaliados outros parâmetros como a distribuição da energia cinética turbulenta e estruturas de grandes escalas. A cascata de energia prevista pela abordagem numérica apresenta boa concordância com as previsões teóricas de Kolmogorov e Heisenberg. Um decaimento da turbulência ao longo da câmara de combustão e picos de energia de baixa frequência próximo ao queimador são observados. Uma estimativa das escalas integral e dissipativa de turbulência ao longo da linha de centro é realizada. Em regiões próximas ao queimador a escala integral de turbulência apresenta a mesma ordem de grandeza que o diâmetro externo do queimador, sendo notado uma redução próximo ao ponto de estagnação e um rápido crescimento a jusante. Isosuperfícies de pressão e *Q-criterion* são empregadas para caracterizar as estruturas de grandes escalas e correlacionar com os picos de baixa frequência obtidos na análise espectral. Instabilidades de Kelvin-Helmholtz são identificadas próximas ao raio externo do queimador, enquanto outras menores estruturas são observadas a jusante. As estruturas de grandes escalas próximas ao queimador possuem tamanho semelhante

ao obtido nas estimativas da escala integral de turbulência. A correlação entre os picos de baixa frequência e estruturas de grandes escalas não é possível no presente trabalho. No geral, a abordagem numérica adotada neste trabalho é capaz de representar com precisão o escoamento, a distribuição de energia cinética turbulenta e as estruturas de grandes escalas.

REFERÊNCIAS

ASTEC. Whisper Jet® Burners. Disponível em:
<<https://www.astecinc.com/products/drying-mixing/burners/whisper-jet-burners.html>>.
Acesso em: 27/11/2019.

BAUKAL, C. E. **Industrial Burners Handbook**. CRC Press, 2003.

BOUSHAKI, T.; KOCHED, A.; MANSOURI, Z.; LESPINASSE, F. Volumetric velocity measurements (V3V) on turbulent swirling flows. **Flow Measurement and Instrumentation**, v. 54, p. 46–55, 2017.

BOUSHAKI, T.; MERLO, N.; CHAUVEAU, C.; GÖKALP, I. Study of pollutant emissions and dynamics of non-premixed turbulent oxygen enriched flames from a swirl burner. **Proceedings of the Combustion Institute**, v. 36, n. 3, p. 3959–3968, 2017.

BULAT, G.; JONES, W. P.; NAVARRO-MARTINEZ, S. Large eddy simulations of isothermal confined swirling flow in an industrial gas-turbine. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, Theme special issue celebrating the 75th birthdays of Brian Launder and Kemo Hanjalic., v. 51, p. 50–64, 2015.

DUROX, D.; MOECK, J. P.; BOURGOUIN, J.-F.; et al. Flame dynamics of a variable swirl number system and instability control. **Combustion and Flame**, v. 160, n. 9, p. 1729–1742, 2013.

EL-GABRY, L. A.; THURMAN, D. R.; POINSATTE, P. E. Procedure for determining turbulence length scales using hotwire anemometry. , 2014. Disponível em:
<<https://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=20150000733>> . .

GARCÍA-VILLALBA, M.; FRÖHLICH, J.; RODI, W. Numerical Simulations of Isothermal Flow in a Swirl Burner. **Journal of Engineering for Gas Turbines and Power**, v. 129, n. 2, p. 377–386, 2006.

H. FERZIGER, J.; PERIC, M. **Computational Methods for Fluid Dynamics**. Springer Berlin Heidelberg, 2002.

HALLER, G. An objective definition of a vortex. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 525, p. 1–26, 2005.

HEISENBERG, W. On the theory of statistical and isotropic turbulence. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences**, v. 195, n. 1042, p. 402–406, 1948.

HUNT, J. C. R.; WRAY, A. A.; MOIN, P. Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows. , 1988. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1988stun.proc..193H>>. Acesso em: 5/5/2019.

IDAHOSA, U.; SANTHOSH, R.; MIGLANI, A.; BASU, S. Response Dynamics of Recirculation Structures in Coaxial Nonpremixed Swirl-Stabilized Flames Subjected to Acoustic Forcing. **Journal of Thermal Science and Engineering Applications**, v. 8, n. 1, p. 011008-011008–11, 2015.

IEA. **World Energy Outlook 2018**. 2018.

ISSA, R. I. Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting. **Journal of Computational Physics**, v. 62, n. 1, p. 40–65, 1986.

KHALIL, A. E. E.; BROOKS, J. M.; GUPTA, A. K. Impact of confinement on flowfield of swirl flow burners. **Fuel**, v. 184, p. 1–9, 2016.

LAWRENCE LIVERMORE NATIONAL LABORATORY. VisIt. Disponível em: <<https://wci.llnl.gov/simulation/computer-codes/visit>>. Acesso em: 9/6/2019.

LEIBOVICH, S. The Structure of Vortex Breakdown. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 10, n. 1, p. 221–246, 1978.

LI, S.; ZHENG, Y.; ZHU, M.; MARTINEZ, D. M.; JIANG, X. Large-eddy simulation of flow and combustion dynamics in a lean partially premixed swirling combustor. **Journal of the Energy Institute**, v. 90, n. 1, p. 120–131, 2017.

LUCCA-NEGRO, O.; O'DOHERTY, T. Vortex breakdown: a review. **Progress in Energy and Combustion Science**, v. 27, n. 4, p. 431–481, 2001.

MANSOURI, Z.; BOUSHAKI, T. Experimental and numerical investigation of turbulent isothermal and reacting flows in a non-premixed swirl burner. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 72, p. 200–213, 2018.

MERLO, N.; BOUSHAKI, T.; CHAUVEAU, C.; et al. Combustion characteristics of methane–oxygen enhanced air turbulent non-premixed swirling flames. **Experimental Thermal and Fluid Science**, Eighth Mediterranean Combustion Symposium., v. 56, p. 53–60, 2014.

OPENCFD. OpenFOAM® - Official home of The Open Source Computational Fluid Dynamics (CFD) Toolbox. Disponível em: <<http://www.openfoam.com>>. Acesso em: 9/6/2019.

PATANKAR, S. V.; SPALDING, D. B. A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 15, n. 10, p. 1787–1806, 1972.

PENTTINEN, O.; YASARI, E.; NILSSON, H. A pimplefoam tutorial for channel flow, with respect to different LES models. , 2011.

POPE, S. B. **Turbulent Flows**. Cambridge University Press, 2000.

RANGA DINESH, K. K. J.; KIRKPATRICK, M. P. Study of jet precession, recirculation and vortex breakdown in turbulent swirling jets using LES. **Computers & Fluids**, v. 38, n. 6, p. 1232–1242, 2009.

RIBEIRO JUNIOR. Elson Heraldo; PENTEADO, Rosangela de Fatima Stankowitz. **Modelo para formatação de trabalhos acadêmicos da UTFPR**. Ponta Grossa, 2011. (Apostila).

ROACH, P. E. The generation of nearly isotropic turbulence by means of grids. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 8, n. 2, p. 82–92, 1987.

ROCKS. Rocksclusters website. Disponível em: <<http://www.rocksclusters.org/>>. Acesso em: 9/6/2019.

SLOAN, D. G.; SMITH, P. J.; SMOOT, L. D. Modeling of swirl in turbulent flow systems. **Progress in Energy and Combustion Science**, v. 12, n. 3, p. 163–250, 1986.

SMAGORINSKY, J. General circulation experiments with the primitive equations. **Monthly Weather Review**, v. 91, n. 3, p. 99–164, 1963.

SYRED, N. A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems. **Progress in Energy and Combustion Science**, v. 32, n. 2, p. 93–161, 2006.

URNS, S. R. **An Introduction to Combustion: Concepts and Applications**. McGraw-Hill, 2012.

VASHAHI, F.; LEE, J. On the emerging flow from a dual-axial counter-rotating swirler; LES simulation and spectral transition. **Applied Thermal Engineering**, v. 129, p. 646–656, 2018.

VIGUERAS-ZUÑIGA, M. O.; VALERA-MEDINA, A.; SYRED, N. Studies of the Precessing Vortex Core in Swirling Flows. **Journal of applied research and technology**, v. 10, n. 5, p. 755–765, 2012.

YANG, Y.; KÆR, S. K. Large-eddy simulations of the non-reactive flow in the Sydney swirl burner. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 36, p. 47–57, 2012.

ZARGAR, O. A.; HUANG, R. F.; HSU, C. M. Flames of Swirling Double-Concentric Jets Subject to Acoustic Excitation at Resonance. **Journal of Thermal Science and Engineering Applications**, v. 11, n. 3, p. 031004-031004–10, 2019.

ZHANG, H.; HAN, C.; YE, T.; ZHANG, J.; CHEN, Y. Large eddy simulation of unconfined turbulent swirling flow. **Science China Technological Sciences**, v. 58, n. 10, p. 1731–1744, 2015.

APÊNDICE A - Código computacional desenvolvido em linguagem Python para análise
espectral de turbulência

```

##### CÓDIGO PARA ANÁLISE DE TURBULÊNCIA #####
##### PARA O FUNCIONAMENTO ADEQUADO DO CÓDIGO É NECESSÁRIO A CRIAÇÃO DE 4
PASTAS
##### "probes" ONDE SERÃO ARMAZENADAS AS PROBAS EXTRAÍDAS
##### "energy" ONDE SERÃO EXPORTADOS OS DADOS DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTE
### "power" ONDE SERÃO EXPORTADOS OS DADOS DA PSD
## "turbulence_scales" ONDE SERÃO EXPORTADOS OS DADOS DAS ESCALAS DE TURBULÊNCIA
# É NECESSÁRIO QUE AS PROBAS SIGAM A NOMECLATURA "p1", "p2"...ETC. CASO HAJA
"BURACOS" NESTA ORDEM O CÓDIGO VAI CONTINUAR FUNCIONANDO ATÉ A ÚLTIMA PROBE

#
###IMPORTANDO LIB
#
import numpy as np ###IMPORTAR NUMPY
import os.path
from scipy.fftpack import fft,fft2, fftshift
from statistics import stdev
import math
from matplotlib import pyplot as plt
from scipy import signal
#
###DADOS NECESSÁRIOS PARA RODAR
#
probe_num=int(1) ###INÍCIO DA CONTAGEM DE PROBAS
probe_out=int(11) ###TERMINO DA CONTAGEM DE PROBAS
#
###INÍCIO DO CÓDIGO
#
aux_int=np.zeros((probe_out,5)) ###MATRIZ DA ESCALA INTEGRAL
aux_dis=np.zeros((probe_out,5)) ###MATRIZ DA ESCALA DISSIPATIVA
aux_energy=np.zeros((probe_out,5)) ###MATRIZ DA INTEGRAL DA ENERGIA
t= np.loadtxt(os.path.join(".", "probes", "t"),usecols=0) ###CARREGAR TEMPO
print("Tempo carregado")
while probe_num <= probe_out: ###FINAL DA CONTAGEM DE PROBAS
    try:
        probe=os.path.join(".", "probes", "p"+str(probe_num)) ###CAMINHO COMPLETO
DA PROBE
        u= np.loadtxt(probe,dtype=np.float64,usecols=0) ###CARREGAR COMPONENTE U
        print("p"+str(probe_num)+"u carregado")
        v= np.loadtxt(probe,dtype=np.float64,usecols=1) ###CARREGAR COMPONENTE V
        print("p"+str(probe_num)+"v carregado")
        w= np.loadtxt(probe,dtype=np.float64,usecols=2) ###CARREGAR COMPONENTE W
        print("p"+str(probe_num)+"w carregado")
        mag=(u**2+v**2+w**2) ###VETOR VELOCIDADE
        print("p"+str(probe_num)+"mag calculado")
        print("Quantidade de dados de t" + str(np.shape(t)))
        print("Quantidade de dados de u" + str(np.shape(u)))
        #
        ###VARIÁVEIS AUXILIARES
        #
        Fs = 1/(t[1]-t[0]) ###FREQUÊNCIA DE AMOSTRAGEM
        Fn = Fs/2 #####FREQUÊNCIA DE NYQUIST

```

```

Ts = 1/Fs ####PASSO DE TEMPO [s]
Ld = len(t) ####TAMANHO DA AMOSTRAGEM
nd = int(Ld/2) ####METADE DA AMOSTRAGEM
aFreq=np.arange(1.0,nd,1.0)*Fs/nd ####RANGE DE FREQUENCIA
Iv = [i for i in range(1,Ld)] ####VETOR DE INDEXAÇÃO
#
###MÉDIAS
#
umean=np.mean(u,dtype=np.float64)
vmean=np.mean(v,dtype=np.float64)
wmean=np.mean(w,dtype=np.float64)
magmean=np.mean(mag,dtype=np.float64)
#
###FLUTUACOES
#
u_prime=u-umean
v_prime=v-vmean
w_prime=w-wmean
mag_prime=mag-magmean
print("p"+str(probe_num)+" flutuacoes calculadas")
#
###TRANSFORMADA RAPIDA DE FOURIER (FFT)
#
#uFData=np.fft.fft(u) ####FFT UTILIZANDO NUMPY (MAIS LENTO E FALHA COM
GRANDES QUANTIDADES DE DADOS)
uFData=fft(u) ####FFT UTILIZANDO SCIPY (AGUENTA MAIS DADOS)
print("p"+str(probe_num)+"u fft calculada")
#vFData=np.fft.fft(v)
vFData=fft(v)
print("p"+str(probe_num)+"v fft calculada")
#wFData=np.fft.fft(w)
wFData=fft(w)
print("p"+str(probe_num)+"w fft calculada")
#magFData=np.fft.fft(mag)
magFData=fft(mag)
print("p"+str(probe_num)+"mag fft calculada")
#
###NORMALIZACAO DA FFT
#
uFMag=abs(uFData[0:int(nd)])/Ld
vFMag=abs(vFData[0:int(nd)])/Ld
wFMag=abs(wFData[0:int(nd)])/Ld
magFMag=abs(magFData[0:int(nd)])/Ld
print("p"+str(probe_num)+" normalizacao da fft realizado")
#
###ESPECTRO DE POTENCIA (PSD)
#
freqs,Power_u= signal.welch(u,fs=Fs,nperseg=Ld)
freqs,Power_v= signal.welch(v,fs=Fs,nperseg=Ld)
freqs,Power_w= signal.welch(w,fs=Fs,nperseg=Ld)
freqs,Power_mag= signal.welch(mag,fs=Fs,nperseg=Ld)
print("p"+str(probe_num)+" Power calculadas")

```

```

#
###ESPECTRO DE ENERGIA
#
Energy_u=((abs(uFData)**2)/Ld)/Fs
Energy_v=((abs(vFData)**2)/Ld)/Fs
Energy_w=((abs(wFData)**2)/Ld)/Fs
Energy_mag=((abs(magFData)**2)/Ld)/Fs
print("p"+str(probe_num)+" Energy calculadas")
#
#####ANALISE DE ESCALAS DE TURBULENCIA
##### EM CASO DE DUVIDAS VERIFICAR "Procedure for Determining
Turbulence Length Scales Using Hotwire Anenometry"
###DESVIO PADRÃO VELOCIDADE
#
udev=stdev(u)
vdev=stdev(v)
wdev=stdev(w)
magdev=stdev(mag)
#
###DESVIO PADRÃO**2
#
udev_squared=udev**2
vdev_squared=vdev**2
wdev_squared=wdev**2
magdev_squared=magdev**2
print("p"+str(probe_num)+" Desvios padrões calculados")
#
###INTENSIDADE TURBULENTA
#
Turbulence_Intensity_u=udev/abs(umean)
Turbulence_Intensity_v=vdev/abs(vmean)
Turbulence_Intensity_w=wdev/abs(wmean)
Turbulence_Intensity_mag=magdev/abs(magmean)
print("p"+str(probe_num)+" Turbulence Intensity calculadas")
#
###Ef(θ) - ENERGIA DAS FREQUENCIAS PROXIMAS A 0Hz (O RANGE DEPENDE DO
CASO)
#
Ef0_u=np.mean(Energy_u[0:10],dtype=np.float64)
Ef0_v=np.mean(Energy_v[0:10],dtype=np.float64)
Ef0_w=np.mean(Energy_w[0:10],dtype=np.float64)
Ef0_mag=np.mean(Energy_mag[0:10],dtype=np.float64)
print("p"+str(probe_num)+" Ef(θ) calculadas")
#
###INTEGRAL LENGTH SCALE
#
IntegralLengthScale_u=abs(Ef0_u*umean/(4*udev_squared))
IntegralLengthScale_v=abs(Ef0_v*vmean/(4*vdev_squared))
IntegralLengthScale_w=abs(Ef0_w*wmean/(4*wdev_squared))
IntegralLengthScale_mag=abs(Ef0_mag*magmean/(4*magdev_squared))
print("p"+str(probe_num)+" Integral Length scale calculadas")
#

```

```

####DISSIPATION LENGTH SCALE
#
aux_u=np.zeros((nd-1))
aux_v=np.zeros((nd-1))
aux_w=np.zeros((nd-1))
aux_mag=np.zeros((nd-1))
i=0
while i <= (len(aFreq)-1):
    aux_u[i]=aFreq[i]*aFreq[i]*Energy_u[i]
    aux_v[i]=aFreq[i]*aFreq[i]*Energy_v[i]
    aux_w[i]=aFreq[i]*aFreq[i]*Energy_w[i]
    aux_mag[i]=aFreq[i]*aFreq[i]*Energy_mag[i]
    i=i+1
aux2_u=np.trapz(aux_u,aFreq);
aux2_v=np.trapz(aux_v,aFreq);
aux2_w=np.trapz(aux_w,aFreq);
aux2_mag=np.trapz(aux_mag,aFreq);
aux2_u=abs((aux2_u*2*math.pi**2)/(umean**2*udev_squared))
aux2_v=abs((aux2_v*2*math.pi**2)/(vmean**2*vdev_squared))
aux2_w=abs((aux2_w*2*math.pi**2)/(wmean**2*wdev_squared))
aux2_mag=abs((aux2_mag*2*math.pi**2)/(magmean**2*magdev_squared))
DissipationScale_u=math.sqrt(1/aux2_u)
DissipationScale_v=math.sqrt(1/aux2_v)
DissipationScale_w=math.sqrt(1/aux2_w)
DissipationScale_mag=math.sqrt(1/aux2_mag)
print("p"+str(probe_num)+" Dissipation Length scale calculadas")
#
####PRINTS DAS ESCALAS DE TURBULENCIA (OPCIONAL)
#
print("Intensidade Turbulenta u = " + str(Turbulence_Intensity_u))
print("Integral Length Scale u = " + str(IntegralLengthScale_u))
print("Dissipation Length Scale u = " + str(DissipationScale_u))
print("Intensidade Turbulenta v = " + str(Turbulence_Intensity_v))
print("Integral Length Scale v = " + str(IntegralLengthScale_v))
print("Dissipation Length Scale v = " + str(DissipationScale_v))
print("Intensidade Turbulenta w = " + str(Turbulence_Intensity_w))
print("Integral Length Scale w = " + str(IntegralLengthScale_w))
print("Dissipation Length Scale w = " + str(DissipationScale_w))
print("Intensidade Turbulenta mag = " + str(Turbulence_Intensity_mag))
print("Integral Length Scale mag = " + str(IntegralLengthScale_mag))
print("Dissipation Length Scale mag = " + str(DissipationScale_mag))
#
####GUARDANDO AS ESCALAS DE TURBULENCIA EM VETORES AUXILIARES
#
aux_int[probe_num-1,0]=probe_num ###PRIMEIRA COLUNA = NUMERO DA PROB
aux_int[probe_num-1,1]=IntegralLengthScale_u ###SEGUNDA COLUNA = ESC
INTEGRAL EM U
aux_int[probe_num-1,2]=IntegralLengthScale_v ###TERCEIRA COLUNA = ES
INTEGRAL EM V
aux_int[probe_num-1,3]=IntegralLengthScale_w ###QUARTA COLUNA = ESCA
INTEGRAL EM W
aux_int[probe_num-1,4]=IntegralLengthScale_mag ###QUINTA COLUNA =

```

MAGNITUDE DA ESCALA INTEGRAL

```
    aux_dis[probe_num-1,0]=probe_num ###PRIMEIRA COLUNA = NUMERO DA PROBE
    aux_dis[probe_num-1,1]=DissipationScale_u ###SEGUNDA COLUNA = ESCALA
DISSIPATIVA EM U
    aux_dis[probe_num-1,2]=DissipationScale_v ###TERCEIRA COLUNA = ESCALA
DISSIPATIVA EM V
    aux_dis[probe_num-1,3]=DissipationScale_w ###QUARTA COLUNA = ESCALA
DISSIPATIVA EM W
    aux_dis[probe_num-1,4]=DissipationScale_mag ###QUINTA COLUNA = MAGNITUDE
DA ESCALA DISSIPATIVA
```

```
    aux_energy[probe_num-1,0]=probe_num ###PRIMEIRA COLUNA = NUMERO DA PROBI
    aux_energy[probe_num-1,1]=np.trapz(Energy_u[0:nd-1],aFreq) ###SEGUNDA
COLUNA = ENERGIA U
    aux_energy[probe_num-1,2]=np.trapz(Energy_v[0:nd-1],aFreq) ###TERCEIRA
COLUNA = ENERGIA V
    aux_energy[probe_num-1,3]=np.trapz(Energy_w[0:nd-1],aFreq) ###QUARTA
COLUNA = ENERGIA W
    aux_energy[probe_num-1,4]=np.trapz(Energy_mag[0:nd-1],aFreq) ###QUINTA
COLUNA = ENERGIA MAG
```

```
    #
    ###EXPORTAR DADOS DE ENERGIA E PSD
    #
    aux=np.zeros((nd-1,2)) ###VETOR AUXILIAR
    aux[:,0]=aFreq[0:nd] ###PRIMEIRA COLUNA = FREQUENCIA DE OSCILACAO
    #u
    aux[:,1]=Energy_u[0:nd-1]
    np.savetxt(os.path.join(".", "energy",
    "p"+str(probe_num)+"Energy_u.txt"),aux) ###EXPORTA ENERGIA U
    print("p"+str(probe_num)+"u_Energy exportado")
    aux[:,1]=Power_u[0:nd-1]
    np.savetxt(os.path.join(".", "power",
    "p"+str(probe_num)+"Power_u.txt"),aux) ###EXPORTA PSD U
    print("p"+str(probe_num)+"u_Power exportado")
    #v
    aux[:,1]=Energy_v[0:nd-1]
    np.savetxt(os.path.join(".", "energy",
    "p"+str(probe_num)+"Energy_v.txt"),aux) ###EXPORTA ENERGIA V
    print("p"+str(probe_num)+"v_Energy exportado")
    aux[:,1]=Power_v[0:nd-1]
    np.savetxt(os.path.join(".", "power",
    "p"+str(probe_num)+"Power_v.txt"),aux) ###EXPORTA PSD V
    print("p"+str(probe_num)+"v_Power exportado")
    #w
    aux[:,1]=Energy_w[0:nd-1]
    np.savetxt(os.path.join(".", "energy",
    "p"+str(probe_num)+"Energy_w.txt"),aux) ###EXPORTA ENERGIA W
    print("p"+str(probe_num)+"w_Energy exportado")
    aux[:,1]=Power_w[0:nd-1]
    np.savetxt(os.path.join(".", "power",
```

```

"p"+str(probe_num)+"Power_w.txt"),aux) ###EXPORTA PSD W
    print("p"+str(probe_num)+"w_Power exportado")
    #MAGNITUDE
    aux[:,1]=Energy_mag[0:nd-1]
    np.savetxt(os.path.join(".", "energy"),
"p"+str(probe_num)+"Energy_mag.txt"),aux) ###EXPORTA ENERGIA MAG
    print("p"+str(probe_num)+"w_Energy exportado")
    aux[:,1]=Power_mag[0:nd-1]
    np.savetxt(os.path.join(".", "power"),
"p"+str(probe_num)+"Power_mag.txt"),aux) ###EXPORTA PSD MAG
    print("p"+str(probe_num)+"w_Power exportado")
    #FINAL
    print("p"+str(probe_num)+" processada!") ###INDICA SUCESSO NO
PROCESSAMENTO
    except TypeError:
        print("p"+str(probe_num)+" não existe!") ###INDICA FALHA NO
PROCESSAMENTO
        probe_num=probe_num+1

#TURBULENT SCALES
np.savetxt(os.path.join(".", "turbulence_scales",
"Integral_scales.txt"),aux_int) ###EXPORTA ESCALA INTEGRAL
print("Integral scales exportado")
np.savetxt(os.path.join(".", "turbulence_scales",
"Dissipation_scales.txt"),aux_dis) ###EXPORTA ESCALA DISSIPATIVA
print("Dissipation scales exportado")
np.savetxt(os.path.join(".", "turbulence_scales", "Int_Energy.txt"),aux_energy)
###EXPORTA INTEGRAL DA ENERGIA
print("Integral da Energia exportado")

```