

Universidade do Minho

Escola de Engenharia

Ana Carolina Correia de Sá

**Análise CFD do escoamento da mistura
ar - combustível no interior de um elemento de
um queimador atmosférico**

Tese de Mestrado

Mestrado Integrado em Engenharia Mecânica

Trabalho efetuado sob a orientação de

Professor Doutor José Carlos Teixeira

Professora Doutora Senhorinha de Fátima Teixeira

Engenheiro Luís Monteiro

Dezembro de 2014

AGRADECIMENTOS

Em primeiro lugar, gostaria de expressar o meu profundo agradecimento ao Professor Doutor José Carlos Teixeira que, não somente no tempo decorrido durante a elaboração deste trabalho mas antes em toda a fase final do meu percurso académico, sempre se disponibilizou com dedicação a ensinar-me. Esperando por que possa levar comigo em espírito um pouco do seu sentido crítico e visão, tenho a agradecer todo o seu tempo e conhecimento partilhados.

Agradeço em segundo lugar à Professora Doutora Senhorinha Teixeira pela enorme ajuda e disponibilidade.

Expresso ainda o meu agradecimento ao Engenheiro Luís Monteiro da Bosch Termotecnologia.

Ao Nélon, pelo seu tempo e paciência. Ao Júlio, por me ter ajudado na fase de primeiro contacto com o ANSYS Fluent.

Ao Pedro e à Bela a quem devo a amizade de muitos anos e que nunca em tempo algum foram ausências no percurso. Obrigada.

Ao meu pai e à minha mãe, aos quais nunca poderei agradecer em medida suficiente.

RESUMO

Mediante a imposição de restrições legais no que respeita à emissão de poluentes (nomeadamente, NO_x e CO), torna-se necessária a adoção de estratégias de controlo sobre os parâmetros de combustão, mesmo ao nível dos equipamentos domésticos de produção de AQS. No caso dos queimadores atmosféricos, as flautas com ancoramento por chama piloto consistem em elementos modulares que, por oposição às flautas convencionais, introduzem substanciais melhorias como sejam o incremento do rácio ar/combustível e a promoção de maior homogeneidade da mistura descarregada ao nível dos orifícios de chama, com conseqüente redução da emissão de NO_x .

A emergência das potencialidades computacionais e dos métodos CFD colmatam parte dos obstáculos interpostos pelos projetos de otimização com recurso a métodos experimentais, que se revelam altamente dispendiosos quando comparados com os primeiros. Este trabalho recorre-se do software ANSYS Fluent para simular o escoamento da mistura ar - combustível no interior de uma flauta com ancoramento de chama.

Inicialmente é adiantada uma revisão sumária no âmbito da temática de jatos turbulentos, já que o seu estudo é de crucial importância para a compreensão dos mecanismos de mistura e de *entrainment* — fenómenos relevantes no cômputo geral do problema em análise. A par disso, o demais exposto poderá constituir objeto de estudo para quem, no domínio da engenharia, procure iniciar-se nas práticas CFD. Nesse contexto, são explorados de forma sucinta os seguintes tópicos: modelação de escoamentos turbulentos, método de discretização do domínio, aplicação de condições de fronteira, rotina de cálculo iterativo (*solver* computacional), método de validação de malhas e convergência de resultados.

A simulação do escoamento da mistura ar - propano no interior da flauta com ancoramento por chama piloto conduziu aos resultados seguintes: rácio mássico ar/combustível igual a 5.08 para o percurso principal e igual a 1.48 para o percurso secundário. Verifica-se que a mistura é praticamente homogénea ao longo de toda a cabeça da flauta.

ABSTRACT

According to new policies on what pollutant emissions is concerned, it became necessary to conceive strategies to control combustion parameters, even in the domain of domestic hot water production appliances. Regarding atmospheric burners, low NO_x gas burner elements, as opposed to conventional ones, introduce significant improvements, as the increase of the air/fuel ratio and the enhancement of mixture homogeneity which is discharged through the flame outlets.

Both computational potentialities and CFD methods overcome part of the difficulties that are placed by the optimization studies based in experimental methods, the latter being very costly when compared to the first methods referred. The ANSYS Fluent software is used in this work as a tool for the simulation of the air - fuel mixture flow inside the low NO_x gas burner element.

Firstly, in the context of turbulent jet flows, a brief state of the art is presented. The main studies on the theme were analysed since it appears to be crucial to have a good comprehension on the mixing and entrainment mechanisms as they are relevant phenomena for the analysed problem as a whole. To some extent, early on the present work, important issues are explored which might interest those who are being introduced to CFD practices, especially engineer students. The following subjects are approached: turbulent flow modelling, spacial discretization methods, iterative computing routines, boundary conditions approach and validation methods of grids and convergence.

The air - propane mixture simulation inside the low NO_x gas burner element lead to the following results: 5.08 for the air/fuel ratio in the primary path and 1.48 in the secondary one. The mixture which flows through the flame outlets is practically homogeneous along the entire top of the burner element.

ÍNDICE

1.	INTRODUÇÃO	1
1.1	Queimadores de Gás	2
1.1.1	Flauta com ancoramento por chama piloto.....	4
1.2	Introdução à modelação CFD.....	6
1.3	Motivação e âmbito	8
1.4	Objetivos	9
2.	JATOS TURBULENTOS.....	11
2.1	Caracterização.....	12
2.1.1	Zonas de Escoamento.....	12
2.1.2	Distribuição da velocidade.....	16
2.1.3	Distribuição dos parâmetros de turbulência.....	17
2.1.4	Alargamento do jato.....	18
2.2	<i>Entrainment</i>	21
2.2.1	Métodos experimentais	22
2.2.2	Métodos numéricos	27
2.3	Condições iniciais e de semelhança no escoamento.....	30
2.4	Estruturas coerentes de turbulência	38
3.	MODELAÇÃO NUMÉRICA	43
3.1	Equações de conservação.....	44
3.2	Equações RANS.....	47
3.2.1	Crítério de incompressibilidade do escoamento	47
3.2.2	Método de <i>time-averaging</i>	48
3.3	Modelação da turbulência	50
3.3.1	Tensões de Reynolds	51
3.3.2	Modelos $k - \varepsilon$	52
3.4	Modelação do transporte de espécies	52
3.5	Discretização do espaço e <i>solvers</i> computacionais	54
3.5.1	Método dos volumes finitos.....	54

3.5.2	<i>Pressure-based solver</i>	55
3.6	Modelação da proximidade a paredes	56
4.	MODELAÇÃO GEOMÉTRICA	59
4.1	Modelo geométrico da flauta com ancoramento por chama piloto.....	60
4.2	Percursos do escoamento.....	62
4.2.1	Mistura primária	62
4.2.2	Mistura secundária	63
4.3	Planos xy	65
4.4	Partes do modelo	66
4.4.1	Partes do modelo: mistura primária	66
4.4.2	Partes do modelo: mistura secundária	67
5.	SIMULAÇÕES COMPUTACIONAIS.....	69
5.1	Jatos turbulentos	70
5.1.1	Simulação de jato turbulento: fluidos ar – ar; condição <i>free-slip</i>	70
5.1.2	Simulação de jato turbulento: fluidos ar – ar; condição <i>no-slip</i>	85
5.1.3	Simulação de jato turbulento: fluidos ar–combustível; condição <i>no-slip</i>	87
5.2.	Simulações do escoamento no interior de uma flauta com ancoramento de chama	92
5.2.1	Simulação do escoamento no interior de uma flauta com ancoramento de chama: fluidos ar – ar sob pressão atmosférica	92
5.2.2	Simulação do escoamento no interior de uma flauta com ancoramento de chama: fluidos ar – combustível sob pressão atmosférica	103
6.	ANÁLISE E DISCUSSÃO DE RESULTADOS	107
6.1	Escoamento de jatos turbulentos	107
6.1.1	Escoamento de jato de ar no seio de ar em repouso (condição <i>no-slip</i>)	107
6.1.2	Escoamento de jato de ar no seio de ar em repouso (condição <i>free-slip</i>)	110
6.1.3	Escoamento de jato de ar no seio de ar em repouso: condição <i>free-slip</i> vs. <i>no-slip</i>	115
6.1.4	Escoamento de jato de ar no seio de ar em repouso: efeito da velocidade de descarga	118
6.1.5	Escoamento de jato de combustível no seio de ar em repouso (condição <i>no-slip</i>) .	122
6.2	Escoamento no interior de uma flauta com ancoramento de chama	128

6.2.1	Escoamento de ar no interior de uma flauta com ancoramento de chama	128
6.2.2	Escoamento de misturas no interior de uma flauta com ancoramento de chama ..	137
7.	CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS	149
7.1	Conclusões.....	149
7.2	Trabalhos futuros.....	153
	REFERÊNCIAS	155

LISTA DE SÍMBOLOS, LETRAS GREGAS E ABREVIATURAS

SÍMBOLO	DESIGNAÇÃO	UNIDADES
a	Velocidade do som no fluido	$[m \cdot s^{-1}]$
C_1	Constante de decaimento da velocidade do jato	
C_2	Constante do injetor	
C_e	Coefficiente médio de <i>entrainment</i>	
C_{el}	Coefficiente local de <i>entrainment</i>	
C_p	Capacidade calorífica a pressão constante	$[J \cdot kg^{-1}]$
c_p	Calor específico a pressão constante	$[J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}]$
c_v	Calor específico a volume constante	$[J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}]$
D	Diâmetro do injetor	$[m]$
d	Diâmetro do injetor	$[m]$
$D_{i,m}$	Coefficiente de difusão da espécie i	$[m^2 \cdot s^{-1}]$
d_0	Diâmetro do injetor	$[m]$
Dif	Difusividade mássica	$[m^2 \cdot s^{-1}]$
e_a^2	Erro relativo de aproximação	
e_{ext}^2	Erro relativo de extrapolação	
F	Mistura local	
g	Aceleração da gravidade (vetorial)	
h	Parâmetro de malha	$[m]$
I	Intensidade de turbulência	
i	Versor na direção x	
J_0	Momentum linear do jato na descarga	$[kg \cdot m \cdot s^{-2}]$
j	Versor na direção y	
K	Momentum cinemático	$[m^4 \cdot s^{-2}]$
K_1	Constante de <i>entrainment</i>	
k	Energia cinética de turbulência	$[J \cdot kg^{-1}]$
	Condutibilidade térmica	$[W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}]$

\mathbf{k}	Versor na direção z	
M	Acréscimo do momento do fluxo	$[\text{kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-2}]$
m_0	Caudal mássico de injeção	$[\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}]$
m_1	Caudal mássico de ar arrastado	$[\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}]$
Ma	Número de Mach	
Ma_0	Número de Mach médio na descarga	
$\dot{m}_{ar\ out}$	Caudal de ar escoado nas saídas da flauta	$[\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}]$
\dot{m}_{arrast}	Caudal de ar arrastado	$[\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}]$
$\dot{m}_{comb\ out}$	Caudal de combustível escoado nas saídas da flauta	$[\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}]$
\dot{m}_E	Caudal de <i>entrainment</i>	$[\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}]$
\dot{m}_e	Caudal de <i>entrainment</i>	$[\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}]$
\dot{m}_{esc}	Caudal mássico escoado pelo jato	$[\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}]$
\dot{m}_{inj}	Caudal mássico de injeção	$[\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}]$
$\dot{m}_{mix\ out}$	Caudal da mistura escoada nas saídas da flauta	$[\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}]$
N	Número de elementos da malha	
p	Pressão	$[\text{Pa}]$
	Ordem aparente do método de refinamento	
Q	Caudal volúmico de ar	$[\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}]$
q	Pressão dinâmica num dado ponto do jato	$[\text{Pa}]$
q_{max}	Pressão dinâmica máxima numa dada secção transversal do jato	$[\text{Pa}]$
R	Constante universal dos gases ideais	$[\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}]$
r	Raio do injetor	$[\text{m}]$
	Fator de refinamento da malha	
\mathbf{r}	Vetor espaço	
$r_{1/2}$	Meio-raio do jato	$[\text{m}]$
R_u	Velocidade média de meio-raio	$[\text{m} \cdot \text{s}^{-1}]$

Re	Número de Reynolds do escoamento	
Re_0	Número de Reynolds médio na descarga do jato	
Sc_t	Número Schmidt de turbulência	
T	Temperatura	[K]
	Tempo	[s]
t	Tempo	[s]
U	Velocidade do escoamento	$[m \cdot s^{-1}]$
u	Componente da velocidade na direção x	$[m \cdot s^{-1}]$
\bar{u}	Velocidade média do escoamento	$[m \cdot s^{-1}]$
u'	Flutuação da velocidade axial do escoamento	$[m \cdot s^{-1}]$
u_0	Velocidade média de descarga do jato	$[m \cdot s^{-1}]$
U_c	Velocidade no eixo do jato	$[m \cdot s^{-1}]$
U_j	Velocidade média de descarga do jato	$[m \cdot s^{-1}]$
$U_{r_{1/2}}$	Velocidade no meio-raio do jato	$[m \cdot s^{-1}]$
u_{inj}	Velocidade média de injeção	$[m \cdot s^{-1}]$
u_n	Velocidade normal à superfície	$[m \cdot s^{-1}]$
u_x	Velocidade axial do escoamento	$[m \cdot s^{-1}]$
u_τ	Velocidade de fricção	$[m \cdot s^{-1}]$
V	Velocidade do escoamento (escalar)	$[m \cdot s^{-1}]$
\mathbf{V}	Velocidade do escoamento (vetorial)	
v	Componente da velocidade na direção y	$[m \cdot s^{-1}]$
v'	Flutuação da velocidade radial do escoamento	$[m \cdot s^{-1}]$
V_{malha}	Volume da malha	$[m^3]$
ΔV_i	Volume do elemento i da malha	$[m^3]$
x	Posição axial no jato relativamente ao plano de descarga	[m]
x_0	Origem virtual do jato	[m]
Y_i	Fração mássica local da espécie i	
y^+	Proximidade à parede	

W	Velocidade no eixo do jato	$[m \cdot s^{-1}]$
w	Componente da velocidade na direção z	$[m \cdot s^{-1}]$
Z_n	Distância axial ao plano de descarga	$[m]$

LETRA GREGA	DESIGNAÇÃO	UNIDADES
α	Variável de teste 1	
β	Variável de teste 2	
γ	Rácio dos calores específicos	
δ	Diâmetro <i>time-averaged</i> do jato	$[m]$
Δ	Diâmetro do momento do jato	$[m]$
ε	Taxa de dissipação de turbulência	$[m^2 \cdot s^{-3}]$
ϵ	Erro absoluto no balanço de massa de combustível	$[kg \cdot s^{-1}]$
θ	Ângulo de discretização do jato	$[rad]$
λ	Coefficiente de excesso de ar	
μ_0	Viscosidade dinâmica do fluido de injeção	$[kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}]$
μ_t	Viscosidade de turbulência	$[kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}]$
φ	Diâmetro do domínio de cálculo	$[m]$
$\bar{\rho}$	Massa volúmica média	$[kg \cdot m^{-3}]$
ρ_0	Massa volúmica do fluido de injeção	$[kg \cdot m^{-3}]$
ρ_∞	Massa volúmica do fluido ambiente	$[kg \cdot m^{-3}]$
ρ_{inj}	Massa volúmica do fluido de injeção	$[kg \cdot m^{-3}]$
τ_w	Tensão de corte por efeito da parede	$[N \cdot m^{-2}]$
ϑ	Resolução da malha	

ABREVIATURAS	DESIGNAÇÃO
AQS	Águas quentes sanitárias
CFD	<i>Computational fluid dynamics</i>
CL	<i>Center-line</i>
DNS	<i>Direct numerical simulation</i>

FVM	<i>Finite volumes method</i>
GCI	<i>Grid convergence index</i>
K–H	Kelvin–Helmholtz
LDA	<i>Laser Doppler anemometry</i>
LIF	<i>Laser-induced fluorescence</i>
NO _x	Óxidos de azoto
PIV	<i>Particle Image Velocimetry</i>
PLIF	<i>Planar laser-induced fluorescence</i>
PTV	<i>Particle tracking velocimetry</i>
RANS	Reynolds- <i>averaged</i> Navier-Stokes
RNG	<i>Renormalization group</i>
SST	<i>Shear stress transport</i>

LISTA DE FIGURAS

- Figura 1.1** - Queimador convencional de gás utilizado num esquentador mural (Reproduzido de Lopes 2012) 3
- Figura 1.2** - Elemento do queimador: flauta (pormenor dos orifícios de chama) (Reproduzido de Lopes 2012) 3
- Figura 1.3** - Flauta com ancoramento por chama piloto. Legenda: A - orifício de admissão principal; B - orifício de admissão secundária (ou piloto) (Adaptado de Lopes 2012) 5
- Figura 2.1** - Campo geométrico de um jato (Adaptado de Ball et al. 2012) 12
- Figura 2.2** - Perfis da velocidade média axial do jato. Legenda: ◇Wyganski e Fiedler (1969); × Boguslawski e Popiel (1979); ▣ Quinn e Militzer (1989); + Panchapakesan e Lumley (1993); • Hussein et al. (1994), técnica de single hot-wire; ○ Hussein et al. (1994), anemometria laser de Doppler; | Abdel-Rahman et al. (1997); ‡ Weisgraber e Liepmann (1998); □ Mi et al. (2001), injetor convergente; ■ Mi et al. (2001), injetor tubo; ⊠ Mi et al. (2001), injetor de orifício; * Romano (2002); ◇ Xu e Antonia (2002), injetor convergente; ◆ Xu e Antonia (2002), injetor tubo; X Gamard et al. (2004); / Kwon and Seo (2005); ▲ Iqbal e Thomas (2007); ⊗ Fellouaqh e Pollard (2009) (Reproduzido de Ball et al. 2012) 16
- Figura 2.3** - Perfis das intensidades de turbulência axial (à esq.) e radial (à dir.). Legenda: ◇Wyganski e Fiedler (1969); ⊠ Chevray e Tutu (1978); × Boguslawski e Popiel (1979); ▣ Quinn e Militzer (1989) (injetor convergente); ▤ Quinn Militzer (1989) (injetor de arestas vivas); + Panchapakesan e Lumley (1993); • Hussein et al. (1994); ‡ Weisgraber e Liepmann (1998) ; ◇ Xu e Antonia (2002) (injetor convergente); ◆ Xu e Antonia (2002) (injetor tipo tubo); ▲ Iqbal e Thomas (2007); ⊗ Fellouah e Pollard (2009) (Reproduzido de Ball et al. 2012) 17
- Figura 2.4** - Evolução do decaimento da velocidade no eixo do jato (intervalo de erro: $\pm 8\%$). Legenda: ◇Wyganski e Fiedler (1969); × Boguslawski e Popiel (1979); + Panchapakesan e Lumley (1993); • Hussein et al. (1994), técnica de *single-hot wire*; ○ Hussein et al.(1994), técnica de anemometria laser de Doppler; | Abdel-Rahman et al.1997); ◇ Xu e Antonia (2002), injetor convergente; ◆ Xu e Antonia (2002), injetor tipo canal; ★ Quinn (2006), injetor de arestas vivas; ☆ Quinn (2006), injetor tipo canal; ▲ Iqbal e Thomas (2007) (Reproduzido de Ball et al. 2012) 18

Figura 2.5 - Evolução do alargamento axial do jato. Legenda: ☒ Quinn e Militzer (1989); Abdel-Rahman et al. (1997); □ Mi et al. (2001), injetor convergente; ■ Mi et al. (2001), injetor tubo; ▷ Mi et al. (2001), injetor de orifício; ◇ Xu e Antonia (2002), injetor convergente; ◆ Xu e Antonia (2002), injetor tipo tubo; ▲ Iqbal e Thomas (2007); ☒ Shineeb et al. (2008); ⊗ Fellouah e Pollard (2009) (Reproduzido de Ball et al. 2012)	20
Figura 2.6 - Esquematização do fenómeno de <i>entrainment</i> (Reproduzido de Lopes 2012)	21
Figura 2.7 - Evolução do rácio caudal escoado/caudal injetado para fluidos de injeção com densidades distintas: (a) ar; (b) propano/dióxido de carbono; (c) hidrogénio (Adaptado de Ricou & Spalding 1961)	23
Figura 2.8 - Evolução do rácio caudal arrastado/caudal injetado com o Reynolds do escoamento: (a) $d_0 = 0.5$ in, em $x/d_0 = 25.6$; (b) $d_0 = 0.625$ in, em $x/d_0 = 13.7$ (Adaptado de Ricou & Spalding 1961)	24
Figura 2.9 - Evolução do coeficiente local de <i>entrainment</i> (Adaptado de Hill 1971)	26
Figura 2.10 - Esquema do domínio de integração da Equação (2.12) (Adaptado de Han & Mungal 2001)	28
Figura 2.11 - Diferentes geometrias de injetor: (a) convergente; (b) tipo canal; (c) de arestas vivas (Adaptado de Ball et al. 2012)	31
Figura 2.12 - Distribuições da velocidade na descarga. Legenda: ○ injetor com contração; □ injetor tipo tubo (Reproduzido de Xu & Antonia 2002)	32
Figura 2.13 - Perfis radiais da intensidade de turbulência em $x = 3d$. Legenda: u' – flutuações axiais (○); v' – flutuações radiais (□). Símbolos fechados: injetor convergente; símbolos abertos: injetor-canal. (Reproduzido de Xu & Antonia 2002)	33
Figura 2.14 - Evolução da velocidade média de meio-raio. Legenda: ○ injetor com contração; □ injetor tipo tubo (Reproduzido de Xu & Antonia 2002)	34
Figura 2.15 - Condição <i>free-slip</i> (em cima); condição <i>no-slip</i> (em baixo). As setas ilustram a direção do escoamento de <i>entrainment</i> (Adaptado de Romano 2012)	36
Figura 2.16 - Campo médio de mistura sobre o plano de simetria do jato:	37

condição *free-slip* (em cima); condição *no-slip* (em baixo). Avaliação da taxa de mistura: $F = 0$, a branco; $F = 1$, a preto. $Re_0 = 6\ 600$ (Reproduzido de Romano 2012)

Figura 2.17 - Visualização de jatos circulares a desenvolverem-se no seio de ar em repouso. (a) $Re_0 = 4\ 935$; (b) $Re_0 = 6\ 148$ (Reproduzido de Schiestel 2007) 39

Figura 2.18 - Formação dos vórtices Kelvin–Helmholtz (Reproduzido de Schiestel 2007) 40

Figura 2.19 - escoamento típico de um jato descarregado a partir de um injetor convergente. Z_n representa a distância axial ao plano de descarga; W representa a velocidade do escoamento no eixo do jato, sendo que: linha vermelha - velocidade instantânea, linha preta - velocidade média (Adaptado de Meslem et al. 2013) 40

Figura 2.20 - escoamento típico de um jato descarregado a partir de um injetor do tipo tubo longo Z_n . representa a distância axial ao plano de descarga; W representa a velocidade do escoamento no eixo do jato, sendo que: linha vermelha - velocidade instantânea, linha preta - velocidade média (Reproduzido de Meslem et al. 2013) 41

Figura 2.21 - Campo da concentração mássica do fluido injetado em jatos com modos de instabilidade distintos. Legenda: modo axissimétrico (à esq.) e modo helicoidal (à dir.); as setas representam o sentido do influxo (Reproduzido de M. Yoda et al. 1991) 42

Figura 3.1 - Aplicação da equação da continuidade na direção x de um volume infinitesimal: à esquerda o caudal mássico de entrada no volume infinitesimal e, à direita, o caudal mássico de saída (Adaptado de White 2006) 44

Figura 3.2 - Representação das variáveis médias e de flutuação - velocidade (à esq.) e pressão (à dir.) - num escoamento turbulento (Reproduzido de White) 49

Figura 3.3 - Abordagem "*wall function*" (à esq.), abordagem "*near-wall model*" (à dir.) (Adaptado de ANSYS Fluent *Theory Guide*) 57

Figura 4.1 - Modelo geométrico em *wireframe* da flauta com ancoramento por chama piloto 60

Figura 4.2 - Zonas de admissão da mistura ar - combustível. Legenda: admissão da mistura principal (esq.), admissão da mistura secundária (dir.) 61

Figura 4.3 - Zonas de saída da mistura ar - combustível. Legenda: planos de saída da mistura principal (esq.), plano de saída da mistura secundária (dir.) 62

Figura 4.4 - Zona de escoamento da mistura primária 63

Figura 4.5 - Zona de escoamento da mistura secundária. Legenda: canal de entrada (esq.), zona de distribuição (dir.)	64
Figura 4.6 - Orifícios de conexão entre o canal de entrada e a zona de distribuição da mistura secundária	64
Figura 4.7 - Plano $z = 0$ mm (plano de simetria da flauta)	65
Figura 4.8 - Planos xy . Legenda: plano $z = 1.6$ mm (esq.), plano $z = 4.8$ mm (dir.)	65
Figura 4.9 - Zona principal da mistura primária: Parte <i>A</i>	66
Figura 4.10 - Zonas de saída da mistura primária. Legenda: Parte <i>B</i> (esq.) - saídas em $z = 0$ mm; Parte <i>C</i> (dir.) - saídas em $z = 1.6$ mm	67
Figura 4.11 - Zona de entrada da mistura secundária: Parte <i>D</i>	67
Figura 4.12 - Ligação entre zonas de escoamento da mistura secundária: Parte <i>E</i>	68
Figura 4.13 - Zona de distribuição da mistura secundária: Parte <i>F</i>	68
Figura 5.1 - Domínio de cálculo (esq.); pormenor do injetor tipo canal (dir.).	70
Figura 5.2 - Fronteiras da Simulação 5.1.1: Ambiente (à esq.), Entrada (à dir.). Nota: A face não visível do cilindro de maior diâmetro está incluída na fronteira definida como "Ambiente".	71
Figura 5.3 - Aspeto global das malhas geradas: <i>Malha 3</i> (dir.), <i>Malha 2</i> (centro), <i>Malha 1</i> (esq.)	78
Figura 5.4 - Plano de origem da operação " <i>Inflation</i> "	79
Figura 5.5 - Aspeto da <i>Malha 1</i> numa projeção parcial do plano de simetria do jato	84
Figura 5.6 - Fronteira da Simulação 5.1.2: Parede transversal.	86
Figura 5.7 - Domínio de cálculo relativo aos canais injetores e zona de descarga dos jatos (Parte <i>G</i> , à esq.) e domínio de cálculo relativo à zona interior da flauta (dir.). Nota: Aspectos mais detalhados acerca desta geometria podem encontrar-se no Capítulo 4.	93
Figura 5.8 - Domínio de cálculo da Simulação 5.2.1	94
Figura 5.9 - Fronteira da Simulação 5.2.1 : Entradas - injetor secundário (B),	96

injetor primário (A)

Figura 5.10 - Fronteira da Simulação 5.2.1: Ambiente	97
Figura 5.11 - Fronteiras da Simulação 5.2.1: Orifícios de saída principais (esq.); orifício de saída secundário (dir.)	97
Figura 5.12 - Fronteira da Simulação 5.2.1: Simetria	98
Figura 5.13 - Contornos da magnitude da velocidade do escoamento na zona de descarga dos jatos (plano de simetria dos jatos)	99
Figura 5.14 - Aspeto da malha sobre o plano de simetria junto aos orifícios de saída primária	101
Figura 5.15 - Aspeto da malha sobre o plano de simetria junto das admissões da mistura na flauta	102
Figura 5.16 - Concordância da malha entre pares de corpos	102
Figura 6.1 - Gráfico do rácio caudal mássico escoado/injetado no jato livre de ar, de acordo com modelos distintos	110
Figura 6.2 - Contornos da velocidade do plano de simetria do escoamento do jato livre de ar (Simulação 5.1.1), $\dot{m}_{inj} = 3.4155 \times 10^5$ kg/s	111
Figura 6.3 - Contornos da energia cinética de turbulência do jato livre de ar (Simulação 5.1.1), $\dot{m}_{inj} = 3.4155 \times 10^5$ kg/s	113
Figura 6.4 - Perfis de velocidade axial em várias posições do jato livre de ar (Simulação 5.1.1), $\dot{m}_{inj} = 3.4155 \times 10^5$ kg/s	114
Figura 6.5 - Variação do rácio caudal mássico escoado/injetado em jatos de ar simulados com condições de fronteira distintas (Simulação 5.1.1 – “free slip” vs. Simulação 5.1.2 – “no slip”)	115
Figura 6.6 - Linhas da velocidade de escoamento dos jatos livres de ar (Simulação 5.1.1 “free-slip”, Simulação 5.1.2 “no-slip”), $\dot{m}_{inj} = 3.4155 \times 10^5$ kg/s	117
Figura 6.7 - Variação do rácio caudal mássico escoado/injetado em jatos livres de ar descarregados a partir de injetores com igual geometria	119
Figura 6.8 - Variação da taxa de caudal de ar arrastado em jatos livres de ar descarregados a partir de injetores com igual geometria	120

Figura 6.9 - Caudal mássico de ar arrastado por um jato livre de propano segundo dois modelos distintos	123
Figura 6.10 - Variação do rácio caudal mássico ar/combustível em jatos de diferentes combustíveis (Simulações 5.1.3)	124
Figura 6.11 - Variação da fração mássica de combustível no eixo do jato (Simulações 5.1.3)	125
Figura 6.12 - Fração mássica de metano no plano de simetria do jato (Simulação 5.1.3 – (i) metano)	126
Figura 6.13 - Fração mássica de propano no plano de simetria do jato (Simulação 5.1.3 – (ii) propano)	126
Figura 6.14 - Fração mássica de butano no plano de simetria do jato (Simulação 5.1.3 – (iii) butano)	126
Figura 6.15 - Perfis da fração mássica de propano em várias posições do jato (Simulação 5.1.3 – (ii) propano)	127
Figura 6.16 - Contornos da velocidade nos planos de simetria dos orifícios de saída (Simulação 5.2.1)	131
Figura 6.17 - Contornos da velocidade, $z = 0$ mm (Simulação 5.2.1)	132
Figura 6.18 - Contornos da velocidade, $z = 1.6$ mm (Simulação 5.2.1)	132
Figura 6.19 - Contornos da velocidade na saída secundária, $z = 4.8$ mm (Simulação 5.2.1)	133
Figura 6.20 - Pormenor dos contornos da velocidade nos orifícios de saída (Simulação 5.2.1)	135
Figura 6.21 - Perfis de velocidade nos orifícios de saída (Simulação 5.2.1)	136
Figura 6.22 - Perfis de velocidade nos orifícios de saída (Simulação 5.2.2 (ii) – propano)	141
Figura 6.23 - Pormenor dos contornos da fração mássica de propano nas saídas principais (Simulação 5.2.2 (ii) – propano)	142
Figura 6.24 - Pormenor dos contornos da fração mássica de propano na saída secundária, $z = 4.8$ mm (Simulação 5.2.2 (ii) – propano)	142

Figura 6.25 - Perfis da fração mássica de propano nos orifícios de saída (Simulação 5.2.2 (ii) – propano)	143
Figura 6.26 - Perfis da fração mássica de metano nos orifícios de saída (Simulação 5.2.2 (i))	147
Figura 6.27 - Perfis da fração mássica de butano nos orifícios de saída (Simulação 5.2.2 (iii))	147

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 - Parâmetros da velocidade média no eixo do jato (Adaptado de Ball et al. 2012)	19
Tabela 2.2 - Parâmetros do alargamento do meio-raio do jato (Adaptado de Ball et al. 2012)	20
Tabela 5.1 - Propriedades geométricas do domínio de cálculo	71
Tabela 5.2 - Condições de fronteira da Simulação 5.1.1	72
Tabela 5.3 - Especificação do método numérico da Simulação 5.1.1	73
Tabela 5.4 - Especificação dos domínios de teste	74
Tabela 5.5 - Resultados da Variável de Teste 1	75
Tabela 5.6 - Resultados da Variável de Teste 2	76
Tabela 5.7 - Variação percentual da Variável de Teste 1	76
Tabela 5.8 - Variação percentual da Variável de Teste 2	76
Tabela 5.9 - Parametrização das malhas	78
Tabela 5.10 - Estatísticas das malhas de teste	79
Tabela 5.11 - Método <i>GC</i> : parâmetros de cálculo	80
Tabela 5.12 - Aproximação inicial e resultado do cálculo da ordem aparente	81
Tabela 5.13 - Método <i>GC</i> : Parâmetros de avaliação da convergência da malha	82
Tabela 5.14 - Condições de fronteira empregues na Simulação 5.1.2	86
Tabela 5.15 - Composição do ar	88
Tabela 5.16 - Condições de fronteira das Simulações 5.1.3 : (i) metano, (ii) propano e (iii) butano	89
Tabela 5.17 - Especificação do método numérico das Simulações 5.1.3	90
Tabela 5.18 - Método de cálculo das propriedades das misturas	91
Tabela 5.19 - Propriedades geométricas do domínio de cálculo da Figura 5.7	93
Tabela 5.20 - Condições de fronteira da Simulação 5.2.1	96
Tabela 5.21 - Propriedade geométrica do domínio de cálculo	99
Tabela 5.22 - Parametrização da malha empregue na Simulação 5.2.1	100
Tabela 5.23 - Operações aplicadas sobre a malha empregue na Simulação 5.2.1	100
Tabela 5.24 - Propriedades da malha empregue na Simulação 5.2.1	101

Tabela 5.25 - Condições de fronteira empregues no conjunto das Simulações 5.2.2	104
Tabela 5.26 - Caudais mássicos de fluido combustível empregues nas Simulações 5.2.2	105
Tabela 6.1 - Propriedades do ar e caudal mássico injetado à temperatura de 288.16 K	109
Tabela 6.2 - Parâmetros implícitos ao escoamento da Simulação 5.1.2	109
Tabela 6.3 - Parâmetros de caracterização dos escoamentos nas simulações de teste	118
Tabela 6.4 - Propriedades e caudais mássicos dos fluidos injetados à temperatura de 288.16 K	122
Tabela 6.5 - Parâmetros implícitos ao escoamento das Simulações 5.1.3	122
Tabela 6.6 - Propriedades do ar empregues na Simulação 5.2.1	128
Tabela 6.7 - Parâmetros implícitos ao escoamento e caudal mássico injetado na Simulação 5.2.1 (válido para os dois orifícios de injeção, principal e secundário)	128
Tabela 6.8 - Caudal de ar arrastado e rácio caudal mássico ar arrastado/injetado em cada uma das saídas da flauta (injeções não simultâneas)	129
Tabela 6.9 - Caudal de ar arrastado, rácio caudal mássico ar arrastado/injetado em cada uma das saídas da flauta (injeções simultâneas) e desvio face ao resultado "ANSYS Fluent" da Tabela 6.8	130
Tabela 6.10 - Condições de funcionamento para injeção de propano	137
Tabela 6.11 - Parâmetros associados ao jato combustível de propano da Simulação 5.2.2 (ii) (válidos para os dois orifícios de injeção, principal e secundário)	137
Tabela 6.12 - Caudais mássicos escoados através dos orifícios de saída da flauta (Simulação 5.2.2 (ii) – propano)	138
Tabela 6.13 - Caudal mássico de erro no balanço de massa [kg/s]	139
Tabela 6.14 - Rácios caudal ar/combustível e coeficiente de excesso de ar nas saídas da flauta (Simulação 5.2.2 – (ii) propano)	140
Tabela 6.15 - Caudal de ar arrastado e rácio caudal mássico ar/combustível para cada uma das saídas da flauta (Simulação 5.2.2 – (ii) propano)	140
Tabela 6.16 - Condições reais de funcionamento para um queimador atmosférico a metano ou butano, com 19 kW de potência	144

Tabela 6.17 - Condições empregues nas Simulações 5.2.2 (i) e (iii)	144
Tabela 6.18 - Parâmetros associados ao escoamento das Simulações 5.2.2 (i) e (iii) (válidos para os dois orifícios de injeção, principal e secundário)	145
Tabela 6.19 - Caudais mássicos escoados através dos orifícios de saída da flauta (Simulações 5.2.2 (i) e (iii), respetivamente)	145
Tabela 6.20 - Caudais mássicos de erro nos balanços de massa [kg/s]	146
Tabela 6.21 - Rácios caudal ar/combustível e coeficiente de excesso de ar nas saídas da flauta nas Simulações 5.2.2 (i) e (iii), respetivamente	146

1. INTRODUÇÃO

A combustão de pré-mistura, entenda-se, aquela em que a mistura das espécies ar e combustível (reagentes) se faz antes do processo de combustão propriamente dito, tem aplicação junto dos mais diversos equipamentos domésticos – a título de exemplo: fornos, fogões a gás e esquentadores para produção de AQS (águas quentes sanitárias). Face à diversidade de utilizações, cada equipamento deve ser dotado de um queimador cujo projeto tenha sido desenvolvido por forma a que haja otimização do processo de combustão, a par do cumprimento dos requisitos específicos da aplicação em causa (Lopes 2012).

Os queimadores empregues nos esquentadores murais de utilização doméstica podem operar sob condições em cujo fornecimento de ar à combustão é feito de forma forçada ou em regime atmosférico. O projeto de um queimador de gás deve incluir a ponderação de fatores como sejam a gama da modulação da potência, a influência da reação química, a estabilidade de chama e a razão estequiométrica da mistura de reagentes. É na sequência da ponderação entre estas condicionantes que o *software* ANSYS Fluent surge como ferramenta promissora ao nível da otimização do projeto de queimadores, no qual são preponderantes os fenómenos de escoamento turbulento de um fluido multiespécies (Lopes 2012). A otimização do projeto com recurso a meios exclusivamente experimentais revela-se excessivamente dispendiosa dada a vasta gama de parâmetros em análise. Assim, os métodos baseados em *Computacional Fluid*

Dynamics (CFD) representam uma alternativa preferencial no contexto dos estudos de otimização (Meslem et al. 2013).

Os NO_x são considerados como os poluentes do ar com efeito mais nefasto no que concerne a questões ambientais, sendo precisamente a combustão das formas de energia fóssil a maior responsável pela sua emissão para a atmosfera (Skalska et al. 2010; Demayo et al. 1998). Deste facto emergem as políticas europeias que têm vindo a estreitar os valores de emissão de NO_x permitidos na U.E.. O controlo sobre a formação de NO_x que resulta dos processos de combustão pode ser feito com recurso a metodologias de pré-combustão, de combustão e/ou de pós-combustão, de acordo com a fase em que incidem as medidas ativas com efeito na regulação das emissões (Skalska et al. 2010; Chacón et al. 2007). Vários estudos reportam que os fatores com influência mais preponderante sobre a formação de NO_x são a temperatura de combustão, a razão da mistura ar - combustível, o grau de homogeneidade da mistura, o combustível e a distribuição dos produtos de combustão (Skalska et al., 2010). Não obstante a complexidade e a interação entre inúmeros parâmetros, existe uma região óptima de funcionamento do queimador, região essa para a qual é conseguida a maximização da performance e a minimização da emissão total de poluentes (Demayo et al. 1998).

1.1 Queimadores de Gás

Os queimadores de gás são dispositivos que, através de combustão controlada, produzem calor como consequência da reação química exotérmica estabelecida entre combustível e oxidante (ar). Em particular, no caso dos esquentadores de uso doméstico, a fonte térmica na produção de AQS consiste num conjunto de chamas de pré-mistura que se propagam a velocidade subsónica sobre a cabeça do queimador. À onda de combustão que se propaga a velocidade subsónica, por oposição ao fenómeno de detonação, chama-se deflagração. O tipo de chama que se gera na cabeça do queimador, e que é geralmente visível nos esquentadores murais mais antigos, designa-se por chama de pré-mistura porque pressupõe que haja mistura dos reagentes gasosos previamente à combustão, como já referido anteriormente (Lopes 2012). Note-se, contudo, que a mistura proveniente do interior do queimador não engloba a totalidade do ar envolvido na combustão: a própria descarga da mistura sobre a cabeça do queimador provoca o aumento do caudal de ar em posições a jusante do escoamento.



Figura 1.1 - Queimador convencional de gás utilizado num esquentador mural (Reproduzido de Lopes 2012)

O queimador em si é composto por um conjunto de elementos dispostos paralelamente no interior dos quais se escoia a mistura ar - combustível que é conduzida até aos orifícios de chama. Cada um desses elementos, designado por flauta, conta com a sua própria injeção de combustível e, no cômputo geral, a potência térmica do queimador será então igual ao somatório da potência térmica fornecida por cada uma das suas flautas constituintes.

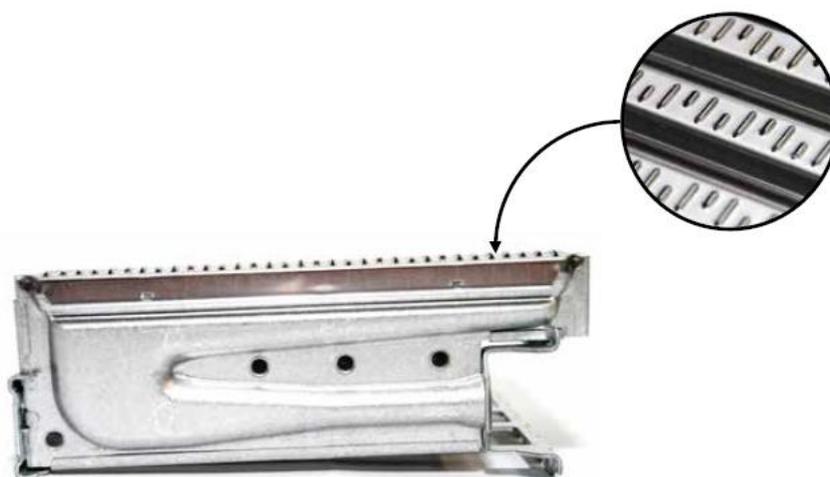


Figura 1.2 - Elemento do queimador: flauta (pormenor dos orifícios de chama) (Reproduzido de Lopes 2012)

No caso dos queimadores atmosféricos, os que assumem preponderância no âmbito deste trabalho, a mistura ar - combustível forma-se como consequência do arrasto direto de ar provocado pela descarga de um jato combustível e pelo caudal de ar adicional que influi para a mistura, ao nível dos orifícios de chama. Como se verá, o fenómeno de arrasto direto de ar

provocado pelo jato designa-se por *entrainment* e é o responsável por que, na ausência de insuflação forçada de ar para o interior dos elementos do queimador, estejam presentes, à saída dos orifícios de chama, os dois reagentes necessários à combustão.

A configuração das flautas deve atender às condições de controle sobre a combustão e aos mecanismos de estabilização da chama. Se por um lado é necessário que a mistura ar-combustível seja pobre (o que se traduz em excesso de ar na combustão) para que haja uma diminuição dos poluentes emitidos; por outro, é igualmente peremptório atender aos fatores que podem conduzir à extinção da chama. As condicionantes primordiais na estabilidade de uma chama de pré-mistura são os limites de flamabilidade, a taxa à qual é gerado e é perdido calor para as paredes do queimador e a relação entre o escoamento da mistura e formação da chama laminar (Lopes 2012).

1.1.1 Flauta com ancoramento por chama piloto

Uma das tecnologias empregues para colmatar os problemas de instabilidade de chama é a utilização de flautas com ancoramento por chama piloto, ao invés das flautas convencionais (como a da Figura 1.2). No caso das flautas com ancoramento (Figura 1.3), a par da chama de pré-mistura pobre (a chama principal) forma-se, contiguamente a esta, uma chama piloto de riqueza significativamente superior. A chama piloto faz o ancoramento da chama principal porque lhe fornece calor e produtos de combustão fazendo com que nunca sejam atingidos os limites de flamabilidade. Assim, as flautas com ancoramento da chama principal dispõem de dois orifícios de admissão de mistura ar - combustível: um através do qual se escoam a mistura principal (que dá origem à chama principal) e outro para a mistura secundária (que, por sua vez, origina a chama piloto) (Lopes 2012).

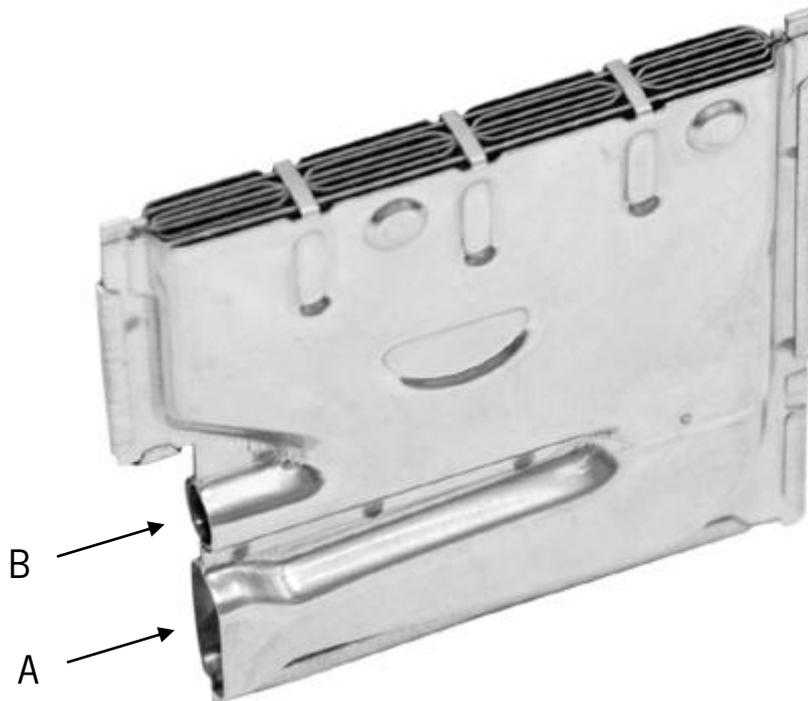


Figura 1.3 - Flauta com ancoramento por chama piloto. Legenda: A – orifício de admissão principal; B – orifício de admissão secundária (ou piloto) (Adaptado de Lopes 2012)

Tipicamente, a mistura escoada nos orifícios de saída principais terá um rácio ar/combustível de cerca de 1.4, enquanto que através do orifício secundário se escoam uma mistura com elevada concentração de combustível – o correspondente a um rácio ar/combustível igual a cerca de 0.8 (Lopes 2012).

Num queimador convencional, o rácio típico ar/combustível será da ordem de 1.2 e as emissões de NO_x situam-se perto das 120 ppm. Com recurso às flautas com ancoramento por chama piloto, as emissões de NO_x do queimador podem ser reduzidas no intervalo de 40 a 60 ppm (Lopes 2012).

Uma revisão elucidativa acerca dos mecanismos de formação, propagação e estabilidade de chama bem como acerca dos princípios de funcionamento de queimadores atmosféricos pode ser encontrada no trabalho desenvolvido por Lopes (2012).

1.2 Introdução à modelação CFD

No decorrer do último século, assistiu-se a um crescente enfoque sobre os fenómenos de turbulência: os escoamentos turbulentos deixaram de ser alvo de mera curiosidade para assumirem uma posição de destaque enquanto temática explorada no âmbito investigacional. A compreensão da física dos fenómenos envolvidos evoluiu a par dos métodos teóricos, experimentais e computacionais. Segundo Richard Feynman, "a turbulência é o último grande problema por resolver na física clássica" (Ball et al. 2012).

Os mecanismos de turbulência estão ainda muito longe de ser totalmente compreendidos, seja do ponto vista matemático ou intuitivo. Não obstante, as dificuldades do CFD não residem somente nas questões associadas à modelação da turbulência: parte do desafio consiste na implementação de rotinas de cálculo eficazes, na supressão do erro numérico e na discretização do tempo e do espaço. P. R. Spalart (2000), na sua publicação "*Strategies for turbulence modelling and simulations*", mostra ser da opinião de que, até essa data, há um esforço não balanceado no que diz respeito à resolução das dificuldades enumeradas — segundo o autor, a modelação da turbulência é preterida face ao desenvolvimento de novos *solvers* computacionais e métodos de geração de malhas. Nesta ótica, é presumível que a modelação em si possa estagnar, ainda que havendo um aumento significativo da potencialidade das ferramentas numéricas (Spalart 2000).

Segundo Spalart (2000), a previsão da turbulência no contexto da aerodinâmica enfrenta dois desafios primordiais: um deles será o crescimento e a separação da camada limite; o outro consiste na transferência do momento do escoamento, após a separação. De acordo com o autor, para algumas estratégias de modelação de turbulência, o refinamento de malha é requerido com vista à obtenção de maior exatidão numérica. Já no caso de outras estratégias, o refinamento de malha é mais preponderante na obtenção de uma descrição física mais rica do mecanismo de turbulência. Na utilização de determinados modelos, as constantes de natureza empírica assumem um papel fundamental mesmo quando o domínio tratado é dotado de uma malha muito fina; na utilização de outros, o papel das constantes referidas tende a esvair-se.

Atualmente, dispomos de uma ampla gama de métodos de previsão numérica de escoamentos turbulentos: esta gama estende-se desde as estratégias baseadas nas equações Reynolds-*Averaged* Navier-Stokes (RANS) ao método de Simulação Numérica Direta (DNS),

passando por outros de complexidade intermédia (Spalart 2000). De entre os métodos RANS deve salientar-se o grupo dos modelos "*eddy - viscosity*", sendo estes os mais simples e os mais frequentemente usados em aplicações de engenharia. A este grupo pertencem, por exemplo, os seguintes modelos: *k - ε standard*, *Renormalization Group (RNG) k - ε*, *k - ε realizable* e *shear stress transport (SST) k - ω*. Como pode comprovar-se há uma grande pluralidade de modelos no que respeita à reprodução de escoamentos turbulentos. Segundo Chen et al. (2010), a seleção pelo modelo mais adequado depende do caso particular em análise. Uma abordagem sustentada a este problema consiste em, para uma dada configuração, testar a performance de vários modelos, devendo, de entre os modelos testados, ser selecionado aquele cujos resultados são mais verosímeis (Meslem et al. 2013; Freeman & Roy 2013). Desta forma, torna-se possível estipular o modelo mais adequado a uma dada configuração. Configurações análogas dirão respeito a casos em que estejam implicadas geometrias, domínios e condições de fronteira semelhantes (Meslem et al. 2013).

Não obstante o desenvolvimento de estratégias mais modernas, os métodos clássicos de modelação de turbulência com base nas equações RANS não deixaram de ser objeto de estudo. Na verdade, parecem emergir cada vez mais modelos e versões de modelos com base neste método clássico de modelação, o que, infelizmente, pode interpretar-se como não havendo sinal de que tenham sido concebidos modelos cuja *performance* seja claramente superior. Um outro problema parece residir no facto de os códigos computacionais serem cada vez mais longos, o que implica que sejam despendidos mais recursos nos procedimentos de teste. De certa forma, as frequentes alterações ao nível da arquitetura computacional ajudam a que determinados modelos de turbulência se estabeleçam, mesmo que conhecidas outras estratégias de modelação mais eficazes (Spalart 2000).

Facilmente se compreenderá que a modelação baseada no método *time-averaging* de Reynolds suprime uma enorme quantidade de informação quanto à descrição física da turbulência. Em determinados casos, pode optar-se por adotar modelos capazes de reproduzir, pelo menos, os vórtices mais significativos do escoamento. Deve contudo atender-se a uma postura de razoabilidade: Spalart (2000) reporta uma citação que reproduz exatamente o que pretende expressar-se com isto – "não devemos simular vórtices de 1 cm quando tratamos o escoamento sobre um Boeing 747".

O esforço depositado sobre a otimização dos modelos de simulação de escoamentos multiespécies deve ser valorizado. A potencialidade das práticas de projeto baseadas no CFD — que tem vasta aplicação no desenvolvimento dos mais variados processos e equipamentos — reverte numa enorme redução do tempo e custos despendidos, por comparação com as práticas convencionais (Padoin et al. 2014).

1.3 Motivação e âmbito

O trabalho de Lopes (2012) tem por base o desenvolvimento de um modelo matemático simples capaz de fazer a previsão do caudal de ar arrastado para o interior de uma flauta convencional por mecanismo de *entrainment*, ou seja, como resultado da descarga de um jato combustível. Conhecido o caudal de combustível injetado, a quantificação do caudal de ar arrastado possibilita a caracterização da mistura em termos da sua razão de equivalência ou do coeficiente de excesso de ar. O modelo concebido por Lopes (2012) tem aplicação sobre o domínio plano do escoamento no interior de uma flauta convencional, tendo sido posteriormente aplicado à geometria de uma flauta com ancoramento por chama piloto. Adicionalmente, a fim de validar os resultados propostos pelo dito modelo, foi feita uma medição experimental do caudal de ar arrastado que se escoava através dos orifícios de saída da flauta (os principais e os secundários).

No âmbito deste trabalho, será somente tratado o escoamento com relação à flauta com ancoramento por chama piloto. O comportamento dos jatos combustíveis descarregados e a configuração da flauta são fatores imensamente preponderantes para o caudal de ar arrastado e para a obtenção de uma mistura homogênea que, como já visto, são fatores da máxima importância para o controlo dos parâmetros de combustão. Idealmente, deve verificar-se uma distribuição uniforme do rácio ar/combustível ao longo dos orifícios de chama da flauta e, conseqüentemente, sobre a cabeça do queimador (Lopes 2012). A motivação deste trabalho consiste na criação de um modelo CFD do escoamento da mistura que possibilite quantificar quer o caudal de *entrainment* como a dita distribuição das espécies ar e combustível na saída dos orifícios de chama da flauta. Na medida do possível, os resultados obtidos serão confrontados com os propostos por Lopes (2012) e outros autores citados ao longo deste trabalho.

1.4 Objetivos

No sentido de dar resposta aos objetivos primordiais do trabalho presentemente apresentado são, inclusivamente, cumpridos os seguintes objetivos intermédios:

- Conceção de um modelo geométrico representativo do problema real em análise;
- Compreensão do comportamento e fatores condicionantes para o escoamento de jatos livres e, essencialmente, dos métodos existentes de quantificação do caudal de *entrainment*;
- Apreensão do papel das equações de conservação do escoamento no âmbito da simulação computacional de fluidos;
- Perceção do método *time-averaging* implementado no modelo RANS de turbulência segundo a formulação nas variáveis $k - \varepsilon$ e da equação de conservação de espécies;
- Compreensão da lógica computacional implementada na discretização espacial do domínio de cálculo e do método de resolução das equações diferenciais de conservação;
- Conceção dos modelos CFD a implementar nas simulações de vários escoamentos preponderantes para a elaboração sustentada de conclusões.

2. JATOS TURBULENTOS

Os jatos turbulentos são comuns em diversas aplicações como sejam a injeção de combustíveis, a refrigeração de componentes/equipamentos, o processamento de metais e vidros, a secagem de têxteis, papel e produtos alimentares, entre outras (Xu & Antonia 2002; Romano 2012). Nesta medida, compreende-se o porquê do escoamento de jatos constituir uma parte importante da investigação no domínio da mecânica de fluidos. Os resultados proporcionados pelos estudos mais recentes promovem a otimização do *design* e da eficiência de diversos dispositivos utilizados em aplicações de engenharia, como é o caso dos queimadores e misturadores (Romano 2002). Shih I. Pai (1954) compilou na sua publicação "*Fluid Dynamics of Jets*" os principais resultados deduzidos a partir de estudos teóricos e experimentais no âmbito de jatos descarregados sobre um fluido em repouso. Apesar de o estado da arte no que diz respeito a esta matéria ter evoluído enormemente nos 50 anos subsequentes à dita publicação, as investigações experimentais e as descrições do escoamento de jatos não estão ainda plenamente completas. Em parte, isso decorre do facto de as técnicas experimentais de medição e das formulações teóricas no âmbito do escoamento de jatos formarem uma díade inter-dependente que tem evoluído a par na Ciência (Ball et al. 2012).

Seguindo a mesma lógica da revisão feita por Ball et al. (2012), esta secção apresentará resumidamente a temática dos escoamentos de jatos circulares turbulentos de acordo com os

Na Figura 2.1, a linha ondulada delimita a camada de mistura com elevada vorticidade e a zona exterior ao escoamento em que o fluido ambiente se encontra praticamente em repouso (Ball et al. 2012).

A variável meio-raio do jato, $r_{1/2}$, é frequentemente citada na literatura (na literatura inglesa, "*jet half-radius*") e consiste num comprimento característico que toma o valor do raio ao qual corresponde metade da velocidade de escoamento no eixo do jato. Posto de uma outra forma, para cada distância axial, $r_{1/2}$ verifica a seguinte igualdade:

$$U_{r_{1/2}} = U_c / 2 \quad (2.1)$$

Segundo o processo de *time-averaging*, que será explicitado no Capítulo 3, determina-se o diâmetro *time-averaged* do jato, δ (Ball et al. 2012).

A literatura discrimina as zonas características de um jato circular axissimétrico, tanto na direção axial como na radial. Apresenta-se de seguida uma breve descrição e algumas considerações no que respeita a cada uma das zonas mencionadas. Apesar de a literatura não ser totalmente unânime na definição dos intervalos do escoamento aos quais se associam uma ou outras zonas, a flutuação dos valores limite reportados é insignificante (Ball et al. 2012).

Zonas na direção axial

▫ *Zona de Estabelecimento do Escoamento* (Near Field), $0 \leq x/D \leq 7$

Esta zona é facilmente identificável pelo núcleo potencial (*potential core*) que se define como uma região cónica de escoamento inviscido. O núcleo potencial encontra-se envolvido numa região anelar onde ocorre a mistura entre o fluido do jato e o fluido ambiente. Com o crescimento da camada de mistura (onde se fazem sentir as tensões de corte em resultado da presença das forças viscosas e, por isso, também designada por camada de corte), as camadas limite do núcleo potencial tendem a coalescer e este desaparece (White, 2006). Contudo, o

núcleo potencial é uma estrutura exclusivamente característica dos jatos derivados de injetores convergentes (Ball et al. 2012).

▫ *Zona de Transição* (Intermediate Field), $7 < x/D < 70$

É nesta região que se formam e interagem as primeiras estruturas turbulentas altamente anisotrópicas. O comportamento desta interação é dependente do Reynolds do escoamento. A zona de transição é a menos estudada no contexto dos jatos circulares turbulentos (Ball et al. 2012).

▫ *Zona de Escoamento Estabelecido* (Far Field), $x/D \geq 70$

É a zona em que o escoamento se encontra plenamente desenvolvido. É comum descrever-se esta região como uma zona de auto-preservação ou de semelhança do escoamento. Estas designações são assim atribuídas porque se crê que o escoamento está em equilíbrio, ainda que esta noção de escoamento equilibrado esteja fracamente esclarecida na literatura existente. Nesta zona, o gradiente axial do campo de velocidades, que é inferior ao gradiente radial, apresenta uma evolução assintótica com o aumento da distância ao plano de descarga. De acordo com a Teoria de Equilíbrio Universal de Kolmogorov, a semelhança caracteriza-se pelo facto de os vórtices de turbulência de pequena dimensão serem localmente isotrópicos e pela sua presença estar em equilíbrio estatístico com a de vórtices de maiores dimensões. Já George (1989) defende que, para que haja equilíbrio, os vários termos das equações de conservação do escoamento devem apresentar um balanço relativo que se mantém inalterado à medida que o escoamento evolui (Ball et al. 2012).

Zonas na direção radial

▫ *Zona Central* (Centreline Region)

Corresponde à região onde é verificada a velocidade axial máxima do escoamento. Com o desenvolvimento do escoamento, o valor da velocidade máxima decai com o aumento da distância axial, como se verá mais à frente (Ball et al. 2012).

▫ *Zona da Camada de Corte ou de Mistura* (Shear Layer)

Nesta zona, a presença do forte gradiente da velocidade na direção radial provoca a formação de núcleos de turbulência que tendem a emparelhar-se formando vórtices de maiores dimensões. À luz da teoria de Kolmogorov, a energia do escoamento flui em cascata: os vórtices de maiores dimensões desagregam-se dando origem a múltiplas estruturas turbulentas de menores dimensões (Ball et al. 2012; Fellouah, Ball & Pollard 2009).

▫ *Zona Exterior* (Outer Layer)

Esta região caracteriza-se por velocidades na ordem de $\sim 10\% U_c$, sendo que o escoamento tende a extinguir-se na totalidade à medida que $r \rightarrow \infty$ (Ball et al. 2012).

2.1.2 Distribuição da velocidade

A Figura 2.2 compila os resultados obtidos por diversos autores no que respeita aos perfis da velocidade axial média em várias posições a jusante da descarga do jato. Note-se que só é apresentado meio perfil do jato, em que $r/D = 0$ coincide com o eixo, ficando assim implícita a natureza simétrica do escoamento (Ball et al. 2012).

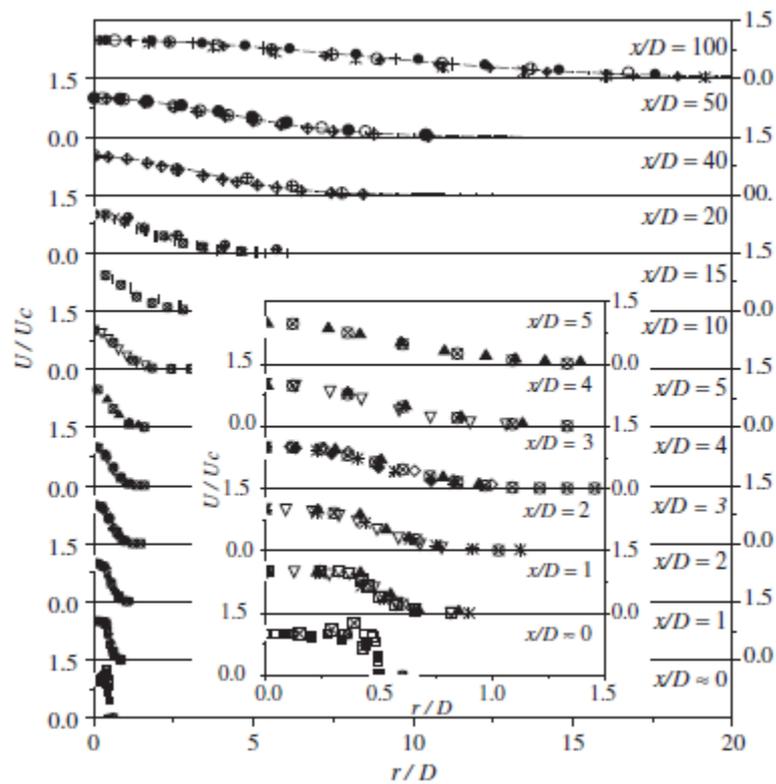


Figura 2.2 - Perfis da velocidade média axial do jato. Legenda: \diamond Wynanski e Fiedler (1969); \times Boguslawski e Popiel (1979); \square Quinn e Militzer (1989); $+$ Panchapakesan e Lumley (1993); \blacksquare Hussein et al. (1994), técnica de single hot-wire; \circ Hussein et al. (1994), anemometria laser de Doppler; $|$ Abdel-Rahman et al. (1997); \ddagger Weisgraber e Liepmann (1998); \square Mi et al. (2001), injetor convergente; \blacksquare Mi et al. (2001), injetor tubo; \boxtimes Mi et al. (2001), injetor de orifício; $*$ Romano (2002); \diamond Xu e Antonia (2002), injetor convergente; \blacklozenge Xu e Antonia (2002), injetor tubo; \mathbf{X} Gamard et al. (2004); $/$ Kwon and Seo (2005); \blacktriangle Iqbal e Thomas (2007); \otimes Fellouaqh e Pollard (2009); (Reproduzido de Ball et al. 2012)

2.1.3 Distribuição dos parâmetros de turbulência

A Figura 2.3 compila os resultados obtidos por um conjunto vasto de autores no que respeita aos perfis adimensionalizados das intensidades de turbulência axial e radial. Num escoamento turbulento, o valor da velocidade em cada ponto pode variar significativamente em relação ao valor médio da velocidade do escoamento. Assim, definem-se as variáveis designadas por intensidade de turbulência que refletem a magnitude da flutuação da velocidade num dado ponto face à velocidade média do escoamento (Ball et al. 2012).

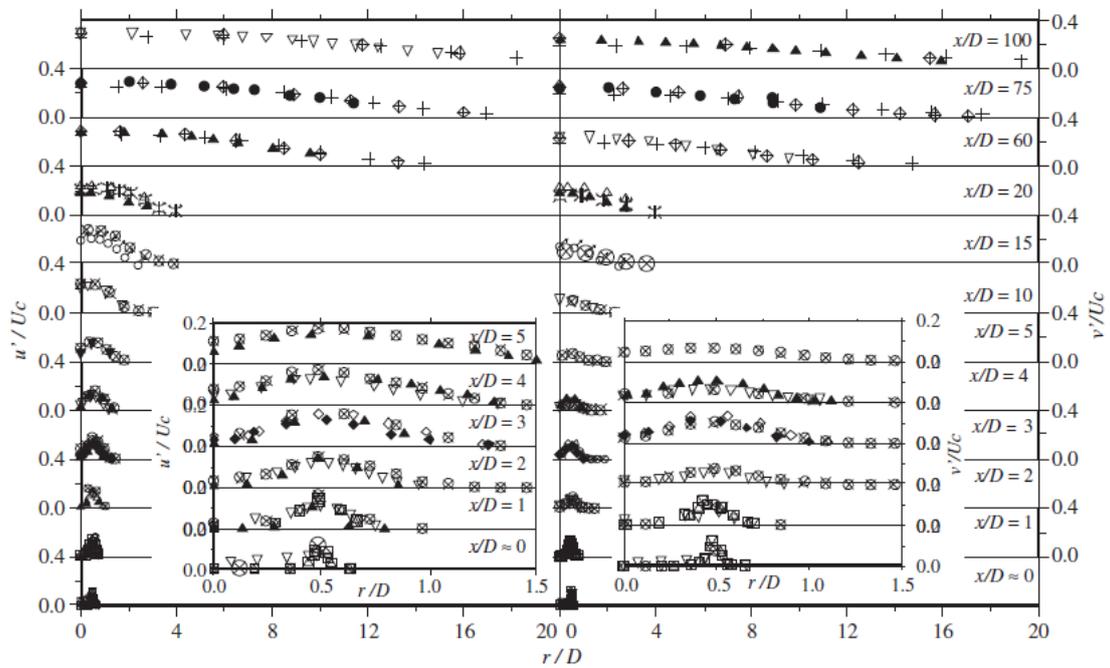


Figura 2.3 - Perfis das intensidades de turbulência axial (à esq.) e radial (à dir.). Legenda: \diamond Wygnanski e Fiedler (1969); \boxtimes Chevray e Tutu (1978); \times Boguslawski e Popiel (1979); ∇ Quinn e Militzer (1989) (injetor convergente); \square Quinn Militzer (1989) (injetor de arestas vivas); $+$ Panchapakesan e Lumley (1993); \blacksquare Hussein et al.(1994); \ddagger Weisgraber e Liepmann (1998) ; \diamond Xu e Antonia (2002) (injetor convergente); \blacklozenge Xu e Antonia (2002) (injetor tipo tubo); \blacktriangle Iqbal e Thomas (2007); \otimes Fellouah e Pollard (2009) (Reproduzido de Ball et al. 2012)

2.1.4 Alargamento do jato

Genericamente, na região de escoamento auto-preservado, a evolução da velocidade no eixo do jacto, U_c , com o aumento da distância ao injetor, x , pode ser expressa por:

$$\frac{U_j}{U_c} = \frac{1}{B} \left(\frac{x}{D} - \frac{x_0}{D} \right) \quad (2.2)$$

em que B é a constante de decaimento. O parâmetro x_0 corresponde à origem virtual do jato, conceito não abordado no âmbito deste trabalho. A compilação gráfica dos resultados obtidos por diversos autores no que respeita à evolução do decaimento da velocidade é ilustrada na Figura 2.4. Apresentam-se também na Tabela 2.1 os parâmetros verificados por alguns dos mesmos autores na definição da Equação (2.2) (Ball et al. 2012).

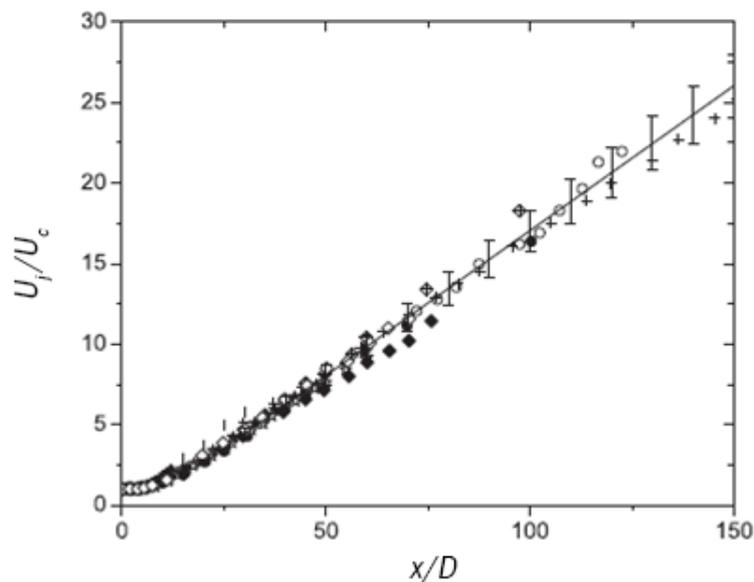


Figura 2.4 - Evolução do decaimento da velocidade no eixo do jato (intervalo de erro: $\pm 8\%$). Legenda: \diamond Wygnanski e Fiedler (1969); \times Boguslawski e Popiel (1979); $+$ Panchapakesan e Lumley (1993); \blacksquare Hussein et al. (1994), técnica de *single-hot wire*; \circ Hussein et al. (1994), técnica de anemometria laser de Doppler; $|$ Abdel-Rahman et al. (1997); \diamond Xu e Antonia (2002), injetor convergente; \blacklozenge Xu e Antonia (2002), injetor tipo canal; \star Quinn (2006), injetor de arestas vivas; \star Quinn (2006), injetor tipo canal; \blacktriangle Iqbal e Thomas (2007) (Reproduzido de Ball et al. 2012)

Tabela 2.1 - Evolução da velocidade média no eixo do jato: parâmetros da Equação (2.2) (Adaptado de Ball et al. 2012)

Autor(es)	Injetor	x/D	x_0/D	B
Wyganski e Fiedler	contração	< 50	3	5.7
		> 50	7	5.0
Panchapakesan e Lumley	contração	30 – 160	0	6.06
Hussein et al.	contração	30 – 120	2.7	5.9
Weisgraber e Liepmann	contração	17 – 27	0	6.7
Ferdman et al.	tubo	≥ 15	2.5	6.7
Mi et al.	contração	0 – 64	3.5	4.48
Xu e Antonia	contração	20 – 75	3.7	5.6
Quinn	arestas vivas	18 – 55	2.15	5.99
	contração	18 – 55	3.65	6.1
Fellouah et al.	contração	15 – 29	2.5	5.59

A taxa de alargamento do jato é indiretamente aferida através da evolução do meio-raio do jato, $r_{1/2}$. A taxa média de alargamento do meio-raio aumenta de forma aproximadamente linear para posições axiais a jusante do núcleo potencial e é dada, genericamente, pela expressão:

$$\frac{r_{1/2}}{D} = A \frac{x}{D} - B \quad (2.3)$$

A Figura 2.5 ilustra a evolução do alargamento do meio-raio observado por diversos autores. A Tabela 2.2 fornece alguns dos valores encontrados para as constantes A e B da Equação (2.3) (Ball et al. 2012).

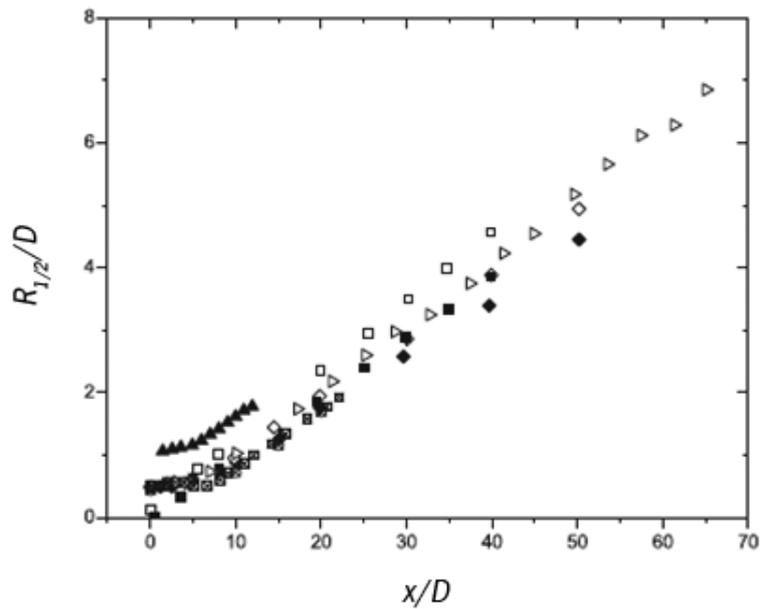


Figura 2.5 - Evolução do alargamento axial do jato. Legenda: \boxtimes Quinn e Militzer (1989); \blacktriangle Abdel-Rahman et al (1997); \square Mi et al. (2001), injetor convergente; \blacksquare Mi et al. (2001), injetor de tubo; \triangleright Mi et al. (2001), injetor de orifício; \diamond Xu e Antonia (2002), injetor convergente; \blacklozenge Xu e Antonia (2002), injetor tipo tubo; \blacktriangle Iqbal e Thomas (2007); \boxtimes Shineeb et al (2008); \otimes Fellouah e Pollard (2009) (Reproduzido de Ball et al. 2012)

Tabela 2.2 - Alargamento do meio-raio do jato: parâmetros da Equação (2.3) (Adaptado de Ball et al. 2012)

Autor(es)	Injetor	A	B
Panchapakesan e Lumley	contração	0.096	
	contração	0.095	
Xu e Antonia	tubo	0.086	
Fellouah et al.	contração	0.097	0.259

Ainda que o meio-raio do jato, $r_{1/2}$, tenha vindo a ser extensivamente utilizado como comprimento característico do escoamento, atualmente reconhece-se a prevalência de outros comprimentos de maior significância ao nível da representatividade física do escoamento. Um desses comprimentos característicos alternativos é o diâmetro do momentum, Δ , dado por:

$$\Delta = 2\sqrt{2} \left(\int_0^{\infty} \frac{q}{q_{max}} r dr \right)^{1/2} \quad (2.4)$$

em que q representa a pressão dinâmica e q_{max} , a pressão dinâmica máxima verificada numa dada secção transversal do jato. O diâmetro do momentum toma o mesmo valor do diâmetro de um jato cujos perfis de densidade e velocidade são retangulares e cuja quantidade de movimento axial é igual à do jato real na secção considerada (Ball et al. 2012).

2.2 Entrainment

"*Entrainment* é o fluxo radial de fluido ambiente arrastado para o interior de um jato" (Han & Mungal 2001). Uma das razões que justifica o grande enfoque sobre a temática dos jatos turbulentos é a reconhecida importância do *entrainment* em processos de combustão, mistura, etc (Ricou & Spalding 1961). Na medida em que a homogeneidade e a razão da mistura ar-combustível são dependentes da forma e da quantidade de ar adicionada ao combustível injetado, o estudo do fenómeno de *entrainment* é da maior relevância, quer qualitativa como quantitativamente. De acordo com Maczyński (1962), a taxa total de *entrainment* nos jatos resulta da combinação do influxo lateral do fluido vizinho, o que deriva da componente radial da velocidade do mesmo e, além disso, do alargamento da superfície que delimita o jato, o que faz com que a componente axial da velocidade do fluido vizinho interseque essa mesma superfície, havendo influxo axial (Han & Mungal 2001). Veja-se a Figura 2.6.

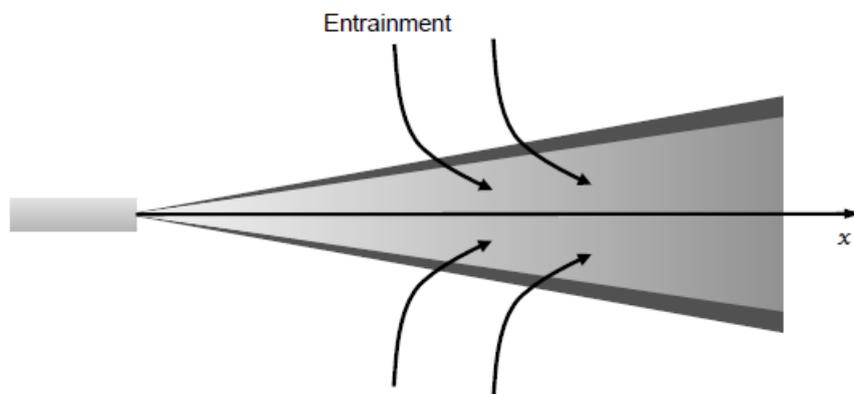


Figura 2.6 - Esquemática do fenómeno de *entrainment* (Reproduzido de Lopes 2012)

2.2.1 Métodos experimentais

Ricou & Spalding (1961) construíram um dispositivo destinado a fazer a medição direta do *entrainment* verificado em diversas posições axiais de um jato livre não-reativo. A técnica desenvolvida possibilita quantificar o caudal mássico de fluido arrastado como resultado da injeção de um gás no interior de um reservatório de ar em repouso, a pressão uniforme (Han & Mungal 2001; Ricou & Spalding 1961). O dispositivo experimental consiste numa câmara cilíndrica, delimitada por paredes porosas, no interior da qual se faz o escoamento do jato. O ar arrastado é alimentado através das paredes porosas da câmara e assume-se que a quantidade de ar que entra na câmara é igual ao caudal de *entrainment* do jato livre quando a pressão no interior da câmara iguala a pressão atmosférica (Hill 1971). As medições foram feitas para jatos cujo Reynolds no plano de descarga pertence ao intervalo $500 < Re < 80\,000$ e para distâncias axiais $2.4 \leq x/D \leq 418$. Daqui puderam deduzir-se expressões que relacionam as seguintes variáveis: caudal mássico que se escoou através de uma secção reta ao eixo do jato, momentum do jato, distância axial ao plano de descarga e densidade do fluido injetado (Ricou & Spalding 1961).

Com base nos resultados obtidos, os autores adiantaram a seguinte relação que expressa o caudal escoado pelo jato, \dot{m}_{esc} , a uma distância axial x do seu orifício de descarga:

$$\frac{\dot{m}_{esc}}{\dot{m}_{inj}} = C_e \frac{x}{d} \quad (2.5)$$

em que \dot{m}_{inj} é o caudal mássico injetado (Ricou & Spalding 1961).

Ricou & Spalding (1961) determinaram o coeficiente médio de *entrainment*, C_e , igual a 0.32, se ar for utilizado como ambos os fluidos injetado e ambiente. Foram feitas medições utilizando outros fluidos de injeção que não o ar. As experiências com jatos de dióxido de carbono e propano (gases com densidades semelhantes à mesma pressão e temperatura) descarregados em ar resultaram na determinação de $C_e = 0.26$. Da mesma forma, determinou-se $C_e = 1.2$ em experiências feitas com jatos de hidrogénio.

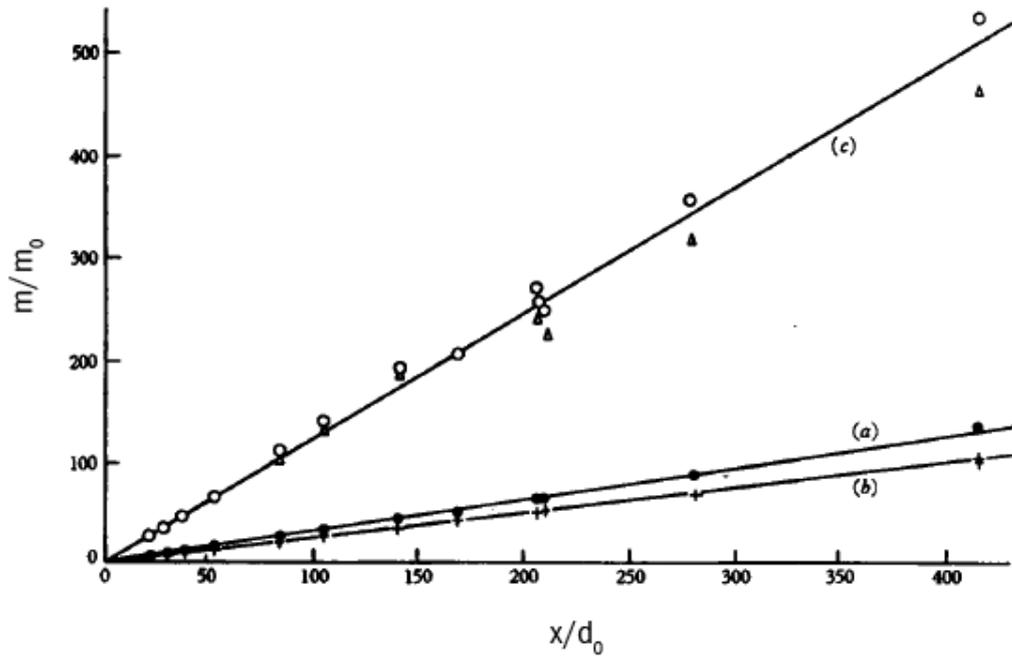


Figura 2.7 - Evolução do rácio caudal escoado/caudal injetado para fluidos de injeção com densidades distintas: (a) ar; (b) propano/dióxido de carbono; (c) hidrogénio (Adaptado de Ricou & Spalding 1961)

Adicionalmente, com recurso à análise dimensional, Ricou & Spalding (1961) mostraram que quando: (i) a densidade do fluido injetado é constante, (ii) o Reynolds do escoamento é elevado e (iii) a distância axial x é muito superior ao diâmetro do orifício de injeção; o caudal escoado pelo jato obedece à seguinte relação:

$$\frac{\dot{m}_{esc}}{x M^{\frac{1}{2}} \rho_{\infty}^{\frac{1}{2}}} = K_1 \quad (2.6)$$

onde M é o acréscimo do momento do fluxo, ρ_{∞} é a densidade do fluido circundante e K_1 é a constante de *entrainment*. Segundo os autores, o valor de M permanecerá constante se a pressão estática for uniforme ao longo de todo o escoamento, pelo que poderá definir-se:

$$M = \frac{1}{4} \pi d_0^2 \rho_{inj} u_0^2 \quad (2.7)$$

em que ρ_{inj} é a densidade do fluido injetado e u_0 a velocidade média do jato à saída do injetor.

Para determinar o domínio do Reynolds em que é válida a Equação (2.5) foram feitos testes preliminares. Esses testes utilizaram ar quer para fluido de injeção como para fluido ambiente e pretenderam registrar a evolução do rácio entre o caudal mássico arrastado e injetado, $\dot{m}_{arrast} / \dot{m}_{inj}$, para diferentes números de Reynolds do jato (Ricou & Spalding 1961). O Reynolds do jato é dado pela seguinte expressão:

$$Re_0 = \frac{\rho_0 \cdot u_0 \cdot d_0}{\mu_0} \quad (2.8)$$

pelo que, para o mesmo diâmetro do orifício de descarga, d_0 , fazendo variar o caudal de injeção, \dot{m}_{inj} , incorre-se numa variação de u_0 .

A Figura 2.8 expressa os resultados obtidos pelas medições de teste.

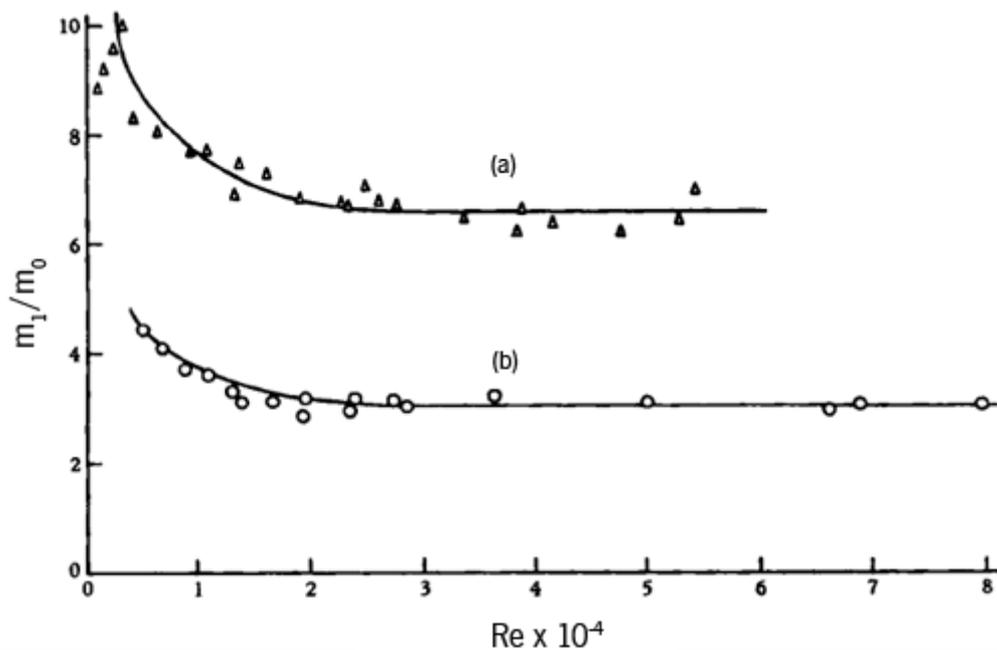


Figura 2.8 - Evolução do rácio caudal arrastado/caudal injetado com o Reynolds do escoamento: (a) $d_0 = 0.5$ in, em $x/d_0 = 25.6$; (b) $d_0 = 0.625$ in, em $x/d_0 = 13.7$ (Adaptado de Ricou & Spalding 1961)

Concluiu-se que, para números de Reynolds superiores a 2.5×10^4 , o rácio caudal arrastado/caudal injetado é aproximadamente constante. Assim, dir-se-á que a Equação (2.6) é válida somente para $Re > 2.5 \times 10^4$.

Ricou & Spalding (1961) verificaram ainda que o valor de K_1 é aproximadamente igual a 0.282 para qualquer uma das medições efetuadas, fazendo crer que esta constante numérica é independente do fluido de injeção utilizado. Então, mediante o exposto e para $Re > 2.5 \times 10^4$, a Equação (2.5) poderá escrever-se, mais genericamente, da seguinte forma:

$$\frac{\dot{m}_{esc}}{\dot{m}_{inj}} = 0.32 \frac{x}{d_0} \left(\frac{\rho_{\infty}}{\rho_{inj}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.9)$$

Ou alternativamente, na Equação (2.5), se ar for utilizado como fluido injetado e ambiente, o valor do coeficiente de *entrainment* pode determinar-se através da seguinte relação:

$$C_e = 2 \frac{K_1}{\sqrt{\pi}} \quad (2.10)$$

Hill (1971) dedicou-se à determinação da taxa local de *entrainment* de jatos turbulentos descarregados a partir de orifícios convergentes com diâmetros no intervalo de 19.05 a 57.15 mm. Para este efeito, o autor adaptou o dispositivo experimental empregue na técnica de medição desenvolvida por Ricou & Spalding (1961).

Dir-se-á que o parâmetro em análise neste estudo é a taxa de variação do caudal mássico escoado pelo jato, o que permite a determinação do coeficiente local de *entrainment*, C_{el} .

A preponderância deste trabalho prende-se com o facto de, até à data, o fenómeno de *entrainment* em jatos livres axissimétricos só ter sido testado em pleno para distâncias axiais superiores a $15 d_0$, ou seja, na região de escoamento estabelecido. Até à data da publicação do trabalho de Hill (1971), a única conclusão fidedigna a poder retirar-se dos estudos preliminares

no âmbito da zona inicial de escoamento é a de que, nessa zona, o coeficiente local de *entrainment* é mais baixo do que a observada na região de escoamento estabelecido.

Hill (1971), através da medição da taxa local de *entrainment* para diferentes posições axiais do jato, determinou o coeficiente local de *entrainment*, dado por:

$$C_{el} = \frac{d}{m_{inj}} \frac{d\dot{m}_e}{dx} \quad (2.11)$$

Observou-se que C_{el} evolui a partir de um valor reduzido junto à descarga, tendendo para 0.32 à medida que a relação x/d_0 aumenta.

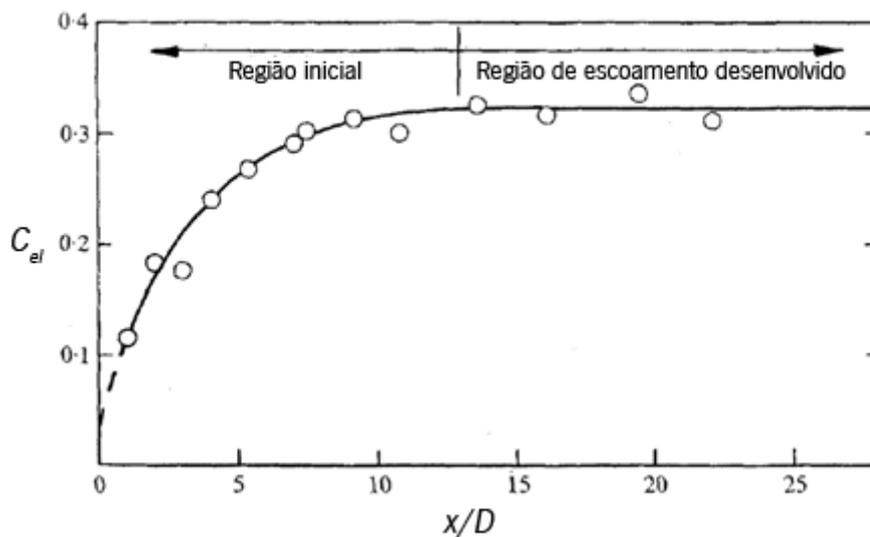


Figura 2.9 - Evolução do coeficiente local de *entrainment* (Adaptado de Hill 1971)

A validação do procedimento experimental concebido por Hill (1971) foi feita com recurso a testes no domínio $14 \leq x/d_0 \leq 58$. Os resultados obtidos são consistentes com os de Ricou & Spalding (1961). Hill (1971) observou ainda que a diferença de densidades entre o fluido injetado e o fluido ambiente é desprezável, à exceção dos casos em que a velocidade à saída do injetor é muito elevada.

Foi estudada a influência do número de Reynolds sobre o coeficiente de *entrainment* local, C_{el} , na região inicial do escoamento. Os resultados mostram que este coeficiente é independente do Reynolds, em todo o domínio coberto pelas medições feitas (de 6×10^4 a 29×10^4). Contudo, é inequívoco que C_{el} é fortemente dependente da distância axial x . A par disso, conclui-se que, dado o comportamento constante de C_{el} a determinado ponto, o escoamento encontra-se praticamente desenvolvido para $x/d_0 > 13$ (Hill 1971).

Vários autores fizeram medições relativas aos perfis de velocidade do escoamento do jato na zona não estabelecida. Apesar de, na sequência destas medições, todos terem concluído que o caudal mássico aumenta não linearmente nessa zona de escoamento, os resultados diferem quantitativamente entre si.

Hill (1971) reconhece que as estimativas mais fiáveis das constantes C_e e K_1 resultam dos experimentos de Ricou & Spalding (1961).

Note-se que tanto os trabalhos de Ricou & Spalding (1961) como o de Hill (1971) foram desenvolvidos no contexto do escoamento de jatos livres, para os quais é dominante o *entrainment* resultante do influxo lateral. Contudo, a investigação em torno dos jatos turbulentos estende-se para as mais diversas condições de escoamento. A título de exemplo, mencionem-se os trabalhos de Becker & Yamazaki (1978), no âmbito da investigação do efeito do *buoyancy* no escoamento de jatos reativos, e de Muñiz (2000), que avaliou o efeito de parâmetros diversos no comportamento de um jato reativo, escoado coaxial e concomitantemente com um fluido vizinho a velocidade não nula. As conclusões adiantadas por estes trabalhos determinam que a taxa de *entrainment* local depende de vários fatores, dos quais se destacam: a geração de calor, o *buoyancy*, a velocidade de escoamento do fluido vizinho do jato e a posição axial.

2.2.2 Métodos numéricos

O trabalho levado a cabo por Han & Mungal (2001) utilizou a técnica PIV para fazer a medição do campo de velocidades observado nas imediações do escoamento de um jato. O caudal de *entrainment* determinado pelos autores resulta da integração numérica dos campos de velocidade médios observados num conjunto de volumes de controlo.

Para um volume de integração cilíndrico de raio infinito, obter-se-ia o caudal mássico de fluido arrastado para o interior do jato utilizando a seguinte expressão:

$$\dot{m}_E = \int_0^{\infty} \overline{\rho u(x_2, r)} 2\pi r dr - \int_0^{\infty} \overline{\rho u(x_1, r)} 2\pi r dr \quad (2.12)$$

em que $\bar{\rho}$ e $\overline{u(x, r)}$ são os valores médios da massa volúmica e da velocidade do fluido arrastado, respetivamente, no volume de integração delimitado transversalmente pelas coordenadas x_1 e x_2 , tal como representadas na Figura 2.10 (Han & Mungal 2001). De acordo com a Figura 2.10, a variável de integração r é a distância radial medida a partir do eixo do jato (CL).

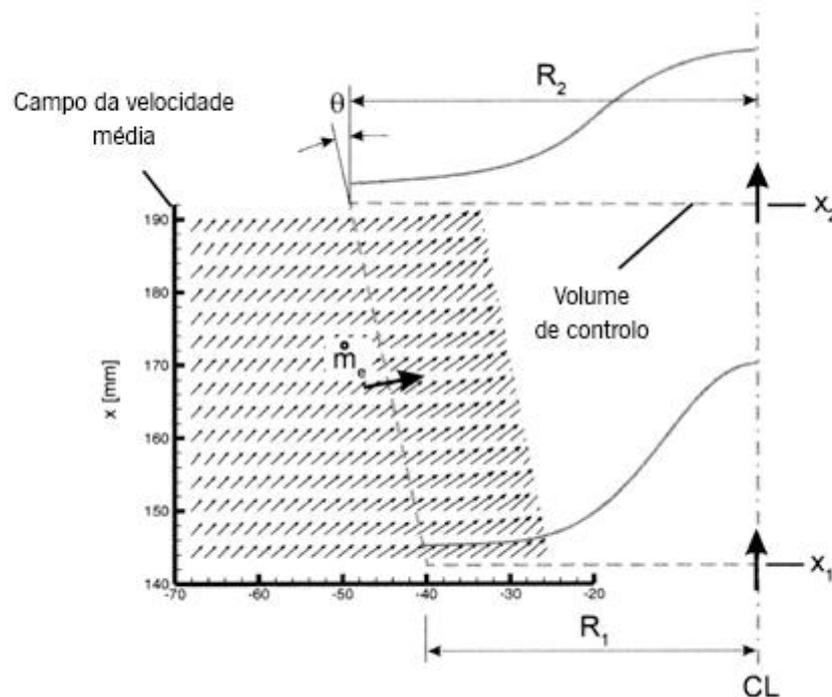


Figura 2.10 - Esquema do domínio de integração da Equação (2.12) (Adaptado de Han & Mungal 2001)

Os limites de integração superior, sendo infinitos, impossibilitam a resolução analítica da Equação (2.12). Alternativamente, Han & Mungal (2001) restringiram o domínio de integração, adotando criteriosamente números reais para os limites superiores de integração nos vários

volumes de controlo, o que resulta num escoamento discretizado em volumes elementares consecutivos. A adoção de valores reais para os limites superiores de integração – na Figura 2.10, expressos por R_1 e R_2 – resulta da seleção de um ângulo θ que otimiza a discretização do escoamento. Sendo assim, o caudal mássico que flui para o interior do jato, \dot{m}_e , pode expressar-se segundo:

$$\dot{m}_e = \int_{x_1}^{x_2} \bar{\rho} \overline{u_n(x,r)} 2\pi r \frac{dx}{\cos \theta} \quad (2.13)$$

sendo u_n a velocidade normal à superfície oblíqua que faz o ângulo θ com o eixo do jato.

O jato utilizado nas atividades experimentais de Han & Mungal (2001) é descarregado a partir de um tubo longo de diâmetro interior igual a 4.6 mm, e cujo comprimento é maior que 300 vezes o diâmetro. O fluido do jato é composto por metano (com 99.5% de pureza) e azoto, em iguais frações molares. Num tubo concêntrico de diâmetro interior igual a 7.7 mm faz-se escoar hidrogénio, o qual funciona como combustível da chama piloto que faz o ancoramento da combustão do jato principal. O caudal mássico deste fluxo piloto é sempre mantido abaixo de 2% do caudal principal. O dispositivo experimental, à parte os instrumentos necessários à captação de imagens e aquisição e leitura de dados, é constituído por um túnel de vento, disposto na vertical, no qual são inseridos os tubos concêntricos mencionados.

Vários estudos dedicaram-se ao estabelecimento dos perfis de velocidades axiais de jatos, $u_x(r)$, cujo fluido é ar, em condições isotérmicas. Como já visto, o caudal de *entrainment* pode ser averiguado de forma indireta pela integração desses perfis de velocidades. No caso do escoamento de jatos em que o efeito de *buoyancy* é negligenciável, a literatura reporta valores de K_1 obtidos por este método no intervalo de 0.22 a 0.404 (Ricou & Spalding 1961). Contudo, a determinação de K_1 e, conseqüentemente, do caudal de *entrainment*, com recurso à integração dos perfis de velocidade encerra algumas incertezas. Por um lado, para distâncias radiais elevadas, a velocidade de escoamento é muito baixa, o que dificulta a sua medição. Por outro, se for adotada uma superfície que delimite o jato – a qual determinará o valor de θ na

Equação (2.13) – incorre-se na incerteza de que essa seja a fronteira fictícia ideal do escoamento (Han & Mungal 2001).

Os métodos experimentais distinguem-se por fazer medições diretas do caudal de *entrainment*, dispensando, portanto, as técnicas de integração e, por conseguinte, contornando as incertezas mencionadas (Ricou & Spalding 1961).

2.3 Condições iniciais e de semelhança no escoamento

A zona de estabelecimento do escoamento de um jato (*near-field*) é fortemente influenciada pelas configurações geométrica e dimensional do injetor, tendo efeito, como consequência, sobre as transferências de massa, calor e momentum observadas. Pela extensão da gama de aplicações que incorporam jatos no domínio da zona de estabelecimento do escoamento, há interesse em compreender e quantificar, sendo possível, a influência das condições iniciais de escoamento (Xu & Antonia 2012; Ball et al. 2012). Nas últimas duas décadas, o foco da investigação em torno de jatos tem recaído especialmente sobre a zona de estabelecimento do escoamento, havendo a preocupação de inferir acerca da relação entre a turbulência do escoamento e a caracterização da mistura proporcionada pelo mesmo (Romano 2002). Por exemplo, o estudo de Gardon e Akfirat (1965) conclui que a turbulência é gerada pelos jatos em si mesmos, com o efeito adicional de possíveis perturbações de cariz externo, e que varia significativamente com a forma do injetor de descarga, as condições a montante do escoamento e a posição relativa no jato (Romano 2002; Meslem et al. 2013). Assim, as condições iniciais do escoamento podem ser determinantes para a adequação a uma dada taxa de *entrainment* projetada. Na verdade, a literatura atual já disponibiliza informação relativa ao efeito de cada um dos fatores de influência citados, testados de forma independente (Romano 2002). Todde et al. (2009) adiantam uma conclusão interessante: da observação da semelhança no comportamento entre jatos com baixo e elevado Reynolds, propõem que ambos são igualmente eficazes a desenvolver uma dada taxa de transporte de massa requerida (Meslem et al. 2013).

No que diz respeito à influência do Reynolds sobre o escoamento, Kwon e Seo (2005) observaram que à medida que o Reynolds aumenta:

- (i) ocorre a diminuição do comprimento da região de estabelecimento do escoamento;
- (ii) decai mais rapidamente a velocidade no eixo do jato;
- (iii) progride mais lentamente a taxa de alargamento do jato;
- (iv) os parâmetros quantificadores da turbulência – a tensão de Reynolds e a intensidade de turbulência – aumentam mais rapidamente com a distância axial (Fellouah, Ball & Pollard 2009).

Alguns estudos com enfoque sobre o efeito das condições iniciais para os parâmetros de turbulência concluem que há significativas diferenças ao nível do desenvolvimento do escoamento de jatos descarregados a partir de injetores de diferente geometria. Por exemplo, no plano de descarga, um injetor convergente produzirá um perfil de velocidades do tipo *top-hat*, um injetor do tipo canal dá origem a um perfil totalmente desenvolvido típico de um escoamento interno em tubagem e um injetor de arestas vivas conduz a um perfil em forma de sela (Ball et al. 2012).

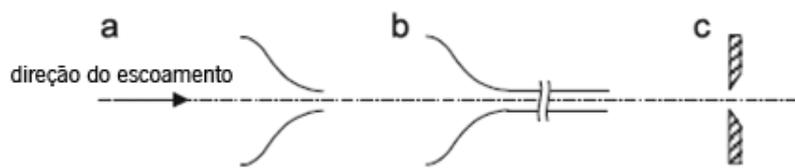


Figura 2.11 - Diferentes geometrias de injetor: (a) convergente; (b) tipo tubo; (c) de arestas vivas. (Adaptado de Ball et al. 2012)

Começou por crer-se na existência de uma condição universal de escoamento na região auto-preservada do jato. Contudo, à data da publicação do trabalho de Gutmark e Wygnanski (1976), já é questionada, ainda que não irrevogavelmente, essa hipótese de semelhança entre escoamentos distintos. O trabalho de George (1989) com jatos circulares sugere que haja influência por parte das condições iniciais em todo o domínio do escoamento. Esta conclusão é suportada por Boersma et al. (1998) que, recorrendo à *direct numerical simulation* (DNS), investigaram a relação entre a forma do perfil de velocidades no plano de descarga de um jato circular e o comportamento do mesmo na região de escoamento desenvolvido (Xu & Antonia,

2002). Atualmente, é reconhecido que as condições iniciais têm impacto direto sobre todo o domínio do escoamento (Ball et al., 2012).

O trabalho de G. Xu e R. A. Antonia (2002) analisa as diferenças observadas nos campos de velocidade associados ao escoamento de dois jatos com o mesmo número de Reynolds ($Re_0 \cong 86\,000$) e iguais velocidades de saída, $u_0 = 23.3\text{ m/s}$, mas descarregados a partir de orifícios de geometria distinta. Assim, foram testados os seguintes dois injetores: o primeiro com a configuração de uma contração suave, com diâmetro de saída de 55 mm, e o segundo consistindo num tubo longo com igual diâmetro. As observações foram feitas no intervalo de distâncias axiais $[d, 75d]$.

A Figura 2.12 evidencia a forma *top-hat* do perfil de velocidades observado na descarga efetuada a partir do injetor convergente, verificando-se um perfil de forma mais semelhante à do perfil parabólico para o injetor do tipo tubo. A adimensionalização dos perfis é feita com recurso à velocidade no eixo do jacto, U_c , medida sobre o mesmo plano axial da velocidade de escoamento, U .

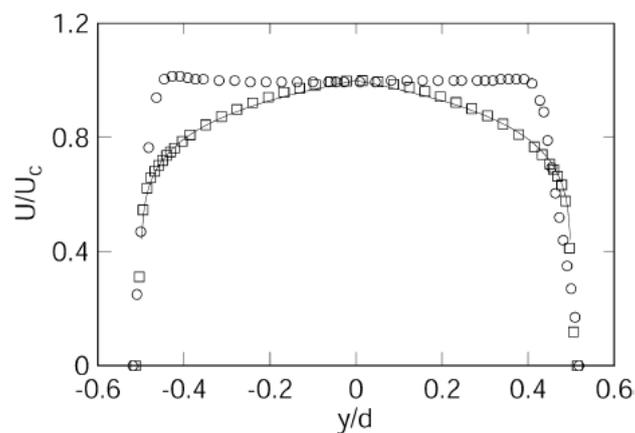


Figura 2.12 - Distribuições da velocidade na descarga. Legenda: \circ injetor convergente; \square injetor tipo tubo
(Reproduzido de Xu & Antonia 2002)

Já Fellouah et al. (2009) concluíram que, utilizando a mesma geometria de injetor e ainda que para diferentes Reynolds do escoamento (6×10^3 , 10×10^3 e 30×10^3), não se verificam alterações ao nível da configuração do perfil de velocidades axiais no plano de descarga.

A intensidade de turbulência relativa na descarga, u'/U , em que u' representa a flutuação observada no perfil de velocidades axiais face à velocidade média U , é superior no escoamento através do injetor do tipo convergente. Por outro lado, em ambos os casos e em todo o domínio do escoamento, apesar da semelhança morfológica dos perfis, verifica-se que a intensidade de turbulência axial é superior à radial (Ball et al. 2012; Gutmark & Wygnanski 1976). Esta natureza anisotrópica dos jatos é observável na Figura 2.13.

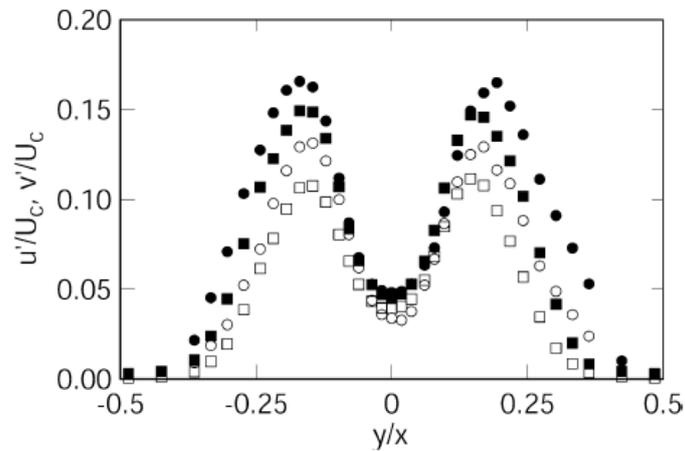


Figura 2.13 - Perfis radiais da intensidade de turbulência em $x = 3d$. Legenda: u' - flutuações axiais (○); v' - flutuações radiais (□). Símbolos fechados: injetor convergente; símbolos abertos: injetor tubo (Reproduzido de Xu & Antonia 2002)

De acordo com Hussein et al. (1994), a evolução de U_c com o aumento da distância ao injetor, x , pode ser expressa por

$$\frac{U_j}{U_c} = \frac{x - x_0}{C_1 \cdot d} \quad (2.14)$$

em que C_1 é constante e U_j é a velocidade na descarga. Na sequência das medições efetuadas no intervalo $x = 20d$ a $x = 75d$, Xu e Antonia (2002) definem : $C_1 \cong 5.6$ e $x_0 \cong 3.7d$, com a utilização do injetor com contração e $C_1 \cong 6.5$ e $x_0 \cong 2.6d$, com o injetor tipo tubo. Para ambos os casos, estes resultados são corroborados pela DNS de Boersma et. al (1998). O

decaimento de U_c é mais rápido no caso do injetor convergente, sendo este o escoamento que mais rapidamente atinge a zona de auto-preservação (Xu & Antonia 2002).

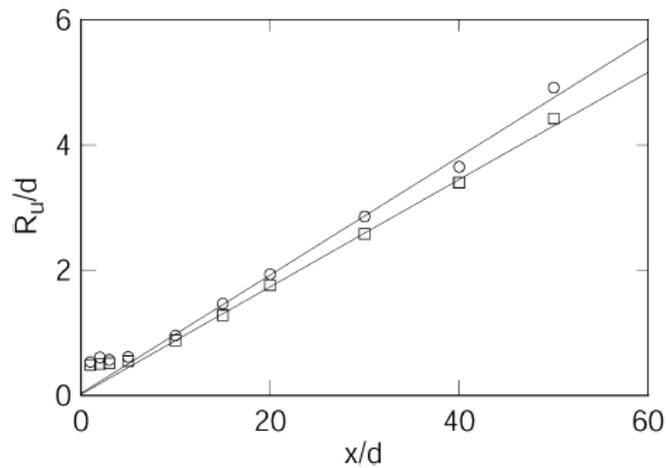


Figura 2.14 - Evolução da velocidade média de meio-raio. Legenda: ○ injetor convergente; □ injetor tipo tubo (Reproduzido de Xu & Antonia 2002)

Os dois jatos alargam linearmente para $x/d > 15$. Mais ainda, dir-se-á que, na zona de escoamento desenvolvido, os perfis de velocidade média podem ser expressos por (Xu & Antonia, 2002):

$$U(x, y) = U_c(x, 0)f(\eta) \tag{2.15}$$

em que $\eta = y/x$, com

$$f(\eta) = \frac{U(x, y)}{U_c(x, y)} = \exp(-C_2\eta^2) \tag{2.16}$$

De acordo com Xu e Antonia (2002), C_2 é igual a 76.5 para o injetor convergente e 90.2 para o injetor do tipo tubo longo. Os dois tipos de injetor dão origem a escoamentos com características distintas e admite-se que isso derive das diferentes estruturas de turbulência geradas no *near-field* de cada um dos jatos. A compreensão das estruturas de turbulência é de

máxima importância na medida em que a formação de vórtices potencia o *entrainment* e a qualidade de mistura obtida no escoamento de um jato livre turbulento.

A investigação de G. P. Romano (2002) centra-se sobre o efeito da presença de uma parede transversal sobre o plano de descarga do jato no campo de velocidades do escoamento. Romano (2002) utilizou um conjunto de três técnicas de medição experimental – LDA (*laser Doppler anemometry*), PTV (*particle tracking velocimetry*) e LIF (*laser-induced fluorescence*) – para analisar o dito efeito no escoamento de jatos axissimétricos. De acordo com a literatura, na tradução da condição de fronteira estabelecida para o plano de descarga do jato, a presença da parede corresponde à condição de fronteira *no-slip*; no caso contrário, dir-se-á uma condição *free-slip* (ver Figura 2.15).

Outro estudo realizado por Verzicco e Orlandi (1995), no âmbito de configurações geométricas similares às analisadas por Romano (2002), conclui que a utilização de uma ou outra das duas condições mencionadas acima induz modificações substanciais ao nível dos vórtices de turbulência gerados, quer no que se relaciona com a sua morfologia como na velocidade de convecção. A velocidade de convecção dos vórtices é superior para a condição *no-slip*. Contudo, não pode afirmar-se que uma condição de fronteira seja mais favorável do que outra para o aumento do grau de mistura verificado em posições mais a jusante do jato. Isto resulta do facto de o domínio de observação desta investigação ter sido limitado para distâncias axiais $x/D < 2$ (Romano 2002).

As condições de fronteira avaliadas por Romano (2002) traduzem-se esquematicamente na Figura 2.15.

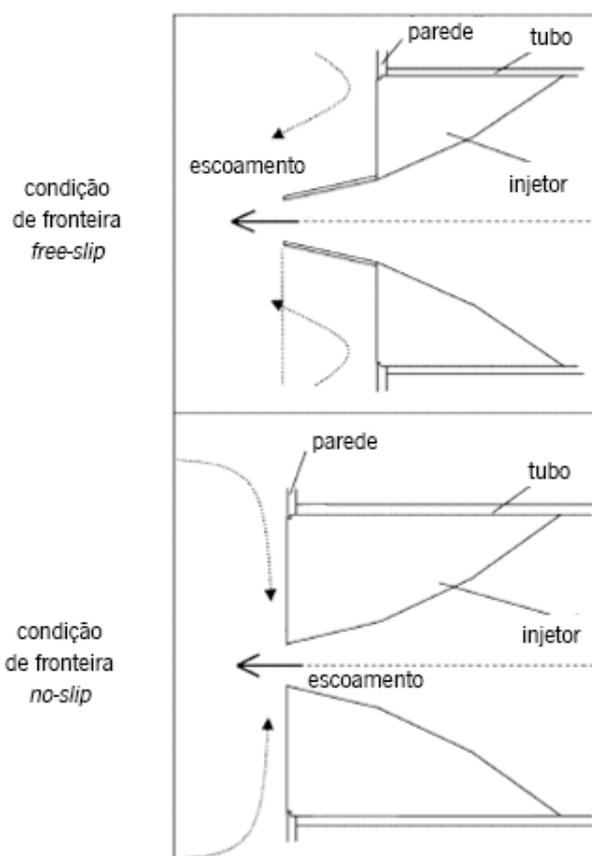


Figura 2.15 - Condição *free-slip* (em cima); condição *no-slip* (em baixo). As setas ilustram a direção do escoamento de *entrainment* (Adaptado de Romano 2002)

De facto, na sequência das medições efetuadas, há evidência de uma correlação entre a condição de fronteira do escoamento no plano de descarga e o desenvolvimento das estruturas turbulentas na direcção axial, o que tem repercussão sobre a qualidade da mistura. Romano (2002) utilizou a variável mistura local, F , e um conjunto de 20 imagens instantâneas sobrepostas para inferir acerca do campo de mistura médio do escoamento dado para cada uma das condições de fronteira. Prescindindo da formulação empregue no cálculo da mistura local, dir-se-á que, qualitativamente, à medida que $F \rightarrow 1$, maior é a taxa de mistura. Assim, $F = 1$ corresponde à deteção de 50% de fluido do jato e 50% de fluido ambiente, enquanto que $F = 0$ é equivalente à deteção de somente um dos fluidos (Romano 2002). Os resultados podem observar-se na Figura 2.16.

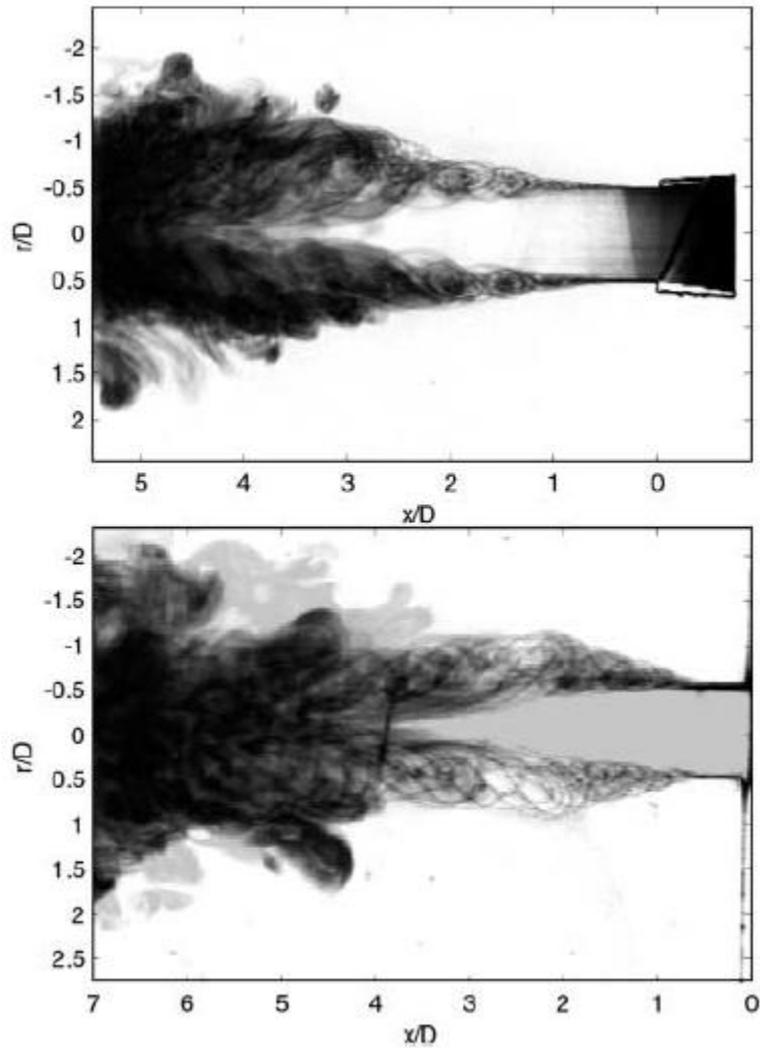


Figura 2.16 - Campo médio de mistura sobre o plano de simetria do jato: condição *free-slip* (em cima); condição *no-slip* (em baixo). Avaliação da taxa de mistura: $F = 0$, a branco; $F = 1$, a preto. $Re_0 = 6\,600$ (Reproduzido de Romano 2012)

O trabalho de A. Meslem et al. (2013) corrobora o facto de as características da camada limite impostas pela presença da condição *no-slip* serem da máxima importância para a qualidade da previsão do escoamento. Os autores demonstraram experimentalmente que as estatísticas médias e as quantidades de turbulência associadas ao escoamento do jato são fortemente dependentes dos valores tomados por esses mesmos parâmetros na zona da camada limite inicial.

2.4 Estruturas coerentes de turbulência

À data da publicação do trabalho de Gutmark e Wignanski (1976) considerou-se que o escoamento bidimensional de um jato circular, ou seja, no domínio plano, foi já extensivamente investigado. Contudo, é feita uma ressalva no que diz respeito às estruturas geradas no decorrer do escoamento – as experimentações neste domínio parecem ser ainda muito escassas. A primeira publicação no âmbito da padronização de estruturas no escoamento de jatos parece ter sido adiantada por Crow & Champagne (1971). Já o trabalho de Dimokatis et al. (1983), que se recorreu da técnica PLIF ("*planar laser-induced fluorescence*"), foi o primeiro a dar prova desses "movimentos organizados" (Yoda, Hesselink & Mungal 1992). Atualmente, existem diversos estudos no contexto da instabilidade e crescimento das estruturas de turbulência com origem na camada de corte do escoamento de jatos. Apesar da natureza caótica e aleatória do fenómeno de turbulência, os estudos mais detalhados parecem sugerir a presença de estruturas internas características. Estas designam-se por estruturas coerentes ou, na literatura inglesa, *coherent structures* (Salmon 1998). De acordo com Wignanski & Fiedler (1969), e muito simplificada, as estruturas coerentes correspondem a padrões de movimento dominantes e facilmente identificáveis no escoamento. A padronização inerente ao reconhecimento da formação de estruturas características no escoamento de jatos dá contorno a um cenário entusiasmante: é provavelmente sinal de que a evolução das estruturas turbulentas pode ser tratada matematicamente (Ball et al. 2012). A ser verdade, e de acordo com a indicação de trabalhos realizados na década de 70 (Davies & Yule 1975; Roshko 1976; p.e.), a compreensão da dinâmica das estruturas coerentes possibilita a construção de um modelo realístico para os escoamentos turbulentos com fortes gradientes viscosos (Thomas & Goldschmidt 1986).

O mecanismo de transição entre o regime laminar e o regime turbulento num escoamento livre é um fenómeno complexo que só pode ser plenamente caracterizado tridimensionalmente e que, além disso, não se encontra ainda perfeitamente esclarecido (Schiestel 2007). De qualquer das formas, poder-se-á dizer que, no caso dos escoamentos livres, o escoamento é generalizadamente turbulento para valores de Reynolds superiores a 10 (Jiménez 2000).

A literatura parece distinguir dois tipos de instabilidades no decurso do escoamento: *(i)* as helicoidais, ou anti-axissimétricas e *(ii)* as axissimétricas. De acordo com observações experimentais, na presença das primeiras, o jato apresenta uma ondulação ritmada; enquanto

que as segundas fazem com que o jato pareça pulsar. A investigação levada a cabo por Crow e Champagne (1971) sugere que o modo de instabilidade observado é função do Reynolds do escoamento: à medida que o Reynolds aumenta, o modo de instabilidade desloca-se do helicoidal para o axissimétrico e a transição demarca-se para $Re = 1000$ (Meslem et al. 2013).

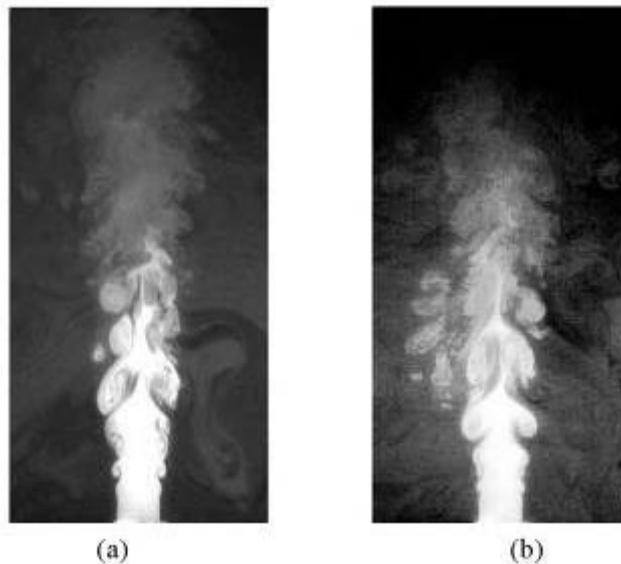


Figura 2.17 - Visualização de jatos circulares a desenvolverem-se no seio de ar em repouso. (a) $Re_0 = 4935$; (b) $Re_0 = 6148$ (Reproduzido de Schiestel 2007)

A Figura 2.19 e a Figura 2.20 apresentam duas imagens instantâneas capturadas pela técnica PIV e evidenciam o escoamento de dois jatos descarregados sobre uma prato plano, disposto transversalmente ao escoamento à distância de $4.5 D$, cujo Reynolds, para ambos os escoamentos, é igual a 1.03×10^3 . É de fazer-se notar que as condições iniciais de escoamento verificadas para cada um dos jatos são diferentes – um dos jatos é descarregado a partir de um injetor do tipo canal e o outro, a partir de um injetor convergente (Meslem et al. 2013). Por observação das figuras referidas acima (ver páginas seguintes), é facilmente perceptível que injetores distintos dão origem a jatos com estruturas substancialmente diferentes. Em particular, na Figura 2.20 é evidente a formação dos vórtices Kelvin–Helmholtz (K–H) – estruturas axissimétricas –, em que a camada de corte se enrola no sentido do interior do jato (Meslem et al. 2013). Os vórtices K–H são um tipo de estrutura coerente típica dos escoamentos com camada de mistura (Schiestel 2007). O decréscimo da espessura da camada limite do

escoamento provoca um aumento da tensão na interface jato-ambiente, o que corresponde ao aumento do crescimento e do enrolamento dos primeiros vórtices gerados (Ball et al. 2012; Meslem et al. 2013). De acordo com o exposto, a espessura da camada limite do escoamento é menor no caso do jato da Figura 2.20. A Figura 2.18 evidencia a formação das estruturas turbulentas convectivas K–H geradas ao nível da camada limite do escoamento.

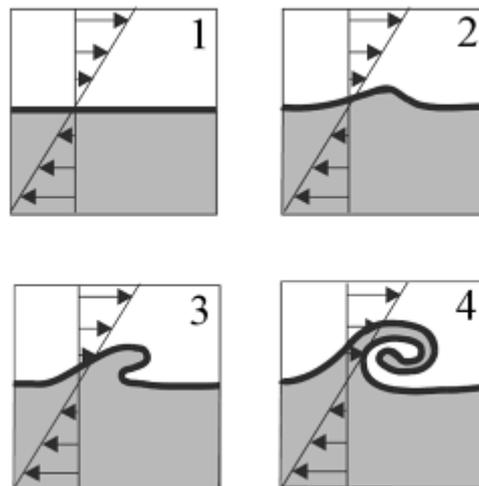


Figura 2.18 - Formação dos vórtices Kelvin–Helmholtz (Reproduzido de Schiestel 2007)

Não obstante o facto de as estruturas K–H serem mais evidentes no caso do injetor do tipo tubo longo, a natureza do modo de instabilidade é axissimétrica nos dois escoamentos.

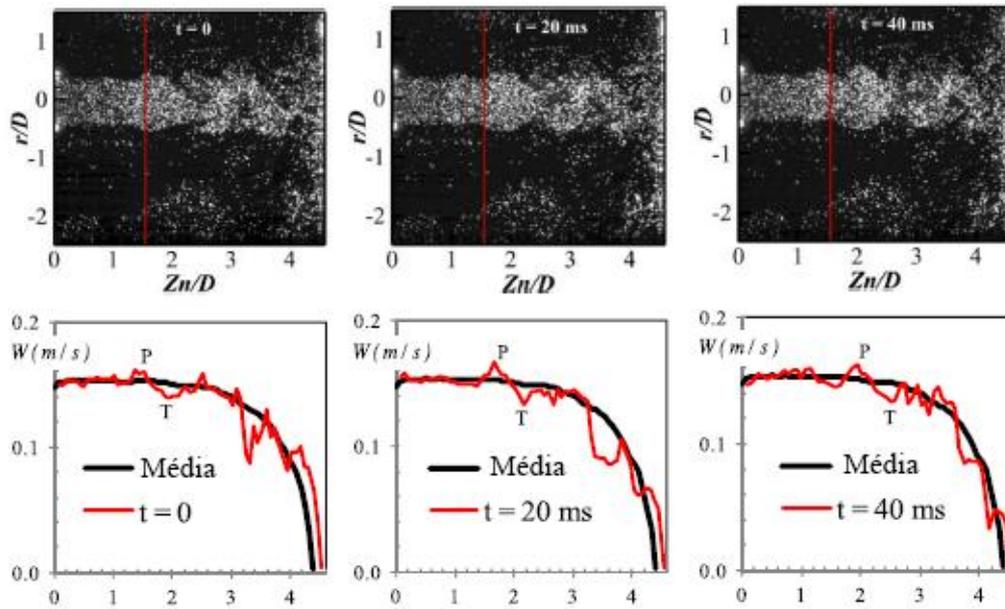


Figura 2.19 - Escoamento típico de um jato descarregado a partir de um injetor convergente. Z_n representa a distância axial ao plano de descarga; W representa a velocidade do escoamento no eixo do jato, sendo que: linha vermelha – velocidade instantânea, linha preta – velocidade média (Adaptado de Meslem et al. 2013)

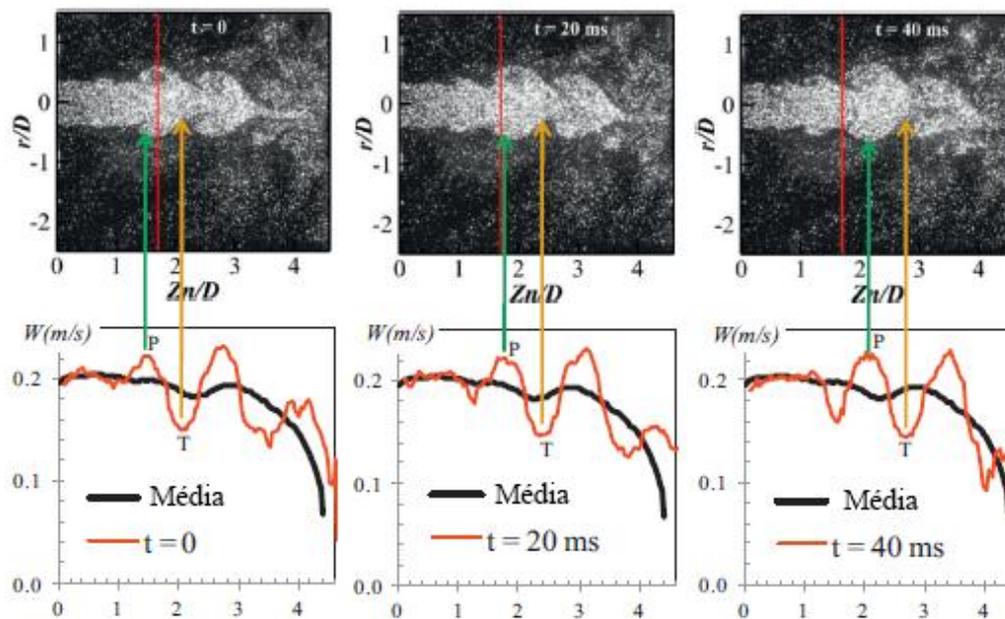


Figura 2.20 - Escoamento típico de um jato descarregado a partir de um injetor do tipo tubo longo. Z_n representa a distância axial ao plano de descarga; W representa a velocidade do escoamento no eixo do jato, sendo que: linha vermelha – velocidade instantânea, linha preta – velocidade média (Reproduzido de Meslem et al. 2013)

As características do transporte de massa são, como já visto, dependentes da dinâmica da zona de estabelecimento do escoamento, a qual, por sua vez, é influenciada pela geometria do injetor (entre outros parâmetros). Por esse motivo se justifica que, para escoamentos com igual Re , os jatos ilustrados nas figuras anteriores apresentem diferentes transportes de massa: na verdade, para o caso do jato descarregado a partir do injetor tipo tubo (Figura 2.20), o transporte de massa é 18% superior do que no jato com injetor convergente (Figura 2.19). O trabalho de Mi et al. (2001) no âmbito do escoamento de jatos axissimétricos a partir de três tipos distintos de injetor conclui, analogamente, que a discrepância ao nível do comportamento das estruturas de turbulência conduz a taxas de mistura diferentes (Fellouah, Ball & Pollard 2009).

Um esquema do campo da concentração mássica do fluido injetado para jatos caracterizados pelos dois modos de instabilidade conhecidos (axissimétrico e helicoidal) apresenta-se na Figura 2.21.

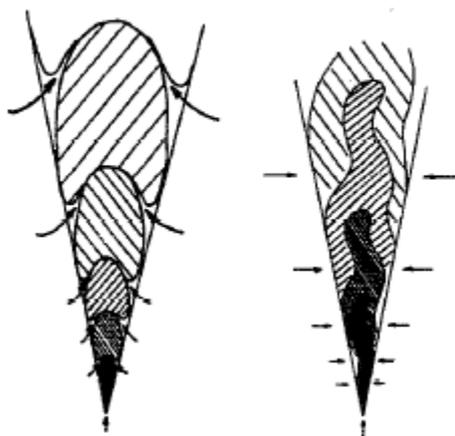


Figura 2.21 - Campo da concentração mássica do fluido injetado em jatos com modos de instabilidade distintos.
Legenda: modo axissimétrico (à esq.) e modo helicoidal (à dir.); as setas representam o sentido do influxo
(Reproduzido de Yoda et al. 1991)

M. Yoda et al (1991) reportam que a dimensão das estruturas coerentes aumenta com a distância axial à descarga como resultado do influxo do fluido externo ao jato e do emparelhamento de estruturas de dimensão reduzida. Referem ainda que a velocidade de convecção das estruturas coerentes diminui à medida que decai a velocidade de escoamento no eixo do jato.

3. MODELAÇÃO NUMÉRICA

O ANSYS Fluent é um *software* de engenharia vocacionado para a simulação do escoamento de fluidos e, por aliar modelos matemáticos avançados à habilidade de configurar geometrias complexas, detém capacidades que o permitem simular uma vasta gama de fenómenos físicos. O ANSYS Fluent tem sido extensivamente usado no âmbito da mecânica computacional de fluidos e suporta modelos que se estendem dos escoamentos adiabáticos – sejam estes compressíveis ou incompressíveis, laminares ou turbulentos, etc – àqueles em que estão presentes interações térmicas, bem como outros que envolvam, por exemplo, reações químicas ou fenómenos de transporte derivados da combinação dos efeitos convectivo e difusivo (Dutta et al. 2014; Fluent *Theory Guide* 2012).

No âmbito deste trabalho, e ainda acerca das potencialidades do ANSYS Fluent, interessa fazer referência à robustez e exatidão das previsões concebidas pelos modelos de turbulência disponibilizados, bem como à possibilidade de simular escoamentos multi-espécies. Na ausência, em particular, destas duas ferramentas numéricas tornar-se-ia impossível cumprir com os objetivos primordiais deste estudo. O código implementado no ANSYS Fluent tem sido avaliado quanto à capacidade de simulação das estruturas geradas no escoamento de jatos (Fluent *Theory Guide* 2012). São diversos os autores que validam os resultados propostos pelo

código computacional em questão, observando-se forte concordância entre parâmetros medidos experimentalmente e os devolvidos pela simulação numérica (Dutta et al. 2014).

Neste capítulo, apresentam-se as equações de conservação do escoamento relativas ao estado transiente pelo facto de serem de maior complexidade do que as formuladas para o estado estacionário. Uma vez apreendida a formulação concebida para o estado transiente, tornam-se facilmente compreensíveis as modificações induzidas nas equações de conservação adaptadas ao estado estacionário.

3.1 Equações de conservação

Quando impera conhecer em detalhe a configuração e as propriedades ponto-a-ponto de um dado escoamento, recorre-se à análise diferencial, designada na literatura inglesa por *small-scale analysis*. Esta técnica é suportada pela aplicação das leis de conservação a um volume infinitesimal do fluido ou a um sistema elementar, de onde emergem quatro equações diferenciais do movimento. Estas são relativas à conservação de: massa, momentum linear, momentum angular e energia. Juntamente com as relações termodinâmicas eventualmente necessárias e a adoção das condições de fronteira adequadas, este conjunto de equações resolve potencialmente qualquer problema no âmbito do escoamento de fluidos (White 2006).

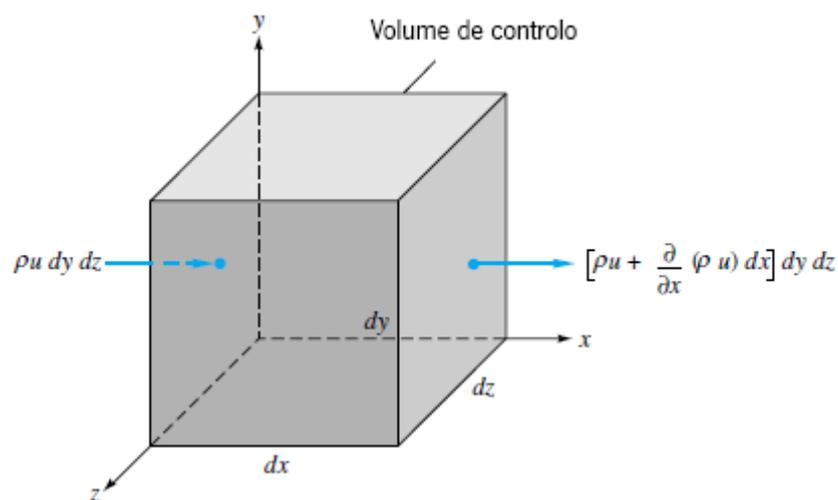


Figura 3.1 - Aplicação da equação da continuidade na direção x de um volume infinitesimal: à esquerda o caudal mássico de entrada no volume infinitesimal e, à direita, o caudal mássico de saída (Adaptado de White 2006)

Face à complexidade induzida por estas equações e como forma de aligeirar a sua resolução, é frequente adotarem-se hipóteses simplificativas que traduzem aproximações plausíveis entre a formulação matemática e o fenómeno físico. Por exemplo, em última instância, para um escoamento dado como incompressível, estacionário e invíscido (sem atrito), prevalece a equação de Bernoulli dos escoamentos ideais, que pode facilmente resolver-se com recurso a métodos analíticos. Presentemente, é vulgar a utilização das técnicas de análise numérica no decurso da resolução de problemas mais complexos. A análise numérica permite compor campos de derivadas que resultam do estabelecimento de relações algébricas entre pontos discretizados do escoamento e que, com recurso a *solvers* computacionais, facultam soluções aproximadas das variáveis em análise. Apesar da robustez dos recursos matemáticos atualmente disponíveis e da tecnologia digital, é possível que, no caso de problemas de geometria e condições de fronteira altamente intrincadas, seja impreterível recorrer à análise experimental (White 2006).

Para um escoamento de densidade e viscosidade constantes, a par da ausência de interações térmicas e tratando-se de um fluido newtoniano, as equações da continuidade e do momento linear, tal como escritas a seguir, são suficientes para resolver os campos de pressão e velocidade de um escoamento laminar em estado transiente (White 2006). As variáveis escritas a *bold* dizem respeito a grandezas vectoriais.

▫ Equação da continuidade (ou de conservação da massa):

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.1)$$

▫ Equação de conservação do momentum linear:

$$\rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \mu \nabla^2 \mathbf{V} \quad (3.2)$$

Note-se desde já que o vetor cartesiano \mathbf{V} é representativo do campo de velocidades e é função do espaço e do tempo, sendo dado por:

$$\mathbf{V}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{i} u(x, y, z, t) + \mathbf{j} v(x, y, z, t) + \mathbf{k} w(x, y, z, t) \quad (3.3)$$

e que o operador jacobiano, ∇ , traduz a derivação parcial em cada uma das direções cartesianas, tal como explicitado pela Equação (3.4).

$$\nabla = \mathbf{i} \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial}{\partial z} \quad (3.4)$$

Na mecânica dos fluidos, a aplicação da 2ª Lei de Newton resulta na equação do momentum linear e traduz o efeito do somatório das forças que atuam sobre o volume elementar. Estas forças podem ser de uma de duas naturezas: forças de massa ou forças de superfície. As forças de massa derivam da presença de campos externos (gravitacionais, magnéticos, etc) e fazem-se sentir em toda a massa do volume elementar. Por sua vez, as forças de superfície são resultado das tensões atuantes nas faces dos volumes elementares e reproduzem o efeito combinado da pressão hidrostática e dos esforços viscosos associados a um escoamento submetido a gradientes de velocidade (White 2006).

Na realidade, no tratamento das equações que constam dos modelos computacionais empregues no âmbito das simulações de escoamento efetuadas neste trabalho, a variável tempo, t , desaparece. Tal sucede porque os modelos de computação utilizados operam para o estado estacionário. Isto significa que, em cada simulação de escoamento, o campo de velocidades é constante e portanto o termo $\rho d\mathbf{V}/dt$ da Equação (3.2) não tem efeito. Da mesma forma, como não há discretização do tempo, o vetor cartesiano \mathbf{V} torna-se somente função do espaço.

Note-se que, no início deste capítulo, foi feita referência à conservação do momentum angular. Na verdade, se a equação de conservação do momentum angular for aplicada a um dado volume cartesiano infinitesimal de fluido, daí resultará somente que as tensões de corte

que se fazem sentir em faces opostas do elemento cúbico são simétricas. Ora, na medida que a aplicação do teorema de integração a cada um dos elementos cartesianos do domínio verifica somente igualdades verdadeiras, então, na prática, "não há" equação de conservação do momentum angular (White 2006).

Mesmo tratando escoamentos em que não existem interações térmicas, como são os casos tratados no presente trabalho, o transporte de entalpia como resultado da difusão de espécies deve ser levado em conta, sendo esse o motivo pelo qual o software ANSYS Fluent ativa, de forma automática, a equação da energia quando são simulados escoamentos de misturas (Padoin et al. 2012; Kamali et al. 2005). Não obstante, a equação de conservação da energia não será aqui explicitada.

3.2 Equações RANS

3.2.1 Critério de incompressibilidade do escoamento

Na aplicação das equações da continuidade e do momentum – Equações (3.1) e (3.2) –, a densidade do fluido é considerada constante em todos os pontos do escoamento. Esta assunção traduz a hipótese simplificativa de que os efeitos de compressibilidade são desprezáveis. O critério que valida a não contabilização das variações de densidade do fluido, ou seja, que permite assumi-lo como incompressível, é função do número de Mach do escoamento. O número de Mach de um dado escoamento é dado por:

$$\text{Ma} = \frac{V}{a} \quad (3.5)$$

com V igual à magnitude da velocidade do escoamento e a igual à velocidade do som no fluido escoado. Esta última representa a taxa de propagação de um impulso de pressão de força infinitesimal através do fluido em repouso. A velocidade do som do fluido é uma propriedade termodinâmica do fluido e genericamente pode ser expressa por:

$$a = f(R, T) \quad (3.6)$$

se o fluido for um gás e se o seu comportamento puder ser considerado semelhante ao de um gás ideal. Sabe-se que a constante do gás, R , é função dos calores específicos do gás, c_p e c_v , a pressão constante e a volume constante, respetivamente. Como as propriedades c_p e c_v são função da temperatura devem então ser tomadas para a temperatura absoluta, T , da Equação (3.6). Na prática, um escoamento pode considerar-se incompressível se $Ma \leq 0.3$, designando-se assim por escoamento subsónico (White 2006; Fluent *Theory Guide* 2012).

3.2.2 Método de *time-averaging*

Devido à natureza característica do regime turbulento, qualquer um dos termos de pressão ou velocidade que consta na Equação (3.2) variam rapidamente e de forma aleatória no tempo e no espaço. Na impossibilidade de descrever essas flutuações instantâneas, e sendo que a maioria das aplicações de engenharia carece somente dos valores médios descritivos de um dado escoamento, Reynolds reescreveu as equações de conservação, tornando-as aplicáveis ao escoamento turbulento. A sua abordagem consiste em explicitar cada variável em termos do seu valor médio ao qual acresce uma variável de perturbação, segundo a técnica designada por *time-averaging* (White 2006). Por exemplo, o *time-mean* \bar{u} (valor médio de u no tempo) da função de turbulência $u(x, y, z, t)$ é definido de acordo com:

$$\bar{u} = \frac{1}{T} \int_0^T u \, dt \quad (3.7)$$

em que T é tomado como um período médio mais longo do que o da ocorrência de qualquer flutuação. Como tal, a flutuação u' corresponde ao desvio de u relativamente ao seu valor médio e pode expressar-se como:

$$u' = u - \bar{u} \quad (3.8)$$

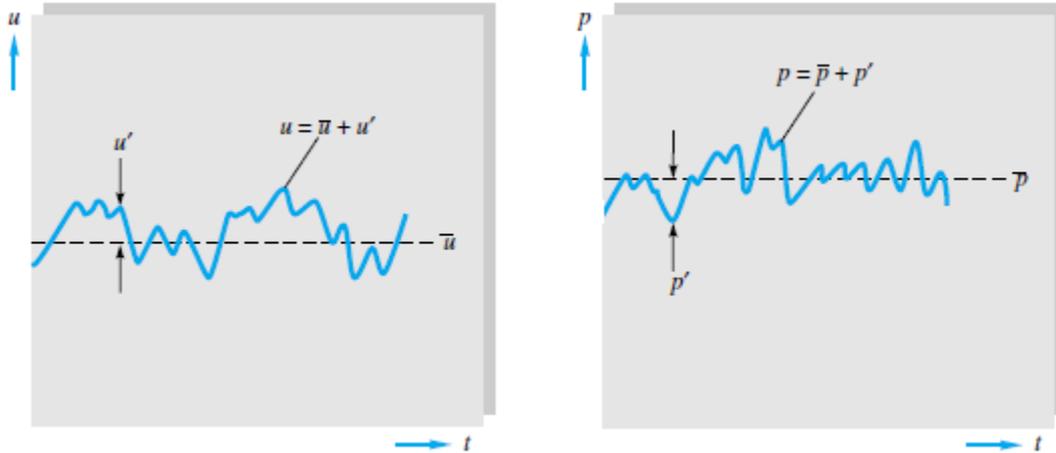


Figura 3.2 - Representação das variáveis médias e de flutuação – velocidade (à esq.) e pressão (à dir.) – num escoamento turbulento (Reproduzido de White)

Em particular, a média do quadrado da flutuação u' , como dado pela Equação (3.9), é utilizada como medida da intensidade de turbulência de um dado escoamento, o mesmo sucedendo analogamente para as outras componentes da velocidade (White 2006).

$$\overline{u'^2} = \frac{1}{T} \int_0^T u'^2 dt \quad (3.9)$$

Segundo a abordagem de Reynolds, na equação da continuidade com relação a um escoamento turbulento, cada componente escalar da velocidade – u , v e w – é substituída pelo seu valor médio (White 2006). Na prática, o resultado da substituição faz com que a equação da continuidade não difira da forma assumida para o regime laminar. Contudo, após o *time-averaging*, em cada componente da Equação (3.2) passam a figurar três correlações relativas às variáveis de flutuação.

O desenvolvimento da Equação (3.2) na componente direcional \mathbf{i} é:

$$\rho \frac{d\bar{u}}{dt} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \rho g_x + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \rho \overline{u'^2} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \rho \overline{u'v'} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \rho \overline{u'w'} \right) \quad (3.10)$$

Assim, as ditas correlações na direção \mathbf{i} são: $-\rho \overline{u'^2}$, $-\rho \overline{u'v'}$ e $-\rho \overline{u'w'}$. Os três termos de correlação em cada componente de direção são designados por tensões de Reynolds. Esta nomenclatura deriva do facto de estes produtos serem expressos pelas mesmas unidades de uma tensão, sendo que na realidade eles correspondem a termos convectivos de aceleração. Sempre que estão presentes efeitos convectivos, as equações diferenciais básicas tornam-se não lineares e de resolução mais complexa (White 2006).

O conjunto formado pelas três equações desenvolvidas tal como a Equação (3.10), sendo que a esta acrescentam as equações homólogas segundo as direções \mathbf{j} e \mathbf{k} , formam as equações de Reynolds-*averaged* Navier-Stokes (RANS) para o escoamento turbulento de um fluido newtoniano.

3.3 Modelação da turbulência

No que respeita à modelação da turbulência no âmbito do escoamento de jatos tridimensionais, parece não haver consenso quanto à seleção do modelo mais adequado para o efeito. Os estudos realizados revelam que nenhum dos modelos de turbulência disponíveis prevê com a devida exatidão, e ao mesmo tempo, todas as características do escoamento (Meslem et al. 2013).

3.3.1 Tensões de Reynolds

Dir-se-á que um escoamento turbulento, sendo adiabático (e não reativo), é descrito por um sistema de quatro equações - três equações RANS e a equação da continuidade. Contudo é ainda necessário explicitar as tensões de Reynolds como função dos gradientes das velocidades médias. Para esse efeito, é comum a utilização do método designado por "hipótese de Boussinesq". Este é o método empregue nos modelos de turbulência mais convencionais e comumente utilizados (a designar: Spalart-Allmaras, $k - \varepsilon$ e $k - \omega$) e a sua prevalência deriva do baixa custo computacional que lhe está associado. Segundo a hipótese de Boussinesq, a tensão de Reynolds para a derivada parcial em y da componente da velocidade na direção i é dada por (Fluent *Theory Guide* 2012):

$$-\rho \overline{u'v'} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho \cdot k + \mu_t \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) \delta_{xy} \quad (3.11)$$

Em particular, para o modelo $k - \varepsilon$, o mais utilizado em problemas de engenharia, são resolvidas ainda duas equações de transporte adicionais: uma para a energia cinética de turbulência, k , e outra para a taxa de dissipação de turbulência, ε . Daqui resulta que possa calcular-se a viscosidade de turbulência, μ_t , que figura na Equação (3.11) e é função das duas variáveis referidas, k e ε (Fluent *Theory Guide* 2012).

A formulação das tensões de Reynolds de acordo com a hipótese de Boussinesq apresenta, contudo, limitações. A mais preponderante deriva do facto de a viscosidade de turbulência ser tratada como um escalar isotrópico, o que nem sempre se coaduna com a realidade física. Porém, esta simplificação não oferece problema no caso dos escoamentos cuja camada de corte é dominada preferencialmente pela tensão de Reynolds em uma dada direção, como acontece nos jatos, por exemplo (Fluent *Theory Guide* 2012).

3.3.2 Modelos $k - \varepsilon$

O modelo de turbulência $k - \varepsilon$ *standard* é o mais popular nas práticas de engenharia desde que proposto por Launder & Spalding (1974). Existem contudo algumas derivações concebidas a partir do modelo *standard*, uma das quais: o modelo de turbulência $k - \varepsilon$ *realizable*. Proposto por Shih et al. (1994), este modelo difere do primeiro na forma de cálculo de μ_t e na equação de transporte para a variável ε . O termo *realizable* prende-se com o facto de este modelo, ao contrário de outros $k - \varepsilon$, colmatar algumas limitações matemáticas ao nível da computação das tensões de Reynolds, mantendo os resultados consistentes com a descrição do fenómeno de turbulência. Não obstante, qualquer um dos modelos até agora citados é de natureza semi-empírica e a sua formulação assenta sobre considerações fenomenológicas. Ainda assim, como resultado de estudos exaustivos, reconhece-se que, de entre os modelos de turbulência do tipo $k - \varepsilon$, o modelo *realizable* é aquele que oferece melhor resposta na simulação de escoamentos com separação, jatos livres e camadas de mistura. Uma das limitações que este modelo supera relaciona-se com uma anomalia tipicamente observada na previsão de jatos circulares axissimétricos quando utilizado o modelo $k - \varepsilon$ convencional. Apesar de o último prever com relativa exatidão a taxa de alargamento de um jato plano, o mesmo não sucede quando a simulação é realizada num domínio tridimensional. Esta inconsistência é devida, essencialmente, à forma como está concebida a equação da taxa de dissipação nesse mesmo modelo convencional. A reformulação operada pelo modelo $k - \varepsilon$ *realizable* ao nível dessa equação de transporte permite transpor a anomalia referida. Devido ao grau de complexidade associado às duas equações de transporte – as escritas em k e em ε –, este trabalho escusa-se a apresentar a sua formulação (Fluent *Theory Guide* 2012).

3.4 Modelação do transporte de espécies

Quando num dado escoamento interessa, por exemplo, fazer uma análise detalhada da distribuição das espécies químicas constituintes do fluido em causa, as espécies químicas presentes são consideradas separadamente por equações convectivo-difusivas. Através da Equação (3.12), o ANSYS Fluent determina uma previsão da fração mássica local associada a

cada espécie considerada, Y_i . Na ausência de reações químicas, vem (Fluent *Theory Guide* 2012):

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho Y_i) + \nabla(\rho \cdot \mathbf{V} \cdot Y_i) = -\nabla \cdot \mathbf{J}_i + S_i \quad (3.12)$$

em que, \mathbf{J}_i é o termo de difusão e resulta dos gradientes de concentração mássicos e S_i opera como termo representativo da taxa de acréscimo da espécie respetiva como resultado da interação com a fase dispersa, o que corresponde ao termo convectivo. Em mais detalhe, a formulação do termo de difusão mássica é a seguinte (Fluent *Theory Guide* 2012):

$$\mathbf{J}_i = -\left(\rho \cdot D_{i,m} + \frac{\mu_t}{Sc_t}\right) \cdot \nabla \cdot Y_i \quad (3.13)$$

Na Equação (3.13), a constante $D_{i,m}$ é o coeficiente de difusão da espécie i na mistura e Sc_t é o número Schimidt de turbulência.

Num escoamento com N espécies químicas, a Equação (3.12) é resolvida $N - 1$ vezes, ou seja, uma para cada espécie presente, à exceção da enésima. Como o somatório das frações mássicas locais deve perfazer a unidade, a equação referente à enésima espécie não necessita de ser resolvida. O modelo aqui apresentado para a difusão mássica por efeito dos gradientes de concentração, tal como utilizado no ANSYS Fluent, é baseado na lei de Fick (Fluent *Theory Guide* 2012).

O CFD tem tido um papel decisivo no domínio da previsão do escoamento de misturas compostas por diversas espécies químicas, tendo sido aplicado com sucesso ao longo da última década. Não obstante, até á data da publicação de N. Padoin et al. (2014), não há nenhum trabalho que reporte o uso integral da teoria fenomenológica do transporte de massa num sistema multicomponente – teoria essa baseada nas equações de Maxwell-Stefan e na lei generalizada de Fick – no contexto da simulação computacional da dinâmica de fluidos. O

modelo fundamental de Maxwell-Stefan assenta na conservação do momentum associado às colisões inter-moleculares ocorridas no decurso do escoamento.

3.5 Discretização do espaço e *solvers* computacionais

Se neste subcapítulo fosse tratado, como até agora, um escoamento em estado transiente, seria igualmente necessário, para além da discretização espacial, explicitar o método de discretização do tempo. A discretização do tempo é dispensada na medida em que as simulações computacionais tratadas neste trabalho são feitas no estado estacionário.

Para resolver o conjunto das equações diferenciais de conservação de um escoamento, o ANSYS Fluent possibilita uma das seguintes abordagens: (a) a *pressure-based* ou (b) a *density-based*. Estas duas dão nome aos dois *solvers* computacionais implementados no *software*. Originalmente, o *pressure-based solver* foi desenvolvido tendo em vista os escoamentos incompressíveis e de baixa velocidade; enquanto o segundo, os compressíveis e de alta velocidade. Porém, ambos evoluíram por forma a serem, atualmente, aplicáveis a uma vasta gama de condições de escoamento. Qualquer um dos *solvers* é empregue sobre uma discretização espacial dada pelo método dos volumes finitos (Fluent *Theory Guide* 2012).

3.5.1 Método dos volumes finitos

Muito genericamente, o método dos volume finitos (FVM) consiste no seguinte (Fluent *Theory Guide* 2012):

(i) Divisão do domínio de cálculo em pequenos volumes discretos através de uma malha gerada computacionalmente;

(ii) Integração das equações do escoamento em cada um dos volumes finitos a fim de estabelecer relações algébricas para a determinação das variáveis dependentes (velocidade, pressão e escalares conservativos);

(iii) Linearização das equações discretas concebidas e determinação da solução do sistema por elas formado.

Na verdade, as trocas de massa e de momentum ocorrem ao nível das faces dos volumes discretizados, mas é nos nós da malha (sendo que cada nó coincide com o centro de gravidade do próprio volume elementar) que são guardadas as soluções da integração das equações do escoamento. A necessidade do estabelecimento de relações algébricas entre cada um dos volumes elementares deriva disso mesmo. As relações algébricas operam como esquemas de interpolação para a estimação das variáveis dependentes nas faces do volume elementar. Este tipo de solução é característico daquela que se designa por malha *colocated* (White 2006). Assim, o campo de velocidades e pressões do escoamento é dado como que por uma rede de ponderações sobre os valores calculados nos nós.

3.5.2 Pressure-based solver

Em particular, o *pressure-based solver* – o utilizado mais comumente, englobado na classe dos designados por métodos de projeção – utiliza as equações da continuidade e do momentum de uma forma inter-dependente. Assim, o campo de velocidades é determinado para um dado campo de pressões, sendo que o campo de pressões resulta da manipulação combinada das equações do momentum e da continuidade, por forma a que sejam satisfeitas a condições de conservação do escoamento. O campo de velocidades é iterativamente corrigido para o novo campo de pressões atualizado (Fluent *Theory Guide* 2012).

Ainda na classe dos *pressure-based solvers*, distinguem-se os algoritmos segregados e os acoplados. Os algoritmos segregados (como é o caso do *SIMPLE*, disponível no ANSYS Fluent), em cada iteração, resolvem as equações de conservação de uma forma sequencial, ou seja, são obtidas, uma de cada vez, as variáveis do escoamento (u , v , w , k , ε , etc). Mais explicitamente, e apresentado tal como descrito no *Theory Guide* do próprio ANSYS Fluent, o algoritmo *SIMPLE* é aplicado, em cada iteração, segundo o procedimento que se segue:

- 1º) Atualização das propriedades do fluido de acordo com a última iteração calculada;
- 2º) Resolução sequencial das equações do momentum utilizando os valores atualizados de pressão e fluxos de massa nas faces dos volumes de controlo;
- 3º) Correção do campo de pressões atendendo ao campo de velocidades e fluxos de massa já calculados;

4º) Correção dos fluxos de massas nas faces, pressão e campo de velocidades em função do calculado na 3ª etapa;

5º) Resolução das equações relativas aos escalares adicionais como sejam as quantidades de turbulência, espécies, etc;

6º) Verificação dos critérios de paragem.

Este procedimento cíclico é repetido até que seja verificada a convergência da solução. Note-se que a solução exata do escoamento nunca é obtida: o processo acima descrito tem de recorrer-se das ferramentas da matemática numérica e, pela natureza intrínseca da mesma, é impossível conseguir-se a eliminação total do erro. Em alternativa, e dado o cariz iterativo do método de cálculo, a solução final é devolvida para um número limite de iterações computadas ou quando a ela se associa um resíduo tão pequeno quanto um dado valor pré-estabelecido. A especificação de uma das duas condições anteriores estipula o "critério de paragem" da rotina de cálculo.

3.6 Modelação da proximidade a paredes

Os escoamentos turbulentos são fortemente afetados pela presença de paredes. Repare-se que, junto de uma parede, a velocidade do escoamento deve ser nula e a imposição desta condição (designada por *no-slip* na literatura inglesa) tem implicações ao nível do cálculo do campo de velocidades. Num problema deste tipo, a proximidade à parede é quantificada pelo escalar y^+ , dado por (Fluent *Theory Guide* 2012):

$$y^+ = \frac{\rho u_\tau y}{\mu} \quad (3.14)$$

em que:

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (3.15)$$

sendo u_τ a velocidade de fricção, y a distância normal à parede e τ_w a tensão de corte que se faz sentir à distância y . Para valores de y^+ inferiores a 5, o escoamento é muito próximo do laminar, verificando-se uma forte redução das flutuações ao nível das velocidades tangencial e normal à parede. Porém, com o aumento da distância à parede, verifica-se um rápido incremento na produção da energia cinética de turbulência, k , e por esse motivo, para y^+ superior a 60 o escoamento é puramente turbulento e isento de qualquer influência associada à condição *no-slip* (Fluent *Theory Guide* 2012). Como resultado do exposto, entende-se que a modelação das condições de proximidade à parede tenha um impacto significativo sobre a fidelidade dos resultados da simulação.

O ANSYS Fluent propõe uma de duas abordagens para este problema: a "*wall function*" ou a "*near-wall model*". No primeiro caso, as equações do escoamento não são resolvidas para a camada próxima da parede, onde são notórios os efeitos viscosos; ao invés, são usadas fórmulas semi-empíricas que explicitam a transição entre a parede e a região de escoamento puramente turbulento. De acordo com a segunda abordagem, as equações de turbulência são modificadas de maneira a que o modelo do escoamento seja válido numa malha que se estende até à camada viscosa.

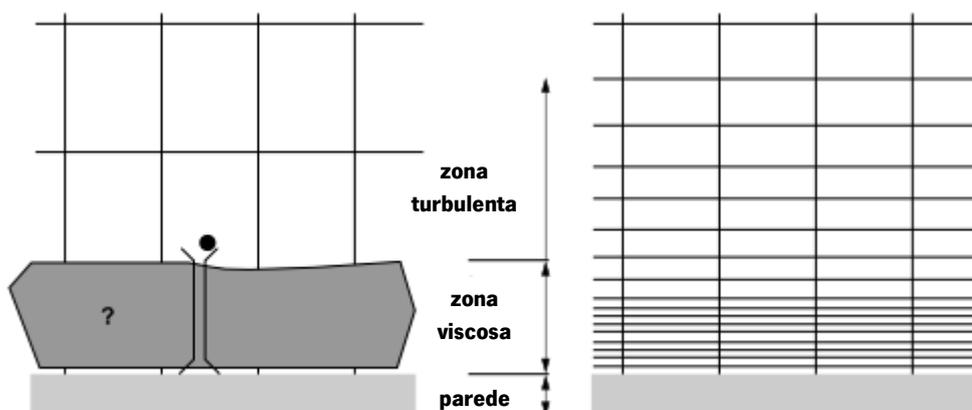


Figura 3.3 - Abordagem "*wall function*" (à esq.), abordagem "*near-wall model*" (à dir.) (Adaptado de ANSYS 2012)

Quando utilizada a abordagem "*near-wall model*", deve ter-se em atenção que a qualidade dos resultados numéricos é altamente dependente da resolução da malha na fronteira parede-fluido. Na generalidade, um refinamento da malha em 10 a 20 camadas (como ilustrado na Figura 3.3) é suficiente para cobrir todo o domínio correspondente à zona de influência da parede. Não obstante o aumento do custo computacional, esta operação traduz um compromisso satisfatório na medida em que, para uma melhoria significativa dos resultados de simulação, não há um grande incremento no tempo de cálculo, já que o refinamento da malha é feito somente na direção normal à parede (Fluent *Theory Guide* 2012). Mesmo assim, por uma questão de economia ao nível da discretização espacial, nas simulações executadas no contexto deste trabalho foi empregue a abordagem "*wall function*". Mais explicitamente, o método "*enhanced wall treatment*", que consiste numa otimização da abordagem referida.

4. MODELAÇÃO GEOMÉTRICA

Com recurso ao ANSYS Fluent procede-se à implementação do modelo numérico que devolve a solução do problema em análise. Contudo, a formulação matemática imputada pelo modelo numérico concebido carece de um substrato "físico". Não será tanto físico na medida em que o dito substrato consiste na configuração de uma geometria virtual representativa do espaço real onde flui o escoamento que se pretende simular. Só desta forma é possível gerar a malha computacional sobre a qual, para cada volume elementar, serão aplicadas as equações diferenciais de conservação do escoamento.

Pelo explicitado acima, torna-se indispensável fazer a modelação geométrica do domínio de escoamento. Logicamente, o que na realidade permite confinar esse domínio são os contornos dados pela chapa metálica em que é constituída a própria flauta. Na conceção do modelo computacional, à interface "escoamento - não escoamento" pode ser imposta uma condição de fronteira que traduza a realidade da interação entre o escoamento e uma parede. Por esse motivo, é suficiente que a modelação geométrica do problema considere somente as zonas de escoamento, dispensando a representação da chapa metálica enquanto material sólido.

4.1 Modelo geométrico da flauta com ancoramento por chama piloto

Para que os resultados da simulação computacional sofram pouca influência por parte da modelação geométrica concebida, torna-se necessário reproduzir tão fielmente quanto possível a geometria da flauta real. Para esse efeito, não obstante algumas simplificações, as cotas usadas no modelo geométrico foram medidas diretamente a partir de um exemplar da flauta real, com recurso a um paquímetro digital.

A geometria final resulta da junção de partes modeladas de forma independente que, no seu todo, formam um corpo único que é o modelo da flauta. Este método é computacionalmente bastante eficaz: por um lado, a modelação das partes pode ser feita com base em coordenadas relativas, o que representa uma grande economia de tempo; por outro, no tratamento da malha, as várias partes do modelo podem ser tomadas de forma independente.

A Figura 4.1 apresenta o modelo geométrico concebido. Como a flauta possui um plano longitudinal de simetria (correspondente ao plano yx , com $z = 0$), optou-se por modelar somente uma das duas partes simétricas.

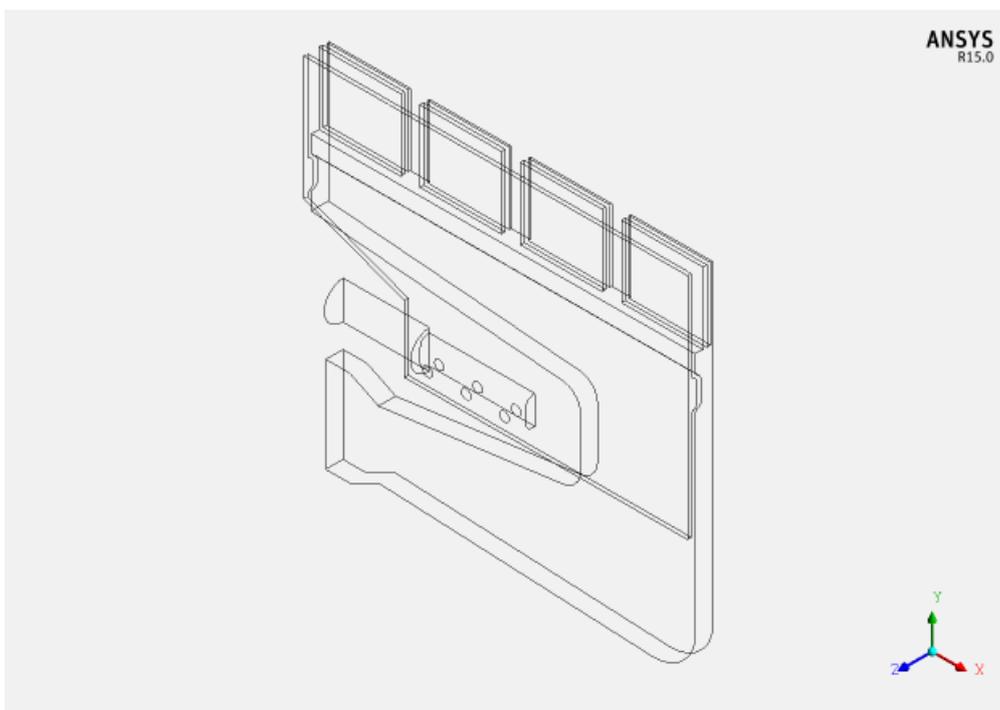


Figura 4.1 - Modelo geométrico em *wireframe* da flauta com ancoramento por chama piloto

▫ Zonas de entrada e saída do fluido

As secções que reproduzem os planos de admissão da mistura ar-combustível na flauta apresentam-se na Figura 4.2.

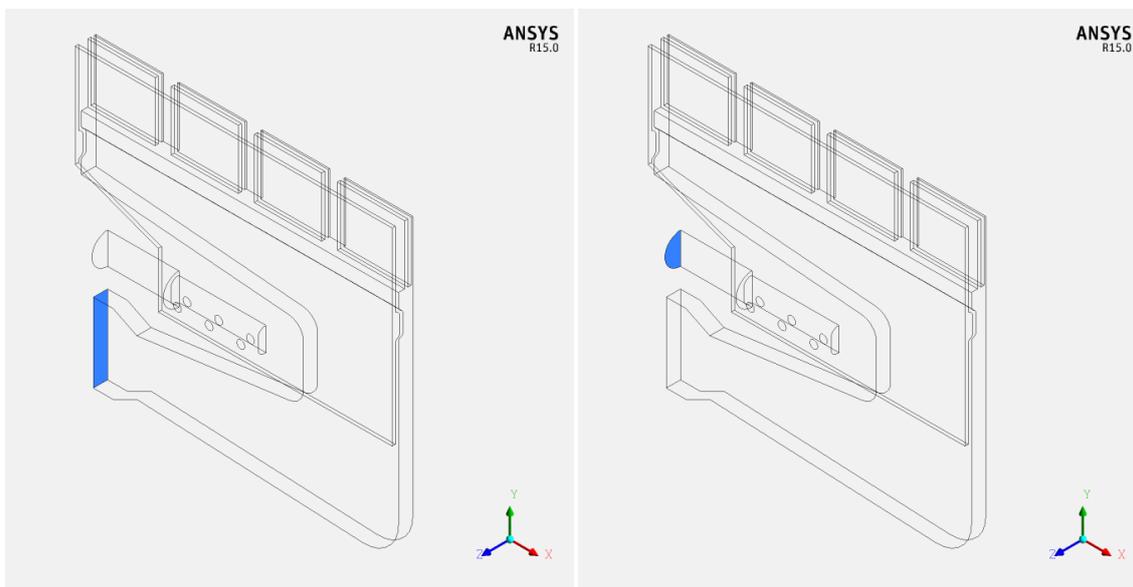


Figura 4.2 - Zonas de admissão da mistura ar-combustível. Legenda: admissão da mistura principal (esq.), admissão da mistura secundária (dir.)

A mistura ar-combustível, tanto a admitida no orifício principal como no secundário, escoar-se no interior da flauta e é conduzida até aos orifícios de chama. Na Figura 4.3 apresentam-se os planos de saída correspondentes aos escoamentos das misturas principal e secundária.

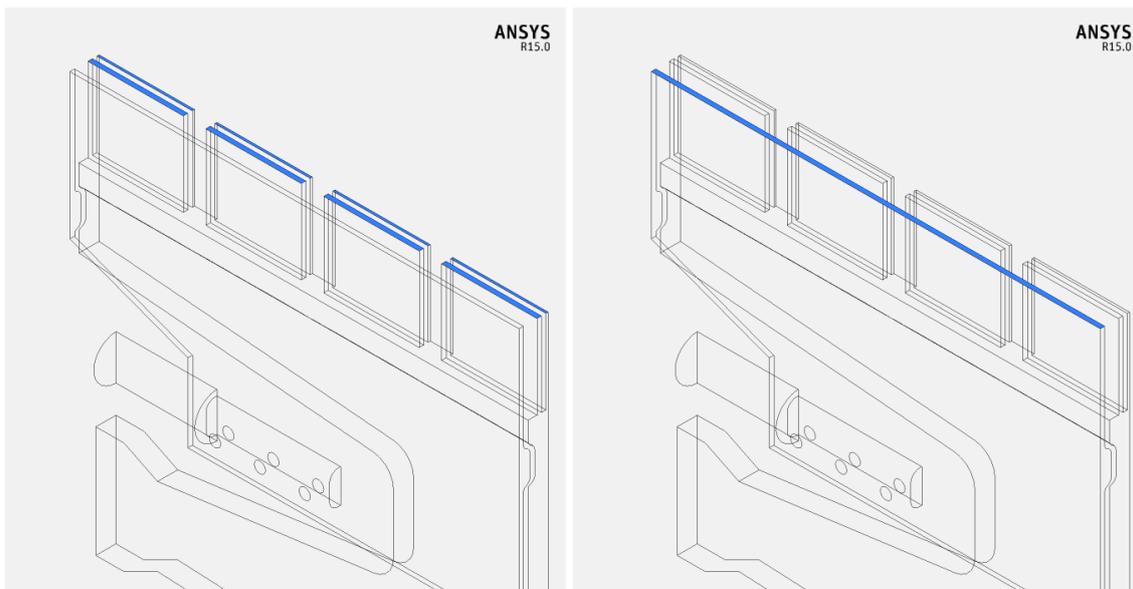


Figura 4.3 - Zonas de saída da mistura ar-combustível. Legenda: planos de saída da mistura principal (esq.), plano de saída da mistura secundária (dir.)

4.2 Percursos do escoamento

4.2.1 Mistura primária

De acordo com o modelo concebido, a mistura primária de ar-combustível escoar-se através das zonas interiores assinaladas na Figura 4.4. A mistura principal percorre o venturi, a câmara de mistura e, finalmente, os orifícios de chama (Lopes 2012).

O venturi é um elemento de geometria tipificada e é constituído por um bocal de entrada, ao que se segue uma contração (como pode ver-se na Figura 4.4), seguida de uma expansão designada por difusor. Na zona de contração, como resultado do aumento da velocidade do escoamento, gera-se uma depressão que conduz ao incremento do caudal de ar arrastado para o interior da flauta (Lopes 2012).

A câmara de mistura, como o próprio nome indica, tem por objetivo homogeneizar a mistura, permitindo uma distribuição aproximadamente constante do rácio ar/combustível ao nível dos orifícios de chama (Lopes 2012).



Figura 4.4 - Zona de escoamento da mistura primária

Para efeitos de modelação e de geração da malha, a zona de escoamento da mistura primária distingue-se num conjunto de partes (a discriminar no subcapítulo 4.4).

4.2.2 Mistura secundária

Como já referido, a mistura ar - combustível admitida no orifício secundário deve ser mais rica do que a mistura primária e, por esse motivo, a configuração da zona de entrada do escoamento secundário dispensa geometrias que forcem o arrastamento de ar ambiente.

A Figura 4.5 assinala as zonas interiores de escoamento da mistura secundária. A mistura ar - combustível esco-se através do canal de entrada sendo conduzida pelos orifícios da Figura 4.6, que conectam as duas regiões do escoamento, até à zona de distribuição. Este percurso está sujeito a uma grande perda de carga e, por isso, nos orifícios de chama, a velocidade de saída da mistura secundária é muito inferior à da mistura primária. É pelo efeito da depressão gerada na zona de partição (espaçamento na direcção z entre as saídas principais e a saída secundária) que, como desejado, a chama secundária é aspirada no sentido da chama de menor riqueza (a chama principal) (Lopes 2012).

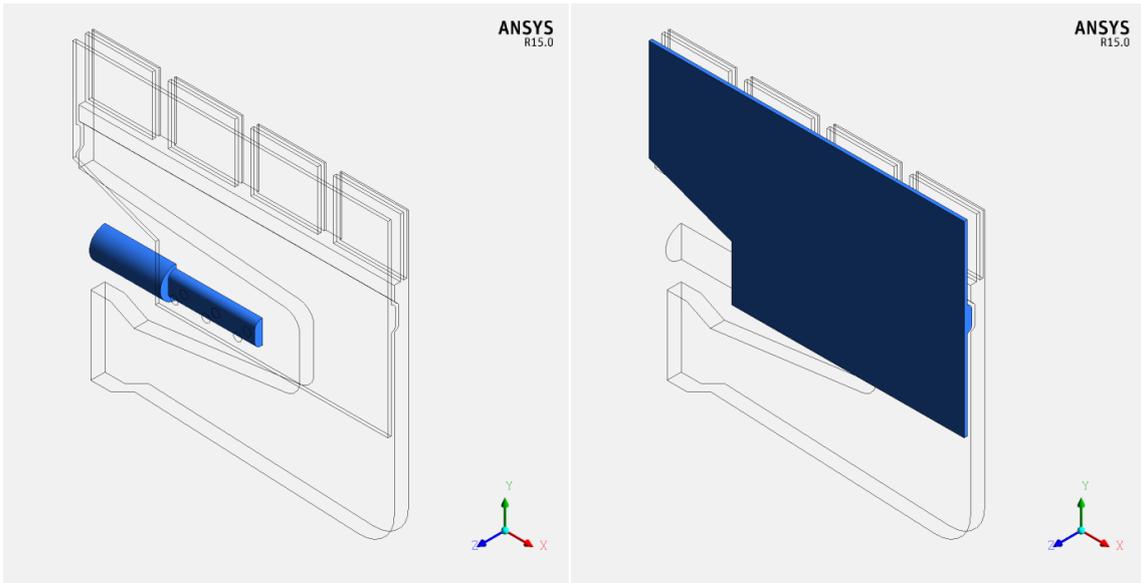


Figura 4.5 - Zona de escoamento da mistura secundária. Legenda: canal de entrada (esq.), zona de distribuição (dir.)

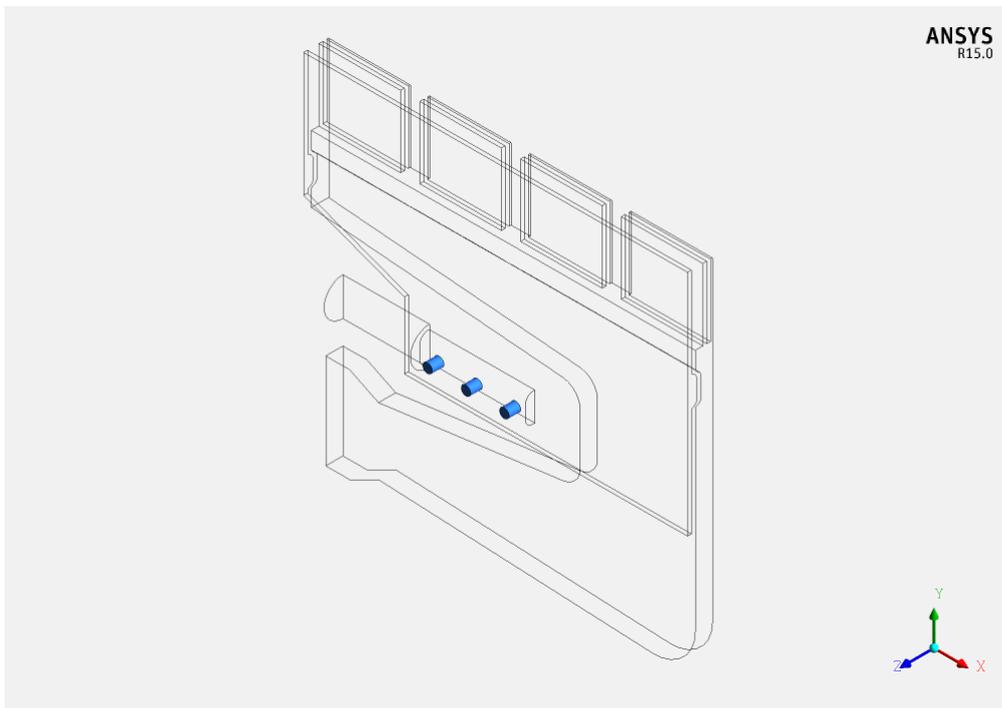


Figura 4.6 - Orifícios de conexão entre o canal de entrada e a zona de distribuição da mistura secundária

4.3 Planos xy

Para efeito de apresentação de resultados, foram definidos três planos xy , para valores de z iguais a 0, 1.6 e 4.8 mm. O plano xy com $z = 0$ mm coincide com o próprio plano de simetria da flauta, como pode ver-se na Figura 4.7.

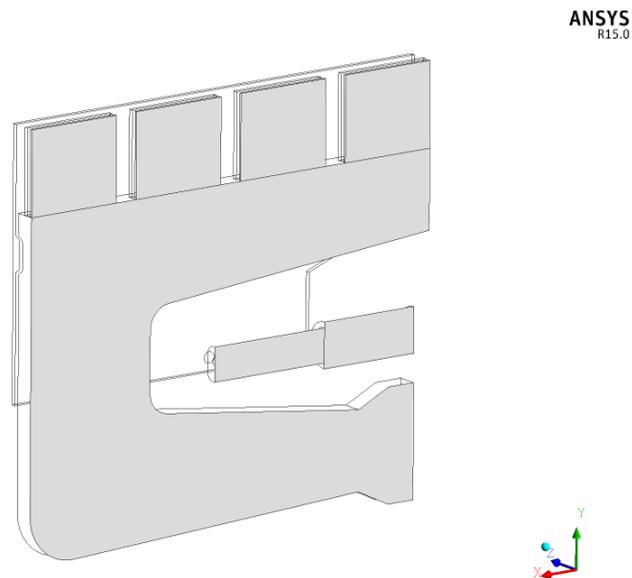


Figura 4.7 - Plano $z = 0$ mm (plano de simetria da flauta)

Já os planos xy com z igual a 1.6 mm e 4.8 mm correspondem aos planos de simetria das zonas de saída contíguas, como se vê na Figura 4.8.

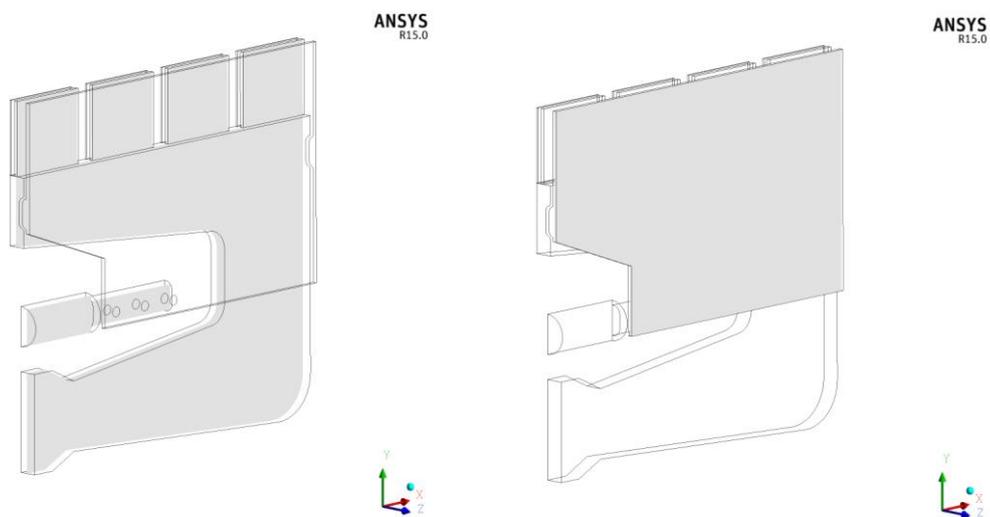


Figura 4.8 - Planos xy . Legenda: Plano $z = 1.6$ mm (esq.), Plano $z = 4.8$ mm (dir.)

4.4 Partes do modelo

Como referido inicialmente, o modelo final (Figura 4.1) consiste no conjunto de partes que podem identificar-se individualmente. Para que os resultados, bem como a parametrização da malha, possam ser compreendidos de forma mais expedita, é útil que a cada parte do modelo geométrico se associe uma designação.

4.4.1 Partes do modelo: mistura primária

Nesta secção apresentam-se as partes relativas à zona de escoamento da mistura primária.

▫ *Parte A*

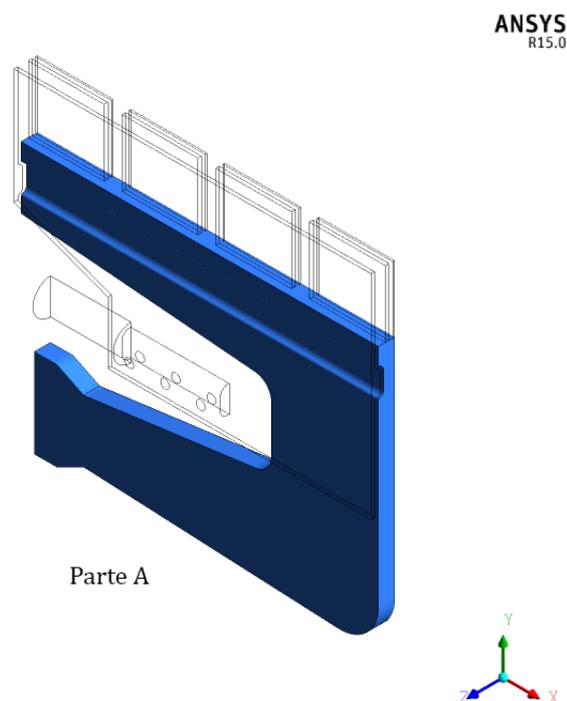


Figura 4.9 - Zona principal da mistura primária: Parte A

▫ Partes B e C

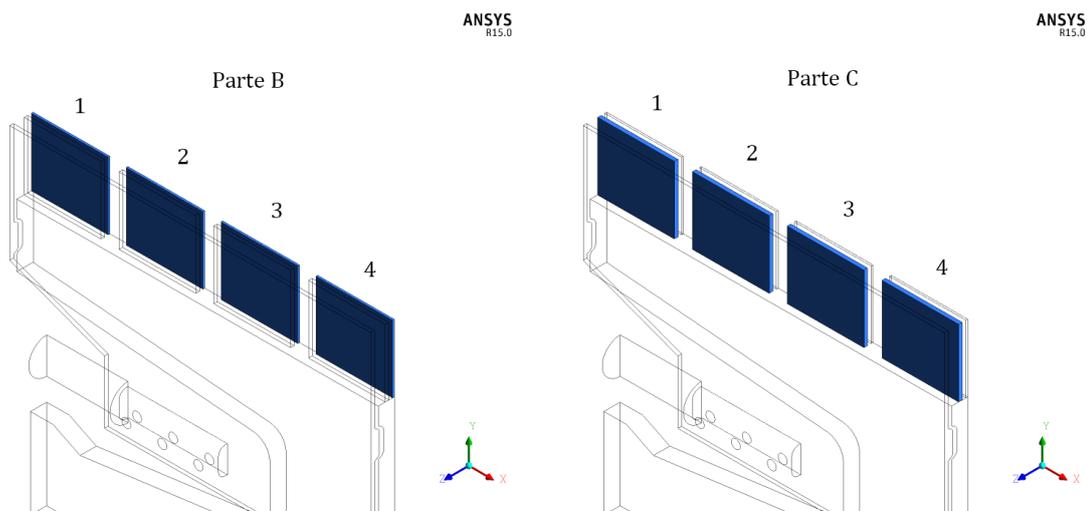


Figura 4.10 - Zonas de saída da mistura primária. Legenda: Parte B (esq.) - saídas em $z = 0$ mm; Parte C (dir.) - saídas em $z = 1.6$ mm

4.4.2 Partes do modelo: mistura secundária

Nesta secção apresentam-se as partes relativas à zona de escoamento da mistura secundária.

▫ Parte D

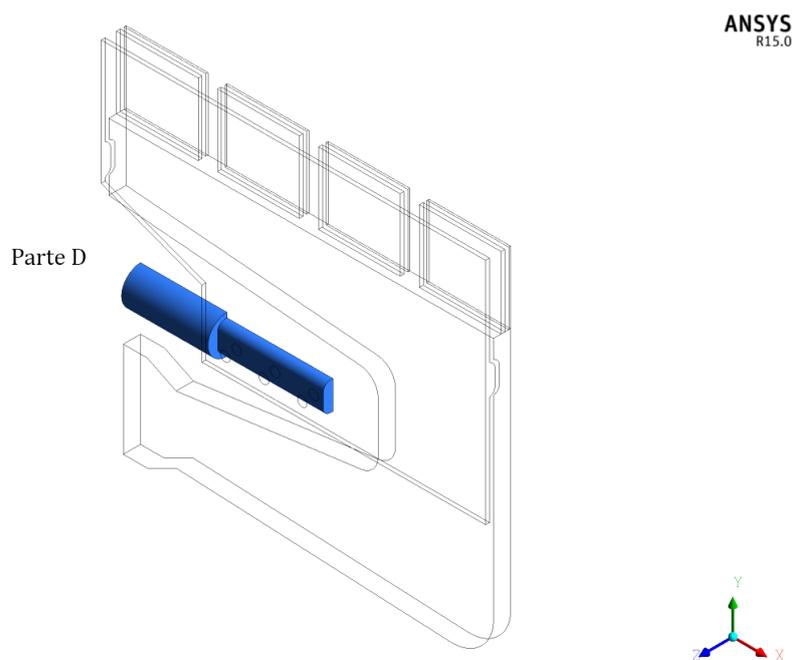


Figura 4.11 - Zona de entrada da mistura secundária: Parte D

▫ *Parte E*

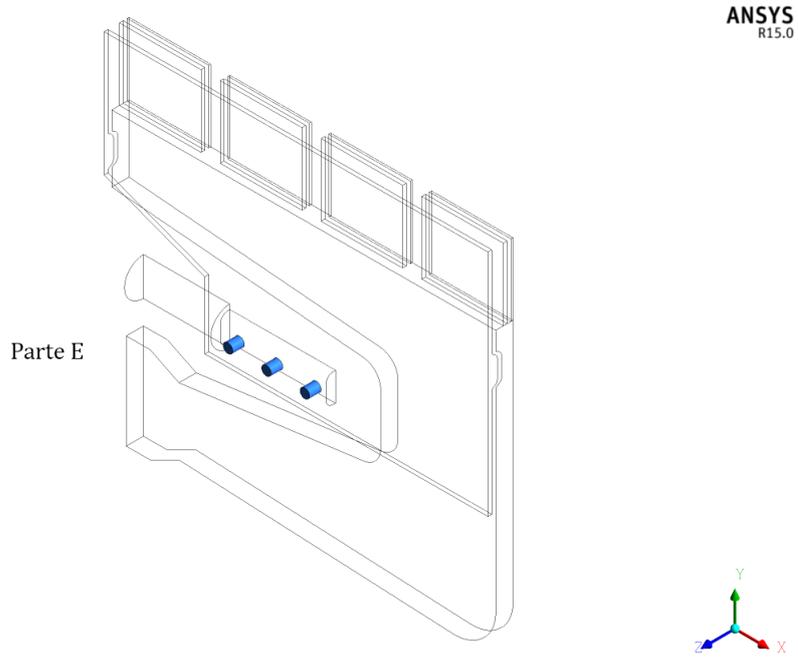


Figura 4.12 - Ligação entre zonas de escoamento da mistura secundária: Parte *E*

▫ *Parte F*

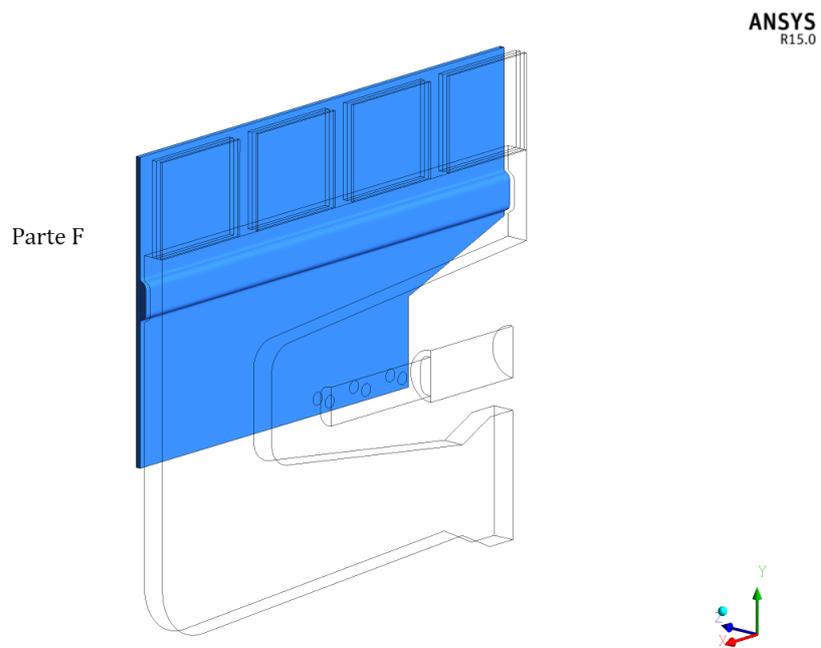


Figura 4.13 - Zona de distribuição da mistura secundária: Parte *F*

5. SIMULAÇÕES COMPUTACIONAIS

Presentemente, a comunidade CFD não define ainda de forma unívoca os critérios necessários à validação da metodologia empregue na simulação computacional de uma determinada realidade física. Na verdade, e talvez por que as técnicas e ciências de que faz uso o CFD sejam ainda relativamente recentes, não há literatura que sugira a utilização de um método universal (Spalart 2000). Existem, no entanto, linhas orientadoras e estratégias de análise que se apresentam como um conjunto de ferramentas útil na definição de se os resultados de uma dada simulação computacional são passíveis, ou não, de validação científica. Este capítulo propõe-se a explicitar de forma tão minuciosa quanto possível a metodologia utilizada nas simulações computacionais realizadas no âmbito deste trabalho. É parte integrante deste capítulo a descrição dos aspetos cruciais quer na geração das malhas como na definição dos métodos numéricos empregues, sendo também abordados outros apontamentos úteis para a fundamentação dos resultados obtidos. É igualmente de salientar que a metodologia empregue segue, tanto quanto possível e na medida do conhecimento teórico adquirido, as *guidelines* fornecidas para efeitos de publicação no *Journal of Fluids Engineering* (ASME *Guidelines*).

5.1 Jatos turbulentos

5.1.1 Simulação de jato turbulento: fluidos ar – ar; condição *free-slip*

▪ Realidades física vs. computacional

O trabalho de simulação computacional começou por focar-se na obtenção de resultados para o caudal de *entrainment* provocado pelo escoamento de um jato livre circular de ar no seio de ar em repouso e em condições atmosféricas. A realidade computacional homóloga é dada por um domínio de cálculo tridimensional com a configuração representada na Figura 5.1.

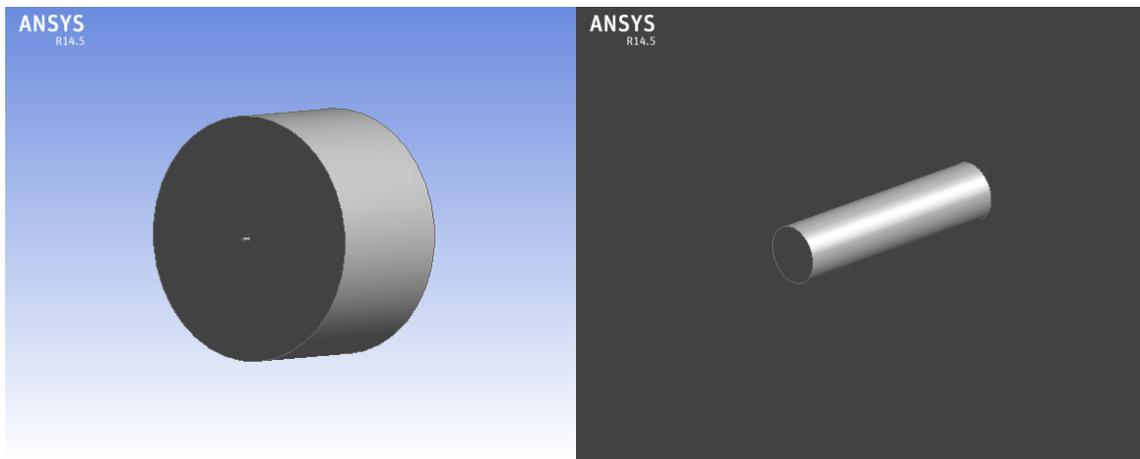


Figura 5.1 - Domínio de cálculo (esq.); pormenor do injetor tipo canal (dir.).

O domínio de cálculo consiste em dois cilindros concêntricos: um de menor diâmetro que pretende funcionar como injetor e outro de maior diâmetro que corresponde à zona preenchida pelo fluido ambiente em repouso que é, neste caso, ar. Para efeito de comparação de resultados, o injetor foi modelado por forma a ter diâmetro igual ao daquele para o qual foi aplicado um modelo matemático de integração dos perfis de velocidades, modelo esse empregue no contexto da realização do trabalho de Lopes (2012).

Tabela 5.1 - Propriedades geométricas do domínio de cálculo

Diâmetro do injetor [mm]	0.75
Área da secção transversal do injetor [mm²]	0.4418
Comprimento do injetor [mm]	3
Altura do cilindro (fluido ambiente) [mm]	40

O referencial de coordenadas tem origem na interseção do plano de descarga do jato com o eixo de um dos cilindros (é indiferente a referência a um ou outro em particular já que os eixos são coincidentes).

▪ **Condições de fronteira e condições iniciais**

A Figura 5.2 pretende explicitar as fronteiras definidas para o domínio de cálculo em questão. A face não visível do cilindro de maior diâmetro está incluída na fronteira definida como "Ambiente". Quando, no software, uma dada fronteira não é especificada então é dada, por defeito, como uma parede, que é, neste caso, o que sucede com a fronteira do tubo injetor. A quantificação de parâmetros associados a cada uma das condições de fronteira definidas no ANSYS Fluent são explicitadas na Tabela 5.2.

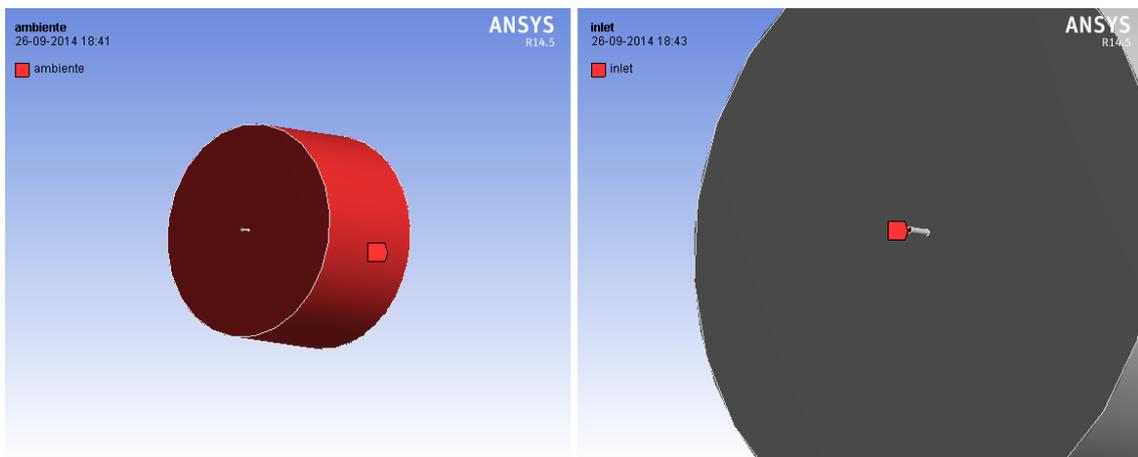


Figura 5.2 - Fronteiras da Simulação 5.1.1: Ambiente (à esq.), Entrada (à dir.).

Tabela 5.2 - Condições de fronteira da Simulação 5.1.1

	Entrada	Ambiente	Tubo injetor
Tipo de condição especificada	<i>Mass-flow-inlet</i>	<i>Pressure-outlet</i>	<i>Wall</i>
Fluido(s) escoado(s)	Ar	Ar	-
\dot{m}_{inj} [kg/s]	3.41550×10^{-5}	-	-
$p_{relativa\ inicial}$ [Pa]	0	0	-
Temperatura [K]	288.16	288.16	-
Intensidade de turbulência [%]	5	5	-
Rácio da viscosidade de turbulência	10	10	-
Coefficiente de atrito	-	-	0.5

No ANSYS Fluent são disponibilizados dois métodos de configuração da Solução Inicial do problema a tratar: (i) *Hybrid Initialization* e (b) *Standard Initialization*. A hipótese (b) corresponde à definição tradicional da Solução Inicial. Neste caso, o utilizador define autonomamente o valor assumido para algumas variáveis (ex.: pressão estática, componentes da velocidade, energia cinética de turbulência, etc). No caso da *Hybrid Initialization*, o método usado nesta simulação, a própria Solução Inicial é estipulada pelo *software* com base numa ponderação dos parâmetros definidos para as condições de fronteira dadas (Fluent *Theory Guide* 2012). Neste caso em particular, o campo de pressões associado à Solução Inicial é igual à pressão atmosférica em todo o domínio.

• **Método numérico**

A Tabela 5.3 discrimina a configuração do método numérico utilizado na simulação.

Tabela 5.3 - Especificação do método numérico da Simulação 5.1.1

<i>Solver</i>	
Tipo	<i>Pressure-Based</i>
Estado	<i>Steady</i>
<i>Modelo(s) matemático(s)</i>	
Modelo matemático ativo	<i>Viscous</i>
Definição do modelo	<i>k – ε (2 eqs.)</i>
Modelo <i>k – ε</i>	<i>Realizable</i>
Tratamento da proximidade à(s) parede(s)	<i>Enhanced wall treatment</i>
<i>Método da Solução</i>	
Esquema de acoplamento pressão-velocidade	<i>SIMPLE</i>
<i>Discretização Espacial:</i>	
Gradiente	<i>Least Squares Cell Based</i>
Pressão	<i>Second Order</i>
Momento	<i>Second Order Upwind</i>
Energia cinética de turbulência	<i>Second Order Upwind</i>
Taxa de dissipação da turbulência	<i>Second Order Upwind</i>
<i>Controlo da Solução</i>	
<i>Fatores de Relaxamento:</i>	
Forças de massa	1
Momento	0.7
Energia cinética de turbulência	0.8
Taxa de dissipação da turbulência	0.8
Viscosidade de turbulência	1

Por forma a dar cumprimento às diretrizes apontadas pela ASME *Guidelines*, a discretização espacial é definida formalmente como, pelo menos, de segunda ordem de exatidão. De facto, a utilização de esquemas de 2ª ordem ou superior acarreta um custo computacional elevado quando comparados com os esquemas de 1ª ordem. Contudo, está

demonstrado que essa contrapartida é compensada pelo aumento da eficiência computacional e pela significativa melhoria ao nível do efeito da difusão numérica.

Qualquer parâmetro relativo à definição do método numérico não especificado nesta secção corresponde à utilização dos *settings* empregues por defeito no ANSYS Fluent. A não ativação de modelos que reflitam os efeitos de compressibilidade e as interações térmicas fazem com que o escoamento seja assumido como incompressível e adiabático.

▪ Seleção da extensão do domínio

Especificação dos domínios de teste

Na medida em que o ar arrastado para o interior do jato é ar ambiente que se encontra inicialmente em repouso, é natural que o fenómeno de *entrainment* sofra influência por parte da extensão do domínio de cálculo considerado. Como já visto, uma das dificuldades apontadas pelos métodos de integração dos perfis de velocidade para a quantificação do ar arrastado pelo escoamento de um jato livre é a estipulação de um raio de influência dado como limite superior de integração.

Na impossibilidade de considerar o efeito sobre o escoamento até distâncias radiais infinitas, tomar-se-á um domínio como referência (cujo diâmetro é igual a 65 mm) e avaliar-se-á o efeito sobre os resultados da simulação como consequência da variação da extensão desse mesmo domínio. A extensão do domínio de cálculo consegue-se pelo aumento do diâmetro do cilindro cujas faces definem a fronteira "Ambiente". A Tabela 5.4 especifica os três domínios com os quais é executado o teste acima descrito.

Tabela 5.4 - Especificação dos domínios de teste

<i>Diâmetro do domínio [mm]</i>	60	65 (ref.)	70
Δ diâmetro	-7.69 %	-	+7.69 %
Nº elementos da malha	736 222	715 152	691 490
Volume mín. de elemento [mm ³]	7.10×10^{-6}	4.84×10^{-6}	4.15×10^{-6}
Volume máx. de elemento [mm ³]	3.81×10^{-1}	4.76×10^{-1}	5.62×10^{-1}

Uma vez que o método de geração da malha na aplicação *Meshing* do *Workbench 14.5* é um processo semi-automático, seria impossível conseguir a criação de malhas com igual número de elementos para os três domínios de dimensão distinta. Não obstante, e para a seleção dos mesmos parâmetros de malha, consegue-se que o volume dos elementos nos três domínios de teste mantenha a mesma ordem de grandeza. É aceitável que o tipo de malha empregue na execução deste teste seja pouco refinada já que o objetivo não é tanto a obtenção de resultados exatos mas sim a seleção de um domínio de simulação adequado.

Averiguação do efeito da variação da extensão do domínio

Para que o efeito da variação da extensão do domínio possa ser quantificado, é necessário que sejam selecionadas variáveis de teste com forte preponderância na solução final do problema (Celik et al. 2008). As variáveis de teste selecionadas são: (a) *Variável de Teste 1*: α – magnitude máxima do vetor velocidade no escoamento; (b) *Variável de Teste 2*: β – rácio do caudal mássico de ar arrastado/injetado sobre o plano axial j . A Tabela 5.5 e a Tabela 5.6 apresentam os resultados das variáveis de teste para as simulações $i = \{60, 65, 70\}$, executadas em cada um dos domínios de teste, respetivamente. A variável β é medida para distâncias axiais ao plano de descarga no intervalo $[0, 40]$ mm. Ter-se-á $j = 0$ a corresponder à distância axial de 0 mm, $j = 5$, à distância axial de 5 mm e assim por diante.

As oscilações das variáveis de teste tornam-se mais explícitas se apresentadas como variações percentuais face à simulação com o domínio de referência, simulação $i = 65$. Para uma análise das variações percentuais, atente-se na Tabela 5.7 e na Tabela 5.8.

Tabela 5.5 - Resultados da Variável de Teste 1

<i>Variável de Teste 1</i> – α	Simulação i		
	60	65 (ref.)	70
α	74.41915	74.41939	74.42109

Tabela 5.6 - Resultados da Variável de Teste 2

Variável de Teste $2 - \beta_{i,j}$	Simulação i			
	Distância axial j	60	65 (ref.)	70
0		5.9979	6.1400	6.2931
5		6.1884	6.3685	6.5945
10		6.6806	6.7236	6.7485
15		7.2036	7.4476	7.3378
20		8.1443	8.0395	8.0108
25		8.8346	8.8029	8.6254
30		9.5705	9.4041	9.1275
35		10.0779	9.9154	9.4862
40		10.3457	10.1354	9.7152

Tabela 5.7 - Variação percentual da Variável de Teste 1

Variável de Teste $1 - \alpha$	$\Delta \%$ Simulação i	
	60	70
α	-0.3225×10^{-3}	2.2844×10^{-3}

Tabela 5.8 - Variação percentual da Variável de Teste 2

Variável de Teste $2 - \beta_{i,j}$	$\Delta \%$ Simulação i		
	Distância axial j	60	70
0		-2.3135	2.4950
5		-2.8283	3.5497
10		-0.6398	0.3702
15		-3.2765	-1.4740
20		1.3042	-0.3566
25		0.3595	-2.0166
30		1.7703	-2.9412
35		1.6394	-4.3285
40		2.0742	-4.1459

Sabendo que todas as simulações apresentaram resíduos estáveis a partir da iteração 500, com resíduos de igual ordem de grandeza para todas as equações computadas, então, da análise das tabelas acima pode concluir-se que:

(i) A oscilação sobre a Variável de Teste 1 é, em absoluto, da ordem de $10^{-3}\%$ ou inferior;

(ii) A oscilação sobre a Variável de Teste 2 nunca é superior, em absoluto, a 4.5 %.

É legítimo concluir que as oscilações observadas resultam do diferente número de elementos associado à malha de cada domínio de teste, ao invés de se tratar de um efeito proporcionado pela variação da extensão do domínio. Assim, admite-se que os resultados da simulação são insensíveis à variação da extensão do domínio. Por esse motivo, e por uma questão de economia de cálculo, seleciona-se o domínio $\varphi = 60 \text{ mm}$.

▪ **Seleção da malha**

Uma vez selecionado o domínio adequado, interessa definir uma malha que assuma o melhor compromisso entre a exatidão de resultados e o custo computacional. Para esse efeito, utilizar-se-á o método *GCI* (*Grid Convergence Index*) como procedimento para estimação do erro de discretização introduzido pela malha. O método *GCI* é o mais consensualmente aceite e recomendado pela comunidade CFD, tendo sido avaliado em mais de várias centenas de casos (Celik et al. 2008).

O método *GCI*, analogamente ao método descrito na secção "Seleção da extensão do domínio", implica que sejam conhecidos os resultados de uma dada variável de teste num conjunto de simulações cujos domínios são discretizados por diferentes malhas. Antes de passar à determinação do *GCI*, interessa descrever o método de geração das malhas utilizadas.

Método de geração da malha

A aplicação *Meshing* do *Workbench 14.5* disponibiliza um conjunto de operações que possibilitam otimizar a malha gerada para uma dada geometria. Essas operações passam por editar alguns parâmetros associados à geração automática da malha ou por outras, como por

exemplo, impor o tamanho máximo admissível dos elementos (operação "Sizing") ou gerar refinamento por camadas em determinados locais da geometria (operação "Inflation"). A Tabela 5.9 apresenta a parametrização das três malhas geradas para a geometria correspondente ao domínio de $\varphi = 60$ mm.

Tabela 5.9 - Parametrização das malhas de teste

	Malha 3	Malha 2	Malha 1
<i>Relevance center</i>	<i>medium</i>	<i>fine</i>	<i>fine</i>
<i>Relevance</i>	50	50	50
<i>Transition</i>	<i>slow</i>	<i>slow</i>	<i>slow</i>
<i>Smoothing</i>	<i>high</i>	<i>high</i>	<i>high</i>
<i>Face Sizing</i> [mm]	5×10^{-5}	5×10^{-5}	5×10^{-5}
<i>Body Sizing</i> [mm]	5×10^{-3}	2.5×10^{-3}	0.8×10^{-3}
<i>Inflation</i>	5 layers	10 layers	20 layers

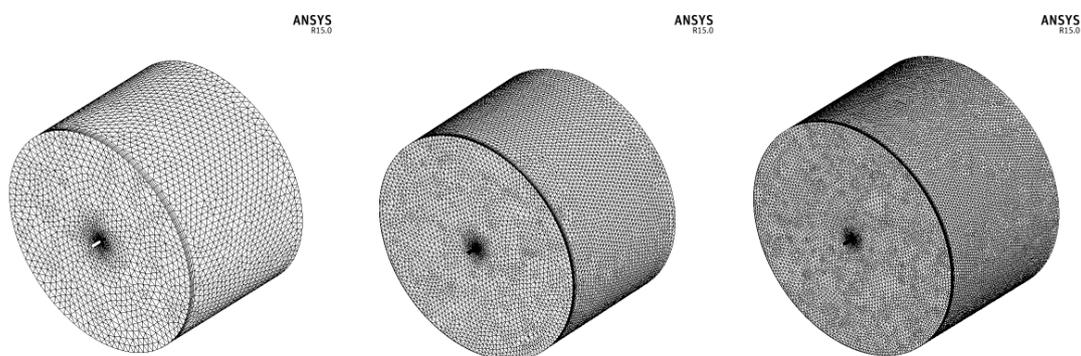


Figura 5.3 - Aspecto global das malhas geradas: *Malha 3* (dir.), *Malha 2* (centro), *Malha 1* (esq.)

No que diz respeito às operações de otimização da malha: a operação "Face Sizing" é aplicada sobre a fronteira "Entrada", enquanto que a "Body Sizing" é aplicada sobre todo o domínio delimitado pela fronteira "Ambiente". Já as camadas de refinamento geradas com base na operação "Inflation" são geradas a partir do plano assinalado na Figura 5.4.

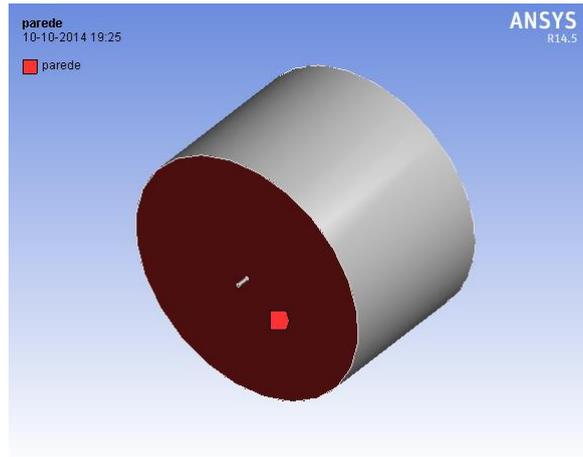


Figura 5.4 - Plano de origem da operação "Inflation"

As estatísticas das malhas de teste apresentam-se na Tabela 5.10.

Tabela 5.10 - Estatísticas das malhas de teste

	Malha 3	Malha 2	Malha 1
Vol. máx. elemento [mm ³]	1.7048	0.3776	0.1425
Vol. mín. elemento [mm ³]	6.6272×10^{-6}	5.5659×10^{-6}	4.3681×10^{-6}
Nº elementos	207 659	753 682	2 104 678

Método GCI

Para a aplicação do método *GCI* interessa dispor de três malhas com refinamento progressivo ($k = 3,2,1$) cujo parâmetro h , que representa o tamanho de elemento e é calculado como dado pela Equação (5.1), verifique a condição $h_k/h_{k-1} > 1.3$, para $k = \{3,2\}$. Este rácio, r , é designado por fator de refinamento e é aplicado sobre a malha k para dar origem à malha $k - 1$. Tem-se então (Celik et al. 2008):

$$h = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\Delta V_i) \right]^{\frac{1}{3}} \quad (5.1)$$

$$r_k = \frac{h_k}{h_{k-1}}, k = \{3,2\} \quad (5.2)$$

em que, N é o número de elementos da malha e ΔV_i é o volume do elemento i da malha. Como neste caso se desconhece ΔV_i , tomar-se-á que o somatório dos volumes elementares da malha é igual ao volume total do domínio de cálculo, V_{malha} . Tomada uma variável de teste, α , igual à Variável de Teste 1 (magnitude máxima do vetor velocidade no escoamento), faz-se correr a simulação nas malhas $k = 3,2,1$.

Tabela 5.11 - Método *GCI*: parâmetros de cálculo

	Malha 3	Malha 2	Malha 1
N	207 659	753 682	2 104 678
V_{malha} [mm ³]	113 097	113 097	113 097
h [mm]	0.8167	0.5314	0.3774
r	1.54	1.41	
α	74.4135	74.3495	74.3413

Conhecidos os valores tomados pela variável α , determina-se a ordem aparente do método de refinamento que é dada por (Celik et al. 2008):

$$p_i = \frac{1}{\ln(r_2)} \left| \ln \left| \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2} \right| + q(p_{i-1}) \right| \quad (5.3)$$

sabendo que,

$$q(p_i) = \ln \left(\frac{r_2^{p_i} - s}{r_3^{p_i} - s} \right) \quad (5.4)$$

com,

$$s = 1 \cdot \text{sinal} \left(\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2} \right) \quad (5.5)$$

e,

$$\varepsilon_k = \alpha_k - \alpha_{k-1}, k = \{3,2\} \quad (5.6)$$

O cálculo da ordem aparente do método é feito iterativamente para $i = \{1,2,3, \dots\}$ e a aproximação inicial de p é tomada como igual ao primeiro fator da Equação (5.3). A Tabela 5.12 apresenta a aproximação inicial e o resultado do cálculo.

Tabela 5.12 - Aproximação inicial e resultado do cálculo da ordem aparente

Aproximação Inicial	
p_0	2.921280
$q(p_0)$	-0.378443
Resultado	
p	4.6079
$ \text{erro} $	$< 10^{-5}$

Calculam-se os resultados por extrapolação da Variável de Teste 1 de acordo com a expressão seguinte (Celik et al. 2008):

$$\alpha_{ext}^k = \frac{r_k^p \cdot \alpha_{k-1} - \alpha_k}{r_k^p - 1}, k = \{3,2\} \quad (5.7)$$

Agora em condições de determinar o erro relativo de aproximação, e_a^2 , e o erro relativo de extrapolação, e_{ext}^2 , vem (Celik et al. 2008):

$$e_a^2 = \left| \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\alpha_1} \right| \quad (5.8)$$

e,

$$e_{ext}^2 = \left| \frac{\alpha_{ext}^2 - \alpha_1}{\alpha_{ext}^2} \right| \quad (5.9)$$

Finalmente, determina-se o *GCI* dado por (Celik et al. 2008):

$$GCI = \frac{1.25 e_a^2}{r_2^p - 1} \quad (5.10)$$

Os resultados apresentam-se na Tabela 5.13.

Tabela 5.13 - Método *GCI*: Parâmetros de avaliação da convergência da malha

Erro relativo de aproximação, e_a^2 [%]	0.0109
Erro relativo de extrapolação, e_{ext}^2 [%]	0.0028
Índice de convergência da malha, <i>GCI</i> [%]	0.0036

Na literatura é feito um apontamento importante no que diz respeito à eficácia na aplicação do método: se ε_3 e ε_2 forem muito próximos de zero, o procedimento de avaliação da convergência da malha não resulta (Celik et al. 2008). Na verdade, neste caso em particular, ε_k é inferior a 0.065, seja $k = \{3,2\}$. Por outro lado, não é especificado para quão próximo de

zero deve considerar-se inválida a aplicação do procedimento. Pode admitir-se que $\varepsilon_k \rightarrow 0$ é um indicador de convergência oscilatória ou, excepcionalmente, de que a solução "exata" foi encontrada. Geralmente, quando este é um indicador de convergência oscilatória observa-se adicionalmente $\varepsilon_3/\varepsilon_2 < 0$, o que não se verifica neste caso (Celik et al. 2008). Na verdade, e nesta situação em particular, não consegue decifrar-se se o método é ou não eficaz na quantificação da influência induzida pelo refinamento da malha. Uma hipótese que pode adiantar-se para justificar a ineficácia da aplicação do método é a de que a própria *Malha 3* (a de menor refinamento) conduza a resultados já muito satisfatórios.

Aquando da execução das simulações, não foi imposto um critério de paragem comum a todas as malhas; ao invés, para os três casos, a simulação foi deixada correr até que os resíduos apresentassem um comportamento uniforme. Observou-se que, em qualquer uma das simulações, a partir das 600 iterações, sensivelmente, os resíduos apresentam-se estáveis, ainda que com oscilações extremamente reduzidas em torno de um valor médio. As três simulações de teste foram interrompidas nas 800 iterações e as equações homólogas de conservação do escoamento apresentam resíduos na mesma ordem de grandeza em qualquer um dos casos. A configuração dos campos vetoriais e escalares dos três escoamentos é igualmente muito semelhante pelo que, não havendo provas de que a qualidade dos resultados é significativamente incrementada, o cerne da questão parece recair sobre a decisão de se é ou não aceitável o aumento do custo computacional com o refinamento da malha.

Na ausência de uma conclusão objetiva, e ainda que esta não seja a solução de menor custo computacional, optou-se por utilizar a *Malha 1*. Por ser a mais refinada, é aquela à qual correspondem volumes elementares de menor dimensão e por isso é plausível que, na dúvida, se assuma que é também a que traduz mais fielmente o escoamento real.

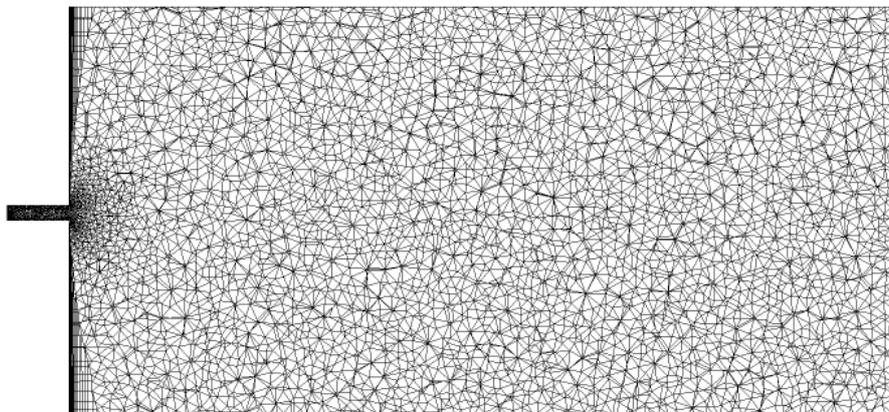


Figura 5.5 - Aspecto da *Malha 1* numa projeção parcial do plano de simetria do jato

▪ Validação da convergência dos resultados

Independentemente do número de iterações computadas, nem todas as equações de conservação conseguem convergir para resíduos com ordem de grandeza comum. Por exemplo, dir-se-á que os resíduos da equação de continuidade estabilizam na ordem de 10^{-3} , ao passo que as equações de k e ε apresentam resíduos cerca de dez vezes inferiores.

Apesar das equações em k e em ε (equações da turbulência) apresentarem convergência levemente oscilatória já que os resíduos variam nas ordens máximas de 10^{-7} e de 10^{-6} , respetivamente, nas últimas 100 iterações calculadas, a convergência dos resultados é dada como satisfatória. A equação da conservação do momento permite a determinação de velocidades com resíduos na ordem de 10^{-7} .

Estudos quanto ao refinamento de malha revelam que, no caso de escoamentos multi-fase (entenda-se, coexistência de líquido e gás), uma resolução da malha, ϑ , igual a 0.03125 é suficiente na computação da dinâmica de formação de gotas. Alega-se que incrementos ao nível de ϑ resultam somente em variações ténues dos parâmetros físicos (como sejam, a velocidade ou a pressão), sem que haja alteração qualitativa dos resultados (Dutta et al. 2014). De acordo com os autores referidos, a resolução da malha é dada por:

$$\vartheta = \frac{d_0}{N} \quad (5.11)$$

As simulações descritas neste capítulo tratam escoamentos em que está presente uma única fase pelo que este será, teoricamente, um caso menos complexo por comparação com outros em que estejam presentes fases distintas. Assim, a resolução da malha utilizada nesta simulação poderá funcionar como suporte à validação dos resultados obtidos, ainda que o valor de referência ($\vartheta = 0.03125$) diga respeito a uma realidade física distinta. Pelo facto de a resolução de malha utilizada ser muito superior ($\vartheta = 3.56 \times 10^{-10}$), concluir-se-á que os resultados da simulação aqui tratada não são influenciados por este fator.

5.1.2 Simulação de jato turbulento: fluidos ar – ar; condição *no-slip*

Para efeito de comparação com resultados experimentais publicados, a simulação descrita no subcapítulo 5.1.1 foi recalculada mediante uma ligeira alteração. Esta nova simulação "*no-slip*" assume todas as condições e parâmetros iniciais adotados na Simulação 5.1.1 ("*free-slip*"), à exceção de uma pequena reformulação: as condições de fronteira foram alteradas por forma a reproduzir mais fielmente as empregues nos ditos estudos levados em conta para validação dos resultados. Uma vez já analisados os efeitos da variação da extensão do domínio de cálculo e do refinamento da malha, tomar-se-á que tanto o domínio ($\varphi = 60 \text{ mm}$) como os parâmetros de geração da malha (*Malha 1*) empregues anteriormente são igualmente adequados para esta simulação, o mesmo sucedendo com as condições iniciais, o método numérico e a geometria utilizados.

▪ Condições de fronteira

É operada uma única alteração relativamente às condições de fronteira anteriormente descritas: assume-se que a face do cilindro contida no plano de descarga do jato funciona como uma parede. Esta imposição pretende refletir o ambiente de referência no qual foram feitas

algumas medições experimentais, nas quais o influxo de ar através da região assinalada na Figura 5.6 é constringido por uma barreira física.

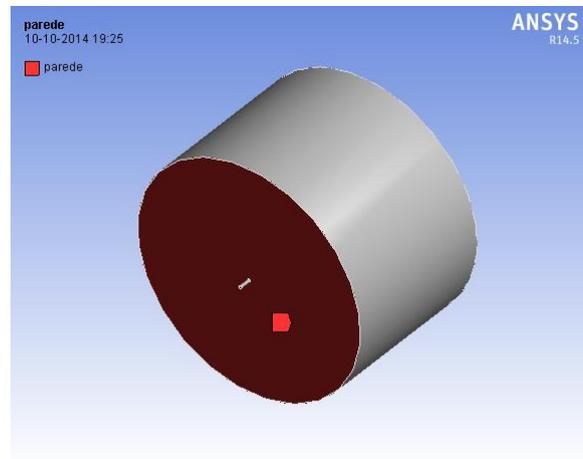


Figura 5.6 - Fronteira da Simulação 5.1.2: Parede transversal.

À exceção da face assinalada na Figura 5.6, através da qual não há escoamento, as faces anteriormente pertencentes à fronteira "Ambiente" mantêm-se como tal.

Tabela 5.14 - Condições de fronteira empregues na Simulação 5.1.2

	Entrada	Ambiente	Tubo injetor	Parede transversal
Tipo de condição especificada	<i>Mass-flow-inlet</i>	<i>Pressure-outlet</i>	<i>Wall</i>	<i>Wall</i>
Fluido(s) escoado(s)	Ar	Ar	-	-
\dot{m}_{inj} [kg/s]	3.41550×10^{-5}	-	-	-
$p_{relativa\ inicial}$ [Pa]	0	0	-	-
Temperatura [K]	288.16	288.16	-	-
Intensidade de turbulência [%]	5	5	-	-
Rácio da viscosidade de turbulência	10	10	-	-
Coefficiente de atrito	-	-	0.5	0.5

▪ **Validação da convergência dos resultados**

Pelos mesmos motivos referidos no caso da Simulação 5.1.1, é também aqui considerada válida a convergência dos resultados. Os resíduos obtidos situam-se nas mesmas ordens de grandeza dadas para a Simulação 5.1.1, à exceção da equação da continuidade, que apresenta resíduos na ordem de 10^{-4} .

5.1.3 Simulação de jato turbulento: fluidos ar-combustível; condição *no-slip*

▪ **Realidades física vs. computacional**

Na prática, o objetivo final deste estudo requer que seja conhecido o caudal de *entrainment* proporcionado não por um jato de ar, mas sim pela descarga de um fluido combustível no seio de ar em repouso. A realidade física que pretende retratar-se neste conjunto de simulações é muito próxima da utilizada na Simulação 5.1.2. Na verdade, do ponto de vista prático, há somente uma modificação: o fluido que se escoia através do injetor – que é ar na Simulação 5.1.2 – é substituído por um outro, que será aqui um fluido combustível (um alcano). A nível computacional, para que possa conhecer-se a quantidade de ar arrastado para o interior do jato, estando na presença de dois fluidos diferentes e que têm, portanto, densidades distintas, não há outra solução senão tomar o escoamento enquanto um transporte de várias espécies químicas. São então realizadas as simulações dos seguintes casos:

- Simulação 5.1.3 (i) – injeção de metano (CH_4) no seio de ar em repouso, sob condições atmosféricas;
- Simulação 5.1.3 (ii) – injeção de propano (C_3H_8) no seio de ar em repouso, sob condições atmosféricas;
- Simulação 5.1.3 (iii) – injeção de butano (C_4H_{10}) no seio de ar em repouso, sob condições atmosféricas.

O caso da Simulação 5.1.3 (i) é tomado como uma simplificação da realidade física que pretendia efetivamente simular-se: o escoamento de um jato de gás natural no seio de ar em repouso. O gás natural é essencialmente uma mistura de hidrocarbonetos de pesos moleculares distintos, dos quais se destaca o metano (CH_4) que detém uma fração volumétrica

de, pelo menos, 86.0% na composição total do combustível. Se a simulação fosse realizada empregando a composição real do gás natural (e mesmo sem a especificar em rigor), teriam de ser utilizadas, pelo menos, 7 equações de conservação do transporte de espécies (metano, etano, propano, butano, pentano, dióxido de carbono e azoto), o que faria com que, dados os recursos computacionais existentes, a solução não fosse obtida num tempo de cálculo razoável.

A geometria do domínio de cálculo, as propriedades do ar ambiente e o método de determinação da solução inicial são tal como apresentadas na Simulação 5.1.1. A extensão do domínio e a malha utilizada mantêm-se.

▪ Condições de fronteira

Uma vez que, ao nível do modelo computacional, o fluido ar será discriminado em termos das espécies químicas que o compõem, interessa apresentar a composição do ar na qualidade de mistura composta por vários elementos. A presença de elementos residuais (gases raros, hidrogénio, etc) é desprezada uma vez que, no seu conjunto, estes elementos perfazem somente cerca de 0.039% da totalidade da composição do ar atmosférico seco. No ANSYS Fluent, a composição do ar pode ser especificada em termos de oxigénio (O_2), de dióxido de carbono (CO_2) e de vapor de água (H_2O). Isto significa que, somadas estas partes, a fração mássica restante é atribuída ao elemento maioritário, o azoto (N_2). A Tabela 5.15 apresenta a composição do "material" que é designado por ar no contexto da simulação.

No conjunto das simulações aqui tratadas, o caudal mássico de fluido injetado é mantido igual ao das simulações anteriores. Havendo somente variação do fluido combustível, as condições de fronteira empregues nas três simulações são comuns e apresentam-se na Tabela 5.16.

Tabela 5.15 - Composição do ar

<i>Elemento químico</i>	<i>Fração mássica</i>
Oxigénio (O_2)	0.23200
Dióxido de carbono (CO_2)	0.00046
Vapor de água (H_2O)	0.00000
Azoto (N_2)	0.76754

Tabela 5.16 - Condições de fronteira das Simulações 5.1.3: (i) metano, (ii) propano e (iii) butano

	Entrada	Ambiente	Tubo injetor	Parede transversal
Tipo de condição especificada	<i>Mass-flow-inlet</i>	<i>Pressure-outlet</i>	<i>Wall</i>	<i>Wall</i>
Fluido escoado através da fronteira	Combustível	Ar	-	-
\dot{m}_{inj} [kg/s]	3.41550×10^{-5}	-	-	-
$p_{relativa\ inicial}$ [Pa]	0	0	-	-
Temperatura [K]	288.16	288.16	-	-
Intensidade de turbulência [%]	5	5	-	-
Rácio da viscosidade de turbulência	10	10	-	-
Coefficiente de atrito	-	-	0.5	0.5

Por uma questão de simplificação, na Tabela 5.16, os fluidos escoados são catalogados em "combustível" ou "ar". Na verdade, aquando da implementação das condições de fronteira no ANSYS Fluent, o utilizador é solicitado a discriminar as frações mássicas de cada uma das espécies químicas que se escoam através das fronteiras do domínio de cálculo. Para a fronteira "Entrada", aplica-se a condição de que a fração mássica de metano, propano ou butano (consoante a simulação em causa) é igual à unidade, pelo que não pode haver escoamento de ar através desta fronteira. No caso da fronteira "Ambiente", as frações mássicas por espécie são impostas de acordo com a Tabela 5.15.

▪ **Método numérico**

A Tabela 5.17 discrimina a configuração do método numérico utilizado nas Simulações 5.1.3.

Tabela 5.17 - Especificação do método numérico das Simulações 5.1.3

<i>Solver</i>	
Tipo	<i>Pressure-Based</i>
Estado	<i>Steady</i>
<i>Modelo(s) matemático(s)</i>	
Modelo matemático ativo (1):	<i>Viscous</i>
Definição do modelo	<i>k – ε (2 eqs.)</i>
Modelo <i>k – ε</i>	<i>Realizable</i>
Tratamento da proximidade à(s) parede(s)	<i>Enhanced wall treatment</i>
Modelo matemático ativo (2):	<i>Energy</i>
Modelo matemático ativo (3):	<i>Species</i>
Definição do modelo	<i>Species Transport</i>
<i>Método da Solução</i>	
Esquema de acoplamento pressão-velocidade	<i>SIMPLE</i>
<i>Discretização Espacial:</i>	
Gradiente	<i>Least Squares Cell Based</i>
Pressão	<i>Second Order</i>
Momento	<i>Second Order Upwind</i>
Energia cinética de turbulência	<i>Second Order Upwind</i>
Taxa de dissipação da turbulência	<i>Second Order Upwind</i>
<i>Controlo da Solução</i>	
<i>Fatores de Relaxamento:</i>	
Forças de massa	1
Momento	0.7
Energia cinética de turbulência	0.8
Taxa de dissipação da turbulência	0.8
Viscosidade de turbulência	1

No ANSYS Fluent, o conjunto das 5 espécies químicas presentes em cada uma das Simulações 5.1.3 (a designar: oxigénio, dióxido de carbono, vapor de água, azoto e alcano respetivo) é tratado como um binómio $C_xH_y - ar$. O ANSYS Fluent disponibiliza um conjunto de métodos de determinação das propriedades da mistura (composta pelo ar e fluido combustível). Assim, essas mesmas propriedades (massa volúmica, ρ ; capacidade calorífica, C_p ; condutibilidade térmica, k ; viscosidade dinâmica, μ e difusividade mássica, Dif) são calculadas pelo *software* de acordo com um método selecionado pelo utilizador.

A Tabela 5.18 apresenta o método selecionado para a determinação de cada uma das propriedades listadas. Algumas destas foram admitidas como constantes em todo o domínio. Nesses casos, o valor computado pelo *software* é apresentado na última coluna da tabela.

Tabela 5.18 - Método de cálculo das propriedades das misturas

<i>Método de Cálculo das Propriedades da Mistura $C_xH_y - ar$</i>		
k [W/(m · K)]	<i>constant</i>	0.0454
μ [kg/(m · s)]	<i>constant</i>	1.72×10^{-5}
Dif [m ² /s]	<i>constant</i>	2.88×10^{-5}
ρ [kg/m ³]	<i>incompressible-ideal-gas</i>	-
C_p [J/(kg · K)]	<i>mixing-law</i>	-

▪ **Validação da convergência dos resultados**

Por uma questão de economia de cálculo, as Simulações 5.1.3 foram restringidas às 850 iterações. Na verdade, a computação do escoamento das misturas, por oposição às simulações em cujo fluido escoado é somente ar, mostrou-se substancialmente mais demorada. Em qualquer um dos casos simulados, os resíduos apresentam-se estáveis às 850 iterações, nunca sendo superiores a 1.6×10^{-4} para qualquer uma das equações de conservação considerada.

5.2. Simulações do escoamento no interior de uma flauta com ancoramento de chama

5.2.1 Simulação do escoamento no interior de uma flauta com ancoramento de chama: fluidos ar – ar sob pressão atmosférica

Nesta simulação, o método numérico e a determinação das condições iniciais empregues são tais como na Simulação 5.1.1. Uma vez que foram já descritas metodologias consistentes para a determinação da extensão do domínio de cálculo e para a avaliação da malha, e como os recursos computacionais são limitados, esses dois aspetos seguem uma abordagem menos exaustiva neste capítulo.

Na realidade, para este caso, foram corridas três simulações às quais se atribuíram as seguintes designações: "*Injeção principal*", "*Injeção secundária*" e "*Injeções simultâneas*". Quer o modelo matemático analítico como a medição experimental realizados por Lopes (2012) foram aplicados às duas injeções (primária e secundária) de forma dissociada. Assim, opta-se por correr duas simulações ("*Injeção principal*" e "*Injeção secundária*") em que, em cada uma, só há descarga a partir de um dos injetores. Estes resultados podem ser diretamente confrontados com o estudo feito por Lopes (2012). Já a simulação "*Injeções simultâneas*" pretende avaliar o efeito que decorre do facto de os jatos serem descarregados concomitantemente.

▪ Realidades física vs. computacional

O objetivo desta simulação centra-se na determinação do caudal mássico de ar arrastado que se escoia através dos orifícios de saída de uma flauta com ancoramento de chama. A realidade física é transposta pela junção de duas estruturas independentes (ver Figura 5.7), que delimitam espaços físicos distintos, mas que no seu conjunto reproduzem um domínio contínuo. Por uma questão de economia de cálculo, sabendo que os jatos são circulares e axissimétricos e que a geometria da flauta partilha do mesmo plano de simetria dos canais injetores, opta-se por considerar somente uma das partes simétricas do modelo.

A representação computacional do domínio de escoamento correspondente ao interior da flauta é dada pela geometria descrita no Capítulo 4, tal como mostrado na Figura 5.7 (à

direita). O domínio representativo dos canais de injeção, primário e secundário, bem como do espaçamento entre a descarga dos jatos e os orifícios de admissão da mistura ar-combustível é concebido de forma análoga à empregue no subcapítulo "5.1. Simulação de jatos turbulentos" e pode ser visto na Figura 5.7 (à esquerda). Seguindo a mesma lógica já exposta no Capítulo 4, esta parte do domínio designar-se-á por "Parte *G*".

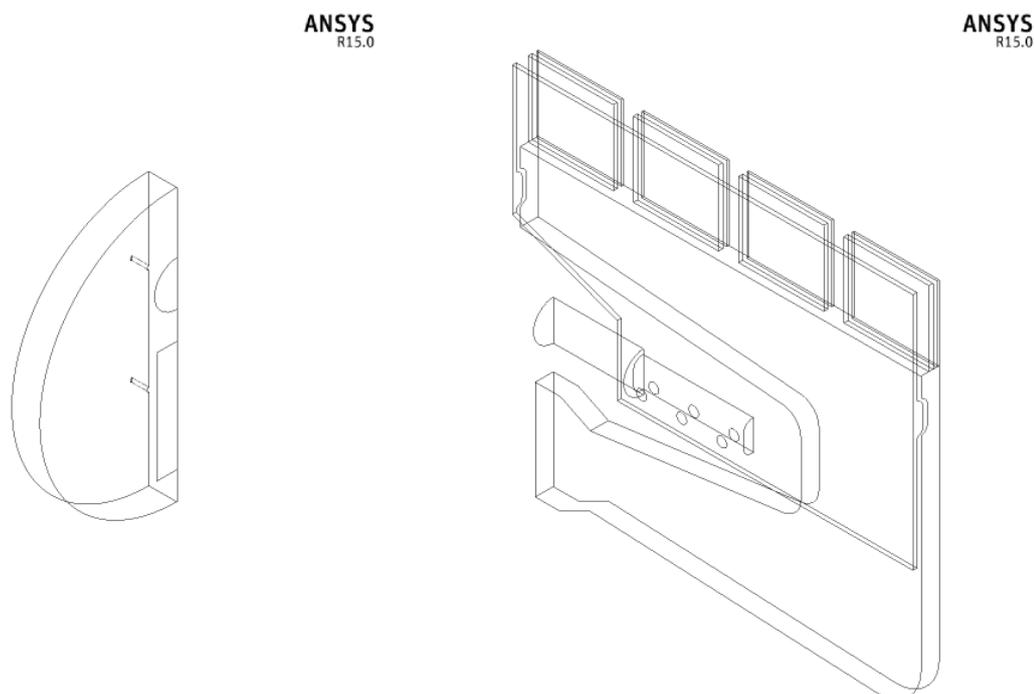


Figura 5.7 - Domínio de cálculo relativo aos canais injetores e zona de descarga dos jatos (Parte *G*, à esq.) e domínio de cálculo relativo à zona interior da flauta (dir.). Nota: Aspectos mais detalhados acerca desta geometria podem encontrar-se no Capítulo 4.

Tabela 5.19 - Propriedades geométricas do domínio de cálculo da Figura 5.7, (Parte *G*)

Diâmetro dos injetores [mm]	0.75
Área da secção transversal dos injetores [mm²]	0.4418
Comprimento dos canais injetores [mm]	3
Distância entre-eixos dos injetores [mm]	19
Altura do cilindro (fluido ambiente) [mm]	5

A altura do cilindro (na Tabela 5.19) corresponde à distância axial entre o plano de descarga dos jatos e o plano dos orifícios de admissão da mistura na flauta. Esta distância é de 5 mm por se tratar da configuração típica de um queimador de esquentador de uso doméstico (Lopes 2012).

A junção das duas estruturas apresentadas anteriormente constitui o modelo empregue no âmbito desta simulação, como pode ver-se na Figura 5.8.

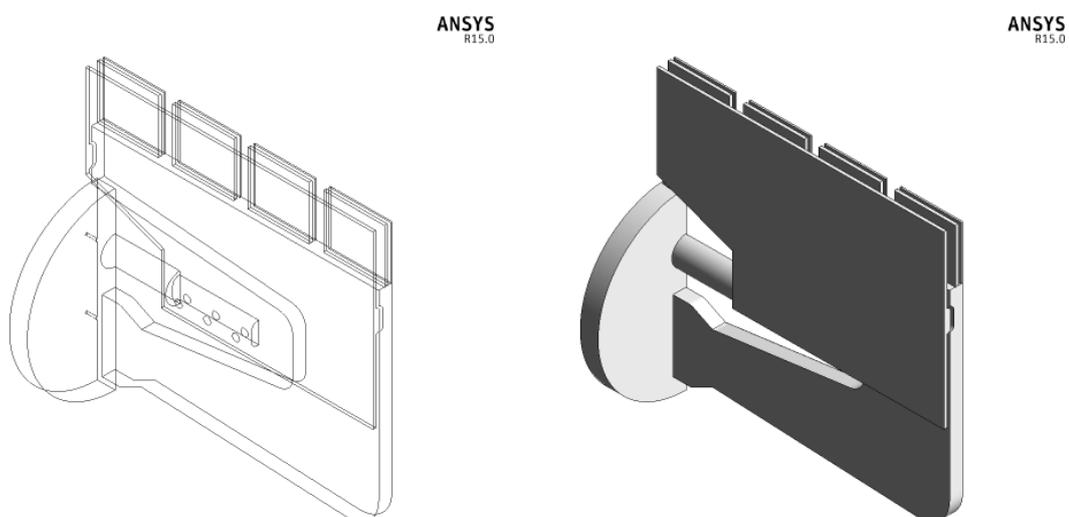


Figura 5.8 - Domínio de cálculo da Simulação 5.2.1

▪ **Condições de fronteira**

As figuras que se seguem (Figura 5.9, Figura 5.10, Figura 5.11 e Figura 5.12) indicam as superfícies que delimitam o domínio de cálculo e às quais se associam as condições de fronteira descritas na Tabela 5.20. Como já antes visto, todas as superfícies não especificadas são assumidas como paredes (condição de fronteira: "wall") que apresentam, por defeito, um coeficiente de atrito igual a 0.5.

Para efeito de validação dos resultados, os caudais mássicos de ar injetados em cada um dos orifícios é igual a metade do empregue na atividade experimental realizada por Lopes (2012). Isto prende-se com o facto de, dada a axissimetria dos jatos, poder admitir-se que em

metade da área da secção reta de um injetor passa metade do caudal mássico de ar que passaria na totalidade da área. A adoção da pressão relativa inicial nas fronteiras "Entradas" resulta do mesmo motivo: os jatos utilizados na medição experimental são descarregados à pressão absoluta de 1.4 bar, o que corresponde à pressão relativa dada na Tabela 5.20.

No que diz respeito ao cálculo da turbulência, foram selecionados parâmetros distintos para fronteiras diferentes. Assim, as fronteiras designadas por "Entradas" combinam a especificação dos parâmetros "Intensidade de turbulência" e "Diâmetro hidráulico". O diâmetro hidráulico toma o mesmo valor do diâmetro dos injetores.

A intensidade de turbulência é calculada como se segue (Oliveira et al. 2012):

$$I = 0.16 \operatorname{Re}_0^{\left(-\frac{1}{8}\right)} \quad (5.12)$$

e é, portanto, dependente da velocidade média de descarga do jato. Nas restantes fronteiras, é utilizada a combinação dos parâmetros "Intensidade de turbulência" e "Rácio da viscosidade de turbulência". À exceção da fronteira "Ambiente", para a qual se adotou a mesma intensidade de turbulência que nas "Entradas", os valores utilizados são tal como sugeridos por defeito no ANSYS Fluent.

Tabela 5.20 - Condições de fronteira da Simulação 5.2.1

	Entradas	Ambiente	Orifícios principais	Orifícios secundários	Simetria
Tipo de condição especificada	<i>Mass-flow-inlet</i>	<i>Pressure-outlet</i>	<i>Pressure-outlet</i>	<i>Pressure-outlet</i>	<i>Symmetry</i>
Fluido(s) escoado(s)	Ar	Ar	Ar	Ar	-
$1/2 \dot{m}_{inj}$ [kg/s]	1.3915×10^{-5}	-	-	-	-
$p_{relativa\ inicial}$ [Pa]	38 700	0	0	0	-
Temperatura [K]	288.16	288.16	288.16	288.16	-
Intensidade de turbulência [%]	6	6	5	5	-
Diâmetro hidráulico [m]	0.00075	-	-	-	-
Rácio da viscosidade de turbulência	-	10	10	10	-

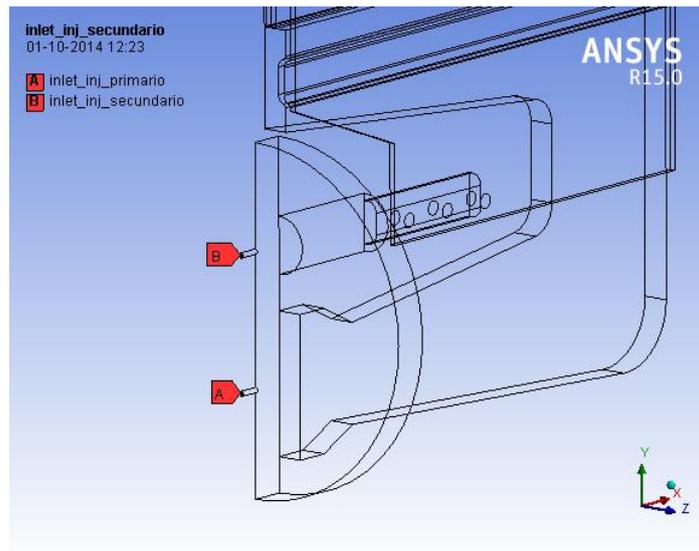


Figura 5.9 - Fronteira da Simulação 5.2.1 : Entradas – injetor primário (A), injetor secundário (B)

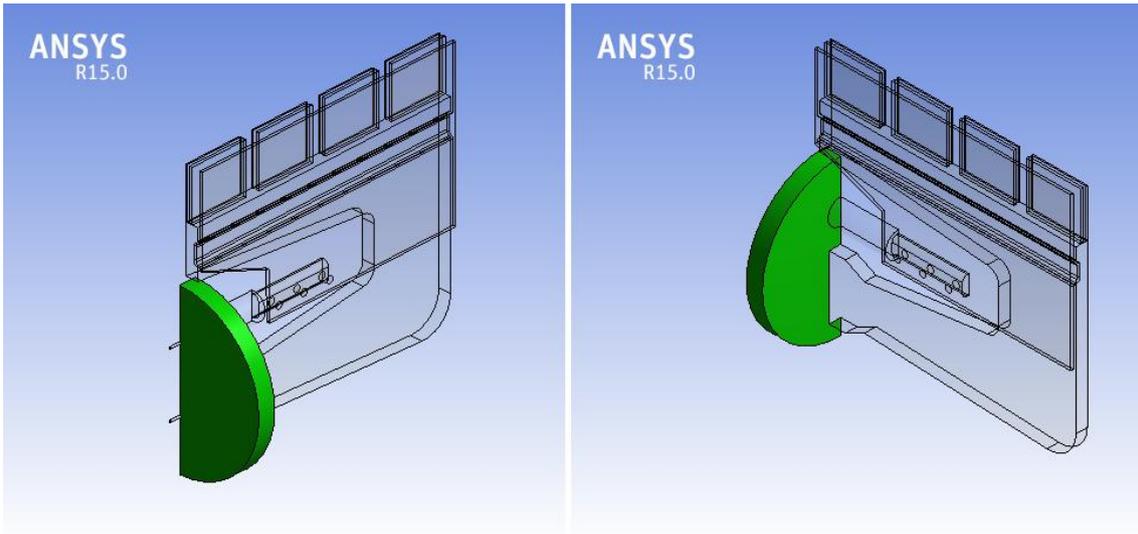


Figura 5.10 - Fronteira da Simulação 5.2.1: Ambiente

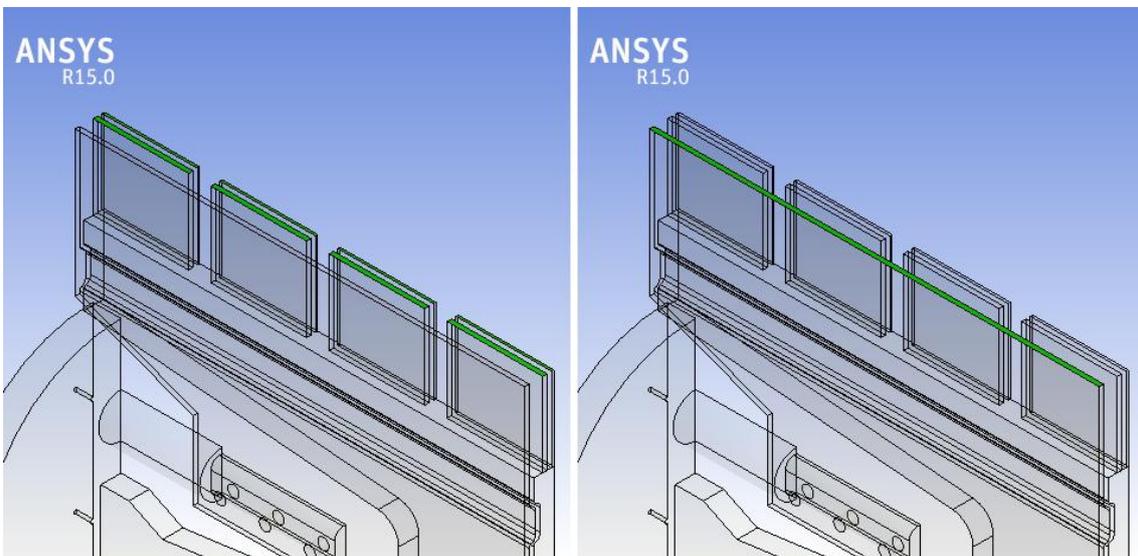


Figura 5.11 - Fronteiras da Simulação 5.2.1: Orifícios de saída principais (esq.); orifício de saída secundário (dir.)

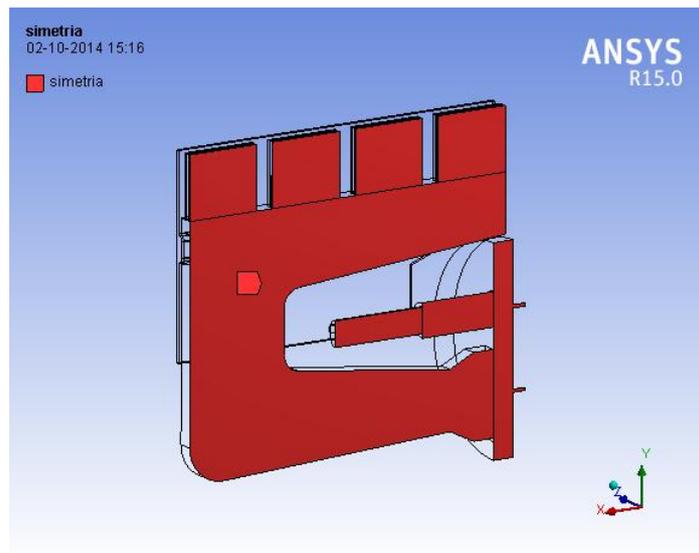


Figura 5.12 - Fronteira da Simulação 5.2.1: Simetria

▪ **Extensão do domínio de cálculo**

Da análise apresentada na secção "Seleção da extensão do domínio" relativa à Simulação 5.1.1, conclui-se que, para a simulação de um jato único, um domínio de cálculo cilíndrico e coaxial com o eixo do jato (ver Figura 5.1) de diâmetro de 60 mm é extenso o suficiente para que não ofereça interferência ao escoamento. Assim, por análise gráfica dos resultados obtidos na Simulação 5.1.1, pode dizer-se que, num raio de 30 mm a partir do eixo do jato, a magnitude da velocidade de escoamento passa do seu valor máximo a zero. Isto significa que, para um raio superior a 30 mm, não se verifica influxo de ar ambiente para o interior do jato, não havendo, portanto, preponderância sobre os resultados do caudal mássico de ar arrastado.

O presente caso, o da Simulação 5.2.1, simula a descarga simultânea de dois jatos, com igual caudal mássico. Como para ambos os jatos o caudal mássico descarregado é inferior ao considerado na Simulação 5.1.1, poderia considerar-se a hipótese descrita no parágrafo anterior, ou seja, a de que cada jato tem um raio máximo de influência de 30 mm.

Por observação do campo de velocidades da Simulação 5.1.1, verifica-se que o raio de influência é substancialmente inferior. Então, por uma questão de economia de cálculo, opera-se

uma simulação de teste na qual é considerado um raio de influência igual a 15 mm para os dois jatos descarregados (com \dot{m}_{inj} iguais aos da Simulação 5.1.1). O domínio considerado é axialmente delimitado pelo plano de descarga e pelo plano dos orifícios de admissão na flauta. Dispensa-se a apresentação do critério de paragem e da malha empregues uma vez que o objetivo é o de aferir a extensão da interação entre jato e fluido ambiente. De facto, para as zonas de maior distância radial em relação aos eixos dos jatos, o fluido está em repouso, como pode ver-se na Figura 5.13.

A distância entre-eixos dos canais injetores é parte intrínseca da configuração geométrica do queimador, pelo que não pode alterar-se. Assim, o diâmetro do domínio de cálculo da Simulação 5.2.1 é igual a duas vezes o raio de influência dos jatos (15 mm) mais a distância entre-eixos dos mesmos.

Tabela 5.21 - Propriedade geométrica do domínio de cálculo

Diâmetro do domínio de cálculo [mm]	49
--	----

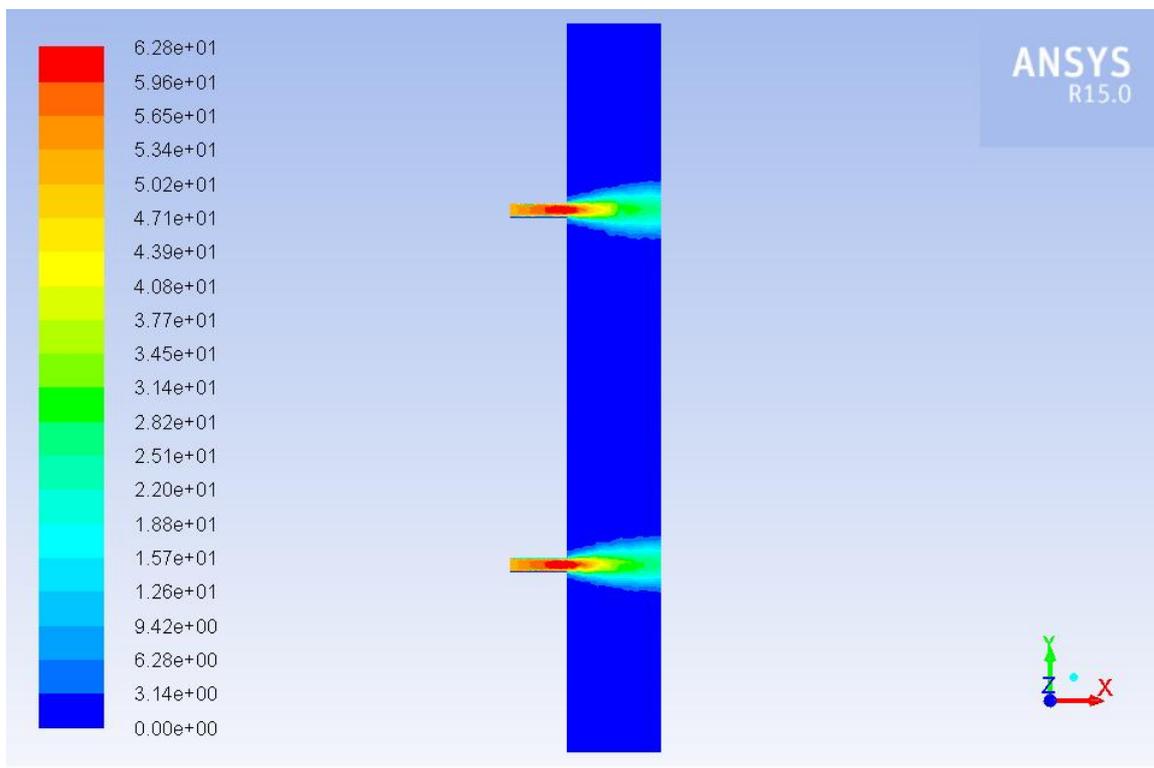


Figura 5.13 - Contornos da magnitude da velocidade do escoamento na zona de descarga (plano de simetria dos jatos)

▪ Conceção da malha

Uma vez que a geometria empregue nesta simulação é substancialmente mais complexa do que a associada ao conjunto das Simulações 5.1, do que resulta um grande incremento no tempo de cálculo, não se procedeu ao método *GCI* anteriormente descrito e aplicado na seleção da malha computacional a utilizar. Não obstante, e ainda que possa somente proceder-se a uma avaliação qualitativa da malha gerada, a conceção do modelo discretizado foi tão criteriosa quanto possível. Alguns dos parâmetros editados, bem como os valores estipulados nas operações de *Body Sizing*, aquando da geração da malha apresentam-se na Tabela 5.22 e Tabela 5.23. Note-se que, na Tabela 5.23, as "Parte(s)" são designadas tal como no Capítulo 4. As propriedades da malha concebida expressam-se na Tabela 5.24.

Tabela 5.22 - Parametrização da malha empregue na Simulação 5.2.1

Parâmetros de configuração da malha	
<i>Relevance center</i>	<i>fine</i>
<i>Relevance</i>	50
<i>Transition</i>	<i>slow</i>
<i>Smoothing</i>	<i>high</i>

Tabela 5.23 - Operações aplicadas sobre a malha empregue na Simulação 5.2.1

Operações de Body Sizing	
Parte(s)	Parâmetro característico mínimo [mm]
<i>G; A</i>	1
<i>F; C</i>	0.8
<i>B</i>	0.6
<i>D</i>	0.8
<i>E</i>	0.4

Operações de Edge Sizing	
Parte(s)	Nº de divisões
<i>C</i>	4

Tabela 5.24 - Propriedades da malha empregue na Simulação 5.2.1

Propriedades da malha	
Vol. máx. elemento [mm ³]	2.6835×10^{-1}
Vol. mín. elemento [mm ³]	1.7395×10^{-6}
Nº elementos	2 606 370
Vol. malha [mm ³]	25 925
h [mm]	0.2151

O parâmetro h , que como já visto representa o tamanho médio do lado de um volume elementar, supondo que toda a malha é composta por elementos cúbicos, foi calculado de acordo com o método *GC* explicitado no subcapítulo 5.1.1. A Figura 5.14 fornece um aspeto da malha concebida junto aos orifícios de saída.

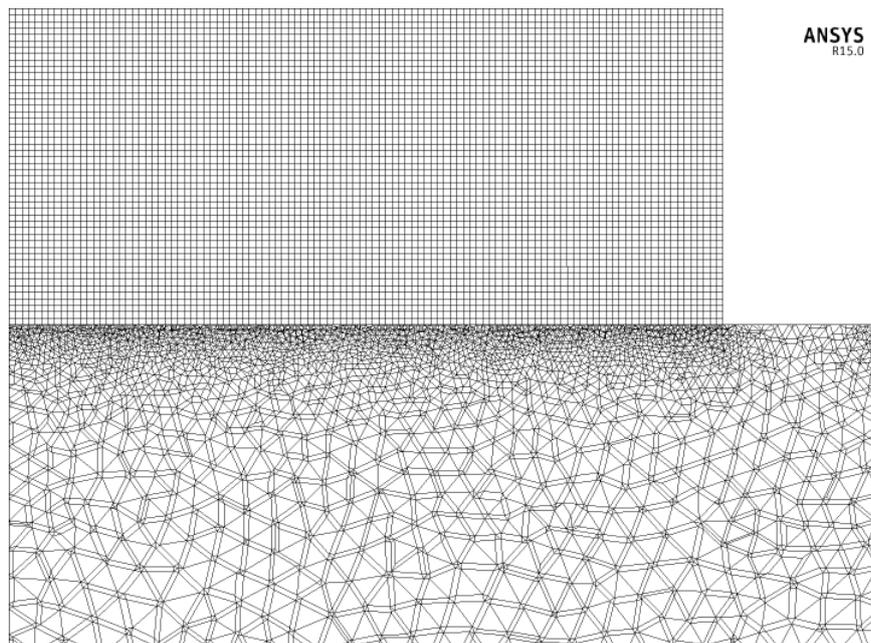


Figura 5.14 - Aspeto da malha sobre o plano de simetria junto aos orifícios de saída primária

A aplicação *Meshing* tende, de forma automática, a refinar a malha nas regiões mais finas, nas discontinuidades da geometria ao longo da secção transversal e em zonas de concordância, tal como pode verificar-se na Figura 5.15.

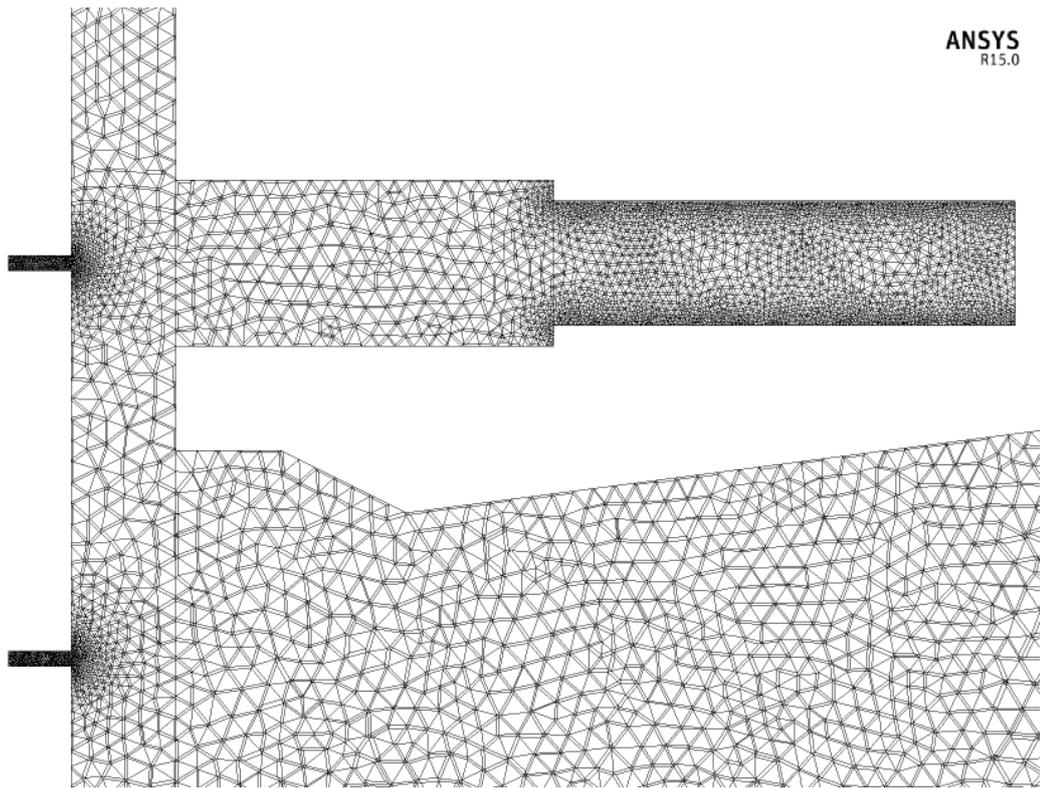


Figura 5.15 - Aspeto da malha sobre o plano de simetria junto das admissões da mistura na flauta

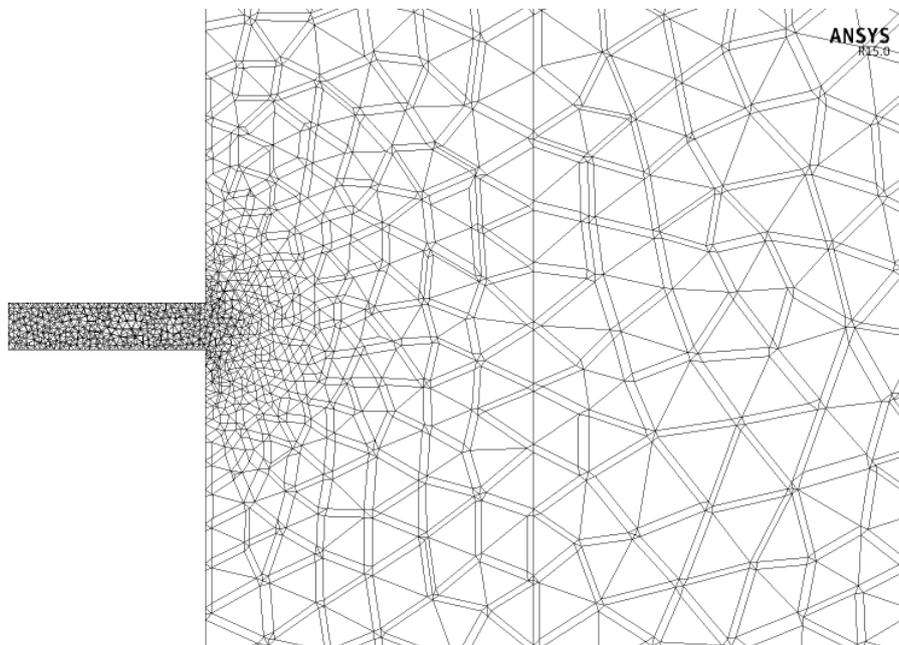


Figura 5.16 - Concordância da malha entre pares de corpos

Um outro aspeto a considerar na validação de uma malha é o de, no caso da geometria ser composta por múltiplos corpos, todos os volumes elementares dispostos ao longo da transição de um corpo para outro serem contíguos e com faces coincidentes. A Figura 5.16 exemplifica duas das zonas onde é verificada a condição descrita, o mesmo sucedendo para quaisquer pares de corpos em contacto. Cada uma das figuras retangulares adjacentes corresponde à projeção ortogonal de um corpo modelado de forma independente. O conjunto dos corpos representados integra-se na estrutura de escoamento da mistura secundária. Como pode verificar-se, as faces dos volumes elementares fazem-se corresponder de um e outro lado da fronteira entre corpos distintos.

▪ **Validação da convergência**

A simulação relativa às injeções simultâneas foi interrompida às 1000 iterações, com resíduos na ordem de 10^{-3} para a equação da continuidade e de 10^{-5} para as restantes equações de conservação.

5.2.2 Simulação do escoamento no interior de uma flauta com ancoramento de chama: fluidos ar – combustível sob pressão atmosférica

Nesta simulação é utilizado quer o modelo geométrico, quer a malha, já descritos na Simulação 5.2.1. A Simulação 5.2.2 é em tudo semelhante à 5.2.1, à exceção de um aspeto: os jatos descarregados, que consigo arrastam ar para o interior da flauta, são fluidos combustíveis. Assim, ter-se-á:

- Simulação 5.2.2 (i) – injeções de metano (CH_4), sob condições atmosféricas;
- Simulação 5.2.2 (ii) – injeções de propano (C_3H_8), sob condições atmosféricas;
- Simulação 5.2.2 (iii) – injeções de butano (C_4H_{10}), sob condições atmosféricas.

O método numérico empregue é tal como o dado para a Simulação 5.1.3 (ativação da equação de transporte de espécies) e as condições iniciais, como para todas simulações

apresentadas até agora, são determinadas tal como descritas na Simulação 5.1.1 (inicialização híbrida).

▪ Condições de fronteira

As superfícies às quais se aplicam as condições de fronteira descritas na Tabela 5.25 são as mesmas que as apresentadas na Simulação 5.2.1. Da mesma forma, é aplicado o mesmo princípio para as superfícies não discriminadas.

Tabela 5.25 - Condições de fronteira empregues no conjunto das Simulações 5.2.2

	Entradas	Ambiente	Orifícios principais	Orifícios secundários	Simetria
Tipo de condição especificada	<i>Mass-flow-inlet</i>	<i>Pressure-outlet</i>	<i>Pressure-outlet</i>	<i>Pressure-outlet</i>	<i>Symmetry</i>
Fluido(s) escoado(s)	Combustível	Ar	Mistura	Mistura	-
$\frac{1}{2} \dot{m}_{inj}$ [kg/s]	Ver Tabela 5.26	-	-	-	-
$p_{relativa\ inicial}$ [Pa]	2 400	0	0	0	-
Temperatura [K]	288.16	288.16	288.16	288.16	-
Intensidade de turbulência [Pa]	≈ 5.7	≈ 5.7	5	5	-
Diâmetro hidráulico [m]	0.00075	-	-	-	-
Rácio da viscosidade de turbulência	-	10	10	10	-

Neste caso, o caudal mássico de fluido combustível injetado é variável. Dado que os três alcanos utilizados possuem diferentes poderes caloríficos, para que se mantenha a potência do esquentador igual a 19 kW, os caudais mássicos de combustível injetados são os dados pela Tabela 5.26. Note-se contudo que a pressão relativa nas "Entradas" toma o mesmo valor da pressão de injeção de combustível quando o esquentador opera com gás propano, o mesmo

sucendendo com o diâmetro dos injetores. Na verdade, estas não correspondem às condições reais de operação se usados os combustíveis metano ou propano.

Tabela 5.26 - Caudais mássicos de fluido combustível empregues nas Simulações 5.2.2

Combustível	$\frac{1}{2} \dot{m}_{inj} [kg/s]$
(i) metano	9.9800×10^{-6}
(ii) propano	8.5383×10^{-6}
(iii) butano	8.4980×10^{-4}

▪ **Validação da convergência**

No caso das Simulações 5.2.2 (ii) e (iii) (com injeções de propano e butano, respetivamente), o critério de paragem foi estipulado para resíduos inferiores a 10^{-4} em todas as equações de conservação.

No caso da Simulação 5.2.2 (i) (com injeção de metano) e no que respeita à equação da continuidade, por observação da evolução dos resíduos tornou-se evidente que estes não tenderiam para uma ordem de grandeza tão baixa quanto a das outras duas simulações. Por esse motivo, o processo de cálculo foi interrompido assim que os resíduos da equação de continuidade adquiriram um comportamento estável, tendo ficado na ordem de 10^{-2} . As restantes equações de conservação atingiram resíduos tão baixos quantos os devolvidos para as Simulações 5.2.2 (ii) e (iii).

6. ANÁLISE E DISCUSSÃO DE RESULTADOS

Neste capítulo são apresentados os resultados produzidos pelas simulações computacionais descritas no Capítulo 5. Na medida do possível, e à luz dos conhecimentos adquiridos no âmbito da elaboração deste trabalho, os resultados obtidos serão confrontados com outros já apresentados na literatura.

6.1 escoamento de jatos turbulentos

É de lembrar que, no contexto da simulação de jatos turbulentos, quando é referida a condição "*no-slip*" quer dizer-se que foi assumida a presença de uma parede transversal sobre o plano de descarga do jato. A condição "*free-slip*" é válida caso não seja considerada a presença da dita parede.

6.1.1 escoamento de jato de ar no seio de ar em repouso (condição *no-slip*)

Antes de ser considerado o escoamento da mistura ar-combustível desde o ponto de descarga do injetor até aos orifícios de saída da flauta, interessa validar os resultados devolvidos pela simulação de um jato livre. Para esse efeito, foram levados em conta alguns modelos

apresentados na literatura, tendo sido reproduzidas computacionalmente condições de fronteira semelhantes às condições de ensaio para as quais as medições efetuadas permitiram formular os ditos modelos.

Lopes (2012) reporta um modelo concebido Schlichting (1979) com vista à determinação do caudal volúmico de ar arrastado por um jato turbulento circular. Por adaptação do modelo de Schlichting (1979), o caudal mássico de ar arrastado pode calcular-se de acordo com a expressão que se segue:

$$\dot{m}_{arrast} = 0.404 \sqrt{K} x \rho_{ar} \quad (6.1)$$

em que K é o momentum cinemático dado por:

$$K = \frac{J_0}{\rho_{inj}} \quad (6.2)$$

As propriedades do ar utilizados nos dois modelos referidos – modelos de Schlichting (1979), expresso pela Equação (6.1), e de Ricou & Spalding (1961), dado pela Equação (2.5) – e na Simulação 5.1.2 são tais como dadas pela Tabela 6.1.

Apesar de no caso das simulações do escoamento no interior da flauta (Simulações 5.2) ser considerada a condição *free-slip* sobre o plano do injetor (por ser a que mais se assemelha à condição real de escoamento), neste caso foi aplicada a condição *no-slip* por ser a que melhor reproduz as condições de ensaio que deram origem aos modelos analíticos aqui tratados.

Na Tabela 6.2 são especificados alguns parâmetros implícitos ao escoamento. Note-se que, daqui por diante, os ditos parâmetros implícitos apresentam-se calculados com relação ao diâmetro do injetor utilizado na simulação computacional em questão.

Tabela 6.1 - Propriedades do ar e caudal mássico injetado à temperatura de 288.16 K

$\rho_{ar} [\text{kg/m}^3]$	1.225
$\mu_{ar} [\text{kg}/(\text{m} \cdot \text{s})]$	1.820×10^{-5}
γ_{ar}	1.4
$a_{ar} [\text{m/s}]$	340
$\dot{m}_{inj} [\text{kg/s}]$	3.41550×10^{-5}

Tabela 6.2 - Parâmetros implícitos ao escoamento da Simulação 5.1.2

$u_{inj} [\text{m/s}]$	63.11
Re_0	3185.90
$J_0 [(\text{kg} \cdot \text{m})/\text{s}^2]$	0.0022
Ma_0	0.1856

Os números adimensionais de Reynolds e de Mach apresentados na Tabela 6.2 são calculados com relação à velocidade média de descarga do jato, u_{inj} . Os valores assumidos por Re e Ma tomam o valor máximo precisamente sobre o plano de descarga do jato, que corresponde à posição axial do escoamento em que é verificada a velocidade média máxima. Por esse motivo, e uma vez que o número de Mach é proporcional à velocidade do escoamento, se Ma_0 é menor ou igual a 0.3, podem ser desprezados os efeitos de compressibilidade em todo o domínio.

A Figura 6.1 ilustra a evolução do rácio entre o caudal mássico de ar escoado pelo jato e o caudal mássico de ar injetado. Deve notar-se que, neste caso particular, é apresentada a variável rácio caudal mássico escoado/injetado. Isto resulta do facto de, quer Ricou & Spalding (1961) como Schlichting (1979), modelarem o comportamento do *entrainment* com relação a essa variável (ao contrário do habitual, que será rácio caudal mássico arrastado/injetado). Naturalmente, a relação entre o caudal mássico escoado e o caudal mássico arrastado é, em cada posição axial do jato, i , dada por:

$$\dot{m}_{arrast\ i} = \dot{m}_{esc\ i} - \dot{m}_{inj} \quad (6.3)$$

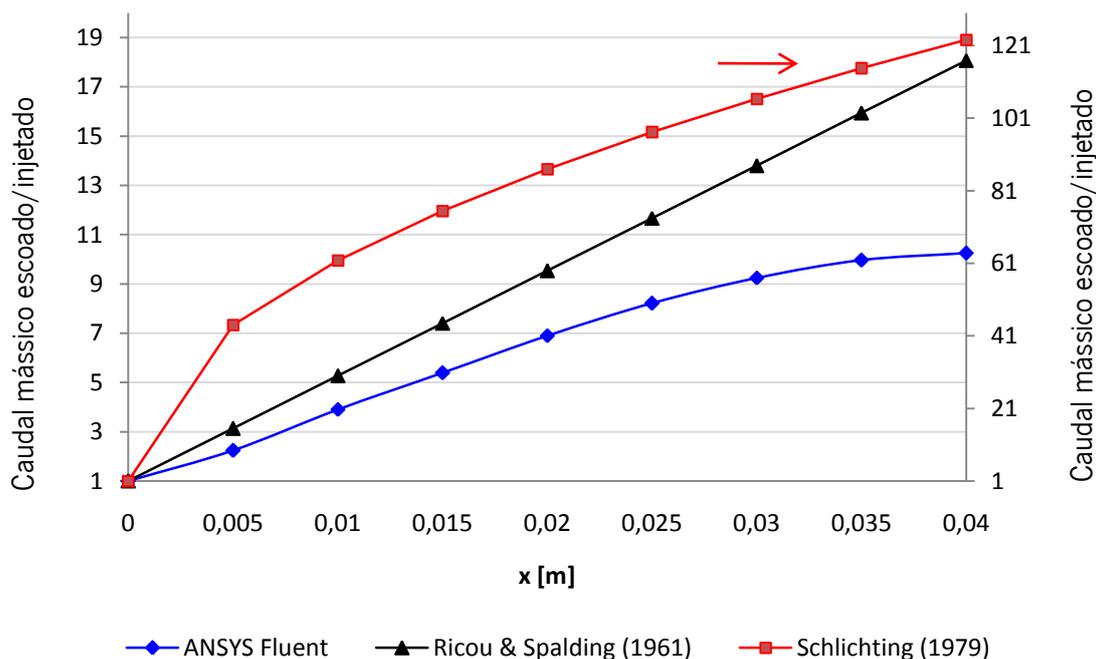


Figura 6.1 - Gráfico do rácio caudal mássico escoado/injetado no jato livre de ar, de acordo com modelos distintos

Os resultados propostos pelo modelo de Schlichting (1979) evidenciam uma previsão de caudal de *entrainment* substancialmente superior à proposta pelos outros dois modelos. O comportamento da variável em análise, de acordo com a previsão dada pelo modelo computacional, é descrito por uma curva de derivada positiva e decrescente. Isto significa que, em absoluto, o caudal de ar arrastado aumenta com a evolução do escoamento; contudo, aumenta a uma taxa cada vez menor. Este comportamento assintótico descrito pelo modelo ANSYS Fluent faz com que, tendo em vista a progressão linear dada pelo modelo de Ricou & Spalding (1961), haja um aumento progressivo da discrepância quantitativa entre os resultados devolvidos pelos dois modelos. Deve notar-se, porém, que o modelo de Ricou & Spalding (1961) diz-se válido somente para escoamentos cujo Reynolds é superior a 25 000.

6.1.2 Escoamento de jato de ar no seio de ar em repouso (condição *free-slip*)

Uma vez validada a previsão do comportamento do jato dada pelo modelo computacional concebido, interessa que, sobre o plano de descarga, seja aplicada a mesma condição de fronteira a utilizar no contexto da simulação do escoamento no interior da flauta. É

com relação aos resultados propostos pela Simulação 5.1.1 que é inferida a maior parte das conclusões relativas ao escoamento de jatos turbulentos.

Mantêm-se válidas as propriedades do ar e outros parâmetros de caracterização do escoamento explicitados na Tabela 6.1 e Tabela 6.2.

À luz da revisão bibliográfica exposta no Capítulo 2, a extensão do domínio em xx para o qual foram realizadas as simulações computacionais de jatos turbulentos não deverá abranger a zona de escoamento desenvolvido. A zona de estabelecimento estende-se até à posição axial $x = 5.25$ mm. O escoamento considera-se plenamente desenvolvido somente para valores de x superiores a 52.5 mm. De acordo com o exposto, todas as posições que se fixam no intervalo de 5.25 mm e 40 mm correspondem à zona de transição do escoamento.

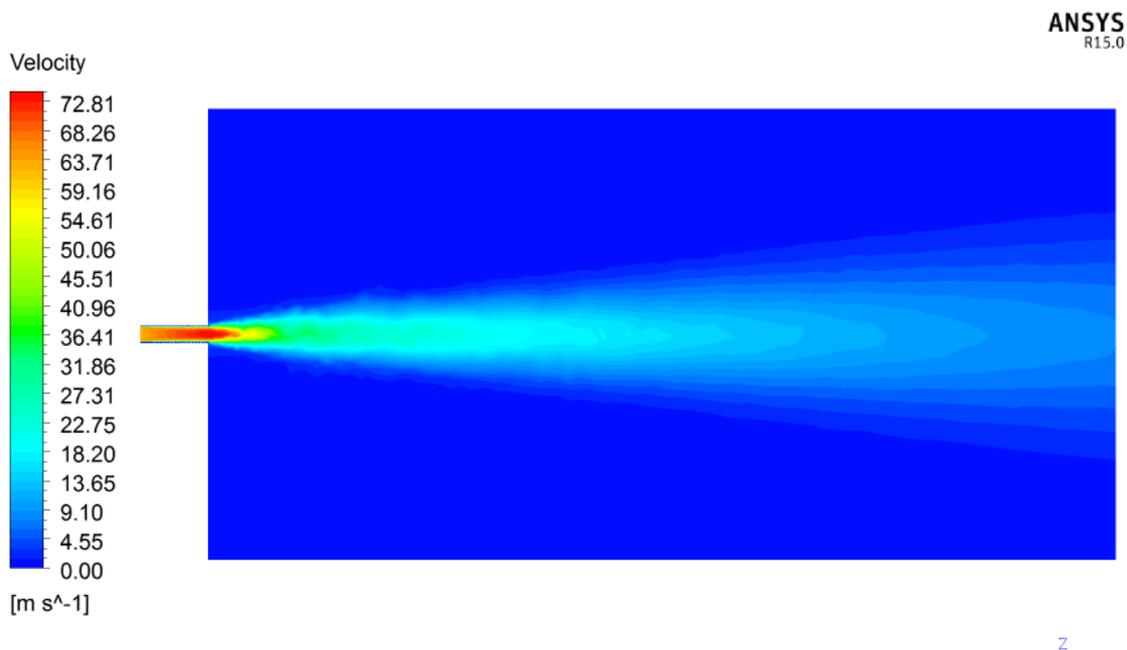


Figura 6.2 - Contornos da velocidade no plano de simetria do escoamento do jato livre de ar (Simulação 5.1.1), $\dot{m}_{inj} = 3.4155 \times 10^{-5}$ kg/s

Na Figura 6.2 é notório o decaimento da velocidade de escoamento. Uma análise da evolução do momentum do jato, J , mostra que, desprezando o erro numérico, este mantém-se constante e igual a J_0 em todo o escoamento, tal como expectável. Relembre-se então que, com o aumento do caudal mássico escoado, só pode haver manutenção da quantidade J se houver decaimento da velocidade de escoamento.

No início do escoamento do jato, observa-se uma zona em cuja velocidade é aproximadamente constante e igual à velocidade na descarga. Neste caso particular, essa zona não corresponderá à estrutura geralmente designada por *potencial core* uma vez que, de acordo com a literatura, esta só é gerada no caso de ser utilizado um injetor convergente (Ball et al. 2012). No contexto deste trabalho, todas as simulações pressupõem a utilização de um injetor tipo canal. Até cerca de $x = 15$ mm, pode reportar-se a observação de uma zona central de elevada velocidade, à qual é adjacente uma outra região de morfologia anelar que de acordo com Ball et al. (2012) corresponderá à zona de mistura e de nucleação dos primeiros vórtices.

A Figura 6.3 ilustra a evolução da energia cinética de turbulência no escoamento.

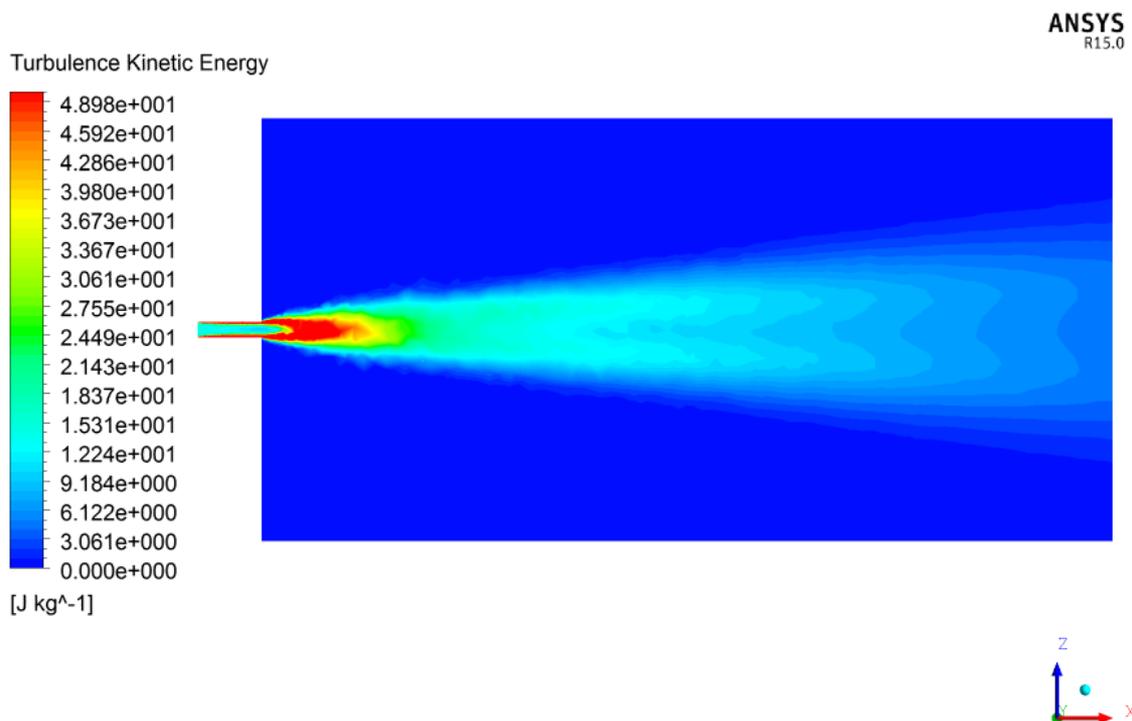


Figura 6.3 - Contornos da energia cinética de turbulência do jato livre de ar (Simulação 5.1.1),
 $\dot{m}_{inj} = 3.4155 \times 10^{-5}$ kg/s

Os contornos da energia cinética de turbulência nas posições mais a jusante da descarga encontram alguma semelhança junto dos perfis de intensidade de turbulência medidos por Schefer et al. (1994) e por Xu & Antonia (2002). Segundo Schefer et al. (1994), para um dado x , os pontos de intensidade de turbulência máxima observados na direção radial correspondem à região de mistura do jato. Como pode observar-se na Figura 6.3, para posições axiais superiores a cerca de 15 mm, a energia cinética de turbulência é menor no eixo do jato

do que nas regiões de mistura. Um motivo pelo qual são verificáveis picos da energia cinética de turbulência na zona de mistura poderá ter a ver com os vórtices gerados nessa mesma região, correspondente à zona em que o fluido do jato está a misturar-se com o fluido de *entrainment*.

Na Figura 6.4, para além de ser claro o decaimento da velocidade de escoamento, pode observar-se inequivocamente o alargamento do jato. Para posições progressivamente mais a jusante relativamente à descarga, o gradiente do campo de velocidades axiais tende a diminuir. À medida que se progride para o escoamento estabelecido, o efeito das forças viscosas reflete-se na dissipação da velocidade. Potencialmente, o jato extingue-se e o campo de velocidades torna-se nulo a partir de uma dada posição axial cujo x é superior a 40 mm.

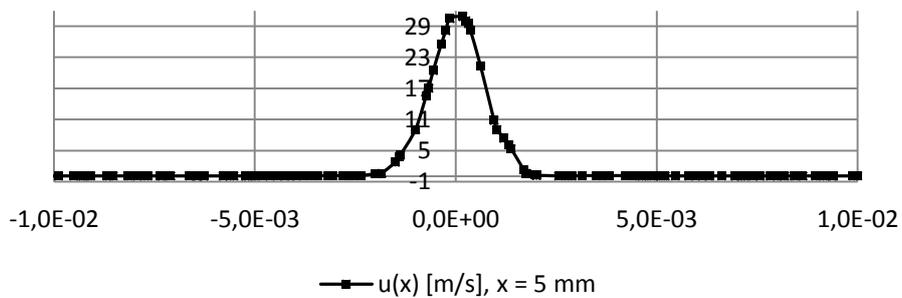
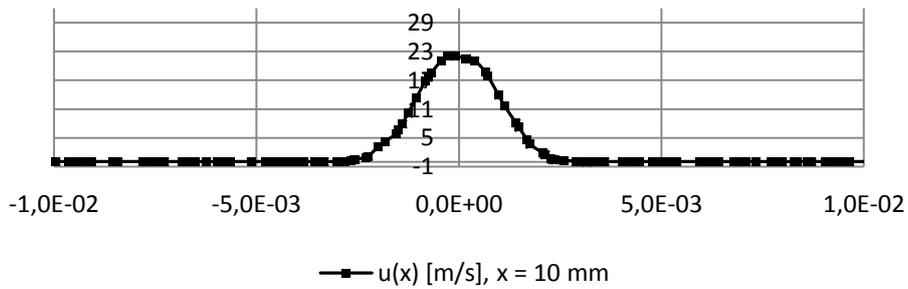
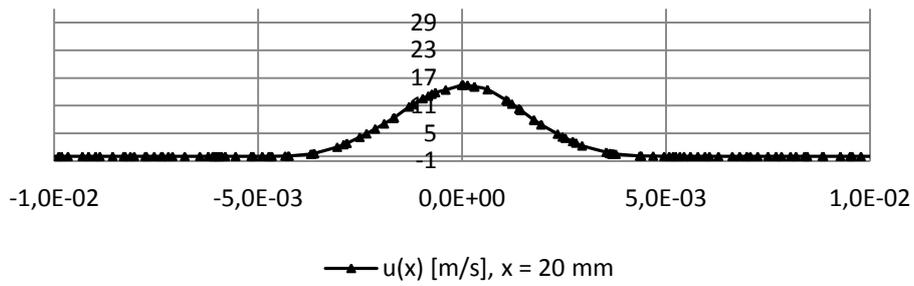
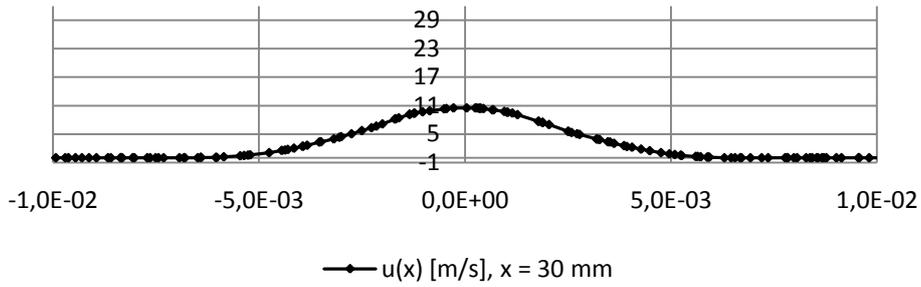
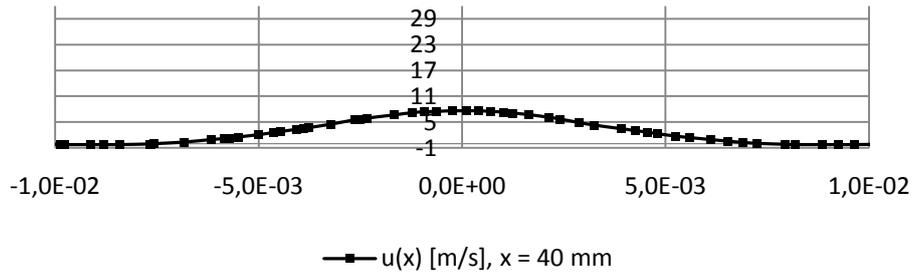


Figura 6.4 - Perfis de velocidade axial em várias posições do jato livre de ar (Simulação 5.1.1),
 $\dot{m}_{inj} = 3.4155 \times 10^{-5} \text{ kg/s}$

6.1.3 Escoamento de jato de ar no seio de ar em repouso: condição *free-slip* vs. *no-slip*

Através da Figura 6.5, verifica-se que a presença de uma parede no plano transversal da saída do injetor oferece grande preponderância para a evolução do rácio caudal mássico escoado/injetado, principalmente na zona inicial do escoamento. Como se compreende, no caso do escoamento em que é empregue a condição *no-slip* (Simulação 5.1.2), é impossível que haja arrastamento de ar na posição $x = 0$ mm, motivo pelo qual o rácio de caudais é igual a 1.

A simulação realizada com a condição *free-slip* (Simulação 5.1.1) mostra que, sobre a secção plana de descarga, a medição do caudal mássico escoado já comprova o efeito de arrastamento de ar causado pelo jato. Nestas condições, na posição axial $x = 0$ mm, o caudal de ar escoado é cerca de 5 vezes superior ao caudal de injeção.

Não obstante, a taxa de arrastamento inicial sobre a condição *no-slip* é significativamente superior à verificada na condição *free-slip*. Contudo, a partir da posição $x = 20$ mm, o comportamento da taxa de *entrainment* é semelhante nos dois casos. Ainda assim, em absoluto, o caudal de *entrainment* é superior na condição *free-slip*.

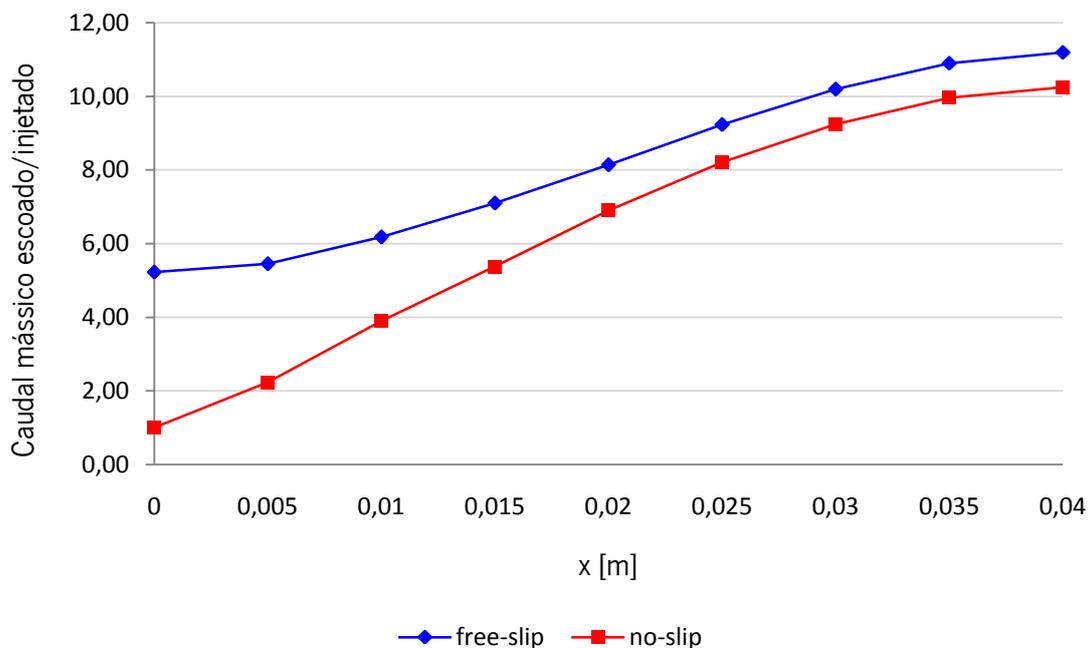
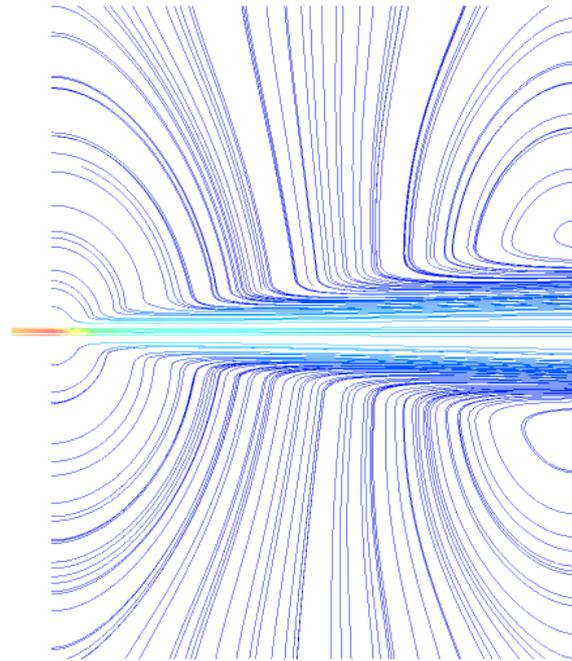
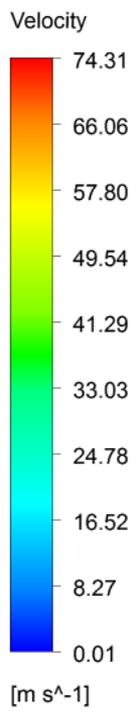


Figura 6.5 - Variação do rácio caudal mássico escoado/injetado em jatos de ar simulados com condições de fronteira distintas (Simulação 5.1.1 - "*free slip*" vs. Simulação 5.1.2 - "*no slip*")

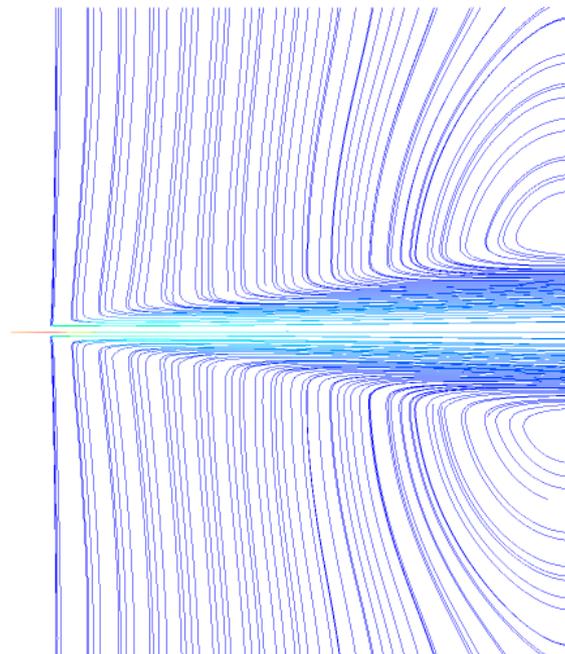
A Figura 6.6 apresenta as linhas de escoamento no caso das simulações com condição de fronteira *free-slip* e *no-slip*. No caso *no-slip* é evidente que o ar arrastado se escoia sobre a parede com direção ao interior do jato. Mais do que isso, uma vez que a direção do influxo de ar é preferencialmente radial, dir-se-á que o efeito das tensões de corte induzidas pela presença da barreira física disposta sobre o plano de descarga do injetor se propaga através de praticamente todo o domínio do escoamento.

A literatura refere que, de acordo com Maczyński (1962), a taxa total de *entrainment* resulta, por um lado, do influxo radial e, por outro, do alargamento do jato. Contudo, a Figura 6.6 parece mostrar que a preponderância do alargamento da superfície do jato para o aumento do caudal de *entrainment* é praticamente desprezável. Na verdade, em todo o domínio do escoamento, no estado incipiente de influxo no jato, a componente axial do vetor velocidade é insignificante. Sendo assim, não há fluido que interseque axialmente a superfície do jato e daqui resulta a hipótese de que não haja influência por parte do alargamento do jato para o caudal de *entrainment*.

As linhas de escoamento nas primeiras secções a jusante da descarga com a condição *free-slip* têm direção preferencialmente axial. Isto pode explicar-se pela indução de um forte gradiente de tensões na direção xx aquando da descarga do jato a alta velocidade. O fluido inicialmente em repouso é acelerado pelo efeito inercial do jato descarregado. Com o aumento da distância à descarga e a diminuição da velocidade média do jato, este efeito parece ser substituído pelo gradiente de pressão que faz com que o fluido seja "aspirado" no sentido radial.



Simulação "free-slip"



Simulação "no-slip"



Figura 6.6 - Linhas da velocidade de escoamento dos jatos livres de ar (Simulação 5.1.1 "free-slip", Simulação 5.1.2 "no-slip")

6.1.4 Escoamento de jato de ar no seio de ar em repouso: efeito da velocidade de descarga

Nas mesmas condições descritas para a Simulação 5.1.1 (*free-slip*), foi testado o comportamento do jato face a velocidades médias de injeção distintas. No primeiro teste foi fixado o valor $u_{inj} = 30$ m/s e nas três simulações subsequentes foram feitos incrementos de 30 m/s. A velocidade média de descarga usada nos casos anteriormente apresentados enquadra-se no espectro das velocidades testados. Pelo facto de, para $u_{inj} = 90$ m/s e $u_{inj} = 120$ m/s, o escoamento apresentar um comportamento muito semelhante, foi, adicionalmente, realizada uma simulação com $u_{inj} = 10$ m/s.

As propriedades do ar utilizadas são tais como dadas pela Tabela 6.1.

A Tabela 6.3 especifica os parâmetros de caracterização do escoamento.

Tabela 6.3 - Parâmetros de caracterização dos escoamentos nas simulações de teste

	Velocidade média de injeção, u_{inj}			
	10 m/s	30 m/s	90 m/s	120 m/s
\dot{m}_{inj} [kg/s]	5.4119×10^{-6}	1.6236×10^{-5}	4.8707×10^{-5}	6.4943×10^{-5}
Re_0	504.81	1514.42	4543.27	6057.69
J_0 [(kg · m)/s ²]	5.4119×10^{-5}	4.8707×10^{-4}	4.3836×10^{-3}	7.7931×10^{-3}
Ma_0	0.0294	0.0882	0.2647	0.3529

É de notar que, dado o valor de Ma_0 no escoamento com $u_{inj} = 120$ m/s, não deveria desprezar-se o efeito da variação de densidade do fluido no decorrer do escoamento. Contudo, sendo que o excesso sobre o valor limite que estipula o critério de incompressibilidade é bastante reduzido (como já visto, se $Ma \leq 0.3$, o escoamento pode considerar-se incompressível) é presumível que não se incorra num erro grave pelo facto de ser desprezado o efeito referido.

A Figura 6.7 apresenta a evolução do rácio caudal mássico escoado/injetado para as várias velocidades médias de descarga testadas.

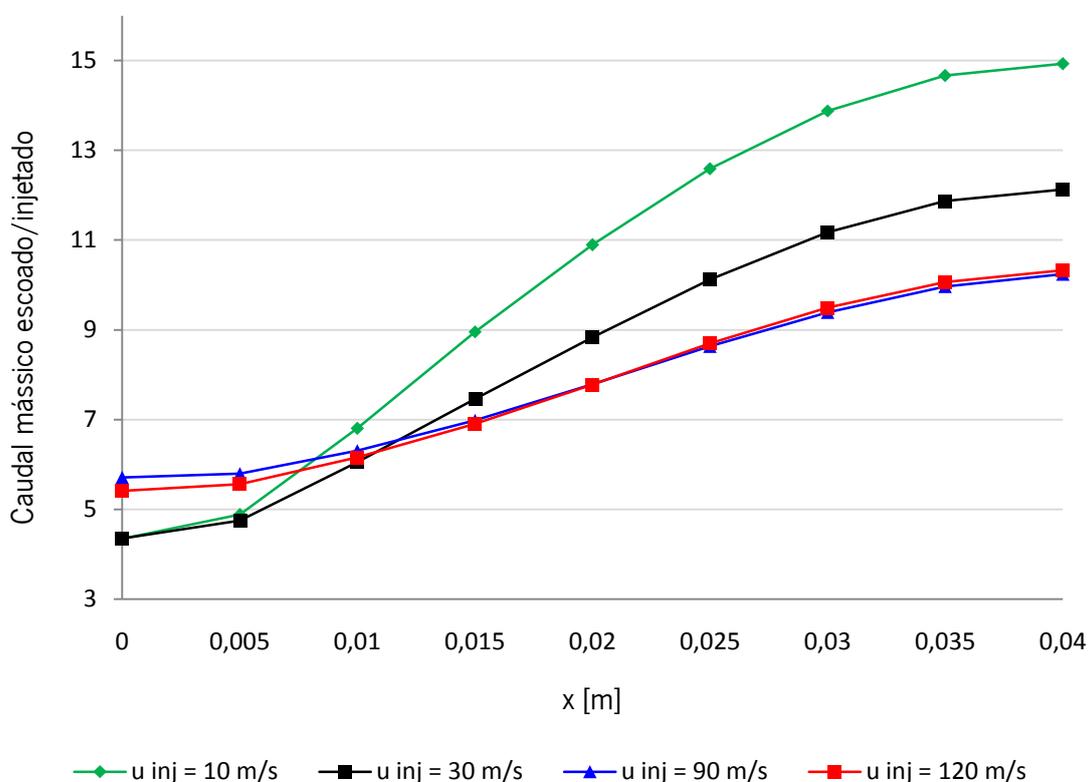


Figura 6.7 - Variação do rácio caudal mássico escoado/injetado em jatos livres de ar descarregados a velocidades diferentes, a partir de injetores com igual geometria

A velocidade de descarga do jato mostra-se um fator bastante preponderante na evolução do rácio caudal escoado/injetado. Até à posição axial de 10 mm, o rácio caudal escoado/injetado é superior nos escoamento com as duas maiores velocidades de descarga do que no caso de $u_{inj} = 30$ m/s. O mesmo sucede com o escoamento de $u_{inj} = 10$ m/s, mas para um intervalo menor em xx (dir-se-á, sensivelmente de 0 a 7.5 mm). Não obstante, ao nível da zona inicial do escoamento, verifica-se que os valores tomados pela variável em análise não são proporcionais a u_{inj} . Repare-se que: consideradas duas gamas de velocidades de descarga – uma com as duas maiores ($u_{inj} = 120$ m/s e $u_{inj} = 90$ m/s) e outra com as duas menores ($u_{inj} = 30$ m/s e $u_{inj} = 10$ m/s) –, é verdade que o caudal de ar arrastado é superior para a gama de maior velocidade; não obstante, esse mesmo caudal é superior no caso

de $u_{inj} = 90$ m/s do que para $u_{inj} = 120$ m/s, o que sucede de forma análoga para a gama de velocidades mais baixas.

Com recurso à manipulação do modelo analítico criado por Ricou & Spalding (1961), determinou-se o coeficiente de *entrainment*, C_e , em cada posição axial, para as diferentes velocidades de descarga consideradas. Foi utilizada a expressão que se segue:

$$C_e = \frac{\dot{m}_{esc}}{\dot{m}_{inj}} \frac{x}{d_0} \quad (6.4)$$

O resultado é ilustrado pela Figura 6.8. As curvas são apresentadas somente a partir de $x = 5$ mm uma vez que, para a condição de fronteira *free-slip*, sabe-se que C_e , de acordo com a Equação (6.4), não toma um resultado válido em $x = 0$ mm.

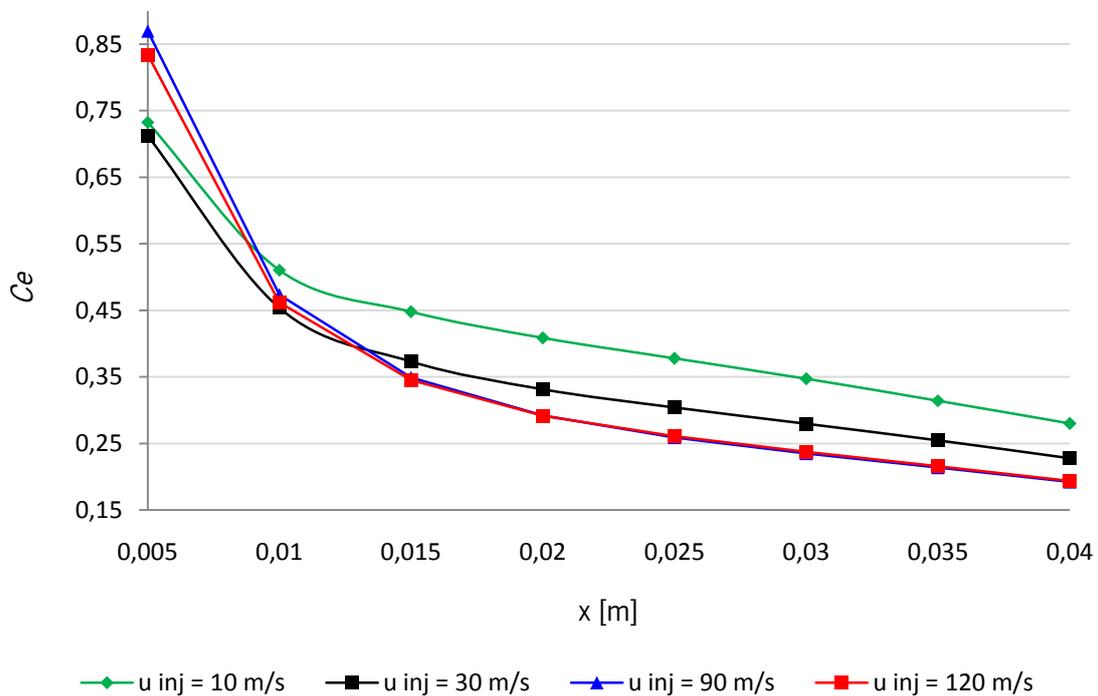


Figura 6.8 - Variação do coeficiente de *entrainment* em jatos livres de ar descarregados a velocidades diferentes, a partir de injetores com igual geometria

O modelo de Ricou & Spalding (1961) é somente válido para Reynolds superiores a 25 000, o que não corresponde a nenhum dos casos aqui avaliados. Segundo os autores, na

condição referida e para o diâmetro de injetor aqui utilizado, para posições axiais superiores a 1.8 mm, o coeficiente médio de arrastamento de um jato de ar no seio de ar em repouso é igual a 0.32.

No que toca aos resultados aqui apresentados, pode inferir-se o seguinte:

(i) o coeficiente de arrastamento de ar difere com o Re_0 do escoamento mas tende para o mesmo valor à medida que Re_0 aumenta;

(ii) o coeficiente de arrastamento diminui com o aumento da distância axial x ;

(iii) tal como observado por Hill (1971), o coeficiente de arrastamento, em qualquer um dos escoamentos, apresenta um comportamento não - linear na zona inicial do escoamento;

(iv) quanto mais elevado o Re_0 , maior o domínio em xx para o qual o coeficiente de arrastamento apresenta comportamento não - linear;

(v) se puder considerar-se que o escoamento se encontra estabelecido a partir da posição axial para a qual a taxa de arrastamento toma um valor constante, então, de acordo com o ponto (iii), a zona de escoamento estabelecido apresenta-se para posições tão mais a jusante da descarga quanto mais elevado o Re_0 do escoamento.

O trabalho de Ricou & Spalding (1961) define a variável M na Equação (2.6) (ver Capítulo 2) como sendo o incremento do momentum do escoamento entre duas posições axiais consecutivas. Assim sendo, a variável K_1 na Equação (2.6), ou seja, a constante de *entrainment*, deveria resultar numa indeterminação em todo o domínio para o qual se verifica pressão estática constante, já que nesse caso também o momentum do escoamento permanece constante e portanto $M = 0$. Contudo, no seguimento do trabalho, os autores tomam M como igual a J_0 na aplicação da Equação (2.6) a escoamentos sobre pressão estática uniforme. Isto parece ser incoerente já que, neste caso, M não corresponde ao "acréscimo do momentum".

Não obstante, Ricou & Spalding (1961) determinam que K_1 é igual a 0.28 , independentemente do fluido do jato, desde que o Reynolds do escoamento seja superior 25 000. Os resultados obtidos no âmbito deste trabalho sugerem que, no intervalo $0 \leq x \leq 40$ mm, a hipótese de haver uma constante numérica calculada de forma análoga a K_1 , não é válida na amplitude de Re_0 testados: na Equação (2.6), com M (igual a J_0) e ρ_∞ constantes, o

rácio \dot{m}_{esc}/x teria de ser constante para que tal se verificasse. Ainda assim, a evolução do escoamento dá indícios de que tal possa ser válido algures para $x > 40$ mm.

6.1.5 Escoamento de jato de combustível no seio de ar em repouso (condição *no-slip*)

No conjunto de Simulações 5.1.3 optou-se por fazer uso da condição *no-slip* por forma a confrontar os resultados obtidos computacionalmente com os apresentados por Lopes (2012), que usa o método de integração de velocidades para determinar o caudal mássico de ar arrastado por um jato de propano. O mesmo modelo concebido no ANSYS Fluent para a simulação do jato de propano foi aplicado aos fluidos metano e butano, a fim de analisar o efeito produzido pelo combustível injetado.

As propriedades dos fluidos injetados apresentam-se na Tabela 6.4. Não obstante, como já referido no Capítulo 5, as propriedades da mistura ar - combustível (designadamente, a densidade), são calculadas pelo software em cada ponto do escoamento. As características do escoamento constam na Tabela 6.5.

Tabela 6.4 - Propriedades e caudais mássicos dos fluidos injetados à temperatura de 288.16 K

	Metano (CH_4)	Propano (C_3H_8)	Butano (C_4H_{10})
\dot{m}_{inj} [kg/s]	3.41550×10^{-5}	3.41550×10^{-5}	3.41550×10^{-5}
ρ [kg/m ³]	0.6679	1.9090	2.4600
μ [kg/(m · s)]	10.870×10^{-6}	7.950×10^{-6}	7.000×10^{-6}
a [m/s]	446	258	216

Tabela 6.5 - Parâmetros implícitos ao escoamento das Simulações 5.1.3

	Simulações 5.1.3		
	(i) metano	(ii) propano	(iii) butano
u_{inj} [m/s]	115.80	40.50	31.43
Re_0	5334	7294	8283
J_0 [(kg · m)/s ²]	3.9535×10^{-3}	1.3832×10^{-3}	1.0734×10^{-3}
Ma_0	0.2595	0.1570	0.1455

A Figura 6.9 apresenta a previsão do caudal de ar arrastado dada por dois modelos distintos relativos ao escoamento de um jato de propano no seio de ar repouso.

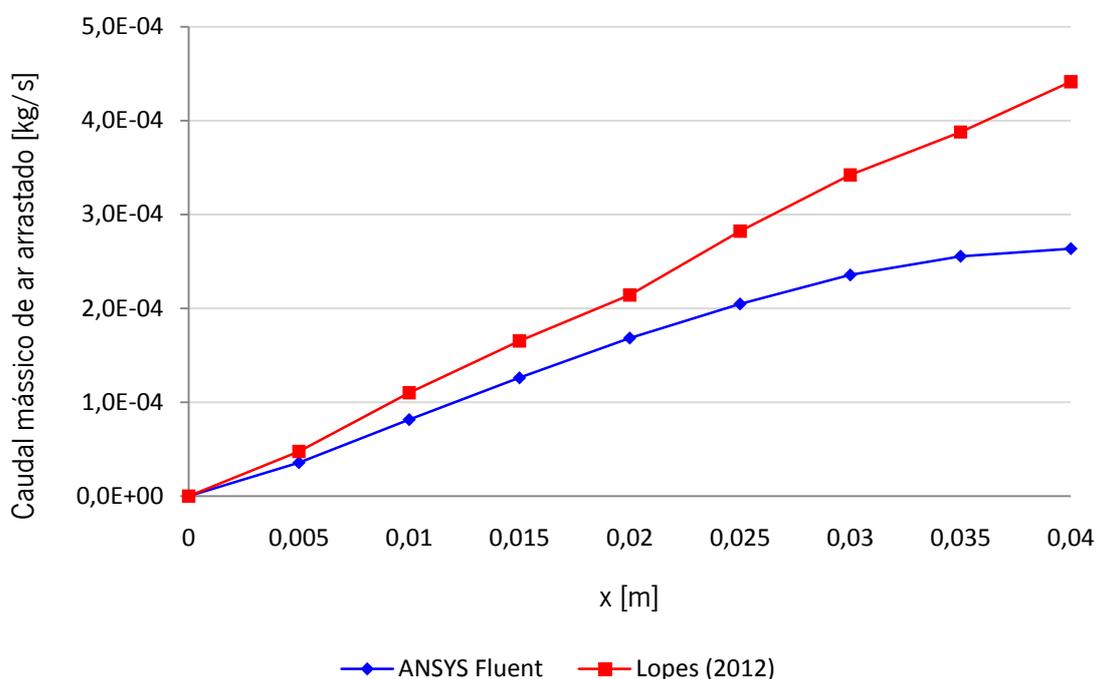


Figura 6.9 - Caudal mássico de ar arrastado por um jato livre de propano segundo dois modelos distintos

O caudal mássico de ar arrastado previsto pelo modelo de Lopes (2012) é, em todo o domínio xx , superior ao previsto pelo modelo computacional. A par disso, segundo Lopes (2012), a taxa de *entrainment* é praticamente constante já que a evolução do caudal de ar arrastado é aproximadamente linear. O mesmo não sucede com o modelo computacional. De forma análoga à previsão dada para um jato de ar no seio de ar em repouso, o caudal de ar arrastado pelo jato de propano torna-se progressivamente menor com o aumento da distância x ao plano de descarga.

A Figura 6.10 permite comparar a evolução do rácio caudal mássico ar/combustível para os diferentes combustíveis testados nas Simulações 5.1.3: metano (CH_4), propano (C_3H_8) e butano (C_4H_{10}).

Já a Figura 6.11 apresenta a fração mássica máxima de combustível medida sobre o plano de simetria do domínio do escoamento. Sabe-se que a fração máxima de combustível corresponde, em cada posição axial, ao eixo do jato; portanto, pode também dizer-se que a Figura 6.11 representa a evolução da fração mássica de combustível no eixo do jato.

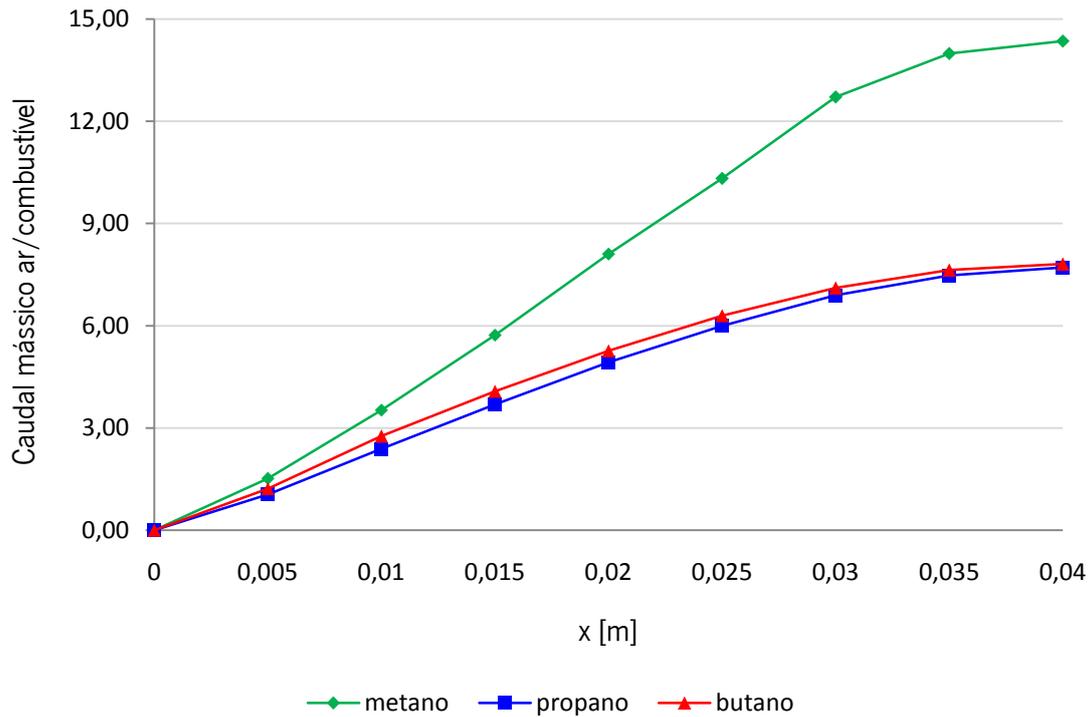


Figura 6.10 - Variação do rácio caudal mássico ar/combustível em jatos de diferentes combustíveis (Simulações 5.1.3)

Face a análise da Figura 6.10 pode inferir-se que:

(i) para qualquer um dos combustíveis usados, o rácio caudal mássico ar/combustível aumenta com a posição axial, com uma taxa de *entrainment* aproximadamente constante no intervalo $5 \leq x \leq 30$ mm;

(ii) algures para uma posição axial superior a 40 mm, os rácios caudal ar/combustível parecem tender para um valor constante, o que significa que deixa de haver arrastamento de ar (a taxa de *entrainment* tende para zero);

(iii) no caso do combustível menos denso, o metano, a taxa de *entrainment* é claramente superior; deve notar-se contudo que os caudais mássicos de injeção são iguais nos três casos o que implica que as velocidades médias de descarga sejam diferentes;

(iv) não parece haver uma constante de proporcionalidade entre a taxa de *entrainment* e a densidade do fluido injetado: o metano é cerca de 65% menos denso que o propano, sendo o butano 29% mais denso que este, contudo a evolução do rácio ar/combustível não reflete esta proporção;

(v) admitindo que, para $x \geq 40$ mm, o rácio ar/combustível é constante nos três casos apresentados, pode definir-se de acordo com a Equação (2.6) (salvo M ser dado por J_0): $K_1 = 0.1761$, para o metano; $K_1 = 0.1600$, para o propano e, finalmente, $K_1 = 0.1838$, para o butano.

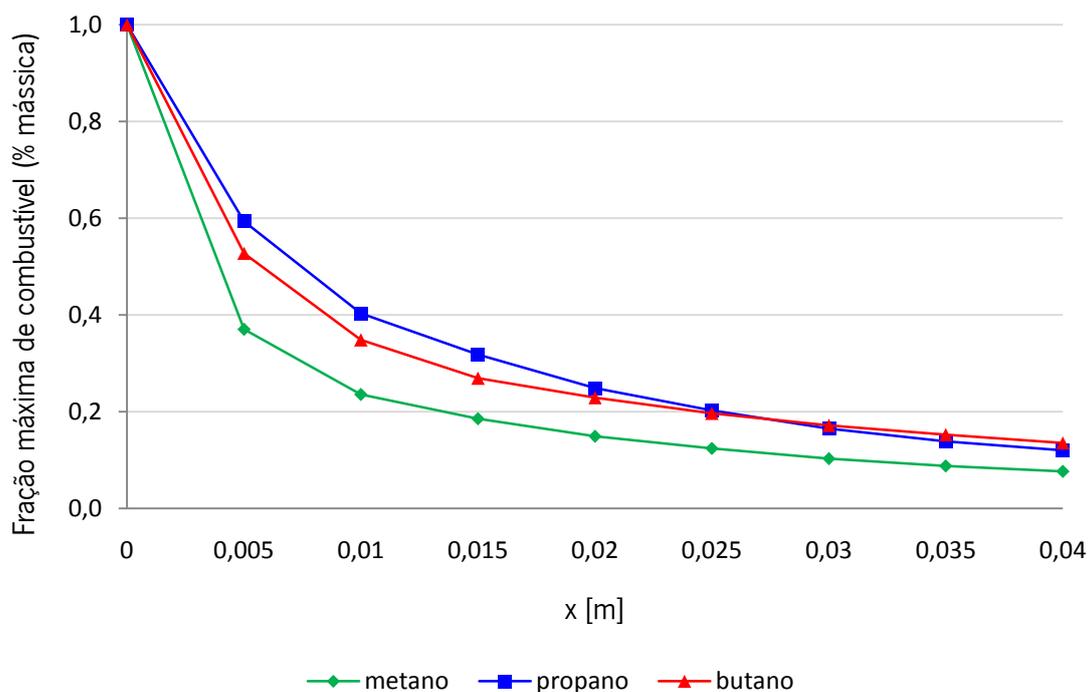


Figura 6.11 - Variação da fração mássica de combustível no eixo do jato (Simulações 5.1.3)

De acordo com a Figura 6.11, conclui-se que a evolução da fração mássica de combustível no eixo do jato é concordante com os resultados para os rácios ar/combustível. Isto é, quanto maior o rácio ar/combustível e, conseqüentemente, o ar arrastado, menor é a fração mássica de combustível no eixo do jato.

O grau de mistura do escoamento pode ser visto na Figura 6.12, Figura 6.13 e Figura 6.14. As zonas do escoamento que apresentam coloração intermédia, isto é, entre o preto e o branco (a meio da escala), correspondem às regiões de maior grau de mistura do escoamento.

A Figura 6.15 reproduz a distribuição da fração mássica de propano medida sobre um plano de simetria do escoamento, em várias posições axiais do jato.

Ch4.Mass Fraction
ch4massfraction

ANSYS
R15.0



Figura 6.12 - Fração mássica de metano no plano de simetria do jato (Simulação 5.1.3 – (i) metano)

C3h8.Mass Fraction
c3h8massfraction

ANSYS
R15.0



Figura 6.13 - Fração mássica de propano no plano de simetria do jato (Simulação 5.1.3 – (ii) propano)

Mass Fraction Of C4h10
c4h10massfraction

ANSYS
R15.0



Figura 6.14 - Fração mássica de butano no plano de simetria do jato (Simulação 5.1.3– (iii) butano)

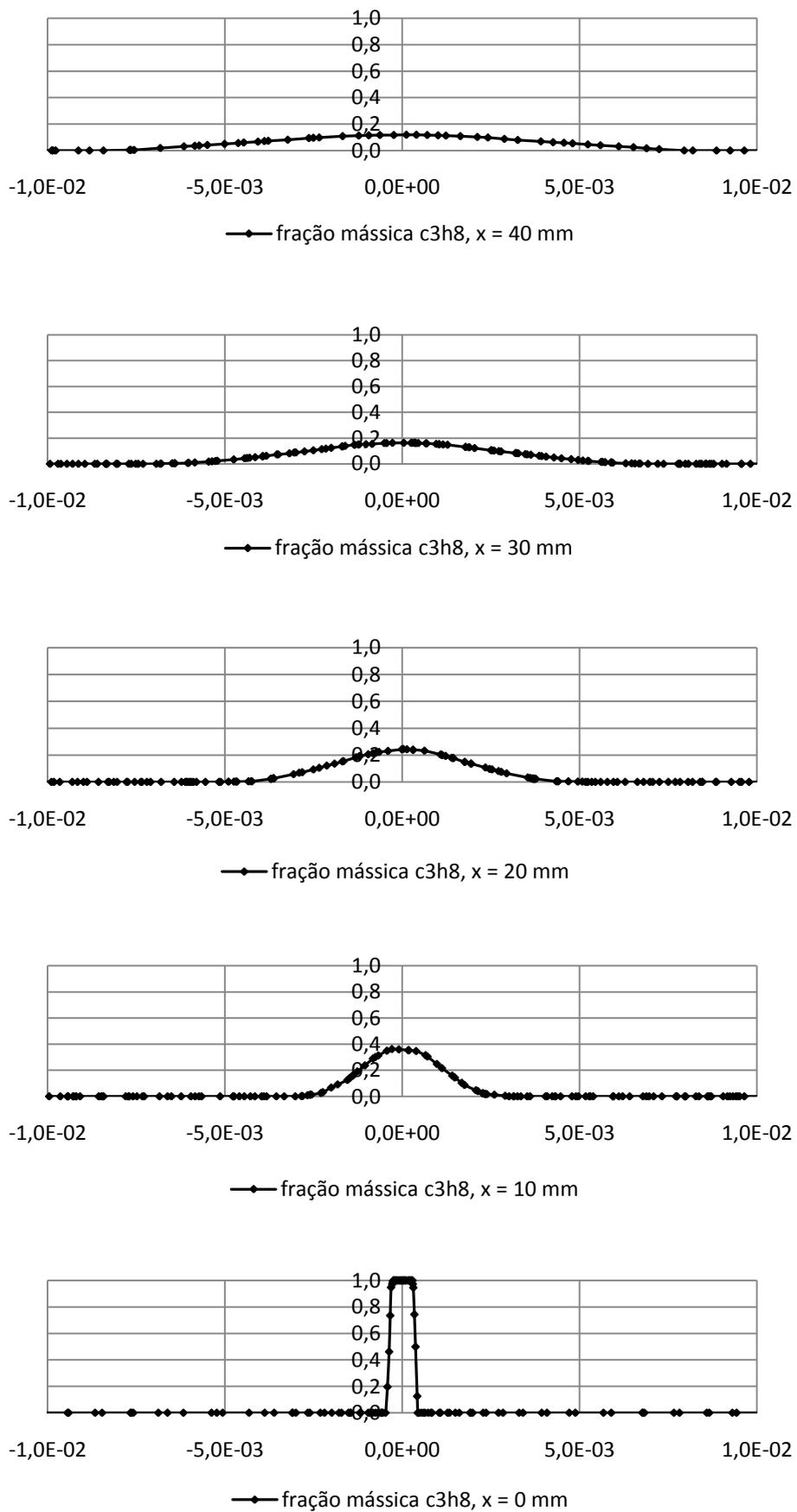


Figura 6.15 - Perfis da fração mássica de propano em várias posições do jato (Simulação 5.1.3 — (ii) propano)

6.2 Escoamento no interior de uma flauta com ancoramento de chama

6.2.1 Escoamento de ar no interior de uma flauta com ancoramento de chama

O modelo computacional de escoamento no interior da flauta começou por testar-se com recurso à utilização de ar como fluido de injeção. Nessas condições, os resultados podem ser confrontados com os obtidos por Lopes (2012), que modelou analiticamente o escoamento num domínio 2D, tendo validado a previsão concebida com recurso a medições experimentais.

As propriedades do ar ambiente são tais como empregues por Lopes (2012) no seu modelo matemático e medição experimental. Segundo o autor, a massa volúmica do ar injetado deve ser igual a 1.664 kg/m^3 já que a pressão de injeção é de 1.4 bar. Contudo, logo nas imediações da descarga, presume-se que o ar injetado despressuriza, fazendo com que o escoamento decorra a pressão atmosférica. Por esse motivo, a massa volúmica do ar injetado foi tomada como igual à do ar em repouso. Para análise em detalhe das condições de fronteira utilizadas deve ser consultado o subcapítulo 5.2.1. As propriedades do ar e os parâmetros de caracterização do escoamento podem ser vistos na Tabela 6.6 e Tabela 6.7, respetivamente.

Tabela 6.6 - Propriedades do ar empregues na Simulação 5.2.1

$a_{ar} [\text{m/s}]$	340
γ_{ar}	1.4
$\mu_{ar} [\text{kg}/(\text{m} \cdot \text{s})]$	1.820×10^{-5}
$\rho_{ar} [\text{kg}/\text{m}^3]$	1.204

Tabela 6.7 - Parâmetros implícitos ao escoamento e caudal mássico injetado na Simulação 5.2.1 (válido para os dois orifícios de injeção, principal e secundário)

$\dot{m}_{inj} [\text{kg/s}]$	2.7830×10^{-5}
$u_{inj} [\text{m/s}]$	52.3208
$Q [\text{kg}/\text{m}^3]$	2.3115×10^{-5}
$J_0 [(\text{kg} \cdot \text{m})/\text{s}^2]$	0.0015
Ma_0	0.1539
Re_0	2595.92

Primeiramente, foram simulados os caudais de ar arrastado para o percurso principal e o secundário, de forma independente. Ainda que na realidade as injeções ocorram em simultâneo, Lopes (2012) concebeu modelos distintos que se aplicam a cada um dos percursos no interior da flauta – o principal e o secundário – e que não contabilizam a interação entre escoamentos, o mesmo sucedendo com as medições experimentais realizadas. Os resultados obtidos para os vários modelos apresentam-se na Tabela 6.8. Computacionalmente, o caudal mássico é devolvido pelo ANSYS Fluent como resultado da integração do campo de velocidades do escoamento sobre as superfícies correspondentes aos orifícios de saída da flauta.

Tabela 6.8 - Caudal de ar arrastado e rácio caudal mássico ar arrastado/injetado em cada uma das saídas da flauta (injeções não simultâneas)

	Modelo analítico (Lopes, 2012)		Medição experimental (Lopes, 2012)		ANSYS Fluent	
	<i>Caudal mássico</i> [kg/s]	$\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{inj}$	<i>Caudal mássico</i> [kg/s]	$\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{inj}$	<i>Caudal mássico</i> [kg/s]	$\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{inj}$
Saídas principais	2.8060×10^{-4}	10.08	2.9557×10^{-4}	10.62	1.9573×10^{-4}	7.03
Saída secundária	1.1076×10^{-4}	3.88	9.4345×10^{-5}	3.39	5.0877×10^{-5}	1.83

Posteriormente, foi simulada a descarga simultânea de ambos os jatos. Esta simulação considera, portanto, o potencial efeito mútuo entre os escoamentos principal e secundário. Contudo, da análise dos resultados apresentados na Tabela 6.9, conclui-se que o efeito citado é desprezável já que os caudais mássicos de ar arrastado são praticamente iguais, seja considerada a modelação dos escoamentos em separado ou não.

Tabela 6.9 - Caudal de ar arrastado, rácio caudal mássico ar arrastado/injetado em cada uma das saídas da flauta (injeções simultâneas) e desvio face ao resultado "ANSYS Fluent" da Tabela 6.8

	Caudal mássico [kg/s]	$\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{inj}$	Desvio [%]
Saídas principais	1.9644×10^{-4}	7.06	+0.3610
Saída secundária	5.0884×10^{-5}	1.83	+0.0129

Segundo Lopes (2012), há elevada concordância entre a previsão de caudal de ar arrastado dada pelo modelo analítico e pela medição experimental. Na verdade, os resultados obtidos para cada um dos percursos não diferem mais do que cerca de 13%, o que leva a crer que o modelo analítico concebido, mesmo que para um domínio bidimensional, devolve resultados muito plausíveis. Neste prisma, o modelo computacional parece pecar por defeito na determinação dos caudais mássicos de ar arrastado.

Os contornos da velocidade do escoamento nos vários planos xy da flauta – $z = 0$ mm, $z = 1.6$ mm e $z = 4.8$ mm – apresentam-se na Figura 6.16. As figuras seguintes (Figura 6.17, Figura 6.18 e Figura 6.19) ilustram a mesma variável mas, desta vez, com relação a uma escala local considerada para o plano xy em análise.¹

¹ Ainda que o conjunto de figuras acima referido diga respeito ao escoamento cujo caudal de ar arrastado é, por comparação com os resultados de Lopes (2012), inferior ao expectável, não parecem observar-se anomalias de maior nos campos de velocidade apresentados. Não obstante, à luz de uma análise gráfica, suspeita-se de que não haja plena continuidade do escoamento na transição da câmara de mistura para as zonas de saída (isto é, da *Parte A* para as *Partes B e C* – reveja-se o subcapítulo 4.4.1), no que respeita ao percurso principal. Isto é particularmente notório na transição para as zonas de saída 1 e 4, tanto nos planos $z = 0$ mm como $z = 1.6$ mm (note-se, em particular, a Figura 6.17 e Figura 6.18).

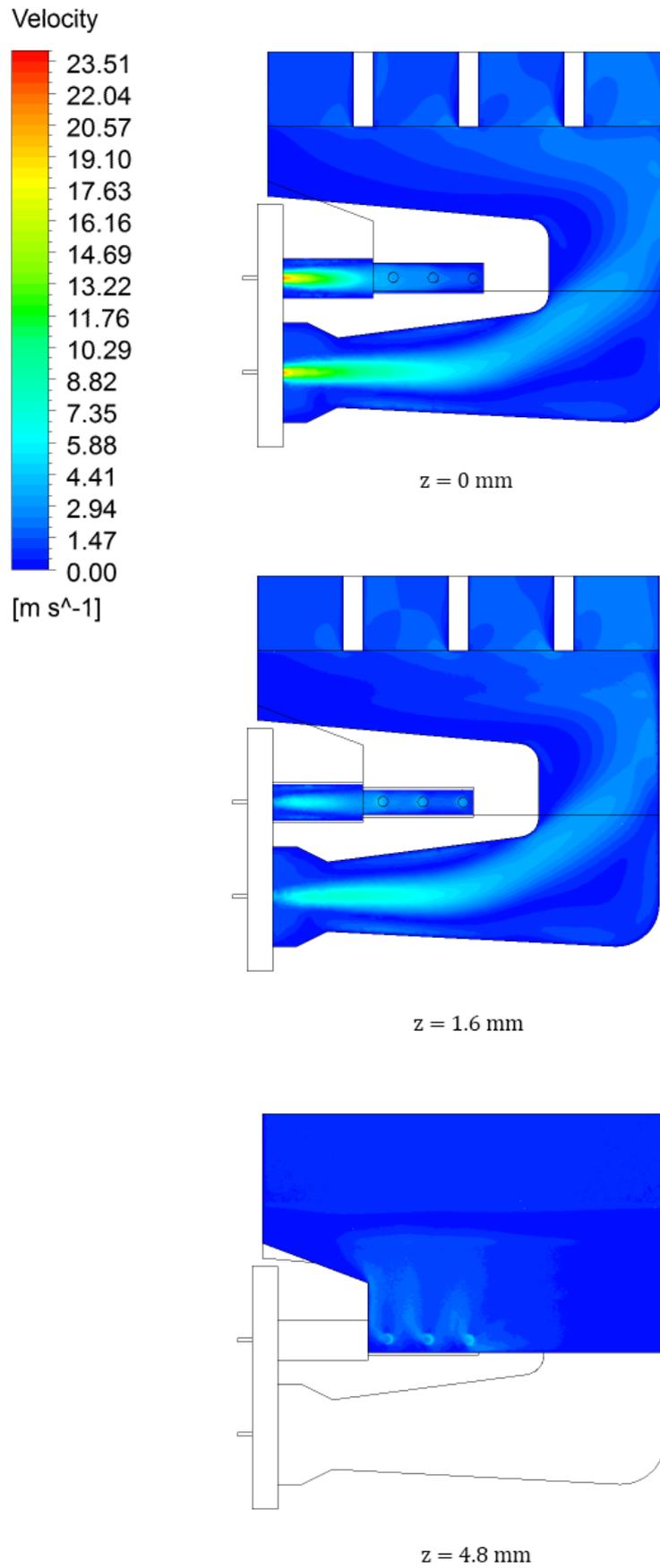


Figura 6.16 - Contornos da velocidade nos planos de simetria dos orifícios de saída (Simulação 5.2.1)

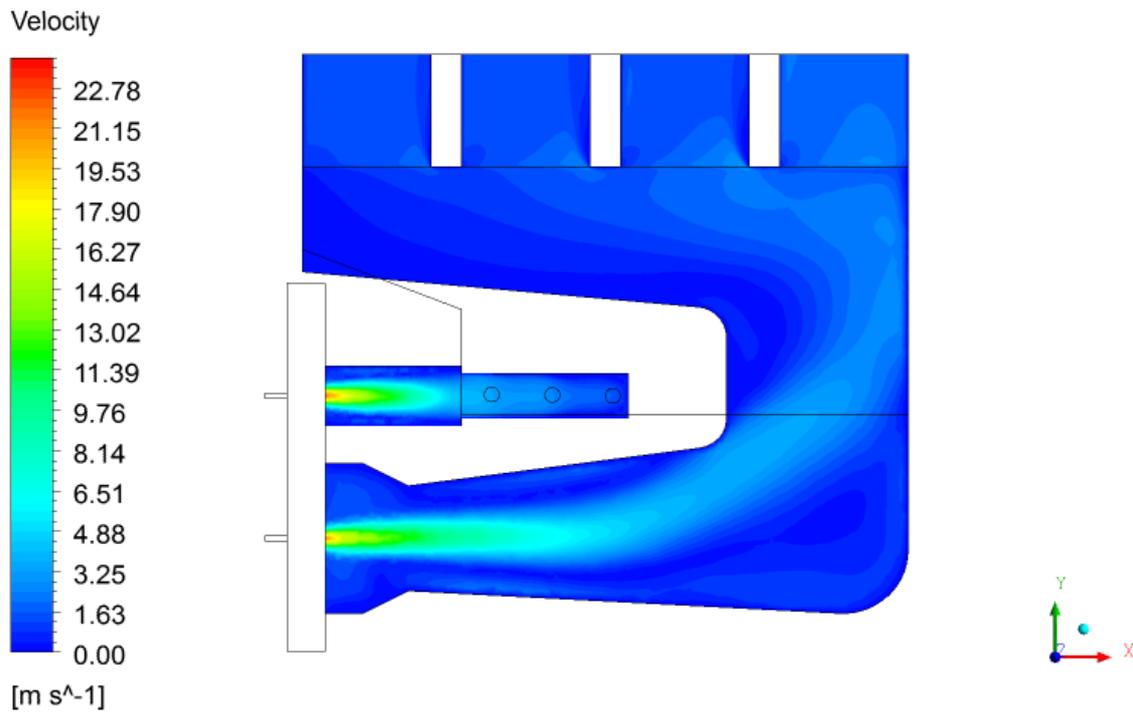


Figura 6.17 - Contornos da velocidade, $z = 0$ mm (Simulação 5.2.1)

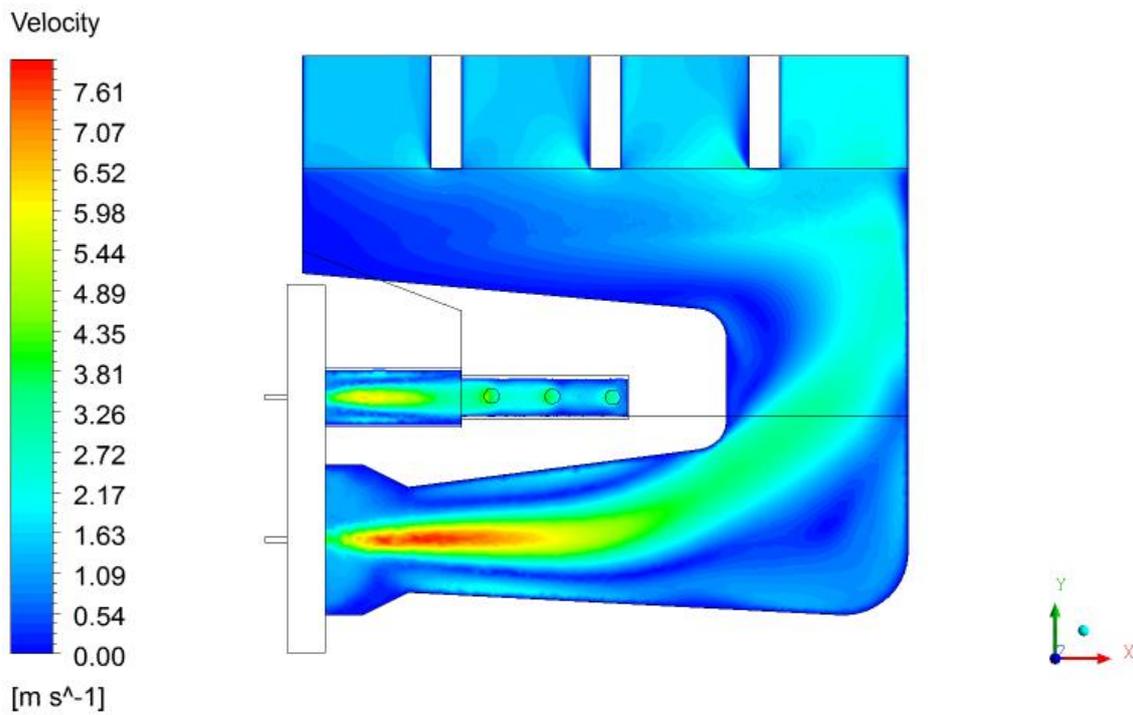


Figura 6.18 - Contornos da velocidade, $z = 1.6$ mm (Simulação 5.2.1)

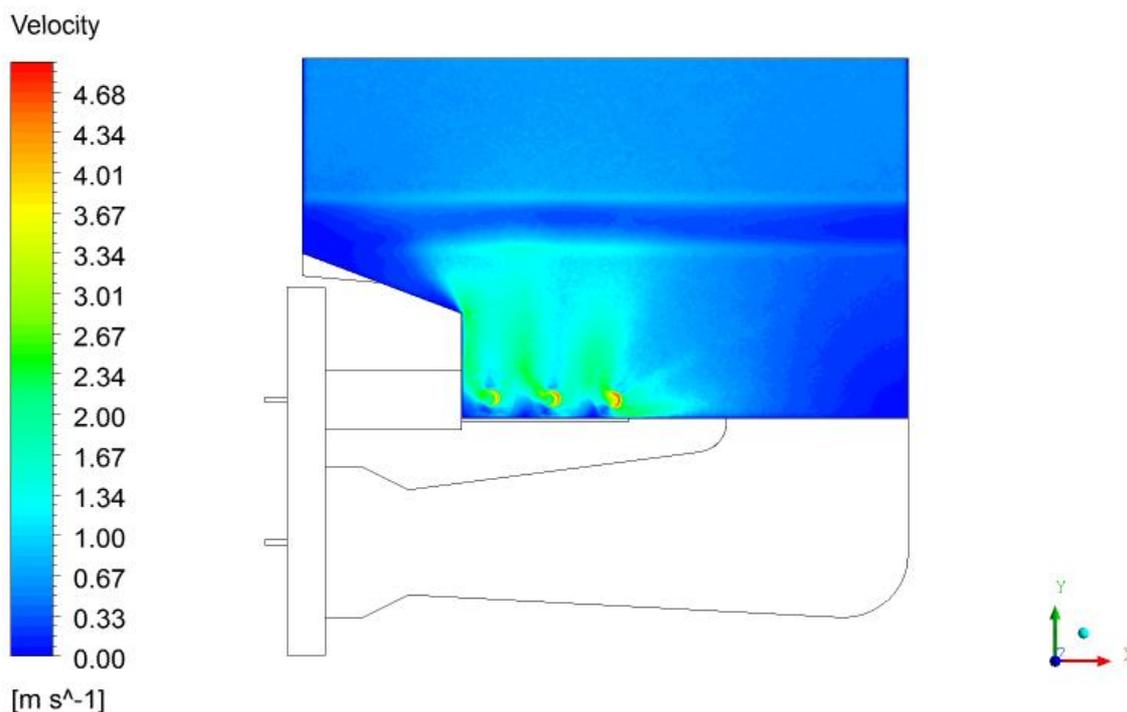


Figura 6.19 - Contornos da velocidade na saída secundária, $z = 4.8$ mm (Simulação 5.2.1)

Presume-se que a discrepância entre os resultados obtidos por Lopes (2012) para o caudal de ar arrastado e pelo modelo computacional desenvolvido no presente trabalho possa ser explicada por uma ou várias das seguintes hipóteses:

(i) o modelo de escoamento concebido não é eficiente na previsão do caudal de *entrainment* num jato livre, sendo de facto inferior quando comparado com o proposto por outros modelos;

(ii) no interior da flauta, o atrito considerado para as paredes é superior ao real, o que incorre numa perda de carga excessiva;

(iii) a aparente descontinuidade do escoamento na zona de transição entre a câmara de mistura e a as zonas de saída derivam de uma incorreção ao nível da geração da malha, o que se repercute nos resultados apurados pelo modelo;

(iv) a geometria empregue no âmbito da simulação computacional afasta-se da configuração real da flauta o que significa que pode haver diferença significativa das áreas de

secção dos orifícios de saída e isso tem elevada preponderância para o caudal de ar arrastado previsto;

(v) na realidade, devido a uma limitação de cariz experimental, a medição do campo de velocidades realizada por Lopes (2012) é feita num plano xz levemente acima daquele em que se situam os orifícios de saída da flauta: então, na medida em que a descarga de ar provoca um arrastamento adicional do fluido ambiente, a integração do campo de velocidades poderá resultar na determinação de um valor excessivo para o caudal de ar arrastado;

(vi) tendo em vista que, no modelo analítico concebido por Lopes (2012), as perdas de carga consideradas para os percursos principal e secundário são função de coeficientes determinados de forma bastante simplista, a perda de carga total equacionada em cada um dos percursos poderá ser mais baixa do que a real, o que explica um excesso na previsão do caudal de ar arrastado.

A Figura 6.20 evidencia os contornos da velocidade num subdomínio que se restringe aos orifícios de saída do escoamento. É de lembrar que tanto os planos $z = 0$ mm como $z = 1.6$ mm são referentes ao percurso principal, ao passo que o plano $z = 4.8$ mm já é uma região pertencente ao percurso secundário.

Para o percurso principal, e como podia esperar-se, a velocidade de escoamento na superfície de saída é superior no caso do orifício 4, sendo da ordem de 2 m/s. Tal sucede porque o fluido escoado através do orifício 4 é aquele cuja trajetória sofre menor perda de carga, sendo a trajetória mais curta tendo em vista o percurso principal no interior da flauta. Graficamente, os restantes orifícios — orifícios 1, 2 e 3 — apresentam velocidades de escoamento indistinguíveis ao nível da superfície de saída, sendo da ordem de 1.6 m/s.

No percurso secundário, a velocidade de escoamento é muito inferior e praticamente constante em todo o domínio representado, sendo aproximadamente igual a 0.6 m/s. O facto de, para o percurso secundário, a velocidade ser substancialmente mais baixa pode explicar-se pela grande perda de carga induzida pelas conexões cilíndricas entre o canal da admissão secundária e a zona de distribuição (conexões essas designadas no subcapítulo 4.4.2 por *Parte E*).

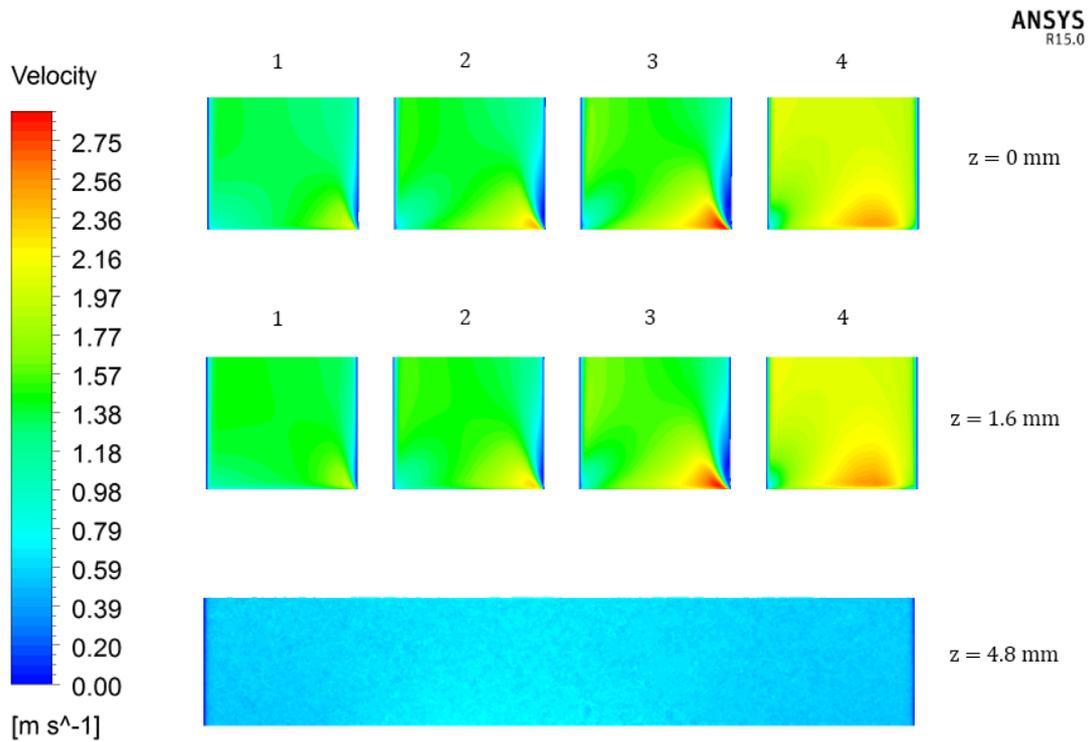


Figura 6.20 - Pormenor dos contornos da velocidade nos orifícios de saída (Simulação 5.2.1)

É expectável que se observe alguma diferença entre a velocidade de saída nos planos $z = 0$ mm e $z = 1.6$ mm, devendo o mesmo suceder para os diferentes orifícios de saída 1, 2 e 3, em cada um dos planos. Dado que tal não é observável na Figura 6.20 optou-se por construir um gráfico dos perfis de velocidade: cada perfil resulta do conjunto de pontos do escoamento dados pela interseção da superfície de saída do escoamento com um dos três planos xy definidos.

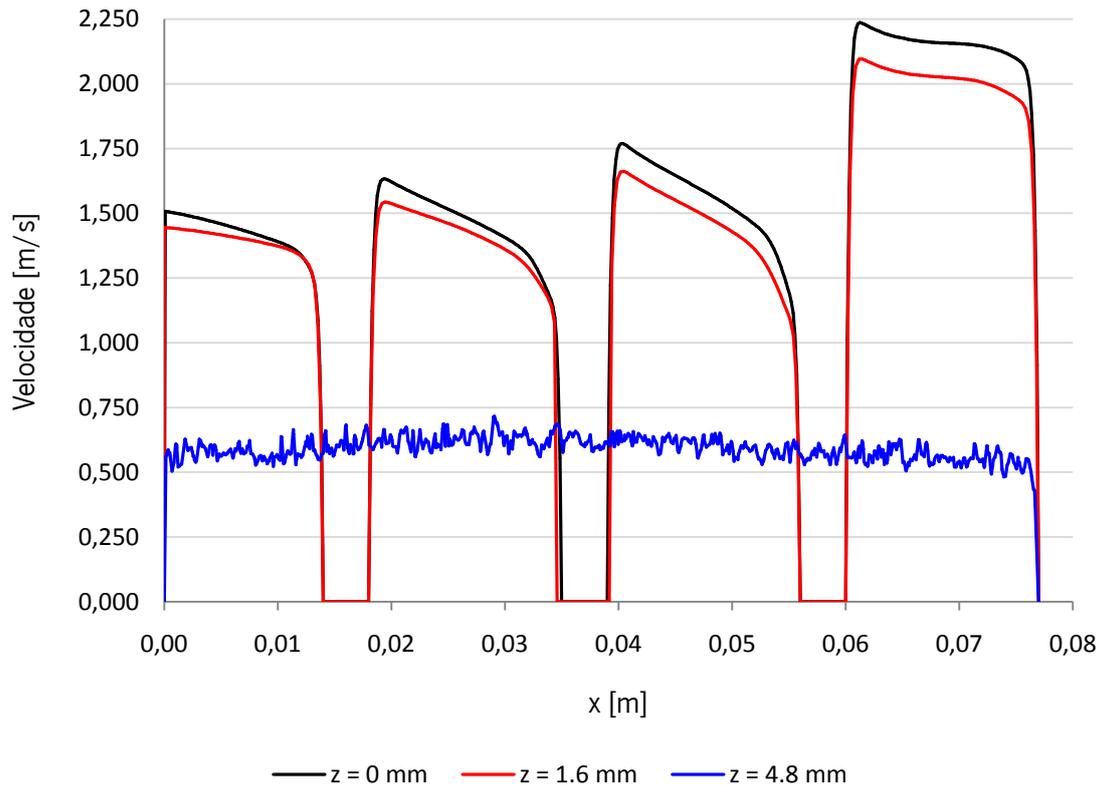


Figura 6.21 - Perfis de velocidade nos orifícios de saída (Simulação 5.2.1)

Na verdade, a Figura 6.21 mostra que, no plano exato de simetria da flauta, a velocidade de escoamento na saída é superior à verificada em $z = 1.6$ mm. Por outro lado, os perfis estabelecidos para o percurso principal mostram que a velocidade na saída decai no sentido do orifício de saída 4 para o orifício de saída 1, o que pode explicar-se pelo progressivo aumento da perda de carga. Em cada um dos orifícios de saída do percurso principal, a velocidade aumenta no sentido negativo do eixo dos xx : como efeito da tensão de corte induzida pela parede do lado direito em cada saída, o fluido desacelera. A velocidade na saída tende a aumentar com a dissipação desse efeito. Como é claro, a velocidade é nula junto às paredes e, à parte pequenas oscilações, é constante na saída do percurso secundário.

6.2.2 Escoamento de misturas no interior de uma flauta com ancoramento de chama

▪ Escoamento da mistura ar - propano

Uma vez verificada a performance relativamente satisfatória do modelo computacional – por intermédio da simulação do escoamento de ar no interior da flauta – passa-se à Simulação 5.2.2 (ii) que conduz aos resultados que satisfazem o objetivo último deste trabalho: a averiguação da distribuição da mistura ar-combustível sobre os orifícios de saída da flauta. É de notar que o conjunto das Simulações 5.2.2 trata a descarga simultânea dos jatos combustíveis.

Como nos restantes casos em que é simulado o transporte de espécies, as propriedades da mistura ar-combustível são variáveis no decorrer do escoamento. Não obstante, considerados em separado, isto é, o ar e o propano, e para a temperatura de 288.16 K, as propriedades dos fluidos são tais como apresentadas na Tabela 6.4 e na Tabela 6.6, respetivamente.

A Tabela 6.10 apresenta as condições de funcionamento aplicáveis a uma flauta convencional cujo esquentador opere com o combustível propano. Essas são também as condições consideradas na Simulação 5.2.2 (ii). A Tabela 6.11 apresenta os parâmetros de caracterização do escoamento, correspondendo a cada injetor (principal e secundário) metade do caudal mássico de propano empregue no caso da flauta convencional.

Tabela 6.10 - Condições de funcionamento para injeção de propano

Combustível	Diâmetro do injetor [mm]	$p_{relativa}$ [Pa]	\dot{m}_{inj} (19 kW) [kg/s]
Propano (C_3H_8)	0.75	2 400	3.4153×10^{-5}

Tabela 6.11 - Parâmetros associados ao jato combustível de propano da Simulação 5.2.2 (ii) (válidos para os dois orifícios de injeção, principal e secundário)

\dot{m}_{inj} [kg/s]	1.70765×10^{-5}
u_{inj} [m/s]	20.2479
Q [kg/m³]	8.9453×10^{-6}
J_0 [(kg · m)/s²]	3.4576×10^{-4}
Ma_0	0.0785
Re_0	3646.54

Pelo mesmo método já anteriormente referido – o da integração da velocidade nas superfícies de saída – são calculados, de acordo com a Equação (6.5), os caudais mássicos de ar escoados através dos distintos orifícios de saída.

$$\sum \dot{m}_{mix\ out} - \sum \dot{m}_{comb\ out} = \sum \dot{m}_{ar\ out} \quad (6.5)$$

Os valores determinados apresentam-se na Tabela 6.12.

Tabela 6.12 - Caudais mássicos escoados através dos orifícios de saída da flauta (Simulação 5.2.2 (ii) – propano)

Caudais mássicos escoados [kg/s]		
<i>Saídas principais</i> $z = 0\text{ mm}$	Mistura	3.3882×10^{-5}
	Propano (C_3H_8)	5.5589×10^{-6}
	Ar	2.8353×10^{-5}
<i>Saídas principais</i> $z = 1.6\text{ mm}$	Mistura	6.9947×10^{-5}
	Propano (C_3H_8)	1.1474×10^{-5}
	Ar	5.8473×10^{-5}
<i>Saída secundária</i> $z = 4.8\text{ mm}$	Mistura	3.6948×10^{-5}
	Propano (C_3H_8)	1.3565×10^{-5}
	Ar	2.3383×10^{-5}

O erro absoluto na computação da conservação da massa de propano ao longo do escoamento pode ser quantificado como expresso abaixo :

$$\dot{m}_{total\ inj} - \sum \dot{m}_{comb\ out} = \epsilon \quad (6.6)$$

O valor do erro é explicitado na Tabela 6.13.

Tabela 6.13 - Caudal mássico de erro no balanço de massa [kg/s]

ϵ	$+3.5544 \times 10^{-6}$
------------	--------------------------

Deve notar-se que, não obstante a convergência apresentada pelas equações de conservação (como pode ser visto no subcapítulo 5.2.2), a ordem de grandeza do erro é, no melhor dos casos, somente 10 vezes inferior aos caudais reportados na Tabela 6.12. Estes caudais são diretamente utilizados na determinação de variáveis fulcrais no contexto do problema em análise, pelo que não deve ser descorado que é de todo desejável minorizar os resíduos na computação da equação da continuidade.

O coeficiente de excesso de ar nos orifícios de saída é calculado de acordo com a Equação (6.7), em que o subscrito "*est*" diz respeito às condições de estequiometria.

$$\lambda = \frac{(\dot{m}_{ar} / \dot{m}_{inj})}{(\dot{m}_{ar} / \dot{m}_{inj})_{est}} \quad (6.7)$$

Na Tabela 6.14 apresentam-se as variáveis caudal ar/combustível e coeficiente de excesso de ar verificados nos orifícios de saída da flauta com ancoramento por chama piloto.

Tabela 6.14 - Rádios caudal ar/combustível e coeficiente de excesso de ar nas saídas da flauta (Simulação 5.2.2 – (ii) propano)

	$\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{inj}$	$(\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{inj})_{est}$	λ
Saídas principais	5.08	15.65	0.32
Saída secundária	1.48	15.65	0.09

Na Tabela 6.15 podem comparar-se os resultados devolvidos pelo modelo computacional e pelo modelo analítico de Lopes (2012) quando aplicado ao combustível propano. Deve notar-se que o coeficiente de excesso de ar aqui determinado não é efetivamente o verificado na combustão. A própria descarga da mistura ao nível dos orifícios de saída promove um arrastamento adicional do ar atmosférico que circunda a cabeça do queimador pelo que, na realidade, o coeficiente de excesso de ar na combustão será superior.

Tabela 6.15 - Caudal de ar arrastado e rácio caudal mássico ar/combustível para cada uma das saídas da flauta (Simulação 5.2.2 – (ii) propano)

	Modelo analítico [Lopes, 2012]		ANSYS Fluent		Desvio [%]
	Caudal mássico [kg/s]	$\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{inj}$	Caudal mássico [kg/s]	$\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{inj}$	
Saídas principais	3.1764×10^{-4}	9.30	8.6796×10^{-5}	5.08	-45.35
Saída secundária	1.1908×10^{-4}	3.49	2.3383×10^{-5}	1.48	-60.77

Os motivos que poderão estar na origem da diferença significativa entre resultados são os mesmo que reportados no subcapítulo 6.2.1, aquando da apresentação dos resultados da simulação do escoamento de ar no interior da flauta. Conclui-se que, face à utilização de ar

como fluido de injeção, as descargas de propano repercutem-se num abaixamento do caudal de ar arrastado para o interior da flauta. O efeito análogo observável no âmbito da simulação de jatos livres dá suporte a esta conclusão.

Os perfis de velocidade nas saídas podem ser vistos na Figura 6.22.

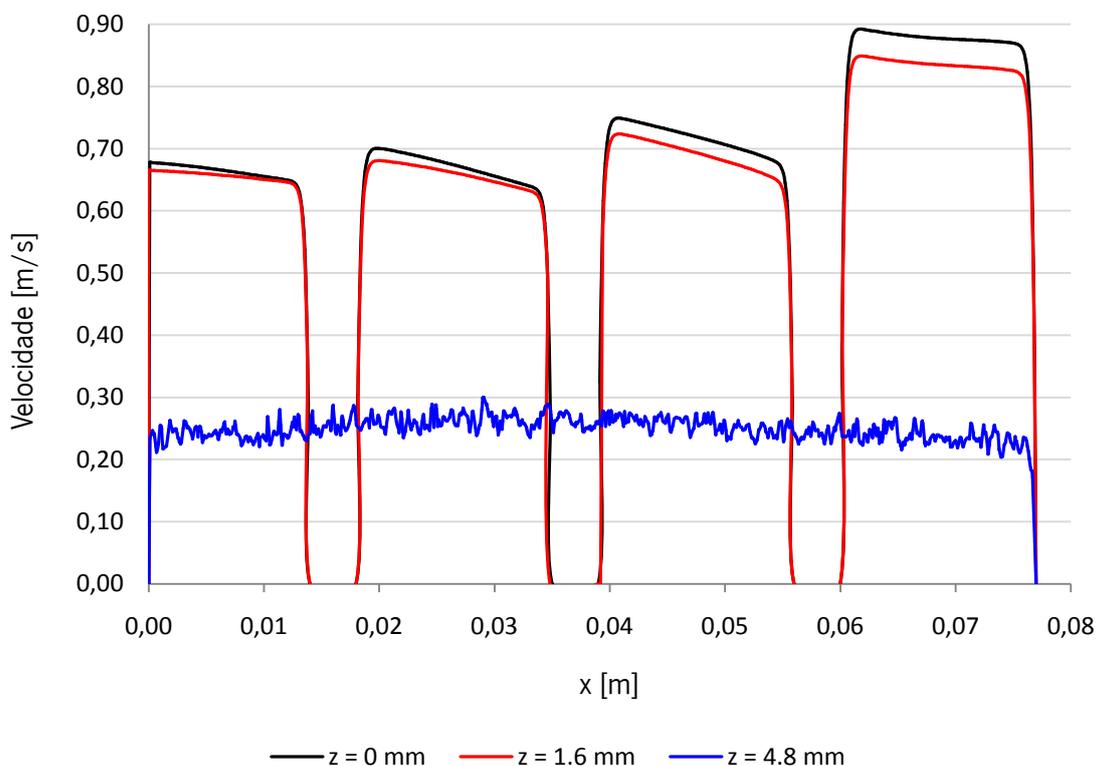


Figura 6.22 - Perfis de velocidade nos orifícios de saída (Simulação 5.2.2 (ii) – propano)

Deve notar-se que, por comparação com os perfis de velocidade da Figura 6.21, o facto de, neste caso, a mistura escoada ser mais densa faz com haja uma diminuição clara das velocidades de escoamento sobre os orifícios de saída. Quando no interior da flauta se escoar a mistura ar - propano, a velocidade de escoamento é de cerca de 0.85 m/s no orifício 4 e aproximadamente 0.7 m/s nos restantes. No que respeita a este caso, também ao longo do orifício de saída secundário se verifica uma velocidade de escoamento aproximadamente constante e igual a 0.25 m/s. O gradiente de velocidade observável em cada um dos orifícios principais encontra explicação junto do fenómeno já anteriormente descrito.

A distribuição da fração mássica de propano é ilustrada pela Figura 6.23 e Figura 6.24, com respeito aos subdomínios das saídas principal e secundária, respetivamente. As escalas utilizadas nas figuras são escalas locais, estipuladas pelo *software* com base nos valores máximo e mínimo observados nos subdomínios representados. Repare-se que a amplitude da escala é

muito baixa nos dois casos, isto é, tanto para a saída principal como para a saída secundária, o que significa que há uma grande homogeneidade da mistura ao longo de toda a cabeça da flauta.

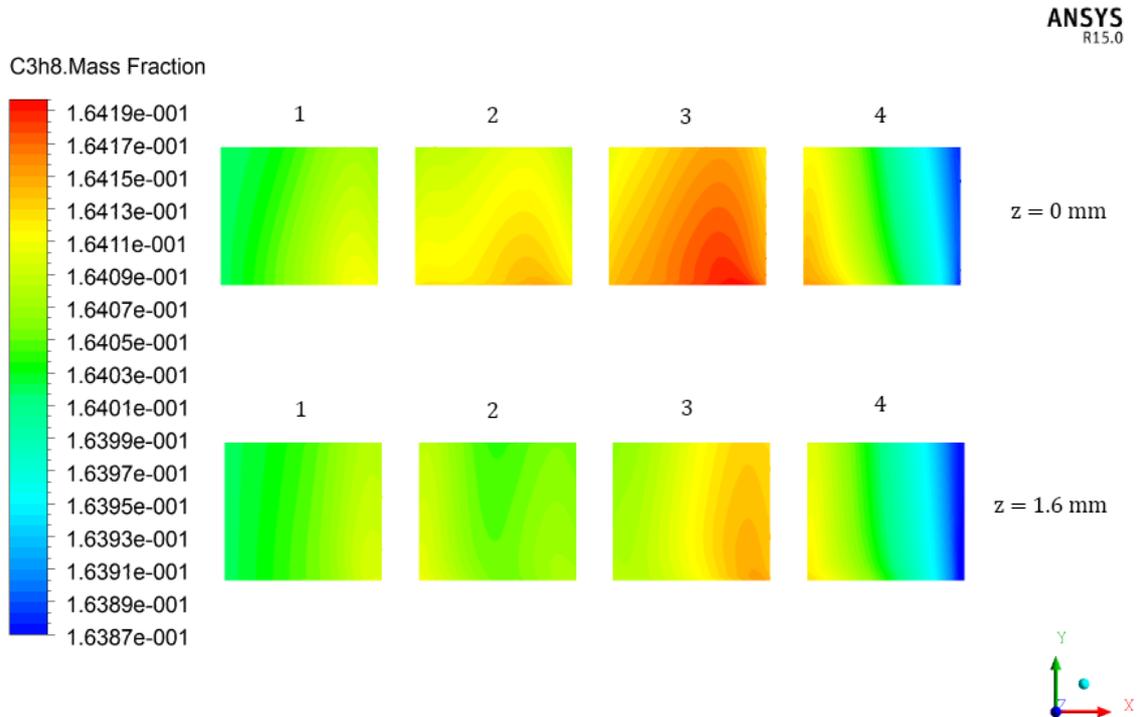


Figura 6.23 - Pormenor dos contornos da fração mássica de propano nas saídas principais (Simulação 5.2.2 (ii) — propano)

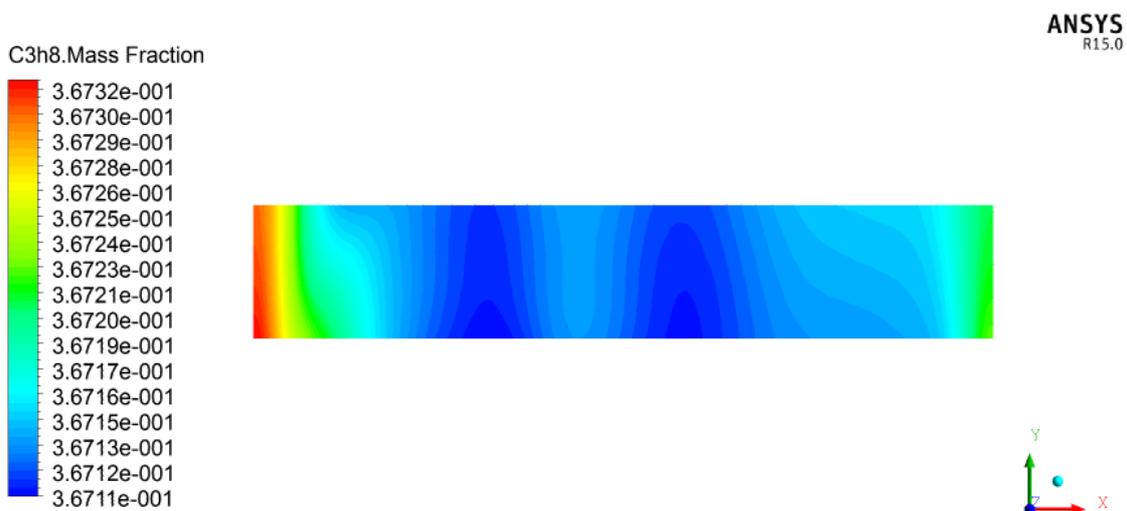


Figura 6.24 - Pormenor dos contornos da fração mássica de propano na saída secundária, $z = 4.8$ mm (Simulação 5.2.2 (ii) — propano)

Teoricamente, um bom projeto da flauta deve promover o escoamento de uma mistura mais rica através da saída secundária e de outra, com menor riqueza, através das saídas principais. Esta condição é verificada na medida em que a fração mássica de propano na mistura escoada através do percurso secundário é cerca de 3 vezes superior à observada para o percurso principal.

Para tornar mais expedita a avaliação da homogeneidade da mistura, fizeram-se os perfis da fração mássica de propano verificada ao longo das diversas zonas de saída do escoamento, como ilustrado pela Figura 6.25.

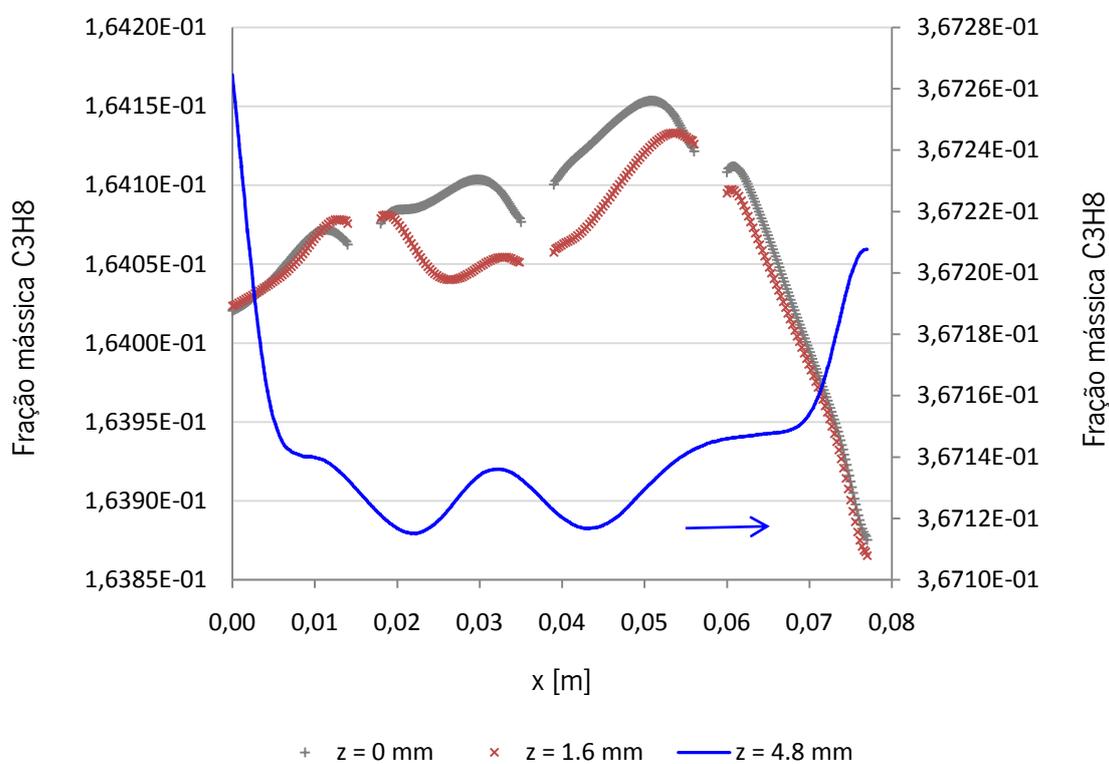


Figura 6.25 - Perfis da fração mássica de propano nos orifícios de saída (Simulação 5.2.2 (ii) —propano)

▪ **Escoamento das misturas ar-metano e ar-butano**

É extremamente simples a reformulação que se opera sobre o modelo computacional para que possa simular-se o escoamento de outras misturas, como sejam aquelas em que metano ou butano são utilizados como combustível. Por esse motivo, somente a título de avaliar de que forma se repercute o tipo de combustível usado para com o escoamento, procederam-se às Simulações 5.2.2 (i) e (iii), em que são usados os fluidos metano e butano, respetivamente, como fluidos de injeção. As propriedades do ar e dos ditos combustíveis podem ser consultados na Tabela 6.6 e na Tabela 6.4.

As condições reais de operação para os dois combustíveis referidos apresentam-se na Tabela 6.16. Não obstante, o único parâmetro ajustado para as condições reais de operação é o caudal de combustível injetado: neste contexto, o caudal mássico foi adaptado de modo a manter-se a potência de 19 kW. As condições empregues nas Simulações 5.2.2 (i) e (iii) constam na Tabela 6.17. Por sua vez, os parâmetros de caracterização dos escoamentos apresentam-se na Tabela 6.18.

Tabela 6.16 - Condições reais de funcionamento para um queimador atmosférico a metano ou butano, com 19 kW de potência

Combustível	Diâmetro do injector [mm]	$p_{relativa}$ [Pa]	\dot{m}_{inj} (19 kW) [kg/s]
Metano (CH_4)	1.25	0	3.3992×10^{-5}
Butano (C_4H_{10})	0.72	1500	3.4684×10^{-5}

Tabela 6.17 - Condições empregues nas Simulações 5.2.2 (i) e (iii)

Combustível	Diâmetro do injector [mm]	$p_{relativa}$ [Pa]	\dot{m}_{inj} (19 kW) [kg/s]
Metano (CH_4)	0.75	2 400	3.9920×10^{-5}
Butano (C_4H_{10})	0.75	2 400	3.3992×10^{-5}

Tabela 6.18 - Parâmetros associados ao escoamento das Simulações 5.2.2 (i) e (iii) (válidos para os dois orifícios de injeção, principal e secundário)

	(i) metano (CH_4)	(iii) butano (C_4H_{10})
\dot{m}_{inj} [kg/s]	1.9960×10^{-5}	1.70765×10^{-5}
u_{inj} [m/s]	23.669	20.2479
Q [kg/m ³]	1.0456×10^{-5}	8.9453×10^{-6}
J_0 [(kg · m)/s ²]	4.7239×10^{-4}	3.4576×10^{-4}
Re_0	4262	3629
Ma_0	0.0531	0.0933

Tal como já calculado para o escoamento da mistura ar-propano, determinam-se, de acordo com a Equação (6.5), os caudais mássicos de ar escoados através das saídas principal e secundária – os quais se apresentam na Tabela 6.19.

Tabela 6.19 - Caudais mássicos escoados através dos orifícios de saída da flauta (Simulações 5.2.2 (i) e (iii), respetivamente)

		Caudais mássicos escoados [kg/s]	
		(i) metano (CH_4)	(iii) butano (C_4H_{10})
<i>Saídas principais</i>	Mistura	2.0669×10^{-4}	9.1171×10^{-5}
	Combustível	1.9953×10^{-5}	1.6941×10^{-5}
	Ar	1.8673×10^{-4}	7.4230×10^{-5}
<i>Saídas secundárias</i>	Mistura	6.8153×10^{-5}	3.2431×10^{-5}
	Combustível	1.8992×10^{-5}	1.2595×10^{-5}
	Ar	4.9161×10^{-5}	1.9837×10^{-5}

O erro absoluto na computação da conservação da massa de combustível ao longo do escoamento determina-se tal como dado pela Equação (6.6). Os valores determinados apresentam-se na Tabela 6.20.

Tabela 6.20 - Caudais mássicos de erro nos balanços de massa [kg/s]

	(i) metano (CH_4)	(iii) butano (C_4H_{10})
ϵ	9.7446×10^{-7}	4.4561×10^{-6}

Mediante os resultados obtidos, pode calcular-se o rácio ar/combustível verificado em cada uma das saídas principal e secundária para cada uma das misturas ar-combustível tratadas. Com base nos rácios ar/combustível determinados, calcula-se o coeficiente de excesso de ar respetivo a cada saída. Os valores assumidos pelas ditas variáveis evidenciam-se na Tabela 6.21.

Tabela 6.21 - Rácios caudal ar/combustível e coeficiente de excesso de ar nas saídas da flauta nas Simulações 5.2.2 (i) e (iii), respetivamente

	(i) metano (CH_4)		(ii) butano (C_4H_{10})	
	Saída Principal	Saída Secundária	Saída Principal	Saída Secundária
$\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{inj}$	9.36	2.46	4.37	1.17
$(\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{inj})_{est}$	17.2	17.2	15.5	15.5
λ	0.54	0.14	0.28	0.08

O tratamento da distribuição da fração mássica de combustível ao nível dos orifícios de saída é feito de forma análoga à tomada para o caso do escoamento da mistura ar - propano no interior da flauta. A Figura 6.26 e a Figura 6.27 ilustram os perfis da fração mássica de metano e butano, respetivamente.

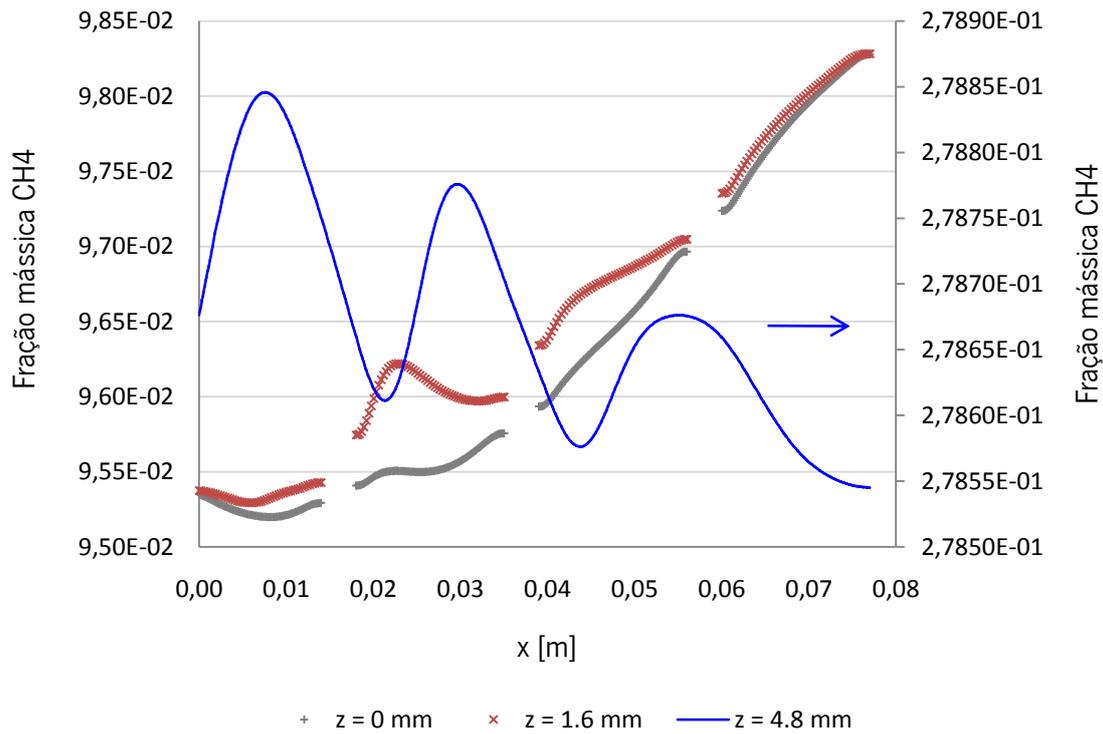


Figura 6.26 - Perfis da fração mássica de metano nos orifícios de saída (Simulações 5.2.2 (i))

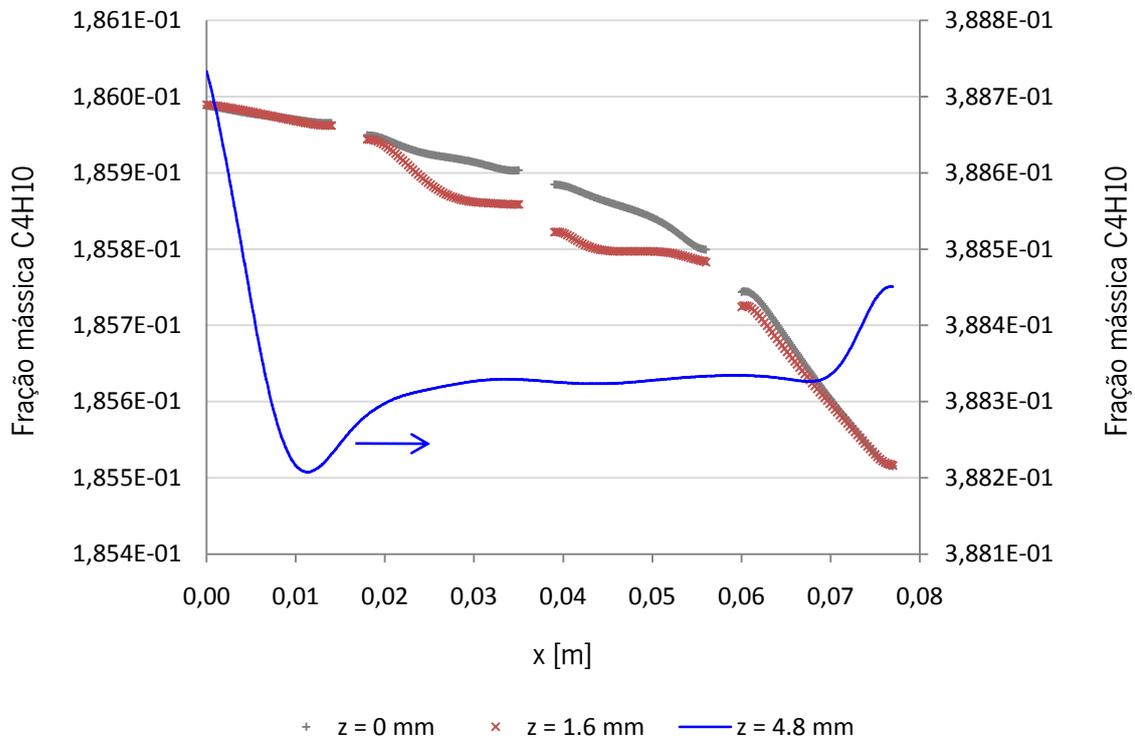


Figura 6.27 - Perfis da fração mássica de butano nos orifícios de saída (Simulação 5.2.2 (iii))

Por comparação das figuras relativas aos três combustíveis tratados, conclui-se que não há uma padronização quanto à forma tomada pelos perfis da fração mássica de combustível nas zonas de saída. Note-se contudo que os resultados dados para as Simulações 5.2.2 (i) e (iii) não devem ser entendidos como uma reprodução do escoamento real no interior da flauta, já que não são usadas as condições reais de operação.

Por comparação com os outros dois casos, no perfil do escoamento ar - metano (Figura 6.26) verifica-se maior amplitude de escala na distribuição da fração mássica de combustível. Isto significa que a mistura é menos homogénea do que quando são usados os combustíveis propano ou butano.

É curioso verificar que, mesmo para fluidos de injeção com densidades relativamente próximas (propano e butano), os perfis de distribuição da fração de combustível são bastante distintos, o que corrobora a forte preponderância das condições de injeção utilizadas para a qualidade da mistura nas zonas de saída do escoamento.

7. CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

Apresentam-se aqui as conclusões inferidas a partir do trabalho realizado bem como sugestões dos trabalhos que possam vir a ser desenvolvidos neste âmbito.

7.1 Conclusões

Face ao imperativo do controlo crescente sobre os parâmetros de combustão como consequência da necessidade de incrementar a sua eficiência, aliada à diminuição da produção de poluentes, o presente trabalho propôs-se a conceber um modelo CFD do escoamento da mistura ar - combustível no interior de uma flauta com ancoramento de chama. As variáveis de análise constam, essencialmente, do rácio ar/combustível escoado ao nível dos orifícios de chama, da velocidade de escoamento e da distribuição do combustível ao longo da cabeça da flauta. O escoamento é simulado desde a descarga do combustível, ao nível dos injetores – verificando-se o consequente arrastamento de ar ambiente como resultado do efeito provocado pelo jato –, passando pelos canais de admissão das misturas primária e secundária, sendo essas as misturas que vêm a escoar-se através dos orifícios de saída da flauta.

Para efeito de consolidação do modelo de escoamento no interior da flauta, foram feitas diversas simulações preliminares: começou por simular-se o escoamento de um jato de ar no seio de ar em repouso, passando-se posteriormente para a utilização de combustíveis (metano,

propano e butano) como fluidos de injeção. No âmbito das simulações de escoamento no interior da flauta, tendo em vista o propósito de confrontar os resultados obtidos com os devolvidos pelo modelo analítico e medição experimental propostos por Lopes (2012), começaram por simular-se injeções de ar. Finalmente, o modelo computacional foi aplicado ao escoamento das misturas ar - combustível.

O trabalho realizado permite adiantar as seguintes conclusões:

(a) no que respeita ao escoamento de jatos turbulentos;

▫ no escoamento de um jato de ar no seio de ar em repouso, verifica-se relativa concordância entre os rácios caudal mássico escoado/injetado devolvidos pelos modelos ANSYS Fluent e o modelo analítico de Ricou & Spalding (1961) (já os valores propostos por Schlichting (1979) mostram-se francamente díspares por comparação com estes dois modelos);

▫ não obstante o referido acima, enquanto o modelo de Ricou & Spalding (1961) – válido para $Re > 25\ 000$ – evidencia a existência de uma taxa de *entrainment* constante, o modelo ANSYS Fluent denota uma taxa decrescente com o afastamento ao plano de descarga do jato (devendo notar-se, porém, que o modelo computacional reproduz um escoamento com $Re_0 \cong 3200$);

▫ a simulação do jato livre de ar verifica as expectáveis zonas de escoamento radial, bem como o decaimento da velocidade, o alargamento do jato e a diminuição do gradiente axial da velocidade com o aumento da posição axial x ;

▫ a condição *no-slip* sobre o plano de descarga do jato oferece grande preponderância para o arrastamento de ar: na região inicial do escoamento, sob a condição *free-slip*, o rácio ar arrastado/injetado é cerca de 5 vezes maior, não obstante o facto de a taxa de *entrainment* ser superior para o caso *no-slip*;

▫ por análise das linhas de escoamento observadas para a simulação de jato livre em condições *free-slip* e *no-slip*, verifica-se que o efeito da parede transversal no plano de descarga se propaga por todo o domínio de escoamento em análise, isto é, $0 \leq x \leq 40$ mm;

▫ por análise dos resultados das simulações em que, para o mesmo diâmetro de injetor, são testadas diferentes velocidades médias de descarga, verifica-se que o coeficiente de arrastamento de ar: (i) é não-linear na região inicial de escoamento, (ii) diminui com o aumento da posição axial, (iii) tende para o mesmo valor à medida que Re_0 aumenta e, finalmente, (iv) é não-linear num domínio em xx tão mais extenso quando maior Re_0 do escoamento;

▫ no espectro dos Reynolds de descarga testados – $500 \leq Re_0 \leq 6\,060$ – não parece ser válida a hipótese de que haja uma constante de proporcionalidade entre o caudal mássico escoado pelo jato e a posição axial x , considerados o momento inicial do jato e a densidade do fluido ambiente constantes em todo o domínio do escoamento;

▫ o caudal de ar arrastado previsto pelo modelo computacional do escoamento de um jato de propano no seio de ar em repouso é inferior, em todo o domínio, ao previsto por Lopes (2012);

▫ à luz das simulações computacionais realizadas no âmbito do escoamento de jatos livres, a evolução da taxa de *entrainment* é qualitativamente semelhante qualquer que seja o fluido de injeção utilizado;

▫ para o escoamento de um jato de combustível no seio de ar em repouso, quanto maior o rácio ar/combustível verificado para uma dada posição x , menor a fração mássica de combustível observada no eixo do jato;

▫ o gradiente axial da fração mássica de combustível no escoamento de um jato no seio de ar em repouso é progressivamente menor com o aumento da posição axial x ;

(b) no que respeita ao escoamento de ar no interior da flauta;

▫ de acordo com a modelação computacional, o efeito mútuo entre os escoamentos principal e secundário no interior da flauta pode ser desprezado, pelo que o modelo analítico concebido por Lopes (2012) pode aplicar-se, de facto, de forma independente a cada um dos percursos principal e secundário;

▫ são obtidos rácios ar arrastado/injetado iguais a 7.06 para o percurso principal e a 1.83 para o percurso secundário;

▫ nas saídas principais, para o orifício em que é verificada a velocidade máxima, a velocidade de escoamento é cerca de 2 m/s, sendo igual a cerca de 1.6 m/s nos restantes orifícios; na saída secundária, a velocidade de escoamento é aproximadamente constante e igual a 0.6 m/s;

▫ tendo em vista a elevada concordância apresentada pelo modelo analítico e a medição experimental levados a cabo por Lopes (2012), o modelo ANSYS Fluent peca por defeito na previsão do caudal de ar arrastado para o interior da flauta;

(c) no que respeita ao escoamento da mistura ar - combustível no interior da flauta:

▫ na simulação da mistura ar - propano no interior da flauta, obtiveram-se os seguintes resultados para as variáveis rácio ar/combustível e excesso de ar relativamente aos orifícios de saída da flauta: $\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{inj} = 5.08$ e $\lambda = 0.32$ para o percurso principal e $\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{inj} = 1.48$ e $\lambda = 0.09$ para o percurso secundário;

▫ para a simulação referida acima: nas saídas principais, para o orifício em que é verificada a velocidade máxima, a velocidade de escoamento é cerca de 0.85 m/s, sendo igual a cerca de 0.7 m/s nos restantes orifícios; na saída secundária, a velocidade de escoamento é aproximadamente constante e igual de 0.25 m/s;

▫ ainda no contexto do escoamento da mistura ar - propano, verifica-se elevada homogeneidade da mistura ao longo de toda a cabeça da flauta;

▫ por comparação entre os perfis da distribuição da fração mássica dos combustíveis simulados (metano, propano e butano), verifica-se o quão são preponderantes as condições de injeção para a qualidade de mistura obtida nos orifícios de chama.

7.2 Trabalhos futuros

Com vista à validação dos resultados obtidos com recurso à modelação CFD do escoamento e dos resultados propostos por Lopes (2012) – quer os relativos à quantificação analítica do caudal de ar arrastado pela flauta, quer à integração do campo de velocidades medido experimentalmente sobre os orifícios de saída da flauta –, o autor propõe que sejam levados a cabo os trabalhos que se enumeram de seguida:

- Conceção de um modelo geométrico do domínio de escoamento que reproduza mais fielmente o modelo real (atentar, por exemplo, na configuração dos injetores e na geometria dos orifícios de saída);

- Otimização da malha gerada computacionalmente, nomeadamente no que diz respeito à sua qualidade ortogonal, devendo também ser procurada uma melhor estruturação da mesma (não obstante o facto de a geometria em causa não permitir a discretização segundo uma malha perfeitamente estruturada): com isto espera-se que sejam obtidos resíduos mais baixos nas equações de conservação da massa;

- Verificação escrutinosa do modelo analítico concebido por Lopes (2012), em particular no que respeita à computação das perdas de carga atribuídas a cada um dos percursos interiores da flauta;

- Verificação do método empregue por Lopes (2012) na integração do campo de velocidades observado através da técnica LDA no plano dos orifícios de saída da flauta.

REFERÊNCIAS

- ASME, 2012. Editorial policy statement on the control of numerical accuracy. *Journal of Fluids Engineering*, 115, pp. 339-340.
- Ball, C. G., Fellouah, H., Pollard, A., 2012. The flow field in turbulent round free jets. *Progress in Aerospace Sciences*, 50, pp. 1-26.
- Celik, I. B., Ghia, U., Roache, P. J., Freitas, C. J., 2008. Procedure for estimation and reporting of uncertainty due to discretization in CFD applications. *ASME Journal of Fluids Engineering*, 130.
- Chacón, J., Sala, J. M., Blanco, J. M., 2007. Investigation on the design and optimization of a low NO_x-CO emission burner both experimentally and through CDF simulations. *Energy & Fuels*, 21, pp. 42-58.
- Demayo, T. N., Miyasato, M. M., Samuelsen, G. S., 1998. Hazardous air pollutant and ozone precursor emissions from a low-NO_x natural gas-fired industrial burner. *Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute*, pp. 1283-1291.

- Dutta, U., Sarkar, S., Baruah, A., Mandal, N., 2014. Ascent modes of jets and plumes in a stationary fluid of contrasting viscosity. *Journal of Multiphase Flow*, 63, pp. 1-10.
- Fellouah, H., Ball, C. G. & Pollard, A., 2009. Reynolds number effects within the development region of a turbulent round free jet. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52, pp. 3943-3954.
- Fluent, versão 14.5 *Theory Guide*. Ansys Inc., 2012.
- Freeman, A. J. & Roy, C. J., 2013. Verification and validation of Reynolds-averaged Navier-Stokes turbulence models for external flows. *Aerospace Science and Technology*, 32, pp 84-93.
- Gutmark, E. & Wygnanski, I., 1976. The planar turbulent jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 73 (03), pp. 465-495.
- Han, D. & Mungal, M. G., 2001. Direct Measurement of Entrainment in Reacting/Nonreacting Turbulent Jets. *Combustion and Flame*, 124, 370-386.
- Hill, B. J., 1971. Measurement of local entrainment rate in the initial region of axisymmetric turbulent air jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 51 (04), pp. 773-779.
- Jiménez, J., 2000. *Turbulence and Vortex Dynamics*. Ecole polytechnique.
- Kamali, R., Emdad, H., Alishahi, M. M., 2005. The importance of thermal mass diffusion effects in solution of Navier-Stokes equations for some gas mixture problems. *Fluid Dynamics Research*, 37, pp. 173-182.
- Lopes, M., 2012. Estudo do elemento de um queimador de chama pobre com estabilização por chama piloto para queimadores de baixo NO_x de 19 kW. [Texto policopiado]. Guimarães: [s.n.]. Tese de mestrado.
- Meslem, A., Bode, F., Croitoru, C., Nastase, I., 2013. Comparison of turbulence models in simulating jet flow from a cross-shaped orifice. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 44, pp. 100-120.
- Meslem, A., Sobolik, V., Bode, F., Sadjavi, K., Zaouali, Y., Nastase, I., Croitoru, C., 2013. Flow dynamics and mass transfer in impinging circular jet at low Reynolds number. Comparison of

- convergent and orifice nozzles. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 67, pp. 25-45.
- Oliveira, R. F., Marques, H. M. C., Teixeira, J. C., Teixeira, S., 2012. Modeling flow recirculation inside a holding chamber. *Proceedings of the ASME 2012 International Mechanical Engineering Congress & Exposition, IMECE 2012*.
- Padoin, N., Dal'Toé, A., Rangel, L. P., Ropelato, K., Soares, C., 2014. Heat and mass transfer modeling for multicomponent multiphase flow with CFD. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 73, pp. 239-249.
- Ricou, F. P. & Spalding, D. B., 1961. Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 11 (01), pp. 21-32.
- Romano, G. P., 2002. The effect of boundary conditions by the side of the nozzle of a low Reynolds number jet. *Experiments in Fluids*, 33, pp. 323-333.
- Salmon, R., 1998. *Geophysical Fluid Dynamics*. Oxford University Press, pp. 197-232.
- Schefer, R. W., Kerstein, A. R., Namazian, M., Kellyet, J., 1994. Role of large-scale structure in a nonreacting turbulent CH₄ jet. *Phys. Fluids*, 6 (2), pp. 652-661.
- Schiestel, R., 2007. *Modeling and Simulation of Turbulent Flows*. Wiley - ISTE.
- Skalska, K., Miller, J. S., Ledakowicz, S., 2010. Trends in NO_x abatement: a review. *Science of the Total Environment*, 408, pp. 3976-3989.
- Spalart, P. R., 2000. Strategies for turbulence modelling and simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21, pp 252-263.
- Thomas, F. O. & Goldschmidt, V. W., 1986. *Journal of Fluid Mechanics*, 163, pp. 227-256.
- Xu, G. & Antonia, R. A., 2002. Effect of different initial conditions on a turbulent round free jet. *Experiments in Fluids*, 33, pp. 677-683.
- White, F. M., 2006. *Fluid Mechanics 4^a Edição.*, McGraw-Hill.
- Yoda, M., Hesselink, L. & Mungal, M. G., 1992. The evolution and nature of largescale structures in the turbulent jet. *Phys. Fluids A*. 4 (4), pp. 803-811.

APÊNDICE A

Neste apêndice é apresentada, numericamente, parte dos resultados que constam no Capítulo 6.

Tabela A.1 - Caudal mássico de ar escoado no jato livre segundo três modelos distintos ("ANSYS Fluent" a corresponder à Simulação 5.1.2)

Posição axial [mm]	Ricou & Spalding		Schlichting		ANSYS Fluent	
	Caudal mássico [kg/s]	$\dot{m}_{esc}/\dot{m}_{inj}$	Caudal mássico [kg/s]	$\dot{m}_{esc}/\dot{m}_{inj}$	Caudal mássico [kg/s]	$\dot{m}_{esc}/\dot{m}_{inj}$
5	1.0702×10^{-4}	3.13	1.5021×10^{-3}	43.98	7.6411×10^{-5}	2.24
10	1.7988×10^{-4}	5.27	2.1102×10^{-3}	61.78	1.3326×10^{-4}	3.90
15	2.5275×10^{-4}	7.40	2.5767×10^{-3}	75.44	1.8390×10^{-4}	5.38
20	3.2561×10^{-4}	9.53	2.9701×10^{-3}	86.96	2.3553×10^{-4}	6.90
25	3.9848×10^{-4}	11.67	3.3166×10^{-3}	97.10	2.8036×10^{-4}	8.21
30	4.7134×10^{-4}	13.80	3.6299×10^{-3}	106.28	3.1558×10^{-4}	9.24
35	5.4420×10^{-4}	15.93	3.9180×10^{-3}	114.71	3.4012×10^{-4}	9.96
40	6.1707×10^{-4}	18.07	4.1862×10^{-3}	122.56	3.4988×10^{-4}	10.24

Tabela A.2 - Caudal de ar escoado e rácio caudal mássico de ar escoado/injetado para jatos de ar nas condições de fronteira *free-slip* e *no-slip* (Simulação 5.1.1 vs. Simulação 5.1.2)

Posição axial [mm]	Free-slip		No-slip	
	Caudal mássico [kg/s]	$\dot{m}_{esc}/\dot{m}_{inj}$	Caudal mássico [kg/s]	$\dot{m}_{esc}/\dot{m}_{inj}$
0	1.7832×10^{-4}	5.22	3.4155×10^{-5}	1
5	1.8606×10^{-4}	5.45	7.6411×10^{-5}	2.24
10	2.1103×10^{-4}	6.18	1.3326×10^{-4}	3.90
15	2.4229×10^{-4}	7.09	1.8390×10^{-4}	5.38
20	2.7784×10^{-4}	8.13	2.3553×10^{-4}	6.90
25	3.1520×10^{-4}	9.23	2.8036×10^{-4}	8.21
30	3.4814×10^{-4}	10.19	3.1558×10^{-4}	9.24
35	3.7219×10^{-4}	10.90	3.4012×10^{-4}	9.96
40	3.8232×10^{-4}	11.19	3.4988×10^{-4}	10.24

Tabela A.3 - Razão entre os caudais mássicos de ar escoado e injetado para diferentes velocidades de injeção (condições semelhantes à Simulação 5.1.1, mas com variação do caudal mássico injetado)

Posição axial [mm]	$\dot{m}_{esc}/\dot{m}_{inj}$			
	$u_{inj} = 10 \text{ m/s}$	$u_{inj} = 30 \text{ m/s}$	$u_{inj} = 90 \text{ m/s}$	$u_{inj} = 120 \text{ m/s}$
0	4.3452	4.3518	5.7089	5.4105
5	4.8811	4.7484	5.7954	5.5611
10	6.8043	6.0468	6.3079	6.1541
15	8.9544	7.4608	6.9836	6.9019
20	10.8918	8.8287	7.7821	7.7767
25	12.5895	10.1219	8.6334	8.6965
30	13.8784	11.1754	9.3887	9.4908
35	14.6629	11.8710	9.9656	10.0630
40	14.9270	12.1292	10.2385	10.3273

Tabela A.4 - Coeficiente de *entrainment*, C_e , para diferentes velocidades de injeção (condições semelhantes à Simulação 5.1.1, mas com variação do caudal mássico injetado)

Posição axial [mm]	C_e			
	$u_{inj} = 10 \text{ m/s}$	$u_{inj} = 30 \text{ m/s}$	$u_{inj} = 90 \text{ m/s}$	$u_{inj} = 120 \text{ m/s}$
5	0.732	0.712	0.869	0.834
10	0.510	0.454	0.473	0.462
15	0.448	0.373	0.349	0.345
20	0.408	0.331	0.292	0.292
25	0.378	0.304	0.259	0.261
30	0.347	0.279	0.235	0.237
35	0.314	0.254	0.214	0.216
40	0.280	0.227	0.192	0.194

Tabela A.5 - Caudal de ar arrastado e rácio caudal mássico de ar/combustível para jatos de diferentes combustíveis (Simulações 5.1.3 (i) – metano, (ii) – propano e (iii) – butano)

	Metano (CH_4)		Propano (C_3H_8)		Butano (C_4H_{10})	
Posição axial [mm]	Caudal mássico [kg/s]	$\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{inj}$	Caudal mássico [kg/s]	$\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{inj}$	Caudal mássico [kg/s]	$\dot{m}_{ar}/\dot{m}_{inj}$
0	0.0000	0.00	0.0000	0.00	0.0000	0.00
5	1.1609×10^{-5}	1.51	3.5632×10^{-5}	1.04	4.1640×10^{-5}	1.22
10	1.2035×10^{-4}	3.52	8.1457×10^{-5}	2.38	9.4274×10^{-5}	2.76
15	1.9551×10^{-4}	5.72	1.2593×10^{-4}	3.69	1.3919×10^{-4}	4.08
20	2.7679×10^{-4}	8.10	1.6828×10^{-4}	4.93	1.7983×10^{-4}	5.27
25	3.5248×10^{-4}	10.32	2.0457×10^{-4}	5.99	2.1502×10^{-4}	6.30
30	4.3415×10^{-4}	12.71	2.3540×10^{-4}	6.89	2.4282×10^{-4}	7.11
35	4.7755×10^{-4}	13.98	2.5529×10^{-4}	7.47	2.6072×10^{-4}	7.63
40	4.9009×10^{-4}	14.35	2.6339×10^{-4}	7.71	2.6664×10^{-4}	7.81