

Estudo Numérico do Processo de Mistura de Jactos Coaxiais Confinados



Fernando Manuel da Silva Pereira das Neves

Dissertação de Mestrado em Engenharia Aeronáutica
apresentada à Universidade da Beira Interior



Universidade da Beira Interior
Covilhã
Junho de 2008

**Estudo Numérico do Processo de Mistura de
Jatos Coaxiais Confinados**

Resumo

A mistura turbulenta de jactos coaxiais confinados é um complexo processo dinâmico com muitas aplicações práticas, como em ejectores, bombas a jacto, queimadores industriais, câmaras de combustão de motores a jacto, foguetes nucleares gasosos, câmaras de mistura, afterburners¹, motores turbofan. Nestas últimas aplicações, o confinamento é também de interesse fundamental, porque envolve certos fenómenos de interacção de escoamentos turbulentos, cujos detalhes não estão ainda quantitativamente completamente entendidos.

Tem havido estudos do comportamento aerodinâmico de jactos coaxiais em diferentes tipos de geométricas e com diferentes parâmetros operacionais com diferentes motivações. Enquanto que uma larga escala de relações de diâmetros foi investigada no passado, praticamente não há registo de trabalhos para diâmetros inferiores a 2, que é o caso dos motores turbofan com muito baixo bypass², com razões de bypass de 0.3 ou inferior.

Recentemente, foram publicadas algumas medidas detalhadas, obtidas com LDV (Velocimetria Laser) de velocidades médias e intensidade de turbulência, bem como a pressão estática e total acerca desta gama de razões de velocidade com relevância no presente contexto. Contudo, para além da influência das razões de velocidade no processo de mistura turbulenta, existem muitos outros parâmetros que influenciam o processo de mistura turbulenta. Este trabalho é dedicado ao estudo do efeito dos níveis da turbulência inicial no processo de mistura turbulenta dos jactos coaxiais confinados, que recebeu pouca atenção no passado.

Os resultados mostram que o efeito da variação da intensidade de turbulência do jacto interior está associado a um padrão de distribuição da energia cinética turbulenta, k , que é praticamente constante, havendo o aparecimento de uma zona de recirculação numa localização praticamente constante a jusante.

No caso do efeito da variação da intensidade de turbulência do jacto exterior, a zona de recirculação muda de posição e recua até ao desaparecimento no limite máximo, ou seja, a variação do jacto exterior tem muita influência, predomina.

Palavras-chave: jactos coaxiais, mistura, turbulência.

¹ Extra incinerador imediatamente a montante do final do bico (pós-queimador).

² Ar que não passa pelo sistema do núcleo de compressão, nem pelo sistema do combustor e da turbina.

Abstract

Turbulent mixing of confined co-axial jets is a complex dynamic process with many practical applications such as ejectors, jet pumps, industrial burners, jet engine combustion chambers, gaseous nuclear rockets, mixing chambers, afterburners, turbofan engine. In this latter applications the confinement is also of basic interest because it involves a certain interacting turbulent flow phenomena, the details of which are not yet fully understood quantitatively (Ahmed³ and Sharma⁴, 2000).

There have been studies of different geometric and operating parameters on the turbulent mixing process of confined co-axial jets with different motivations. While a wide range of diameter ratios has been investigated in the past, no work was reported on diameter ratios below 2, which is the case with many low bypass turbofan engines with bypass ratios of 0.3 and less. Only Ahmed and Sharma (2000) reported recently detailed LDV measurements of mean and turbulence components of velocity as well as the total and static pressures over a range of velocity ratios with relevance in the present context. In their work they analyse the influence of velocity ratio on the turbulent mixing process, but there are many other parameters which influence the turbulent mixing process.

This work will be dedicated to the study the effect of initial turbulence levels of confined co-axial jets on the turbulent mixing process, which has received little attention in the past, and the study of pressure gradient.

³ M. R. Ahmed, *Institute of Fluid Science, Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Sendai 980, Japan*

⁴ S. D. Sharma, *Department of Aerospace Engineering, IIT, Powai, Bombay 400 076, India*

Agradecimentos

Quero agradecer ao meu orientador, Professor Doutor Jorge Manuel Martins Barata, pela sua disponibilidade, encorajamento, ajuda, saber e entusiasmo.

Quero agradecer a ajuda ao Professor Doutor André Resende Rodrigues da Silva, meu Professor de Aerodinâmica II, que me despertou o interesse para a investigação e de onde surgiu a possibilidade de produzir esta dissertação.

Quero agradecer à Eng.^a Maria Emília da Silva Baltazar, minha Professora de Fabricação e Manutenção de Aeronaves, pelo apoio moral prestado nas fases decisivas da minha Licenciatura e Mestrado.

Quero agradecer à minha família, em especial, aos meus pais, pelo encorajamento e confiança.

Fernando Neves
Covilhã, 2008

Índice

RESUMO	III
ABSTRACT	IV
AGRADECIMENTOS	V
ÍNDICE	VI
ÍNDICE DE FIGURAS	VIII
ÍNDICE DE TABELAS	XIII
NOMENCLATURA	XIV
CAPITULO 1.....	1
INTRODUÇÃO	1
MOTIVAÇÃO	7
CAPÍTULO 2.....	9
MÉTODO COMPUTACIONAL	9
INTRODUÇÃO	9
2.1 MODELO MATEMÁTICO	9
2.2 MODELO NUMÉRICO	11
2.3 CONDIÇÕES DE FRONTEIRA	11
CAPÍTULO 3.....	21
RESULTADOS	21
INTRODUÇÃO	21
3.1 ESTUDO DE INDEPENDÊNCIA DE MALHA	22
3.2 INFLUÊNCIA DA RAZÃO DE VELOCIDADES, PARA $\lambda = 0.3; 1.5$ E 6.0	23
3.2.1 <i>Perfis radiais de velocidade média axial, para $\lambda = 0.3$</i>	24
3.2.2 <i>Perfis radiais de velocidade média axial, para $\lambda = 1.5$</i>	27
3.2.3 <i>Perfis radiais de velocidade média axial, para $\lambda = 6.0$</i>	29
3.2.4 <i>Variação longitudinal da velocidade axial, para $\lambda = 0.3; 1.5$ e 6.0</i>	32
3.2.5 <i>Energia cinética turbulenta, para $\lambda = 0.3; 1.5$ e 6.0</i>	34
3.2.6 <i>Componente axial da velocidade, para $\lambda = 0.3; 1.5$ e 6.0</i>	37
3.2.7 <i>Componente radial da velocidade, para $\lambda = 0.3; 1.5$ e 6.0</i>	39
3.3 ESTUDO DO EFEITO DA RAZÃO DE INTENSIDADE DE TURBULÊNCIA Θ , PARA $\Lambda = 6.0$	41
3.3.1 <i>Efeito da variação da intensidade de turbulência do jacto interior</i>	44
3.3.2 <i>Efeito da variação da intensidade de turbulência do jacto exterior</i>	50
3.4 ESTUDO DO EFEITO DO GRADIENTE LONGITUDINAL DA PRESSÃO NA PAREDE, PARA $\Lambda = 6.0$	57
3.4.1 <i>Distribuição de pressão na parede da conduta, para $\lambda = 6.0$</i>	59
3.4.2 <i>Perfis radiais de velocidade média axial, para $\lambda = 6.0$</i>	61

3.4.3	<i>Varição longitudinal da velocidade axial, para $\lambda = 6.0$</i>	64
3.4.4	<i>Estudo comparativo da componente de velocidade axial, para o presente trabalho $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$, e para o presente trabalho $p_{wall} = p_{exp}$, para $\lambda = 6.0$</i>	65
3.4.5	<i>Estudo comparativo da componente de velocidade radial, para o presente trabalho $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$, e para o presente trabalho $p_{wall} = p_{exp}$, para $\lambda = 6.0$</i>	75
	<i>Para o caso $\theta_{large} = 10^\circ$, as legendas apresentam uma amplitude de valores bastante maior do que nos casos anteriores</i>	80
3.4.6	<i>Estudo comparativo da energia cinética turbulenta, para o presente trabalho $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$, e para o presente trabalho $p_{wall} = p_{exp}$, para $\lambda = 6.0$</i>	83
3.4.7	<i>Estudo do efeito da razão de intensidade de turbulência, para o presente trabalho $p_{wall} = p_{exp}$, para $\lambda = 6.0$</i>	92
CAPÍTULO 4		97
	CONCLUSÕES.....	97
REFERÊNCIAS:		99
ANEXO 1 ARTIGO DE M. R. AHMED & S. D. SHARMA [1]		
ANEXO 2 ARTIGOS PUBLICADOS		
ANEXO 3 EXTENDED ABSTRACT DO ARTIGO PARA AIAA		

Índice de Figuras

FIGURA 1 – REGIÃO INICIAL DE JACTOS COAXIAIS CONFINADOS.....	2
FIGURA 2 – EXEMPLO DE UM MOTOR TURBOFAN COM BAIXO <i>BYPASS</i> [32]	7
FIGURA 3 – VISUALIZAÇÃO DA CONFIGURAÇÃO DA ZONA DE SECÇÃO DE TESTE PARA JACTOS COAXIAIS.....	12
FIGURA 4 – VISUALIZAÇÃO DOS JACTOS EXTERIOR, U_o E INTERIOR U_i	12
FIGURA 5 – ESQUEMA ILUSTRATIVO DA INSTALAÇÃO DO TÚNEL DE VENTO UTILIZADO NO TRABALHO EXPERIMENTAL DE AHMED & SHARMA [1].....	13
FIGURA 6 – PERFIL DE VELOCIDADES PARA $A = 0.3$	15
FIGURA 7 – PERFIL DE VELOCIDADES PARA $A = 1.5$	15
FIGURA 8 – PERFIL DE VELOCIDADES PARA $A = 6.0$	15
FIGURA 9 – VISUALIZAÇÃO DE UM ESCOAMENTO LAMINAR [33].....	17
FIGURA 10 – REGIMES NORMALMENTE ACEITES PARA O NÚMERO DE <i>REYNOLDS</i> , EM TUBOS [34].....	17
FIGURA 11 – VISUALIZAÇÃO DE UM ESCOAMENTO TURBULENTO [35].....	18
FIGURA 12 – ESTUDO DA INDEPENDÊNCIA DE MALHA	22
FIGURA 13 – PERFIS RADIAIS DA VELOCIDADE MÉDIA AXIAL PARA $A = 0.3$	24
FIGURA 14 – PERFIS RADIAIS DA VELOCIDADE MÉDIA AXIAL PARA $A = 1.5$	27
FIGURA 15 – PERFIS RADIAIS DA VELOCIDADE MÉDIA AXIAL PARA $A = 6.0$	29
FIGURA 16 -VARIAÇÃO AXIAL DE U : •, VALORES EXPERIMENTAIS DE AHMED E SHARMA [1]; O, TRABALHO PRESENTE.	32
FIGURA 17 – ENERGIA CINÉTICA TURBULENTO PARA O CASO $A = 0.3$	34
FIGURA 18 – ENERGIA CINÉTICA TURBULENTO PARA O CASO $A = 1.5$	34
FIGURA 19 – ENERGIA CINÉTICA TURBULENTO PARA O CASO $A = 6.0$	34
FIGURA 20 – VELOCIDADE MÉDIA AXIAL PARA O CASO $A = 0.3$	37
FIGURA 21 – VELOCIDADE MÉDIA AXIAL PARA O CASO $A = 1.5$	37
FIGURA 22 – VELOCIDADE MÉDIA AXIAL PARA O CASO $A = 6.0$	37
FIGURA 23 – ISOLINHAS DA COMPONENTE RADIAL DA VELOCIDADE MÉDIA, V_r , PARA O CASO DE $A = 0.3$	39
FIGURA 24 – ISOLINHAS DA COMPONENTE RADIAL DA VELOCIDADE MÉDIA, V_r , PARA O CASO DE $A = 1.5$	39
FIGURA 25 – ISOLINHAS DA COMPONENTE RADIAL DA VELOCIDADE MÉDIA, V_r , PARA O CASO DE $A = 6.0$	39
FIGURA 26 – DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTO E “STREAKLINES” PARA $\theta_N = 100000$ E $\theta = 4.4271 \times 10^{-2}$	44
FIGURA 27 – DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTO E “STREAKLINES” PARA $\theta_N = 10000$ E $\theta = 0.14$	44

FIGURA 28 – DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES”	
PARA $\theta_{IN} = 1000$ E $\theta = 0.4427$	44
FIGURA 29 – DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES”	
PARA $\theta_{IN} = 100$ E $\theta = 1.4$	45
FIGURA 30 – DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES”	
PARA $\theta_{IN} = 10$ E $\theta = 4.4271$	45
FIGURA 31 – DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES”	
PARA $\theta_{IN} = 1$ E $\theta = 14$	45
FIGURA 32 – DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES”	
PARA $\theta_{IN} = 10^{-1}$ E $\theta = 44.271$	46
FIGURA 33 – DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES”	
PARA $\theta_{IN} = 10^{-2}$, $\theta = 140$	46
FIGURA 34 – DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES”	
PARA $\theta_{IN} = 10^{-3}$, $\theta = 442.7$	46
FIGURA 35 – DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES”	
PARA $\theta_{IN} = 10^{-4}$, $\theta = 1400$	47
FIGURA 36 – DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES”	
PARA $\theta_{IN} = 10^{-5}$, $\theta = 4427.2$	47
FIGURA 37 – DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES”	
PARA $\theta_{LARGE} = 10^{-5}$ E $\theta = 4.4271 \times 10^{-2}$	50
FIGURA 38 – DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES”	
PARA $\theta_{LARGE} = 10^{-4}$, $\theta = 0.14$	50
FIGURA 39 – DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES”	
PARA $\theta_{LARGE} = 10^{-3}$ E $\theta = 0.4427$	50
FIGURA 40 – DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES”	
PARA $\theta_{LARGE} = 10^{-2}$, $\theta = 1.4$	51
FIGURA 41 – DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES”	
PARA $\theta_{LARGE} = 10^{-1}$, $\theta = 4.427$	51
FIGURA 42 – DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES”	
PARA $\theta_{LARGE} = 1$ E $\theta = 14$	51
FIGURA 43 – DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES”	
PARA $\theta_{LARGE} = 10$ E $\theta = 44.271$	52
FIGURA 44 – DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES”	
PARA $\theta_{LARGE} = 100$, $\theta = 140$	52
FIGURA 45 – DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES”	
PARA $\theta_{LARGE} = 1000$, $\theta = 442.7$	52
FIGURA 46 – DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES”	
PARA $\theta_{LARGE} = 10000$ E $\theta = 1400$	53

FIGURA 47 – DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES” PARA $\theta_{LARGE} = 100000$ E $\theta = 4427.2$	53
FIGURA 48 – DISTRIBUIÇÃO DE PRESSÃO NA PAREDE DA CONDUTA	59
FIGURA 49 – PERFIS RADIAIS DE VELOCIDADE MÉDIA AXIAL, PARA $A= 6.0$, COM GRADIENTE DE PRESSÃO	61
FIGURA 50 – VARIAÇÃO LONGITUDINAL DA VELOCIDADE AXIAL PARA $A = 6.0$	64
FIGURA 51 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE AXIAL DE VELOCIDADE E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{IN} = 100000$, PARA O ESTUDO SEM GRADIENTE DE PRESSÃO	66
FIGURA 52 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE AXIAL DE VELOCIDADE E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{IN} = 100000$, PARA O ESTUDO COM GRADIENTE DE PRESSÃO	66
FIGURA 53 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE AXIAL DE VELOCIDADE E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{IN} = 10^{-5}$, PARA O ESTUDO SEM GRADIENTE DE PRESSÃO	67
FIGURA 54 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE AXIAL DE VELOCIDADE E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{IN} = 10^{-5}$, PARA O ESTUDO COM GRADIENTE DE PRESSÃO	67
FIGURA 55 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE DA VELOCIDADE AXIAL E “STREAKLINES” PARA $\theta_{LARGE} = 10^{-5}$, PARA O TRABALHO SEM GRADIENTE DE PRESSÃO.....	69
FIGURA 56 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE DA VELOCIDADE AXIAL E “STREAKLINES” PARA $\theta_{LARGE} = 10^{-5}$, PARA O TRABALHO COM GRADIENTE DE PRESSÃO.....	69
FIGURA 57 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE DA VELOCIDADE AXIAL E “STREAKLINES” PARA $\theta_{LARGE} = 10^{-2}$, PARA O TRABALHO SEM GRADIENTE DE PRESSÃO.....	70
FIGURA 58 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE DA VELOCIDADE AXIAL E “STREAKLINES” PARA $\theta_{LARGE} = 10^{-2}$, PARA O TRABALHO COM GRADIENTE DE PRESSÃO.....	70
FIGURA 59 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE DA VELOCIDADE AXIAL E “STREAKLINES” PARA $\theta_{LARGE} = 10^1$, PARA O TRABALHO SEM GRADIENTE DE PRESSÃO	71
FIGURA 60 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE DA VELOCIDADE AXIAL E “STREAKLINES” PARA $\theta_{LARGE} = 10^1$, PARA O TRABALHO COM GRADIENTE DE PRESSÃO.....	71
FIGURA 61 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE DA VELOCIDADE AXIAL E “STREAKLINES” PARA $\theta_{LARGE} = 10^2$, PARA O TRABALHO SEM GRADIENTE DE PRESSÃO	72
FIGURA 62 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE DA VELOCIDADE AXIAL E “STREAKLINES” PARA $\theta_{LARGE} = 10^2$, PARA O TRABALHO COM GRADIENTE DE PRESSÃO.....	72
FIGURA 63 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE DA VELOCIDADE AXIAL E “STREAKLINES” PARA $\theta_{LARGE} = 10^3$, PARA O TRABALHO SEM GRADIENTE DE PRESSÃO	74
FIGURA 64 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE DA VELOCIDADE AXIAL E “STREAKLINES” PARA $\theta_{LARGE} = 10^3$, PARA O TRABALHO COM GRADIENTE DE PRESSÃO.....	74
FIGURA 65 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE RADIAL DE VELOCIDADE E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{IN} = 100000$, PARA O ESTUDO SEM GRADIENTE DE PRESSÃO.	75
FIGURA 66 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE RADIAL DE VELOCIDADE E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{IN} = 100000$, PARA O ESTUDO COM GRADIENTE DE PRESSÃO.	75

FIGURA 67 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE RADIAL DE VELOCIDADE E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{IN} = 10^{-5}$, PARA O ESTUDO SEM GRADIENTE DE PRESSÃO.....	76
FIGURA 68 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE RADIAL DE VELOCIDADE E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{IN} = 10^{-5}$, PARA O ESTUDO COM GRADIENTE DE PRESSÃO.	76
FIGURA 69 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE RADIAL DE VELOCIDADE E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{LARGE} = 10^{-5}$, PARA O ESTUDO SEM GRADIENTE DE PRESSÃO.	77
FIGURA 70 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE RADIAL DE VELOCIDADE E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{LARGE} = 10^{-5}$, PARA O ESTUDO COM GRADIENTE DE PRESSÃO.	77
FIGURA 71 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE RADIAL DE VELOCIDADE E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{LARGE} = 10^{-2}$, PARA O ESTUDO SEM GRADIENTE DE PRESSÃO.	78
FIGURA 72 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE RADIAL DE VELOCIDADE E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{LARGE} = 10^{-2}$, PARA O ESTUDO COM GRADIENTE DE PRESSÃO.	78
FIGURA 73 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE RADIAL DE VELOCIDADE E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{LARGE} = 10^1$, PARA O ESTUDO SEM GRADIENTE DE PRESSÃO.	79
FIGURA 74 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE RADIAL DE VELOCIDADE E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{LARGE} = 10^1$, PARA O ESTUDO COM GRADIENTE DE PRESSÃO.	79
FIGURA 75 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE RADIAL DE VELOCIDADE E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{LARGE} = 10^2$, PARA O ESTUDO SEM GRADIENTE DE PRESSÃO.	80
FIGURA 76 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE RADIAL DE VELOCIDADE E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{LARGE} = 10^2$, PARA O ESTUDO COM GRADIENTE DE PRESSÃO.	80
FIGURA 77 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE RADIAL DE VELOCIDADE E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{LARGE} = 10^3$, PARA O ESTUDO SEM GRADIENTE DE PRESSÃO.	81
FIGURA 78 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE RADIAL DE VELOCIDADE E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{LARGE} = 10^3$, PARA O ESTUDO COM GRADIENTE DE PRESSÃO.	81
FIGURA 79 – DISTRIBUIÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{IN} = 10^5$, PARA O ESTUDO SEM GRADIENTE DE PRESSÃO.....	83
FIGURA 80 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE AXIAL DE VELOCIDADE E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{IN} = 10^5$, PARA O ESTUDO COM GRADIENTE DE PRESSÃO.	83
FIGURA 81 – DISTRIBUIÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{IN} = 10^{-5}$, PARA O ESTUDO SEM GRADIENTE DE PRESSÃO.....	84
FIGURA 82 – DISTRIBUIÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{IN} = 10^{-5}$, PARA O ESTUDO COM GRADIENTE DE PRESSÃO.....	84

FIGURA 83 – DISTRIBUIÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{LARGE} = 10^{-5}$, PARA O ESTUDO SEM GRADIENTE DE PRESSÃO.....	86
FIGURA 84 – DISTRIBUIÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{LARGE} = 10^{-5}$, PARA O ESTUDO COM GRADIENTE DE PRESSÃO.....	86
FIGURA 85 – DISTRIBUIÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{LARGE} = 10^{-2}$, PARA O ESTUDO SEM GRADIENTE DE PRESSÃO.....	87
FIGURA 86 – DISTRIBUIÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{LARGE} = 10^{-2}$, PARA O ESTUDO COM GRADIENTE DE PRESSÃO.....	87
FIGURA 87 – DISTRIBUIÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{LARGE} = 10^1$, PARA O ESTUDO SEM GRADIENTE DE PRESSÃO.	88
FIGURA 88 – DISTRIBUIÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{LARGE} = 10^1$, PARA O ESTUDO COM GRADIENTE DE PRESSÃO.....	88
FIGURA 89 – DISTRIBUIÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{LARGE} = 10^2$, PARA O ESTUDO SEM GRADIENTE DE PRESSÃO.	89
FIGURA 90 – DISTRIBUIÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{LARGE} = 10^2$, PARA O ESTUDO COM GRADIENTE DE PRESSÃO.....	89
FIGURA 91 – DISTRIBUIÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{LARGE} = 10^3$, PARA O ESTUDO SEM GRADIENTE DE PRESSÃO.	91
FIGURA 92 – DISTRIBUIÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{LARGE} = 10^3$, PARA O ESTUDO COM GRADIENTE DE PRESSÃO.....	91
FIGURA 93 – DISTRIBUIÇÃO DA COMPONENTE AXIAL DE VELOCIDADE E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{IN} = 10^5$	92
FIGURA 94 – DISTRIBUIÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{IN} = 10^{-5}$	92
FIGURA 95 – DISTRIBUIÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{LARGE} = 10^{-5}$	92
FIGURA 96 – DISTRIBUIÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{LARGE} = 10^{-2}$	93
FIGURA 97 – DISTRIBUIÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{LARGE} = 10^1$	93
FIGURA 98 – DISTRIBUIÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{LARGE} = 10^2$	93
FIGURA 99 – DISTRIBUIÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E “STREAKLINES” PARA $\Theta_{LARGE} = 10^3$	94

Índice de Tabelas

TABELA 1 – EQUAÇÕES DIFERENCIAIS DAS FASES DO FLUÍDO.....	10
TABELA 2 – CONSTANTES DO MODELO TURBULENTO	11
TABELA 3 – VELOCIDADES DOS JACTOS PARA CADA TAXA DE VELOCIDADES	14
TABELA 4 – VALORES DE C_p OBTIDOS POR AHMED & SHARMA [1], AO LONGO DA PAREDE, NA ZONA DE SECÇÃO DE TESTE.....	59

Nomenclatura

$C_\mu, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, C_{\varepsilon 3}$ = Coeficientes no modelo turbulento

k = Energia cinética turbulenta

p = Pressão

u = Velocidade axial, $u = U + u'$

v = Velocidade radial, $v = V + v'$

X = Coordenada axial

Φ = Termo de produção energia cinética turbulenta

Γ = Coeficiente de transporte

ε = Razão de dissipação de energia cinética turbulenta

μ = Viscosidade dinâmica

ν = Viscosidade cinemática

ρ = Densidade

Índices:

$i = i^a$ coordenada

$j = j^a$ coordenada

Capítulo 1

Introdução

A mistura turbulenta de jactos coaxiais confinados é um processo dinâmico complexo que encontra aplicação num grande número de equipamentos de engenharia tais como ejectores, bombas de jacto, queimadores industriais, câmaras de combustão de motores a jacto, foguetes nucleares gasosos, câmaras de mistura de motores turbofan, afterburners, etc. O estudo do comportamento aerodinâmico de jactos coaxiais em diferentes tipos de confinamento tem também um interesse fundamental, porque envolve fenómenos turbulentos de interacção do escoamento, cujos detalhes não são ainda conhecidos quantitativamente [1].

Os parâmetros que estão envolvidos no processo de mistura e que são primariamente responsáveis pela complexidade do processo podem ser de natureza geométrica ou parâmetros operacionais como, por exemplo: razão de velocidades, razão de temperaturas, razão de densidade, compressibilidade, níveis de turbulência dos jactos, gradiente de pressão, interacção entre as paredes e os jactos ou razão de diâmetros entre a conduta de mistura e bocal do jacto interno [2-6].

A complexa natureza da configuração de jactos coaxiais confinados é apresentada na Figura 1. O campo de escoamento que resulta da interacção e mistura de jactos coaxiais pode ser discriminado em três zonas principais de desenvolvimento do escoamento como acima ilustrado.

A zona I é a zona inicial de mistura onde o jacto interno e o jacto externo entram na conduta de mistura com diferentes velocidades axiais uniformes. A zona inicial consiste em duas regiões de escoamento potencial diferentes, A e B, e duas diferentes regiões de escoamento de corte, isto é, o jacto e as regiões das camadas limite, C e D, respectivamente. As regiões de escoamento de corte aumentam em tamanho e as regiões de escoamento potencial diminui em tamanho na direcção do escoamento. O escoamento potencial anular desaparece quando a região de corte e a camada limite na parede se encontram.

A zona II é a zona de mistura intermédia onde ocorre a maior transferência da quantidade de movimento entre os jactos. A região central de escoamento potencial

deixa de existir nesta zona para rácios de velocidades superiores a 1, enquanto que para rácios de velocidade inferiores a 1 ainda existe mas continua a decrescer.

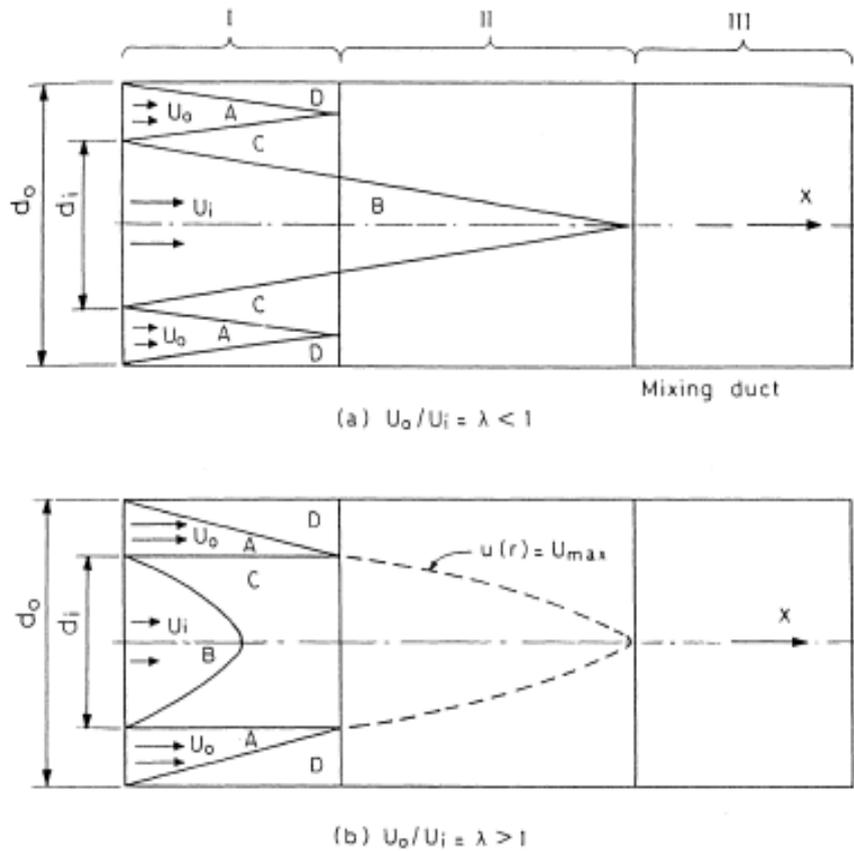


Figura 1 – Região inicial de jactos coaxiais confinados.

A zona III é a zona de mistura completa, em que as condições de escoamento se tornam progressivamente semelhantes às de um único jacto. A jusante, o escoamento torna-se completamente desenvolvido e semelhante (existe uma semelhança entre os perfis de velocidade em cada secção transversal ao longo do eixo axial) e uma análise do tipo de camada limite encontra uma boa relação com dados experimentais.

Na literatura podem ser encontrados diversos estudos efectuados para examinar a influência de alguns parâmetros geométricos e de funcionamento no processo de mistura turbulenta. Acharya [3] realizou uma revisão muito completa dos trabalhos realizados sobre a mistura de jactos entre 1864 e 1951, tendo verificado que nenhum dos estudos conduzidos durante esse período era sobre jactos confinados. Acharya [3] foi o primeiro a fazer uma investigação detalhada e quantitativa para estudar a influência de relações da velocidade e da temperatura no processo de mistura de jactos

confinados. O trabalho que foi feito na mistura de jactos confinados desde então, contribuiu definitivamente para a compreensão do processo complexo da mistura turbulenta. Entretanto, um exame da literatura indica que existem ainda algumas áreas de mistura na conduta, onde pouca atenção foi focalizada. Como mencionado acima,

Acharya [3] fez uma investigação detalhada sobre o efeito da relação da velocidade das duas correntes no processo de mistura turbulenta. Estudou a mistura turbulenta de jactos coaxiais teórica e experimental e concluiu que a fricção turbulenta entre as duas correntes, é maior em jactos confinados do que em jactos não confinados e que o valor absoluto da diferença das velocidades entre as duas correntes influencia consideravelmente a mistura entre os dois jactos realçando a transferência da quantidade de movimento entre eles.

As experiências conduzidas por Zawacki e Weinstein [8] e Rozenman e Weinstein [9] sobre uma larga escala de relações da velocidade mostraram a presença de um vórtice próximo da saída dos jactos para os casos das razões de velocidade elevadas, a que atribuíram uma maior eficácia do processo de mistura turbulenta, resultante da camada de corte entre as duas correntes. Os resultados experimentais para razões de velocidade, λ , menores do que 1 mostraram também que a uniformidade no perfil da velocidade é conseguida muito mais rapidamente para as relações de velocidade mais elevadas [1-3]. Uma gama larga de relações de velocidade, assim coberta por aqueles investigadores, mostra claramente que a razão de velocidades tem uma influência muito forte no processo de mistura turbulenta. A taxa de transferência da quantidade de movimento entre os jactos aumenta quando a relação de velocidades é aumentada, promovendo mais rapidamente a mistura turbulenta, o que pode ser decisivo em muitos casos práticos como, por exemplo, sistemas de combustão e tubeiras de exaustão de turbinas de gás.

Outros estudos dedicados ao efeito do nível de turbulência à saída dos jactos [10,11] mostraram que um nível mais elevado de turbulência favorece mais rapidamente a mistura, mas não revelaram a presença de qualquer zona de recirculação, provavelmente, devido à gama de razões de velocidade em causa. Uma observação similar foi feita a respeito do efeito da rotação (“swirl”)⁵ no processo de mistura turbulenta [12,13]. Foi estudada uma gama alargada de relações entre os diâmetros dos jactos ($2 < \theta < 38$), com relevância para várias aplicações [7]. Nestes trabalhos pode

⁵ Termo em inglês para recirculação

também ser visto que, quando a relação do diâmetro é elevada, a transferência da quantidade de movimento entre os jactos aumenta com $\lambda > 1$ e a uniformidade do perfil de velocidades é conseguida mais rapidamente. Por outro lado, quando a relação do diâmetro é pequena, a transferência da quantidade de movimento entre os jactos aumenta quando a relação da velocidade, λ , é inferior a 1.

Razinsky e Brighton [2] estudaram o efeito da relação entre os diâmetros dos jactos, variando a relação do diâmetro dos jactos de 3 a 6, tendo encontrado níveis ligeiramente mais elevados de turbulência para maiores relações de diâmetros; no entanto, verificou-se que o comprimento requerido para a mistura completa não é muito afectado na gama de relações de diâmetro estudada. Os estudos no efeito da relação do diâmetro em referência à aplicação nos ejectores mostraram que o arrastamento da corrente secundária aumenta linearmente em relação ao diâmetro [13].

Matsumoto et al [15] executaram estudos experimentais sobre a influência das condições da tubeira, tais como a espessura das paredes da tubeira ou a camada limite nas paredes internas e externas da tubeira na região principal dos jacto característicos, para quatro diferentes razões de velocidades, λ , variando de 0.24 a 0.84. Eles verificaram que, para valores pequenos de λ , o decaimento da velocidade e a intensidade de turbulência no eixo central são fortemente afectados pela espessura da parede, enquanto que para valores grandes de λ , a tendência do decaimento da velocidade chega a ser notável e a intensidade de turbulência é muito afectada pela esteira atrás da parede da tubeira com o aumento da espessura da parede.

Nikitopoulos et al. [26], compararam escoamentos não forçados em tubeiras coaxiais axissimétricas (circular) e quadrada com níveis iniciais turbulentos. Através da visualização e medições locais de velocidade, verificaram um ligeiro aumento de mistura em tubeiras quadradas comparativamente com os axissimétricos, facto atribuído aos diferentes perfis de velocidade inicial entre as duas configurações.

Bitting et al, [27] com visualização e medições por DPIV, compararam escoamentos em tubeiras coaxiais axissimétricas (circular) e quadrada, constatando a existência de uma maior transferência de quantidade de movimento em jactos quadrados relativamente aos circulares. Verificaram que a região interna não misturada diminui com a diminuição do rácio de velocidades e observaram recirculação instável e

fenómenos de reversão de escoamento no fim do núcleo do jacto interno, para baixos rácios de velocidade.

Em trabalhos realizados por Favre-Marinet [28,29] mostraram que níveis elevados de turbulência, favorecem uma mistura mais rápida. Uma observação semelhante foi realizada relativamente ao efeito de rotação no processo de mistura turbulenta.

Uma investigação experimental de escoamentos turbulentos rotacionais com aplicação em câmaras de combustão realizada por Ahmed e Nejad [30], indicou que o “swirl” alterou o escoamento e reduziu o comprimento da zona de recirculação.

Balarac e Si-Ameur [31] através de simulação numérica associada com o processo de mistura de jactos coaxiais axissimétricos verificaram que o processo de mistura turbulenta exhibe um carácter intermitente como consequência de injeções de fluido causadas por vórtices em contra-rotação ao longo do escoamento.

Recentemente, Ahmed e Sharma [1] apresentaram uma revisão detalhada dos trabalhos realizados neste campo e, além disso, com medições por LDV e leituras de pressão estática e total, apresentam para sete razões de velocidade, os perfis de velocidade, de intensidade de turbulência, distribuições da velocidade média e queda de pressão total devido ao processo de mistura turbulenta numa configuração coaxial axissimétrica e confinada de baixa razão de “bypass”. Concluíram que o processo de mistura turbulenta depende fortemente da razão de velocidades entre os dois jactos. Verificaram que a queda da pressão total é maior quando o gradiente de velocidades entre os jactos aumenta, enquanto que para razões de velocidade próximas a 1, a queda de pressão é mínima.

O objectivo desta dissertação é estudar o processo de mistura de jactos coaxiais confinados, com razões de diâmetro inferior a 2, que é o caso dos motores turbofan com bypass muito baixo.

Neste capítulo é apresentada uma revisão bibliográfica com enquadramento no estado da arte e a relevância prática dos resultados da informação disponível acerca de processos de mistura turbulenta de jactos coaxiais confinados. No segundo capítulo, é descrito o método computacional usado onde se descrevem respectivamente o seu modelo matemático e numérico e as condições de fronteira. No terceiro capítulo é feito o estudo numérico, com a selecção de casos de teste, teste de independência de malha e validação do método computacional, bem como o estudo numérico da influência dos

níveis de turbulência iniciais, e estudo do gradiente de pressão na parede da conduta. O quarto capítulo engloba as conclusões principais.

Motivação

A mistura turbulenta de jactos coaxiais confinados é um processo complexo que tem uma grande aplicação prática, conforme foi descrito na secção anterior.

Na sua maioria, nos escoamentos reais da engenharia, é desejável alcançar uma mistura completa no comprimento mais curto possível, de forma a conseguir melhores eficiências. Para realçar a taxa de mistura, um conceito de mistura forçada foi adoptado na prática. Um dos meios de conseguir isto é mudando a diferença da velocidade entre os dois escoamentos. Esta aplicação em sistemas de injeção de combustível, é bastante interessante, porque se obtém uma melhor homogeneização de mistura ar-combustível, o que leva a melhores rendimentos e eficiências.

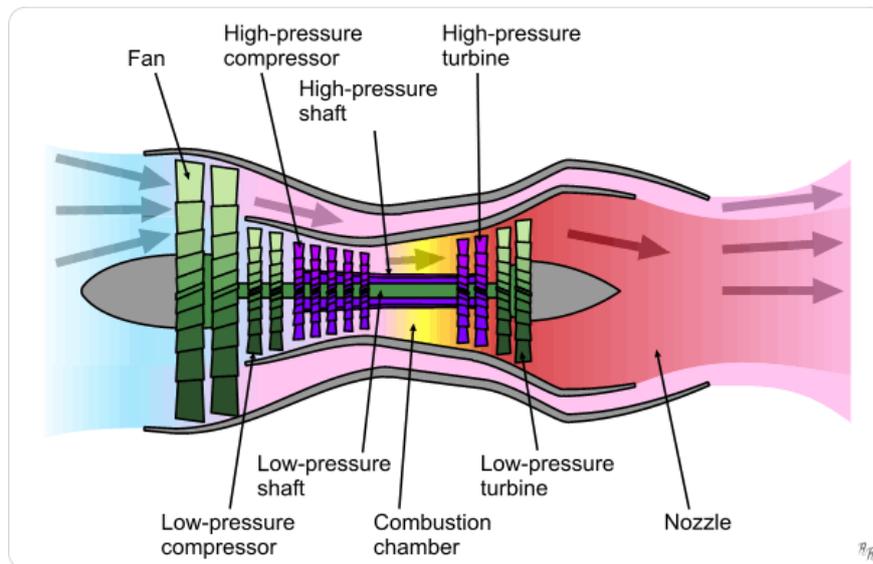


Figura 2 – Exemplo de um motor turbofan com baixo *bypass* [32]

No caso específico dos motores turbofan existe interesse particularmente na redução do gradiente de temperatura entre o jacto à saída do motor e a temperatura ambiente, conseguindo-se assim uma menor formação de ruído. A quase totalidade dos estudos até à data usou razões de diâmetro superiores a 2 e, por isso, são pouco relevantes para o caso de motores a jacto turbofan (que usam razões de *bypass* inferiores ou iguais a 0.3).

Ahmed e Sharma (2000), [1] fizeram um estudo com interesse para esta aplicação aeronáutica, mas apenas estudaram a influência da razão de velocidades.

Na presente dissertação, seguindo as sugestões de Ahmed e Sharma [1], foi estudada a influência da intensidade de turbulência à saída de cada jacto. No decorrer do trabalho verificou-se que existem outros parâmetros com interesse, tendo-se confirmado que o gradiente longitudinal de pressão é um deles, sendo esta a maior contribuição para o estado actual do conhecimento nesta área.

Capítulo 2

Método Computacional

Introdução

As potencialidades rapidamente crescentes da Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD) dão lugar a uma necessidade de alta qualidade dos dados experimentais extensivos às configurações do escoamento que possam ser usadas como casos do teste para a validação de códigos numéricos.

2.1 Modelo Matemático

O modelo matemático consiste da resolução numérica das equações da continuidade e da quantidade de movimento. A turbulência é modelada pelo modelo de turbulência “k-ε”.

As equações usadas são constituídas por um sistema de equações diferenciais às derivadas parciais, que podem ser escritas numa forma geral como:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u \phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v \phi) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + S_{\phi} \quad (1)$$

onde ϕ pode representar qualquer velocidade, energia cinética turbulenta (k), taxa de dissipação da energia cinética turbulenta (ϵ), ou alguma propriedade escalar, e Γ_{ϕ} e S_{ϕ} assumem valores diferentes para qualquer ϕ particular como mostra a tabela 1.

ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
1	0	0
U	μ_T	$-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_T \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_T \frac{\partial V}{\partial r} \right)$
V	μ_T	$-\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_T \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_T \frac{\partial V}{\partial r} \right) - 2 \mu_T \frac{V}{r^2}$
k	$\frac{\mu_T}{\sigma_k}$	$\Phi - \rho \varepsilon$
ε	$\frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon}$	$C_{\varepsilon 1} \Phi \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}$

Tabela 1 – Equações diferenciais das fases do fluido

Onde:

$$\Phi = \mu_T \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{V}{r} \right)^2 \right] + \left[\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial x} \right]^2 \right\} \quad (2)$$

Os termos de difusão turbulenta são aproximados às duas equações do modelo “k- ε ” descrito em detalhe por *Lauder and Spalding*. As tensões de Reynolds estão relacionadas com a razão de tensões pela seguinte equação:

$$\overline{\rho u_i' u_j'} = -\mu_T \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k \quad (3)$$

onde μ_T é a viscosidade turbulenta, que é derivada do modelo turbulento e expressa por:

$$\mu_T = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4)$$

As constantes do modelo turbulento que são usadas são as indicadas por *Lauder and Spalding* que têm dado um bom resultado num grande número de escoamentos, e estão sumariadas na tabela 2 em baixo:

C_μ	C_1	C_2	σ_k	σ_E
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

Tabela 2 – Constantes do modelo turbulento

2.2 Modelo Numérico

As equações fundamentais, que governam os escoamentos turbulento e incompressíveis, anteriormente expostas, são resolvidas para o caso presente usando o código TEACH. O programa foi escrito para escoamentos turbulentos bidimensionais, permanentes, incompressíveis, planos ou axissimétricos, mas também pode ser alterado para escoamentos compressíveis, não permanentes ou tridimensionais. A resolução das equações é feita pelo método das diferenças finitas e, para o cálculo da pressão e das velocidades, é utilizado o método TDMA (linha por linha).

2.3 Condições de Fronteira

As condições de fronteira necessárias para recriar as condições do trabalho experimental de Ahmed & Sharma [1] são:

- Parede a norte;
- Eixo de simetria a sul;
- Perfis de velocidade constantes à saída dos jactos;
- Escoamento semelhante à saída do tubo.

Neste trabalho experimental de Ahmed & Sharma [24] foi utilizado o mesmo túnel de vento [1], com uma secção de teste cilíndrica, com um diâmetro de 380mm e um comprimento de 1000 mm, como ilustrado Figura 3.

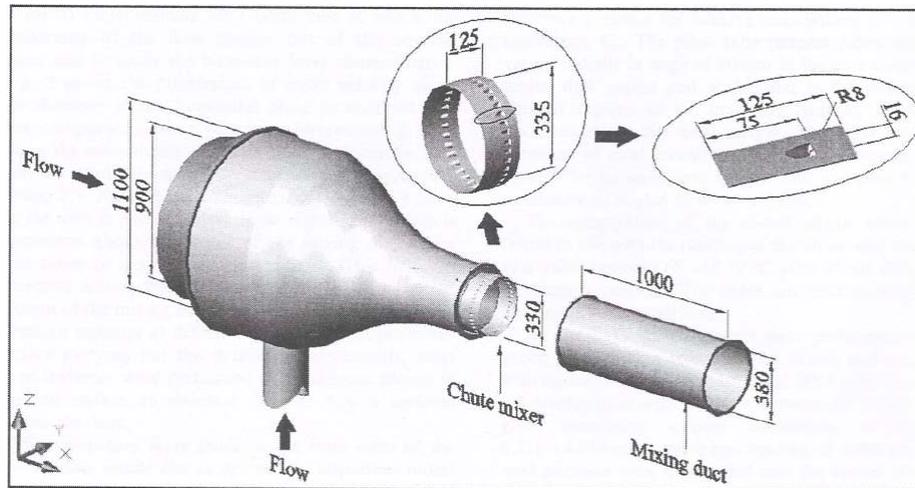


Figura 3 – Visualização da configuração da zona de secção de teste para jactos coaxiais.

O raio da secção da zona de teste é 190 mm. O jacto exterior tem um perfil de velocidades com 25 mm. O jacto interior ocupa os 165 mm internos, até ao eixo de simetria, conforme ilustrado na Figura 3.

λ , é a razão ou taxa de velocidade entre o jacto exterior e o jacto interior, como tal é um parâmetro adimensional.

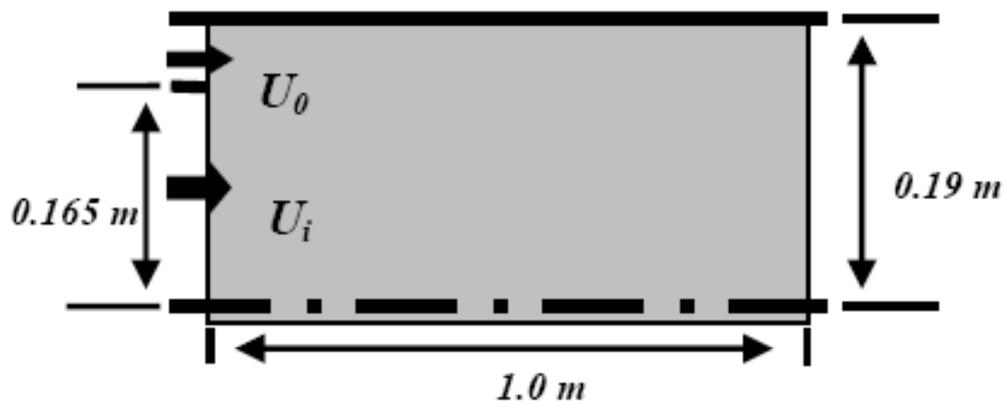


Figura 4 – Visualização dos jactos exterior, U_0 e interior U_i .

O esquema ilustrativo da montagem do túnel de vento para o trabalho experimental [1] está representado na Figura 5.

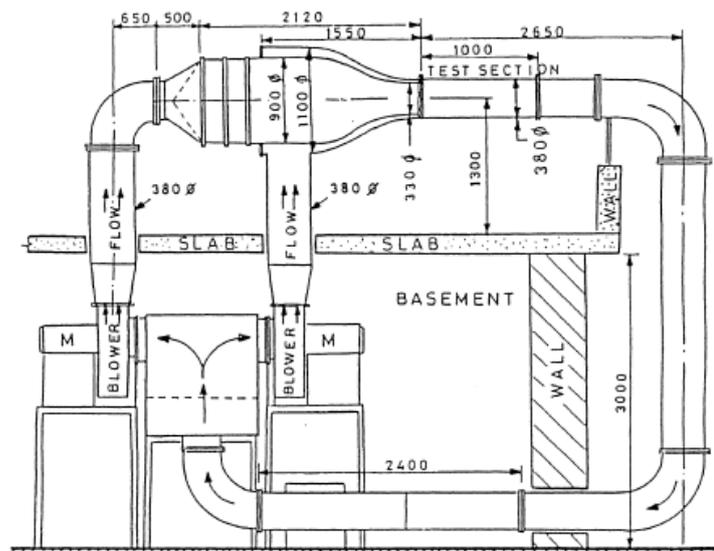


Figura 5 – Esquema ilustrativo da instalação do túnel de vento utilizado no trabalho experimental de Ahmed & Sharma [1]

O fluxo de ar do túnel é gerado através de dois ventiladores centrífugos idênticos, com descarga nominal de $4.5\text{m}^3/\text{s}$ para a totalidade da pressão de 300 mm de coluna de água, ligadas em paralelo através de uma câmara. Dois motores de corrente alternada, cada um com 30 kW de potência e uma velocidade máxima de 3000 rpm, estão directamente atrelados aos ventiladores. O fluxo é guiado por duas contrações independentes em forma de pêra para secção de zona de testes. A câmara de estabilização tem no seu interior, diâmetros concêntricos independentes: um de 1100 mm, que fornece o jacto exterior, e um de 900 mm, que fornece o jacto interior. As contrações concêntricas que ligam à zona de secção de testes, na entrada desta reduzem os respectivos diâmetros para 380 e 330 mm, respectivamente

As medições iniciais da velocidade do escoamento foram realizadas com um tubo de pitot, o que confirmou a uniformidade do escoamento. Foi assegurado que o escoamento fosse axissimétrico e foram efectuados, neste artigo, estudos para sete razões de velocidade: $\lambda = 0.3; 0.6; 1.3; 1.5; 3.0; 6.0; 10.0$. O artigo apresenta apenas, contudo, resultados para quatro taxas de velocidade. $\lambda = 0.3; 1.5; 6.0; 10.0$. Este trabalho foi usado para validar o método computacional, sendo possível comparar os valores obtidos para estas quatro situações. No entanto, como foi encontrada uma recirculação para o caso de $\lambda = 6.0$, o estudo da razão de velocidades de $\lambda = 10$ não foi efectuado.

O programa foi devidamente modificado para as condições da zona da secção de teste cilíndrica de Ahmed e Sharma [24] e com o mesmo fluido, que neste caso é o ar.

As velocidades dos jactos coaxiais foram também modificadas, de acordo com os valores expostos na Tabela 3, para cada razão de velocidades.

$\lambda (U_o/U_i)$	$U_o (m/s)$	$U_i (m/s)$	$U_m (m/s)$	Re
0.3	12.9	37.65	30.86	5.6×10^5
0.6	23.1	37.1	32.89	6.0×10^5
1.3	48.0	36.5	37.12	6.7×10^5
1.5	55.7	36.3	38.1	7.0×10^5
3.0	69.3	22.6	31.30	5.7×10^5
6.0	80.8	13.1	27.41	5.0×10^5
10.0	84.5	8.45	22.90	4.2×10^5

Tabela 3 – Velocidades dos jactos para cada taxa de velocidades.

Nesta Tabela, U_o é a velocidade principal da região anelar do escoamento, U_i , a velocidade principal do centro do escoamento e U_m , a velocidade média da massa. Aparece ainda o valor do número de Reynolds⁶, Re , referente a cada taxa de velocidades. Dos valores do Tabela 3, é possível verificar que para as taxas de velocidade apresentadas, a velocidade média de massa U_m apresenta o seu valor máximo para $\lambda = 1.5$, apresentando mesmo os valores mais baixos para $\lambda = 6.0$ e $\lambda = 10.0$.

O valor de Re segue o mesmo padrão, uma vez que está adimensionalizado pela velocidade média de massa.

Neste trabalho foram estudados os casos de $\lambda = 0.3$; 1.5 e 6.0, cujos perfis de velocidade estão ilustrados esquematicamente nas Figuras 6, 7 e 8, respectivamente. Os valores usados para as velocidades dos jactos interiores e exterior são iguais aos que foram ensaiados no trabalho experimental. Os diâmetros dos jactos (e, conseqüentemente, dos dois perfis) encontram-se à escala, para ter uma melhor noção da influência de cada um deles para cada razão de velocidades.

⁶ - O seu nome vem de *Osborne Reynolds* (1842 – 1912), físico e engenheiro irlandês.

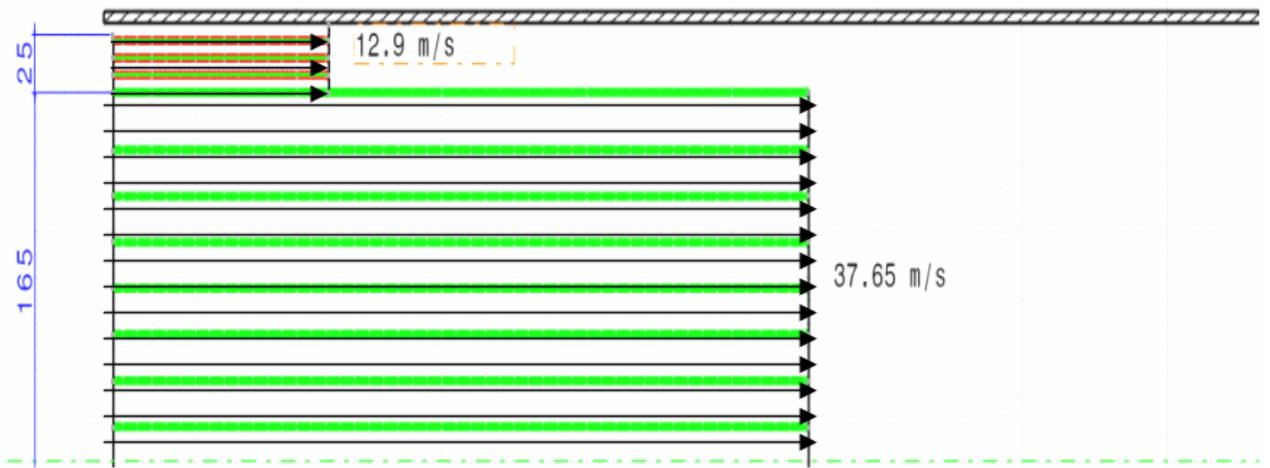


Figura 6 – Perfil de velocidades para $\lambda = 0.3$



Figura 7 – Perfil de velocidades para $\lambda = 1.5$



Figura 8 – Perfil de velocidades para $\lambda = 6.0$

Como se sabe, quando a velocidade de um fluido, que se escoar num tubo, excede certo valor crítico (de transição), o regime de escoamento passa de laminar a turbulento, excepto numa camada extremamente fina junto à parede do tubo, chamada camada limite, onde o escoamento permanece laminar. Para além da camada limite, onde o escoamento é turbulento, o movimento do fluido é altamente irregular, caracterizado por vórtices locais e um grande aumento na resistência ao escoamento.

O regime de escoamento, se laminar ou turbulento, é determinado pela seguinte quantidade adimensional, chamada número de *Reynolds*. O seu significado físico é um quociente de forças: forças de inércia e forças de viscosidade. É expresso como:

$$\text{Re} = \frac{\rho v D}{\mu} \quad (5)$$

onde:

- v - Velocidade média do fluido;
- D - Distância característica do escoamento, o diâmetro para o escoamento no tubo;
- μ - Viscosidade dinâmica do fluido;
- ρ - Densidade do fluido.

Devido à variação dos parâmetros na equação anterior, cada fluido apresentará regimes com intervalos de valores diferentes.

Escoamento laminar é o tipo de escoamento onde existe um mínimo de agitação das várias camadas do fluido. As diferentes secções do fluido deslocam-se em planos paralelos, ou em círculos concêntricos coaxiais (tubo cilíndrico), sem se misturar. Um escoamento laminar é definido como um escoamento em que o vector velocidade é aproximadamente constante em cada ponto do fluido [33].

Num escoamento laminar as linhas de corrente não se cruzam, tal como descrito pela Figura 9.

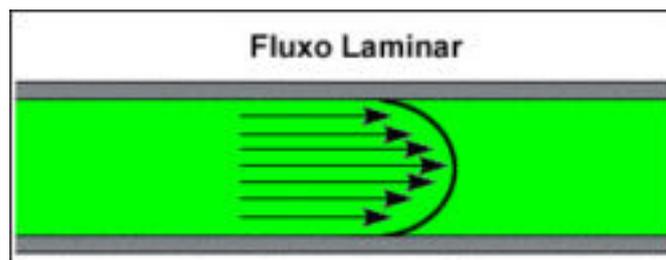


Figura 9 – Visualização de um escoamento laminar [33].

Entre estes dois regimes, existe ainda um regime de transição de um para o outro, Re_{tr} . Para o ar, tal como para a água, por exemplo, este regime tem um intervalo de valores, que difere um pouco de autor para autor, mas no caso de tubos é normalmente aceite o valor de 2300, como ilustra a Figura 10.

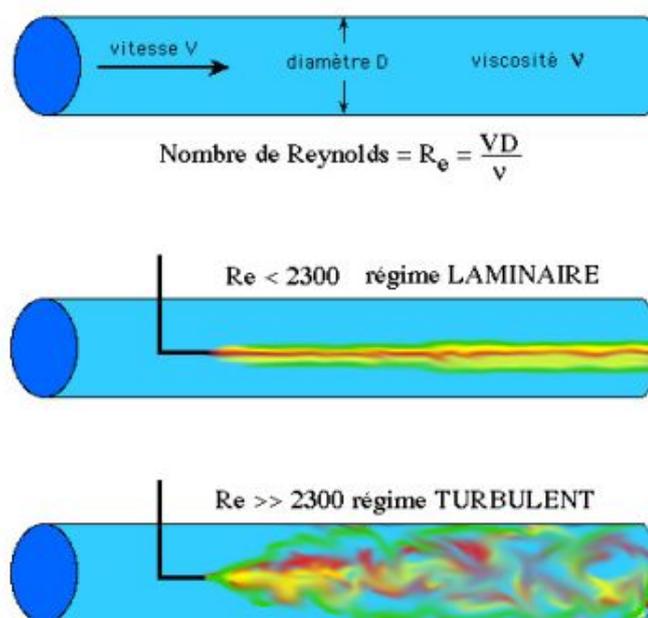


Figura 10 – Regimes normalmente aceites para o número de *Reynolds*, em tubos [34]

Para as razões de velocidade estudadas, $\lambda = 0.3$; 1.5 e 6.0, os valores de Reynolds obtidos pelos autores do artigo foram, respectivamente, 5.6×10^5 , 7.0×10^5 e 5.0×10^5 . Estamos por isso claramente, na gama de escoamento turbulento.

Escoamento turbulento ou simplesmente turbulência é o escoamento de um fluido em que as partículas se misturam de forma não linear, isto é, de forma caótica com turbulência e recirculação, em oposição ao escoamento laminar. A transição de regime laminar a turbulento, deve-se à ampliação de pequenas perturbações existentes no

próprio escoamento ou no seu confinamento. Podem ser vibrações mecânicas da estrutura, ondas de pressão associadas a ruído acústico, etc. [35].



Figura 11 – Visualização de um escoamento turbulento [35].

O número de Reynolds constitui a base do comportamento de sistemas reais, pelo uso de modelos reduzidos. Um exemplo comum é o túnel aerodinâmico onde se medem forças desta natureza em modelos de asas de aviões. Quando os modelos têm similaridade geométrica e cinemática, diz-se terem similaridade dinâmica. A similaridade geométrica é dada por modelos em escala, podendo esta mesma escala, ser linear, superficial ou volumétrica. Consideramos no caso a volumétrica. Se um modelo se movimenta em velocidades, direcções e tempos proporcionais ao modelo real, diz-se que eles têm similaridade cinemática. Pode-se dizer que dois sistemas são dinamicamente semelhantes se o número de Reynolds for o mesmo para ambos.

O que se entende por turbulência, pode ter uma das suas melhores definições, por aquela apresentada por Peter Bradshaw. A sua tradução literal é a seguinte [25]:

“Turbulência é um movimento tridimensional dependente do tempo no qual estiramento de vórtices faz com que flutuações de velocidade se estendam a todos os comprimentos de onda, entre um mínimo determinado por forças viscosas e um máximo determinado pelas condições fronteira do escoamento. É o estado usual do movimento de fluidos excepto a baixos números de Reynolds.”

Estamos, portanto, neste caso em presença de um escoamento que irá ser dominado por fenómenos de estiramento e rotação de vórtices, cujo comprimento de onda máximo será substancialmente diferente para o jacto interior e o jacto exterior. Ambos os jactos terão à sua saída para o espaço confinado possibilidade de alojarem turbilhões maiores (maiores comprimentos de onda), mas a diferença será mais acentuada para o jacto anelar, sendo o escoamento final resultante do balanço dos diversos termos que contribuem para a produção da energia cinética turbulenta, nomeadamente quando a razão de velocidades entre os dois jactos é mais acentuada. Para as razões de velocidades mais elevadas, na interface entre os dois jactos haverá um transporte de energia pelo campo médio muito ampliado ao mesmo tempo que a produção de energia cinética também aumenta devido aos gradientes de velocidade elevados e, conseqüentemente, o transporte pelo campo flutuante também será muito acentuado.

Capítulo 3

Resultados

Introdução

Neste capítulo, vão ser apresentados os resultados obtidos do estudo numérico efectuado.

No primeiro subcapítulo começa-se pela apresentação da validação dos resultados, com o estudo da independência de malha, passando depois, no segundo subcapítulo, para o estudo comparativo de resultados obtidos, para o presente trabalho e para o trabalho experimental [1], para três diferentes razões de velocidade dos jactos, $\lambda = 0.3, 1.5$ e 6.0 , onde é feita a descrição dos resultados obtidos. É apresentada a variação longitudinal da velocidade axial para os dois estudos, também para efeitos comparativos, bem como a descrição dos resultados. Para o presente trabalho, são apresentados os resultados obtidos, para as três razões de velocidade acima referidas, para a energia cinética turbulenta, para a componente da velocidade axial e radial, onde são descritos os resultados. No terceiro subcapítulo, também só para o presente trabalho, mas exclusivamente para a razão de velocidade $\lambda = 6.0$, o estudo é dedicado ao efeito da razão de intensidade de turbulência, θ , para onze diferentes ordens de grandeza de cada jacto, bem como a descrição dos resultados obtidos. No quarto subcapítulo, ao estudo do presente trabalho, é adicionado o gradiente longitudinal de pressão na parede, para comparação dos resultados obtidos anteriormente com o presente trabalho inicial e com os resultados obtidos no trabalho experimental [1]. A dedicação neste subcapítulo, reporta-se em exclusivo à razão de velocidade $\lambda = 6.0$. Ao presente trabalho, sem o gradiente longitudinal de pressão, vai ser chamado de $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$. Inicialmente, é feito o estudo comparativo para os três trabalhos, da distribuição de pressão na parede da conduta, bem como a descrição dos resultados. É apresentado novamente um estudo sobre os perfis radiais da velocidade média axial, e da variação axial da velocidade, para os três trabalhos descritos, bem como a descrição dos resultados. É apresentado um estudo comparativo da componente axial e radial da velocidade e da energia cinética turbulenta, entre os dois estudos do presente trabalho e a sua descrição de resultados.

3.1 Estudo de independência de malha

Com a finalidade de estudar a independência de malha e a malha a utilizar, foram simulados 3 malhas diferentes. A primeira simulação foi feita para uma malha de 16 x 16. As malhas seguintes foram a multiplicação da malha anterior pela raiz quadrada de dois com um arredondamento para um número inteiro, correspondendo à redução da área de cada volume de controlo para metade.

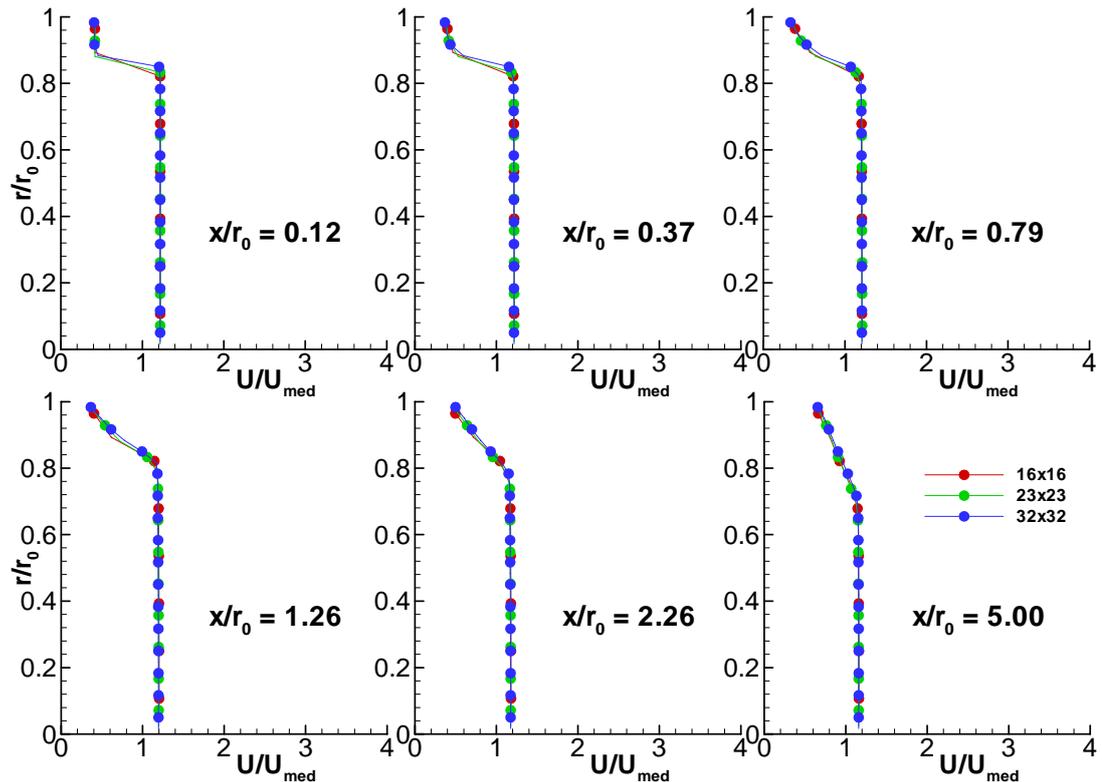


Figura 12 – Estudo da independência de malha.

Assim, foram simuladas ainda uma malha de 23 x 23 e outra de 32 x 32. Como pode ser observado na figura 12, as três malhas analisadas fornecem resultados bastante próximos. Para o estudo pretendido, temos de ter a garantia de que a malha é suficientemente refinada para que os erros numéricos sejam pequenos e, portanto, aceitáveis. Em suma pode-se dizer que consoante se refina a malha, os resultados são praticamente os mesmos, logo prova-se que os resultados obtidos com a malha de 23 x 23 pontos já podem ser considerados independentes da dimensão da malha, ou seja, esta não influencia os resultados.

O número de simulações efectuado para a independência de malha foi de três, com o propósito de ser escolhida a malha que estivesse entre duas em que fosse

verificada a independência. Como foi verificada esta situação, a malha escolhida para este trabalho, foi a 23×23 . Por se ter conseguido este resultado e também por uma questão de custos computacionais, não se procedeu ao refinamento da malha.

3.2 Influência da razão de velocidades, para $\lambda = 0.3$; 1.5 e 6.0

Antes do estudo da influência da razão de intensidades de turbulência e do estudo do gradiente de pressão, que é o objectivo do presente trabalho, o método computacional foi testado recorrendo aos dados experimentais de Ahmed e Sharma [1], tendo revelado boas capacidades para a simulação do escoamento presente, conforme se descreve a seguir.

As figuras 13, 14 e 15 mostram os perfis de velocidade média para cada razão de velocidades, respectivamente $\lambda = 0.3$; 1.5 e 6.0.

Para cada uma das diferentes razões de velocidade, Ahmed e Sharma [1] apresentaram seis estações longitudinais, tendo obtido com LDV (Velocimetria Laser) as componentes média e flutuante da velocidade e as tensões de Reynolds em 27 a 35 pontos por cada estação.

No presente trabalho são efectuadas comparações nas mesmas estações. No eixo vertical, aparecem os valores de r/r_0 , que são as coordenadas radiais, r , adimensionalizadas pelo raio interior da secção de teste (r_0). Neste eixo, pode ser lida a distância do eixo de simetria até à parede superior da zona de secção de teste, adimensionalmente. Qualquer ponto em cima do eixo de simetria, toma valor $r/r_0 = 0$ e qualquer ponto na parede, toma valor $r/r_0 = 1$.

No eixo horizontal, aparecem os valores de U/U_m , que são as velocidades axiais ao longo do escoamento, U , adimensionalizadas pela velocidade média $U_m = U_{med}$. Os valores lidos nos gráficos são obtidos em x/r_0 , em que x é a coordenada axial adimensionalizada ao longo do escoamento. Cada valor de x/r_0 é uma estação longitudinal, que fornece valores de razões de velocidade, em função da distância ao eixo de simetria.

Nas figuras seguintes, aparecem em simultâneo os cálculos do presente trabalho e as medições feitas pelos autores do artigo. Estes gráficos foram sobrepostos com a ajuda do programa *Grapher*, que permite criar gráficos idênticos a outros já existentes e com ajuda dos ficheiros de dados do *Tecplot-8*, permite sobrepor os dados de várias

experiências. Os resultados obtidos no presente trabalho aparecem a vermelho e os resultados de Ahmed e Sharma [1] aparecem a verde.

Na última estação de $\lambda = 0.3$, a azul são também incluídas as medições efectuadas por Razinsky e Brighton [3], para $\lambda = 0.33$ e $x/r_0 = 5.3$, com doze pontos de medição.

Na última estação de $\lambda = 6.0$, também a azul, aparece uma medição efectuada por Kulik et al. [20], realizada para $\lambda = 5.8$ e $x/r_0 = 5.13$, igualmente com doze pontos de medição.

3.2.1 Perfis radiais de velocidade média axial, para $\lambda = 0.3$

Na figura 13 apresentam-se os perfis radiais de velocidade para o caso da velocidade do jacto exterior, U_o , igual a 12.9 m/s, a velocidade do jacto interior, U_i , de 37.65 m/s e a velocidade média U_m , de 30.86 m/s.

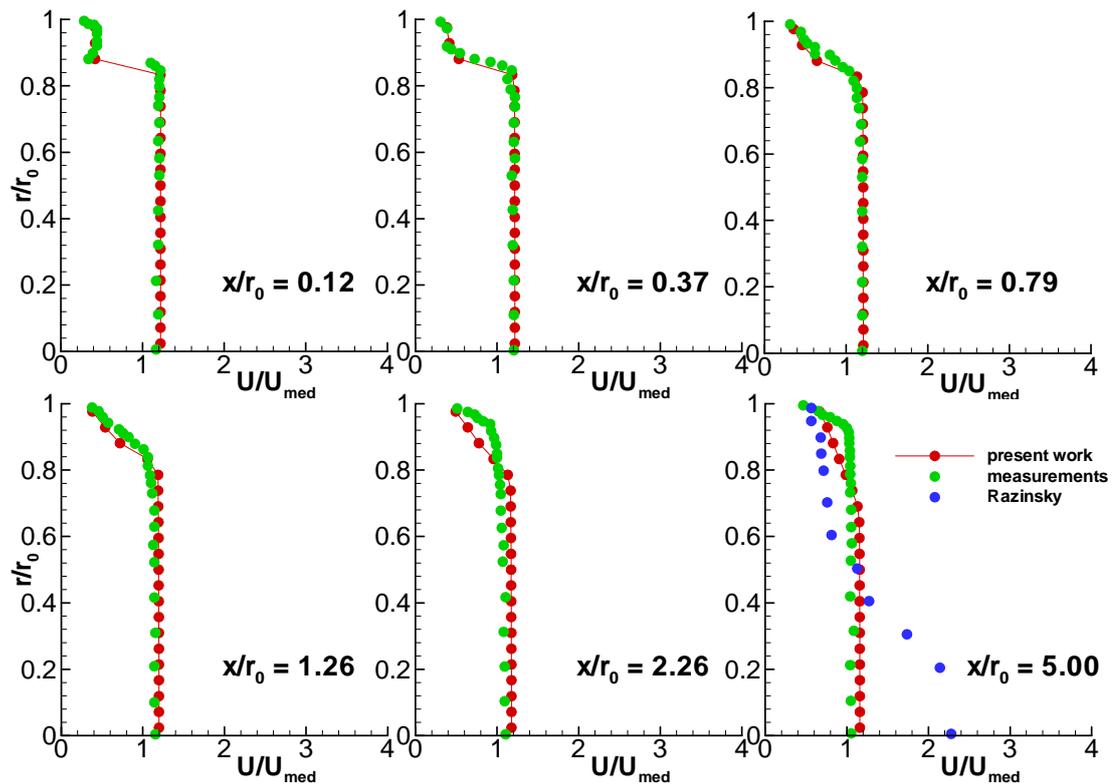


Figura 13 – Perfis radiais da velocidade média axial para $\lambda = 0.3$.

Para a estação $x/r_0 = 0.12$, os valores obtidos são bastante similares aos valores experimentais. Inicialmente, em $r/r_0 = 0$, existe uma diferença bastante pequena que vai

diminuindo até $r/r_0 = 0.8$, sendo praticamente coincidentes nessa vizinhança. Entre $r/r_0 = 0.8$ e 0.9 , há uma pequena diferença de valores, que desaparece praticamente na totalidade, junto à parede, em $r/r_0 = 1$. Os valores de U/U_m , são praticamente constantes entre $r/r_0 = 0$ e $r/r_0 = 0.8$, sendo nesse intervalo este valor cerca de 1.2, caindo depois para valores na vizinhança de 0.3. A curva do decréscimo da razão de velocidades, é bastante acentuada, ou seja, cai abruptamente na vizinhança de $r/r_0 = 0.8$, tendo depois uma ligeira recuperação, devido ao efeito do jacto exterior e volta a decair na aproximação à parede.

Para a estação seguinte, $x/r_0 = 0.37$, os resultados numéricos e experimentais são mais coincidentes do que na estação anterior. Os valores de U/U_m são praticamente coincidentes, quer entre si, quer comparados com os do gráfico anterior, havendo uma pequena diferença na vizinhança de $r/r_0 = 0.9$, que se dissipa junto à parede. Nesse intervalo, o decréscimo da razão de velocidades é contínuo, ou seja, já não sofre inversão ou acréscimo de valores.

Para a terceira estação, a situação mantém-se bastante similar às duas anteriores, verificando-se uma pequena diferença entre $r/r_0 = 0.8$ e $r/r_0 = 0.9$, voltando a aproximar bem os valores junto à parede. Os valores de U/U_m são praticamente os mesmos dos dois gráficos anteriores.

Para $x/r_0 = 1.26$, entre $r/r_0 = 0$ e 0.8 , os valores diferem ligeiramente, sempre com a mesma amplitude, coincidindo na aproximação à parede. Esta amplitude é idêntica à verificada na parte inicial da 1ª estação. Os valores do presente trabalho, dão resultados ligeiramente superiores aos dos valores obtidos pelos outros autores, contudo, permanecem idênticos aos outros valores das estações já observadas para este trabalho, ou seja, continua a ser muito próximo de 1.2.

Para a estação $r/r_0 = 2.26$, as diferenças de razões de velocidade nos dois trabalhos é ligeiramente diferente, mas é a mais acentuada dos gráficos observados anteriormente. Assim, os valores obtidos para o presente trabalho, continuam ligeiramente superiores aos valores obtidos pelos outros autores, mas continuam contudo idênticos aos valores obtidos nas outras estações, cerca de 1.2 no intervalo $r/r_0 = 0$ a 0.8 . Nesse intervalo, os valores obtidos pelos outros autores, estão próximos de 1.1. Depois desse intervalo, a situação inverte-se, havendo resultados idênticos junto à parede. Note-se que o valor das

razões de velocidade neste gráfico, na vizinhança da parede, (cerca de 0.5) é ligeiramente superior que o valor dos gráficos anteriores para a mesma região.

Na última estação, $x/r_0 = 5$, os valores obtidos para o presente trabalho, para a razão de velocidades permanecem em 1.2, mas o intervalo é mais pequeno para a manutenção destes valores, ou seja, verificam-se no intervalo $r/r_0 = 0$ a 0.7. Esta razão de velocidades, começa a descer mais longe da parede, e de uma forma menos acentuada. Tal como na estação anterior, a razão de velocidades na vizinhança da parede, é um pouco mais elevada do que a verificada nas primeiras quatro estações. Os valores obtidos por (Ahmed e Sharma, 2000), são à excepção dos casos das estações $x/r_0 = 0.37$ e $x/r_0 = 0.79$, ligeiramente mais baixos para valores inferiores a $r/r_0 = 0.7$ no intervalo restante, seguem também a tendência de valores ligeiramente mais altos, sendo que neste caso tem um valor mais baixo na vizinhança da parede.

Em todas as estações foi possível verificar que os valores mais baixos ocorrem sempre junto da parede, em consonância com os valores das velocidades dos jactos, para esta taxa de velocidades.

3.2.2 Perfis radiais de velocidade média axial, para $\lambda = 1.5$

Na figura 14, a velocidade do jacto exterior, U_o é de 55.7 m/s, a velocidade do jacto interior, U_i , é de 36.3 m/s e a velocidade média baseada no caudal é de 38.71 m/s.

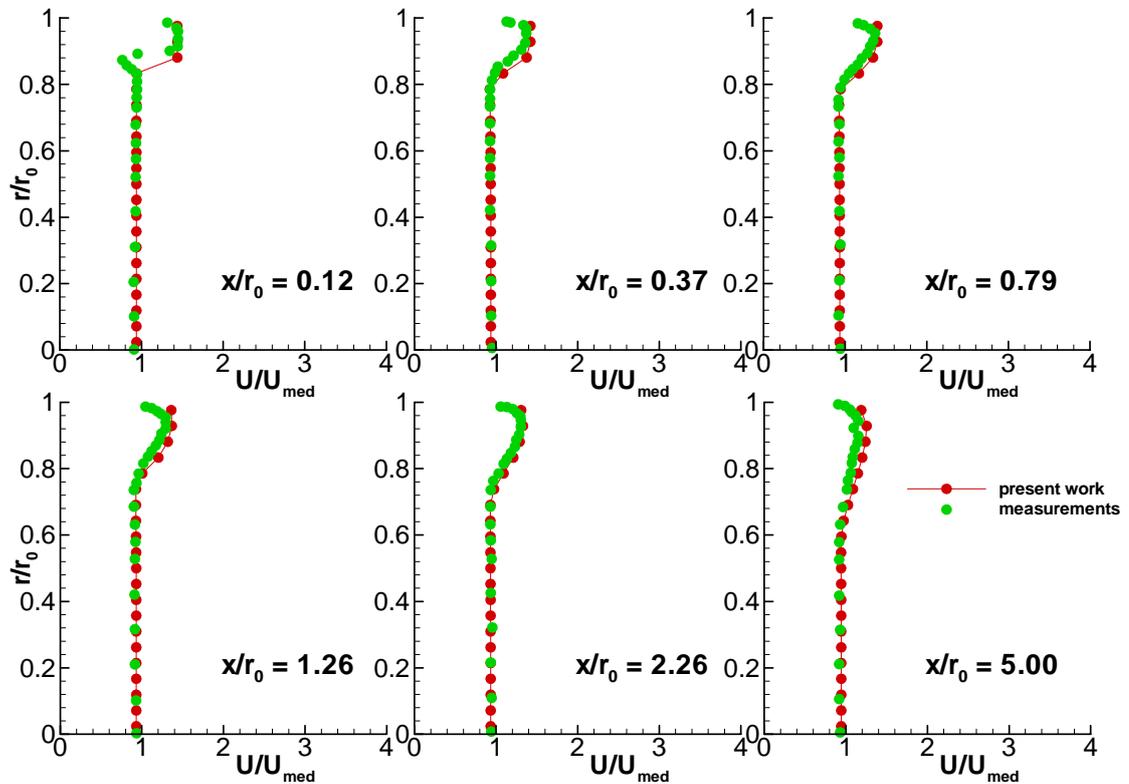


Figura 14 – Perfis radiais da velocidade média axial para $\lambda = 1.5$.

Os valores de razão de velocidades obtidos, U/U_m entre $\lambda = 0.3$ e $\lambda = 1.5$, baixaram de cerca de 1.2, para cerca de 1, respectivamente, nos dois trabalhos, na região mais perto do eixo de simetria.

Para a estação $x/r_0 = 0.12$, os valores obtidos nos dois trabalhos são praticamente idênticos no intervalo de $r/r_0 = 0$ a 0.8, sendo nos dois casos os valores de $U/U_m = 1$. Os resultados diferem no intervalo de $r/r_0 = 0.8$ a 0.9. Nesse intervalo, o presente trabalho apresenta um acréscimo de valor na razão de velocidades, para cerca de 1.4, enquanto que o trabalho dos outros autores, apresenta uma diminuição para 0.8. Na vizinhança de $r/r_0 = 0.9$, os valores voltam a ser idênticos e rondam o 1.4, caindo na vizinhança da parede para 1.2. É notória a diferença dos valores junto da parede, quando comparado este gráfico com o anterior, para $\lambda = 0.3$.

Em $x/r_0 = 0.37$, os valores dos dois trabalhos, são bastante idênticos, quer entre si, quer em relação à estação anterior, no intervalo $r/r_0 = 0$ a 0.8 , rondando esses valores a vizinhança de 1 . Nos resultados a seguir a esse intervalo, as duas medições seguem a tendência de subida de valores, com um valor ligeiramente superior, para os resultados do presente trabalho. Na vizinhança da parede, os valores decrescem, sendo no entanto mais elevados do que no primeiro intervalo observado na estação.

Para $x/r_0 = 0.79$, todos os valores do presente trabalho, são idênticos aos da estação anterior. No intervalo $0 < r/r_0 < 0.8$, os valores dos outros autores, são em tudo idênticos aos da estação anterior. O acréscimo de velocidades inicia-se no limite superior desse intervalo, portanto ligeiramente antes do acréscimo verificado na estação anterior.

Para $x/r_0 = 1.26$, os resultados obtidos nos dois trabalhos são em tudo semelhantes aos obtidos na estação anterior, sendo que o acréscimo da razão de velocidades se inicia antes de $r/r_0 = 0.8$.

Para a 5ª estação, em $x/r_0 = 2.26$, os valores obtidos do presente trabalho e os valores obtidos pelos outros autores, apresentam as menores diferenças obtidas entre os dois trabalhos, para este razão de velocidades, $\lambda = 1.5$. A tendência de subida de valores, devido ao jacto exterior, verifica-se na vizinhança de $r/r_0 = 0.7$, sobe para valores de $U/U_m = 1.3$ sensivelmente e decresce na proximidade da parede.

Na última estação, para o presente trabalho, foram obtidos resultados ligeiramente superiores, para o intervalo $0.6 < r/r_0 < 1$, onde se verifica a subida da razão de velocidades, que nesta estação é a subida mais ténue de todas as anteriores em $\lambda = 1.5$. Os valores na vizinhança da parede, são idênticos aos do intervalo $0 < r/r_0 < 0.6$.

Os valores de razão de velocidades, para valores mais baixos de r/r_0 , obtidos entre $\lambda = 0.3$ e $\lambda = 1.5$, baixaram de cerca de 1.2 , para cerca de 1 , respectivamente, mas aumentaram consideravelmente na vizinhança da parede, devido à diferença de velocidades dos jactos exterior e interior.

3.2.3 Perfis radiais de velocidade média axial, para $\lambda = 6.0$

Por ter aparecido uma recirculação no gráfico da energia cinética turbulenta em $\lambda = 6.0$ (Figura 15) o interesse deste trabalho visa perceber o comportamento desta formação de vórtice. Para comparações que se pretendem efectuar neste trabalho na parte do efeito dos níveis de turbulência inicial na mistura dos jactos coaxiais, há interesse em saber a distância das estações em relação à entrada, em centímetros (cm).

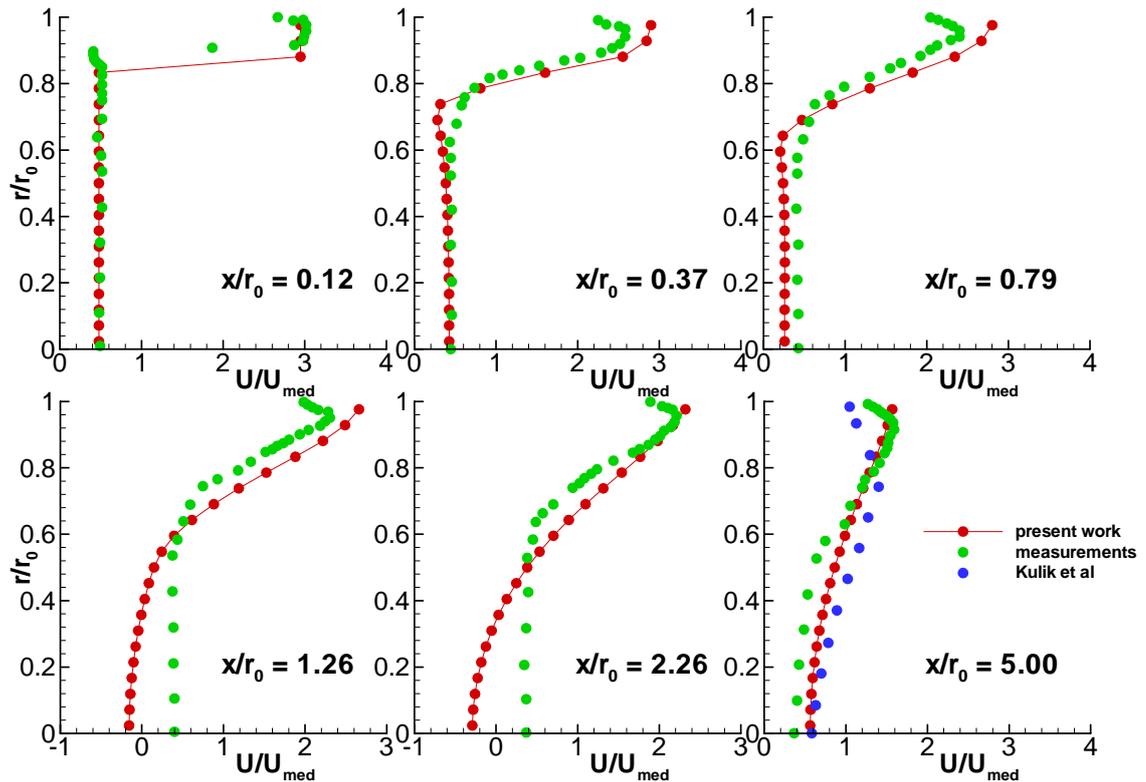


Figura 15 – Perfis radiais da velocidade média axial para $\lambda = 6.0$

Na Figura 15, a velocidade do jacto exterior, U_o é de 80.8 m/s, a velocidade do jacto interior, U_i , é de 13.1 e a velocidade média da massa, é de 27.41 m/s.

Os valores de razão de velocidades obtidos entre $\lambda = 0.3$ e $\lambda = 1.5$ baixaram de cerca de 1.2, para cerca de 1, respectivamente. Os valores de razão de velocidades, obtidos para o presente trabalho, neste razão de velocidades, oscila entre 0.4 e -0.3 (inversão de velocidades na quarta e quinta estação). No caso dos resultados obtidos pelos outros autores, o valor permanece quase constante, em 0.4.

Para a estação $x/r_0 = 0.12$, os resultados obtidos para os dois trabalhos, são idênticos no intervalo $0 < r/r_0 < 0.8$, sendo ligeiramente superiores a 0.4. Após esse

intervalo, a subida de valores da razão de velocidades, aparece antes nos resultados obtidos para o presente trabalho. Nos dois casos, a subida dá-se de uma forma abrupta, devido à diferença de velocidades dos jactos exterior e interior nesta estação, que está bastante próximo da entrada, ou seja, da influência directa dos valores dos jactos, que a esta distância se encontram pouco misturados. A variação de U/U_m nos dois casos, sobe de cerca de 0.4 para cerca de 3 e desce para cerca de 2.7 na vizinhança da parede.

Para $x/r_0 = 0.37$, o valor de U/U_m é constante e é cerca de 0.4 para os dois estudos efectuados no intervalo $0 < r/r_0 < 0.3$. O trabalho experimental continua com esse valor até $r/r_0 = 0.6$, enquanto que os resultados obtidos para o presente trabalho, diminuem até cerca de 0.3 em $r/r_0 = 0.7$. O aumento da razão de velocidades no trabalho experimental, inicia-se em $r/r_0 = 0.6$, enquanto que neste trabalho se inicia na vizinhança de 0.7. Os valores do presente trabalho, sobem para cerca de 3, sem decréscimo, enquanto que no trabalho experimental, sobem até cerca de 2.6 e descem para 2.2 na vizinhança da parede.

Na terceira estação, os valores dos dois trabalhos, diferem sempre, havendo apenas um ponto em que os valores se igualam. Para o presente trabalho, U/U_m é cerca de 0.2 no intervalo $0 < r/r_0 < 0.7$, subindo depois para cerca de 3. No trabalho experimental, no intervalo anteriormente referido, o resultado obtido é cerca de 0.4, subindo depois à saída desse intervalo, para cerca de 2.4 em $r/r_0 = 0.9$, descendo para 2 na vizinhança da parede. A razão de velocidades começa a subir um pouco antes do que o verificado na estação anterior e bastante antes da primeira estação.

Na quarta estação, em $x/r_0 = 1.26$, os resultados obtidos para os dois trabalhos, são diferentes, havendo até inversão da velocidade no intervalo $0 < r/r_0 < 0.4$, para os valores do presente trabalho. Por uma questão de comparação, este intervalo corresponde a valores de 0 a 7.6 cm de distância do eixo radial. Esta inversão de valores é causada pela recirculação. Esta, terá velocidade 0 no seu ponto central; daí que o centro de recirculação, estará na vizinhança do limite superior deste intervalo. No presente trabalho, U/U_m é sempre crescente ao longo do raio, até um valor que ronda os 2.8. Por outro lado, os resultados obtidos pelos outros autores, seguem os que obtiveram para a estação anterior, até $r/r_0 = 0.6$, acompanhando de uma forma ligeiramente inferior, os valores obtidos neste trabalho; atinge o valor máximo em $r/r_0 = 0.9$, (cerca de 2.4) e desce para 2 na vizinhança da parede.

Em $x/r_0 = 2.26$, para valores junto do eixo, para o presente trabalho, a inversão da velocidade é um pouco mais acentuada; passa do valor -0.2 na estação anterior, para -0.3. O intervalo dos valores negativos de velocidade é idêntica ao da estação anterior, ou seja de 0 a 7.6 cm, sendo que neste limite superior a velocidade é zero. Após esse intervalo é seguida a tendência sempre de subida de valores até final, para um valor próximo de 2.3 junto à parede. De notar que nesta estação, bem como na anterior, a velocidade tende para zero, na vizinhança do ponto que dista cerca 7.6 cm do eixo. O trabalho dos outros autores segue os valores por eles obtidos na estação anterior. A amplitude das velocidades é ligeiramente menor; vai de 0.4 para distâncias $r/r_0 < 0.6$, a 2.2 em $r/r_0 = 0.9$, e desce para cerca de 1.9 junto da parede.

Na última estação, os dois estudos dão uma amplitude de valores substancialmente menor, complementado por um terceiro estudo, efectuado por Kulik et al. [20], ainda com uma amplitude menor. Esta diminuição de amplitude deve-se essencialmente à mistura completa dos jactos exterior e interior. Para esta estação, para o intervalo $r/r_0 < 0.7$, os valores do presente trabalho foram ligeiramente superiores aos dos autores do artigo que serve de base de comparação para este estudo, e seguem ainda a tendência verificada nas duas estações anteriores, em que os valores sobem sempre, atingindo o seu valor máximo de 1.5 junto da parede. Para o estudo de M. R. Ahmed e S. D. Sharma [1], o valor no eixo é 0.4. Neste estudo, para esta estação os valores de U/U_m vão sempre subindo, atingindo o máximo em $r/r_0 = 0.9$ (cerca de 1.6), descendo junto da parede para 1.2. O estudo de Kulik et al. [20] inicia no eixo com um valor idêntico ao do estudo do presente trabalho, verifica os valores mais altos em $r/r_0 < 0.8$, havendo um pouco antes de 0.8, uma descida de valores.

Em todas as três razões de velocidade, é visível uma uniformização do perfil de velocidade na zona final da secção de teste. Esta uniformização é mais acentuada na taxa de velocidade $\lambda = 6.0$.

3.2.4 Variação longitudinal da velocidade axial, para $\lambda = 0.3; 1.5$ e 6.0

A Figura 16 apresenta a variação longitudinal da velocidade axial com λ , obtida experimentalmente por Ahmed e Sharma [1] e numericamente no presente trabalho.

No eixo vertical, aparecem os valores de U/U_m , que são as velocidades axiais ao longo escoamento, U , adimensionalizadas pela velocidade média $U_m = U_{med}$.

No eixo horizontal, aparecem os valores de x/r_0 , que são as coordenadas axiais, x , adimensionalizadas pelo raio interior da zona de secção de testes (r_0). Neste eixo, pode ser lida a distância da entrada da zona de secção de testes, até ao valor máximo, que é a saída da mesma, adimensionalmente.

No interior do gráfico, podem ser lidos os valores das razões de velocidade dos dois jactos, U_0/U_i , para os diferentes estudos.

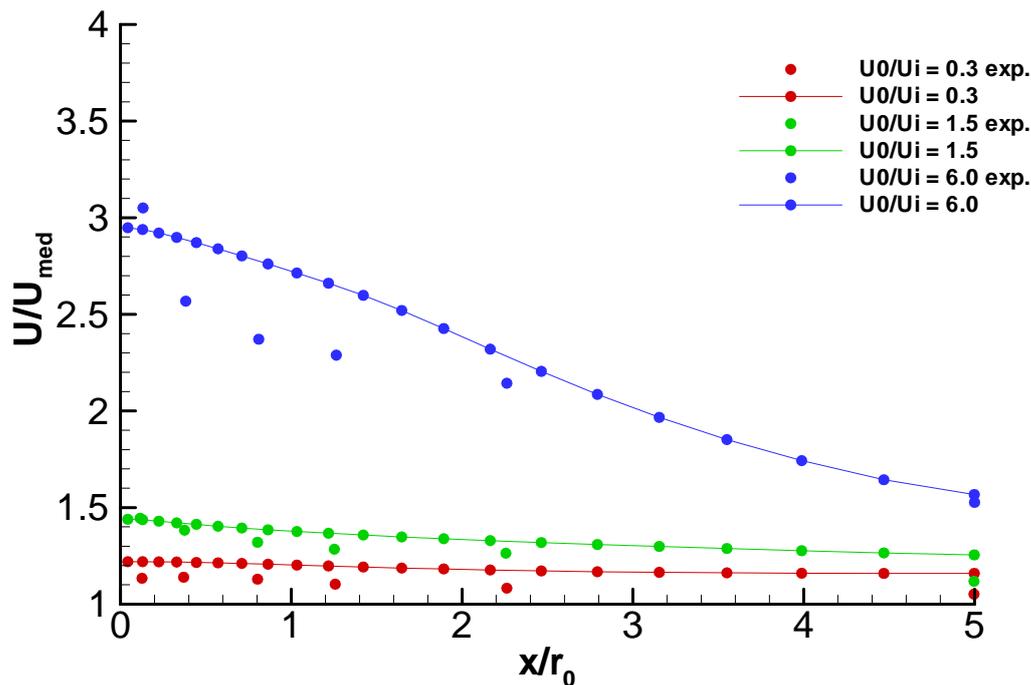


Figura 16 -Variação axial de U : ●, valores experimentais de Ahmed e Sharma [1]; ○, trabalho presente.

Os pontos medidos experimentalmente, são relativos a cada uma das seis estações longitudinais, enquanto os valores obtidos pelo TEACH, têm em conta a malha que se considerou.

Para o caso $\lambda = 0.3$, os valores de X vs U são um pouco mais altos em relação aos valores obtidos no trabalho experimental, mantendo contudo as diferenças absolutas de valor, nos pontos de comparação.

Para o caso $\lambda = 1.5$, os valores de X vs U continuam a apresentar valores um pouco mais altos em relação aos valores obtidos no trabalho experimental. A amplitude dessa diferença é ligeira. Na primeira estação, os valores são praticamente coincidentes, variando muito ligeiramente na segunda estação. Na terceira e quarta estação, essa diferença mantém-se, aumentando um pouco na última estação.

Para o caso $\lambda = 6.0$, os valores de X vs U obtidos, apresentam valores mais altos em relação aos valores do trabalho experimental, excepto na entrada e primeira estação. Nas estações seguintes, a diferença de valores obtida entre os dois trabalhos, acentua-se bastante, voltando a aproximar-se bastante na última estação. Na segunda e na terceira estação, os valores têm grande amplitude de diferença e a tendência é o aumento dessa amplitude. Na quarta estação, essa diferença diminui ligeiramente em relação à amplitude verificada nos dois resultados da terceira estação. Na quinta estação a amplitude dessa diferença de valores é pequena. Na última estação, os valores obtidos nos dois trabalhos aproximam-se bastante.

3.2.5 Energia cinética turbulenta, para $\lambda = 0.3$; 1.5 e 6.0

As Figuras 17 a 19, apresentam isolinhas da energia cinética turbulenta para $\lambda = 0.3$; 1.5 e 6.0, respectivamente.

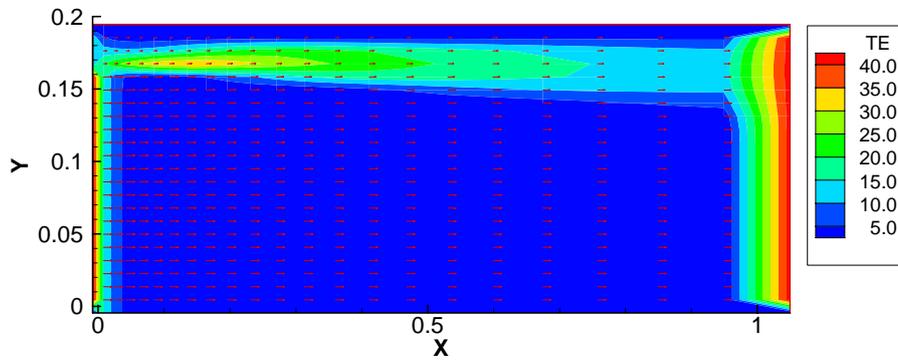


Figura 17 – Energia cinética turbulenta para o caso $\lambda = 0.3$

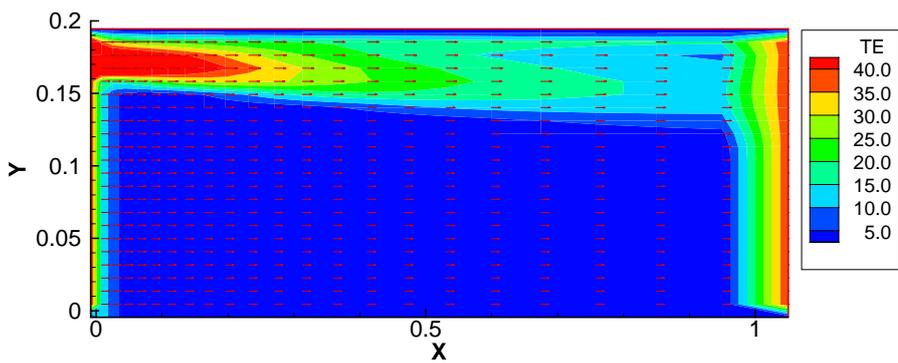


Figura 18 – Energia cinética turbulenta para o caso $\lambda = 1.5$

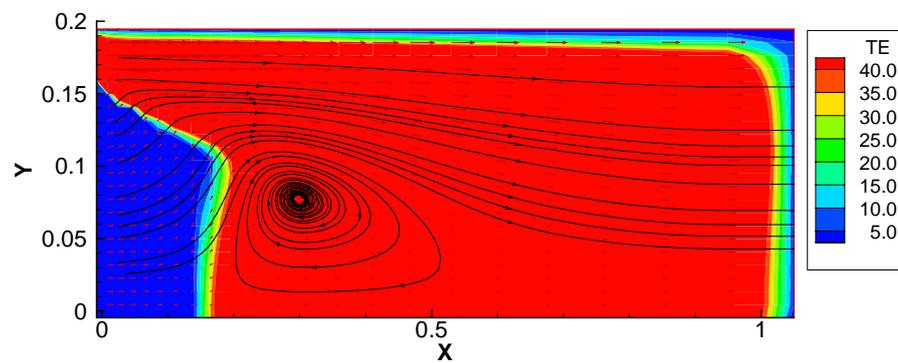


Figura 19 – Energia cinética turbulenta para o caso $\lambda = 6.0$

Energia cinética turbulenta é definida como a energia cinética associada às flutuações de velocidade, num gradiente de velocidade instantânea elevado, num campo cinemático tridimensional [1].

A grandeza da energia cinética turbulenta é diferenciada pelos intervalos definidos na legenda. Para valores mais baixos, visualizam-se tons de azul e para valores mais elevados, visualizam-se tons laranja e vermelho. Este esquema de cores é mantido para todos os parâmetros estudados com visualização gráfica por *Tecplot*.

Estas visualizações gráficas apresentam valores bidimensionais, apenas em altura e comprimento, em toda a zona de secção de teste, visto em corte no seu diâmetro máximo. Efectuando um varrimento da figura em 360° em torno do seu eixo de simetria, é obtida uma ideia real aproximada da visualização do fenómeno em estudo (tridimensional).

No caso da Figura 17, para $\lambda = 0.3$, a velocidade do jacto exterior, U_o é 12.9 m/s, a do jacto interior U_i é 37.65 m/s e a velocidade média da massa, U_m , é de 30.86 m/s. A energia cinética turbulenta tem uma distribuição de valores praticamente idêntica e com valores baixos, para o jacto interior em quase toda a extensão da zona de secção de teste. Para o jacto exterior, aparecem valores intermédios de energia turbulenta, apesar da velocidade deste jacto ser de apenas 12.9 m/s, e o seu perfil de velocidades ter apenas 25 mm.

O efeito de nível de turbulência inicial, não tem neste caso uma visualização significativa na mistura dos dois jactos.

No caso de $\lambda = 1.5$ (Figura 18), a velocidade do jacto exterior, U_o é 55.7 m/s, a do jacto interior U_i é 36.3 m/s e a velocidade média da massa, U_m , é de 38.71 m/s. O efeito de nível de turbulência inicial, tal como na situação anterior, para $\lambda = 0.3$, não tem neste caso uma visualização significativa na mistura dos dois jactos.

Para o caso $\lambda = 6.0$ (Figura 19) aparece a formação de um vórtice próximo da saída dos jactos ($X = 0.3$ m). Nesta situação a velocidade do jacto exterior, U_o é 80.8 m/s, a do jacto interior U_i é 13.1 m/s e a velocidade média mássica, U_m , é de 27.41 m/s. Esta situação é completamente distinta das duas anteriores. A superfície de energia turbulenta proveniente do jacto exterior, alastra praticamente para quase todo o jacto interior. A superfície de energia cinética turbulenta proveniente do jacto interior, é bastante pequena, em cima do eixo de simetria, ocupa os cerca de primeiros 25 cm da

entrada. Ocupa ligeiramente mais espaço a cerca de metade da altura. Devido a esta situação, foram traçadas linhas de corrente para verificação deste fenómeno. Como resultado, os resultados mostram uma recirculação, com o seu centro próximo dos 30 cm da entrada.

Se ao aparecimento desta recirculação, se compararem os resultados de valores obtidos para a taxa de velocidade $\lambda = 6.0$, em que para as estações $x/r_0 = 1.26$, a cerca de 24 cm da entrada, e $x/r_0 = 2.26$, a cerca de 43 cm da entrada, as medições obtidas para este estudo, dão valores de taxas de velocidade negativas, verifica-se coerência nos resultados obtidos.

Rotações de escoamento (“swirl”) em combustores ou queimadores são encontrados numa ampla variedade de dispositivos de engenharia, incluindo os fornos, caldeiras, turbinas de gás e motores. O “swirl”, proporciona um meio eficaz para estabilizar a chama, melhorar e controlar a mistura do processo, aumentar a eficiência da combustão, e eliminar as emissões de poluentes.

Para conseguir um melhor desempenho e optimização na concepção dos combustores, as propriedades dos fluxos turbulentos (turbilhões), deverão ser devidamente previstos.

Neste caso, o efeito de nível de turbulência inicial de energia cinética, tem uma visualização significativa na mistura dos dois jactos. Da análise destes últimos três gráficos, podem-se tirar as duas seguintes conclusões:

A taxa de mistura é maior quando o jacto exterior tem maior velocidade;

O processo de mistura turbulenta entre jactos coaxiais confinados depende fortemente no razão de velocidade entre os dois jactos.

Este gráfico apresenta uma grande capacidade de mistura da propriedade em causa, lembra de imediato um escoamento turbulento, só pela uniformização da distribuição espacial de valores.

3.2.6 Componente axial da velocidade, para $\lambda = 0.3$; 1.5 e 6.0

As Figuras 20 a 22, apresentam isolinhas da componente axial da velocidade média para $\lambda = 0.3$; 1.5 e 6.0, respectivamente.

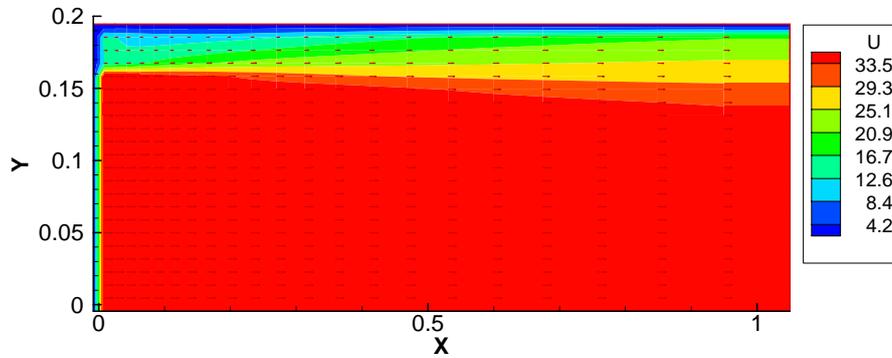


Figura 20 – Velocidade média axial para o caso $\lambda = 0.3$

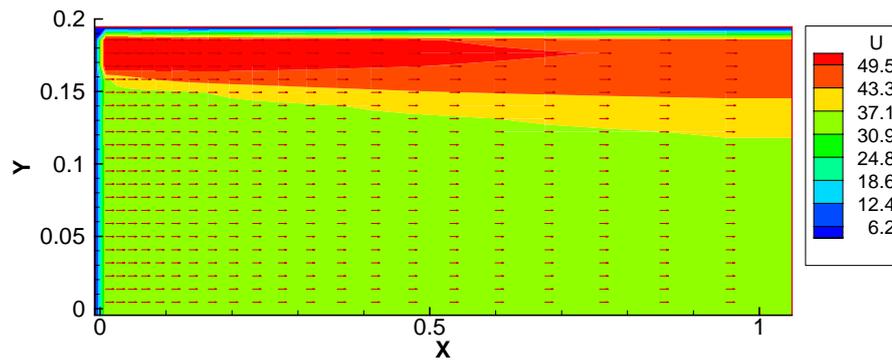


Figura 21 – Velocidade média axial para o caso $\lambda = 1.5$

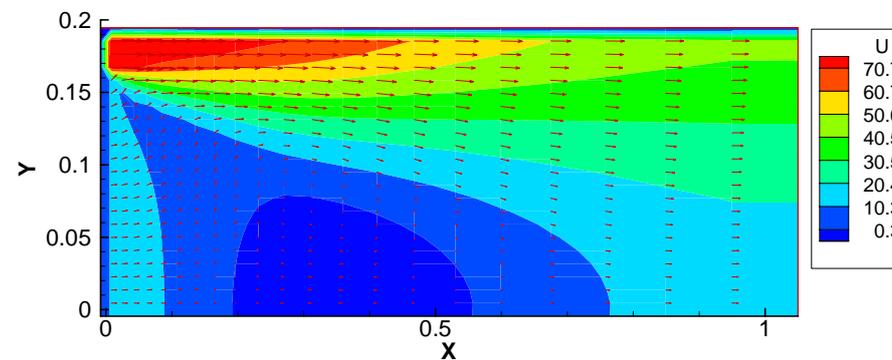


Figura 22 – Velocidade média axial para o caso $\lambda = 6.0$

Para $\lambda = 0.3$, os valores de entrada são, para o jacto exterior, $U_o = 12.9$ m/s e para o jacto interior $U_i = 37.65$ m/s. Como era de esperar, o gráfico ilustra os valores mais elevados para o jacto interior e relativamente a este, e valores mais baixos de velocidade para o jacto exterior. As velocidades longitudinais de cada jacto permanecem bem definidas ao longo de toda a secção de teste. Na zona final da secção de testes, o jacto exterior apresenta os valores de velocidade inicial, na região um pouco mais perto da parede.

No caso de $\lambda = 1.5$ (Figura 21) obtêm-se valores da componente axial da velocidade média mais elevados na parte superior, junto à parede, por força da velocidade do jacto exterior U_o , que é de 55.7 m/s e mais baixos na zona do perfil de velocidades do jacto interior U_i , que é de 36.3 m/s. Por semelhança com o gráfico anterior, neste caso as velocidades longitudinais de cada jacto permanecem bem definidas ao longo de toda a secção de teste. O contraste de visualização deve-se apenas à alteração dos valores de velocidade de cada perfil. O jacto exterior já apresenta os valores máximos em toda a secção da zona de testes e começa a influenciar as velocidades do jacto interior, na zona fronteiriça dos dois perfis de velocidade, quase desde a entrada, provocando aí uma ligeira aceleração do jacto interior. A propriedade em estudo, neste gráfico, não apresenta uma mistura acentuada como a que é característica de escoamentos turbulentos.

Para $\lambda = 6.0$ (Figura 22) a velocidade do jacto exterior, é de 80.8 m/s e a do jacto interior é de 13.1 m/s. Só junto à parede, na entrada do jacto exterior é que se fazem sentir valores altos de velocidade, que desce consideravelmente no resto do gráfico. Para esta razão de velocidades, o gráfico obtido visualiza uma mistura acentuada dos dois jactos, revelada pelos valores de velocidade. Foram obtidos valores da velocidade axial na zona da mancha de valor mais baixo (azul mais escuro), aquando da obtenção de medidas para os gráficos das taxas de velocidades para $\lambda = 6.0$, e esses valores obtidos foram negativos, sinónimo de presença de uma recirculação. Para elevadas razões de velocidade, a velocidade do jacto interior é reduzida consideravelmente na zona central. Esta diferença de velocidades é responsável pela formação desse vórtice.

3.2.7 Componente radial da velocidade, para $\lambda = 0.3$; 1.5 e 6.0

As Figuras 23 a 25 apresentam isolinhas da componente radial da velocidade média para $\lambda = 0.3$; 1.5 e 6.0, respectivamente.

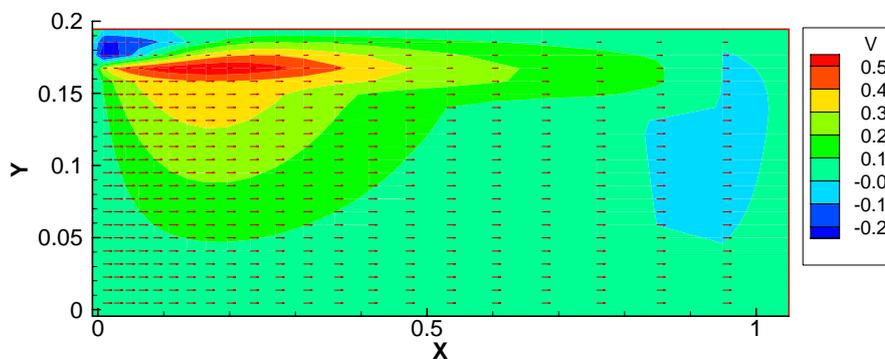


Figura 23 – Isolinhas da componente radial da velocidade média, V , para o caso de $\lambda = 0.3$.

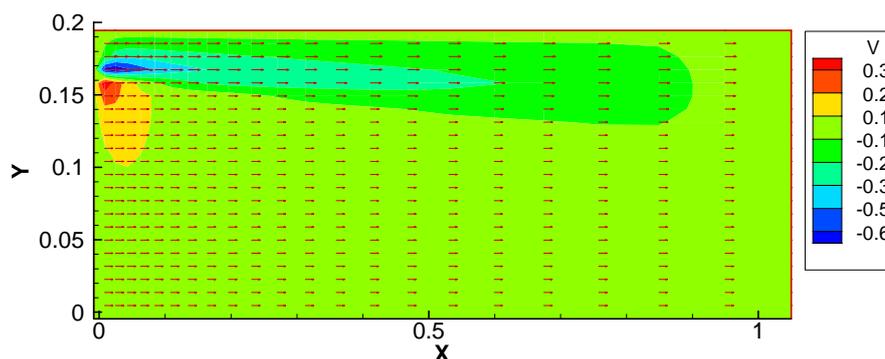


Figura 24 – Isolinhas da componente radial da velocidade média, V , para o caso de $\lambda = 1.5$.

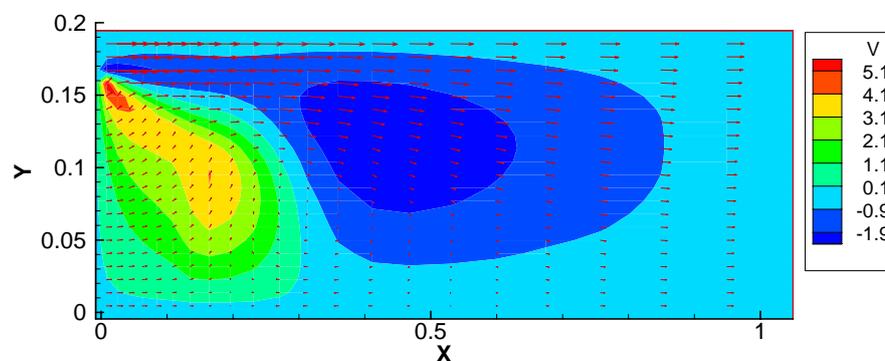


Figura 25 – Isolinhas da componente radial da velocidade média, V , para o caso de $\lambda = 6.0$.

No caso de $\lambda = 0.3$ as superfícies para os diferentes valores intermédios, seguem uma formação padronizada pela superfície com valores mais altos. Os valores de velocidade transversal mais altos obtidos neste gráfico fazem-se sentir no jacto exterior, depois da entrada, na zona de contacto dos dois jactos. Os valores mais baixos, curiosamente também aparecem no jacto exterior, imediatamente após a entrada, mas devido à proximidade da parede. Para este caso de taxas de velocidade, o jacto exterior tem o valor de velocidade longitudinal mais baixo ($U_o = 12.9$ m/s) do que o jacto interior ($U_i = 37.65$ m/s). A velocidade transversal, contraria os valores da velocidade longitudinal. Aparece também uma zona de valores negativos próximo da saída.

No caso de $\lambda = 1.5$ (Figura 24) e na sequência do que foi observado no gráfico anterior, a componente radial da velocidade média contraria os valores da velocidade axial. Neste caso o jacto exterior tem um valor de 55.7 m/s e o jacto interior, de 36.3 m/s, de velocidade longitudinal. Em termos da componente radial da velocidade média, os resultados obtidos dão valores negativos no jacto exterior, imediatamente após a entrada, enquanto que os valores mais elevados aparecem imediatamente a seguir à entrada, mas na região fronteira aos dois jactos.

No caso de $\lambda = 6.0$, a velocidade do jacto exterior, é de 80.8 m/s e a do jacto interior é de 13.1 m/s. Aquando das medições de valores de velocidade, para o estudo do efeito da razão de intensidade de turbulência, θ deste trabalho, para este caso, foram medidas velocidades transversais negativas no jacto exterior, em todas as situações aí simuladas. Os valores negativos desta velocidade, dominam grande parte da zona de secção de teste, (a partir dos cerca de 30 cm da entrada), ao longo do raio. Para o jacto interior, a velocidade transversal aumenta consideravelmente, próximo da saída do jacto, estando este incremento de velocidade associado, provavelmente, com a zona de recirculação anteriormente observada.

3.3 Estudo do efeito da razão de intensidade de turbulência θ , para $\lambda = 6.0$

Para estudar o efeito da razão de intensidade de turbulência inicial na mistura dos jactos coaxiais, partiu-se dos valores experimentais de Ahmed e Sharma [1] (ver Figura 10 do artigo em anexo [1]) para a razão de velocidades $\lambda = 6.0$, sendo que depois foram estudados valores maiores ou menores do que os medidos experimentalmente, usando factores de intensidade de turbulência múltiplos de 10, isto é, uma ordem de grandeza. Assim, usaram-se os valores medidos de distribuição das componentes da velocidade média e turbulenta, para a prescrição da energia cinética turbulenta à saída dos jactos:

$$u/U_m, \frac{(\overline{u'^2})^{\frac{1}{2}}}{U_m} \text{ e } \frac{(\overline{w'^2})^{\frac{1}{2}}}{U_m} \quad (6)$$

onde

$\sqrt{\overline{u'^2}}$ é o valor da flutuação da velocidade ao longo do escoamento, em m/s e

$\sqrt{\overline{w'^2}}$ é o valor da flutuação da velocidade transversal, em m/s.

A energia cinética turbulenta, k , é dada por

$$k = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (7)$$

e, considerando o escoamento isotrópico à saída dos jactos vem,

$$\overline{u'^2} = \overline{v'^2} = \overline{w'^2} \quad (8)$$

o que resulta em

$$k = \frac{3}{2} \bar{u}'^2 \quad (9)$$

O valor mais alto, medido no gráfico na primeira estação longitudinal, foi de 0.14.

$$0.14 = \frac{\sqrt{\bar{u}'^2}}{U_{med}} \Rightarrow \bar{u}'^2 = (0.14 \times U_{med})^2 \quad (10)$$

Então o valor de k , vai ser:

$$k = \frac{3}{2} (0.14 \times U_{med})^2 \quad (11)$$

Para a razão de intensidade de turbulência vem,

$$\frac{k_l}{k_m} = \frac{(\bar{u}'^2)_l}{(\bar{u}'^2)_{in}} \quad (12)$$

Para estudar o efeito da variação da intensidade de turbulência foi usado um parâmetro adimensional, θ , igual à raiz quadrada da razão da intensidade de turbulência do jacto exterior (TELARGE), pela intensidade de turbulência do jacto interior (TEIN).

$$\theta = \sqrt{\frac{TELARGE}{TEIN}} \quad (13)$$

Os gráficos seguintes, permitem o estudo do efeito da razão de intensidade de turbulência, θ . De forma a poder ser estudada a influência da intensidade de turbulência inicial, num dos jactos vai ser mantida essa intensidade, variando a outra à razão de uma

unidade de grandeza, de gráfico para gráfico. Nas duas situações seguintes, vão ser analisadas onze ordens de grandeza, isto é, de 10^{-5} a 10^5 para cada situação, começando a ser apresentados para valores de θ crescente, entre $\theta = 0.04$ a 4427.2 .

Em cada gráfico são apresentadas superfícies de energia cinética turbulenta e linhas de corrente. Ao factor de intensidade de turbulência do jacto exterior, por uma questão de simplicidade de nome, vai ser chamado de θ_{large} . De igual forma, o factor de intensidade de turbulência do jacto interior, vai ser chamado de θ_{in} .

Para todos os gráficos seguintes, as velocidades dos jactos permanecem sempre constantes:

- $U_{in} = 13.1$ m/s;
- $U_{large} = 80.8$ m/s;
- $U_{med} = 27.41$ m/s.

O estudo da influência da intensidade de turbulência inicial foi feito em duas partes:

Na primeira, apresentada no ponto 3.3.1 deste trabalho, foi mantido o valor fixo para a intensidade de turbulência do jacto exterior e a variação é feita no jacto interior;

Na segunda, apresentada no ponto 3.3.2 deste trabalho, foi mantido o valor fixo para a intensidade de turbulência do jacto interior e a variação é feita no jacto exterior.

3.3.1 Efeito da variação da intensidade de turbulência do jacto interior

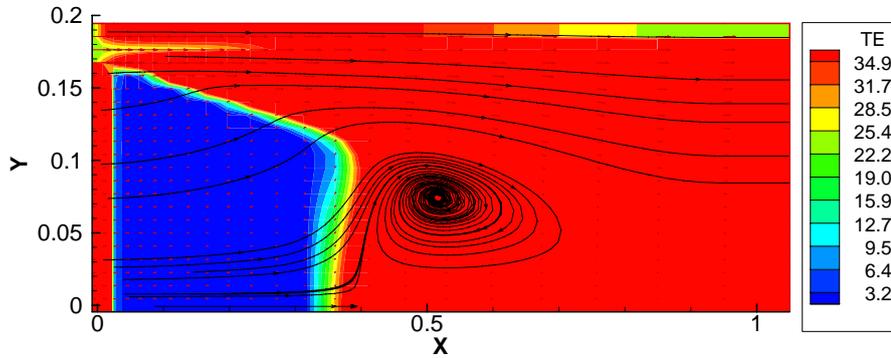


Figura 26 – Distribuição de energia cinética turbulenta e “streaklines”⁷ para $\theta_{in} = 100000$ e $\theta = 4.4271 \times 10^{-2}$

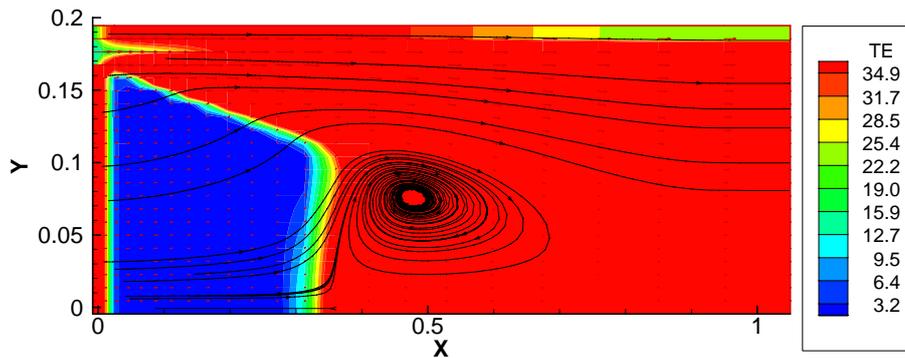


Figura 27 – Distribuição de energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{in} = 10000$ e $\theta = 0.14$

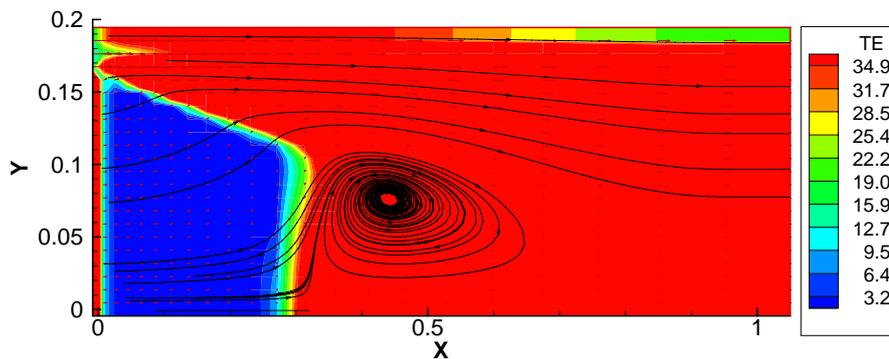


Figura 28 – Distribuição de energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{in} = 1000$ e $\theta = 0.4427$.

⁷ Streaklines – termo em inglês para linhas de emissão.

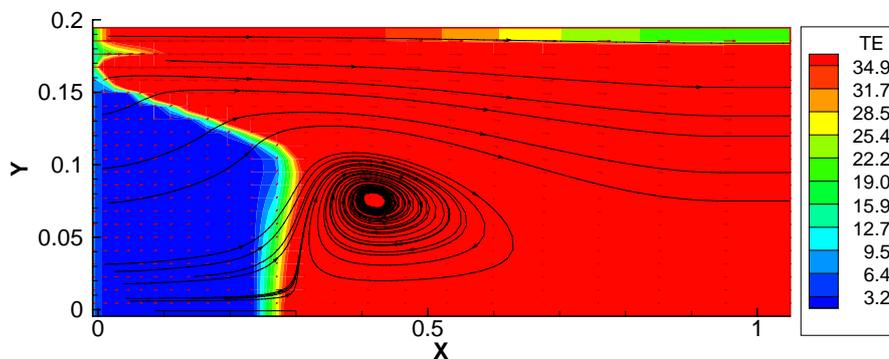


Figura 29 – Distribuição de energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{in} = 100$ e $\theta = 1.4$.

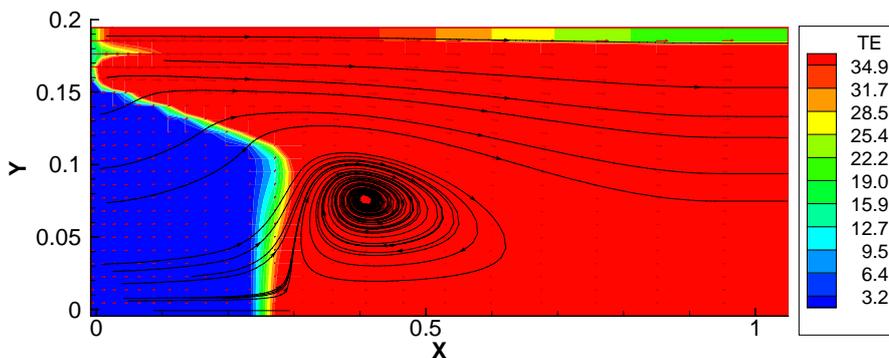


Figura 30 – Distribuição de energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{in} = 10$ e $\theta = 4.4271$.

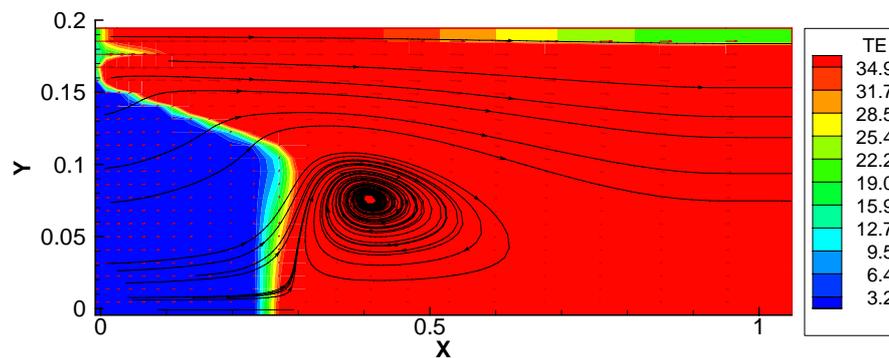


Figura 31 – Distribuição de energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{in} = 1$ e $\theta = 14$.

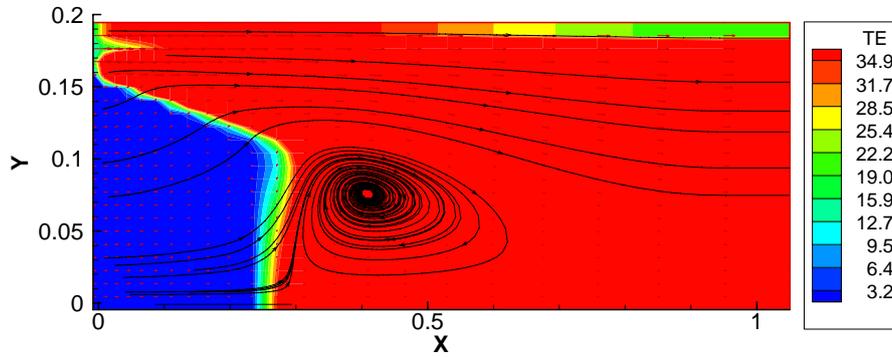


Figura 32 – Distribuição de energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_m = 10^{-1}$ e $\theta = 44.271$

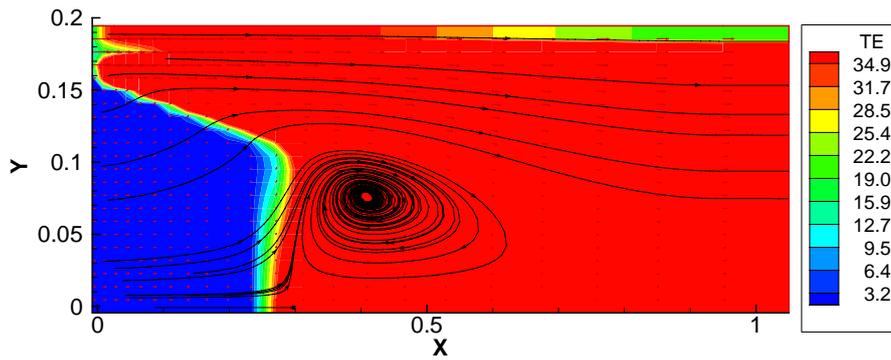


Figura 33 – Distribuição de energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_m = 10^{-2}$, $\theta = 140$

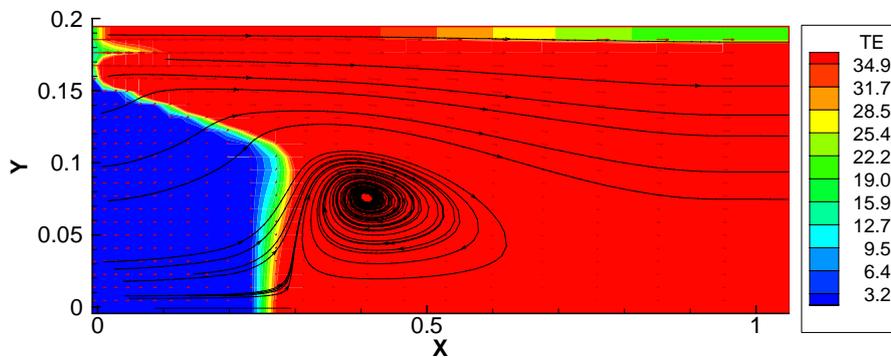


Figura 34 – Distribuição de energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_m = 10^{-3}$, $\theta = 442.7$

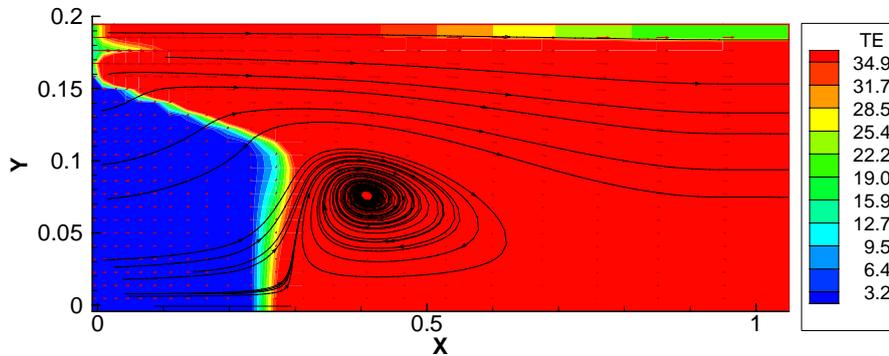


Figura 35 – Distribuição de energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_m = 10^{-4}$, $\theta = 1400$

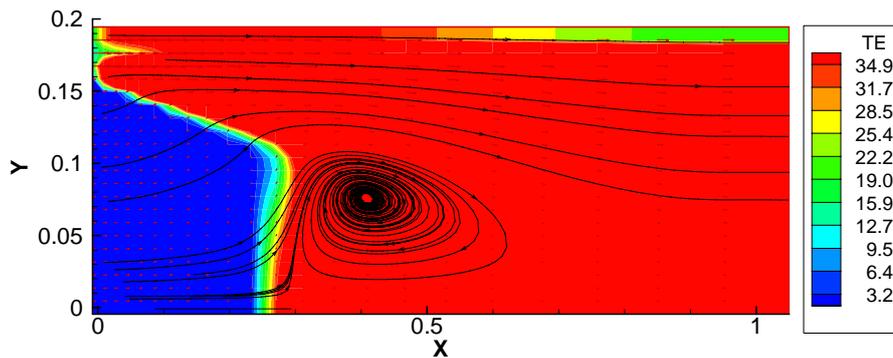


Figura 36 – Distribuição de energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_m = 10^{-5}$, $\theta = 4427.2$

Para o caso de $\theta_{large} = 1$ e $\theta_m = 10^5$ (Figura 26), o centro de recirculação, situa-se sensivelmente a meio do eixo longitudinal, a um valor de cerca de 51.3 cm em relação à entrada e está a uma altura ou distância ao eixo de simetria, de cerca de 7,5 cm. O jacto exterior começa a apresentar valores de energia cinética mais elevados, a cerca de 19 cm da entrada e a uma altura de cerca de 17.8 cm. Nesse ponto, apresenta uma velocidade longitudinal de cerca de 78.7 m/s, e uma velocidade transversal inversa de 0.35 m/s. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo (azul), que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 31 cm. As superfícies de

valores intermédios de energia cinética ocupam cerca de 5 cm no eixo de simetria, aparecendo o valor mais alto aos 36 cm da entrada.

Para o caso de $\theta_{large} = 1$ e $\theta_{in} = 10^4$ (Figura 27), O centro de recirculação, situa-se sensivelmente a meio do eixo longitudinal, a um valor de cerca de 47.7 cm em relação à entrada e está a uma altura de cerca de 7,5 cm. Recuou cerca de 3.6 cm. O jacto exterior começa a apresentar valores de energia cinética mais elevados, a cerca de 13 cm da entrada e a uma altura de cerca de 17.8 cm. Nesse ponto, apresenta uma velocidade longitudinal de cerca de 79.4 m/s, e uma velocidade transversal inversa de 0.41 m/s. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo (azul), que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 28.7 cm. As superfícies de valores intermédios de energia cinética ocupam cerca de 5 cm no eixo de simetria, aparecendo o valor mais alto aos 33.5 cm da entrada.

Para o caso de $\theta_{large} = 1$ e $\theta_{in} = 10^3$ (Figura 28) houve modificações ligeiras. O centro de recirculação, recuou para cerca de 44.2 em vez dos 47.7 cm em relação à entrada, e continua a uma altura de cerca de 7,5 cm. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo (azul), que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 25.7 cm em vez dos 28.7, recuou cerca de 3 cm. As superfícies de valores intermédios, são muito pequenas, aparecendo o valor mais alto aos 29.6 da entrada em vez dos 33.5 cm. O jacto exterior começa a apresentar valores de energia cinética mais elevados, a cerca de 13 cm da entrada e a uma altura de cerca de 17.8 cm. Nesse ponto, apresenta uma velocidade longitudinal de cerca de 79.4 m/s, e uma velocidade transversal inversa de 0.41 m/s.

Para o caso de $\theta_{large} = 1$ e $\theta_{in} = 10^2$ (Figura 29) continua a haver modificações ligeiras. O centro de recirculação recuou para cerca de 41.8 cm, em vez dos 44.2 obtidos anteriormente, sendo que manteve o valor da altura em 7.5 cm. O jacto exterior inicia a apresentação dos valores máximos de energia cinética, aos 7.7 cm da entrada, cerca de menos 6 cm de diferença da situação anterior. A altura deste ponto, mantém-se aos cerca de 17.8 cm e os seus valores de velocidade, também permanecem iguais. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo (azul), que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 25.7 cm em vez dos 28.7, recuou cerca de 3 cm. As superfícies de valores intermédios são muito pequenas, aparecendo o valor mais alto aos 29.6 da entrada em vez dos 33.5 cm.

Para o caso de $\theta_{large} = 1$ e $\theta_{in} = 10^1$ (Figura 30) o centro de recirculação recuou para cerca de 40.6 cm, em vez dos 41.8 obtidos anteriormente, sendo que manteve o valor da altura em 7.5 cm. O jacto exterior inicia a apresentação dos valores máximos de energia cinética, aos 6.7 cm da entrada, cerca de menos 1 cm de diferença da situação anterior. A altura deste ponto, mantém-se aos cerca de 17.8 cm e os seus valores de velocidade, também permanecem iguais. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo (azul), que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 23.7 cm em vez dos 25.7, recuou cerca de 2 cm. As superfícies de valores intermédios são muito pequenas, aparecendo o valor mais alto aos 26.3 da entrada em vez dos 29.6 cm. As linhas de corrente estão mais compactas.

Para o caso de $\theta_{large} = 1$ e $\theta_{in} = 1$ (Figura 31) obtém-se uma distribuição de energia cinética e “streaklines” praticamente idêntica à do gráfico anterior. O centro da zona de recirculação continua a cerca 40.6 cm da entrada e não houve alteração longitudinal da sua posição e a altura permanece a cerca de 7,5 cm. O jacto exterior continua a iniciar a apresentação dos valores máximos de energia cinética, aos 6.7 cm da entrada, situação idêntica à da figura anterior. A altura deste ponto, mantém-se aos cerca de 17.8 cm e os seus valores de velocidade, também permanecem iguais. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo (azul), que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 23.7 mantendo a configuração da figura anterior. As superfícies de valores intermédios são muito pequenas, aparecendo o valor mais alto aos 26.3 cm.

Para os próximos cinco últimos casos a analisar, com variação da intensidade de turbulência do jacto interior, nos gráficos obtidos (Figuras 32 a 36) para as diferentes situações, as medições efectuadas, são muito semelhantes aos obtidos para o caso de $\theta_{in} = 1$ e $\theta = 14$. Pode diminuir-se cinco ordens de grandeza à intensidade de turbulência no jacto interior, de $\theta_{in} = 1$ até $\theta_{in} = 10^{-5}$, sem a menor alteração na visualização dos resultados.

3.3.2 Efeito da variação da intensidade de turbulência do jacto exterior

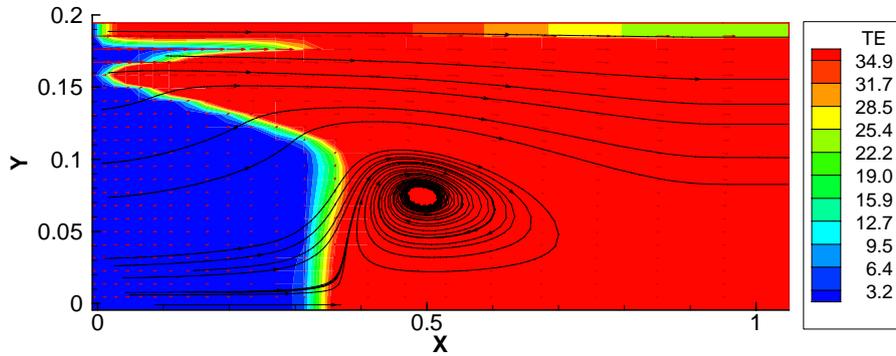


Figura 37 – Distribuição de energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^{-5}$ e $\theta = 4.4271 \times 10^{-2}$.

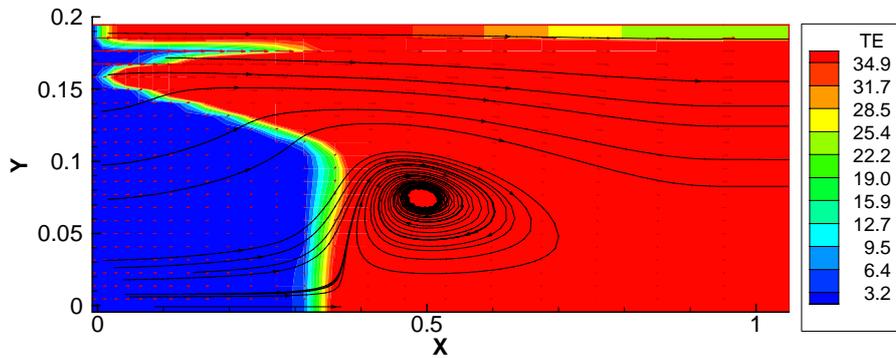


Figura 38 – Distribuição de energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^{-4}$, $\theta = 0.14$

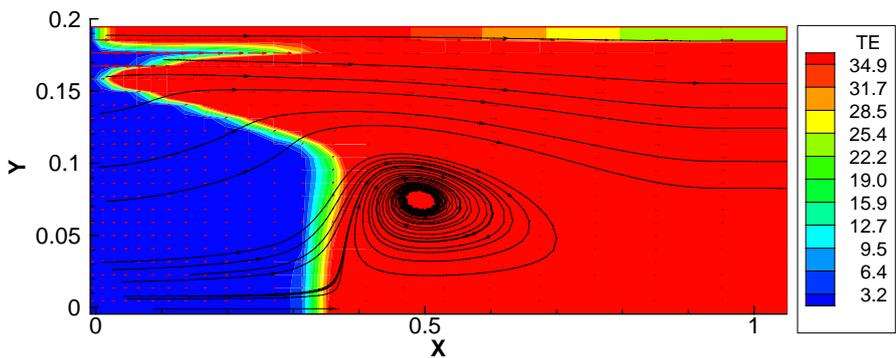


Figura 39 – Distribuição de energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^{-3}$ e $\theta = 0.4427$

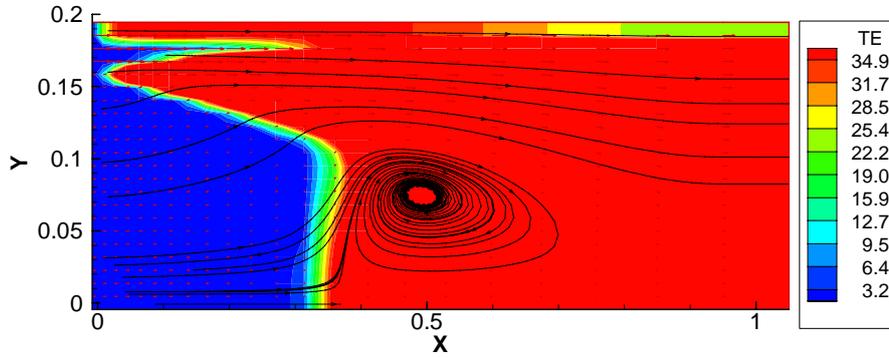


Figura 40 – Distribuição de energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^{-2}$, $\theta = 1.4$

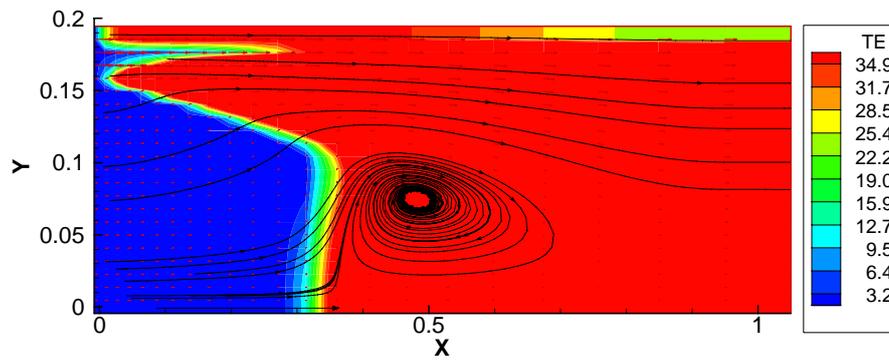


Figura 41 – Distribuição de energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^{-1}$, $\theta = 4.427$

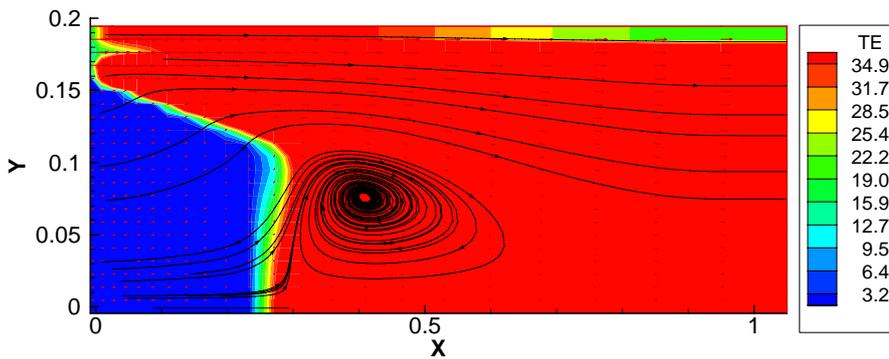


Figura 42 – Distribuição de energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{large} = 1$ e $\theta = 14$.

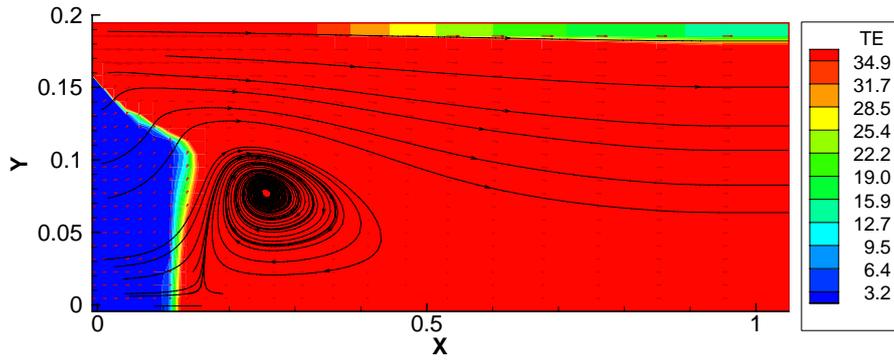


Figura 43 – Distribuição de energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{large} = 10$ e $\theta = 44.271$.

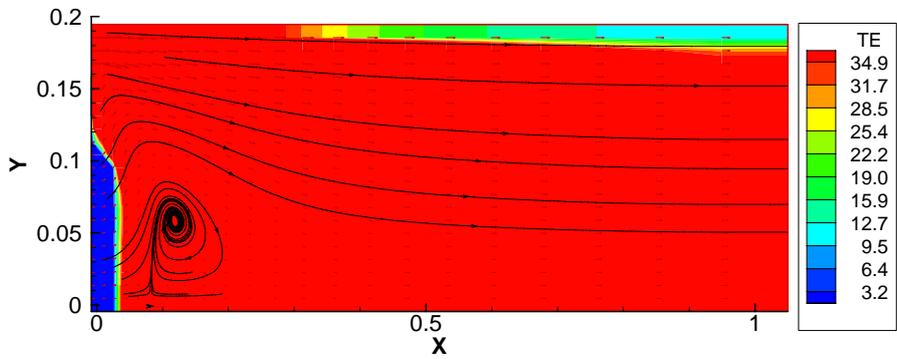


Figura 44 – Distribuição de energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{large} = 100$, $\theta = 140$

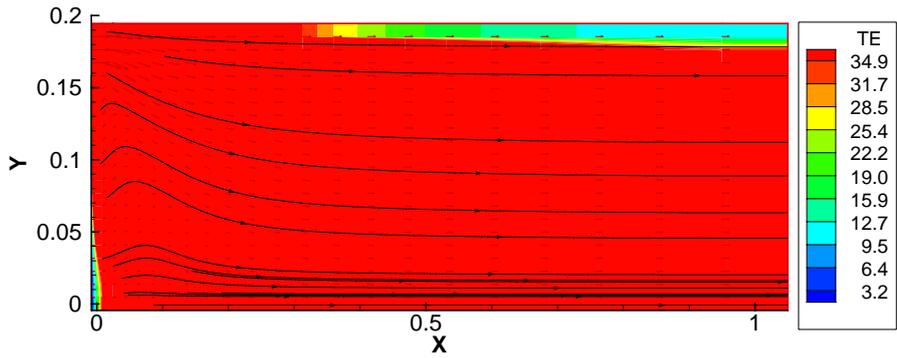


Figura 45 – Distribuição de energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{large} = 1000$, $\theta = 442.7$

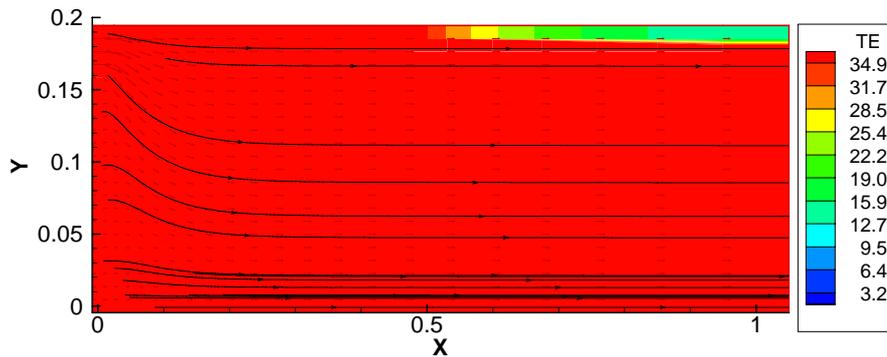


Figura 46 – Distribuição de energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{large} = 10000$ e $\theta = 1400$.

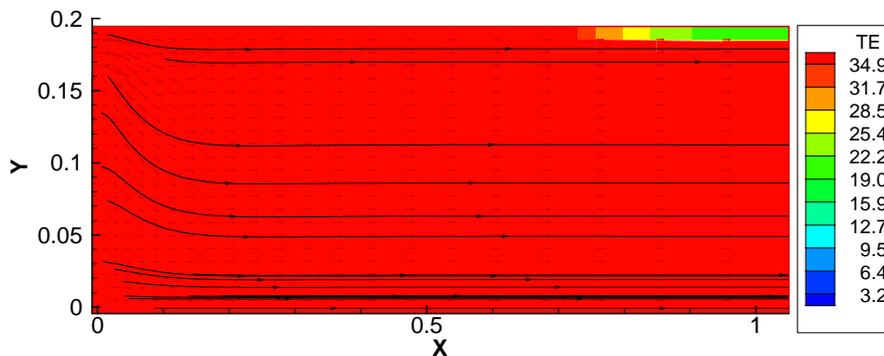


Figura 47 – Distribuição de energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{large} = 100000$ e $\theta = 4427.2$.

Para o caso de $\theta_{in} = 1$ e $\theta_{large} = 10^{-5}$ (Figura 37) o centro da recirculação encontra-se sensivelmente a meio do eixo X , situa-se a um valor de cerca de 49,2 cm em relação à entrada e está a uma altura de cerca de 7,5 cm. O jacto exterior começa a apresentar valores de energia cinética mais elevados, a cerca de 30.8 cm da entrada e a uma altura de cerca de 17.6 cm. Nesse ponto, apresenta uma velocidade longitudinal de cerca de 76.3 m/s, e uma velocidade transversal inversa de 0.55 m/s. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo, que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 31.7 cm. As superfícies de valores intermédios são muito pequenas, aparecendo o valor mais alto em cima do eixo, aos 34.7 cm da entrada.

Para o caso de $\theta_{in} = 1$ e $\theta_{large} = 10^{-4}$ os resultados são praticamente idênticos. O centro da recirculação mantém-se a cerca de 49,2 cm em relação à entrada e está a uma altura de cerca de 7,5 cm. O jacto exterior inicia a apresentação de valores de energia cinética mais elevados, a cerca de 30.8 cm da entrada e a uma altura 17.6 cm. Nesse ponto, as velocidades apresentam valores iguais, a velocidade longitudinal de cerca de 76.3 m/s, e a velocidade transversal inversa de 0.55 m/s. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo, que se vê à entrada, acompanha igualmente o eixo de simetria até cerca de 31.7 cm. As superfícies de valores imediatamente seguintes são muito pequenas, aparecendo o valor mais alto aos 34.7 cm da entrada. A passagem de uma ordem de grandeza de 10^{-5} para 10^{-4} , não alterou a situação anterior, no que diz respeito à energia cinética turbulenta.

Para o caso de $\theta_{in} = 1$ e $\theta_{large} = 10^{-3}$ (Figura 39) também não é visível qualquer alteração de realce em relação aos dois gráficos anteriores. O centro da recirculação, continua a situar-se a cerca de 49,2 cm em relação à entrada e está a uma altura de cerca de 7,5 cm. O jacto exterior começa a apresentar valores de energia cinética mais elevados, tal como nas situações anteriores, a cerca de 30.8 cm da entrada e a uma altura 17.6 cm. Nesse ponto, continua a apresentar uma velocidade longitudinal de cerca de 76.3 m/s, e uma velocidade transversal de valor negativo de 0.55 m/s. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo, que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 31.7 cm. As superfícies de valores imediatamente seguintes são muito pequenas, aparecendo o valor mais alto aos 34.7 cm da entrada. A alteração de uma ordem de grandeza de 10^{-4} para 10^{-3} da intensidade de turbulência do jacto exterior também não surtiu qualquer modificação na visualização gráfica.

Para o caso de $\theta_{in} = 1$ e $\theta_{large} = 10^{-2}$ (Figura 40) já foi verificada uma ligeiríssima alteração na distribuição da energia cinética turbulenta e no padrão do escoamento. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo, que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 31.7 cm. As superfícies de valores imediatamente seguintes são muito pequenas, aparecendo o valor mais alto aos 34.4 cm da entrada. Os valores mais altos da energia cinética turbulenta, recuaram muito ligeiramente para a entrada, cerca de 0.3 cm. As restantes medições permanecem iguais.

O centro da recirculação, continua a situar-se espacialmente a um valor de cerca de 49,2 cm em relação à entrada e está a uma altura de cerca de 7,5 cm. O jacto exterior começa a apresentar valores de energia cinética mais elevados, a cerca de 30.8 cm da

entrada e a uma altura 17.6 cm. Nesse ponto, apresenta uma velocidade longitudinal de cerca de 76.3 m/s, e uma velocidade transversal inversa de 0.55 m/s. A mudança de ordem de grandeza de 10^{-3} para 10^{-2} alterou pouquíssimo o gráfico da energia cinética turbulenta.

Para o caso de $\theta_{in} = 1$ e $\theta_{large} = 10^{-1}$ (Figura 41) registam-se ligeiras alterações em relação ao centro da recirculação, que recua cerca de 1 cm, situa-se agora a cerca de 48,3 cm em relação à entrada e está a uma altura de cerca de 7,5 cm. O jacto exterior começa a apresentar valores de energia cinética mais elevados mais perto da entrada, a cerca de 28.2 cm da entrada (houve uma aproximação à entrada de cerca de 2.6 cm) e a uma altura 17.6 cm, continuando a manter a mesmas velocidades longitudinal e transversal. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo, que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 30 cm, aproximando-se cerca de 1.7 cm da entrada. As superfícies de valores imediatamente seguintes alargaram ligeiramente, aparecendo o valor mais alto aos 34.1 cm da entrada (reco de cerca de 0.3 cm). Os valores mais altos da energia cinética turbulenta recuaram ligeiramente para a entrada. Nota-se um ligeiríssimo aperto nas linhas de corrente, que foram sempre mantidas as mesmas, para poderem ser comparadas, indicando assim haver uma aceleração do escoamento.

Para o caso de $\theta_{in} = \theta_{large} = 1$ (Figura 42) começam a notar-se bastantes modificações. O centro da recirculação recuou de 48.3 para 40.6 cm da entrada, sendo que está a uma altura ainda constante de cerca de 7,5 cm. Houve recuo do centro de recirculação de perto de 8 cm, mas houve também aproximações de linhas de corrente. O jacto exterior começa a apresentar valores de energia cinética mais elevados, a cerca de 6.8 cm da entrada e a uma altura 17.6 cm; apresenta os valores máximos a cerca de 21 cm de diferença do gráfico anterior. Nesse ponto, a velocidade longitudinal é idêntica, cerca de 76.3 m/s, e a velocidade transversal continua inversa e com o valor de cerca de 0.55 m/s. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo, que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 24 cm (- 6 cm do que no gráfico anterior). As superfícies de valores imediatamente seguintes são muito pequenas, aparecendo o valor mais alto aos 26.4 cm da entrada (-10 cm do que no gráfico anterior). As superfícies com valores intermédios de energia cinética estreitaram

um pouco. Os valores mais altos da energia cinética turbulenta recuaram bastante para a entrada.

Para o caso de $\theta_{in} = 1$ e $\theta_{large} = 10^1$ (Figura 43) notam-se grandes modificações em relação aos casos anteriores. A superfície indicadora de níveis de energia cinética mais baixos no jacto exterior desapareceu completamente. O centro da recirculação recuou cerca de 15 cm (de 40.6 para 25.6 cm) da entrada, sendo que está a uma altura ainda constante de cerca de 7,5 cm. As linhas de corrente estão ainda mais próximas. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo, que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 10.6 cm (- 13.6 cm do que no gráfico anterior). As superfícies de valores imediatamente seguintes são ainda mais estreitas, aparecendo o valor mais alto aos 12.1 cm da entrada (-14 cm do que no gráfico anterior). As superfícies com valores intermédios de energia cinética estreitaram um pouco. Os valores mais altos da energia cinética turbulenta recuaram bastante para a entrada.

Para o caso de $\theta_{in} = 1$ e $\theta_{large} = 10^2$ (Figura 44) notam-se grandes modificações em relação ao caso imediatamente anterior. A superfície indicadora de níveis de energia cinética mais baixos no jacto exterior continua desaparecida. O centro da recirculação recuou cerca de 14 cm (de 25.6 para 11.8 cm) da entrada. Houve também alteração no valor da altura, passou do valor anteriormente constante de cerca de 7.5 cm, para cerca de 5.8 cm, aproximando-se cerca de 1.7 cm ao eixo de simetria. As linhas de corrente estão ainda mais próximas. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo, que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 2.6 cm (- 8 cm do que no gráfico anterior). As superfícies de valores imediatamente seguintes são ainda mais estreitas, aparecendo o valor mais alto aos 3.5 cm da entrada (-8.5 cm do que no gráfico anterior). As superfícies com valores intermédios de energia cinética estão com um valor inferior a 1 cm. Os valores mais altos da energia cinética turbulenta recuaram bastante para a entrada.

Para o caso de $\theta_{in} = 1$ e $\theta_{large} = 10^3$ (Figura 45) o padrão do escoamento é radicalmente diferente de todos os anteriores. O valor máximo da energia cinética turbulenta ocupa a zona de secção de teste na sua quase totalidade. A zona de recirculação recuou até ao seu desaparecimento. É visível ainda uma pequena parte onde aparecem superfícies com medidas de energia cinética mais baixas, com cerca de 0.5 cm em relação à entrada, em cima do eixo de simetria. Na parte superior, junto à

parede, energia cinética com valor mais elevado faz-se sentir para valores longitudinais inferiores a cerca de 33.5 cm, descendo depois para valores inferiores, como ilustra a figura 41. As linhas de corrente aparecem mais dispersas.

Para os casos de $\theta_{in} = 1$ e $\theta_{large} = 10^4$ e 10^5 (Figuras 46 e 47) a região do gráfico, na vizinhança da parede, com superfícies de níveis mais baixo de energia cinética turbulenta, sofre um avanço significativo. Na primeira situação a energia cinética com valor mais elevado faz-se sentir para valores longitudinais inferiores a cerca de 52.5 cm, enquanto que para a figura 43, se faz sentir para valores longitudinais inferiores a cerca de 72.5 cm.

3.4 Estudo do efeito do gradiente longitudinal da pressão na parede, para $\lambda = 6.0$

O facto de em algumas situações os perfis radiais da velocidade axial obtidos numericamente revelarem valores negativos, indicativos de uma zona de recirculação, que não apareciam nas medições, levantou a hipótese de a instalação experimental não estar a ser simulada correctamente, nomeadamente do que diz respeito ao facto de funcionar em circuito fechado. De facto, nesta situação, a saída da secção de teste está ligada à admissão do ventilador onde ocorre a pressão mais baixa de toda a instalação e, portanto, na secção de teste está a verificar-se um gradiente favorável de pressão, que, como se sabe, deveria atrasar a separação. Este aspecto inovador do presente trabalho, desenvolveu-se como um estudo comparativo, cuja base de comparação, se centra na Figura 7 do trabalho experimental [1].

Nessa Figura, os valores de C_p , ao longo da parede, para a razão de velocidades $\lambda = 6.0$, variam, entre 0 à entrada até -0.35 em $x/r_0 = 5.15$, de uma forma quase linear.

A equação do C_p é dada por:

$$C_p = \frac{p - p_1}{\frac{1}{2} \rho U_m^2} \quad (14)$$

onde:

- U_m – Valor da velocidade média mássica [m/s];
- p – Pressão estática na parede [N/m²];
- p_1 – Pressão estática na primeira estação [N/m²].

$$p = C_p \times \frac{1}{2} \times \rho \times U_m^2 + p_1 \quad (15)$$

Nesta equação, foi tido em conta que:

- O valor de C_p foi o valor de referência obtido por Ahmed e Sharma [1], para as diferentes localizações ao longo da parede da zona de secção de teste;
- A densidade do ar utilizada foi a de referência do programa TEACH para este fluido, 1.21 [kg/m³];
- O valor da velocidade mássica U_m , usado por Ahmed e Sharma [1], para o caso de $\lambda = 6.0$ foi de 27.41 [m/s];
- O valor de p_1 foi desprezado.

Esta variação provoca na equação da pressão (neste caso na pressão estática na parede da zona de secção de teste), uma oscilação de valores entre 0 e -159.09 [N/m²]

3.4.1 Distribuição de pressão na parede da conduta, para $\lambda = 6.0$

Tendo em conta os resultados apresentados por Ahmed & Sharma [1], foi modificado o programa TEACH, de forma a obter os mesmos valores de C_p ao longo da parede da zona de secção de teste. A melhor aproximação da simulação deu a leitura ilustrada na Figura 48.

Nesta Figura, podem ser lidos os valores de C_p obtidos ao longo da zona de secção de testes, para o trabalho experimental e para o presente trabalho com gradiente de pressão, para uma taxa de velocidades de $\lambda = 6.0$.

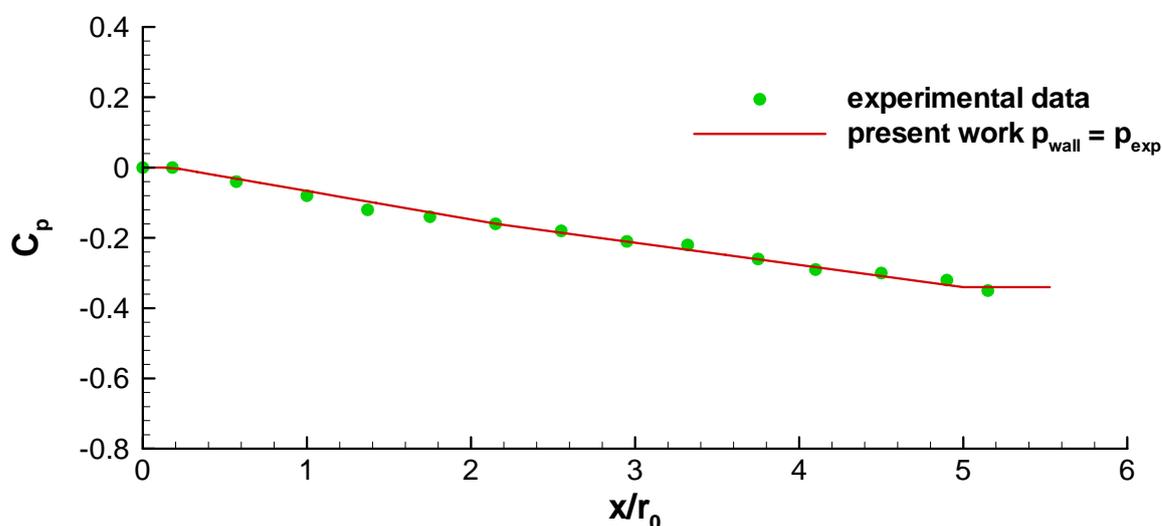


Figura 48 – Distribuição de pressão na parede da conduta

Os valores extraídos dessa Figura, para o trabalho experimental [1], são os apresentados na tabela 4.

x/r_0	0	0.18	0.57	1.00	1.37	1.75	2.15	2.55	2.95	3.32	3.75	4.10	4.50	4.90	5.15
C_p	0	0	-0.04	-0.08	-0.12	-0.14	-0.16	-0.18	-0.21	-0.22	-0.26	-0.29	-0.30	-0.32	-0.35

Tabela 4 – Valores de C_p obtidos por Ahmed & Sharma [1], ao longo da parede, na zona de secção de teste.

Os valores obtidos pelo presente trabalho, com o gradiente de pressão, são bastante próximos dos valores obtidos pelo trabalho experimental. A comparação pode ser feita nos pontos onde houve tiragem de valores experimentais.

Assim, para os primeiros dois pontos, $x/r_0 = 0$ e $x/r_0 = 0.18$, os dois trabalhos seguem o mesmo valor.

Em $x/r_0 = 0.57$, o valor obtido para o trabalho experimental tem uma leitura quase coincidente com o do valor obtido para o presente trabalho.

Em $x/r_0 = 1.00$, a leitura do trabalho experimental tem uma muito ligeira diferença em relação ao valor do presente trabalho.

Em $x/r_0 = 1.37$, essa diferença continua bastante pequena, apresentando no entanto, uma amplitude maior.

Em $x/r_0 = 1.75$, a amplitude de diferença entre os valores dos dois trabalhos, é idêntica ao verificado em $x/r_0 = 1.00$.

Em $x/r_0 = 2.15$, o valor obtido para os dois trabalhos dá a mesma leitura.

Em $x/r_0 = 2.55$, o valor obtido no trabalho experimental é ligeiramente superior ao valor obtido para o presente trabalho.

Em $x/r_0 = 2.95$, o valor de C_P é de -0.21 para os dois trabalhos.

Em $x/r_0 = 3.32$, o valor de C_P para o trabalho experimental é de -0.22. Para além dos dois pontos iniciais, a amplitude de diferença de valores, é a mínima verificada na figura, entre dois pontos de medição.

Em $x/r_0 = 3.75$, os valores obtidos para os dois trabalhos, descem mais acentuadamente, valendo cerca de -0.26. Esta é a maior amplitude de valores verificada na figura, tendo em conta a proximidade dos pontos.

Em $x/r_0 = 4.10$, o valor obtido para o trabalho experimental tem uma leitura quase coincidente com o do valor obtido para o presente trabalho.

Em $x/r_0 = 4.50$, o valor de C_P obtido para o trabalho experimental é de -0.30, sendo que o presente trabalho, dá um registo ligeiramente superior.

Em $x/r_0 = 4.90$, o valor de C_P obtido para o trabalho experimental é de -0.32, sendo que o presente trabalho, dá um registo ligeiramente superior.

No último ponto, para $x/r_0 = 5.15$, o valor de C_P para o trabalho experimental é de -0.35 e para o presente trabalho é ligeiramente superior.

3.4.2 Perfis radiais de velocidade média axial, para $\lambda = 6.0$

Na Figura 48, a velocidade do jacto exterior, U_o é de 80.8 m/s, a velocidade do jacto interior, U_i , é de 13.1 e a velocidade média da massa, é de 27.41 m/s.

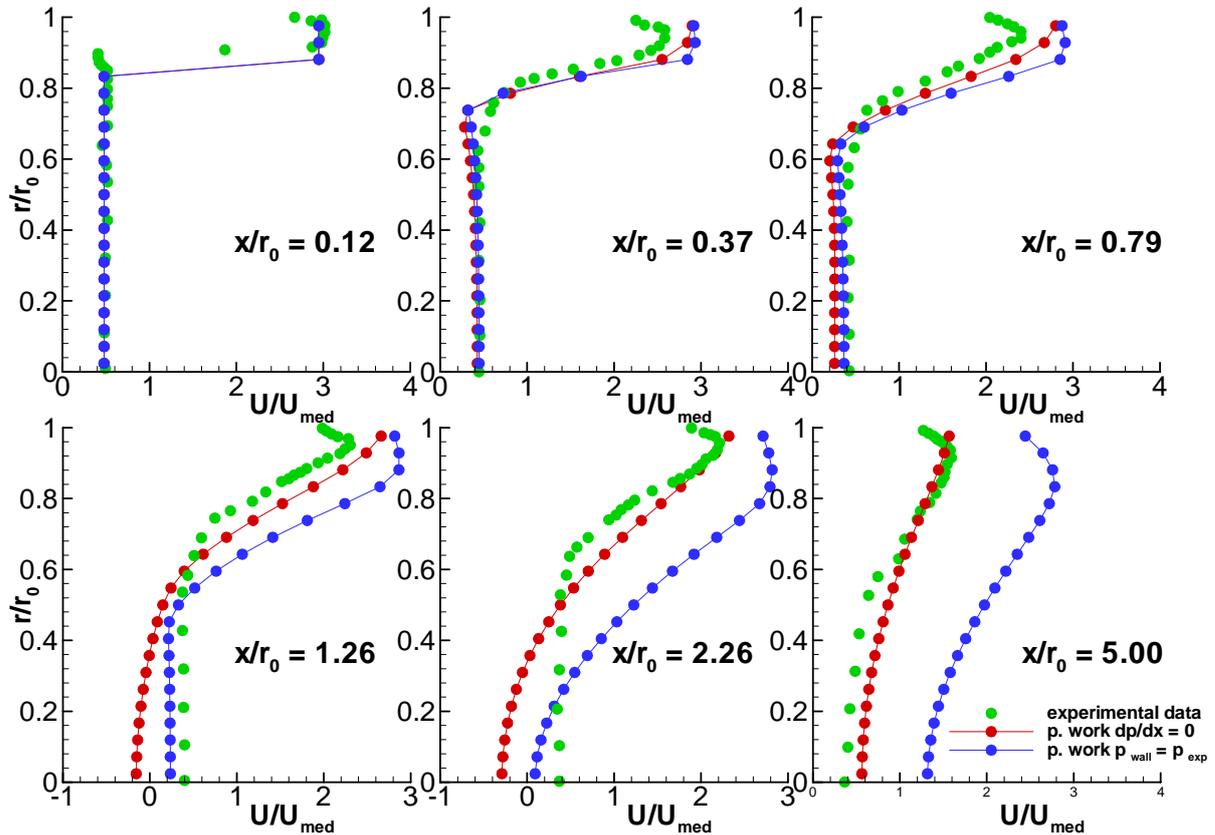


Figura 49 – Perfis radiais de velocidade média axial, para $\lambda = 6.0$, com gradiente de pressão

Na Figura 49, aparecem em simultâneo as medições do trabalho experimental [1], legendados a cor verde, os cálculos do presente trabalho, sem gradiente de pressão legendados a vermelho, e os cálculos do presente trabalho, iniciado neste subcapítulo, com gradiente de pressão, legendados a cor azul.

Para a estação $x/r_0 = 0.12$, os resultados obtidos para os três trabalhos, são idênticos no intervalo $0 < r/r_0 < 0.8$, apresentando um valor constante ligeiramente superior mas bastante aproximado de $U/U_m = 0.4$. No intervalo $0.8 < r/r_0 < 1$, os dois presentes trabalhos, seguem valores idênticos, subindo para um valor próximo de $U/U_m = 3$, mantendo esse valor na vizinhança da parede. Nesse intervalo, o trabalho experimental, a subida de valores, dá-se um pouco mais próximo da parede, subindo

para um valor idêntico ao dos dois presentes trabalhos, descendo contudo um pouco na vizinhança da parede, para cerca de $U/U_m = 2.7$.

Para a estação $x/r_0 = 0.37$, no intervalo $0 < r/r_0 < 0.6$, os valores obtidos pelos três trabalhos, são praticamente coincidentes entre si e idênticos aos da estação anterior no mesmo intervalo, seguem um valor constante próximo de $U/U_m = 0.4$. Em $0.6 < r/r_0 < 0.8$, o presente trabalho sem gradiente de pressão, desce ligeiramente mais que os outros dois trabalhos, para cerca de $U/U_m = 0.3$, subindo para 1 no limite superior deste intervalo. O presente trabalho com gradiente de pressão mantém-se praticamente em $U/U_m = 0.4$, e o trabalho experimental sobe no limite superior deste intervalo, para valores próximos de $U/U_m = 1$. No intervalo $0.8 < r/r_0 < 1$, o trabalho experimental tem a subida mais ligeira dos três trabalhos, sobe até cerca de $U/U_m = 2.6$ em $r/r_0 = 0.9$ e desce para cerca de 2.2 na vizinhança da parede. Nesse intervalo, o presente trabalho sem gradiente de pressão, sobe para cerca de $U/U_m = 3$, sem decréscimo, enquanto que o presente trabalho, com gradiente de pressão atinge e mantém esse mesmo valor, em quase toda a extensão deste intervalo.

Para a terceira estação, $x/r_0 = 0.79$, no intervalo $0 < r/r_0 < 0.6$, o trabalho experimental e o presente trabalho com gradiente de pressão, apresentam valores em tudo idênticos aos valores obtidos por esses trabalhos, nas estações anteriores, no mesmo intervalo. Neste mesmo intervalo, o presente trabalho sem gradiente de pressão, segue um valor constante de $U/U_m = 0.2$. No intervalo $0.6 < r/r_0 < 0.8$, os três trabalhos apresentam subidas ligeiramente diferenciadas umas das outras, mas no limite máximo do intervalo, estão bastante próximo do valor $U/U_m = 1$. Os dois presentes trabalhos, apresentam valores sempre diferentes nesta estação, à exceção de $r/r_0 = 0.8$, onde se igualam. No intervalo $0.8 < r/r_0 < 1$, o trabalho experimental, sobe para cerca de $U/U_m = 2.4$, em $r/r_0 = 0.9$, descendo para 2 na vizinhança da parede. Os dois presentes trabalhos seguem valores bastante idênticos aos observados nos mesmos trabalhos, na estação anterior, para o mesmo intervalo. No presente trabalho com gradiente de pressão, nota-se uma ligeiríssima descida no valor de U/U_m , na vizinhança da parede.

Para a quarta estação, $x/r_0 = 1.26$, no intervalo $0 < r/r_0 < 0.6$, o presente trabalho com gradiente de pressão e o trabalho experimental, copiam integralmente os valores obtidos para as três estações anteriores, para os mesmos trabalhos, no mesmo intervalo. Nesse intervalo, o presente trabalho sem gradiente de pressão, apresenta valores negativos, desde o eixo de simetria até cerca de $r/r_0 = 0.4$. No eixo de simetria o valor de U/U_m para este trabalho é cerca de -0.2, sendo nulo em $r/r_0 = 0.4$. Esta distância ao

eixo de simetria é cerca de 7.6 cm, altura a que se encontra o centro da recirculação, visto anteriormente neste capítulo. Em $r/r_0 = 0.6$, este mesmo trabalho obtém o mesmo valor de U/U_m que os outros dois trabalhos, cerca de 0.4. No intervalo $0.6 < r/r_0 < 1$, o trabalho experimental sobe de cerca de $U/U_m = 0.4$, até cerca de 2.4 em $r/r_0 = 0.9$, descendo para 2 na vizinhança da parede. O presente trabalho sem gradiente de pressão apresenta valores crescentes ao longo do raio, até cerca de $U/U_m = 2.8$ na vizinhança da parede. Neste intervalo, o presente trabalho com gradiente de pressão, atinge um valor a rondar $U/U_m = 3$, em $r/r_0 = 0.9$, descendo na vizinhança da parede, para cerca de 2.8.

Em $x/r_0 = 2.26$, para valores junto do eixo, para o presente trabalho sem gradiente de pressão, a inversão da velocidade é um pouco mais acentuada; passa do valor -0.2 na estação anterior, para -0.3. O intervalo dos valores negativos de velocidade é idêntica ao da estação anterior, ou seja de 0 a 7.6 cm, sendo que neste limite superior a velocidade é zero. Após esse intervalo é seguida a tendência sempre de subida de valores até final, para um valor próximo de 2.3 junto à parede. Para este trabalho, em todas as estações anteriores, o valor obtido próximo da parede, ronda os 2.8. Nesta estação, começa a notar-se uma decida desse valor. O trabalho experimental segue os valores por eles obtidos na estação anterior. A amplitude das velocidades é ligeiramente menor; vai de 0.4 para distâncias $r/r_0 < 0.6$, a 2.2 em $r/r_0 = 0.9$, e desce para cerca de 1.9 junto da parede. O presente trabalho com gradiente de pressão, no intervalo $0 < r/r_0 < 0.4$, segue os valores do trabalho experimental, como nas outras estações anteriores, neste intervalo, apresentando após o mesmo, uma subida de valores que atinge cerca de $U/U_m = 3$, em $r/r_0 = 0.9$, descendo para cerca de 2.8 na vizinhança da parede.

Na última estação, para o intervalo $r/r_0 < 0.7$, os valores do presente trabalho sem gradiente de pressão, foram ligeiramente superiores aos dos valores do trabalho experimental, sobem sempre, atingindo o seu valor máximo de 1.5 junto da parede. Para o estudo de M. R. Ahmed e S. D. Sharma [1], o valor no eixo é 0.4. Neste estudo, para esta estação os valores de U/U_m vão sempre subindo, atingindo o máximo em $r/r_0 = 0.9$ (cerca de 1.6), descendo junto da parede para 1.2. O presente trabalho com gradiente de pressão, apresenta em todo este gráfico, valores bastante superiores a qualquer um dos outro dois estudos. No eixo de simetria, dá leitura de cerca de $U/U_m = 0.9$, vai subindo até cerca de $r/r_0 = 0.8$, onde apresenta um valor próximo de 3, descendo na vizinhança da parede, para cerca de 2.4. Esta diferença deve ficar a dever-se à condição de fronteira

à saída, cujas medições não eram conhecidas e, por isso, foi usada uma condição de escoamento completamente desenvolvido.

3.4.3 Variação longitudinal da velocidade axial, para $\lambda = 6.0$

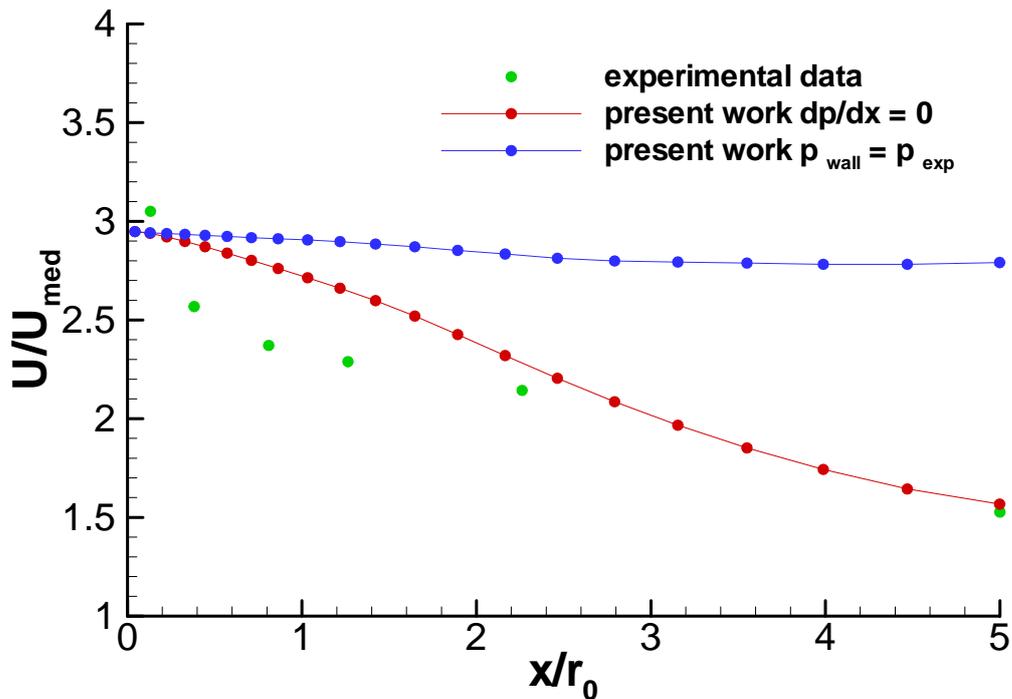


Figura 50 – Variação longitudinal da Velocidade axial para $\lambda = 6.0$

Na Figura 50 os pontos medidos experimentalmente, são relativos a cada uma das seis estações longitudinais, enquanto os valores obtidos pelo TEACH, para os outros dois presentes trabalhos, têm em conta a malha que se considerou.

Para o caso do trabalho experimental, os valores de X vs U obtidos, são os seguintes: na primeira estação, o valor da velocidade U_0/U_i apresentado, é ligeiramente superior a 3. Na segunda estação, apresenta um valor de cerca de 2.6, descendo acentuadamente entre as duas estações, que se encontram relativamente próximas. Na terceira estação, apresenta um valor de velocidade bastante próximo de 2.4, o que desacentua a descida. Na quarta estação, apresenta um valor de cerca de 2.3, encontrando entre estas estações uma decida suave. A quinta estação dá uma leitura de velocidade, próximo de 2.1, descendo para cerca de 1.5 na última estação, perto da saída.

Para o presente trabalho sem gradiente de pressão, o valor de velocidade inicial, é cerca de 3, sendo ligeiramente mais baixo do que o valor inicial obtido experimentalmente. Ao longo da zona de secção de testes, a razão de velocidades vai baixando com um declive suave, atingindo contudo, quase o mesmo valor do trabalho experimental à saída.

O presente trabalho com gradiente de pressão apresenta na entrada valores de velocidade idênticos ao estudo sem gradiente de pressão. Ao longo da zona de secção de testes, vai apresentando valores de velocidade bastante idênticos. A amplitude total da velocidade para este estudo é ligeiramente inferior a 0.2. A partir de $x/r_0 = 3$ até à saída, o valor de velocidade estabiliza.

Este resultado é curioso, porque sendo o gradiente de pressão longitudinal igual ao experimental, isto é, favorável, as medidas experimentais mostram uma diminuição da velocidade axial semelhante à que é característica da situação numérica de gradiente nulo. Fisicamente, não foi encontrada explicação para este facto, embora se reconheça que a sua causa será um acentuado gradiente radial de pressões, que não foi possível simular computacionalmente na fronteira de saída da secção de teste.

3.4.4 Estudo comparativo da componente de velocidade axial, para o presente trabalho $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$, e para o presente trabalho $p_{wall} = p_{exp}$, para $\lambda = 6.0$

Neste estudo, foram apenas seleccionados alguns casos considerados mais relevantes. Para a variação de turbulência do jacto interior, por não haver alteração significativa nos gráficos, nas diferentes onze ordens de grandeza efectuadas anteriormente, vão ser seleccionados apenas dois casos, que são os extremos das ordens de grandeza estudados: $\theta_{in} = 10^5$ e $\theta_{in} = 10^{-5}$.

No caso da variação de turbulência do jacto exterior, os casos considerados mais relevantes, são: $\theta_{large} = 10^{-5}$, $\theta_{large} = 10^{-2}$, $\theta_{large} = 10^1$, $\theta_{large} = 10^2$ e $\theta_{large} = 10^3$.

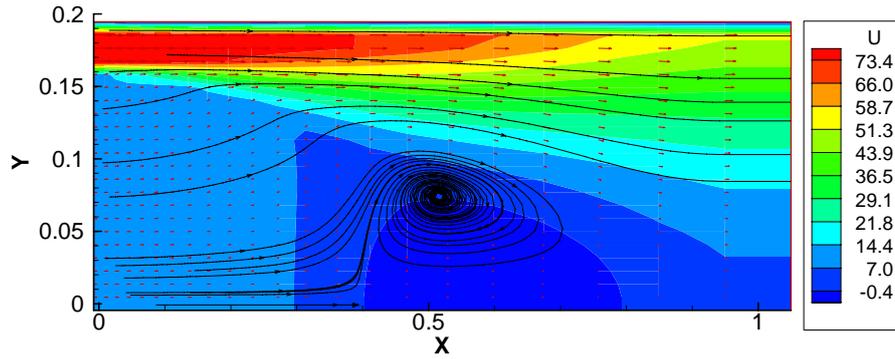


Figura 51 – Distribuição da componente axial de velocidade e “streaklines” para $\theta_{in} = 100000$, para o estudo sem gradiente de pressão.

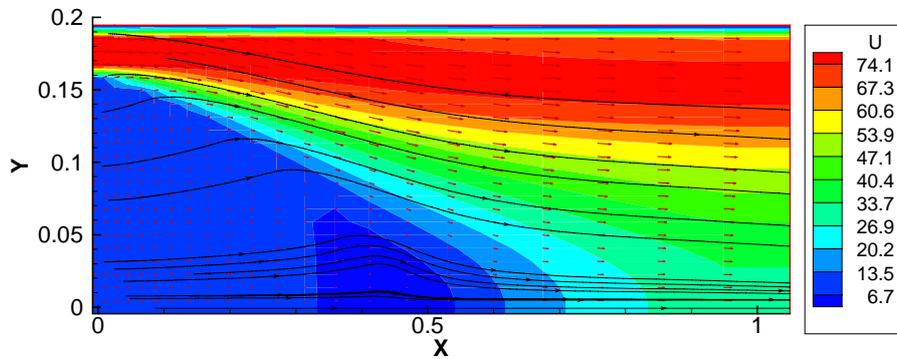


Figura 52 – Distribuição da componente axial de velocidade e “streaklines” para $\theta_{in} = 100000$, para o estudo com gradiente de pressão.

Para o estudo sem gradiente de pressão, para $\theta_{in} = 10^5$, a figura 51 apresenta uma legendagem de valores de limites superiores de velocidade axial, de 73.4 até -0.4 m/s. Este valor negativo deve-se à presença da recirculação.

O jacto exterior, apresenta os valores mais altos na região perto da entrada, misturando-se progressivamente ao longo da conduta. O maior valor de velocidade verificado à saída é cerca de 52 m/s, a cerca de 18.5 cm do eixo de simetria, o mais longe possível em simultâneo da influência da mistura do jacto interior, e da parede.

Na fronteira dos jactos, à entrada, nota-se desde logo uma abertura de valores em leque para valores mais baixos de velocidade, que afectam a velocidade dos dois actos. Como a diferença de velocidade dos dois jactos é bastante grande, o efeito de propagação, causará forte redução progressiva no jacto mais forte, e algum aumento progressivo no jacto mais fraco, uma vez que este tem um diâmetro bastante maior que o primeiro. À saída, em cima do eixo de simetria, a velocidade ronda os 5.6 m/s. Em

cima do eixo de simetria, mas a cerca de 60 cm da entrada, os valores são de cerca de -7.7 m/s.

Para o estudo com gradiente de pressão, para $\theta_{in} = 10^5$, a figura 52 apresenta uma legendagem de valores de limites superiores de velocidade axial, de 74.1 até 6.7 m/s, não apresentando valores negativos. Não foi detectada qualquer recirculação, tal como no trabalho experimental [1]. O jacto exterior à saída apresenta um valor de cerca de 76.4 m/s a cerca de 15 cm de altura. Na figura 51, o valor da velocidade neste ponto é cerca de 35.4 m/s. O valor inicial do jacto à entrada é de 80.8 m/s. A mistura dos jactos difere bastante da verificada nessa figura. A velocidade à saída em cima do eixo de simetria vale cerca de 31.2 m/s. A cerca de 1/3 da entrada, a mistura dos jactos perde o efeito de mistura em leque. Os valores mais altos, a vermelho, apresentam uma curva adversa, não se extinguindo como na figura 51.

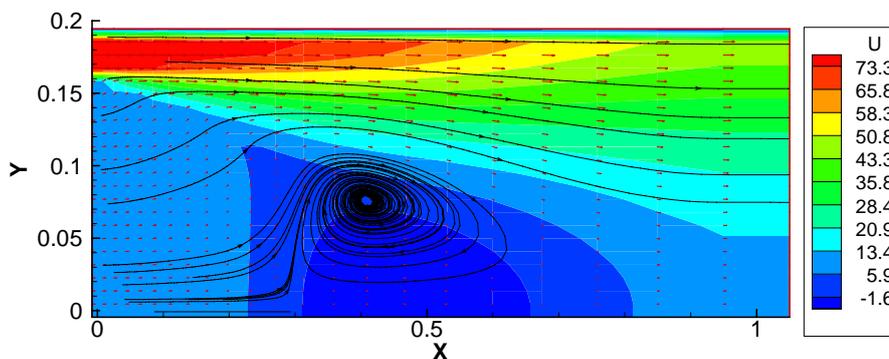


Figura 53 – Distribuição da componente axial de velocidade e “streaklines” para $\theta_{in} = 10^{-5}$, para o estudo sem gradiente de pressão.

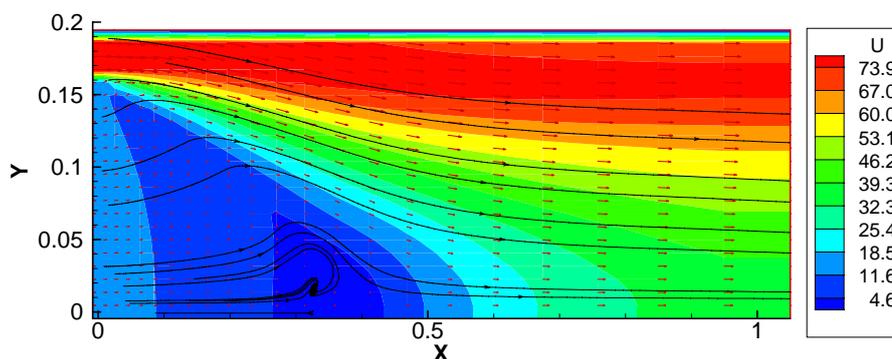


Figura 54 – Distribuição da componente axial de velocidade e “streaklines” para $\theta_{in} = 10^{-5}$, para o estudo com gradiente de pressão.

Para o estudo sem gradiente de pressão, para $\theta_{in} = 10^5$, a figura 53 apresenta uma legendagem de valores de limites superiores de velocidade axial, de 73.3 até -1.6

m/s. Este valor negativo deve-se à presença da recirculação, que se manteve presente nas onze ordens de grandeza estudadas, para o jacto interior.

O jacto exterior, apresenta os valores mais altos na região perto da entrada, misturando-se progressivamente ao longo da conduta. O maior valor de velocidade verificado à saída é cerca de 47 m/s, a cerca de 18.6 cm do eixo de simetria, o mais longe possível em simultâneo da influência da mistura dos jactos, e da parede.

À saída, em cima do eixo de simetria, a velocidade ronda os 10.4 m/s. Em cima do eixo de simetria, mas a cerca de 46 cm da entrada, os valores são de cerca de -9.1 m/s.

Para o estudo com gradiente de pressão, para $\theta_{in} = 10^{-5}$ a figura 54 apresenta uma legendagem de valores de limites superiores de velocidade axial, de 73.9 até 4.6 m/s. Neste gráfico, è possível visualizar uma pequeníssima recirculação. A cerca de 35.3 cm da entrada a uma distância de 1.3 cm do eixo de simetria, a velocidade é de -1.48 m/s. O jacto exterior à saída apresenta um valor de cerca de 76 m/s a cerca de 16 cm de altura. Na Figura 53, o valor da velocidade neste ponto é cerca de 40.4 m/s. A mistura dos jactos difere bastante da verificada nessa figura. A velocidade à saída em cima do eixo de simetria vale cerca de 36.3 m/s. A cerca de 1/3 da entrada, a mistura dos jactos perde o efeito de mistura em leque. Os valores mais altos, a vermelho, apresentam uma curva adversa, não se extinguindo como na Figura 53.

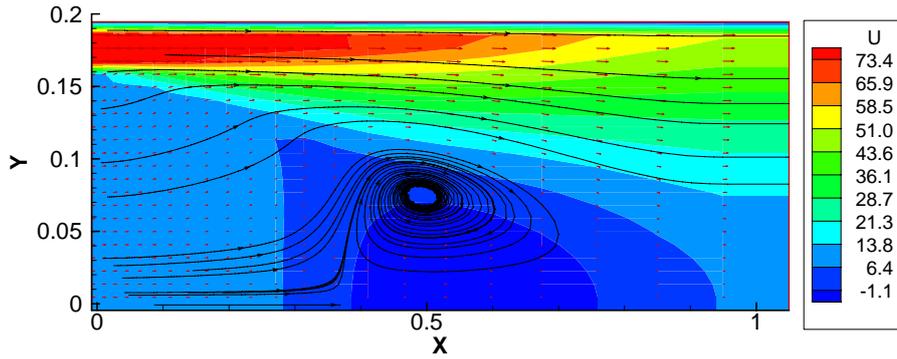


Figura 55 – Distribuição da componente da velocidade axial e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^{-5}$, para o trabalho sem gradiente de pressão

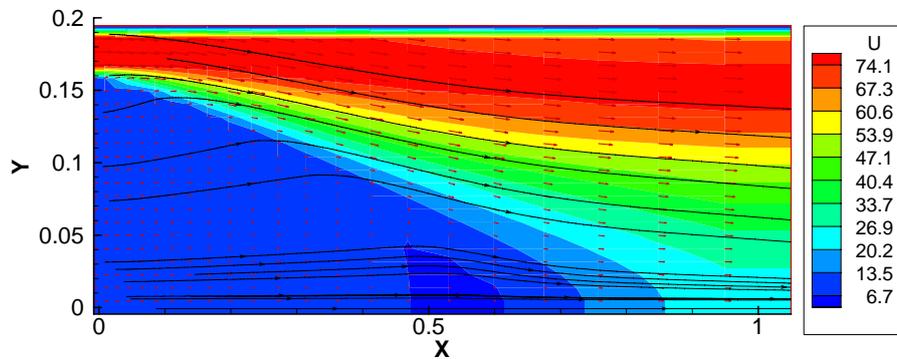


Figura 56 – Distribuição da componente da velocidade axial e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^{-5}$, para o trabalho com gradiente de pressão

Para o estudo sem gradiente de pressão, para $\theta_{large} = 10^{-5}$ a Figura 55, é semelhante às duas Figuras anteriores para o mesmo estudo. A maior velocidade verificada à saída, no jacto exterior, dá-se a cerca de 18.4 cm do eixo de simetria e é cerca de 51.4 m/s. À saída, no eixo de simetria, a velocidade é cerca de 6.7 m/s. Em cima desse mesmo eixo, recuando até cerca de 53 da entrada, verifica-se uma velocidade próxima de -8.5 m/s.

Para o estudo com gradiente de pressão, para $\theta_{large} = 10^{-5}$ (Figura 56), tanto para esta a razão de intensidade de turbulência, como para as anteriormente estudadas, não aparece a recirculação, sendo a distribuição de velocidades bastante idêntica. Foram feitas três medições de velocidade na região onde se verificam os valores mais altos, à saída. A 17.4 cm do eixo de simetria, foi lida uma velocidade de 72.1 m/s; a 14.6 cm do eixo de simetria, foi obtido um valor mais alto, 76 m/s, e a 13 cm do eixo de simetria, a velocidade lida foi de 72 m/s. O jacto exterior inicialmente valia 80.8 m/s e mede 25 mm de diâmetro. À saída, está-se aqui a obter um valor inferior a cerca de 5m/s, e num

diâmetro de cerca de 4.4 cm a velocidade mais baixa encontrada, desceu apenas cerca de 8.8 m/s. Também à saída, em cima do eixo de simetria, a velocidade tem um valor de 24.3 m/s.

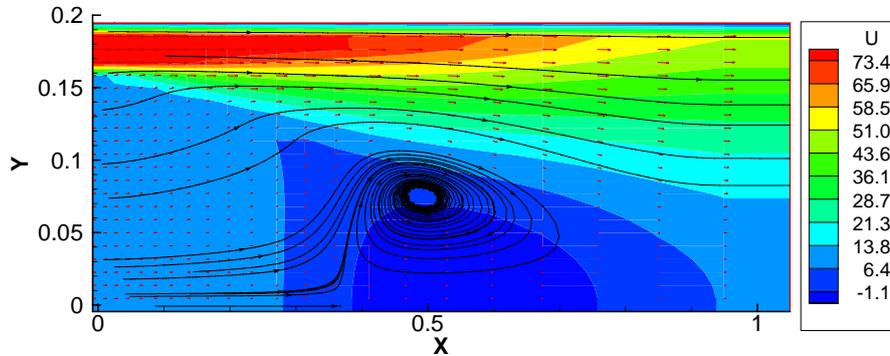


Figura 57 – Distribuição da componente da velocidade axial e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^{-2}$, para o trabalho sem gradiente de pressão

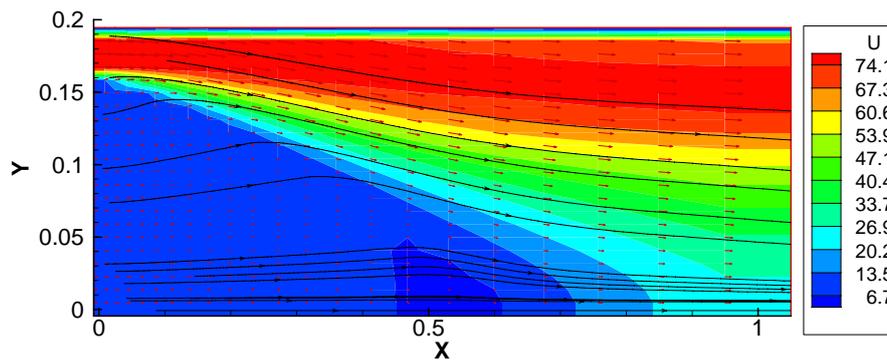


Figura 58 – Distribuição da componente da velocidade axial e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^{-2}$, para o trabalho com gradiente de pressão

Das figuras 55 e 56 ($\theta_{large} = 10^{-5}$), para as figuras 57 e 58 ($\theta_{large} = 10^{-2}$), agora em análise, há uma diferença de três ordens de grandeza, na intensidade de turbulência do jacto exterior. A visualização gráfica é idêntica. As medições efectuadas foram as mesmas do caso anterior. Para o estudo sem gradiente de pressão, (figura 57), a maior velocidade verificada à saída, no jacto exterior, dá-se a cerca de 18.4 cm do eixo de simetria e é cerca de 47.6 m/s., cerca de 3.8 m/s inferior à medição na figura 55. À saída, no eixo de simetria, a velocidade é cerca de 10.4 m/s., cerca de 3.4 m/s superior ao resultado obtido na figura anterior. Em cima desse mesmo eixo, recuando até cerca de 53 da entrada, verifica-se uma velocidade próxima de -7.6 m/s., em vez dos anteriores -8.5 m/s.

Para o estudo com gradiente de pressão, para $\theta_{large} = 10^{-2}$, (Figura 58) as três medições de velocidade na região onde se verificam os valores mais altos, à saída, foram as seguintes: a 17.4 cm do eixo de simetria, foi lida a mesma velocidade de 72.1 m/s; a 14.6 cm do eixo de simetria, foi obtido um valor mais alto, 76 m/s, e a 13 cm do eixo de simetria, a velocidade lida foi de 72 m/s. Os valores permanecem praticamente inalterados. Também à saída, em cima do eixo de simetria, a velocidade tem um valor de 25.1 m/s.

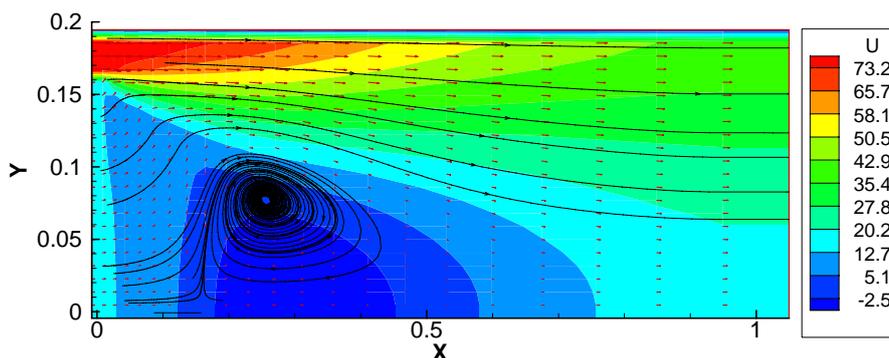


Figura 59 – Distribuição da componente da velocidade axial e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^1$, para o trabalho sem gradiente de pressão

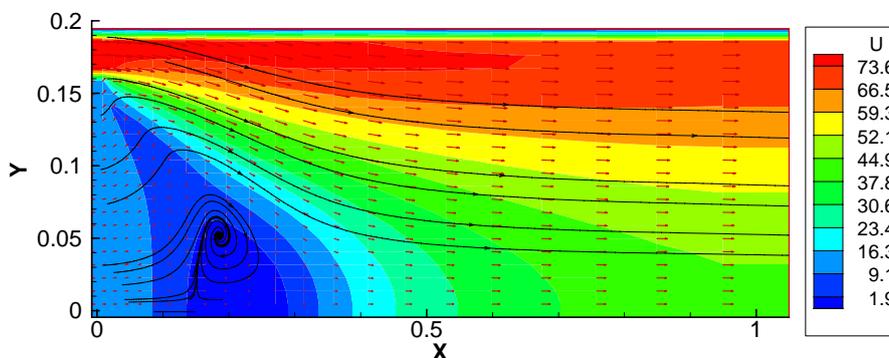


Figura 60 – Distribuição da componente da velocidade axial e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^1$, para o trabalho com gradiente de pressão

Para $\theta_{large} = 10^1$, para os dois estudos a visualização gráfica obtida, difere bastante das anteriores, para o mesmo estudo.

Para o trabalho sem gradiente de pressão, nota-se um recuo considerável do centro de recirculação.

Para o trabalho com gradiente de pressão, aparece pela segunda vez, uma pequena zona de recirculação. Como esta situação não foi detectada no trabalho

experimental, a razão de intensidade de turbulência para esse estudo, deverá ter sido também diferente de $\theta_{in} = 1$ e $\theta_{large} = 10^1$.

Para o estudo sem gradiente de pressão, para $\theta_{large} = 10^1$ (figura 59), o maior valor de velocidade obtido à saída, verifica-se a 18.4 cm do eixo de simetria e é cerca de 40.9 m/s. A cerca de 33 cm da entrada (1/3 do gráfico), o valor mais alto verifica-se a cerca de 18.5 cm do eixo de simetria, com um valor de 64.2 m/s. À saída, em cima desse eixo, a velocidade é de 17.35 m/s. Em cima do eixo, recuando até 27 cm da entrada, a medição obtida é -10.05 m/s.

Para o estudo com gradiente de pressão, para $\theta_{large} = 10^1$ (Figura 60), o maior valor de velocidade à saída, verifica-se a cerca de 17.5 cm do eixo de simetria, cerca de 71.9 m/s. À saída, no intervalo de distâncias de 15.7 a 17.9 cm do eixo de simetria, a velocidade supera o valor de 70 m/s. Em cima desse eixo à saída, o valor é de 43.5 m/s. Recuando até 19.7 cm da entrada em cima desse eixo, o valor é de -5.16 m/s.

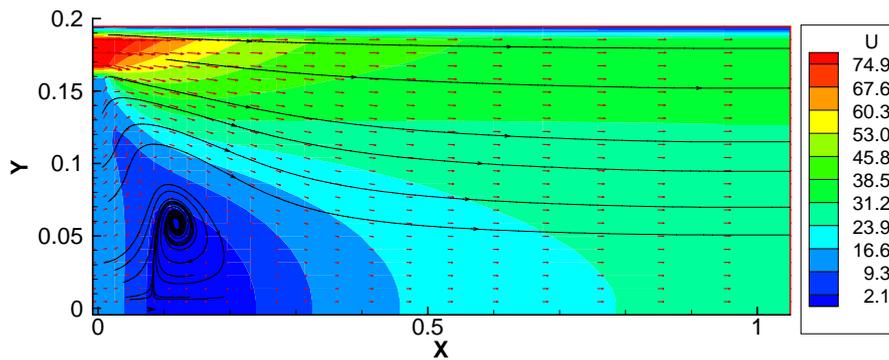


Figura 61 – Distribuição da componente da velocidade axial e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^2$, para o trabalho sem gradiente de pressão

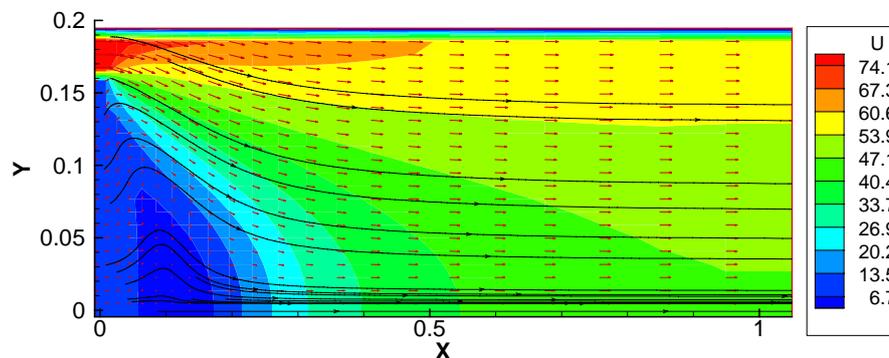


Figura 62 – Distribuição da componente da velocidade axial e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^2$, para o trabalho com gradiente de pressão

Para este caso $\theta_{large} = 10^2$, a recirculação permanece apenas no estudo sem gradiente de pressão (Figura 61). O valor mais elevado de velocidade a cerca de 17.7 cm de entrada é de 60.1 m/s. Do estudo anterior (Figura 59), pode ser notado que o limite superior de legendagem para o azul claro é de 20.2 m/s e essa cor é significativa na região da saída. Para este estudo, o limite superior de legendagem dessa cor é 23.9 m/s. No entanto, o domínio de visualização na parte final do gráfico é o verde, o que indica valores ainda superiores. O jacto exterior espalhou a sua velocidade por quase toda a extensão do gráfico. A velocidade mais elevada à saída é 34 m/s a cerca de 17.4 cm de distância ao eixo de simetria. Em cima deste mesmo eixo, á saída, o valor medido é de 25.3 m/s. Em cima desse mesmo eixo, recuando até cerca de 13.3 cm, o valor lido é de -5.10 m/s.

Para o estudo com gradiente de pressão, para $\theta_{large} = 10^2$ (Figura 62), os valores de velocidade mais altos do jacto exterior (tons de vermelho), dão uma visualização nítida de perda de velocidade nesse jacto. É o primeiro estudo em que a parte final do gráfico não tem domínio da grandes velocidades. Nota-se contudo que esse efeito é seguido pela cor amarela, que agora predomina à saída do jacto exterior. A 50 cm da entrada, a 18.4 cm do eixo de simetria, a velocidade é de 60.7 m/s. À saída, entre 18.3 a 15.5 cm do eixo de simetria, a velocidade supera os 56 m/s. Em cima desse eixo, à saída o valor é de 46.8 m/s. A cerca de 10.6 cm da entrada, em cima do eixo de simetria, a velocidade tem um valor de 0.95 m/s.

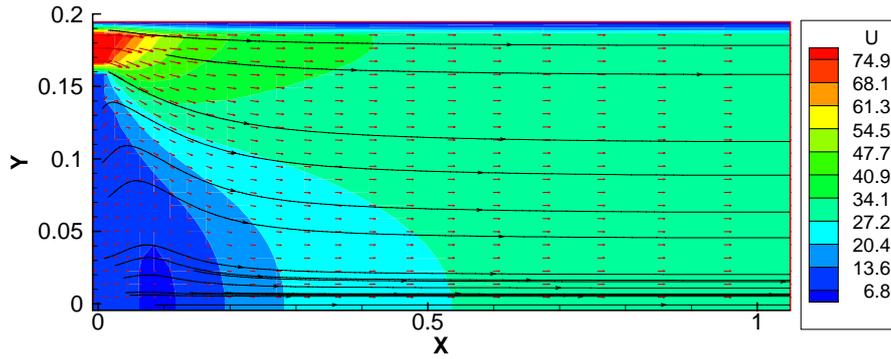


Figura 63 – Distribuição da componente da velocidade axial e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^3$, para o trabalho sem gradiente de pressão

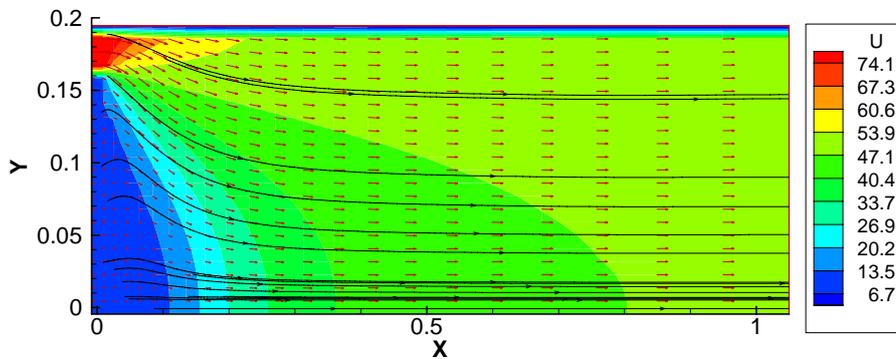


Figura 64 – Distribuição da componente da velocidade axial e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^3$, para o trabalho com gradiente de pressão

Para $\theta_{large} = 10^3$, para o caso do estudo sem gradiente de pressão (Figura 63), não aparece a recirculação. O valor de velocidade mais elevado, a 8.8 cm da entrada, dá-se a 18.5 cm do eixo de simetria e é cerca de 55.9 m/s. À saída, entre 0s 18.5 a 5.2 cm desse eixo, o valor da velocidade supera os 30 m/s, sendo neste intervalo o valor mais alto verificado a 16.1 cm do eixo, com 31.67 m/s. Em cima do eixo de simetria, à saída, o valor é de 29.67 m/s. Recuando até 8.3cm da entrada, em cima desse eixo, a velocidade é de 5.75 m/s.

No estudo com gradiente de pressão (Figura 64), à saída a medição efectuada em cima do eixo de simetria (47.26 m/s), são bastante próximas das velocidades obtidas na sua vertical, quase até à parede. A 18.4 cm desse eixo, o valor é de 48.19 m/s; a 15.3 cm desse eixo, o valor é de 49.2 m/s; a 12.2 cm desse eixo, o valor é de 48.7 m/s; a 8.5 cm desse eixo, o valor é de 48.08 m/s; a 5.0 cm desse eixo, o valor é de 47.56 m/s. Em cima desse eixo, a cerca de 5.9 cm da entrada, o valor é de 9.9 m/s.

3.4.5 Estudo comparativo da componente de velocidade radial, para o presente trabalho $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$, e para o presente trabalho $p_{wall} = p_{exp}$, para $\lambda = 6.0$

Neste estudo, foram considerados os casos mais relevantes, que são os mesmos do estudo anterior, para a componente axial de velocidade.

No caso da variação de turbulência do jacto interior, são: $\theta_{in} = 10^5$ e $\theta_{in} = 10^{-5}$.

No caso da variação de turbulência do jacto exterior, os casos considerados mais relevantes, são: $\theta_{large} = 10^{-5}$, $\theta_{large} = 10^{-2}$, $\theta_{large} = 10^1$, $\theta_{large} = 10^2$ e $\theta_{large} = 10^3$.

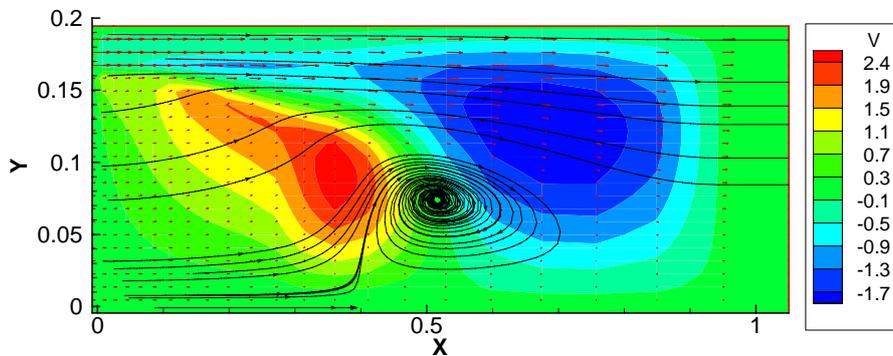


Figura 65 – Distribuição da componente radial de velocidade e “streaklines” para $\theta_{in} = 100000$, para o estudo sem gradiente de pressão.

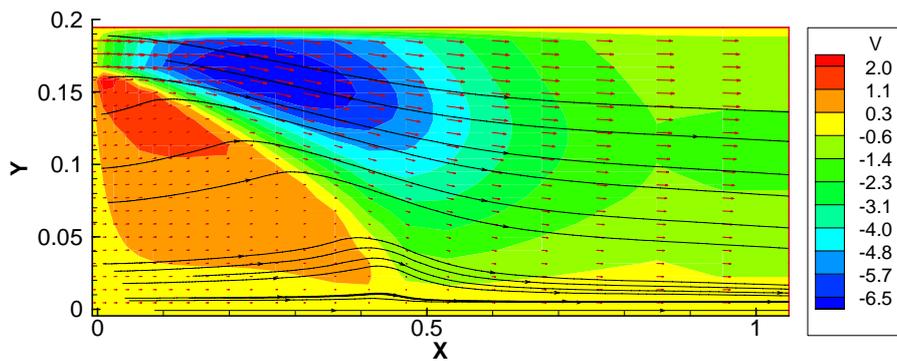


Figura 66 – Distribuição da componente radial de velocidade e “streaklines” para $\theta_{in} = 100000$, para o estudo com gradiente de pressão.

Para o estudo sem gradiente de pressão, para $\theta_{in} = 100000$, a figura 65 ilustra uma zona de valores mais elevados, imediatamente antes da zona de recirculação, e uma zona de valores negativos bastante maior que a anterior e imediatamente após a recirculação. Em cima do eixo de simetria, esta velocidade tem sempre valor 0, tal como praticamente zero na totalidade da saída. O jacto exterior apresenta valores de

velocidade negativos, do início até à saída. Imediatamente antes da recirculação, na vertical, a 42.3 cm da entrada, os valores de velocidade são positivos desde o eixo de simetria, até cerca de 13.2 cm desse eixo. Na vertical a 70 cm da entrada, os valores de velocidade são na sua quase totalidade negativos.

Para o trabalho com gradiente de pressão, para $\theta_{in} = 100000$ (figura 66), os valores mais elevados (positivos) de velocidade transversal, registam-se à entrada na fronteira dos dois jactos. Nesta figura, a partir de 43.3 cm da entrada, até à saída, os valores de velocidade dão negativos à excepção do eixo de simetria que do início até à saída apresenta o valor zero.

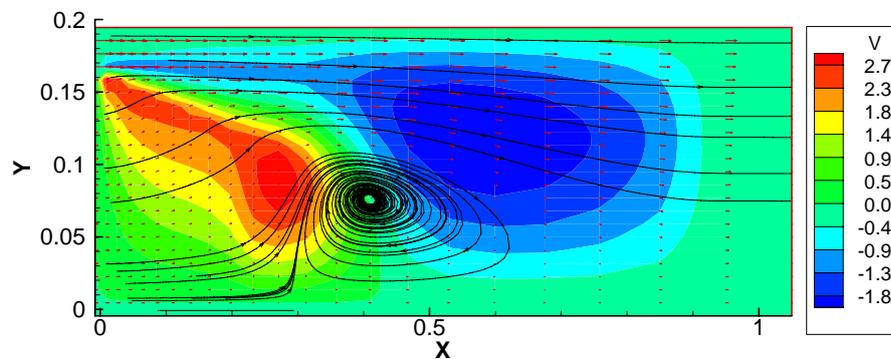


Figura 67 – Distribuição da componente radial de velocidade e “streaklines” para $\theta_{in} = 10^{-5}$, para o estudo sem gradiente de pressão.

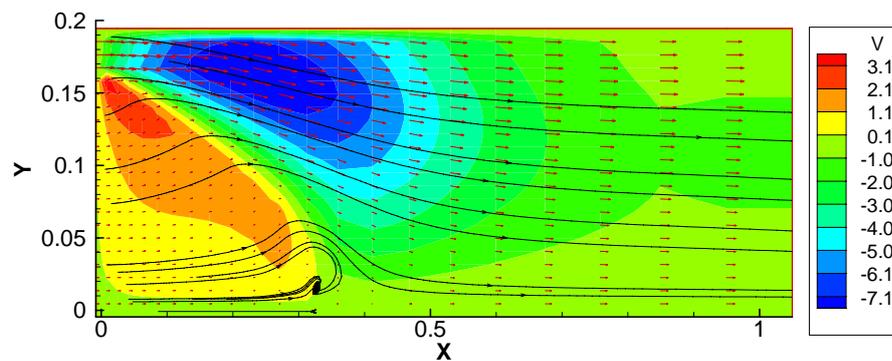


Figura 68 – Distribuição da componente radial de velocidade e “streaklines” para $\theta_{in} = 10^{-5}$, para o estudo com gradiente de pressão.

Para o estudo sem o gradiente de pressão, (figura 67), as alterações de onze ordens de grandeza, de $\theta_{in} = 10^5$, para $\theta_{in} = 10^{-5}$, são mínimas. A região de valores mais elevados que se registava imediatamente antes da recirculação, aumentou um ligeiramente, aparecendo praticamente na entrada e a região de valores negativos imediatamente após a zona de recirculação, tem agora início na entrada do jacto

exterior. Em cima do eixo de simetria, esta velocidade tem sempre valor 0, tal como praticamente zero na totalidade da saída. O jacto exterior apresenta valores de velocidade negativos, do início até à saída. Imediatamente antes da recirculação, na vertical, a 42.3 cm da entrada, os valores de velocidade são positivos desde o eixo de simetria, até cerca de 13.2 cm desse eixo. Na vertical a 70 cm da entrada, os valores de velocidade são na sua quase totalidade negativos.

Para o trabalho com gradiente de pressão, para $\theta_{in} = 10^{-5}$ (figura 68), os valores mais elevados (positivos) de velocidade transversal, registam-se à entrada na fronteira dos dois jactos. Nesta figura, a partir de 35.3 cm da entrada, até à saída, os valores de velocidade dão negativos à excepção do eixo de simetria que do início até à saída apresenta o valor zero.

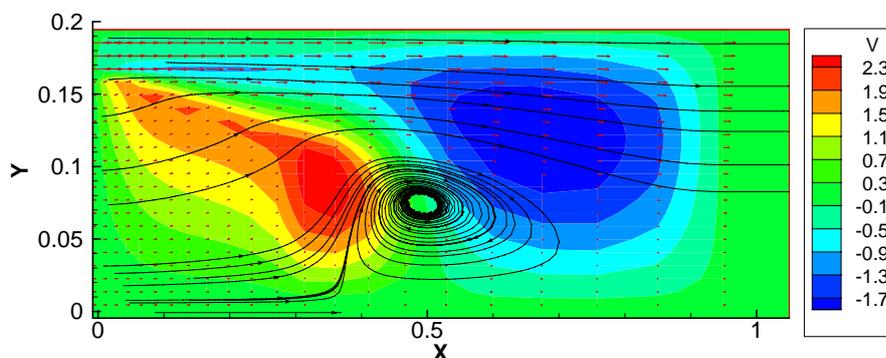


Figura 69 – Distribuição da componente radial de velocidade e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^{-5}$, para o estudo sem gradiente de pressão.

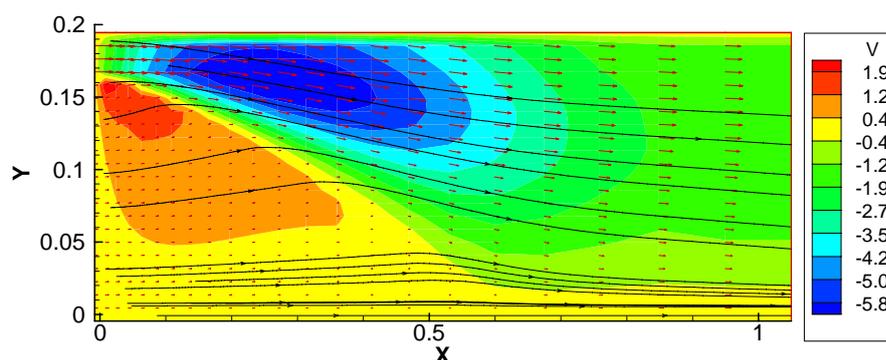


Figura 70 – Distribuição da componente radial de velocidade e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^{-5}$, para o estudo com gradiente de pressão.

Para o estudo sem gradiente de pressão, para $\theta_{large} = 10^{-5}$, a figura 69 tem uma visualização idêntica às duas figuras anteriores para o mesmo estudo. A região com os

valores mais elevados imediatamente antes da recirculação apresenta uma intermitência nos valores superiores de velocidade (a vermelho). Nessa região, a 38.5 cm da entrada, os valores desde o eixo de simetria até 13.3 cm desse eixo, são positivos, passando depois para negativos desde esse ponto até à parede. Continua a verificar-se a quase inexistência desta velocidade nos jactos à saída, e em cima do eixo de simetria, desde a entrada até à saída o seu valor é zero, bem como na sua vizinhança. Imediatamente após a recirculação, a 58 cm da entrada, na vertical, os valores medidos são sempre negativos.

Para o trabalho com gradiente de pressão, para $\theta_{large} = 10^{-5}$ (Figura 70), os valores mais elevados (positivos) de velocidade transversal, registam-se à entrada na fronteira dos dois jactos. A partir de 52.6 cm da entrada, até à saída, os valores de velocidade obtidos são negativos, à excepção do eixo de simetria que do início até à saída apresenta o valor zero.

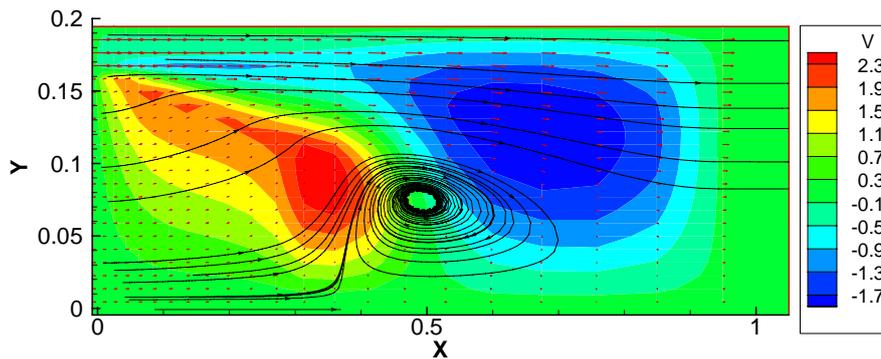


Figura 71 – Distribuição da componente radial de velocidade e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^{-2}$, para o estudo sem gradiente de pressão.

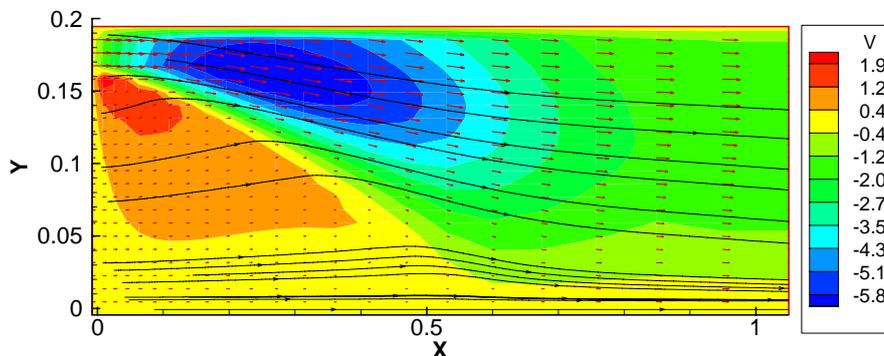


Figura 72 – Distribuição da componente radial de velocidade e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^{-2}$, para o estudo com gradiente de pressão.

Para o estudo sem gradiente de pressão, para $\theta_{large} = 10^{-2}$ (figura 71), a região com os valores mais elevados imediatamente antes da recirculação, apresenta uma intermitência nos valores superiores de velocidade (a vermelho), tal como na situação anterior. Nessa região, a 38.5 cm da entrada, os valores desde o eixo de simetria até 13.3 cm desse eixo, são positivos, passando depois para negativos desde esse ponto até à parede. Continua a verificar-se a quase inexistência desta velocidade nos jactos à saída, e em cima do eixo de simetria, desde a entrada até à saída o seu valor é zero, bem como na sua vizinhança. Imediatamente após a recirculação, a 58 cm da entrada, na vertical, os valores medidos são sempre negativos.

Para o trabalho com gradiente de pressão, para $\theta_{large} = 10^{-2}$ (figura72), os valores mais elevados (positivos) de velocidade transversal, registam-se à entrada na fronteira dos dois jactos. A partir de 52.6 cm da entrada, até à saída, os valores de velocidade dão negativos, à excepção do eixo de simetria que do início até à saída apresenta o valor zero.

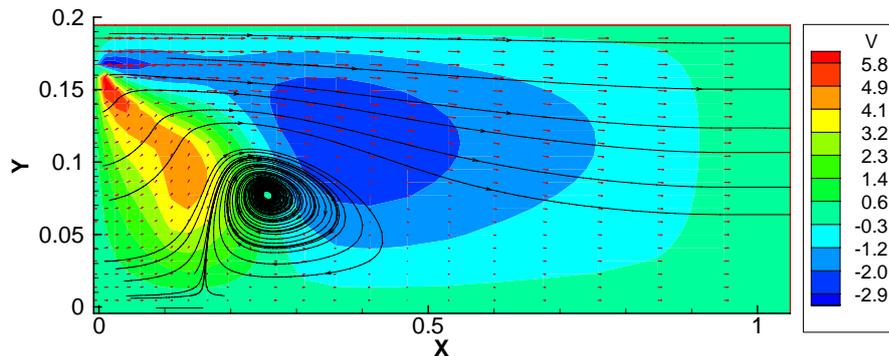


Figura 73 – Distribuição da componente radial de velocidade e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^1$, para o estudo sem gradiente de pressão.

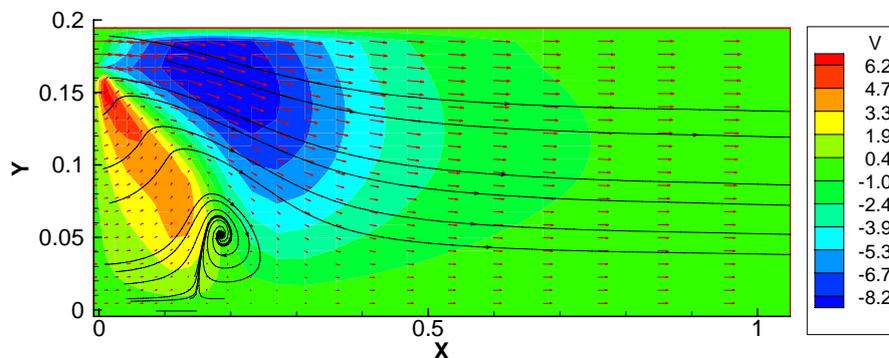


Figura 74 – Distribuição da componente radial de velocidade e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^1$, para o estudo com gradiente de pressão.

Para o estudo sem gradiente de pressão, para $\theta_{large} = 10^1$ na figura 73, a partir de 33 cm da entrada até à saída, apresenta valores negativos de velocidade radial, à excepção do eixo de simetria e a sua vizinhança. O jacto exterior apresenta sempre valores negativos de velocidade radial. A região de valores mais elevados, imediatamente antes da recirculação, sofreu uma diminuição substancial, enquanto que a região de valores negativos, teve um aumento considerável, havendo registos de valores de -9.55 m/s.

Para o estudo com gradiente de pressão, para $\theta_{large} = 10^1$ na figura 74, a partir de 25 cm da entrada até à saída apresenta valores negativos de velocidade transversal. O jacto exterior apresenta sempre valores negativos.

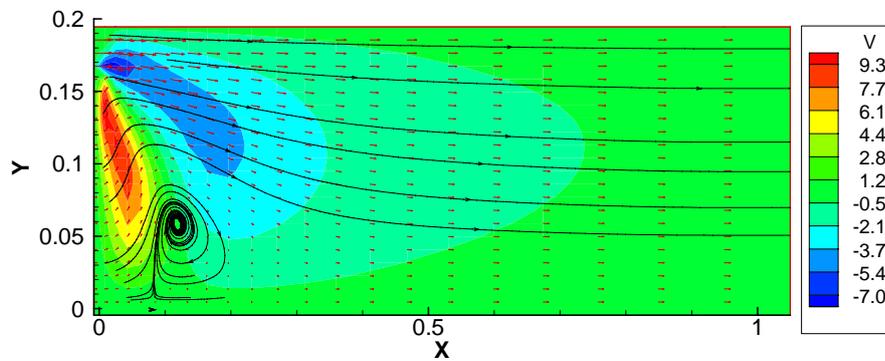


Figura 75 – Distribuição da componente radial de velocidade e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^2$, para o estudo sem gradiente de pressão.

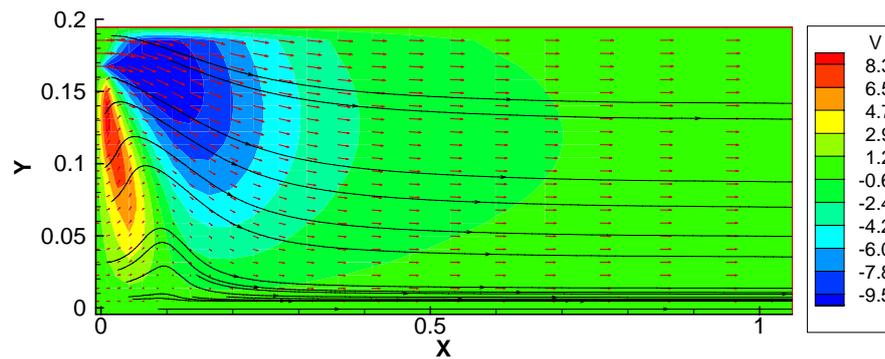


Figura 76 – Distribuição da componente radial de velocidade e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^2$, para o estudo com gradiente de pressão.

Para o caso $\theta_{large} = 10^2$, as legendas apresentam uma amplitude de valores bastante maior do que nos casos anteriores

Para o trabalho sem gradiente de pressão (figura 75), a partir de 20 cm da entrada até à saída, as velocidades transversais são de valor negativo, à excepção da

proximidade da saída, em que o valor é positivo, mas de ordem bastante reduzida, como por exemplo 0.0021 m/s verificada a 3.6 cm de altura e a 97.5 cm da entrada. O jacto exterior apresenta sempre valores negativos de velocidade transversal. A região de valores mais elevados sofreu uma grande diminuição, abrangendo agora uma área quase na vertical à entrada dos jactos, desde a fronteira dos jactos até cerca de 4.4 cm de altura. Em cima do eixo de simetria, a velocidade é nula.

Para o estudo com gradiente de pressão (figura 76), a partir dos 11 cm da entrada e inclusive à saída, os valores da velocidade obtidos são negativos. O jacto exterior tem uma velocidade transversal com valor sempre negativo. A amplitude da escala apresentada, dá uma ideia bastante boa da diferença de velocidades, mas foram tiradas medições em dois pontos bastante próximos, que dão uma diferença ainda maior; no ponto a 6.2 cm da entrada e a 16.7 cm de altura, a velocidade é de -11.24 m/s; no ponto a 9.7 cm da entrada e a 13.1 cm de altura a velocidade é de 9.57 m/s. Entre estes dois pontos, foi verificada uma amplitude de valores de cerca de 20.7 m/s.

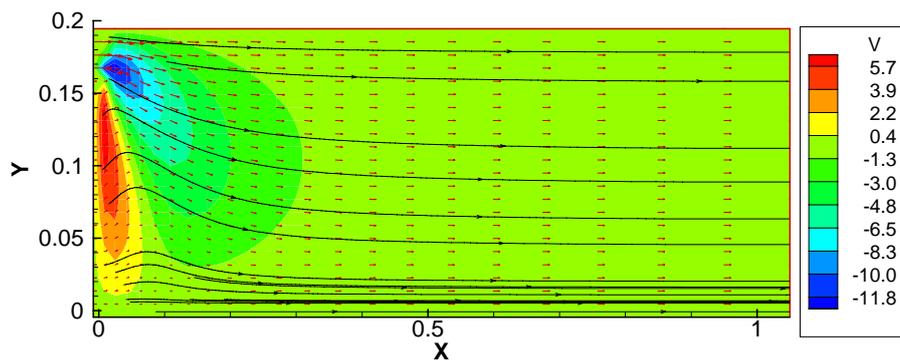


Figura 77 – Distribuição da componente radial de velocidade e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^3$, para o estudo sem gradiente de pressão.

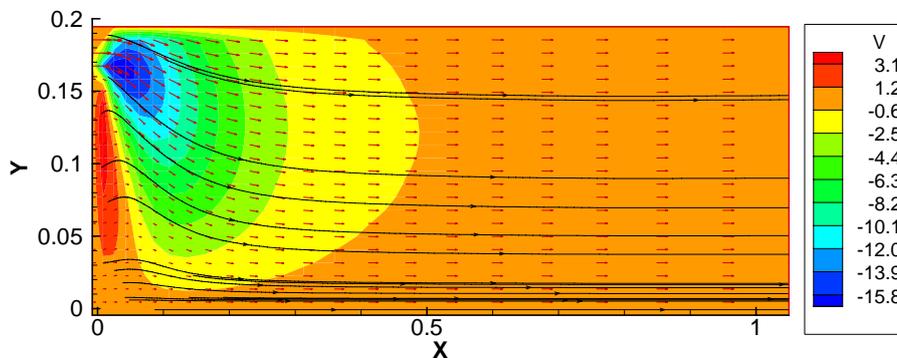


Figura 78 – Distribuição da componente radial de velocidade e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^3$, para o estudo com gradiente de pressão.

Para este caso $\theta_{large} = 10^3$, a amplitude dos valores legendados, é menor, mas apresenta valores absolutos muito elevados de velocidades transversais.

Para o estudo sem gradiente de pressão (figura 77), a partir de 8.6 cm até cerca de 95 cm da entrada, os valores de velocidade transversal obtidos, são negativos. A parte da saída está a começar a apresentar valores positivos muito baixos, um pouco mais cedo que nos casos anteriores. O jacto exterior apresenta valores negativos desde a entrada até aos 95 cm da entrada. Em cima do eixo de simetria, o valor é nulo. A recirculação não aparece. A região que apresenta os valores de velocidade mais elevados, também diminuiu um pouco, ocupa a área da entrada desde a fronteira dos jactos até cerca de 4 cm da entrada, e vai até cerca de 4 cm de altura. A região de valores mais baixos, diminuiu bastante, ocupando uma pequena zona à entrada, perto da fronteira dos jactos, contudo, com pontos que apresentam velocidades de -13.21 m/s, como o situado a 2.4 cm da entrada e a 16.7 cm de altura. A amplitude de velocidades, de 36 cm até à saída, é bastante baixo, não ultrapassa 1.2 m/s.

Para o trabalho com gradiente de pressão, a figura 78, apresenta valores negativos de velocidade transversal, desde os 5.37 cm da entrada, até aos 79 cm da entrada. Dos 79 cm até à saída, apresenta valores positivos muito baixos. No eixo de simetria, o valor de velocidade é nulo. A região de valores mais baixos apresenta valores como -17.41 m/s, verificado no ponto a 2.7 cm da entrada e a 16.8 cm de altura. A região de valores mais elevados, apresenta valores como 3.66 m/s, verificado no ponto a 0.38 cm da entrada a 11.8 cm de altura. Esta amplitude dá cerca de 21 m/s.

3.4.6 Estudo comparativo da energia cinética turbulenta, para o presente trabalho $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$, e para o presente trabalho $p_{wall} = p_{exp}$, para $\lambda = 6.0$

Neste estudo, foram considerados os mesmos casos dos estudos anteriores, para a componente axial e radial de velocidade.

No caso da variação de turbulência do jacto interior, são: $\theta_{in} = 10^5$ e $\theta_{in} = 10^{-5}$.

No caso da variação de turbulência do jacto exterior, os casos considerados mais relevantes, são: $\theta_{large} = 10^{-5}$, $\theta_{large} = 10^{-2}$, $\theta_{large} = 10^1$, $\theta_{large} = 10^2$ e $\theta_{large} = 10^3$.

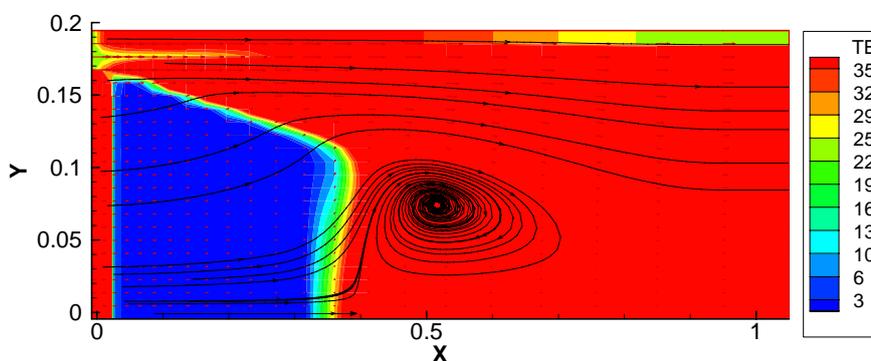


Figura 79 – Distribuição da energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{in} = 10^5$, para o estudo sem gradiente de pressão.

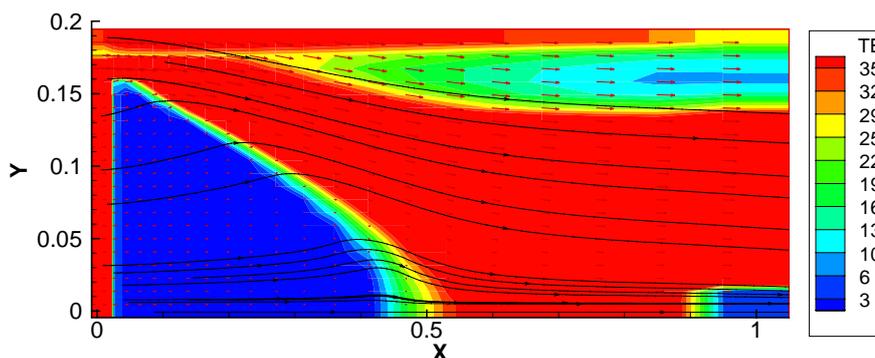


Figura 80 – Distribuição da componente axial de velocidade e “streaklines” para $\theta_{in} = 10^5$, para o estudo com gradiente de pressão.

Para o estudo sem gradiente de pressão para o caso $\theta_{in} = 10^5$ (Figura 79), o centro de recirculação, situa-se sensivelmente a meio do eixo longitudinal, a um valor de cerca de 51.3 cm em relação à entrada e está a uma altura ou distância ao eixo de simetria, de cerca de 7,5 cm. O jacto exterior começa a apresentar valores de energia cinética mais elevados, a cerca de 19 cm da entrada e a uma altura de cerca de 17.8 cm. Nesse ponto,

apresenta uma velocidade longitudinal de cerca de 78.7 m/s, e uma velocidade transversal inversa de 0.35 m/s. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo (azul), que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 31 cm. As superfícies de valores intermédios de energia cinética ocupam cerca de 5 cm no eixo de simetria, aparecendo o valor mais alto aos 36 cm da entrada.

Para estudo com gradiente de pressão para o caso $\theta_{in} = 10^5$ (Figura 80), o jacto exterior a partir de 21.8 cm da entrada e a 17.7 cm de altura, abre em leque, para valores mais baixos de energia cinética turbulenta. Nesse ponto a velocidade longitudinal é de 78.5 m/s e a velocidade transversal é de -6.7 m/s. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo (azul), que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 45 cm. As superfícies de valores intermédios de energia cinética ocupam cerca de 7 cm no eixo de simetria, aparecendo o valor mais alto aos 52 cm da entrada.

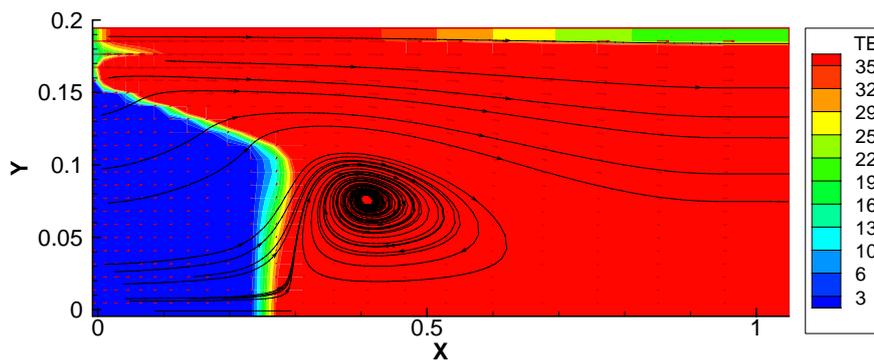


Figura 81 – Distribuição da energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{in} = 10^5$, para o estudo sem gradiente de pressão.

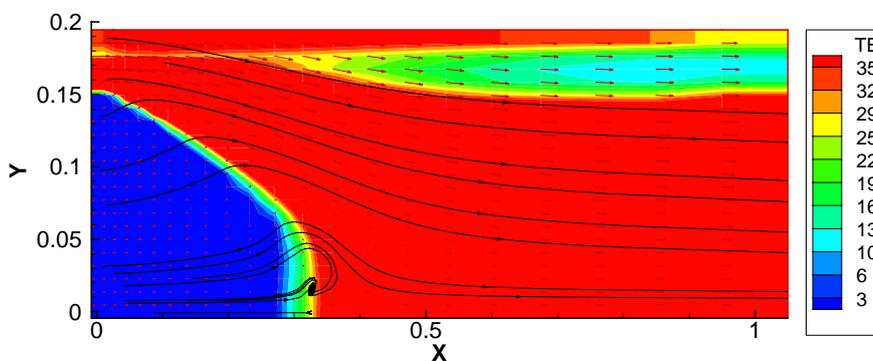


Figura 82 – Distribuição da energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{in} = 10^5$, para o estudo com gradiente de pressão.

Para o caso de $\theta_{in} = 10^{-5}$ (Figura 81) obtém-se uma distribuição de energia cinética e “streaklines” praticamente idêntica à do gráfico anterior. O centro da zona de recirculação continua a cerca 40.6 cm da entrada e não houve alteração longitudinal da sua posição e a altura permanece a cerca de 7,5 cm. O jacto exterior continua a iniciar a apresentação dos valores máximos de energia cinética, aos 6.7 cm da entrada, situação idêntica à da figura anterior. A altura deste ponto, mantém-se aos cerca de 17.8 cm e os seus valores de velocidade, também permanecem iguais. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo (azul), que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 23.7 mantendo a configuração da figura anterior. As superfícies de valores intermédios são muito pequenas, aparecendo o valor mais alto aos 26.3 cm.

Para estudo com gradiente de pressão para o caso $\theta_{in} = 10^{-5}$ (Figura 82), o jacto exterior a partir de 20.6 cm da entrada e a 17.7 cm de altura, abre em leque, para valores mais baixos de energia cinética turbulenta. Nesse ponto a velocidade longitudinal é de 78.5 m/s e a velocidade transversal é de -7.5 m/s. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo (azul), que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 27.3 cm. As superfícies de valores intermédios de energia cinética ocupam cerca de 6 cm no eixo de simetria, aparecendo o valor mais alto aos 33.2 cm da entrada. Aparece uma pequeníssima recirculação, com o seu centro a 32.3 cm da entrada e a cerca de 1.2 cm de altura.

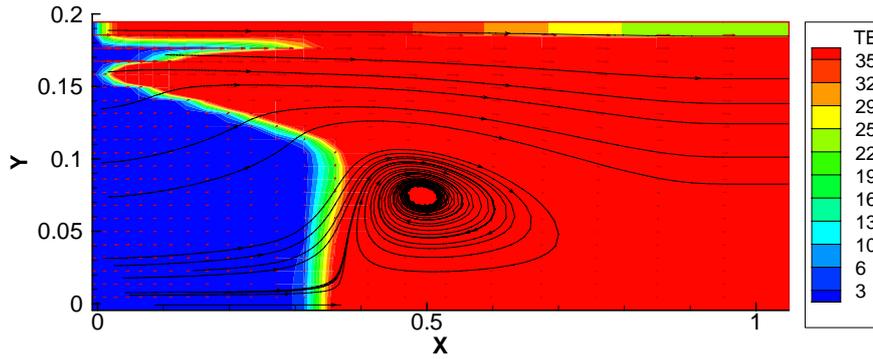


Figura 83 – Distribuição da energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^{-5}$, para o estudo sem gradiente de pressão.

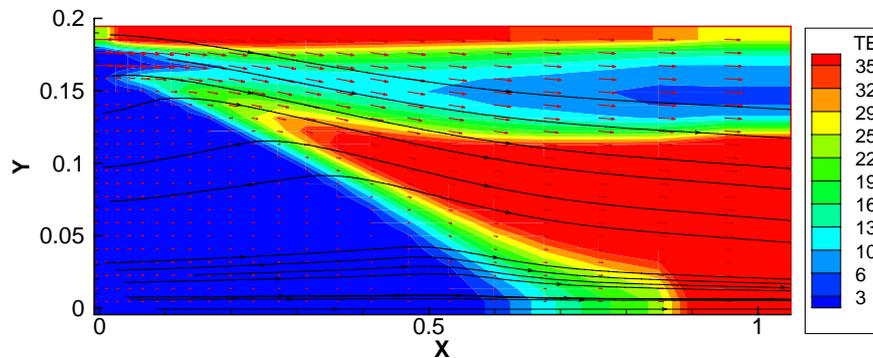


Figura 84 – Distribuição da energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^{-5}$, para o estudo com gradiente de pressão.

Para o estudo sem gradiente de pressão, para $\theta_{large} = 10^{-5}$ (figura 83), o jacto exterior começa a apresentar valores de energia cinética mais elevados, cerca de 30 J, a cerca de 30.8 cm da entrada e a uma altura de cerca de 17.6 cm. Nesse ponto, apresenta uma velocidade longitudinal de cerca de 76.3 m/s, e uma velocidade transversal inversa de 0.55 m/s. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo, que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 31.4 cm. As superfícies de valores intermédios são muito pequenas, aparecendo o valor mais alto em cima do eixo, aos 34.7 cm da entrada.

Para o estudo com gradiente de pressão, para $\theta_{large} = 10^{-5}$ (figura 84), o jacto exterior apresenta uma subida de valor de energia cinética turbulenta, a cerca de 19.7 cm da entrada e a 16.7 cm de altura, voltando a baixar esse valor, a cerca de 80 cm da entrada (a fronteira dos jactos encontra-se a 16.5 cm de altura). A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo, que se vê à entrada, acompanha o eixo de

simetria até cerca de 62 cm. As superfícies de valores intermédios são bastante extensas, aparecendo o valor mais alto em cima do eixo, aos 88 cm da entrada.

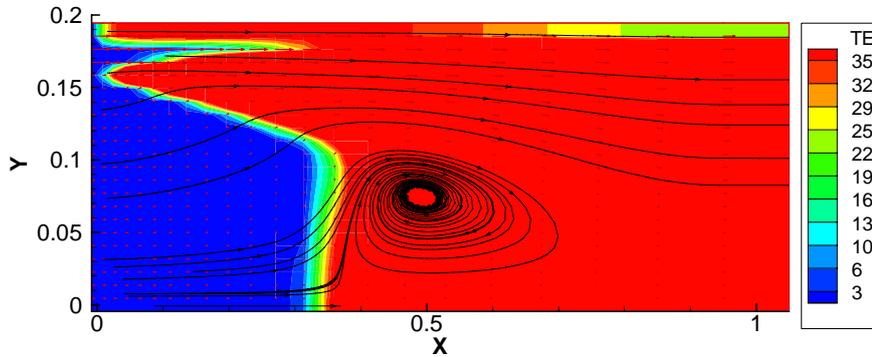


Figura 85 – Distribuição da energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^{-2}$, para o estudo sem gradiente de pressão.

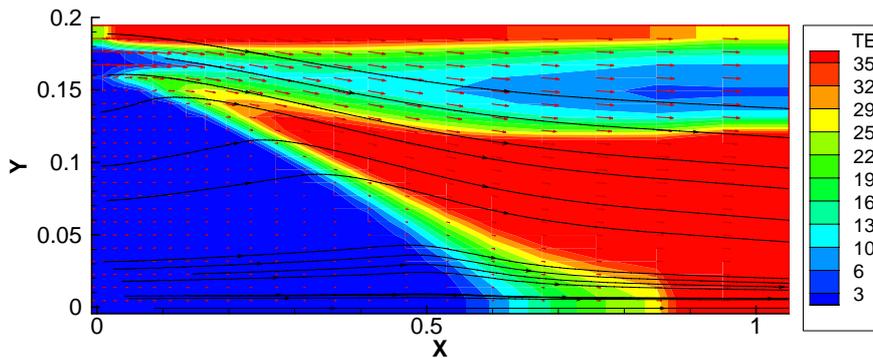


Figura 86 – Distribuição da energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^{-2}$, para o estudo com gradiente de pressão.

Para o caso $\theta_{large} = 10^{-2}$ (Figura 85), para o estudo sem gradiente de pressão, a superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo, que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 31.7 cm. As superfícies de valores imediatamente seguintes são muito pequenas, aparecendo o valor mais alto aos 34.4 cm da entrada. Os valores mais altos da energia cinética turbulenta, recuam muito ligeiramente para a entrada, cerca de 0.3 cm. As restantes medições permanecem iguais. O centro da recirculação, continua a situar-se espacialmente a um valor de cerca de 49,2 cm em relação à entrada e está a uma altura de cerca de 7,5 cm. O jacto exterior começa a apresentar valores de energia cinética mais elevados, a cerca de 30.8 cm da entrada e a uma altura 17.6 cm. Nesse ponto, apresenta uma velocidade longitudinal de cerca de 76.3 m/s, e uma velocidade transversal inversa de 0.55 m/s.

Para o estudo com gradiente de pressão, para $\theta_{large} = 10^{-2}$ (figura 86), o jacto exterior apresenta uma subida de valor de energia cinética turbulenta, a cerca de 17.9 cm da entrada e a 16.7 cm de altura, voltando a baixar esse valor, a cerca de 80 cm da entrada. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo, que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 59.6 cm. As superfícies de valores intermédios são as mais extensas obtidas, aparecendo o valor mais alto em cima do eixo, aos 86.9 cm da entrada.

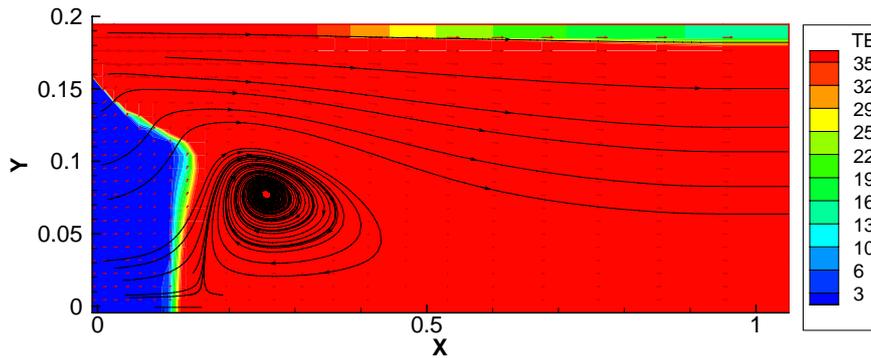


Figura 87 – Distribuição da energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^1$, para o estudo sem gradiente de pressão.

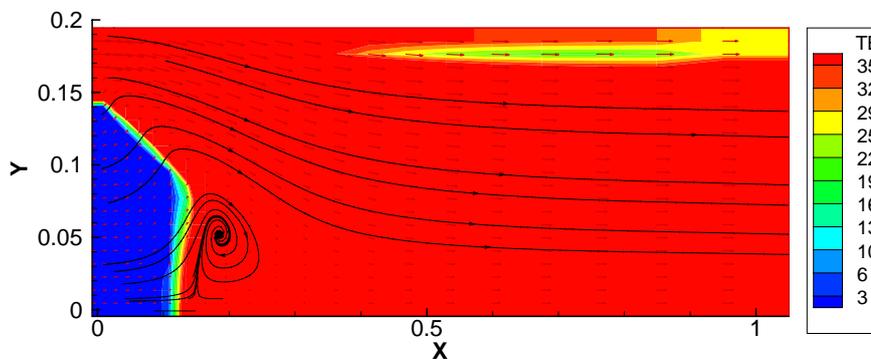


Figura 88 – Distribuição da energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^1$, para o estudo com gradiente de pressão.

Para o caso $\theta_{large} = 10^1$, para o estudo sem gradiente de pressão (figura 87) notam-se grandes modificações em relação aos casos anteriores. A superfície indicadora de níveis de energia cinética mais baixos no jacto exterior desapareceu completamente. O centro da recirculação, para 25.6 cm da entrada, sendo que está a uma altura ainda constante de cerca de 7,5 cm. As linhas de corrente estão mais próximas. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo, que se vê à entrada, acompanha o

eixo de simetria até cerca de 10.6 cm. As superfícies de valores imediatamente seguintes são ainda mais estreitas, aparecendo o valor mais alto aos 12.1 cm da entrada. As superfícies com valores intermédios de energia cinética estreitaram um pouco. Os valores mais altos da energia cinética turbulenta recuaram bastante para a entrada.

Para o estudo com gradiente de pressão, para $\theta_{large} = 10^1$ (figura 88), o jacto exterior apresenta uma descida de valor de energia cinética turbulenta, a cerca de 39.4 cm da entrada e a 17.5 cm de altura. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo, que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 10.3 cm. As superfícies de valores intermédios são bastante pequenas, aparecendo o valor mais alto em cima do eixo, aos 12.4 cm da entrada. O centro de recirculação aparece a 18.5 cm da entrada e a 5.2 cm de altura.

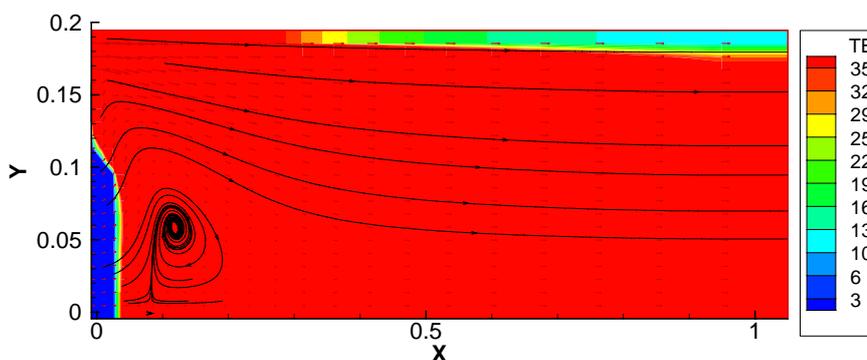


Figura 89 – Distribuição da energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^2$, para o estudo sem gradiente de pressão.

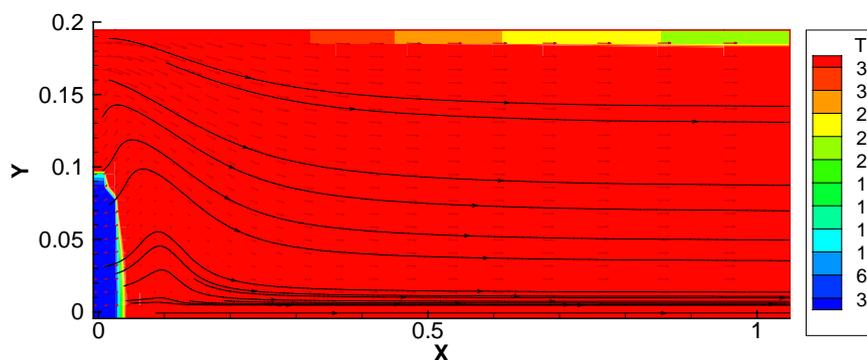


Figura 90 – Distribuição da energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^2$, para o estudo com gradiente de pressão.

Para o estudo sem gradiente de pressão, para o caso $\theta_{large} = 10^2$ (Figura 89) notam-se grandes modificações em relação ao caso imediatamente anterior. A superfície indicadora de níveis de energia cinética mais baixos no jacto exterior continua desaparecida. O centro da recirculação recuou cerca de 14 cm (de 25.6 para 11.8 cm) da entrada. Houve também alteração no valor da altura, passou do valor anteriormente constante de cerca de 7.5 cm, para cerca de 5.8 cm, aproximando-se cerca de 1.7 cm ao eixo de simetria. As linhas de corrente estão ainda mais próximas. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo, que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 2.6 cm (- 8 cm do que no gráfico anterior). As superfícies de valores imediatamente seguintes são ainda mais estreitas, aparecendo o valor mais alto aos 3.5 cm da entrada (-8.5 cm do que no gráfico anterior). As superfícies com valores intermédios de energia cinética estão com um valor inferior a 1 cm. Os valores mais altos da energia cinética turbulenta recuaram bastante para a entrada.

Para o estudo sem gradiente de pressão, para o caso $\theta_{large} = 10^2$, a figura 90, à excepção da recirculação, que não aparece, é bastante semelhante à figura 89, para estudo com gradiente de pressão para o mesmo caso. Para a figura 90, junto à parede e em aproximação à saída, os valores de energia cinética turbulenta observados, são um pouco superiores aos observados na figura 89. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo, que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 2.6 cm, sendo que os valores superiores aparecem a cerca de 3.9 cm da entrada.

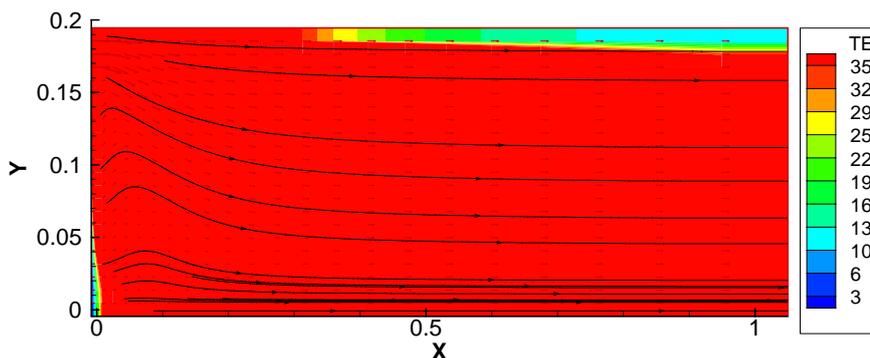


Figura 91 – Distribuição da energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^3$, para o estudo sem gradiente de pressão.

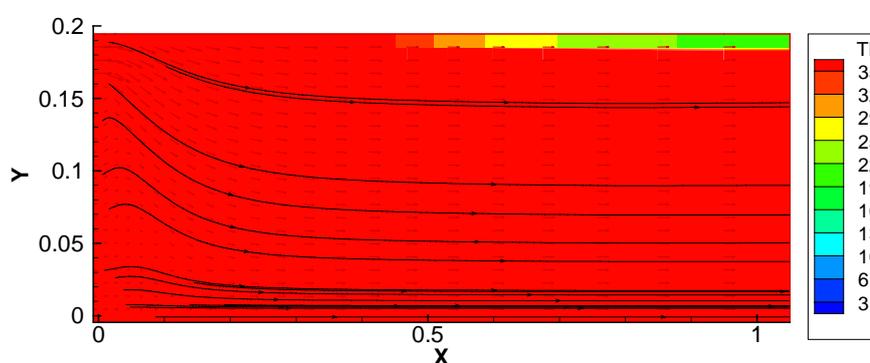


Figura 92 – Distribuição da energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^3$, para o estudo com gradiente de pressão.

Para o estudo sem gradiente de pressão, para o caso $\theta_{large} = 10^3$ (Figura 91), o padrão do escoamento é radicalmente diferente de todos os anteriores. O valor máximo da energia cinética turbulenta ocupa a zona de secção de teste na sua quase totalidade. A zona de recirculação recuou até ao seu desaparecimento. É visível ainda uma pequena parte onde aparecem superfícies com medidas de energia cinética mais baixas, com cerca de 0.5 cm em relação à entrada, em cima do eixo de simetria. Na parte superior, junto à parede, a energia cinética com valor mais elevado faz-se sentir para valores longitudinais inferiores a cerca de 33.5 cm, descendo depois para valores inferiores de legendagem.

Para o estudo com gradiente de pressão, para o caso $\theta_{large} = 10^3$ (Figura 92), na parte superior, junto à parede, a energia cinética com valor mais elevado faz-se sentir para valores longitudinais inferiores a cerca de 50.2 cm, descendo depois para valores inferiores de legendagem.

3.4.7 Estudo do efeito da razão de intensidade de turbulência, para o presente trabalho $p_{wall} = p_{exp}$, para $\lambda = 6.0$

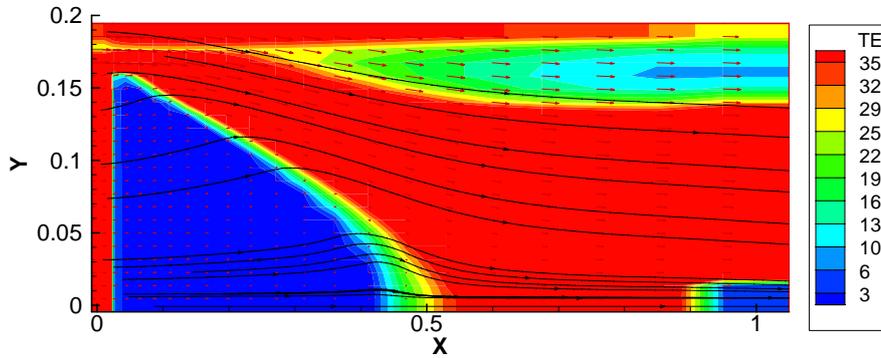


Figura 93 – Distribuição da componente axial de velocidade e “streaklines” para $\theta_{in} = 10^{-5}$.

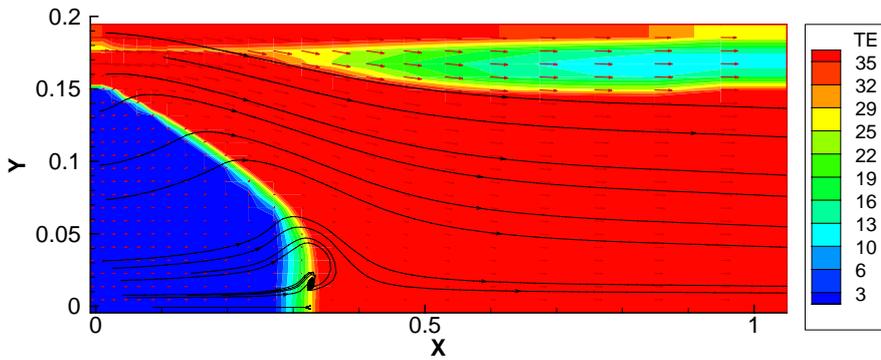


Figura 94 – Distribuição da energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{in} = 10^{-5}$.

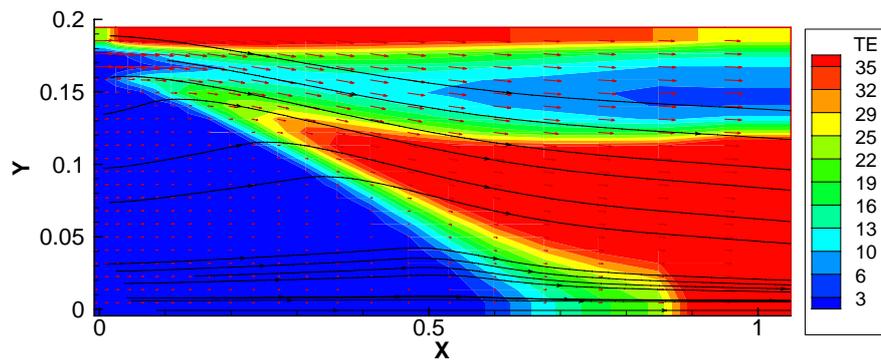


Figura 95 – Distribuição da energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^{-5}$.

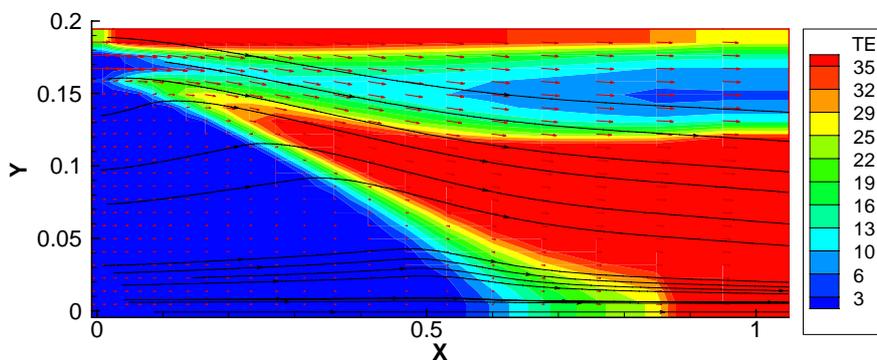


Figura 96 – Distribuição da energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^{-2}$.

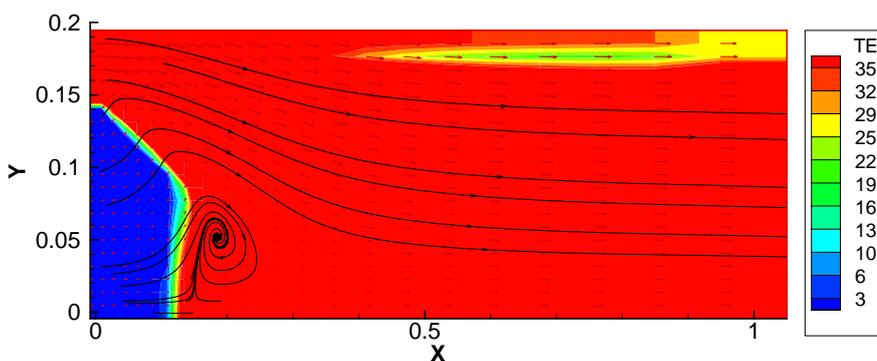


Figura 97 – Distribuição da energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^1$.

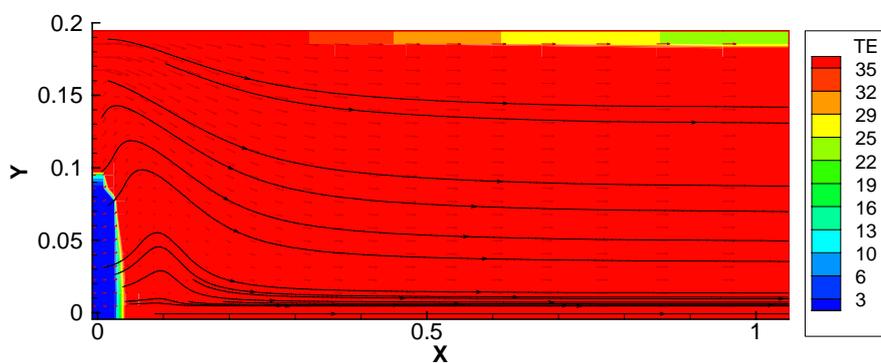


Figura 98 – Distribuição da energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^2$.

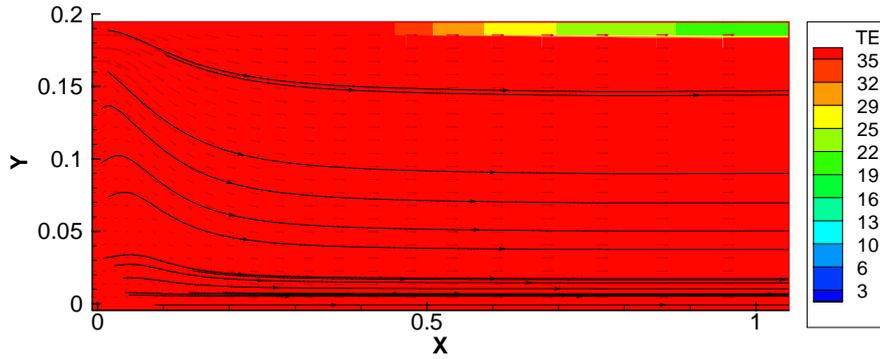


Figura 99 – Distribuição da energia cinética turbulenta e “streaklines” para $\theta_{large} = 10^3$.

Para estudo com gradiente de pressão para o caso $\theta_{in} = 10^5$ (Figura 93), o jacto exterior a partir de 21.8 cm da entrada e a 17.7 cm de altura, abre em leque, para valores mais baixos de energia cinética turbulenta. Nesse ponto a velocidade longitudinal é de 78.5 m/s e a velocidade transversal é de -6.7 m/s. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo (azul), que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 45 cm. As superfícies de valores intermédios de energia cinética ocupam cerca de 7 cm no eixo de simetria, aparecendo o valor mais alto aos 52 cm da entrada. Em cima do eixo e simetria, à saída, a partir de 89.5 cm até à saída, com altura de 2 cm, aparece uma zona com valores baixos de energia cinética.

Para estudo com gradiente de pressão para o caso $\theta_{in} = 10^{-5}$ (Figura 94), o jacto exterior a partir de 20.6 cm da entrada e a 17.7 cm de altura, abre em leque, para valores mais baixos de energia cinética turbulenta. Nesse ponto a velocidade longitudinal é de 78.5 m/s e a velocidade transversal é de -7.5 m/s. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo (azul), que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 27.3 cm. As superfícies de valores intermédios de energia cinética ocupam cerca de 6 cm no eixo de simetria, aparecendo o valor mais alto aos 33.2 cm da entrada. Aparece uma pequeníssima recirculação, com o seu centro a 32.3 cm da entrada e a cerca de 1.2 cm de altura.

Para o estudo com gradiente de pressão, para $\theta_{large} = 10^{-5}$ (figura 95), o jacto exterior apresenta uma subida de valor de energia cinética turbulenta, a cerca de 19.7 cm da entrada e a 16.7 cm de altura, voltando a baixar esse valor, a cerca de 80 cm da entrada (a fronteira dos jactos encontra-se a 16.5 cm de altura). A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo, que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 62 cm. As superfícies de valores intermédios são bastante extensas, aparecendo o valor mais alto em cima do eixo, aos 88 cm da entrada.

Para o estudo com gradiente de pressão, para $\theta_{large} = 10^{-2}$ (figura 96), o jacto exterior apresenta uma subida de valor de energia cinética turbulenta, a cerca de 17.9 cm da entrada e a 16.7 cm de altura, voltando a baixar esse valor, a cerca de 80 cm da entrada. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo, que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 59.6 cm. As superfícies de valores intermédios são as mais extensas obtidas, aparecendo o valor mais alto em cima do eixo, aos 86.9 cm da entrada.

Para o estudo com gradiente de pressão, para $\theta_{large} = 10^1$ (figura 97), o jacto exterior apresenta uma descida de valor de energia cinética turbulenta, a cerca de 39.4 cm da entrada e a 17.5 cm de altura. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo, que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 10.3 cm. As superfícies de valores intermédios são bastante pequenas, aparecendo o valor mais alto em cima do eixo, aos 12.4 cm da entrada. O centro de recirculação aparece a 18.5 cm da entrada e a 5.2 cm de altura.

Para o estudo sem gradiente de pressão, para o caso $\theta_{large} = 10^2$ (figura 98), junto à parede e em aproximação à saída, os valores de energia cinética turbulenta observados, diminuem a sua intensidade. A superfície de energia cinética turbulenta com o valor mais baixo, que se vê à entrada, acompanha o eixo de simetria até cerca de 2.6 cm, sendo que os valores superiores aparecem a cerca de 3.9 cm da entrada.

Para o estudo com gradiente de pressão, para o caso $\theta_{large} = 10^3$ (Figura 99), na parte superior, junto à parede, a energia cinética com valor mais elevado faz-se sentir para valores longitudinais inferiores a cerca de 50.2 cm, descendo depois para valores inferiores de legendagem.

Capítulo 4

Conclusões

Neste capítulo, apresentamos as conclusões que consideramos mais importantes nesta dissertação.

No caso do efeito da variação da intensidade de turbulência do jacto interior, pode-se concluir que o padrão de k é quase igual, havendo estabilidade à direita. A localização do centro da zona de recirculação é praticamente constante.

Com a variação da intensidade de turbulência do jacto exterior, verifica-se que a zona de recirculação muda de posição e recua até ao desaparecimento no limite máximo, podendo concluir-se que a variação dos níveis de intensidade de turbulência do jacto exterior tem muita influência e é predominante para este caso de razões de diâmetros próxima de 1.

Algumas discrepâncias verificadas entre os resultados numéricos e experimentais para o caso de $\theta = 1$ sugerem que poderá haver alguns factores que também influenciam a formação da zona de recirculação e a sua localização. Um desses factores, que poderá evitar o aparecimento do vórtice, é, por exemplo, o gradiente longitudinal de pressão favorável que se verifica nas experiências de Ahmed e Sharma [1], mas que não se verifica em muitas condições reais.

O presente trabalho confirmou a importância do gradiente longitudinal de pressão no escoamento de jactos co-axiais, tendo-se verificado que a aplicação das condições experimentais de Ahmed e Sharma [1] na parede da secção de teste leva ao desaparecimento da zona de recirculação, tal como tinha sido medido experimentalmente. No entanto, verificou-se uma evolução da velocidade axial completamente diferente da experimental, que está associada a um gradiente radial de pressão acentuado, que inverte a influência de um gradiente longitudinal favorável e possibilita a manutenção de um valor da velocidade axial máxima quase constante ao longo da conduta. Este fenómeno é muito interessante e inédito pelo que seria um tema muito relevante para a continuação deste trabalho.

Referências:

- [1] M. R. Ahmed & S. D. Sharma “*Effect of velocity ratio on the turbulent mixing of confined, co-axial jets*” *Experimental Thermal and Fluid Science* 22 (2000) pp 19-33
- [2] E. Razinsky and J.A. Brighton, “*Confined jet mixing for non-separating conditions*”. *ASME J. Basic Eng.* **93** 3 (1971), pp. 333–347.
- [3] Y.V.G. Acharya, “*Momentum Transfer and Heat Diffusion in the Mixing of Co-axial Turbulent Jets Surrounded by a Pipe*”, Vliegtuig bouwkundig Ingenieur Geboren Te Mysore, Uitgeverij Excelsior, India, 1954
- [4] S. Mikhail, “*Mixing of co-axial streams inside a closed conduit*”. *J. Mech. Eng. Sci.* **2** 1 (1960), pp. 59–68.
- [5] K. Albayrak, O.C. Eralp and B. Celen, “*An investigation on the mixing region of co-axial jets. Modelling*”, *Simulation Control, Part B* **33** 2 (1990), pp. 49–64.
- [6] M.M. Gibson, “*Hydrodynamics of confined co-axial jets*”. *Encyclopedia Fluid Mech.* **2** (1986), pp. 367–390.
- [7] M.R. Ahmed, “*Experimental investigation on turbulent mixing in co-axial, confined jets with low annular to core area ratio*”, Ph.D. Thesis, Department of Aerospace Engineering, Indian Institute of Technology, Bombay, 1997
- [8] T.S. Zawacki, H. Weinstein, “*Experimental investigation of turbulence in the mixing region between co-axial streams*”, NASA CR-959 (1968)
- [9] T. Rozenman, H. Weinstein, “*Recirculation patterns in the initial region of co-axial jets*”, NASA CR-1595 (1970)
- [10] R. Curtet and F.P. Ricou, “*On the tendency of self-preservation in jets*”. *ASME J. Basic Eng.* **86** 4 (1964), pp. 765–776.

- [11] L.E. Fink, “*Influence of external turbulence on mixing of axisymmetric co-axial jets*”, in: Proceedings of the First Symposium on Turbulent Shear Flows, 2.11–2.21 (1977)
- [12] S.N. Singh, D.P. Agarwal and R.C. Malhotra, Mean velocity distribution of contra-swirling co-axial confined jets. *Exp. Fluids* **7** 2 (1989), pp. 501–504.
- [13] R.M.C. So, S.A. Ahmed and H.C. Mongia, “*Jet characteristics in confined swirling flows*”. *Exp. Fluids* **3** 1 (1985), pp. 221–230.
- [14] R.V. Kamath, “*Numerical analysis and experimental investigation of ejectors*”, Ph.D. Thesis, Department of Aerospace Engg., Indian Institute of Technology, Bombay (1996)
- [15] R. Matsumoto, K. Kimoto and N. Tsuchimoto, “*A study on double concentric jets.*” *Bulletin of JSME* **16** 93 (1973), pp. 529–540.
- [16] J.P. Holman, “*Experimental Methods for Engineers*”, sixth ed., McGraw Hill, New York, 1994
- [17] R.S. Bhat, S.D. Sharma, “*Measurement in plane mixing layers subjected to negative pressure gradients*”, Proceedings of the 19th National Conference on Fluid Mechanics and Fluid Power (1992) B8-1 to B8-6
- [18] A. Sharma, “*Enhanced mixing of co-axial jets with low annular area using chute*”, M. Tech. Dissertation, Department of Aerospace Engg., Indian Institute of Technology, Bombay (1999)
- [19] S.D. Sharma and M.R. Ahmed, “*Turbulent mixing of confined, co-axial jets in a short length duct.*” *AIAA Journal* **36** 1 (1998), pp. 1740–1742.
- [20] R.A. Kulik, J.J. Leithem and H. Weinstein, “*Turbulence measurements in a ducted co-axial flow.*” *AIAA Journal* **8** 9 (1970), pp. 1694–1696.
- [21] G.L. Brown and A. Roshko, “*On density effects and large scale structure in turbulent mixing layers.*” *Journal of Fluid Mechanics* **64** 4 (1974), pp. 775–816.

[22] G. Buresti, A. Talamelli and P. Petagna, “*Experimental characterization of the velocity field of a co-axial jet configuration.*” *Experimental Thermal and Fluid Science* **9** 1 (1994), pp. 135–146.

[23] A. Cenedese, G. Doglia, G.P. Romano, De Michele and G. Tanzini, “*LDA and PIV measurements in free jets.*” *Experimental Thermal and Fluid Science* **9** 1 (1994), pp. 125–134.

[24] M. R. Ahmed & S. D. Sharma “*Turbulent mixing enhancement with a 20 chute mixer*” *Experimental Thermal and Fluid Science* **30** (2006) pp 161-174

[25] Brederode, Vasco. “*Fundamentos de Aerodinâmica Incompressível*” 1ª Ed. Lisboa 1997, pp 167-243

[26] Nikitopoulos, D. E., J. W. Bitting, and Gogineni, “*Comparison of initially turbulent, low-velocity circular and square coaxial jets.*” *AIAA Journal*, 2003. **41**(2):pp 230-239

[27] Bitting, J. W. Et al., “*Visualization and two-colour DPIV measurements of flow in circular and square coaxial nozzles.*” *Experiments in Fluids*, 2001. **31**(1), pp 1-12

[28] Favre-Marinet, M., E. B. Camano, and J. Sarboch, “*Near-field of coaxial jets with large density differences.*” *Experiments in Fluids*, 1999. **26**(1-2), pp 97-106

[29] Favre-Marinet, M. and E. B. C. Schettini, “*The density field of coaxial jets with large velocity ratio and large density differences.*” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2001. **44**(10), pp 1913-1924.

[30] Ahmed, S. A. And A. S. Nejad, “*Swirl Effects on Confined Flows in Axisymmetrical Geometries.*”, *Journal of Propulsion and Power*, 1992. **8**(2). P 339-345

[31] Balarac, G. And M. Si-Ameur, “*Mixing and coherent vortices in turbulent coaxial jets*” , *Comptes Rendus Mecanique*, 2005. **333**(8), pp 622-627

[32] http://en.wikipedia.org/wiki/Turbofan#Low_bypass_turbofans

[33] http://pt.wikipedia.org/wiki/Fluxo_laminar

[34] <http://www.perdiamateria.eng.br/Nomes/Imagens/Reynolds2.jpg>

[35] http://pt.wikipedia.org/wiki/Fluxo_turbulento

Anexo 1

Artigo de Ahmed e Sharma [1]

Effect of velocity ratio on the turbulent mixing of confined, co-axial jets

M.R. Ahmed ^{a,*}, S.D. Sharma ^b

^a Institute of Fluid Science, Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Sendai 980, Japan

^b Department of Aerospace Engineering, IIT, Powai, Bombay 400 076, India

Received 12 February 1998; received in revised form 31 January 2000; accepted 18 February 2000

Abstract

The present work is an experimental investigation of turbulent mixing of two co-axial jets with low annular to core area ratio in a non-separating confinement. Mixing of jets with low area ratio finds application in the mixing chamber of low bypass turbofan engines used in military aircraft. Experiments were conducted in a newly designed set-up having a duct to nozzle diameter ratio of 1.19. The air flow was generated by two centrifugal blowers driven by motors of 30 kW power each. A static frequency inverter, capable of varying the speed of each motor, was used for changing the velocity ratio between the two streams. Effect of velocity ratio of the two streams is studied by changing the velocity ratio from 0.3 to 10.0. Mean velocity and the streamwise and transverse turbulence intensity distributions at different streamwise locations were obtained using laser Doppler velocimeter (LDV) for seven velocity ratios of 0.3, 0.6, 1.3, 1.5, 3.0, 6.0, 10.0 within a relatively short length of $x/r_0 = 5.0$ (where r_0 is the radius of the duct). The Reynold's number, based on mass averaged velocity and duct diameter (380 mm) was in the range of 4.2×10^5 to 7.0×10^5 . A fiber-optics LDV system of Dantec make was used for carrying out the mean velocity and turbulence measurements. Total and static pressure measurements were made to obtain mean velocity distributions and total pressure loss due to mixing. The results show that mixing process in confined jets depends strongly not only on the velocity ratio, but also on the interaction between the boundary layer, mixing layer and the main flow, particularly when the area ratio is small. © 2000 Published by Elsevier Science Inc. All rights reserved.

Keywords: Experimental investigation; Mixing; Turbulence; Co-axial jets; Laser Doppler velocimetry

1. Introduction

Turbulent mixing of confined co-axial jets is a complex dynamic process which finds application in a number of engineering devices such as ejectors, jet pumps, industrial burners, jet engine combustion chambers, gaseous nuclear rockets, turbofan engine mixing chambers, afterburners, etc. Study of the aerodynamic behavior of co-axial jets in different types of confinement is also of basic interest because it involves a certain interacting turbulent flow phenomena, the details of which are not yet fully understood quantitatively. The factors that are involved in a mixing process and are also primarily responsible for the complexity

are: the velocity ratio, temperature ratio, density ratio, compressibility and turbulence levels of the two streams, swirl, pressure gradient, interaction between wall bounded and free shear flows, mixing duct to inner jet nozzle diameter ratio, and thickness of the inner duct wall [1–5].

The complex nature of the near field structure of a ducted co-axial jets configuration can be appreciated from Fig. 1, which refers to a typical condition with comparable inner and outer jet areas. The flow field that arises from the interaction of co-axial jets and their mixing can be considered to comprise of three main zones of flow development as shown in the figure. Zone I is the initial merging zone wherein the core and the annular streams enter the mixing duct with different uniform axial velocities. The initial zone consists of two different potential flow regions, A and B, and two different shear flow regions, i.e. the jet shear and the boundary layer regions, C and D, respectively. The

* Corresponding author. Tel.: +81-22-217-5281; fax: +81-22-217-5280.

E-mail address: ahmed@ltwt.ifs.tohoku.ac.jp (M.R. Ahmed).

Nomenclature

C_p	coefficient of pressure ($= (p - p_1)/0.5\rho U_m^2$), dimensionless
d_0	diameter of the test section, mm
p	wall static pressure, N/m ²
p_1	wall static pressure at the first station, N/m ²
r	radial coordinate, dimensionless
r_0	inner radius of the test section, mm
Re	Reynolds number, dimensionless
u	streamwise mean velocity at a point, m/s
U_i	mean velocity of the inner (core) stream, m/s
U_o	mean velocity of the outer (annular) stream, m/s
U_m	mass averaged velocity, m/s

u_{\max}	maximum mean velocity, m/s
$\sqrt{\bar{u}'^2}$	r.m.s value of streamwise velocity fluctuation, m/s
$\sqrt{\bar{w}'^2}$	r.m.s value of transverse velocity fluctuation, m/s
x	axial (streamwise) coordinate, dimensionless

Greek symbols

δ	mixing layer thickness, mm
λ	velocity ratio (outer to inner), dimensionless
ρ	air density, kg/m ³
τ	turbulence energy, dimensionless

shear regions increase in size and the potential flow regions decrease in size in the flow direction. The annular stream potential core disappears when the shear region and the wall boundary layer meet. Zone II is the intermediate merging zone, where the largest momentum exchange between the jets takes place. The central potential flow region no longer exists in this zone for $\lambda > 1$, while for $\lambda < 1$, it exists but continues to decrease. Zone III is the fully merged zone, in which the flow conditions become progressively similar to those of a single jet [1,2]. Further downstream, flow becomes fully developed and self-similar (a similarity exists between velocity profiles at each cross-section along the streamwise axis) and a boundary layer type analysis usually fits the experimental data well.

The simplified picture of the complex flow presented above is further complicated by the presence of

boundary layers on both the surfaces of the inner duct wall (splitter plate) and the subsequent annular wake trailing from the inner duct into the initial merging zone. The initial jet spreading rate and the length of zone I is sensitive to the inner duct (nozzle) geometry and the inlet flow conditions; vortex shedding from thick nozzle wall may accelerate the erosion of the potential core and enhance mixing with the entrained stream [5].

2. Background

There have been studies to examine the influence of different geometric and operating parameters on the turbulent mixing process. Acharya [2] was the first to make a review of all the works carried out on jet-mixing studies which dated back from 1864 to 1951. However, none of the studies conducted during that period was on confined jets. Acharya [2] was the first to make a detailed investigation to study the influence of velocity and temperature ratios on the mixing process of confined jets. The work that has been done on confined jet mixing since then, has definitely contributed to the understanding of the complex process of turbulent mixing. However, a survey of the literature indicates that there still exist some areas of ducted mixing where little attention has been focussed [6].

As mentioned above, Acharya [2] made a detailed investigation on effect of velocity ratio of the two streams on the turbulent mixing process. He studied the turbulent mixing of co-axial jets both theoretically and experimentally and concluded that the turbulent friction between the two streams is larger in confined jets than in unconfined jets and that the absolute value of the difference of velocities between the two streams considerably influenced the mixing between the two jets by enhancing the momentum transfer between them. Experiments conducted by Zawacki and Weinstein [7] and Rozenman and Weinstein [8] over a wide range of velocity ratios showed the presence of a circulating vortex at high velocity ratios to which they attributed the enhanced mixing between the two streams. The experimental results for $\lambda < 1$ also showed that uniformity in velocity profile is achieved much faster for higher

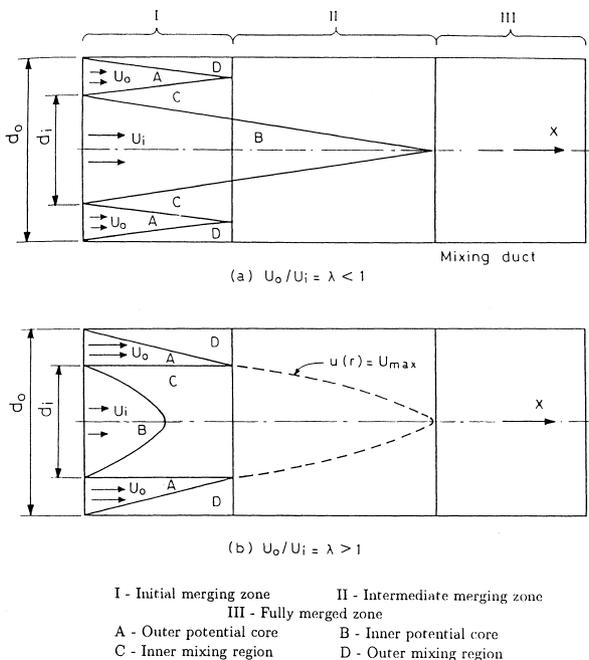


Fig. 1. Initial region of co-axial, confined jets.

velocity ratio [1–3]. A wide range of velocity ratios, thus covered by researchers, clearly shows that the velocity ratio has a very strong influence on turbulent mixing process. The rate of momentum transfer between the jets increases as the velocity ratio is increased, promoting faster mixing.

Studies on effect of turbulence level [9,10] showed that a higher turbulence level favors faster mixing. A similar observation was made regarding the effect of swirl on the process of turbulent mixing [11,12].

It is found that a wide range of diameter ratios (2–38) is covered, simulating various applications [6]. It can also be seen from the results that when the diameter ratio is high, the momentum transfer between the jets will increase when $\lambda > 1$ and uniformity in velocity profile is achieved much faster. On the other hand, when the diameter ratio is small, the momentum transfer between the jets increases when the velocity ratio, λ , is less than 1. Razinsky and Brighton [1] studied the effect of diameter ratio by varying the diameter ratio of the jets from 3 to 6. They found slightly higher levels of turbulence when the diameter ratio is increased; however, the length required for complete mixing was not affected much in the range of diameter ratios studied. Studies on effect of diameter ratio with reference to application in ejectors have shown that entrainment of the secondary stream increases linearly with diameter ratio [13].

Matsumoto et al. [14] performed experimental studies on influence of nozzle conditions such as thickness of nozzle walls or boundary layers on the inside and outside walls of the nozzle on the characteristics of jets in the main region at four different velocity ratios ranging from 0.24 to 0.82. They found that for small values of λ , the velocity decay on the central axis and the intensity of turbulence are hardly affected by the wall thickness, while for large values of λ , the tendency of velocity decay becomes remarkable and the turbulence intensity is affected heavily by the wake behind the nozzle wall with an increase in the wall thickness.

3. Objectives

A survey of the literature shows that there is no reported work on diameter ratio less than 2 [6]. Also, it seems all the investigators made measurements with pitot tube or hot-wire anemometer. No investigation was made using laser velocimetry. Hence, a justifiable need for undertaking a systematic and detailed investigation on turbulent mixing process under the influence of velocity ratio with laser velocimetry was strongly felt. The main objectives of the present work, thus, are: (a) to study the effect of velocity ratio on the mixing of confined, co-axial jets by obtaining mean velocity and turbulence intensity profiles using extensively a non-intrusive technique of laser Doppler velocimetry (LDV), and (b) to correlate the total pressure loss with the extent of mixing.

4. Experimental method

4.1. Wind tunnel

The experiments were carried out in a closed circuit, all-steel wind tunnel whose layout with important dimensions is shown in Fig. 2. The return leg of the tunnel is meant mainly to alleviate the problem of seed loss during LDV measurements.

The air flow in the tunnel is generated by two separate identical centrifugal blowers with rated discharge of 4.5 m³/s at the total pressure of 300 mm of water column, connected in parallel through a plenum chamber. Two AC motors, each with 30 kW power and a maximum speed of 3000 rpm, are directly coupled to the blowers. A knife switch arrangement is provided for each of the motors so that they can be run either at the fixed rated speed through a star-delta starter or at a variable speed through a static frequency inverter which can smoothly vary the speed of the motor from 5% to 100% of the rated speed by changing the supply frequency. The inverter has a digital display and can be operated in remote control mode through RS-232 serial communication.

The flow is guided independently by two pear-shaped concentric contractions into the test section. The contractions have equal lengths of 1200 mm and their inner diameters of 1100 and 900 mm at the inlet smoothly reduce to 380 and 330 mm, respectively, at the exit. Taking into account the wall thickness of 5 mm, contraction ratios of about 13.3 for the outer stream and about 7.4 for the core stream are obtained. To maintain the concentricity with an annular gap of only 20 mm at the exit plane of the contractions, four airfoil shaped spacers having NACA-0012 profile are used in two cross-planes, inclined at 45° to the vertical. Devices for correcting the flow of the core stream are provided in the form of a perforated cone and two 30-mesh stainless steel wire screens. The former is placed in the wide angle diffuser to prevent the flow separation therein and the

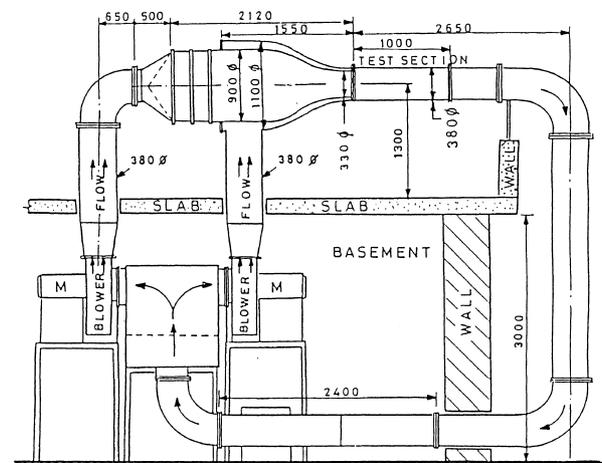


Fig. 2. Schematic of wind tunnel.

latter were placed inside the settling chamber to further improve the uniformity and reduce the turbulence level. Since no flow correcting device (such as screens) is used for the outer stream because of the complexity of the geometry, a relatively higher contraction ratio is employed for it.

The test section (henceforth it will be called mixing duct) has a total length of 1000 mm and the inner diameter of 380 mm. The area ratio between the outer and inner jets at the inlet to the test section is about 0.26. One side of the mixing duct was provided with two flat optical windows, 50 mm in height and 450 mm in length with 3 mm thickness, along the length for LDV measurements. For obtaining static pressure distribution along the wall of the mixing duct and the total pressure profile at various axial locations, 15 pressure plugs were provided on the other side at almost regular intervals of 75 mm.

4.2. Instrumentation

A *Dantec* Laser Doppler velocimeter (LDV) was used in the present studies. It is a dual beam fiber optics system which works in backscatter mode. The main components of the LDV system are: (a) Laser source (b) Optical system (c) Signal processor and (d) Data acquisition system.

The laser source is a *Coherent* Innova-90 laser system. It is a water-cooled, 5 W Argon-ion laser system. A chilled water circulator supplies cooling water to the laser at the rate of 8.5 l/min and maintains its temperature between 21°C and 23°C.

The optical system consists of a beamsplitter and various prisms which separate the laser beam into beams of different wavelengths (green light beams having a wavelength of 514.5 nm were chosen for the present studies) and direct the beams internally into the optical system and front optics. Other components of the optical system include beam waist adjuster and the Bragg cell on the transmitting side and photo multiplier (PM) optics on the receiving side. The Bragg cell enables a stable frequency shift of maximum 40 MHz. The Doppler shift will add to or subtract from this shift to indicate the flow direction. The LDV probe is connected through a 25-m long fiber optic cable which transmits the laser beams and carries the received signal to the PM optics.

The signal receiving optics are housed inside the LDV probe. The PM tube, model 57X008, converts it to equivalent electrical signal. This signal is then processed by a signal processor or burst spectrum analyzer (BSA), model 57N10.

The instantaneous signal from the BSA is acquired by a PC-based data acquisition system which computes the mean and fluctuating components of velocity using *Dantec BURSTware* package. The interface connecting the BSA to the PC is IEEE-488 general purpose interface bus (GPIB). The GPIB is used to control the setup of the BSA as well as to transmit the measured data.

A *TSI*, model 9302, seed generator was used with dioctyl phthalate (DOP) as seed material to generate seeds of the order of 1 to 2 μm in size.

For obtaining static pressure distribution along the wall of the mixing duct, 15 threaded plugs of mild steel, having piezometric holes of 0.5 mm diameter in the center, were provided on the side, at nearly equal intervals. These interchangeable plugs were mounted flush with the inner surface of the mixing duct wall. The plug head, on the outer side, was provided with a short stainless steel tube to serve as a connecting nozzle for pressure tubings. For making total pressure measurements, a pitot tube was constructed from hypodermic stainless steel tubes of outer diameters of 1.5 and 3 mm. They were used in a telescopic arrangement to make the probe with small tip and strong stem. Such a pitot tube with flat face and a diameter ratio of about 0.6 is known to be insensitive up to higher yaw angles compared to the normal pitot tubes [15]. A threaded plug similar to the one already described but with a 3-mm diameter hole in its center was used for holding and traversing the pitot probe in the mixing duct at any of the 15 axial locations.

The pressure measurements in the present studies were carried out with the help of a *Furness Controls* make micromanometer, model FC-0510, having a range of ± 2040 mm of water column and a corresponding d.c. analog output of ± 5 V. The micromanometer was used in conjunction with a *Furness Controls* channel selection box, model FCL-794. The channel selection box has 20 input channels and one output channel.

A three-dimensional microprocessor controlled stepper motor driven traverse system, having RS-232 serial ports, was parallelly aligned with the axis of the mixing duct. The traverse has a longitudinal range of 1000 mm and transverse and lateral ranges of 500 mm each. The traverse unit has a digital display with a least count of 0.01 mm.

4.3. Experimental procedure

Some initial measurements were performed with the pitot tube to check the uniformity of flow coming out of the co-axial ducts. The profiles showed that the flow is quite uniform. The boundary layer thickness at the trailing edge of the splitter plate (lip of the inner contraction) could not be measured with LDV due to the practical difficulties involved in focusing the laser beams at those locations. Nonetheless, the boundary layer thickness on either side of the splitter plate was estimated to be about 2 mm from pitot tube traverses.

Care was taken to ensure the flow axisymmetry. This involved traverses across different diameters at the same cross-section of the mixing duct and also the use of wall static pressure tappings at different circumferential positions.

Fig. 3 illustrates an arrangement of the experimental set-up with the help of block diagram of the set-up and the instrumentation used in the investigation. Due to close circuit, as expected, the tunnel flow temperature

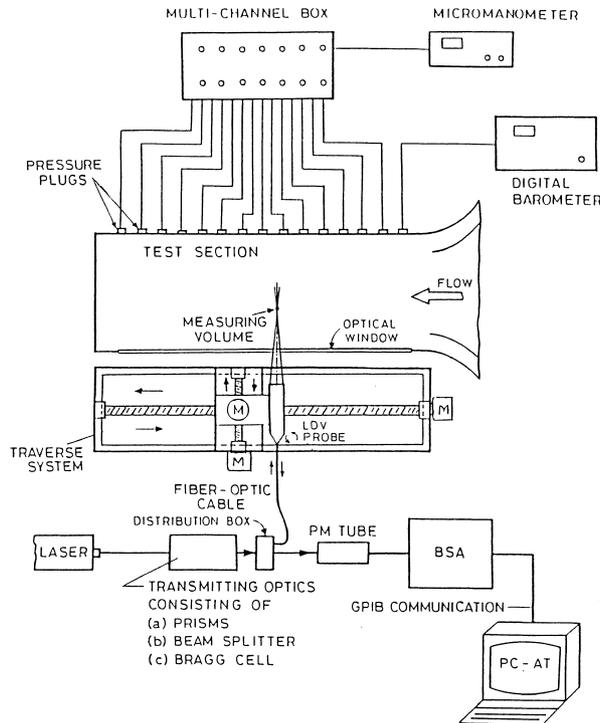


Fig. 3. Block diagram of test set-up and instrumentation.

was found to rise with the running of the tunnel and stabilize at a value between 68°C and 72°C after about 20 min of continuous running. The exact value of the tunnel flow temperature depended on the ambient conditions.

It was decided to carry out detailed measurements for seven values of annular to core stream velocity ratios, $\lambda = 0.3, 0.6, 1.3, 1.5, 3.0, 6.0$ and 10.0 to study the effect of velocity ratio on the mixing of confined co-axial jets. For the first four velocity ratios, $\lambda \leq 1.5$, the motor driving the blower for the core flow was run at full rated speed using star-delta starter while the other motor speed was varied by changing the supply frequency from the inverter. For remaining higher velocity ratios ($\lambda = 3.0, 6.0$ and 10.0), the motor driving the blower for the annular flow was run on the full speed while speed of the other motor was varied with the help of inverter. A reference velocity of both the jets was marked at an inverter output frequency of 30 Hz and only when the variation in velocity was within 2%, detailed measurements were performed and recorded.

The velocities of the two streams in obtaining these velocity ratios along with the mass-averaged mean velocities and the corresponding Reynold's numbers, are given in Table 1. The freestream turbulence level was in the range of 1.7–2.0% for the inner stream and 3.8–4.2% for the annular stream.

The static pressure at the first axial location was obtained by taking the average pressure of eight circumferentially located pressure plugs, and this was used as the reference pressure for making calculations of pressure coefficient, C_p . The pitot probe was traversed radially in steps of 10 mm in the core stream potential region and of 2–3 mm in the mixing and annular regions at the first axial station, $x/r_0 = 0.1$, and then at the last axial station, $x/r_0 = 5.0$.

All the LDV measurements were performed with a probe having beam separation of 38 mm and mounted with the lens having a focal length of 398.8 mm. This optical combination with the laser wavelength of 514.5 nm gives measuring volume dimensions of $0.218 \times 0.218 \times 4.584 \text{ mm}^3$ and fringe spacing of 5.406 μm . The seed particles were introduced into the tunnel through the plenum chamber so that they got evenly distributed in the outer and inner jets.

The traverse system was first levelled using the spirit level and then it was aligned parallel to the mixing duct using the LDV probe. The measuring volume was focussed on the inner surface of the optical window and then the probe was traversed in the axial direction. When the probe volume remains focussed all along the inner surface of the glass wall, the traverse becomes perfectly parallel to the test section.

A good quality Doppler burst was ensured before acquisition of the LDV data. The LDV signal when viewed on an Oscilloscope resulted in an appearance of regular bursts almost continuously. Some typical histograms of the velocity data were then obtained to verify the satisfactory size of the sample. These histograms are shown in Figs. 4–6. Fig. 4 shows near perfect Gaussian distribution of the axial component of velocity of the inner (core) stream. Fig. 5 shows the histogram of the axial velocity of the outer (annular) stream; It can be seen that the fluctuations in outer stream velocity are more than those in the core stream. Magnitude of the mean transverse velocity of both the streams (not shown here) was very small suggesting that the streams have no swirling flow. Histogram of axial velocity in the mixing region shows a symmetric distribution (Fig. 6) although the fluctuations in

Table 1

$\lambda (U_o/U_i)$	U_o (m/s)	U_i (m/s)	U_m (m/s)	$Re (U_m \cdot d_0/\nu)$
0.3	12.9	37.65	30.86	5.6×10^5
0.6	23.1	37.1	32.89	6.0×10^5
1.3	48.0	36.5	37.12	6.7×10^5
1.5	55.7	36.3	38.71	7.0×10^5
3.0	69.3	22.6	31.30	5.7×10^5
6.0	80.8	13.1	27.41	5.0×10^5
10.0	84.5	8.45	22.90	4.2×10^5

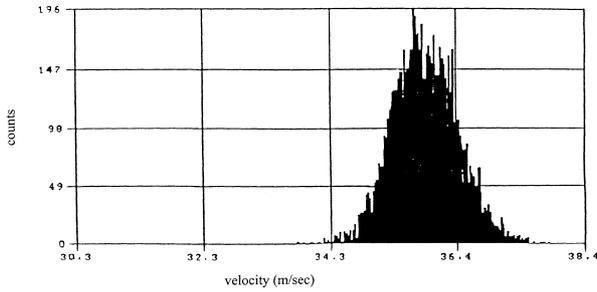


Fig. 4. Typical histogram of axial velocity for the core stream (mean velocity = 35.9 m/s).

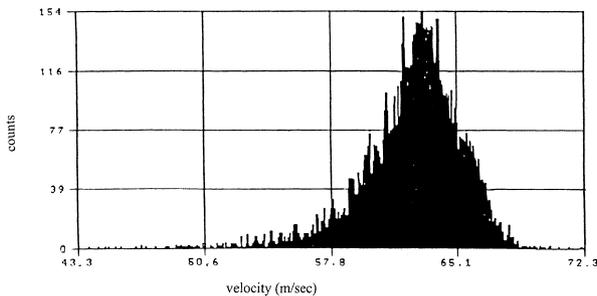


Fig. 5. Typical histogram of axial velocity for the annular stream (mean velocity = 62.2 m/s).

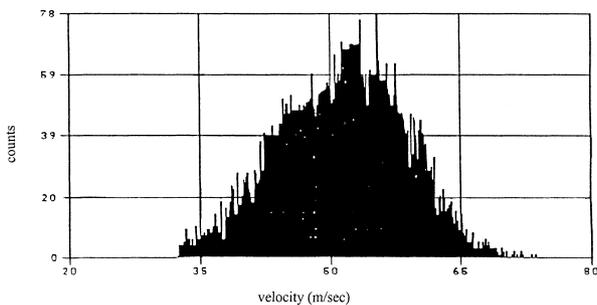


Fig. 6. Typical histogram of axial velocity in the mixing region (mean velocity = 51.3 m/s).

velocity are large because of the high turbulence in the region.

At each of the six different velocity ratios, the LDV measurements were made at six longitudinal locations, $x/r_0 = 0.12, 0.37, 0.79, 1.26, 2.26$ and 5.00 . At each longitudinal location, the probe was radially traversed and the measurements were made at 27–35 points. At each point, a minimum of 8000 Doppler bursts were acquired which were increased to 15,000 in the regions of high turbulence. Except in the regions close to the wall, a satisfactory data rate of 0.5–3 kHz was obtained. Close to the wall, where the amount of light reflected is considerably higher than the amount of light scattered, the signal was found to become weaker and data rate was observed to drop to as low as 0.1 kHz.

5. Results

5.1. Pressure measurements

The results of wall static pressure measurements are plotted in terms of C_p distribution which was obtained by dividing the pressure difference by the dynamic head based on mean velocity across the test section (obtained by dividing the mass flow rate across the cross-section by the cross-sectional area). Fig. 7 shows the variation of C_p along the mixing duct length for different velocity ratios. For the cases when $\lambda < 1$, a rise in wall static pressure is registered. The rise is slow initially and the gradient is seen to be very mild. For the case when $\lambda = 0.3$, it rises more sharply and then stabilizes after $x/r_0 = 4$; while for $\lambda = 0.6$, it continues to increase.

For the cases when $\lambda > 1$, the wall static pressure is found to decrease. For $\lambda = 1.5$, the pressure decreases monotonically but very slightly. For higher velocity ratios, i.e. for $\lambda = 3, 6$ and 10 , the static pressure is found to decrease with a much higher gradient. For the case when $\lambda = 10$, maximum drop in static pressure is observed.

5.2. Velocity measurements

Figs. 8–11 show the distribution of mean velocity, streamwise (axial) turbulence intensity and transverse turbulence intensity for the cases when $\lambda = 0.3, 1.5, 6$ and 10 .

The mean velocity profiles at the first station ($x/r_0 = 12$) clearly show the wake effect of the splitter plate for all the velocity ratios. For the cases when $\lambda < 1$, i.e. for $\lambda = 0.3$ and 0.6 , the spreading of the high velocity inner stream towards the wall can be seen at subsequent stations. For both these cases, the profile becomes quite uniform at the last station except in the region close to the wall, where the boundary layer is present. The boundary layer thickness increases slightly between the last two stations.

The plots of turbulence intensities show a smaller peak at the first station which is partly due to the wake of the splitter plate and partly due to the mixing layer which has just started forming. The profiles at the second station ($x/r_0 = 0.37$) have the largest peak with a $\sqrt{\bar{u}^2}/U_m$ of 0.194 for $\lambda = 0.3$ and 0.155 for $\lambda = 0.6$ (not shown). At the subsequent stations, the turbulence is seen to progressively spread due to the mixing, resulting in attenuation of the peak. It can be seen that the turbulence intensity profiles become quite uniform at the last station, except in the boundary layer region, showing that the velocity gradient between the two stations no longer exists.

For the cases when $\lambda > 1$, the plots of mean velocity at the first station show the effect of splitter plate wake, with the defect in velocity reducing with an increase in velocity ratio indicating an influence of associated intense mixing. At subsequent stations, there is a continuous exchange of momentum between the inner and the outer streams. The outer jet spreads towards the

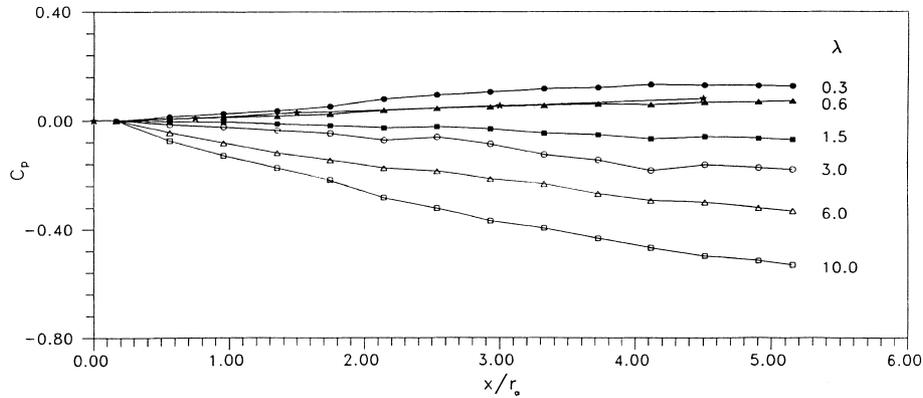


Fig. 7. Effect of velocity ratio on mixing duct wall pressure distribution.

center and hence the velocity gradient between the two reduces. The inner jet velocity is found to reduce a little at the center mainly because of the entrainment effect. This reduction is much significant for the higher velocity ratio of 10; since entrainment to the mixing layer depends on the gradient in velocity. The mean velocity profiles at the last station show a good mixing between the streams although the complete uniformity is not achieved.

At subsequent stations, the turbulence is found to reduce due to overcoming of the gradient. For high velocity ratios, the turbulence peak increases in magnitude from the first station to the second. The second station has the largest peak with a $\sqrt{\bar{u}^2}/U_m$ of 0.56 for the velocity ratio of 10 and about 0.42 for the case when $\lambda = 6$. For these high velocity ratios, the turbulence is found to spread towards the center of the mixing chamber much faster at subsequent stations. At the last station, a small peak is seen in the profiles of turbulence intensity close to the wall due to the growth of turbulent boundary layer.

It can be seen that at high velocity ratios, the turbulence profiles have become quite uniform at the last station. For the velocity ratio of 10, the profiles of u' and w' have become flat showing that the high turbulence region has moved towards the center. This apparently shows the dependency of mixing on velocity ratio.

The scale of turbulence structures is determined by making hotwire measurements in the mixing duct. By performing FFT of the continuous signal, the frequency of the structures is obtained. It was found that the fine scale structures have scale of the order of 1 mm, while the large scale structures have scale of the order of 17–22 mm [17].

6. Discussion

The static pressure distribution in the present measurements shows that the pressure gradient is favorable for all the velocity ratios. However, the opposite trends for $\lambda < 1$ and $\lambda > 1$ show the influence of velocity ratio on mixing. The mean dynamic head across a cross-

section is found to remain nearly constant along the mixing duct length for the lower velocity ratios; while for the higher velocity ratios of $\lambda = 6$ and 10, it is found to reduce. This shows that a much higher total pressure loss will occur for the higher velocity ratios. The trend also shows that the static pressure does get affected by the velocity of the higher stream, supporting the earlier conclusions [16]. The C_p distribution obtained by Razinsky and Brighton [1] for $\lambda = 0.33$ for a diameter ratio (outer to inner) of 3 is also shown in the figure. It can be seen that the gradient in static pressure is relatively small in their measurements although the trend is similar. This shows the effect of diameter ratio on pressure distribution.

Fig. 12 shows the plot for total pressure loss for different velocity ratios. It can be seen that the total pressure loss decreases from $\lambda = 0.3$ to 0.6 and continues the same trend up to $\lambda = 1.0$. It is seen that the minimum total pressure loss occurs at a velocity ratio of 1.0, since there will be minimum turbulence production for this case due to the absence of velocity gradient between the two streams. The pressure loss then increases rapidly with velocity ratio, indicating that the turbulence production is much higher for high velocity ratios. For the higher velocity ratios of 6 and 10, the total pressure loss is not estimated, as it was difficult to measure the exact total pressure because of the high turbulence existing at the last measuring station. The local turbulence in that region is as high as 55% and pitot probes measure total pressure accurately within a turbulence level of 10%.

Plots of mean velocity for the lower velocity ratios of $\lambda = 0.3$ and 0.6 show a faster approach to uniformity at the last station, as mentioned earlier. Since the annular gap in the present case is small, the spread of the core jet is spatially restricted by the duct resulting in quick acceleration of the flow as is evident from the downstream velocity profiles [18]. Fig. 8 also shows the results from the measurements of Razinsky and Brighton [1] for a velocity ratio of 0.33. At a same axial distance, i.e. at $x/r_0 = 5.3$, a large gradient can still be seen in their case, which is due to a higher diameter ratio. A nearly flat profile could be obtained in their case only at an x/r_0 of

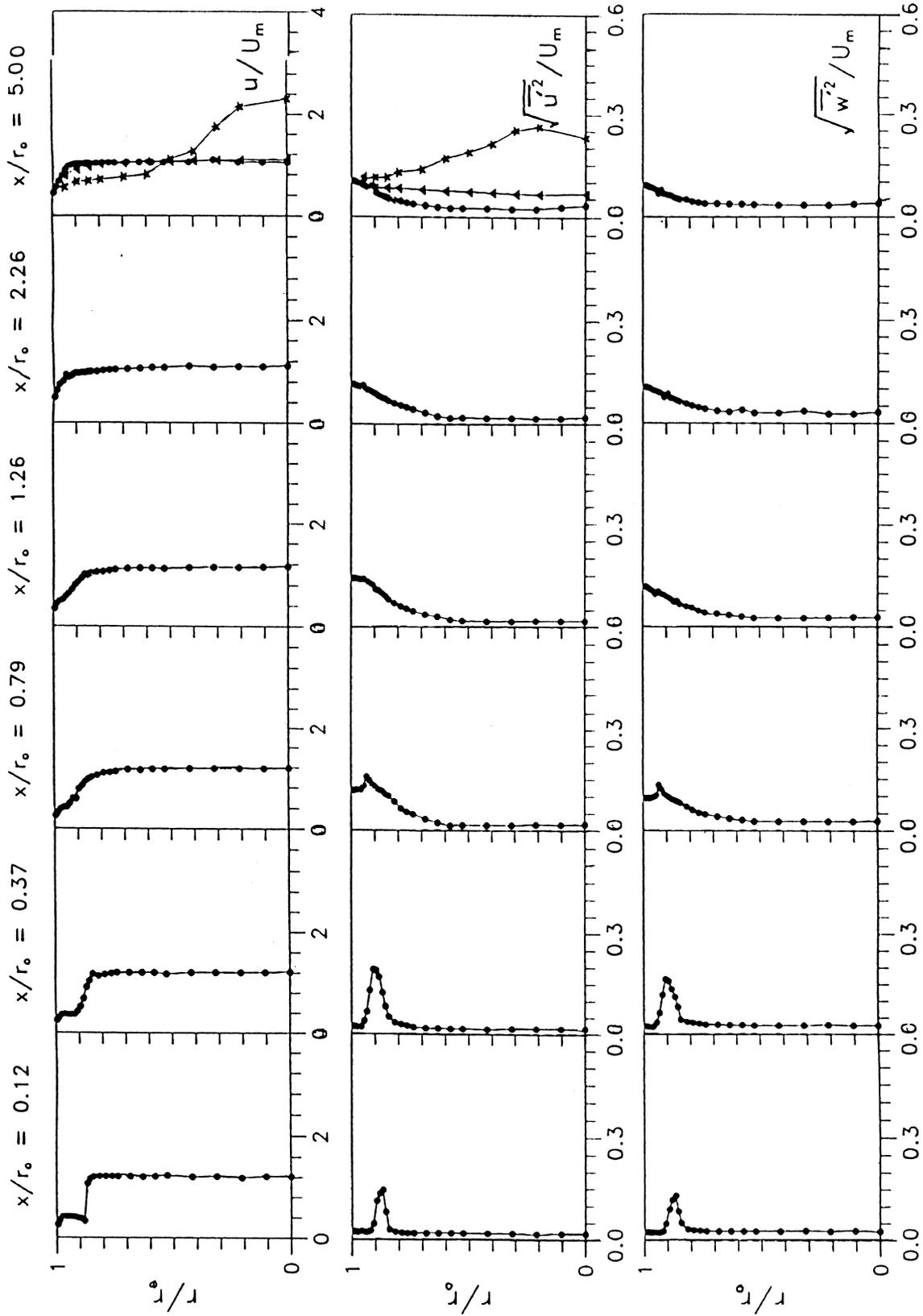


Fig. 8. Distribution of mean velocity, streamwise turbulence intensity and transverse turbulence intensity for $\lambda = 0.3$. *** – measurements due to Razinsky & Brighton [1] for $\lambda = 0.33$, $x/r_0 = 5.3$ and $\blacktriangle\blacktriangle\blacktriangle$ – at $x/r_0 = 28$.

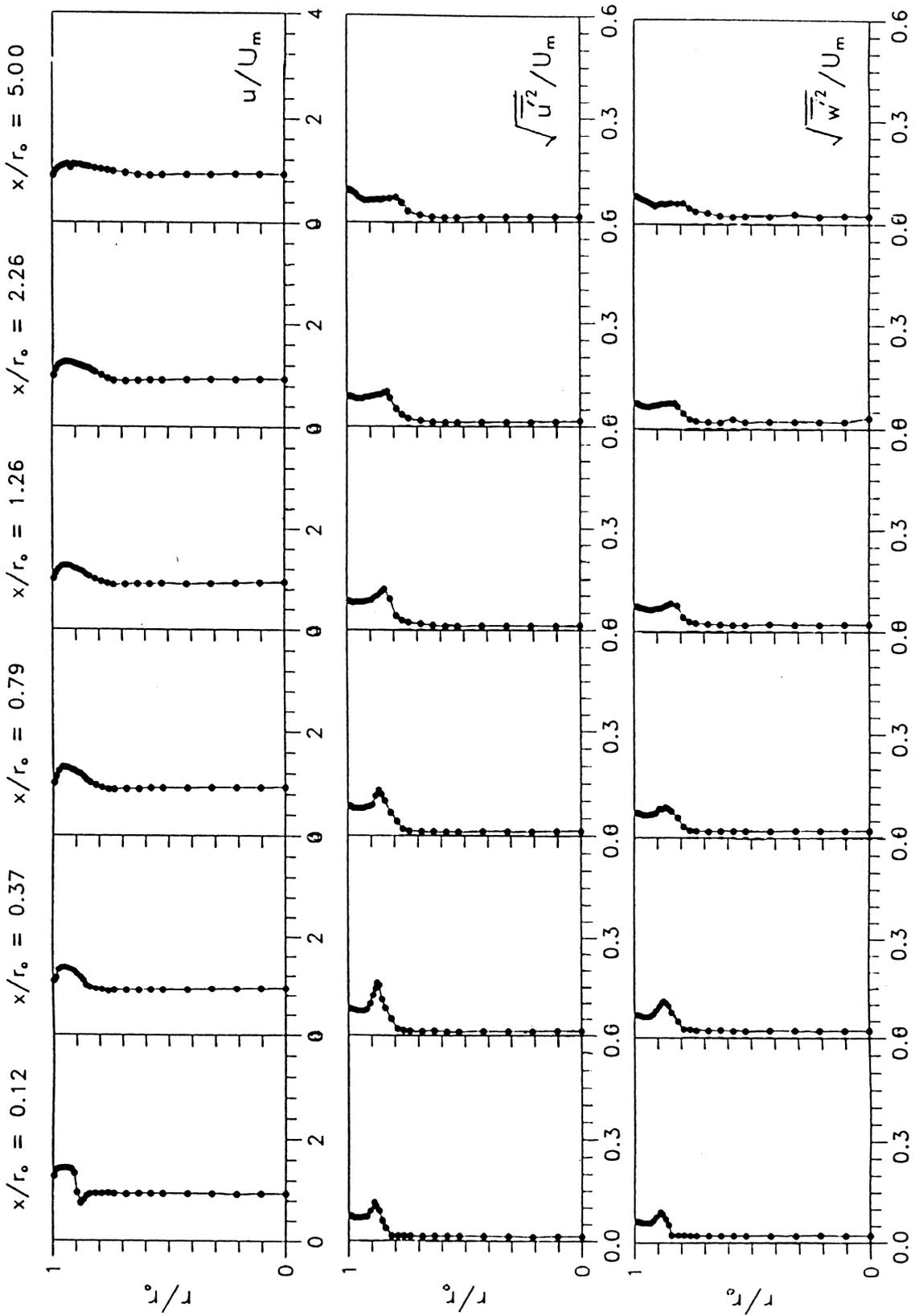


Fig. 9. Distribution of mean velocity, streamwise turbulence intensity and transverse turbulence intensity for $\lambda = 1.5$.

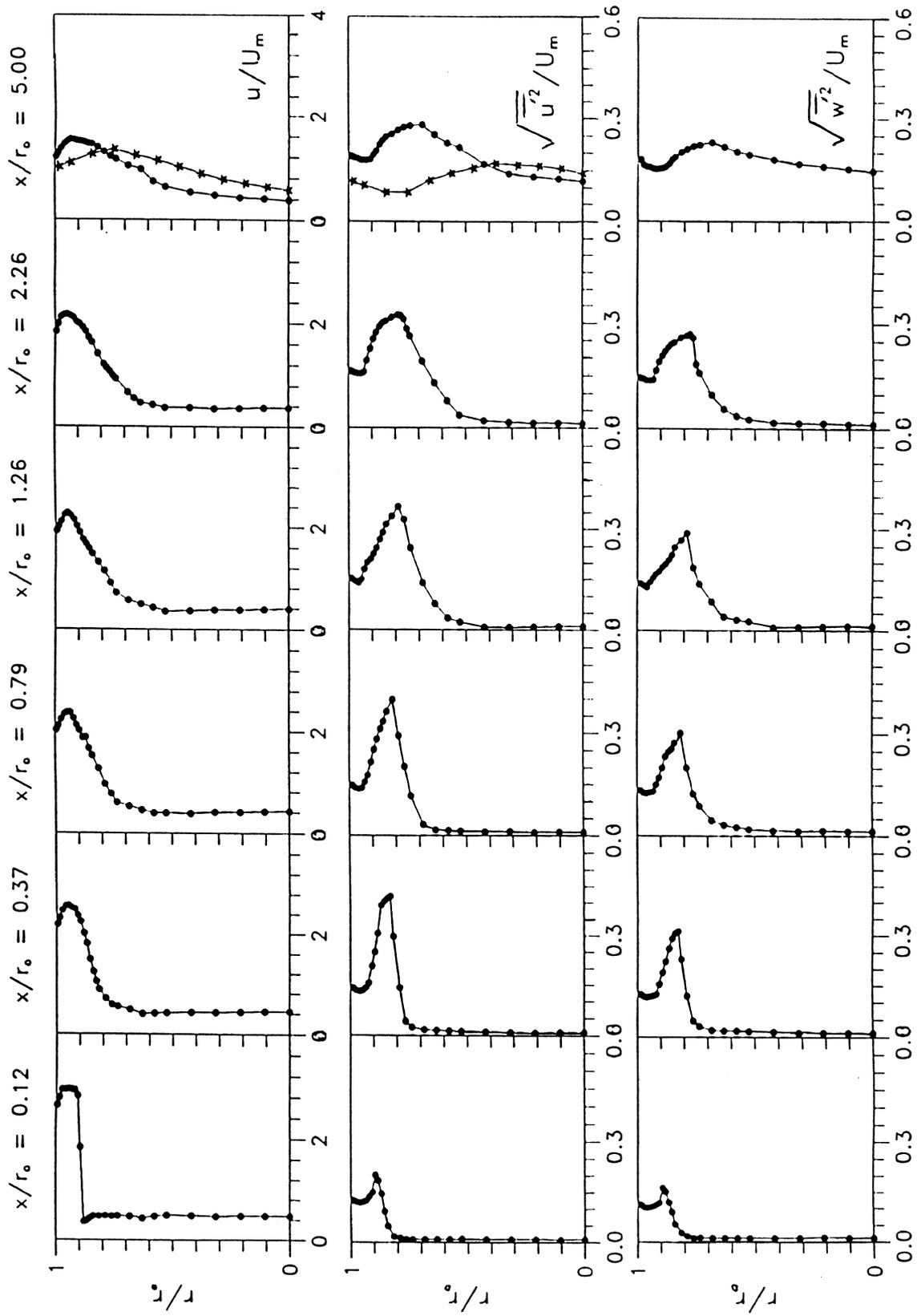


Fig. 10. Distribution of mean velocity, streamwise turbulence intensity and transverse turbulence intensity for $\lambda = 6.0$. * * * * - measurements due to Kulik et al. [15] for $\lambda = 5.8$ at $x/r_0 = 5.13$.

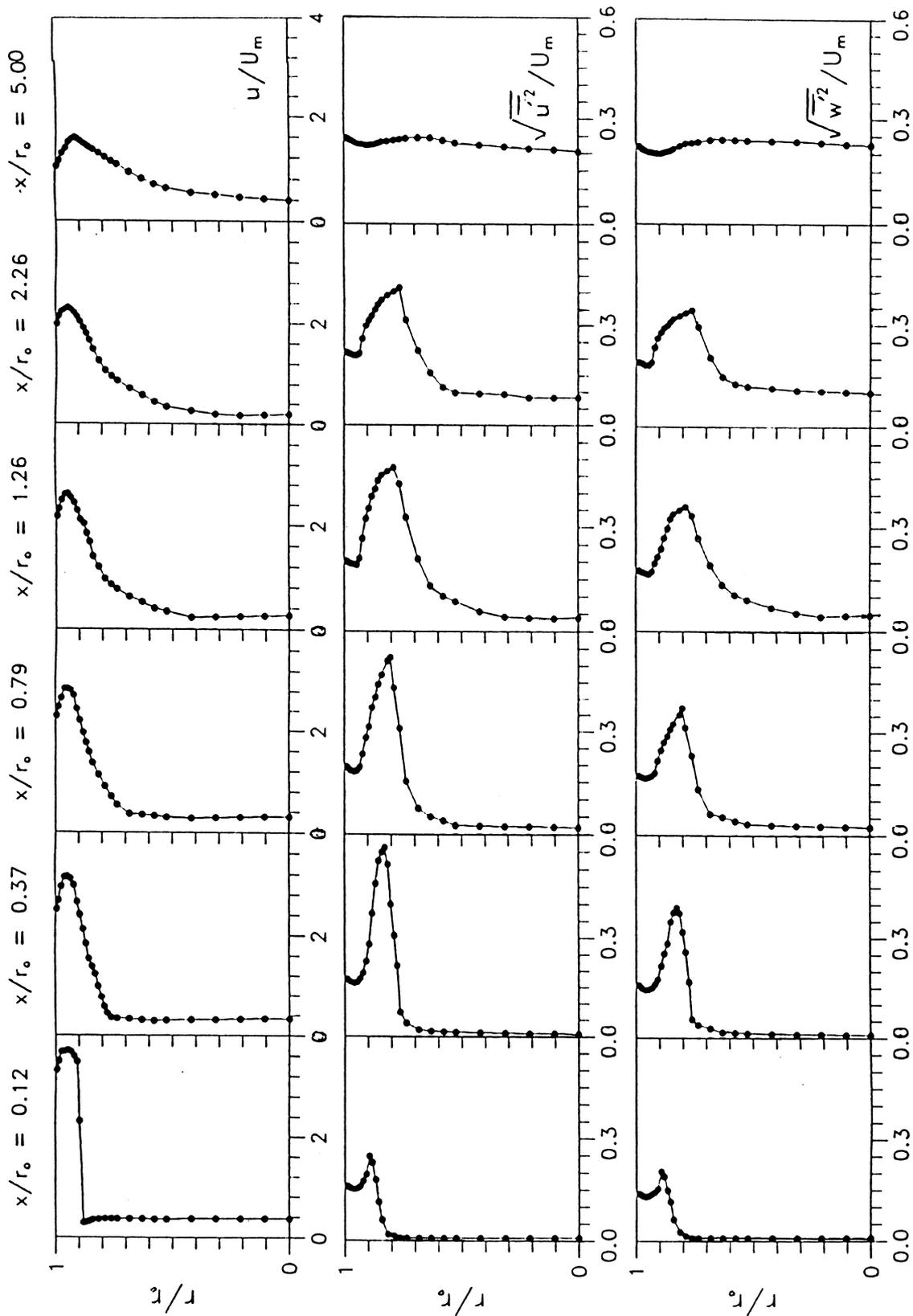


Fig. 11. Distribution of mean velocity, streamwise turbulence intensity and transverse turbulence intensity for $\lambda = 10.0$.

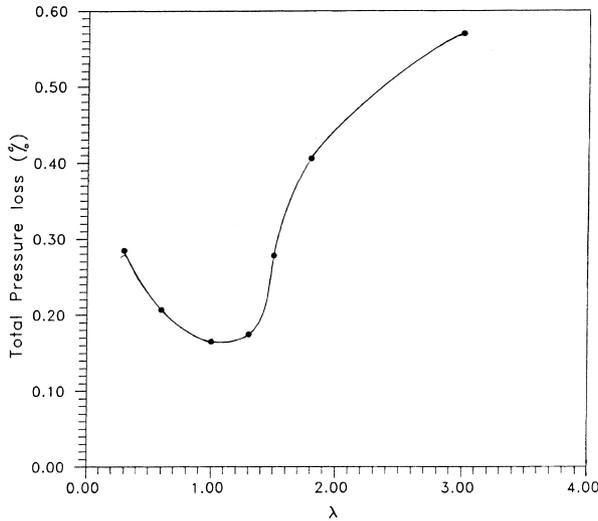


Fig. 12. Effect of velocity ratio on total pressure loss in the mixing duct, $x/r_0 = 5.0$.

28. This shows that a smaller diameter ratio helps in faster mixing of the jets when $\lambda < 1$.

The streamwise turbulence intensity in the present measurements is found to be higher than the transverse turbulence intensity in the mixing region. It may be noted that the freestream transverse turbulence intensity is higher than the streamwise turbulence intensity in the core region. This may be due to the use of contractions which help u' more than w' [19]. For the outer stream, however, the freestream streamwise turbulence intensity is slightly higher than the transverse turbulence intensity.

Fig. 10 shows the comparison of the results for $\lambda = 6$ with those of Kulik et al. [20] for a velocity ratio of 5.8. Reduction in mean velocity in the core region due to entrainment effect was also observed by them. The peak turbulence intensity in their case is slightly lower than

that obtained in the present investigation for $\lambda = 6$. It can be seen from the figure that, the peak velocity in their case is much away from the wall due to higher diameter ratio of their jets. Due to the same reason, the maximum turbulence intensity in their duct is found to exist near the center of the duct. The reduction in mean velocity in the core region for the high velocity ratio of 10 is of the order of 40%. Similar observations were made by Rozenman and Weinstein [8] who found that at much higher velocity ratios, there can even be recirculation because of the entrainment effect. Due to entrainment effect, the high turbulence region moves towards the center of the mixing chamber much faster.

Fig. 13 shows the variation of normalized peak velocity along the mixing duct length. A much faster decay of the high speed outer stream for the high velocity ratio cases, with the highest decay being for $\lambda = 10$, substantiates the earlier findings of Razinsky and Brighton [1] and Rozenman and Weinstein [8]. For the low velocity ratio cases, the maximum velocity of the outer jet reduces only slightly. This plot also helps in quantifying the rate of mixing, as a faster approach towards the fully mixed flow, $u_{\max}/U_m = 1$, clearly shows faster mixing of the streams. Further, it is evident that the rate of mixing is not constant along the flow direction which is found in contrast to the case of free mixing layer [21]. Between the first two stations, the reduction is much more due to the thicker splitter plate employed in this case. Also, the mixing of jets is definitely enhanced due to the presence of thicker splitter plate, thus supporting the conclusions drawn by Buresti et al. [22].

Fig. 14 shows the plots of non-dimensional turbulence energy available across the cross-sectional area of the mixing duct along its length at various distances (streamwise locations) from the splitter plate trailing edge for different velocity ratios. The turbulence energy was computed from integration of the measured turbulence intensities, shown in Figs. 8–11, assuming that the third orthogonal component of turbulence (not

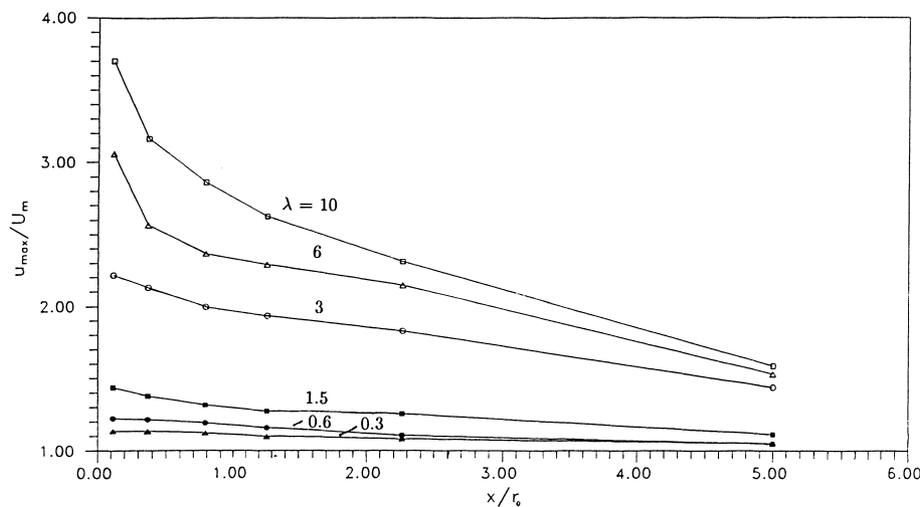


Fig. 13. Variation of peak velocity along the mixing duct for various velocity ratios.

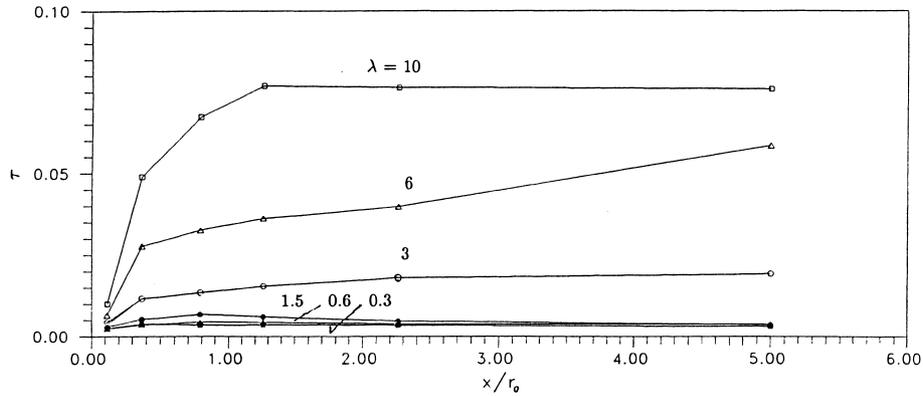


Fig. 14. Turbulence energy content at various steamwise locations for different velocity ratios.

measured) is equal to the transverse component. Thus the total turbulence energy per unit mass is given by

$$\tau = \frac{1}{2} \frac{u'^2}{U_m^2} + \frac{w'^2}{U_m^2} \quad (1)$$

It is seen that for $\lambda = 0.3$, the turbulence energy reaches its maximum quickly in the formative region and then continues to decay further downstream. Similar trends are seen for other low velocity ratio cases. In contrast to this, for higher velocity ratio cases of $\lambda = 3.0$ and 6.0 , the turbulence energy is seen to build up monotonously – first rapidly and then at a gradually diminishing rate till the last measuring plane. For the case when $\lambda = 10$, the turbulence energy rises considerably up to an x/r_0 of 1.2, and then it starts to decay. This clearly shows that turbulence generation due to high velocity ratio will be much higher, thus resulting in faster exchange of momentum between the high velocity outer stream and lower velocity inner stream. Since the length of the mixing duct in the present case is small, fully developed pipe flow cannot be reached. The turbulence energy for

the fully developed case is estimated from the turbulent boundary layer profiles on a flat plate from the work of Klebanoff [19]. A value of nearly 0.01 is obtained from their profiles. Hence, it is expected that the turbulence energy for all the velocity ratios will reach a value closer to that.

7. Wall effect

Fig. 15 shows the thickness of mixing layer for different velocity ratios computed from the velocity profiles using the relation

$$\delta = \frac{U_m}{(\delta u / \delta r)_{\max}} \quad (2)$$

It can be seen from the figure that the mixing layer growth is linear for low velocity ratios of 1.3 and 1.5 up to $x/r_0 = 2.26$. The slope decreases after that which is apparently due to wall effect. For the high velocity ratios of 3, 6 and 10, the mixing layer growth is slower because

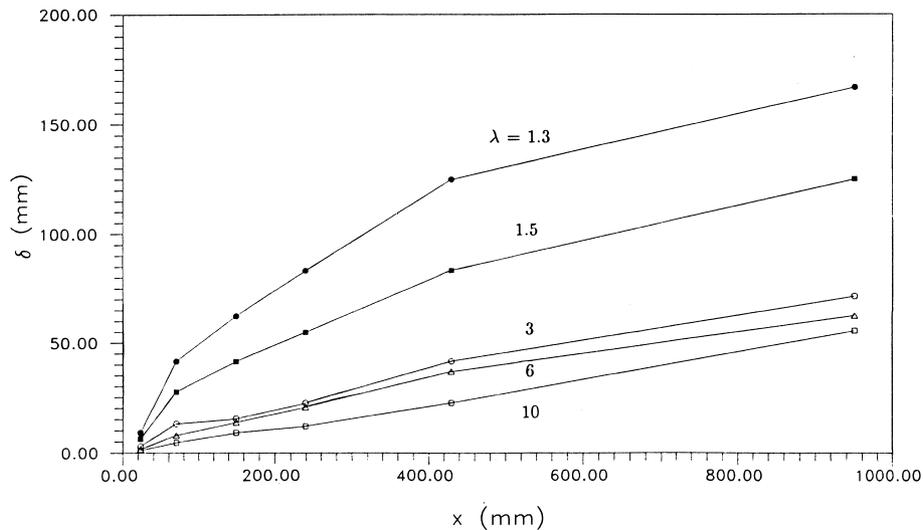


Fig. 15. Development of velocity gradient zone.

of the confinement. However, the linear trend is still seen for these velocity ratios. This shows that the wall effect is prominent for these cases. The trend of δ , thus, shows a trend opposite to the case of free mixing layer [19]. This is also due to the fact that the value of U_m is not same for all the velocity ratios; it is reducing with increasing velocity ratio.

8. Experimental uncertainty

The accuracy of measurements of C_p was estimated by calculating dC_p from the expression of C_p (i.e. $C_p = (p - p_1)/0.5\rho U_m^2$). Thus, the measurements of C_p in the present studies were made with an accuracy of 1.2%. The accuracy of measurements of velocity with LDV was estimated following the procedure adopted by Cenedese et al. [23]. The error on each single measurement is determined by the error on the evaluation of the angle between the laser beams. This error is usually higher than those on laser wavelength and Doppler frequency evaluation. It is of the order of 0.5%. Being a systematic error, it will affect only the absolute value of the velocity. If relative velocities have to be calculated, the error will reduce to the evaluation of the Doppler frequency by the signal analyzer which is of the order of 0.3%. The maximum error is, thus of the order of 0.5%. The accuracy of the results of velocity measurements is estimated by the percentage error in the mass flow along the mixing duct estimated from the velocity profiles. The maximum error was found to be of the order 3.7%. A large number of samples was acquired to ensure accuracy of turbulence measurements. The maximum error in turbulence measurements is found to be of the order of 3.1%.

9. Practical significance

In most of the real engineering flows, it is desirable to achieve complete mixing in the shortest possible length. To enhance the rate of mixing, a concept of 'forced mixing' has been adopted in practice. One of the means of achieving this is by changing the velocity difference between the two streams. The present work provides results from detailed measurements of mean and turbulence components of velocity as well as the total and static pressures over a range of velocity ratios. The present problem is oriented towards application to aircraft turbofan engines. While a wide range of diameter ratios has been investigated in the past, no work was reported on diameter ratio below 2, which is the case with many low bypass engines with bypass ratio of 0.3 and less. Also, the rapidly increasing capabilities of CFD give rise to the need for high quality and extensive experimental data referred to flow configurations that may be used as test cases for the validation of numerical codes.

10. Conclusions

In the present work, a detailed experimental study of the turbulent mixing of two co-axial jets was conducted for seven different velocity ratios of the two streams. On the basis of the mean velocity, turbulence intensity and pressure measurements, the following conclusions can be made:

1. The turbulent mixing process of confined, co-axial jets depends strongly on the velocity ratio between the two streams.
2. For high velocity ratio cases, the velocity of the inner stream reduces considerably in the core region due to entrainment effect, before the mixing layer reaches the center of the duct. For the velocity ratio of 10, this reduction is found to be of the order of 40%.
3. For jets with a smaller (outer to inner) diameter ratio, the mixing process also depends strongly on the interaction between the boundary layer, mixing layer and the main flow.
4. The rate of mixing gets enhanced when the outer stream has higher velocity.
5. The total pressure loss will be higher when the velocity gradient between the two streams is high. Minimum loss in pressure is observed at a velocity ratio close to 1.

11. Recommendations for future work

In the present work, influence of velocity ratio on the turbulent mixing process is studied in detail. However, there are many other parameters which influence the turbulent mixing process. Effect of initial turbulence levels of the two streams is one such parameter which deserves attention; as not much work on this is available. The effect of a temperature gradient between the two streams can also be studied. The flow through the mixing of a low bypass turbofan engine can be studied more closely if the influence of these parameters are studied in detail.

References

- [1] E. Razinsky, J.A. Brighton, Confined jet mixing for non-separating conditions, *ASME J. Basic Eng.* 93 (3) (1971) 333–347.
- [2] Y.V.G. Acharya, *Momentum Transfer and Heat Diffusion in the Mixing of Co-axial Turbulent Jets Surrounded by a Pipe*, Vliegtuig bouwku-ndig Ingenieur Geboren Te Mysore, Uitgeverij Excelsior, India, 1954.
- [3] S. Mikhail, Mixing of co-axial streams inside a closed conduit, *J. Mech. Eng. Sci.* 2 (1) (1960) 59–68.
- [4] K. Albayrak, O.C. Eralp, B. Celen, An investigation on the mixing region of co-axial jets, *Modelling, Simulation Control*, Part B 33 (2) (1990) 49–64.
- [5] M.M. Gibson, Hydrodynamics of confined co-axial jets, *Encyclopedia Fluid Mech.* 2 (1986) 367–390.
- [6] M.R. Ahmed, Experimental investigation on turbulent mixing in co-axial, confined jets with low annular to core area ratio, Ph.D.

- Thesis, Department of Aerospace Engineering, Indian Institute of Technology, Bombay, 1997.
- [7] T.S. Zawacki, H. Weinstein, Experimental investigation of turbulence in the mixing region between co-axial streams, NASA CR-959 (1968).
- [8] T. Rozenman, H. Weinstein, Recirculation patterns in the initial region of co-axial jets, NASA CR-1595 (1970).
- [9] R. Curtet, F.P. Ricou, On the tendency of self-preservation in jets, *ASME J. Basic Eng.* 86 (4) (1964) 765–776.
- [10] L.E. Fink, Influence of external turbulence on mixing of axisymmetric co-axial jets, in: *Proceedings of the First Symposium on Turbulent Shear Flows*, 2.11–2.21 (1977).
- [11] S.N. Singh, D.P. Agarwal, R.C. Malhotra, Mean velocity distribution of contra-swirling co-axial confined jets, *Exp. Fluids* 7 (2) (1989) 501–504.
- [12] R.M.C. So, S.A. Ahmed, H.C. Mongia, Jet characteristics in confined swirling flows, *Exp. Fluids* 3 (1) (1985) 221–230.
- [13] R.V. Kamath, Numerical analysis and experimental investigation of ejectors, Ph.D. Thesis, Department of Aerospace Engg., Indian Institute of Technology, Bombay (1996).
- [14] R. Matsumoto, K. Kimoto, N. Tsuchimoto, A study on double concentric jets, *Bulletin of JSME* 16 (93) (1973) 529–540.
- [15] J.P. Holman, *Experimental Methods for Engineers*, sixth ed., McGraw Hill, New York, 1994.
- [16] R.S. Bhat, S.D. Sharma, Measurement in plane mixing layers subjected to negative pressure gradients, *Proceedings of the 19th National Conference on Fluid Mechanics and Fluid Power* (1992) B8-1 to B8-6.
- [17] A. Sharma, Enhanced mixing of co-axial jets with low annular area using chute, M. Tech. Dissertation, Department of Aerospace Engg., Indian Institute of Technology, Bombay (1999).
- [18] S.D. Sharma, M.R. Ahmed, Turbulent mixing of confined, co-axial jets in a short length duct, *AIAA Journal* 36 (1) (1998) 1740–1742.
- [19] H. Schlichting, *Boundary Layer Theory*, fifth ed., Mc-Graw Hill, New York, 1979.
- [20] R.A. Kulik, J.J. Leithem, H. Weinstein, Turbulence measurements in a ducted co-axial flow, *AIAA Journal* 8 (9) (1970) 1694–1696.
- [21] G.L. Brown, A. Roshko, On density effects and large scale structure in turbulent mixing layers, *Journal of Fluid Mechanics* 64 (4) (1974) 775–816.
- [22] G. Buresti, A. Talamelli, P. Petagna, Experimental characterization of the velocity field of a co-axial jet configuration, *Experimental Thermal and Fluid Science* 9 (1) (1994) 135–146.
- [23] A. Cenedese, G. Doglia, G.P. Romano, De Michele, G. Tanzini, LDA and PIV measurements in free jets, *Experimental Thermal and Fluid Science* 9 (1) (1994) 125–134.

Anexo 2

Artigos publicados



Engenharias'07

inovação & desenvolvimento

Entrar

21-23

Novembro

Covilhã, Universidade da Beira Interior
PORTUGAL

Estudo Numérico do Efeito do Nível de Turbulência Inicial na Mistura de Jactos Coaxiais Confinados – Parte I

Jorge M. M. Barata, Fernando M. S. P. Neves, André R. R. Silva

Departamento de Ciências Aeroespaciais

Universidade da Beira Interior

Calçada Fonte do Lameiro – Covilhã

Telf: +351 275 329 733; fax: +351 275 329 768;

e-mail: jbarata@ubi.pt, pereiraneves@yahoo.es, andre@ubi.pt

Resumo — Este trabalho é dedicado ao estudo da influência da razão de velocidades em jactos coaxiais axissimétricos confinados. Para tal, foi usado um método computacional, que foi testado, recorrendo aos dados experimentais de Ahmed e Sharma [1], tendo revelado boas capacidades para a simulação do escoamento. Os resultados mostram que para a razão de velocidades $\lambda = 6.0$, aparece a formação de um vórtice próximo da saída dos jactos. A taxa de mistura é maior quando o jacto exterior tem maior velocidade em relação ao interior. O processo de mistura turbulenta entre os jactos coaxiais confinados, depende fortemente da razão de velocidade entre os dois jactos.

1. Introdução

A mistura turbulenta de jactos coaxiais confinados é um processo dinâmico complexo que encontra aplicação num grande número de dispositivos da engenharia tais como ejectores, bombas de jacto, queimadores industriais, câmaras de combustão de motores a jacto, foguetes nucleares gasosos, câmaras de mistura de motores turbofan, afterburners, etc. O estudo do comportamento aerodinâmico de jactos coaxiais em diferentes tipos de confinamento tem também um interesse fundamental, porque envolve fenómenos turbulentos de interacção do escoamento, cujos detalhes não são ainda conhecidos quantitativamente [1].

Os parâmetros que estão envolvidos no processo de mistura e que são primariamente responsáveis pela complexidade do processo podem ser de natureza geométrica ou parâmetros operacionais como, por exemplo: razão de velocidades, razão de temperaturas, razão de densidade, compressibilidade, níveis de turbulência dos jactos, gradiente de pressão, interacção entre as paredes e os jactos ou razão de diâmetros entre a conduta de mistura e bocal do jacto interno [2-6].

Na literatura podem ser encontrados diversos estudos efectuados para examinar a influência de alguns parâmetros geométricos e de funcionamento no processo de mistura turbulenta. Acharya [3] realizou uma revisão muito completa dos trabalhos realizados sobre a mistura de jactos entre 1864 e 1951, tendo verificado que nenhum dos estudos conduzidos durante esse período era sobre jactos confinados. Acharya [3] foi o primeiro a fazer uma investigação detalhada e quantitativa para estudar a influência de relações da velocidade e da temperatura no

processo de mistura de jactos confinados. O trabalho que foi feito na mistura de jactos confinados desde então, contribuiu definitivamente para a compreensão do processo complexo da mistura turbulenta. Entretanto, um exame da literatura indica que existem ainda algumas áreas de mistura na conduta, onde pouca atenção foi focalizada. Como mencionado anteriormente, Acharya [3] fez uma investigação detalhada sobre o efeito da relação da velocidade das duas correntes no processo de mistura turbulenta. Estudou a mistura turbulenta de jactos coaxiais teórica e experimental e concluiu que a fricção turbulenta entre as duas correntes, é maior em jactos confinados do que em jactos não confinados e que o valor absoluto da diferença das velocidades entre as duas correntes influencia consideravelmente a mistura entre os dois jactos realçando a transferência da quantidade de movimento entre eles.

As experiências conduzidas por Zawacki e Weinstein [7] e Rozenman e Weinstein [8] sobre uma larga escala de relações da velocidade mostraram uma maior eficácia do processo de mistura turbulenta, resultante da camada de corte entre as duas correntes, para os casos das razões de velocidade elevadas. Os resultados experimentais para razões de velocidades, λ , menores do que 1 mostraram também que a uniformidade no perfil da velocidade é conseguida muito mais rapidamente para as relações de velocidade mais elevadas [1-3]. Uma gama larga de relações de velocidade, assim coberta por aqueles investigadores, mostra claramente que a razão de velocidades tem uma influência muito forte no processo de mistura turbulenta. A taxa de transferência da quantidade de movimento entre os jactos aumenta quando a relação de velocidades é aumentada, promovendo mais rapidamente a mistura turbulenta, o que pode ser decisivo em muitos casos práticos como, por exemplo, sistemas de combustão e tubeiras de exaustão de turbinas de gás.

Outros estudos dedicados ao efeito do nível de turbulência à saída dos jactos [9,10] mostraram que um nível mais elevado de turbulência favorece mais rapidamente a mistura. Uma observação similar foi feita a respeito do efeito da rotação (“swirl”) no processo de mistura turbulenta [11,12]. Foi estudada uma gama alargada de relações entre os diâmetros dos jactos ($2 < \theta < 38$), com relevância para várias aplicações [13]. Nestes trabalhos pode também ser visto que, quando a relação do diâmetro é elevada, a transferência da quantidade de movimento entre

os jactos aumenta com $\lambda > 1$ e a uniformidade do perfil de velocidades é conseguida mais rapidamente. Por outro lado, quando a relação do diâmetro é pequena, a transferência da quantidade de movimento entre os jactos aumenta quando a relação da velocidade, λ , é inferior a 1. Razinsky e Brighton [2] estudaram o efeito da relação entre os diâmetros dos jactos, variando a relação do diâmetro dos jactos de 3 a 6, tendo encontrado níveis ligeiramente mais elevados de turbulência para maiores relações de diâmetros; no entanto, verificou-se que o comprimento requerido para a mistura completa não é muito afectado na gama de relações de diâmetro estudada. Os estudos no efeito da relação do diâmetro em referência à aplicação nos ejectores mostraram que o arrastamento da corrente secundária aumenta linearmente em relação ao diâmetro [12].

Matsumoto et al [14] executaram estudos experimentais sobre a influência das condições da tubeira, tais como a espessura das paredes da tubeira ou a camada limite nas paredes internas e externas da tubeira na região principal dos jacto característicos, para quatro diferentes razões de velocidades, λ , variando de 0.24 a 0.84. Eles verificaram que, para valores pequenos de λ , o decaimento da velocidade e a intensidade de turbulência no eixo central são fortemente afectados pela espessura da parede, enquanto que para valores grandes de λ , a tendência do decaimento da velocidade chega a ser notável e a intensidade de turbulência é muito afectada pela esteira atrás da parede da tubeira com o aumento da espessura da parede. Em trabalhos realizados por Favre-Marinet [15,16] mostraram que níveis elevados de turbulência, favorecem uma mistura mais rápida. Uma observação semelhante foi realizada relativamente ao efeito de rotação no processo de mistura turbulenta. Uma investigação experimental de escoamentos turbulentos rotacionais com aplicação em câmaras de combustão realizada por Ahmed e Nejad [17], indicou que o “swirl” alterou o escoamento e reduziu o comprimento da zona de recirculação.

Balarac e Si-Ameur [18] através de simulação numérica associada com o processo de mistura de jactos coaxiais axissimétricos, verificaram que o processo de mistura turbulenta exhibe um carácter intermitente como consequência de injecções de fluido causadas por vórtices em contra-rotação ao longo do escoamento.

Recentemente, Ahmed e Sharma [1] apresentaram uma revisão detalhada dos trabalhos realizados neste campo e, além disso, com medições por LDV e leituras de pressão estática e total, apresentaram para sete razões de velocidade, os perfis de velocidade, de intensidade de turbulência, as distribuições da velocidade média e queda de pressão total devido ao processo de mistura turbulenta numa configuração coaxial axissimétrica e confinada de baixa razão de “bypass”. Concluíram que o processo de mistura turbulenta depende fortemente da razão de velocidades entre os dois jactos. Verificaram que a queda da pressão total é maior quando o gradiente de velocidades entre os jactos aumenta, enquanto que para razões de velocidade próximas a 1, a queda de pressão é mínima.

O objectivo final deste estudo é analisar numericamente o efeito dos níveis de turbulência iniciais no processo de mistura turbulenta de jactos coaxiais com razões de diâmetro inferior a 2, que é o caso dos motores turbofan

com bypass muito baixo. A configuração seleccionada foi a do trabalho experimental de Ahmed e Sharma [1], onde foi utilizado um túnel de vento com uma secção de teste cilíndrica, com um diâmetro de 0.38 m e um comprimento de 1.0 m. O raio da secção da zona de teste é 0.19 m, dos quais os primeiros 0.165 m a partir do eixo de simetria correspondem ao jacto interior, sendo os restantes 0.025 m, a espessura do jacto exterior (como ilustra a Fig. 1). Neste artigo é apresentada a primeira parte do estudo que diz respeito à validação do método computacional e estudo da influência da razão de velocidades. A segunda parte que incide sobre a influência da razão de intensidades de turbulência, será apresentada noutra artigo.

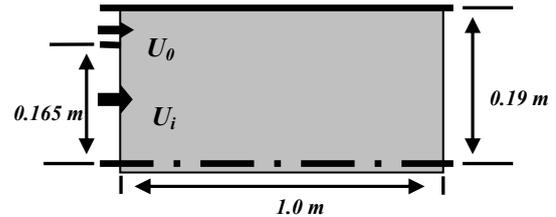


Fig. 1 – Configuração do escoamento

No capítulo seguinte, é descrito o método computacional usado onde se descrevem respectivamente o seu modelo matemático e numérico e as condições de fronteira. No terceiro capítulo é feito o estudo numérico, com a selecção de casos de teste, teste de independência de malha e validação do método computacional, bem como o estudo numérico da influência dos níveis de turbulência iniciais. O último capítulo apresenta as principais conclusões deste trabalho.

2. Método Computacional

A. Modelo Matemático

O modelo matemático consiste da resolução numérica das equações da continuidade e da quantidade de movimento. A turbulência é modelada pelo modelo de turbulência “ $k-\varepsilon$ ”. As equações usadas são constituídas por um sistema de equações diferenciais às derivadas parciais, que podem ser escritas numa forma geral como:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u \phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v \phi) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + S_{\phi}$$

onde ϕ pode representar qualquer velocidade, energia cinética turbulenta, taxa de dissipação da energia cinética turbulenta, ou alguma propriedade escalar, e Γ_{ϕ} e S_{ϕ} assumem valores diferentes para qualquer ϕ particular como mostra a tabela I. Onde:

$$\Phi = \mu_T \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{V}{r} \right)^2 \right] + \left[\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial x} \right]^2 \right\}$$

Os termos de difusão turbulenta são aproximados às duas equações do modelo “ $k-\varepsilon$ ” descrito em detalhe por Lauder and Spalding [19]. As tensões de Reynolds estão relacionadas com a razão de tensões pela seguinte equação:

$$\overline{\rho u_i' u_j'} = -\mu_T \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k$$

Tabela I – Equações diferenciais das fases do fluido.

ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
I	0	0
U	μ_T	$-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_T \frac{\partial U}{\partial x}\right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(r \mu_T \frac{\partial V}{\partial r}\right)$
V	μ_T	$-\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_T \frac{\partial U}{\partial r}\right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(r \mu_T \frac{\partial V}{\partial r}\right) - 2\mu_T \frac{V}{r^2}$
k	$\frac{\mu_T}{\sigma_k}$	$\Phi - \rho \varepsilon$
ε	$\frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon}$	$C_{\varepsilon 1} \Phi \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}$

Onde μ_T é a viscosidade turbulenta, que é derivada do modelo turbulento e expressa por:

$$\mu_T = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}$$

As constantes do modelo turbulento que são usadas são as indicadas por Launder and Spalding que têm dado um bom resultado num grande número de escoamentos, e estão sumariadas na Tabela II em baixo:

Tabela II – Constantes do modelo turbulento

C_μ	C_1	C_2	σ_k	σ_ε
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

B. Modelo Numérico e Condições de Fronteira

As equações fundamentais, que governam os escoamentos turbulento e incompressíveis, anteriormente expostas, são resolvidas para o caso presente usando o código TEACH. A resolução das equações é feita pelo método das diferenças finitas e, para o cálculo da pressão e das velocidades, é utilizado o método TDMA (linha por linha). O domínio de solução (ver Figura 1) tem quatro fronteiras nas quais as variáveis dependentes são especificadas: o raio de entrada e o de saída, uma parede sólida no topo e em baixo eixo de simetria. Na entrada do tubo, são especificados perfis de velocidade uniformes à saída dos jactos para todas as variáveis, enquanto que à sua saída se considera escoamento semelhante. No eixo de simetria a velocidade normal é nula e as derivadas normais das outras variáveis são zero. Na superfície sólida um método de representação da camada da parede como o descrito por Launder e Spalding [19] é usado para prescrever as condições de fronteira para a velocidade e quantidades turbulentas, assumindo que a turbulência se encontra em equilíbrio local.

A secção do domínio computacional é 0.19 x 1.0 m, como ilustra a Fig. 1. O jacto exterior, U_0 , tem uma espessura de 0.025 m. O jacto interior, U_i , tem um raio de 0.165 m.

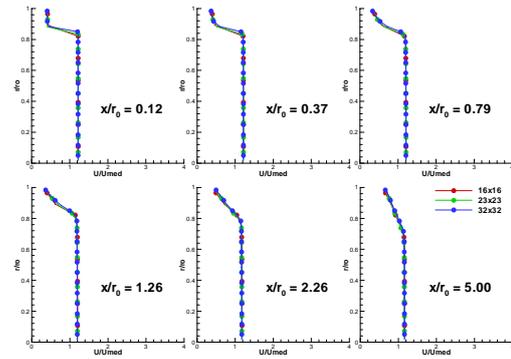
No trabalho experimental de Ahmed e Sharma [1], foi assegurado que o escoamento fosse axissimétrico e foram efectuados, nesse artigo, estudos para sete razões de velocidade, como ilustra a Tabela III. Contudo apenas apresenta resultados para quatro taxas de velocidade: $\lambda=0.3$; 1.5; 6.0; 10.0. Este trabalho foi usado para validar o método computacional, sendo possível comparar os valores obtidos para estas quatro situações.

Tabela III – Velocidades dos jactos para cada taxa de velocidades [1].

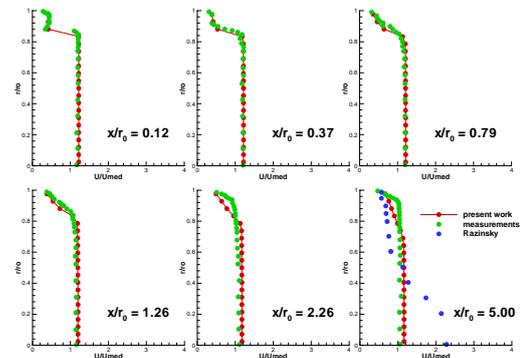
$\lambda (U_0/U_i)$	$U_0 (m/s)$	$U_i (m/s)$	$U_m (m/s)$	Re
0.3	12.9	37.65	30.86	5.6×10^5
0.6	23.1	37.1	32.89	6.0×10^5
1.3	48.0	36.5	37.12	6.7×10^5
1.5	55.7	36.3	38.1	7.0×10^5
3.0	69.3	22.6	31.30	5.7×10^5
6.0	80.8	13.1	27.41	5.0×10^5
10.0	84.5	8.45	22.90	4.2×10^5

3. Estudo Numérico

Antes do estudo da influência da razão de intensidades de turbulência, que é o objectivo do presente trabalho, o método computacional foi testado recorrendo aos dados experimentais de Ahmed e Sharma [1], tendo revelado boas capacidades para a simulação do escoamento presente, conforme se descreve a seguir.

**Fig. 2 – Estudo da independência de malha.**

Com a finalidade de estudar a independência de malha foram usados perfis radiais da velocidade axial. A Fig. 2, compara três tamanhos de malha ao longo de seis estações longitudinais, x/r_0 , para uma razão de velocidade de 0.3 e mostra que os resultados dos perfis radiais da velocidade axial são praticamente independentes das influências numéricas logo para malha mais grosseira, 16x16. Por uma questão de precisão numérica e custos computacionais foi adoptada a malha 23x23.

**Fig. 3 – Perfis radiais da velocidade média axial para $\lambda = 0.3$.**

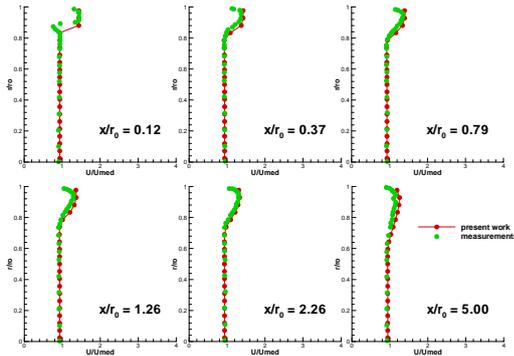


Fig. 4 – Perfis radiais da velocidade média axial para $\lambda = 1.5$.

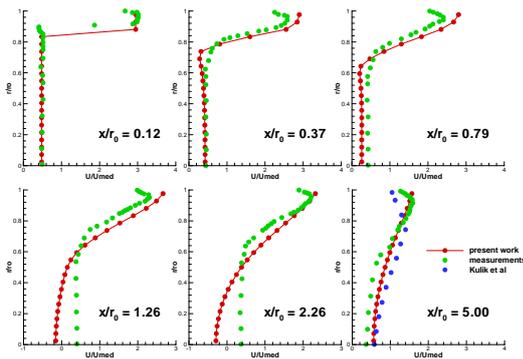


Fig. 5 – Perfis radiais da velocidade média axial para $\lambda = 6.0$.

As Figuras 3, 4 e 5 mostram os perfis de velocidade média para cada razão de velocidades, respectivamente $\lambda = 0.3$; 1.5 e 6.0. Os cálculos numéricos do presente trabalho, símbolos vermelhos, são comparados com as medições experimentais de Ahmed e Sharma [1], símbolos verdes.

No eixo vertical, aparecem os valores de r/r_0 , que são as coordenadas radiais, r , adimensionalizadas pelo raio interior da secção de teste (r_0). Neste eixo, pode ser lida a distância do eixo de simetria até à parede superior da zona de secção de teste, adimensionalmente. Qualquer ponto em cima do eixo de simetria, toma valor $r/r_0 = 0$ e qualquer ponto na parede, toma valor $r/r_0 = 1$.

No eixo horizontal, aparecem os valores de U/U_m , que são as velocidades axiais ao longo escoamento, U , adimensionalizadas pela velocidade média $U_m = U_{med}$. Os valores lidos nos gráficos, são obtidos em x/r_0 , em que x , é a coordenada axial (adimensionalizada), ao longo do escoamento. Cada valor de x/r_0 , é uma estação longitudinal, que fornece valores de razões de velocidade, em função da distância ao eixo de simetria.

Na última estação, a azul, para as razões de velocidades de 0.3; e 6.0, são também incluídas as medições efectuadas por Razinsky e Brighton [2], para $\lambda = 0.33$ e $x/r_0 = 5.3$, e por Kulik et al. [20], realizada para $\lambda = 5.8$ e $x/r_0 = 5.13$, respectivamente.

Na Fig. 3, apresentam-se os perfis radiais de velocidade para o caso da velocidade do jacto exterior, U_o , igual a 12.9 m/s, a velocidade do jacto interior, U_i , de 37.65 m/s e a velocidade média de 30.86 m/s.

Para a estação $x/r_0 = 0.12$, os valores obtidos são bastante similares aos valores experimentais. Inicialmente, em $r/r_0 = 0$, existe uma diferença bastante pequena que vai diminuindo até $r/r_0 = 0.8$, sendo praticamente coincidentes nessa vizinhança. Entre $r/r_0 = 0.8$ e 0.9, há uma pequena

diferença de valores, que desaparece praticamente na totalidade, junto à parede, em $r/r_0 = 1$. Os valores de U/U_m , são praticamente constantes entre $r/r_0 = 0$ e $r/r_0 = 0.8$, sendo nesse intervalo este valor cerca de 1.2, caindo depois para valores na vizinhança de 0.3. A curva do decréscimo da razão de velocidades, é bastante acentuada, ou seja, cai abruptamente na vizinhança de $r/r_0 = 0.8$, tendo depois uma ligeira recuperação, devido ao efeito do jacto exterior e volta a decair na aproximação à parede.

Para a estação seguinte, $x/r_0 = 0.37$, os resultados numéricos e experimentais são mais coincidentes do que na estação anterior. Os valores de U/U_m são praticamente coincidentes, quer entre si, quer comparados com os do gráfico anterior, havendo uma pequena diferença na vizinhança de $r/r_0 = 0.9$, que se dissipa junto à parede. Nesse intervalo, o decréscimo da razão de velocidades é contínuo, ou seja, já não sofre inversão ou acréscimo de valores.

Para a terceira estação, a situação mantém-se bastante similar às duas anteriores, verificando-se uma pequena diferença entre $r/r_0 = 0.8$ e $r/r_0 = 0.9$, voltando a aproximar bem os valores junto à parede. Os valores de U/U_m são praticamente os mesmos dos dois gráficos anteriores.

Para $x/r_0 = 1.26$, entre $r/r_0 = 0$ e 0.8, os valores diferem ligeiramente, sempre com a mesma amplitude, coincidindo na aproximação à parede. Esta amplitude é idêntica à verificada na parte inicial da 1ª estação. Os valores do presente trabalho, dão resultados ligeiramente superiores aos dos valores obtidos pelos outros autores, contudo, permanecem idênticos aos outros valores das estações já observadas para este trabalho, ou seja, continua a ser muito próximo de 1.2.

Para a estação $r/r_0 = 2.26$, as diferenças de razões de velocidade nos dois trabalhos é ligeiramente diferente, mas é a mais acentuada dos gráficos observados anteriormente. Assim, os valores obtidos para o presente trabalho, continuam ligeiramente superiores aos valores obtidos pelos outros autores, mas continuam contudo idênticos aos valores obtidos nas outras estações, cerca de 1.2 no intervalo $r/r_0 = 0$ a 0.8. Nesse intervalo, os valores obtidos pelos outros autores, estão próximos de 1.1. Depois desse intervalo, a situação inverte-se, havendo resultados idênticos junto à parede. Note-se que o valor das razões de velocidade neste gráfico, na vizinhança da parede, (cerca de 0.5) é ligeiramente superior que o valor dos gráficos anteriores para a mesma região.

Na última estação, $x/r_0 = 5$, os valores obtidos para o presente trabalho, para a razão de velocidades permanecem em 1.2, mas o intervalo é mais pequeno para a manutenção destes valores, ou seja, verificam-se no intervalo $r/r_0 = 0$ a 0.7. Esta razão de velocidades, começa a descer mais longe da parede, e de uma forma menos acentuada. Tal como na estação anterior, a razão de velocidades na vizinhança da parede, é um pouco mais elevada do que a verificada nas primeiras quatro estações. Os valores obtidos por (Ahmed e Sharma, 2000), são à excepção dos casos das estações $x/r_0 = 0.37$ e $x/r_0 = 0.79$, ligeiramente mais baixos para valores inferiores a $r/r_0 = 0.7$. No intervalo restante, seguem também a tendência de valores ligeiramente mais altos, sendo que neste caso tem um valor mais baixo na vizinhança da parede. Em todas as estações, foi possível verificar que os valores mais baixos, foram sempre obtidos

junto da parede, em consonância com os valores das velocidades dos jactos, para esta taxa de velocidades.

Na figura 4, a velocidade do jacto exterior, U_o é de 55.7 m/s, a velocidade do jacto interior, U_i é de 36.3 m/s e a velocidade média baseada no caudal é de 38.71 m/s.

Os valores de razão de velocidades obtidos, U/U_m entre $\lambda = 0.3$ e $\lambda = 1.5$, baixaram de cerca de 1.2, para cerca de 1, respectivamente, nos dois trabalhos, na região mais perto do eixo de simetria.

Para a estação $x/r_0 = 0.12$, os valores obtidos nos dois trabalhos, são praticamente idênticos no intervalo de $r/r_0 = 0$ a 0.8, sendo nos dois casos os valores de $U/U_m = 1$. Os resultados diferem no intervalo de $r/r_0 = 0.8$ a 0.9. Nesse intervalo, o presente trabalho apresenta um acréscimo de valor na razão de velocidades, para cerca de 1.4, enquanto que o trabalho dos outros autores, apresenta uma diminuição para 0.8. Na vizinhança de $r/r_0 = 0.9$, os valores voltam a ser idênticos e rondam o 1.4, caindo na vizinhança da parede para 1.2. É notória a diferença dos valores junto da parede, quando comparado este gráfico com o anterior, para $\lambda = 0.3$.

Em $x/r_0 = 0.37$, os valores dos dois trabalhos, são bastante idênticos, quer entre si, quer em relação à estação anterior, no intervalo $r/r_0 = 0$ a 0.8, rondando esses valores a vizinhança de 1. Nos resultados a seguir a esse intervalo, as duas medições seguem a tendência de subida de valores, com um valor ligeiramente superior, para os resultados do presente trabalho. Na vizinhança da parede, os valores decrescem, sendo no entanto mais elevados do que no primeiro intervalo observado na estação.

Para $x/r_0 = 0.79$, todos os valores do presente trabalho, são idênticos aos da estação anterior. No intervalo $0 < r/r_0 < 0.8$, os valores dos outros autores, são em tudo idênticos aos da estação anterior. O acréscimo de velocidades, inicia-se no limite superior desse intervalo, portanto ligeiramente antes do acréscimo verificado na estação anterior.

Para $x/r_0 = 1.26$, os resultados obtidos nos dois trabalhos, são em tudo semelhantes aos obtidos na estação anterior, sendo que o acréscimo da razão de velocidades, inicia-se antes de $r/r_0 = 0.8$.

Para a 5ª estação, em $x/r_0 = 2.26$, os valores obtidos do presente trabalho e os valores obtidos pelos outros autores, apresentam as menores diferenças obtidas entre os dois trabalhos, para este razão de velocidades, $\lambda = 1.5$. A tendência de subida de valores, devido ao jacto exterior, verifica-se na vizinhança de $r/r_0 = 0.7$, sobe para valores de $U/U_m = 1.3$ sensivelmente e decresce na proximidade da parede.

Na última estação, para o presente trabalho, foram obtidos resultados ligeiramente superiores, para o intervalo $0.6 < r/r_0 < 1$, onde se verifica a subida da razão de velocidades, que nesta estação é a subida mais ténue de todas as anteriores em $\lambda = 1.5$. Os valores na vizinhança da parede, são idênticos aos do intervalo $0 < r/r_0 < 0.6$.

Os valores de razão de velocidades, para valores mais baixos de r/r_0 , obtidos entre $\lambda = 0.3$ e $\lambda = 1.5$, baixaram de cerca de 1.2, para cerca de 1, respectivamente, mas aumentaram consideravelmente na vizinhança da parede, devido à diferença de velocidades dos jactos exterior e interior.

Por ter aparecido uma recirculação no gráfico da energia cinética turbulenta em $\lambda = 6.0$ (Fig. 5) o interesse deste trabalho, visa perceber o comportamento desta formação de vórtice. Para comparações que se pretendem efectuar neste trabalho na parte do efeito dos níveis de turbulência inicial na mistura dos jactos coaxiais, há interesse em saber a distância das estações em relação à entrada, em centímetros (cm). Na Fig. 5, a velocidade do jacto exterior, U_o é de 80.8 m/s, a velocidade do jacto interior, U_i , é de 13.1 e a velocidade média da massa, é de 27.41 m/s.

Os valores de razão de velocidades obtidos entre $\lambda = 0.3$ e $\lambda = 1.5$ baixaram de cerca de 1.2, para cerca de 1, respectivamente. Os valores de razão de velocidades, obtidos para o presente trabalho, neste razão de velocidades, oscila entre 0.4 e -0.3 (inversão de velocidades na quarta e quinta estação). No caso dos resultados obtidos pelos outros autores, o valor permanece quase constante, em 0.4.

Para a estação $x/r_0 = 0.12$, os resultados obtidos para os dois trabalhos, são idênticos no intervalo $0 < r/r_0 < 0.8$, sendo ligeiramente superiores a 0.4. Após esse intervalo, a subida de valores da razão de velocidades, aparece antes nos resultados obtidos para o presente trabalho. Nos dois casos, a subida dá-se de uma forma abrupta, devido à diferença de velocidades dos jactos exterior e interior nesta estação, que está bastante próximo da entrada, ou seja, da influência directa dos valores dos jactos, que a esta distância se encontram pouco misturados. A variação de U/U_m nos dois casos, sobe de cerca de 0.4 para cerca de 3 e desce para cerca de 2.7 na vizinhança da parede.

Para $x/r_0 = 0.37$, o valor de U/U_m é constante e é cerca de 0.4 para os dois estudos efectuados no intervalo $0 < r/r_0 < 0.3$. O trabalho experimental continua com esse valor até $r/r_0 = 0.6$, enquanto que os resultados obtidos para o presente trabalho, diminuem até cerca de 0.3 em $r/r_0 = 0.7$. O aumento da razão de velocidades no trabalho experimental, inicia-se em $r/r_0 = 0.6$, enquanto que neste trabalho se inicia na vizinhança de 0.7. Os valores do presente trabalho, sobem para cerca de 3, sem decréscimo, enquanto que no trabalho experimental, sobem até cerca de 2.6 e descem para 2.2 na vizinhança da parede.

Na terceira estação, os valores dos dois trabalhos, diferem sempre, havendo apenas um ponto em que os valores se igualam. Para o presente trabalho, U/U_m é cerca de 0.2 no intervalo $0 < r/r_0 < 0.7$, subindo depois para cerca de 3. No trabalho experimental, no intervalo anteriormente referido, o resultado obtido é cerca de 0.4, subindo depois à saída desse intervalo, para cerca de 2.4 em $r/r_0 = 0.9$, descendo para 2 na vizinhança da parede. A razão de velocidades começa a subir um pouco antes do que o verificado na estação anterior e bastante antes da primeira estação.

Na quarta estação, em $x/r_0 = 1.26$, os resultados obtidos para os dois trabalhos, são diferentes, havendo até inversão da velocidade no intervalo $0 < r/r_0 < 0.4$, para os valores do presente trabalho. Por uma questão de comparação, este intervalo corresponde a valores de 0 a 7.6 cm de distância do eixo radial. Esta inversão de valores é causada pela recirculação. Esta, terá velocidade 0 no seu ponto central; daí que o centro de recirculação, estará na vizinhança do limite superior deste intervalo. No presente trabalho, U/U_m é sempre crescente ao longo do raio, até um valor que ronda os 2.8. Por outro lado, os resultados obtidos pelos

outros autores, seguem os que obtiveram para a estação anterior, até $r/r_0 = 0.6$, acompanhando de uma forma ligeiramente inferior, os valores obtidos neste trabalho; atinge o valor máximo em $r/r_0 = 0.9$, (cerca de 2.4) e desce para 2 na vizinhança da parede.

Em $x/r_0 = 2.26$, para valores junto do eixo, para o presente trabalho, a inversão da velocidade é um pouco mais acentuada; passa do valor -0.2 na estação anterior, para -0.3. O intervalo dos valores negativos de velocidade é idêntico ao da estação anterior, ou seja de 0 a 7.6 cm, sendo que neste limite superior a velocidade é zero. Após esse intervalo é seguida a tendência sempre de subida de valores até final, para um valor próximo de 2.3 junto à parede. De notar que nesta estação, bem como na anterior, a velocidade tende para zero, na vizinhança do ponto que dista cerca 7.6 cm do eixo. O trabalho dos outros autores, segue os valores por eles obtidos na estação anterior. A amplitude das velocidades é ligeiramente menor; vai de 0.4 para distâncias $r/r_0 < 0.6$, a 2.2 em $r/r_0 = 0.9$, e desce para cerca de 1.9 junto da parede.

Na última estação, os dois estudos dão uma amplitude de valores substancialmente menor, complementado por um terceiro estudo, efectuado por Kulik et al. [20], ainda com uma amplitude menor. Esta diminuição de amplitude, deve-se essencialmente à mistura completa dos jactos exterior e interior. Para esta estação, para o intervalo $r/r_0 < 0.7$, os valores do presente trabalho foram ligeiramente superiores aos dos autores do artigo que serve de base de comparação para este estudo, e seguem ainda a tendência verificada nas duas estações anteriores, em que os valores sobem sempre, atingindo o seu valor máximo de 1.5 junto da parede. Para o estudo de M. R. Ahmed e S. D. Sharma [1], o valor no eixo é 0.4. Neste estudo, para esta estação os valores de U/U_m vão sempre subindo, atingindo o máximo em $r/r_0 = 0.9$ (cerca de 1.6), descendo junto da parede para 1.2. O estudo de Kulik et al. [20] inicia no eixo com um valor idêntico ao do estudo do presente trabalho, verifica os valores mais altos em $r/r_0 < 0.8$, havendo um pouco antes de 0.8, uma descida de valores.

Em todas as três razões de velocidade, é visível uma uniformização do perfil de velocidade na zona final da secção de teste. Esta uniformização é mais acentuada na taxa de velocidade $\lambda = 6.0$.

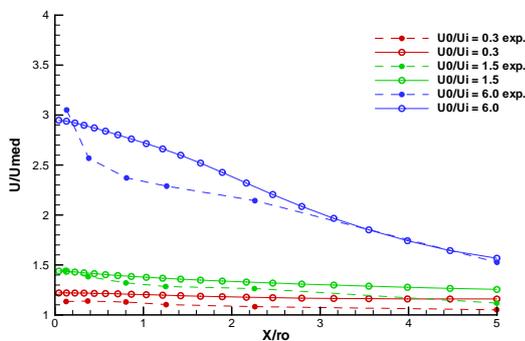


Fig. 6 - Variação axial de U : •, valores experimentais de Ahmed e Sharma [1]; o, trabalho presente.

A Fig. 6, apresenta a variação longitudinal da velocidade axial com λ , obtida experimentalmente por Ahmed e Sharma [1] e numericamente no presente trabalho. Os

pontos medidos experimentalmente, são relativos a cada uma das seis estações longitudinais, enquanto os valores obtidos numericamente, têm em conta a malha que se considerou.

Para as situações de $\lambda = 0.3$ e 1.5, os valores de X vs U são um pouco mais altos em relação aos valores obtidos no trabalho experimental. A amplitude dessa diferença é ligeira. Na primeira estação, os valores são praticamente coincidentes, variando muito ligeiramente na segunda estação. Na terceira e quarta estação, essa diferença mantém-se, aumentando um pouco na última estação.

Para a situação de $\lambda = 6.0$, os valores de X vs U obtidos, apresentam valores mais altos em relação aos valores do trabalho experimental, excepto na entrada e primeira estação. Nas estações seguintes, a diferença de valores obtida entre os dois trabalhos, acentua-se bastante, voltando a aproximar-se bastante na última estação. Na segunda e na terceira estação, os valores têm grande amplitude de diferença e a tendência é o aumento dessa amplitude. Na quarta estação, essa diferença diminui ligeiramente em relação à amplitude verificada nos dois resultados da terceira estação. Na quinta estação a amplitude dessa diferença de valores é pequena. Na última estação os valores obtidos nos dois trabalhos, aproximam-se bastante.

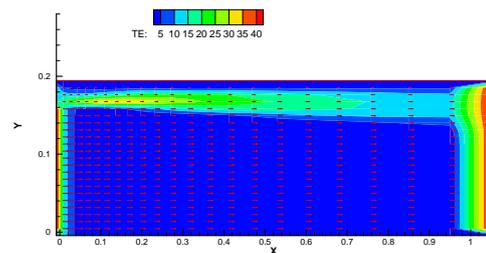


Fig. 7 – Energia cinética turbulenta para o caso $\lambda = 0.3$

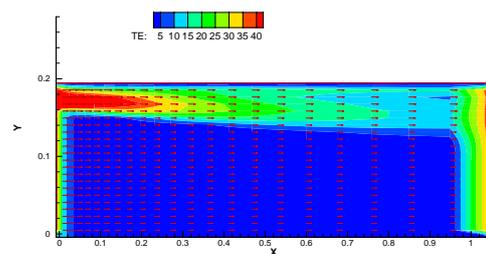


Fig. 8 – Energia cinética turbulenta para o caso $\lambda = 1.5$

As Figuras 7 a 9 apresentam isolinhas da energia cinética turbulenta para $\lambda = 0.3$; 1.5 e 6.0, respectivamente.

A grandeza da energia cinética turbulenta, é diferenciada pelos intervalos definidos na legenda. Para valores mais baixos, visualizam-se tons de azul e para valores mais elevados, visualizam-se tons laranja e vermelho.

No caso de $\lambda = 0.3$ (Fig. 7), a velocidade do jacto exterior, U_0 é 12.9 m/s, a do jacto interior U_i é 37.65 m/s e a velocidade média da massa, U_m , é de 30.86 m/s.

A energia cinética turbulenta, tem uma distribuição de valores praticamente idêntica e com valores baixos, para o jacto interior em quase toda a extensão da zona de secção de teste. Para o jacto exterior, aparecem valores intermédios de energia turbulenta, apesar da velocidade

deste jacto ser de apenas 12.9 m/s, e o seu perfil de velocidades ter apenas 25 mm.

O efeito de nível de turbulência inicial, não tem neste caso uma visualização significativa na mistura dos dois jactos.

No caso de $\lambda = 1.5$ (Fig. 8), a velocidade do jacto exterior, U_o é 55.7 m/s, a do jacto interior U_i é 36.3 m/s e a velocidade média da massa, U_m , é de 38.71 m/s.

O efeito de nível de turbulência inicial, tal como na situação anterior, para $\lambda = 0.3$, não tem neste caso uma visualização significativa na mistura dos dois jactos.

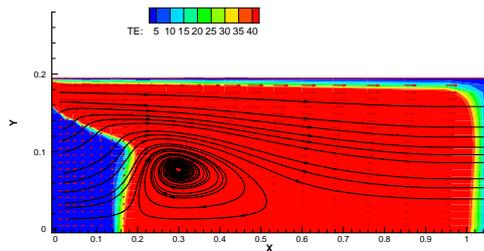


Fig. 9 – Energia cinética turbulenta para o caso $\lambda = 6.0$

Para o caso $\lambda = 6.0$ (Fig. 9) aparece a formação de um vórtice próximo da saída dos jactos ($X = 0.3m$). Nesta situação a velocidade do jacto exterior, U_o é 80.8 m/s, a do jacto interior U_i é 13.1 m/s e a velocidade média mássica, U_m , é de 27.41 m/s.

Esta situação é completamente distinta das duas anteriores. A superfície de energia turbulenta proveniente do jacto exterior, alastra praticamente para quase todo o jacto interior. A superfície de energia turbulenta proveniente do jacto interior, é bastante pequena, em cima do eixo de simetria, ocupa os cerca de primeiros 15 cm da entrada. Ocupa ligeiramente mais espaço a cerca de metade da altura. Devido a esta situação, foram traçadas linhas de corrente para verificação deste fenómeno. Como resultado, os resultados mostram uma recirculação, com o seu centro próximo dos 30 cm da entrada.

Se ao aparecimento desta recirculação, se compararem os resultados de valores obtidos nos perfis radiais da velocidade média axial para a taxa de velocidade $\lambda = 6.0$, em que para as estações $x/r_0 = 1.26$, a cerca de 23.94 cm da entrada, e $x/r_0 = 2.26$, a cerca de 42.94 cm da entrada, as medições obtidas para este estudo, dão valores de taxas de velocidade negativas, verifica-se coerência nos resultados obtidos. Neste caso, o efeito de nível de turbulência inicial de energia cinética, tem uma visualização significativa na mistura dos dois jactos. Da análise destes últimos três gráficos, podem-se tirar as duas seguintes conclusões: a taxa de mistura é maior quando o jacto exterior tem maior velocidade; e o processo de mistura turbulenta entre jactos coaxiais confinados, depende fortemente da razão de velocidade entre os dois jactos. Este gráfico apresenta uma grande capacidade de mistura da propriedade em causa, lembra de imediato um escoamento turbulento, só pela uniformização da distribuição espacial de valores.

4. Conclusões

O processo e mistura turbulenta entre os jactos coaxiais confinados, depende fortemente da razão de velocidades. O

efeito do nível de turbulência inicial de energia cinética, é significativo na mistura dos dois jactos, para a razão de velocidades $\lambda = 6.0$, com o aparecimento de uma zona de recirculação. A taxa de mistura é maior quando o jacto exterior tem maior velocidade em relação ao jacto interior.

Referências

- [1] M.R. Ahmed e S.D. Sharma “Effect of velocity ratio on the turbulent mixing of confined, co-axial jets”, *Experimental Thermal and Fluid Science* 22, pp 19-33, 2000.
- [2] E. Razinsky e J.A. Brighton, “Confined jet mixing for non-separating conditions”, *ASME J. Basic Eng.* 93(3), pp. 333-347, 1971.
- [3] Y.V.G. Acharya, “Momentum Transfer and Heat Diffusion in the Mixing of Co-axial Turbulent Jets Surrounded by a Pipe”, *Vliegtuig bouwkunde Ingenieur Geboren Te Mysore, Uitgeverij Excelsior*, India, 1954.
- [4] S. Mikhail, “Mixing of co-axial streams inside a closed conduit”, *J. Mech. Eng. Sci.* 2(1), pp. 59-68, 1960.
- [5] K. Albayrak, O.C. Eralp e B. Celen, “An investigation on the mixing region of co-axial jets. Modelling”, *Simulation Control, Part B* 33(2), pp. 49-64, 1990.
- [6] M.M. Gibson, “Hydrodynamics of confined co-axial jets”, *Encyclopedia Fluid Mech.* 2, pp. 367-390 1986.
- [7] T.S. Zawacki e H. Weinstein, “Experimental investigation of turbulence in the mixing region between co-axial streams”, *NASA CR-959*, 1968.
- [8] T. Rozenman e H. Weinstein, “Recirculation patterns in the initial region of co-axial jets”, *NASA CR-1595*, 1970.
- [9] R. Curtet e F.P. Ricou, “On the tendency of self-preservation in jets”, *ASME J. Basic Eng.* 86(4), pp. 765-776, 1964.
- [10] L.E. Fink, “Influence of external turbulence on mixing of axisymmetric co-axial jets”, in: *Proceedings of the First Symposium on Turbulent Shear Flows*, 2.11-2.21, 1977.
- [11] S.N. Singh, D.P. Agarwal e R.C. Malhotra, “Mean velocity distribution of contra-swirling co-axial confined jets”, *Exp. Fluids* 7(2), pp. 501-504, 1989.
- [12] R.M.C. So, S.A. Ahmed e H.C. Mongia, “Jet characteristics in confined swirling flows”, *Exp. Fluids* 3(1), pp. 221-230, 1985.
- [13] M.R. Ahmed, “Experimental investigation on turbulent mixing in co-axial, confined jets with low annular to core area ratio”, Ph.D. Thesis, *Department of Aerospace Engineering, Indian Institute of Technology, Bombay*, 1997.
- [14] R. Matsumoto, K. Kimoto e N. Tsuchimoto, “A study on double concentric jets”, *Bulletin of JSME* 16(93), pp. 529-540, 1973.
- [15] M. Favre-Marinet, E.B. Camano e J. Sarboch, “Near-field of coaxial jets with large density differences”, *Experiments in Fluids*, 26(1-2), pp 97-106, 1999.
- [16] M. Favre-Marinet e E.B.C. Schettini, “The density field of coaxial jets with large velocity ratio and large density differences”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44(10), pp 1913-1924, 2001.
- [17] S.A. Ahmed e A.S. Nejad, “Swirl Effects on Confined Flows in Axisymmetrical Geometries”, *Journal of Propulsion and Power*, 1992. 8(2). P 339-345.
- [18] G. Balarac e M. Si-Ameur, “Mixing and coherent vortices in turbulent coaxial jets”, *Comptes Rendus Mecanique*, 333(8), pp 622-627, 2005.
- [19] B.E. Launder e D.B. Spalding, “The Numerical Computation of Turbulent Flows”, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3, pp. 269-289, 1974.
- [20] R.A. Kulik, J.J. Leithem e H. Weinstein, “Turbulence measurements in a ducted co-axial flow”, *AIAA Journal* 8(9), pp. 1694-1696, 1970.

Estudo Numérico do Efeito do Nível de Turbulência Inicial na Mistura de Jactos Coaxiais Confinados – Parte II

Jorge M. M. Barata, Fernando M. S. P. Neves, André R. R. Silva

Departamento de Ciências Aeroespaciais

Universidade da Beira Interior

Calçada Fonte do Lameiro – Covilhã

Telf: +351 275 329 733; fax: +351 275 329 768;

e-mail: jbarata@ubi.pt, pereiraneves@yahoo.es, andre@ubi.pt

Resumo — Este trabalho é dedicado ao estudo do efeito dos níveis da turbulência inicial no processo de mistura turbulenta dos jactos coaxiais confinados, que recebeu pouca atenção no passado. Os resultados mostram que o efeito da variação da intensidade de turbulência do jacto interior está associado a um padrão de distribuição da energia cinética turbulenta, k , que é praticamente constante, havendo o aparecimento de uma zona de recirculação numa localização praticamente constante a jusante. No caso do efeito da variação da intensidade de turbulência do jacto exterior, a zona de recirculação muda de posição e recua até ao desaparecimento no limite máximo, ou seja, a variação do jacto exterior tem muita influência, predomina.

1. Introdução

A mistura turbulenta de jactos coaxiais confinados é um processo dinâmico complexo que encontra aplicação num grande número de dispositivos da engenharia tais como ejectores, bombas de jacto, queimadores industriais, câmaras de combustão de motores a jacto, foguetes nucleares gasosos, câmaras de mistura de motores turbofan, afterburners, etc. O estudo do comportamento aerodinâmico de jactos coaxiais em diferentes tipos de confinamento tem também um interesse fundamental, porque envolve fenómenos turbulentos de interacção do escoamento, cujos detalhes não são ainda conhecidos quantitativamente [1].

Os parâmetros que estão envolvidos no processo de mistura e que são primariamente responsáveis pela complexidade do processo podem ser de natureza geométrica ou parâmetros operacionais como, por exemplo: razão de velocidades, razão de temperaturas, razão de densidade, compressibilidade, níveis de turbulência dos jactos, gradiente de pressão, interacção entre as paredes e os jactos ou razão de diâmetros entre a conduta de mistura e bocal do jacto interno [2-6].

Na literatura podem ser encontrados diversos estudos efectuados para examinar a influência de alguns parâmetros geométricos e de funcionamento no processo de mistura turbulenta, conforme foi revisto por Barata et al. [7].

As experiências conduzidas por Zawacki e Weinstein [8] e Rozenman e Weinstein [9] sobre uma larga escala de relações da velocidade mostraram a presença de um vórtice próximo da saída dos jactos para os casos das razões de

velocidade elevadas, a que atribuíram uma maior eficácia do processo de mistura turbulenta, resultante da camada de corte entre as duas correntes. Os resultados experimentais para razões de velocidades, λ , menores do que 1 mostraram também que a uniformidade no perfil da velocidade é conseguida muito mais rapidamente para as relações de velocidade mais elevadas [1-3].

Outros estudos dedicados ao efeito do nível de turbulência à saída dos jactos [10,11] mostraram que um nível mais elevado de turbulência favorece mais rapidamente a mistura, mas não revelaram a presença de qualquer zona de recirculação, provavelmente, devido à gama de razões de velocidade em causa. Uma observação similar foi feita a respeito do efeito da rotação (“swirl”) no processo de mistura turbulenta [12,13]. Foi estudada uma gama alargada de relações entre os diâmetros dos jactos ($2 < \theta < 38$), com relevância para várias aplicações [14].

Balarac e Si-Ameur [15] através de simulação numérica associada com o processo de mistura de jactos coaxiais axissimétricos, verificaram que o processo de mistura turbulenta exhibe um carácter intermitente como consequência de injeções de fluido causadas por vórtices em contra-rotação ao longo do escoamento.

Recentemente, Ahmed e Sharma [1] apresentaram uma revisão detalhada dos trabalhos realizados neste campo e, além disso, com medições por LDV e leituras de pressão estática e total, apresentaram para sete razões de velocidade, os perfis de velocidade, de intensidade de turbulência, as distribuições da velocidade média e queda de pressão total devido ao processo de mistura turbulenta numa configuração coaxial axissimétrica e confinada de baixa razão de “bypass”. Concluíram que o processo de mistura turbulenta depende fortemente da razão de velocidades entre os dois jactos. Verificaram que a queda da pressão total é maior quando o gradiente de velocidades entre os jactos aumenta, enquanto que para razões de velocidade próximas a 1, a queda de pressão é mínima.

O objectivo deste artigo é estudar numericamente o efeito dos níveis de turbulência iniciais no processo de mistura turbulenta de jactos coaxiais com razões de diâmetro inferior a 2, que é o caso dos motores turbofan com bypass muito baixo. A configuração seleccionada foi a do trabalho experimental de Ahmed e Sharma [1], onde foi utilizado um túnel de vento com uma secção de teste cilíndrica, com um diâmetro de 0.38 m e um comprimento de 1.0 m. O raio da secção da zona de teste é 0.19 m, dos quais os

primeiros 0.165 m a partir do eixo de simetria correspondem ao jacto interior, sendo os restantes 0.025 m, a espessura do jacto exterior (como ilustra a Figura 1).

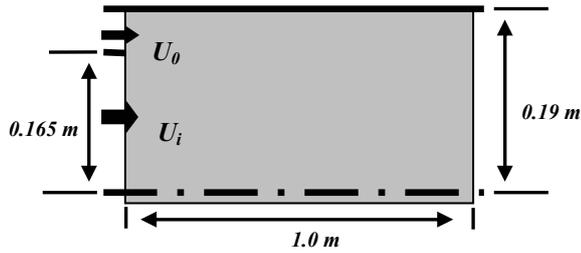


Fig. 1 – Configuração do escoamento

No capítulo seguinte, é descrito o método computacional usado onde se descrevem respectivamente o seu modelo matemático e numérico e as condições de fronteira. No terceiro capítulo é feito o estudo numérico, com a selecção de casos de teste, teste de independência de malha e validação do método computacional, bem como o estudo numérico da influência dos níveis de turbulência iniciais. O último capítulo apresenta as principais conclusões deste trabalho.

2. Método Computacional

A. Modelo Matemático

O modelo matemático consiste da resolução numérica das equações da continuidade e da quantidade de movimento (ver detalhes em “Parte I”). A turbulência é modelada pelo modelo de turbulência “*k-ε*”.

As equações usadas são constituídas por um sistema de equações diferenciais às derivadas parciais, que podem ser escritas numa forma geral como:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u \phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho v \phi) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + S_{\phi}$$

onde ϕ pode representar qualquer velocidade, energia cinética turbulenta, taxa de dissipação da energia cinética turbulenta, ou alguma propriedade escalar, e Γ_{ϕ} e S_{ϕ} assumem valores diferentes para qualquer ϕ particular como mostra a tabela I. Onde:

$$\Phi = \mu_t \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{V}{r} \right)^2 \right] + \left[\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial x} \right]^2 \right\}$$

Os termos de difusão turbulenta são aproximados às duas equações do modelo “*k-ε*” descrito em detalhe por Launder and Spalding [16].

B. Condições de Fronteira

A secção do domínio computacional é 0.19 x 1.0 m, como ilustra a Figura 1. O jacto exterior, U_o , tem uma espessura de 0.025 m. O jacto interior, U_i , tem um raio de 0.165 m. No trabalho experimental de Ahmed e Sharma [1], foi assegurado que o escoamento fosse axissimétrico e foram efectuados, nesse artigo, estudos para sete razões de velocidade, como ilustra a Tabela I. Contudo apenas apresenta resultados para quatro taxas de velocidade: $\lambda=0.3$; 1.5; 6.0; 10.0. Este trabalho foi usado para validar o

método computacional, sendo possível comparar os valores obtidos para estas quatro situações. No entanto, como foi encontrada uma recirculação para o caso de $\lambda = 6.0$, o estudo da razão de velocidades de $\lambda = 10$ não foi efectuado.

Tabela I – Velocidades dos jactos para cada taxa de velocidades [1].

$\lambda (U_o/U_i)$	U_o (m/s)	U_i (m/s)	U_m (m/s)	Re
0.3	12.9	37.65	30.86	5.6×10^5
0.6	23.1	37.1	32.89	6.0×10^5
1.3	48.0	36.5	37.12	6.7×10^5
1.5	55.7	36.3	38.1	7.0×10^5
3.0	69.3	22.6	31.30	5.7×10^5
6.0	80.8	13.1	27.41	5.0×10^5
10.0	84.5	8.45	22.90	4.2×10^5

3. Estudo Numérico

Antes do estudo da influência da razão de intensidades de turbulência, que é o objectivo do presente trabalho, o método computacional foi testado recorrendo aos dados experimentais de Ahmed e Sharma [1], tendo revelado boas capacidades para a simulação do escoamento presente, conforme se descreve a seguir.(ver “Parte I”)

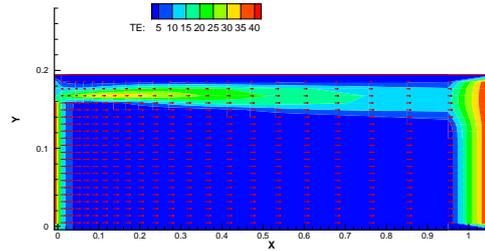


Fig. 2 – Energia cinética turbulenta para o caso $\lambda = 0.3$

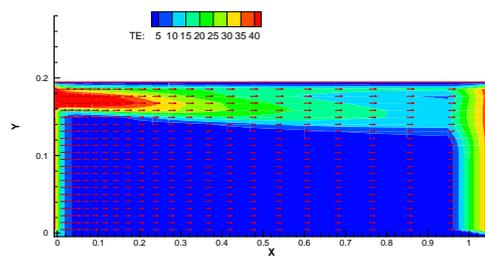


Fig. 3 – Energia cinética turbulenta para o caso $\lambda = 1.5$

As Figuras 2 a 4 apresentam isolinhas da energia cinética turbulenta para $\lambda = 0.3$; 1.5 e 6.0, respectivamente. A grandeza da energia cinética turbulenta, é diferenciada pelos intervalos definidos na legenda. Para valores mais baixos, visualizam-se tons de azul e para valores mais elevados, visualizam-se tons laranja e vermelho. No caso de $\lambda = 0.3$ (Fig. 2), a velocidade do jacto exterior, U_o é 12.9 m/s, a do jacto interior U_i é 37.65 m/s e a velocidade média da massa, U_m , é de 30.86 m/s. A energia cinética turbulenta, tem uma distribuição de valores praticamente idêntica e com valores baixos, para o jacto interior em quase toda a extensão da zona de secção de teste. Para o jacto exterior, aparecem valores

intermédios de energia turbulenta, apesar da velocidade deste jacto ser de apenas 12.9 m/s, e o seu perfil de velocidades ter apenas 25 mm.

O efeito de nível de turbulência inicial, não tem neste caso uma visualização significativa na mistura dos dois jactos.

No caso de $\lambda = 1.5$ (Fig. 3), a velocidade do jacto exterior, U_o é 55.7 m/s, a do jacto interior U_i é 36.3 m/s e a velocidade média da massa, U_m , é de 38.71 m/s.

O efeito de nível de turbulência inicial, tal como na situação anterior, para $\lambda = 0.3$, não tem neste caso uma visualização significativa na mistura dos dois jactos.

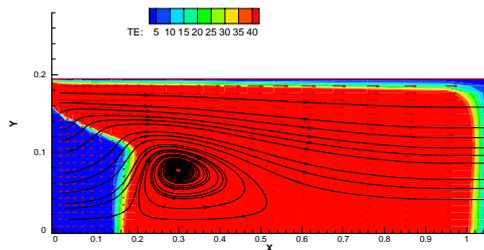


Fig. 4 – Energia cinética turbulenta para o caso $\lambda = 6.0$

Para o caso $\lambda = 6.0$ (Fig. 4) aparece a formação de um vórtice próximo da saída dos jactos ($X = 0.3m$). Nesta situação a velocidade do jacto exterior, U_o é 80.8 m/s, a do jacto interior U_i é 13.1 m/s e a velocidade média mássica, U_m , é de 27.41 m/s.

Esta situação é completamente distinta das duas anteriores. A superfície de energia turbulenta proveniente do jacto exterior, alastra praticamente para quase todo o jacto interior. A superfície de energia turbulenta proveniente do jacto interior, é bastante pequena, em cima do eixo de simetria, ocupa os cerca de primeiros 15 cm da entrada. Ocupa ligeiramente mais espaço a cerca de metade da altura. Devido a esta situação, foram traçadas linhas de corrente para verificação deste fenómeno. Como resultado, os resultados mostram uma recirculação, com o seu centro próximo dos 30 cm da entrada.

Se ao aparecimento desta recirculação, se compararem os resultados de valores obtidos nos perfis radiais da velocidade média axial para a taxa de velocidade $\lambda = 6.0$, em que para as estações $x/r_0 = 1.26$, a cerca de 23.94 cm da entrada, e $x/r_0 = 2.26$, a cerca de 42.94 cm da entrada, as medições obtidas para este estudo, dão valores de taxas de velocidade negativas, verifica-se coerência nos resultados obtidos.

Neste caso, o efeito de nível de turbulência inicial de energia cinética, tem uma visualização significativa na mistura dos dois jactos. Da análise destes últimos três gráficos, podem-se tirar as duas seguintes conclusões: a taxa de mistura é maior quando o jacto exterior tem maior velocidade; e o processo de mistura turbulenta entre jactos coaxiais confinados, depende fortemente no razão de velocidade entre os dois jactos.

Este gráfico apresenta uma grande capacidade de mistura da propriedade em causa, lembra de imediato um escoamento turbulento, só pela uniformização da distribuição espacial de valores.

As Figuras 5 a 7 apresentam isolinhas da componente axial da velocidade média para $\lambda = 0.3$; 1.5; e 6.0, respectivamente.

Para $\lambda = 0.3$, os valores de entrada são, para o jacto exterior, $U_o = 12.9$ m/s e para o jacto interior $U_i = 37.65$ m/s. Como era de esperar, o gráfico ilustra os valores mais elevados para o jacto interior e relativamente a este, valores mais baixos de velocidade para o jacto exterior.

As velocidades longitudinais de cada jacto, permanecem bem definidas ao longo de toda a secção de teste. Na zona final da secção de testes, o jacto exterior apresenta os valores de velocidade inicial, na região um pouco mais perto da parede.

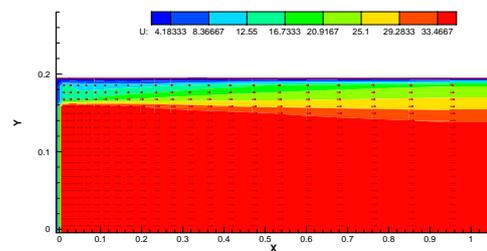


Fig. 5 – Velocidade média axial para o caso $\lambda = 0.3$

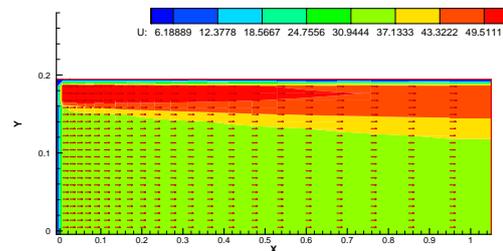


Fig. 6 – Velocidade média axial para o caso $\lambda = 1.5$

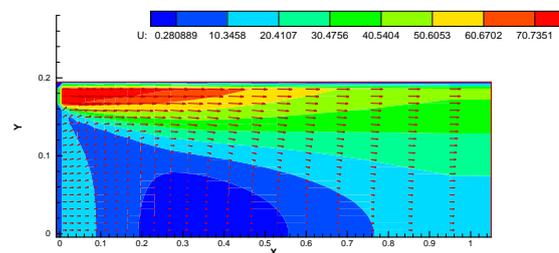


Fig. 7 – Velocidade média axial para o caso $\lambda = 6.0$

No caso de $\lambda = 1.5$ (Fig. 6) obtêm-se valores da componente axial da velocidade média mais elevados na parte superior, junto à parede, por força da velocidade do jacto exterior U_o , que é de 55.7 m/s e mais baixos na zona do perfil de velocidades do jacto interior U_i , que é de 36.3 m/s.

Por semelhança com o gráfico anterior, neste caso as velocidades longitudinais de cada jacto, permanecem bem definidas ao longo de toda a secção de teste. O contraste de visualização, deve-se apenas à alteração dos valores de velocidade de cada perfil.

O jacto exterior já apresenta os valores máximos em toda a secção da zona de testes e começa a influenciar as velocidades do jacto interior, na zona fronteira dos dois perfis de velocidade, quase desde a entrada, provocando aí uma ligeira aceleração do jacto interior. A propriedade em estudo, neste gráfico, não apresenta uma mistura acentuada como a que é característica de escoamentos turbulentos.

Para $\lambda = 6.0$ (Fig. 7) a velocidade do jacto exterior, é de 80.8 m/s e a do jacto interior é de 13.1 m/s. Só junto à parede, na entrada do jacto exterior é que se fazem sentir valores altos de velocidade, que desce consideravelmente no resto do gráfico.

Para esta razão de velocidades, o gráfico obtido visualiza uma mistura acentuada dos dois jactos, revelada pelos valores de velocidade. Foram obtidos valores da velocidade axial na zona da mancha de valor mais baixo (azul mais escuro), aquando da obtenção de medidas para os gráficos dos perfis radiais da velocidade média axial da taxa de velocidade para $\lambda = 6.0$, e esses valores obtidos foram negativos, sinónimo de presença de uma recirculação.

Para elevadas razões de velocidade, a velocidade do jacto interior é reduzida consideravelmente na zona central. Esta diferença de velocidades é responsável pela formação desse vórtice.

Para estudar o efeito da razão de intensidade de turbulência inicial na mistura dos jactos coaxiais, partiu-se dos valores experimentais de Ahmed e Sharma [1] para a razão de velocidades $\lambda = 6.0$ e depois foram estudados valores maiores ou menores do que os medidos experimentalmente, usando factores de intensidade de turbulência múltiplos de 10. Assim, usaram-se os valores medidos de distribuição das componentes da velocidade média e turbulenta, para a prescrição da energia cinética turbulenta à saída dos jactos:

$$u/U_m, \quad \frac{(\overline{u'^2})^{\frac{1}{2}}}{U_m} \quad \text{e} \quad \frac{(\overline{w'^2})^{\frac{1}{2}}}{U_m}$$

onde $\sqrt{\overline{u'^2}}$ é o valor da flutuação da velocidade ao longo do escoamento e $\sqrt{\overline{w'^2}}$ é o valor da flutuação da velocidade transversal, em m/s. A energia cinética turbulenta, k , é dada por

$$k = \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right)$$

e, considerando o escoamento isotrópico à saída dos jactos vem,

$$\overline{u'^2} = \overline{v'^2} = \overline{w'^2}$$

o que resulta em

$$k = \frac{3}{2} \overline{u'^2}$$

O valor mais alto, medido no gráfico na primeira estação longitudinal, foi de 0.14.

$$0.14 = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{U_{med}} \Rightarrow \overline{u'^2} = (0.14 \times U_{med})^2$$

Então o valor de k , vai ser:

$$k = \frac{3}{2} (0.14 \times U_{med})^2$$

Para a razão de intensidade de turbulência vem,

$$\frac{k_l}{k_m} = \frac{(\overline{u'^2})_l}{(\overline{u'^2})_m}$$

Para estudar o efeito da variação da intensidade de turbulência foi usado um parâmetro adimensional, θ , igual à raiz quadrada da razão da intensidade de turbulência do jacto exterior (TE_{LARGE}), pela intensidade de turbulência do jacto interior (TE_{IN}).

$$\theta = \sqrt{\frac{TE_{LARGE}}{TE_{IN}}}$$

Os gráficos seguintes, permitem o estudo do efeito da razão de intensidade de turbulência, θ . De forma a poder ser estudada a influência da intensidade de turbulência inicial, num dos jactos vai ser mantida essa intensidade, variando a outra à razão de uma unidade de grandeza. Nas duas situações seguintes, vão ser analisadas onze ordens de grandeza, isto é, de 10^{-5} a 10^5 para cada situação, começando a ser apresentados para valores de θ crescente, entre $\theta = 0.04$ a 4427.2, só sendo apresentados os gráficos mais significativos.

Em cada gráfico são apresentadas superfícies de energia cinética turbulenta e linhas de corrente. Ao factor de intensidade de turbulência do jacto exterior, por uma questão de simplicidade de nome, vai ser chamado de θ_{large} . De igual forma, o factor de intensidade de turbulência do jacto interior, vai ser chamado de θ_{in} .

Para todos os gráficos seguintes, as velocidades dos jactos permanecem sempre constantes: $U_{in} = 13.1$ m/s; $U_{large} = 80.8$ m/s; $U_{med} = 27.41$ m/s.

O estudo da influência da intensidade de turbulência inicial foi feito em duas partes: numa primeira foi mantido o valor fixo para a intensidade de turbulência do jacto exterior e a variação é feita no jacto interior; numa segunda parte foi feito o contrário.

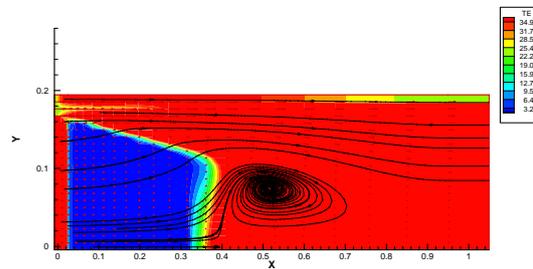


Fig. 8 - Distribuição de energia cinética turbulenta e "streaklines" para $\theta_{in} = 100000$ e $\theta = 4.4271 \times 10^2$

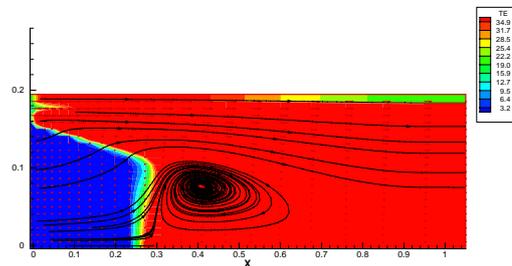


Fig. 9 - Distribuição de energia cinética turbulenta e "streaklines" para $\theta_{in} = 10$ e $\theta = 4.4271$.

Para o caso de $\theta_{large} = 1$ e $\theta_{in} = 10^5$ (Fig. 8), o centro de recirculação, situa-se sensivelmente a meio do eixo longitudinal, a um valor de cerca de 51.3 cm em relação à entrada e está a uma altura de cerca de 7,5 cm.

O jacto exterior começa a apresentar valores de energia cinética mais elevados, a cerca de 19 cm da entrada e a

uma altura de cerca de 17.8 cm. Nesse ponto, apresenta uma velocidade longitudinal de cerca de 78.7 m/s, e uma velocidade transversal inversa de 0.35 m/s.

Para o caso de $\theta_{large} = 1$ e $\theta_{in} = 10^1$ (Fig. 9) o centro de recirculação recuou para cerca de 40.6 cm, em vez dos 51.3 obtidos anteriormente ($\theta_{large} = 1$ e $\theta_{in} = 10^5$), sendo que manteve o valor da altura em 7.5 cm. A diminuição da intensidade de turbulência inicial do jacto interior de ordem de grandeza 10^5 até 10^1 aproximou a localização do centro da recirculação da entrada da secção de teste.

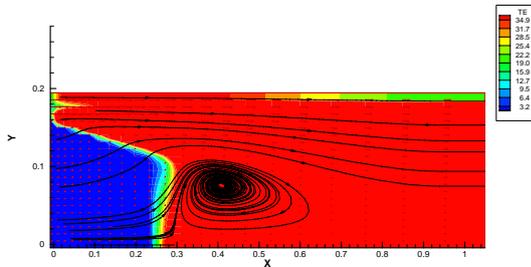


Fig. 10 - Distribuição de energia cinética turbulenta e "streaklines" para $\theta_{in} = 10^{-5}$, $\theta = 4427.2$

O jacto exterior inicia a apresentação dos valores máximos de energia cinética, aos 6.7 cm da entrada, cerca de menos 12.3 cm de diferença da situação anterior. A altura deste ponto, mantém-se aos cerca de 17.8 cm e os seus valores de velocidade, também permanecem iguais.

Para o caso de $\theta_{large} = 1$ e $\theta_{in} = 10^{-5}$ (Fig. 10) obtém-se uma distribuição de energia cinética e "streaklines" praticamente idêntica à do gráfico anterior. A localização do centro da zona de recirculação manteve a sua localização espacial, e o gráfico de energia cinética turbulenta permaneceu idêntico ao de ordem de grandeza 10^1 . Pode diminuir-se seis ordens de grandeza a intensidade de turbulência no jacto interior, de $\theta_{in} = 10^1$ até 10^{-5} , sem a menor alteração na visualização dos resultados.

Para estudar o efeito da variação da intensidade de turbulência inicial do jacto exterior foi mantido o valor fixo para a intensidade de turbulência do jacto interior, e a variação é feita no jacto exterior.

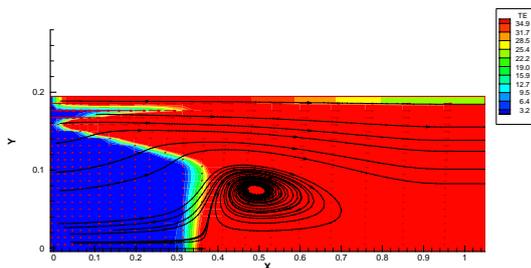


Fig. 11 - Distribuição de energia cinética turbulenta e "streaklines" para $\theta_{large} = 10^{-5}$ e $\theta = 4.4271 \times 10^{-2}$

Para o caso de $\theta_{in} = 1$ e $\theta_{large} = 10^{-5}$ (Fig. 11) o centro da recirculação encontra-se sensivelmente a meio do eixo X, situa-se a um valor de cerca de 49.2 cm em relação à entrada e está a uma altura de cerca de 7.5 cm.

O jacto exterior começa a apresentar valores de energia cinética mais elevados, a cerca de 30.8 cm da entrada e a uma altura de cerca de 17.6 cm. Nesse ponto, apresenta uma velocidade longitudinal de cerca de 76.3 m/s, e uma velocidade transversal inversa de 0.55 m/s.

Para o caso de $\theta_{in} = 1$ e $\theta_{large} = 10^{-2}$ (Fig. 12) já foi verificada uma ligeiríssima alteração na distribuição da energia cinética turbulenta e no padrão do escoamento.

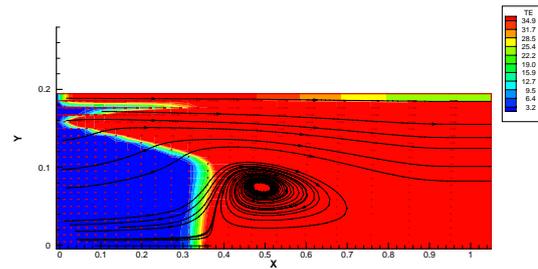


Fig. 12 - Distribuição de energia cinética turbulenta e "streaklines" para $\theta_{large} = 10^{-2}$, $\theta = 1.4$

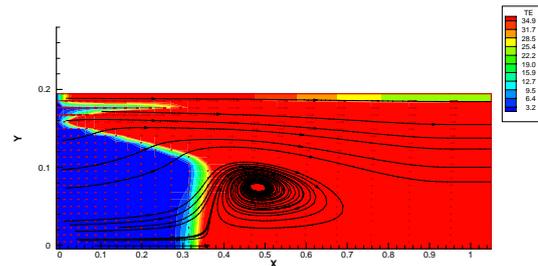


Fig. 13 - Distribuição de energia cinética turbulenta e "streaklines" para $\theta_{large} = 10^{-1}$, $\theta = 4.427$

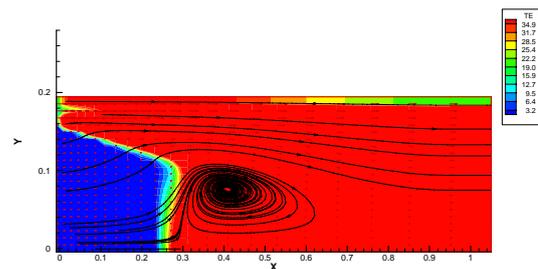


Fig. 14 - Distribuição de energia cinética turbulenta e "streaklines" para $\theta_{large} = 1$ e $\theta = 14$

O centro da recirculação, continua a situar-se espacialmente a um valor de cerca de 49.2 cm em relação à entrada e está a uma altura de cerca de 7.5 cm.

A diminuição da intensidade de turbulência inicial do jacto exterior de ordem de grandeza de 10^{-5} até 10^{-2} manteve a localização do centro da recirculação, e alterou pouquíssimo o gráfico da energia cinética turbulenta.

Para o caso de $\theta_{in} = 1$ e $\theta_{large} = 10^{-1}$ (Fig. 13) registam-se ligeiras alterações em relação ao centro da recirculação, que recua cerca de 1 cm, situa-se agora a cerca de 48.3 cm em relação à entrada e está a uma altura de cerca de 7.5 cm.

O jacto exterior começa a apresentar valores de energia cinética mais elevados mais perto da entrada, a cerca de 28.2 cm da entrada (houve uma aproximação à entrada de cerca de 2.6 cm) e a uma altura 17.6 cm, continuando a manter a mesmas velocidades longitudinal e transversal. Nota-se ainda um ligeiríssimo aperto nas linhas de corrente, indicando uma aceleração do escoamento.

Para o caso de $\theta_{in} = \theta_{large} = 1$ (Fig. 14) começam a notar-se bastantes modificações.

O centro da recirculação, recuou de 48.3 para 40.6 cm da entrada, sendo que está a uma altura ainda constante de

cerca de 7,5 cm. Houve recuo do centro de recirculação de perto de 8 cm, mas houve também aproximações de linhas de corrente.

O jacto exterior começa a apresentar valores de energia cinética mais elevados, a cerca de 6.8 cm da entrada e a uma altura 17.6 cm; apresenta os valores máximos a cerca de 21 cm de diferença do gráfico anterior. Nesse ponto, a velocidade longitudinal é idêntica, cerca de 76.3 m/s, e a velocidade transversal continua inversa e com o valor de cerca de 0.55 m/s.

Para o caso de $\theta_{in} = 1$ e $\theta_{large} = 10^1$ (Fig. 15) notam-se grandes modificações em relação aos casos anteriores. A superfície indicadora de níveis de energia cinética mais baixos no jacto exterior, desapareceu completamente.

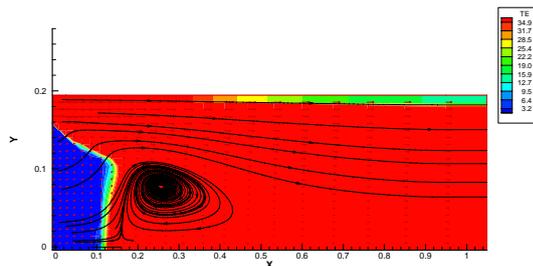


Fig. 15 - Distribuição de energia cinética turbulenta e "streaklines" para $\theta_{large} = 10$ e $\theta = 44.271$.

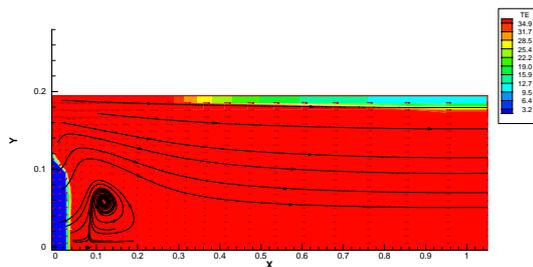


Fig. 16 - Distribuição de energia cinética turbulenta e "streaklines" para $\theta_{large} = 100$, $\theta = 140$

O centro da recirculação, recuou cerca de 15 cm (de 40.6 para 25.6 cm) da entrada, sendo que está a uma altura ainda constante de cerca de 7,5 cm. As linhas de corrente estão ainda mais próximas.

Para o caso de $\theta_{in} = 1$ e $\theta_{large} = 10^2$ (Fig. 16) notam-se grandes modificações em relação ao caso imediatamente anterior.

O centro da recirculação, recuou cerca de 14 cm (de 25.6 para 11.8 cm) da entrada. Houve também alteração no valor da altura, passou do valor anteriormente constante de cerca de 7.5 cm, para cerca de 5.8 cm, aproximando-se cerca de 1.7 cm ao eixo de simetria. As linhas de corrente estão ainda mais próximas.

Para o caso de $\theta_{in} = 1$ e $\theta_{large} = 10^3$ (Fig. 17) o padrão do escoamento é radicalmente diferente de todos os anteriores. O valor máximo da energia cinética turbulenta ocupa a zona de secção de teste na sua quase totalidade e a zona de recirculação recuou até ao seu desaparecimento.

É visível ainda uma pequena parte onde aparecem superfícies com medidas de energia cinética mais baixas, com cerca de 0.5 cm em relação à entrada, em cima do eixo de simetria. As linhas de corrente aparecem mais dispersas.

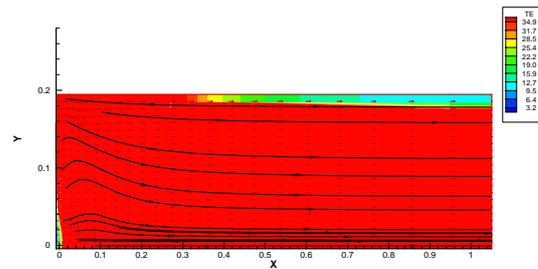


Fig. 17 - Distribuição de energia cinética turbulenta e "streaklines" para $\theta_{large} = 1000$, $\theta = 442.7$

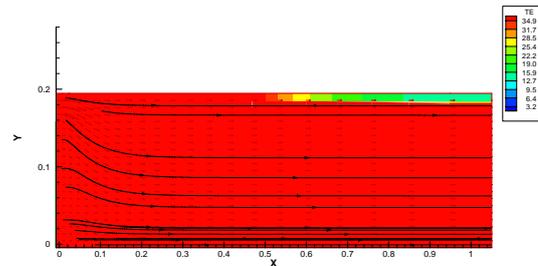


Fig. 18 - Distribuição de energia cinética turbulenta e "streaklines" para $\theta_{large} = 10000$ e $\theta = 1400$.

Para os casos de $\theta_{in} = 1$ e $\theta_{large} = 10^4$ (Figs 18) a região do gráfico, na vizinhança da parede, com superfícies de níveis mais baixo de energia cinética turbulenta, sofre um avanço significativo. Aumentando uma ordem de grande, $\theta_{large} = 10^5$, a distribuição de energia cinética turbulenta e "streaklines" permanecem inalteradas.

4. Conclusões

No caso do efeito da variação da intensidade de turbulência do jacto interior, pode-se concluir que o padrão de k é idêntico, havendo estabilidade da posição do centro da zona de recirculação a jusante.

Com a variação da intensidade de turbulência do jacto exterior, verifica-se que a zona de recirculação muda de posição e recua até ao desaparecimento no limite máximo, podendo concluir-se que os níveis de intensidade de turbulência do jacto exterior são predominantes para este caso de razões de diâmetros próxima de 1.

Algumas discrepâncias verificadas entre os resultados numéricos e experimentais para o caso de $\theta = 1$ sugerem que poderá haver alguns factores que também influenciam a formação da zona de recirculação e a sua localização. Um desses factores, que poderá evitar o aparecimento do vórtice, é, por exemplo, o gradiente longitudinal de pressão favorável que se verifica nas experiências de Ahmed e Sharma [1], mas que não se verifica em muitas condições reais.

Referências

- [1] M.R. Ahmed e S.D. Sharma "Effect of velocity ratio on the turbulent mixing of confined, co-axial jets", *Experimental Thermal and Fluid Science* 22, pp 19-33, 2000.
- [2] E. Razinsky e J.A. Brighton, "Confined jet mixing for non-separating conditions", *ASME J. Basic Eng.* 93(3), pp. 333-347, 1971.

- [3] Y.V.G. Acharya, "Momentum Transfer and Heat Diffusion in the Mixing of Co-axial Turbulent Jets Surrounded by a Pipe", *Vliegtuig bouwku-ndig Ingenieur Geboren Te Mysore, Uitgeverij Excelsior, India*, 1954.
- [4] S. Mikhail, "Mixing of co-axial streams inside a closed conduit", *J. Mech. Eng. Sci.* 2(1), pp. 59–68, 1960.
- [5] K. Albayrak, O.C. Eralp e B. Celen, "An investigation on the mixing region of co-axial jets. Modelling", *Simulation Control, Part B* 33(2), pp. 49–64, 1990.
- [6] M.M. Gibson, "Hydrodynamics of confined co-axial jets", *Encyclopedia Fluid Mech.* 2, pp. 367–390 1986.
- [7] J. M. M. Barata, F. M. S. P. Neves e A. R. R. Silva, "Estudo Numérico do Efeito do Nível de Turbulência Inicial na Mistura de Jactos Coaxiais Confinados – Parte I", *Engenharia'07, Universidade da Beira Interior, Covilhã, 21-23 Novembro, 2007*.
- [8] T.S. Zawacki e H. Weinstein, "Experimental investigation of turbulence in the mixing region between co-axial streams", *NASA CR-959*, 1968.
- [9] T. Rozenman e H. Weinstein, "Recirculation patterns in the initial region of co-axial jets", *NASA CR-1595*, 1970.
- [10] R. Curtet e F.P. Ricou, "On the tendency of self-preservation in jets", *ASME J. Basic Eng.* 86(4), pp. 765–776, 1964.
- [11] L.E. Fink, "Influence of external turbulence on mixing of axisymmetric co-axial jets", in: *Proceedings of the First Symposium on Turbulent Shear Flows*, 2.11–2.21, 1977.
- [12] S.N. Singh, D.P. Agarwal e R.C. Malhotra, "Mean velocity distribution of contra-swirling co-axial confined jets", *Exp. Fluids* 7(2), pp. 501–504, 1989.
- [13] R.M.C. So, S.A. Ahmed e H.C. Mongia, "Jet characteristics in confined swirling flows", *Exp. Fluids* 3(1), pp. 221–230, 1985.
- [15] G. Balarac e M. Si-Ameur, "Mixing and coherent vortices in turbulent coaxial jets", *Comptes Rendus Mecanique*, 333(8), pp. 622-627, 2005.
- [16] B.E. Launder e D.B. Spalding, "The Numerical Computation of Turbulent Flows", *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3, pp. 269-289, 1974.

Anexo 3

Abstract do artigo proposto para a *AIAA*

Numerical Study of the Mixing of Co-Axial Jets

André R.R. Silva¹, Fernando M.P. Neves², J.M.M. Barata³
Universidade Beira Interior, Covilhã, 6200-358, Portugal

Extended Abstract

THE turbulent mixing of coaxial confined jets is a complex dynamic process that is applied in a large number of devices such as the engineering ejectors, pumps jet, industrial burners, combustion chambers of jet engines, nuclear rockets gas, mixing chambers of turbofans, afterburners, and so on. The study of the aerodynamic performance of coaxial jets in different types of confinement also has a fundamental interest because it involves the interaction of different turbulent flow phenomena, whose details are not yet very well known quantitatively¹. The parameters that are involved in the process of mixing and are primarily responsible for the complexity of the process are both geometric or operational parameters such as: velocity, temperature or density ratios, compressibility effects, levels of turbulence of jets, pressure gradient, interaction between the walls and the jets or the ration between the diameters of the mixing duct and the internal jet nozzle²⁻⁶. In the literature several studies report the influence of some geometrical parameters and operating in the process of turbulent mixing. Acharya³ conducted a very comprehensive review of progress on the mixing of jets between 1864 and 1951 and found that all of the studies conducted during that period were concentrated on unconfined jets. Acharya³ performed a detailed and quantitative research to study the influence of the velocity and temperature ratios on the mixing with confinement. Some work has been done on the mixture of confined jets since then that contributed to the understanding of the essential dynamics of the complex process of turbulent mixing. Nevertheless, there are still some areas of mixing that received little attention. Acharya³ did a detailed research on the effect of the velocity of the two co-axial jets in the process of turbulent mixing. He studied the turbulent mixture of coaxial jets and concluded that the shear friction between the two turbulent currents is greater in confined jets than in unconfined jets. The experiments conducted by Zawacki and Weinstein⁷ and Rozenman and Weinstein⁸ on a wide range of velocity ratios showed the presence of a vortex near the exit of jets of high velocity ratios, which was attributed to a more effectiveness of the process of turbulent mixing in the shear layer region. The experimental results for velocity ratios, λ , less than 1 also showed that the uniformity of the velocity profile is achieved much more quickly than for the case of higher velocities¹⁻³. A wide range of velocity ratios was studied by those researchers revealing that the velocity ratio is a major factor in the turbulent mixing process. The rate of transfer of momentum between the jets increases when the velocity ratio increases, promoting a faster turbulent mixing, which could be decisive in many practical cases, such as systems for combustion and exhaust nozzles of the gas turbines gas. Other studies the effect of the level of turbulence of the jets^{9,10} showed that a higher level of turbulence favors a faster the mixture, but did not reveal the presence of any recirculation zone, probably because of the range of velocity ratios used. A similar observation was made about the effect of swirl in the process of turbulent mixing^{11,12}. A wide range of relations between the diameters of jets ($2 < \theta < 38$), with relevance to many applications was studied¹³. When the ratio of the diameters is high, the transfer of the amount of momentum between the jets increases with $\lambda > 1$ and the uniformity of the profile of speed is achieved more quickly. On the other hand, when the ratio of the diameter is small, the transfer of momentum between the jets increases when the velocity ratio, λ , is less than 1. Razinsky and Brighton² studied the effect of the ratio of the diameters of the jets (from 3 to 6), and found higher levels of turbulence for the largest ratios. They also concluded that the length required to complete mixing is not affected by the diameter ratio in the range studied. The studies on the effect of the relationship of diameter in reference to implementation in ejectors showed that the extension of the current secondary increases linearly with respect to the diameter¹². Matsumoto et al¹⁴ carried out experimental studies on the influence of the conditions of the nozzle, such as the thickness of the walls of the nozzle or the boundary layer on the walls inside and outside the nozzle in the main characteristic of the jet, for different velocity ratios, λ , ranging from 0.24 to 0.84. They found that for small values of λ , the decay of the velocity and intensity of turbulence in the core are strongly affected by the thickness of the wall, while for large values of λ , the velocity decay is more pronounced and the intensity of turbulence is seriously affected by the wake behind the wall of the nozzle with increasing thickness of the wall. Favre-Marinet^{15,16} showed that high levels of turbulence increase the level of mixing. A similar observation was made for the swirl

¹ Assistant Professor, Aerospace Sciences Department, Member of AIAA.

² MEng Student, Aerospace Sciences Department, Student Member of AIAA.

³ Full Professor, Aerospace Sciences Department, Associate Fellow of AIAA. Corresponding author.

effect on the turbulent mixing. An experimental research of turbulent flow with swirl with application to combustion chambers was done by Ahmed Nejad¹⁷, that concluded that the swirl reduces the length of the recirculation zone. Balarac and Si-Ameur¹⁸ performed numerical simulations of coaxial axisymmetric jets and found that the process of turbulent mixing exhibits some intermittent behavior that was attributed to the transport of fluid by the counter-rotating vortices. Recently, Ahmed and Sharma¹ presented a detailed review of the work done in the field, and have also presented measurements obtained with LDV, and static and total pressures for seven velocity ratios. They concluded that the process of turbulent mixing is strongly dependent on the velocity ratio between the two jets. They found that the total pressure decay is greater when the velocity ratio increases, but is minimal when the velocities of the outer and inner jets are equal. The objective of this work is to study the effect of the initial levels of turbulence of each coaxial jet in the process of turbulent mixing for diameter ratios less than 2, which is the case of very low bypass turbofan engines. The configuration used corresponds to the experimental work of Ahmed and Sharma¹, which was used a wind tunnel test section with a cylindrical, with a diameter of 0.38 m a length of 1.0 m. The radius of the section of the test area is 0.19 m with the first 0.165 m from the axis of symmetry corresponding to the inner jet, and the remaining 0.025 m to the outer jet (see Fig. 1).

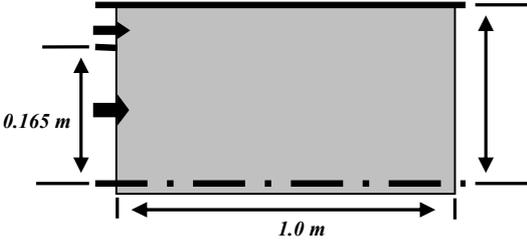


Fig. 1 Flow configuration.

The computational method was tested using the experimental data of Ahmed and Sharma¹, and revealed good capabilities for the simulation of this type of flows. Figures 2, 3 and 4 compare the measured and computed axial velocity profiles for velocity ratios, λ , of 0.3, 1.5, and 6. The vertical axis corresponds to the non-dimensionalized radial coordinate, r/r_0 , where r_0 is exit radius of the inner jet, while the horizontal axis refers to the non-dimensionalized axial velocity component, U/U_m , where U_m is the mean velocity between the inner and outer jets at the exit ($X=0$).

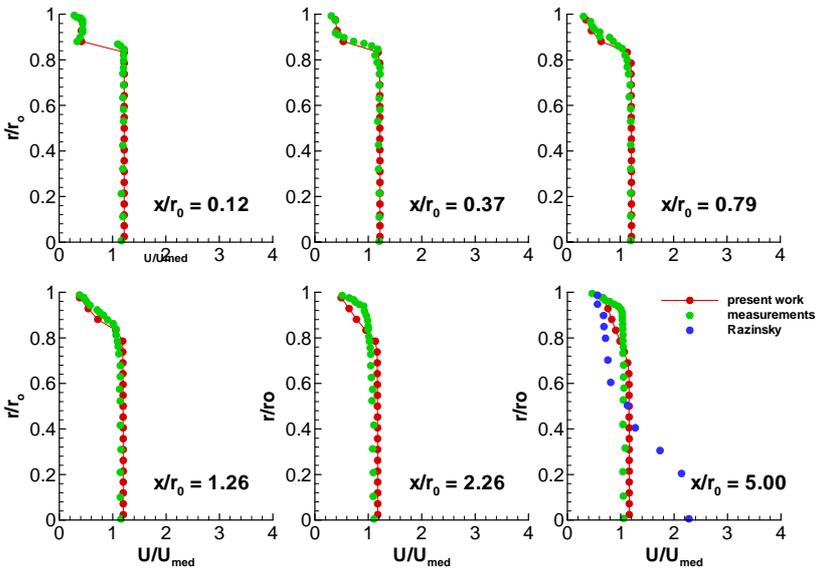


Fig. 2 Radial profiles of the mean horizontal velocity component for $\lambda = 0.3$.

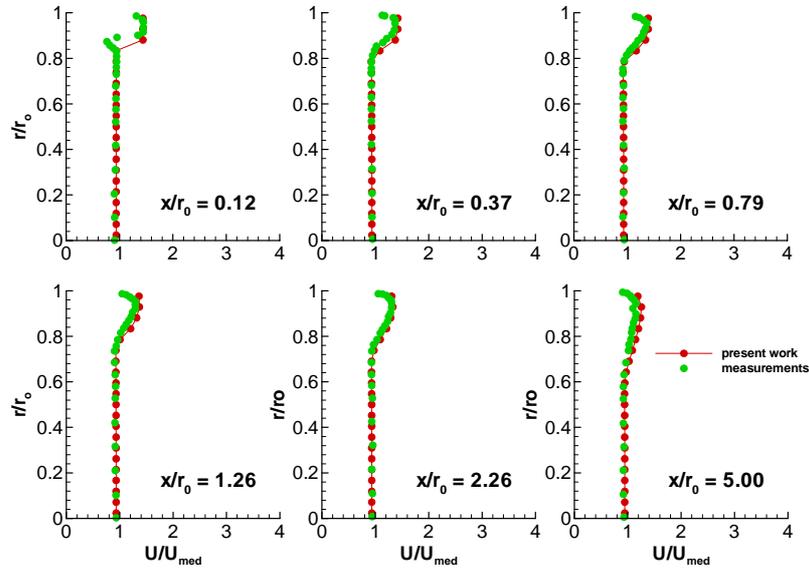


Fig. 3 Radial profiles of the mean horizontal velocity component for $\lambda = 1.5$.

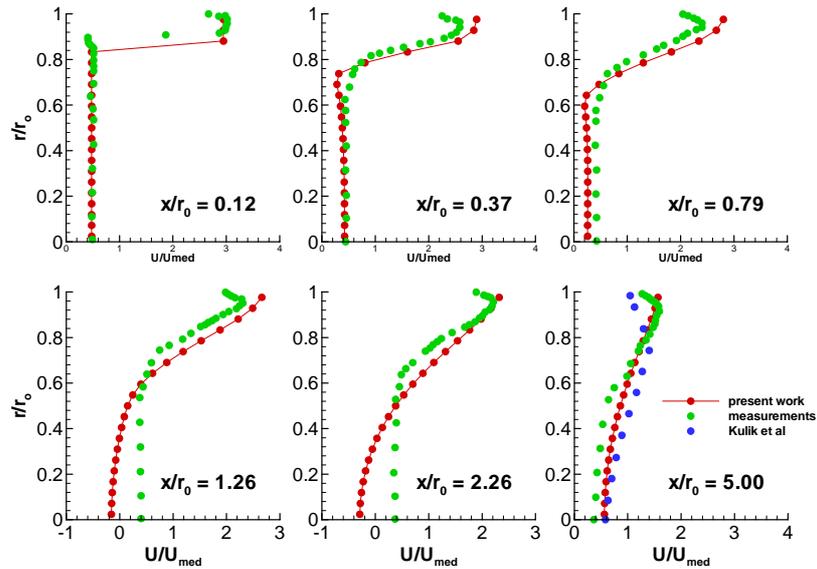


Fig. 5 Radial profiles of the mean horizontal velocity component for $\lambda = 6$.

The results show a general good agreement between the measurements of Ahmed and Sharma¹ for all the stations considered. So, after the preliminary study reported in the previous paragraphs, the computational method was then extended to the study of the influence of the ratio of the turbulence intensity, which is the objective of the present work. To identify each case with a different initial turbulent intensity ratio, a non-dimensional parameter, θ , was used:

$$\theta = \sqrt{k_{ext} / k_{int}}$$

where k_{ext} and k_{int} are the initial turbulent kinetic energy of the outer and inner jet, respectively.

The case for comparison corresponds to the conditions of Ahmed and Sharma with $\lambda = 6.0$, and consequently $\theta=1$. In this situation the velocity of the outer jet, U_o , is 80.8 m/s, the inner jet, U_i , is 13.1 m/s, and the average speed U_m is 27.41m/s. The results for this case are shown in Fig. 6, including velocity vectors, streaklines, and turbulent kinetic energy contours.

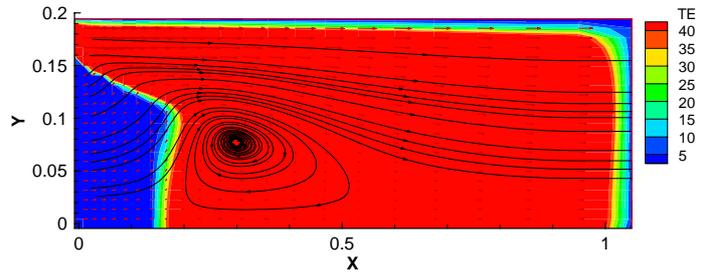


Fig. 6 Velocity vectors, streaklines and turbulent kinetic energy levels for $\lambda = 6.0$ (Ahmed and Sharma¹ case).

To study the effect of the initial turbulence levels, the values of the turbulence intensities of the inner jet were varied for a fixed value in the internal jet. The results are shown in Fig. 7 and show that the location and size of the recirculation zone observed for the conditions of Ahmed and Sharma remain practically constant.

The results seemed to indicate that probably the ratio of turbulence intensities is not the most relevant parameter as far as the recirculation zone is concerned.

Nevertheless, it was decided to change the initial turbulence intensity of the outer jet. This was performed using the same methodology, but in this case it was the initial turbulence intensity of the inner jet that was maintained constant.

For the case of $\theta=10^{-5}$ (Fig. 8a) the center of the recirculation is roughly halfway through the X axis, at about 49.2 cm in relation to entry and is at a height of about 7.5 cm. The outer jet begins to present higher values of the kinetic energy higher, at about 30.8 cm of the entry and a height of 17.6 cm. At this point, the axial velocity component is 76.3 m/s (80.7% of the outer jet exit velocity) and the radial component is -0.55 m/s.

For $\theta = 10^{-2}$ (Fig. 8b) the pattern remains similar, although some small differences can be detected. In the case of $\theta=10^1$ (Fig. 8c) there are major changes in comparison to previous cases. The levels of lower kinetic energy in the outer jet outside have completely disappeared. The center of the recirculation zone has moved upstream considerably. A further increase of the turbulence intensity of the outer jet further accentuates this tendency. For $\theta=10^2$ the recirculation zone is located almost at the exit of the inner jet, and its size has decreased even more (Fig. 8d). Finally for values of $\theta=10^3$ or larger the recirculation zone disappears completely, because the generalized high levels of turbulence intensity promote a high turbulent diffusion of momentum that inhibits any reversal of the flow. This paper presents a numerical study of the effect of initial levels of turbulence in the turbulent mixing of coaxial confined jets, which received little attention in the past. The results show that the effect of changes in the intensity of turbulence inside the jet is associated with a pattern of distribution of turbulent kinetic energy, k , which is almost constant, with the emergence of a recirculation zone.

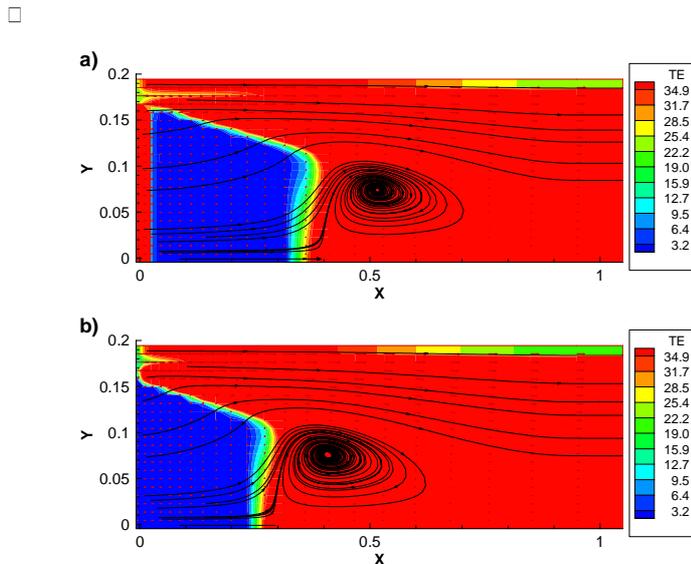


Fig. 7 Velocity vectors, streaklines and turbulent kinetic energy levels for $\lambda = 6.0$: a) $\theta = 10^5$, b) $\theta = 10^{-5}$.

With the change in the intensity of turbulence of the outer jet, considerable changes in the recirculation zone size and location are observed. For sufficiently high turbulent intensities of the outer jet no recirculation zone appears. Some discrepancies can be found in the literature both for numerical and experimental results that can be attributed not only to the velocity ratios, but also to the turbulent intensity of the outer jet. Also, from the results of Ahmed and Sharma¹ and the present results there are evidences that other factors may affect this type of flow with confinement.

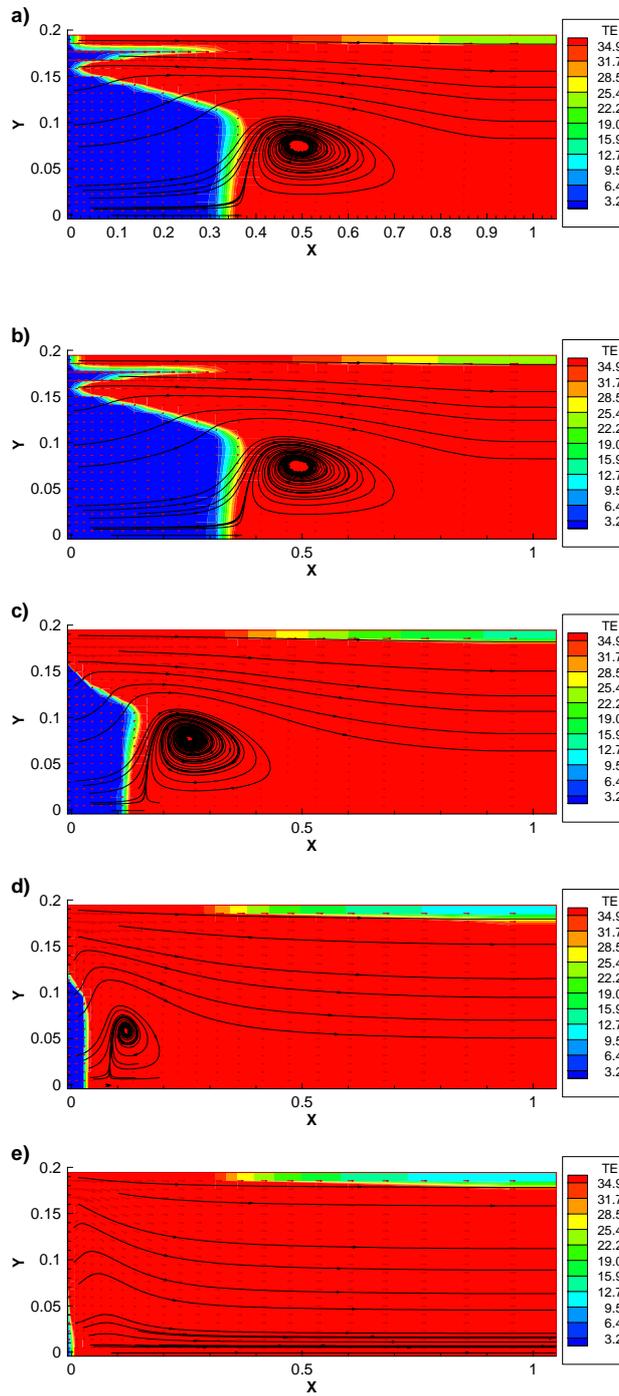


Fig. 8 Velocity vectors, streaklines and turbulent kinetic energy levels for $\lambda = 6.0$: a) $\theta = 10^{-5}$, b) $\theta = 10^{-2}$, c) $\theta = 10^1$, d) $\theta = 10^2$, e) $\theta = 10^3$.

References

- ¹M.R. Ahmed e S.D. Sharma “Effect of velocity ratio on the turbulent mixing of confined, co-axial jets”, *Experimental Thermal and Fluid Science* 22, pp 19-33, 2000.
- ²E. Razinsky e J.A. Brighton, “Confined jet mixing for non-separating conditions”, *ASME J. Basic Eng.* 93(3), pp. 333–347, 1971.
- ³Y.V.G. Acharya, “Momentum Transfer and Heat Diffusion in the Mixing of Co-axial Turbulent Jets Surrounded by a Pipe”, *Vliegtuig bouwkundig Ingenieur Geboren Te Mysore, Uitgeverij Excelsior*, India, 1954.
- ⁴S. Mikhail, “Mixing of co-axial streams inside a closed conduit”, *J. Mech. Eng. Sci.* 2(1), pp. 59–68, 1960.
- ⁵K. Albayrak, O.C. Erarp e B. Celen, “An investigation on the mixing region of co-axial jets. Modelling”, *Simulation Control, Part B* 33(2), pp. 49–64, 1990.
- ⁶M.M. Gibson, “Hydrodynamics of confined co-axial jets”, *Encyclopedia Fluid Mech.* 2, pp. 367–390 1986.
- ⁷T.S. Zawacki e H. Weinstein, “Experimental investigation of turbulence in the mixing region between co-axial streams”, *NASA CR-959*, 1968.
- ⁸T. Rozenman e H. Weinstein, “Recirculation patterns in the initial region of co-axial jets”, *NASA CR-1595*, 1970.
- ⁹R. Curtet e F.P. Ricou, “On the tendency of self-preservation in jets”, *ASME J. Basic Eng.* 86(4), pp. 765–776, 1964.
- ¹⁰L.E. Fink, “Influence of external turbulence on mixing of axisymmetric co-axial jets”, in: *Proceedings of the First Symposium on Turbulent Shear Flows*, 2.11–2.21, 1977.
- ¹¹S.N. Singh, D.P. Agarwal e R.C. Malhotra, “Mean velocity distribution of contra-swirling co-axial confined jets”, *Exp. Fluids* 7(2), pp. 501–504, 1989.
- ¹²R.M.C. So, S.A. Ahmed e H.C. Mongia, “Jet characteristics in confined swirling flows”, *Exp. Fluids* 3(1), pp. 221–230, 1985.
- ¹³M.R. Ahmed, “Experimental investigation on turbulent mixing in co-axial, confined jets with low annular to core area ratio”, Ph.D. Thesis, *Department of Aerospace Engineering, Indian Institute of Technology, Bombay*, 1997.
- ¹⁴R. Matsumoto, K. Kimoto e N. Tsuchimoto, “A study on double concentric jets”, *Bulletin of JSME* 16(93), pp. 529–540, 1973.
- ¹⁵M. Favre-Marinet, E.B. Camano e J. Sarboch, “Near-field of coaxial jets with large density differences”, *Experiments in Fluids*, 26(1-2), pp 97-106, 1999.
- ¹⁶M. Favre-Marinet e E.B.C. Schettini, “The density field of coaxial jets with large velocity ratio and large density differences”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44(10), pp 1913-1924, 2001.
- ¹⁷S.A. Ahmed e A.S. Nejad, “Swirl Effects on Confined Flows in Axisymmetrical Geometries”, *Journal of Propulsion and Power*, 1992. 8(2). P 339-345.
- [18] G. Balarac e M. Si-Ameur, “Mixing and coherent vortices in turbulent coaxial jets”, *Comptes Rendus Mecanique*, 333(8), pp 622-627, 2005.
- ¹⁹B.E. Launder e D.B. Spalding, “The Numerical Computation of Turbulent Flows”, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3, pp. 269-289, 1974.
- ²⁰R.A. Kulik, J.J. Leithem e H. Weinstein, “Turbulence measurements in a ducted co-axial flow”, *AIAA Journal* 8(9), pp. 1694–1696, 1970.