



UNIVERSIDADE DA BEIRA INTERIOR
Engenharia

Turbulent Structure of the Impact of a “ground vortex” Flow

Diana Filipa da Conceição Vieira

Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em
Engenharia Aeronáutica
(2º ciclo de estudos)

Orientador: Prof. Doutor Jorge Manuel Martins Barata

Covilhã, Junho de 2012

Agradecimentos

Em primeiro lugar quero agradecer ao meu orientador, Professor Doutor Jorge Manuel Martins Barata, pela sua dedicação, encorajamento, saber, disponibilidade e ajuda.

Seguidamente quero agradecer a todos os professores que se cruzaram comigo durante todo o meu percurso académico e que de alguma forma contribuíram para eu chegar aqui e me inculcaram todo o saber. De uma forma especial, gostava de agradecer ao Professor Doutor André Resende Rodrigues da Silva, pela disponibilidade mostrada durante todo este trabalho, que sem a sua ajuda nada disto teria sido possível.

Quero também agradecer ao Engenheiro Fernando Manuel Silva Pereira Neves pela ajuda e amizade dedicada durante toda este trabalho, ao Técnico de laboratório Senhor Rui Paulo pela ajuda disponibilizada durante todo o trabalho experimental.

Quero agradecer a todos os meus amigos, em especial ao Pedro Duarte dos Santos Carvalho pela sua amizade, encorajamento, dedicação e força dada durante todo o meu percurso académico, não me deixando nunca desistir e fazendo-me lutar sempre pelos meus objectivos.

Agradeço o apoio da Fundação para a Ciência e Tecnologia através da bolsa BI/AeroG/01/2010 e BI/AeroG/06/2010 no âmbito do projecto do projecto PTDC/EME-MFE/102190/2008 “Turbulent Structure of the Impact Zone of a “ground vortex” Flow”.

Por último e não menos importantes, quero agradecer à minha família, em especial aos meus pais por todo o esforço que fizeram para que eu pudesse estudar, todo o encorajamento e força que me deram.

Diana Vieira
Covilhã, 2012

Resumo

Jactos turbulentos que incidem em superfícies planas através de um escoamento cruzado de baixa velocidade são típicos do escoamento abaixo de uma pequena / vertical da aeronave de descolagem quando está a descolar ou a aterrar com nenhum ou um pequeno impulso para a frente. O efeito de solo pode ocorrer e alterar as forças de sustentação da aeronave, causando a reingestão dos gases de escape para a admissão do motor e o aumento da temperatura da fuselagem. Nesta última aplicação o impacto de cada jacto descendente dirigido para o solo resulta na formação de um jacto de parede que flui radialmente a partir do ponto de colisão, propagando-se ao longo da superfície do solo. A interação do presente jacto de parede com o escoamento livre resulta na formação de um “ground vortex” mais a montante do jacto de impacto, que tem implicações profundas na concepção da aeronave. Além disso, a colisão dos jactos de parede origina uma fonte de escoamento ascendente, que afecta as forças e momentos induzidos na aeronave quando esta está a operar em efeito de solo. A melhoria do conhecimento dos escoamentos de impacto é necessária de modo a evitar os efeitos citados acima e para ser capaz de modelar uma série de aplicações de jactos de impacto com interesse prático. Recentemente, tem surgido alguns relatos de estudos focados em configurações de um ou vários jactos de forma a compreender-se os fenómenos associados a este tipo de escoamentos complexos, revelando grande importância para o estudo da aeronave Harrier / AV-8B.

Este trabalho dedica-se a uma análise detalhada do campo de escoamento complexo sob 2 jactos incidentes alinhados com um escoamento cruzado de baixa velocidade relevante para a futura configuração do F-35 VSTOL, fornecendo um quadro quantitativo das principais características de interesse para o tipo de escoamentos de impacto.

Os resultados obtidos mostram que existe uma grande penetração do primeiro jacto a montante, que é deflectido pelo crossflow, e que ao colidir com a placa de impacto, dá origem a um “ground vortex” devido à colisão da parede radial com o crossflow, envolvendo o ponto de impacto como um “cachecol”. A deflexão do primeiro jacto e a localização do “ground vortex” depende da razão de velocidade utilizada.

No que diz respeito segundo jacto incidente (“rear jet”) os resultados mostram que este colide com o jacto de parede resultante do primeiro jacto incidente.

Palavras-chave

VSTOL, Jactos de impacto, jactos através de escoamento cruzado, Medições LDA.

Abstract

Turbulent jets impinging on flat surfaces through a low-velocity crossflow are typical of the flow beneath a short/vertical take-off aircraft which is lifting off or landing with zero or small forward momentum¹. Ground effect may occur and change the lift forces on the aircraft, cause reingestion of exhaust gases into the engine intake and raise fuselage skin temperatures. In this latter application the impingement of each downward-directed jet on the ground results in the formation of a wall jet which flows radially from the impinging point along the ground surface. The interaction of this wall jet with the free stream results in the formation of a “ground vortex” far upstream of the impinging jet, which has profound implications on the aircraft design. In addition the collision of the wall jets originates a fountain upwash flow, affecting the forces and moments induced in the aircraft when operating in ground effect. Improved knowledge of impinging flows is therefore necessary to avoid these effects and to be able to model a range of jet-impingement type of applications with practical interest. Recently there have been some reports of studies focused on one or multiple jets configurations to understand the phenomena associated with this type of complex flows, revealing this studies great importance to the Harrier/ AV-8B aircraft.

This work is dedicated to a detailed analysis of the complex flow field beneath 2 impinging jets aligned with a low-velocity crossflow relevant for the future F-35 VSTOL configuration, and provides a quantitative picture of the main features of interest for impingement type of flows.

Keywords

VSTOL, Impinging jets, Jets in crossflow, LDA measurements

¹ J. M. M. BARATA, D. F. G. DURÃO e J. J. McGUIRK (1989), Numerical Study of Single Impinging Jets Through a Crossflow, *Journal of Aircraft*, vol. 26, no. 11, pp. 1002-1008.

Índice

Resumo	v
Abstract	vii
Índice	ix
Lista de Figuras	xi
Lista de Tabelas	xv
Lista de Acrónimos	xvii
Capítulo 1	19
Introdução	19
1.1. Motivação.....	19
1.2. Revisão Bibliográfica	23
1.2.1. Estudos Experimentais	23
1.2.2. Estudos teóricos e numéricos	36
1.2.3 Estudos experimentais e numéricos.....	45
1.3. Conclusão.....	51
Capítulo 2	53
Método Experimental	53
2.1. Instalação experimental	53
2.2. Anemómetro Laser (LDA)	57
2.2.1. Introdução	57
2.2.2. Princípios do LDA.....	61
2.2.3. Sistema de transmissão e recepção	65
2.2.4. Seeding.....	70
2.2.5. Características do sinal	72
2.2.6. Estimativa de erros nas medições LDA	77
2.2.7. Precisão dos Resultados.....	79
Capítulo 3	83
Resultados	83
3.1. Introdução	83
3.1.1. Calibração	83

3.1.2. Visualização	89
3.2. Medidas	95
3.2.1. Perfis verticais para velocidade média horizontal, U , ao longo do plano vertical de simetria, $Z=0$, para $V_J/U_0=22.5, 33.7, 43.8$	95
3.2.2 Perfis verticais para velocidade média vertical, V , ao longo do plano vertical de simetria, $Z=0$, para $V_J/U_0=22.5, 33.7, 43.8$	98
3.2.3. Perfis verticais para tensão normal, u'^2, v'^2 , ao longo do plano vertical de simetria, $Z=0$, para $V_J/U_0=22.5, 33.7, 43.8$	100
3.2.4. Perfis horizontais para velocidade média horizontal, U , ao longo do plano vertical de simetria, $Z=0$, para $V_J/U_0=22.5, 33.7, 43.8$	102
3.2.5. Perfis horizontais para velocidade média vertical, V , ao longo do plano vertical de simetria, $Z=0$, para $V_J/U_0=22.5, 33.7, 43.8$	104
3.2.6. Perfis horizontais para tensões normais, u'^2, v'^2 , ao longo do plano vertical de simetria, $Z=0$, para $V_J/U_0=22.5, 33.7, 43.8$	106
Capítulo 4	109
Conclusões	109
Referências	111
Anexo 1	117
Artigos Publicados	117

Lista de Figuras

Figura 1 - Interação dos jactos elevatórios com o plano do solo de um avião de decolagem rápida/ aterragem vertical (VSTOL).	19
Figura 2 - Representação do fenómeno de “ground vortex” adaptado ao JSF F-35 Variant B. 20	
Figura 3 - Esboço do desenvolvimento do escoamento para um jacto que colide sobre uma superfície plana através do escoamento cruzado de baixa velocidade.	21
Figura 4 - Fonte de escoamento e “ground vortex” gerados por jactos de impacto gémeos... 22	
Figura 5 - “ground vortex” devido ao escoamento cruzado - vista tridimensional.....	51
Figura 6 - Secção de saída do túnel de vento.	53
Figura 7 - Instalação Experimental.	54
Tabela 2-Razões de velocidades estudadas e velocidade média do jacto e velocidade média do fluxo cruzado respectivas.	54
Figura 8 - Secção de teste.....	55
Figura 9 - Representação geométrica das tampas utilizadas na secção de teste.....	56
Figura 10 - Representação da montagem das tampas na secção teste e engate dos tubos de ar comprimidas nas mesmas.....	56
Figura 11 - Disposição geométrica dos jactos na secção de teste.....	57
Figura 12 - Cronologia simplificado do Laser Doppler Velocimeter.	58
Figura 13 - Esquema de um LDA.	59
Tabela 3-Principais características do LDA utilizado na actividade experimental.	60
Figura 14 - Espectro electromagnético.....	60
Figura 15 - Feixe de laser com distribuição de Gauss.	61
Figura 16 - esquerda) espalhamento de luz a partir de uma partícula de seeding móvel; direita) espalhamento de dois feixes de laser à entrada.	62
Figura 17 - Sobreposição de duas ondas de luz.	63
Figura 18 - Esquema ilustrativo do efeito Doppler.	63
Figura 19 - Esquema da frequência para a conversão da velocidade.	64
Figura 20 - Receptor de luz do fotodetector dispersa a partir da superfície de uma partícula de seeding esférica.	65
Figura 21 - Transmissor do sistema LDA.....	66
Figura 22 - Receptor do sistema LDA.	67
Figura 23 - Ambiguidade direccional sem deslocamento de frequência (linha vermelha); Ambiguidade direccional resolvida com mudança de frequência (linha azul).	67
Figura 24 - Célula de Bragg.....	68
Figura 25 - Exemplo de um detalhe do modelo das frinjas.....	69
Figura 26 - Medição do volume elipsóide com uma intensidade Gaussiana nas 3 dimensões de distribuição δx , δy e δz	70

Figura 27 - Gráfico polar da intensidade da luz dispersa em relação ângulo de espalhamento com uma intensidade mostrado numa escala logarítmica.	71
Figura 28 - Burst típicos de Doppler de uma partícula ou múltiplas partículas: esquerda - Burst de Doppler; média - Burst de Doppler filtrado; direita - múltiplas partículas.	72
Figura 29 - a) sinal filtrado que entra no processador de sinal; b) parte DC do sinal; c) sinal de Doppler.	73
Figura 30 - Ilustração do ciclone ligado ao gerador de fumo.	73
Figura 31 - Ilustração do tubo perfurado que permite a inseminação de seeding na secção de teste.	74
Figura 32 - (esquerda) controlo remoto; (meio) Máquina geradora de fumo (meio); (direita) Seeding usado para marcador.	74
Figura 33- a) Sistema completo do vaporizador ²² ; b) Pulverizador ²² ; c) Tubo interior do pulverizador ²² ; Tubo exterior do pulverizador.	75
Figura 34 - Instalação usada na actividade experimental para o “seeding” dos jactos incidentes.	76
Figura 35 - Ilustração do Laser Flow Lite e da mesa de atravessamento utilizada.	77
Figura 36 - Distorção de efeitos marginais: a) ambas as cinturas dos feixes colocadas antes do centro do volume de medição (distância Z1). Este tipo de distorção existe também quando a cintura do feixe é colocada depois do centro do volume de medição, b) a cintura do feixe é colocada antes do centro do volume de medição e a outra cintura do feixe é colocada depois do centro do volume de medição, c) o astigmatismo: deslocamentos de todos os quatro pontos focais nos dois feixes de laser (A e B) a partir do volume de medição (um tempo de refração); d) marcador da distorção das partículas no padrão das frinjas.	79
Figura 37 - Configurações e propriedades de ganho e alcance.	80
Figura 38 - Calibração de sinal de burst de Doppler.	80
Figura 39 - distribuição Gaussiana (PDF) de um escoamento de jacto medido pelo método LDA: (esquerda) PDF obtida pelo BSA Flow Lite; (direita) PDF teórica.	81
Figura 40 - Ilustração de todo o sistema de aquisição de dados.	81
Figura 41 - Consola de controlo do túnel de vento.	84
Figura 42 - Gráficos da calibração efectuada nas guilhotinas, esquerda) teste A, centro) teste B, direita) teste C.	85
Figura 43 - Representação da posição das guilhotinas 1 e 2 no aparato experimental.	85
Figura 44 - Gráfico representativo da calibração dos jactos incidentes.	86
Figura 45 - Micromanómetro utilizado durante a actividade experimental.	88
Figura 46 - Funcionamento de um tubo de pitot.	88
Figura 47 - Visualização do escoamento do jacto duplo no plano vertical de simetria.	90
Figura 48 - Ilustração esquemática da evolução do escoamento devido ao impacto normal de um jacto numa superfície de impacto.	91
Figura 49 - Ilustração de um escoamento laminar num ducto.	93

Figura 50 - Ilustração de um escoamento turbulento num ducto.	94
Figura 51 - Perfis verticais da velocidade média característica ao longo do plano longitudinal (simetria) que intercepta o centro dos dois jactos. $Re_j=4.3 \times 10^4$, $V_j/U_0=22.5, 33.7$ e 43.8 , $H/D=20.1$, e $S/D=6$	95
Figura 53 - Perfis verticais da velocidade média característica ao longo do plano longitudinal (simetria) que intercepta o centro dos dois jactos. $Re_j=4.3 \times 10^4$, $V_j/U_0=22.5, 33.7, 43.8$, $H/D=20.1$, e $S/D=6$	98
Figura 54 - Perfis verticais da tensão normal característica ao longo do plano longitudinal (simetria) que intercepta o centro dos dois jactos. $Re_j=4.3 \times 10^4$, $V_j/U_0=22.5, 33.7, 43.8$, $H/D=20.1$, e $S/D=6$	100
Figura 55 - Perfis verticais da tensão normal característica ao longo do plano longitudinal (simetria) que intercepta o centro dos dois jactos. $Re_j=4.3 \times 10^4$, $V_j/U_0=22.5, 33.7, 43.8$, $H/D=20.1$, e $S/D=6$	101
Figuras 56 - Perfis horizontais da velocidade média horizontal característica ao longo do plano longitudinal (simetria) que intercepta o centro dos dois jactos. $Re_j=4.3 \times 10^4$, $V_j/U_0=22.5, 33.7, 43.8$, $H/D=20.1$, e $S/D=6$	102
Figura 57 - Campo de velocidades média verticais correspondente aos perfis horizontais para a) $V_j/U_0=22.5$; b) $V_j/U_0=33.7$; c) $V_j/U_0=43.8$	103
Figuras 58 - Perfis horizontais da velocidade média vertical característica ao longo do plano longitudinal (simetria) que intercepta o centro dos dois jactos. $Re_j=4.3 \times 10^4$, $V_j/U_0=22.5, 33.7, 43.8$, $H/D=20.1$, e $S/D=6$	104
Figura 59 - Perfis horizontais da tensão normal ao longo do plano longitudinal (simetria) que intercepta o centro dos dois jactos. $Re_j=4.3 \times 10^4$, $V_j/U_0=22.5, 33.7, 43.8$, $H/D=20.1$, e $S/D=6$	106

Lista de Tabelas

Tabela 1-Sumário dos trabalhos experimentais relativos a escoamento de um jacto através de um escoamento cruzado.	24
Tabela 2-Sumário dos trabalhos experimentais relativos a escoamento de múltiplos jactos .	32
Tabela 3-Sumário dos trabalhos numéricos relativos ao escoamento de um ou mais jactos através do escoamento cruzado.....	38
Tabela 4-Sumario dos trabalhos teóricos e experimentais conjuntos relativos ao escoamento de um ou mais jactos através do escoamento cruzado.	46
Tabela 2-Razões de velocidades estudadas e velocidade média do jacto e velocidade média do fluxo cruzado respectivas.	54
Tabela 3-Principais características do LDA utilizado na actividade experimental.	60
Tabela 4-Materiais tipicamente usados para seeding em escoamentos de ar.	71
Tabela 5-Resumo da pressão utilizada nos jactos e velocidade do escoamento cruzado usados numa primeira fase da experiência para cada razão de velocidade.	86
Tabela 6-Posições das guilhotinas e velocidade do escoamento cruzado para cada razão de velocidade estudada.....	89
Tabela 7-Razão de velocidade estudadas e respectivos números de Reynolds.	92

Lista de Acrónimos

D	=	Diâmetro do jacto
H	=	Altura de impacto
k	=	Energia cinética turbulenta
Re	=	Número de Reynolds
ρ	=	Massa específica do fluido
ν	=	Viscosidade cinemática do fluido
S	=	Distâncias entre os eixos dos jactos
U	=	Velocidade horizontal, $\bar{U} + u'$
V	=	Velocidade vertical, $\bar{V} + v'$
X	=	Coordenada horizontal
Y	=	Coordenada vertical
Z	=	Coordenada transversal

Índices

j	=	Valor do jacto de saída
o	=	Valor do crossflow

Capítulo 1

Introdução

1.1. Motivação

O estudo de escoamentos de um ou múltiplos jactos através de escoamento cruzado é de grande interesse prático em vários problemas de engenharia. Jactos turbulentos que incidem em superfícies planas por meio de um escoamento cruzado de baixa velocidade são típicos em aplicações de arrefecimento das pás de turbinas, dispersão de poluentes para a atmosfera através de chaminés, descarga de resíduos líquidos em rios, a injeção de ar na zona de diluição da câmara de combustão de uma turbina de gás e o campo de escoamento abaixo de uma pequena descolagem/aterragem vertical quando a aeronave se encontra perto do solo, aterrando ou descolando com zero ou pequeno impulso para a frente.



Figura 1 - Interação dos jactos elevatórios com o plano do solo de um avião de descolagem rápida/ aterragem vertical (VSTOL).

Nesta última aplicação ou problema é verificada uma forte interacção dos jactos elevatórios com o plano do solo resultando na formação de uma jacto de parede que flui radialmente do

ponto de impacto junta à superfície da pista interagindo fortemente com o plano do solo para a obtenção de uma parcela essencial de sustentação, em que o fenómeno leva ao estabelecimento de zonas com profundas alterações da normal distribuição de pressões em torno da asa e, por isso, leva à alteração das forças e momentos da aeronave, com graves consequências no desempenho, podendo-se considerar que a injeção é feita em corrente uniforme, com espaço de desenvolvimento até ao infinito. Pode ainda resultar em perdas de potência seguidas de re-ingestão de gases de escape, perdas de elevação, reforço do arrasto² próximo do plano do solo e finalmente instabilidades aerodinâmicas causadas por uma fonte de impacto na parte inferior da aeronave.

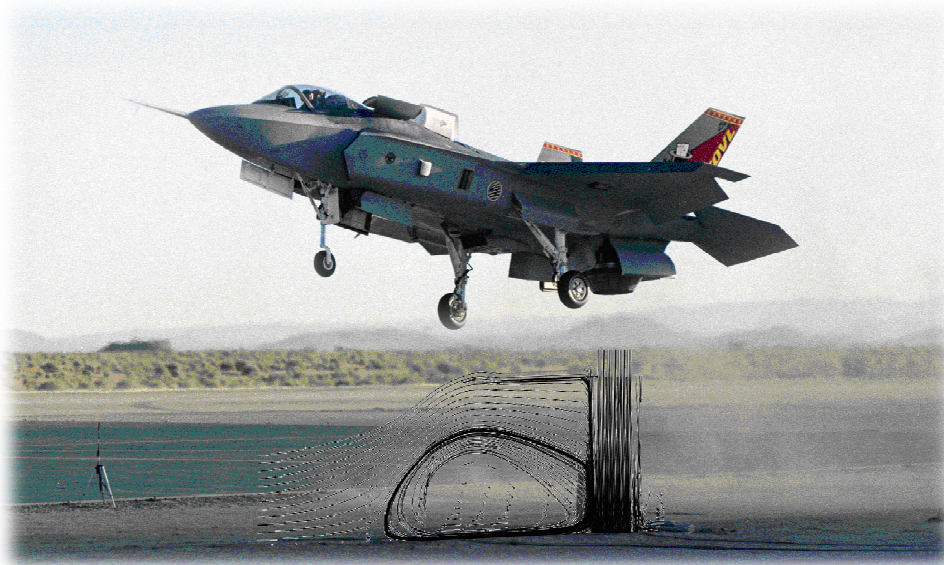


Figura 2 - Representação do fenómeno de “ground vortex” adaptado ao JSF F-35 Variant B.

Um aspecto importante a destacar é a formação do vórtice de solo quando um jacto de parede radial encontra um tangencial, sendo este fenómeno apresentado na figura 2.

Vários termos encontrados nos artigos presentes nesta revisão continham em si palavras, cuja sua tradução para português não é obtida correctamente. Sendo assim:

² A palavra “ arrasto” será utilizada para se referir a “entrainment” ou “arrastamento de fluido em repouso”.

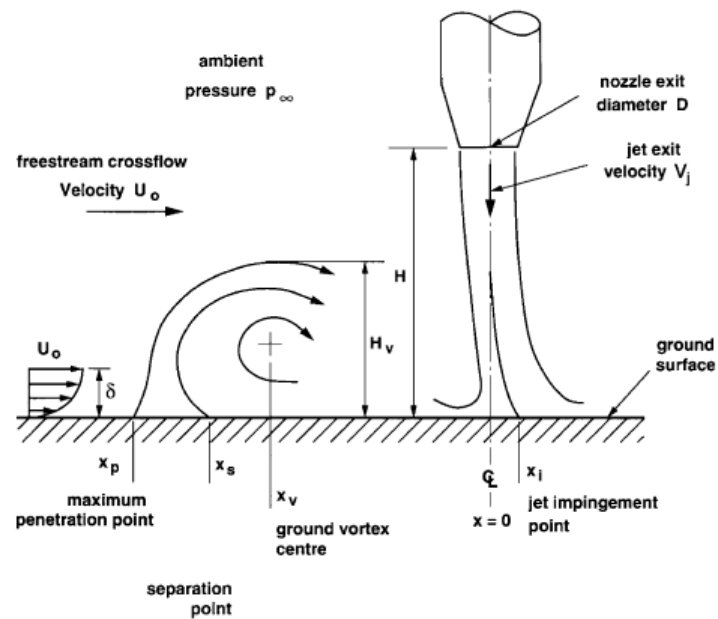


Figura 3 - Esboço do desenvolvimento do escoamento para um jacto que colide sobre uma superfície plana através do escoamento cruzado de baixa velocidade³.

Se ao invés de apenas existir um jacto de parede radial, existirem 2 jactos, a interacção com o escoamento cruzado resulta num upwash em forma de leque, ou fonte, formado entre os jactos. Este fenómeno está representado na figura abaixo. É claramente visível a formação de um vórtice de solo, sendo a sua forma fortemente afectada e o efeito “suckdown” induzido tende a ser reduzido pelo “upload” produzido pela fonte. Por todos estes efeitos é importante este estudo para melhor se entender este fenómeno. No caso do presente trabalho o escoamento do fluxo cruzado é confinado, podendo assim reproduzir-se a situação acima descrita. Além dos fenómenos mencionados acima, podem ocorrer fenómenos relacionados com o escoamento lateral alterando o ponto de aplicação e direcção da força de sustentação que dificultará o controlo da aeronave.

³ JORGE M. M. BARATA (1996), “ground vortex” Formation with Twin Impinging Jets, International Powered Lift Conference Jupiter, Florida November 18-20, 1996.

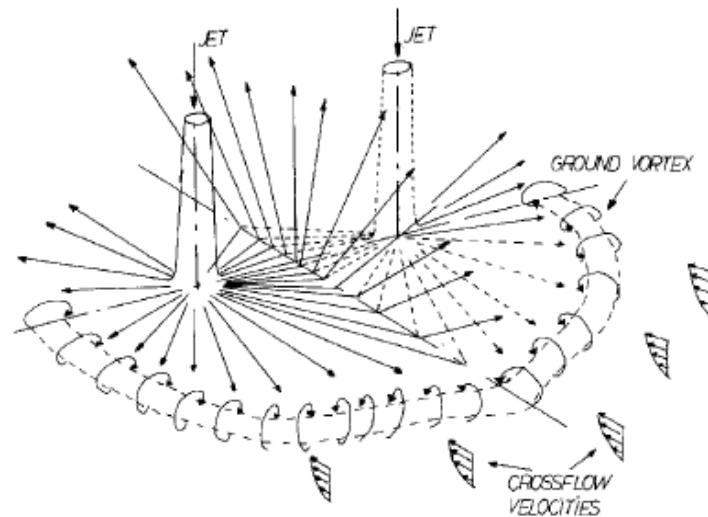


Figura 4 - Fonte de escoamento e “ground vortex” gerados por jactos de impacto gémeos⁴.

O estudo experimental deste tipo de escoamentos de um ou múltiplos jactos através de escoamento cruzado ao longo do tempo tem revelado grandes desenvolvimentos no que diz respeito a modelos de turbulência e métodos numéricos que permitem quantificar curvaturas do escoamento, zonas de recirculação, zonas de intensidade de turbulência elevada e formação de “ground vortex”⁵

Na literatura podem ser encontrados diversos estudos quer numéricos como experimentais realizados com diferentes motivações, correspondente às diferentes geometrias do jacto e também às razões de velocidade verificadas entre o jacto e o escoamento cruzado. A revisão bibliográfica efectuada foi agrupada em três grandes grupos de acordo com o tipo de estudo efectuado, sendo a primeira parte referente a trabalhos experimentais, a segunda parte referente a trabalhos numéricos e teóricos e a última parte referente a trabalhos experimentais e numéricos conjuntos.

⁴JORGE M. M. BARATA (1996), “ground vortex” Formation with Twin Impinging Jets, International Powered Lift Conference Jupiter, Florida November 18-20, 1996.

⁵ A palavra ““ground vortex”” será usada para se referir a um escoamento giratório na superfície de incidência do jacto onde as linhas de corrente apresentam um padrão circular.

1.2. Revisão Bibliográfica

1.2.1. Estudos Experimentais

O escoamento de um jacto ou múltiplos jactos através de escoamento cruzado têm sido objecto de vários estudos experimentais, sempre com o objectivo de descobrir os vários fenómenos associados a este tipo de escoamento. Os estudos foram realizados com diferentes motivações, correspondente às diferentes geometrias do jacto e também às razões de velocidade verificadas entre o jacto e o escoamento cruzado. Na tabela 1 está englobado todos os trabalhos experimentais estudados, sendo que a maioria dos autores considera escoamento cruzado não confinado, razões de velocidades menores que 73 e alturas do jacto relativamente pequena, sendo estes estudos de grande interesse para o estudo dos fenómenos associados ao VSTOL.

Stoy e Bem - Haim (1973) apresentaram resultados importantes para as aplicações e VSTOL, uma vez que consideraram a altura do jacto igual a 3, mas apenas conseguiram verificar que o ponto de incidência do jacto em escoamentos confinados varia espacialmente com o escoamento cruzado, pois as medições foram insuficientes para mostrar com mais detalhe a natureza do escoamento. Outro comentário a fazer é o facto de as razões de velocidade usadas são muito pequenas, não tendo especial interesse. Crabb, Durão e Whiteman (1981) apresentaram medições a partir de anemometria Laser na região a montante caracterizada por grandes intensidades de turbulência e na região a jusante as medições foram efectuadas a partir de anemometria de fio-quente, para razões de velocidade de 1,15 e 2,3. Estes autores observaram a anisotropia do escoamento na região a montante e concluíram que os zeros dos gradientes da energia cinética turbulenta e da velocidade média não estavam em concordância com os zeros das tensões de corte. Estas observações permitem concluir estudo onde as razões de velocidades são pequenas são importantes para o conhecimento das características gerais de um escoamento de um jacto através de escoamento cruzado. Este estudo não velocidades são pequenas são importantes para o conhecimento das características gerais de um escoamento de um jacto através de escoamento cruzado. Este estudo não fornece dados suficientes relativamente a quantidades turbulentas que permitem compreender, avaliar e desenvolver as capacidades dos modelos de turbulência.

Andreopoulos e Rodi (1984) estudaram o escoamento de um jacto de ar através de um escoamento cruzado não confinado através de anemometria de fio quente, mas o seu estudo é de valor muito reduzido para aplicações de VSTOL, pois as razões de velocidade estudadas eram muito pequenas. Nakabe, Inaoka, Al e Suzuki (1997) estudaram escoamento de um jacto através de escoamento cruzado confinado através de uma técnica de velocimetria de rastreamento de partículas. Estes autores observaram que a geração de vórtices melhora efectivamente a transferência de calor. Barata (2000), Barata e Durão (2004) estudaram um

Autores	Experiência	Técnica	Resultados	Comentários
Stoy e Bem-Haim (1973)	Jacto de ar através do escoamento cruzado confinado. Re = 70000 $V_j/U_0 = 2,5$ e $7,7$ H/D = 3.05	Tubo de Pitot (dados num cartão input para 8 programas computacionais)	Trajectória do jacto Ponto de incidência do jacto Comprimento da região potencial	O Ponto de incidência do jacto confinado varia espacialmente com o fluxo cruzado.
Crabb, Duraão, Whitelaw (1981)	Jacto circular de ar através de escoamento cruzado não confinado. $V_j/U_0 = 1,15$ e $2,3$ D = 25,4 mm	LDA Fio - quente	$\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}, \bar{U}'^2, \bar{V}'^2, \bar{W}'^2, \bar{U}'\bar{V}', \bar{V}'\bar{W}', \bar{U}'\bar{W}'$ no plano de simetria	Verifica-se um par de vórtices na zona a jusante do jacto de saída. Na região a montante a estrutura de turbulência do fluxo é caracterizada por uma anisotropia substancial. Na região a jusante há tendência do fluxo ser isotrópico, embora ainda ocorram variações significativas, especialmente na região de esteira. Os zeros dos gradientes de energia cinética turbulenta e velocidade média não estão em concordância com os zeros das tensões de corte.
Andreopoulos e Rodi (1984)	Escoamento de um jacto de ar circular através de escoamento cruzado não confinado.	Fio quente	$\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}, \bar{U}'^2, \bar{V}'^2, \bar{W}'^2, \bar{U}'\bar{V}', \bar{V}'\bar{W}', \bar{U}'\bar{W}'$ no plano de simetria	Para uma razão de velocidades pequena, ou seja 0,5, verifica-se que a deflexão do jacto dá-se de forma instantânea após a sua saída.

	$V_J/U_0 = 0,5, 1 \text{ e } 2$ $Re = 20500, 41000 \text{ e } 82000$ $D = 0,05 \text{ m}$			<p>A esteira formada por detrás do jacto aumenta de dimensão quando V_J/U_0 aumenta.</p> <p>Quando a camada limite se aproxima do jacto gera um vórtice de contra-rotação em forma de ferradura.</p> <p>A energia cinética turbulenta e a tensão de corte $U'V'$ pode ser descrita por um modelo de viscosidade turbulenta</p>
Nakabe, Inaoka, Al e Suzuki (1997)	<p>Escoamento de um jacto único circular através de escoamento cruzado confinado.</p> <p>$D = 10 \text{ mm}$ $H/D = 4$</p> <p>Jacto gerador de vórtices</p> <p>$D = 6 \text{ mm}$ $\Phi = 90^\circ$ $\Theta = 45^\circ$ $Re = 40000$ $H/D = 5$</p>	PTV	<p>Distribuição do número de Nusselt</p> <p>Transferência de calor</p>	<p>Foi demonstrado experimentalmente que a transferência de calor foi reforçada em torno da origem, dependendo da velocidade do jacto.</p> <p>A geração de vórtices melhora efectivamente a transferência de calor da superfície interna das lâminas fixas de uma turbina de gás.</p>
Barata (2000)	<p>Escoamento de um jacto simples através de escoamento cruzado.</p> <p>$Re = 60000$ $V_J = 3 \text{ m/s}$</p>	LDA	Trajectórias	Os resultados mostram a incapacidade do método de visualização 2-D para ilustrar a aceleração do escoamento cruzado sobre o vórtice a montante associado a regiões de baixa pressão.

Tabela 1-(continuação).

	$V_j/U_0 = 30$ $H/D = 5$				Os resultados mostram que a distância da zona de colisão está relacionada com o sinal da tensão de corte de acordo com a hipótese viscosa turbulenta. A menor altura do vórtice de solo para maiores taxas de velocidade é compensada pelo aumento da resistência do vórtice. Para U_j/U_0 suficientemente elevados e H/D pequenos, duas regiões são observadas: a região dos incidentes e o ground vortex a montante do jacto e do escoamento cruzado. A aceleração do escoamento cruzado sobre o ground vortex está directamente relacionada com a velocidade do jacto.
Barata e Durão (2004)	Escoamento de jacto único circular através de escoamento cruzado. $D = 20$ mm $H/D = 3, 5$ $V_j = 3, 4.2$ e 6 m/s $U_0 = 0.1, 0.093, 0.082$ m/s $V_j/U_0 = 30, 45$ e 73 $Re_j = 60000, 84000$ e 120000	LDA	Trajectórias Velocidades médias no plano vertical de simetria		
Barata e Durão (2005)	Escoamento de um jacto de parede através da camada limite. $U_0 = 3.48$ m/s $U_j = 6$ m/s $U_j/U_0 = 1.7$	LDV	Velocidade média Velocidade turbulenta Tensões de corte $\overline{u'v'}$		Aquando da colisão do jacto com a camada limite o jacto é fortemente deflectido para trás com um ângulo de 36 graus com a superfície. A turbulência é anisotrópica. Na região de fluxo ascendente deflectida, o sinal das tensões de corte é consistente com o sinal das pressões de corte de acordo com a hipótese turbulenta viscosa.

Tabela 1-(continuação).

				Na região onde a camada limite começa a ser deflectido para cima devido à influência do pequeno ground vortex, e perto do ponto de estagnação, grandes efeitos de distorção do fluxo sobre a estrutura de turbulência são esperados.
Barata, Castro, Silvestre e Durão (2005)	Escoamento de um jacto de parede através da camada limite. $U_0=3,48$ m/s $U_J=6$ m/s	LDA	Trajectórias Velocidades médias $\overline{U'V'}$	Apenas na região deflectida ascendente o sinal das tensões de corte é relacionado com a pressão de corte em concordância com a hipótese de viscosidade turbulenta. Os resultados mostram que a estrutura turbulenta do fluxo altamente curvado está sujeita a distorção. Os resultados revelam ainda a existência de uma pequena zona de recirculação localizada a montante do ponto de separação.
San e Shiao (2006)	Escoamento de um jacto circular incidente numa superfície plana quente sem escoamento cruzado. $D = 1.5, 3, 6$ e 9 mm $10000 < Re < 30000$ $1 < H/D < 6$ $q = 1000$ W/m ² $4.17 < W/D < 41.7$ $5.5 < L/D < 166.7$	Temperatura: Termo par Liquid crystal thermal image	Distribuição do número de Nusselt Número de Nusselt no ponto de estagnação	Os dados revelam que o número de Nusselt aumenta com o número de Reynolds. O aumento de W/D e L/D promove a diminuição do número Nusselt no ponto de estagnação, mas o aumento de Re aumenta Nusselt no ponto de estagnação. O aumento de H/D permite maior distância de mistura com recirculação do fluxo antes que o jacto atinja a superfície, deteriorando a transferência de calor.

Tabela 1-(continuação).

Fan Jing-yu, Zhang Yan, Wang Dao- zeng (2009)	Escoamento de jacto único de água circular através de escoamento cruzado D=5 mm H/D= 10 e 20 U _j = 1,2 m/s U _j /U ₀ = 8, 12, 20 Re _j = 6000 Re ₀ = 3000 até 15000	LIF Flow Visualization PIV measurement	Visualização do campo de fluxo e da estrutura vorticial Campos de velocidades	Foi verificado que o arrastamento de fluido para dentro do corpo do jacto está associado com as características da camada de corte entre o jacto e fluido envolvente, assim como com os turbilhões formado junto da parede. Através da visualização foi possível concluir que para H/D=20, devido ao impacto bastante fraco na parede, regista-se a formação de um vórtice a montante muito fraco que não persiste por muito tempo, e a jusante verifica-se o efeito de fricção na parede No caso de H/D=10 existe formação de um vórtice a montante do ponto de estagnação para qualquer das razões de velocidade estudadas. Com a diminuição da razão de velocidades observou-se que a colisão do jacto com a parede passou a ser oblíqua e não perpendicular como o verificado para a razão de velocidades mais elevada.
Langer, Fleck e Wilson (2010)	Escoamento de um jacto elíptico através de escoamento cruzado. 0.041 ≤ U ₀ ≤ 0.081 m/s	PLIF	Trajectórias.	Os dados experimentais foram comparados com o modelo analítico de Briggs. À semelhança de um escoamento de jacto circular também no perfil elíptico o fluxo contém 3 regiões.

Tabela 1-(continuação).

escoamento de um jacto através de escoamento cruzado através de anemometria laser para razões de velocidade elevadas, apresentando medidas para a trajectória do jacto e velocidades médias no plano vertical de simetria que se caracterizam pela formação a montante de um vórtice associado a uma região de baixa pressão devido á interacção do jacto com o escoamento cruzado. Barata e Durão (2004) mostraram que para razões de velocidade suficientemente elevadas e alturas de jacto pequenos duas regiões eram observadas, a primeira delas a região dos incidentes e a região de “ground vortex” já identificada por Barata (2000). Provaram também que a aceleração do escoamento cruzado sobre o “ground vortex” está directamente relacionada com a velocidade do jacto.

Barata e Durão (2005) estudaram o escoamento de um jacto de parede através da camada limite através de uma técnica de velocimetria laser para razão de velocidade baixa. As medições efectuadas permitiram concluir que no momento da colisão do jacto com a camada limite o jacto é fortemente deflectido para trás com um ângulo de 36° , verificando-se também que na região onde a camada limite começa a ser deflectida grandes efeitos de distorção do escoamento sobre a estrutura de turbulência são esperados. Barata, Castro, Silvestre e Durão (2005) estudaram o mesmo escoamento apresentado pelos autores citados acima, mas usando a técnica de anemometria laser para obter as medidas da trajectória do jacto, velocidades médias e tensões de corte. Os resultados mostraram a existência de uma pequena zona de recirculação localizada a montante do ponto de separação.

San e Shiao (2006) estudaram um escoamento de um jacto incidente numa superfície plana quente sem escoamento cruzado através de imagem termal de cristais líquidos e termopares, para obter a temperatura. Este estudo permitiu obter a distribuição da transferência de calor em função do número de Reynolds, altura do jacto. Como a transferência de calor depende do número de Nusselt, os dados revelaram que o número de Nusselt e o número de Nusselt no ponto de estagnação aumentam com o número de Reynolds, promovendo assim uma maior transferência de calor, enquanto o aumento da altura do jacto deteriora a transferência de calor devido á recirculação do escoamento antes que o jacto atinja a superfície. Este tipo de estudos para H/D menor que 6 são importantes para a compreensão dos fenómenos que ocorrem para VSTOL.

Fan Jing-yu, Zhang Yan, Wang Dao-zeng (2009) estudaram o escoamento de circular de água através do escoamento cruzado usando a técnica de PIV measurements para obter campos de velocidade e a técnica de LIF visualization para a visualização do campo de escoamento e da estrutura vorticial. Com este estudo verificou-se que para o mesmo valor de H/D a diminuição da razão de velocidades levou a que o jacto fosse deflectido para jusante pelo crossflow a quando do momento da colisão na parede.

Langer, Fleck e Wilson (2010) estudaram um escoamento de um jacto elíptico através de escoamento cruzado através de uma técnica de fluorescência induzida para velocidades baixas de escoamento cruzado. Os resultados obtidos no que diz respeito às trajectórias mostram que o jacto elíptico se comporta semelhantemente ao jacto circular contendo o

<p>Barata, Durão, Santos e Silva (2010)</p>	<p>Escoamento de um jacto de parede através de uma camada limite. $U_j = 13,7 \text{ m/s}$ $U_0 = 6.9 \text{ m/s}$ $U_j/U_0 = 2$</p>	LDA	Energia cinética turbulenta	<p>Os resultados da energia cinética turbulenta revelaram que na zona de colisão do jacto de parede com a camada limite existe um ganho local de energia por convecção.</p> <p>Os autores concluíram que a camada de corte ao redor dos factos é uma região de intensas flutuações de velocidade.</p> <p>Produção de energia cinética turbulenta tende a ser equilibrada pela perda de difusão e dissipação.</p> <p>A pequena contribuição do termo convectivo para a produção de energia cinética turbulenta é menor do que a produção devido a tensões normais e de corte.</p> <p>Os resultados indicam que a modelagem de turbulência deste fluxo pode exigir um tratamento adequado da produção de tensões normais, o que é importante para a zona de colisão. devido a tensões normais e de corte.</p> <p>Os resultados indicam que a modelagem de turbulência deste fluxo pode exigir um tratamento adequado da produção de tensões normais, o que é importante para a zona de colisão.</p>
---	--	-----	-----------------------------	---

Tabela 1-(continuação).

escoamento 3 regiões, sendo os dados experimentais consistentes com o modelo analítico de Briggs. Recentemente Barata, Durão, Santos e Silva (2010) estudaram o escoamento de um jacto de parede através da camada limite através de anemometria laser e para uma razão de velocidade igual a 2. Apresentaram medidas detalhadas da energia cinética turbulenta, concluindo com este estudo que a camada de corte ao redor dos jactos caracteriza-se por uma região de intensas flutuações de velocidade e que na zona de colisão do jacto de parede com a camada limite existe um ganho local de energia por convecção

Para aplicações em VSTOL o escoamento gerado por múltiplos jactos incidentes sobre uma placa através de escoamento cruzado é da máxima importância, devido à formação de um escoamento ascendente idêntico a um repuxo. A tabela 2 contém alguns dos trabalhos experimentais que tem vindo a ser desenvolvidos.

Barata (1996) estudou um escoamento de dois jactos axissimétricos através de escoamento cruzado a baixa velocidade através da técnica de velocimetria laser, obtendo as medidas para velocidades médias e turbulenta para uma altura de jacto igual a 5. O detalhe das medições foi insuficiente sendo necessária a obtenção de informação adicional do escoamento numericamente, usando as equações de Navier Stokes na forma de diferenças finitas. Foi também observado que o “ground vortex” é fortemente afectado correspondendo a efeitos de sucção que tendem a ser reduzidos pelo recarregamento produzido pela fonte. Este estudo conduziu a um melhor conhecimento dos escoamentos de impacto de modo a evitar os efeitos já referenciados. Barata (1996) estudou um escoamento de dois ou três jactos de água incidentes numa superfície plana através de escoamento cruzado de baixa velocidade através da mesma técnica usada no estudo anterior com uma razão de velocidade igual a 30. Em semelhança com o teste anterior também foram medidas velocidades médias e intensidade de turbulência. Este estudo permitiu analisar as razões para o fracasso da previsão da estrutura da zona de impacto e a localização do “ground vortex”. A previsão desta estrutura é muito importante para que se possam corrigir os efeitos das aplicações em VSTOL.

Mais tarde, Dano, Liburdy e Kanokjanuvijit (2005) estudaram escoamento de matrizes de jacto circulares e elipsoidal através de escoamento cruzado para uma razão de velocidades igual a 30 e através de velocimetria de imagens digitais de partículas. Foram obtidas medições de velocidade média, número de Nusselt e coeficiente de caudal. Os resultados deste estudo mostraram que o jacto elipsoidal é o perfil que afecta mais a região da parede influenciada pelas interações do escoamento cruzado, demonstram um aumento do coeficiente de caudal sendo mais sensíveis às variações de altura do jacto e é o perfil que apresenta maiores níveis de vorticidade perto do ponto de estagnação. Quanto ao número de Nusselt aumenta a sua sensibilidade com o aumento de H/D e Re . Geers, Tummers e Hanjalic

Barata (1996)	Escoamento de jactos gémeos axissimétricos através de escoamento cruzado a baixa velocidade. $H/D = 5$ $D = 20 \text{ mm}$ $Re_{j_1} = 1.05 \times 10^5$ $V_e = 0.033 \text{ m/s}$ $V_j = 5.1 \text{ m/s}$	LDV	Velocidades médias Velocidade turbulenta	Nas zonas onde não é possível a obtenção de dados numéricos, os detalhes do fluxo são visualizados numericamente utilizando equações de Navier Stokes na forma de diferenças finitas, incorporando o conceito de viscosidade turbulenta.
Barata (1996)	Escoamento de dois ou três jactos circulares de água incidentes numa superfície plana através de escoamento cruzado a baixa velocidade. $D = 20 \text{ mm}$ $H/D = 5$ $Re = 60000$ $V_j = 3 \text{ m/s}$ $V_j/U_0 = 30$	LDV	Velocidades médias Intensidade de turbulência	Foi identificado a formação de um jacto de parede sem relevância que deu origem a um ground vortex em volta do jacto de impacto resultante da interação radial do jacto com o escoamento cruzado Os resultados confirmam que a zona de impacto é caracterizada por consideráveis desvios nos valores convencionais do modelo de turbulência adimensional. A análise explica as razões para o fracasso do modelo de turbulência para prever a estrutura da zona de impacto e a localização do ground vortex

Tabela 2-Sumário dos trabalhos experimentais relativos a escoamento de múltiplos jactos

<p>Escoamento de matrizes de jacto circulares e elipsoidal através de escoamento cruzado.</p> <p>$8500 < Re < 15900$ $2 < H/D < 4$ $D_c = 1.27 \times 10^{-3} \text{ mm}$ $D_e = 1.138 \times 10^{-3} \text{ mm}$ $\theta = 0^\circ \text{ e } 90^\circ$</p>	<p>DPIV</p> <p>Visualização do fluxo.</p>	<p>C_D</p> <p>Velocidade média</p> <p>Número de Nusselt</p>	<p>Os resultados mostram que o jacto elipsoidal em comparação com o jacto circular afecta mais a região da parede influenciada pelas interações do escoamento cruzado.</p> <p>Com a diminuição de H/D verifica-se um declínio rápido de C_D na direcção do fluxo.</p> <p>O aumento de V_j/U_0 ao longo da direcção jusante do escoamento cruzado, C_D diminui.</p> <p>Os perfis elipsoidais demonstram um aumento de C_D em comparação com os circulares e são mais sensíveis a H/D.</p> <p>Para altos Re a vorticidade diminui perto da superfície.</p> <p>O perfil elipsoidal a 0° é o caso que apresenta níveis mais altos de vorticidade perto do ponto de estagnação.</p> <p>O perfil circular produz a maior transferência de calor.</p> <p>A sensibilidade de Nu com H/D aumenta com o aumento de Re.</p> <p>No caso de a superfície de impacto ser isotérmica a geometria elipsoidal (0°) comporta-se de igual forma à geometria circular. No caso da superfície ser uniforme a geometria elipsoidal (0°) possui um número Nusselt superior.</p>
<p>Dano, Liburdy e Kanokjanuvijit (2005)</p>			

Tabela 2-(continuação).

<p>Geers, Tummers e Hanjalic (2004)</p>	<p>Escoamento de um ou dois jactos circulares incidentes sobre uma superfície sem escoamento cruzado.</p> <p>Para um jacto: $H/D = 2$ $D = 36 \text{ mm}$ $Re_j = 2.3 \times 10^4$ $V_j = 9,6 \text{ m/s}$</p> <p>Para 2 jactos: $H/D = 4$ $D = 13 \text{ mm}$ $Re_j = 18.3 \times 10^3$</p>	<p>PIV LDA</p>	<p>Velocidades médias Tensões turbulentas</p>	<p>O campo de tensão de turbulência é caracterizado por uma forte anisotropia.</p>
<p>Kelman, Greenhalgh e Whiteman (2006)</p>	<p>Escoamento de micro-jactos através de escoamento cruzado turbulento confinado</p> <p>$D = 6 \text{ mm}$ $T = 330 \text{ K}, 500 \text{ K e } 700 \text{ K}$ $Re = 200 \text{ e } 5300$</p>	<p>LDA</p>	<p>Velocidade média Concentração do fluxo presente no jacto</p>	<p>O fluido do jacto é uma mistura de metano e acetona. Maior turbulência no escoamento cruzado tenderá a quebrar a estrutura de vórtices que envolve o jacto. No caso de aumento da temperatura do escoamento livre, uma relação dinâmica constante do jacto pode ser mantida enquanto a taxa da mistura aumenta.</p>

Tabela 2-(continuação).

Ozmen (2010)	Escoamento confinado de dois jactos circulares incidentes sobre uma superfície sem escoamento cruzado. Re = 30000, 40000 e 50000 H/D = 0,5, 1, 2 e 4 L/D = 0,5, 1 e 2 D = 25 mm V _j = 30 m/s	TSI - IFA - 100 hot wire anemometer Smoke-wire	Distribuição de pressão. Velocidade média. Intensidade de turbulência.	Existe uma relação entre as regiões sub-atmosféricas e os picos do coeficiente de transferência de calor para baixos valores de H/D. O tamanho e localização dos vórtices são afectados por as relações de H/D e L/D. A distribuição de pressão em ambas as superfícies de impacto e confinamento são independentes do número de Reynolds, mas dependem de H/D e L/D.
-----------------	--	---	--	---

Tabela 2-(continuação).

(2004) estudaram o escoamento de um ou dois jactos incidentes sobre uma superfície sem escoamento cruzado para baixas alturas de jacto através de uma técnica de velocimetria de imagens de partículas, obtendo as medições para as velocidades médias e as tensões turbulentas. Os resultados levaram os presentes autores a concluir que o campo de tensões de turbulência é fortemente anisotrópico.

Kelman, Greenhalg e Whiteman (2006) estudaram o escoamento de micro-jactos através de escoamento cruzado turbulento confinado através de anemometria laser. As conclusões retiradas deste estudo são importantes em aplicações de turbinas de gás, pois são caracterizadas por jactos de pequeno diâmetro e número de Reynolds baixos.

Recentemente Ozmen (2010) estudou o escoamento confinado de dois jactos incidentes sobre uma superfície sem escoamento cruzado através de uma técnica de anemometria de fio quente. OS resultados obtidos revelaram que o tamanho e localização dos vórtices são afectados pela altura dos jactos e a razão entre o comprimento e o diâmetro do jacto (L/D) e que a distribuição de pressões na superfície é independente de Re , mas dependente de H/D e L/D . A altura do jacto é um dos factores de interesse para o VSTOL, sem poucas vezes considerado o efeito do escoamento cruzado que provoca a deflexão dos jactos incidentes na placa, escoamento ascendente ou repuxo e a formação de zonas de recirculação a montante do ponto de impacto, caracterizadas por vorticidade.

1.2.2. Estudos teóricos e numéricos

Quanto aos estudos numéricos e teóricos têm existido com o intuito de descobrir métodos tridimensionais com a capacidade de representação de escoamentos complexos. A tabela 3 contém alguns dos trabalhos numéricos que tem vindo a ser desenvolvidos. Este tipo de estudos permite calcular trajectórias dos jactos, perfis de velocidade e muito mais. Patankar, Basu e Alpay (1977) demonstraram a possibilidade do cálculo de um jacto através de escoamento cruzado não confinado recorrendo ao método das diferenças finitas, esquema híbrido e modelo de turbulência “ $k-\epsilon$ ”, obtendo um acordo razoável entre os resultados numéricos e os resultados experimentais de vários autores, pois em algumas regiões aparecem discrepâncias que podem ser atribuídas à fraca densidade da malha utilizada. Adler e Baron (1979) utilizaram métodos numéricos em que era necessário empregar uma função que caracteriza-se a taxa de arrastamento de ar em repouso pelo jacto para a partir de dados experimentais de outros autores caracterizarem a trajectória do jacto. Rodi e Srivatsa (1980) utilizaram no cálculo numérico o método das diferenças finitas para calcular um escoamento de um jacto de ar através de escoamento cruzado para razões de velocidade pequenas. Os resultados numéricos estão de acordo com os experimentais á excepção da razão de velocidade igual a 0,3 onde aparecem algumas discrepâncias o que não permitiu avaliar a precisão do método usado. Sykes, Lewellen e Parker (1986) demonstraram a possibilidade do cálculo de um jacto através de escoamento cruzado não confinado para razões de velocidade

pequenas (2 a 8) através das equações de Navier Stokes na sua forma incompressível, obtendo um acordo razoável entre os resultados numéricos e os resultados experimentais de vários autores sobre a maioria dos recursos. Os resultados mostram que o escoamento pode ser representado por uma série de anéis de vórtice emitidos pela fonte de jacto, sendo que para razões de velocidade maiores os anéis iniciais da vorticidade são distorcidos num par de vórtices aparentes na linha horizontal. Barata, Durão e McGuirk (1989) demonstraram a possibilidade do cálculo de um escoamento de um jacto circular de água através de escoamento cruzado de baixa velocidade confinado para razões de velocidade menores que 10 através do método das diferenças finitas, esquema híbrido e modelo de turbulência $k-\epsilon$. Os resultados numéricos são semelhantes aos obtidos experimentalmente, embora em algumas regiões se verifiquem diferenças que são devidas à insuficiência de nós da malha usada e o método de turbulência “ $k-\epsilon$ ” não prevê correctamente a distribuição de pressão na zona de impacto.

Savory, Toy, McGuirk e Sakellariou (1990) a partir do método de turbulência “ $k-\epsilon$ ” demonstraram o cálculo numérico de um escoamento de um jacto circular através de escoamento cruzado para razões de velocidade pequenas (4 a 8) e concluíram que as previsões dadas pelo método numérico mostraram algumas discrepâncias significativas na força, tamanho e localização dos vórtices de contra rotação, devido a erros no método numérico usado. Barata, Durão, Heitor e McGuirk (1991) usaram o método de turbulência “ $k-\epsilon$ ” e Quick para demonstrarem numericamente o Escoamento de um ou 2 jactos circulares incidentes numa superfície plana através de escoamento cruzado a baixa velocidade com uma altura de jacto de 5, o que comprova que este estudo tem relevância para aplicações VSTOL. De modo análogo aos outros trabalhos já citados, também neste caso, os dados experimentais foram usados para validar o método numérico, tendo-se verificado uma grande dificuldade na determinação da estrutura turbulenta das zonas de impacto escoamento, provavelmente devido à incapacidade da hipótese de viscosidade turbulenta. Leschziner e Ince (1995) comparam a sua simulação numérica com os dados experimentais de Saripalli, Abbout e White, Barata e al. Não foi possível tirar grandes conclusões deste trabalho uma vez que surgiu instabilidade, o que dificultou comparações com os dados experimentais. Souris, Liakos, Founti, Palyvos e Markatos (2002) usando LRM, RSM e ASM demonstraram numericamente a colisão do escoamento de um jacto de ar axissimétrico com uma placa plana para uma altura de jacto igual a 10. Analisando os dados numéricos dos três métodos usados os resultados obtidos pelo ASM estão mais próximos dos dados experimentais, nomeadamente a taxa de decaimento da velocidade, sendo que ambos os métodos na região de jacto livre prevêm uma espessura para o jacto excessiva. Yang, Wang (2005) demonstraram numericamente o escoamento de jactos inclinados através de escoamento cruzado que incidem numa superfície aquecida validando método teórico por eles usado a partir dos dados experimentais disponíveis na literatura. Fan Jing-yu, Zhang Yan, Wang Dao-

Patankar, Basu e Alpay (1977)	<p>Comparação da simulação numérica com dados experimentais de vários autores:</p> <p>Escoamento de um jacto de ar através de escoamento cruzado não confinado</p> <p>$2 < V_j/U_0 < 10$</p>	<p>Método de diferenças Finitas</p> <p>Esquema híbrido</p> <p>Método de turbulência K-ε</p>	<p>Perfis de Velocidades</p> <p>Trajectória</p>	<p>Método numérico obtido com uma malha normal de 2250 pontos.</p> <p>A linha central do jacto curva mais rapidamente para valores de V_j/U_0 mais pequenos.</p> <p>O acordo entre os resultados numéricos e os resultados experimentais é razoável, pois em algumas regiões aparecem discrepâncias que podem ser atribuídas à fraca densidade da malha utilizada no método de diferenças finitas.</p>
Adler e Baron (1979)	<p>Experiências de Kamotoni e Greber (1972) . Escoamento de ar através de escoamento cruzado não confinado.</p>	<p>Método Integral</p>	<p>Trajectórias</p>	<p>Um dos problemas observado é o facto da aplicabilidade dos pressupostos presentes no que diz respeito à taxa de arrastamento e da forma transversal pode não ser aceitável.</p> <p>Para esta solução é necessário empregar uma função que caracterize a taxa de arrastamento de ar em repouso pelo jacto.</p>
Rodi e Srivatsa (1980)	<p>Escoamento de um jacto de ar através de escoamento cruzado.</p> <p>$V_j/U_0 = 0, 1$ e 3</p>	<p>Método das diferenças finitas</p>	<p>Pressão total</p>	<p>Os resultados obtidos são semelhantes aos experimentais para $V_j/U_0 = 0, 1$.</p> <p>Para $V_j/U_0 = 3$ existem discrepâncias entre os resultados obtidos e os dados experimentais devido ao emprego do modelo de viscosidade/difusividade turbulenta.</p>

Tabela 3-Sumário dos trabalhos numéricos relativos ao escoamento de um ou mais jactos através do escoamento cruzado

<p>Sykes, Lewellen e Parker (1986)</p>	<p>Comparação da simulação numérica com os dados experimentais de vários autores. Jacto de ar através de escoamento cruzado não confinado. $V_j/U_0 = 2,4$ e 8</p>	<p>Equações de Navier Stokes (incompressível)</p>	<p>Trajectórias $\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}, \bar{U}^2, \bar{V}^2, \bar{W}^2, \bar{U}^i \bar{V}^j, \bar{V}^i \bar{W}^j, \bar{U}^i \bar{W}^j$ no plano de simetria</p>	<p>O acordo entre os resultados numéricos e os dados experimentais é razoável sobre a maioria dos recursos. Para valores de V_j/U_0 grandes os anéis iniciais da vorticidade são distorcidos num par de vórtices aparentes na linha horizontal. Para valores de $V_j/U_0 \leq 4$ a componente vertical da vorticidade na fonte é importante. O fluxo pode ser representado por uma série de anéis de vórtice emitidos pela fonte de jacto (difusidade da produção na equação da vorticidade)</p>
<p>Barata, Durão e McGuirk (1989)</p>	<p>Escoamento de um jacto circular de água através de escoamento cruzado de baixa velocidade confinado. $V_j/U_0 < 10$ $H/D = 5$ $Re = 60000$ $V_j = 3$ m/s $U_0 = 0,1$ m/s</p>	<p>Método das diferenças finitas Método de turbulência K - ϵ Esquema híbrido Quick</p>	<p>Velocidade média Trajectórias Tensões de corte</p>	<p>Cálculos numéricos efectuados com malhas de 69360 nós e 8670 nós Os resultados numéricos são semelhantes aos obtidos experimentalmente, embora em algumas regiões se verifiquem diferenças que são devidas à insuficiência de nós da malha usada. A distribuição das tensões de corte na zona de impacto não foi prevista correctamente pelo modelo de turbulência K-ϵ.</p>

Tabela 3-(continuação).

Savory, Toy, McGuirk e Sakellariou (1990)	Escoamento de um jacto circular através de escoamento cruzado. $V_j/U_0 = 4, 6 \text{ e } 8$ $U_0 = 12 \text{ m/s}$ $D = 28,5 \text{ mm}$ $Re = 23 \times 10^4$	Modelo de turbulência K- ϵ	$\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}$	As previsões mostraram algumas discrepâncias significativas na força, tamanho e localização dos vórtices de contra rotação, provavelmente devido a erros do modelo de turbulência.
Barata, Durão, Heitor e McGuirk (1991)	Escoamento de um ou 2 jactos circulares incidentes numa superfície plana através de escoamento cruzado a baixa velocidade. $H/D = 5$ $V_j/U_0 = 30$ $Re = 6000 \text{ e } 10500$ $V_j = 3 \text{ e } 5.1 \text{ m/s}$	Modelo de turbulência K- ϵ Quick	Velocidade média Velocidade turbulenta	Os resultados experimentais foram usados para validar os cálculos numéricos. A camada de corte circundante dos jactos, a região de impacto e as fontes são zonas de intensas flutuações de velocidades. O método falha para a determinação da estrutura turbulenta das zonas de impacto e fontes de fluxo devido à incapacidade da hipótese de viscosidade turbulenta
Leschziner e Ince (1995)	Comparação da simulação numérica com os dados experimentais de Saripalli, Abbout e White, Barata e Al. Experiência de Saripalli - escoamento de 2 jactos incidentes compressíveis sobre uma placa plana sem escoamento cruzado.	Utilização de código de volume finitos Quick Modelo de turbulência K- ϵ	Trajectórias $\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}, \overline{U'^2}, \overline{V'^2}, \overline{W'^2}, \overline{U'V'}, \overline{V'W'}$, $\overline{U'W'}$ no plano de simetria	Para os cálculos numéricos foram usados malhas de 88660 pontos, 38000 pontos e 1431106 pontos respectivamente para cada uma das experiências relatadas. Surgiu instabilidade, o que dificultou comparações com os dados experimentais.

Tabela 3-(continuação).

	<p>Experiência de About e white - escoamento de dois jactos incidentes compressíveis através de escoamento cruzado fraco. $2.7 < H/D < 4.5$</p> <p>Experiência de Barata e al - escoamento de dois jactos incidentes incompressíveis através de escoamento cruzado. $2.7 < H/D < 4.5$ $V_j/U_0 = 30$</p>			
<p>Souris, Liakos, Founti, Palyvos e Markatos (2002)</p>	<p>Colisão do escoamento de um jacto de ar axissimétrico com uma placa plana. $V_j = 90,15 \text{ m/s}$ $H/D = 10$ $D = 12,7 \text{ mm}$ $Re = 90 \times 10^3$</p>	<p>LRM RSM ASM</p>	<p>Perfis de velocidades</p>	<p>Os resultados obtidos pelo ASM estão mais próximos dos dados experimentais.</p> <p>Na região de jacto livre ambos os modelos utilizados prevêem uma espessura para o jacto excessiva.</p> <p>A taxa de decaimento do pico de velocidade é muito maior que o registado experimentalmente, para ambos os modelos de turbulência.</p> <p>No caso do ASM a taxa de decaimento da velocidade ajusta-se melhor aos dados obtidos experimentalmente.</p>

Tabela 3-(continuação).

<p>Yang, Wang (2005)</p>	<p>Escoamento de jactos inclinados através de escoamento cruzado que incidem numa superfície aquecida.</p> <p>$D = 6 \text{ mm}$ $H/D = 5$ $Re = 5000$ $V_j/U_0 = 3, 5 \text{ e } 7$ $T_{in} = 30 \text{ e } 40 \text{ } ^\circ\text{C}$ $340 \leq q_w \leq 1000 \text{ w/m}^2$</p>	<p>Método das diferenças finitas.</p> <p>Modelo de turbulência K-ε</p> <p>Simple</p>	<p>Distribuição do número de Nusselt</p> <p>Energia cinética turbulenta</p> <p>Trajectórias</p>	<p>O modelo teórico desenvolvido é validado comparando as suas previsões com os dados experimentais disponíveis na literatura.</p> <p>Foram utilizada uma malha base com 106080 pontos.</p> <p>Um par de vórtices de contra rotação é claramente identificado com um sentido anti-horário independentemente do valor de V_j/U_0.</p> <p>O valor máximo do número de Nusselt é encontrado em torno de $Z/D = 4$.</p>
<p>Fan Jing-yu, Zhang Yan, Wang Dao-zeng (2006)</p>	<p>Escoamento de um jacto circular de água através de escoamento cruzado de baixa velocidade confinado</p> <p>$D=5\text{mm}$ $H/D=10$ $V_j/U_0=8, 12 \text{ e } 20$</p>	<p>LES - Large-Eddy Simulation</p> <p>Equações de Navier-Stokes incompressível</p>	<p>$\bar{U}, \bar{W}, \overline{U^2}, \overline{W^2},$</p>	<p>Os resultados computacionais reproduziram uma distorção da camada de corte que origina vórtices próximos do bocal do jacto e um vórtice do tipo cachecol perto da mesma região citada acima, sendo os resultados coerentes com os resultados obtidos experimentalmente.</p> <p>Foram identificados diferentes modos de vorticidade na região citada acima, sendo a sua forma dependente da razão de velocidades utilizada, variando o formato do vórtice de axissimétrico para helicoidal consoante a variação do rácio da velocidade.</p>

Tabela 3-(continuação).

					<p>Perto da zona de impacto, as extremidades espirais do vortex apresentam simetrias entre as duas.</p> <p>Verificou-se que o arrasto respeitante ao crossflow foi influenciado pelo vortex perto da parede.</p>
Worth, Nicholas e Yang, Zhiying (2006)	<p>Escoamento de múltiplos jactos de refrigeração confinados através de escoamento cruzado com diferentes orientações.</p> <p>$Re = 60000$</p> <p>$D = 0.02 \text{ m}$</p> <p>$D = 5 \text{ mm}$</p> <p>$U_0 = 0.1 \text{ m/s}$</p> <p>$V_j = 3 \text{ m/s}$</p>	RANS aproximado com RSM	<p>Perfis de velocidades médias</p> <p>Tensões normais</p> <p>Tensão média de corte</p> <p>Campos de velocidade</p>	<p>O modelo RSM mostrou melhorias em relação ao modelo K-ϵ, no que diz respeito à previsão do comprimento do ground vortex e a capacidade de prever anisotropia do campo de fluxo. Quanto à forma e localização do vortex este método revelou-se ineficaz.</p> <p>Através deste estudo foi possível concluir que o modelo RSM apesar de mostrar melhorias em alguns aspectos, é ainda um método inadequado para o estudo deste tipo de escoamentos, por apenas oferecer uma aproximação grosseira e desajustado do campo de fluxo.</p>	<p>Perto da zona de impacto, as extremidades espirais do vortex apresentam simetrias entre as duas.</p> <p>Verificou-se que o arrasto respeitante ao crossflow foi influenciado pelo vortex perto da parede.</p>
Miao, Wu e Chen (2009)	<p>Escoamento de múltiplos jactos de refrigeração confinados através de escoamento cruzado com diferentes orientações.</p> <p>$2440 \leq Re \leq 14640$</p> <p>$H/D = 1, 3 \text{ e } 6$</p> <p>$D = 5 \text{ mm}$</p>	<ul style="list-style-type: none"> o Modelo de turbulência K-ϵ 	<ul style="list-style-type: none"> o Número de Nusselt o Trajectórias 	<p>Com o aumento do número de Reynolds do jacto a transferência de calor é melhorada.</p> <p>A orientação híbrida do escoamento cruzado cria menor queda de pressão que nos casos de orientação paralela e oposta.</p> <p>O número de Nusselt local e médio são mais elevados no caso de orientação híbrida.</p>	<p>Com o aumento do número de Reynolds do jacto a transferência de calor é melhorada.</p> <p>A orientação híbrida do escoamento cruzado cria menor queda de pressão que nos casos de orientação paralela e oposta.</p> <p>O número de Nusselt local e médio são mais elevados no caso de orientação híbrida.</p>

Tabela 3-(continuação).

				Para o mesmo número de Nusselt com $H/D = 3$, a configuração de todos os jactos em linha proporciona melhor refrigeração do que o caso em que os jactos se encontram escalonados.
--	--	--	--	--

Tabela 3-(continuação).

zeng (2006) estudaram o escoamento de um jacto circular de água através escoamento cruzado de baixa velocidade através do método LES e das equações de Navier-Stokes para incompressível. Analisando os resultados obtidos foram identificados diferentes modos de vorticidade perto do bocal dependendo da razão de velocidades utilizada. Worth,

Nicholas e Yang, Zhiying (2006) estudaram o escoamento de um jacto único no crossflow com o objectivo de validar e avaliar o desempenho do modelo de turbulência RSM, sendo os resultados obtidos comparados com os resultados experimentais de Barata et al, com outros resultados numéricos do modelo “k- ϵ ” e com o LES. Os resultados obtidos mostraram que o modelo RSM apesar de trazer algumas melhorias, é ainda um método inadequado para a previsão do campo de escoamento deste tipo de escoamentos. Recentemente Miao, Wu e Chen (2009) a partir do método de turbulência “k - ϵ ” demonstrou numericamente o escoamento de múltiplos jactos de refrigeração confinados através de escoamento cruzado com diferentes orientações, sendo a orientação híbrida a que cria menor queda de pressão que nos casos de orientação paralela e oposta.

1.2.3 Estudos experimentais e numéricos

Na década de 90 começaram a aparecer os primeiros estudos que englobavam técnicas experimentais e numéricas no mesmo trabalho. Este tipo de estudos tem sido importante para o desenvolvimento da simulação numérica de trajectórias e estruturas de turbulência através de dados experimentais obtidos no mesmo estudo. A tabela 4 contém alguns dos trabalhos experimentais e numéricos que tem vindo a ser desenvolvidos. Barata, Durão, Heitor, McGuirk (1993) simularam a estrutura da turbulência perto e longe do choque através dos dados obtidos por técnicas experimentais de anemometria laser, usando este dados para a simulação numérica através de Equações de Navier Stokes. Assim como os autores anteriores também Bray e Knowles (1992) estudaram um escoamento de um jacto através de escoamento cruzado juntando todos os dados disponíveis num conjunto de declarações unificadas. Com o seu estudo verificaram que a penetração do vórtice aumenta com V_j/U_0 , tendo a modelação numérica demonstrado ser possível simular as principais características de um “ground vortex”. Barata (1993) estudou um escoamento de múltiplos jactos circulares através de escoamento cruzado a baixa velocidade, verificando que os escoamentos estudados mostram um padrão semelhante ao que ocorre para apenas um jacto, embora se confirme a falha do método numérico na previsão dos níveis de turbulência no escoamento ascendente ou repuxo. Este tipo de estudo é muito importante para aplicações VSTOL uma vez que a altura do jacto é pequena e a razão de velocidades igual a 30. Barata (1996) voltou a estudar o mesmo escoamento citado no estudo anterior, mas desta vez recorrendo às equações de Navier Stokes e experimentalmente a uma técnica de velocimetria laser. Com

Barata, Durão, Heitor, McGuirk (1993)	Escoamento de um jacto circular turbulento através de escoamento cruzado de baixa velocidade $D = 20$ mm $H/D = 5$ $V_j/U_0 = 30$ $Re = 6 \times 10^4$	Experimental - LDA Numérico - Equações de Navier Stokes	Velocidade média e turbulenta	Combinando as tarefas experimentais e numéricas foi possível através do modelo de viscosidade turbulenta simular a estrutura da turbulência perto e longe do choque. Na solução numérica foram usadas malhas de 8670 pontos e 69360 pontos.
Bray e Knowles (1992)	Trabalho que reúne todos os dados disponíveis num conjunto de declarações unificadas. Escoamento de jacto único circular através de escoamento cruzado	Experimental Numérico - Equações de Navier Stokes	Velocidade Distribuição de pressão estática	Na modelação numérica foram utilizadas malhas com 32256 pontos e 36864 pontos. A penetração do vórtice aumenta com V_j/U_0 . Uma melhor correlação dos dados é obtida quando a razão de velocidade efectiva é usada, baseando-se na raiz quadrada da pressão dinâmica, responsável por compressibilidade. Com a modelagem numérica, tem sido demonstrado ser possível simular as principais características de um ground vortex.
Barata (1993)	Escoamento de múltiplos jactos circulares através de escoamento cruzado a baixa velocidade. $D = 20$ mm	Experimental - LDA Teórico - modelo turbulento K- ϵ	Trajectórias Velocidades médias. Energia cinética turbulenta	Método numérico obtido com uma malha de 22382 pontos e 86112 pontos para 2 e 3 jactos respectivamente. Os resultados dos fluxos estudados mostram um padrão semelhante ao que ocorre para

Tabela 4-Sumario dos trabalhos teóricos e experimentais conjuntos relativos ao escoamento de um ou mais jactos através do escoamento cruzado.

	<p>$H/D = 5$ $V_j/U_0 = 30$ $U_0 = 0,17 \text{ m/s}$ $V_j = 5,1 \text{ m/s}$ $Re = 105000$ $L/D = 15$</p>			<p>apenas um jacto, compreendendo uma região de comprimento potencial e uma região de impacto com deflexão dos jactos.</p> <p>Observaram-se grandes zonas de baixa pressão.</p> <p>Confirmação de falha do método numérico na previsão dos níveis de turbulência no fluxo ascendente.</p>
Barata (1996)	<p>Escoamento de múltiplos jactos de água através de escoamento cruzado a baixa velocidade.</p> <p>$Re_{ej} = 60000$ e 105000 $V_j/U_0 = 30 \text{ m/s}$ $H/D = 5$ $D = 20 \text{ mm}$</p>	<p>Numérico - Equações de Navier Stokes e modelo de turbulência K - ϵ</p> <p>Experimental - LDV</p>	<p>Trajectórias</p> <p>Velocidades médias</p>	<p>Os perfis de velocidade média demonstram bom acordo com os dados experimentais em jactos de impacto e fluxos ascendentes.</p> <p>O sinal da tensão de corte é consistente com o sinal de corte no sentido de difusão de gradientes hipotéticos com a excepção das zonas de estagnação associadas à formação de ground vortex.</p>
Baydar e Ozmen (2005)	<p>Escoamento de um jacto circular incidente sobre uma superfície sem escoamento cruzado.</p> <p>$Re = 30000, 40000$ e 50000 $D = 25 \text{ mm}$ $0.2 < H/D < 6$</p>	<p>Numérico - Modelo de Turbulência K-ϵ</p> <p>Experimental - TSI - IFA - 100 hot wire anemometer</p>	<p>Velocidade média.</p> <p>Intensidade de turbulência.</p> <p>Distribuição de pressão.</p>	<p>Os resultados numéricos obtidos estão de acordo com os resultados experimentais, com excepção dos resultados obtidos para os espaçamentos entre o bocal e a placa inferiores a um.</p> <p>O estudo numérico foi usado para $H/D < 0.1$.</p> <p>As distribuições de pressão sobre a superfície de impacto são independentes do número de Reynolds, mas depende fortemente de H/D.</p>

Tabela 4-(continuação).

Abel-Fattah (2007)	Escoamento de 2 jactos circulares de ar confinado numa placa. D = 10 mm 3 < H/D < 12 L/D = 3,5 e 8 0° ≤ θ ≤ 20° 9.5 x 10 ⁻⁴ ≤ Re ≤ 22.4x10 ⁴	Numérico - Métodos dos volumes finitos Experimental	Distribuição de pressão Velocidades Energia cinética turbulenta	Os resultados obtidos concluíram que o ponto de estagnação principal afasta-se na direcção do fluxo radial quando o ângulo do jacto é aumentado. Um ponto de estagnação secundário é criado entre os 2 jactos, sendo que a pressão diminui nesse ponto se o número de Reynolds diminuir ou se o ângulo do jacto aumentar. A intensidade da zona de recirculação entre os jactos diminui pelo aumento de H/D e ângulo. Verifica-se um aumento da pressão atmosférica e do valor da pressão sub atmosférica quando se aumenta o número de Reynolds para todos os valores de ângulos. Aumentando H/D e diminuindo Re a diferença de pressão entre o ponto de estagnação principal e secundário diminui. A energia cinética turbulenta no interior de cada região de vórtice aumenta com o aumento do ângulo e/ou H/D.
Koseoglu e Baskaya (2009)	Escoamento de um jacto através de escoamento cruzado confinado. H/D = 2,4, 6, 8 e 12 250 ≤ Re ≤ 5000	Numérico - Equação de volume finito Experimental - LDA	Número de Nusselt Transferência de calor	A partir do ponto de estagnação é observado um decréscimo mais acentuado no número de Nusselt.

Tabela 4-(continuação).

Radhouane, Bournot, Said, Whiri e Palec (2009)	Escoamento de dois jactos de ar através de escoamento cruzado. D = 10 mm $\alpha = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ e 90° $U_\infty = 2,5$ m/s Estudo numérico : Re= 3,333 Pr = 0,69 Sc = 0,74	Experimental - PIV Numérico - Equações de Navier -Stokes	Trajectórias Campos de velocidades médias Campo de tensões de corte	<p>O aumento da inclinação inicial tende a endireitar o jacto favorecendo a expansão vertical em vez da longitudinal.</p> <p>Entre os jactos, o impacto da inclinação é mais significativa.</p> <p>A inclinação parece ampliar os perfis de velocidade que resulta numa menor homogeneização da velocidade do capo de fluxo resultante.</p> <p>Este estudo revelou a presença de um complexo campo de fluxo expresso pela criação de um elaborado sistema vorticioso composto por 4 vórtices principais.</p>
---	--	--	---	--

Tabela 4-(continuação).

este estudo tirou conclusões acerca dos perfis de velocidade máxima e do sinal das tensões de corte. Mais tarde, Baydar e Ozmen (2005) estudaram um escoamento de um jacto circular incidente sobre uma superfície sem escoamento cruzado, sendo que neste caso a simulação numérica apenas foi realizada para alturas de jacto inferiores a 0,1, sendo de elevada importância para se perceber quais os efeitos deste tipo de escoamento para alturas de jacto tão pequenas.

Abel-Fattah (2007) através de métodos de volume finitos e técnica experimental estudaram o escoamento de dois jactos circulares de ar confinado numa placa, para diferentes alturas de jacto e diferentes ângulos de incidência. Com os resultados concluíram que o ponto de estagnação principal se afasta na direcção do escoamento radial quando o ângulo do jacto é aumentado e que o aumento de H/D e ângulo diminui a intensidade da zona de recirculação entre os jactos, mas aumenta a energia cinética turbulenta no interior das regiões caracterizadas por vorticidade. Koseoglu e Baskaya (2009) estudaram o escoamento de um jacto através de escoamento cruzado confinado para várias alturas de jacto. Mais recentemente Radhouane, Bournot, Said, Mhiri e Palec (2009) através de equações de Navier Stokes e técnica de velocimetria de imagens de partículas para diferentes ângulos de inclinação inicial, concluíram que para maior valor de inclinação inicial o jacto tende a endireitar favorecendo a expansão vertical em vez da longitudinal e verificando-se a presença de um sistema com 4 vórtices principais.

1.3. Conclusão

Jactos de impacto transversais que penetram num escoamento cruzado dão origem a um escoamento de interacção altamente turbulento. Crabb, Durão e Whiteman (1981) estudaram e documentaram este fenómeno para uma razão de velocidade () entre o jacto e o escoamento cruzado baixa. Basicamente, quando um jacto de parede interage com o escoamento cruzado, é rapidamente deflectido na direcção do fluxo cruzado. Esta deflexão é tanto mais significativa quando maior seja a razão de velocidades, fundamentalmente devido ao campo de pressões nessa zona, sendo que para a região a jusante do jacto de parede é notória a diluição gradual devido essencialmente à equalização de quantidade de movimento associada à vorticidade. Na fase inicial de encurvatura do jacto devido à sua interacção com o fluxo cruzado, existe uma deformação na sua secção transversal, difundindo-se lateralmente e encurvando-se no sentido inicial do jacto, assumindo assim a forma característica de rim, muitas vezes descrita na literatura. Esta estrutura de desenvolvimento transversal dá origem à formação de um par de vórtices em contra rotação devido ao deslocamento lateral do escoamento cruzado e ao seu arrastamento para zonas de menor pressão. Caracteristicamente, esta estrutura vorticiosa é intensa, perdurando durante muito tempo e sendo responsável pelo campo de pressões induzidas no plano de impacto do jacto e a jusante da zona de impacto do jacto.

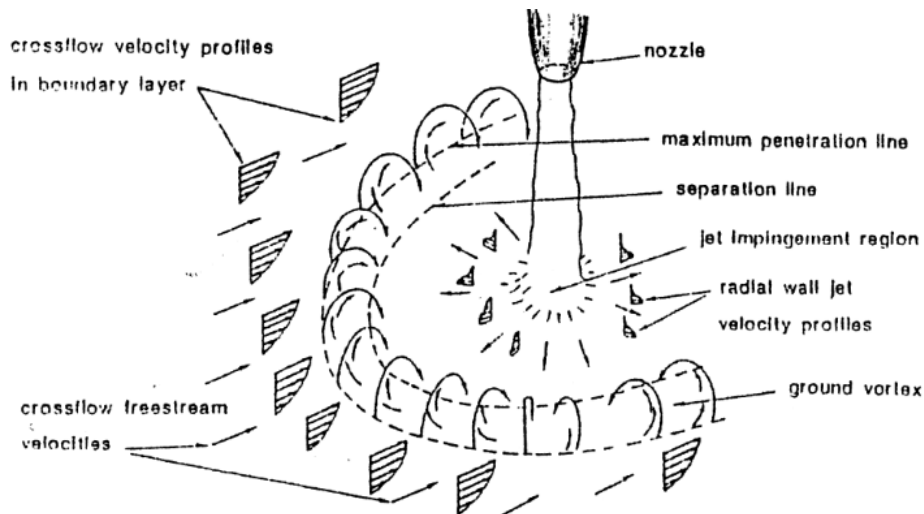


Figura 5 - “ground vortex” devido ao escoamento cruzado - vista tridimensional⁶.

⁶ D. BRAY e K. KNOWLES (1992), A Review of Impinging Jets in Crossflow - Experimentation and Computation, 30th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, January 6-9, 1992 / Reno, NV. Artigo no. AIAA 92-0633.

Até ao momento todas as configurações estudadas querem experimentalmente como numericamente são características por jactos incidentes estarem posicionados perpendicularmente em relação à direcção de propagação do escoamento cruzado. O trabalho realizado caracteriza-se por uma configuração nunca antes estudada, em que os jactos incidentes se encontram alinhados com a direcção de propagação do escoamento cruzado. Sendo assim, a presente dissertação pretende estudar os fenómenos associados a este tipo de configuração. Durante o decorrer do trabalho verificou-se que devido ao jacto de parede a jusante fluir radialmente a partir do ponto de impacto, o primeiro jacto não atinge o chão, sendo este resultado uma novidade neste tipo de escoamentos.

Neste primeiro capítulo foi apresentada uma revisão bibliográfica com enquadramento no estado da arte e relevância prática e teórica dos resultados da informação disponível acerca dos efeitos provocados por jactos de impacto através de um escoamento cruzado. No segundo capítulo, é descrita a configuração experimental e procedimento de medição, sendo dada informação detalhada do velocímetro laser-Doppler e respectivas avaliações de precisão. Os argumentos associados com estas avaliações são baseados em experiências já feitas anteriormente e são apresentados de forma condensada. No capítulo 3 são apresentados os resultados experimentais obtidos no plano vertical de simetria que contém o eixo de ambos os jactos e quantifica as características de velocidade média e turbulenta do escoamento. Por fim o capítulo 4 engloba os principais resultados e conclusões que se podem retirar deste estudo.

Capítulo 2

Método Experimental

Os sistemas LDA são cada vez mais utilizados na Ciência e Indústria permitindo uma melhor compreensão da mecânica dos fluidos. A anemometria de laser Doppler (LDA), também conhecido como laser Doppler velocimetry (LDV), é uma técnica ideal óptica não intrusiva 1D, 2D e medição do ponto de 3D de velocidade e distribuição de turbulência em ambos os escoamentos livres e os escoamentos internos. Os resultados das medições são passos importantes em projectos de produtos de ajuste para melhorar a qualidade aerodinâmica, eficiência e segurança.

2.1. Instalação experimental

A instalação de túnel de vento concebido e construído para o presente trabalho está esquematicamente mostrado na fig. 6. Durante todo o processo de design, especialmente para a parte da camada limite do escoamento, foram seguidas as recomendações do Durst, Melling e Whitelaw para túneis de vento de circuito aberto. Um ventilador com potência nominal 15KW dirige um escoamento máximo de $3000\text{m}^3 / \text{h}$ através da camada limite do túnel de vento com uma secção de saída de $300 \times 302\text{mm}$.



Figura 6 - Secção de saída do túnel de vento.

Cada um dos jactos está montado verticalmente no topo da secção de teste com os eixos contidos no plano vertical de simetria paralelo ao escoamento cruzado.

A origem das coordenadas da horizontal, X, e vertical, Y, é tomada no ponto médio entre os centros dos jactos de saída. A coordenada X é positiva na direcção da saída do túnel de vento para cima e Y é positivo no sentido vertical.

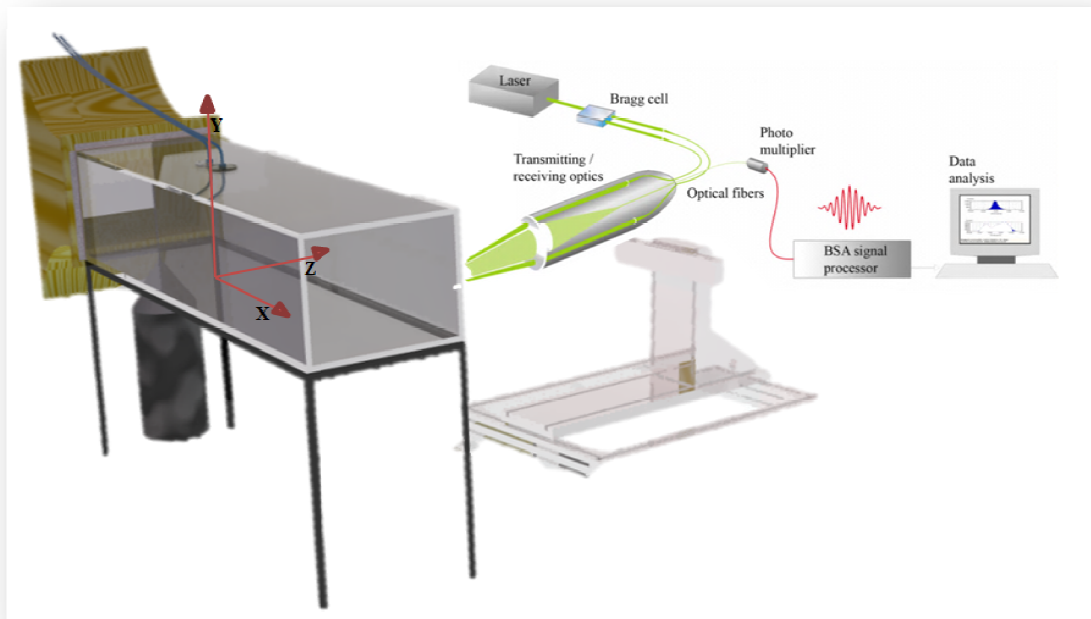


Figura 7 - Instalação Experimental.

Os resultados deste estudo foram obtidos no plano vertical de simetria para três razões de velocidades diferentes.

Razão de velocidade	Velocidade média do jacto [m/s]	Velocidade média do escoamento cruzado[m/s]
22.5	36	1.6
33.7	36	1.067
43.8	35	0.8

Tabela 5-Razões de velocidades estudadas e velocidade média do jacto e velocidade média do fluxo cruzado respectivas.

O Campo de velocidades foi medido com duas cores (dois componentes) do Laser - Doppler velocimeter (Dantec Flowlite 2D), que compreendia 10mW de He-Ne e uma frequência de 25mW de diodo-bombeada duplicada Nd: lasers YAG, a sensibilidade para a direcção do escoamento é fornecida pela frequência aumentado com uma célula de Bragg em $f_0 = 40$ MHz, e uma lente de transmissão e colecção de luz com uma distância focal de 400mm. Metade do ângulo entre os feixes foi 2.8° e as dimensões calculadas dos eixos do elipsoide de medição nos locais de intensidade e^{-2} foram $135 \times 6.54 \times 6.53 \mu\text{m}$ e $112 \times 5.46 \times 5.45 \mu\text{m}$, respectivamente

(ver Tabela 5 para detalhes). As velocidades médias e turbulentas horizontais, U , e verticais, V foram determinadas por dois canais do processador Dantec BSA F60. A unidade óptica de transmissão e recolha de luz foi montada sobre uma unidade de atravessamento, permitindo o posicionamento do centro de volume dentro de ± 0.1 mm.

Com a finalidade de medir as componentes verticais nas regiões perto da parede, a óptica de transmissão foi inclinada metade do ângulo de intersecção dos feixes, sendo a luz dispersa recolhida fora do eixo. As medições podiam então ser obtidas 0.5 mm acima da base da caixa sem a existência significativa de deterioração dos sinais Doppler. Os resultados obtidos 20 milímetros acima da base da caixa com os eixos sobre o regime e os eixos fora do regime demonstraram uma estreita concordância, dentro da precisão do equipamento.

A secção de teste usada nesta instalação experimental é feita de perspex, um termoplástico transparente e difícil de quebrar, sendo amplamente utilizado devido à sua facilidade de ser moldado em qualquer formato. O seu nome específico é polimetilmetacrilato (PMMA). As dimensões interiores da caixa são as correspondentes às do bocal do túnel de vento para que o escoamento cruzado vindo do interior do túnel não seja perturbado. O seu comprimento é aproximadamente 1080 mm.

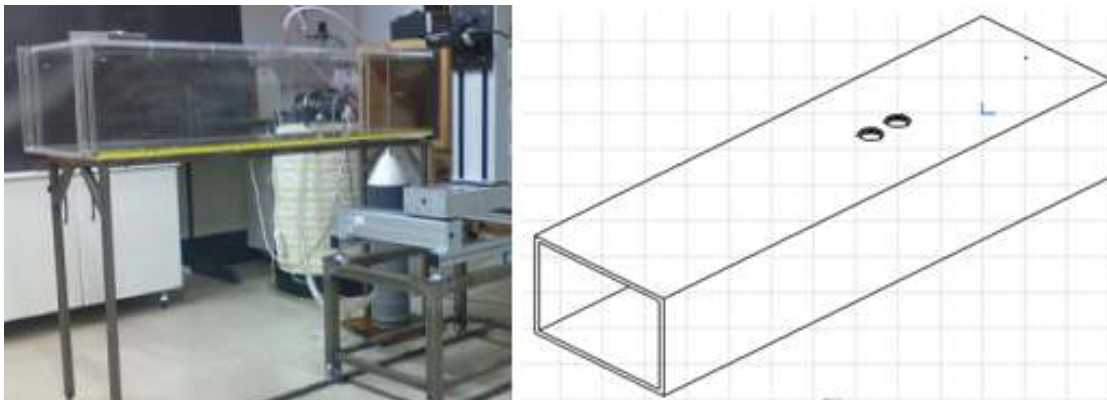


Figura 8 - Secção de teste.

Como dito no item anterior, cada jacto tem um diâmetro interno de 15 mm estando montado verticalmente no topo da secção de teste com os eixos contidos no plano vertical de simetria paralelo ao escoamento cruzado.

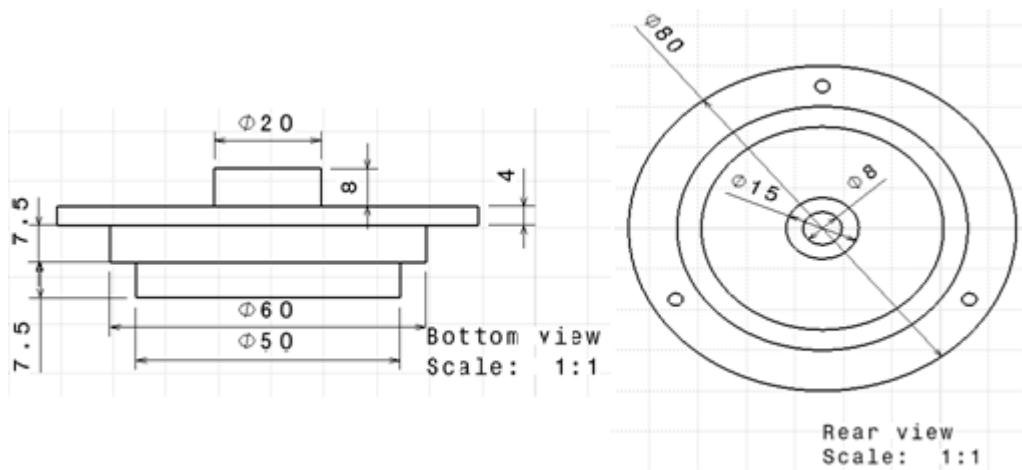


Figura 9 - Representação geométrica das tampas utilizadas na secção de teste.

As tampas contêm os orifícios por onde o ar comprimido vindo do compressor escoará para dentro da caixa. À semelhança da caixa também as tampas são feitas em perspex e aparafusadas à caixa através de 3 parafusos, espaçados 120 graus. Nesta actividade experimental foram usadas tampas com iguais diâmetros de jacto, podendo futuramente ser feitas medições com os dois jactos de diferente diâmetro ou com apenas um jacto uma vez que possuímos uma tampa que não possui orifício.

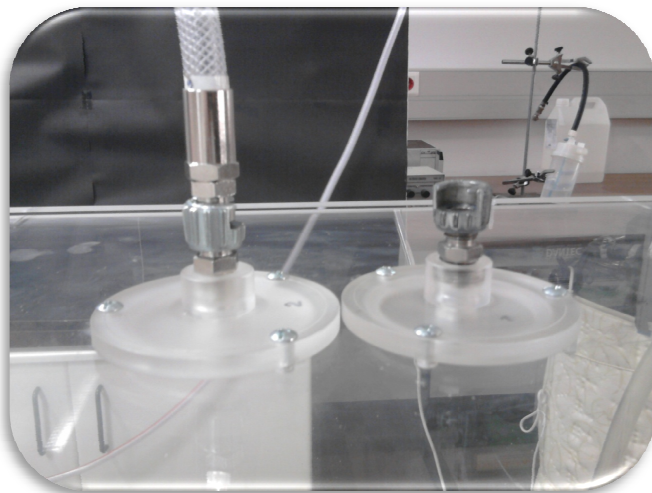


Figura 10 - Representação da montagem das tampas na secção teste e engate dos tubos de ar comprimidas nas mesmas.

Na figura abaixo (figura 11) está representada a disposição geométrica dos jactos na secção de testes assim como algumas dimensões geométricas relevantes para o estudo. É também indicado o sentido do escoamento cruzado e o sistema de eixos utilizado.

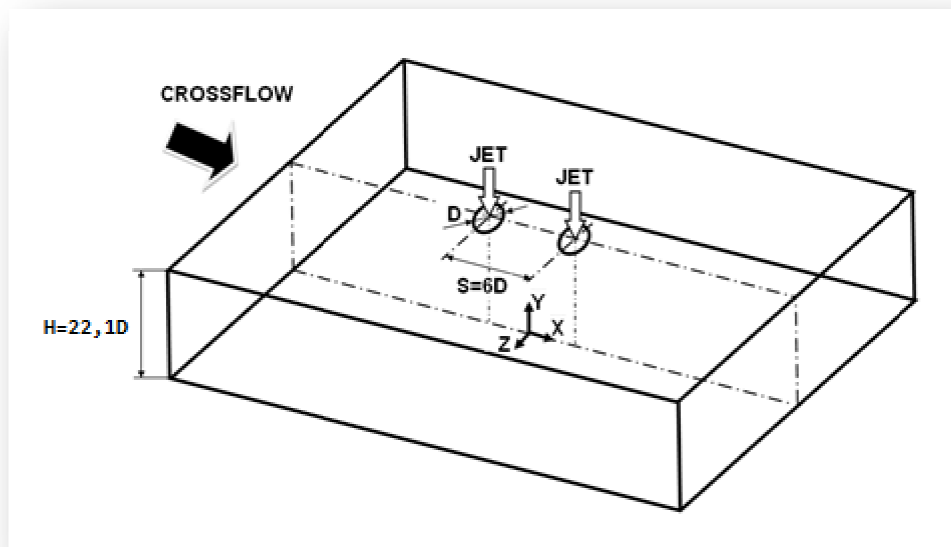


Figura 11 - Disposição geométrica dos jactos na secção de teste.

Onde:

H representa a altura da secção de teste;

S representa a distância entre os centros de cada jacto;

De seguida irei explicar com maior pormenor o Anemometria do Laser Doppler, focando as suas principais características técnicas, a sua evolução ao longo dos anos, os seus princípios, e os erros inerentes ao uso deste tipo de sistema.

2.2. Anemómetro Laser (LDA)

2.2.1. Introdução

O movimento turbulento tem provado ser um dos problemas mais difíceis de resolver nas ciências físicas ao longo do último século. Basicamente, quase todos os escoamentos industriais e, em geral, quase todos os escoamentos que ocorrem naturalmente na terra, mar ou na atmosfera são turbulentos, sendo de extrema importância compreender os mecanismos subjacentes a estes escoamentos complexos. Sendo assim, esta questão tem uma vasta gama de interesses e aplicações em muitos campos da engenharia e da ciência. Claude-Louis Navier e George Gabriel Stokes desenvolveram um conjunto de equações capazes de descrever escoamentos de líquidos e de gases. Estas equações estabelecem que mudanças na quantidade de movimento e aceleração de uma partícula fluida são simplesmente o resultado de mudanças de pressão e forças viscosas dissipativas que agem dentro do fluido. Simultaneamente, com equações complementares, tais como a conservação da equação de massa e condições de fronteira bem formuladas, essas equações de Navier-Stokes parecem

modelar o movimento de fluido com precisão. Uma solução destas equações é o campo de velocidades, que é a descrição da velocidade do fluido no tempo e espaço. Em média, mesmo os escoamentos turbulentos parecem concordar com as observações do mundo real. No entanto, a compreensão teórica das equações de Navier-Stokes está incompleta. No entanto e, nestes casos turbulentos, as soluções dessas equações continua sendo um dos maiores problemas não resolvidos em física e talvez até mesmo impossível de resolver, apesar da sua imensa importância na ciência e conhecimentos de engenharia. Medidas com LDA, por outro lado, são mais fáceis de fazer, e cobrem diversas áreas de pesquisa bastante ampla. No campo industrial poderia ser útil para investigar problemas técnicos, para verificar as especificações técnicas e para verificar e / ou melhorar o desempenho. Nas áreas de engenharia poderiam ser usados para determinar os parâmetros no modo de turbulência, desenvolver, estender e refinar os modelos ou para investigar modelos limites. No que diz respeito à teoria de Mecânica dos Fluidos pode ser usado na previsão dos modelos de investigações, investigações teóricas das previsões e de verificação de novos conceitos. Esta subsecção apresenta uma apresentação muito breve histórica da Anemometria de laser Doppler, bem como algumas características genéricas e aplicações de LDA, detalhes de princípios usados, e o procedimento operacional utilizado para este trabalho.

Usualmente, um equipamento de LDA básico consiste de um gerador de feixe de laser, um transmissor óptico, um receptor óptico, uma unidade de processador de sinal através de um mecanismo manual ou automático para transmitir e receber luz, um osciloscópio, um gerador de seeding e uma capacidade relativamente grande de disco rígido do computador com um software de gestão e aquisição de dados para manipulação de dados. Todos estes instrumentos não-invasivos ópticos usados na investigação da estrutura de escoamento fluido e gasoso apenas são possíveis devido à invenção do laser de gás no início dos anos sessenta. É uma técnica que evoluiu desde a simples técnica de injeção de fumo e corante para a visualização do percurso do escoamento para schlieren mais sofisticados e métodos interferómetro, que efectivamente medisse unidimensionalmente os valores integrais de um campo de densidade, mas que fosse possível a extracção da informação acerca da velocidade a partir da relação entre o campo densidade e a distribuição de velocidade.

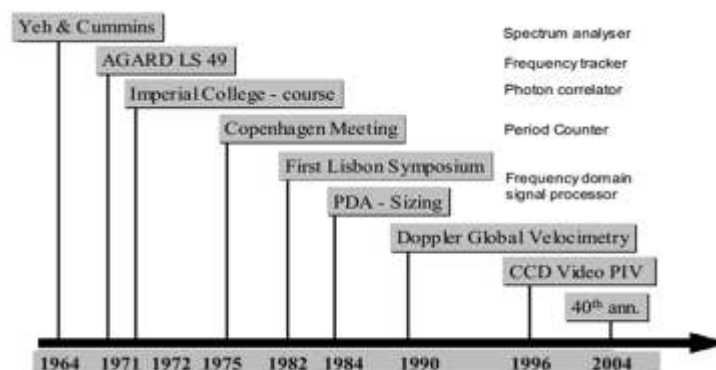


Figura 12 - Cronologia simplificado do Laser Doppler Velocimeter.

Esta técnica óptica (referência de feixe LDA) sem calibragem necessária foi relatada pela primeira vez por Yeh e Cummins (1964) e na sua forma primordial consiste em cruzar dois feixes de luz laser colimada, monocromática, e coerente no escoamento do escoamento a ser medido. Estes dois feixes são normalmente obtidos por divisão de um único feixe, assegurando assim coerência entre eles, e são feitos para se intersectarem no ponto focal de um feixe de laser, onde eles interferem e geraram um volume de medição com um conjunto de franjas rectas⁷. Um sensor é então alinhado com o escoamento de tal modo que as franjas são perpendiculares à direcção de escoamento. As pequenas partículas líquidas arrastadas são inseminadas no escoamento de modo a que este possa ser alvo de estudo.

Uma vez arrastadas pelo escoamento as partículas passam através das franjas, produzindo uma explosão de luz reflectida num foto detector. Ao medir a variação da frequência de Doppler da luz dispersa, é assim possível calcular a velocidade da partícula, logo, a velocidade do escoamento. Esta técnica tem uma precisão muito elevada, assim como uma resolução espacial muito elevada devido ao pequeno volume de medição. No entanto, as partículas marcadoras são normalmente necessárias.

As suas aplicações incluem regime laminar e turbulento, investigações sobre aerodinâmica, escoamentos supersónicos, turbinas, automóveis, escoamentos de líquidos, velocidade de superfície e medição de vibração, ambientes quentes (chamas, plasma, etc) e velocidade das partículas.

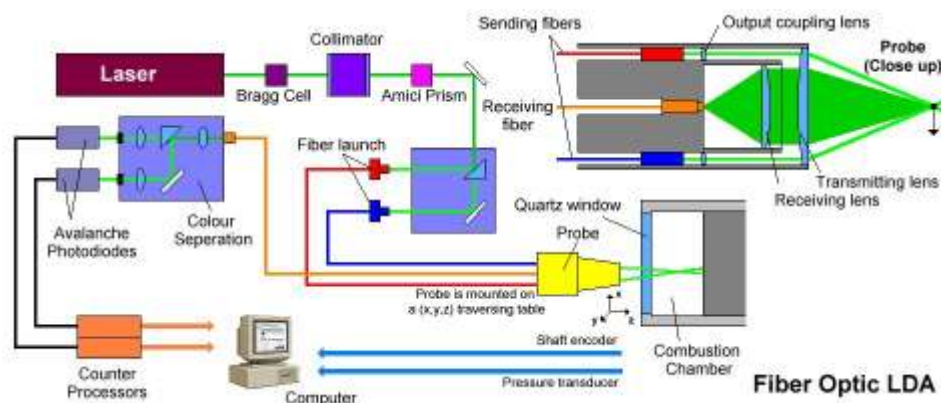


Figura 13 - Esquema de um LDA⁸.

⁷ Dois feixes de intersecção que se cruzam e formam o volume de medição com um padrão de franjas de alta e baixa intensidade parecendo-se com listras brilhantes e escuras / aviões, levando esta a ser conhecido pelo modelo das franjas. Quando a partícula atravessa este padrão de franjas, a luz dispersa flutua em intensidade, com uma frequência igual à velocidade da partícula dividido pelo espaçamento de franja.

⁸ <http://www.eng.warwick.ac.uk/oel/courses/engine/ic036.htm>

Para a realização deste trabalho, foi utilizado um sistema Flowlite 2D de retro-colecção de luz da Dantec Dynamics. O LDA de retro-colecção de luz permite a integração de transmissor e receptor óptico num invólucro comum, poupando ao utilizador o alinhamento de unidades separadas. As principais características do LDA 2D utilizado para este trabalho são descritas na tabela 5. O laser vermelho opera a 632,8nm e o laser verde opera a 532nm.

Wavelength, λ [nm]	632.8 (He-Ne)	532 (Laser Diode)
Focal length of focusing lens, f [mm]	400	400
Beam diameter based on the e^{-2} intensity, [mm]	1.35	1.35
Beam spacing, s [mm]	38.87	39.13
Calculated half-angle at the beam intersection, θ [°]	2.78	2.8
Fringe spacing, δ_f [μm]	6.53	5.45
Velocimeter transfer constant, K [$\text{MHz}/\text{ms}^{-1}$]	0.153	0.183
Diameter of the measurement volume [mm]	0.135	0.112
Number of fringes	21	21

Tabela 6-Principais características do LDA utilizado na actividade experimental.

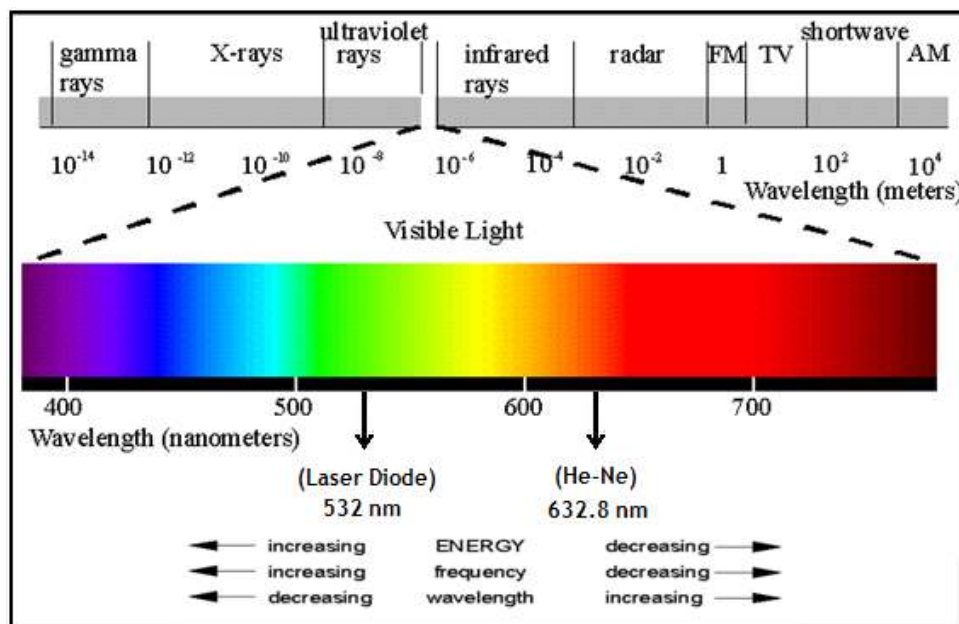


Figura 14 - Espectro electromagnético.

2.2.2. Princípios do LDA

Os princípios de um LDA consistem em três partes:

Um sistema de dispersão que consiste de uma fonte de luz fixa;

Um objecto em movimento (ou seja, uma partícula pequena);

Um observador fixo para receber a luz difundida pela partícula em movimento.

Feixe do Laser

Um feixe laser tem uma espessura com uma aparência constante, mas a sua forma real é mostrada na figura z.

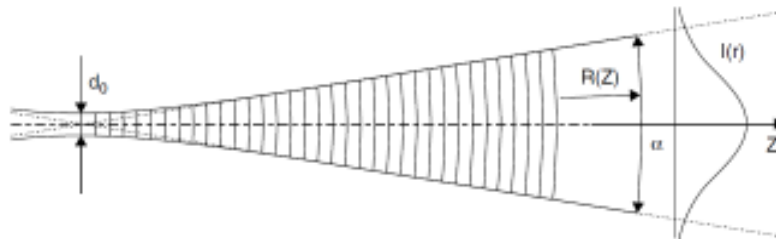


Figura 15 - Feixe de laser com distribuição de Gauss⁹.

Todas as medições ocorrem no centro do feixe de forma a obter o desempenho ótimo de qualquer equipamento LDA. Ao longo de toda a sua secção transversal, a intensidade tem uma distribuição de Gaussiana e a largura do feixe é geralmente definida pela intensidade da aresta sendo $e^{-2} = 13\%$ da intensidade do núcleo. O centro do feixe é o local ao longo da direcção de propagação em que o raio do feixe tem o seu mínimo. A secção mínima do feixe de laser coincide com o ponto focal da lente de transmissão do LDA, bem como como o cruzamento de dois feixes laser. Neste ponto, a secção transversal atinge a seu valor menor e o feixe de laser é unicamente descrito pelo tamanho e posição, ou seja, com um comprimento de onda conhecido λ da luz do laser. Assim sendo o feixe de laser é unicamente descrito pelo tamanho d_0 e pela posição da secção mínima do feixe.

⁹ BSA Flow Software, Installation & user's guide, Vol. 1.

Efeito de Doppler

Basicamente, o efeito Doppler é uma característica observada nas ondas quando emitidas ou reflectidas por um objecto que está em movimento em relação ao observador. O Laser Doppler Anemometry utiliza o efeito Doppler para medir velocidades instantâneas de partículas. Uma vez as partículas suspensas num escoamento são iluminadas com um feixe de laser, sendo a frequência da luz dispersa (e / ou refractada) a partir das partículas diferente daquela do feixe incidente. Havendo esta diferença de frequência, o deslocamento de Doppler, é linearmente proporcional à velocidade das partículas. Este princípio é mostrado na Figura 16, à esquerda)

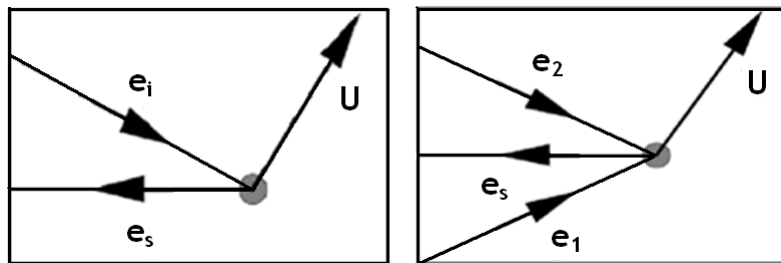


Figura 16 - esquerda) espalhamento de luz a partir de uma partícula de seeding móvel; direita) espalhamento de dois feixes de laser à entrada¹⁰.

Na figura acima U representa a velocidade da partícula, e_i e e_s representam vectores de unidade que descrevem a direcção da luz de entrada e dispersa, respectivamente. De acordo com a teoria de espalhamento de Lorenz-Mie, a luz é dispersa em todas as direcções ao mesmo tempo, sendo que os usuários podem considerar apenas a luz reflectida na direcção do receptor LDA. No caso feixes de intersecção, a luz dispersa é um resultado da luz dispersa a partir de dois feixes de intersecção do laser misto e_1 e e_2 (Figura 16, direita). E, como resultado desta entrada, ambos os feixes de laser são dispersados em direcção ao receptor, mas com frequências ligeiramente diferentes, devido aos ângulos diferentes dos dois feixes de laser. A sobreposição de duas ondas de luz com frequências diferentes leva à interferência óptica. Este fenómeno está retratado na figura 17.

¹⁰ BSA Flow Software, Installation & user's guide, Vol. 1.

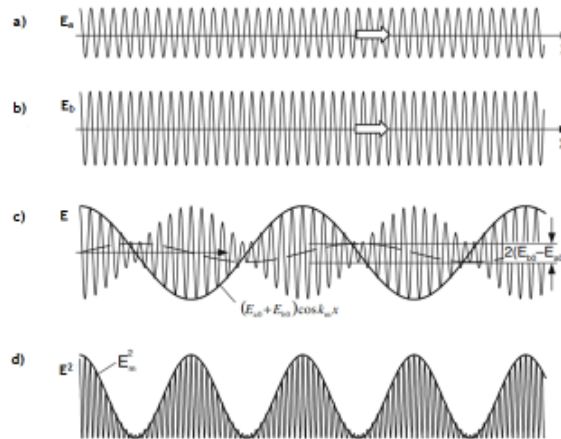


Figura 17 - Sobreposição de duas ondas de luz¹¹.

De acordo com esta figura, as duas ondas harmónicas: a) um do feixe de laser E_a , e b) do feixe de laser E_b assumem amplitudes e frequências diferentes. Sobrepondo as ondas a) e b), a sua distribuição espacial num dado momento é dada pela figura 17c). De forma a simplificar, apenas são consideradas as ondas planas, que se propagam na direcção x . Nesse sentido, a densidade de escoamento é proporcional à E_m^2 e oscila com uma frequência angular de $2\omega_m = \omega_a - \omega_b$ que é conhecida como a frequência de batimento (Figura 17d).

LDA é uma técnica de medição que permite seguir a velocidade instantânea do fluido pela detecção da mudança de frequência de luz laser que foi dispersada por partículas pequenas em suspensão no escoamento. A detecção da mudança de frequência de luz laser que foi dispersa por partículas pequenas em suspensão no escoamento pode ser vista na Figura 18).

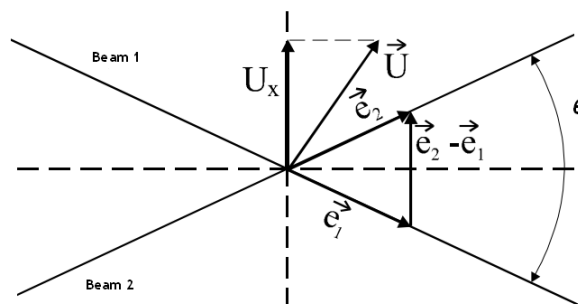


Figura 18 - Esquema ilustrativo do efeito Doppler.

¹¹ Zhang, Zh., "LDA Application Methods, Laser Doppler Anemometry Fluid Dynamics", e-ISBN 978-3-642-13514-9, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2010.

Onde:

- \vec{U} Vector de velocidade instantânea;
 \vec{e}_1, \vec{e}_2 Vectors unitários das direcções dos feixes do laser;
 θ Ângulo entre os feixes do laser;
 U_x Componente de velocidade deitada no plano criado pelos feixes de laser, sendo perpendicular à linha que divide o ângulo θ .

Frequência para conversão da velocidade

A frequência de Doppler é igual ao produto do módulo da velocidade da partícula pela diferença entre os módulos dos vectores de onda dispersa e os vectores de onda incidente. Quando observada num único detector, a direcção dos vectores de onda dispersos (causando ambos os deslocamentos de Doppler) é o mesmo. Portanto, a frequência Doppler criada pelos dois deslocamentos de Doppler é igual ao produto da velocidade da partícula pela diferença dos módulos dos vectores de onda incidente. Esta frequência Doppler já não é uma função do ângulo de detecção. A relação obtida usando o modelo de deslocamento Doppler produz o mesmo resultado que foi obtido usando o modelo de interferência: a constante de proporcionalidade entre a velocidade e frequência Doppler é o factor de calibração (K) ou constante do velocímetro. A frequência para a conversão da velocidade é ilustrada na Figura 19.

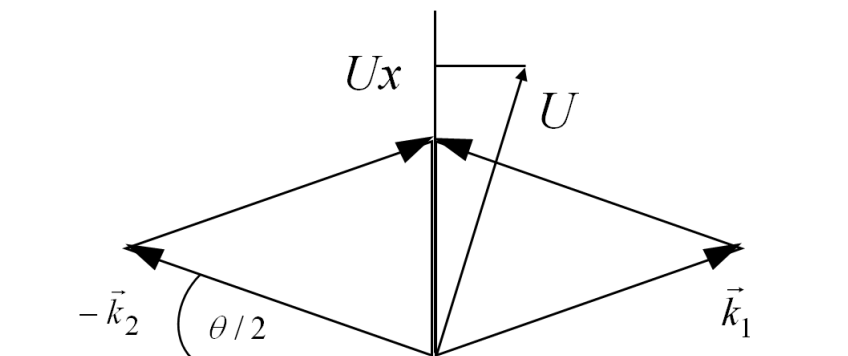


Figura 19 - Esquema da frequência para a conversão da velocidade.¹²

¹² http://faculty.ksu.edu.sa/azzeer/Documents/534%20PHYS/LN7_LDA_s.pdf

Princípio óptico

No escoamento são lançadas pequenas partículas de flutuação neutra a que se dá o nome de luz de dispersão. Quando uma partícula passa através do volume de intersecção formado pelos dois feixes de laser coerentes, a luz dispersa, recebida por um detector, possui componentes de ambos os feixes. Os componentes interferem na superfície do detector. Devido às alterações na diferença entre os comprimentos de percurso óptico dos dois componentes, esta interferência produz a intensidade da luz pulsante, que traduz a forma como a partícula se move através do volume de medição.

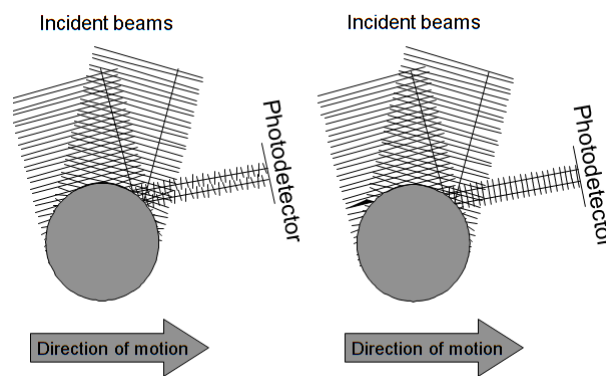


Figura 20 - Receptor de luz do fotodetector dispersa a partir da superfície de uma partícula de seeding esférica¹³.

2.2.3. Sistema de transmissão e recepção

Genericamente, o sistema de transmissão tem duas funções principais:

- Medir a formação de volume
- Introdução de um desvio de frequência.

Um modelo de base da óptica de transmissão, consiste num divisor de feixe e numa lente de transmissão acromáticos. A figura 21 mostra um sistema de transmissão de um sistema LDA.

¹³ http://faculty.ksu.edu.sa/azzeer/Documents/534%20PHYS/LN7_LDA_s.pdf

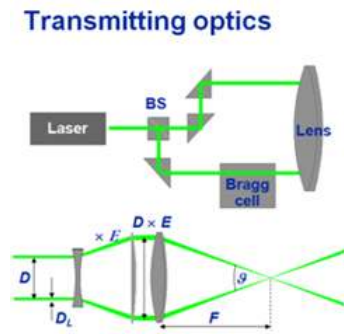


Figura 21 - Transmissor do sistema LDA¹⁴.

O divisor de feixe tem a função de dividir o feixe do laser em dois feixes idênticos com aproximadamente a mesma intensidade. Num dos feixes, uma célula de Bragg acústico-óptica é inserida. Este componente introduz por vibração acústica um desvio de frequência fixa no feixe particular, permitindo aos utilizadores determinar o sinal da velocidade medida e a direcção do escoamento. Deste modo, ao subtrair-se a frequência imposta pela célula de Bragg, podem obter-se valores negativos que correspondem a velocidades com sentidos opostos. A lente frontal (de transmissão) desvia os dois feixes de modo que eles se intersectem. Uma combinação de lentes na frente ou a substituição da lente frontal converte os feixes que saem do sistema óptico para feixes de maior largura. Ao mesmo tempo, o espaçamento entre os dois feixes de laser é aumentado, uma vez que o expensor do feixe também aumenta a abertura. A previsão de que a distância focal (F , ver Figura 21) permanece inalteradas, o espaçamento do feixe maior irá aumentar o ângulo θ , reduzindo assim o tamanho do volume de medição e aumentando a densidade de potência. A introdução de partículas no volume de intersecção, espalhará a luz incidente do laser.

O sistema óptico de recepção (Figura 22) é composto principalmente pelas lentes de colecção da luz difundida, um cabo de fibra óptica (de ligação da sonda e actuando como um filtro espacial), um filtro de interferência e um detector composto por fotodetectores (foto multiplicadores ou foto díodos).

¹⁴ http://faculty.ksu.edu.sa/azzeer/Documents/534%20PHYS/LN7_LDA_s.pdf.

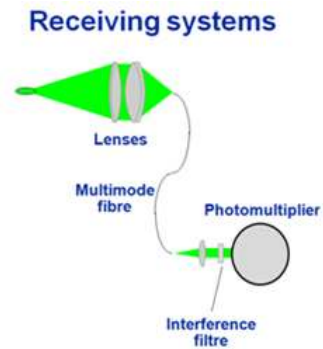


Figura 22 - Receptor do sistema LDA¹⁵.

Parte da luz recebida é espalhada para trás para a lente frontal e é dividido em cores e dirigida para fotodetectores particulares, que são capazes de distinguir as cores e, conseqüentemente, a informação a partir de componentes de velocidade diferentes.

Partículas em movimento em qualquer direcção para a frente ou para trás irão produzir sinais e frequências idênticas. Para as velocidades negativas $U_x < 0$ irá produzir frequências negativas $f_D < 0$. O sistema receptor não pode distinguir entre as frequências positivas e negativas, e como consequência haverá ambigüidade nas velocidades medidas

Ambigüidade direccional / mudança de frequência

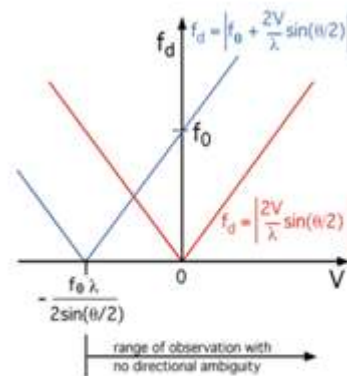


Figura 23 - Ambigüidade direccional sem deslocamento de frequência (linha vermelha); Ambigüidade direccional resolvida com mudança de frequência (linha azul)¹⁶.

¹⁵ http://faculty.ksu.edu.sa/azzeer/Documents/534%20PHYS/LN7_LDA_s.pdf

¹⁶ http://web.mit.edu/fluids-modules/www/exper_techniques/LDA.text.pdf

Para resolver o problema da ambiguidade direccional, uma laje de vidro conhecida como célula de Bragg é introduzida no caminho de um dos feixes de laser. Num dos seus lados, um transdutor electromecânico accionado por um oscilador produz uma onda acústica de propagação através da laje, gerando um padrão periódico em movimento de alta e baixa densidade. O lado oposto da laje é moldada para minimizar a reflexão da onda acústica e está ligado a um material que absorve a energia acústica. O feixe de luz incidente atinge uma série de frentes de onda que viajam que actuam como uma rede de difracção de espessura. A interferência da luz espalhada por cada frente de onda acústica provoca uma intensidade máxima a ser emitida em várias direcções. Ao ajustar a intensidade de sinal acústico e do ângulo de inclinação θ_B , da célula de Bragg, o equilíbrio de intensidade entre o feixe directo e de difracção de primeira ordem pode ser ajustada. A célula Bragg adiciona uma mudança de frequência fixa f_0 para o feixe difractado.

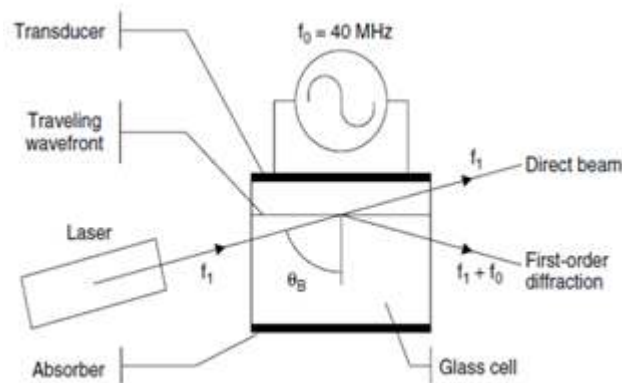


Figura 24 - Célula de Bragg¹⁷.

Uma vez que a velocidade da partícula não introduz um desvio de frequência negativo numericamente maior do que f_0 , a célula de Bragg irá garantir uma frequência Doppler positivo, f_D . Esta mudança de frequência vai assim permitir a medição de velocidades sem ambiguidade direccional. Para cima a velocidade máxima mensurável é limitada apenas pelo tempo de resposta do foto-multiplicador e pelas condicionantes dos sinais electrónicos seguidos. Resumindo, com o desvio de frequência num feixe em relação ao outro, as franjas de interferência parecem mover-se na frequência deslocamento e com uma frequência de deslocamento velocidades negativas podem ser distinguidas.

¹⁷ BSA Flow Software, Installation & user's guide, Vol. 1.

O modelo das frinjas

Quando dois feixes de laser coerentes se intersectam, eles irão interferir no volume de medição. Se os feixes se cruzam nas suas respectivas cinturas de feixe, as frentes de onda são

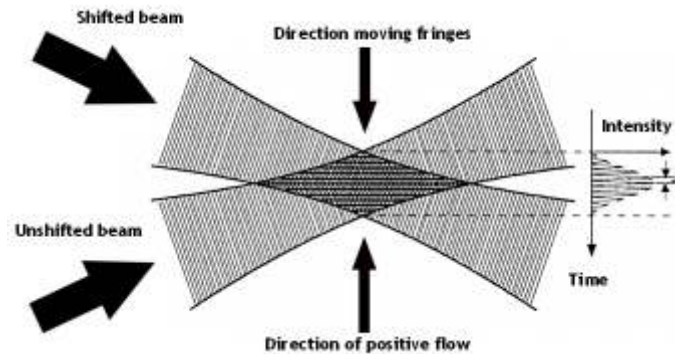


Figura 25 - Exemplo de um detalhe do modelo das frinjas.

O modelo das frinjas assume-se como um modo de visualização que os dois feixes de intersecção formam um padrão de frinjas de alta e baixa intensidade, e quando as partículas atravessam este padrão de frinjas, o detector de luz regista um sinal, cuja amplitude é modulada pelo padrão de frinjas. Os detectores, que são utilizados como processadores do tipo de contador LDA, geralmente requerem um número mínimo de períodos de sinal e são capazes de determinar quando um sinal está presente. Esta frequência de modulação é a frequência Doppler, onde é possível adquirir a componente perpendicular da velocidade da partícula em relação à periferia.

Volume de medição

As medições têm lugar na intersecção entre os dois feixes de laser incidentes no volume de medição, que tem uma geometria óptica definida pela intersecção da região de passagem dos dois feixes de laser incidentes. Tal volume tem uma profundidade de modulação mais elevado do que o e^2 vezes o valor do núcleo do pico e, devido à distribuição de intensidade Gaussiana nos feixes e apresenta uma forma elipsóide. Esta é a região de imagem para os filtros de recolha de óptica espaciais. Para este trabalho, o volume de medição tem uma dimensões do eixo calculados dos locais e^2 , eram de $135 \times 6,54 \times 6,53 \mu\text{m}$ e de $112 \times 5,46 \times 5,45 \mu\text{m}$.

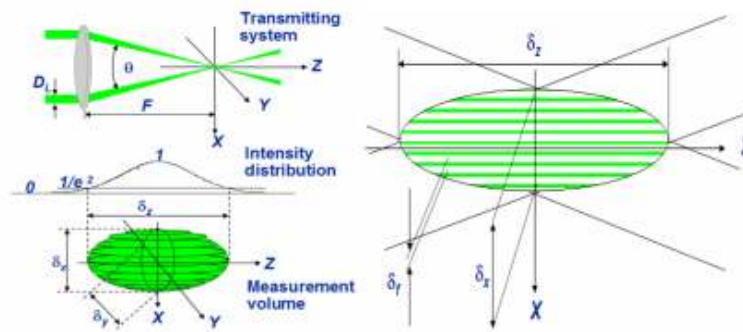


Figura 26 - Medição do volume elipsóide com uma intensidade Gaussiana nas 3 dimensões de distribuição δ_x , δ_y e δ_z .¹⁸

2.2.4. Seeding

A fonte de sinais de LDA são partículas que dispersam a luz.. Num LDA não é a velocidade de escoamento que é medida, mas sim a velocidade das partículas suspensas no escoamento. Sendo assim as partículas contidas no “seeding” podem ser consideradas como as sondas de velocidade. Em consequência disso, todas as propriedades físicas das partículas, tais como o tamanho de partícula, a composição, a massa específica, forma e concentração influenciam a qualidade do sinal, levando assim a algumas considerações importante sobre a selecção do tipo de seeding a usar. Genericamente, as partículas cujo movimento são usados para representar o movimento do fluido devem ser capazes de seguir o escoamento, ser boas espalhadoras de luz, quimicamente inactivas, convenientemente geradas, não-tóxicas, não corrosivas, não abrasivas, não voláteis ou então lentas a evaporar, limpas e baratas. No entanto, como referido antes, no seu movimento no fluido também são afectadas pela forma das partículas, o tamanho de partícula, densidade relativa de partículas e de fluidos, a concentração de partículas no fluido e as forças de corpo.

A forma das partículas afecta o arrasto exercido sobre a partícula pelo fluido circundante e o seu tamanho, juntamente com a sua densidade relativa influencia a sua resposta a alterações de velocidade do fluido circundante. As concentrações de partículas afectam o movimento das partículas através da interacção entre diferentes partículas, uma vez que as concentrações muito baixas, esta interacção pode ser desprezada. Forças de corpo, tais como a gravidade, poderiam também ser ignorados, já que este trabalho não vai estudar escoamentos muito lentos. Além disso as forças externas, tais como as forças gravitacionais, centrífuga e electrostática podem ser ignorada.

¹⁸ http://faculty.ksu.edu.sa/azzeer/Documents/534%20PHYS/LN7_LDA_s.pdf

Material	Particle Diameter [μm]	Comments
Al_2O_3	< 8	Gerado por fluidificação. Útil para semear chamas por conta de um alto ponto de fusão.
Glycerin	1 - 5	Geralmente gerado usando um atomizador.
Silicone Oil	1 - 3	muito satisfatório.
SiO_2 Particles	1 - 5	Partículas esféricas com uma distribuição de tamanho muito estreita. Melhor luz espalhada do que TiO_2 , mas não é tão bom como a glicerina.
TiO_2 Powder	Submicrons - dezenas de microns	Boa luz dispersa e estável em chamas até 2500°C . Distribuição de tamanho muito grande e forma de partículas aglomeradas.
Water	1 - 2	Gerado por atomização. Inibidor de evaporação deve ser adicionado.

Tabela 7-Materiais tipicamente usados para seeding em escoamentos de ar¹⁹.

Como a forma das partículas tem uma influência directa no espalhamento de luz, apenas fluido com partículas esféricas pode ser analisado. As partículas "reais" não podem ser modeladas correctamente. Com partículas de tamanho comparável ao comprimento de onda de luz, a teoria de Lorenz-Mie da dispersão de luz podia ser aplicada. Esta teoria apenas considera partículas esféricas e descreve apenas a dependência da sobre as partículas de tamanhos.

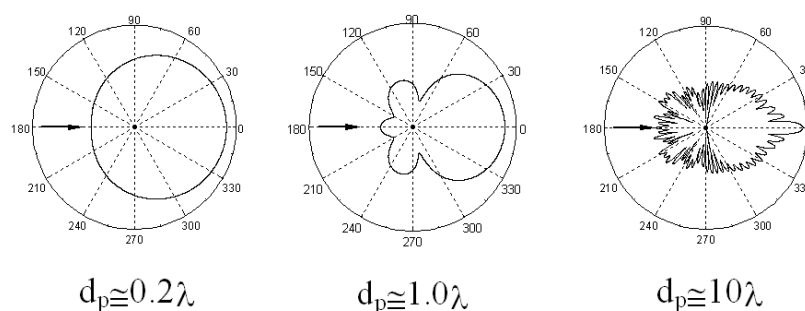


Figura 27 - Gráfico polar da intensidade da luz dispersa em relação ângulo de espalhamento com uma intensidade mostrado numa escala logarítmica²⁰.

¹⁹ Jensen, K. D., "Flow Measurements", *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, Vol. 26, No. 4, pp. 400-419, ISSN 1678-5878, 2004.

2.2.5. Características do sinal

O objectivo principal do utilizador do sistema LDA é criar um ambiente no qual os resultados das medições podem ser obtidos com rigor e, ao mesmo tempo, custo e esforço mínimo. O principal resultado de uma medição LDA é um impulso de corrente a partir do fotodetector, que contém a informação da frequência relacionada com a velocidade a ser medida e contém também o ruído que pode obter-se a partir de várias fontes tais como o ruído de fotodetecção, ruído electrónico secundário, ruído térmico do circuito pré-amplificador, ruído óptico, luz espalhada a partir do exterior do volume de medição, de impurezas ou sujidade acumulada, arranhões nas paredes da secção de teste, a luz ambiente, partículas várias, reflexões indesejadas, como por janelas, lentes, espelhos. O número de partículas de seeding presentes simultaneamente no volume de medição é muito importante para a qualidade do sinal, e para o desempenho do processador de sinal. A figura abaixo mostra o sinal filtrado que é realmente o sinal de entrada para o processador de sinal. A parte DC, que foi removida pelo filtro passa-alto, é conhecido como o pedestal de Doppler, e é frequentemente utilizado como um sinal de disparo, que inicia a amostragem de um sinal de sincronismo.

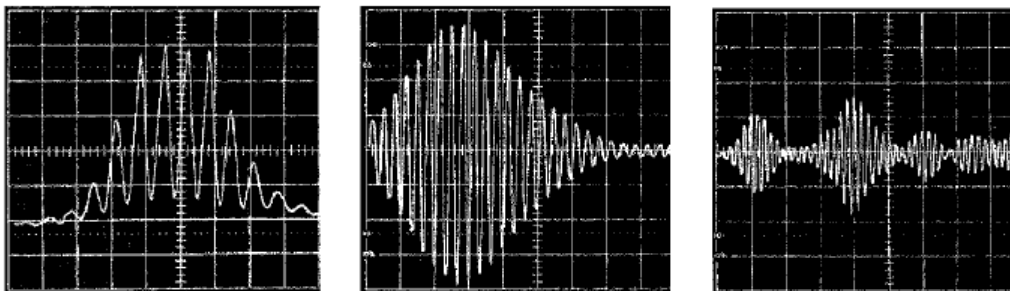


Figura 28 - Burst típicos de Doppler de uma partícula ou múltiplas partículas: esquerda - Burst de Doppler; média - Burst de Doppler filtrado; direita - múltiplas partículas²¹.

²⁰ http://faculty.ksu.edu.sa/azzeer/Documents/534%20PHYS/LN7_LDA_s.pdf

²¹ http://faculty.ksu.edu.sa/azzeer/Documents/534%20PHYS/LN7_LDA_s.pdf

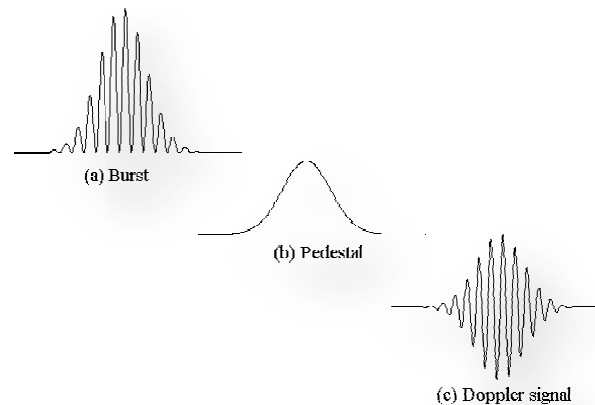


Figura 29 - a) sinal filtrado que entra no processador de sinal; b) parte DC do sinal; c) sinal de Doppler²².

O envelope da corrente modulada Doppler reflecte a distribuição de intensidade Gaussiana no volume de medição. Se as partículas estão presentes em mais do que o volume de medição simultaneamente, afigura-se um sinal de multi-partícula. A corrente de detecção é a soma das rajadas de corrente de cada partícula individual dentro da região iluminada.

Procedimento operacional LDA

Neste trabalho, o método de medição de velocidade consiste em partículas de seeding em suspensão no escoamento, com diâmetros entre 0,1 e 5 micrómetros. Para o efeito foi utilizado um Fog-Techno JEM máquina geradora de fumo e um mecanismo complementar cuja sua função é a injeção de seeding nos jactos incidentes. A máquina gera fumo a partir de líquido apropriado para o efeito. O fumo gerado pela máquina foi expulso e com o auxílio de um compressor com um valor de pressão de 1 bar foi enviado através de uma conduta para um ciclone.



Figura 30 - Ilustração do ciclone ligado ao gerador de fumo.

²² <http://www.dept.aoe.vt.edu/~devenpor/aoe3054/manual/expt4/index.htm>

Neste ciclone o fumo foi acelerado e enviado em espiral até encontrar uma contracção cónica. Após o fumo ser contraído foi enviado para um tubo fino, colocado no interior da secção de teste. Este tubo foi perfurado de modo a permitir que a inseminação de seeding para o escoamento em estudo.



Figura 31 - Ilustração do tubo perfurado que permite a inseminação de seeding na secção de teste.

É necessária a utilização de baixas concentrações de seeding, uma vez que a concentração de partículas afecta o movimento de partículas através da interacção entre as partículas diferentes.



Figura 32 - (esquerda) controlo remoto; (meio) Máquina geradora de fumo (meio); (direita) Seeding usado para marcador.

Quando o Led “ready” é accionado a máquina está na temperatura de operação e é agora capaz de produzir nevoeiro. O temporizador é ligado girando o controlo timer no sentido horário até que o led “timer” acenda. Neste ponto, a taxa de repetição do impulso temporizado é mínimo. Rodar o controlo no sentido dos ponteiros do relógio provoca o aumento da taxa de repetição. A duração do impulso é fixada, e apenas a frequência pode ser alterada. Quando combinado com o controlo de nível de saída, este proporciona de uma maneira simples a possibilidade de manter o nível de neblina constante. Ao pressionar o interruptor de nevoeiro (em qualquer momento desde o que o led “ready” esteja aceso), torna possível obter o nível de nevoeiro actualmente definido para a saída. O LED “Heat” é ligado quando a energia está sendo fornecida para o permutador de calor. Quando a temperatura máxima é atingida, o LED está desligado. O “Controlo de Nível de Saída” é girado no sentido horário para aumentar o nível de saída de fumo.

Para a visualização dos resultados, foi utilizado no temporizador o valor igual a 3. O botão de fumo foi pressionado de forma a manter uma forte e continua injeção de seeding no escoamento, a fim de ser registado numa fotografia. O traçador utilizado é um

monopropilenoglicol com água desmineralizada fabricados pelo mesmo fabricante da máquina de fumo.

Inicialmente foram efectuadas medições sem inseminação de “seeding” nos jactos incidentes. Mas, com o decorrer das medições verificou-se que era necessária essa inseminação, pois na região dos jactos incidentes era notória a falta de sinal, uma vez que os jactos tinham uma velocidade 22.5 vezes superior ao escoamento cruzado, fazendo assim com que uma grande parte do seeding transportado pelo escoamento cruzado voltasse para trás. Com esta situação tínhamos algumas dificuldades na obtenção de medições nas regiões dos jactos e a jusante destes. Para solucionar esta situação tínhamos de encontrar uma solução que fosse eficaz e não perturba-se o escoamento à saída dos jactos para a secção de teste. Sendo assim, a melhor solução encontrada, foi realizar uma inseminação de “seeding” separada para o escoamento de alta velocidade (jactos incidentes) reaproveitado um sistema de um trabalho antigo. Este mecanismo consiste num reservatório pressurizado a uma determinada pressão com um pulverizador no seu interior, cuja sua função é a de fazer borbulhar a mistura que se encontra no seu interior. Inicialmente o pulverizador foi inspirado num vaporizador médico, mas foi construído para suportar pressões mais elevadas. O pulverizador é constituído por dois tubos que são fechados na parte superior e tem um orifício de 1 mm no topo. O tubo que está no interior do pulverizador tem a função de não permitir que o líquido que está no interior do reservatório entre no sistema de ar comprimido. O tubo exterior do pulverizador apenas está a cobrir o tubo interior. Este sistema vai permitir que o líquido preencha o espaço entre os dois tubos, o que fará o líquido borbulhar no interior do reservatório.

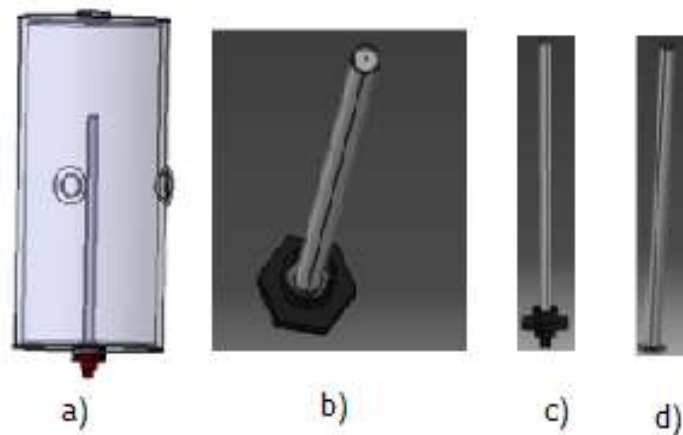


Figura 33- a) Sistema completo do vaporizador²²; b) Pulverizador²²; c) Tubo interior do pulverizador²²; Tubo exterior do pulverizador.²³

²³ Meireles, M. S. Pedro, Experimental Study of twin air impinging jets, Master Thesis , 2008/2009

A mistura utilizada (70% de glicerina + 30% de água) foi a mesma mistura que tinha sido usada no trabalho para a qual o mecanismo já tinha sido utilizado. A combinação da pressão do reservatório (pressão baixa de 2 bar) com a pressão do pulverizador (aproximadamente 1,2 bar) permite a formação de uma “neblina” formada por partículas da mistura contida no interior. A saída do depósito era bifurcada de modo a que pode-se sair a mesma quantidade de “neblina” para ambos os jactos.

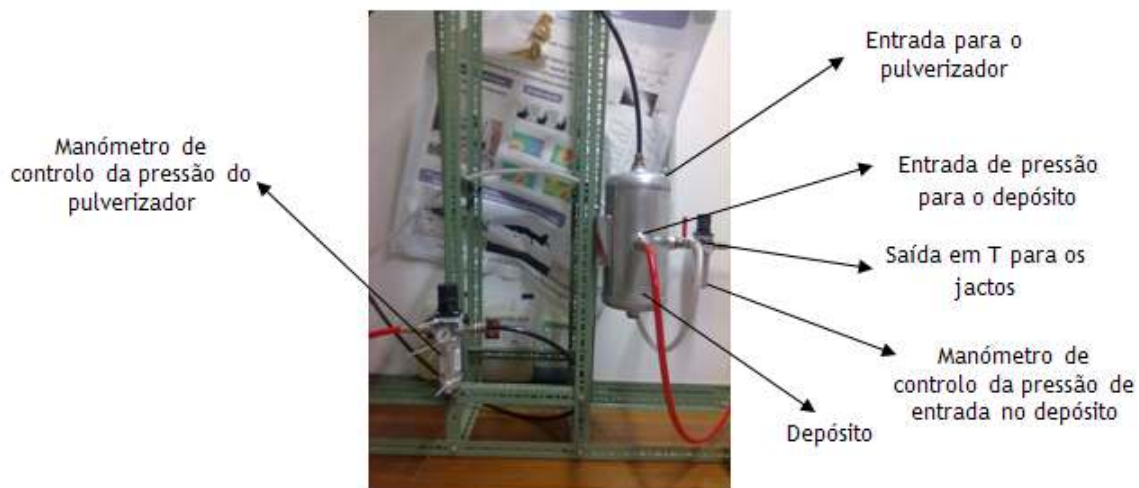


Figura 34 - Instalação usada na actividade experimental para o “seeding” dos jactos incidentes.

O campo de velocidade foi medido com duas cores (dois componentes) de laser Doppler velocímetro (Dantec Flowlite 2D), que compreendia uma 10mW de He-Ne e um diodo de 25 mW bombeado uma frequência duplicada Nd: YAG. A frequência e mudança da célula de Bragg utilizada em ambos os canais foi $f_0 = 40$ MHz para detectar as reversões de escoamento. A metade do ângulo entre os feixes foi 2.8° e a luz dispersa foi recolhida em modo de dispersão de retorno com uma lente focal de 400 mm. O volume de medição com as dimensões do eixo calculado nos locais de intensidade e^{-2} de $135 \times 6,54 \times 6,53 \mu m$ e $112 \times 5,46 \times 5,45 \mu m$ foi posicionado no local desejado através da utilização de um computador remotamente impulsionado por uma unidade de deslocamento XYZ com uma precisão de $\pm 0,1$ mm. A velocidade horizontal e velocidades vertical, \bar{U} e \bar{V} as velocidades média e turbulenta, $\sqrt{\bar{u}'^2}$, $\sqrt{\bar{v}'^2}$ juntamente com a tensão de corte $\overline{u'v'}$, anisotropia $\sqrt{\bar{u}'^2}/\sqrt{\bar{v}'^2}$ e

factor de correlação $K_{uv} = \frac{\overline{uv}}{\sqrt{\overline{u^2}}\sqrt{\overline{v^2}}}$ foram determinadas por dois canais do processador BSA Dantec F60.

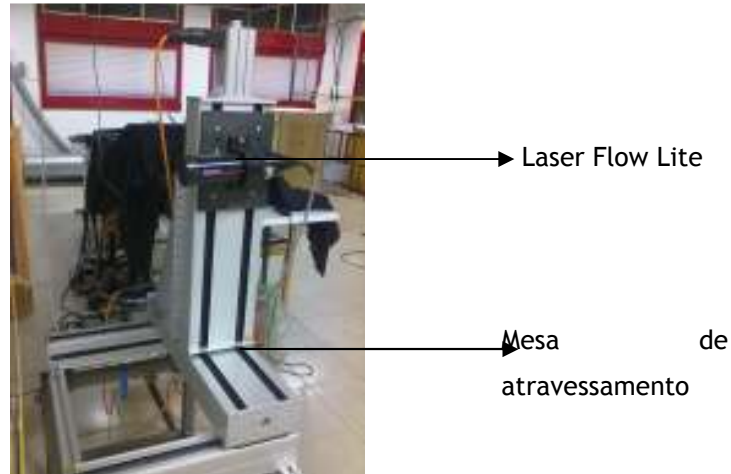


Figura 35 - Ilustração do Laser Flow Lite e da mesa de atravessamento utilizada.

2.2.6. Estimativa de erros nas medições LDA

Como mostrado na Figura 26, o eixo principal δz é muito maior do que δx e δy , tornando a forma do volume de medição elipsoidal. Isto torna o LDA retro difundido sensível a gradientes de velocidade dentro do volume de medição. Para um volume de medição de pequena dimensões sendo percorrido por partículas marcadoras, deve de existir um controlo muito apertado do tamanho das partículas marcadoras; para que o LDA meça a velocidade das partículas suspensas no escoamento, elas devem ser suficientemente pequenas para controlar o escoamento de precisão e suficiente grandes para dispersar luz suficiente de modo a detectar a frequência Doppler. Esta limitação do tamanho das partículas de modo a ter a capacidade para dispersar eficazmente a luz laser implica que o diâmetro de partículas deva ser pelo menos o mesmo tamanho do comprimento de onda da luz do laser. Embora a técnica LDA tenha muitas vantagens em comparação com métodos como a Anemometria de fio quente e de filme quente, as medidas resultantes pode conter alguns erros específicos desta técnica, tais como erros de hardware, polarização de velocidade, polarização de franja e efeitos de distorção marginais.

Erros de Hardware

A primeira fonte comum de erros em comparação com outros sistemas é os erros de hardware. Devido à frequência e limitações do temporizador interno do processador de sinal, existem erros de 1% e 3,6% para a velocidade média e para a componente flutuante turbulenta, respectivamente, como especificado pelo fabricante do sistema de LDA. A

precisão do espaçamento dos feixes e do comprimento focal da sonda de fibra óptica pode também afectar o cálculo da velocidade, onde metade do ângulo de intersecção é calculado com base no quociente entre metade do espaçamento do feixe meia e a distância focal. No sistema de LDA existente, assume-se um desalinhamento de $\pm 0,2$ mm sobre o espaçamento de feixe e distância focal, sendo assim um erro de 1% podem ser introduzidos no cálculo das velocidades. No entanto, o erro devido à incerteza da configuração óptica é constante e afecta todas as medições de forma igual.

Polarização da velocidade

Outra fonte bem conhecida de incerteza é polarização velocidade que está relacionada com uma maior probabilidade de se obter maior quantidade de partículas com componente de velocidade elevada atravessando o volume de medição num dado tempo de amostragem, do que partículas com uma componente de velocidade baixa. O sistema observa com mais frequência partículas com velocidades maiores do que partículas com velocidades menores. Como consequência, a simetria do histograma construído a partir de medições de LDA é sempre mais ou menos perturbado por este efeito da polarização velocidade (Zhang, 2010). Velocidades superiores resultam em maior facilidade de detecção de dados que as velocidades baixas. Numa situação de escoamento turbulento, o processo de cálculo da média estatística para a velocidade leva a uma tendência para as velocidades mais elevadas, resultando assim numa super estimação de velocidades, também chamado efeito de alargamento (Zhang, 2010).

Polarização das franjas

Finalmente, a fonte de erros associados com a direcção de propagação das partículas dentro do volume de medição, conhecido como polarização de franja. Sob a relação entre um sinal fixo e de ruído (S / N), o sinal de burst de sincronismo de Doppler é dependente do nível de sinal acima do nível de ruído de fundo, bem como o número mínimo de franjas apresentados no sinal de ruptura. O número máximo de franjas dentro do burst pode normalmente ser alcançada quando a trajectória das partículas no centro do volume de medição intersecta as franjas perpendicularmente. No entanto, quando o volume de medição está localizado em locais próximos da parede e regiões de recirculação de escoamento, as partículas poderiam viajar paralelamente para as franjas no volume de medição. Isto provocará uma redução na taxa de dados e é uma fonte de erro para as estatísticas de velocidade das partículas.

Distorção de efeitos marginais

A Figura 37 ilustra quatro tipos de franja de distorção encontrados na literatura. Os três primeiros tipos (Figura 37a, b, c), foram observados por Zhang, 2010. O primeiro tipo (Figura 37a) tem lugar quando a velocidade tangencial do escoamento num tubo circular é medido

sem correspondência de índice de refração do fluido. O segundo tipo (Figura 37b) é considerado simplesmente como uma questão do layout de óptica impróprio. O terceiro tipo (Figura 37c) está relacionado com o astigmatismo devido às refrações do feixe de laser e ilustra os deslocamentos de todos os quatro pontos focais de dois feixes de laser (A e B) a partir do volume de medição. Este tipo de distorção de franja provoca interferência no padrão de franjas (Figura 37d).

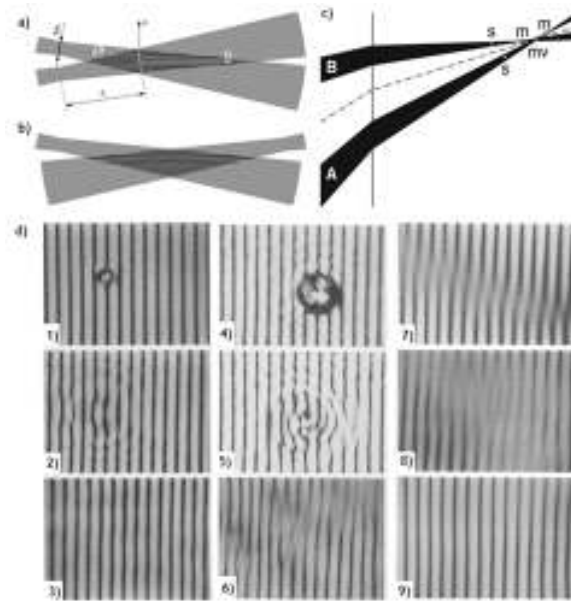


Figura 36 - Distorção de efeitos marginais: a) ambas as cinturas dos feixes colocadas antes do centro do volume de medição (distância Z_1). Este tipo de distorção existe também quando a cintura do feixe é colocada depois do centro do volume de medição, b) a cintura do feixe é colocada antes do centro do volume de medição e a outra cintura do feixe é colocada depois do centro do volume de medição, c) o astigmatismo: deslocamentos de todos os quatro pontos focais nos dois feixes de laser (A e B) a partir do volume de medição (um tempo de refração); d) marcador da distorção das partículas no padrão das franjas

2.2.7. Precisão dos Resultados

Os processadores de sinal Doppler têm a tarefa essencial de estimar a frequência de oscilação da parte do sinal de Doppler. Atingir este objectivo é sempre dificultado pela presença do ruído no sinal de Doppler, que vem de diferentes fontes de ruído, tais como o ruído de modulação do laser, a diferença do percurso óptico dos feixes de laser de entrada, a distorção da frente da fase por partículas marcadores nos feixes de entrada, a distorção dos feixes de laser no volume de medição devido à partícula marcadora, o ruído de amplificação

da foto-corrente ou o ruído electrónico nos filtros e amplificadores do processador. A precisão do resultado depende dessas condições de medição, qualidade do sinal, do cuidado tomado pelo usuário, etc. Devido a isso, a forma de um sinal de sincronismo de Doppler é determinada pelas propriedades de forma, tamanho e superfície das partículas, assim como o alinhamento do sistema óptico e o caminho real que a partícula leva à medida que passa através do volume de medição. A calibração para este trabalho foi definida de forma a obter um bom burst de Doppler, sendo que isso exige alguma experiência. Para tal foram seguidas as instruções presentes no guia de instalação e do utilizador do BSA Flow Software. Este manual refere que a taxa de validação é um bom indicador de um burst de Doppler bom. Essas instruções foram usados para obter uma boa taxa de dados e de validação, ajustando as configurações de alta tensão, ganho e as configurações de comprimento do registo sob as propriedades de alcance e ganho.

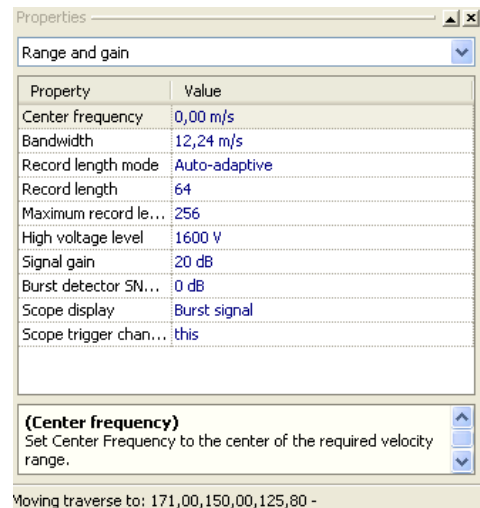


Figura 37 - Configurações e propriedades de ganho e alcance.

A figura 38 mostra o resultado da calibração de um burst, como refere o Guia do utilizador.

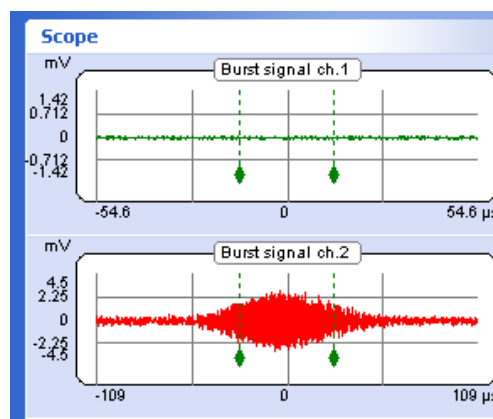


Figura 38 - Calibração de sinal de burst de Doppler.

A figura mostra um sinal para uma frequência $f = 30$ Hz durante as configurações de calibração. É, então, decidiu fazer um estudo comparativo de velocidade para todas as medições para as frequências $f = 30$ e $f = 40$ Hz. Durante todas as medições deste trabalho, foi capaz de manter tal um sinal idêntico êxito. Além disso, durante todas as medições desse trabalho, a pdf para cada perfil, apresentou configuração da figura 39.

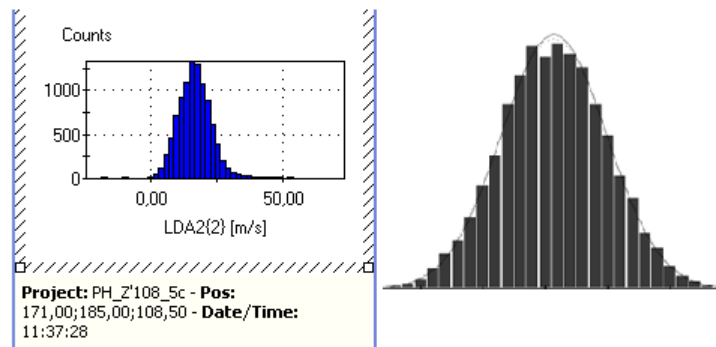


Figura 39 - distribuição Gaussiana (PDF) de um escoamento de jacto medido pelo método LDA: (esquerda) PDF obtida pelo BSA Flow Lite; (direita) PDF teórica.

Todas as velocidades de ruído que apareceram fora desta “forma de sino” foram removidas para uma apresentação mais rigorosa dos resultados velocidade. Neste trabalho, todas as medições foram feitas com condições de luminosidade semelhantes. A emissão das partículas marcadoras (seeding) foi controlada através do botão “LEVEL” entre ao valores de 2 a 2.5 e com o botão “TIMER” no valor de 2 (esquerda Figura 30). O botão “HEAT” só foi usado para produzir fumo nos procedimentos de visualização e em alguns momentos das medições em o seeding não era estava presente naquele momento. Cada vez que as medições eram iniciadas novamente, o processo inicial era o de repetir as medições nos últimos dois pontos medidos anteriormente, a fim de comparar os resultados para saber se toda a instalação estava nas condições ideais para iniciar as medições. Cada vez o processo de medição que sofreu alguma perturbação, essa medição foi repetida no ponto em questão com pelo menos 10000 amostras. Várias vezes foi utilizado o modo de aquisição repetitiva como forma de ficar continuamente actualizadas as propriedades de saída do BSA sem a aquisição de dados. Os principais parâmetros para otimizar as definições de propriedade BSA são a validação e a taxa de dados. A validação foi sempre elevada, muitas vezes perto dos 100% e a taxa de dados foi boa em alguns pontos, apresentando 10.000 amostras em menos de 120 s. Noutros pontos, por falta de partículas marcadoras no escoamento, a taxa de dados não foi tão, muitas vezes não indo além das 5000 amostras. A lente do laser LDA foi limpa a cada 20 horas de utilização, sendo sempre limpo com um produto e pano adequado, fornecido pelo distribuidor do sistema LDA.

Obter 10.000 amostras para cada ponto medido leva a um resultado com um erro relativo máximo estatístico para um intervalo de confiança de 95% de aproximadamente 0,5% na velocidade média e de 1,4% na intensidade turbulenta de acordo com Yanta et al., 1978.



Figura 40 - Ilustração de todo o sistema de aquisição de dados.

Capítulo 3

Resultados

3.1. Introdução

Neste capítulo, vão ser apresentados e discutidos os resultados obtidos através do método experimental.

No primeiro subcapítulo começa-se pela apresentação da calibração da actividade experimental antes de se iniciarem as medições. No segundo subcapítulo será apresentada a visualização do escoamento, passando depois, no terceiro e último subcapítulo para a apresentação dos perfis de velocidade médios e turbulenta para as três razões de velocidades estudadas (Tabela 7).

3.1.1. Calibração

A determinação de pressões, velocidades e direcção são essenciais para o estudo de escoamentos de fluidos. Estes escoamentos são extremamente importantes em processos que ocorrem no nosso meio ambiente e em muitas outras áreas. A maior parte dos escoamentos são turbulentos, contribuindo significativamente para o transporte de movimentos, de calor e de massa. A turbulência é ainda responsável pela maior parte das perdas por atrito, observadas como perdas de pressão, em sistemas de transporte de fluidos. Neste subcapítulo serão apresentadas todas as calibrações efectuadas na instalação experimental.

Em linguagem científica, a calibração é referido como o processo natural de transição que é usado para medir a precisão de um instrumento de medição que tem um padrão para determinar os possíveis erros numa escala específica. Quando feita da maneira certa, a calibragem pode tornar a actividade experimental mais fácil e melhor. Ela permite processos mais rápidos e, claro, com menor quantidade de erros. Durante a calibragem, é também importante ter a certeza de que as medições tomadas durante esse período são válidas. Muitas vezes, esses dados vieram de experiências, estudos e projectos que requerem calibração. Quando calibrada, uma máquina ou um sistema é comparada com outra máquina, cujos valores já foram padronizados e estabelecidos. Quanto maior for a base que foi utilizado na calibração, maior será a probabilidade de os valores imprecisos serem substituídos e reajustados. Estes processos de calibração são também muitas vezes referidos como o processo de verificação e determinação da relação entre a saída e a resposta do instrumento de medição para o valor da grandeza de entrada, sendo assim a calibração

conhecida como um padrão de medição. A calibração envolve assim todo o processo de ajustamento da saída / resultado ou a indicação de um instrumento de medição para correlacionar com o valor do padrão aplicado dentro do limite de precisão específico. Nos dias que correm a calibração em laboratórios de investigação é a forma ideal para minimizar possíveis erros, pois utiliza método científico para determinar erros de cálculo iminentes ao fazer algo para corrigir os erros no caso de existência de erros. Além do campo de laboratórios de investigação, a calibração é também extremamente benéfica porque permite a construção de instrumentos que são capazes de medir com precisão suficiente e menor probabilidade de ocorrência de erro.

A calibração da actividade experimental foi focada essencialmente em três pontos fundamentais:

Calibração do escoamento cruzado

Calibração dos jactos

Calibração do depósito de seeding para os jactos

A calibração do escoamento cruzado consistiu essencialmente em ajustar as guilhotinas que permitem a passagem do ar vindo do compressor para o túnel de vento. A calibração do túnel de vento foi efectuada sem a presença dos jactos de impacto. Inicialmente fixámos que a frequência a que o túnel de vento trabalharia seria 30 Hz.



Figura 41 - Consola de controlo do túnel de vento.

Como não sabíamos qual a posição correcta das guilhotinas de maneira a obter a razão de velocidade que pretendíamos numa primeira fase fizemos 3 testes à posição das guilhotinas. No teste A fechamos a guilhotina 1 completamente, fazendo variar a abertura da guilhotina 2 de forma decrescente. No teste B abrimos completamente a guilhotina 2, fazendo variar a abertura da guilhotina 1 de forma crescente e por fim no teste C abrimos completamente a guilhotina 1, fazendo variar a abertura da guilhotina 2 de uma forma decrescente.

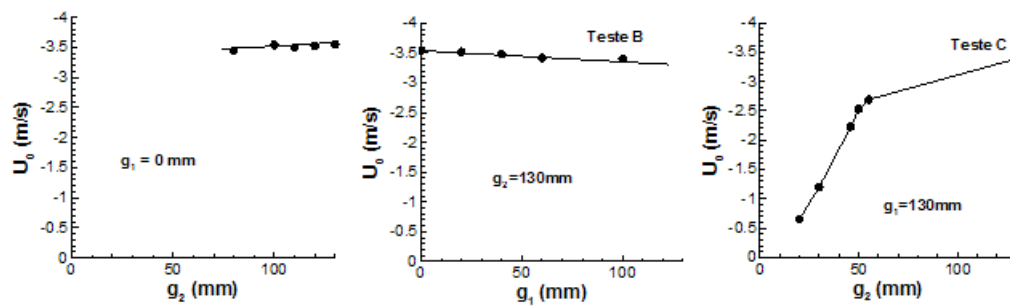


Figura 42 - Gráficos da calibração efectuada nas guilhotinas, esquerda) teste A, centro) teste B, direita) teste C.

Verificou-se porém que no teste A, a variação da abertura da guilhotina 2 na velocidade do escoamento cruzado era muito pequena. À semelhança do teste A, no teste B acontece o mesmo mas desta vez a variação foi na guilhotina 1. No caso da teste C a variação da abertura da guilhotina 2, mantendo a guilhotina 1 totalmente aberta já conseguimos observar que quanto mais fechada for a guilhotina 2 maior será a diminuição da velocidade do escoamento cruzado. Através destes gráficos conseguimos verificar que uma forma de controlar a velocidade do escoamento cruzado para os valores pretendidos seria deixar a guilhotina 1 totalmente aberta, controlando assim a velocidade horizontal do escoamento cruzado através da guilhotina 2.



Figura 43 - Representação da posição das guilhotinas 1 e 2 no aparato experimental.

A calibração dos jactos de impactos foi efectuada com escoamento cruzado para um valor de 0,63mm de H_2O no micromanómetro. Um micromanómetro é um instrumento sensível que pode medir diferenças muito pequenas na pressão. Este valor no micromanómetro é originado pela posição das duas guilhotinas: guilhotina 1 totalmente fechada e guilhotina 2 totalmente aberta. Foram experimentadas várias pressões nos jactos, fazendo estas decrescer e crescer

durante a calibração. De salientar que a calibração foi feita com o laser a medir no centro do jacto. O resultado obtido é mostrado no próximo gráfico.

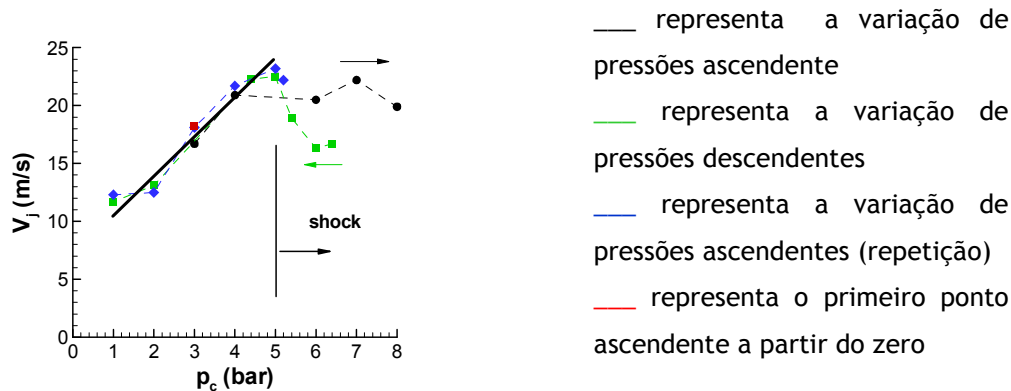


Figura 44 - Gráfico representativo da calibração dos jactos incidentes.

Ao analisar o gráfico podemos verificar que até a uma pressão de aproximadamente 5 bar a velocidade dos jactos aumenta com o aumento da pressão, mas a partir desta pressão existem ligeiras quedas na velocidade dos jactos, indiciando a presença de uma onda de choque para pressões acima dos 5 bar. Através desta calibração conseguimos assim perceber qual o comportamento da instalação e permitindo-nos também escolher quais as pressões e posições das guilhotinas a utilizar durante a actividade experimental. Sendo assim a através da análise dos gráficos estipulou-se que a posição da guilhotina 1 seria 130 mm e a posição da guilhotina 2 seria 22 mm. A partir daqui definiram-se quais as pressões a utilizar nos jactos para casa razão de velocidade estudada.

Razão de velocidade [V_j/U_0]	Pressão utilizada nos jactos [bar]	Velocidade do escoamento cruzado [m/s]
20	1.2	0.5
30	2.4	0.5
40	3.6	0.5

Tabela 8-Resumo da pressão utilizada nos jactos e velocidade do escoamento cruzado usados numa primeira fase da experiência para cada razão de velocidade.

No decorrer das medições foi detectado uma deficiência de quantidade de seeding na região dos jactos, pelo que se teve de alterar a instalação de forma a corrigir esse pequeno problema. Como já foi dito no subcapítulo 2.3, foi necessária a instalação de um depósito

cuja sua função é a formação de seeding para os jactos. Os jactos estavam conectados a este depósito de modo a transportarem consigo o seeding produzido pelo depósito. Uma vez que houve uma alteração na actividade experimental teve esta de ser novamente calibrada. Começámos por calibrar os jactos novamente. Uma vez que os jactos eram agora alimentados pelo depósito, o que tivemos de ter em conta na calibração foi a pressão estabelecida para o interior do depósito. Como o depósito também tinha no seu interior o pulverizador, tínhamos deter também em conta a pressão imposta ao pulverizador de modo a fazer a mistura no interior do depósito borbulhar. Ou seja, a pressão com que os jactos saiam do depósito para a secção de teste era resultados da soma das pressões imposta ao pulverizador e da pressão depositada dentro do depósito. Temos de acrescentar ainda algumas perdas de carga nomeadamente nos tubos que faziam a ligação do depósito para a secção de teste e das ligações entre a saída do depósito e as mangueiras de ambos os jactos. A nova calibração dos jactos foi feita de modo análogo à calibração feita anteriormente, começando por primeiro medir as velocidades no ponto no centro do jacto e junto à saída deste para pressões crescentes e seguidamente no sentido contrário. No final da calibração verificou-se que para a mesma pressão as velocidades obtidas no sentido descendente eram superiores em quase 5 m/s em relação às obtidas para a mesma pressão no sentido ascendente, levando-nos a pensar que o depósito actuava como um acumulador de pressão. De salientar ainda que as pressões impostas ao pulverizador (no interior do depósito) eram sempre superiores em 0,4 bar das pressões depositadas para dentro do depósito, pois se a pressão de borbulhar não fosse superior à pressão depositada para dentro do depósito corríamos o risco da mistura subir pelo pulverizador e começar a vazar para fora do depósito através do tubo que fornecia a pressão a este. Por todas estas razões e uma vez que já tínhamos uma ideia do comportamento do sistema, decidimos então optar definir uma pressão única para a entrada do depósito e para o pulverizador para todas as razões de pressão e calibrar novamente o escoamento cruzado no sentido de obtermos as razões de velocidade pretendidas. Sendo assim, a pressão escolhida para a entrada do depósito foi 2 bar e para o pulverizador de 2.4 bar. Tendo em conta a calibração efectuada para os jactos sabíamos que a velocidade à saída do jacto para esta gama de pressões seria de aproximadamente $V_j = 32$ m/s. A partir deste valor de velocidade procedeu-se à calibração do escoamento cruzado sabendo que para cada razão de velocidades teríamos uma determinada velocidade do escoamento cruzado, logo uma determinada posição para as guilhotinas 1 e 2. Pela análise da figura x, podemos concluir que a forma mais fácil de modelar a velocidade do escoamento cruzado seria abrir completamente a guilhotina 1 e variar a abertura da guilhotina 2. Assim para se calibrar de novo o escoamento cruzado foi seguida esta conclusão. De forma a saber qual a velocidade exacta à saída do túnel de vento do escoamento cruzado foi usado o micromanómetro para tal. Este aparelho permitiu-nos saber através de um tubo de pitot que consiste basicamente num tubo orientado para o escoamento de fluido a medir a cada momento qual era a diferença entre a pressão de estagnação e a pressão estática (H) em mm H₂O.



Figura 45 - Micromanómetro utilizado durante a actividade experimental.

Esta diferença é obtida pois o tubo contém fluido que pode assim medir a pressão do fluido em movimento (soma da pressão estática mais a pressão do fluido em movimento - a chamada pressão dinâmica): a pressão total.

Todavia, visto que pela conhecida equação de Bernoulli da Mecânica dos fluidos, tem-se:

$$P_T = P_0 + \frac{1}{2}\rho U_0^2$$

$$U_0 = \sqrt{\frac{2(P_T - P_0)}{\rho}}$$

A pressão estática, isto é, a que não depende do movimento, pode ser recolhida por detectores adequados, chamados de piezômetros ou ser obtida a partir de um tubo que envolve o primeiro no sentido coaxial e possui orifícios laterais perpendiculares ao movimento, sendo este tubo também é conhecido por tubo de Prandtl.

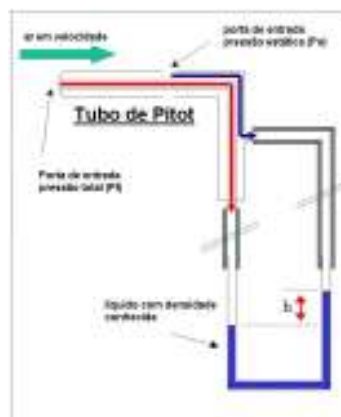


Figura 46 - Funcionamento de um tubo de pitot.²⁴

²⁴<http://fisicomaluco.com/wordpress/2009/06/19/o-que-sao-tubos-de-pitot-o-responsavel-pelo-acidente-da-airfrance/>)

A pressão ambiente sala e a sua temperatura foram obtidas através de um manómetro analógico presente na respectiva sala.

Através das linhas traçadas no gráfico de calibração foi facilmente identificável quais as posições que a guilhotina 2 tinha de tomar para que obtivéssemos as razões de velocidade pretendidas. Essas razões estão presente na tabela 8.

Razão de velocidade [V_j/U_0]	Posição da guilhotina 2 [mm]	Posição da guilhotina 1 [mm]	Velocidade do escoamento cruzado [m/s]
20	41.5	130	1.6
30	32		1.067
40	27.3		0.8

Tabela 9-Posições das guilhotinas e velocidade do escoamento cruzado para cada razão de velocidade estudada.

Como forma de analisar qual o perfil de saída dos jactos de impacto foi corrido um perfil horizontal no plano vertical de simetria com cerca de 22 pontos, mais concentrados nas proximidades dos jactos e em termos de coordenada vertical o mais próximo que conseguimos medir à saída do jacto com o laser inclinado 2.8° . O resultado obtido permiti-nos visualizar o perfil de saída de ambos os jactos. De salientar que nesta corrida não houve qualquer interacção dos jactos com o escoamento cruzado, uma vez que este não estava ligado.

Com todos os aparelhos calibrados, apenas faltava ajustar as propriedades de ganho e alcance do sistema BSA Flow instalado no computador. O sinal foi calibrado mexendo tanto nas propriedades do ganho como do alcance de modo a que se obtivesse um sinal com um burst o mais nítido possível e que o ruído fosse quase por completo eliminado do sinal. Por vezes foram necessários alguns ajustamentos destas propriedades, principalmente na corrida de perfis horizontais, pois existiam grandes variações de velocidade vertical nestes perfis. A partir deste momento tivemos todas as condições para iniciar a actividade experimental.

3.1.2. Visualização

A visualização do escoamento foi realizada através do uso de fotografia digital directa de modo a escolher os locais de medição e assim fornecer uma imagem qualitativa do tipo de escoamento. Para tal, o plano longitudinal vertical de simetria foi iluminado com uma “folha

de luz”. Todas as fotografias foram tiradas perpendicularmente ao plano de vertical de simetria.

Para todos os escoamentos estudados, os resultados mostraram (para cada jacto) um padrão semelhante ao de um único jacto de impacto. A figura mostra isso mesmo e foi obtida para a razão de velocidade mais baixa ($V_j/U_0=22.5$), razão entre a altura de impacto do jacto e o seu diâmetro (H/D) de 20.1, razão de distância entre os eixos dos jacto e o seu diâmetro de 6 e para o numero de Reynolds igual a 4.3×10^4 .

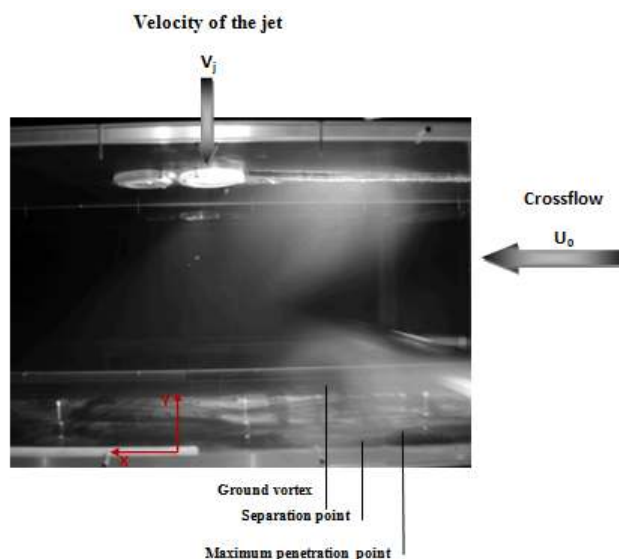


Figura 47 - Visualização do escoamento do jacto duplo no plano vertical de simetria.

A figura 47 identifica o desenvolvimento do escoamento ao longo do plano vertical de simetria, ou seja, para $Z = 0$. Cada jacto tem um núcleo potencial inicial na região do jacto, onde as características de escoamento são idênticas aos de um jacto livre. Um jacto livre ocorre quando um fluido é expandido por meio de um bocal ou orifício para um meio no qual o escoamento não é directamente afectado por um contorno fixo. Este comportamento acontece pois neste caso $H/D \gg 1$, logo a presença do plano de impacto interfere pouco, ou seja, sendo característica uma zona mais intensa do jacto, comportando-se assim como um jacto livre. O alargamento do jacto começa a sentir a presença da superfície de impacto pelo que o escoamento é caracterizado pela deflexão considerável do jacto.

Infelizmente, não foi possível identificar todas as regiões simultaneamente na mesma foto, assim como, a deflexão de cada um dos jactos devido à interacção com o escoamento cruzado. No entanto, a imagem seleccionada mostra o jacto de parede correspondente ao jacto de impacto a montante que é quase paralelo à superfície de impacto, e exhibe um comportamento semelhante ao de um jacto de parede radial em que os efeitos de interacção a montante devido ao impacto não são mais importantes.

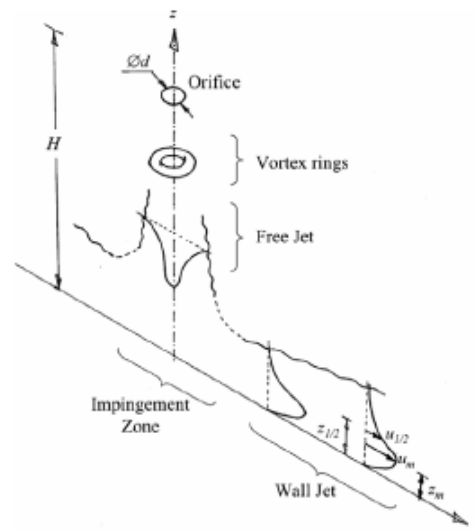


Figura 48 - Ilustração esquemática da evolução do escoamento devido ao impacto normal de um jacto numa superfície de impacto²⁵.

À medida que o jacto se aproxima da superfície de impacto a velocidade axial diminui rapidamente com o aumento da pressão estática e com a presença de um ponto de estagnação na superfície de impacto. O jacto de seguida é então dirigido radialmente para fora ao longo da superfície de impacto, onde o escoamento é temporariamente acelerado devido ao gradiente de pressão local.

O jacto de parede a montante interage com o escoamento cruzado e faz um vórtice em forma de ferradura na superfície de impacto, que envolve ambos os jactos de impacto. Como resultado, dois vórtices em contra rotação na direcção do escoamento desenvolve-se lado-a-lado e decaindo mais a jusante de cada zona de impacto formando um “ground vortex”. A natureza de cada “ground vortex” é semelhante à estrutura de ferradura conhecida gerada pela deflexão de uma camada limite por um obstáculo sólido, mas é diferente do par de vórtice conhecido por existir num jacto curvado no escoamento cruzado longe do chão. Não houve evidência de um “ground vortex” correspondente ao jacto de impacto a jusante podendo ser confirmado, mas esta visualização dá-nos a indicação de que o jacto de impacto a montante e o correspondente “ground vortex” estão a bloquear o escoamento cruzado e a provocar uma alteração do padrão do escoamento.

²⁵ Gopi Krishnan, Kamran Mohseni, An experimental study of a radial wall jet formed by the normal impingement of a round synthetic jet, European Journal of Mechanics B/Fluids

No caso de os jactos serem posicionados lado a lado em frente do escoamento cruzado [16] apareceriam 2 “ground vortex”s, assim como uma fonte de escoamento no plano vertical de simetria devido à colisão dos jactos de parede radiais

No caso em estudo, para uma relação de velocidade entre o jacto e o escoamento cruzado de $V_j/U_0=22,5$, não foi detectada qualquer fonte de escoamento. Analisando com mais pormenor a figura podemos observar que o escoamento cruzado é desviado lateralmente pela penetração do jacto, podendo causar uma região de recirculação imediatamente a jusante da descarga, para longe da placa de impacto, mas que aqui não pode ser claramente identificada. Todas estas características do escoamento são quantificadas nas figuras 51 a 59 por meio de um conjunto detalhado de medições da velocidade média e turbulenta obtidas no plano vertical de simetria ($Z = 0$) para as três razões de velocidade. A altura do jacto em relação ao diâmetro do mesmo, H / D , de 20,1, e um espaçamento entre os jactos, S / D , de 6, igual para todas as razões de velocidade.

Razão de velocidade, $V_R = V_j/U_0$	Número de Reynolds do jacto, Re_j
22.5	4.3×10^4
33.7	4.3×10^4
43.8	4.2×10^4

Tabela 10-Razão de velocidade estudadas e respectivos números de Reynolds.

Na tabela 9 foi calculado o número de Reynolds correspondente ao jacto de impacto. Este número adimensional é usado em mecânica dos fluidos para o cálculo do regime de um escoamento de determinado fluido sobre uma superfície. O cálculo deste número inclui as propriedades do fluido como a densidade e a viscosidade, além da velocidade do fluido e do comprimento característico ou dimensão característica. No caso em estudo a dimensão característica é representada pelo diâmetro interno do jacto de impacto. O seu significado físico é um quociente de forças: forças de inércia ($\rho v D$) entre forças de viscosidade (μ). É expressado da seguinte forma:

$$Re = \frac{\rho v D}{\mu}$$

Onde:

ρ representa a massa específica do fluido em estudo;

v representa a velocidade do fluido em estudo;

D representa a longitude característica do escoamento, o diâmetro para o escoamento no tubo;

μ representa a viscosidade dinâmica do fluido;

Podemos assim concluir que este número adimensional permite avaliar a estabilidade do escoamento, ou seja, o tipo de escoamento, indicando assim que o escoamento flui de forma laminar ou turbulenta.

Um escoamento laminar é definido como aquele no qual o fluido se move em camadas, ou lâminas, uma camada escorregando sobre a adjacente havendo somente troca de quantidade de movimento molecular. Qualquer tendência para instabilidade e turbulência é amortecida por forças viscosas de corte que dificultam o movimento relativo entre as camadas adjacentes do fluido.

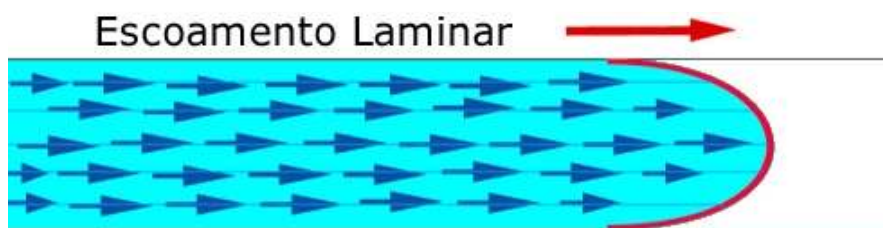


Figura 49 - Ilustração de um escoamento laminar num ducto.²⁶

Já um escoamento turbulento é aquele no qual as partículas apresentam movimento caótico macroscópico, isto é, a velocidade apresenta componentes transversais ao movimento geral do conjunto do fluido. O escoamento turbulento apresenta também as seguintes características importantes:

- ✓ Irregularidade
- ✓ Difusividade
- ✓ Altos números de Reynolds
- ✓ Flutuações tridimensionais (vorticidade)
- ✓ Dissipação de energia

Contudo, o escoamento turbulento obedece aos mecanismos da mecânica dos meios contínuos e o fenômeno da turbulência não é uma característica dos fluidos mas do escoamento.

²⁶ <http://www.infoescola.com/mecanica-de-fluidos/tipos-de-fluxos-e-escoamentos/>

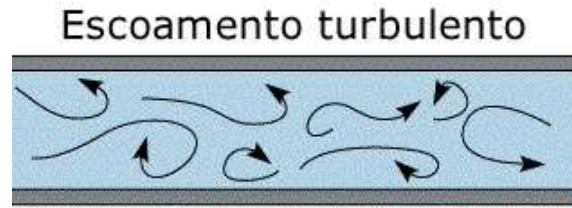


Figura 50 - Ilustração de um escoamento turbulento num ducto²⁷.

A transição entre estes dois regimes ocorre para um determinado valor do número de Reynolds abaixo do qual o regime é laminar, sendo turbulento para valores superiores. Porém, a transição de regime não depende apenas deste parâmetro, sendo também função de outros factores, tais como a rugosidade da superfície da conduta ou das perturbações na entrada do escoamento. Em condutas de superfície rugosa, a transição de regime ocorre para valores do número de Reynolds próximos de 2300. Para condutas de superfície lisa, o processo de transição é extremamente sensível, não só à geometria na entrada da conduta, como também a pequenas perturbações que possam afectar o escoamento. Como resultado, a transição de regime laminar a turbulento pode ocorrer para números de Reynolds mais elevados. Entre as regiões laminar e turbulenta existe uma zona de transição, na qual o escoamento tem características alternadamente laminares e turbulentas.

A gama de valores de número de Reynolds correspondentes a esta região de transição pode ser muito extensa, dependendo da taxa de produção de turbilhões, a qual é sensível ao nível de perturbações existentes na conduta.

Os tubos por onde escoava o ar comprimido para alimentação dos jactos de impacto não podem ser consideradas superfícies lisas, pois apesar de não serem visíveis a olho nu as rugosidades, o que é certo é macroscopicamente elas existem. Sendo assim e pela análise da tabela 9 podemos afirmar que estamos presente de um escoamento turbulento.

Assim é de esperar que exista a troca de energia no interior do escoamento resultando em tensões maiores. É também esperado que este movimento dissipe energia por atrito viscoso. Como resultado dos dois efeitos o fluido comportar-se-á como se sua viscosidade fosse aumentada.

²⁷ <http://www.infoescola.com/mecanica-de-fluidos/tipos-de-fluxos-e-escoamentos/>

3.2. Medidas

Como já dito acima este trabalho concentrou-se no estudo de 3 razões de velocidade, sendo que os gráficos seguintes concentram em si a análise desta 3 razões. Além da apresentação dos gráficos será também apresentado os campos de velocidades. Tanto os gráficos como os campos de velocidades apresentam-se adimensionalizados pela velocidade média vertical à saída do jacto, $V_j = 36$ m/s.

3.2.1. Perfis verticais para velocidade média horizontal, \bar{U} , ao longo do plano vertical de simetria, $Z=0$, para $V_j/U_0=22.5, 33.7, 43.8$

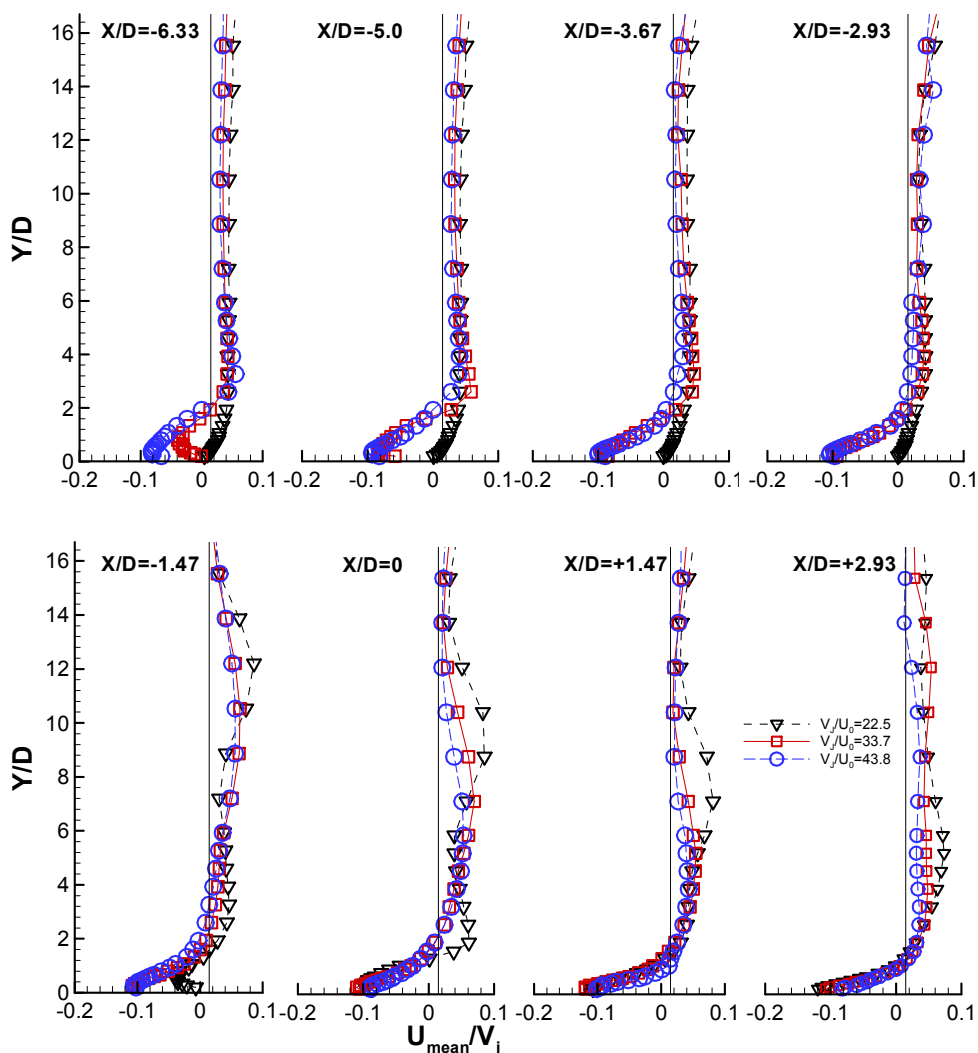


Figura 51 - Perfis verticais da velocidade média característica ao longo do plano longitudinal (simetria) que intercepta o centro dos dois jactos. $Re_j=4.3 \times 10^4$, $V_j/U_0=22.5, 33.7$ e 43.8 , $H/D=20.1$, e $S/D=6$.

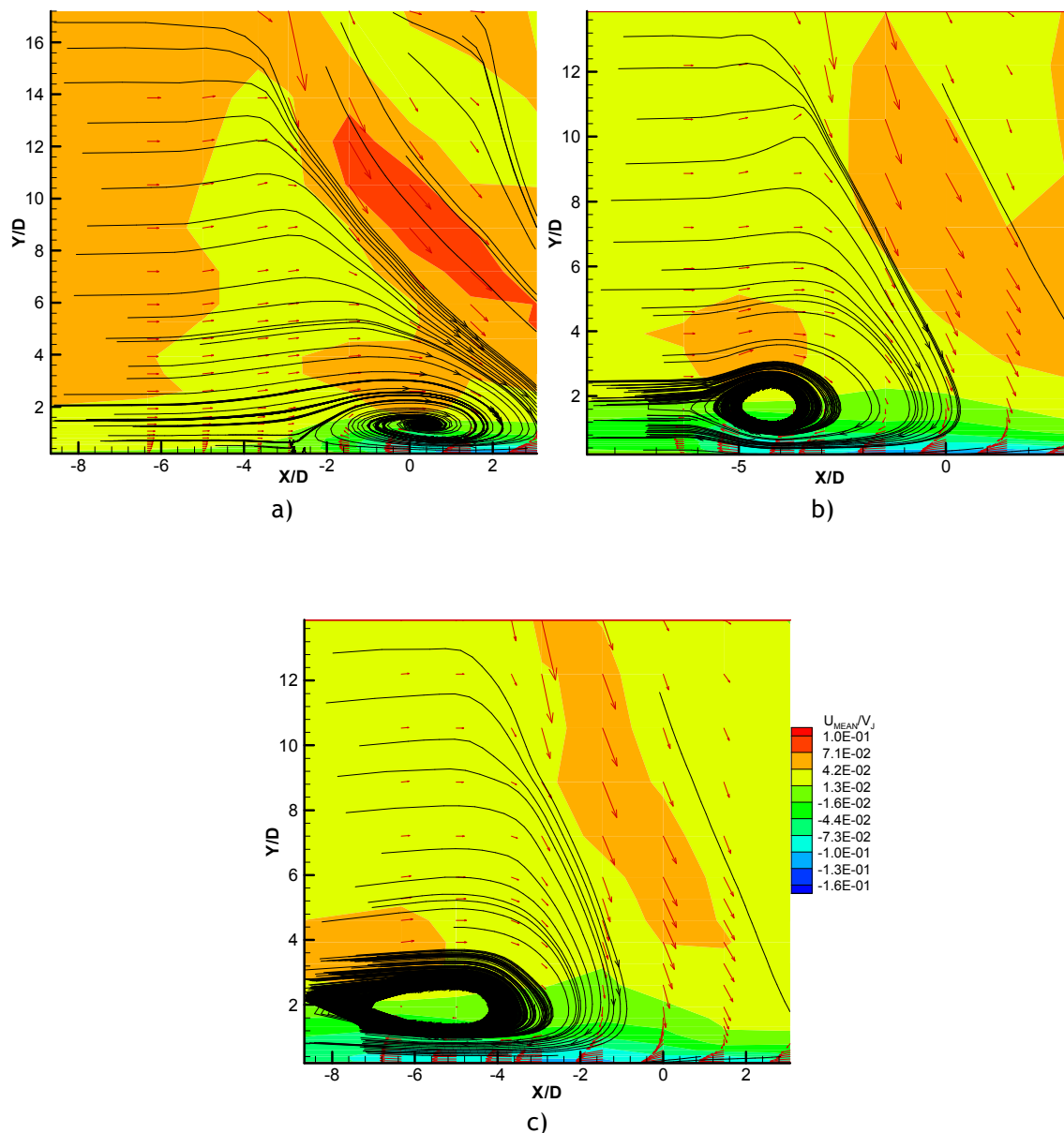


Figura 52 - Campo de velocidades média verticais correspondente aos perfis verticais para a) $V_J/U_0 = 22.5$; b) $V_J/U_0 = 33.7$; c) $V_J/U_0 = 43.8$.

Na figura 51 são analisados os 8 perfis verticais localizados ao longo da secção de teste para a velocidade média horizontal para as três razões de velocidade estudadas. Através da análise deste perfis verificamos que para a razão de velocidade mais baixa os perfis verticais correspondentes a $X/D = -6.33$, -5.0 e -3.67 apresentam gradientes de velocidade na região de $0 \text{ mm} < y < 30 \text{ mm}$, sendo que para $y > 30 \text{ mm}$ o escoamento começa a ser uniforme, ou seja, a velocidade horizontal é praticamente uniforme. Analisando ainda os mesmo perfis, verificamos que para as razões mais elevadas estes já não apresentam um perfil semelhante a uma camada limite, verificando se valores negativos da velocidade média horizontal para $0 \text{ mm} < y < 30 \text{ mm}$, indicando a presença da recirculação do escoamento, podendo ser

comprovado pelos campos de velocidades apresentados na figura 52. O perfil correspondente ao primeiro jacto é representado pelo perfil de $X/D=-2.93$. Os perfis da velocidade média horizontal das três razões de velocidade para $X/D= -2.93, -1.47, 0$ e $+1.47$ mostram valores negativos perto da placa de impacto, ou seja para $Y=0$, que correspondem ao jacto de parede a montante, revelando que o primeiro jacto de impacto foi desviado pelo crossflow. Esta deflexão é mais significativa para as duas razões de velocidade mais elevadas, devido principalmente ao facto de a velocidade do escoamento cruzado ser significativamente mais baixa que para a razão de velocidades mais baixa. No caso de $V_j/U_0=22.5$, uma vez que a velocidades do crossflow era relativamente alta é notório pela análise da figura 52a) o arrastamento de grande parte do jacto para o $X=0$, aparecendo assim o centro do “ground vortex” localizado neste lugar anteriormente.

No que diz respeito ao ponto de colisão do primeiro jacto para a razão de velocidades mais baixa este está localizado a em $X/D=2.93$ numa posição verticalmente próxima do eixo de saída do segundo jacto, sendo este fortemente deflectido devido a esta interferência. Como consequência, o jacto de parede a jusante do primeiro jacto e o segundo jacto parecem fundir-se rapidamente num só escoamento na direcção do crossflow (saída da secção de teste). Como já dito anteriormente, o primeiro jacto não se apresenta tão deflectido para as razões de velocidade mais elevadas, sendo mesmo possível verificar através da figura 52b) e 52c) que a razão de velocidades mais elevada é aquela em que o jacto se apresenta menos deflectido. Assim é facilmente identificável o ponto de colisão do jacto para cada uma das razões de velocidade, sendo $X/D= 0$ para $V_j/U_0=33.7$ e $X/D=-1.47$ para $V_j/U_0=43.8$. Estes perfis apresentam valores máximos da velocidade média vertical, chegando mesmo a atingir cerca do dobro da velocidade do escoamento a jusante entre $100\text{ mm} < Y < 150\text{ mm}$, indicando que não existe qualquer jacto de parede a montante do segundo jacto, uma vez que este é completamente desviado pelo crossflow ou pelo próprio jacto de parede do 1º jacto incidente.

O resultado deste estudo é assim consistente com as conclusões do Ref. [17] que para o escoamento de apenas um jacto de impacto em que os blocos do “ground vortex” a passagem do escoamento cruzado confinado aumenta a velocidade do escoamento cruzado que passa. Assim, para esta configuração uma conclusão a reter é que o segundo jacto (correspondente ao “rear jet” na aeronave) sente uma menor razão de velocidade entre o jacto e o crossflow e não ocorrendo colisão. Na situação prática de uma aeronave VSTOL isto pode resultar numa distribuição de pressão diferente na superfície inferior da aeronave, que com o vento frontal ou movimento o pequeno movimento para a frente pode resultar no incremento sob as

pressões na parte traseira da aeronave causando uma força de sucção para baixo e uma mudança do momento de pitching²⁸ em direcção ao solo.

3.2.2 Perfis verticais para velocidade média vertical, \bar{V} , ao longo do plano vertical de simetria, $Z=0$, para $V_j/U_0=22.5, 33.7, 43.8$

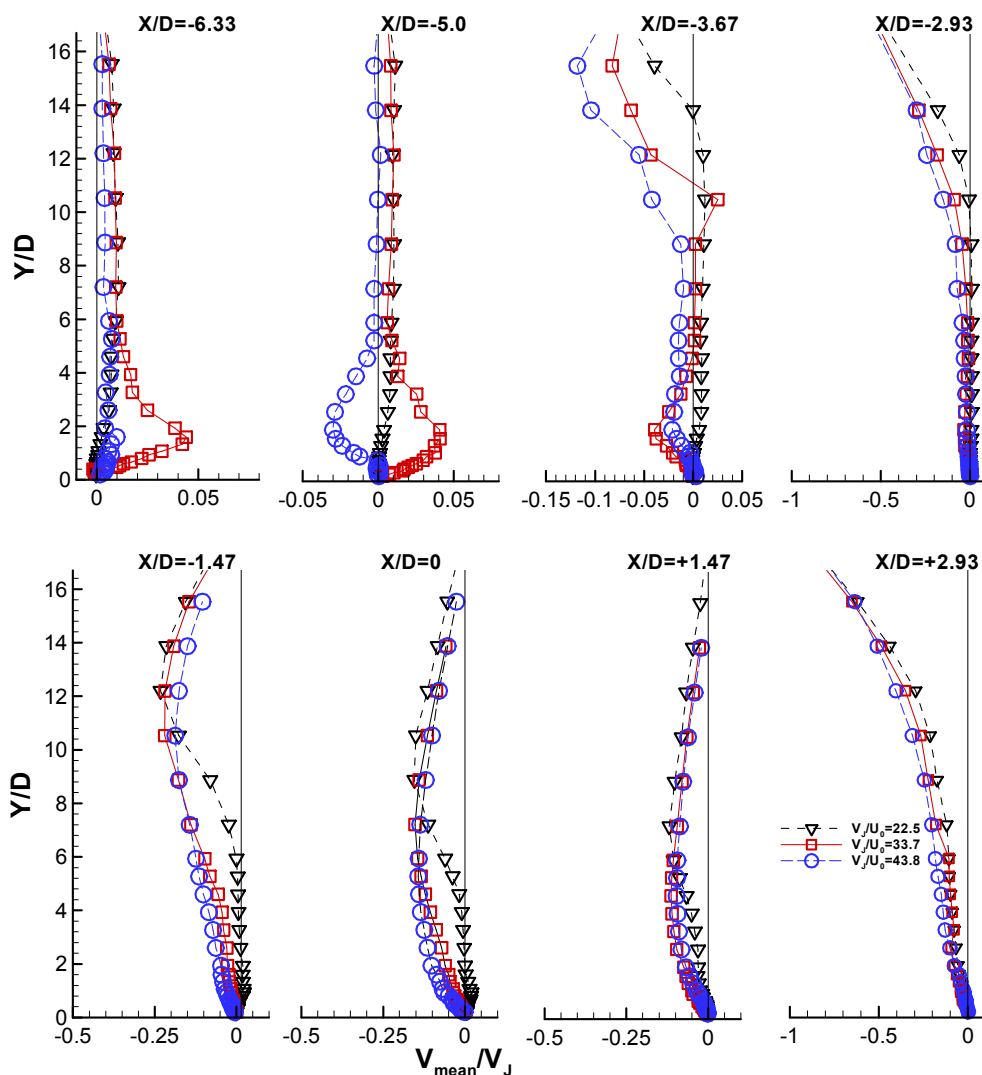


Figura 53 - Perfis verticais da velocidade média característica ao longo do plano longitudinal (simetria) que intercepta o centro dos dois jactos. $Re_j=4.3 \times 10^4$, $V_j/U_0=22.5, 33.7, 43.8$, $H/D=20.1$, e $S/D=6$.

²⁸ Em aerodinâmica, o momento de pitching é o momento produzido pela força aerodinâmica não no centro de pressão, mas no centro aerodinâmico do aerofólio.

Na figura 53 são analisados os 8 perfis verticais localizados ao longo da secção de teste para a velocidade média vertical para as três razões de velocidade estudadas. Para o primeiro perfil todas as razões de velocidades apresentam valores de velocidade média vertical positivos, sendo que para $V_j/U_0=33.7$ existe um incremento da velocidade para $0 \text{ mm} < Y < 30 \text{ mm}$, que não é identificado para as outras razões. O segundo perfil de velocidades apresentado apresenta uma grande diferença para as três razões de velocidade. Podemos observar que para a razão de velocidades intermédia todas as velocidades médias verticais são positivas, sendo mais elevadas no intervalo de $0 \text{ mm} < Y < 60 \text{ mm}$, devido a uma pequena aceleração do escoamento para contornar o “ground vortex”, uma vez que este perfil se encontra na periferia deste. No caso da razão de velocidades mais elevada, para o mesmo intervalo de Y , o perfil apresenta velocidades médias verticais negativa, pois o perfil já está dentro do “ground vortex”. As localizações do “ground vortex” para as diferentes razões de velocidade podem ser observadas na figura 52, sendo possível concluir que quanto maior a razão de velocidades mais para montante é registado o “ground vortex”.

O primeiro jacto é claramente identificado pelo perfil $X/D= -2.93$ para todas as razões de velocidade devido aos valores negativos da velocidade mas apenas se registam muito próximo da parede superior, nomeadamente para $y > 180 \text{ mm}$ ($Y/H= 0.596$). Nos dois perfis precedentes ao primeiro jacto é notória a presença deste devido à existência de velocidades negativas, que são mais acentuadas para as duas razões de velocidade mais altas até $Y/H=0.33$. Por fim o segundo jacto é identificado pelo perfil $X/D= 2.93$, apresentando velocidades verticais superiores ao primeiro jacto. Isto significa que não existe nenhum jacto de parede a montante resultante do segundo jacto, como já dito na análise dos perfis verticais para a velocidade média horizontal, embora o jacto completo seja desviado pelo crossflow.

3.2.3. Perfis verticais para tensão normal, $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$, ao longo do plano vertical de simetria, $Z=0$, para $V_j/U_0=22.5, 33.7, 43.8$

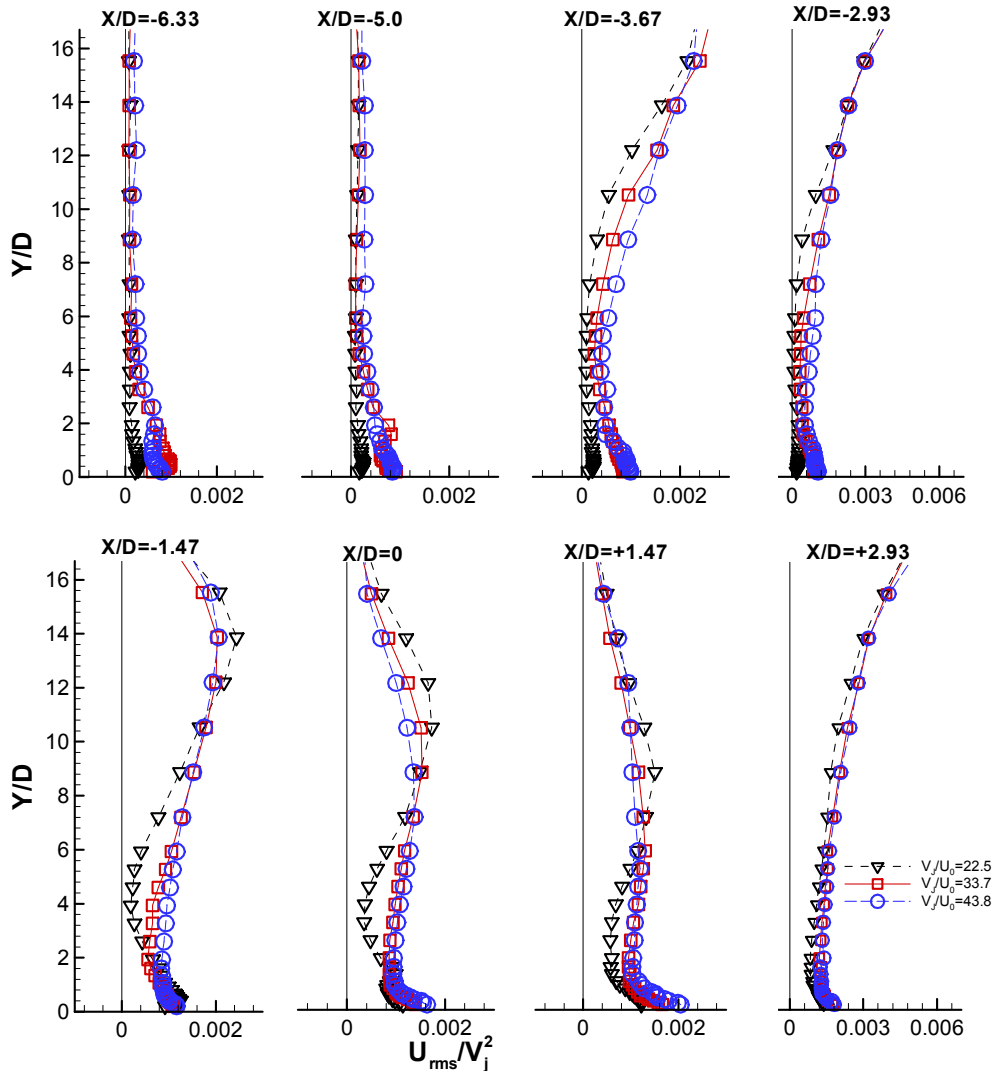


Figura 54 - Perfis verticais da tensão normal característica ao longo do plano longitudinal (simetria) que intercepta o centro dos dois jactos. $Re_j=4.3 \times 10^4$, $V_j/U_0=22.5, 33.7, 43.8$, $H/D=20.1$, e $S/D=6$.

Na figura 54 são analisados os 8 perfis verticais localizados ao longo da secção de teste para as tensões médias horizontais, na forma de rms para as três razões de velocidade estudadas.

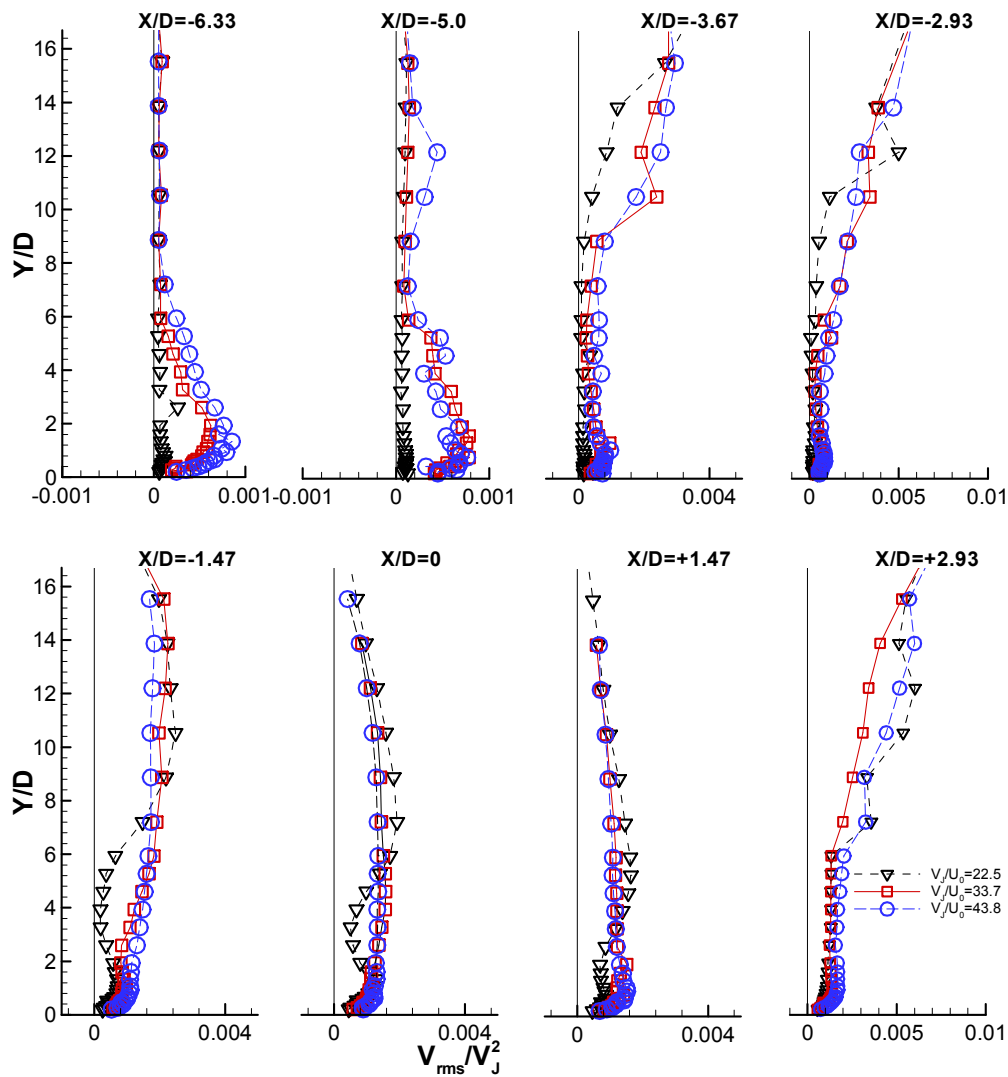


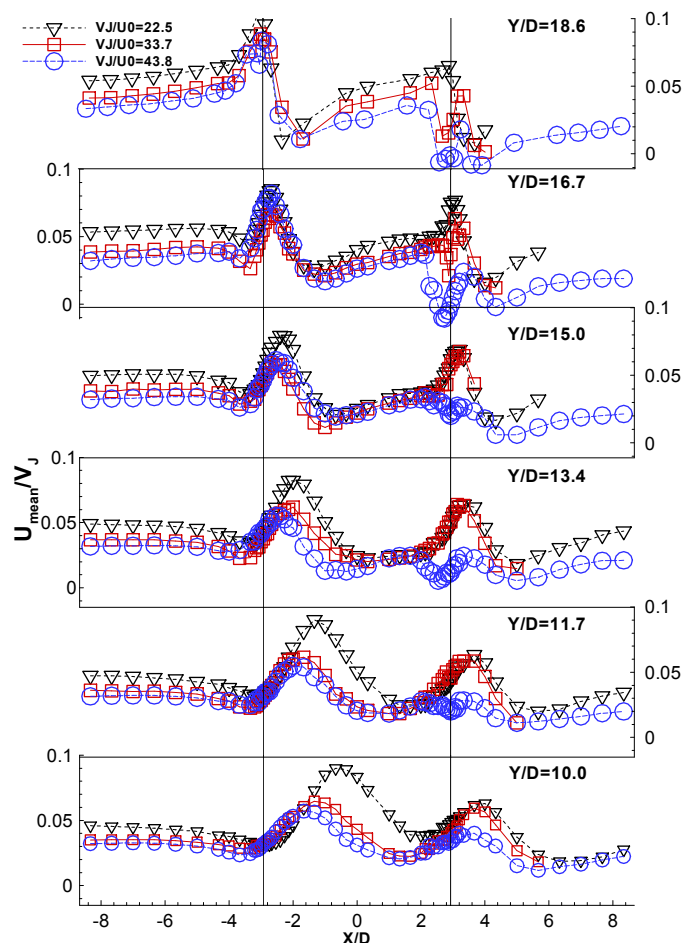
Figura 55 - Perfis verticais da tensão normal característica ao longo do plano longitudinal (simetria) que intercepta o centro dos dois jactos. $Re_j=4.3 \times 10^4$, $V_j/U_0=22.5, 33.7, 43.8$, $H/D=20.1$, e $S/D=6$.

Na figura 55 são analisados os 8 perfis verticais localizados ao longo da secção de teste para as tensões médias horizontais, na forma de rms para as três razões de velocidade estudadas. Analisando a figura 54 podemos verificar que todas as velocidades apresentam o mesmo comportamento para a maioria dos perfis. Apenas se encontra uma ligeira diferença nos perfis correspondentes a $Y/H = -1.47$ e 0 , onde a razão de velocidades mais baixa apresentam tensões normais horizontais mais baixas que as outras razões de velocidade.

Relativamente à figura 55, podemos verificar que os dois primeiros perfis apresentam picos na flutuação da componente de velocidade vertical para as razões de velocidade mais elevadas na região perto da placa de impacto, devido à proximidade destes perfis com a respectiva

localização do “ground vortex” para cada razão de velocidade. Para os dois perfis seguintes (um localizado a montante do primeiro jacto e outro respeitante ao primeiro jacto), são claramente identificados picos de flutuação da componente da velocidade vertical para 150 mm <Y> 200 mm para todas as razões de velocidade. Este resultado já era esperado, uma vez que esta região é caracterizada por gradiente de velocidade elevados. De salientar que para os restantes perfis as razões de velocidade apresentam picos de flutuação mais elevados relativamente à razão de velocidade mais baixa. Na secção 3.3.6 será analisada com maior pormenor a questão a flutuação da componente de velocidade vertical, uma vez que os perfis horizontais são mais perceptíveis para este tipo de análise

3.2.4. Perfis horizontais para velocidade média horizontal, \bar{U} , ao longo do plano vertical de simetria, Z=0, para $V_j/U_0=22.5, 33.7, 43.8$



Figuras 56 - Perfis horizontais da velocidade média horizontal característica ao longo do plano longitudinal (simetria) que intercepta o centro dos dois jactos. $Re_j=4.3 \times 10^4$, $V_j/U_0=22.5, 33.7, 43.8$, $H/D=20.1$, e $S/D=6$.

Na figura 56 são analisados 6 perfis horizontais localizados na região dos jactos incidentes (correspondente à segunda mesa de atravessamento) para a velocidade média horizontal para as três razões de velocidade estudadas. Os perfis horizontais obtidos permitiram quantificar o desenvolvimento dos jactos incidentes e confirmar o que já foi dito na análise dos perfis verticais. Além do já descrito podemos acrescentar pela análise dos perfis horizontais a localização de cada jacto incidente através do valor médio entre o máximo e mínimo da componente média horizontal. Através do gráfico verificamos que no lado montante o centro do primeiro jacto move-se na direcção do escoamento cruzado, sendo que para a $V_J/U_0 = 22.5$ o centro do primeiro jacto move-se de -43.02 mm em $Y/H=0.92$ para 10.47 mm em $Y/H=0.5$, correspondendo a um ângulo de deflexão de 21.9° .

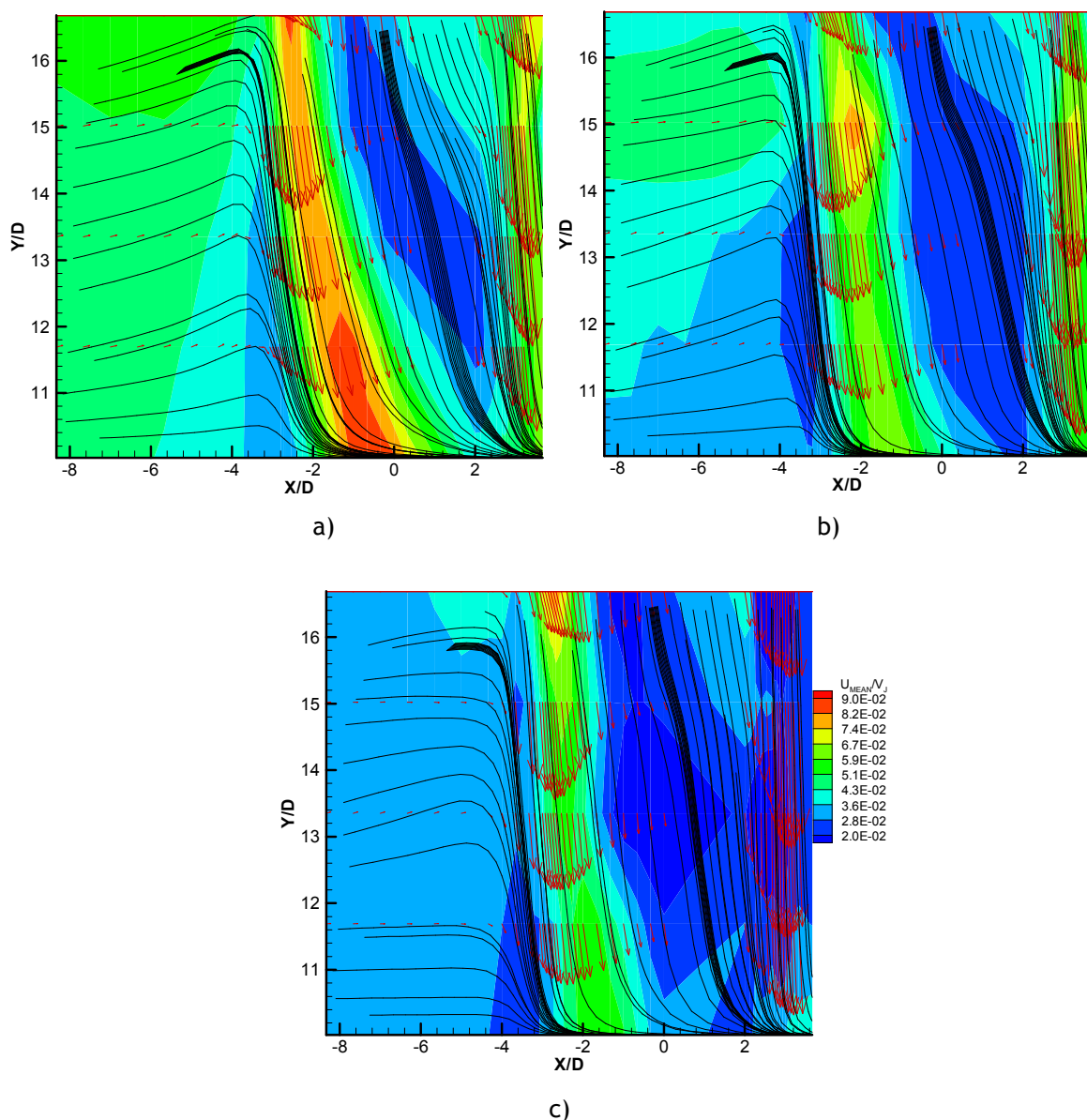
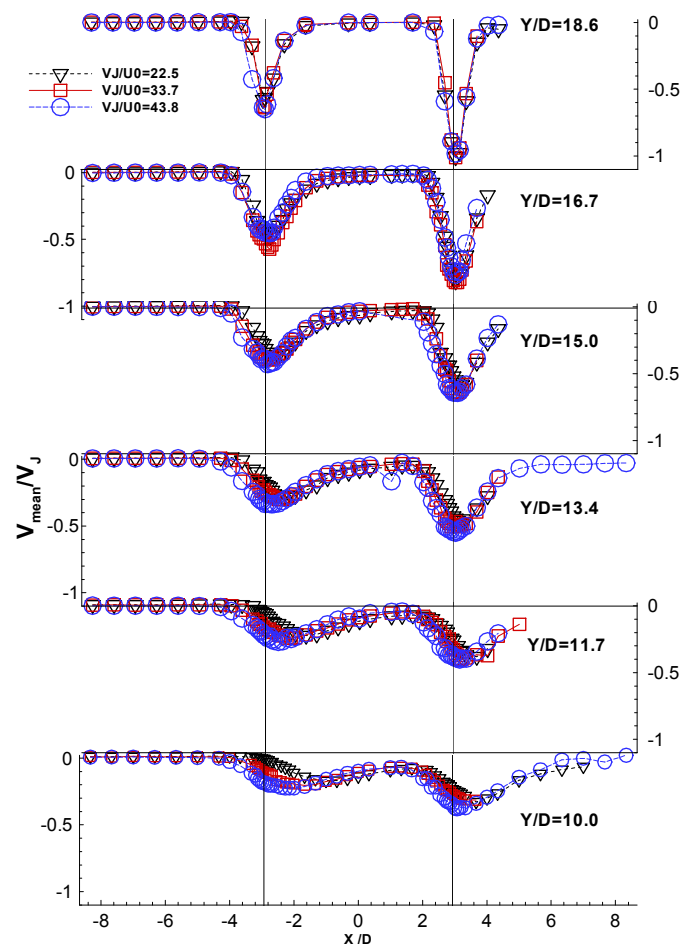


Figura 57 - Campo de velocidades média verticais correspondente aos perfis horizontais para a) $V_J/U_0 = 22.5$; b) $V_J/U_0 = 33.7$; c) $V_J/U_0 = 43.8$.

Relativamente às outras duas razões de velocidade o centro do jacto corresponde à mesma localização que o da razão de velocidades mais baixa mas apenas para os perfis de $Y/H=0.92, 0.83$ e 0.75 . Para os restantes perfis a deflexão do jacto não é tão significativa, correspondendo a um ângulo de 15.86° para $V_J/U_0=33.7$ e a um ângulo de $18,4^\circ$ para $V_J/U_0=43.8$. Do lado jusante, o jacto incidente é protegido da acção do crossflow pelo primeiro jacto, sendo por isso menos desviado. Neste caso o centro do jacto é quase coincidente com o eixo geométrico da saída para $Y/H=0.92$ e para $Y/H=0.5$, sendo que para as primeiras duas razões de velocidade estudadas está localizado na posição $X=60$ mm, correspondendo assim a um ângulo de inclinação de 12.3° . No caso da outra razão de velocidade a deflexão observada é ainda mais pequena, na ordem de 8.2° .

3.2.5. Perfis horizontais para velocidade média vertical, \bar{V} , ao longo do plano vertical de simetria, $Z=0$, para $V_J/U_0=22.5, 33.7, 43.8$



Figuras 58 - Perfis horizontais da velocidade média vertical característica ao longo do plano longitudinal (simetria) que intercepta o centro dos dois jactos. $Re_j=4.3 \times 10^4$, $V_J/U_0=22.5, 33.7, 43.8$, $H/D=20.1$, e $S/D=6$.

Na figura 58 são analisados 6 perfis horizontais localizados na região dos jactos incidentes (correspondente à segunda mesa de atravessamento) para a velocidade média vertical para as três razões de velocidade estudadas. A componente da velocidade média vertical é sempre positiva a partir da parede superior ($Y / H = 1$) até ao meio do escoamento cruzado ($Y / H = 0,5$), confirmando as conclusões retiradas a partir dos perfis de velocidade vertical na parte inferior do escoamento cruzado e discutidas nas análises anteriores. A assimetria do escoamento pode ser confirmado a partir da figura 58 com picos mais elevados até 10% da velocidade vertical do lado montante ($X < -50$ milímetros ou $3.33D$). Podemos também verificar que todas as razões de velocidade apresentam perfis horizontais muito semelhantes, notando se apenas uma pequena diferença na posição do centro dos jactos e no valor da velocidade média vertical. No entanto, se considerarmos o máximo da componente de velocidade média vertical o ângulo de inclinação é de 4.8 graus e não 12.3 graus como dito anteriormente aproximadamente para todas as razões de velocidade. Esta diferença provavelmente está associada com um reforço no arrastamento do segundo jacto (rear jet), devido ao menor ângulo com o escoamento envolvente. Sendo assim este resultado confirma as previsões iniciais de que o alinhamento dos jactos individuais com o escoamento cruzado criaria um padrão de escoamento especial ainda não encontrado em quaisquer referências bibliográficas antes. O jacto de parede resultante a partir do primeiro jacto flui sob o segundo jacto, mas o vórtice chão formado a montante está apenas interferindo longe do plano de simetria vertical.

3.2.6. Perfis horizontais para tensões normais, $\overline{u'^2}, \overline{v'^2}$, ao longo do plano vertical de simetria, $Z=0$, para $V_j/U_0=22.5, 33.7, 43.8$

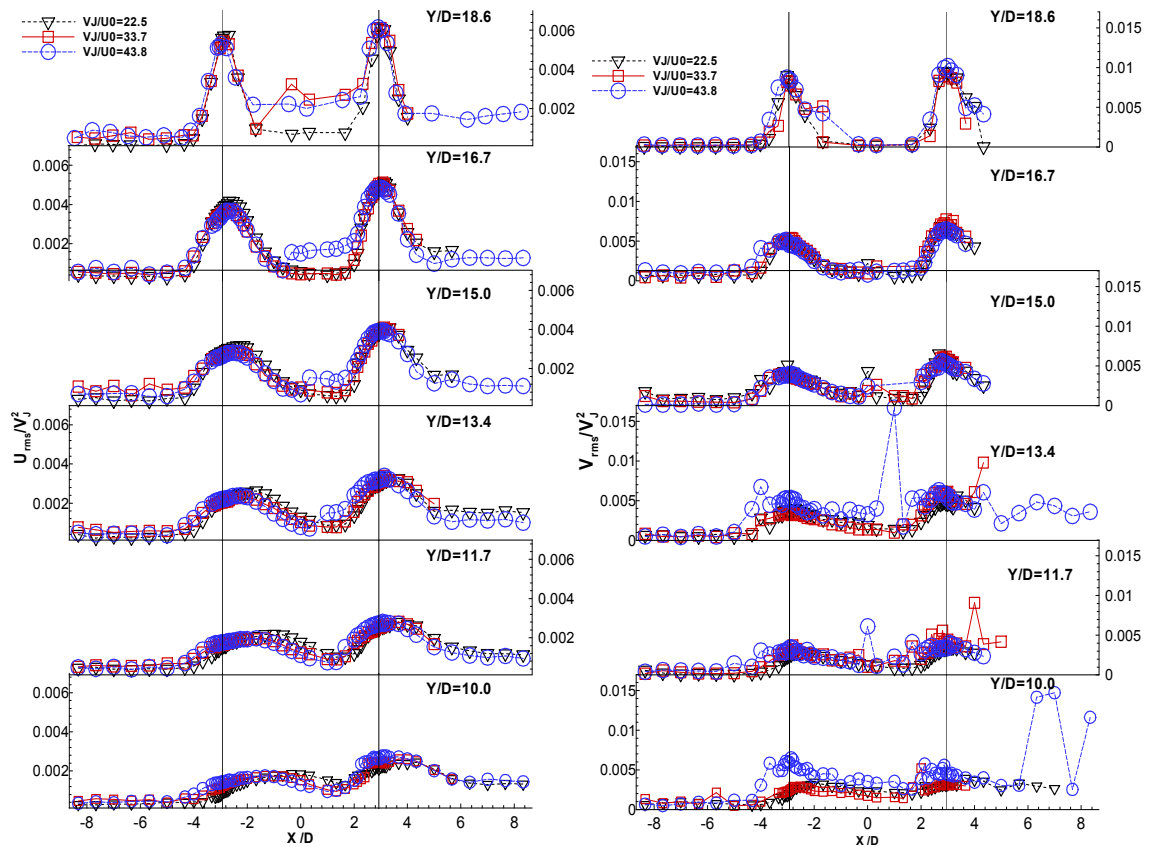


Figura 59 - Perfis horizontais da tensão normal ao longo do plano longitudinal (simetria) que intercepta o centro dos dois jactos. $Re_j=4.3 \times 10^4$, $V_j/U_0=22.5, 33.7, 43.8$, $H/D=20.1$, e $S/D=6$.

Na figura 59 são analisados 6 perfis horizontais localizados na região dos jactos incidentes (correspondente à segunda mesa de atravessamento) para a tensão normal para as três razões de velocidade estudadas.

Os resultados obtidos foram algo surpreendentes inicialmente, pois os resultados não são claros nos que diz respeito à identificação da camada de corte em torno dos jactos de impacto. Observando os perfis horizontais para as tensões normais verticais podemos verificar que os picos na componente da velocidade de flutuação vertical ocorrem do lado montante do primeiro jacto para todas as razões de velocidade, como já referenciado na análise destas mesmas tensões para os perfis verticais. São observados outros picos no lado jusante do

primeiro jacto de impacto, principalmente na região próxima de $X=0$ nos perfis horizontais de $Y/H=0.83$ e $Y=0.75$, mais evidente para a razão de velocidade mais baixa. Nos dois perfis seguintes, ou seja, para $Y/H=0.66$ e 0.58 , o pico é praticamente irreconhecível para as razões de velocidade $V_j/U_0=22.5$ e 33.7 . Mas o que diz respeito à razão de velocidade mais elevada estes picos são bastante evidentes, sendo o pico mais elevado notado no perfil $Y/H=0.66$. No que diz respeito ao segundo jacto de impacto, nomeadamente a jusante deste, a camada de corte em torno do jacto não pode ser claramente identificada com os dados obtidos para a razão de velocidade mais baixa. No entanto, para o perfil correspondente a $Y/H=0.66$ é observado um pequeno decréscimo da tensão normal vertical perto do centro do jacto, embora o valor mínimo esteja mascarado pelos picos tão próximos em torno do jacto. Para a razão de velocidade intermédia, os perfis correspondentes a $Y/H=0.66$ e 0.58 são claramente identificados dois pontos localizados a jusante do segundo jacto em $X=65$ mm. Para a razão mais elevada são também identificados picos de tensão normal vertical a jusante do segundo jacto para 3 localizações diferentes, $X=95$ mm, $X=104$ mm e $X=130$ mm no perfil $Y/H=0.5$. De um modo geral podemos verificar que as tensões normais horizontais são praticamente iguais para $Y/H=0.75, 0.66, 0.58$ e 0.5 . Para os primeiros dois perfis apresentados podemos observar algumas diferenças nomeadamente para a razão intermédia de velocidades que apresenta valores de tensão normal horizontal mais elevados na região entre os jactos de impacto.

Capítulo 4

Conclusões

Neste capítulo, apresentamos as conclusões que consideramos mais relevantes depois de todo o estudo feito nesta dissertação.

Para a realização deste estudo foi usado um laser Doppler velocimeter de modo a obtermos informações sobre as características dos campos de escoamento criados por dois jactos de impacto alinhados com o crossflow de baixa velocidade. As medições foram efectuadas para três razões de velocidade diferentes, para um número de Reynolds com base nas condições do jacto de saída de aproximadamente $Re_j = 4.3 \times 10^4$, para uma altura de $20.1D$ e um espaçamento entre os centros de cada jacto correspondente $S = 6D$.

Depois de analisados os resultados obtidos podemos concluir existe uma grande penetração do primeiro jacto a montante, que é deflectido pelo crossflow, e que ao colidir com a placa de impacto, dá origem a um “ground vortex” devido à colisão da parede radial com o crossflow, envolvendo o ponto de impacto como um “cachecol”. A deflexão do primeiro jacto e a localização do “ground vortex” depende da razão de velocidade utilizada, sendo que quando maior é a razão de velocidades utilizada, menor é a deflexão do primeiro jacto e mais próximo do primeiro jacto está localizado o “ground vortex”. O segundo jacto ou rear jet para todas as razões de velocidade não sente tanto o efeito provocado pelo crossflow no que diz respeito á deflexão, uma vez que se encontra protegido pelo primeiro jacto localizado a montante dele, embora seja notório que devido ao jacto de parede a jusante que flui radialmente a partir do ponto de impacto, o primeiro jacto não consiga atingir a placa de impacto. Também devido ao confinamento do escoamento e do “ground vortex”, o crossflow é bloqueado, provocando a sua aceleração na parte superior do escoamento, contribuindo para uma mistura melhorada para cada escoamento secundário. Assim, não foi possível identificar qualquer jacto de parede ou “ground vortex” a montante do segundo jacto (a jusante do primeiro jacto).

Através deste estudo foi também possível concluir que o segundo jacto de impacto (“rear jet”) colide com o jacto de parede montante resultante do primeiro jacto de impacto. Sendo assim foi possível descobrir um facto nunca antes relatado na bibliografia necessitando este de mais investigação futura, de modo perceber-se melhor este fenómeno e o porquê da sua existência.

Por fim, apenas falta referir que os resultados obtidos através dos perfis horizontais não são muito conclusivos, pois as camadas de corte em torno dos jactos não são claramente identificadas a partir das velocidades de flutuação obtidos para todas as razões de

velocidade, visto que estas não apresentam picos claros nas bordas, e os valores no centro também são elevados.

Referências

- [1] J. L. PLATTEN e J. F. KEFFER (1971), “*Deflected Turbulent Jet Flows*”, Journal of Applied Mechanics.
- [2] R. L. STOY e Y. BEN - HAIM (1973), “*Turbulent Jets in a Confined Crossflow*”, Mechanics and Fluids Engineering Conference, Atlanta, Ga., June 20-22, 1973. Submetido Journal of Fluids Engineering.
- [3] S. V. PATANKAR, D. K. BASU e S. A. ALPAY (1977), “*Prediction of the Three-Dimensional Velocity Field of a Deflected Turbulent Jet*”, Journal of Fluids Engineering.
- [4] D. ADLER e A. BARON (1979), “*Prediction of a Three-Dimensional Circular Turbulent Jet in Crossflow*”, AIAA Journal, vol. 17.
- [5] W. RODI e S. K. SRIVATSA (1980), “*A Locally Elliptic Calculation Procedure for Three - Dimensional Flows and its Application to a Jet in a Cross - Flow*”, Computer Methods in a Applied Mechanics and Engineering, vol. 23.
- [6] D. CRABB, D. F. G. DURÃO e J. H. WHITELAW (1981), “*A Round Jet Normal to a Cross - Flow*”, J. Fluids Engineering , vol. 103.
- [7] J. ANDREOPOULOS e W. RODI (1983), “*Experimental Investigation of Jets in a Crossflow. Journal Fluid Mech*”, vol. 183, pp 93 - 127.
- [8] R. I. SYKES, W. S. LEWELLEN e S. F. PARKER (1986), “*On the Vorticity Dynamics of a Turbulent Jet in a Crossflow*”, J. Fluid Mesh, vol. 168.
- [9] J. M. M. BARATA, D. F. G. DURÃO e J. J. McGUIRK (1989), “*Numerical Study of Single Impinging Jets Through a Crossflow*”, Journal of Aircraft, vol. 26, no. 11, pp. 1002-1008.
- [10] E. SAVORY, N. TOY, J. J. McGUIRK e N. SAKELLARIOU (1990), “*An Experimental and Numerical Study of the Velocity Field Associated with a Jet in a Crossflow*”, Elsevier Science Publishing Co.
- [11] J. M. M. BARATA, D. F. G. DURÃO, M. V. HEITOR e J. J. McGUIRK (1991), “*Impingement of Single and Twin Turbulent Jets Through a Crossflow*”, AIAA Journal, vol. 29, no. 4, pp. 595-602.

- [12] D. BRAY e K. KNOWLES (1992), "*A Review of Impinging Jets in Crossflow - Experimentation and Computation*", 30th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, January 6-9, 1992 / Reno, NV. AIAA 92-0633.
- [13] JORGE M. M. BARATA (1993), "*Fountain Flows Produced by Multijet Impingement on a Ground Plane*", Journal of Aircraft, vol. 30.
- [14] J. M. M. BARATA, D. F. G. DURÃO, M. V. HEITOR e J. J. McGUIRK (1993), "*On the Analysis of an Impinging Jet on Ground Effects*", Experiments in Fluids, vol. 15, pp 117-129.
- [15] M. A. LESCHZINER e N. Z. INCE (1995), "Computational Modeling of Three-Dimensional Impinging Jets with and without Cross-Flow Using Second-Moment Closure", Computers & Fluids, vol. 24, pp 811-832.
- [16] JORGE M. M. BARATA (1996), "*“ground vortex” Formation with Twin Impinging Jets*", International Powered Lift Conference Jupiter, Florida November 18-20, 1996.
- [17] JORGE M. M. BARATA (1996), "*Fountain Flows Produced by Multiple Impinging Jets in a Crossflow*", Submetido por AIAA Journal, Log. No. 22107
- [18] JORGE M. M. BARATA (1997), "*Jets in Ground Effect with a Crossflow*", AIAA 35th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, January 6-10, 1997 / Reno, NV. Artigo no. AIAA 97-0715.
- [19] K. NAKABE, K. INAOKA, T. AL e SUZUKI (1997), "Flow Visualization of Longitudinal Vortices Induced by an Inclined Impinging Jet in a Crossflow - Effective Cooling of High Temperature Gas Turbine Blades", Energy Covers. Mgmt, vol. 38, No. 10-13, pp. 1145-1153.
- [20] JORGE M. M. BARATA (2000), "*Numerical Visualization of Complex Flow Using Experimental Principles*", AIAA 38th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 10-13 January, 2000 Reno, Nevada. Artigo no. AIAA 2000-0129.
- [21] N. SOURIS, H. LIAKOS, M.FOUNTI, J. PALYVOS, N. MARKATOS (2002), "*Study of Impinging Turbulent Jet Flows Using the Isotropic Low-Reynolds Number and the Algebraic Stress Methods*", Computational Mechanics, vol. 28, pp 381-389.
- [22] LEON F. G. GEERS, MARK J. TUMMERS e KEMAL HANJALIC (2004), "*Experimental Investigation of Impinging Jet Arrays*", Experiments in Fluid, vol. 36, pp. 946-958.

- [23] J. M. M. BARATA e D. F. G. DURÃO (2004), "*Laser-Doppler Measurements of Impinging Jet Flows Through a Crossflow*", Experiments in Fluids, vol. 36, pp. 665-674.
- [24] J. M. M. BARATA, P. CASTRO, M. A. SLIVESTRE e D. F. G. DURÃO (2005), "*The Turbulent Characteristics of a "ground vortex" Flow*", 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 10-13 January, 2005 Reno, Nevada. Artigo no. AIAA 2005-0064.
- [25] BERTRAND P. E. DANO, JAMES A. LIBURDY e KOONLAYA KANOKJARUVIJIT (2005), "*Flow Characteristics and Heat Transfer Performances of a Semi - Confined Impinging Array of Jets: Effect of Nozzle geometry*", International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 48, pp 691-701.
- [26] YUE-TZU YANG e YONG-XUN WANG (2005), "*Three-Dimensional Numerical Simulation of an Inclined Jet with Cross-Flow*", International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 48, pp. 4019-4027.
- [27] E. BAYDAR e Y. OZMEN (2005), "*An Experimental and Numerical Investigation on a Confined Impinging Air Jet at High Reynolds Numbers*", Applied Thermal Engineering, vol. 25, pp 409-421.
- [28] J. M. M. BARATA e D. F. G. DURÃO (2005), "*Laser Doppler Measurements of a Highly Curved Flow*", AIAA Journal, vol. 43, no. 12.
- [29] JUNG-YANG SAN e WEN-ZHENG SHIAO (2006), "*Effects of Jet Plate Size and Plate Spacing on the Stagnation Nusselt Number for a Confined Circular Air Jet Impinging on a Flat Surface*", International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 49, pp 3477-3486.
- [30] J. B. KELMAN, D. A. GREENHALGH e M. WHITEMAN (2006), "*Micro-Jets in Confined Turbulent Cross Flow*", Experimental Thermal and Fluid Science, vol. 30, pp 297-305.
- [31] Nicholas A. Worth and Zhiying Yang (2006), "*Simulation of an impinging jet in a crossflow using a Reynolds stress transport model*", international Journal for Numerical Methods in Fluids, vol 52:199-211.
- [32] Fan Jing-yu, Zhang Yan, Wang Dao-zeng (2007), "*Large-eddy simulation of three-dimensional vortical structures of an impinging transverse jet in the near region*", Journal of Hydrodynamics, Ser.B, 2007, 19(3):314-321.

- [33] A.ABDEL-FATTAH (2007), "*Numerical and Experimental Study of Turbulent Impinging Twin-Jet Flow*", Experimental Thermal and Fluid Science, vol. 31, pp 1061-1072.
- [34] JR-MING MIAO, CHEN-YUAN WU e PING-HEI CHEN (2009), "Numerical investigation of confined Multiple-Jet Impingement Cooling Over a Flat Plate at Different Crossflow Orientations", Numerical Heat Transfer, Part A, vol. 55, pp 1019 - 1050.
- [35] M. F. KOSEOGLU, S. BASKAYA (2009), "*Experimental and Numerical Investigation of Natural Convection Effects on Confined Impinging Jet Heat Transfer*", International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 52, pp 1326-1336.
- [36] A. RADHOUANE, H. BOURNOT, N. MAHJOUB SAID, H. MHIRI e G. LE PALEC (2009), "*Numerical and Experimental Study of a Double Inclination Variation on its Dynamic Evolution within a Crossflow*", Heat Mass Transfer, vol. 45, pp. 1597-1616.
- [37] Fan Jing-yu, Zhang Yan, Wang Dao-zeng (2009), "Experimental Study on the vortex formation and entrainment characteristics for a round transverse jet in shallow water", Journal of Hydrodynamics, vol 21(3):386-393.
- [38] D. C. LANGER, B. A. FLECK e D. J. WILSON (2010), "*Trajectory Measurements of a Wall Jet Impinging Onto a Forward Facing Step Entering a Cross-Flow*", Journal of Hazardous Materials, vol. 176, pp 199-206.
- [39] Y. OZMEN (2010), "*Confined Impinging Twin Air Jets at High Reynolds Numbers*", Experimental Thermal and Fluid Science."
- [40] JORGE M. M. BARATA, DIAMANTINO F. G. DURÃO, PEDRO J. C. T. SANTOS e ANDRÉ R. R. SILVA (2010), "*Turbulent Energy Budgets of a "ground vortex" Flow*", 15th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics Lisbon, Portugal, 05-08 July, 2010.
- [41] <http://www.eng.warwick.ac.uk/oel/courses/engine/ic036.htm>.
- [42] BSA Flow Software, Installation & user's guide, Vol. 1.
- [43] Zhang, Zh., "LDA Application Methods, Laser Doppler Anemometry Fluid Dynamics", e-ISBN 978-3-642-13514-9, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2010.
- [44] http://faculty.ksu.edu.sa/azzeer/Documents/534%20PHYS/LN7_LDA_s.pdf.

-
- [45] http://faculty.ksu.edu.sa/azzeer/Documents/534%20PHYS/LN7_LDA_s.pdf.
- [46] http://web.mit.edu/fluids-modules/www/exper_techniques/LDA.text.pdf
- [47] Jensen, K. D., “Flow Measurements”, *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, Vol. 26, No. 4, pp. 400-419, ISSN 1678-5878, 2004.
- [48] <http://www.dept.aoe.vt.edu/~devenpor/aoe3054/manual/expt4/index.htm>
- [49] Meireles, M. S. Pedro, Experimental Study of twin air impinging jets, Master Thesis, 2008/2009
- [50] <http://fisicomaluco.com/wordpress/2009/06/19/>
- [51] Gopi Krishnan, Kamran Mohseni, An experimental study of a radial wall jet formed by the normal impingement of a round synthetic jet, *European Journal of Mechanics B/Fluids*.
- [52] <http://www.infoescola.com/mecanica-de-fluidos/tipos-de-escoamentos-e-escoamentos/>

Anexo 1
Artigos Publicados



Twin Impinging Jets Through a Crossflow

J.M.M. Barata¹, F.M.S.P. Neves², D.F.C. Vieira³, André R.R. Silva⁴
Universidade Beira Interior, Covilhã, 6200-358, Portugal

Laser Doppler measurements provide information on the flowfield created by twin impinging jets aligned with a low velocity crossflow. The experiments were carried out for a Reynolds number based on the jet exit conditions of $Re_j=4.3 \times 10^4$, an impingement height of 20.1 jet diameters and for a velocity ratio between the jet exit and the crossflow $V_R=V_j/U_o$ of 22.5, and an interjet spacing of $S=6D$. The results show a large penetration of the first (upstream) jet that is deflected by the crossflow and impinges on the ground, giving rise to a ground vortex due to the collision of the radial wall and the crossflow that wraps around the impinging point like a scarf. The second jet (located downstream) it is not so affected by the crossflow in terms of deflection, but due to the downstream wall jet that flows radially from the impinging point of the first jet it does not reach the ground. The results indicate a new flow pattern not yet reported so far, that for a VSTOL aircraft operating in ground vicinity with front wind or small forward movement may result in enhanced under pressures in the aft part of the aircraft causing a suction down force and a change of the pitching moment towards the ground.

Nomenclature

D	= diameter of the jet
H	= impinging height
k	= turbulent kinetic energy
Re	= Reynolds number
S	= distance between the jets axis
U	= horizontal velocity, $\bar{U} + u'$
V	= vertical velocity, $\bar{V} + v'$
W	= transverse $\bar{W} + w'$
X	= horizontal coordinate
Y	= vertical coordinate
Z	= transverse coordinate
<i>Subscripts</i>	
j	= jet-exit value
o	= crossflow value

I. Introduction

TURBULENT jets impinging on flat surfaces through a low-velocity crossflow are typical in impingement cooling applications in industry, as well as of the flow beneath a short/vertical take-off aircraft which is lifting off or landing with zero or small forward momentum. Ground effect may occur and change the lift forces on the aircraft, cause reingestion of exhaust gases into the engine intake and raise fuselage skin temperatures. In this latter application the impingement of each downward-directed jet on the ground results in the formation of a wall jet which flows radially from the impinging point along the ground surface. The interaction of this wall jet with the free stream results in the formation of a ground vortex far upstream of the impinging jet, which has profound implications on the aircraft design^{1,2}. In addition the collision of the wall jets originates a fountain upwash flow, affecting the forces and moments induced in the aircraft when operating in ground effect. Improved knowledge of

¹ Full Professor, Aerospace Sciences Department, Associate Fellow of AIAA. Corresponding author.

² Ph. D. Student, Aerospace Sciences Department, Student Member of AIAA.

³ M.Eng. Student, Aerospace Sciences Department.

⁴ Assistant Professor, Aerospace Sciences Department, Member of AIAA.

impinging flows is therefore necessary to avoid these effects and to be able to model a range of jet-impingement type of applications with practical interest.

This paper presents a detailed analysis of the complex flow field beneath twin jets through a low-velocity crossflow and provides a quantitative picture of the main features of interest of impingement type of flows. The results include laser-Doppler velocity measurements of flow characteristics, which are complemented by flow visualization.

Earlier detailed measurements of the flow properties of fountain upwash are scarce and have been presented essentially in the absence of a crossflow and with the use of probe techniques. The most relevant works have been reviewed Refs. 3 and 4, and indicated high turbulence levels and spreading rates in the fountains (e.g. Refs. 5 and 6). Different interpretations of the measurements presented due to the difficulties in measuring complex flows using hot-film and pitot-probe techniques^{7,8}. Refs. 9 and 10 also presented flowfield and pressure data for twin-rectangular jets for small jet-to-crossflow velocity ratios (<10). Ref. 4 reports laser Doppler velocity (LDV) measurements, including those of shear stress, for axisymmetric impinging jets with $S/D=9$ and 14 and $H/D=3$ and 5.5 , but again the existence of a crossflow was not considered. Detailed measurements of the velocity characteristics of normal impinging jets on a flat surface can be more easily found for single jet configurations for relatively large impingement heights and normally for $H/D>10$, using either probe and optical techniques, as reviewed for example by Ref. 3 and 11. Experiments on the aerodynamics of jets through a confined crossflow are much scarcer, and have only been reported for large impingement heights and for low velocity ratios between the jet and the crossflow V_j/U_o . These works have therefore only peripheral relevance to the VSTOL ground effect problem. Refs. 12-14 report hot-wire measurements for ratios H/D greater than 24 and for values of V_j/U_o respectively up to 1.95, 2 and 16. Ref. 15 presents results for $H/D=12$ and Ref. 16 gives pitot-tube measurements for values of $H/D=3.05$ and for jet-to-crossflow velocity ratios up to 6.8. Ref. 17 reports LDV measurements, including those of shear stress, but for values of $H/D=12$ and for velocity ratios up to 2.3. Only Ref. 3 provided detailed LDV measurements for a single jet configuration for a jet Reynolds number of $Re_j=6 \times 10^4$, a velocity ratio between the jet and the crossflow of 30, 42 and 73 for the jet exit 3, 4 and 5 jet-diameters above the ground plate. The measurements include time-resolved velocity characteristics along the horizontal and vertical directions, and respective correlations, in planes parallel to the jet nozzle axis^{18,19}. Refs. 20 and 21 extended their study to multijet impinging configurations producing upwash fountain flows, which are the heart of the complicated effects by VSTOL aircraft when they operate in ground proximity, but as far as twin jets are concerned only the geometry with the jets side by side was considered. In the present work the twin jets are aligned with the crossflow, which is the geometry relevant for the next generation of VSTOL aircraft JSF (Fig. 1).



Figure 1. Representation of the ground vortex flow phenomena adapted to the JSF F-35 Variant B.

The remainder of this paper is presented in four sections. Section II describes the experimental configuration and measurement procedure, gives details of the laser-Doppler velocimeter and provides assessments of accuracy. The arguments associated with these assessments are based on previous experiments and are presented in condensed form. Section III presents the experimental results obtained in the vertical plane of symmetry containing the axis of both jets and quantifies the mean and turbulent velocity characteristics of the flow. The final section summarizes the main findings and conclusions of this work

II. Experimental Method

The wind tunnel facility designed and constructed for the present work is schematically shown in Fig. 2. During all the design process, especially for the boundary layer part of the flow, were followed the recommendations of Ref. 22 for open circuit wind tunnels. A fan with 15KW nominal power drives a maximum flow of 3000m³/h through the boundary layer wind tunnel of 300x302mm exit section. Each jet unit of 15mm inner diameter is mounted vertically in the top of the test section with the axis contained in the vertical plane of symmetry parallel to the crossflow.

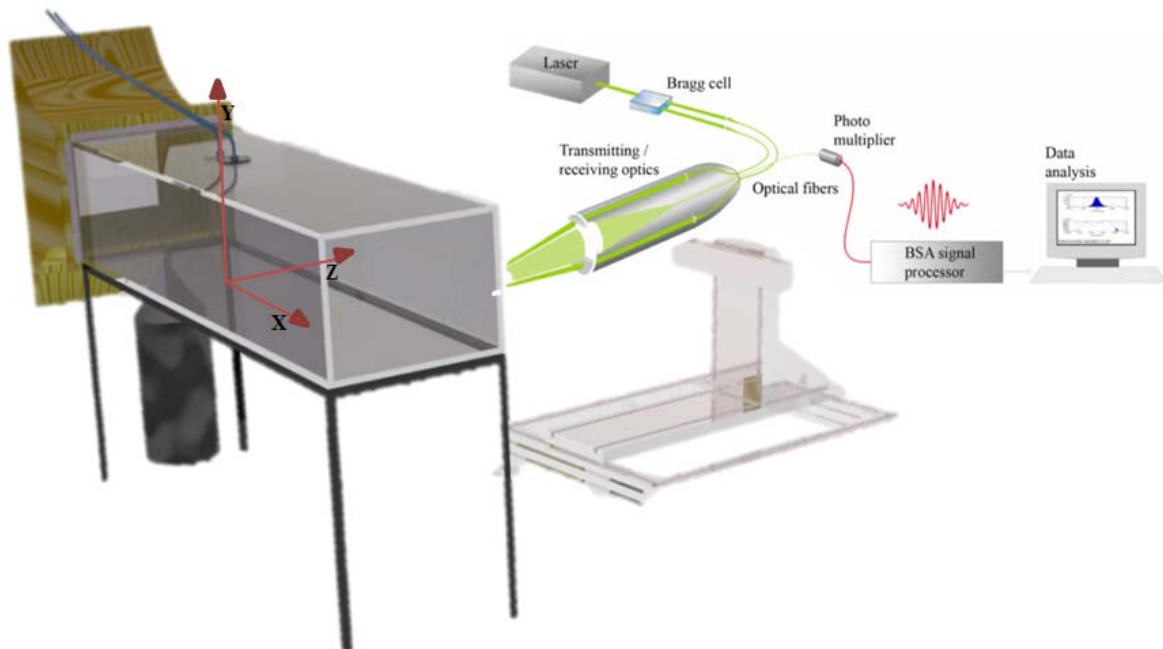


Figure 2. Experimental set-up.

The origin of the horizontal, X , and vertical, Y , coordinates is taken at the midpoint between the centers of the jets exit. The X coordinate is positive in the direction of the wind tunnel exit and Y is positive upwards.

The present results were obtained at the vertical plane of symmetry for jet mean velocities of $V_j=36\text{m/s}$ and mean crossflow velocity of $U_o=1.6\text{m/s}$, corresponding to a velocity ratio, $V_R=V_j/U_o$ of 22.5.

The velocity field was measured with a two-color (two-component) Laser-Doppler velocimeter (Dantec Flowlite 2D), which comprised a 10mW He-Ne and a 25mW diode-pumped frequency doubled Nd:YAG lasers, sensitivity to the flow direction provided by frequency shifting from a Bragg cell at $f_0=40\text{MHz}$, a transmission and backward-scattered light collection focal lens of 400mm. The half-angle between the beams was 2.8° and the calculated dimensions of the axis of the measuring ellipsoid volume at the e^2 intensity locations were $135 \times 6.54 \times 6.53 \mu\text{m}$ and $112 \times 5.46 \times 5.45 \mu\text{m}$ respectively (see Table 1 for details). The horizontal, U , and vertical V , mean and turbulent velocities were determined by a two-velocity channel Dantec BSA F60 processor. The seeding of the flow with glycerin particles of $0.1\text{-}5 \mu\text{m}$ was produced by a smoke generator. The transmitting and collecting optics is mounted on a three-dimensional transversing unit, allowing the positioning of the centre of the control volume within $\pm 0.1\text{mm}$.

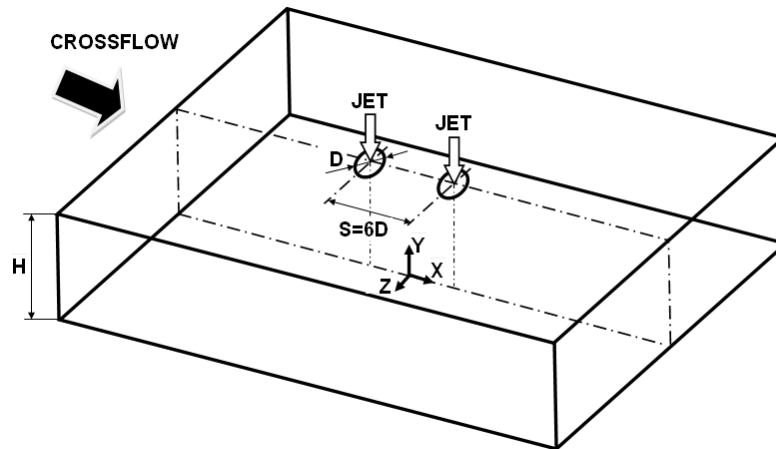


Fig. 3 Geometrical arrangement of the jets

In order to measure the vertical components in near wall regions, the transmitting optics were inclined by half angle of beam intersection and the scattered light was collected off-axis. Measurements could then be obtained up to 0.5mm from the ground plate without a significant deterioration of the Doppler signals. Results obtained 20mm above the ground plate with both the on-axis and the off-axis arrangements have shown a close agreement, within the precision of the equipment.

Errors incurred in the measurement of velocity by displacement and distortion of the measuring volume due to refraction on the duct walls and change in the refractive index were found to be negligibly small and within the accuracy of the measuring equipment. Non-turbulent Doppler broadening errors due to gradients of mean velocity across the measuring volume may affect essentially the variance of the velocity fluctuations²³, but for the present experimental conditions are of the order of $10^{-4}V_j^2$ and, therefore, sufficiently small for their effect to be neglected. The largest statistical (random) errors derived from populations of, at least, 10000 velocity values were of 0.5 and 3%, respectively for the mean and the variance values, according to the analysis recommended by Ref. 24 for a 95% confidence interval. No corrections were made for sampling bias, but no correlations were found between Doppler frequencies and time interval between consecutive bursts even in the zones of the flow characterized by the lowest particle arrival rates, suggesting that those effects are unimportant for the present flow conditions.

Table 1. Principal characteristics of the 2D Laser-Doppler velocimeter.

	He-Ne laser	Diode Laser
- Wave length, λ [nm]	633	532
- Focal length of focusing lens, f [mm]	400	400
- Beam diameter at e-2 intensity [mm]	1.35	1.35
- Beam spacing, s [mm]	38.87	39.13
- Calculated half-angle of beam intersection, θ	2.78°	2.8°
- Fringe spacing, δ_f [μm]	6.53	5.45
- Velocimeter transfer constant, K [$\text{MHz}/\text{ms}^{-1}$]	0.153	0.183

Systematic errors incurred in the measurements of Reynolds shear stresses can arise from lack of accuracy in the orientation angle on the normal to the anemometer fringe pattern, as shown by Ref. 25, and can be particularly large in the vicinity of the zones characterized by zero shear stress: for the present experimental conditions the largest errors are expected to be smaller than -2.5%.

III. Results

In this chapter, experimental data obtained will be presented and discussed under two headings. First, flow visualization is presented, and then mean and turbulent velocity profiles are presented and discussed for the velocity ratios V_R of 22.5.

A. Visualization

Flow visualization was performed using digital direct photography to guide the choice of the measurement locations and to provide a qualitative picture of the flow. The longitudinal vertical plane of symmetry was illuminated with a sheet of light. The photos were taken perpendicular to the vertical plane of symmetry. For all the flows studied, the results have shown (for each jet) a pattern similar to that of a single impinging jet. Fig. 4 identifies the flow development along the vertical plane of symmetry, i.e. $Z=0$. Each jet has an initial potential-core jet region, where the flow characteristics are identical to those of a free jet, and near the horizontal plate the impingement region, characterized by considerable deflection of the jet. It was not possible to identify all the regions simultaneously in the same photo, neither a deflection of each jet by the crossflow. The selected picture shows the wall jet corresponding to the upstream impinging jet which is almost parallel to the ground plate and exhibits a behavior similar to that of a radial wall jet where the upstream effects of interaction due to impingement are no longer important. The upstream wall jet interacts with the crossflow and forms a horseshoe vortex close to the ground plate, which wraps around both impinging jets. As a result, two streamwise counter-rotating vortices develop side-to-side and decay further downstream of each impinging zone forming a ground vortex. The nature of each ground vortex is similar to the horseshoe structure known to be generated by the deflection of a boundary layer by a solid obstacle²⁶, but is different from the vortex pair known to exist in a “bent-over” jet in a crossflow far from the ground²⁷. No evidence of a ground vortex corresponding to the downstream impinging jet could be confirmed,

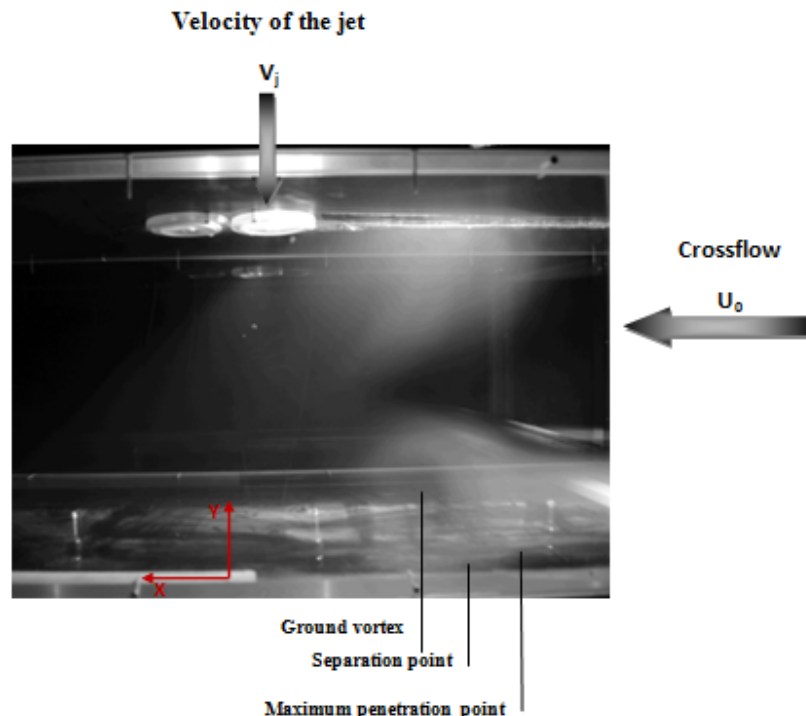


Fig. 4 Visualization of the twin jet flow in the vertical plane of symmetry for $Re_j=4.3 \times 10^4$, $V_j/U_0=22.5$, $H/D=20.1$, and $S/D=6$.

which is an indication that the upstream impinging jet and its ground vortex are blocking the crossflow and provoking an alteration to the flow pattern. If the jets were positioned side by side in front of the crossflow two ground vortexes would appear as well as a fountain flow in the vertical plane of symmetry due to the collision of the two individual radial wall jets (e.g., Refs. 20, 27-29). In the present case for a velocity ratio between the jet and the crossflow of $V_R = 22.5$ no fountain flow could be detected.

Analysis of Fig. 4 also suggests that the crossflow is deflected sideways by the penetration of the jet and may cause a recirculation region just downstream of the discharge, away from the ground plate, but cannot be clearly identified. These features of the flow are quantified in figures 5 to 7 through a detailed set of mean and turbulent velocity measurements obtained in the vertical plane of symmetry ($Z=0$) for a Reynolds number based on the jet-exit conditions of 4.3×10^4 , a free stream to jet velocity ratio, $V_R = V_j/U_o$ of 22.5, a jet height to jet diameter ratio, H/D , of 20.1, and a spacing between the jets, S/D , of 6.

B. Measurements

Figures 5(a) and (b) show vertical profiles of horizontal, \bar{U} , and vertical, \bar{V} , mean velocity components along the vertical plane of symmetry ($Z=0$).

The mean horizontal velocity profiles at $X/D = -2.93, -1.47, 0$ and $+1.47$ show negative values near the ground ($Y=0$) that correspond to the upstream wall jet, revealing that the first impinging jet was deflected by the crossflow. The impinging point of the first jet is located at about $X/D = +2.93$ in a position that is vertically near the axis of the second jet exit ($X/D = +3$), which is more strongly deflected due to this interference. As a consequence, the downstream wall jet of the first jet and the second jet seems to merge rapidly in a single flow in the crossflow direction. These profiles exhibit maximum positive (downstream) values of the mean horizontal velocity component between $Y = 100\text{mm}$ and 150mm that reach twice the crossflow velocity. This result can also be confirmed with the help of Fig. 5b that shows only positive values (upwards) of the mean vertical velocity component just 2D downstream of the geometrical axis of the second jet ($X/D = +5.0$). The second jet is still detected in the profile at $X/D = +2.93$ by the negative (downwards) values of \bar{V} , but only quite near of the upper wall for $Y > 180\text{mm}$ ($Y/H > 0.596$). This means that no upstream wall jet resulting from the second jet exists, but the complete jet is deflected by the crossflow. This result is consistent with the conclusions of Ref. 5 that found for a single impinging jet flow that the ground vortex blocks the passage of the confined crossflow increasing the velocity of the crossflow that passes over. So, for the configuration the final result is that the second jet “views” a smaller jet-to-crossflow velocity ratio and no impingement occurs. In the practical situation of a VSTOL aircraft this may result in a different pressure distribution in the under surface of the aircraft, that with front wind or small forward movement may result in enhanced under pressures in the aft part of the aircraft causing a suction down force and a change of the pitching moment towards the ground.

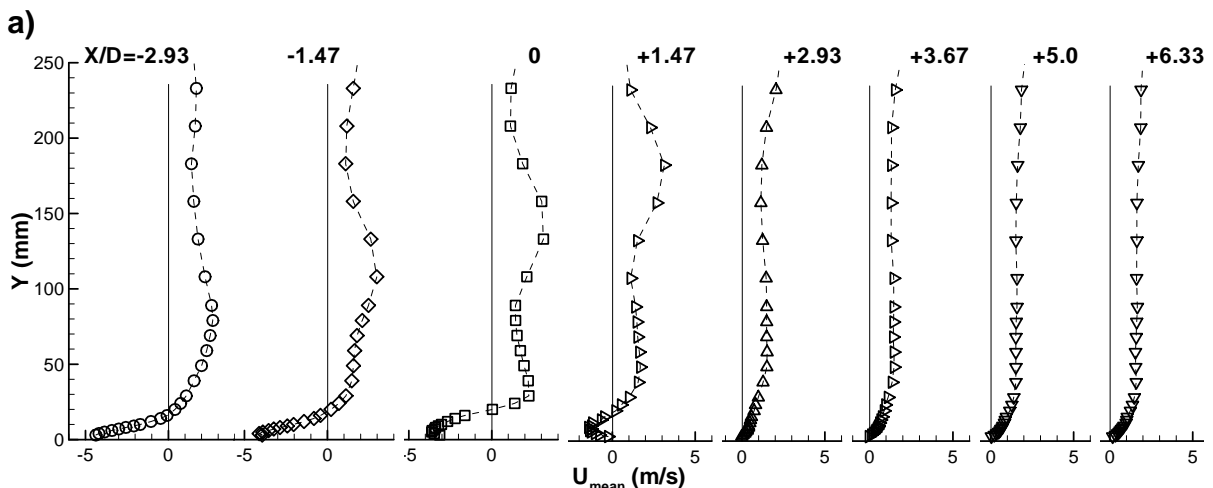


Figure 5. Vertical profiles of the mean velocity characteristics along the longitudinal (symmetry) plane crossing the center of the twin jets. $Re_j = 4.3 \times 10^4$, $V_j/U_o = 22.5$, $H/D = 20.1$, and $S/D = 6$. (a) Horizontal velocity, \bar{U} . (b) Vertical velocity, \bar{V} .

b)

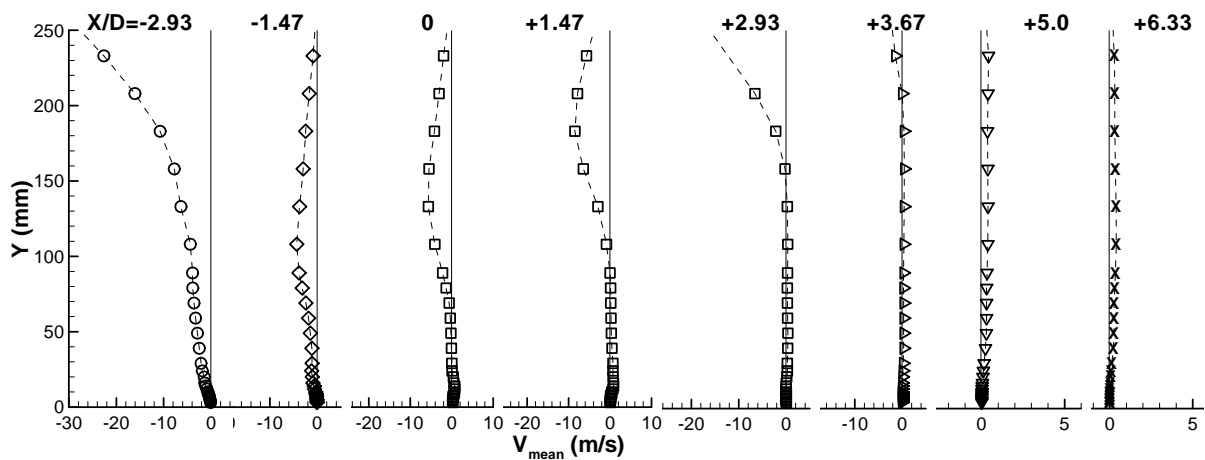


Figure 5 (cont'd). Vertical profiles of the mean velocity characteristics along the longitudinal (symmetry) plane crossing the center of the twin jets. $Re_j=4.3 \times 10^4$, $V_j/U_o=22.5$, $H/D=20.1$, and $S/D=6$. (a) Horizontal velocity, \bar{U} . (b) Vertical velocity, \bar{V} .

Figures 6 (a) and (b) show horizontal transversal profiles of horizontal, \bar{U} , and vertical, \bar{V} , mean velocity components, quantify the development of the impinging jets and confirm the above description of the flow. The measurements, and particularly those of the vertical velocity component, do not identify a centrally located fountain rising from the ground plate without interference from the main jets, as it occurs in practical VSTOL applications²⁹. This result confirms our hypothesis that the alignment of the twin jets with the crossflow would create a special flow pattern not yet reported before. The wall jet resulting from the first jet flows underneath the second one, but the ground vortex formed upstream is only interfering away from the vertical symmetry plane.

The mean vertical velocity component is always positive from the upper wall ($Y/H=1$) up to the middle of the crossflow ($Y/H=0.5$), confirming the conclusions drawn from the vertical velocity profiles in the lower part of the crossflow and discussed in the previous paragraphs.

The asymmetry of the flow can be confirmed from the horizontal profiles of the mean vertical velocity component with higher peaks up to 10% of the vertical velocity in the upstream side ($X < -50\text{mm}$ or $3.33D$). The middle value between the maximum and the minimum of the mean horizontal velocity component or the mean vertical velocity components can be used to indicate the center of the jet, and in the upstream side it moves in the crossflow direction from -43.02mm at $Y/H=0.92$ to 10.47mm at $Y/H=0.5$ corresponding to a deflection angle of 21.9 degrees. The downstream jet is protected from the action of the crossflow by the first jet and as a consequence it is less deflected: the center of the jet is almost coincident with the geometrical axis of the exit, and for $Y/H=0.5$ it is located at $X/D=+4.0$ corresponding to an inclination angle of 12.3 degrees. However, considering the maximum of the mean vertical velocity component the calculated inclination angle is only 4.8 degrees which reinforces the conclusion, and the difference is probably associated with an enhanced entrainment of the second jet due to its smaller angle with the surrounding flow.

Figure 7 shows horizontal profiles of the normal stresses, $\overline{u'^2}$ and $\overline{v'^2}$, in a *rms* form, and show results that are somewhat surprising at first sight, because it seems that it is not possible to identify completely the shear layer surrounding the impinging jets.

The peaks in the fluctuating vertical velocity components occur in the upstream side of the first jet as expected, because in this region the higher velocity gradients occur. Other peaks were observed near $X=0$ for the $X/H=0.83$ and 0.75 that correspond to the downstream side of the first impinging jet. For the $X/H=0.66$ the peak is very weak, and for the lower profiles they cannot be pointedly identified, confirming the rapid mixing between the jets as already detected from the lower part of the flow through the vertical velocity profiles.

For the second (downstream) impinging jet the shear layer surrounding the jet cannot be clearly identified. However, for the $Y/H=0.66$ profile a small decrease in the normal vertical stress is noted near the center of the jet, but the peaks around the jet are so close that the minimum value is somewhat masked.

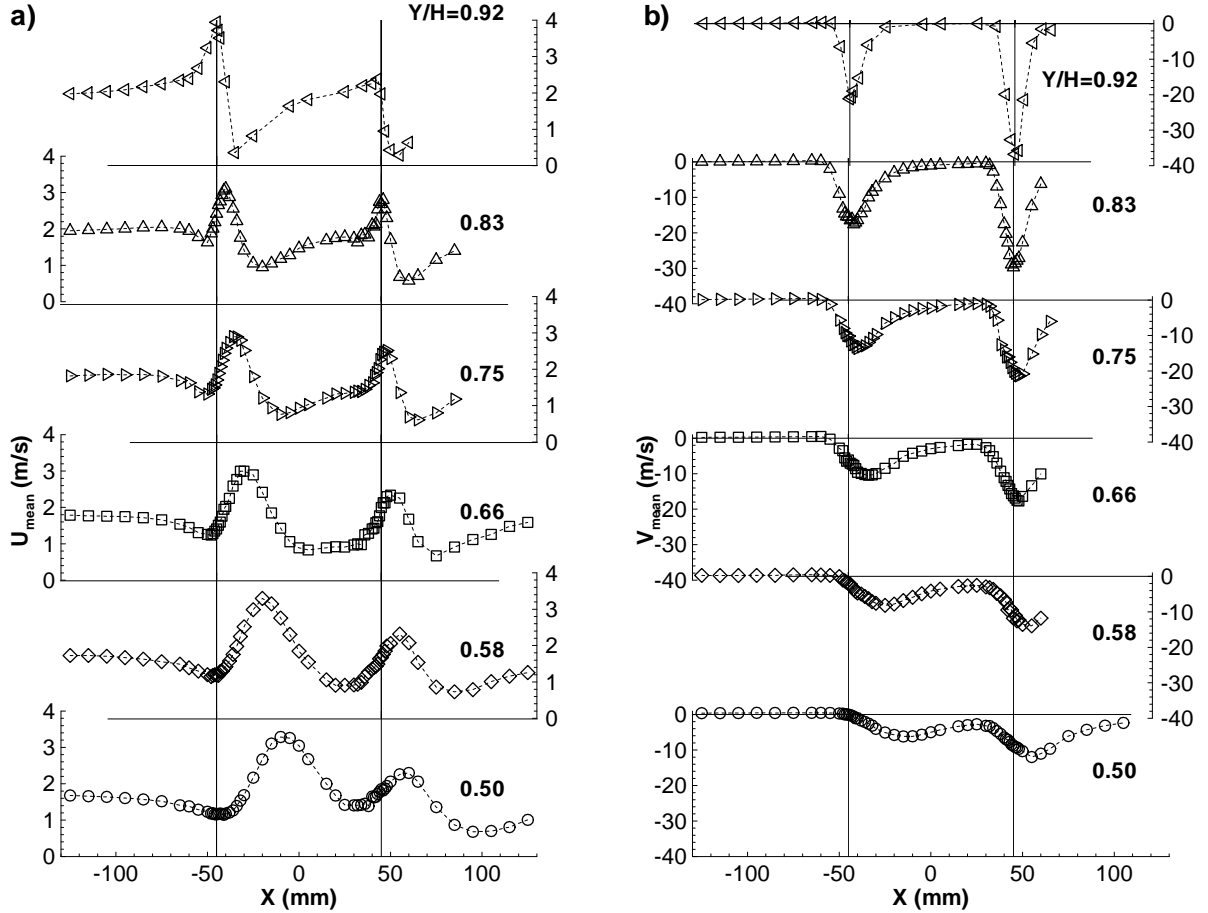


Figure 6: Horizontal profiles of the mean velocity characteristics along the longitudinal (symmetry) plane crossing the center of the twin jets. $Re_j=4.3 \times 10^4$, $V_j/U_o=22.5$, $H/D=20.1$, and $S/D=6$. (a) Horizontal velocity, \bar{U} . (b) Vertical velocity, \bar{V} .

IV. Conclusion

A laser Doppler velocimeter was used to provide information on the flowfield created by twin impinging jets aligned with a low velocity crossflow. The experiments were carried out for a Reynolds number based on the jet exit conditions of $Re_j=4.3 \times 10^4$, an impingement height of 20.1 jet diameters and for a velocity ratio between the jet exit and the crossflow $V_R=V_j/U_o$ of 22.5, and an interjet spacing was $S=6D$

The results show a large penetration of the first (upstream) jet, which is deflected by the crossflow and impinges on the ground, giving rise to a ground vortex due to the collision of the radial wall and the crossflow that wraps around the impinging point like a scarf. The second jet (located downstream) it is not so affected by the crossflow in terms of deflection because it is protected by the upstream jet, but due to the downstream wall jet that flows radially from the impinging point the first jet does not reach the ground. Also, due to the confinement and the ground vortex, the crossflow is blocked and accelerates in the upper part and also contributes to an enhanced mixing of each secondary flow. As consequence, no upstream wall jet or ground vortex resulting from the second (downstream) jet

was detected. The result of the second jet impinging on the downstream wall jet resulting from the first jet had not been reported so far and requires further investigation.

The shear layers surrounding the jet cannot be clearly identified from the fluctuating velocities that do not exhibit clear peaks in the edges, and the values in the center are also high.

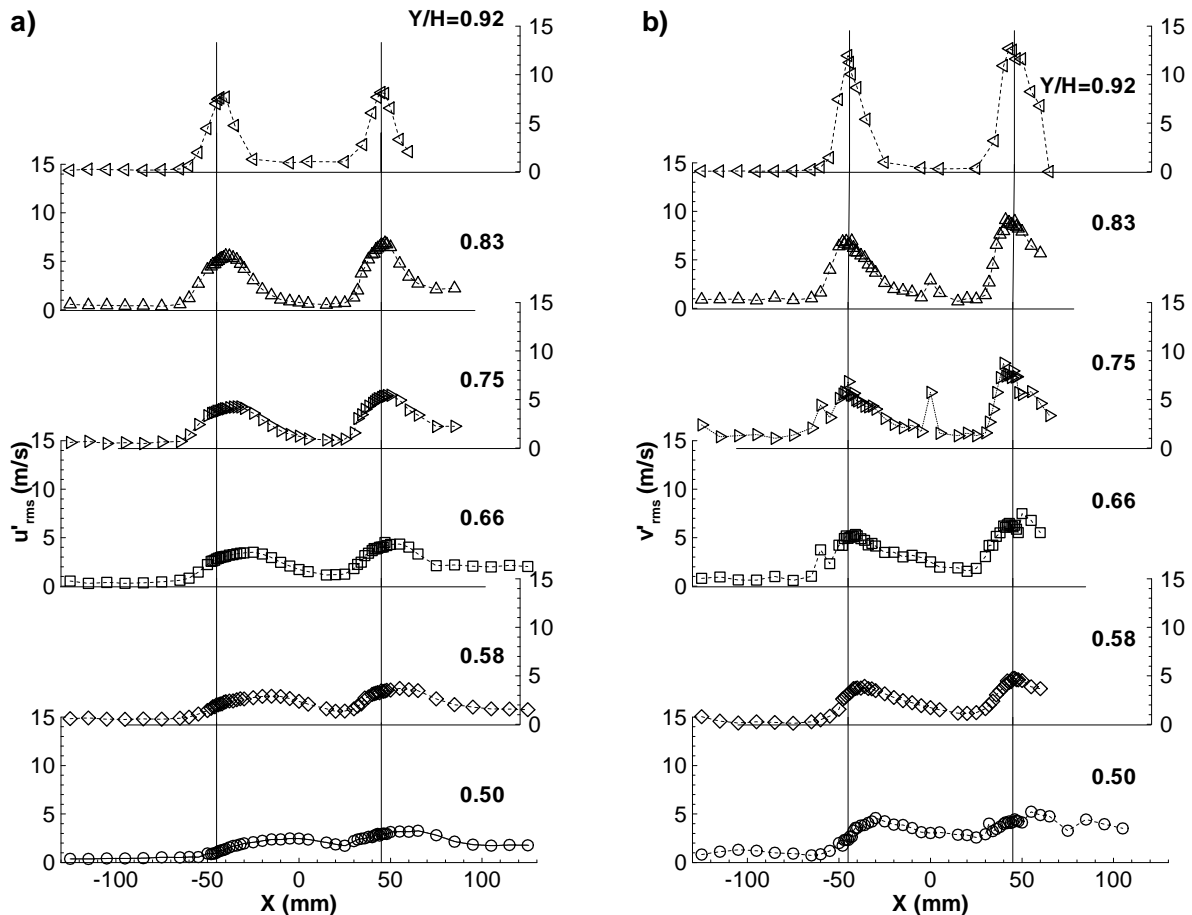


Figure 7: Horizontal profiles of the mean velocity characteristics along the longitudinal (symmetry) plane crossing the center of the twin jets. $Re_j=4.3 \times 10^4$, $V_j/U_0=22.5$, $H/D=20.1$, and $S/D=6$. (a) Horizontal rms velocity, $\sqrt{u'^2}$. (b) Vertical rms velocity, $\sqrt{v'^2}$.

Acknowledgments

The financial support of FCT-Fundação para a Ciência e Tecnologia under contract PTDC/EME-MFE/102190/2008 is gratefully acknowledged.

The present work was done in the scope of the activities of LAETA-Associated Laboratory of Energy, Transports and Aeronautics/UBI-AEROG.

References

- ¹Barata, J.M.M., Durão, D.F.G., and McGuirk, J.J., "Numerical Study of Single Impinging Jets Through a Crossflow", *Journal of Aircraft*, Vol.26, No.11, 1989, pp. 1002-1008.
- ²Knowles, K., and Bray, D., "The Ground Vortex Formed by Impinging Jets in Crossflow", AIAA 29th Aerospace Sciences Meeting, AIAA Paper 91-0768, Reno, NV, Jan. 7-10, 1991.

- ³Barata, J.M.M., “Numerical and Experimental Study of Jets Impinging on Flat Surfaces Through a Crossflow”, Ph.D. Thesis (in Portuguese), Instituto Superior Técnico, Technical Univ. of Lisbon, Lisbon, Portugal, 1989.
- ⁴Saripalli, K.R., “Laser Doppler Velocimeter Measurements in 3D Impinging Twin-Jet Fountain Flows”, *Turbulent Shear Flows*, Vol.5, edited by Durst et al., Springer-Verlag, Berlin, 1987, pp. 147-168.
- ⁵Kind, R.J., and Suthanthiran, K., “The Interaction of Two Opposing Plane Turbulent Wall Jets”, AIAA Paper 72-0211, Jan., 1980.
- ⁶Gilbert, B.L., “Detailed Turbulence Measurements in a Two Opposing Plane Turbulent Wall Jets”, AIAA 16th Fluid and Plasma Dynamics Conf., AIAA Paper 83-1678, Danvers, MA, July 12-14, 1983.
- ⁷Jenkins, R.C., and Hill, W.G., Jr., “Investigation of VTOL Upwash Flows Formed by Two Impinging Jets”, Grumman Research Dept. Rept. RE-548, Bethpage, NY, Nov., 1977.
- ⁸Kotansky, D.R., and Glaze, L.W., “The Effects of Ground Wall-Jet Characteristics on Fountain Upwash Flow Formation and Development”, Rept. ONR-CR212-216-1F, 1980.
- ⁹Kavasaoglu, M.S., Schetz, J.A., and Jakubowsky, A.K., “Rectangular Jets in a Crossflow”, *Journal of Aircraft*, Vol.26, No. 9, 1989, pp. 793-804.
- ¹⁰Schetz, J.A., Jakubowsky, A.K. and Aoyagi, K., “Surface Pressures on a Flat Plate With Dual Jet Configurations”, *Journal of Aircraft*, Vol.21, No.7, 1984, pp. 484-490.
- ¹¹Araújo, S.R.B., Durão, D.F.G., and Firmino, F.J.G., “Jets Impinging Normally and Obliquely to a Wall”, AGARD CP 308, paper 5.
- ¹²Sugiyama Y., and Usami, Y., “Experiments on the Flow in and Around Jets Directed Normal to a Crossflow”, *Bulletin JSME*, No.22, 1979, pp. 1736-1745.
- ¹³Andreopoulos, J., and Rodi, W., “Experimental Investigation of Jets in a Crossflow”, *J. Fluid Mech.*, Vol.138, 1984, pp.93-127.
- ¹⁴Shayesteh, M.V. Shabaka, I.M.N.A., and Bradshaw, P., “Turbulent Structure of a Three-Dimensional Impinging Jet in a Crossflow”, AIAA 23rd Aerospace Sciences Meeting, AIAA Paper 85-0044, Reno, NV, Jan. 14-17, 1985.
- ¹⁵Kamotani, Y., and Greber, I., “Experiments on Confined Turbulent Jets in a Crossflow”, NASA CR-2392, 1974.
- ¹⁶Stoy, R.C., and Ben-Haim, Y., “Turbulent Jets in a Confined Crossflow”, *J. Fluids Engng.*, No.95, 1973, pp.551-556.
- ¹⁷Crabb, D., Durão, D.F.G., and Whitelaw, J.H., “A Round Jet Normal to a Crossflow”, *J. Fluids Engng.*, Vol.113, 1981, pp. 142-153.
- ¹⁸Barata, J.M.M., Durão, D.F.G., and McGuiirk, J.J., “Numerical Study of Single Impinging Jets Through a Crossflow”, *J. of Aircraft*, Vol.26, No.11, 1989, pp.1002-1008.
- ¹⁹Barata, J.M.M., Durão, D.F.G., Heitor, M.V., and McGuiirk, J.J., “On the Analysis of an Impinging Jet on Ground Effects”, *Experiments in Fluids*, No.15, 1993, pp.117-129.
- ²⁰Barata, J.M.M., “Ground Vortex Formation With Twin Impinging Jets”. Artigo SAE 962257, International Powered Lift Conference, Jupiter, Florida, 18-20 Novembro, 1996.
- ²¹Barata, J.M.M., “Fountain Flows Produced by Multiple Impinging Jets in a Crossflow”. *AIAA Journal*, Vol. 34, No.12, Dez. 1996, pp. 2523-2530 e *AIAA Journal on Disc*, Vol. 2, No.1, 1996.
- ²²Durst, F., Melling, A., and Whitelaw, J.H., “*Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometry*”, 2nd ed., New York, Academic Press.
- ²³Yanta, W.J. and Smith, R.A., “Measurements of Turbulent Transport Properties with a Laser-Doppler Velocimeter”, 11th Aerospace Sciences Meeting, AIAA Paper 73-0169, Washington, 1978.
- ²⁴Melling, A., and Whitelaw, J.H., “Turbulent Flow in a Rectangular Duct”, *J. Fluid Mechanics*, Vol. 78, 1975, pp.285-315.
- ²⁵Baker, O.J., “The Turbulent Horseshoe Vortex”, *J. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 6, 1981, pp. 9.
- ²⁶Andreopoulos, J. and Rodi, W., “Experimental Investigation of Jets in a Crossflow”, *J. Fluid Mechanics*, Vol. 138, 1984, pp. 127.
- ²⁷Saripalli, K.R., “Visualization of Multijet Impingement Flow”, *AIAA Journal*, Vol. 21, 1983, pp. 483-484.
- ²⁸Siclari, M.J., Migdal, D., Luzzi, T.W., Jr., Barche, J., and Palcza, J.L., “Development of Theoretical Models of Jet-Induced Effects on V/STOL Aircraft”, *Journal of Aircraft*, Vol. 13, No. 12, 1976, pp.938-944.
- ²⁹Kotansky, D.R., “The Modelling and Prediction of Multiple VTOL Aircraft Flow Fields in Ground Effect”, AGARD CP-308, Paper 16.

Laser Doppler Measurements of Twin Impinging Jets Aligned With a Crossflow

Jorge M. M. Barata^{1,*}, Pedro S. D. Carvalho¹, Diamantino F. G. Durão²,
Fernando M. S. P. Neves¹, André R. R. Silva¹, Diana F. C. Vieira¹

1: Aerospace Sciences Department, Universidade Beira Interior, Covilhã, 6200-358, Portugal

2: Universidade Lusíada, Lisbon, Portugal

*Corresponding author: jbarata@ubi.pt

Abstract This paper presents a detailed analysis of the complex flow beneath two impinging jets aligned with a low-velocity crossflow which is relevant for the future F-35 VSTOL configuration, and provides a quantitative picture of the main features of interest for impingement type of flows. The experiments were carried out for a Reynolds number based on the jet exit conditions of $Re_j=4.3 \times 10^4$, an impingement height of 20.1 jet diameters and for a velocity ratio between the jet exit and the crossflow $V_R=V_j/U_o$ of 22.5. The rear jet is located at $S=6D$ downstream of the first jet. The results show a large penetration of the first (upstream) jet that is deflected by the crossflow and impinges on the ground, giving rise to a ground vortex due to the collision of the radial wall and the crossflow that wraps around the impinging point like a scarf. The rear jet (located downstream) it is not so affected by the crossflow in terms of deflection, but due to the downstream wall jet that flows radially from the impinging point of the first jet it does not reach the ground. The results indicate a new flow pattern not yet reported so far, that for a VSTOL aircraft operating in ground vicinity with front wind or small forward movement may result in enhanced under pressures in the aft part of the aircraft causing a suction down force and a change of the pitching moment towards the ground.

Nomenclature

D	= diameter of the jet
H	= impinging height
k	= turbulent kinetic energy
Re	= Reynolds number
S	= spacing of the jets axis in the wind direction
U	= horizontal velocity, $\bar{U} + u'$
V	= vertical velocity, $\bar{V} + v'$
W	= transverse $\bar{W} + w'$
X	= horizontal coordinate
Y	= vertical coordinate
Z	= transverse coordinate

Subscripts

j	= jet-exit value
o	= crossflow value

1. Introduction

Turbulent jets impinging on flat surfaces through a low-velocity crossflow are typical in impinging cooling applications in industry¹ as well as of the flow beneath a short/vertical take-off aircraft which is

lifting off or landing with zero or small forward momentum^{2,3}. Ground effect may occur and change the lift forces on the aircraft, cause reingestion of exhaust gases into the engine intake and raise fuselage skin temperatures. In this latter application the impingement of each downward-directed jet on the ground results in the formation of a wall jet which flows radially from the impinging point along the ground surface. The interaction of this wall jet with the free stream results in the formation of a ground vortex far upstream of the impinging jet, which has profound implications on the aircraft design. In addition the collision of the wall jets originates a fountain upwash flow, affecting the forces and moments induced in the aircraft when operating in ground effect. Improved knowledge of impinging flows is therefore necessary to avoid these effects and to be able to model a range of jet-impingement type of applications with practical interest.

Earlier published work has been concentrated on 1, 2, and 3 jets configurations relevant to the Harrier / AV-8B aircraft (e.g. Ref. 2 and 3). In this case when the aircraft is operating with small forward movement the configuration of interest is 2 impinging jets with the direction of the crossflow perpendicular to the line containing their centres, because each impinging jet is located on the sides of the fuselage.

If attention is concentrated on the next generation of VSTOL aircrafts (X-35/F-35/JSF-Joint Strike Fighter) then no relevant studies can be found, because the impinging jets are aligned with the crossflow, and this geometry has not been considered. In this case a vertically oriented lift fan (SDLF) generates a column of cool air that produces nearly 20,000 pounds of lifting power, along with an equivalent amount of thrust from the vectored rear exhaust (3BSM-Three Bearing Swivel Module). The lift system was successfully demonstrated during a flight testing of the X-35B during the summer of 2001. The complexity of the new VSTOL configuration together with the very stringent requirements has required an enormous amount of R&D in the last decade. On 12th May 2012 the 200th test flight of the F-35B (BF-3) measured stresses on the aircraft during supersonic manoeuvres. So, most of the published work reported so far has therefore only peripheral relevance to the F35-B/JSF ground effect problem.

Ref. 4 reports a study of multijet impinging configurations producing upwash fountain flows, which are the heart of the complicated effects by VSTOL aircraft when they operate in ground proximity, but as far as twin jets are concerned only the geometry with the jets side by side was considered. This paper presents a detailed analysis of the complex flow field beneath 2 impinging jets aligned with low-velocity crossflow relevant for the new F-35 VSTOL configuration, and provides a quantitative picture of the main features of interest of impingement type of flows.

The remainder of this paper is presented in four sections. Section II describes the experimental configuration and measurement procedure, gives details of the laser-Doppler velocimeter and provides assessments of accuracy. The arguments associated with these assessments are based on previous experiments and are presented in condensed form. Section III presents the experimental results obtained in the vertical plane of symmetry containing the axis of both jets and quantifies the mean and turbulent velocity characteristics of the flow. The final section summarizes the main findings and conclusions of this work

2. Experimental Method

The wind tunnel facility designed and constructed for the present work is schematically shown in Fig. 1. A fan with 15kW nominal power drives a maximum flow of 3000m³/h through the boundary layer wind tunnel of 300x302mm exit section. Each jet unit of 15mm inner diameter is mounted vertically in the top of the test section with the axis contained in the vertical plane of symmetry parallel to the crossflow.

The origin of the horizontal, X , and vertical, Y , coordinates is taken at the midpoint between the centres of the jets exit. The X coordinate is positive in the direction of the wind tunnel exit and Y is positive upwards.

The present results were obtained at the vertical plane of symmetry for jet mean velocities of $V_j=36\text{m/s}$ and mean crossflow velocity of $U_o=1.6\text{m/s}$, corresponding to a velocity ratio, $V_R=V_j/U_o$ of 22.5. The rear jet is located at $S=6D$ downstream of the first jet (see Fig. 2).

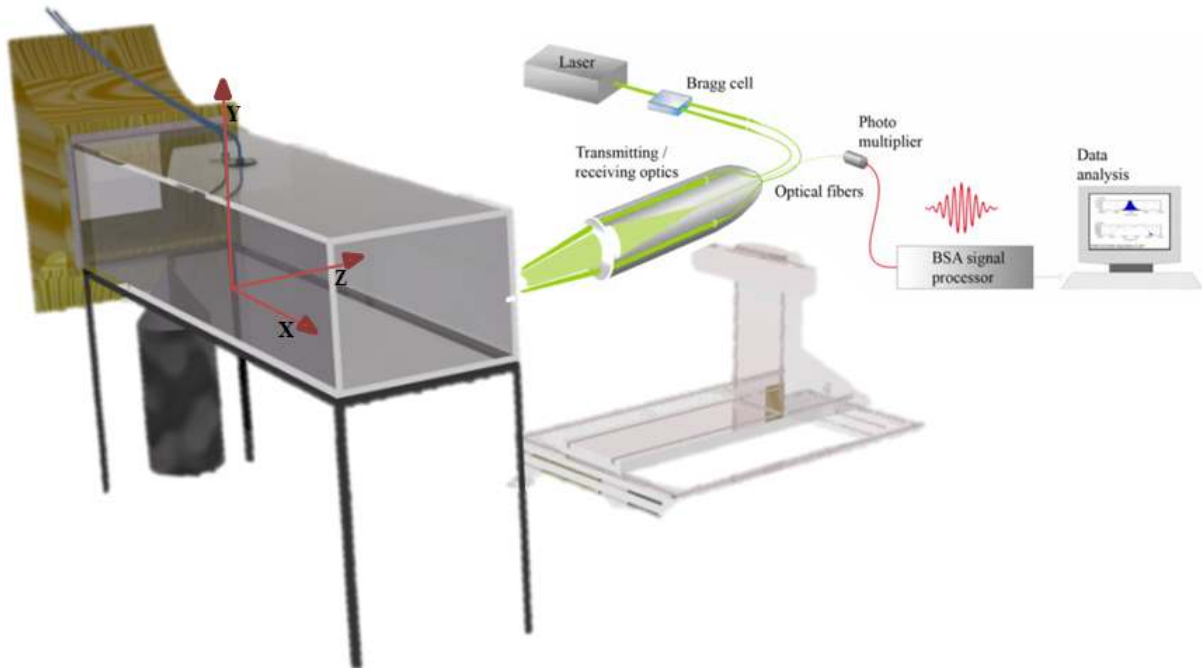


Figure 1. Experimental set-up.

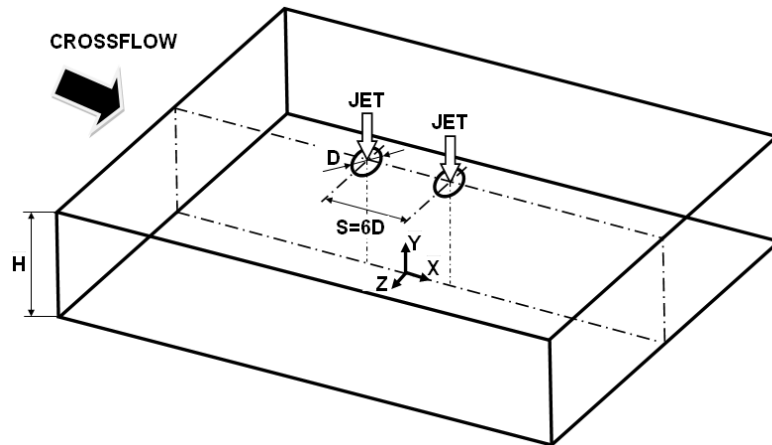


Figure 2. Geometrical arrangement of the jets.

The velocity field was measured with a two-colour (two-component) Laser-Doppler velocimeter (Dantec Flowlite 2D), which comprised a 10mW He-Ne and a 25mW diode-pumped frequency doubled Nd:YAG lasers, sensitivity to the flow direction provided by frequency shifting from a Bragg cell at $f_0=40\text{MHz}$, a transmission and backward-scattered light collection focal lens of 400mm. The half-angle between the beams was 2.8° and the calculated dimensions of the axis of the measuring ellipsoid volume at the e^{-2} intensity locations were $135 \times 6.54 \times 6.53 \mu\text{m}$ and $112 \times 5.46 \times 5.45 \mu\text{m}$ respectively (see Table 1 for details). The horizontal, U , and vertical V , mean and turbulent velocities were determined by a two-velocity channel Dantec BSA F60 processor. The seeding of the flow with glycerine particles of $0.1\text{--}5 \mu\text{m}$ was produced by a smoke generator. The transmitting and collecting optics is mounted on a three-

dimensional transversing unit, allowing the positioning of the centre of the control volume within ± 0.1 mm.

In order to measure the vertical components in near wall regions, the transmitting optics were inclined by half angle of beam intersection and the scattered light was collected off-axis. Measurements could then be obtained up to 0.5mm from the ground plate without a significant deterioration of the Doppler signals. Results obtained 20mm above the ground plate with both the on-axis and the off-axis arrangements have shown a close agreement, within the precision of the equipment.

Errors incurred in the measurement of velocity by displacement and distortion of the measuring volume due to refraction on the duct walls and change in the refractive index were found to be negligibly small and within the accuracy of the measuring equipment. Non-turbulent Doppler broadening errors due to gradients of mean velocity across the measuring volume may affect essentially the variance of the velocity fluctuations⁵, but for the present experimental conditions are of the order of $10^{-4}V_j^2$ and, therefore, sufficiently small for their effect to be neglected. The largest statistical (random) errors derived from populations of, at least, 10000 velocity values were of 0.5 and 3%, respectively for the mean and the variance values, according to the analysis recommended by Ref. 6 for a 95% confidence interval. No corrections were made for sampling bias, but no correlations were found between Doppler frequencies and time interval between consecutive bursts even in the zones of the flow characterized by the lowest particle arrival rates, suggesting that those effects are unimportant for the present flow conditions.

Table 1. Principal characteristics of the 2D Laser-Doppler velocimeter.

	He-Ne laser	Diode Laser
- Wave length, λ [nm]	633	532
- Focal length of focusing lens, f [mm]	400	400
- Beam diameter at e-2 intensity [mm]	1.35	1.35
- Beam spacing, s [mm]	38.87	39.13
- Calculated half-angle of beam intersection, θ	2.78°	2.8°
- Fringe spacing, δ_f [μ m]	6.53	5.45
- Velocimeter transfer constant, K [MHz/ms ⁻¹]	0.153	0.183

Systematic errors incurred in the measurements of Reynolds shear stresses can arise from lack of accuracy in the orientation angle on the normal to the anemometer fringe pattern, as shown by Ref. 7, and can be particularly large in the vicinity of the zones characterized by zero shear stress: for the present experimental conditions the largest errors are expected to be smaller than -2.5%.

3. Results

In this chapter, experimental data obtained will be presented and discussed under two headings. First, flow visualization is presented, and then mean and turbulent velocity profiles are presented and discussed for the velocity ratios V_R of 22.5.

A. Visualization

Flow visualization was performed using digital direct photography to guide the choice of the measurement locations and to provide a qualitative picture of the flow. The longitudinal vertical plane of

symmetry was illuminated with a sheet of light. The photos were taken perpendicular to the vertical plane of symmetry. For all the flows studied, the results have shown (for each jet) a pattern similar to that of a single impinging jet. Fig. 3 identifies the flow development along the vertical plane of symmetry, i.e. $Z=0$. Each jet has an initial potential-core jet region, where the flow characteristics are identical to those of a free jet, and near the horizontal plate the impingement region, characterized by considerable deflection of the jet. It was not possible to identify all the regions simultaneously in the same photo, neither a deflection of each jet by the crossflow. The selected picture shows the wall jet corresponding to the upstream impinging jet which is almost parallel to the ground plate and exhibits behaviour similar to that of a radial wall jet where the upstream effects of interaction due to impingement are no longer important. The upstream wall jet interacts with the crossflow and forms a horseshoe vortex close to the ground plate, which wraps around both impinging jets. As a result, two streamwise counter-rotating vortices develop side-to-side and decay further downstream of each impinging zone forming a ground vortex. The nature of each ground vortex is similar to the horseshoe structure known to be generated by the deflection of a boundary layer by a solid obstacle⁸, but is different from the vortex pair known to exist in a “bent-over” jet in a crossflow far from the ground⁹. No evidence of a ground vortex corresponding to the downstream impinging jet could be confirmed, which is an indication that the upstream impinging jet and its ground vortex are blocking the crossflow and provoking an alteration to the flow pattern. If the jets were positioned side by side in front of the crossflow two ground vortexes would appear as well as a fountain flow in the vertical plane of symmetry due to the collision of the two individual radial wall jets (e.g., Refs. 10-11). In the present case for a velocity ratio between the jet and the crossflow of $V_R = 22.5$ no fountain flow could be detected.

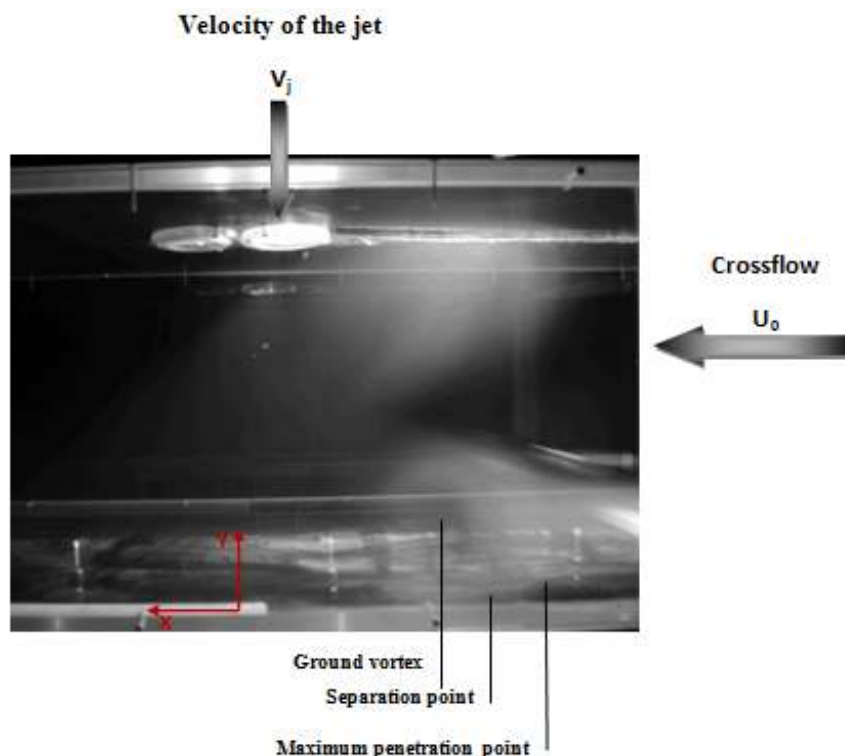


Figure 3. Visualization of the twin jet flow in the vertical plane of symmetry for $Re_j=4.3 \times 10^4$, $V_j/U_0=22.5$, $H/D=20.1$, and $S/D=6$.

Analysis of Fig. 3 also suggests that the crossflow is deflected sideways by the penetration of the jet and may cause a recirculation region just downstream of the discharge, away from the ground plate, but cannot be clearly identified. These features of the flow are quantified in figures 4 to 6 through a detailed set of mean and turbulent velocity measurements obtained in the vertical plane of symmetry ($Z=0$) for a

Reynolds number based on the jet-exit conditions of 4.3×10^4 , a free stream to jet velocity ratio, $V_R = V_j/U_o$ of 22.5, a jet height to jet diameter ratio, H/D , of 20.1, and a spacing between the jets in the wind direction, S/D , of 6.

B. Measurements

Figure 4 shows vertical profiles of the mean horizontal velocity component, \bar{U} , along the vertical plane of symmetry ($Z=0$).

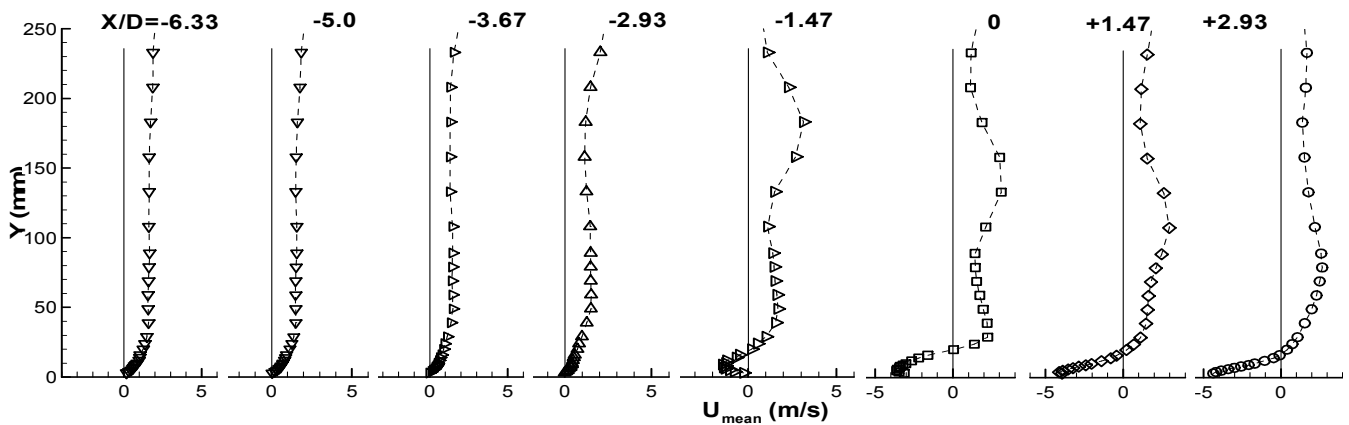


Figure 4. Vertical profiles of the mean horizontal velocity component, \bar{U} , along the longitudinal (symmetry) plane crossing the center of the twin jets. $Re_j=4.3 \times 10^4$, $V_j/U_o=22.5$, $H/D=20.1$, and $S/D=6$.

The mean horizontal velocity profiles at $X/D=-2.93$, -1.47 , 0 and $+1.47$ show negative values near the ground ($Y=0$) that correspond to the upstream wall jet, revealing that the first impinging jet was deflected by the crossflow. The impinging point of the first jet is located at about $X/D=+2.93$ in a position that is vertically near the axis of the rear jet exit ($X/D=+3$), which is more strongly deflected due to this interference. As a consequence, the downstream wall jet of the first jet and the rear jet seems to merge rapidly in a single flow in the crossflow direction. These profiles exhibit maximum positive (downstream) values of the mean horizontal velocity component between $Y=100\text{mm}$ and 150mm that reach twice the crossflow velocity. This means that no upstream wall jet resulting from the rear jet exists, but the complete jet is deflected by the crossflow. This result is consistent with the conclusions of Ref. 4 that found for a single impinging jet flow that the ground vortex blocks the passage of the confined crossflow increasing the velocity of the crossflow that passes over. So, for this configuration the final result is that the rear jet “feels” a smaller jet-to-crossflow velocity ratio and no impingement occurs. In the practical situation of a VSTOL aircraft this may result in a different pressure distribution in the under surface of the aircraft, that with front wind or small forward movement may result in enhanced under pressures in the aft part of the aircraft causing a suction down force and a change of the pitching moment towards the ground.

Figures 5 (a) and (b) show horizontal profiles of horizontal, \bar{U} , and vertical, \bar{V} , mean velocity components, quantify the development of the impinging jets and confirm the above description of the flow. The measurements, and particularly those of the vertical velocity component, do not identify a centrally located fountain rising from the ground plate without interference from the main jets, as it occurs in practical VSTOL applications¹¹.

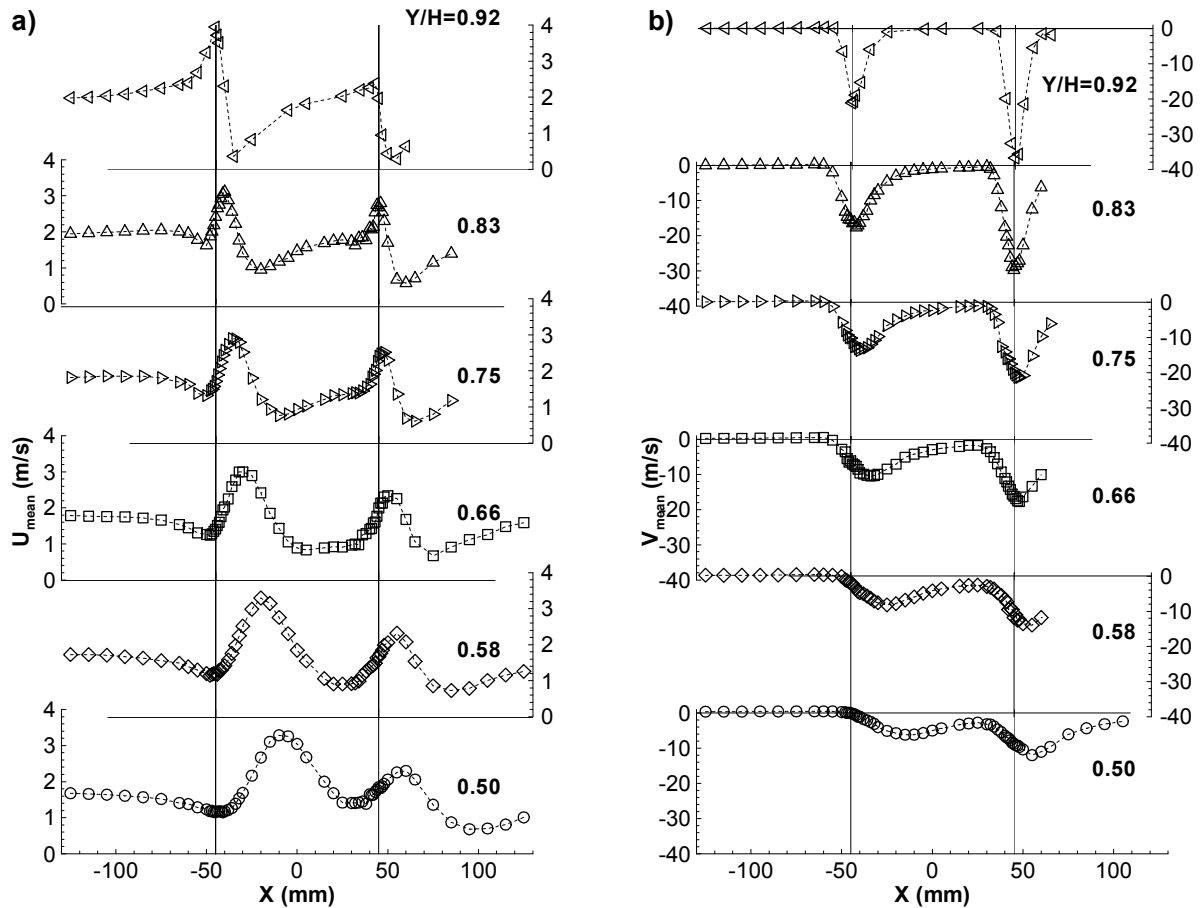


Figure 5. Horizontal profiles of the mean velocity characteristics along the longitudinal (symmetry) plane crossing the center of the twin jets. $Re_j=4.3 \times 10^4$, $V_i/U_o=22.5$, $H/D=20.1$, and $S/D=6$. (a) Horizontal velocity, \bar{U} . (b) Vertical velocity, \bar{V} .

This result confirms our hypothesis that the alignment of the twin jets with the crossflow would create a special flow pattern not yet reported before. The wall jet resulting from the first jet flows underneath the rear one, but the ground vortex formed upstream is only interfering away from the vertical symmetry plane.

The mean vertical velocity component is always positive from the upper wall ($Y/H=1$) up to the middle of the crossflow ($Y/H=0.5$), confirming the conclusions drawn from the vertical velocity profiles in the lower part of the crossflow and discussed in the previous paragraphs.

The asymmetry of the flow can be confirmed from the horizontal profiles of the mean vertical velocity component with higher peaks up to 10% of the vertical velocity in the upstream side ($X < -50$ mm or $3.33D$). The middle value between the maximum and the minimum of the mean horizontal velocity component or the mean vertical velocity components can be used to indicate the centre of the jet, and in the upstream side it moves in the crossflow direction from -43.02 mm at $Y/H=0.92$ to 10.47 mm at $Y/H=0.5$ corresponding to a deflection angle of 21.9 degrees. The downstream jet is protected from the action of the crossflow by the first jet and as a consequence it is less deflected: the centre of the jet is almost coincident with the geometrical axis of the exit, and for $Y/H=0.5$ it is located at $X/D=+4.0$ corresponding to an inclination angle of 12.3 degrees. However, considering the maximum of the mean vertical velocity component the calculated inclination angle is only 4.8 degrees which reinforces the conclusion, and the difference is probably associated with an enhanced entrainment of the rear jet due to its smaller angle with the surrounding flow.

Figure 6 shows horizontal profiles of the normal stresses, $\overline{u'^2}$ and $\overline{v'^2}$, in a *rms* form, and show results that are somewhat surprising at first sight, because it seems that it is not possible to identify completely the shear layer surrounding the impinging jets.

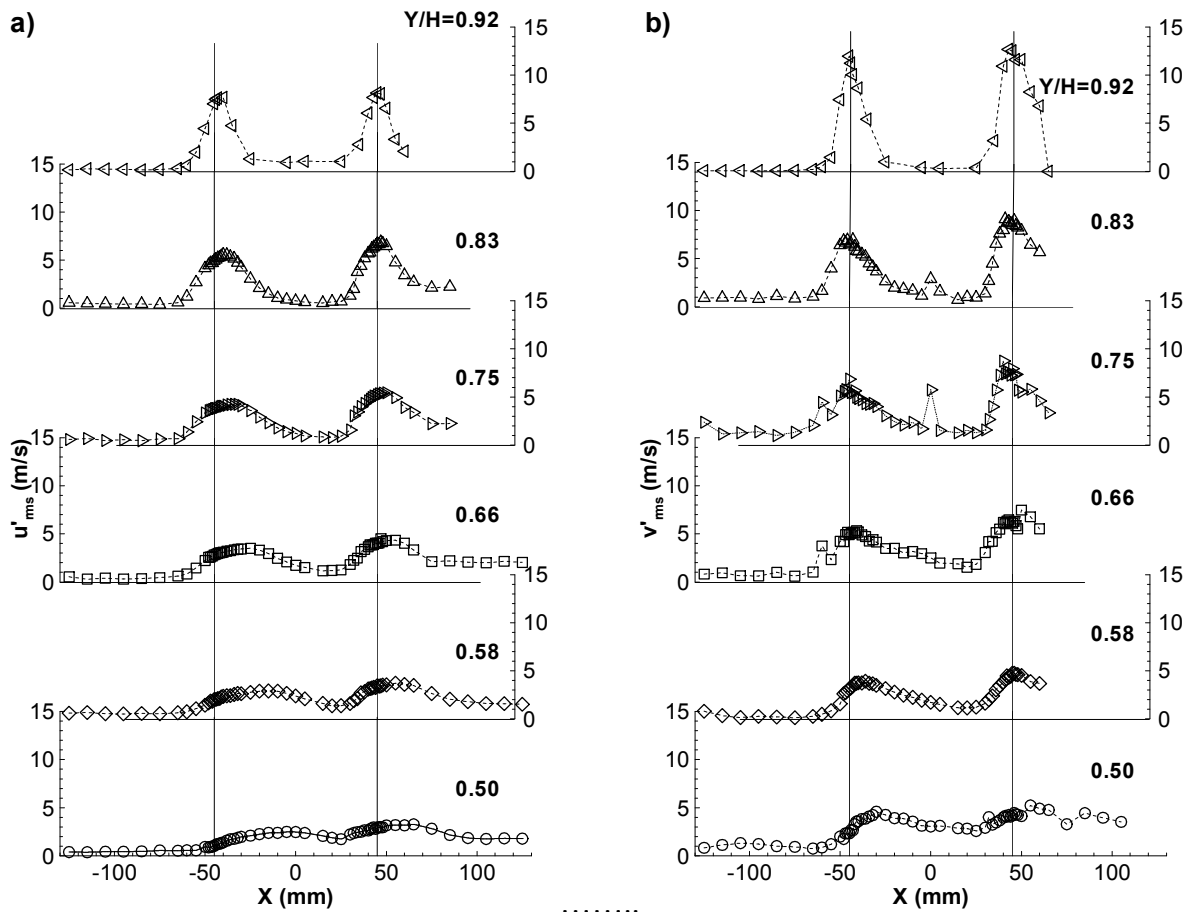


Figure 6. Horizontal profiles of the mean velocity characteristics along the longitudinal (symmetry) plane crossing the center of the twin jets. $Re_j=4.3 \times 10^4$, $V_i/U_o=22.5$, $H/D=20.1$, and $S/D=6$. (a) Horizontal rms velocity, $\sqrt{u'^2}$. (b) Vertical rms velocity, $\sqrt{v'^2}$.

The peaks in the fluctuating vertical velocity components occur in the upstream side of the first jet as expected, because in this region the higher velocity gradients occur. Other peaks were observed near $X=0$ for the $X/H=0.83$ and 0.75 profiles that correspond to the downstream side of the first impinging jet. For the $X/H=0.66$ profile the peak is very weak, and for the lower profiles they cannot be pointedly identified, confirming the rapid mixing between the jets as already detected from the lower part of the flow through the vertical velocity profiles.

For the second (downstream) impinging jet the shear layer surrounding the jet cannot be clearly identified. However, for the $Y/H=0.66$ profile a small decrease in the normal vertical stress is noted near the centre of the jet, but the peaks around the jet are so close that the minimum value is somewhat masked.

4. Conclusions

A laser Doppler velocimeter was used to provide information on the flowfield created by twin impinging jets aligned with a low velocity crossflow. The experiments were carried out for a Reynolds number

based on the jet exit conditions of $Re_j=4.3 \times 10^4$, an impingement height of 20.1 jet diameters and for a velocity ratio between the jet exit and the crossflow $V_R=V_j/U_o$ of 22.5. The rear jet is located at $S=6D$ downstream of the first jet.

The results show a large penetration of the first (upstream) jet, which is deflected by the crossflow and impinges on the ground, giving rise to a ground vortex due to the collision of the radial wall and the crossflow that wraps around the impinging point like a scarf. The rear jet it is not so affected by the crossflow in terms of deflection because it is protected by the upstream jet, but due to the downstream wall jet that flows radially from the impinging point the first jet does not reach the ground. Also, due to the confinement and the ground vortex, the crossflow is blocked and accelerates in the upper part and also contributes to an enhanced mixing of each secondary flow. As consequence, no upstream wall jet or ground vortex resulting from the second (downstream) jet was detected. The result of the rear jet impinging on the downstream wall jet resulting from the first jet had not been reported so far and requires further investigation.

The shear layers surrounding the jet cannot be clearly identified from the fluctuating velocities that do not exhibit clear peaks in the edges, and the values in the centre are also high.

Acknowledgments

The financial support of FCT-Fundação para a Ciência e Tecnologia under contract PTDC/EME-MFE/102190/2008 is gratefully acknowledged.

The present work was done in the scope of the activities of LAETA-Associated Laboratory of Energy, Transports and Aeronautics/AEROG.

References

- ¹Bernhard, W., and Sebastian, S., "Multiple Jet Impingement – A Review", *Heat Transfer Research*, Vol. 42, Issue 2, Special Issue 5, 2011, pp. 101-142.
- ²Barata, J.M.M., Durão, D.F.G., and McGuirk, J.J., "Numerical Study of Single Impinging Jets Through a Crossflow", *Journal of Aircraft*, Vol.26, No.11, 1989, pp. 1002-1008.
- ³Knowles, K., and Bray, D., "The Ground Vortex Formed by Impinging Jets in Crossflow", AIAA 29th Aerospace Sciences Meeting, AIAA Paper 91-0768, Reno, NV, Jan. 7-10, 1991.
- ⁴Barata, J.M.M., "Fountain Flows Produced by Multiple Impinging Jets in a Crossflow". *AIAA Journal*, Vol. 34, No.12, Dez. 1996, pp. 2523-2530 e *AIAA Journal on Disc*, Vol. 2, No.1, 1996.
- ⁵Durst, F., Melling, A., and Whitelaw, J.H., "*Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometry*", 2nd ed., New York, Academic Press.
- ⁶Yanta, W.J. and Smith, R.A., "Measurements of Turbulent Transport Properties with a Laser-Doppler Velocimeter", 11th Aerospace Sciences Meeting, AIAA Paper 73-0169, Washington, 1978.
- ⁷Melling, A., and Whitelaw, J.H., "Turbulent Flow in a Rectangular Duct", *J. Fluid Mechanics*, Vol. 78, 1975, pp.285-315.
- ⁸Baker, O.J., "The Turbulent Horseshoe Vortex", *J. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol. 6, 1981, pp. 9.
- ⁹Andreopoulos, J. and Rodi, W., "Experimental Investigation of Jets in a Crossflow", *J. Fluid Mechanics*, Vol. 138, 1984, pp. 127.
- ¹⁰Siclari, M.J., Migdal, D., Luzzi, T.W., Jr., Barche, J., and Palcza, J.L., "Development of Theoretical Models of Jet-Induced Effects on V/STOL Aircraft", *Journal of Aircraft*, Vol. 13, No. 12, 1976, pp.938-944.
- ¹¹Kotansky, D.R., "The Modelling and Prediction of Multiple VTOL Aircraft Flow Fields in Ground Effect", AGARD CP-308, Paper 16.

Numerical and Experimental Study of Two Impinging Jets in a Row through a Crossflow

Diana F.C. Vieira¹, André R.R. Silva², Fernando M.S.P. Neves³, Pedro S.D. Carvalho¹, Jorge M.M. Barata⁴
Universidade Beira Interior, Covilhã, 6200-358, Portugal

Abstract

TURBULENT jets impinging on flat surfaces through a low-velocity crossflow are typical of the flow beneath a short/vertical take-off aircraft which is lifting off or landing with zero or small forward momentum. Ground effect may occur and change the lift forces on the aircraft, cause reingestion of exhaust gases into the engine intake and raise fuselage skin temperatures. In this latter application the impingement of each downward-directed jet on the ground results in the formation of a wall jet which flows radially from the impinging point along the ground surface. The interaction of this wall jet with the free stream results in the formation of a ground vortex far upstream of the impinging jet, which has profound implications on the aircraft design. In addition the collision of the wall jets originates a fountain upwash flow, affecting the forces and moments induced in the aircraft when operating in ground effect.

Earlier published work has been concentrated on 1, 2, and 3 jets configurations relevant to the Harrier / AV-8B aircraft. In this case when the aircraft is operating with small forward movement the configuration of interest is 2 impinging jets with the direction of the crossflow perpendicular to the line containing their centers. If attention is concentrated on the next generation of VSTOL aircrafts (X-35/F-35/JSF-Joint Strike Fighter) then no relevant studies can be found, because the impinging jets are aligned with the crossflow, and this geometry has not been considered. In this case a vertically oriented lift fan (SDLF) generates a column of cool air that produces the nearly 20,000 pounds of lifting power, along with an equivalent amount of thrust from the vectored rear exhaust (3BSM-Three Bearing Swivel Module). The lift system was successfully demonstrated during a flight testing of the X-35B during the summer of 2001. The complexity of the new VSTOL configuration together with the very stringent requirements has required an enormous amount of R&D in the last decade. So, most of the published work reported so far has therefore only peripheral relevance to the F35-B/JSF ground effect problem.

This paper presents a detailed analysis of the complex flow field beneath 2 impinging jets aligned with a low-velocity crossflow relevant for the future F-35 VSTOL configuration (Fig. 1), and provides a quantitative picture of the main features of interest for impingement type of flows.

The present results were obtained at the vertical plane of symmetry for jet mean velocities of $V_j=36\text{m/s}$ and mean crossflow velocity of $U_o=1.6\text{m/s}$, corresponding to a velocity ratio, $V_R=V_j/U_o$ of 22.5. The rear jet is located at $S=6D$ downstream of the first jet (Fig. 2).

The velocity field was measured with a two-color (two-component) Laser-Doppler velocimeter (Dantec Flowlite 2D). The horizontal, U , and vertical V , mean and turbulent velocities were determined by a two-velocity channel Dantec BSA F60 processor. The seeding of the flow with glycerin particles of $0.1\text{-}5\mu\text{m}$ was produced by a smoke generator. The transmitting and collecting optics is mounted on a three-dimensional transversing unit, allowing the positioning of the centre of the control volume within $\pm 0.1\text{mm}$.

Flow visualization was performed using digital direct photography to guide the choice of the measurement locations and to provide a qualitative picture of the flow. The longitudinal vertical plane of symmetry was illuminated and photos were taken perpendicularly. For all the flows studied, the results have shown a pattern similar to that of a single impinging jet. Each jet has an initial potential-core jet region, where the flow characteristics are identical to those of a free jet, and near the horizontal plate the impingement region, characterized by considerable deflection of the jet. The upstream wall jet interacts with the crossflow and forms a horseshoe vortex close to the ground plate, which wraps around both impinging jets. No evidence of a ground vortex corresponding to the downstream impinging jet could be confirmed, which is an indication that the upstream impinging jet and its ground vortex are blocking the crossflow and provoking an alteration to the flow pattern. If the

¹ M.Eng. Student, Aerospace Sciences Department.

² Assistant Professor, Aerospace Sciences Department, Member of AIAA.

³ Ph. D. Student, Aerospace Sciences Department, Student Member of AIAA.

⁴ Full Professor, Aerospace Sciences Department, Associate Fellow of AIAA. Corresponding author.

jets were positioned side by side in front of the crossflow two ground vortices would appear as well as a fountain flow in the vertical plane of symmetry due to the collision of the two individual radial wall jets. In the present case for a velocity ratio between the jet and the crossflow of $V_R = 22.5$ no fountain flow could be detected.

The mean horizontal velocity profiles at $X/D = -2.93, -1.47, 0$ and $+1.47$ show negative values near the ground ($Y=0$) that correspond to the upstream wall jet, revealing that the first impinging jet was deflected by the crossflow (Fig. 3). The impinging point of the first jet is located at about $X/D = +2.93$ in a position that is vertically near the axis of the second jet exit ($X/D = +3$), which is more strongly deflected due to this interference. As a consequence, the downstream wall jet of the first jet and the second jet seems to merge rapidly in a single flow in the crossflow direction. No upstream wall jet resulting from the second jet could be detected, but the complete “merged jet” is deflected by the crossflow. So, for the present configuration the rear jet seems to “feel” a smaller jet-to-crossflow velocity ratio and no impingement occurs. In the practical situation of a VSTOL aircraft this may result in a different pressure distribution in the under surface of the aircraft, that with front wind or small forward movement may result in enhanced under pressures in the forward part of the aircraft causing a suction down force and a change of the pitching moment towards the ground.



Figure 1. Representation of the ground vortex flow phenomena adapted to the JSF F-35 Variant B.

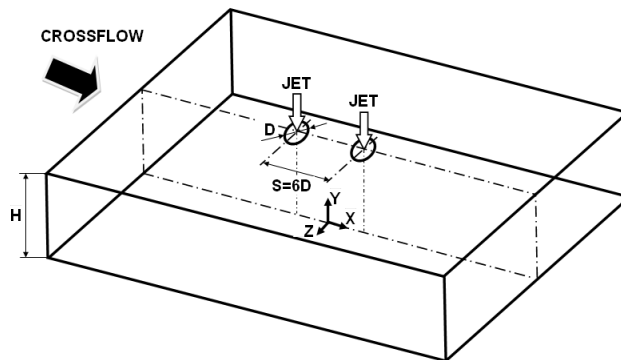


Figure 2. Geometrical arrangement of the jets.

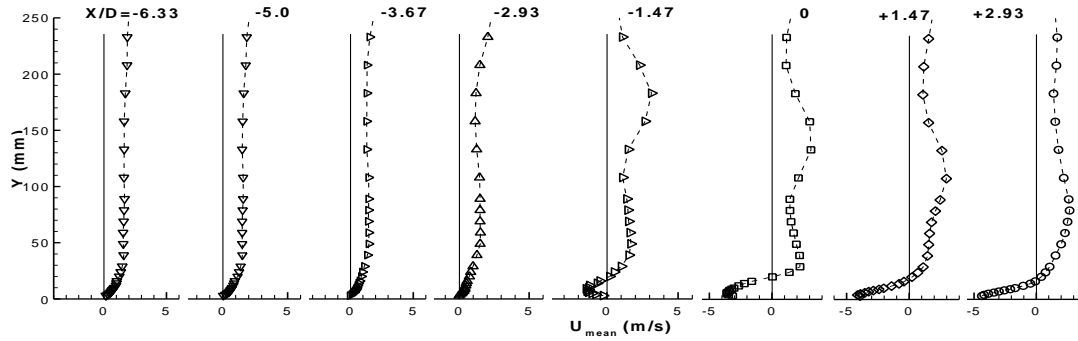


Figure 3. Vertical profiles of the mean horizontal velocity component, \bar{U} , along the longitudinal (symmetry) plane crossing the center of the twin jets. $Re_j=4.3 \times 10^4$, $V_j/U_0=22.5$, $H/D=20.1$, and $S/D=6$.

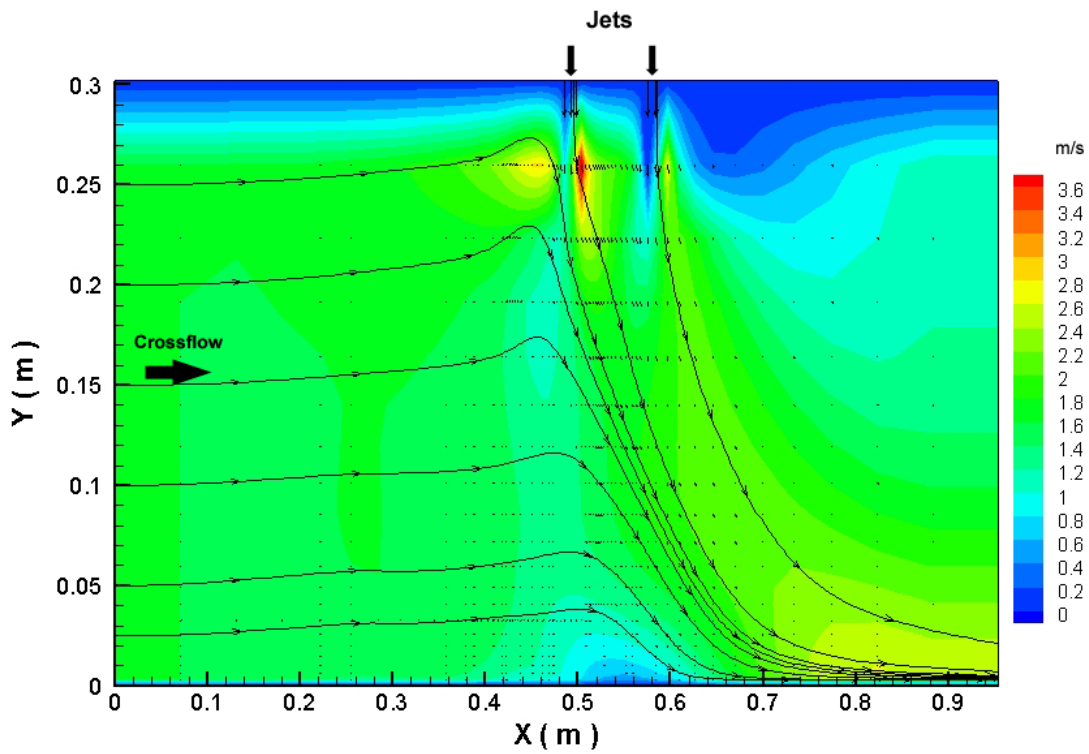


Figure 4. Calculated streaklines and isolines of the mean horizontal velocity component, \bar{U} , along the longitudinal (symmetry) plane crossing the center of the two jets. $Re_j=4.3 \times 10^4$, $V_j/U_0=22.5$, $H/D=20.1$, and $S/D=6$.