

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

FACULDADE DE ENGENHARIA QUÍMICA

ÁREA DE CONCENTRAÇÃO

DESENVOLVIMENTO DE PROCESSOS QUÍMICOS

***ANÁLISE DE ESTRUTURAS COERENTES DE LARGA ESCALA EM JATOS DE
DISPERSÃO BIFÁSICOS***

Tese de Doutorado apresentada à Faculdade de Engenharia Química como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Química

Aluno: Rodrigo Koerich Decker

Orientador: Prof. Dr. Milton Mori

Co-Orientador: Prof. Dr. Henry França Meier

Co-Orientador: Prof. Dr. Udo Fritsching

Campinas - SP

Fevereiro de 2008

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA E ARQUITETURA - BAE -
UNICAMP

D357a Decker, Rodrigo Koerich
Análise de estruturas coerentes de larga escala em
jatos de dispersão bifásicos / Rodrigo Koerich Decker.--
Campinas, SP: [s.n.], 2008.

Orientadores: Milton Mori, Henry França Meier, Udo
Fritsching

Tese (Doutorado) - Universidade Estadual de
Campinas, Faculdade de Engenharia Química.

1. Escoamento bifásico. 2. Escoamento turbulento. I.
Mori, Milton. II. Meier, Henry França. III. Fritsching,
Udo. IV. Universidade Estadual de Campinas.
Faculdade de Engenharia Química. V. Título.

Título em Inglês: Large scale coherent structures analysis in two-phase jets

Palavras-chave em Inglês: Coherent structures, Two-phase jet,
Interparticle arrival time, Turbulence

Área de concentração: Desenvolvimento de Processos Químicos

Titulação: Doutor em Engenharia Química

Banca examinadora: Waldir Pedro Martignoni, Roberto Guardani, Osvaldir
Pereira Taranto, José Roberto Nunhez

Data da defesa: 08/02/2008

Programa de Pós-Graduação: Engenharia Química

Tese de Doutorado defendida por Rodrigo Koerich Decker e aprovada em 08 de Fevereiro de 2008 pela banca examinadora constituída pelos doutores:



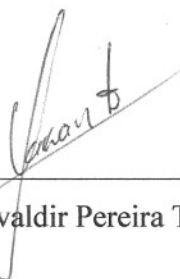
Prof. Dr. Milton Mori



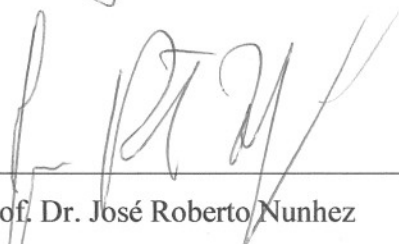
Dr. Waldir Pedro Martignoni



Prof. Dr. Roberto Guardani

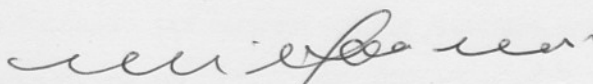


Prof. Dr. Osvaldir Pereira Taranto



Prof. Dr. José Roberto Nunhez

Este exemplar corresponde à versão final da Tese de Doutorado em Engenharia Química



Prof. Dr. Milton Mori

Orientador

Dedico esta tese de doutorado à minha esposa Gisiane, pelo incentivo e apoio durante o tempo de desenvolvimento desta pesquisa, e aos meus pais João e Genóveva, pela minha formação como pessoa.

Dedico esta tese de doutorado à minha esposa Gisiane, pelo incentivo e apoio durante o tempo de desenvolvimento desta pesquisa, e aos meus pais João e Genoveva, pela minha formação como pessoa.

Agradeço inicialmente a Deus pai todo poderoso, pelo dom da vida.

À Gisi, minha esposa, por estar sempre ao meu lado nos momentos difíceis e de alegria, e por ter deixado tudo para trás e enfrentado comigo o desconhecido, durante o tempo de estadia na Alemanha.

Aos meus pais, João e Genoveva, dos quais estive fisicamente ausente durante o desenvolvimento desta tese, pela sua confiança e incentivo.

Aos meus irmãos Eduardo e Fernando, por estarem sempre presentes e por muitas vezes acreditarem mais em mim do que eu próprio.

Aos meus sogros, Pedro e Iolanda, que mesmo sabendo que sua filha viria a ficar um longo tempo ausente, forneceram todo o seu apoio.

Ao meu orientador Professor Dr. Milton Mori, principal responsável pela iniciação e conclusão desta pesquisa, por todo o suporte concedido.

Ao meu co-orientador e amigo professor Dr. Henry França Meier, da Universidade Regional de Blumenau, pelos conselhos e incentivos, tanto na vida acadêmica quanto na vida pessoal.

Ao meu co-orientador Professor Dr. Udo Fritsching, da Universidade de Bremen, o qual forneceu subsídios físicos e técnicos para que esta pesquisa fosse realizada, além das discussões nas quais resultaram os dados descritos nesta tese.

À Cibeli, Isadora, Guilherme e Alemão que sempre estiveram presentes, mesmo quando estivemos ausentes.

Ao Vini e ao Dirceu, os quais compartilharam e vem compartilhando este mesmo caminho desde os tempos de graduação, pelo suporte e apoio durante todo o tempo de desenvolvimento desta pesquisa, além de dividirem comigo inesquecíveis momentos da minha vida pessoal e profissional.

Ao amigo Jaci que esteve presente em várias etapas deste caminho, sejam estas em Blumenau, Campinas ou em Bremen, pelo apoio e principalmente pelos momentos de descontração e lazer dos quais vivenciamos. Agradeço também ao Jaci pelas longas discussões na Schüttinger em Bremen, as quais foram de grande importância para a conclusão deste estudo.

Aos amigos do LFC- FURB e PQGe-UNICAMP, por estarem sempre dispostos a ajudar, principalmente nas situações onde não pude estar presente, e por todo o apoio durante esta minha nova formação.

Aos alunos de iniciação científica, os quais sempre estiveram dispostos a ajudar.

Aos amigos e colegas do Departamento de Engenharia Química da FURB, em especial ao Atilano e ao Chivanga, pela motivação e pelos momentos de descontração.

Aos amigos de Bremen, em especial ao Michel, primeira amizade de fato conquistada nesta cidade, pelos grandes momentos que juntos compartilhamos.

Aos amigos do Instituto Goethe de Göttingen, os quais se intitularam “Kostenlos”, verdadeiros guerreiros que chegaram à Alemanha com intuito de aprender alemão, para posterior pesquisa de doutorado, em suas respectivas Universidades. A eles agradeço de coração pelos grandes momentos em que passamos juntos, os quais foram de fundamental importância para uma adaptação tranquila na Alemanha.

Ao eterno amigo Eduardo, o qual se dedicou de corpo e alma a ajudar nos momentos difíceis em que eu e minha esposa atravessamos.

Aos casais de amigos Cris e Rodrigo, Taís e Alexandre, Vanessa e Fabiano, os quais desbravaram conosco novos horizontes, em belas viagens pela Europa.

Aos colegas e amigos da Universidade de Bremen, em especial ao Roman, Ralf e Fabian, pelos momentos de descontração e pelos ensinamentos, principalmente os que envolveram o idioma alemão.

A Petrobras pelo apoio financeiro concedido durante algumas etapas desta pesquisa.

Gostaria de agradecer também ao CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico) e ao DAAD (Deutscher Akademischer Austauschdienst) pelo suporte financeiro concedido, o que tornou possível o desenvolvimento desta pesquisa.

À assessoria de cooperação internacional do CNPq, em especial a senhora Linda Rosa da Silva Mendes, pela total disponibilidade em ajudar e prestar esclarecimentos, e ao incentivo dado durante uma difícil etapa de minha estadia na Alemanha.

A todos os amigos que de uma forma ou outra estiveram presentes durante esta mais nova fase de minha vida profissional e pessoal.

„Lernen ist Erfahrung. Alles andere ist einfach nur Information.“

Albert Einstein

Resumo

Este trabalho propõe o estudo de estruturas coerentes de larga escala por meio da utilização da metodologia “Interparticle Arrival Time” (IAT) no escoamento de um jato bifásico. Experimentos foram desenvolvidos em relação a diferentes condições de velocidade inicial com diâmetro médio de partícula igual a 50 μm , e para duas diferentes misturas de partículas, 50 μm e 90 μm , em diferentes proporções, e comparados em relação a perfis de velocidade média, intensidade de turbulência e velocidade RMS. Medidas relacionadas à distribuição IAT foram também adquiridas para todas as condições analisadas. Os experimentos foram desenvolvidos para diferentes posições axiais e radiais a partir da saída do orifício de formação do jato. Perfis radiais de velocidade média, flutuação de velocidade (velocidade RMS), intensidade de turbulência e “interparticle arrival time” (em termos de distribuição Chi^2 e número de desvios) foram obtidos pelo sistema de “Phase Doppler Anemometry”, atravessando o sistema de medição ponto a ponto na direção desejada. Além disto, as variações das condições de velocidade inicial, distribuição de partículas e razão de carga permitem a obtenção de importantes informações em relação às estruturas locais do escoamento e seus efeitos sobre o transporte macroscópico e turbulento de partículas entre o centro do jato e as regiões de contorno do mesmo. Assim é possível identificar que no centro do jato não existe a formação de Estruturas Coerentes de Larga Escala (ECLE), ou seja, o escoamento é dominado por estruturas incoerentes. Existem também fortes indícios de formação de ECLE em uma região radial entre o centro e a região de contorno, sendo estas dependentes da condição inicial de velocidade da fase gás. Além disto, partículas com maior diâmetro suprimem a formação de ECLE. A distribuição IAT prova ser uma ferramenta importante na identificação dos locais onde ECLEs vêm a influenciar a distribuição de partículas, formando “clusters”. A investigação extensiva de dados experimentais em relação ao comportamento da fase dispersa no escoamento gás-sólido em um jato pode ser utilizada como uma importante fonte de dados para uma validação detalhada, por meio de simulação numérica, do escoamento disperso bifásico, incluindo as fortes interações entre as fases gás e particulada.

Palavras chaves: Estruturas coerentes; jatos bifásicos; Interparticle arrival time; Turbulência

Abstract

A study of large scale coherent structures by Interparticle Arrival Time (IAT) of a two phase jet flow is proposed. Measurements were carried out for different initial velocities with 50 μm particle mean diameter, and for two different particle mixtures with mean particle diameter of 50 μm and 90 μm , in different proportions, and analyzed in relation to different variables. Measurements related to IAT were also acquired for all analysis conditions. The experiments were developed for different axial and radial distances from the nozzle outlet. Radial profiles of mean velocity, RMS velocity, turbulence intensity and the IAT (in terms of Chi^2 and number of deviation) were measured by a Phase Doppler Anemometry system, traversing the measuring device stepwise in the desired direction. Furthermore, the variation of the initial velocity conditions, particle diameter distributions, and particle loadings yield important information about the local flow structures and its effect on the macroscopic as well as the turbulent particle transport between the jet centre and the outer shear layer. Thus, it is possible to identify that in the centre line of the jet there is no formation of large scale coherent structures (ECLE), i. e., the flow is dominated by incoherent structures. There is also strong evidence of ECLE formation in a radial position between the centre and the outer shear layer of the jet, which are dependent on the gas initial velocity. Furthermore, particles with large diameter suppress ECLE formation. The IAT distribution proves to be an important tool to identify regions where large scale coherent structures influence the particle distribution and tend to form particle clusters. The derived extensive experimental data set for the particle behaviour at the two-phase jet may serve as a basis for the detailed validation of numerical simulations of dispersed two phase flow behaviour including strong phase interactions between gaseous and particulate phases.

Keywords: Coherent structures; Two-phase jet; Interparticle arrival time; Turbulence

RESUMO.....	XIII
ABSTRACT	XV
LISTA DE FIGURAS.....	XXI
LISTA DE TABELAS.....	XXVII
NOMENCLATURA	XXIX
1. INTRODUÇÃO	1
1.1. Objetivo Geral	4
1.2. Objetivos Específicos	5
1.3. Tópicos Abordados.....	5
2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	7
2.1. Características dos Jatos	7
2.2. Jatos Monofásicos	9
2.3. Estudo de Estruturas Coerentes de Larga Escala (ECLE) em Jatos Monofásicos	10
2.4. Jatos Bifásicos	15
2.5. Estudo de ECLE em Jatos Bifásicos.....	17
2.6. Jatos de Mistura.....	20
2.7. Limitações em relação à análise de partículas detectadas	23
2.8. Identificação de ECLE pela Metodologia “Interparticle Arrival Time” (IAT)	24
2.9. Aspectos de Investigação.....	28
3. TÉCNICAS EXPERIMENTAIS.....	31

3.1.	Técnicas de Medição – (LDA e PDA).....	31
3.1.1.	O Efeito “Doppler”	33
3.1.2.	Técnica de “Laser Doppler”	37
3.1.3.	Técnica de “Phase Doppler”	42
3.2.	Metodologia “Interparticle Arrival Time” - IAT.....	45
3.3.	Parâmetros de Análise do Escoamento.....	50
4.	MATERIAIS E MÉTODOS.....	53
4.1.	Estrutura Laboratorial para Experimentação Física	53
4.1.1.	Alimentador de Partículas	59
4.2.	Procedimento Experimental	62
4.2.1.	Ajuste dos Receptores	67
4.2.2.	Curva de Calibração do Filtro	69
4.3.	Estudos de Casos	70
4.3.1.	Análise de Simetria.....	71
4.3.2.	Caso 1 – Análise da Condição de Velocidade Inicial.....	72
4.3.3.	Caso 2 – Mistura Um.....	73
4.3.4.	Caso 3 – Mistura Dois	76
4.4.	Leitura e Conversão de Dados.....	78
5.	RESULTADOS E DISCUSSÕES	81
5.1.	Análise da Condição de Simetria	82
5.2.	Estudo de Caso Um – Análise da Influência da Velocidade Inicial	84

5.2.1.	Velocidade Média.....	86
5.2.2.	Velocidade RMS	88
5.2.3.	Intensidade de Turbulência.....	92
5.2.4.	Análise de Estruturas Coerentes de Larga Escala (ECLE).....	96
5.2.4.1	Análise de χ^2 e Número de Desvios	96
5.2.4.2	Distribuição IAT.....	101
5.2.4.3	Relação Partículas <i>versus</i> Velocidade Média, Velocidade RMS e χ^2	107
5.3.	Análise da Influência da Potência do Laser.....	111
5.4.	Estudo de Caso Dois – Mistura Um	113
5.4.1.	Velocidade Média.....	115
5.4.2.	Velocidade RMS da Mistura Um	116
5.4.3.	Intensidade de Turbulência.....	117
5.4.4.	Análise de χ^2 e Número de Desvios	118
5.4.5.	Distribuição IAT – Mistura Um	120
5.5.	Estudo de Caso Três – Mistura Dois	122
5.5.1.	Velocidade Média.....	123
5.5.2.	Velocidade RMS	124
5.5.3.	Intensidade de Turbulência.....	126
5.5.4.	Análise de χ^2 e Número de Desvios	127
5.5.5.	Distribuição IAT.....	129
5.5.6.	Análise dos Perfis Axiais.....	131

6. CONCLUSÕES E SUGESTÕES	135
7. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	139

Lista de Figuras

Figura 1.1 – Visualização de escoamento em um jato axi-simétrico (Van Dyke – “An Album of Fluid Motion” (1982)).	3
Figura 2.1 – Representação de um jato monofásico adaptado de Gillandt (2000).	8
Figura 3.1 – O efeito “doppler” para um transmissor em movimento e receptor estacionário, de acordo com Albrecht <i>et al.</i> (2002).	34
Figura 3.2 – O efeito “doppler” para um transmissor estacionário e receptor em movimento, de acordo com Albrecht <i>et al.</i> (2002).	36
Figura 3.3 – Configuração óptica de feixes de referência (Albrecht <i>et al.</i> (2002)).	38
Figura 3.4 – Relação de vetores para a determinação da frequência “doppler” (Albrecht <i>et al.</i> (2002)).	40
Figura 3.5 – Formação de franjas, devido à interseção de feixes de laser.	41
Figura 3.6 – Distribuição dos receptores na técnica de PDA.	42
Figura 3.7 – Sinal fornecido pelos receptores.	44
Figura 3.8 – Distribuição dinâmica IAT apresentada por Luong and Sojka (1999).	48
Figura 4.1 – Desenho esquemático do sistema de medição.	54
Figura 4.2 - Sistema de válvulas de alimentação.	55
Figura 4.3 – Sistema de alimentação de partículas.	56
Figura 4.4 – Duto de aceleração.	57
Figura 4.5 – Jato de partículas.	58
Figura 4.6 – Detecção de partículas para a alimentação por rosca.	59

Figura 4.7 – Depósito pressurizado de partículas.....	60
Figura 4.8 – Detecção de partículas para a alimentação por pressão.	61
Figura 4.9 - Sinais emitidos pelo receptores.....	63
Figura 4.10 – Ajuste do sinal no osciloscópio.....	65
Figura 4.11 – Sistema de medição.....	66
Figura 4.12 – Sistema de geração de névoa.....	67
Figura 4.13 – Gerador de gotículas.	68
Figura 4.14 – Ajuste polinomial do sinal no filtro.	69
Figure 4.15 – Distribuição de partículas e análise log-normal para o estudo de caso 1.....	73
Figure 4.16 – Distribuição do número de partículas para o estudo de caso 2.	75
Figure 4.17 – Análise log-normal da distribuição de partículas para o estudo de caso 2.....	75
Figure 4.18 – Distribuição do número de partículas para o estudo de caso 3.	77
Figure 4.19 – Análise log-normal da distribuição de partículas para o estudo de caso 3.....	77
Figura 4.20 – Pós-processamento dos dados medidos.	79
Figura 5.1 – Análise da simetria em relação à velocidade média em $z/D = 12,5$	82
Figura 5.2 – Análise da simetria da velocidade RMS e da intensidade de turbulência.....	83
Figura 5.3 – Padrões do escoamento gás-sólido.....	85
Figura 5.4 - Comparações dos perfis radiais de velocidade média em diferentes condições de velocidade inicial e posições axiais ($z/D = 10; 12,5; 15; 17,5; 20$).	87
Figura 5.5 - Comparações dos perfis de velocidade RMS em posição axial constante ($z/D =$ $10; 12,5; 15; 17,5; 20$).	90

Figura 5.6 - Comparações dos perfis de velocidade RMS em condições de velocidade inicial constante ($U_0 = 8,25; 9,64; 11,78; 13,23; 15,83$ m/s).....	91
Figura 5.7 – Comparações dos perfis de intensidade de turbulência em posição axial constante ($z/D = 10; 12,5; 15; 17,5; 20$).....	93
Figura 5.8 – Comparações dos perfis de intensidade de turbulência em condições de velocidade inicial constante ($U_0 = 8,25; 9,64; 11,78; 13,23; 15,83$ m/s).	94
Figura 5.9 – Comparação entre perfis de Chi^2 e número de desvios para diferentes valores de velocidade inicial a $z/D = 10$	98
Figura 5.10 – Comparação entre perfis de Chi^2 e número de desvios para diferentes valores de velocidade inicial a $z/D = 12,5$	99
Figura 5.11 – Comparação entre perfis de Chi^2 e número de desvios para diferentes valores de velocidade inicial a $z/D = 15$	99
Figura 5.12 – Comparação entre perfis de Chi^2 e número de desvios para diferentes valores de velocidade inicial a $z/D = 17,5$	100
Figura 5.13 – Comparação entre perfis de Chi^2 e número de desvios para diferentes valores de velocidade inicial a $z/D = 20$	100
Figura 5.14 – Comparação entre valores de IAT para $r/R = 1,833$, $z/D = 10$ e $U_0 = 9,64$ m/s.	102
Figura 5.15 – Comparação entre valores de IAT para $r/R = 2,333$, $z/D = 10$ e $U_0 = 9,64$ m/s.	102
Figura 5.16 – Comparação entre valores de IAT à $r/R = 1,333$, $z/D = 10$ e $U_0 = 8,25$ m/s.	103
Figura 5.17 – Comparação entre valores de IAT para $r/R = 1,667$, $z/D = 20$ e $U_0 = 8,25$ m/s.	105
Figura 5.18 – Comparação entre valores de IAT para $r/R = 1,5$, $z/D = 10$ e $U_0 = 15,82$ m/s.	106

Figura 5.19 – Comparação entre valores de IAT para $r/R = 1,67$, $z/D = 20$ e $U_0 = 15,82$ m/s.	106
Figura 5.20 - Comparação entre número de partículas detectadas e velocidade média.	108
Figura 5.21 – Comparação entre velocidade RMS e número de partículas detectadas.....	108
Figura 5.22 – Comparação entre Chi^2 e número de partículas detectadas.	110
Figura 5.23 - Comparação entre velocidade RMS e Chi^2	110
Figure 5.24 – Perfil de velocidade média para 0,5 W e 1,0 W de potência, respectivamente.	112
Figure 5.25 – Perfil de intensidade de turbulência para 0,5 W e 1,0 W de potência, respectivamente.	112
Figure 5.26 – Perfil do número de partículas detectadas para 0,5 W e 1,0 W de potência, respectivamente.	113
Figure 5.27 – Perfil de Chi^2 para 0,5 W e 1,0 W de potência, respectivamente.	113
Figura 5.28 - Perfil de velocidade média para a mistura 1.	115
Figura 5.29 - Perfil de velocidade RMS para a mistura 1.	116
Figura 5.30 - Perfil de intensidade de turbulência para a mistura 1.	118
Figura 5.31 – Perfis de Chi^2 e número de desvios para a mistura 1 em relação a $d_{p,\text{Sauter}} = 50\mu\text{m SM}$	119
Figura 5.32 - Comparação entre a distribuição IAT para a mistura 1 e $d_{p,s} = 50\mu\text{m SM}$...	121
Figura 5.33 – Perfis de velocidade média em relação à mistura 2.	123
Figura 5.34 - Perfis de velocidade RMS em relação à mistura 2.	125
Figura 5.35 - Perfis de intensidade de turbulência em relação à mistura 2.	126

Figura 5.36 - Perfil de χ^2 e número de desvios para a mistura 2 em relação a mistura 1.	128
Figura 5.37 - Comparação entre a distribuição IAT para a mistura 2 e mistura 1.	130
Figura 5.38 – Perfil axial de velocidade média para os diâmetros de partícula de 10-65 μm e 65-120 μm	131
Figura 5.39 - Perfil axial de velocidade RMS para os diâmetros de partícula de 10-65 μm e 65-120 μm	132
Figura 5.40 - Perfil axial de intensidade de turbulência para os diâmetros de partícula de 10- 65 μm e 65-120 μm	134

Lista de Tabelas

Tabela 4.1 – Especificação dos parâmetros de “set-up”	66
Tabela 4.2 - Propriedades físicas do fluido e das partículas.....	71
Tabela 4.3 – Dados de escoamento para as diferentes condições de velocidade inicial.	72
Tabela 4.4 – Dados de escoamento para a mistura 1.....	74
Tabela 4.5 – Dados de escoamento para a mistura 2.....	76

Nomenclatura

Letras Latinas

c	Velocidade da luz [m/s]
D	Diâmetro do duto [m]
D_0	Diâmetro do duto no bocal de formação do jato [m]
dx	Variação em x [m]
dy	Variação em y [m]
dz	Variação em z [m]
d_{orif}	Diâmetro do orifício [m]
d_p	Diâmetro da partícula [m]
$d_{p,50}$	Diâmetro médio geométrico [m]
$d_{p,s}$	Diâmetro médio de Sauter [m]
$\mathbf{e}$	Vetor unitário [-]
$\mathbf{e}_1$	Vetor unitário do emissor 1 [-]
$\mathbf{e}_{1x}$	Vetor unitário do emissor 1 na direção x [-]
$\mathbf{e}_{1z}$	Vetor unitário do emissor 1 na direção z [-]
$\mathbf{e}_2$	Vetor unitário no emissor 2 [-]
$\mathbf{e}_{2x}$	Vetor unitário do emissor 2 na direção x [-]
$\mathbf{e}_{2z}$	Vetor unitário do emissor 2 na direção z [-]

$\mathbf{e}_b, \mathbf{e}_l$	Vetor unitário do feixe de laser [-]
$\mathbf{e}_{lp}$	Vetor unitário do laser para a partícula [-]
$\mathbf{e}_{pr}$	Vetor unitário da partícula para o receptor [-]
$\mathbf{e}_x$	Vetor unitário na direção x [-]
$\mathbf{e}_z$	Vetor unitário na direção z [-]
f	Distância focal das lentes de transmissão [m]
f_1	Frequência do feixe de laser no emissor 1 [Hz]
f_2	Frequência do feixe de laser no emissor 2 [Hz]
f_D	Frequência do efeito “doppler” [Hz]
f_l	Frequência da luz do laser [Hz]
f_p	Frequência da luz emitida pela partícula [Hz]
$H(\tau_j)$	Número de eventos ocorridos dentro do “Interparticle Time” j [1/s]
h_{exp}	Função experimental de distribuição “Interparticle Arrival Time” [1/s]
h_{th}	Função teórica de distribuição “Interparticle Arrival Time” [1/s]
k	Número de possibilidades [-]
L	Comprimento do duto de aceleração [m]
m_p	Massa da partícula [kg]
m_i	Massa individual [kg]
m_T	Massa total [kg]
N	Número de amostras [-] e número total de eventos “Interparticle” [-]

n	Número de partículas medidas no experimento [-]
n_{rel}	Índice refrativo relativo [-]
n_p	Índice refrativo da fase partícula [-]
n_m	Índice refrativo do meio [-]
P	Potência do laser [W]
Q	Número de colunas “Interparticle” [-]
R	Raio do duto de formação do jato [m]
r	Direção radial [m]
S	Distância espacial [m]
s	Distância focal [m]
T	Tempo total de amostragem [s]
T_u	Intensidade de turbulência [-]
$\bar{U}$	Velocidade média [m/s]
U, U_i	Velocidade instantânea [m/s]
U_0	Velocidade inicial na saída do bocal de formação do jato [m/s]
$\mathbf{v}_p$	Velocidade da partícula [m/s]
v_{px}	Velocidade da partícula na direção x [m/s]
$\mathbf{v}_x$	Velocidade na direção x [m/s]
X	Fração mássica [-]
x	Direção x [m]

y Direção y [m]

z Direção z [m]

Letras Gregas

α Ângulo [°] e nível de significância [-]

θ Ângulo de incidência [°]

λ Função intensidade [1/s]

λ_b, λ_l Comprimento de onda da luz do laser [m]

λ_r Comprimento de onda sentido no receptor [m]

λ_p Comprimento de onda emitido pela partícula [m]

μ Viscosidade molecular [kg/m.s]

ρ Massa específica [kg/m³]

σ Desvio padrão [-]

τ “Interparticle Arrival Time” [s]

φ Ângulo dos receptores [°]

ω Razão de carga [-]

Φ Diferença entre fases [°]

Δ Variação [-]

Θ Número dos membros totalizados [-]

Ψ Ângulo dos receptores [°]

Subscritos

b,l	Feixe de laser
D	Diferença
din	Dinâmico
esc	Escoamento
exp	Experimental
f	Franjas
i	Atual
j	Intervalo entre partículas
m	Meio
orif	Orifício regulador de vazão mássica
p	Partícula
r	Receptor
rel	Relativo
T	Total
teor	Teórico
x	Direção x
z	Direção z

Grupos Adimensionais

L/D	Adimensional de comprimento axial
r/R	Adimensional referente a distância radial
Re	Número de Reynolds
St	Número de Stokes
z/D	Adimensional referente a distância axial

Siglas

CFD	Fluidodinâmica Computacional
EC	Estruturas coerentes
ECLE	Estruturas coerentes de larga escala
ER	Múltiplas pequenas realizações
FFT	Transformada rápida de Fourier
IAT	“Interparticle Arrival Time”
LDA	“Laser Doppler Anemometry”
LDV	“Laser Doppler Velocimetry”
MCCDPIV	“Multigrid cross-correlation digital particle image velocimetry”
ND	Número de Desvios
PDA	“Phase Doppler Anemometry”
PIV	“Particle Image Velocimetry”

SM Sem Mistura

SR Única realização

CAPÍTULO 1

1. INTRODUÇÃO

Existe atualmente um crescente interesse em se determinar o comportamento de partículas no escoamento multifásico, de modo a se diagnosticar a distribuição destas que, devido às certas condições físicas, tais como número de Reynolds, número de Stokes, razão de carga, localização espacial e temporal, entre outras, podem provocar a formação de “clusters”¹, devido à presença de, por exemplo, estruturas coerentes de larga escala.

Estruturas coerentes de larga escala eram, até meados do século XX, desconhecidas, pois o escoamento turbulento era tratado como um caos total, sendo os primeiros relatos acerca de vórtices e turbilhões atribuídos a desenhos de Leonardo da Vinci (1452 – 1519).

A partir dos estudos de Theodore von Kármán (1881-1963), em 1911, sobre a natureza da emissão de vórtices no escoamento atrás de um corpo rígido, conhecidas como “esteiras” de von Kármán, surgiram as primeiras concepções da existência de estruturas coerentes de larga escala. Estruturas tidas até então como predominantemente caóticas poderiam ser agora tratadas como estruturas quasideterminísticas, randomicamente distribuídas no espaço e no tempo, e que desta forma poderiam ser matematicamente tratadas.

Estruturas coerentes são responsáveis pelo transporte significativo de massa, calor e quantidade de movimento. Em outras palavras, estruturas coerentes são caracterizadas pela

1

¹ “Clusters”, neste trabalho, são definidos como agregados de partículas formados pela presença de estruturas de escoamento. A concentração local de partículas em um “cluster” é maior do que nas demais regiões do escoamento, onde a presença de partículas são também observadas. As partículas no interior de um “cluster” possuem uma distância espacial, entre as mesmas, muito pequena, o que caracteriza um comportamento fluidodinâmico diferenciado das demais partículas no interior do jato.

alta quantidade de vórtices coerentes, coerentes tensões de Reynolds, coerentes produção e transporte de massa e calor, mas não necessariamente são atribuídas ao transporte de energia cinética turbulenta. Estas são por sua vez atribuídas às estruturas incoerentes. Isto não significa, entretanto, que o transporte da média temporal do tensor de Reynolds e da produção seja primeiramente realizado devido a estas estruturas, pois, principalmente em regiões onde o escoamento se encontra desenvolvido, as estruturas incoerentes se tornam comparativamente significantes (Hussain, 1983).

Estruturas coerentes são espacialmente exclusivas, ou seja, não podem se sobrepor. Além disto, cada estrutura tem seu próprio domínio e contorno, conforme pode ser observado na Figura 1. Estas se originam de algum tipo de instabilidade. A mais comum observada em jatos é a de Kelvin-Helmholtz, embora outros tipos de instabilidade possam contribuir para a formação destas estruturas coerentes.

A importância do estudo destas estruturas em jatos é atribuída primeiramente à simples configuração observada nos mesmos, que consiste de uma abertura cônica a partir da saída do fluido de um duto, e por ser tecnologicamente de grande importância. Em um jato, efeitos decorrentes das entradas e misturas de grandes quantidades de fluido das vizinhanças em direção ao seu interior são observados, na medida em que este se desloca na direção axial a partir da saída de um tubo. Além disto, o entendimento destes fenômenos é de fundamental interesse para inúmeros processos, tais como combustores, jatos de mistura com ou sem reação, entre outros.

Com o surgimento de técnicas ópticas que utilizam o efeito “doppler” (“Laser Doppler Anemometry” e “Phase Doppler Anemometry”), técnicas estas não intrusivas, medições relacionadas ao comportamento de estruturas coerentes de larga escala em escoamento multifásico se tornaram viáveis. Neste sentido, inúmeros autores adotaram a análise do espectro de energia do escoamento como principal metodologia de investigação destas estruturas. O grande problema relacionado a esta análise é que as técnicas de medição, em sua maioria, não fornecem variações temporais similares entre partículas detectadas sequencialmente no volume de medição, ou seja, intervalos de tempo equidistantes entre partículas detectadas, fator este importantíssimo para que o espectro de energia possa ser obtido.

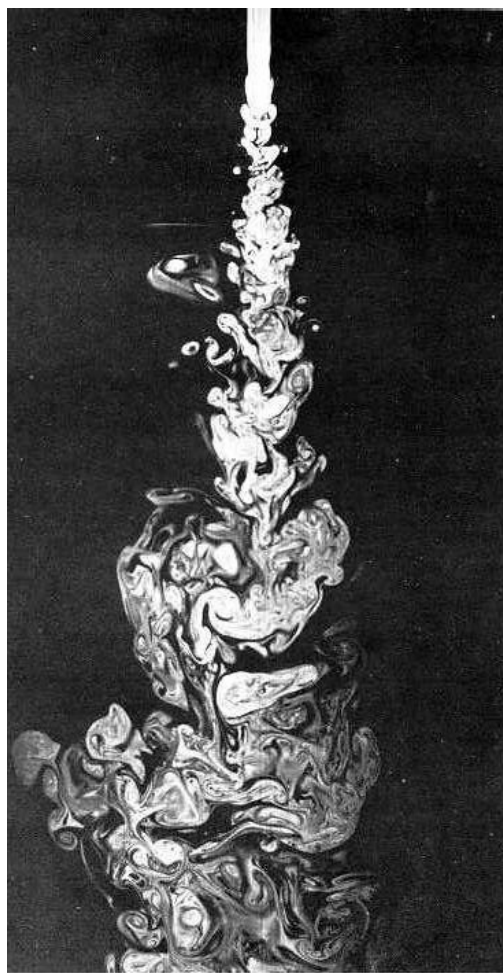


Figura 1.1 – Visualização de escoamento em um jato axi-simétrico (Van Dyke – “An Album of Fluid Motion” (1982)).

Embora diferentes técnicas de interpolação existam para a obtenção de dados eqüidistantes, existe muitas vezes um erro atribuído a uma nova localização espacial e temporal das partículas. Além disto, caso o equipamento permita a obtenção eqüidistante de amostras, informações acerca das localizações espaciais e temporais entre partículas são perdidas, não permitindo assim, por exemplo, o estudo destas estruturas de larga escala, que é o foco principal desta pesquisa.

Vale também ressaltar que dados experimentais em relação ao comportamento e dinâmica de estruturas coerentes de larga escala da fase particulada são de fundamental

interesse nos estudos de modelos numéricos, uma vez que estes dados são utilizados para corroboração dos mesmos.

1.1. Objetivo Geral

O objetivo geral desta tese consiste na análise da formação e evolução de estruturas quasideterminísticas conhecidas como Estruturas Coerentes de Larga Escala (ECLE) em escoamento gás-sólido, a partir de uma metodologia de abordagem experimental conhecida na literatura como “Interparticle Arrival Time” (IAT), empregada até o momento na literatura somente para o tratamento estatístico do escoamento gás-líquido em “sprays” (Edward e Marx (1995A, 1995B), Luong e Sojka (1999), Heinlein e Fritsching (2006)).

A partir do entendimento e conhecimento experimental de tais estruturas, juntamente com os dados pontuais de velocidade instantânea, diâmetro de partícula, flutuações de velocidade (RMS) e intensidade de turbulência, é possível a predição dos mais importantes fenômenos em um escoamento multifásico gás-sólido, fornecendo assim subsídios, para um passo fundamental no estudo de estruturas de turbulência e para a sua unificação teórica, ou seja, para a obtenção de uma teoria completa do comportamento do escoamento gás-sólido sob condições de altos números de Reynolds.

O jato circular livre, por ser um dispositivo o qual proporciona a “visibilidade” de interações partícula-partícula e partícula-gás, foi utilizado para o estudo de tais estruturas coerentes de larga escala. Além disto, a investigação extensiva de dados experimentais em relação ao comportamento da fase dispersa no escoamento gás-sólido em um jato pode ser utilizada em pesquisas posteriores como uma importante fonte de dados para uma validação detalhada, por meio de simulação numérica, do escoamento disperso bifásico, incluindo as fortes interações entre as fases gás e particulada.

1.2. Objetivos Específicos

Os objetivos específicos deste trabalho são apresentados a seguir:

- verificação da aplicabilidade da técnica desenvolvida por Edward e Marx (1995A, 1995B), conhecida na literatura como “Interparticle Arrival Time” (IAT), na análise de estruturas coerentes de larga escala em jato de dispersão multifásico;
- análise da influência de diferentes números de Reynolds, diâmetro de partícula e razão de carga, na formação e evolução das estruturas coerentes de larga escala (ECLE), em diferentes posições axiais e radiais ao longo de um jato bifásico, bem como uma análise dos perfis de flutuações de velocidade, velocidade média e intensidade de turbulência para as condições operacionais acima mencionadas.
- verificação da influência das ECLE na formação de “clusters” na região de escoamento desenvolvido de um jato bifásico, a partir da análise de diferentes misturas de diâmetro de partícula.

1.3. Tópicos Abordados

No **Capítulo 2**, apresenta-se a revisão bibliográfica utilizada durante o desenvolvimento desta pesquisa, com ênfase nos diversos estudos atribuídos à presença de ECLE no escoamento. São descritas diversas metodologias de análise utilizadas por inúmeros autores, desde o ponto de vista do escoamento monofásico em jatos, escoamento bifásico, misturas, e por fim os trabalhos que aplicaram a metodologia IAT na análise do escoamento bifásico.

As técnicas utilizadas para a obtenção e ajustes de dados são apresentadas no **Capítulo 3**. Inicialmente é feita uma descrição da técnica de “phase doppler anemometry”, conhecida como PDA, utilizada para a aquisição de dados. Posteriormente, é introduzida a metodologia IAT utilizada para analisar as ECLE de um jato bifásico. Para finalizar são

apresentadas as demais equações que norteiam o desenvolvimento desta pesquisa, bem como, as principais conclusões relacionadas a este capítulo.

No **Capítulo 4** é feita uma descrição sucinta de todo o procedimento experimental e do aparato experimental utilizado para a aquisição de dados. Além disto, faz-se necessário, neste capítulo, apresentar as condições operacionais utilizadas nos diversos estudos de casos abordados no decorrer desta pesquisa.

O **Capítulo 5** apresenta os resultados experimentais obtidos utilizando a técnica óptica de PDA para aquisição dos dados experimentais, e da metodologia IAT, utilizada para analisar a ocorrência de ECLE no escoamento em um jato. Uma investigação em relação à presença de diferentes misturas de partículas no escoamento é também desenvolvida.

Por fim, no **Capítulo 6** são apresentadas as principais conclusões obtidas com este trabalho, procurando evidenciar pontos positivos e negativos, abrindo margem para futuras pesquisas, com a metodologia aplicada neste trabalho.

CAPÍTULO 2

2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

O principal objetivo deste capítulo é apresentar de uma forma sucinta o material bibliográfico básico sobre estudos relacionados à ECLE em jatos monofásicos e bifásicos, descrevendo os trabalhos desenvolvidos até recentemente, bem como o estado da arte.

2.1. Características dos Jatos

As principais características fenomenológicas do escoamento em um jato monofásico são apresentadas na Figura 2.1, de forma sucinta e esquemática, nas duas principais regiões que compõem um jato monofásico, conforme segue:

Região 1 - região de desenvolvimento do escoamento: é uma região curta, a qual possui um tamanho característico de 5 a 10 vezes o diâmetro do jato. O fluido no interior da parte cônica, também conhecida na literatura como núcleo potencial, possui velocidade semelhante à velocidade inicial. O término do núcleo ocorre quando a região de contorno, ou seja, a região onde o fluido ambiente se mistura com o fluido no interior do jato, alcança a linha central do mesmo.

Região 2 – região de escoamento desenvolvido: é a principal região do jato. Nesta região o perfil de velocidade radial é preservado, quando normalizado em relação à linha central do jato.

Na região de contorno, onde o fluido no interior do núcleo entra em contato com o fluido ambiente, forças cisalhantes entre ambos os fluidos existem, devido à diferença de velocidade dos mesmos.

É importante salientar ainda, que uma região intermediária entre as regiões um e dois existe, sendo esta de grande interesse no estudo de jatos de mistura (Quin, 2007).

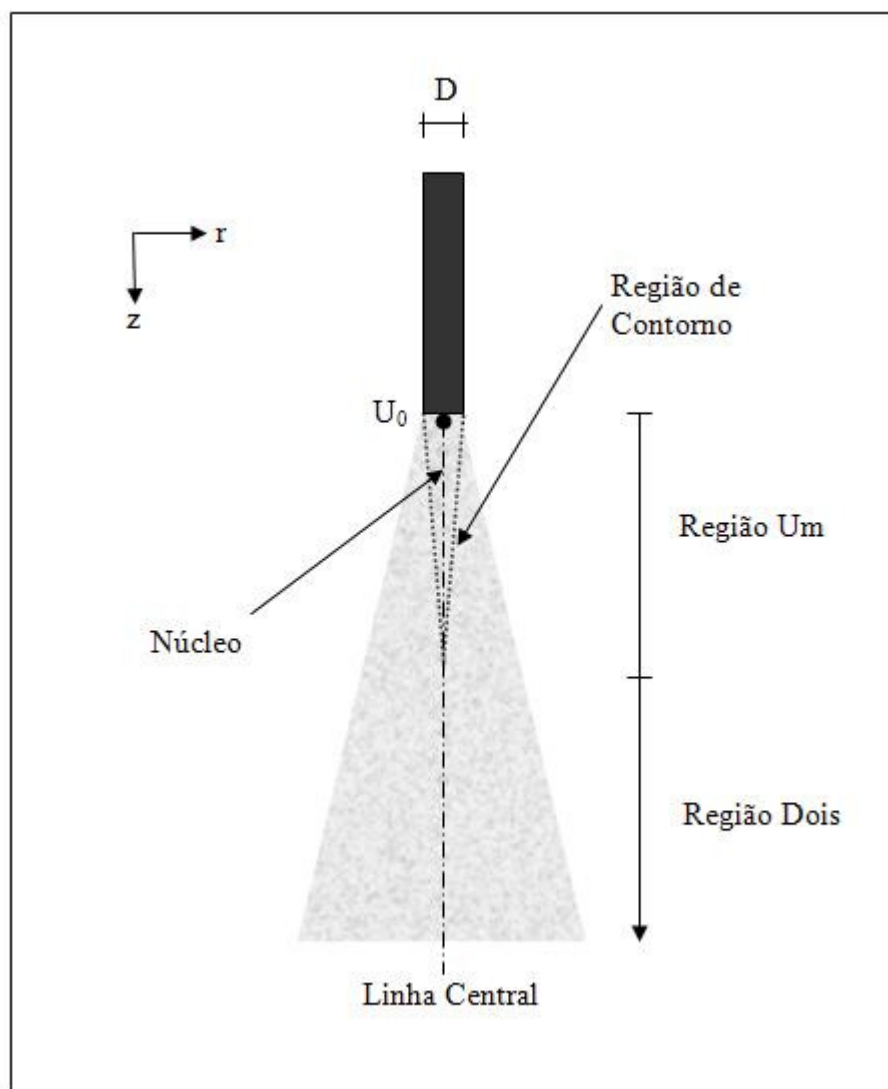


Figura 2.1 – Representação de um jato monofásico adaptado de Gillandt (2000).

2.2. Jatos Monofásicos

Para o entendimento do comportamento das estruturas de escoamento, tais como ECLE e implicitamente a formação de “clusters” de partículas em jatos, se faz necessário inicialmente analisar os estudos desenvolvidos em jatos monofásicos.

O jato monofásico, como o próprio nome diz, se refere ao escoamento de uma única fase, como por exemplo, no caso deste estudo, ar atmosférico. O escoamento de diferentes gases em um jato, ou diferentes tamanhos de partículas em um escoamento gás-sólido, por exemplo, podem ser considerados multifásicos.

Boguslawski e Popiel (1979) realizaram medições em relação à distribuição radial e axial das velocidades médias, intensidade de turbulência e energia cinética, bem como a distribuição radial do tensor cisalhante turbulento na região inicial de um jato turbulento, formado a partir de um duto circular. Os autores observaram que o escoamento no interior do duto é transformado gradativamente em um jato. Além disto, estes verificaram que, nas regiões centrais do jato, a velocidade média na linha central diminui levemente ao longo da direção axial. Os maiores valores de intensidade de turbulência foram observados em uma distância axial de seis vezes e uma distância radial entre 0,7 e 0,8 vezes o diâmetro do jato. Já os maiores valores de energia cinética turbulenta foram verificados a uma distância axial de 7,5 a 8,5 vezes o diâmetro do jato. Os autores chegaram à conclusão que as quantidades de turbulência normalizadas possuem uma boa concordância com dados da literatura para regiões desenvolvidas.

Ribeiro e Whitelaw (1980) verificaram em seus estudos que diversos mecanismos exercem o controle, sob determinadas condições e regiões, em um escoamento em jato. Estes observaram que em, jatos não confinados, o escoamento descendente é dominado por estruturas turbulentas, considerando que vórtices coerentes podem exercer uma forte influência no campo do escoamento, principalmente a baixo número de Reynolds. No entanto, em jatos confinados, o conhecimento do campo de pressão é de fundamental importância, e se torna ainda mais essencial quando jatos circulares em escoamentos cruzados são estudados.

2.3. Estudo de Estruturas Coerentes de Larga Escala (ECLE) em Jatos Monofásicos

Um maior entendimento da formação e evolução das estruturas coerentes (EC) de um jato monofásico só se tornou possível a partir do momento em que uma especial atenção foi voltada aos estudos das estruturas coerentes de larga escala (ECLE). Fenômenos até então considerados puramente caóticos foram tratados como sendo de natureza quasi-determinística, o que tornava possível seu tratamento matemático (Hussain (1983)).

Assim, devido ao seu alto grau de complexibilidade, e de relevância para o entendimento do comportamento do fluido, diversos autores desenvolveram diferentes mecanismos para estudar os fenômenos associados às ECLE.

Dentre as diversas metodologias de estudo abordadas na literatura, um destaque especial foi dado por diversos autores, quanto à excitação acústica² do escoamento em jatos monofásicos, gerando assim padrões espaciais de estruturas que pudessem ser mais facilmente estudadas e reproduzidas.

Zaman e Hussain (1980) desenvolveram seus estudos em três jatos de ar, sob excitação acústica, de modo a organizar o comportamento das estruturas de escoamento, facilitando desta forma a sua análise. Além disto, os autores investigaram as instabilidades, movimentos de formação e transmissão de vórtices, bem como o tempo de resposta devido à excitação controlada. Como conclusão, os autores observaram que a intensidade de flutuação na linha central do jato poderia ser aumentada por meio de uma indução na duplicação de vórtices estáveis, para um nível muito maior do que um nível preferencial. No entanto, os autores observaram que dependendo das condições de excitação utilizadas, uma supressão a um valor abaixo daquele observado em jatos não excitados poderia ocorrer. Sendo assim, Zaman e Hussain (1980) verificaram que as condições mais favoráveis de duplicação de vórtices poderiam ser determinadas como uma função da excitação (número de Strouhal), número de Reynolds, e estado inicial nas fronteiras

10—

² Excitação acústica é o processo de induzir vibrações em uma estrutura, neste caso, estruturas de escoamento, por meio da exposição às ondas sonoras.

(laminar ou turbulento). A trajetória do centro dos vórtices e suas velocidades convectivas durante o evento de duplicação foram também gravadas pelos autores. Assim, ficou claro que na presença da duplicação estável de vórtices, os valores médios temporais das intensidades de flutuações e do tensor de Reynolds sofriam um desvio em relação aos resultados observados para jatos não excitados.

A partir dos estudos de Zaman e Hussain (1980) sobre a indução da duplicação estável de vórtices mediante excitação controlada, Hussain e Zaman (1980) analisaram experimentalmente a dinâmica das EC's em um jato circular. Dados sobre vorticidade, linhas de corrente, tensores de Reynolds coerentes e de segundo plano, bem como intensidade de turbulência foram também deduzidos a partir de medições realizadas em quatro diferentes localizações, nas regiões compreendidas entre $0 < z/D < 5$.

A partir destas medições, os autores observaram que a excitação controlada aumentava a forma circunferencial inicial das estruturas de vórtices coerentes, embora agisse de forma não efetiva no retardamento da decomposição turbulenta ("turbulence breakdown") próxima ao final do núcleo do jato. Além disto, a decomposição turbulenta ocorreu aparentemente devido a evolução das estruturas circunferências. Estruturas coerentes do tensor de Reynolds aparentaram ser muito maiores do que aquelas observadas durante a decomposição turbulenta, principalmente na região de $0 < z/D < 3$, sendo estas comparadas na região próxima ao final do núcleo do jato. A zona média das estruturas coerentes do tensor de Reynolds, da seção transversal dos pares de vórtices absorvidos, são maiores do que aqueles observados em relação a uma única estrutura de vórtice, em situações anteriores e posteriores a conclusão das duplicações. Durante este processo de duplicação, tais correlações médias se mostraram maiores numa fase anterior, enquanto que entradas, decomposição de turbulência, bem como a rápida difusão dos vórtices ocorreram em uma fase posterior.

Em um estudo posterior, aplicando também a excitação controlada na investigação de ECLE, Zaman e Hussain (1981) avaliaram a aplicabilidade da hipótese de Taylor no estudo de ECLE em escoamentos cisalhantes, comparando distribuições espaciais das propriedades das estruturas, em relação àquelas deduzidas pelo uso da hipótese acima referida. O estudo desenvolvido pelos autores foi realizado em um campo próximo a um jato circular. Dados da distribuição espacial foram obtidos por valores médios medidos pela técnica de

anemometria de fio quente e repetidos em diferentes pontos espaciais ao longo da extensão da seção transversal da estrutura. As correspondentes distribuições espaciais destas propriedades, obtidas pela aplicação da hipótese de Taylor dos dados temporais, mostraram que esta hipótese funcionava relativamente bem para uma EC isolada, se uma velocidade convectiva constante, igual à velocidade no centro da estrutura, fosse utilizada em algum ponto ao longo do escoamento cisalhante. Os autores também observaram que termos associados ao campo de turbulência em segundo plano, mas não aqueles associados às estruturas de segundo plano, poderiam ser negligenciados, diferentemente do campo de pressão, o qual estava associado ao movimento das estruturas.

Hussain (1986) buscou em sua pesquisa entender o comportamento das estruturas coerentes, em particular, seu detalhe espacial e sua dinâmica. As características medidas destas estruturas apontaram a vorticidade como uma propriedade crucial destas estruturas. Com base neste princípio, foi apresentado um esquema generalizado visando à dedução de estruturas para qualquer tipo de escoamento transicional ou desenvolvido. Assim, Hussain (1986) estudou o comportamento das estruturas coerentes para diferentes configurações, tais como, jato circular, elíptico, etc. O mesmo observou que a turbulência incoerente, destes mecanismos, era produzida em regiões denominadas como “saddles” e então transmitidas para o centro das estruturas.

Lepicoysky (1987) conduziu medições utilizando a técnica de “laser velocimeter” para associar velocidades instantâneas com estruturas coerentes de larga escala em jatos acusticamente excitados. Para realizar este estudo, dados foram adquiridos e procedimentos de reduções foram desenvolvidos, tornando possível a obtenção de amostras condicionais e médias totais. Estes procedimentos recuperaram o histórico da flutuação de velocidade pela sincronização do início dos intervalos de amostragem com a respectiva oscilação periódica do escoamento. Para verificar a possibilidade de utilização do procedimento acima citado, os autores realizaram extensivas medições na região cisalhante, ou seja, na região de interface entre o núcleo e o escoamento externo, de um jato acusticamente excitado.

Tso e Hussain (1989) conduziram experimentos com intuito de estudar a ocorrência, configuração e a dinâmica do movimento de estruturas coerentes de larga escala de vórtices em um jato turbulento e simétrico, em uma região de escoamento completamente desenvolvido. A principal idéia dos autores era a de utilizar os sinais de vorticidade de uma

grade (“grid”) espacial para detectar e amostrar estruturas de vórtices de larga escala, para então utilizar os picos de vorticidade dos padrões espaciais da mesma, para alinhar e totalizar a média de sucessivas realizações para assim determinar a configuração e dinâmica destas estruturas. Para a obtenção destes dados, os autores realizaram medições em um jato de ar com número de Reynolds igual a 69000 empregando uma varredura radial com sete sensores do tipo “X”, obtendo assim um mapa azimutal de vorticidade. Dois sensores condicionais adicionais foram alocados em uma posição de $\pm 90^\circ$ da região de varredura para determinar a tridimensionalidade da fase e conseqüentemente a configuração da estrutura. As configurações de estruturas simétricas, helicoidais e duplo-helicoidais foram então deduzidas pelos autores. Com base nestas observações, os autores realizaram toda uma discussão de resultados somente em relação às estruturas helicoidais, pois estas se mostram muito mais predominantes com relação às demais. Sendo assim, Tso e Hussain (1989) concluíram que estruturas elípticas se movem radialmente em direção às fronteiras, conforme o jato se move na direção axial, a partir do bocal de formação. Este movimento radial, em conjunto com ejeção local simultânea do fluido turbulento e subsequente entrada do fluido ejetado com fluido ambiente, aparece como sendo as maiores médias de expansão do jato. A taxa de esforço cisalhante é forte no lado descendente da estrutura, causando intensa produção de turbulência de menores escalas misturando-se nestas regiões.

Jeong e Hussain (1995) realizaram uma discussão sobre a constituição de um vórtice, principalmente em relação aos escoamentos turbulentos. Os autores observaram que uma definição objetiva de vórtice poderia permitir a utilização do conceito de dinâmica dos vórtices para o estudo de estruturas coerentes, explicando assim a formação e evolução dos mesmos, e por fim, explorando as regras das estruturas coerentes em relação ao fenômeno de turbulência com desenvolvimento de modelos de turbulência viáveis e controles estratégicos do mesmo. Desta forma, Jeong e Hussain (1995) propuseram uma definição para vórtices para o escoamento incompressível, capaz também de capturar a pressão mínima em um plano perpendicular ao vórtice para altos valores de número de Reynolds, embora também capaz de definir a região dos núcleos para baixos valores de Reynolds.

Os primeiros passos acerca do estudo de estruturas coerentes por meio da distribuição do espectro foram realizados por Cohen e Wygnanski (1993). Os mesmos estudaram a distribuição modal de estruturas coerentes desenvolvidas próximas ao bocal de formação de

um jato circular. Os autores investigaram também de forma experimental e teórica os efeitos produzidos nos modelos de instabilidade pela curvatura transversal, divergência do escoamento, condições de não homogeneidade e a forma detalhada do perfil médio de velocidade. A análise da estabilidade linear aplicada para uma pequena região de cisalhamento, em torno de um jato de grande diâmetro, quando comparado ao comprimento da região de cisalhamento, indicou que muitos modelos azimutais são igualmente instáveis. Com este estudo, os autores concluíram que um incremento no comprimento relativo da região de cisalhamento limitaria o número de modelos instáveis, remanescendo somente um modelo helicoidal instável no final do núcleo. Além disto, o modelo linear utilizado como uma função de transferência foi capaz de prever a distribuição espectral das perturbações de velocidade no jato. Isto proporcionou uma explicação racional para o comportamento passo a passo da frequência predominante, resultado de um incremento contínuo de velocidade no jato.

Neill *et al.* (2004) utilizaram uma nova técnica conhecida como “Multigrid cross-correlation digital particle image velocimetry” (MCCDPIV) para investigar a estabilidade de estruturas de jatos simétricos operando a baixo número de Reynolds. Para a aquisição de dados, os autores realizaram medições para dois diferentes valores de números de Reynolds, sendo ambos obtidos com base no diâmetro de orifício do jato. Assim, os valores de Reynolds de 680 e 1030 foram utilizados pelos autores em duas diferentes posições: uma próxima ao orifício, variando entre $2.D$ a $5.D$, sendo D o diâmetro do orifício; e a outra em uma região mais afastada do orifício, variando de $10.D$ a $14,5.D$. Os resultados mostraram que, para o menor valor de número de Reynolds, o jato é marginalmente instável na região próxima ao orifício ($2.D$ a $5.D$), e pode ser descrito como laminar. Para esta condição são observadas ainda, em um ponto mais abaixo ($10.D$ a $14,5.D$), estruturas intermitentes no jato. Além disto, o aumento da energia cinética indica que o jato é ainda instável nesta região. Para o maior valor de número de Reynolds analisado, o crescimento do tamanho e intensidade dos vórtices no jato na região próxima ao orifício é observado, e o crescimento da energia cinética turbulenta indica que o jato pode ser também descrito como instável. No entanto, para um ponto mais abaixo, o jato pode ser descrito como transicional ou turbulento.

Quin (2006) avaliou experimentalmente a evolução do escoamento de um jato de ar isotérmico e incompressível em uma região próxima ao orifício de formação do mesmo, por meio do estudo de dois diferentes formatos de bicos, um com borda pontiaguda e outro com borda arredondada. Para a obtenção dos dados, o autor utilizou a técnica de anemometria de fio quente em conjunto com um tubo de Pitot sob condição de número de Reynolds igual a $1,84 \cdot 10^{+5}$ em ambos os orifícios. Os resultados obtidos pelo autor em relação ao comprimento do núcleo, taxa de decaimento no componente da velocidade, taxa de expansão do jato, recuperação da pressão estática principal, número de Reynolds normal e tensão de cisalhamento mostraram que a mistura, a qual governa a evolução de um jato, é maior para um orifício de borda pontiaguda quando comparado a um orifício de borda arredondada. Os resultados da distribuição dos coeficientes da autocorrelação das flutuações dos componentes de velocidades mostraram uma notável diferença na evolução de ambos os jatos, dos quais um apresentou um perfil uniforme e outro não uniforme no plano do componente de velocidade. Para finalizar, Quin (2006) mostrou que os resultados obtidos por meio do espectro de energia unidimensional indicaram a presença de ECLE para ambos os jatos. No entanto, maiores valores de energia em relação a estas estruturas foram observados para o jato obtido por meio do orifício com borda pontiaguda.

2.4. Jatos Bifásicos

Embora um grande número de autores, conforme mostrado anteriormente, tivessem dedicado inúmeros esforços no estudo das ECLE para jatos monofásicos, estudando assim a essência do comportamento das mesmas, havia ainda a necessidade de estudar o comportamento do escoamento de um jato transportando partículas de diferentes tamanhos em seu interior (escoamento multifásico). Vale ressaltar que estes escoamentos são os mais comumente observados em jatos, justamente por se tratar de um fenômeno de transporte existente em alguns processos industriais, tais como processos de pintura com material particulado, processos de mistura por diferentes jatos de material particulado, entre outros.

Além disto, o desenvolvimento de um jato bifásico pode ser bem diferente quando comparado a jatos monofásicos, uma vez que a presença de partículas proporciona uma significativa contribuição no balanço de massa, velocidade e energia da mistura.

Buscando analisar processos em que a fase contínua e a fase particulada pudessem ser simultaneamente analisadas, conforme estudo realizado por Hishida e Maeda (1990), os quais utilizaram as técnicas de LDA e PDA para a obtenção de dados experimentais simultâneos do escoamento disperso em um jato bifásico, Gillandt et al. (1998) propuseram a aplicação de um método capaz de aumentar a sensibilidade de um sistema de PDA, na análise do escoamento gás-sólido em jatos bifásicos. Para medições da fase contínua com LDA ou PDA, existe a necessidade de utilização de um traçador, ou seja, pequenas partículas de $1\mu\text{m}$ de diâmetro, capazes de descrever o movimento do fluido, sem que estas perturbem o escoamento. No entanto, em sistemas multifásicos, onde partículas com diâmetros médios em torno de $100\mu\text{m}$ são utilizadas, a detecção da luz dispersa pelas partículas é estritamente limitada pelos receptores ópticos. Em condições normais, os receptores permitem uma faixa de trabalho na ordem de 1:30, não permitindo assim medições simultâneas de traçadores ($1\mu\text{m}$) com partículas na ordem de $100\mu\text{m}$, muito utilizadas em estudos de escoamento multifásicos. Dessa forma, a aproximação descrita por Gillandt et al. (1998) ajusta as características ópticas da partícula para a medição em questão, incrementando consequentemente a sensibilidade de um sistema típico de PDA, de 1:30 para aproximadamente 1:200, permitindo assim a obtenção de dados simultâneos de traçadores e de partículas.

Fan *et al.* (2000) estudaram experimentalmente o comportamento de ECLE em um jato turbulento, circular e bifásico, avaliando perfis de velocidade a diferentes números de Reynolds e diferentes posições, a partir do bocal onde o jato é formado. Para a visualização dos experimentos, os autores utilizaram um plano de laser e câmaras de alto desempenho. Fan *et al.* (2000) utilizaram dois diferentes tipos de partícula para a realização dos experimentos: partículas esféricas de vidro e catalisadores de FCC, além de avaliarem também a fase gás. Jatos excitados e não excitados³ foram também analisados. A análise dos dados obtidos sugere que uma função intrínseca crítica existe em estruturas coerentes

³ Jatos excitados são aqueles nas quais estruturas do escoamento são expostas a vibrações, tais como ondas sonoras.

helicoidais da fase gás. Além disto, os autores observaram que estruturas coerentes existem em jatos bifásicos, e que padrões obtidos na faixa de número de Stokes entre 1 e 8,32 são similares àqueles obtidos para o jato de ar.

Ogata *et al.* (2001) mediram experimentalmente os perfis de velocidade axial do escoamento de um jato de partículas em queda livre por meio de LDA (“Laser-Doppler Anemometry”), para diferentes razões de fluxo de partículas. Para a alteração na razão deste fluxo, com diâmetros de partícula na ordem de 450 μ m, os autores utilizaram três diferentes orifícios com diâmetros D iguais a 4, 6 e 8 mm. Desta forma, os autores observaram que a velocidade de queda livre de um jato de partículas é maior do que a de uma única partícula, e se torna ainda maior com o aumento da razão de carga. Uma explicação encontrada pelos autores para o aumento desta velocidade, foi que juntamente com o jato de partículas, existe naturalmente entrada de uma corrente de ar no mesmo sentido do fluxo, a qual aumenta proporcionalmente ao aumento do fluxo de partículas. Outra conclusão obtida pelos autores, foi a existência de um perfil praticamente uniforme de velocidade imediatamente após o orifício, assemelhando-se ao comportamento de um jato turbulento monofásico. Ogata *et al.* (2001) verificaram também que com o aumento desta distância, houve uma redução na região de velocidade uniforme, ocorrendo assim um aumento da velocidade do jato de partícula como um todo. Nesta região, foi observado que o comportamento do fluxo de partículas se difere ao do verificado em um jato turbulento.

2.5. Estudo de ECLE em Jatos Bifásicos

Da mesma forma que os estudos realizados para o escoamento em jatos monofásicos, uma especial atenção necessita ser voltada à presença de partículas no escoamento em jatos, justamente por apresentarem características que, dependendo das condições operacionais envolvidas, podem alterar drasticamente as características do jato, tais como comprimento da região de mistura, aumento ou diminuição da intensidade de turbulência, entre outras. Vale também ressaltar, que devido à presença de ECLE em jatos bifásicos, “clusters” de partículas podem ocorrer devido, principalmente, ao redirecionamento de partículas, por meio das interações das mesmas com estas estruturas. Além disto, a formação de “clusters”

é altamente susceptível aos diferentes valores de número de Stokes observados no escoamento particulado, podendo, assim, para diferentes faixas de diâmetros, promover uma maior ou menor eficiência de mistura entre as fases fluida e particulada, bem como aumento da região de mistura do jato, o que acarretaria uma maior eficiência para inúmeros processos (Fan *et al.* (2003)).

Sendo assim, Longmire e Eaton (1992) investigaram o comportamento de partícula em um jato dominado por estruturas circulares de vórtices. Para a análise destas estruturas, os autores forçaram axialmente, com auxílio de caixas acústicas, um jato simétrico carregado com esferas de vidro de 55 μm , com objetivo de organizar o movimento de enrolar das estruturas circulares de vórtices em uma região de cisalhamento livre na direção axial oposta ao bocal de formação do jato. Visualizações do escoamento forçado e não forçado com número de Reynolds na ordem de 20.000 foram complementados utilizando um laser com pulso de vapor de cobre. Fotografias instantâneas mostraram a formação de “clusters” de partículas na região “saddle” em um ponto abaixo dos vórtices circulares. Além disto, os autores mostraram que estas são arremessadas para fora do eixo do jato pelo escoamento externo nestas regiões. A distribuição média da densidade do número de partículas e de velocidade média da fase forneceu evidências de que a dispersão local de partículas e concentração das mesmas são governadas por ECLE.

Druzhinin (1995) estudou analiticamente a evolução de um escoamento regular e bidimensional na presença de partículas sólidas pesadas. Como hipótese simplificadora, o autor negligenciou os efeitos das interações partícula-partícula por considerar o escoamento suficientemente diluído. Considerações a respeito do escoamento foram ainda definidas pelo autor. Este definiu três diferentes pontos de análise: ponto de estagnação hiperbólico, onde ocorrem esforços uniformes e vorticidade zero; ponto de estagnação elíptico, onde as vorticidades são uniformes; e finalmente, a vorticidade circular, onde a mesma é dependente do raio. Druzhinin (1995) obteve ainda uma série de soluções analíticas, para o caso de baixos valores de número de Stokes, descrevendo o acúmulo de partículas e as correspondentes modificações do escoamento da fase fluida. Soluções derivadas mostram que a concentração de partículas, embora permaneça uniforme, decresce no ponto de estagnação elíptica e cresce novamente no ponto hiperbólico. Devido ao acoplamento entre a dinâmica das partículas e do fluido, a vorticidade do escoamento é reduzida no ponto

elíptico, enquanto que a taxa de esforço do escoamento é aumentada no ponto hiperbólico. Soluções obtidas para vórtices circulares mostraram que o acúmulo de partículas procede na forma de uma onda móvel. Além disto, o autor observou que a concentração aumenta localmente, formando a crista da onda, na qual se propaga para fora do centro do jato. Devido à influência das partículas sob a fase gás, a vorticidade é reduzida no centro do vórtice.

Gillandt (2000) e Gillandt *et al.* (2001), com base nos estudos desenvolvidos por Gillandt *et al.* (1998) analisaram o escoamento de diferentes diâmetros de partícula em um jato circular bifásico. Para análise dos dados obtidos, os autores utilizaram o espectro de energia fornecido pelas partículas para avaliar as diferentes frequências pontuais do espectro, avaliando desta forma o comportamento dos vórtices, os quais caracterizam o comportamento das ECLE. A aplicação da configuração experimental é descrita pelas medidas simultâneas de perfis de velocidades e flutuações de velocidade para as fases gás e particulada de um jato de partículas, operando em uma faixa de diâmetro de 1 μm , para traçadores, e 160 μm , para as partículas, conforme estudo desenvolvido por Gillandt *et al.* (1998). Nestes escoamentos bifásicos, sob condição de altos valores de número de Reynolds, diferentes efeitos da modificação de estruturas turbulentas são identificados, os quais são altamente dependentes da posição local no jato. Próximo à saída do orifício, os autores observaram que grandes valores de gradientes de velocidade existem e, desta forma, uma alta produção de turbulência na região de cisalhamento é observada. Devido as estruturas de turbulência alteradas com uma intensidade reduzida de grandes turbilhões, este transporte lateral em um jato bifásico é reduzido, quando comparado com o jato monofásico nesta área. Na área onde o jato se encontra aproximadamente desenvolvido, Gillandt (2000) e Gillandt *et al.* (2001), mostraram que o gradiente de velocidade na região de cisalhamento é baixo, e devido aos transportes turbulentos laterais, efeitos relacionados ao mesmo não mais dominam o escoamento. Neste ponto o transporte turbulento ao longo do eixo do jato se torna mais importante e a redução de intensidade de turbulência se torna maior.

Os autores observaram ainda que a intensidade de todas as frequências do espectro de energia são maiores na região cisalhante, quando comparados com a região central do jato. Além disto, os autores verificaram que devido à presença de partículas dispersas, grandes

vórtices tendem a se desintegrar em menores vórtices, os quais podem se mover mais facilmente nos espaços entre as partículas.

Aísa *et al.* (2002) realizaram um estudo experimental em relação à dispersão de partículas em um jato de ar simétrico carregado com partículas esféricas de vidro e razão de carga na ordem de $0,3^4$. Para a aquisição destes dados, os autores utilizaram a técnica de PDA, e avaliaram a primeira zona de desenvolvimento localizada imediatamente após o orifício do jato. Os autores caracterizaram ainda o escoamento, considerando um forte deslizamento entre a fase gás e as partículas, a presença de partículas no eixo do jato e, finalmente, uma faixa média-alta de número de Stokes. Uma metodologia de máxima eficiência para caracterizar a distribuição campo espacial de fluxo e concentração, por meio do processo de medição do fluxo local pelo tamanho de classes foi estabelecida. Como um primeiro passo, os perfis do fluxo axial, em relação à taxa de injeção para cada tamanho de partícula, são normalizados em todas as seções transversais analisadas. A normalização reduz o erro causado por baixas taxas de validações dos sinais, e aumenta a consistência dos parâmetros do desenvolvimento do jato. Por fim, os autores observaram que concentrações de cada classe de partículas em conjunto com dados de velocidade radial das partículas geram resultados para o fluxo radial local.

2.6. Jatos de Mistura

Devido à aplicabilidade de jatos em processos de mistura na indústria, estudos envolvendo ECLE nestes processos se fazem também necessários, tanto para escoamentos em jatos monofásicos quanto para jatos bifásicos. Pesquisas, buscando o entendimento da região de mistura e intensificação da mesma, devido à presença de ECLE, vêm ganhando espaço na literatura nos últimos anos, devido ao seu grau de importância, e de relevância para diferentes processos industriais, tais como aumento de eficiência de combustão, supressão de ruído em jatos, entre outros.

⁴ Razão entre o fluxo mássico de partículas e o fluxo mássico de ar.

Yule (1978) avaliou experimentalmente os escoamentos transicionais tardios e turbulentos na região de mistura de um jato circular em uma faixa de número de Reynolds. Para a aquisição dos dados o autor utilizou técnicas de visualização e anemometria de fio quente. Uma especial atenção foi voltada aos vórtices na região de transição e aos grandes turbilhões na região turbulenta. A interação e coalescência de vórtices circulares na região de transição são também descritos pelo autor. Desta forma, Yule (1978) observou que a região de transição é caracterizada pelo aumento do escoamento tridimensional devido a uma instabilidade de ondas dos núcleos dos vórtices circulares. O surgimento destes vórtices distorcidos produz grandes turbilhões os quais podem permanecer coerentes até o final da região do núcleo do jato. Uma técnica de amostragem condicional foi utilizada para medir os turbilhões movendo-se na região próxima a linha central do jato. Estes turbilhões apresentaram uma diferença significativa dos vórtices circulares, por apresentarem uma tridimensionalidade e conterem irregulares turbulências de pequena escala. No entanto, na média, sua estrutura foi similar em seção transversal àquelas de vórtices circulares. Esta amostragem de turbilhões contribui enormemente com as velocidades de flutuação locais e correlações estatísticas. Os experimentos de Yule (1978) apontaram uma necessidade de cuidadosas considerações no significado dos termos, tais como vórtices, turbilhões e escoamento turbulento. Cuidados particulares foram destinados a vórtices ordenados e facilmente visualizados, na região de transição de escoamentos livres, e as menos visualizadas ECLE nas regiões de escoamento completamente desenvolvido.

Lázaro e Lasheras (1992) analisaram os mecanismos de dispersão de pequenas gotículas de água em um plano forçado acusticamente de uma região turbulenta de mistura. Quando comparado com o desenvolvimento natural do escoamento, as regiões de mistura excitadas mostraram exibir mudanças drásticas na evolução de partículas em correntes cruzadas, com as partículas agora se dispersando lateralmente a altas taxas, quando comparadas com o momento longitudinal do escoamento turbulento da fase gás. A dispersão de partículas mostrou ocorrer como um processo seletivo de tamanhos de partículas, caracterizado pela existência de uma faixa intermediária de partículas, para a qual a dispersão lateral foi maximizada. Ao contrário da evolução natural do escoamento, a região de cisalhamento forçado não possui uma não dimensionalização, restituindo desta forma as propriedades de dispersão dos tamanhos independentes de partículas. Foi demonstrado ainda pelos autores, que este comportamento é resultante das não

similaridades do movimento da fase gás. A região de mistura mostrou possuir não homogeneidades na concentração e na função de distribuição de tamanho de gotículas. Para finalizar, Lázaro e Lasheras (1992) realizaram medições instantâneas do escoamento, e do espectro de extinção do laser, as quais mostraram a presença de organizações coerentes no campo de concentração resultante das ECLE, caracterizando assim o escoamento turbulento fundamental da fase gás.

Hu *et al.* (2000) investigaram experimentalmente as mudanças de estruturas de turbulência e de vórtices em um campo de escoamento na região ($z/D < 3,0$) de um jato de mistura, investigando, assim, a influência do formato do bocal do jato em relação à região de mistura do jato. Dois diferentes bocais foram analisados pelos autores, o primeiro formado por lombas em sua circunferência (jato lombado) e o segundo, um bocal circular. Técnicas de indução planar de fluorescência e PIV foram utilizadas para realizar a visualização do escoamento e medições do campo de velocidade. Os resultados experimentais mostraram que, em comparação com um jato circular, o escoamento no jato lombado mostrou ter uma menor região laminar, uma menor escalada dos componentes de vórtices de Kelvin-Helmholz, um precoce surgimento de estruturas de menor escala e uma maior região de intensidade de mistura no campo próximo do escoamento do jato de mistura. Além disso, os autores observaram que o decaimento de velocidade na linha central do jato lombado mostrou ser mais rápido do que em relação ao jato circular convencional. Tudo isso indica que o bocal lombado promoveu uma melhor mistura, quando comparado os bocais circulares convencionais.

Theron e Bellenoue (2006) investigaram os efeitos de liberação de calor na mistura, e as estruturas de escoamento de um jato de hidrogênio (H_2), subsônico e turbulento, com co-escoamento de ar. Efeitos da liberação de calor são determinados pela comparação entre os comportamentos de um jato reacional e um não reacional⁵. Desta forma, os autores mostraram que efeitos significativos na liberação de calor na mistura e nas estruturas do escoamento, indicando uma redução de mistura e reentrada em todo o campo de um jato reacional, quando comparado obviamente com os não reacionais. Inicialmente, uma

⁵ Jatos reacionais são aqueles nos quais reações químicas, tais como combustão, acontecem em seu interior. Nos jatos não-reacionais, tais reações não existem.

alteração é observada na orientação das estruturas coerentes originadas pelas instabilidades de Kelvin-Helmholtz, e responsáveis pela entrada de ar das fronteiras em direção ao centro do jato. Como conclusão, os autores verificaram que o decaimento da velocidade média no eixo do jato é mais rápido em jatos não reacionais. As flutuações de velocidade transversais e não-dimensionais possuem aproximadamente valores em torno de 50% daqueles observados em jatos reacionais, indicando uma redução da intensidade de turbulência do escoamento, na direção da chama do jato.

2.7. Limitações em relação à análise de partículas detectadas

Dados pontuais acerca das estruturas do escoamento em jatos monofásicos e bifásicos são obtidos comumente por técnicas de LDA e PDA, por serem técnicas não intrusivas, não necessitarem de calibragem e por permitirem a obtenção pontual de dados, facilitando assim o tratamento estatístico dos mesmos. Estas técnicas, por sua vez, detectam a presença de partículas no momento em que estas cruzam o volume de medição, formando assim amostragens não equidistantes de partículas ao longo do tempo de medição.

Assim, conforme observado ao longo da revisão bibliográfica de ambos os escoamentos, monofásico e multifásico, investigações mais recentes acerca da existência de ECLE são realizadas por meio da análise do espectro de densidade turbulenta, velocidade ou energia. No entanto, problemas em relação à aplicação desta análise surgem a partir do momento em que uma análise das partículas detectadas se faz necessária. Isto ocorre pelo fato de que o espectro só pode ser obtido a partir da aplicação da transformada rápida de Fourier (FFT), a qual exige obrigatoriamente intervalos equidistantes entre partículas detectadas (Pietri *et al.* (1998)).

Para a determinação equidistante de partículas e posterior análise do espectro de energia, diversos autores propuseram diferentes metodologias de interpolação (Nobach *et al.*, (2000), Hartevelt *et al.* (2005), Doudou (2006)). Isto não seria problema, caso a localização espacial e temporal das partículas em relação a elas mesmas não fossem de fundamental importância para a localização das ECLE, pois ECLE's ocorrem devido as

estruturas do escoamento as quais são funções do tempo e da localização espacial. Em outras palavras, alterando a distância entre partículas, informações importantíssimas em relação às mesmas no espaço e no tempo são perdidas, provocando resultados errôneos na análise de ECLE.

2.8. Identificação de ECLE pela Metodologia “Interparticle Arrival Time” (IAT)

Entretanto, buscando uma nova metodologia para estudar as estruturas do escoamento multifásico, e cuja distribuição de gotículas e partículas pudesse ser tratada sem que metodologias de interpolação fossem necessárias, Edward e Marx (1995A, 1995B) desenvolveram uma abordagem de múltiplos pontos para descrever o domínio temporal em um “spray”, conhecido na literatura como metodologia IAT.

Para tornar esta metodologia possível, havia ainda a necessidade de uma hipótese que conectasse o comportamento de uma gota discreta e o tratamento estatístico de múltiplos pontos. Devido a esta necessidade, Edwards e Marx (1995A) desenvolveram um estudo buscando definir as propriedades de um “spray ideal”.

Assim, os autores definiram um “spray ideal” de acordo com quatro propriedades. A primeira, e mais limitante, consistia em dizer que as gotículas eram modeladas como pontos de partículas que não interagiam entre si, ou seja, não possuíam uma extensão espacial e uma habilidade de exercer força em relação às outras. A segunda propriedade considerava que cada gotícula podia ser completamente caracterizada por um pequeno número de variáveis, referidas como “marcadores”, os quais eram representados comumente em “sprays” pelo diâmetro da gotícula e pelo vetor velocidade. A terceira afirmava que a ocorrência de gotículas não poderia ser predita, devido ao comportamento randômico das mesmas. Por fim, os autores consideraram que a probabilidade de uma gotícula ocorrer em uma determinada região do espaço e/ou do tempo era independente da ocorrência de

gotículas em outras regiões, ou seja, o “spray” foi tratado como um processo de “Markov”⁶. Esta última propriedade era considerada somente como uma reafirmação da propriedade de não interação entre as partículas. Como consequência a estas propriedades, Edwards e Marx (1995A) verificaram que o “spray” poderia ser tratado como um processo não homogêneo de Poisson⁷. Este tipo de processo pode ser inteiramente definido pelo conhecimento de um valor esperado para a taxa de ocorrência de partículas no espaço e no tempo, conhecido como processo de função de intensidade.

Utilizando a propriedade de decomposição de um “spray” ideal, Edward e Marx (1995A) definiram classes em sub-regiões no espaço dos “marcadores”, normalmente utilizados para a descrição estatística de um único ponto. Sendo assim, os autores derivaram uma função analítica a qual continha toda a informação temporal que poderia ser conhecida sobre uma única classe de um “spray ideal”, a densidade de realizações, a qual foi utilizada por Edward e Marx (1995B) para medir as simples características em múltiplos pontos, tais como, a distribuição IAT (“Interparticle Arrival Time”). Para concluir, Edward e Marx (1995A) mostraram em seu estudo o comportamento de forma completa de um “spray” por meio da sobreposição do comportamento de cada classe do mesmo.

Tendo como base teórica a caracterização de um “spray ideal”, Edwards e Marx (1995B) desenvolveram em sua pesquisa uma metodologia para analisar a estabilidade de “sprays”. A ferramenta desenvolvida pelos autores para este propósito foi a distribuição IAT, capaz de medir facilmente a característica de “sprays”. Esta metodologia, aplicada no contexto da teoria de um “spray” ideal, desenvolvida por Edward e Marx (1995A), fornece uma classificação não ambígua de “sprays”. Três classificações principais de “sprays” foram desta forma, definidas pelos autores: “spray” estável, instável/determinístico e instável/estocástico. As classificações são definidas em termos da função intensidade do “spray”, ou seja, a densidade de probabilidades de gotículas ocorrerem. Desde que esta probabilidade exista tanto para “sprays” reais, quanto para ideais, Edwards e Marx (1995B)

⁶ A hipótese de Markov permite o tratamento estatístico de um processo, o qual pode ser desacoplado de outros processos que venham a ocorrer em qualquer outro instante de tempo, ou seja, o tratamento estatístico não depende da forma em que se chegou ao ponto em estudo, mas sim, onde você está.

⁷ O processo não homogêneo de Poisson consiste na variação da função intensidade (λ) com o tempo ($\lambda(t)$) o que difere do processo homogêneo, o qual considera esta função como sendo constante.

propuseram que os métodos e classificações desenvolvidas pelos autores para “sprays” ideais, podem ser também aplicados para “sprays” reais.

Para finalizar, os autores aplicaram o procedimento de classificação de “sprays” na análise da chama formada por um “spray” de querosene. Dados relacionados à característica do escoamento foram obtidos experimentalmente com auxílio da técnica de PDA. Os autores observaram que gotículas maiores apresentam ser estável, o que indica que o processo de atomização e transporte são completamente randômicos. Em relação às pequenas gotículas, os autores observaram a presença de formação de clusters, o que indica a instabilidade das mesmas. Assim, os autores concluíram que desde que a natureza de um “spray” ideal seja estatística, e não física, este mecanismo não pode solucionar o processo de instabilidade do escoamento, mas sim, quantificar.

Luong e Sojka (1999) utilizaram a teoria de um “spray” ideal, proposta por Edward e Marx (1995A), para investigar a dependência da instabilidade de um spray efervescente em relação às condições operacionais, localizações espaciais e propriedades físicas do fluido. Os autores utilizaram ainda a técnica de PDA para a obtenção de dados de tamanho de gotícula, velocidade e tempo de chegada. A partir destes dados, foram calculados os espaçamentos relacionados à IAT, além das funções de distribuição “interparticle time”. Luong e Sojka (1999) consideraram a estabilidade e instabilidade do “spray”, por meio da comparação entre dados teóricos, os quais são estáveis, da função IAT, com dados experimentais obtidos. É importante ressaltar que “sprays” estáveis são aqueles nos quais a distribuição IAT obedece à estatística não homogênea de Poisson, enquanto que “sprays” instáveis são aqueles que não obedecem.

Resultados demonstraram que todas as classes de gotículas, as quais variaram o diâmetro de 3,2 a 60,4 μm exibem um comportamento instável. Cálculos do número de Stokes mostraram que maiores gotículas são incapazes de seguir o campo de movimento do escoamento turbulento, eliminando assim a turbulência na fase gás como responsável por tais instabilidades. Os autores utilizaram ainda a análise por “Chi²”, como forma de medir a distância estatística entre o valor medido e o calculado por meio de uma distribuição de Poisson, para mostrar que a probabilidade de obtenção de tais resultados, devido às flutuações randômicas, era menor que 0,001. Consequentemente, os autores concluíram que a atomização é inerentemente a instabilidade do processo.

Para finalizar, Luong e Sojka (1999) indicaram que a instabilidade do “spray” é influenciada pela razão de carga entre ar e líquido, dependendo das propriedades do líquido utilizado no “spray”. Além disto, a viscosidade do fluido e a tensão superficial podem afetar o nível de instabilidade do “spray”, somente quando este é operado em regime de bolhas ou regimes intermitentes do tipo “slug”. Para tais condições, o spray é mais instável quando uma baixa viscosidade ou alta tensão superficial é aplicada. Para concluir, os autores observaram que o “spray” apresentou maior instabilidade em suas fronteiras, e a grandes distâncias do bico de atomização.

Heinlein e Fritsching (2006) analisaram a instabilidade de duas diferentes configurações de “sprays” utilizando o método estatístico de múltiplos pontos desenvolvido por Edward e Marx (1995A, 1995B). Dados relacionados ao tamanho, velocidade e tempos de chegada (“arrival time”) das gotículas analisadas, foram obtidos com auxílio da técnica PDA. A estabilidade e instabilidade das estruturas de partículas foram identificadas pela utilização da estatística IAT em certas posições, a qual corresponde ao incremento temporal entre duas sucessivas partículas. Os autores observaram que diferentes efeitos são responsáveis pela formação de “clusters” de partículas em ambos os atomizadores analisados, justamente por estes apresentarem diferentes comportamentos temporais. Enquanto que para o atomizador de pressão, a formação de “clusters” ocorre em sua maioria na região central do spray, este efeito é observado para o atomizador de ar, em regiões externas ao “spray”. Em ambos os atomizadores a formação de “cluster” aumenta e/ou inicia com o aumento da distância axial a partir do bico de atomização. Heinlein e Fritsching (2006) observaram também que em “clusters” de gotículas existe uma redução no tempo entre duas gotículas sequencialmente detectadas. Nenhuma dependência significativa foi observada entre o tamanho das gotículas e a formação de “clusters”. Os autores verificaram também que a presença de “clusters” pode ser determinada primeiramente nas faixas de condição de menores velocidades, o qual é atribuído ao fato de que em grupos coletivos de gotículas, diferentes arrastes entre gotículas individuais existem. Na sequência a este estudo, Heinlein *et al.* (2007) buscaram validar os resultados obtidos por Heinlein e Fritsching (2006) por meio da aplicação de modelos de rede neural, obtendo assim uma boa concordância entre os dados experimentais e os dados simulados.

Chanson (2007) utilizou a técnica de IAT para analisar as estruturas de vórtices formadas na região de salto hidráulico do escoamento de bolhas em um canal aberto, para grandes valores do número de Reynolds. O salto hidráulico é caracterizado pela rápida transição do escoamento de supercrítico para o subcrítico, associado também à alta turbulência, e entrada de bolhas na região de mistura. Para a obtenção de dados experimentais, Chanson (2007) utilizou duas sondas de condutividade, dispostas em duas diferentes posições. A primeira no centro do escoamento, e a segunda em uma direção transversal conhecida, mantendo-se também as demais posições idênticas para ambas as sondas. Assim, o autor verificou que uma análise da estrutura longitudinal do escoamento ar-água sugere uma baixa formação de “clusters” de bolhas na região de mistura. Entretanto, a análise por IAT sugere que há formação preferencial de “clusters de bolhas”, para pequenas bolhas, tendo estas um tempo menor que 3ms. Desta forma Chanson (2007) concluiu que a análise por IAT mostrou um grande benefício quanto à faixa de classes de partículas influenciadas pela formação não randômica de “clusters”.

2.9. Aspectos de Investigação

Tendo como ponto inicial a distribuição IAT proposta por Edwards e Marx (1995A, 1995B), pretende-se neste estudo analisar a fase dispersa de um jato circular livre, sob diferentes condições dos números de Reynolds e Stokes.

Para a análise da fase gás, a utilização de traçadores no escoamento se faz necessária. No entanto, problemas relacionados à utilização de traçadores podem ser atribuídos às interferências dos mesmos na modulação de turbulência da fase gás, provocando assim aumento ou diminuição na mesma, dependendo das condições operacionais utilizadas, conforme relatado por Gore e Crowe (1989), produzindo conseqüentemente desvios nos resultados.

Com base nas observações de Gillandt *et al.* (1998) e Hussainov *et al.* (2000), os quais consideram a necessidade de uma densidade relativamente alta de traçadores para a obtenção de sinais confiáveis de velocidade, para descrever o escoamento da fase gás,

pretende-se neste estudo avaliar a localização e a influência de ECLE em um jato bifásico para diferentes condições de escoamento, considerando para isto somente uma análise da fase discreta, evitando-se assim os problemas anteriormente mencionados. Isto só se torna possível por meio da análise IAT, uma vez que pelo espectro de energia, técnicas de interpolação seriam necessárias para a obtenção de equidistância entre as amostras, o que provocaria alterações nos resultados esperados.

Este estudo é o primeiro a abordar a utilização da técnica IAT, até o momento utilizada na literatura somente para a caracterização estatística de sistemas gás-líquido, para o tratamento estatístico do escoamento gás-sólido em um jato circular bifásico, em relação à fase discreta. É importante também ressaltar que “traçadores” não foram utilizados para a visualização da fase contínua, pois os mesmos poderiam interferir no movimento da fase discreta, a qual é o principal foco desta investigação.

CAPÍTULO 3

3. TÉCNICAS EXPERIMENTAIS

A primeira etapa desta análise é atribuída à compreensão e entendimento teórico da técnica de medição – “Phase Doppler Anemometry” (PDA), a qual será a ferramenta de captura de dados nesta pesquisa. Como etapa posterior, é apresentada a metodologia para obtenção da distribuição IAT, a qual será utilizada para analisar a ocorrência ou não de ECLE. Por fim, são apresentadas as demais equações utilizadas na análise dos dados obtidos experimentalmente, caracterizando assim todos os métodos utilizados no desenvolvimento desta pesquisa.

3.1. Técnicas de Medição – (LDA e PDA)

Ambas as técnicas de medição “Laser Doppler Anemometry” e “Phase Doppler Anemometry”⁸ são relativamente jovens. A técnica LDA foi proposta em 1964, porém sua utilização iniciou somente a partir de 1970. A técnica PDA foi desenvolvida aproximadamente 20 anos depois da LDA. Estas técnicas possuem um grande número de passos em comum, não somente quanto ao “hardware” como também no fato de serem amplamente difundidas e utilizadas na comunidade científica ligada à Mecânica dos

31—

⁸ A técnica de LDA consiste na utilização de somente um receptor, permitindo assim a obtenção somente de dados de velocidade. Já a técnica de PDA consiste na utilização de dois ou mais detectores, os quais permitem a aquisição de dados referentes à velocidade instantânea da partícula, bem como dados relacionados ao diâmetro das mesmas.

Fluidos, para o estudo de escoamentos tanto monofásicos como multifásicos (Albrecht *et al.* (2002)).

Razões aparentes para tais aplicações são: não-intrusividade, sensibilidade direcional, alta resolução tanto espacial quanto temporal e alta acurácia. No entanto, o uso dominante da abordagem Euleriana-Euleriana na modelagem matemática dos escoamentos multifásicos, especialmente no campo da Fluidodinâmica Computacional (CFD), em concordância com trabalhos apresentados por Gidaspow (1994), Yasuna *et al.* (1995), entre outros, contribuiu para uma maior atratividade de uma técnica de medição pontual, com a qual a distribuição das velocidades instantâneas pode ser obtida via tratamento estatístico. Ambas as técnicas têm experimentado fases de desenvolvimento rápido, seguidas por outra fase de maturação, na qual instrumentos e a precisão têm sido melhorados. Sem dúvida os avanços tecnológicos ópticos e eletrônicos paralelos beneficiam tal desenvolvimento (Albrecht *et al.* (2002)).

O sinal de um sistema LDA ou PDA se origina da superposição de duas ondas dispersas, emitidas por um centro dispersante no volume de detecção no fotodetector. Um sinal surge da partícula em movimento com velocidade v_{px} , e este é examinado.

Uma medição direta de velocidade tem por definição ($\mathbf{v} = \Delta\mathbf{S}/\Delta t$), e requer uma medição da variação no tempo (Δt) que um objeto necessita para cruzar uma distância conhecida ($\Delta\mathbf{S}$). Os diferentes componentes de velocidade ($\mathbf{v}_x$ e $\mathbf{v}_y$, por exemplo) são medidos separadamente, sobre diferentes distâncias tais como $\Delta\mathbf{S}_x$ e $\Delta\mathbf{S}_y$. O sentido do vetor $\Delta\mathbf{S}$ é aparente na sequência em que suas fronteiras são atravessadas. A velocidade mensurada é assim um valor médio espacial e temporal em relação a $\Delta\mathbf{S}$ e Δt . Técnicas ópticas marcam as fronteiras de $\Delta\mathbf{S}$ com imagens reais e virtuais, estas últimas somente existindo para os receptores. O sinal resultante tem origem no centro dispersante, tipicamente traçadores. Se a escolha for apropriada à velocidade do centro dispersante corresponde a velocidade local do escoamento.

3.1.1. O Efeito “Doppler”

O efeito ‘Doppler’ é uma característica observada nas ondas quando emitidas ou refletidas por um objeto que está em movimento com relação ao observador, ou seja, acompanha o movimento do transmissor ou do receptor de radiação eletromagnética.

O princípio do efeito se baseia em uma onda eletromagnética emanada de um transmissor em movimento (geralmente uma partícula) com velocidade v_p e com uma frequência de transmissão f_p , os quais irão ser comprimidos na direção do movimento e expandidos na direção oposta (Figura 3.1). Isto resulta em uma mudança de comprimento de onda e frequência, uma vez que estas são diretamente proporcionais à velocidade da onda a qual é uma constante c . Em outras palavras, o comprimento de onda observado é maior ou menor conforme sua fonte se afasta ou se aproxima do observador, conforme visualizado na Figura 3.1 (Albrecht *et al.* (2002)).

Sabe-se que a velocidade da onda pode ser determinada por sua frequência e comprimento, conforme indicado na equação 3.1.

$$c = f \cdot \lambda \quad (3.1)$$

Analogamente, para o estudo dos efeitos demonstrados na Figura 3.1, tem-se o comportamento isolado do comprimento e frequência de onda na partícula expressos por:

$$c = f_p \cdot \lambda_p \Rightarrow \lambda_p = \frac{c}{f_p} \Rightarrow \frac{1}{f_p} = \frac{\lambda_p}{c}, \quad (3.2)$$

e no receptor por:

$$c = f_r \cdot \lambda_r \Rightarrow \lambda_r = \frac{c}{f_r} \Rightarrow \frac{1}{f_r} = \frac{\lambda_r}{c} \quad (3.3)$$

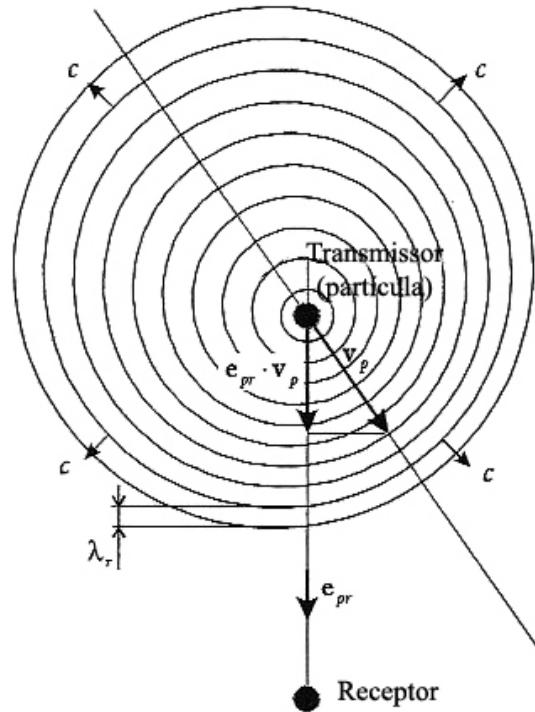


Figura 3.1 – O efeito “doppler” para um transmissor em movimento e receptor estacionário, de acordo com Albrecht *et al.* (2002).

Assim, realizando-se a análise proposta na Figura 3.1, é possível verificar que a partícula, a qual se desloca em direção ao receptor estacionário, possui velocidade na mesma direção que a onda eletromagnética emanada pela mesma, logo, a relação entre ambas pode ser descrita como a diferença $c - (\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{e}_{pr})$ ⁹, onde a frequência é dada pelo transmissor em movimento f_p . Logo, partindo do princípio do efeito “doppler” mencionado anteriormente, tem-se em relação ao receptor que:

$$f_p \cdot \lambda_r = c - (\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{e}_{pr}) \quad (3.4)$$

34

⁹ Nas equações o termo $(\mathbf{v} \cdot \mathbf{e})$ representa o produto escalar entre o vetor velocidade e o vetor unitário normal ao plano de observação definido por: $(\mathbf{v} \cdot \mathbf{e}) = |\mathbf{v}| |\mathbf{e}| \cos \alpha$, onde α é o ângulo entre os dois vetores.

$$\lambda_r = \frac{c}{f_p} - \frac{(\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{e}_{pr})}{f_p} \quad (3.5)$$

Substituindo a equação 3.2 em 3.5 tem-se o comprimento de onda no receptor dado por:

$$\lambda_r = \lambda_p - \frac{(\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{e}_{pr})}{c} \cdot \lambda_p \quad (3.6)$$

De forma análoga, a frequência da onda no receptor pode ser expressa pela equação 3.7:

$$f_r = \frac{c}{\lambda_r} = \frac{f_p}{1 - \frac{(\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{e}_{pr})}{c}} \quad (3.7)$$

No caso de aproximação, Figura 3.1, a frequência aparente da onda recebida pelo observador fica maior que a frequência emitida. Ao contrário, no caso de afastamento, a frequência aparente diminui. Nas ondas luminosas este fenômeno é observável quando a fonte e o observador se afastam ou se aproximam com grande velocidade relativa. Neste caso, o espectro da luz recebida apresenta desvio para o vermelho, quando se afastam, e desvio para o violeta quando se aproximam.

O comprimento de onda observado λ_p e a frequência f_p de um receptor em movimento, geralmente uma partícula em movimento com uma velocidade relativa $\mathbf{v}_p$ em relação ao transmissor estacionário, em geral um “laser” (f_l , λ_l), de acordo com a Figura 3.2, são dados pelas Equações 3.8 e 3.9 (Albrecht *et al.* (2002)):

$$\lambda_p = \frac{\lambda_l}{1 - \left(\frac{\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{e}_{lp}}{c} \right)} \quad (3.8)$$

$$f_p = \frac{c - (\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{e}_p)}{\lambda_l} = f_l - \left(\frac{\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{e}_{lp}}{\lambda_l} \right) \quad (3.9)$$

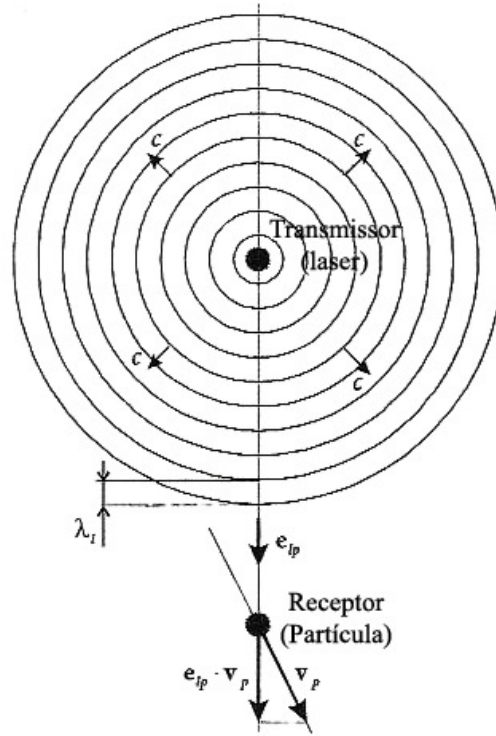


Figura 3.2 – O efeito “doppler” para um transmissor estacionário e receptor em movimento, de acordo com Albrecht *et al.* (2002).

Se ambos, o transmissor e o receptor, estiverem se movendo, o efeito “doppler” pode ser invocado duas vezes e a frequência observada em um receptor estacionário por um “laser” estacionário e por luz dispersa de uma partícula em movimento, se tornam ($|v_p| \ll c$) (Albrecht *et al.* (2002)).

Assim, a frequência do receptor pode ser expressa em relação à frequência do emissor, de acordo com as equações 3.10 e 3.11:

$$f_r = f_l \left[\frac{1 - \left(\frac{(\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{e}_{lp})}{c} \right)}{1 - \left(\frac{(\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{e}_{pr})}{c} \right)} \right] \quad (3.10)$$

$$f_r \approx f_l \left[1 - \left(\frac{(\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{e}_{lp})}{c} \right) \right] \left[1 + \left(\frac{(\mathbf{v}_p \cdot \mathbf{e}_{pr})}{c} \right) \right] \approx f_l \left\{ 1 - \left[\frac{(\mathbf{v}_p \cdot (\mathbf{e}_{lp} - \mathbf{e}_{pr}))}{c} \right] \right\} \quad (3.11)$$

Assumindo $f_l = f_b$; $\mathbf{e}_{lp} = \mathbf{e}_b$, e rearranjando a equação 3.11, tem-se:

$$f_r \approx \left\{ f_b + \left[\frac{(\mathbf{v}_p \cdot (\mathbf{e}_{pr} - \mathbf{e}_b))}{c} \right] \right\} \quad (3.12)$$

3.1.2. Técnica de “Laser Doppler”

A técnica de “Laser Doppler” utiliza luz de “laser” monocromática como uma fonte de luz. A interferência de dois feixes cruzando um volume de medição cria um padrão de franja. A informação de velocidade para centros dispersantes em movimento está contida no campo disperso devido ao efeito “Doppler”.

Estritamente falando, a técnica “Laser Doppler Anemometry” é uma técnica de medição indireta, desde que esta mensure a velocidade das não-homogeneidades no escoamento, tipicamente partículas traçadoras. Isto representa a velocidade do escoamento somente se não existir uma velocidade de deslizamento apreciável. Por outro lado, a velocidade de deslizamento deve também ser determinada.

Nesta técnica, conforme já mencionado, o efeito “Doppler” é invocado duas vezes, uma vez quando a luz de “laser” incidente do sistema de transmissão, caracterizada por um comprimento de onda λ_b e frequência f_b , infringe o alvo em movimento, e uma vez quando a luz com frequência f_p é dispersa da partícula em análise, em movimento e é recebido por um detector estacionário com frequência f_r , conforme anteriormente observado na equação 3.11.

Arranjos ópticos convencionais trabalham com duas ondas dispersas, cada uma exibindo um diferente deslocamento “doppler”. Alternativamente, um feixe de “laser” pode atuar como um feixe de referência e estar misturado com uma onda dispersa. As duas ondas são misturadas na superfície do detector em um processo conhecido por heteródino óptico,

produzindo uma frequência de batimento, a qual tipicamente se encontra em uma faixa de frequência muito mais controlável para o processamento do sinal. A diferença de frequência (batimento) ‘ f_D ’ é obtida por meio da mistura óptica de ondas de frequência ‘ f_1 ’ e ‘ f_2 ’ no detector, conforme Figura 3.3.

Para as configurações do feixe dual, na qual um volume de medição real é formado na intersecção de duas ondas incidentes e as ondas dispersas são detectadas com um único detector, tem-se:

$$f_D = f_2 - f_1 \quad (3.13)$$

Partindo da mesma análise realizada anteriormente em relação ao princípio do efeito “doppler”, para cada um dos feixes de laser, tem-se:

$$f_1 = f_b \quad (3.14)$$

$$f_2 = f_b + \frac{(\mathbf{v}_p \cdot (\mathbf{e}_{pr} - \mathbf{e}_2))}{\lambda_b} \quad (3.15)$$

Onde $\mathbf{e}_{pr} = \mathbf{e}_1$

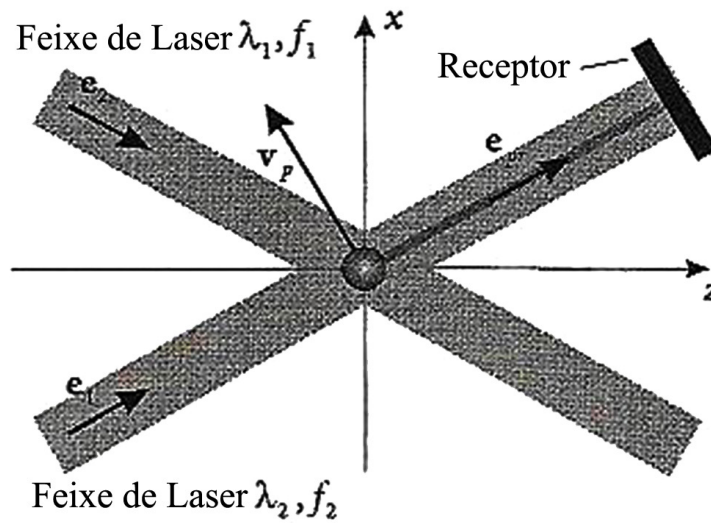


Figura 3.3 – Configuração óptica de feixes de referência (Albrecht *et al.* (2002)).

Logo, a equação 3.15 pode ser reescrita como:

$$f_2 = f_b + \frac{(\mathbf{v}_p \cdot (\mathbf{e}_1 - \mathbf{e}_2))}{\lambda_b} \quad (3.16)$$

Portanto,

$$f_D = \frac{(\mathbf{v}_p \cdot (\mathbf{e}_1 - \mathbf{e}_2))}{\lambda_b} \quad (3.17)$$

Realizando-se a decomposição em plano cartesiano dos vetores velocidade e unitários, tem-se:

$$\mathbf{v}_p = v_{px}\mathbf{e}_x + v_{pz}\mathbf{e}_z \quad (3.18)$$

$$\mathbf{e}_1 = e_{1x}\mathbf{e}_x + e_{1z}\mathbf{e}_z \quad (3.19)$$

$$\mathbf{e}_2 = e_{2x}\mathbf{e}_x + e_{2z}\mathbf{e}_z \quad (3.20)$$

Logo, subtraindo (3.20) de (3.19):

$$(\mathbf{e}_1 - \mathbf{e}_2) = (e_{1x} - e_{2x})\mathbf{e}_x + (e_{1z} - e_{2z})\mathbf{e}_z \quad (3.21)$$

Assim, o produto escalar entre o vetor velocidade e os vetores unitários um e dois, com base na Figura 3.4, pode ser expresso por:

$$(\mathbf{v}_p \cdot (\mathbf{e}_1 - \mathbf{e}_2)) = (v_{px}\mathbf{e}_x + v_{pz}\mathbf{e}_z) \cdot [(e_{1x} - e_{2x})\mathbf{e}_x + (e_{1z} - e_{2z})\mathbf{e}_z] \quad (3.22)$$

$$(\mathbf{v}_p \cdot (\mathbf{e}_1 - \mathbf{e}_2)) = v_{px}(e_{1x} - e_{2x}) + v_{pz}(e_{1z} - e_{2z}) \quad (3.23)$$

Sabendo que:

$$e_{1x} = \sin \frac{\theta}{2} \quad (3.24)$$

$$e_{2x} = -\sin \frac{\theta}{2} \quad (3.25)$$

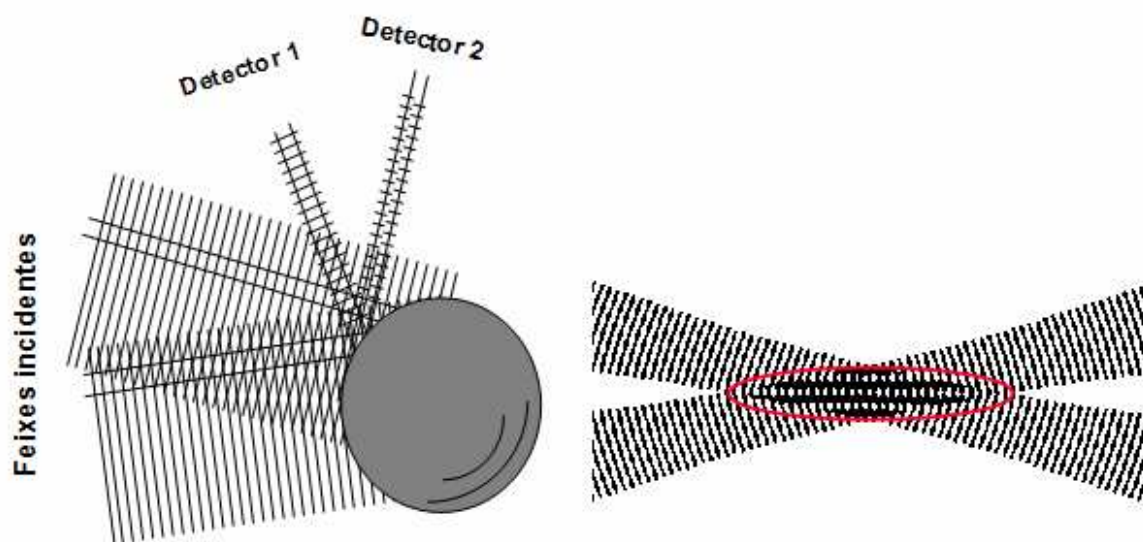


Figura 3.5 – Formação de franjas, devido à interseção de feixes de laser.

Com uma detecção usando amplitude do sinal, a priori, somente partículas excedentes a certo diâmetro mínimo serão detectadas. O volume de detecção deve variar significativamente para diferentes populações de partículas dependendo de uma nova validação das necessidades localizadas no sinal. Para uma dada direção do escoamento, as partículas efetivamente enxergam a projeção do volume de medição e detecção perpendicular à direção da trajetória. Estas áreas são chamadas ‘área de referência projetada’ e ‘área de detecção projetada’ respectivamente.

O principal resultado de uma medição de um sistema ‘Phase Doppler’ é uma distribuição do tamanho de partícula, coletada sobre um intervalo de tempo ‘ Δt ’. Juntamente com a medição da frequência, ambos, o tamanho e a velocidade de cada partícula estarão disponíveis, possibilitando o fluxo mássico e a concentração de partículas serem computados.

3.1.3. Técnica de “Phase Doppler”

A identificação de estruturas espaciais dentro do volume de medição contará com um lapso de tempo ou com diferenças de fases, e isto necessita de detectores em duas ou mais posições no espaço. Para partículas esféricas homogêneas somente um parâmetro deve ser determinado, diâmetro da partícula. Para isto um mínimo de dois detectores é suficiente, o qual se aplica nesta pesquisa. O arranjo padrão para a técnica “Phase Doppler” corresponde ao mesmo arranjo óptico utilizado na técnica “Laser Doppler”. Os dois detectores são posicionados fora do plano dos feixes incidentes em um ângulo ϕ , usualmente conhecido como ângulo “off-axis”, selecionados conforme o modo dominante escolhido, reflexão ou refração, os quais recebem a luz dispersa por uma única partícula no momento em que a mesma atravessa o volume de detecção. Os detectores também são posicionados simetricamente, fora do plano ‘y-z’ pelos ângulos $\pm\Psi$, chamados ângulos de elevação, conforme observado na Figura 3.7.

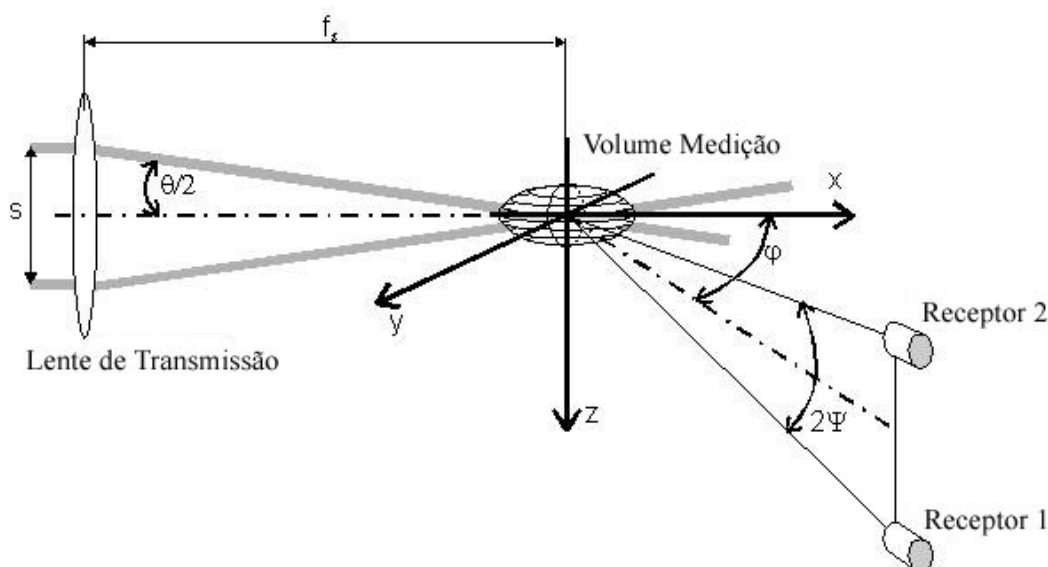


Figura 3.6 – Distribuição dos receptores na técnica de PDA.

O arranjo óptico apresentado na Figura 3.7 permite a medição de somente um parâmetro livre. Assim é apropriado somente para a medição de partículas esféricas, isotrópicas e homogêneas. A tarefa restante é para a determinação de uma única relação entre a diferença de fase e a forma e composição da partícula, tão bem quanto especificando o tamanho e a posição necessários para a abertura (fenda) do detector para cumprir tal relação. Claramente a vantagem da técnica “Phase Doppler” está no fato de que o tamanho e a velocidade podem ser mensurados para cada partícula individualmente e, além disso, não é necessário um processo de calibração.

Cada detector converte o sinal ótico em um sinal elétrico do tipo “burst” com uma frequência proporcional a velocidade das partículas. A diferença entre a leitura dos dois receptores ($\Delta\Phi$) é diretamente associada ao diâmetro da partícula medida, conforme visualizado na Figura 3.7.

O fenômeno de dispersão da luz pelas partículas pode ser visualizado pelo traço da luz dispersa. A luz que incide sobre uma partícula esférica é parcialmente refletida pela superfície e parcialmente transmitida e refratada em ambas as direções, para frente e para trás, após uma reflexão interna. A luz dispersa não é uniforme em todas as direções, sendo esta também dependente do índice de refração relativo (n_{rel}). Assim, tem-se a relação do índice de refração relativo como sendo a razão entre o índice refrativo da fase partícula e o meio, conforme equação 3.29.

$$n_{rel} = \frac{n_p}{n_M} \quad (3.29)$$

O ângulo de posicionamento dos receptores deve ser cuidadosamente selecionado para assegurar que a dispersão da luz seja dominante.

O diâmetro da partícula d é derivado da diferença entre as leituras, ou seja, diferença entre fases ($\Delta\Phi$) dos dois receptores. Como a dispersão da luz ocorre devido à refração, tem-se que :

$$\Phi = \frac{-2\pi D}{\lambda_b} \frac{n_{rel} \sin \theta \sin \psi}{\sqrt{2(1 + \cos \theta \cos \psi \cos \varphi) (1 + n_{rel}^2 - n_{rel} \sqrt{2(1 + \cos \theta \cos \psi \cos \varphi)})}} \quad (3.30)$$

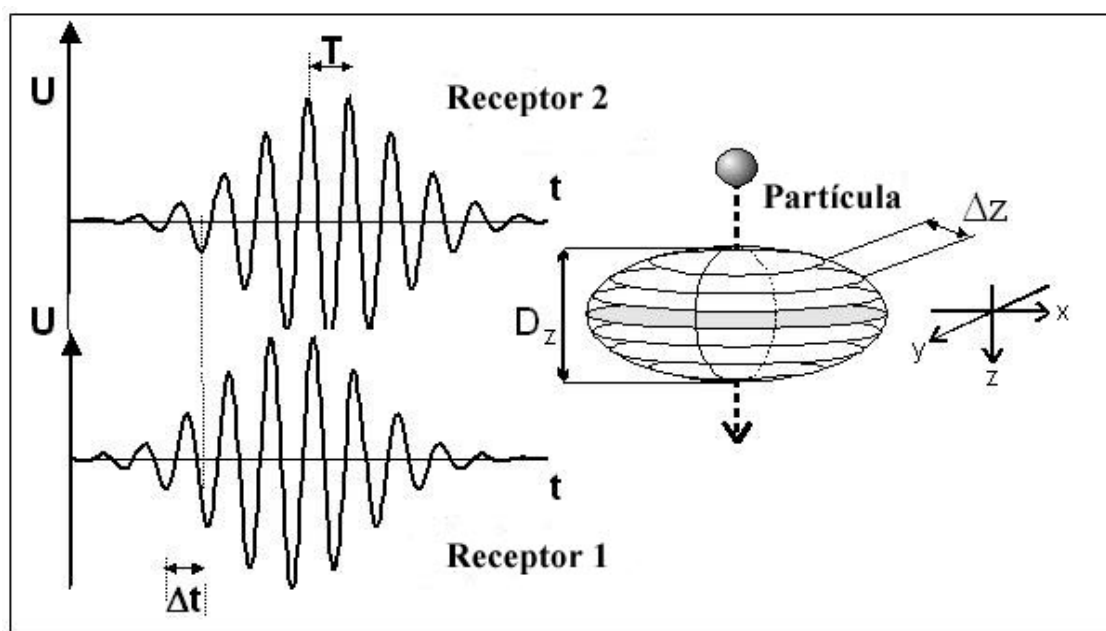


Figura 3.7 – Sinal fornecido pelos receptores.

Este método, com auxílio de dois receptores, detecta a luz dispersa por uma única partícula no momento em que a mesma atravessa o volume de interferência, formado pela intersecção de dois feixes de laser, conforme visualizado na Figura 3.7.

Para partículas muito pequenas, as quais demonstram efetivamente o padrão de interferência no volume de intersecção, os campos dos detectores geram a mesma fase do sinal.

Para partículas maiores, a situação é válida e a diferença de fase $\Delta\Phi_{1,2}$ entre os sinais recebidos nos detectores 1 e 2 depende dos respectivos comprimentos da trajetória dos dois feixes para os dois detectores (4 trajetórias envolvidas), conseqüentemente, do diâmetro da partícula. Uma nova diferença de fase irá surgir devido à composição (índice refrativo) da partícula. Desde que as posições dos quatro pontos incidentes e dos quatro pontos ofuscantes sejam determinadas pelas posições dos detectores, um novo índice deve ser pressuposto para cada detector existente considerado.

3.2. Metodologia “Interparticle Arrival Time” - IAT

Conforme relatado por Heinlein e Fritsching (2006), escoamentos em sistemas gás/gotículas são comumente caracterizados em relação a sua estrutura global e por pontos únicos no espaço e no tempo. Para a estrutura global destes escoamentos, tais descrições proporcionam informações acerca da concentração local de gotículas ou taxa de fluxo. Neste sentido, técnicas de PDA são capazes de fornecer uma série de informações temporais em relação à fase dispersa de um escoamento bifásico, como por exemplo, em jatos, objetivo desta pesquisa.

Neste sentido, Edward e Marx (1995A, 1995B) desenvolveram uma descrição estatística de múltiplos pontos para procurar descrever o comportamento da fase discreta do escoamento em um “spray”. Com base nesta metodologia, aqui descrita como IAT, é possível distinguir entre estruturas estacionárias e não-estacionárias. Por definição, tem-se que escoamentos dispersos estacionários são aqueles no qual a distribuição IAT obedece a não homogeneidade da estatística de Poisson. De forma inversa, escoamentos não-estacionários para fase dispersa são aqueles que não obedecem.

O estudo desenvolvido por Edward e Marx (1995A, 1995B) é mostrado a seguir de acordo com um cronograma de etapas apresentado por Heinlein e Fritsching (2006).

A determinação das estacionariedades e não-estacionariedades de um escoamento disperso pode ser dividido em três etapas principais. A primeira etapa consiste em assumir que a estrutura dispersa é estacionária e então calcular a função de distribuição teórica IAT. A segunda consiste em medições locais de IAT com posterior cálculo da função de distribuição resultante. Ao final, estas duas funções devem ser comparadas.

A função experimental de distribuição IAT, $h_{\text{exp}}(\tau_j)$, pode ser determinada a partir de uma única realização (SR), ou a partir de múltiplas pequenas realizações, totalizadas em um valor médio (ER). É importante lembrar que nos experimentos analisados a estrutura dispersa é considerada como sendo um processo estacionário de Poisson, o que implica em dizer que estas análises são desenvolvidas como um processo SR, conforme relatado por Edward e Marx (1995B).

Os autores mostraram também que o histograma IAT ($H(\tau_j)$) pode ser obtido pela somatória do número de eventos que se encontram no intervalo $\Delta\tau_j$ centralizado em relação à IAT (τ_j):

$$H(\tau_j) = \text{Soma} \left[\tau_j - \frac{\Delta\tau_j}{2} \leq \tau < \tau_j + \frac{\Delta\tau_j}{2} \right] \quad (3.31)$$

Com isto, a função experimental de distribuição dos eventos IAT ($h_{\text{exp}}(\tau_j)$) pode ser então determinada pela estimativa desta função $H(\tau_j)$, dividida pelo número total de eventos (N) e pela largura da respectiva faixa de armazenamento de dados IAT ($\Delta\tau_j$), conforme segue:

$$h_{\text{exp}}(\tau_j) = \frac{H(\tau_j)}{N\Delta\tau_j} \quad (3.32)$$

O “Interparticle Time” ($\Delta\tau_j$) é determinado pela diferença entre τ_j e τ_{j-1} . $H(\tau_j)$ é adquirido mantendo a rotina do número de vezes em que IAT ocorre em um determinado evento em $\Delta\tau_j$. N é determinado pela soma de todos os valores de $H(\tau_j)$.

Para a determinação teórica da distribuição IAT, a fase dispersa foi modelada em função de “marcadores”, ou seja, o diâmetro da partícula e o vetor velocidade, como um processo não homogêneo de Poisson. Este é, por sua vez, descrito por uma função de intensidade λ , a qual representa o número de partículas esperado como amostra, por unidade de tempo. A distribuição finita IAT para ambos os casos, SR e ER, é definida como (Edwards and Marx 1995A, 1995B):

$$h_{\text{teor}}(\tau_j) = \frac{\lambda^2 (T - \tau) \exp(-\lambda\tau)}{\lambda T - 1 + \exp(-\lambda T)} \quad (3.33)$$

Esta equação é composta de duas partes: a expressão do tempo-infinito $\lambda \exp(-\lambda\tau)$, e o termo linear truncado $\frac{\lambda(T - \tau)}{\lambda T - 1 + \exp(-\lambda T)}$.

A função tempo-infinito é válida desde que $T \gg \frac{1}{\lambda}$, o que vem a ser o caso dos experimentos desenvolvidos neste estudo.

A função intensidade, para uma única realização, é dada por:

$$\tilde{\lambda}_{SR} = \frac{n}{T} \quad (3.34)$$

Para o cálculo da distribuição resultante dos dados experimentais, o IAT necessita ser discretizado e dividido em colunas, com certa largura. Luong and Sojka (1999) derivaram da função de distribuição “Interparticle Time” que a distribuição de partículas em classes pode ser feito utilizando a equação 3.35.

$$\tau_j = T \left\{ 1 - \left[\left(1 - \frac{\tau_{j-1}}{T} \right)^{\frac{n}{\Theta}} - \frac{1}{Q} \right]^{\frac{\Theta}{n}} \right\} \quad (3.35)$$

Onde T é o tempo total de amostragem, Q = 19 é número de classes “interparticle” e Θ é o número de membros conjuntos.

A utilização da equação 3.35 resulta em uma distribuição distinta de classes, realizadas pelo método dinâmico, conforme visualizado na Figura 3.8, o que significa que a largura entre classes adjacentes $\Delta\tau_j$ aumenta com IAT e não é constante.

Conforme observado por Heinlein e Fritsching (2006), a principal desvantagem da distribuição dinâmica entre as classes, é que o histograma formado é muito sensível aos altos e baixos números de amostras, pois muitas fontes de erro podem influenciar no número de partículas corretamente detectadas por PDA. Assim, conforme visualizado também na Figura 3.8, duas amostras adjacentes com um grande IAT estariam alocadas em uma classe de amostras muito distante da demais, dificultando assim a visualização do conjunto total de amostras obtidas.

Para reduzir esta influência e manter a vantagem do cálculo de IAT, a equação 3.35 é utilizada somente para o cálculo da largura completa de todas as lacunas.

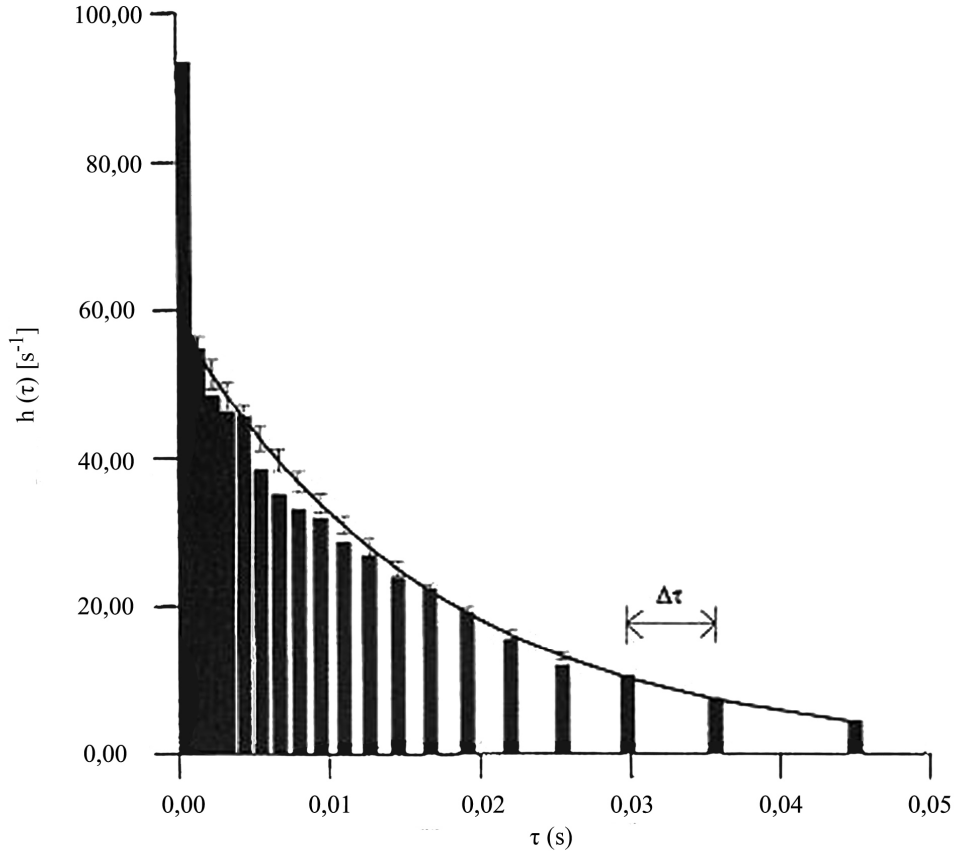


Figura 3.8 – Distribuição dinâmica IAT apresentada por Luong and Sojka (1999).

Assim, conforme relatado por Heinlein e Fritsching (2006) e de posse da largura completa de todas as colunas, a distribuição IAT entre estas pode ser realizada a largura constante. Com esta condição, a largura final entre colunas foi convertida a:

$$\Delta\tau = \frac{\tau_{j=Q}}{Q} . \quad (3.36)$$

Para excluir os efeitos “bias” resultante do efeito de dispersão múltipla por duas ou mais partículas no volume de medição, o sistema de pós-processamento de dados utilizou um número mínimo de IAT. Isto representa um tipo de deslocamento temporal, o qual necessita ser considerado quando calculada a distribuição IAT. O histograma IAT foi então calculado com início a partir de um valor mínimo de IAT (Edwards and Marx (1994), Heinlein and Fritsching (2004A), (2004B)).

Ao final de todas estas análises a distribuição IAT teórica, equação 3.33, é comparada com a distribuição IAT experimental, equação 3.32, e uma decisão a respeito da estacionariedade ou não-estacionariedade do caso em estudo é então tomada. A análise estatística de χ^2 é utilizada para obter a significância, ou o nível de confiabilidade, dentro do quais os resultados experimentais podem ser deduzidos como sendo os mesmos dos valores teóricos. Para tanto, faz-se necessária a utilização da tabela de χ^2 (Rohlf e Sokal (1981)).

Além disso, a equação 3.37 é utilizada para a determinação dos valores de χ^2 , conforme segue:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^k \frac{(Nh_{\text{exp},i} - Nh_{\text{teor},i})^2}{Nh_{\text{teor},i}}. \quad (3.37)$$

Sabendo que k é o número de possibilidades e igual a 20, conforme estipulado por Luong and Sojka (1999). Este valor se mostrou apropriado para relacionar a curva de distribuição IAT experimental e numérica.

Já o número de desvios (ND) pode ser obtido pelo desvio padrão da primeira classe do histograma, sendo esta a mais importante forma de verificar a veracidade dos valores de χ^2 , exemplificado na Figura 3.8, de acordo com:

$$ND = \frac{(h_{\text{exp},1} - h_{\text{teor},1})}{\sqrt{h_{\text{teor},1}}}. \quad (3.38)$$

O cálculo da probabilidade de aceitação do modelo estacionário é dado por:

$$P(\chi^2 | \nu) \cong 1 - \alpha \quad (3.39)$$

Onde α é o nível de significância para a aceitação do modelo estacionário. Um valor de grau de liberdade igual a 17 é utilizado desde que existam 19 classes¹⁰ de distribuição IAT e dois parâmetros obrigatórios, o número total de eventos N e o tempo total de amostragem T . É importante observar, conforme relatado por Luong e Sojka (1999)

¹⁰ O valor obtido para o número de classes corresponde ao número de possibilidades menos um, pois representa o número de possibilidades entre o início e o fim de cada classe.

que quanto menor for o valor de α , maior é a probabilidade do “spray” ser não-estacionário, desde que haja diferenças entre o valor teórico e o experimental. Um exemplo deste nível de significância pode ser obtido para um valor de Chi^2 igual a 40,790 com um grau de liberdade igual a 17, onde o valor α se torna igual 0,001, ou seja, 99,9% de existência de estruturas no escoamento. Entretanto, para um valor de Chi^2 igual a 16,338 este valor cairia para 0,5 (50%). Desta forma, pode-se afirmar que para valores de Chi^2 maiores que 40,790 há praticamente uma possibilidade nula de estruturas de escoamento ocorrer devido a flutuações randômicas.

3.3. Parâmetros de Análise do Escoamento

A partir dos dados de velocidade instantânea para cada uma das partículas medidas por intermédio da técnica de PDA é possível o cálculo de velocidade média, velocidade RMS e intensidade de turbulência, de acordo com as equações propostas por Albrecht *et al.* (2002).

A velocidade média pode ser calculada a partir da equação 3.40:

$$\overline{U} = \sum_{i=0}^{N-1} \frac{1}{N} (U_i) \quad (3.40)$$

A velocidade RMS das partículas, relacionada às flutuações de velocidade, é obtida por meio da equação 3.41:

$$U_{RMS} = \sqrt{\sum_{i=0}^{N-1} \frac{1}{N} (U_i - \overline{U})^2} \quad (3.41)$$

Por fim, o cálculo da intensidade de turbulência unidirecional (Tu) na direção z do jato é realizado conforme segue:

$$Tu = \frac{\left(\overline{U_{RMS} U_{RMS}} \right)^{\frac{1}{2}}}{\overline{U}} \quad (3.42)$$

Os demais parâmetros do escoamento, tais como número de Reynolds e número de Stokes, são calculados com auxílio das equações 3.43 e 3.44, respectivamente.

$$Re = \frac{\rho U_0 D}{\mu} \quad (3.43)$$

A equação 3.44, referente ao número de Stokes, corresponde a uma relação entre o tempo de reação da partícula e o tempo característico do escoamento.

$$St = \frac{\tau_{din}}{\tau_{esc}} \quad (3.44)$$

Onde o tempo de reação da partícula é calculado por:

$$\tau_{din} = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu} \quad (3.45)$$

E o tempo característico do escoamento por:

$$\tau_{esc} = \frac{D}{U} \quad (3.46)$$

Sabendo que D é o comprimento característico do escoamento, neste caso, o diâmetro do jato na posição $z/D = 0$.

Para a análise granulométrica do material particulado, conforme análise realizada por Vegini (2007), foi utilizada a distribuição log-normal, e apresentando como resultado um diâmetro médio geométrico ($d_{p,50}$) e desvio padrão geométrico (σ).

Assim, o modelo de distribuição log-normal é expresso matematicamente por (Frare et al. (2000)) :

$$d_p = d_{p,50} \cdot \exp\left[\left(\sqrt{2} \ln \sigma\right)Z\right] \quad (3.47)$$

$$Z = \operatorname{erf}^{-1}(2X - 1) \quad (3.48)$$

Onde X é a fração mássica de partículas cujo diâmetro é menor que d_p , e erf^{-1} é a função inversa de erro de Gauss.

Assim, a partir destas variáveis pode-se calcular o diâmetro médio de Sauter, por:

$$d_{p,S} = d_{p,50} \cdot \exp\left[-\frac{1}{2}\sigma^2\right] \quad (3.49)$$

A fração mássica de partículas de um mesmo diâmetro pode ser calculada a partir do volume de uma partícula esférica:

$$V_p = \frac{\pi d_p^3}{6} \quad (3.50)$$

Onde a massa de partículas de um mesmo diâmetro é obtida por:

$$m_p = \frac{\pi d_p^3}{6} \rho_p \quad (3.51)$$

Assim, a massa total de partícula é obtida pela soma da massa das partículas de diferentes diâmetros. A partir da massa total, tem-se que a fração de um determinado diâmetro de partícula na amostra pode ser calculada por:

$$X = \frac{m_i}{m_T} \quad (3.52)$$

Onde esta fração corresponde a fração de um determinado diâmetro de partícula na amostra, sabendo que se todas as partículas possuírem um mesmo diâmetro esta amostra torna-se 100%.

CAPÍTULO 4

4. MATERIAIS E MÉTODOS

Neste capítulo será realizada uma descrição geral dos materiais e métodos utilizados para aquisição de dados durante os experimentos.

4.1. Estrutura Laboratorial para Experimentação Física

O aparato experimental utilizado para a aquisição de dados em relação ao escoamento bifásico em jatos é apresentado esquematicamente na Figura 4.1. Um compressor de ar, localizado em uma região separada, fornece ar comprimido para o sistema. O ar comprimido, antes de ser utilizado para este fim, é filtrado e seco. A pressão é regulada a 1 bar de forma a fornecer uma vazão de ar constante para o sistema, para posterior medição de partículas.

Após a regulação da pressão e medidas de temperatura e vazão o fluxo de ar é dividido em duas diferentes linhas, a principal e a secundária, conforme visualizado no esquema da Figura 4.1 e fotografia da Figura 4.2. A linha principal dispõe de praticamente 95% da vazão total de ar fornecida pelo sistema e atua como corrente principal no estudo do jato gás-sólido. Além disto, esta linha é alimentada por partículas em um ponto a jusante, seguindo para o duto de aceleração, onde ao final, o jato é formado.

A linha secundária fornece apenas uma pequena quantidade de ar comprimido, com a finalidade de manter o depósito de partículas pressurizado a 0,4 bar, para todas as condições operacionais estudadas.

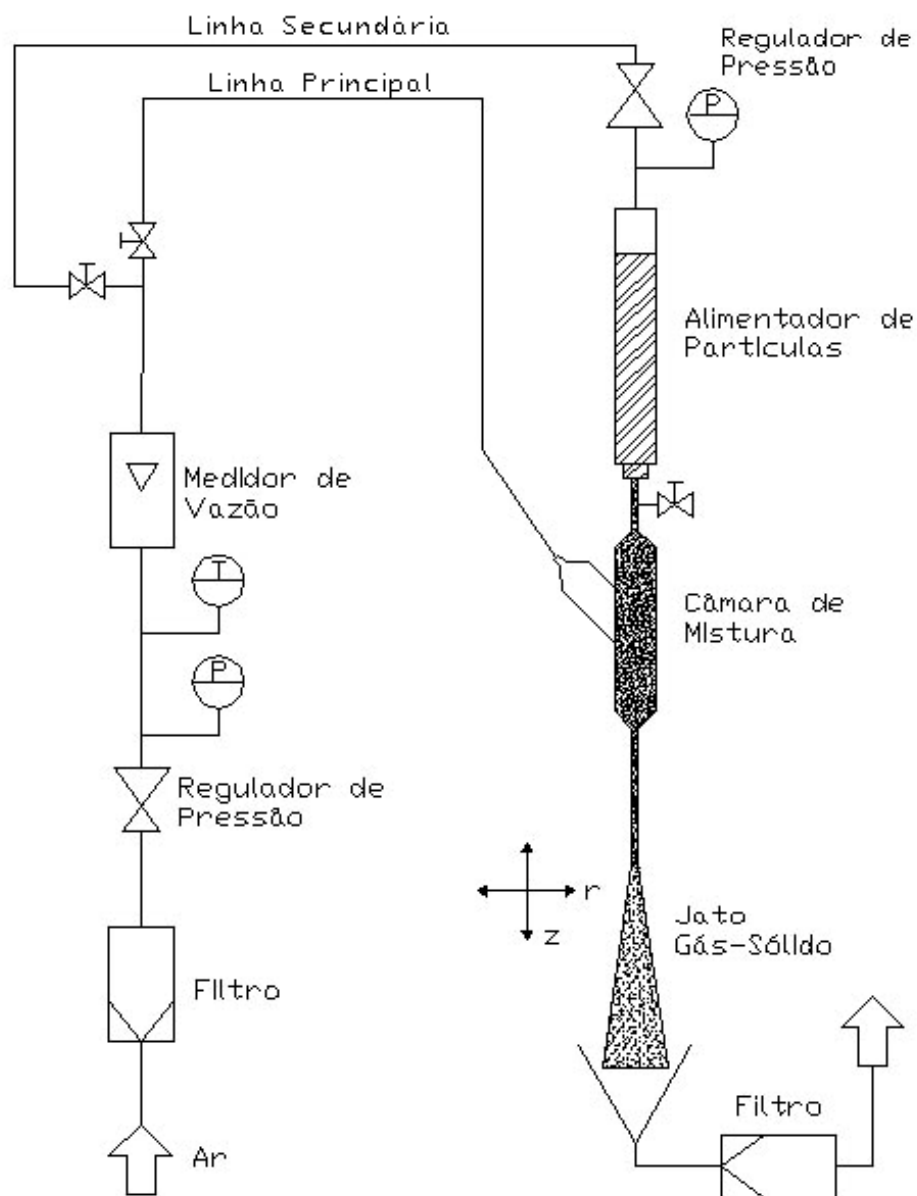


Figura 4.1 – Desenho esquemático do sistema de medição.

As linhas principal e secundária voltavam a se encontrar em um ponto conhecido como região de mistura, onde a linha principal contendo praticamente toda a carga de ar se encontra com a linha secundária altamente carregada de partículas, conforme Figura 4.3.

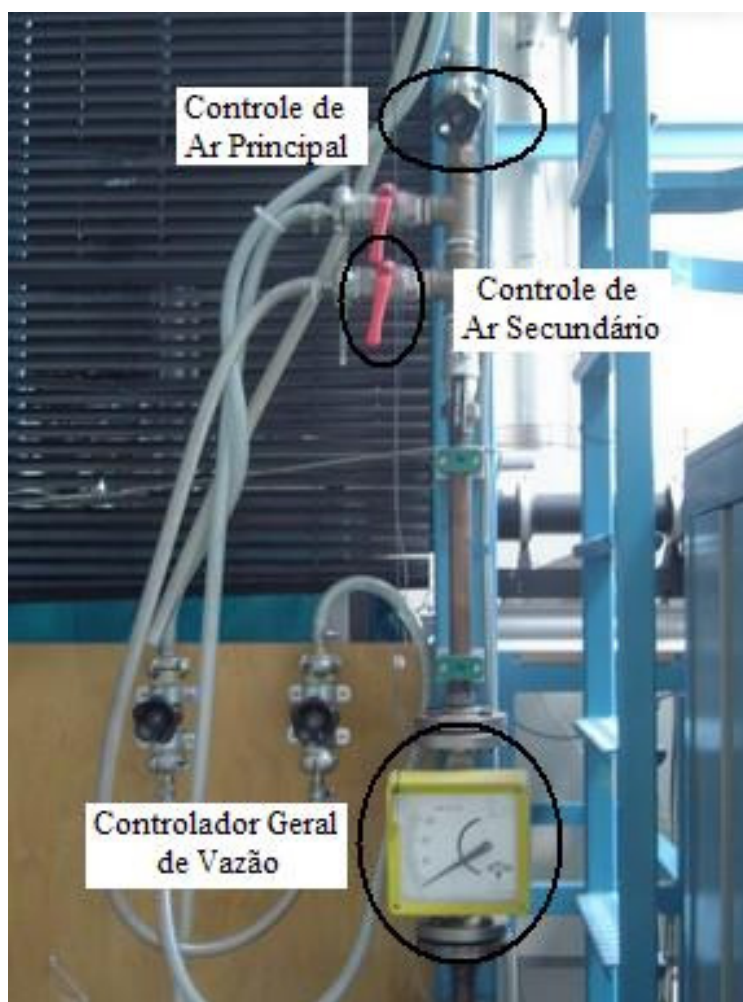


Figura 4.2 - Sistema de válvulas de alimentação.

Com auxílio de um medidor de vazão volumétrica, é possível determinar a vazão de ar comprimido na linha principal, a qual é utilizada como valor de referência para medições efetuadas em diferentes datas e quando se faz necessário um novo “start-up” do processo, garantindo assim a reprodutibilidade das condições operacionais.

Após a região de mistura, há uma conexão tronco-cônica para conectar a região de mistura com o duto principal, evitando assim uma redução drástica de seção transversal, o que poderia acarretar na formação de uma zona de recirculação junto à parede da câmara de mistura, nesta região de intersecção com o duto de aceleração, formando assim, aglomerado de partículas.

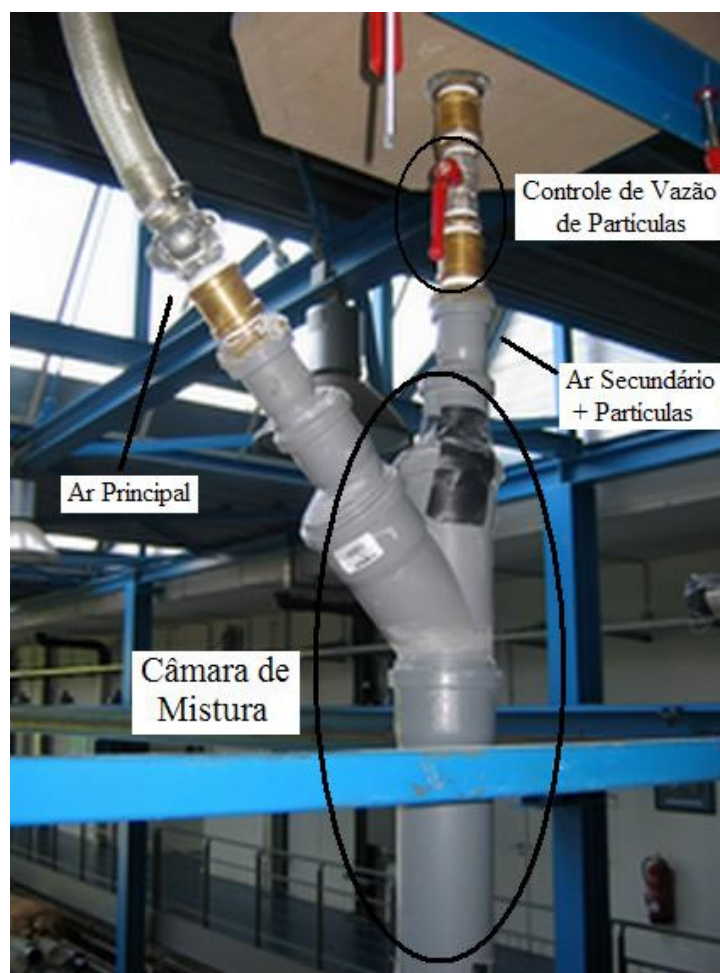


Figura 4.3 – Sistema de alimentação de partículas.

Além disto, o aumento contínuo destes aglomerados de partículas acarretaria em descargas temporárias da mesma no duto de aceleração, levando a uma não uniformidade na taxa mássica de partículas no jato.

O duto de aceleração, mostrado na Figura 4.4, cujas dimensões de 3200 mm de comprimento (L) e 12 mm de diâmetro (D), proporcionam uma relação $L/D = 266$, que tem por finalidade uniformizar o escoamento gás-sólido, ou seja, proporcionar o regime permanente do escoamento ao final desta seção onde, a jusante, o jato é formado, evitando assim problemas relacionados a diferentes perfis de velocidade na saída do mesmo (Figura 4.5).



Figura 4.4 – Duto de aceleração.

A vazão mássica média de partículas é determinada pela razão entre massa e tempo, ou seja, as partículas são previamente pesadas antes de serem armazenadas no depósito. Além disto, é contabilizado o tempo necessário para que todas as partículas fluam de dentro do depósito até a região de mistura.

Ao final de todo este processo, as partículas eram recuperadas em um filtro de mangas, para então serem reutilizadas.

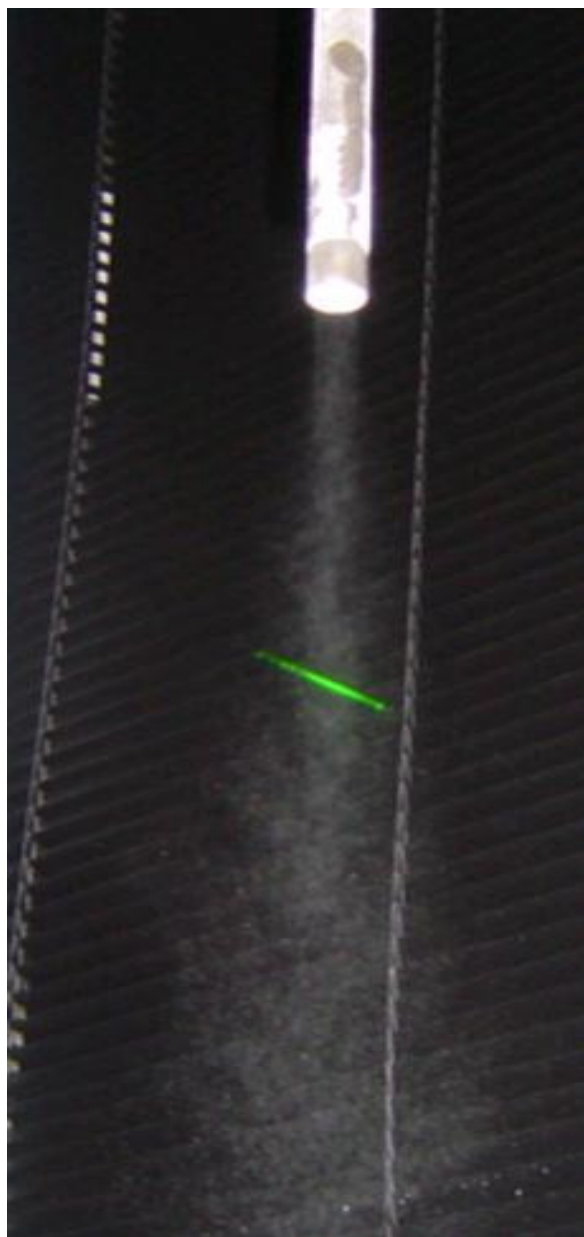


Figura 4.5 – Jato de partículas.

Vale também ressaltar que a obtenção dos perfis estudados somente se tornou possível por meio da movimentação pontual do aparato experimental milímetro a milímetro nas diferentes direções radial e axial, formando assim um mapa de distribuição das velocidades instantâneas de cada partícula, e seus diâmetros nos respectivos pontos analisados, sendo estes os dados utilizados para o cálculo dos perfis de velocidade média,

de velocidade RMS (“Root Mean Square velocity”), intensidade de turbulência, diâmetro médio de partículas e por fim o “Interparticle Arrival Time”.

4.1.1. Alimentador de Partículas

Um importante obstáculo encontrado durante a realização dos experimentos foi em relação à alimentação de partículas na linha principal de ar comprimido. Testes iniciais foram realizados com um sistema de alimentação por rosca. Entretanto, este sistema se mostrou ineficiente, justamente por não manter uma vazão mássica constante de partículas. Um típico exemplo dos eventuais efeitos causados pelo sistema de alimentação por rosca na uniformidade da detecção de partículas pode ser ilustrado na Figura 4.6.

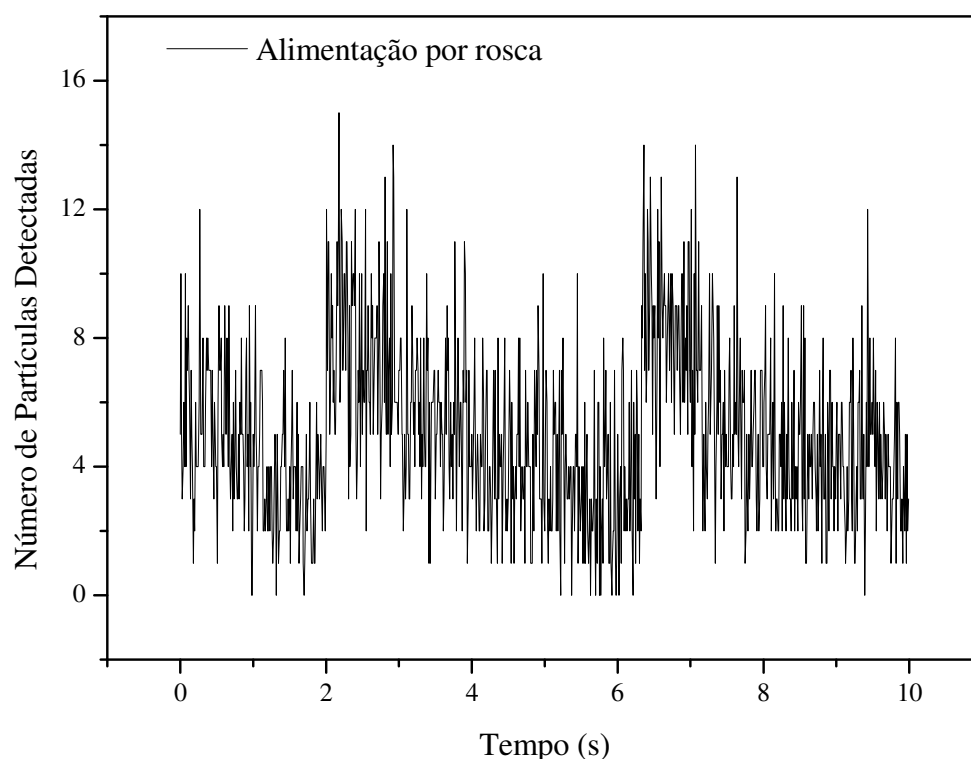


Figura 4.6 – Detecção de partículas para a alimentação por rosca.

Como pode ser observado também na Figura 4.6, picos com maiores e menores leituras ocorrem à medida que a rosca fornece uma maior ou menor quantidade de partículas na linha principal de ar comprimido. Esta alimentação não uniforme de partículas provoca a obtenção de leituras não homogêneas do número de partículas detectadas por intervalo de tempo, tornando inviável a determinação de ECLE pela metodologia IAT. Para a obtenção destes valores de número de partículas, foram contabilizadas somente as partículas existentes a cada intervalo de 0,01s, ou seja, em uma frequência de amostragem de 100 Hz, valor este considerado suficiente para a análise da distribuição de partículas ao longo do tempo total de medição de 10s.

Alterações básicas no sistema de alimentação por rosca foram então efetuadas sem êxito, sendo estas descartadas como meio de alimentação de partículas.

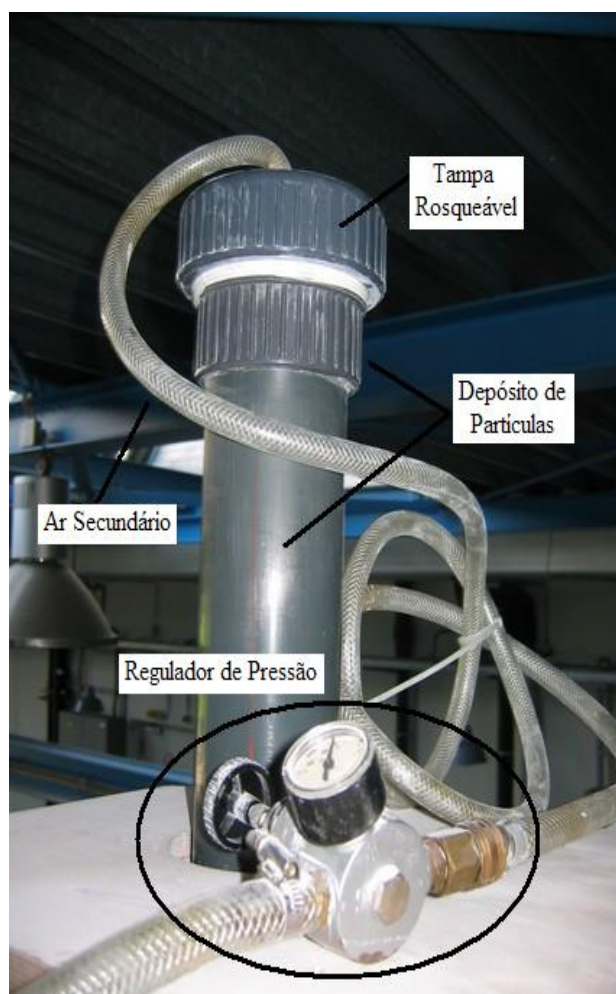


Figura 4.7 – Depósito pressurizado de partículas.

Com o material disponível no local, foi proposto e desenvolvido um novo sistema de alimentação por pressurização, conforme mostrado na Figura 4.7.

Com auxílio de um manômetro, conectou-se uma linha secundária de ar comprimido junto ao depósito cilíndrico de partículas. Assim, foi possível regular a pressão no manômetro, de maneira que a pressão interna na câmara fosse suficiente para superar a contra pressão exercida pela linha principal de ar comprimido, no momento em que a válvula de alimentação estivesse aberta, conforme indicado na Figura 4.3. Esta contra pressão poderia provocar a interrupção ou a não uniformidade do fluxo de partículas, que por gravidade, fluíam através de um orifício acoplado à saída do depósito. Este orifício tem por objetivo fornecer e regular a vazão, de forma a manter uma vazão mássica constante e conhecida de partículas, para a posterior mistura com a linha principal de ar comprimido, garantindo assim, uma vazão de gás e partículas constante para o estudo do jato bifásico.

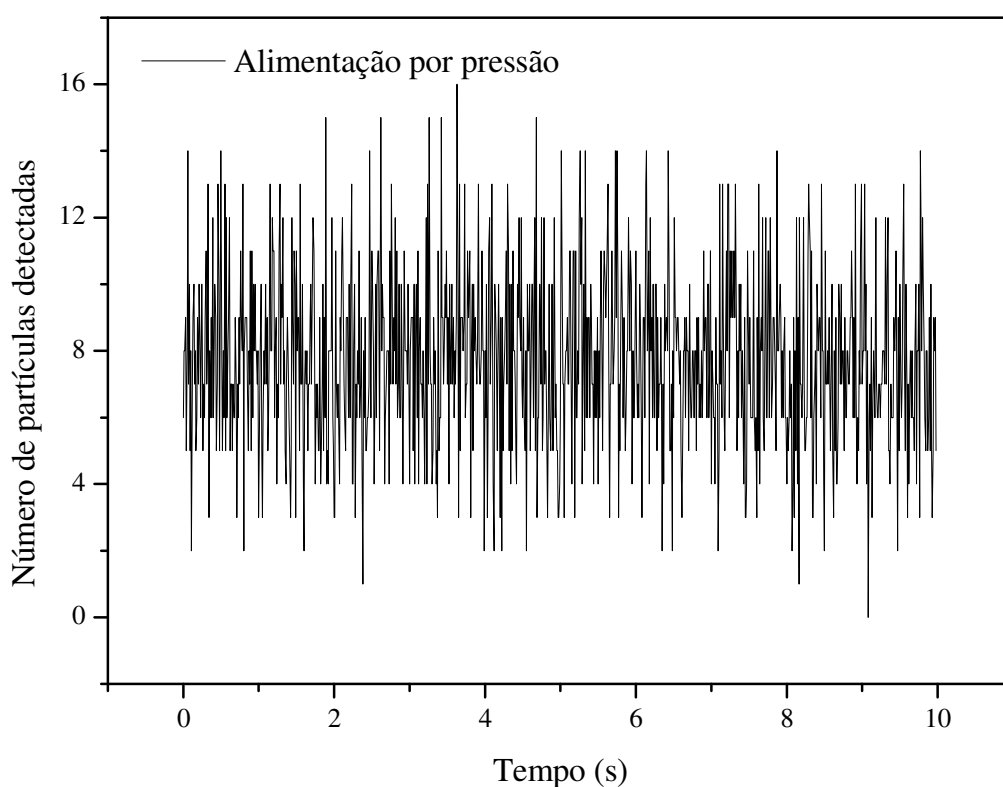


Figura 4.8 – Detecção de partículas para a alimentação por pressão.

Como resultado final destas modificações, um fluxo de partículas mais uniforme foi obtido na região de medição, conforme visualizado na Figura 4.8, para as mesmas condições de amostragem propostas para o sistema de alimentação por rosca, ou seja, a cada intervalo de 0,01s e um tempo total de medição de 10s.

4.2. Procedimento Experimental

O procedimento experimental para realização das medições do ponto de vista operacional é apresentado nos itens a seguir em uma sequência cronológica.

No início de cada seção de medidas, há necessidade de se ligar o equipamento de refrigeração 30 min antes do acionamento do laser, de modo que o mesmo tenha tempo suficiente para refrigerar todo o sistema, evitando assim superaquecimento, e consequentemente, danos ao equipamento. A refrigeração é realizada com água, e um cuidado especial necessita ser tomado com o nível no sistema. A temperatura de refrigeração é de 20°C.

Enquanto o sistema é refrigerado, os demais equipamentos do sistema de medição são ligados. Neste sentido, o primeiro equipamento operado é o gerador de alta tensão, o qual recebe diretamente o sinal elétrico emitido pelos receptores, sendo esta uma das etapas necessárias para que as partículas possam ser detectadas. O gerador de alta tensão fornece uma voltagem de 1.150 Volts para ambos os canais, pois tensões maiores que esta podem danificar os equipamentos seguintes, e um valor menor da mesma é insuficiente para a detecção de um número desejável de partículas.

O amplificador como o próprio nome diz, é utilizado para amplificar a frequência do sinal elétrico, já com uma maior voltagem oriundo do gerador de alta tensão. A frequência de amplificação utilizada, neste caso, foi de 50dB em ambos os canais. Sendo assim, após as etapas de amplificação do sinal, juntamente com o gerador de alta tensão, o sinal possui um formato do tipo “burst”, conforme mostrado na Figura 4.9.

Este formato é uma consequência direta do fato que feixes de laser, ao produzirem o volume de detecção, são inevitavelmente mais fortes no centro em relação às extremidades dos mesmos. Isto implica que se a partícula passar pela extremidade do volume de detecção, onde as franjas são fracamente iluminadas, as flutuações do sinal serão proporcionalmente mais fracas. É importante observar que as flutuações não são centradas em relação a um ponto zero, como é feito com as flutuações de velocidade, pois a intensidade de luz não pode ser negativa. Como uma consequência, o sinal pode ser dividido em duas partes: uma baixa frequência chamada pedestal e uma alta frequência que contem o sinal “doppler”.

O filtro é responsável por converter um sinal do tipo “burst” em sinal do tipo “doppler”, para uma determinada faixa de frequência. Esta faixa de frequência, ou comumente conhecida, banda de corte de sinal é operada na frequência de 220 KHz, para o passe alto, e 2,2MHz, para o passe baixo, descrito em mais detalhes no tópico 4.2.3.

Antes de iniciar as medições propriamente, havia a necessidade de abrir o sistema de válvulas: a de ar principal e a de ar secundário. Assim, a válvula principal é primeiramente aberta, e regulada para a vazão desejada. Somente após a obtenção desta vazão a válvula secundária é aberta, fornecendo assim uma determinada quantidade de ar comprimido para a pressurização da câmara de alimentação.

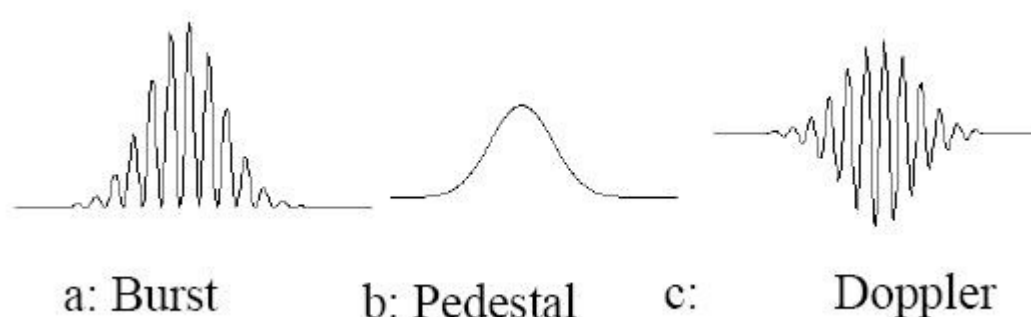


Figura 4.9 - Sinais emitidos pelo receptores.

Antes que as partículas fossem alimentadas, é realizada a substituição do orifício de alimentação, quando necessário, para que a razão de carga de partículas possa se manter

próxima a um mesmo valor, para diferentes misturas. Desta forma, dois diferentes tamanhos de orifício foram utilizados: 1,5 mm e 2,0 mm, para partículas de menores e maiores diâmetros, respectivamente.

Nesta etapa, as partículas previamente separadas e pesadas são levadas até o depósito de partículas para armazenamento. O depósito, após completa acomodação das partículas, é completamente fechado, para posterior pressurização. A pressurização é realizada com ar da linha secundária, nesta etapa já disponível, a qual fornecia uma pressão de 0,4 bar para a câmara de alimentação. Esta pressão só pode ser obtida com auxílio de um regulador de pressão, conforme Figura 4.7.

Estando as partículas devidamente armazenadas, gerador de alta tensão, amplificador e filtros devidamente ligados e conectados, é realizado o acionamento do gerador de laser, sendo que neste momento, os devidos 30 minutos de refrigeração já haviam passados. Assim, o laser é acionado inicialmente para uma potência de 0,38W, sendo logo re-programado para a potência na qual os experimentos são desenvolvidos (0,5W ou 1,0W).

Com o pleno funcionamento do laser, os receptores são ajustados, com auxílio de um gerador de gotículas, de forma que ambos focalizem uniformemente um mesmo ponto no volume de detecção. Uma análise mais profunda a respeito deste ajuste é desenvolvida no item 4.2.2.

O osciloscópio, etapa posterior ao filtro e conectado ao mesmo, é a principal ferramenta para o ajuste dos receptores.

Por meio do osciloscópio é possível verificar o momento em que um sinal do tipo “doppler” é obtido, durante o ajuste dos receptores. O sinal ótimo somente é atingido quando este formato “doppler”, com mesma intensidade, é obtido similarmente em ambos os canais (a Figura 4.10 ilustra o ajuste do sinal no osciloscópio). Após a obtenção deste sinal, os cabos que conectam o filtro ao osciloscópio são desconectados e re-conectados ao computador, o qual, por auxílio de uma placa de medição, mede os dados provenientes do filtro.

Após a obtenção dos sinais necessários para o início das medições, o gerador de gotículas é desconectado. Todos os “softwares” necessários para a medição de dados são corretamente ajustados, para posterior medição. Assim, com o laser em pleno funcionamento e posições axiais e radiais definidas, é aberta a válvula do depósito de partículas permitindo assim o escoamento das mesmas pelo duto de aceleração, sendo estas então medidas e gravadas no computador para posterior análise.

A Figura 4.11 ilustra de forma sucinta os componentes do sistema de medição.

Após o término de todas as medições necessárias, os equipamentos são todos desligados, com exceção do equipamento de laser, o qual necessita ser resfriado por mais 30 min, para então ser desligado.

Os parâmetros utilizados no acerto do sistema de PDA acima descritos são apresentados na Tabela 4.1, para as medições obtidas em um sistema de refração. O diâmetro máximo de partículas no qual o sistema pode medir, com este “set-up”, é de $d_p = 247,7 \mu\text{m}$.

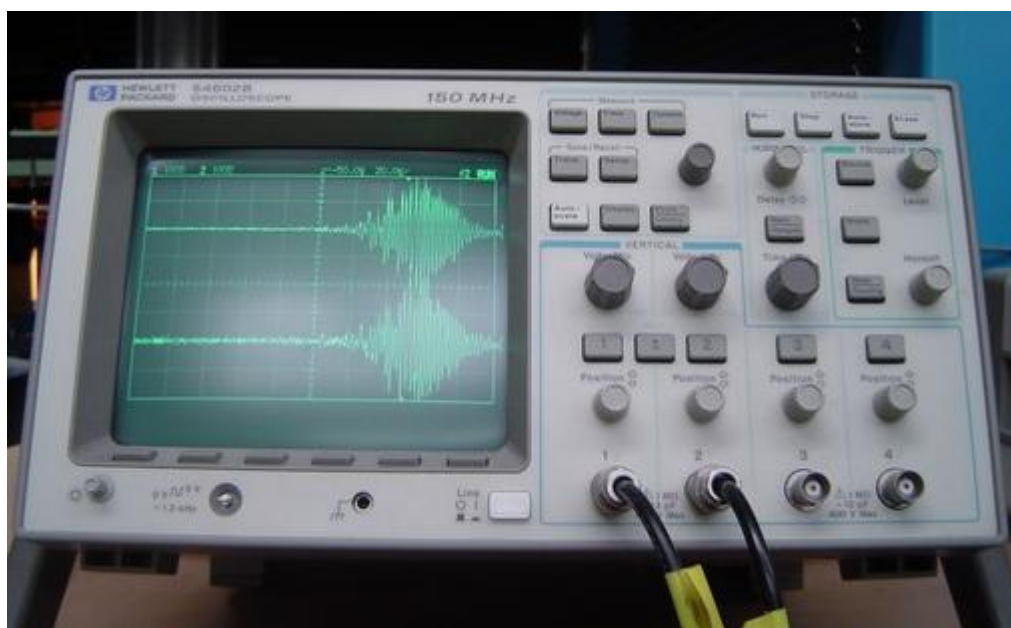


Figura 4.10 – Ajuste do sinal no osciloscópio.

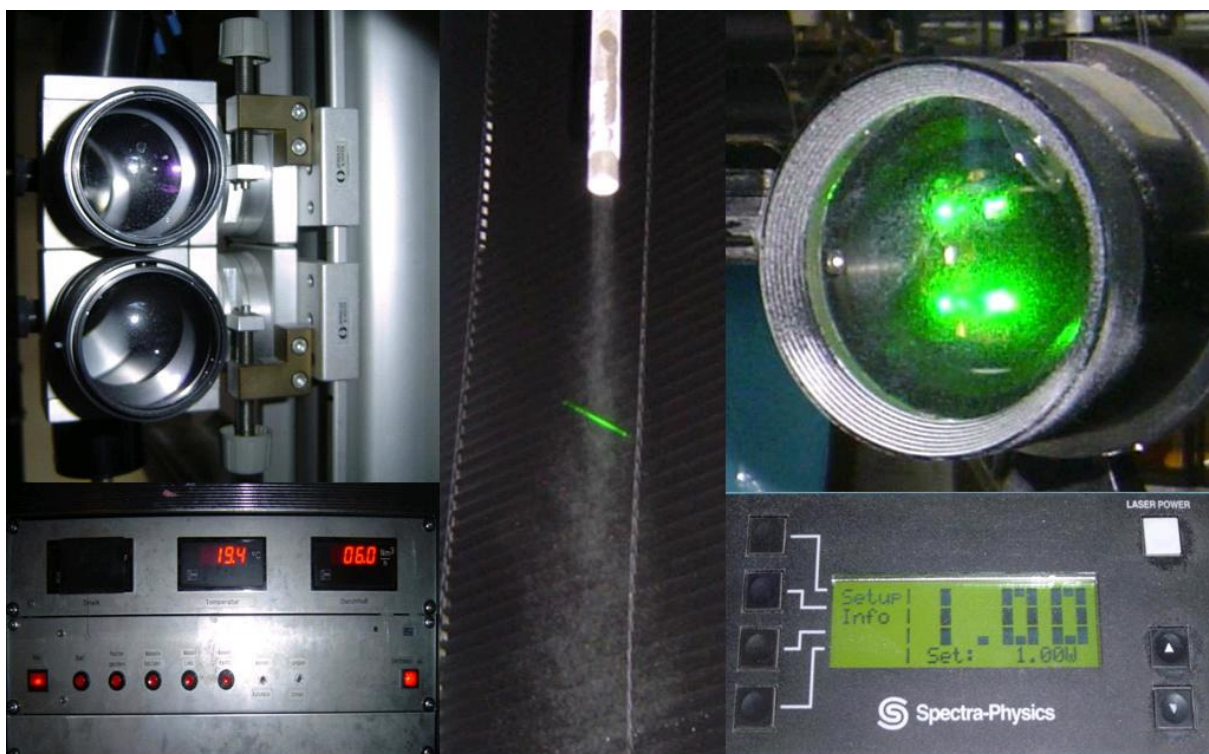


Figura 4.11 – Sistema de medição.

Tabela 4.1 – Especificação dos parâmetros de “set-up”.

Parâmetro	Valores	Unidade
Comprimento de onda (λ_b)	514,5	nm
Distância focal entre feixes (s)	29	mm
Ângulo de incidência do laser ($\theta/2$)	1,38	°
Ângulo dos receptores (ϕ)	30	°
Ângulo entre receptores (ψ)	1,90	°
Potência do laser (P)	0,5 / 1,0	W
Distância focal das lentes de transmissão (f)	600	mm

4.2.1. Ajuste dos Receptores

Devido à alta sensibilidade dos receptores utilizados para a leitura dos dados experimentais, conforme metodologia apresentada no capítulo 3, ajustes focais foram necessários a cada experimento, de modo que ambos os receptores focassem de forma idêntica o volume de medição formado pela intersecção dos feixes de laser.

Para auxiliar este ajuste, dois equipamentos auxiliares foram utilizados: o gerador de névoa e o gerador de gotículas, sendo o primeiro equipamento utilizado como auxiliar ao segundo equipamento, conforme apresentado abaixo.

O gerador de névoa, ilustrado com a Figura 4.12, foi utilizado para fazer um ajuste “grosseiro” da localização espacial exata onde os feixes de laser se interceptavam, para assim tornar possível a montagem do gerador de gotículas. O procedimento compreendia em identificar o ponto exato onde os dois feixes se cruzavam e por meio de um sistema de deslocamento, ajustar o gerador de gotícula exatamente no focal de intersecção.

O gerador de gotículas (Figura 4.13) foi utilizado para fazer o ajuste detalhado dos receptores. Assim, com auxílio de mecanismos de ajuste fino localizados nos receptores, as gotículas eram localizadas por ambos os receptores com auxílio de um osciloscópio, buscando assim a obtenção do pico máximo de sinal “burst”.



Figura 4.12 – Sistema de geração de névoa.

Com auxílio de um gerador de gotículas, uma corrente monodispersa de um determinado líquido é produzida. Este aparato produz intermitentemente uma gotícula de mesmo volume, fornecendo assim condições ótimas de ajuste para o equipamento de PDA, justamente por não apresentar mais que uma gotícula simultaneamente dentro do volume de medição.

O líquido a ser utilizado para a produção de gotículas, no caso água destilada, é armazenado em um recipiente com ambiente pressurizado. Desta forma, o gerador de gotículas consiste essencialmente em um capilar de vidro, o qual possui em seu redor um material piezocerâmico. Por intermédio de uma contração periódica realizada devido a uma frequência de estímulo fornecido por controlador de pulso, gotículas são formadas, e essas gotas foram utilizadas na calibração dos receptores.

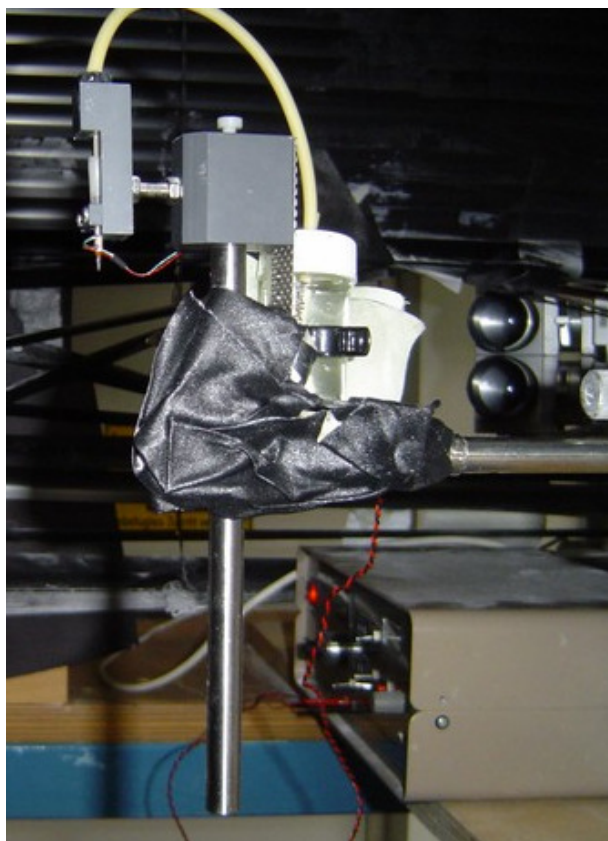


Figura 4.13 – Gerador de gotículas.

4.2.2. Curva de Calibração do Filtro

Para corrigir qualquer interferência imposta por uma desigualdade dos componentes eletrônicos dos canais do filtro, uma comparação entre os mesmos é realizada. Assim, com auxílio de um equipamento gerador de função, um mesmo sinal é enviado para ambos os canais do filtro, que são posteriormente conectados a um computador, onde os dados são analisados. Para cada alteração no valor de frequência de corte utilizada no filtro, existe a necessidade de repetição deste procedimento. Além disto, para verificar as variações fornecidas pelos dispositivos eletrônicos dos canais, é necessário variar o sinal emitido pelo gerador de função, desde os valores mais baixos de frequência até os mais altos, obtendo-se assim um espectro para toda a banda analisada. Para os experimentos utilizados neste estudo, valores de banda de frequência de corte de 220 KHz e 2,2 MHz foram utilizadas, permitindo assim a obtenção de dados de velocidade na faixa de 2,34 m/s a 23,43 m/s, sabendo que 1MHz equivale a uma velocidade de 10,65 m/s.

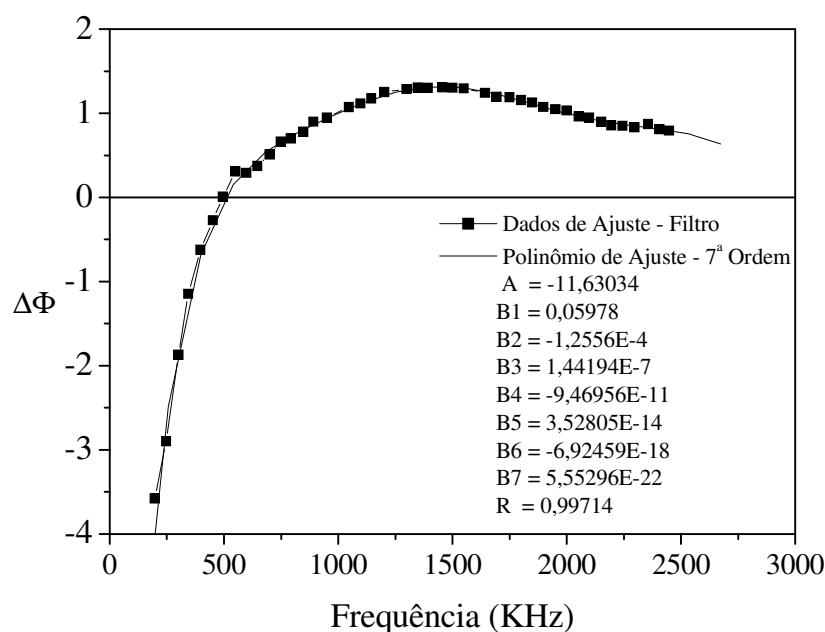


Figura 4.14 – Ajuste polinomial do sinal no filtro.

A Figura 4.14 relaciona os valores de frequência fornecida pelo gerador de função em relação a diferença de leitura entre os dois receptores ($\Delta\Phi$), que por ajuste polinomial fornece uma relação de correção a ser imposta à análise do diâmetro de partícula.

4.3. Estudos de Casos

Para a análise do escoamento gás-sólido em um jato circular livre, partículas com diferentes distribuições de tamanho foram adquiridas. Estas partículas, conhecidas comercialmente como “esferas de vidro”, com ponto de fusão a 730°C, aparência na cor branca, densidade de 2500 Kg/m³, insolúveis em água e com diâmetro médio de Sauter de 50 µm e 90 µm, foram utilizadas para a análise de três diferentes estudos de casos.

No primeiro estudo de caso é realizada uma análise do escoamento para um único diâmetro médio de partícula de 50 µm. O segundo corresponde a uma análise da fase discreta composta por dois diferentes diâmetros médios de partícula, 50 µm e 90 µm, na proporção mássica de 52% e 48%, respectivamente. Por fim, o último estudo de caso, o qual correspondia aos mesmos diâmetros médios de partículas analisados no estudo de caso 2, no entanto, em uma proporção de 12% e 88%, respectivamente para 50 µm e 90 µm.

As proporções acima citadas, em relação à mistura um e a mistura dois, foram obtidas por meio da mistura de ambos os diâmetros médios, ou seja, partículas maiores foram misturadas às menores em duas diferentes proporções, fornecendo assim, em dois diferentes recipientes, duas diferentes misturas homogêneas, as quais foram utilizadas nos estudos de caso um e dois, respectivamente. A distribuição de partículas e o percentual dos valores de cada um dos diâmetros médios utilizados na mistura foram obtidos por meio da técnica de PDA, a qual fornece dados sobre os diâmetros de partículas lidos, permitindo assim a obtenção de uma distribuição das mesmas.

Para evitar erros, devido à presença de partículas não esféricas, duas diferentes faixas de corte foram utilizadas: 10 µm e 120 µm. As partículas fora desta faixa de operação foram eliminadas dos cálculos.

Os dados relacionados às propriedades físicas do fluido, necessários para o cálculo das diferentes variáveis, são apresentados na Tabela 4.2.

Tabela 4.2 - Propriedades físicas do fluido e das partículas.

Parâmetro	Valor	Unidade
Massa específica da fase sólida (ρ_p)	2.500	kg/m ³
Massa específica da fase gás (ρ_G)	1,014	kg/m ³
Viscosidade da fase gás ($\mu_{Gás}$)	$1,81 \cdot 10^{-5}$	kg/m.s
Pressão da fase gás (P)	1,0	bar
Temperatura da fase gás (T)	25	°C

4.3.1. Análise de Simetria

Para a análise da simetria do escoamento foi utilizado um diâmetro de partícula de 50 μm , apresentando assim um número de Stokes em relação aos parâmetros na saída do jato na ordem de $St = 19$. Estes testes foram realizados para uma condição de velocidade da fase gás igual a 13,35 m/s e vazão mássica de sólidos igual a 18,68 kg/h, fornecendo assim uma relação gás/ sólido igual a 3,4. É importante lembrar que a velocidade inicial adotada nestes cálculos é sempre relacionada à velocidade imediatamente após a saída do jato e no centro do mesmo.

4.3.2. Caso 1 – Análise da Condição de Velocidade Inicial

Para a determinação da influência da velocidade inicial, cinco diferentes condições de velocidade inicial e razão de carga de sólido, foram analisadas, conforme visualizado na Tabela 4.3. Estes estudos foram realizados em ordem crescente de velocidade inicial na saída do orifício do jato, fornecendo valores de perfil médio de velocidade, velocidade RMS, intensidade de turbulência e, por fim, uma completa análise das ECLE, em termos de Chi^2 e número de desvios. Vale ressaltar que a potência de laser utilizada nestes experimentos foi de 1,0W e o diâmetro do orifício na saída do depósito de partículas foi de 1,5 mm.

Esta relação inversa entre o incremento da velocidade inicial e os valores da razão gás/partícula, visualizado na Tabela 4.3, ocorre devido ao aumento significativo de ar na relação ar/partícula. Além disso, outro fator que pode contribuir nesta diferença, é o aumento da contra pressão no duto de alimentação, com o incremento da velocidade, o que provoca uma leve diminuição no fluxo de particulado através do orifício regulador. No entanto, esta diferença atribuída à razão gás/partícula não influencia no estudo fluidodinâmico em questão.

Tabela 4.3 – Dados de escoamento para as diferentes condições de velocidade inicial.

Velocidade Inicial (m/s)	Razão de Carga ¹¹	Número de Reynolds	Número de Stokes	Diâmetro de Partícula (μm)
8,25	6,34	5.543	13,18	50
9,64	5,41	6.471	15,41	50
11,78	4,26	7.911	18,83	50
13,23	3,69	8.884	21,14	50
15,83	3,09	10.627	25,30	50

¹¹ Razão de carga adimensional obtida pela relação entre o fluxo mássico de partículas e o fluxo mássico de ar.

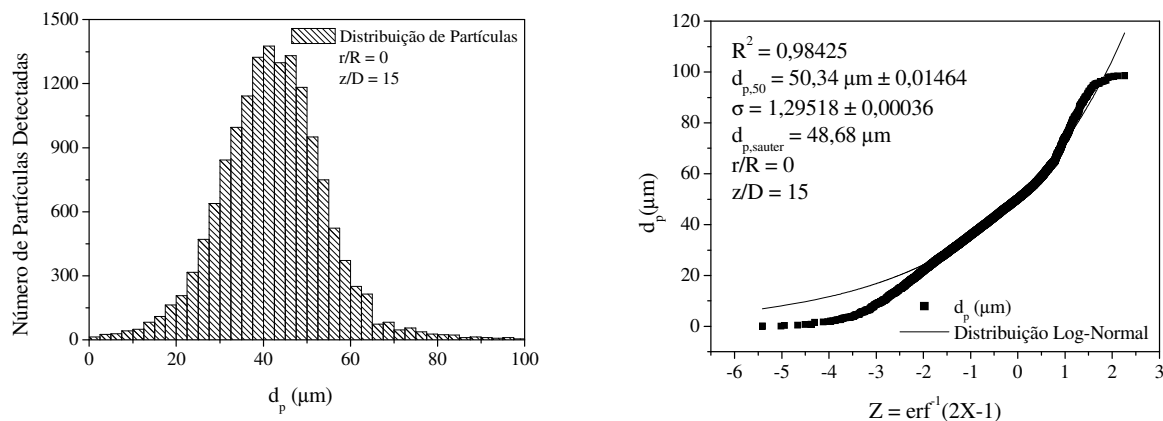


Figure 4.15 – Distribuição de partículas e análise log-normal para o estudo de caso 1.

Para a visualização da distribuição do diâmetro médio de partícula, uma análise da distribuição do número de partículas e análise log-normal da mesma é realizada, conforme apresentado na Figura 4.15. Estes dados foram desenvolvidos para a posição axial $z/D = 15$ e $r/R = 0$. Por meio da distribuição log-normal, os parâmetros geométricos ($d_{p,50}$) e desvio padrão geométrico (σ) são obtidos, proporcionando a obtenção do valor de diâmetro médio de Sauter ($d_{p,s}$), considerado neste trabalho como valor do diâmetro médio das partículas.

É importante salientar que os resultados de diâmetro médio obtidos estão de acordo com o esperado, pois as mesmas partículas foram adquiridas comercialmente para um diâmetro médio de sauter de 50 μm , o que mostra a consistência do sistema de PDA na aquisição destes dados.

4.3.3. Caso 2 – Mistura Um

Na mistura um são analisados dois diferentes diâmetros de partícula, conforme os dados apresentados na Tabela 4.4. Note que para ambas as condições, os demais parâmetros do escoamento permaneceram constantes, exceto o número de Stokes, o qual é dependente do diâmetro das partículas na mistura.

Os dados relacionados a esta medida foram obtidos para uma potência de laser de 0,5W e diâmetro de orifício na câmara de alimentação de 1,5 mm, proporcionando assim a razão mássica analisada.

Tabela 4.4 – Dados de escoamento para a mistura 1.

Velocidade Inicial (m/s)	Razão de Carga	Número de Reynolds	Número de Stokes	Diâmetro de Partícula (μm)
11,13	4,5	7.485	17,80	50
11,13	4,5	7.485	57,65	90

É possível observar na Figura 4.16 em relação à mistura com diferentes diâmetros, que o número de partículas detectadas é bem menor para as partículas de $d_{p,s} = 90 \mu\text{m}$, quando comparadas às de $d_{p,s} = 50 \mu\text{m}$. No entanto, quando analisado o percentual mássico destas partículas, foi observado que as partículas com diâmetro médio de $50 \mu\text{m}$ correspondem a 52% em massa da mistura, enquanto que as de $d_{p,s} = 90 \mu\text{m}$, possuem 48%, devido ao seu maior tamanho. Isto significa que, analisando estes diâmetros em termos mássicos, uma mistura de aproximadamente 50% para cada um dos diâmetros de partícula analisado foi obtida, sendo este um parâmetro para averiguar a influência das mesmas sob os perfis de velocidade média, velocidade RMS, intensidade de turbulência e ECLE, aqui analisados.

Para a análise da distribuição log-normal (Figura 4.17), um diâmetro de corte de $65 \mu\text{m}$ foi estabelecido, obtendo-se assim a distribuição para cada um dos diâmetros médios acima mencionados. Ressaltando que esta análise foi realizada previamente, onde os diâmetros acima mencionados foram definidos.

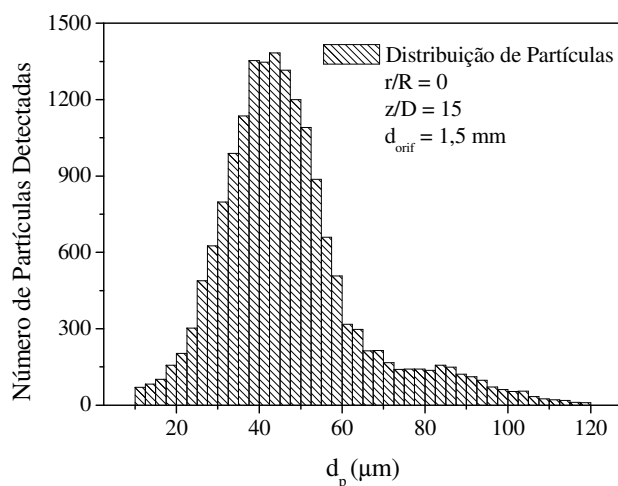


Figure 4.16 – Distribuição do número de partículas para o estudo de caso 2.

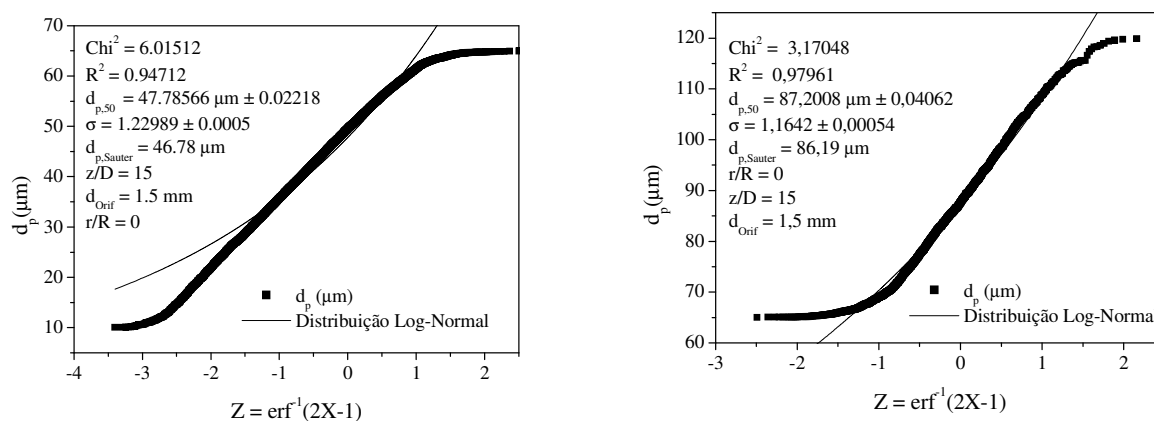


Figure 4.17 – Análise log-normal da distribuição de partículas para o estudo de caso 2.

Desta forma, com auxílio da análise log-normal, mostrada na Figura 4.17, foi obtido o diâmetro médio de Sauter, nos valores aproximados $50 \mu\text{m}^{12}$ para as partículas entre 10-65 μm , e 90 μm para as partículas compreendidas entre 65-120 μm , respectivamente.

¹² Os valores de 50 μm e 90 μm foram utilizados como forma de padronizar os resultados do diâmetro médio de Sauter nas discussões e na análise dos resultados, evitando assim falsas interpretações dos valores medidos.

4.3.4. Caso 3 – Mistura Dois

Os parâmetros utilizados no desenvolvimento desta análise são apresentados na Tabela 4.5.

A única diferença relacionada entre a Tabela 4.4, para a mistura 1, e a Tabela 4.5 para a mistura 2, corresponde a razão mássica entre gás e partículas.

Tabela 4.5 – Dados de escoamento para a mistura 2.

Velocidade Inicial (m/s)	Razão de Carga	Número de Reynolds	Número de Stokes	Diâmetro de Partícula (μm)
11,13	4,5	7.485	17,80	50
11,13	6,5	7.485	57,65	90

Esta diferença entre a relação do fluxo de gás e de partículas ocorre, principalmente, devido à diferença na taxa de alimentação de partículas, ou seja, diâmetros médios de partículas de 50 μm foram obtidos para um diâmetro no orifício de alimentação de 1,5 mm, enquanto que para as partículas com diâmetro médio de 90 μm , o diâmetro utilizado no alimentador foi de 2,0 mm. Isto foi necessário, pois devido a uma similar distribuição de número de partículas detectadas, conforme Figura 4.18, dificuldades foram encontradas na alimentação com o menor diâmetro, necessitando assim de um espaço maior no qual as partículas pudessem fluir.

Vale também ressaltar que a potência do laser utilizada para a aquisição destes dados foi de 0,5W, conforme será mostrado mais detalhadamente nos resultados.

Vale ressaltar que a posição espacial e as condições de mistura utilizadas possuem influência sobre a variação dos valores de diâmetro médio de Sauter obtidos. Um exemplo desta variação são os valores para o diâmetro médio de Sauter visualizados nas Figuras 4.17 e 4.19, as quais apresentam valores de diâmetro médio de Sauter iguais a 46,78 μm e 48,88 μm , respectivamente.

Embora, como visto anteriormente, valores similares do número de partículas detectadas fossem observados entre as duas classes de diâmetro, isto não foi constatado em relação a análise da fração mássica de partículas na mistura. Sendo assim, foi verificado que a quantidade mássica de partículas para cada um dos diâmetros médios foi de 12% e 88%, respectivamente, para os diâmetros de $d_{p,s} = 50 \mu\text{m}$ e $d_{p,s} = 90 \mu\text{m}$.

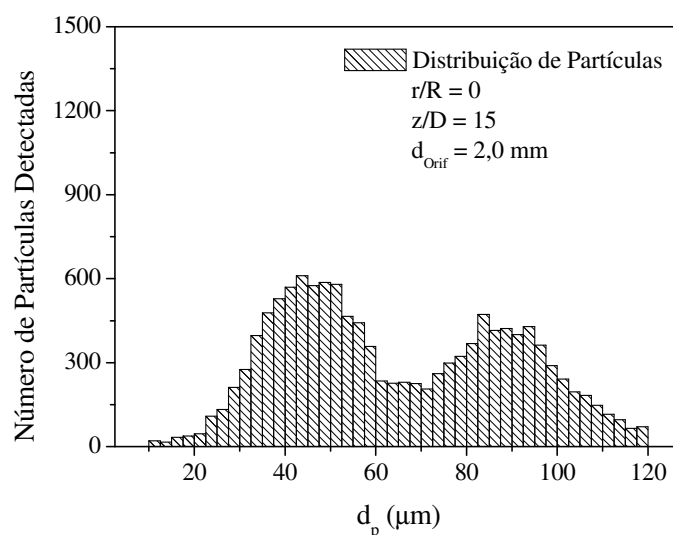


Figure 4.18 – Distribuição do número de partículas para o estudo de caso 3.

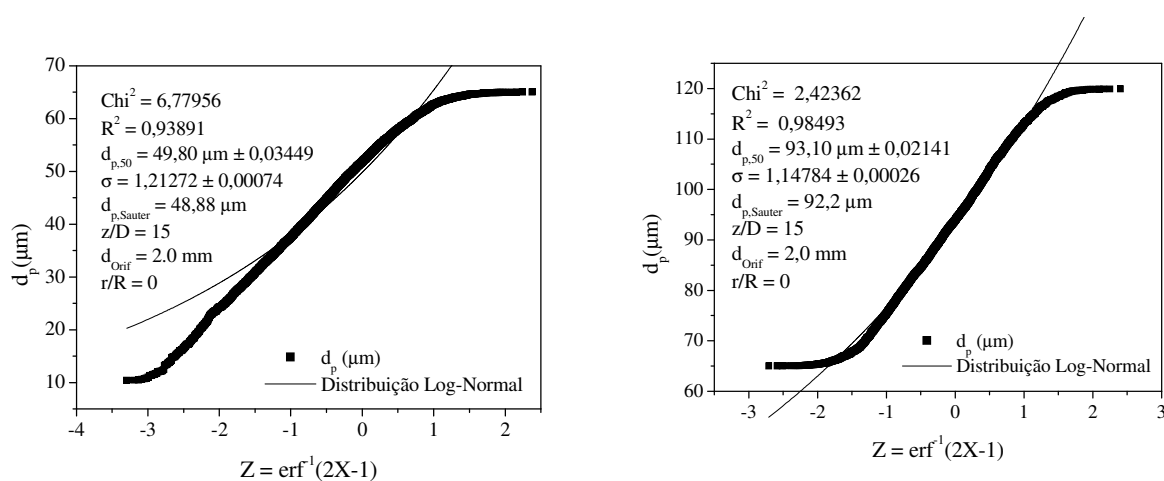


Figure 4.19 – Análise log-normal da distribuição de partículas para o estudo de caso 3.

De forma análoga a Figura 4.17, a Figura 4.19 mostra os diâmetros médios de Sauter, utilizados para a determinação dos diâmetros médios de partícula para cada classe analisada.

4.4. Leitura e Conversão de Dados

O “software” empregado na aquisição de dados experimentais, conhecido como “PDA-Messungen”, é utilizado para a obtenção de uma faixa completa do sinal de partículas em um determinado ponto do escoamento bifásico em um jato, para um tempo pré-determinado. Estes dados são utilizados, posteriormente, para o pós-processamento, permitindo assim a aquisição de dados referentes à velocidade instantânea e diâmetro de partícula, dados estes utilizados para a análise dos demais parâmetros do escoamento.

Este software, aprimorado por Franke e Menn (2002) para a carta de medição PCI.212 / MI.3012, foi elaborado por Tillwick (1999). Assim, dados referentes à configuração geométrica do equipamento de PDA e dados ópticos do mesmo, os quais são apresentados no item 4.2.1 deste capítulo, foram inseridos no “PDA Messungen”, fornecendo assim os dados relacionados as características do escoamento no ponto analisado.

Paralelamente a este software de medição, Franke e Menn (2002) desenvolveram um software, conhecido como “PDA Wizard” para a análise dos dados obtidos. Neste software, todo o tempo de medição, neste caso 5s, é analisado no modo “off-line” para toda banda do sinal. Este sinal inicialmente analisado por um algoritmo de FFT, é investigado pela detecção de um “burst” em cada receptor. Assim, para a faixa de frequência analisada, partículas são validadas caso a ocorrência das mesmas seja detectada simultaneamente pelos dois receptores, conforme visualizado na Figura 4.20.

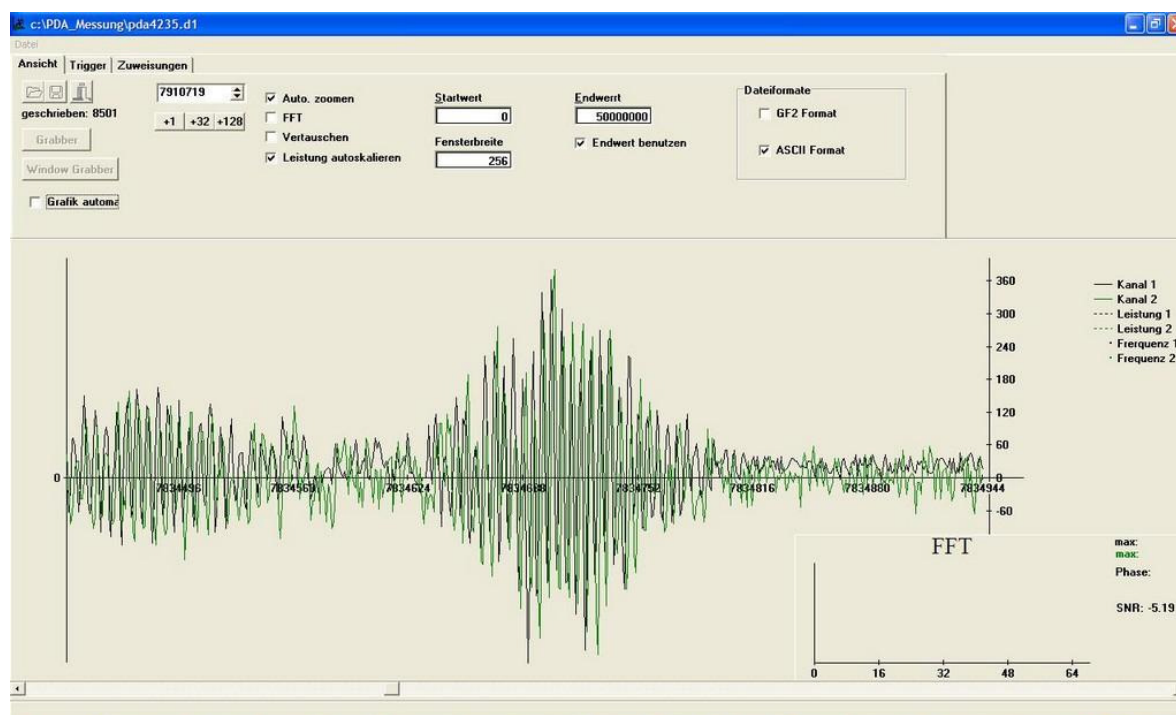


Figura 4.20 – Pós-processamento dos dados medidos.

Com auxílio deste software, aproximadamente 30.000 partículas são detectadas para um tempo total de medição de 5s utilizando a potência de laser de 1,0 W, e aproximadamente 20.000 partículas para o mesmo tempo anterior, mas utilizando a potência de 0,5 W, evidenciando assim a dependência do número de partículas detectadas com a potência do laser.

Para a análise dos parâmetros do escoamento, tais como diâmetro de partícula, velocidade média, velocidade RMS, intensidade de turbulência e ECLE, esta última em termos de Chi^2 e número de desvios, além do sinal, devido ao tratamento diferenciado do mesmo no filtro, o software Matlab 6.5 é utilizado. Neste software, um algoritmo foi desenvolvido de modo que diferentes dados respectivos a um mesmo ponto pudessem ser tratados simultaneamente na forma de matrizes, fornecendo assim os resultados esperados. Após a obtenção destes resultados, o “software” Origin 6.0, foi utilizado para a confecção dos gráficos.

CAPÍTULO 5

5. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Os resultados obtidos são apresentados a seguir na ordem cronológica em que o jato bifásico foi estudado.

Inicialmente é realizada uma análise de simetria no jato, com intuito de verificar a possibilidade da existência de uma condição de simetria, o que implica a aquisição de um número 50% menor de dados, pelo menos.

Após esta análise, três diferentes estudos de casos são investigados. O primeiro consiste em analisar a influência do valor do número de Reynolds em relação a diferentes parâmetros do escoamento. O segundo diz respeito a uma mistura com valores médios de diâmetros de partícula aproximados a 50 μm e 90 μm , valores estes similares aos utilizados por Sakakibara *et al.* (1995) em seus experimentos, em uma relação mássica de partículas na mistura de 52% e 48%, respectivamente. Por fim, uma mistura contendo os mesmos valores de diâmetro de partícula do estudo de caso anterior, mas em uma relação mássica na mistura de 12% e 88%.

Estudos relacionados aos perfis de velocidade média, velocidade RMS e intensidade de turbulência são obtidos para todos os estudos de caso citados anteriormente, além de uma investigação detalhada em relação à ocorrência de ECLE, por meio da análise estatística de Chi^2 e número de desvios, permitindo assim a obtenção de informações para o entendimento da fluidodinâmica das estruturas do escoamento em relação à fase dispersa de um jato livre circular e bifásico.

5.1. Análise da Condição de Simetria

Os resultados aqui apresentados são normalizados em relação à velocidade inicial no orifício de formação do jato, de 8,255m/s, e em relação ao raio do tubo R, sendo R um valor constante em todas as medidas e igual a 6 mm.

Os resultados da análise de simetria são apresentados nas Figuras 5.1, em relação ao perfil médio de velocidade e Figura 5.2, em relação ao perfil de velocidade RMS e a intensidade de turbulência, respectivamente. Ambas as medidas foram realizadas na posição axial z/D igual a 12,5, a partir da saída do duto.

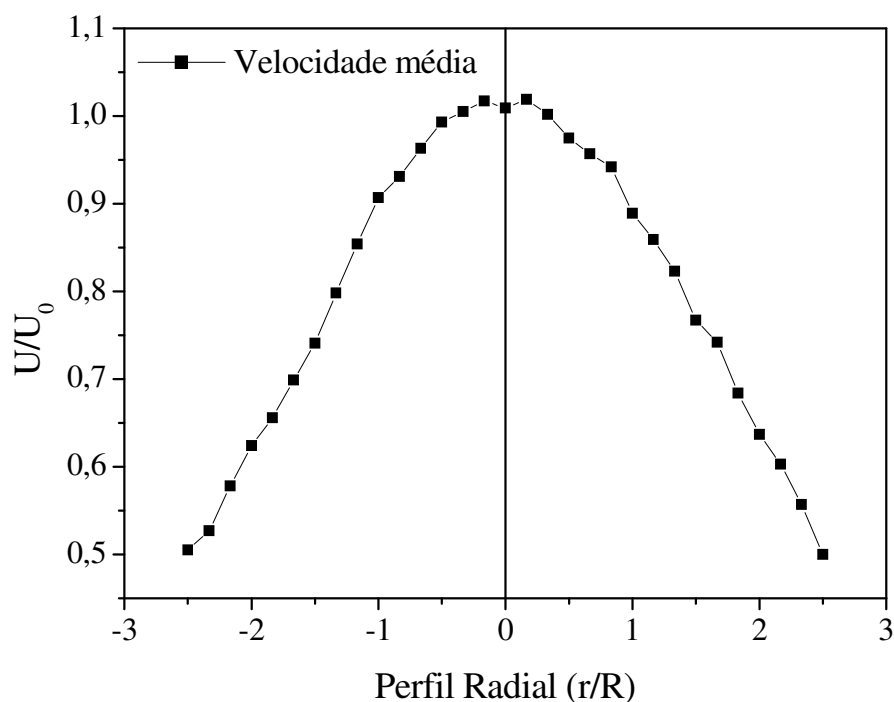


Figura 5.1 – Análise da simetria em relação à velocidade média em $z/D = 12,5$.

Analisando os resultados obtidos na Figuras 5.1 e Figura 5.2, é possível verificar que os perfis de velocidade média, velocidade RMS e intensidade de turbulência apresentam condição de simetria. O fato de os perfis de velocidade RMS e intensidade de turbulência apresentar um desvio no perfil no ponto $r/R = 0,17$ pode ser atribuído a pequenas perturbações ou a erros de medida, os quais não interferem na condição de simetria do escoamento. Foi também observado neste estudo, que em regiões mais distantes da saída do duto, tais perturbações não ocorrem, o que fortalece a utilização da condição de simetria na aquisição dos dados.

Após esta análise, optou-se pela aquisição de dados somente em relação às posições de valores positivos em relação ao eixo x, diminuindo em 50% o número de dados a serem coletados, o que está de acordo com outras pesquisas encontradas na literatura para jatos livres, como por exemplo, Tso e Hussain (1989), Neill *et al.* (2004), Aísa *et al.* (2004), Yang *et al.* (2007), entre outros.

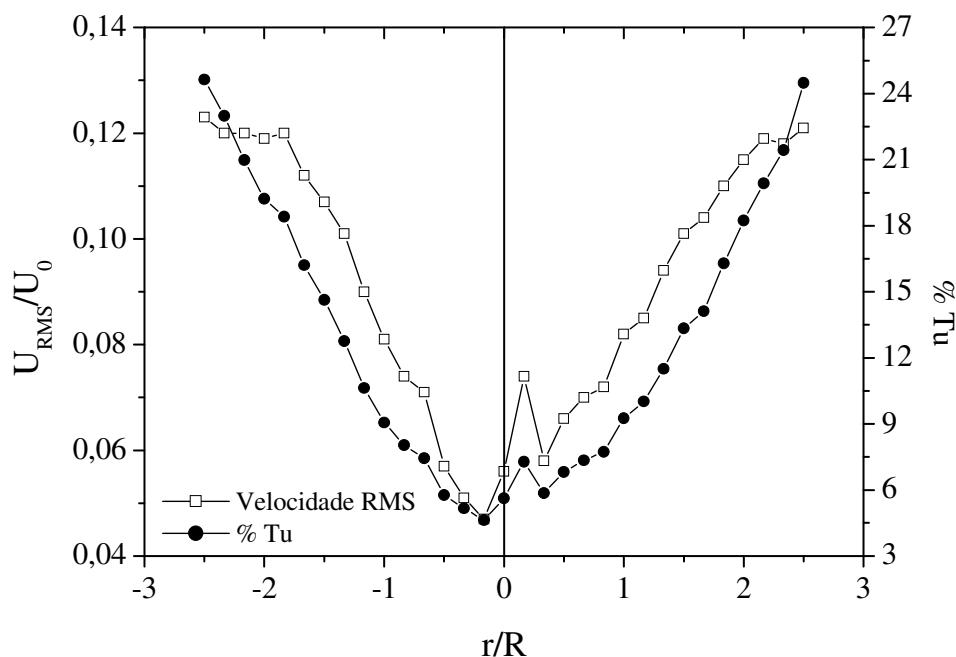


Figura 5.2 – Análise da simetria da velocidade RMS e da intensidade de turbulência.

5.2. Estudo de Caso Um – Análise da Influência da Velocidade Inicial

A Figura 5.3 representa os padrões de escoamento gás-sólido em diferentes posições axiais a partir da saída do duto, obtidos pela utilização de uma câmara fotográfica de alta resolução com luz estroboscópica sensibilizando o meio. É possível observar de forma clara o comportamento da fase dispersa em relação à fase contínua, em uma condição de velocidade inicial de 8,25 m/s e número de Reynolds de 5.543.

Este comportamento no escoamento pode ser diretamente relacionado a um número de Stokes muito maior que um. Assim, apesar das partículas possuírem um diâmetro médio de 50 μm , o que fornece perfis mais claros de intensidade de turbulência, não necessariamente deve ocorrer uma abertura da região cônica do jato, em relação à fase dispersa, devido aos valores mais elevados de números de Stokes observados nesta condição.

As observações relacionadas à fase dispersa, mostradas na Figura 5.3, estão de acordo com os estudos desenvolvidos por Gillandt *et al.* (2001) e Yang *et al.* (2007), os quais observaram que partículas com número de Stokes maiores tendem a alterar as características das estruturas turbulentas do escoamento. Paralelamente, Yang *et al.* (2007) observaram que em escoamentos em que altos valores de Stokes são atingidos, existe uma tendência na formação de uma trança de partículas ao longo de uma linha entre as vizinhanças e os vórtices formados pelas ECLE.

Além disto, a dispersão lateral de partículas é muito baixa, quando comparada àquelas com valores de Stokes menores, o que está de acordo com as observações realizadas nesta pesquisa. Para baixos valores de Stokes, a dispersão é predominantemente realizada por ECLE.

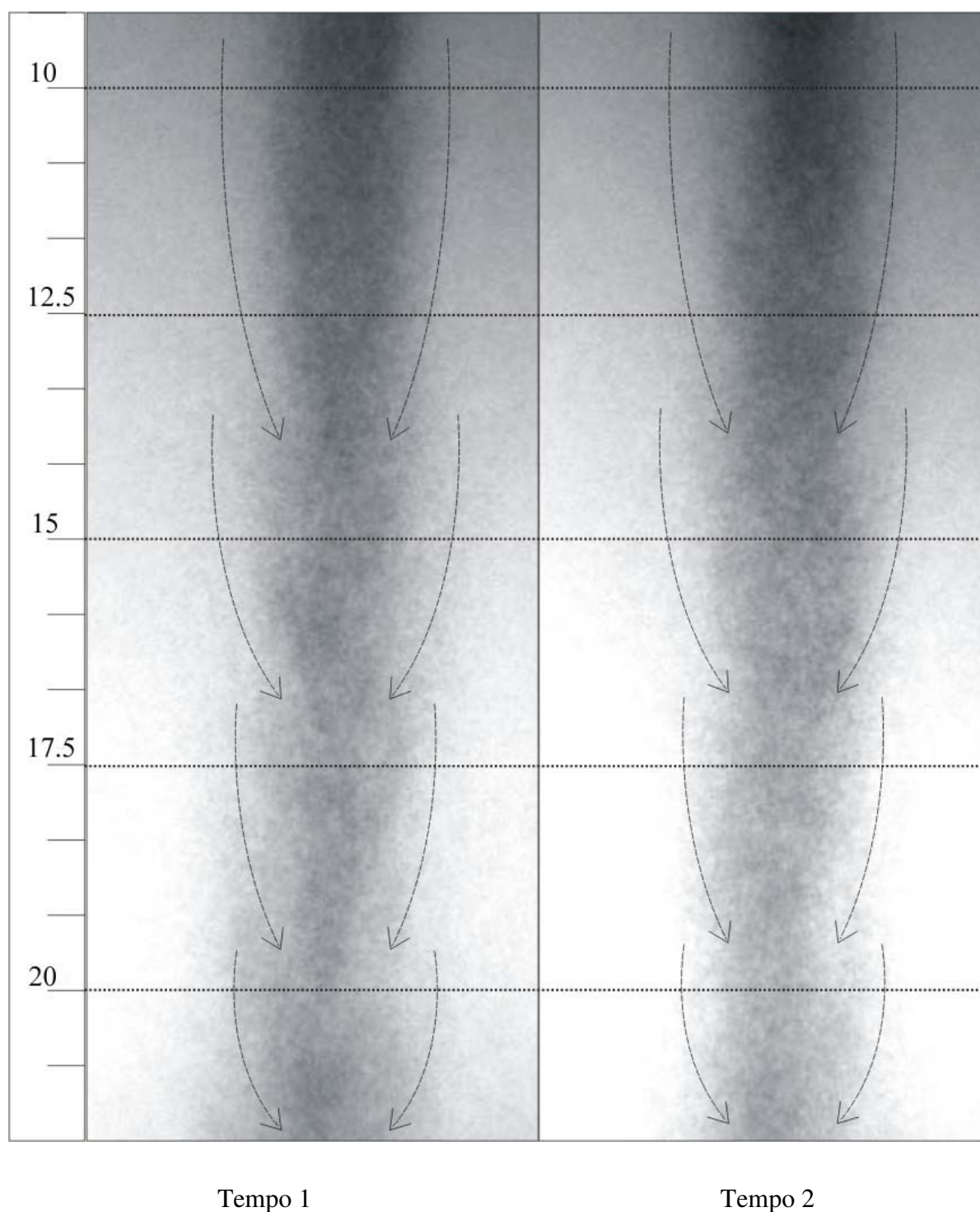


Figura 5.3 – Padrões do escoamento gás-sólido.

É importante observar que a Figura 5.3 foi obtida para diferentes condições de tempo, o que fornece indícios de existência de padrões no escoamento, uma vez que a re-

entrada ocorre em posições similares em ambos os tempos. As setas fornecem também indícios de uma reentrada de quantidade de movimento da fase contínua das fronteiras em direção ao centro do jato, perturbando assim a fase dispersa, e formando “clusters” de partículas devido a presença de ECLE. Uma razão para estes fenômenos, pode estar relacionada ao campo de pressão, o qual está associado ao movimento da ECLE, conforme observado também por Zaman e Hussain (1981). Estes campos de pressão, de um modo mais específico, as zonas de baixa pressão, provocam a formação de instabilidades no escoamento provocando assim uma maior quantidade de movimento em direção às regiões indicadas pelas setas.

5.2.1. Velocidade Média

Estudos relacionados ao comportamento da velocidade média em relação às diferentes condições de velocidade inicial e número de Reynolds são analisados. Perfis radiais de velocidade média da fase partícula (U_0) de 8,25, 9,64, 11,78, 13,23 e 15,83 m/s com valores de números de Reynolds de 5.543, 6.471, 7.911, 8.884 e 10.627, respectivamente, são apresentados na Figura 5.4.

É interessante perceber que, com o incremento da velocidade inicial, e conseqüentemente do número de Reynolds, variações maiores de uma mesma velocidade ocorrem entre os pontos mais e menos afastados do orifício do jato. É possível observar que, por exemplo, para a velocidade de 8,25 m/s, uma variação de velocidade média normalizada entre as regiões $z/D = 10$ e $z/D = 20$ é de apenas 0,05, enquanto que para uma velocidade inicial de 15,83 m/s, em relação aos mesmos pontos, uma variação de 0,117 é observada, o que corresponde a uma variação de 134 % em relação à velocidade mais baixa.

Isto pode ser explicado pelo fato de que em escoamentos com maiores números de Reynolds, ocorre uma maior dispersão de quantidade de movimento radial, quando comparados aos valores obtidos em condições de números de Reynolds mais baixos, resultando assim em um decaimento mais acentuado da velocidade axial no centro do jato.

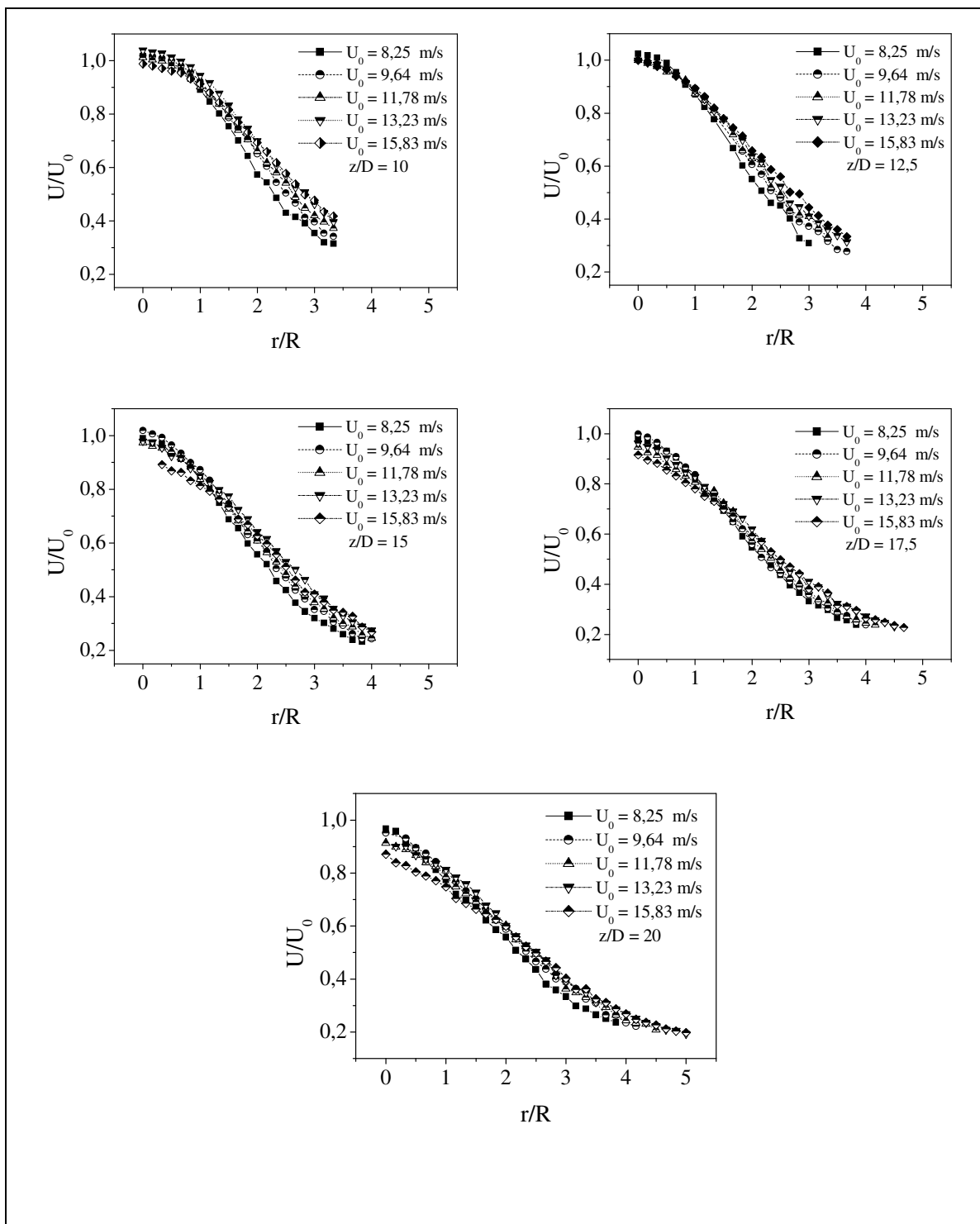


Figura 5.4 - Comparações dos perfis radiais de velocidade média em diferentes condições de velocidade inicial e posições axiais ($z/D = 10; 12,5; 15; 17,5; 20$).

Estes resultados experimentais estão de acordo com dados da literatura, a qual se refere à região de escoamento desenvolvido como uma região onde são observadas pequenas variações no perfil radial de velocidade média (Perry e Green (1999)).

Outro ponto interessante a ser observado é que em uma faixa radial r/R entre 1,0 e 2,0, existe um ponto de convergência dos perfis, o que indica que nesta região exista fenômenos relacionados às estruturas do escoamento. No entanto, são necessários dados adicionais de outras variáveis para que conclusões a este respeito possam ser obtidas.

5.2.2. Velocidade RMS

Nas Figuras 5.5 e 5.6, diferentes perfis de velocidade RMS, normalizados em relação à velocidade inicial no centro do jato, são analisados em posições axiais $z/D = 10, 12,5, 15, 17,5$ e 20 , normalizadas em relação ao diâmetro do bocal do jato, a partir da saída do mesmo, em diferentes condições de velocidade inicial.

As diferenças associadas a ambas as Figuras são meramente relacionadas à visualização dos resultados. A Figura 5.5 apresenta uma comparação entre diferentes valores de velocidades iniciais ($U_0 = 8,25, 9,64, 11,78, 13,23$ e $15,23$ m/s) para uma determinada posição axial, facilitando assim, a percepção dos fenômenos relacionados aos diferentes valores de velocidade RMS naquela posição axial fixa do jato. Já a Figura 5.6 compara os resultados, de uma única condição de velocidade inicial, em diferentes posições axiais ($z/D = 10, 12,5, 15, 17,5$ e 20), o que torna mais fácil o entendimento do mapa de velocidade RMS ao longo das diferentes posições axiais analisadas.

É possível observar na Figura 5.5 que em todas as diferentes posições axiais analisadas ocorre um aumento na instabilidade do perfil de velocidade RMS no centro do jato, à medida que a velocidade inicial aumenta. Estas oscilações são mais evidentes para os valores de velocidades iniciais iguais a $U_0 = 13,23$ m/s e $15,83$ m/s. Uma hipótese para tais oscilações poderia ser atribuída ao choque interparticular. Apesar de o escoamento ser considerado diluído, ou seja, com razão de carga variando entre aproximadamente 3,1 e 3,7, para as velocidades acima mencionadas, respectivamente, choques entre partículas poderiam ocorrer mais facilmente em comparação com os dados obtidos para números de

Reynolds mais baixos. Estes choques, por sua vez, poderiam “frear” ou “acelerar” as partículas gerando uma maior variação em torno da média de velocidade, e consequentemente, maiores valores de velocidade RMS.

Outro aspecto importante a ser também observado, é que com o incremento da velocidade inicial, valores maiores dos picos de velocidade RMS são alcançados, o que já era esperado. Além disto, à medida que a velocidade inicial aumenta, um deslocamento radial no pico máximo de velocidade RMS em direção as regiões externas do jato é observado, com o incremento da distância axial.

A questão do aumento da distância é explicada por meio do critério de amostragem, que contabiliza como ponto válido um número de partículas mínimo de 1000 para cada 5 s medidos. Assim, com o aumento da velocidade, uma maior distribuição de partículas ao longo do perfil radial foi alcançada, o que sugere um aumento da região cônica do jato com o incremento da velocidade inicial. Já a questão do deslocamento do pico, em direção as regiões mais afastadas do centro do jato, pode ser explicada pelo aumento das instabilidades da fase dispersa com o incremento da velocidade inicial.

A velocidade é diretamente proporcional ao número de Reynolds da fase contínua, ou seja, o incremento de velocidade gera maiores números de Reynolds, o que significa maiores níveis de turbulência, que são diretamente relacionados a estas instabilidades. Assim, pode-se concluir que o aumento de turbulência da fase contínua provoca uma expansão cônica, em jatos livres, da fase dispersa, que consequentemente redireciona seu pico de maior velocidade RMS em direção a pontos radiais mais afastados do centro do jato.

Analisando a Figura 5.6, é possível observar uma tendência similar dos perfis de velocidade RMS, para uma única condição de velocidade inicial, em diferentes posições axiais. Uma informação interessante, em relação à influência da velocidade inicial sobre o perfil, pode ser visualizada nos quadros internos da Figura em questão.

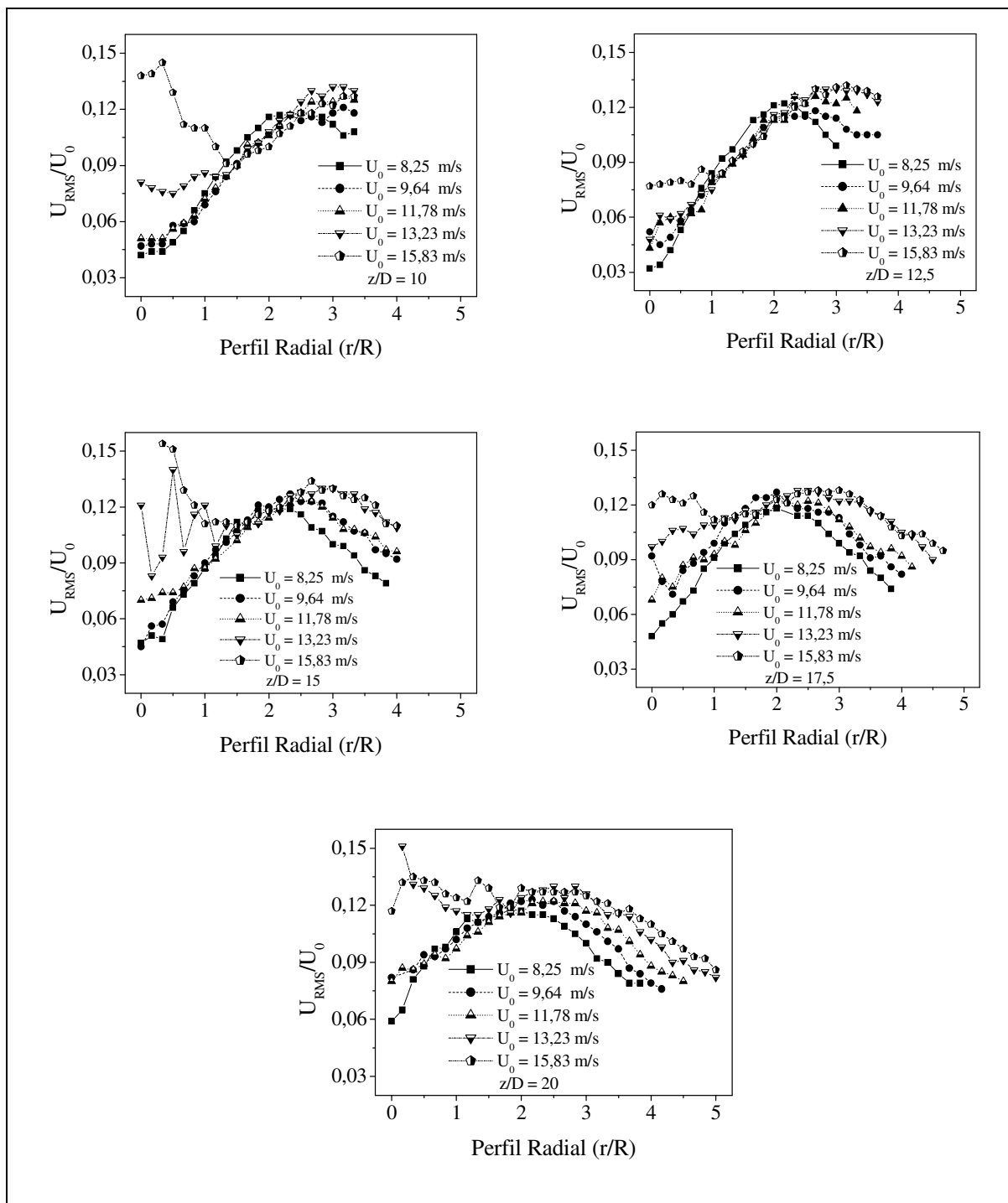


Figura 5.5 - Comparações dos perfis de velocidade RMS em posição axial constante ($z/D = 10; 12,5; 15; 17,5; 20$).

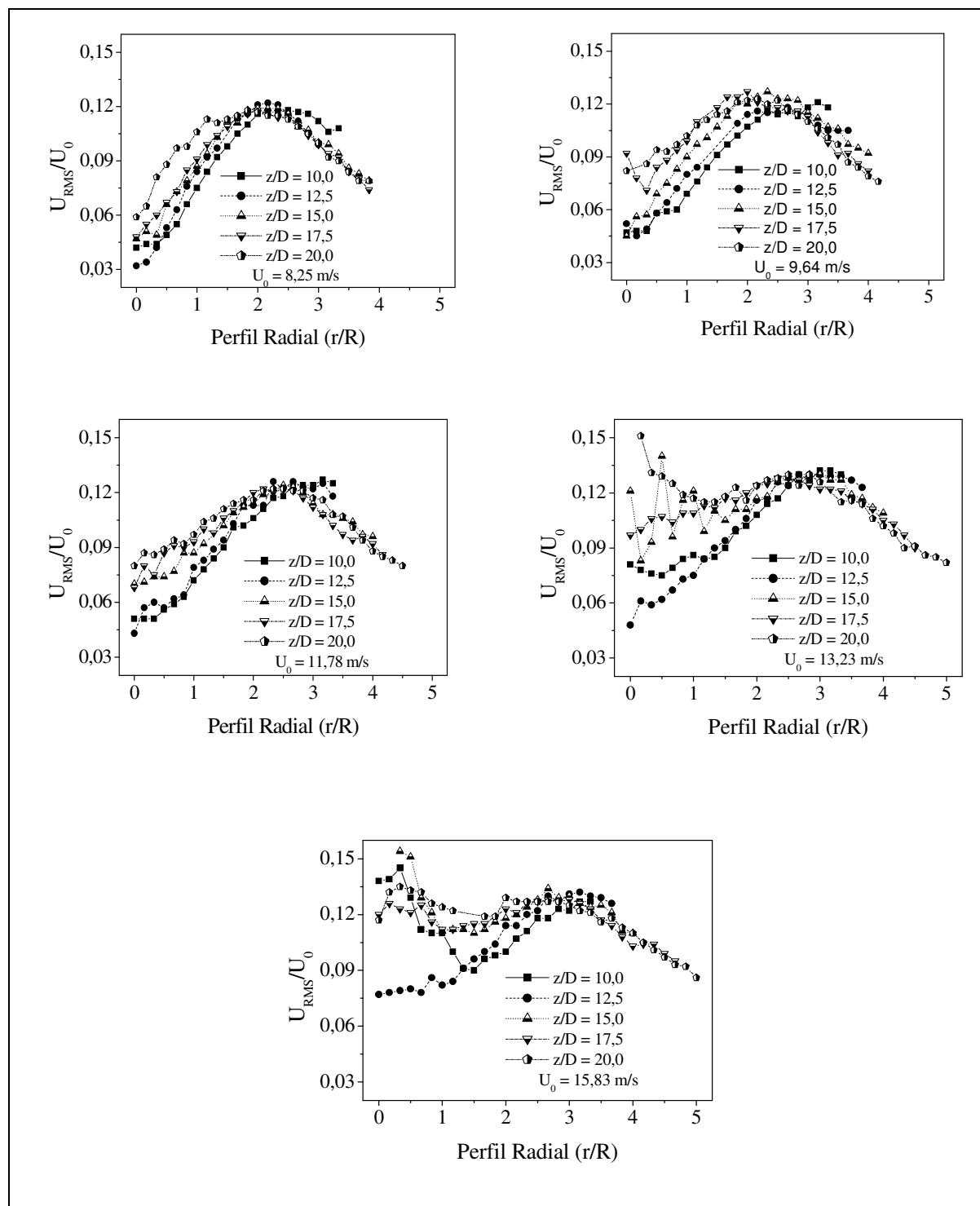


Figura 5.6 - Comparações dos perfis de velocidade RMS em condições de velocidade inicial constante ($U_0 = 8,25; 9,64; 11,78; 13,23; 15,83$ m/s).

Para valores mais baixos de velocidade inicial, poucas alterações no perfil de velocidade RMS ocorrem tanto na direção radial quanto na axial, permanecendo os perfis quase que idênticos do ponto de vista de distribuição. Com o aumento destas velocidades, maiores diferenças entre os perfis são observadas. Assim, para valores de velocidades iniciais de 13,23 m/s e 15,83 m/s, praticamente nenhuma similaridade entre os perfis na região central do jato são visualizadas.

Analogamente a situação encontrada na Figura 5.5, em relação ao incremento de velocidade, é também possível observar na Figura 5.6 um aumento nas posições radiais à medida que a distância axial aumenta, o que fornece também evidências de uma abertura cônica da fase dispersa com o aumento da distância axial.

É também perceptível, tanto na Figura 5.5 quanto na Figura 5.6, que em relação a diferentes velocidades iniciais e diferentes posições axiais, respectivamente, um mesmo perfil radial de velocidade RMS possui um comportamento onde um valor máximo e mínimo de velocidade RMS é observado. Assim, após o perfil atingir seu valor máximo em uma posição mediana do perfil, o mesmo sofre uma inversão, de forma que a partir desta posição, uma diminuição nos valores de velocidade RMS ocorre. Para o incremento de velocidade, Figura 5.5, isto pode ser explicado pela dispersão lateral de turbulência que, conforme já observado na análise do perfil de velocidade média, e por Gillandt *et al.* (2001), transfere velocidade lateralmente, deslocando levemente este pico em direção a maiores valores de r/R . Já para o aumento da relação z/D , isto pode ser explicado pela forma cônica do jato, o qual se torna maior com o incremento da distância axial, promovendo assim o deslocamento destes picos em direção à fronteira do jato.

5.2.3. Intensidade de Turbulência

As Figuras 5.7 e 5.8 apresentam os resultados dos perfis de percentual de intensidade de turbulência, para diferentes condições de velocidade inicial e distância axial, similarmente aos estudos realizados para os perfis de velocidade RMS.

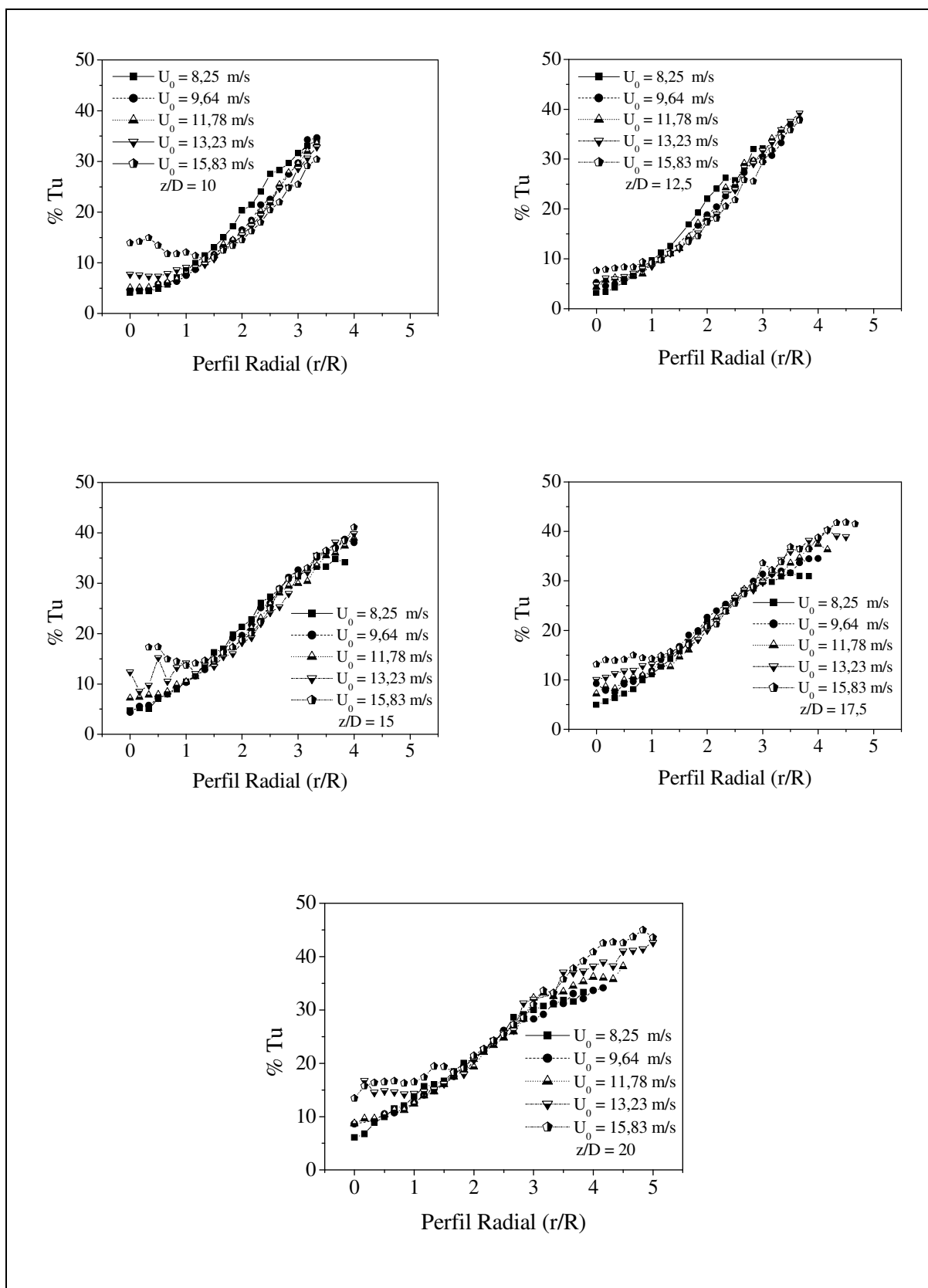


Figura 5.7 – Comparações dos perfis de intensidade de turbulência em posição axial constante ($z/D = 10; 12,5; 15; 17,5; 20$).

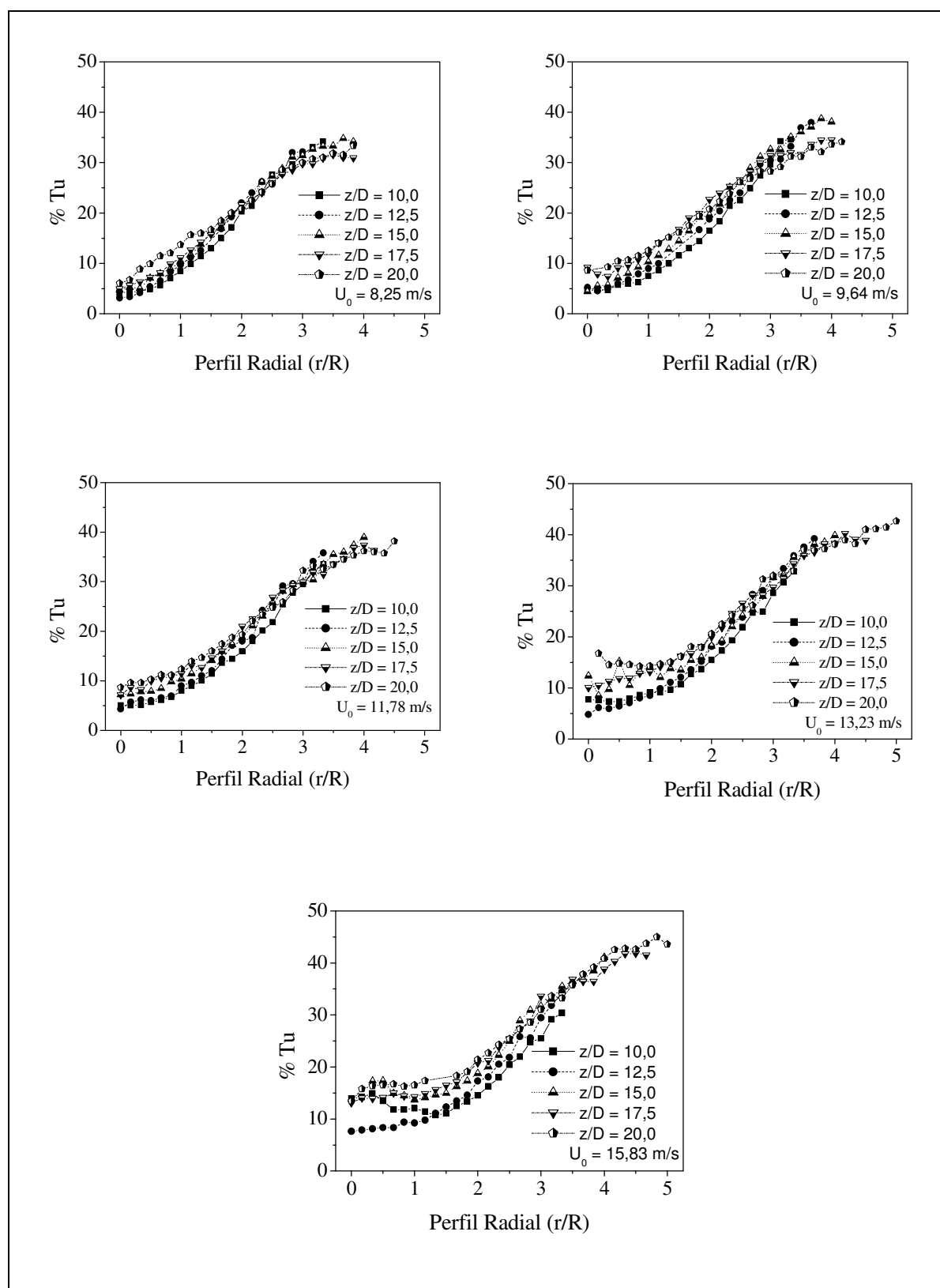


Figura 5.8 – Comparações dos perfis de intensidade de turbulência em condições de velocidade inicial constante ($U_0 = 8,25; 9,64; 11,78; 13,23; 15,83$ m/s).

Os resultados aqui analisados são novamente abordados de forma análoga aos apresentados nas Figuras 5.5 e 5.6. Assim, a Figura 5.7 apresenta resultados relacionados a diferentes valores de velocidade inicial analisados em posições axiais fixas do jato, e a Figura 5.8 fornece dados de uma mesma condição de velocidade inicial em diferentes posições axiais ao longo do jato. Esta visualização, como comentado anteriormente, facilita o entendimento dos dados de intensidade de turbulência nas diferentes condições analisadas.

É interessante perceber que, à medida que a condição de velocidade aumenta, maiores são os valores de percentual de intensidade de turbulência, tanto no centro do jato, quanto em posições radiais mais afastadas.

Pode-se observar após análise da Figura 5.7, que o perfil de intensidade de turbulência não apresenta um padrão pré-definido. Por exemplo, na Figura 5.8, quando comparados os perfis nas posições axiais normalizadas de 10 e 12,5 com as demais, percebe-se certa variação nos valores de intensidade de turbulência. É possível notar, nos demais perfis, que quanto maior a condição de velocidade inicial, maior é o valor de intensidade de turbulência, tanto no centro do jato, quanto nas regiões radiais mais afastadas. No entanto, esta tendência não é observada para a condição de velocidade inicial de 15,82 m/s nas posições axiais de 10 e 12,5.

Nestas posições z/D , principalmente em 10, percebe-se que o aumento da velocidade fornece valores menores de intensidade de turbulência, em posições radiais mais afastadas do centro do jato. Isto sugere que a dispersão lateral de partículas aumenta com o incremento da distância axial, o que está completamente de acordo com os resultados mostrados na Figura 5.7 e Figura 5.8.

Os resultados apresentados na Figura 5.8 mostram que, para uma mesma condição de velocidade inicial, existe uma tendência similar dos perfis radiais de intensidade de turbulência ao longo das posições axiais. Além disto, não há variação significativa entre o percentual de intensidade de turbulência dos resultados obtidos, em condições de velocidade inicial distintas. Para ilustrar esta afirmação, tem-se, por exemplo, uma comparação entre as condições de velocidades iniciais de 8,25 m/s e 15,82 m/s, a uma posição axial intermediária $z/D = 15$. Nestas condições são observados que os valores de

percentual de intensidade de turbulência são similares entre si, ou seja, 28,5% e 29,5%, respectivamente, o que sugere que o incremento nos valores de intensidade de turbulência com o incremento de velocidade ocorre, na maioria dos casos, de forma proporcional, não havendo assim alterações bruscas de comportamento no jato para as condições analisadas.

Estas observações estão de acordo com as justificativas e observações relacionadas aos perfis de velocidade RMS e velocidade média, uma vez que a intensidade de turbulência é obtida por meio desta relação.

5.2.4. Análise de Estruturas Coerentes de Larga Escala (ECLE)

A análise das estruturas coerentes de largas escalas em fases dispersas pode ser realizada por meio do estudo estatístico em múltiplos pontos, conforme apresentado no capítulo 3, técnica esta conhecida como IAT, pela análise de Chi^2 e número de desvios, a qual fornece dados sobre a estabilidade/instabilidade das estruturas do escoamento de um jato bifásico.

Um exemplo de escoamento instável são as ECLE presentes no escoamento de um jato bifásico livre, as quais são responsáveis pela formação de “cluster” de partículas, conforme relatado por Longmire e Eaton (1992).

5.2.4.1 Análise de Chi^2 e Número de Desvios

Nas figuras a seguir, são apresentados os perfis de Chi^2 e o número de desvios em diferentes posições axiais do jato, conforme análises anteriores, para diferentes condições de velocidade inicial, de forma a investigar em quais condições os maiores valores destes são alcançados. Pode-se verificar que nestas posições, onde estes máximos valores são observados, zonas de instabilidade ocorrem, o que fornece fortes indícios de formação de ECLE e, consequentemente, “clusters” de partículas (Heinlein e Fritsching (2006)). Além

disto, o número de desvios fornece uma informação adicional, pois quanto maior o valor do mesmo, nestes locais onde altos valores de Chi^2 são observados, maiores são as possibilidades de que os resultados referentes somente aos altos valores de Chi^2 não sejam devido a flutuações randômicas, fortalecendo ainda mais os indícios de formação de ECLE nestes locais.

As Figuras 5.9, 5.10, 5.11, 5.12 e 5.13 apresentam os resultados obtidos nas duas diferentes análises, Chi^2 e o número de desvios, em diferentes condições operacionais. Cada uma destas Figuras possui posições axiais distintas, a partir da saída do jato. Analisando os perfis de Chi^2 e número de desvios, nota-se a similaridade entre os valores máximos encontrados em ambos os perfis, ou seja, na mesma posição radial, onde o máximo valor de Chi^2 é visualizado, também se localiza o maior valor do número de desvios. Estas observações foram constatadas em praticamente todos os resultados observados, o que significa que nos pontos onde altos valores de Chi^2 são observados, há uma grande possibilidade de ECLE ocorrerem. Entretanto, é também importante salientar que à medida que os valores de Chi^2 diminuem, maiores são as chances destes valores serem devidos a flutuações randômicas.

É também interessante perceber que diferentes valores máximos de Chi^2 são observados em diferentes perfis, e em diferentes condições de velocidade inicial, como por exemplo, para a distância axial $z/D = 10$, onde o valor máximo de Chi^2 foi igual a 578, a uma posição radial $r/R = 1,833$ e obtido para a condição de velocidade inicial igual a 9,64 m/s. Para $z/D = 12,5$ o valor de Chi^2 foi de 390,04, a $r/R = 1,333$ e $U_o = 8,25$. Em $z/D = 15$, o valor de Chi^2 foi de 689,83, em $r/R = 1,667$ a $U_o = 9,64$, e assim sucessivamente até a distância axial de $z/D = 20$. É possível afirmar, a partir destes valores, que existem fortes indícios de formação de ECLE nestas posições, independentemente dos padrões de escoamento observados.

É possível concluir também, que não há um movimento radial consistente dos picos de Chi^2 em direção às fronteiras do jato, na medida em que a posição axial aumenta, o que mostra que em relação à fase dispersa existe a formação de uma trança de partículas ao longo de uma linha entre as vizinhanças e os vórtices, também visualizada na Figura 5.4, e constatada por Yang (2007). É também plausível afirmar que estruturas elípticas de vórtices não dominam o escoamento nestes pontos em relação à fase discreta, conforme relatado por

Tso e Hussain (1989), sendo estas as principais responsáveis pelo movimento radial das ECLE, conforme o avanço axial.

No entanto, os valores máximos de Chi^2 diminuem, com o aumento da distância axial, a partir da saída do duto, o que sugere que as ECLE são dissipadas em escalas menores, sucessivamente, com o aumento da distância axial do duto. Outro ponto importante levantado por Ribeiro e Whitelaw (1980) e observado nestes experimentos, é que estruturas coerentes exercem uma forte influência no campo do escoamento a valores de Reynolds mais baixos, sugerindo uma concreta existência de ECLE nestas condições, e consequentemente a formação de “clusters” de partículas. Por este motivo, se pode entender o porquê dos baixos valores de Chi^2 nestas posições axiais mais distantes da saída do duto, o que sugere que estes valores observados sejam devido à flutuações randômicas.

Para um entendimento melhor das observações relatadas anteriormente, pode-se tomar como exemplo a Figura 5.4. Nesta é possível observar uma maior concentração de partículas em posições axiais mais próximas a partir da saída do duto, e uma dispersão maior das mesmas em pontos axiais mais afastados. A re-entrada da fase contínua na fase dispersa provoca alterações no fluxo de partículas, o que pode também sugerir que a fase contínua atue em direção contrária à dispersão radial da fase discreta.

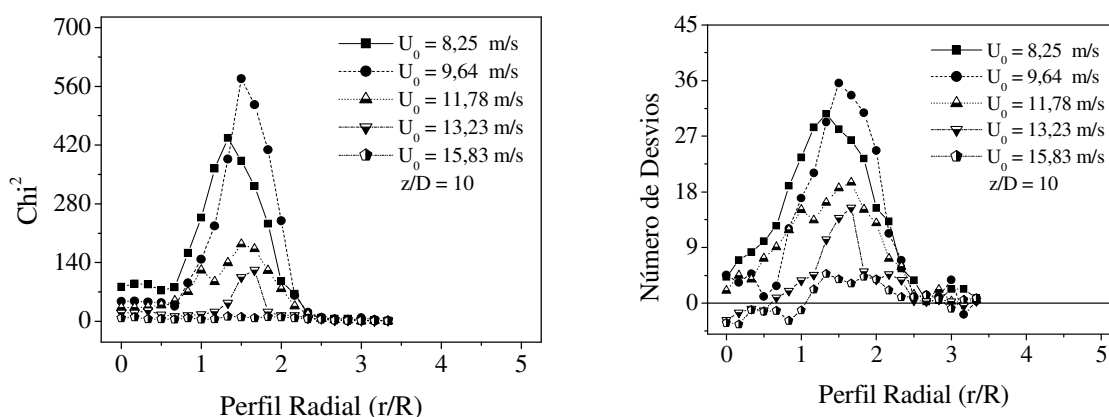


Figura 5.9 – Comparação entre perfis de Chi^2 e número de desvios para diferentes valores de velocidade inicial a $z/D = 10$.

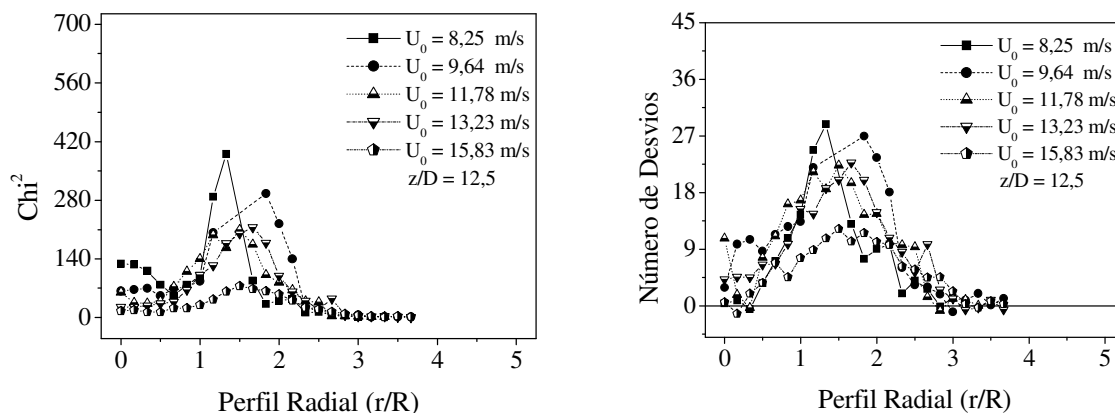


Figura 5.10 – Comparação entre perfis de χ^2 e número de desvios para diferentes valores de velocidade inicial a $z/D = 12,5$.

Vale ressaltar também que para a condição de velocidade inicial igual a 15,82 m/s, baixos valores de χ^2 foram observados, quando comparados com os valores medidos nas demais condições de velocidade inicial, o que sugere que as estruturas de larga escala observadas possam ser devido a flutuações randômicas.

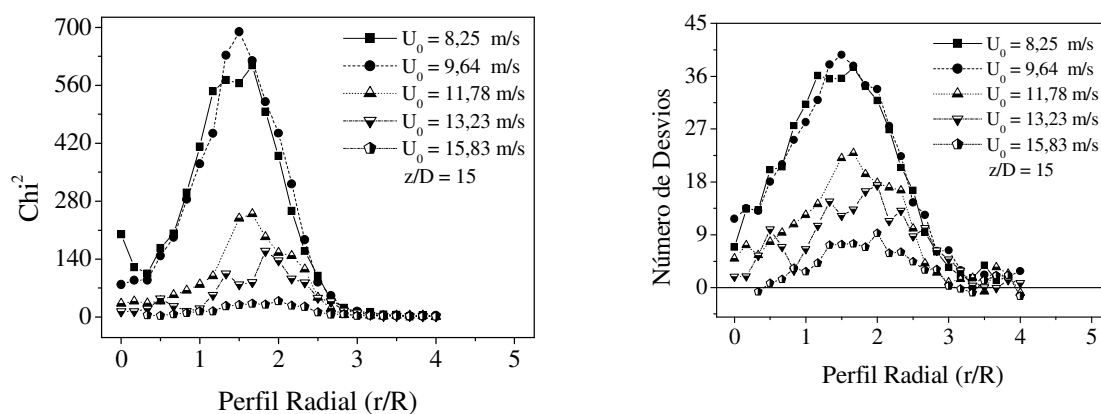


Figura 5.11 – Comparação entre perfis de χ^2 e número de desvios para diferentes valores de velocidade inicial a $z/D = 15$.

Em algumas observações realizadas, foi possível perceber uma maior amplitude radial de valores de Chi^2 , o que leva a confirmar que as re-entradas da fase contínua no seio da fase dispersa, conforme observado na Figura 5.4, agem diretamente sobre a dinâmica dos perfis adquiridos.

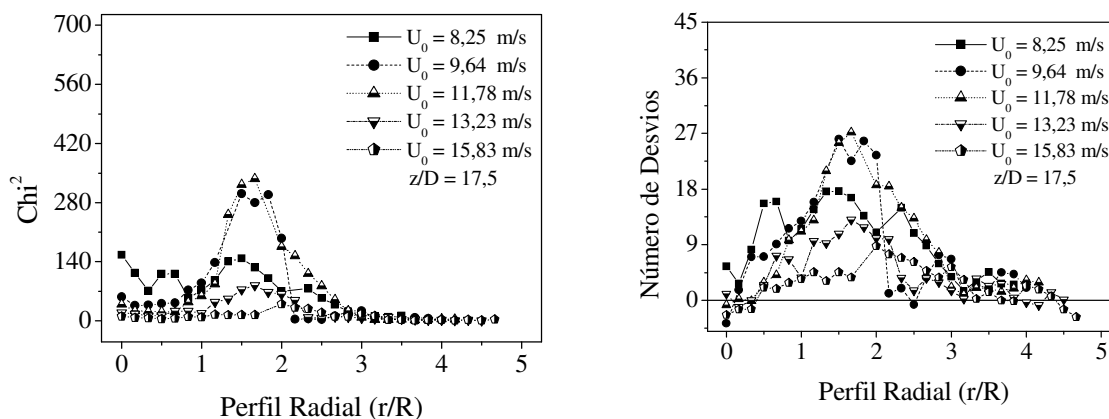


Figura 5.12 – Comparação entre perfis de Chi^2 e número de desvios para diferentes valores de velocidade inicial a $z/D = 17,5$.

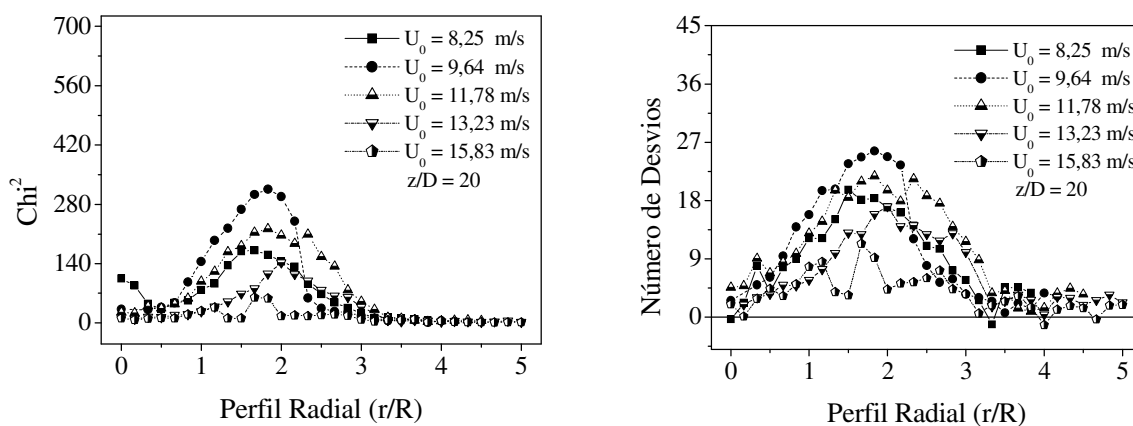


Figura 5.13 – Comparação entre perfis de Chi^2 e número de desvios para diferentes valores de velocidade inicial a $z/D = 20$.

Embora nas Figuras 5.9, 5.10, 5.11, 5.12 e 5.13 seja possível observar valores de Chi^2 relativamente altos no centro do jato para a condição de velocidade inicial de 8,25 m/s, o que indica a existência de ECLE, a análise do número de desvios permite dizer que estes valores altos de Chi^2 são devido a flutuações randômicas, situação esta também observada por Heinlein e Fritsching (2006), sugerindo que ECLE dificilmente ocorrem no centro do jato, nas condições operacionais e espaciais analisadas.

5.2.4.2 Distribuição IAT

De forma similar aos estudos dos perfis de Chi^2 e número de desvios, é apresentada nas Figuras 5.14, 5.15 e 5.16 uma análise pontual de IAT, de forma a comparar os dados experimentais medidos com a distribuição teórica de IAT desenvolvida por Edward e Marx (1995A, 1995B). Esta distribuição teórica representa o escoamento em um jato estacionário, onde ECLE não ocorrem.

Por outro lado, as informações mais importantes, relacionadas a este estudo, são encontradas nos menores valores de IAT, ou seja, nas primeiras colunas do gráfico. Pode-se afirmar que quanto maior a magnitude dos valores observados na primeira coluna, maiores são as chances de regiões de ECLE ocorrerem, e maior é o afastamento da condição de jato estacionário nestas regiões (Luong e Sojka (1999)).

Nas figuras a seguir, seis diferentes estudos são apresentados. Na Figura 5.14 é analisada a distribuição IAT em relação a uma posição radial $r/R = 1,833$, e axial de $z/D = 10$ e uma condição de velocidade inicial igual a 9,64 m/s.

É interessante perceber que na Figura 5.14, onde máximos valores de Chi^2 e número de desvios são observados, o tempo entre as partículas analisadas possui aproximadamente os valores de 0,056 ms a 0,477 ms, entre a primeira e a última coluna do gráfico, respectivamente. A primeira coluna, e mais importante, refere-se ao menor tempo observado entre duas partículas, e serve como referência na análise do número de desvios, fornecendo assim informações importantíssimas para a validação ou não dos resultados obtidos. Neste ponto analisado existe uma forte probabilidade de ECLE ocorrerem.

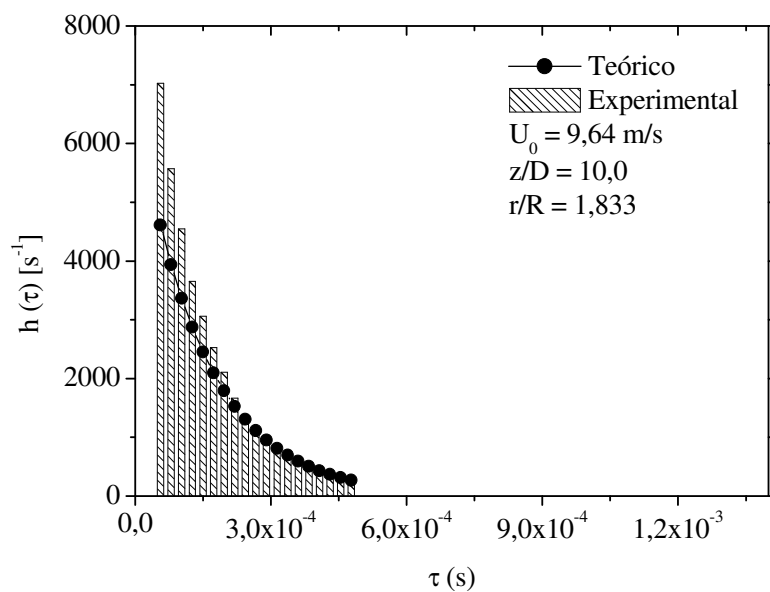


Figura 5.14 – Comparação entre valores de IAT para $r/R = 1,833$, $z/D = 10$ e $U_0 = 9,64$ m/s.

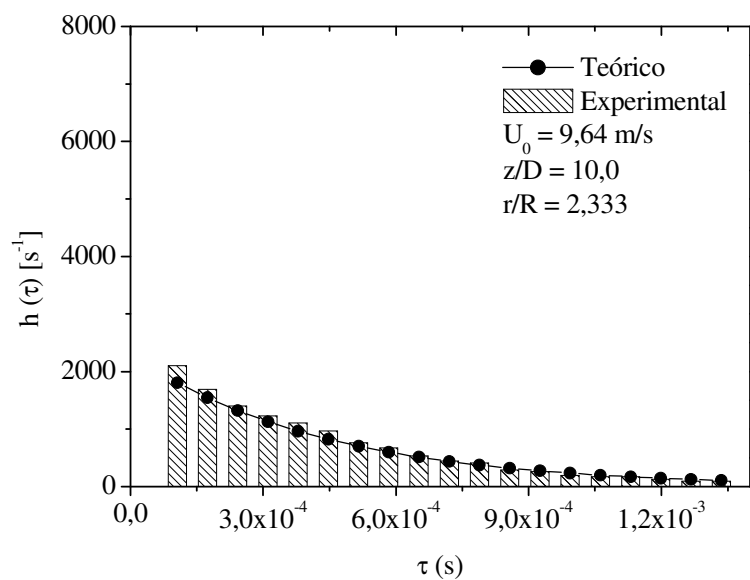


Figura 5.15 – Comparação entre valores de IAT para $r/R = 2,333$, $z/D = 10$ e $U_0 = 9,64$ m/s.

A Figura 5.15, de maneira análoga a Figura 5.14, apresenta os resultados da distribuição IAT para o mesmo perfil anteriormente mencionado, exceto por uma diferença, a posição radial. Desta forma, dados foram obtidos para uma posição $r/R = 2,333$, a qual está localizada em uma posição mais afastada radialmente, em direção às fronteiras do escoamento.

Na posição, $r/R = 2,333$, onde os menores valores de Chi^2 e número de desvios são observados, uma menor amplitude nos valores do tempo entre partículas foi alcançada, sendo o tempo para a primeira e segunda coluna igual a 0,106 ms e 1,34 ms, respectivamente. É possível observar que o menor tempo entre as partículas obtidas na posição $r/R = 2,333$ é equivalente ao maior tempo obtido em $r/R = 1,833$, apresentado na Figura 5.14, o que sugere que no ponto $r/R = 2,333$ não exista a presença de ECLE, e que os valores de Chi^2 obtidos são devido as flutuações randômicas, sendo neste ponto o escoamento estável. Além disto, os valores experimentais da primeira coluna são equivalentes aos obtidos teoricamente, o que caracteriza a estabilidade do jato neste ponto.

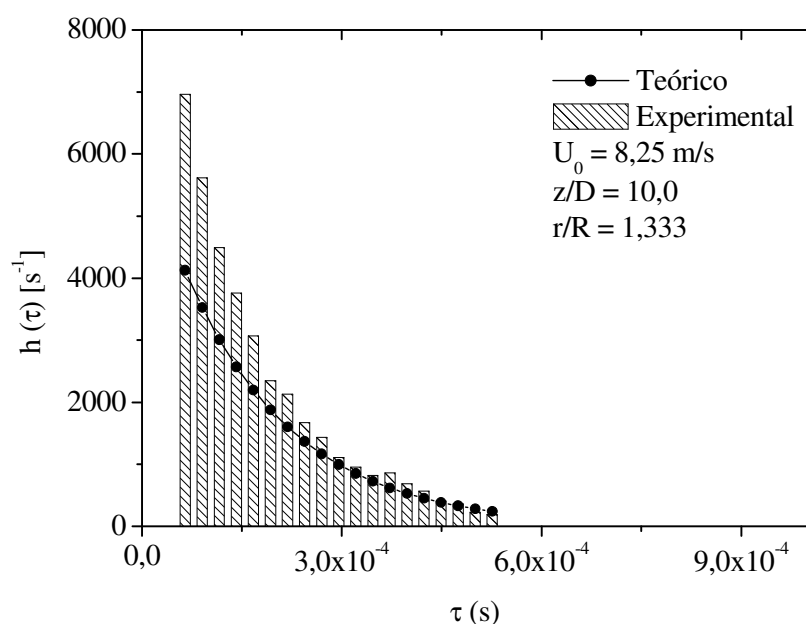


Figura 5.16 – Comparação entre valores de IAT à $r/R = 1,333$, $z/D = 10$ e $U_0 = 8,25 \text{ m/s}$.

A Figura 5.16 apresenta uma comparação entre a distribuição IAT para uma condição de velocidade inicial de 8,25 m/s e número de Reynolds de 5.543, a qual representa a condição de velocidade mais baixa analisada, na posição $z/D = 10$, ou seja, em um ponto mais próximo à saída do jato, numa região correspondente ao início da região dois, apresentada esquematicamente na Figura 2.1. A posição radial correspondente a esta análise foi de $r/R = 1,333$, justamente por apresentar o maior valor de Chi^2 e número de desvios ao longo do perfil radial.

Nas posições axiais mais próximas à saída do duto ($z/D = 10$), o menor tempo observado entre partículas foi de 0,065 ms, para a primeira coluna, e de aproximadamente 0,526 ms para a última coluna do gráfico. Estes valores correspondem a valores baixos e da ordem daqueles medidos na Figura 5.14, o que sustenta que nestas regiões, ECLE possuem grande probabilidade de existirem.

A Figura 5.17 representa uma análise similar à desenvolvida para a Figura 5.16. A única diferença diz respeito à posição axial em que o jato é analisado que, neste caso, corresponde a uma distância axial $z/D = 20$, ou seja, em uma região mais afastada do orifício de formação do jato. A velocidade inicial utilizada neste estudo foi de 8,25 m/s, a mesma utilizada na Figura 5.16, em uma posição radial $r/R = 1,667$. Esta posição radial foi escolhida pelo mesmo critério apresentado em relação à Figura 5.16, ou seja, este ponto é o ponto radial em $z/D = 20$ onde maiores valores de Chi^2 e número de desvios são obtidos.

É possível observar na Figura 5.17 que o menor tempo entre as partículas é da ordem de 0,078 ms, para a primeira coluna, e 0,777 ms, para última coluna, o que mostra um leve aumento destes tempos quando comparados, respectivamente, aos apresentados na Figura 5.16. Isto implica em dizer que para ambas as condições estudadas, ECLE são observadas, embora de forma mais intensa na posição $z/D = 10$.

Estas observações estão de acordo com Ribeiro e Whitelaw (1980), justamente, em razão de que os estudos, apresentados nas Figuras 5.16 e Figura 5.17, foram desenvolvidos a baixos números de Reynolds. O decaimento de intensidade das ECLEs pode ser explicado pelo fato de que em regiões mais afastadas do escoamento, uma maior dissipação de ECLE em estruturas de menor escala ocorre, conforme relatado por Davidson (1997).

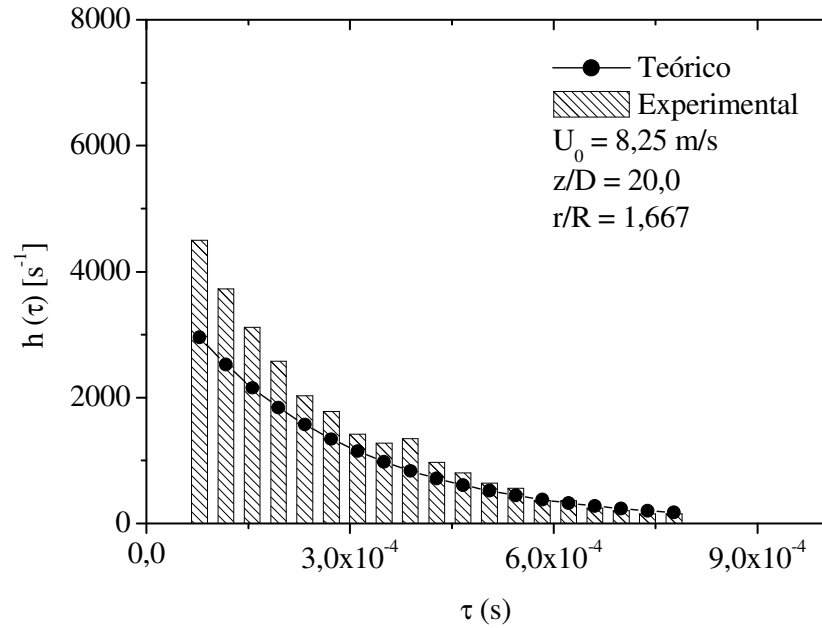


Figura 5.17 – Comparação entre valores de IAT para $r/R = 1,667$, $z/D = 20$ e $U_0 = 8,25$ m/s.

A Figura 5.18 e Figura 5.19 apresentam um estudo da distribuição IAT para as condições de máxima velocidade, ou seja, valores de velocidade na ordem de 15,82 m/s e número de Reynolds de 10.627, o que implica em praticamente duas vezes a condição de número de Reynolds utilizado nas Figuras 5.16 e 5.17. Duas diferentes posições axiais são analisadas em cada Figura, $z/D = 10$ e $z/D = 20$, respectivamente.

Em relação à Figura 5.18, utilizando os critérios de máximo Chi^2 , apresentado anteriormente, foram obtidos resultados para uma posição radial $r/R = 1,5$. Neste ponto, valores de tempo entre partículas iguais a 0,105 e 1,53 para a primeira e última coluna, respectivamente, foram observados. Isto implica que em uma região $z/D = 10$ e velocidade de 15,82 m/s, o escoamento é estável, e estruturas incoerentes dominam o escoamento devido aos altos valores de número de Reynolds observados.

De forma análoga a Figura 5.18, a Figura 5.19 apresenta os resultados obtidos em uma posição radial $r/R = 1,667$, onde máximos valores de Chi^2 e número de desvios são

observados. Neste ponto, valores dos tempos entre partículas iguais a 0,073 e 0,925, são obtidos, respectivamente, para a primeira e última coluna.

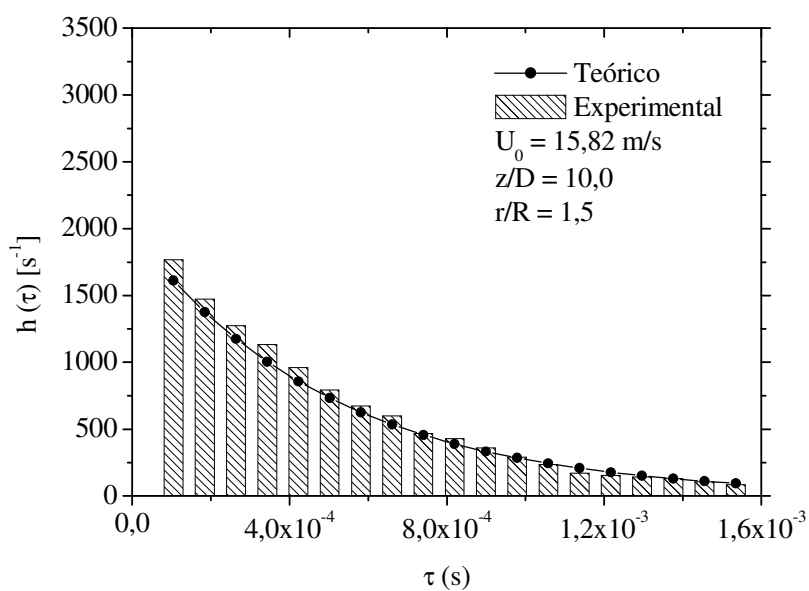


Figura 5.18 – Comparação entre valores de IAT para $r/R = 1,5$, $z/D = 10$ e $U_0 = 15,82$ m/s.

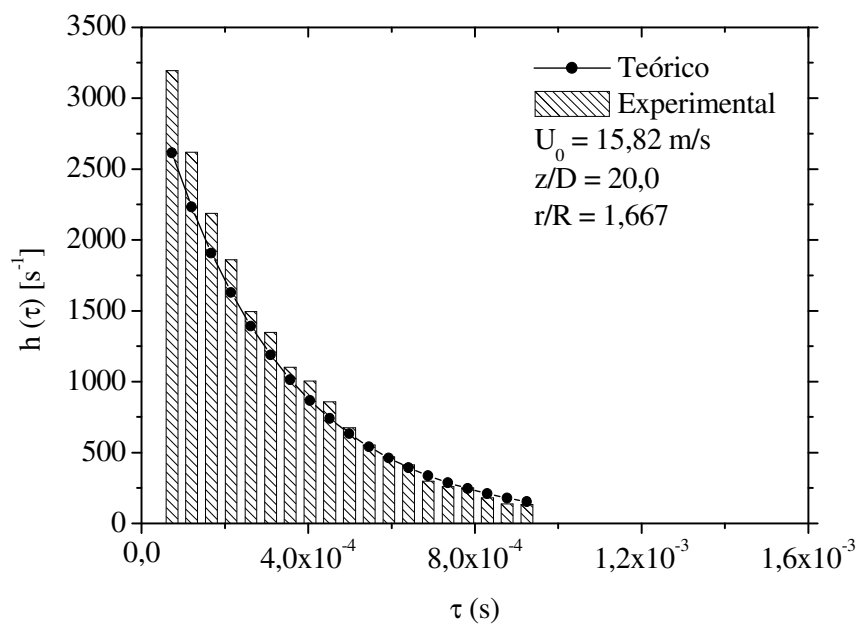


Figura 5.19 – Comparação entre valores de IAT para $r/R = 1,67$, $z/D = 20$ e $U_0 = 15,82$ m/s.

Estes resultados apresentados são interessantes, e de certa forma intrigantes, pois em uma distância $z/D = 20$, existe uma maior tendência de ECLE ocorrer, quando comparado com distâncias axiais menores, tais como $z/D = 10$. Este efeito é exatamente o contrário dos observados para a Figura 5.18.

Buscando uma explicação para este fenômeno, verificou-se que quando o escoamento neste nível de número de Reynolds ($Re = 10.627$) avança axialmente, uma maior dispersão de partículas ocorre lateralmente, e implicitamente, a quantidade de movimento, diminuindo assim mais acentuadamente os valores de velocidade na região $z/D = 20$, conforme observado na análise de velocidade média no item 5.2.1, o que estaria de acordo com as observações de Ribeiro e Whitelaw (1980).

Além disto, conforme analisado por Hussain (1992), a formação de ECLE é altamente dependente da condição inicial na saída do orifício.

Vale também ressaltar que as instabilidades do escoamento neste ponto $z/D = 20$ também se devem ao fato de que com o aumento da velocidade, ocorre também um aumento da região de mistura, aumentando a re-entrada do fluido externo em direção ao interior do jato, devido, principalmente, as maiores variações no campo de pressão do jato, o qual, de acordo com Zaman e Hussain (1981), é responsável pelo movimento das ECLE.

5.2.4.3 Relação Partículas *versus* Velocidade Média, Velocidade RMS e χ^2

Nas Figuras 5.20, 5.21, 5.22 e 5.23 são realizadas análises comparativas entre o número de partículas detectadas, e as variáveis estudadas, como por exemplo, velocidade média, velocidade RMS, e por fim, χ^2 , as quais representam a ocorrência de ECLE. Como condição de velocidade inicial foi utilizada o valor de 11,78 m/s, ou seja, a um valor de número de Reynolds de 7911. Dados foram medidos radialmente em diferentes posições a uma distância axial do orifício de formação do jato de $z/D = 15$. Estes parâmetros foram selecionados por serem valores intermediários no campo de velocidade e distância axial analisados.

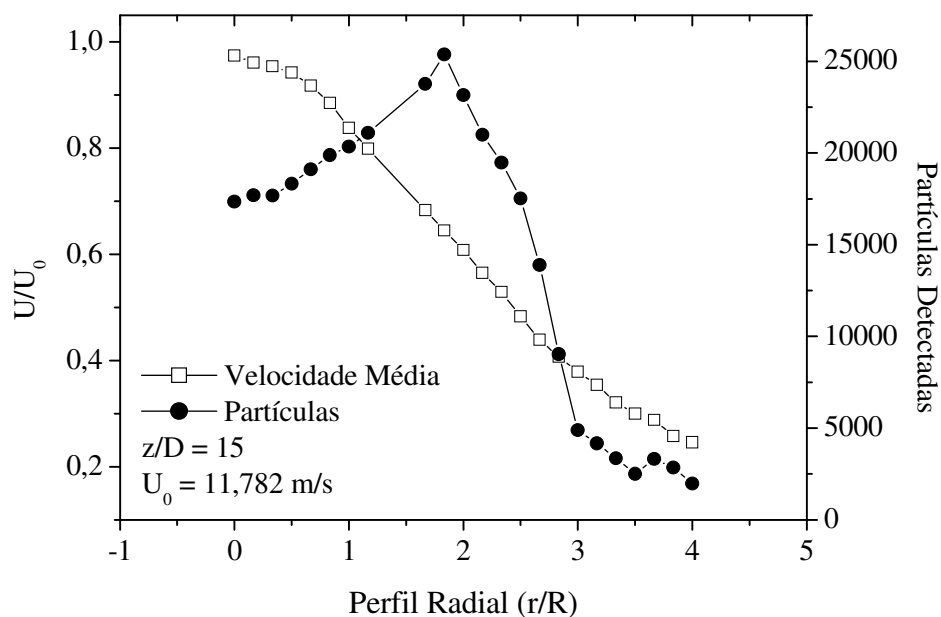


Figura 5.20 - Comparação entre número de partículas detectadas e velocidade média.

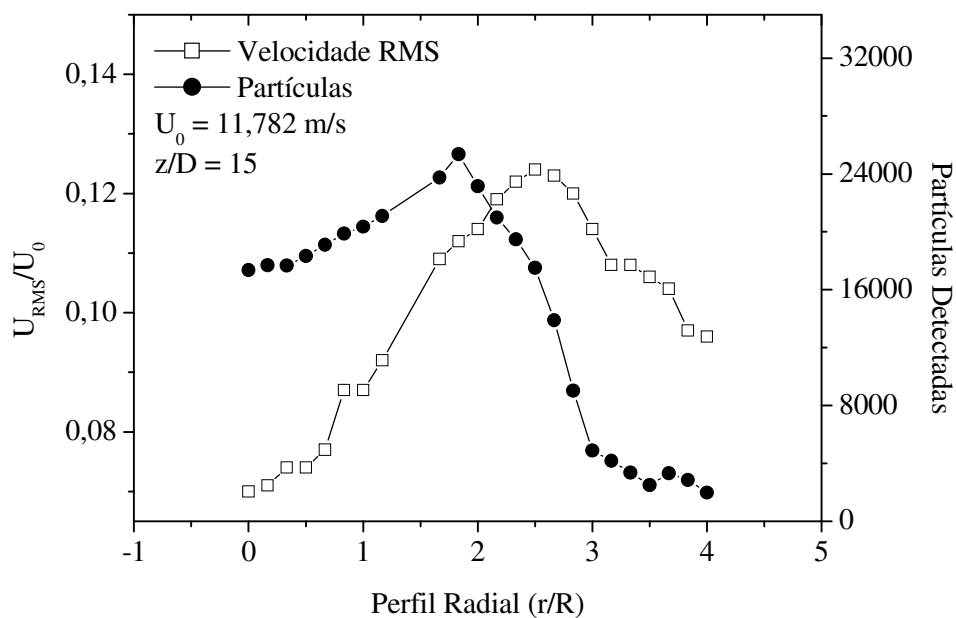


Figura 5.21 – Comparação entre velocidade RMS e número de partículas detectadas.

Além disto, foi observado na análise de cada parâmetro que os mesmos não mudam abruptamente em uma mesma posição axial, permitindo assim que os valores aqui analisados sejam extrapolados para as demais condições e posições.

Estas observações comparativas podem ser utilizadas, por exemplo, na identificação de “clusters” de partículas no escoamento, devido à presença de ECLE.

Assim, a Figura 5.20 mostra uma comparação entre dados de velocidade média e número de partículas detectadas ao longo do perfil radial. É interessante observar que variações abruptas não existem em relação ao perfil de velocidade, embora partículas sejam detectadas de forma não uniforme ao longo do raio, o que indica uma baixa dependência do perfil de velocidade média com o número de partículas detectadas.

Na Figura 5.21 são apresentados os resultados referentes à comparação entre velocidade RMS e número de partículas detectadas, ao longo do perfil radial a uma posição axial $z/D = 15$. Os picos máximos de ambas as variáveis possuem pontos próximos um do outro, no perfil radial, o que seria um indício de que nesta região, compreendida entre $r/D = 1,5$ e $r/D = 3,0$, existe uma possibilidade de ocorrência de ECLE. Além disto, as diferenças observadas no centro do jato mostram que as velocidades RMS não são fortemente dependentes do número de partículas detectadas, pois nesta região baixos valores de velocidade RMS são observados, embora uma grande quantidade de partículas seja detectada. Estes baixos valores de velocidade RMS caracterizam a estabilidade do escoamento nesta região central do jato, principalmente, pela presença de estruturas incoerentes do escoamento.

Observa-se também que a diminuição no número de partículas detectadas ocorre em uma região r/R menor, e é mais acentuada, quando comparado com a inversão do perfil da velocidade RMS, o que mostra que estruturas de escoamento agem com mais força sobre a partícula na região compreendida entre $r/R = 1,5$ e $r/R = 3,5$.

A comparação apresentada na Figura 5.22, é uma das mais importantes para a conclusão dos resultados, refere-se ao perfil de Chi^2 e o número de partículas detectadas. Em relação ao centro do jato, da mesma forma que observado na Figura 5.21, baixos valores de Chi^2 são observados, o que vem a confirmar que nesta região, ECLE não

existem, o que torna próprio dizer que nesta região estruturas incoerentes dominam o escoamento.

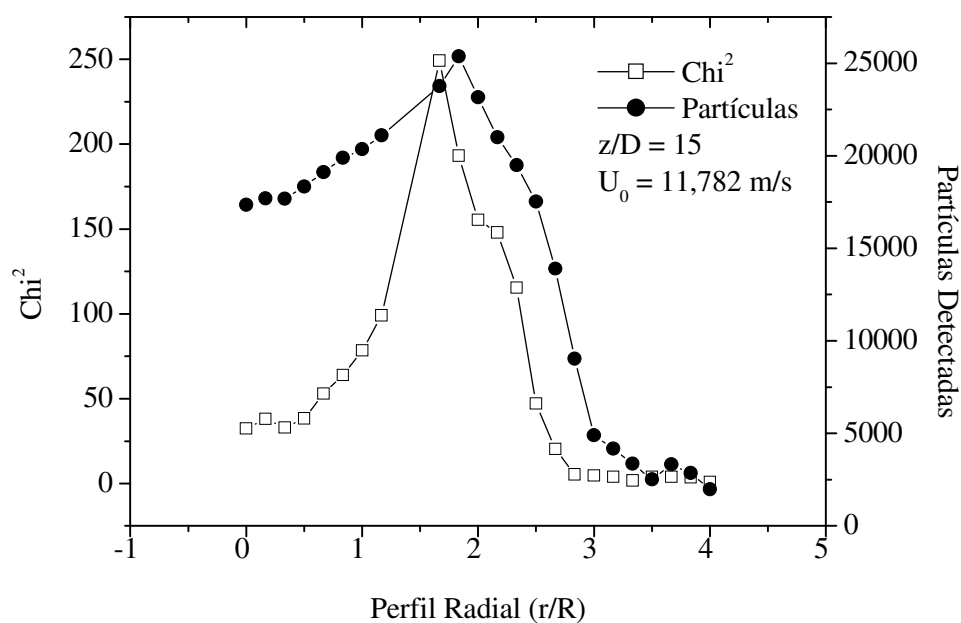


Figura 5.22 – Comparação entre χ^2 e número de partículas detectadas.

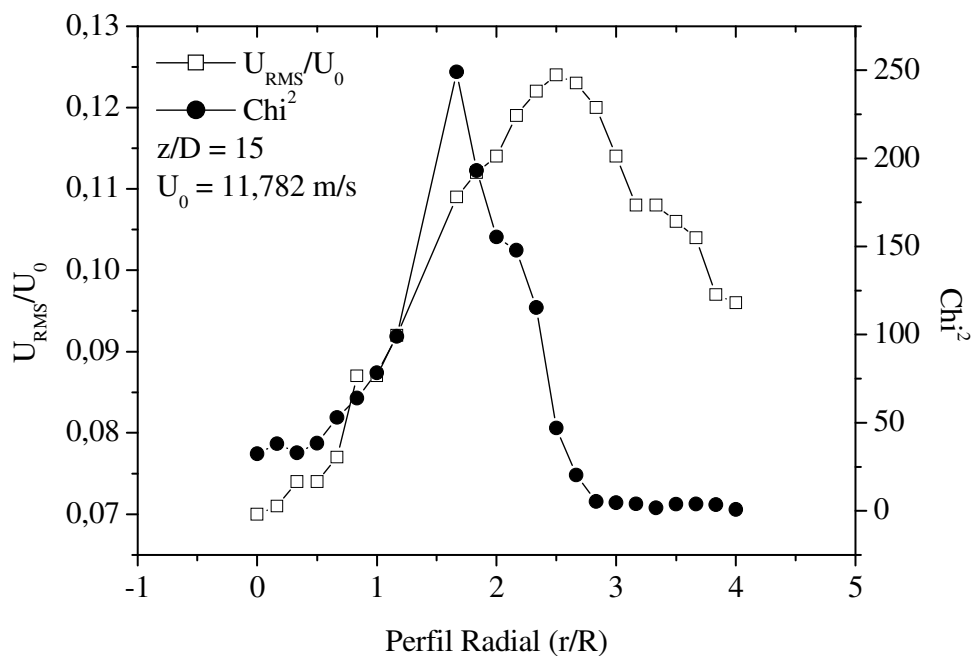


Figura 5.23 - Comparação entre velocidade RMS e χ^2 .

Em relação aos picos máximos de Chi^2 e número de partículas detectadas, pode-se dizer que neste ponto, existe uma forte probabilidade de ECLE dominarem o escoamento, o que pode ser evidenciado ainda pela alta quantidade do número de partículas encontradas - “clusters”, os quais, conforme relatado por Longmire e Eaton (1992), ocorrem devido a presença de ECLE.

Com o avanço da posição radial, nota-se que o valor de Chi^2 é altamente dependente do número de partículas na região de fronteira do jato, as quais, devido aos altos valores de número de Stokes, não são dispersas lateralmente pelas ECLE.

Para finalizar, a Figura 5.23 representa uma comparação entre a velocidade RMS e Chi^2 . Nesta análise pode-se perceber claramente a consistência das conclusões pré-estabelecidas em relação ao escoamento nas posições radiais, do centro, intermediárias e mais afastadas da linha central do jato. A técnica aqui aplicada é de suma importância para a localização e verificação do comportamento destas estruturas.

5.3. Análise da Influência da Potência do Laser

Testes foram desenvolvidos, buscando analisar a influência da potência do laser em relação aos valores de partículas detectadas, e com isso analisar outros parâmetros do escoamento. A importância destes testes se deve ao fato de que, se medições puderem ser realizadas com menores valores de potência, menores são os riscos de acidentes, devido ao alto grau de periculosidade no manuseio de lasers de alta potência.

Tanto os dados da Figura 5.24, em relação à velocidade média, quanto os da Figura 5.25, em relação a intensidade de turbulência, apresentam variações mínimas entre ambas as condições, o que caracteriza a corroboração dos dados. No entanto, como já se esperava, diferenças significativas são obtidas em relação aos perfis de partículas detectadas e Chi^2 , Figura 5.26 e Figura 5.27, respectivamente, devido à dependência do número de partículas em relação à potência do laser (Albrecht *et al.* (2002)).

Além disso, pode-se observar na Figura 5.27 que os valores de Chi^2 são menores aos obtidos com 1,0 W de potência, embora a característica do perfil e o tempo entre partículas, utilizado para calcular a distribuição IAT, mostre que ECLE são observadas ao longo do jato.

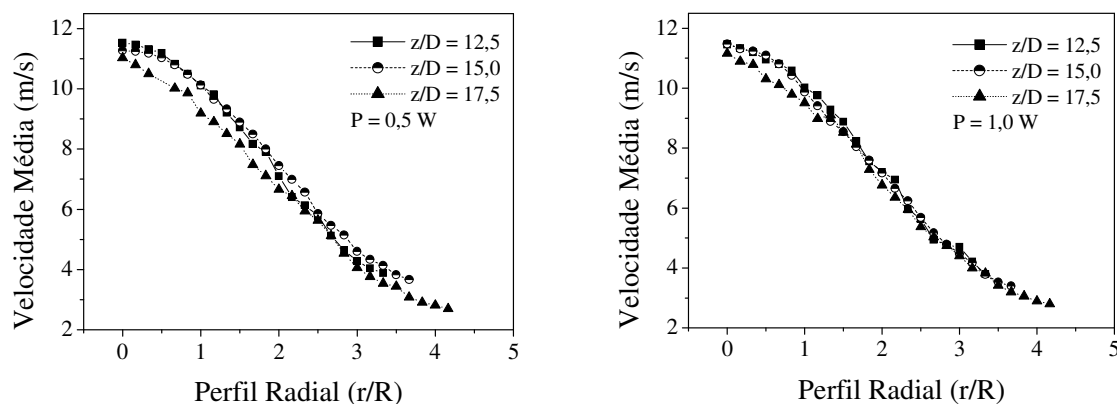


Figure 5.24 – Perfil de velocidade média para 0,5 W e 1,0 W de potência, respectivamente.

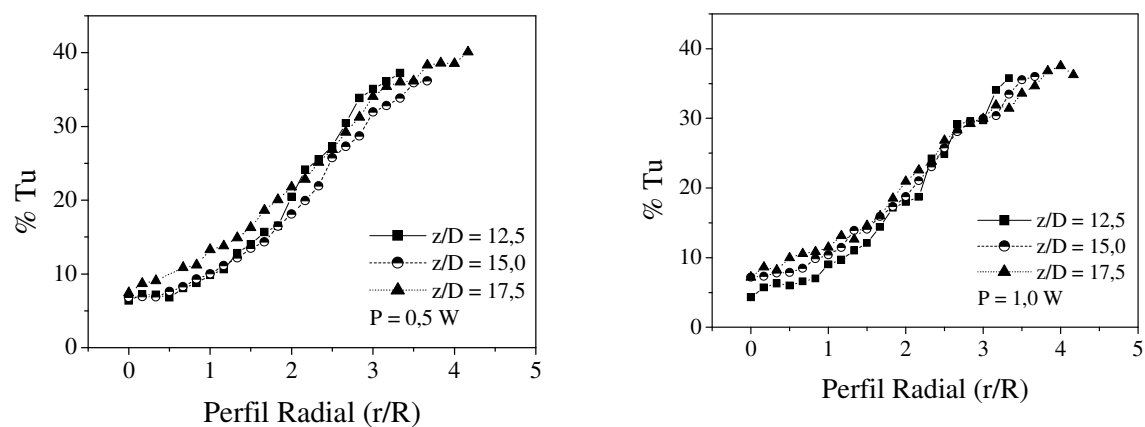


Figure 5.25 – Perfil de intensidade de turbulência para 0,5 W e 1,0 W de potência, respectivamente.

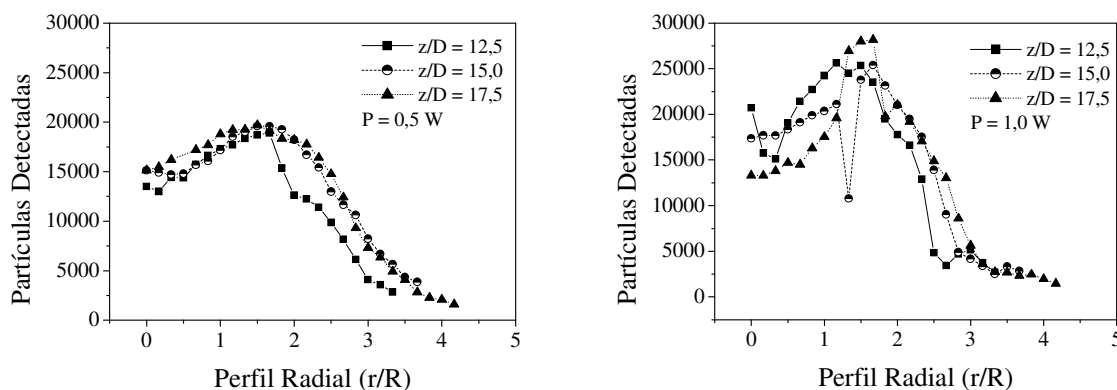


Figure 5.26 – Perfil do número de partículas detectadas para 0,5 W e 1,0 W de potência, respectivamente.

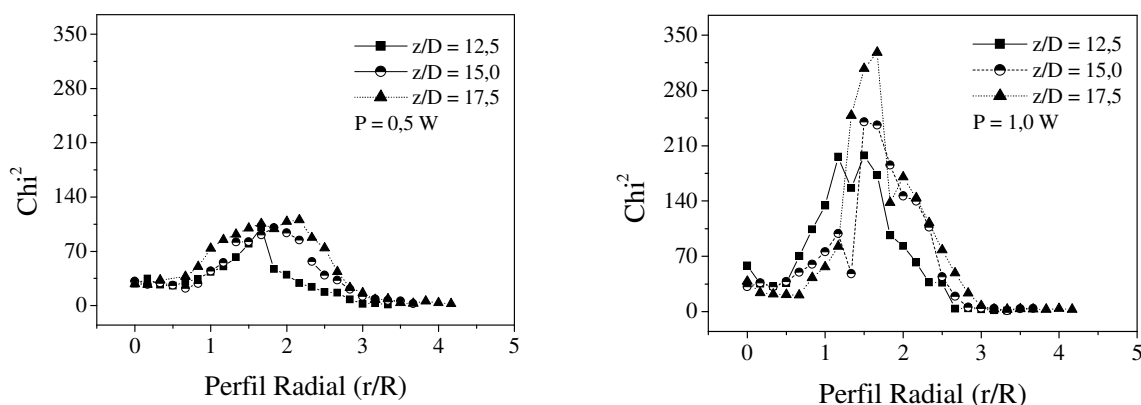


Figure 5.27 – Perfil de Chi^2 para 0,5 W e 1,0 W de potência, respectivamente.

5.4. Estudo de Caso Dois – Mistura Um

De forma análoga aos estudos realizados para diferentes condições de velocidade inicial, onde diferentes parâmetros do escoamento foram analisados, identificando assim pontos onde ECLE são altamente prováveis, o estudo de caso dois é desenvolvido para uma mistura com diâmetros médios de partículas próximos a $50 \mu\text{m}$ e $90 \mu\text{m}$, numa proporção mássica de 52% e 48%, respectivamente. A velocidade média utilizada neste estudo foi de

11,13 m/s, com número de Reynolds de 7.485 e Stokes igual a 17,80 para as partículas de $d_{p,s} = 50 \mu\text{m}$, e 57,65 para as partículas de $d_{p,s} = 90 \mu\text{m}$, respectivamente, ou seja, em condições turbulentas de escoamento. Todos os valores medidos foram obtidos para o valor de potência de laser de 0,5W a qual, conforme resultados apresentados no item 5.3, não provoca diferença nos perfis de velocidade média, velocidade RMS e intensidade de turbulência. Além disto, este valor de potência é mais seguro do ponto de vista operacional, embora menor número de partículas sejam detectadas, evitando que acidentes venham a ocorrer.

Para a realização destes experimentos, foi utilizado um orifício de 1,5 mm, na câmara de alimentação pressurizada, para manter uma vazão constante de partículas, ao longo de todo o tempo necessário para a aquisição dos dados.

Neste estudo, somente às variações devido à mistura foram analisadas, o que implica na escolha de somente uma condição de velocidade na saída do orifício de formação do jato. Sendo assim, um valor intermediário de velocidade inicial foi selecionado dentre as condições de velocidade avaliadas no estudo de caso um.

Estudos de velocidade média, velocidade RMS, intensidade de turbulência e ECLE, este último por meio da análise de χ^2 , número de desvios e distribuição IAT, são desenvolvidos em relação a um perfil radial em três diferentes pontos axiais, $z/D = 12,5, 15$ e por fim $17,5$. A análise destes três perfis pode ser considerada suficiente na determinação dos efeitos provocados pela mistura, pois conforme visto no estudo de caso um, e descrito por Perry e Green (1999), os perfis tendem a manter uma forma similar em um escoamento desenvolvido, a medida em que este se afasta axialmente do orifício do jato.

O critério de análise adotado nesta investigação foi o de comparação mútua de diferentes faixas de diâmetro de partícula. Assim, partículas na faixa de $10\text{-}120 \mu\text{m}$ foram comparadas com partículas compreendidas entre $10\text{-}65 \mu\text{m}$, $42,5\text{-}90 \mu\text{m}$ e por fim ao perfil obtido para um diâmetro médio de $50 \mu\text{m}$ sem mistura ($d_{p,s} = 50 \mu\text{m SM}$), e obtido especificamente para a utilização na relação entre os estudos de caso dois e três.

5.4.1. Velocidade Média

A Figura 5.28 apresenta o perfil de velocidade média para a mistura 1 nas condições operacionais e espaciais acima citadas. É interessante observar que com o aumento da distância z/D a partir do orifício de formação do jato, uma maior diferença é encontrada para o perfil de velocidade média compreendido entre $10\ \mu\text{m}$ - $120\ \mu\text{m}$, quando comparados com os demais perfis. Uma justificativa para tal fenômeno está relacionada ao diâmetro de partícula, que por ser maior, possui um maior valor para o número de Stokes, o que acarreta numa menor dispersão radial das mesmas e, conseqüentemente, uma menor interação com a fase fluida em regiões mais afastadas do centro do jato, formando assim perfis mais homogêneos.

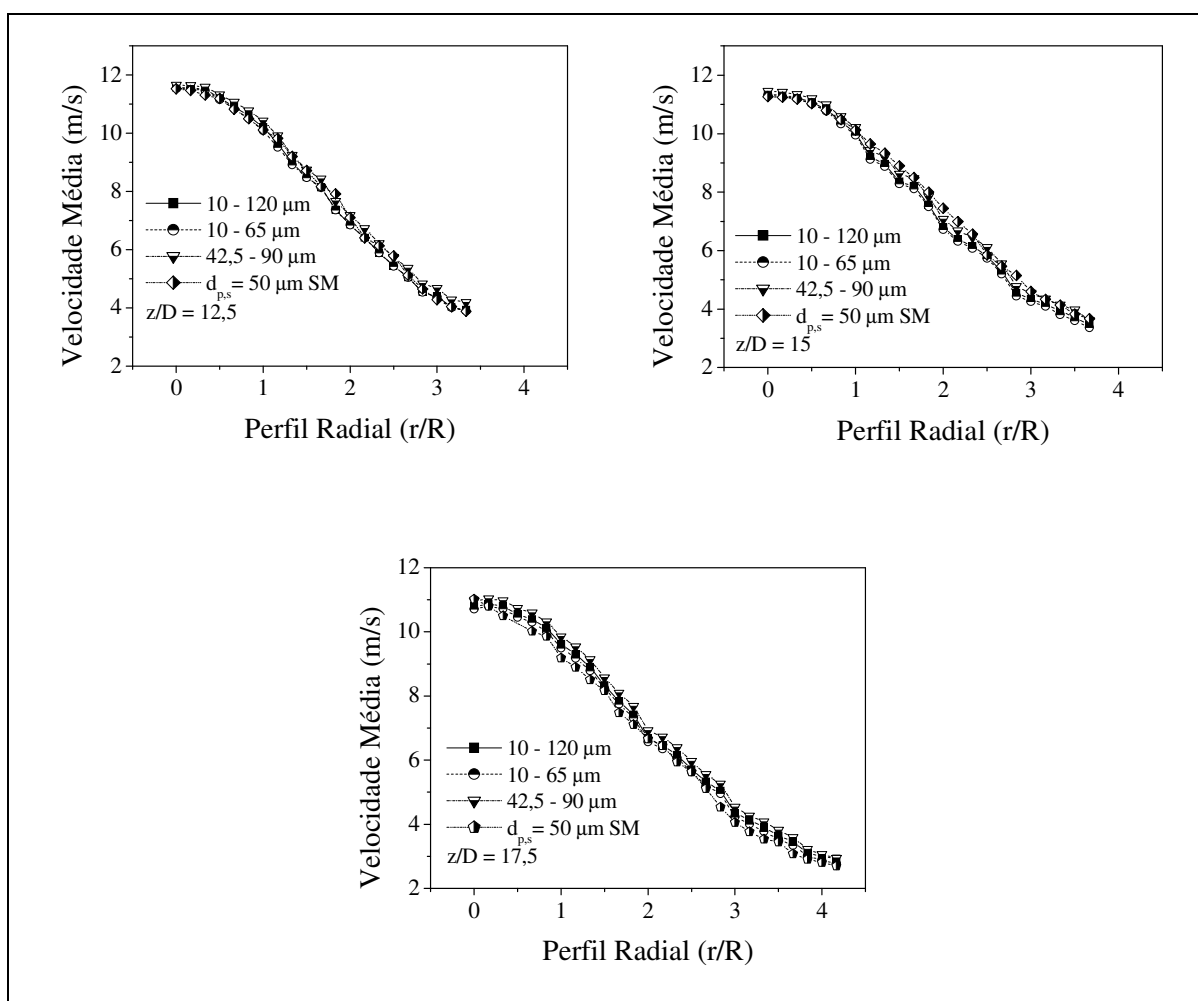


Figura 5.28 - Perfil de velocidade média para a mistura 1.

5.4.2. Velocidade RMS da Mistura Um

Os perfis de velocidade RMS referentes à mistura 1 são apresentados na Figura 5.29. Diferentemente das observações obtidas para a Figura 5.28, a Figura 5.29 não apresenta uma grande similaridade entre a maioria dos perfis de velocidade RMS. Estas similaridades são observadas em relação a perfis distintos, como por exemplo, entre o perfil 42,5-90 μm e o perfil 10-120 μm , os quais apresentam perfis praticamente idênticos em todas as relações z/D analisadas. Isto significa que neste caso a mistura pode ser descrita pela faixa de partículas compreendidas entre 42,5-90 μm , a qual detém as características do escoamento.

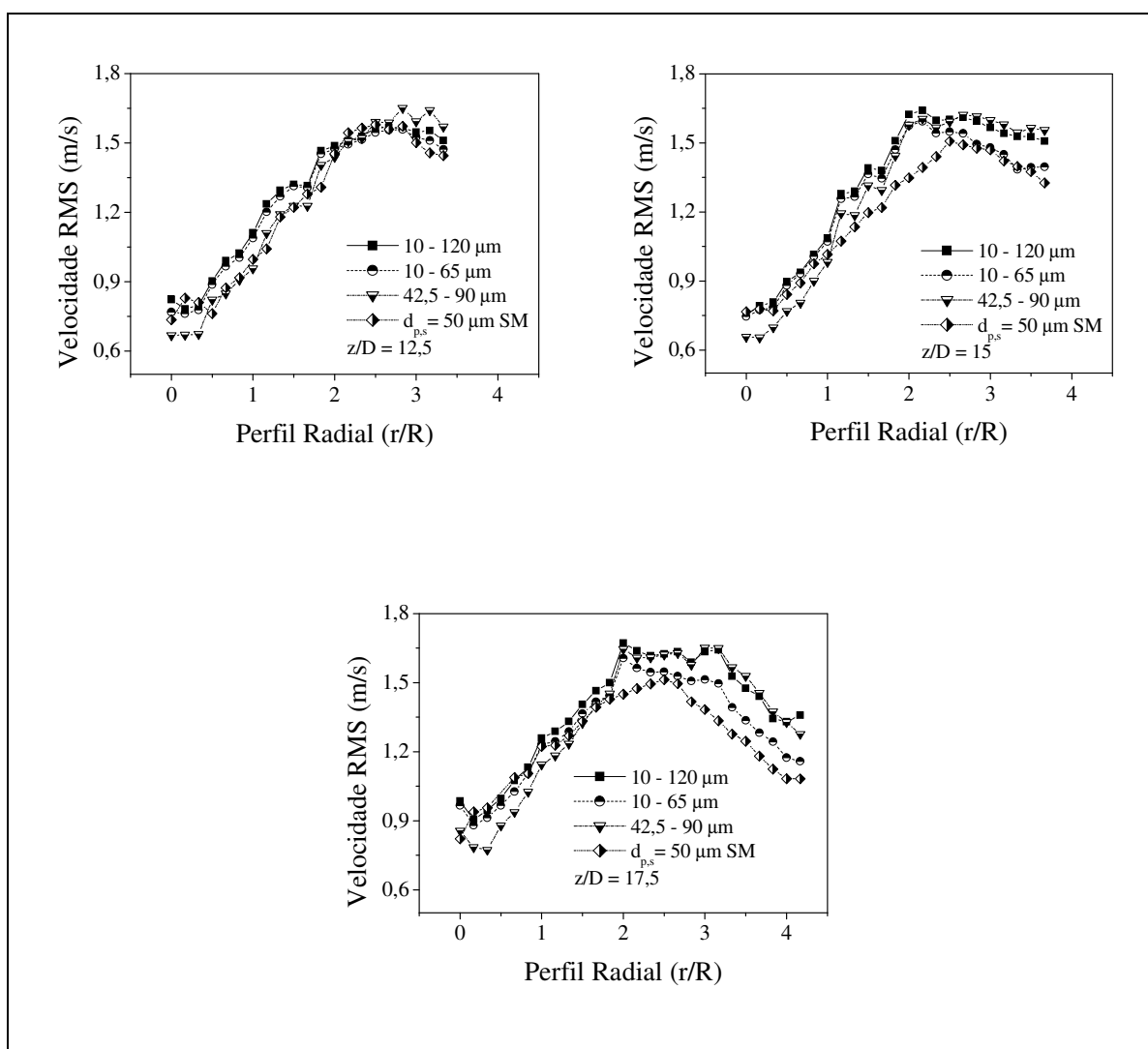


Figura 5.29 - Perfil de velocidade RMS para a mistura 1.

Perfis similares podem ser também encontrados na relação 10-65 μm e o perfil com $d_{p,s} = 50\mu\text{m}$ Sem Mistura (SM). Neste caso, a relação entre as partículas analisadas pode ser considerada similar, e as diferenças entre os perfis podem ser atribuídas à influência das partículas maiores sobre as de menor diâmetro.

Outro fato que poderia provocar este fenômeno, e talvez mais plausível, seriam os choques interparticulares. Partículas com maior diâmetro, possuem maior área superficial, aumentando à possibilidade de ocorrência de choques. Nesta região onde estas variações de velocidade RMS ocorrem, existe uma alta taxa de re-entrada de fluido, conforme visto na Figura 5.3, o que implica em uma maior quantidade de estruturas de escoamento, não necessariamente ECLE, o que aumentaria o choque entre as mesmas, provocando assim diminuições e acelerações na velocidade da partícula, aumentando o valor das flutuações em torno de uma média.

5.4.3. Intensidade de Turbulência

Na Figura 5.30 são apresentados os resultados analisados na mistura 1, em termos de intensidade de turbulência. De forma análoga as Figuras 5.28 e Figura 5.29, relações similares entre perfis são observadas, principalmente entre os perfis 42,5-90 μm e 10-120 μm , pelos mesmos motivos já comentados.

As diferenças entre os perfis se tornam maiores na medida em que a relação z/D aumenta, caracterizando assim os efeitos das estruturas de escoamento nestas regiões onde altos índices de intensidade de turbulência são observados.

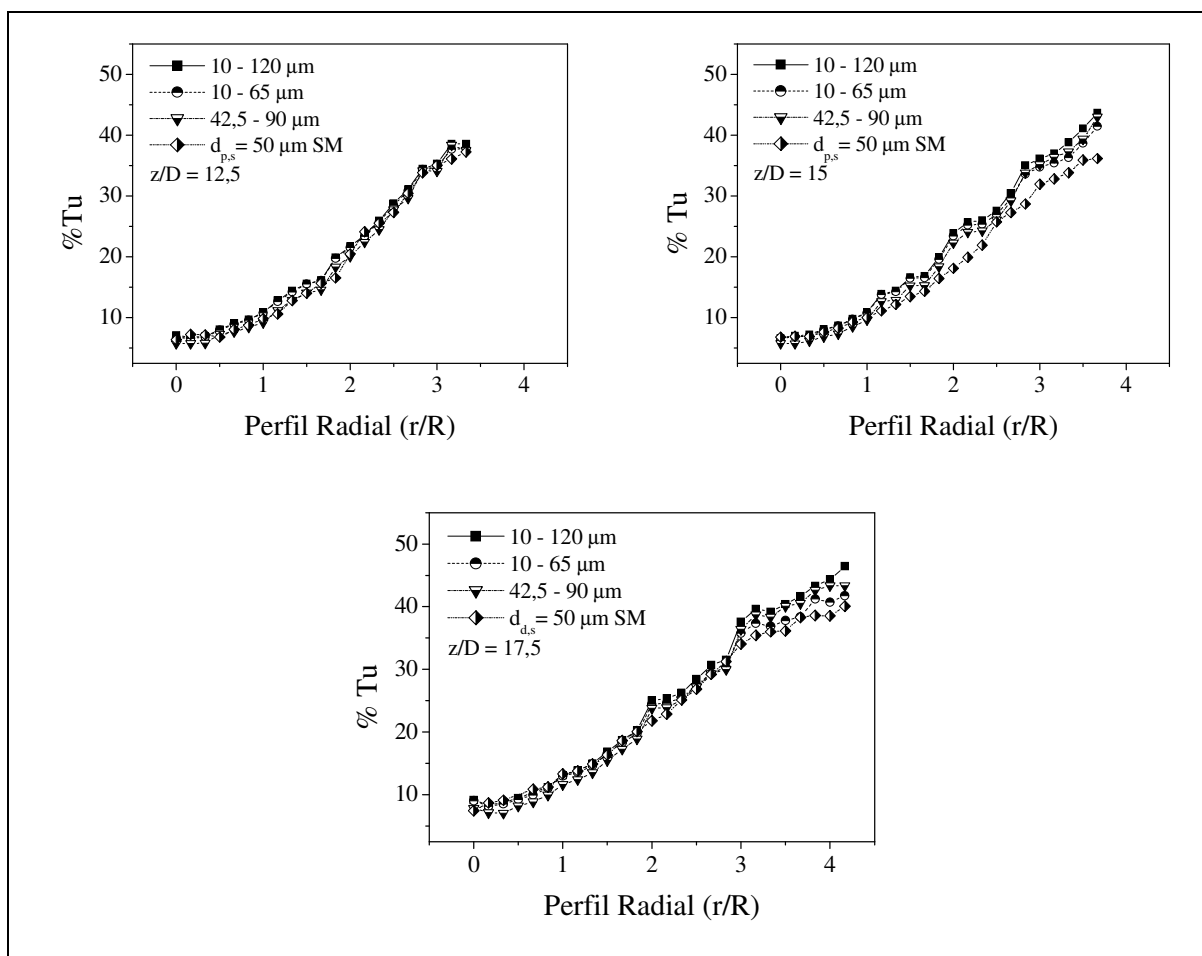


Figura 5.30 - Perfil de intensidade de turbulência para a mistura 1.

5.4.4. Análise de χ^2 e Número de Desvios

Para a análise de χ^2 e número de desvios, a variação de diâmetro de partícula de 10-120 μm foi analisada, comparando estes dados com os obtidos para o diâmetro médio de partícula de 50 μm SM. Todas as demais características geométricas e operacionais foram mantidas constantes.

Assim, algumas observações interessantes foram obtidas a partir dos estudos desenvolvidos em relação a Figura 5.31, a qual corresponde, respectivamente, as relações $z/D = 12,5$, 15 e 17,5.

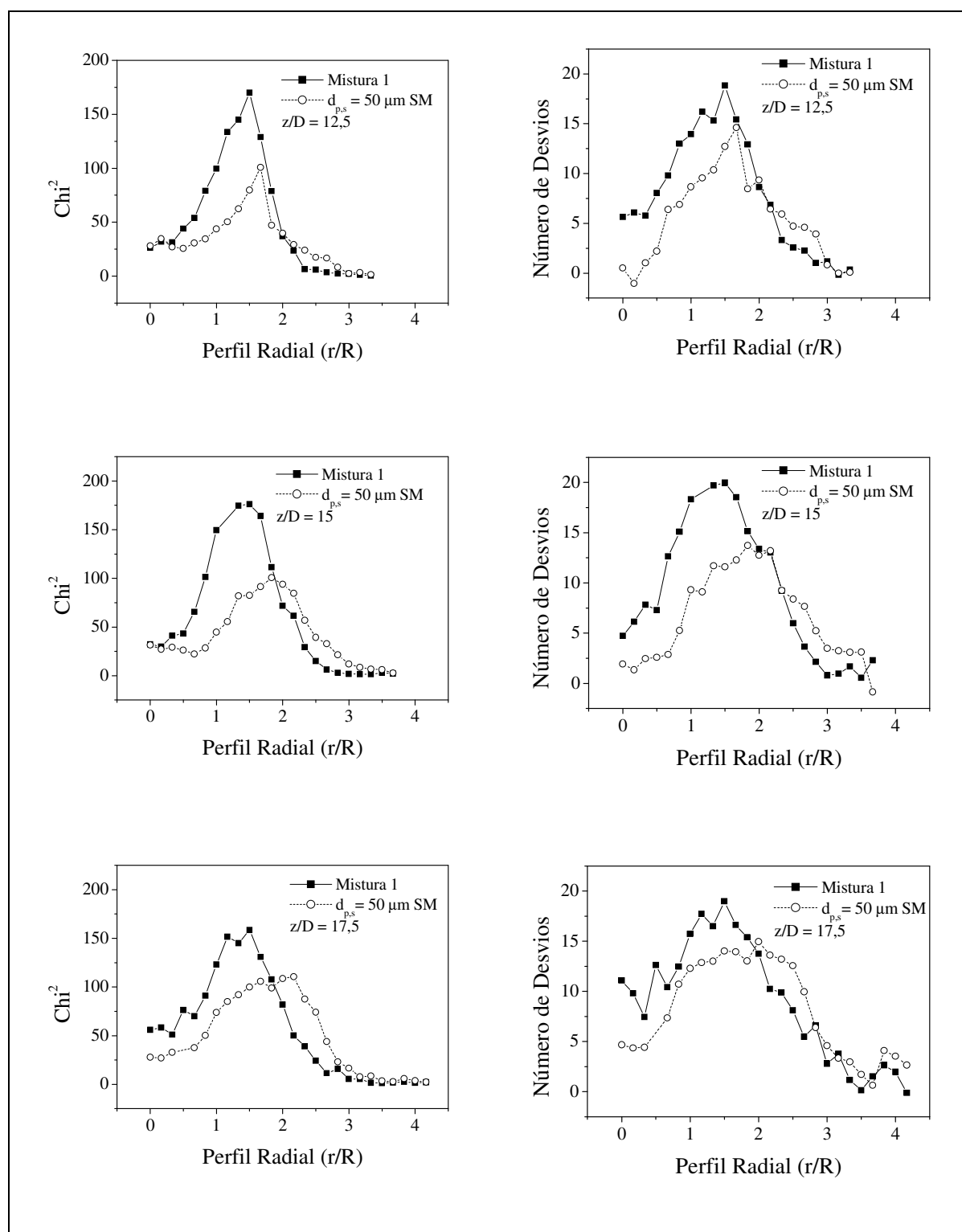


Figura 5.31 – Perfis de χ^2 e número de desvios para a mistura 1 em relação a $d_{p,Sauter} = 50 \mu\text{m}$ SM.

A primeira, e talvez a mais importante destas, foi a constatação de um deslocamento radial, em direção ao centro do jato, do ponto onde os maiores valores de

Chi^2 eram observados. Assim, os valores nos pontos r/R iguais a 1,667, 1,883 e 2,0, para $z/D = 12,5, 15$ e $17,5$, foram deslocados em direção as novas posições radiais de $r/R = 1,5$ para todas as condições axiais já mencionadas, ou seja, sem variação ao longo da relação z/D . Isto ocorre devido a presença de partículas com diâmetros maiores, as quais possuem elevados números de Stokes, formando desta forma, “clusters” de partículas nestas regiões mais próximas ao centro do jato.

Em relação ao aumento da relação de Chi^2 com a adição de uma quantidade de partículas de $90 \mu\text{m}$, efeito este não esperado, algumas análises a este respeito podem ser desenvolvidas. O primeiro ponto seria em relação à mistura propriamente dita. Embora esta mistura fosse formada por 52% em massa de partículas de $d_{p,s} = 50 \mu\text{m}$, e 48% em massa de partículas com $d_{p,s} = 90 \mu\text{m}$, diferenças em relação ao número de partículas detectadas foram observadas.

Foi verificado que, para que esta relação de mistura mássica seja alcançada, havia a necessidade de um número de partículas de $d_{p,s} = 90 \mu\text{m}$ bem inferior no escoamento, pois estas, por possuírem maior diâmetro, aumentavam rapidamente a relação mássica, sem que houvesse uma quantidade considerável. A partir deste princípio, foi concluído que esta quantidade de partículas não era suficiente para amortizar a ocorrência de ECLE, e sim, para redirecionar a mesma em direção ao centro do jato, formando “clusters” de partículas nestas regiões, devido à instabilidade do escoamento (Longmire e Eaton (1992)).

Esta aglomeração mais coesa de partículas, devido a um baixo movimento radial das mesmas com um número de Stokes mais elevado, poderia ser também utilizado para explicar o aumento nos valores de Chi^2 , de 101, 100 e 109 para 170, 176 e 158, nas relações $z/D = 12,5, 15$ e $17,5$, respectivamente, uma vez que todos os demais parâmetros do escoamento permaneciam constantes.

5.4.5. Distribuição IAT – Mistura Um

A Distribuição IAT da mistura 1 foi desenvolvida para verificar possíveis discrepâncias entre os dados observados em relação aos dois perfis, $10\text{-}120 \mu\text{m}$ e com diâmetro médio de Sauter de $50 \mu\text{m}$.

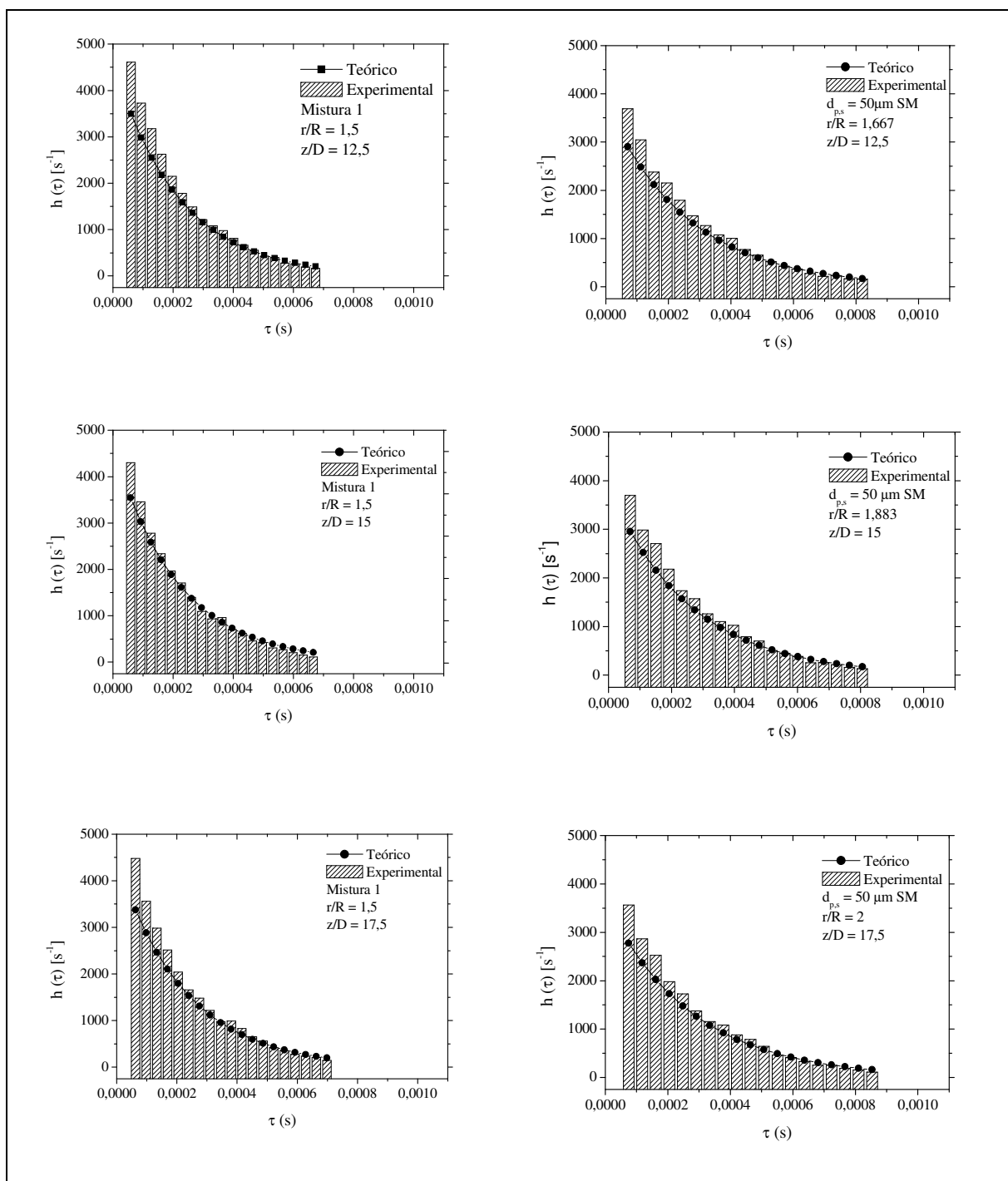


Figura 5.32 - Comparação entre a distribuição IAT para a mistura 1 e $d_{p,s} = 50 \mu\text{m SM}$

Assim, com base na análise desenvolvida em relação a Chi^2 e número de desvios no item 5.4.4 deste capítulo, foi possível observar que instabilidades ocorrem em ambas as condições de escoamento, embora mais acentuada para a mistura 1.

No entanto, em ambos os casos, valores similares entre o tempo IAT foram observados, conforme visualizado na Figura 5.32, o que mostra que a formação de “clusters” de partículas ocorre devido a presença de partículas de $d_{p,s} = 50\mu\text{m}$. Conforme concluído na análise anterior, o aumento de Chi^2 deve-se exclusivamente a injeção de certa quantidade de partículas maiores no escoamento, quantidade esta baixa o suficiente para não interferir na amortização dos vórtices, e consequentemente nas ECLE.

5.5. Estudo de Caso Três – Mistura Dois

O estudo de caso 3 apresenta a análise de uma mistura contendo diâmetros médios de partículas de $50\mu\text{m}$ e $90\mu\text{m}$, numa proporção mássica de 12% e 88%, respectivamente, caracterizando assim um escoamento a altos valores de Stokes. Em termos de número de partículas, conforme visualizado na Figura 4.17, existe uma similaridade nestes números, no entanto, estes não podem ser utilizados para caracterizar a mistura.

Desta forma, foram assumidos os mesmos dados utilizados na análise da mistura 1, no estudo de caso dois, com exceção da razão de carga, a qual foi de 6,5 para as partículas de $10\text{-}120\mu\text{m}$ alimentadas por um orifício de $2,0\text{mm}$, e 4,5 para as partículas com diâmetro médio igual a $50\mu\text{m}$ e alimentadas por um orifício de $1,5\text{mm}$. A potência de laser na qual estes foram obtidos foi mantida constante e igual a $0,5\text{W}$.

A partir destes dados, estudos de velocidade média, velocidade RMS, intensidade de turbulência foram obtidos para o perfil radial nas posições axiais de $z/D = 12,5, 15$ e $17,5$, e então comparados aos dados obtidos para um diâmetro médio de $50\mu\text{m}$, sem a presença de mistura. Em todas estas análises, quatro diferentes perfis são simultaneamente analisados: $10\text{-}120\mu\text{m}$, $10\text{-}65\mu\text{m}$, $42,5\text{-}90\mu\text{m}$, e por fim o perfil obtido para um diâmetro médio de $50\mu\text{m}$, ausente de mistura.

ECLE, em termos de Chi^2 , número de desvios e distribuição IAT, foram analisadas comparativamente aos resultados obtidos para a mistura 1, procurando-se observar os

principais fenômenos inerentes à presença de uma maior fração de partículas com diâmetro médio de Sauter de $90\ \mu\text{m}$ na mistura.

5.5.1. Velocidade Média

A análise de velocidade média realizada para as condições acima citadas é apresentada na Figura 5.33. É possível perceber que o perfil $42,5-90\mu\text{m}$ possui todas as características do escoamento da mistura, pois possui perfil idêntico a toda a faixa de partículas analisadas, ou seja, $10-120\mu\text{m}$.

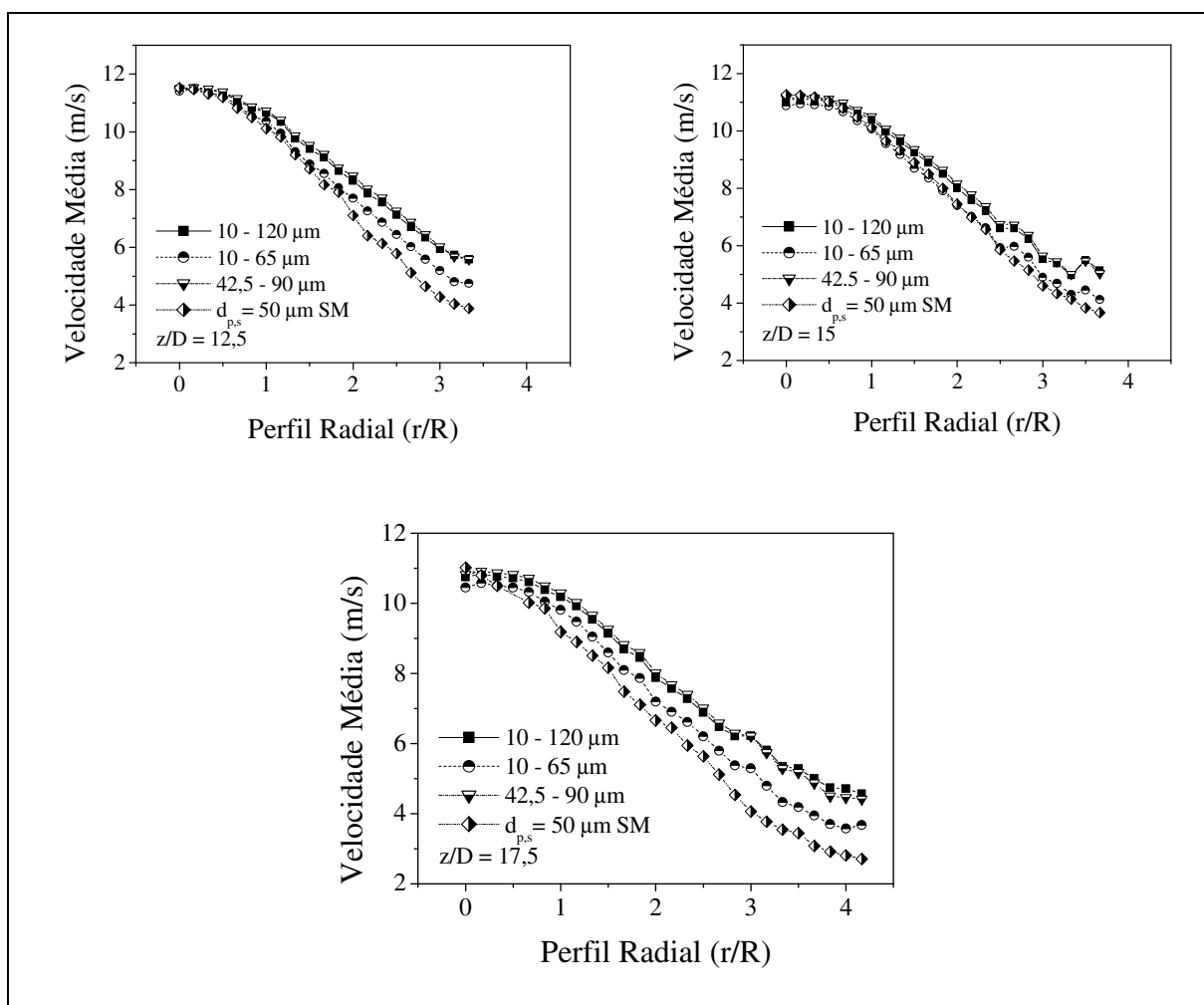


Figura 5.33 – Perfis de velocidade média em relação à mistura 2.

É possível perceber alterações mais significativas nos perfis, devido a presença de partículas com maior número de Stokes, principalmente, em relação à mistura 1. Na mistura 1, uma pequena variação ocorria entre o perfil 10-65 μm e o perfil com $d_{p,s} = 50\mu\text{m}$ SM, no entanto, nesta mistura 2, alterações significativas são visualizadas, o que mostra que partículas maiores exercem total influência no campo do escoamento, conforme relatado na literatura por Druzhinin (1995). Estas alterações ocorrem, principalmente, com o avanço da relação r/R , embora na linha central do jato, valores muito similares sejam observados. Vale também lembrar que o decaimento da velocidade na linha central do jato é mais acentuado para partículas menores, conforme já relatado.

5.5.2. Velocidade RMS

Na Figura 5.34 é apresentada uma análise da velocidade RMS nas condições espaciais e operacionais já mencionadas. Informações a respeito destes perfis podem ser obtidas comparando os mesmos entre si. É interessante observar que a relação existente entre os perfis 10-120 μm e 42,5-90 μm observada em relação ao perfil médio de velocidade, não mais existe nesta análise, sendo que cada faixa de diâmetro de partícula possui uma característica própria, devido ao aumento de choques entre partículas de diferentes dimensões.

Os valores mais altos de velocidade RMS na mistura 2 foram obtidos para o perfil compreendido na faixa de 10-120 μm , em uma região de contorno mais afastada radialmente da linha central do jato, onde forte intensidade de turbulência existe. Além disto, nestas regiões mais afastadas existe também um alto nível de choques entre partículas, devido, conforme já mencionado, as re-entradas da fase fluida nestas regiões, proporcionando uma zona de grande variação de velocidade. Estes choques se tornam ainda mais intensos quando uma maior quantidade de partículas com $d_{p,s} = 90. \mu\text{m}$ estão presentes no escoamento, por apresentarem uma maior área de contato.

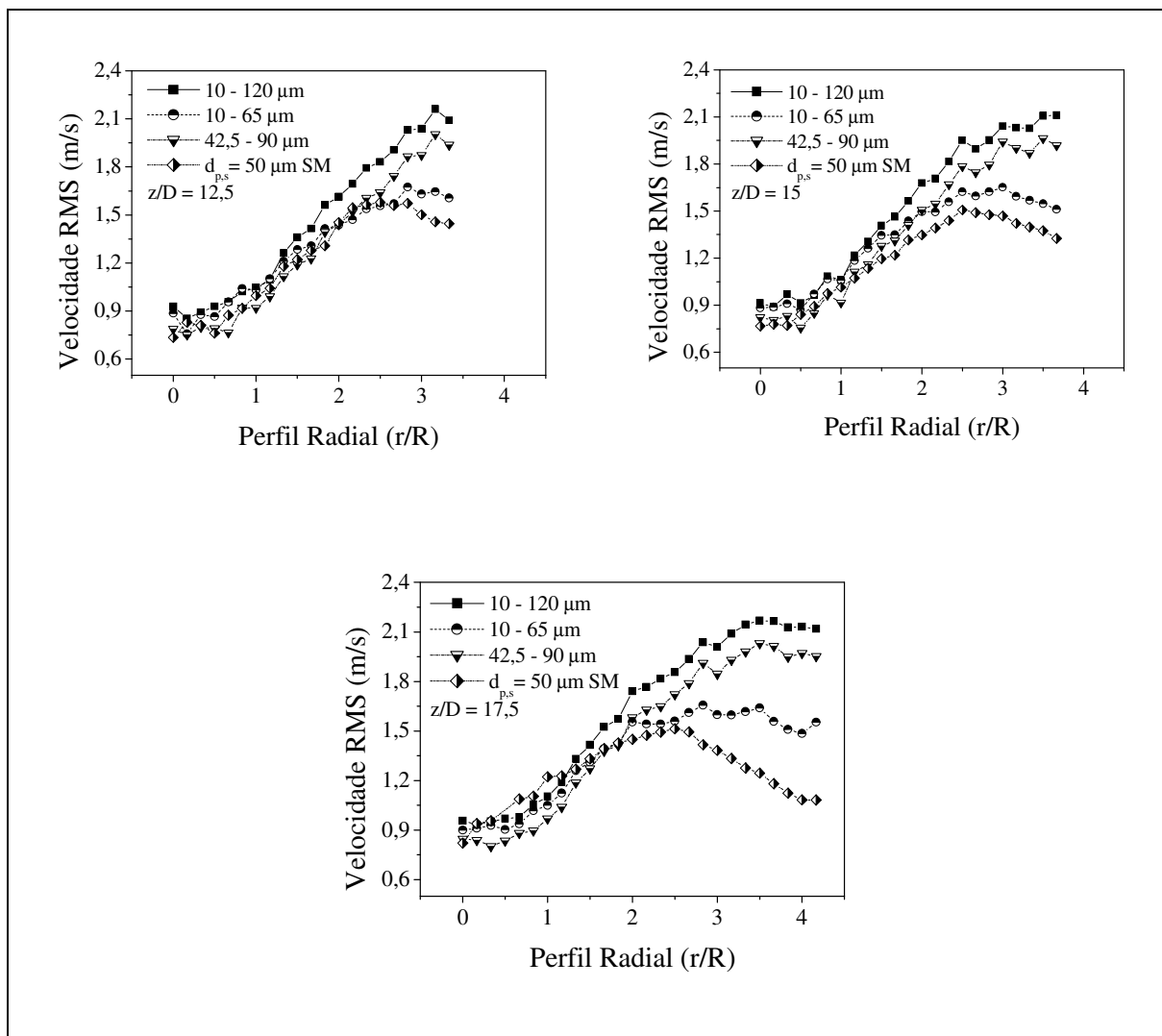


Figura 5.34 - Perfis de velocidade RMS em relação à mistura 2.

Esta tendência de maiores valores de velocidade RMS nas fronteiras do jato é também observada para o perfil com partículas na faixa de diâmetro de 42,5-90 μm pelos mesmos motivos já mencionados, ou seja, por apresentar uma alta quantidade destas partículas de maior diâmetro. A medida que perfis com partículas com menores diâmetros são analisados, como por exemplo, a faixa de 10-65 μm e $d_{p,s} = 50 \mu\text{m}$ SM, estas oscilações de velocidade na região de fronteira do jato se tornam menores, o que vem a comprovar o fato de que os altos valores de velocidade RMS são devido, principalmente, ao choque com partículas de maior área superficial, ou seja, neste caso com $d_{p,s} = 90 \mu\text{m}$.

5.5.3. Intensidade de Turbulência

A intensidade de turbulência do escoamento referente à mistura 2 é apresentado na Figura 5.35, para as diferentes classes de partículas, previamente mencionadas.

Como resultado foi possível observar que a intensidade de turbulência é praticamente a mesma em relação a todas as classes de partículas presentes na linha central do jato. Até mesmo ao longo do perfil radial estas semelhanças são observadas. Estas variações em relação a linha central do jato e suas fronteiras ficam em torno de 25% a 29%.

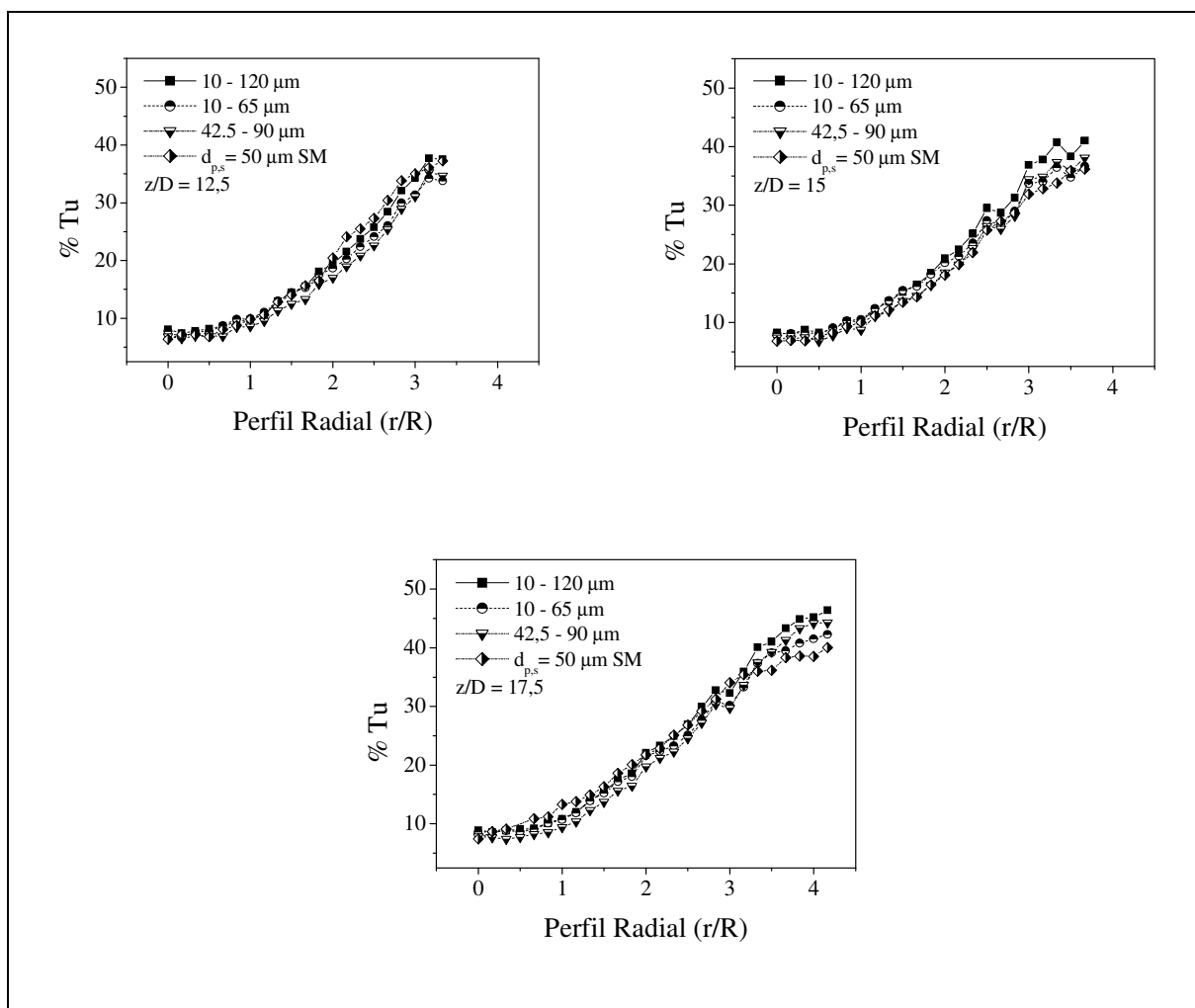


Figura 5.35 - Perfis de intensidade de turbulência em relação à mistura 2.

No entanto, pode-se observar que nas regiões de contorno do jato existe uma maior diferença entre os perfis obtidos para faixas de partículas distintas, principalmente com o avanço da distância axial a partir do bocal de formação do jato, devido à influência dos diferentes valores do número de Stokes na mistura somados a reentrada da fase fluida em direção ao interior do jato.

5.5.4. Análise de Chi^2 e Número de Desvios

A análise de Chi^2 e número de desvios são apresentados na Figuras 5.36. De forma análoga as observações realizadas em relação a mistura 1, é possível observar na mistura 2 que um redirecionamento ainda maior ocorre em direção a linha central do jato, dos pontos onde os maiores valores de Chi^2 são observados. Estes se deslocam de uma posição radial, para partículas com diâmetro médio de $50\mu\text{m}$, de $r/R = 1,667, 1,833$ e $2,0$, em direção ao centro do jato, nos pontos radiais de $r/R = 1,333, 1,333$ e $1,5$, para $10\text{-}120\mu\text{m}$. Estes valores correspondem as posições axiais de $z/D = 12,5, 15$ e $17,5$, respectivamente. Isto implica que devido a forte presença de partículas com maior número de Stokes, uma menor dispersão radial das mesmas é observada.

Embora, para a mistura 1 estas observações tenham sido também obtidas, uma relação inversa em relação a análise dos valores de Chi^2 , entre as misturas 1 e 2, foi observada.

Na mistura 1, devido a uma menor quantidade, em número, de partículas de $d_{p,s} = 90\mu\text{m}$, e devido a concentração de instabilidades em uma determinada região, um aumento nos valores de Chi^2 foram observados. No entanto, analisando a mistura 2, percebe-se que esta é completamente dominada por partículas maiores, ou seja, $d_{p,s} = 90\mu\text{m}$. Quando partículas com valores de Stokes muito maiores que um dominam o escoamento, uma diminuição na influência das ECLE em relação a fase particulada existe, diminuindo assim as instabilidades do escoamento para a fase, e consequentemente a formação de “clusters” de partículas (Druzhinin (1995)).

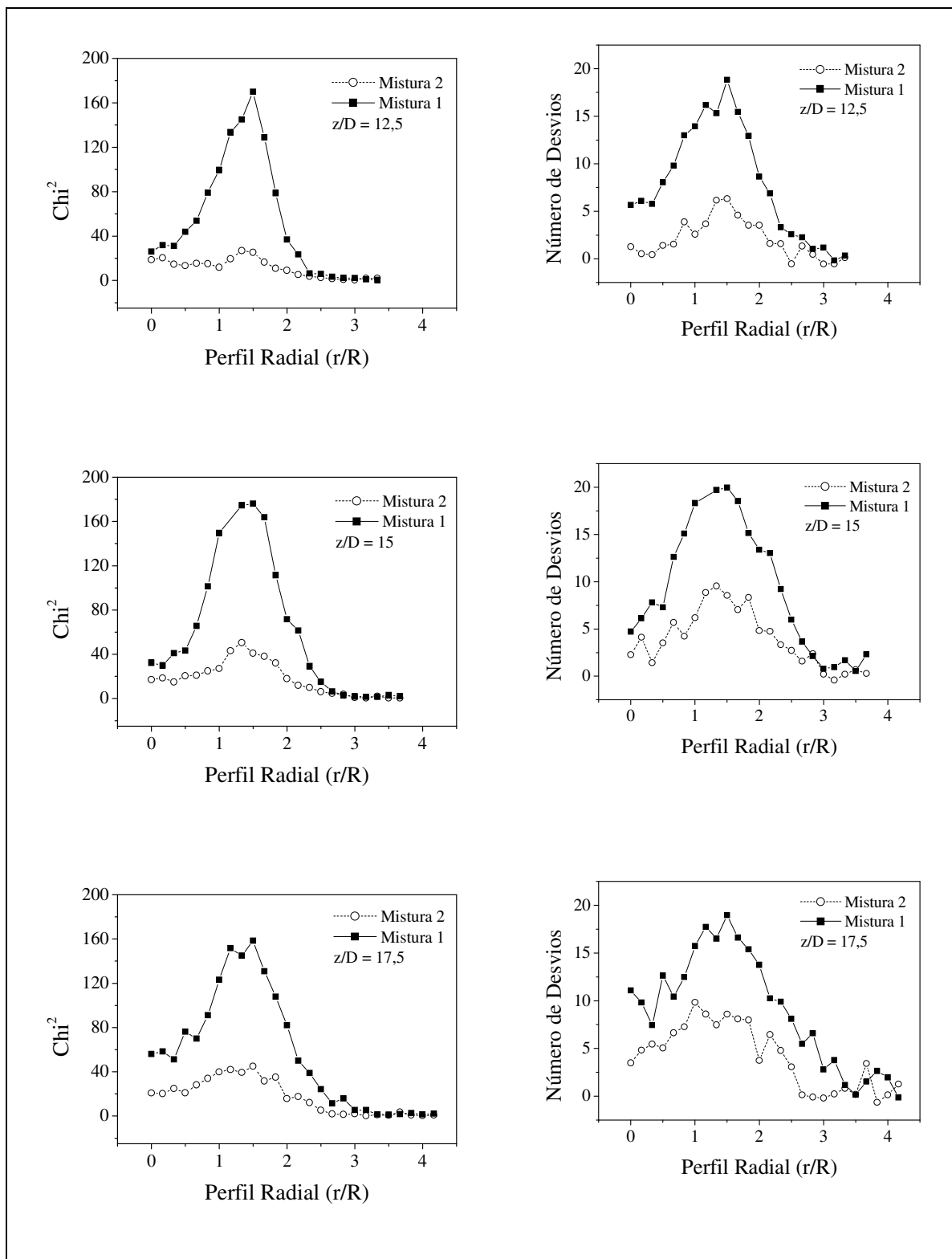


Figura 5.36 - Perfil de χ^2 e número de desvios para a mistura 2 em relação a mistura 1.

É possível observar na Figura 5.36 que uma diminuição dos valores de Chi^2 de 170, 176 e 158, em relação a mistura 1, para 27, 50 e 45, em relação a mistura 2, ambos em uma faixa de diâmetro de partícula de 10-120 μm , o que implica em dizer que ECLE não dominam o escoamento em relação a mistura 2, tornando o escoamento estável.

5.5.5. Distribuição IAT

A comparação entre as distribuições IAT para partículas de 10-120 μm da mistura 2 com a mistura 1, são apresentadas na Figura 5.37. Ambas as misturas foram comparadas entre si, justamente por apresentarem características distintas de fração mássica de partículas com diferentes diâmetros, as quais são objetos desta análise.

É possível observar nestas comparações que os resultados e discussões realizados em relação a análise de Chi^2 são coerentes, pois a distribuição IAT se mostra muito mais estável para a classe de partículas de 10-120 μm , referente a mistura 2.

Conforme visualizado na Figura 5.37, é possível perceber um aumento do maior tempo em que partículas são detectadas, o que implica também que ECLE foram amortecidas devido a presença de partículas maiores, e dominantes, no escoamento.

No entanto, na medida em que a distância axial aumenta, a partir do duto de formação do jato, pode-se afirmar que estas ainda possuem “clusters” de partículas, em menor intensidade, o que implica em dizer que o escoamento ainda é levemente não-estacionário nestas regiões, ou seja, ECLE ainda são observadas.

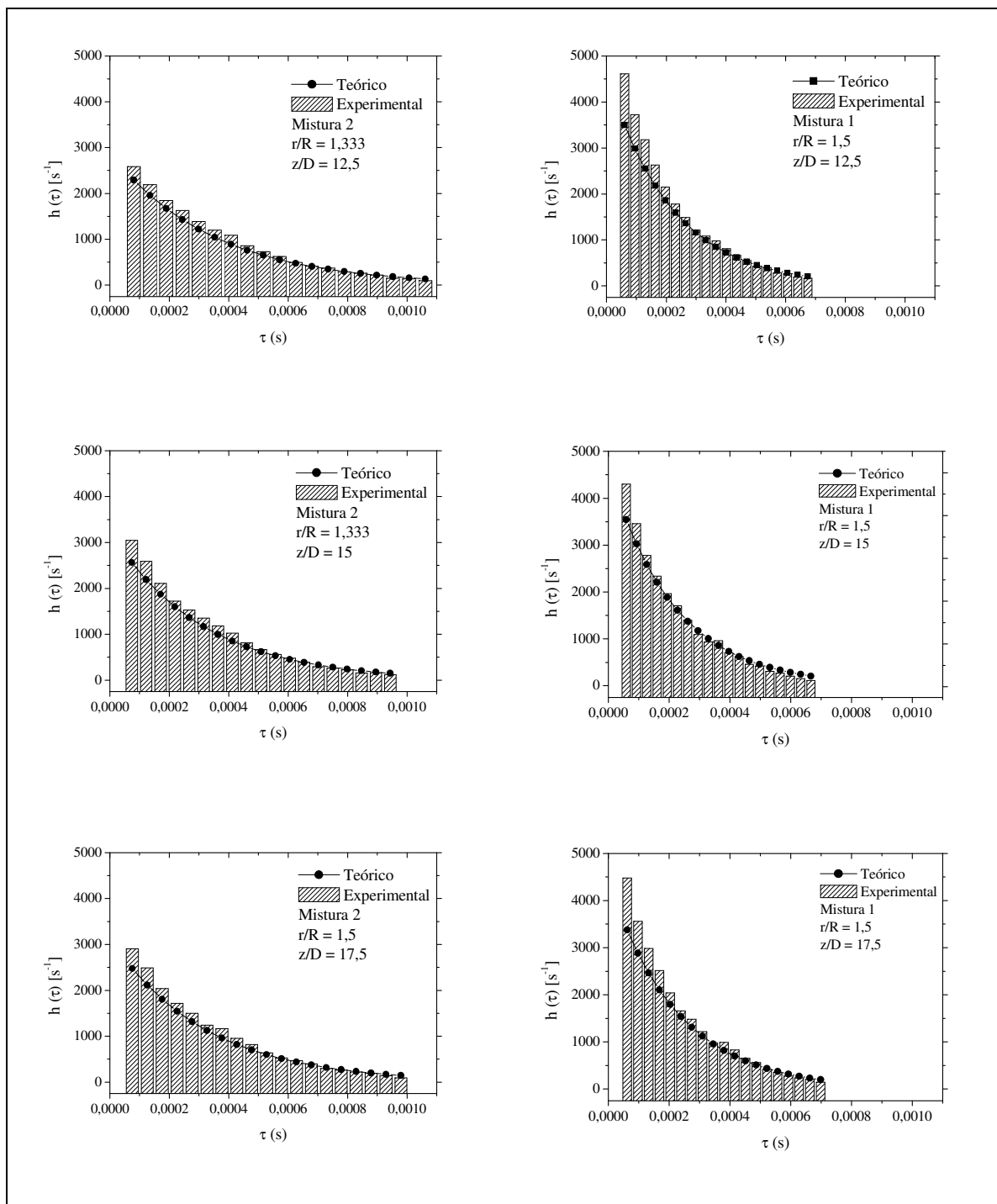


Figura 5.37 - Comparação entre a distribuição IAT para a mistura 2 e mistura 1.

5.5.6. Análise dos Perfis Axiais

As Figuras 5.38, Figura 5.39 e Figura 5.40 apresentam o comportamento do perfil médio de velocidade, velocidade RMS e intensidade de turbulência em relação ao incremento da distância axial, a partir da saída do tubo.

De acordo com os resultados apresentados na Figura 5.38, há um acréscimo no perfil axial médio de velocidade, normalizado em relação à velocidade inicial U_0 , imediatamente após a saída do tubo, alcançando assim o seu pico máximo nas distâncias axiais $z/D = 6,667$ e $z/D = 8,333$, respectivamente, para os diâmetros médios de Sauter de $50 \mu\text{m}$ (10-65 μm) e $90 \mu\text{m}$ (65-120 μm), após a saída do duto.

Este efeito de aumento de velocidade no núcleo do jato, em uma região próxima ao orifício de formação do jato, é atribuído a um efeito de focalização devido à presença de estruturas coerentes na região de contorno do jato. Este feito foi reportado por Laats e Frishman (1979) em seus estudos.

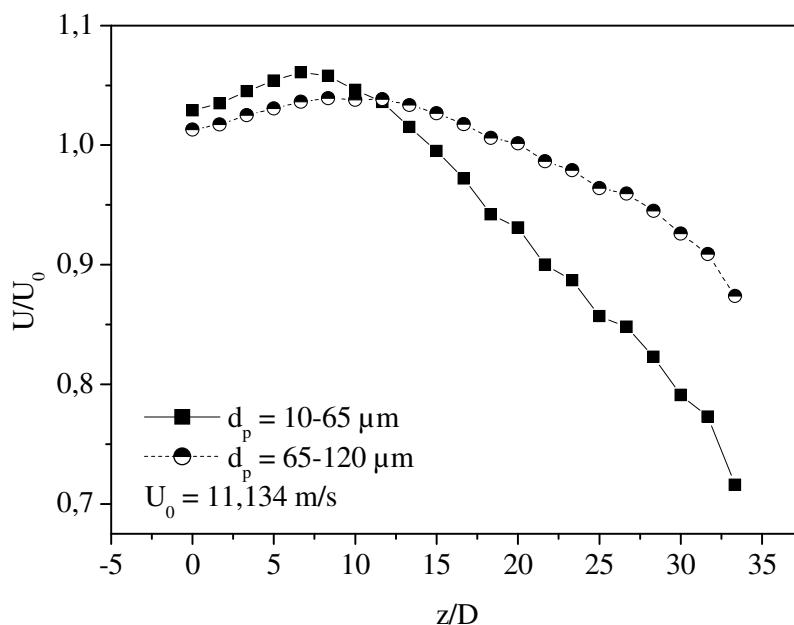


Figura 5.38 – Perfil axial de velocidade média para os diâmetros de partícula de 10-65 μm e 65-120 μm .

É possível também observar que para o perfil de velocidade com $d_{p,s} = 50 \mu\text{m}$, uma queda mais acentuada no perfil axial é observada, quando comparada às partículas com $d_{p,s} = 90 \mu\text{m}$. Isto ocorre, pois partículas menores são mais facilmente direcionadas pelo escoamento, possuindo assim uma maior taxa de dissipação lateral de velocidade, o que provoca uma diminuição mais drástica da velocidade axial na linha central do jato. Já as partículas com $90 \mu\text{m}$ possuem uma maior inércia, o que faz com que qualquer movimento ocorra de forma gradativa, tornando-se mais homogêneo.

De forma análoga aos estudos mostrados anteriormente, a Figura 5.39 fornece informações relacionadas aos perfis de velocidade RMS para os dois diferentes diâmetros de partículas analisados.

Dessa forma, é possível observar que ambos os valores de diâmetro de partículas analisados possuem valores similares de velocidade RMS na linha central do jato. No entanto, na medida em que estes se deslocam axialmente, diferenças são observadas.

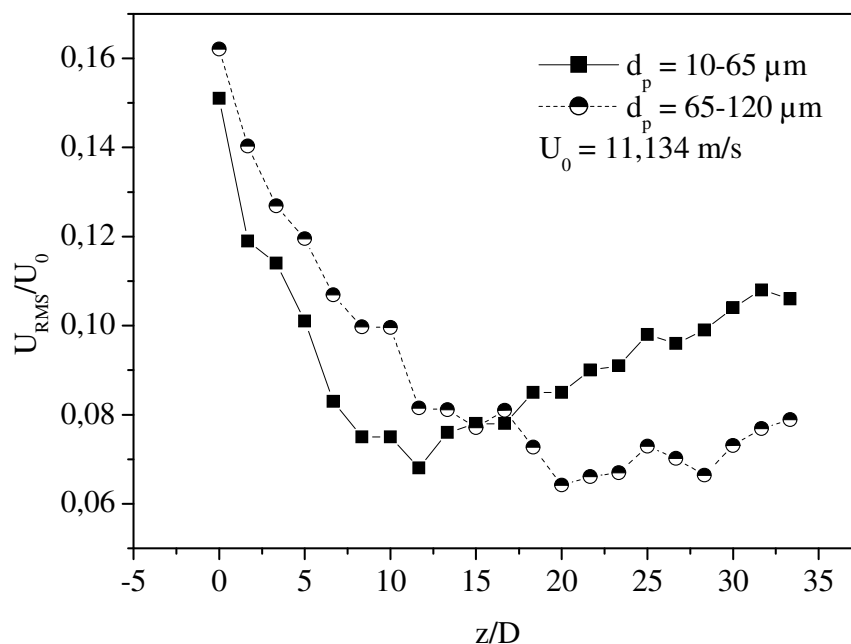


Figura 5.39 - Perfil axial de velocidade RMS para os diâmetros de partícula de $10-65 \mu\text{m}$ e $65-120 \mu\text{m}$.

É interessante perceber que as partículas de $d_{p,s} = 50 \mu\text{m}$ possuem um ponto de inflexão em uma região $z/D = 11,667$, enquanto que partículas com $d_{p,s} = 90 \mu\text{m}$ possuem um perfil mais estável a partir desta mesma localização axial.

Pode-se perceber que a região, onde os valores mais altos de velocidade RMS são observados, compreendia entre $z/D = 0$ e $z/D = 10$, a qual corresponde à região de contorno ao núcleo do escoamento, conforme apresentado na Figura 2.1, ou seja, região onde o escoamento se desenvolve. Além disto, nesta região, fortes interações entre o fluido ambiente e o fluido do jato ocorrem, devido às velocidades cisalhantes entre ambos e, conseqüentemente, as ECLE, o que provoca um aumento na velocidade RMS.

Em um ponto próximo a $z/D = 10$, a região de contorno, também conhecida como região de mistura, intercepta o centro do jato, o que implica em afirmar que a partir deste ponto o escoamento se torna desenvolvido, e análises em relação a este perfil podem ser desenvolvidas.

Em relação a intensidade de turbulência, mostrada na Figura 5.40, similaridades existem em relação a análise da velocidade RMS, como por exemplo, a inversão do perfil em uma região compreendia entre $z/D = 10$ e $z/D = 15$, bem como altos valores de intensidade de turbulência na região de desenvolvimento, devido as altas flutuações de velocidade.

No caso da análise de intensidade de turbulência, uma inversão no perfil também é observada para as partículas de $d_{p,s} = 90 \mu\text{m}$, as quais possuem um valor de 13,79% no orifício de formação do jato, diminuindo até 6,41% na região de inflexão ($z/D = 20$), e aumentando novamente até o valor de 9,04 % para uma distância $z/D = 33,33$. Já as partículas de $d_{p,s} = 50 \mu\text{m}$ possuem o valor de intensidade de turbulência na região $z/D = 0$ de 14,70%, atingindo 6,6% no ponto de inflexão, e retomando a intensidade de turbulência a um valor de 14,74% na região $z/D = 14,74\%$, conforme visualizado na Figura 5.40.

Este efeito de inversão e aumento nos valores encontrados neste perfil é atribuído à produção de energia cinética, na região de contorno, e aos altos valores de inércia das partículas. Nesta região de contorno, a produção de energia cinética é alta, devido ao transporte turbulento radial das regiões externas do jato em direção ao centro do jato, o que

provocaria o aumento da intensidade de turbulência imediatamente após a saída do tubo onde o jato é formado (Gillandt et al. (2001)).

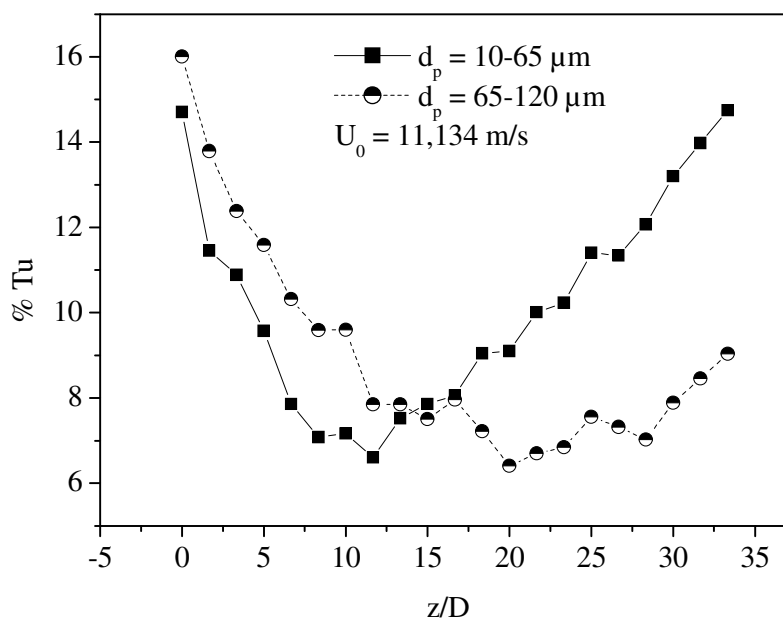


Figura 5.40 - Perfil axial de intensidade de turbulência para os diâmetros de partícula de 10-65 μm e 65-120 μm.

6. CONCLUSÕES E SUGESTÕES

Um estudo por técnicas de PDA foi realizado com intuito de analisar as ECLE, presentes no escoamento disperso de um jato livre circular bifásico, operando a diferentes condições operacionais. Dados referentes à velocidade média, velocidade RMS, intensidade de turbulência e ECLE, este último em termos de Chi^2 , número de desvios e distribuição IAT, foram analisados em diferentes regiões axiais e radiais de um jato.

A grande maioria dos trabalhos encontrados na literatura é desenvolvida em regiões muito próximas ao orifício de formação do jato, região de desenvolvimento, havendo assim a necessidade de analisar o escoamento também nas regiões onde o mesmo se encontra desenvolvido. Além disto, nestas regiões de escoamento desenvolvido, “clusters” de partículas são formados, devido à presença de ECLE, as quais agem diretamente na formação dos mesmos (Longmire e Eaton (1992)). O entendimento destes fenômenos e localização destas estruturas é de fundamental interesse para inúmeros processos, como os que apresentam jatos de mistura, além de poderem ser utilizados para a predição dos acontecimentos em qualquer escoamento bifásico gás-sólido.

Para determinar as condições espaciais em que os dados seriam obtidos, uma análise de simetria do escoamento foi previamente desenvolvida, o que foi possível verificar a condição de simetria do processo, diminuindo assim consideravelmente o número de amostras necessárias.

Três diferentes estudos de caso foram analisados. O primeiro, considerando cinco diferentes condições de velocidade inicial e número de Reynolds para partículas com 50 μm de diâmetro. O segundo em uma relação mássica de mistura de 52% de partículas com diâmetro médio de 50 μm , e 48% de partículas com 90 μm , respectivamente. E por fim, uma segunda mistura na proporção de 12% em massa de partículas com 50 μm , e 88% para partículas com 90 μm .

A partir destes estudos, as seguintes conclusões foram obtidas:

- Para o escoamento a diferentes valores do número de Reynolds foi possível observar que estruturas incoerentes dominam o escoamento na linha central do jato em todas as condições de velocidade inicial analisadas. Em uma região radial um pouco mais afastada do centro do jato, ECLE são claramente observadas, dominando o escoamento para a fase discreta nestas regiões. Além disto, foi possível observar que estas são responsáveis pela formação de “clusters” de partículas, devido ao redirecionamento da fase sólida. A formação destas estruturas ocorre com maior intensidade a baixos valores de número de Reynolds. Foi observado também que para altos valores de Reynolds, existe uma diminuição na intensidade das ECLE, e consequentemente, menor formação de “clusters” de partículas.
- Em relação à mistura 1, foi possível concluir que partículas de 90µm afetam o escoamento, redirecionando as ECLE em direção ao centro do jato. No entanto estas partículas não estão em quantidade suficiente para suprimir a influência das ECLE, da fase contínua, sobre a formação de “clusters” de partículas, ocorrendo desta forma, um efeito inverso, ou seja, partículas com diâmetro médio de 50µm recebem um reforço das partículas maiores em um determinado ponto radial, aumentando a instabilidade do escoamento, ou seja, maior influência das ECLE sobre a formação de “clusters”.
- Em relação à mistura 2, pode-se dizer que a mesma é dominada por partículas com diâmetro médio de 90 µm, devido à relação de mistura. Estas estão presentes ainda mais próximo ao centro do jato, devido a uma baixa dispersão lateral das mesmas e ao elevado número de Stokes. Em relação à ocorrência de ECLE, foi possível observar que nesta mistura as influências das ECLE são mínimas, devido à presença de um considerável número de partículas com valores de número de Stokes altos, o que implica no descolamento das interações da fase particulada, da fase contínua, diminuindo assim, consideravelmente a formação de “clusters” de partículas.

- É possível concluir com estes resultados que, com a dominância de partículas de 90 μ m no escoamento da mistura 2, alterações significativas existem, principalmente no que diz respeito ao aumento do contato interparticular destas com as de 50 μ m, confirmadas neste estudo pela análise da velocidade RMS e Chi^2 . Isto ocorre basicamente devido a uma maior área superficial das partículas de 90 μ m.
- A técnica de “Interparticle Arrival Time” proposta por Edwards and Marx (1995) se mostrou uma técnica eficiente no estudo de estrutura de larga escalas em vórtices em jato bifásico, o que permitiu definir com certa segurança, a partir da análise da estabilidade e instabilidade do jato, onde existem as maiores probabilidades de ECLE ocorrerem.
- E ainda, de uma forma geral, este estudo permitiu uma análise detalhada das ECLE e da formação de “clusters” de partículas para a fase dispersa, para um diâmetro médio de 50 μ m e 90 μ m, permitindo assim a aquisição de uma quantidade significativa de informações a respeito da formação e dispersão das mesmas.

Tem-se também como principal sugestão para trabalhos futuros a análise do jato circular, com as mesmas configurações apresentadas neste estudo, em ambiente confinado. Esta investigação tornaria possível analisar, além dos fenômenos de choques partícula-partícula, os fenômenos de choque partícula-parede e os efeitos da parede em relação aos perfis de velocidade média, velocidade RMS, intensidade de turbulência e ECLE, comparativamente com os resultados obtidos para o jato livre.

E finalmente, a investigação extensiva de dados experimentais em relação ao comportamento da fase dispersa no escoamento gás-sólido em um jato poderá ser utilizada em pesquisas posteriores como uma importante fonte de dados para uma validação detalhada, por meio de simulação numérica do escoamento disperso bifásico, incluindo as fortes interações entre as fases gás e particulada.

Estas análises podem ajudar também o estudo de fenômenos existentes em equipamentos presentes na indústria petroquímica, onde partículas aparecem como uma fase dispersa no

escoamento, como por exemplo, em equipamentos de fluidização e fluidização rápida, uma vez que o diâmetro das partículas e as estruturas de escoamento observadas nestes equipamentos são similares às analisadas no jato em estudo.

7. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ALBRECHT, H. E.; BORYS, M.; DAMASCHKE, N.; TROPEA, C.; *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Ed. Springer, 2002.

AISA, L.; GARCIA, J. A.; CERECEDO, L. M.; GARCIA PALACIN, I.; CALVO, E.; Particle concentration and local mass flux measurements in two-phase flows with PDA. Application to a study on dispersion of spherical particles in a turbulent air jet. *International Journal of Multiphase Flow*, 28, 301 – 324, 2002.

BENEDICT, L. H.; NOBACH, H.; TROPEA, C.; Estimation of turbulent velocity spectra from laser Doppler data. *Meas. Sci. Techlonogy*, 11, 1089 – 1104, 2000.

BOGUSLAWSKI, L.; POPIEL, Cz. O.; Flow structure of th free round turbulent jet in the initial region. *Journal of Fluid Mechanics*, 90, 531 – 539, 1979.

CHANSON, H.; Bubbly Flow Structure in Hydraulic Jump. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 26, 367 – 384, 2007.

COHEN, J.; WYGNANSKI, I.; The evolution of instabilities in the axisymmetric jet. Part 1. The linear growth of disturbances near the nozzle. *Journal of Fluid Mechanics*, 248, 315 – 361, 1993.

DECKER, R. K.; *Modelagem e simulação tridimensional e transiente do escoamento gás-sólido*. Dissertação (Mestrado) - Unicamp, Campinas, São Paulo: [s.n.], 2003.

DEVIDSON, L.; *An Introduction of Turbulence Models*. Report 97/2, Dpto. of Thermo and Fluid Daynamics, Chalmers, 1997.

DOUDOU, A; Estimation of turbulence spectra in flows of hard conditions sensed with LDA. *Measurement* , 40, 75 – 92, 2007.

DRUZHININ, O. A. On the two-way interaction in two-dimensional particle-laden flows: the accumulation of particles and flow modification. *Journal of Fluid Mechanics*, 297, 49 – 76, 1995.

EDWARDS, C.F.; MARX, K.D.; Multipoint Statistical Structure of the Ideal Spray, Part I: Fundamental Concepts and the Realization Density. *Atomization & Sprays* 5, 435 – 455, 1995.

EDWARDS, C.F.; MARX, K.D.; Multipoint Statistical Structure of the Ideal Spray, Part II: Evaluating Steadiness Using the Interparticle Time Distribution. *Atomization & Sprays* 5, 457-505, 1995.

FAN, Q.; ZHANG, H.; GUO, Y.; WANG, X.; LIN, W.; Experimental studies of two-phase round turbulent jet coherent structures. *Tsinghua Science and Tecnology*, 5, 105 – 108, 2000.

FAN, J.; LUO, K.; ZHENG, Y.; JIN, H.; CEN, K.; Modulation on coherent vortex structures by dispersed solid particles in a three-dimensional mixing layer. *Physical Review*, 68, 036309-1- 036309-10, 2003.

FRANKE, K.; MENN, P.; Dokumentation der Messwerterfassung und Signalauswertung zur Spectrum-Karte PCI.212 / MI.3012. Software PDA-Messungen 2002.

FRARE, L. M.; GIMENES, M. L.; PEREIRA, N. C.; MENDES, E. S.; *Linearizacao do modelo log-normal para distribuição de tamanho de partículas*. *Acta Scientiarum*, 22, 1235 – 1239, 2000.

GIDASPOW, D.; *Multiphase Flow and Fluidization*. Ed. Academic Press, San Diego – California, 1994.

GILLANDT, I.; SCHULZE, T.; FRITSCHING, U.; BAUCKHAGE, K.; Simultaneous measurement of continuous and dispersed phase in a two-phase jet flow, *Flow Measurement and Instrumentation*, 9, 1 – 9, 1998.

GILLANDT, I.; FRITSCHING, U.; BAUCKHAGE, K.; Measurement of phase interaction in dispersed gas/particle two-phase flow, *International Journal of Multiphase Flow*, 27, 1313 – 1332, 2001.

GILLANDT, I.; Analyse der Turbulenzmodulation im dispersen zweiphasigen Freistrahler; Shaker, Aachen, 2000.

GORE, R. A.; CROWE, C. T.: Effect of particle size on modulation turbulence intensity. *International Journal of Multiphase Flow*, 15, 279 – 285, 1989.

HARTEVELD, W. K.; MUDDE, R. F.; VAN DEN AKKER, H. E. A.; Estimation of turbulence power spectra for bubbly flows from laser Doppler anemometry signals. *Chemical Engineering Science*, 60, 6160 – 6168, 2005.

HEINLEIN, J.; FRITSCHING, U.; Detection and evaluation of droplet concentration variations in sprays; Shaker Verlag, Aachen, 2004.

HEINLEIN, J.; FRITSCHING, U.; Droplet Clustering in Sprays, *Experiment in Fluids* 40, (3), 464 – 472, 2006.

HEINLEIN, J.; SCHULTE, G.; FRITSCHING, U.; GUARDANI, R.; Mapping the structure of a liquid spray by means of neural networks, *Chemical Engineering and Processing*, 46, 1357 – 1363, 2007.

HISHIDA, K.; MAEDA, M.; Application of laser/phase doppler anemometer to dispersed two-phase jet flow. *Particle and Particle System Characterization*, 7, 152 – 159, 1990.

HUSSAIN, A. K. M. F.; ZAMAN, K. B. M. Q.; Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation. Part 2. Coherent structure dynamics. *Journal of Fluid Mechanics*, 101, 493 – 544, 1980.

HUSSAIN, A. K. M. F.; Coherent structures – reality and myth. *Phys. Fluid*, 26, 2816 – 2850, 1983.

HUSSAIN, A. K. M. F.; Coherent structures and turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 173, 303 – 356, 1986.

HUSSAINOV, M.; KARTUSHINSKY, A.; RUDI, Ü.; SHCHEGLOV, I.; KOHNEN, G.; SOMMERFELD, M.; Experimental investigation of turbulence modulation by solid particles in a grid-generated vertical flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 21:365-373, 2000.

IBSEN, C. H.; *An experimental and Computational Study of Gas-Particle Flow in Circulating Fluidised Reactores*. PhD Thesis - Aalborg University Esbjerg, Esbjerg, Denmark, 2002.

JEONG, J; HUSSAIN, F.; On the identification of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 285, 69 – 94, 1995.

LAATS, M. K.; FRISHMAN, F.A.; Dispersion of an Inertia Mixture of Varying Size in a Two-Phase Axisymmetrical Stream. *J. Eng. Physics*, 18, 436-440, 1979.

LÁZARO, B. J.; LASHERAS, J. C.; Particle dispersion in the developing free shear layer. Part 2. Forced flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 235, 179 – 221, 1992.

LEPICOYSKY, J.; Laser Velocimeter Measurements of Large Scale Structures in a Tone-Excited Jet. *AIAA Journal*, 24, 27 - 31, 1986.

LONGMIRE, E. K.; EATON, J. K.; Structure of a particle-laden round jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 236, 217 – 257, 1992.

LUONG, J.T.K.; SOJKA, P.E.; Unsteadiness in Effervescent Sprays, *Atomization & Sprays* 9, 217-257, 1999.

NEILL, O`.; SORIA, P.; HONNERY, D.; The stability of low Reynolds number round jets. *Experiments in Fluids*, 36, 473 – 483, 2004.

NOBACH, H.; MÜLLER, E.; TROPEA, C.; Efficient estimation of power spectra density from laser dopper anemometer data. *Experiments and fluids*, 24, 499 – 509, 1998.

OGATA, K.; FUNATSU, K.; TOMITA, Y.; Experimental investigation of a free falling powder jet and the air entrainment. *Powder Technology*, 115, 90 – 95, 2001.

PERRY, R. H.; GREEN, D. W.; *Perry's Chemical Engineering Handbook*, Mcgraw Hill, 1999.

PIETRI, L.; GHARBI, A.; AMIELH, M.; ANSELMET, F.; Estimation of velocity spectra in variable density jets using laser-doppler anemometry. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 17, 107 – 115, 1998.

QUIN, W. R.; Upstream nozzle shaping effects on near field flow in round turbulent free jets. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 25, 279 – 301, 2006.

QUIN, W. R.; Experimental study of the near field and transition region of a free jet issuing from a sharp-edged elliptic orifice plate. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 26, 583–614, 2007.

RIBEIRO, M. M.; WHITELAW, J. H.; The structure of Turbulent Jets. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 370, 281 – 301, 1980.

ROHLF, F. J.; SOKAL, R. R. *Statistical Tables*, 2nd ed., USA, 1981.

SAKAKIBARA, J.; WICKER, R. B.; EATON, J. K.; Measurements of the particle-fluid velocity correlation and the extra dissipation in a round jet. *International Journal of Multiphase Flow*, 22, 863 – 881, 1996.

TILLWICK, J.; *Einsatz der PDA-Meßtechnik zur Charakterisierung des Sprühkompaktierungsprozesses bei der Zerstäubung von Metallschmelzen*. Dissertation, Universität Bremen, FB4, 1999.

THERON, M.; BELLENOUE, M.; Experimental investigation of the effects of heat release on mixing processes and flow structure in a high-speed subsonic turbulent H₂ jet. *Combustion and Flame*, 145, 688 – 702, 2006.

TSO, J.; HUSSAIN, F.; Organized motions in a fully developed turbulent axisymmetric jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 203, 425 – 448, 1989.

VEGINI, A.; Modelagem multifásica euleriana-euleriana para simulação numérica de ciclones. Tese (Doutorado) - Unicamp, Campinas, São Paulo: [s.n.], 2007.

YANG, X.; RIELLY, C.; LI, L.; LI, G.; CHEN, B.; HUANG, X.; Modelling of heavy and buoyant particle dispersion in a two-dimensional turbulent mixing layer. *Powder Technology*, 178, 151 – 165, 2007.

YASUNA, J. A.; MOYER, H. R.; ELLIOTT, S.; SINCLAIR, J. L.; Quantitative prediction of gas-particle flow in a vertical pipe with particle-particle interactions. *Powder Technology*, 84, 23-34, 1995.

YULE, A. J.; Large-scale structure in the mixing layer of a round jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 89, 413 – 432, 1978.

ZAMAN, K. B. M. Q.; HUSSAIN, A. K. M. F.; Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation. Part 1. General jet response. *Journal of Fluid Mechanics*, 101, 449 – 491, 1980.

ZAMAN, K. B. M. Q.; HUSSAIN, A. K. M. F.; Taylor hypothesis and large-scale coherent structures. *Journal of Fluid Mechanics*, 112, 379 – 396, 1981.