

**UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA  
FACULDADE DE TECNOLOGIA  
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA**

**ESTUDO DE UM MISTURADOR TIPO "T" COM AS  
TÉCNICAS DE PIV E PLIF**

**FLÁVIO ANTONIO CASTRO DE MEDEIROS LULA**

**ORIENTADOR: ANTÔNIO CESAR PINHO BRASIL JÚNIOR**

**DISSERTAÇÃO DE MESTRADO EM CIÊNCIAS MECÂNICAS**

**PUBLICAÇÃO: ENM.DM-106A/06  
BRASÍLIA/DF: DEZEMBRO DE 2006**

**UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA  
FACULDADE DE TECNOLOGIA  
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA**

**ESTUDO DE UM MISTURADOR TIPO "T" COM AS  
TÉCNICAS DE PIV E PLIF**

**FLÁVIO ANTONIO CASTRO DE MEDEIROS LULA**

**DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO DEPARTAMENTO DE  
ENGENHARIA MECÂNICA DA FACULDADE DE TECNOLOGIA  
DA UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA COMO PARTE DOS  
REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE  
MESTRE EM CIÊNCIAS MECÂNICAS**

**APROVADA POR:**

---

**Prof. Antônio César Pinho Brasil Júnior, PhD (ENM-UnB)  
(Orientador)**

---

**Prof. Armando Caldeira Pires, PhD (ENM-UnB)  
(Examinador Interno)**

---

**Prof. Geraldo Afonso Spinelli Martins Ribeiro, PhD (Petrobrás)  
(Examinador Externo)**

**BRASÍLIA/DF, 14 DE DEZEMBRO DE 2006**

## AGRADECIMENTOS

Este caminho não poderia ter sido trilhado sem a preciosa ajuda daqueles que fizeram parte da minha vida familiar e acadêmica ao longo destes anos onde às vezes, essas vidas se cruzaram até o ponto em que não mais soube distinguir uma da outra.

Agradeço a Deus por ter me cercado das pessoas certas nas horas certas.

Aos meus pais pelo amor e apoio irrestrito e total em todos os momentos da minha vida.

À minha adorada esposa Raquel, pelo amor, dedicação e, sobretudo pela paciência. À minha querida irmã pelo carinho e palavras de ajuda nas horas mais difíceis.

Agradeço ao Professor Antônio Brasil Jr. pela confiança depositada, pela amizade e generosa orientação.

Agradeço ao Professor Aldo João de Sousa pelas palavras de carinho nas horas difíceis, pela colaboração nas infindáveis horas que passamos no laboratório desvendando os meandros das técnicas experimentais, pelas discussões da vida e por toda a ajuda na formação deste aluno nestes anos de convivência.

Agradeço aos Professores Armando Caldeira Pires e Lúcio Salomon pelo apoio a realização deste trabalho.

Agradeço aos grandes amigos, Rafael de Mello Pereira e José Gustavo Coelho, que deram o seu precioso apoio e contribuição para a realização deste trabalho.

Agradeço ao Professor Serge Simoes da Ecole Centrale de Lyon – França pelo apoio oferecido durante visita ao seu laboratório.

Agradeço aos amigos do SG-9, Arthur, Xavier, Tarsis e Pereira, pelo suporte na construção experimental.

## **FICHA CATALOGRÁFICA**

LULA, FLÁVIO ANTONIO CASTRO DE MEDEIROS

Estudo de um misturador tipo "T" com as técnicas de PIV e PLIF.[2006]

xi, 74p., 210 x 297 mm (ENM/FT/UnB, Mestre, Ciências Mecânicas, 2006).

Dissertação de Mestrado – Universidade de Brasília. Faculdade de Tecnologia.

Departamento de Engenharia Mecânica.

1. Misturador T

2. PIV

3. PLIF

4. Jato Cruzados

I. ENM/FT/UnB

II. Título (série)

## **REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA**

LULA, Flávio A. C. M. (2006). Estudo de um misturador tipo "T" com as técnicas de PIV e PLIF. ENM.DM-106A/06, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade de Brasília, Brasília, DF, 74p.

## **CESSÃO DE DIREITOS**

AUTOR: Flávio Antonio Castro de Medeiros Lula.

TÍTULO: Estudo de um misturador tipo "T" com as técnicas de PIV e PLIF.

GRAU: Mestre

ANO: 2006

É concedida à Universidade de Brasília permissão para reproduzir cópias desta dissertação de mestrado e para emprestar ou vender tais cópias somente para propósitos acadêmicos e científicos. O autor reserva outros direitos de publicação e nenhuma parte dessa dissertação de mestrado pode ser reproduzida sem autorização por escrito do autor.

---

Flávio Antonio Castro de Medeiros Lula  
SRES Quadra 2 Bloco H Casa 2 – Cruzeiro Velho  
70648-080 Brasília – DF Brasil.

## RESUMO

No presente trabalho experimental foram estudados os mecanismos de mistura em um misturador com geometria tipo “T” com as técnicas de velocimetria por imagem de partículas (PIV) e fluorescência induzida por plano laser (PLIF). O misturador “T” é composto por uma junção entre dois tubos, formando um ângulo de 90°. A razão de diâmetros entre os tubos neste trabalho é  $d/D=0,2$ .

Para a realização deste trabalho, foi construída uma bancada experimental com uma seção de testes transparente de modo a permitir a visualização do escoamento no interior do misturador. A bancada foi concebida com dois circuitos, o primário e o secundário, permitindo a realização de experimentos com circuito aberto (PLIF) ou fechado (PIV).

Os experimentos de PLIF e PIV foram realizados utilizando-se um laser do tipo Nd:YAG com comprimento de onda igual a 532 nm de coloração verde. O corante usado para fluorescência foi a Rodamina B e para a velocimetria foram utilizadas partículas ocas de vidro recobertas com prata. O fluido de trabalho empregado nos dois circuitos foi a água.

Nas seções experimentais de PIV foram capturadas imagens no plano longitudinal do escoamento para sete razões de velocidades, onde a visualização e análise dos perfis de velocidade permitiram a verificação do aumento da penetração do jato a medida que a razão de velocidade era aumentada.

Para a obtenção dos perfis de concentração do misturador “T” foram capturadas imagens no plano longitudinal para sete razões de velocidades, que permitiram a verificação da trajetória do jato e decaimento da concentração, e no plano transversal foram realizadas medições para três razões de velocidades, onde foi possível verificar a homogeneidade da mistura ao longo do tubo escoamento principal.

As técnicas de visualização PIV e PLIF demonstraram ser ferramentas poderosas para o estudo de perfis bidimensionais de velocidade e concentração instantâneas, onde os resultados conseguidos revelaram-se de acordo com a literatura estudada.

## ABSTRACT

In the present work, the mechanism of a Tee mixer is studied with the techniques of Particle Image Velocimetry – PIV and Planar Laser Induced Fluorescence – PLIF. The Tee mixer is a junction of two pipes in 90 degrees. The pipe diameter ratio in this work is  $d/D=0,2$ .

The experimental setup built is divided in two circuits, a primary and a secondary. A test section is located at the end of the primary circuit and it combines both circuits to form the Tee mixer. This test section is made of acrylic pipes which allows the visualization of the flow inside the mixer. The setup can be mounted for a open-loop (PLIF) or a closed-loop (PIV).

Both PIV and PLIF experiments were carried out using a Nd:YAG laser at a wavelength of 532nm (green light). The dye tracer used in PLIF is Rhodamine B and for PIV were used hollow glass spheres with diameter of 13  $\mu\text{m}$  and specific mass of 1600  $\text{kg}/\text{m}^3$ . The circuits were fed up with tap water in all experiments.

For PIV's experiments, images were captured in the spanwise direction for seven velocity ratios, where those visualizations brought to the velocity profile analysis the verification that the rise in jet penetration is driven by the increase of the velocity ratio.

In the analysis of the concentration profiles, images were captured on spanwise direction for seven velocity ratios which allowed us verify the jet trajectories and the concentration decay. Other images were captured on the transverse direction for three velocity ratios to verify the homogeneity of the mixture down the primary circuit after jet injection. The results matched with the literature reviewed.

In this study, it is demonstrated the PIV and PLIF can be used successfully to capture velocity and concentration profiles in the mixing process.

## SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO.....	1
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	6
3	METODOLOGIA.....	19
3.1	FLUORESCENCIA INDUZIDA POR PLANO LASER – PLIF.....	19
3.1.1	Definição.....	19
3.1.1.1	Incandescência.....	21
3.1.1.2	Luminescência.....	21
3.1.2	Mecanismo de medição da fluorescência induzida por laser.....	23
3.2	VELOCIMETRIA POR IMAGEM DE PARTÍCULAS – PIV.....	27
3.2.1	Definição.....	27
3.2.2	Correlação.....	29
3.2.3	Correlação cruzada.....	30
3.2.4	Partículas.....	32
3.2.5	Plano de Luz.....	34
4	PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS.....	36
4.1	DESCRIÇÃO DA BANCADA EXPERIMENTAL.....	36
4.2	FLUORESCENCIA INDUZIDA POR PLANO LASER – PLIF.....	37
4.2.1	Laser/Corante.....	38
4.2.2	Procedimento de aquisição de dados.....	38
4.2.3	Calibração.....	39
4.2.4	Experimentos (PLIF longitudinal).....	43
4.2.5	Experimentos (PLIF transversal).....	44
4.2.6	Processamento das imagens.....	46
4.3	VELOCIMETRIA POR IMAGENS DE PARTICULAS.....	47
4.3.1	Calibração – PIV.....	49
4.3.2	Experimentos.....	49
4.3.3	Tratamento das imagens.....	50
5	RESULTADOS.....	52
5.1	VELOCIMETRIA POR IMAGEM DE PARTICULAS – PIV.....	52
5.2	FLUORESCÊNCIA INDUZIDA POR PLANO LASER – PLIF.....	56
5.2.1	Medições no plano longitudinal.....	56
5.2.2	Trajetória do jato.....	60
5.2.3	Linha de decaimento da concentração.....	62
5.2.4	Medições no plano transversal.....	64
5.2.5	Análise de variânciados perfis transversais de concentração.....	69
6	CONCLUSÃO E SUGESTÕES.....	71
7	REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	73

## LISTA DE TABELAS

Tabela 4.1 – Níveis de concentração utilizados na calibração longitudinal .....	40
Tabela 4.2 – Configuração do sistema de aquisição de dados para calibração. ....	42
Tabela 4.3 – Razões de velocidade utilizadas no PLIF longitudinal.....	43
Tabela 4.4 – Configuração do sistema de aquisição de dados para calibração. ....	45
Tabela 4.5 – Parâmetros de medição. PIV Longitudinal.....	50
Tabela 5.1 – Valores de razão de velocidade e vazões.....	52
Tabela 5.2 – Resultados para o exponencial n da equação 1.3.....	62

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Esquema de uma câmara de combustão tipo LPP.....	2
Figura 1.2 – Esquema simplificado do misturador “T”.....	3
Figura 1.3 – Estruturas do jato em escoamento cruzado.....	4
Figura 3.1 – Esquema de uma montagem experimental para explorar a técnica PLIF.....	23
Figura 3.2 – Esquema de montagem experimental para PIV (Por La Vision Inc.).....	28
Figura 3.3 – Correlação cruzada entre duas imagens de PIV(Willert 1991).....	30
Figura 3.4 – Esquema de correlação cruzada (Por La Vision Inc.).....	31
Figura 3.5 – Rotinas para o cálculo da correlação cruzada.....	32
Figura 3.6 – Densidade de partículas na imagem. A)Baixa b)média c)alta.....	34
Figura 4.1 – Esquema de montagem da bancada experimental construída.....	36
Figura 4.2 – Fotografia da seção de testes do misturador “T”.....	37
Figura 4.3 – Imagens de calibração (medição longitudinal).....	41
Figura 4.4 – Gráfico de calibração (concentração x escala de cinza).....	41
Figura 4.5 – Imagens de calibração no plano transversal da seção de testes (posição 6)....	42
Figura 4.6 – Esquema de montagem para captura de imagens no plano longitudinal.....	43
Figura 4.7 – Imagens de concentração instantânea no plano longitudinal.....	44
Figura 4.8 – Esquema de montagem no plano transversal.....	45
Figura.4.9 – Imagens instantâneas de concentração. Plano transversal.....	46
Figura 4.10 – Esquema de transformação das imagens para escala de concentração.....	47
Figura 4.11 – Formação das imagens e disparo do laser.....	48
Figura 4.12 – Imagem de calibração para o PIV.....	49
Figura 4.13 – Imagem instantânea de PIV capturada durante as seções experimentais.....	50
Figura 5.1 – Perfil longitudinal de velocidade média para $R=0,5$ .....	52
Figura 5.2 – Perfil longitudinal de velocidade média para $R=1,0$ .....	53
Figura 5.3 – Perfil longitudinal de velocidade média para $R=1,5$ .....	53
Figura 5.4 – Perfil longitudinal de velocidade média para $R=2,0$ .....	54
Figura 5.5 – Perfil longitudinal de velocidade média para $R=2,5$ .....	54
Figura 5.6 – Perfil longitudinal de velocidade média para $R=3,0$ .....	55
Figura 5.7 – Perfil longitudinal de velocidade média para $R=4,0$ .....	55
Figura 5.8 – Perfil longitudinal de concentração média para $R=1,0$ .....	57
Figura 5.9 – Perfil longitudinal de concentração média para $R=1,5$ .....	57
Figura 5.10 – Perfil longitudinal de concentração média para $R=2,0$ .....	58

Figura 5.11 – Perfil longitudinal de concentração média para $R=2,5$ .....	58
Figura 5.12 – Perfil longitudinal de concentração média para $R=3,0$ .....	59
Figura 5.13 – Perfil longitudinal de concentração média para $R=4,0$ .....	59
Figura 5.14 – Comparação entre os perfis de concentração para todas as “R” ao longo de Z. ....	60
Figura 5.15 – Trajetória do jato baseada na concentração. ....	61
Figura 5.16 – Trajetória do jato normalizada por $R_d$ . ....	62
Figura 5.17 – Curvas de decaimento da concentração máxima ao longo da linha do jato..	63
Figura 5.18 – Decaimento da concentração ao longo da linha do jato para $z \leq R_d$ . ....	64
Figura 5.19 – Decaimento da concentração ao longo da linha do jato para $z > R_d$ . ....	64
Figura 5.20 – Perfis transversais de concentração média para $R=1,5$ .....	65
Figura 5.21 – Perfis Transversais de concentração para $R = 1,5$ em perspectiva. ....	65
Figura 5.22 – Perfis transversais de concentração média para $R=2,0$ .....	66
Figura 5.23 – Perfis Transversais de concentração para $R = 2,0$ em perspectiva. ....	66
Figura 5.24 – Perfis transversais de concentração média para $R=2,5$ .....	67
Figura 5.25 – Perfis Transversais de concentração para $R = 2,5$ em perspectiva. ....	67
Figura 5.26 – Gráfico da variância da concentração das imagens transversais. ....	69

## Lista de Símbolos

$\nu$	Frequência de radiação
$\lambda$	Comprimento de onda
$\delta$	Banda elementar do comprimento de onda incidente
$\Omega$	Ângulo de emissão fluorescente captado pela câmera
$\eta$	Coefficiente de transmissividade de radiação
$\mu$	Viscosidade dinâmica do fluido
$\rho_f$	Massa específica do fluido
$\lambda_{fo}$	Comprimento de onda que passa pelo filtro passa banda
$\varepsilon_i$	Coefficiente de absorção
$\rho_p$	Massa específica da partícula
AI	Área de interrogação
C	Concentração
c	Velocidade da luz
$C_{max}$	Concentração máxima
$C_o$	Concentração inicial na saída do jato
$d_i$	Tamanho da imagem
$d_o$	Tamanho do objeto
$d_p$	Diâmetro da partícula
E	Nível energético atômico
$F_c$	Função de correlação
g	Aceleração da gravidade local
$g_i$	Relação de aumento imagem/objeto
h	Constante de Planck
$I_a$	Intensidade de radiação absorvida
$I_c$	Intensidade de radiação luminosa capturada pela câmera
$I_f$	Intensidade de radiação fluorescente
$I_i$	Intensidade de radiação incidente
$I_o$	Intensidade de radiação que chega ao volume unitário de concentração
$l_m$	Escala de comprimento da quantidade de movimento do jato
LPP	<i>Lean pre mixed pré-vaporized</i>
K	Espectro de radiação incidente
p	Posição da partícula no escoamento
P	Posição da imagem da partícula no sensor CCD
$Q_\infty$	Vazão do circuito primário
$q_j$	Vazão do circuito secundário
R	Razão de velocidades
t	Tempo
$U_\infty$	Velocidade axial do escoamento principal
$V_j$	Velocidade do jato na entrada do tubo do escoamento principal
$v_{sp}$	Velocidade de sedimentação da partícula
x	Coordenada cartesiana na direção transversal
y	Coordenada cartesiana na direção vertical
z	Coordenada cartesiana na direção longitudinal
$Z_i$	Distância do objeto a imagem

# 1 INTRODUÇÃO

O estudo de jatos em escoamento cruzado tem sido fonte de trabalhos de pesquisadores desde o início do século XX devido à variedade de aplicações em que é encontrado. Os primeiros estudos foram realizados para entender o mecanismo de dispersão da pluma de fumaça que saía das chaminés das fábricas e que conseqüentemente poluíam as redondezas das instalações causando infortúnios às populações vizinhas, o que acontece ainda nos dias de hoje. No mesmo sentido, pesquisas com o intuito de prever a dispersão da pluma de fumaça expelida por vulcões tem sido objeto de diversos estudos na área ambiental para identificar os prováveis rumos e níveis de concentração de poluentes trazidos por tais erupções.

Ainda no campo ambiental, outro exemplo clássico de escoamentos cruzados é o da dispersão de efluentes líquidos em rios, lagos e mares por meio de emissários. A ênfase neste campo de pesquisa é dada no sentido de prever a difusão desses “jatos de poluentes” e conseqüentemente o nível de poluição (concentração) causada por este tipo de saneamento.

Jatos em escoamentos cruzados podem também ser encontrados largamente na aviação. Pesquisas no sentido de desenvolvimento de aeronaves de pouso e decolagem vertical, conhecidas como V/STOL (*Vertical Short Takeoff landing*), tem sido objeto de vários trabalhos científicos desde a época da segunda guerra mundial, quando os alemães em 1944 construíram a primeira dessas aeronaves, o *Bachem BA349 Natter*. Hoje o mais conhecido desses aviões é o Hover de fabricação inglesa. Neste caso, as pesquisas tiveram como objetivo estudar o comportamento dinâmico do jato propulsor da aeronave ao fazer a transição entre a decolagem vertical e o vôo horizontal propriamente dito. Ainda na área da aviação, outro exemplo é o da investigação dos mecanismos de injeção de combustível nos combustores de jatos propulsores e turbinas.

No caso do estudo de injeção de combustíveis, o desejo de que haja uma uniformidade na mistura do combustível faz necessário o entendimento dos mecanismos de penetração do

jato no escoamento cruzado assim como os de homogeneização da mistura entre os dois fluxos concorrentes.

Objetivo deste trabalho, o entendimento dos mecanismos de mistura em uma variação industrialmente comum do jato em escoamento cruzado, o misturador “T” é uma ferramenta de construção simples e analogamente de baixo custo quando se deseja realizar mistura entre dois compostos. Trata-se de um tipo de jato em escoamento cruzado confinado e tem sido considerado (Forney 1990) um bom meio de promover mistura, bem como transferência de calor e massa com ou sem reação química.

O estudo do misturador “T” aqui apresentado visa obter os perfis de concentração e velocidade simulando a geometria simples de uma câmara de pré-mistura presente em uma câmara de combustão do tipo LPP – *Lean Pre-mixed Pre-vaporized*. A figura 1.1 mostra o esquema da câmara de combustão LPP.

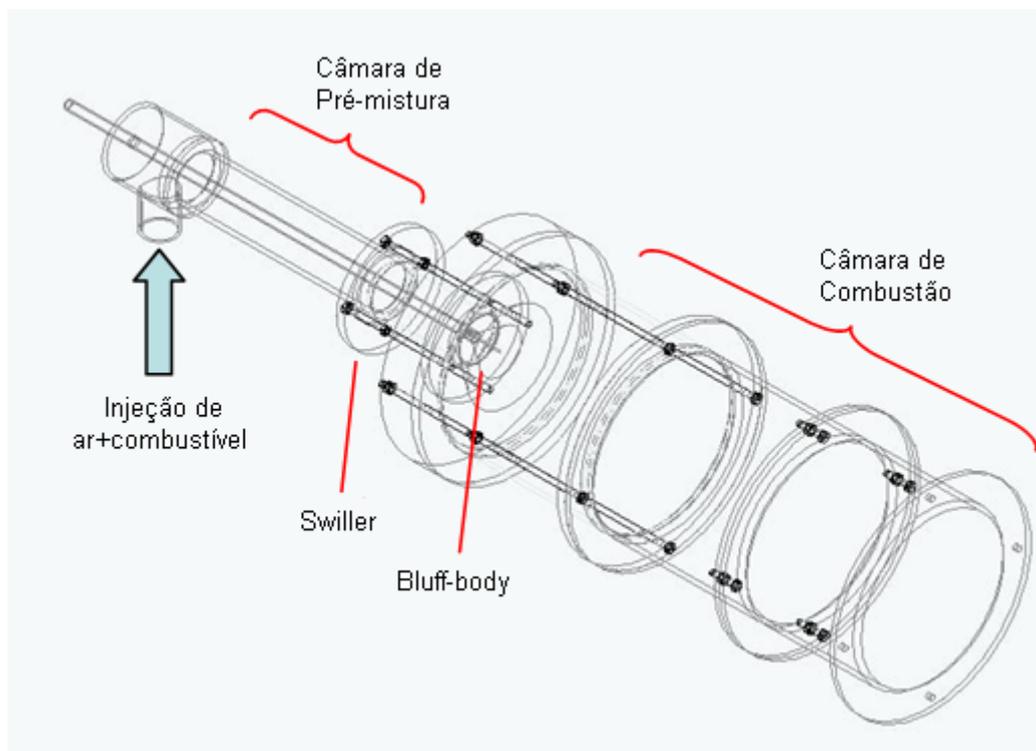


Figura 1.1 – Esquema de uma câmara de combustão tipo LPP.

Conceitualmente, mistura é associação de duas ou mais substâncias em proporções arbitrárias separáveis por meios mecânicos ou físicos. Pode-se classificar a mistura em dois tipos; macro mistura quando, o processo no qual gerou o novo composto dá-se

predominantemente por difusão turbulenta, e micro mistura, quando há predominância do fenômeno de difusividade molecular.

Difusão turbulenta é o processo pelo qual elementos de grandes escalas da turbulência interagem no desenvolvimento do escoamento causando a segregação dos elementos da mistura. A difusividade molecular ao contrário da difusão turbulenta, acontece em nível molecular onde os elementos de micro escala da turbulência influenciam na interação das moléculas efetivando a chamada micro mistura.

No misturador “T” se o numero de Reynolds do escoamento é turbulento, o processo de mistura é predominantemente realizado por difusão turbulenta na região próxima à entrada do jato, podendo-se desprezar a parcela de mistura por difusividade molecular. Entretanto, longe da entrada do jato, o fenômeno de difusividade molecular passa a ter fundamental importância devido à diminuição das escalas de turbulência (Pan 2001).

De geometria simples, o misturador “T” pode ser facilmente entendido pelo esquema presente na figura 1.2. Trata-se de um tubo de seção circular de diâmetro  $D$  e velocidade axial  $U$ , com um segundo tubo circular conectado perpendicularmente ao primeiro, com diâmetro  $d$  e velocidade  $v_j$ .

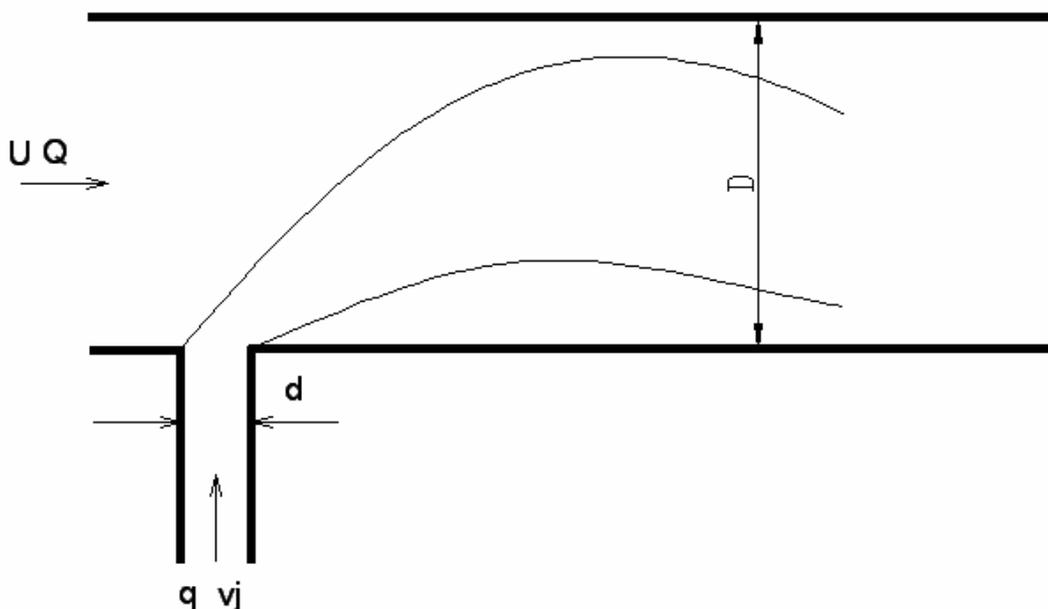


Figura 1.2 – Esquema simplificado do misturador “T”.

Devido ao grande número de estudos realizados nesta área, algumas estruturas do jato em escoamento cruzado no misturador “T” são consideradas clássicas. A primeira delas diz respeito ao par de vórtices contra-rotativos que aparece ao longo do escoamento logo após o jato curvar-se devido à quantidade de movimento do escoamento principal. Essa estrutura é responsável pela maior parte do processo de mistura turbulenta devido à entrada de fluido do escoamento principal no jato, forçada pelo movimento dos vórtices contra-rotativos. Outra estrutura observada é a formação dos chamados vórtices ferradura que são formados devido ao encontro inicial do jato com o escoamento principal, lembrando o comportamento de um caso clássico da mecânica dos fluidos que é o escoamento sobre um cilindro. Uma terceira estrutura muito observada é a formação de uma esteira de vórtices secundários (*wake vortices*) formados também devido ao encontro inicial do jato com o escoamento. A figura 1.3, retirada de Margason (1993), ilustra essas estruturas.

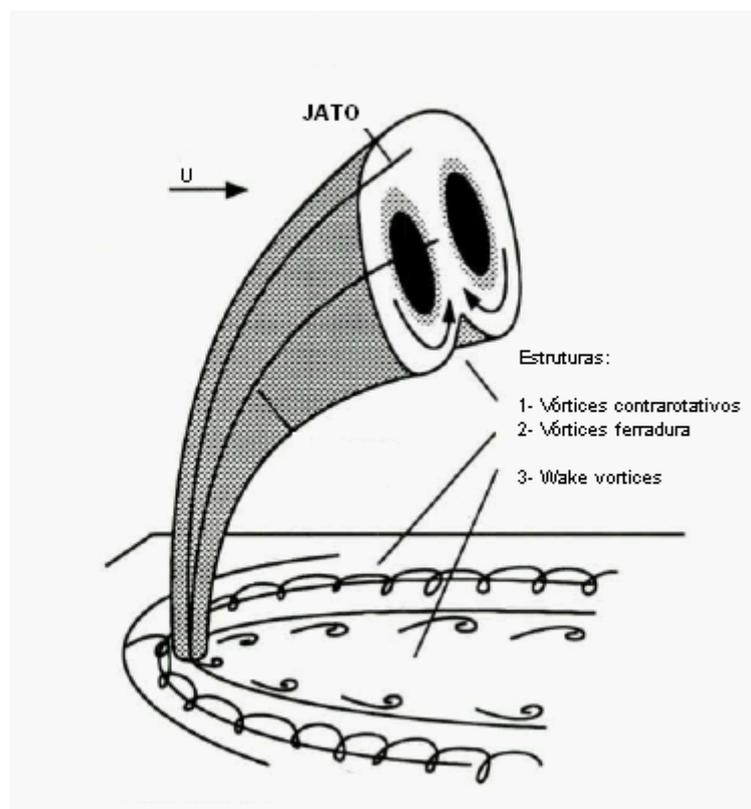


Figura 1.3 – Estruturas do jato em escoamento cruzado.

Deste modo o escoamento no interior de um misturador “T” mostra-se como um escoamento complexo e tridimensional, com estruturas turbulentas definidas porém de difícil modelamento e visualização.

Com o intuito de identificar o comportamento hidrodinâmico do escoamento presente no misturador e estudar os perfis de concentração ao longo do fluxo, identificando os parâmetros que melhoram essa mistura, o presente trabalho tem como objetivos secundários a utilização de dois instrumentos consagrados no meio científico para a determinação dos perfis de velocidade e concentração, ainda inéditos no Departamento de Engenharia Mecânica da UNB, que são as técnicas de velocimetria por imagem de partículas, comumente conhecida como *P.I.V – Particle Image Velocimetry* e a Fluorescência induzida por plano laser ou *PLIF – Plannar Laser Induced Fluorescence*.

Este trabalho é composto por sete capítulos. Inicialmente é apresentada a revisão bibliográfica dos artigos de maior importância ao longo deste trabalho. Após, no capítulo 3 são apresentados as metodologias experimentais (PLIF e PIV) utilizadas para o estudo dos perfis de concentração e velocidade do misturador. No capítulo 4 são apresentados os procedimentos experimentais realizados no desenvolvimento das técnicas empregadas, bem como uma breve explanação da bancada de testes construída. Por fim, são apresentados nos capítulos 5 os resultados obtidos experimentalmente fazendo-se um comparativo com trabalhos da revisão da literatura e no capítulo 6 é apresentada a conclusão do estudo realizado.

## 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Sroka e Forney (1989) estudaram de forma teórica e experimental, o processo de mistura de duas correntes de gases pela injeção de um jato turbulento normal à parede do tubo onde ocorre o escoamento principal. Para se caracterizar a uniformidade da mistura na seção de teste calcularam a concentração média em uma seção transversal bem como sua variância. Saliendam os autores que um jato em fluxo cruzado dilui-se rapidamente numa distância longitudinal do ponto de injeção da ordem de um diâmetro de tubo principal, à medida que o jato vai se curvando para movimentar-se longitudinalmente com o escoamento principal. A partir da análise de equações integrais de conservação de massa, de quantidade de movimento e de conservação de massa da substância usada como escalar passivo obtiveram leis de escalas para o comprimento, velocidade e para a concentração. Apresentam uma proposta de escala também para o segundo momento da concentração, ou seja, sua variância, admitindo-se que este valor realmente seja pequeno. Ensaio experimentais são conduzidos com o objetivo de se avaliar o comportamento do segundo momento em função da posição longitudinal do escoamento no misturador, ou seja, a variância da concentração em uma seção transversal do misturador em função da distância adimensional  $x/D$ , sendo  $x$  a posição longitudinal e  $D$  o diâmetro do misturador, mostrando que este segundo momento apresenta um decaimento proporcional a um expoente  $-4/3$ . O fluido presente no escoamento principal foi o ar e o escalar passivo empregado foi o gás metano a 0,3%. O escoamento principal tinha sua velocidade variando na faixa de 6 a 12,5 m/s e a velocidade do jato transversal de 1,5 a 135 m/s. A velocidade na seção de teste foi medida com anemômetro de fio quente e um detector de ionização de chama foi usado para se medir a concentração do metano na seção de teste. As medições de concentração foram realizadas nas posições  $x/D$  iguais a 2, 5 e 10. Assim os resultados são sobre o comportamento do segundo momento da concentração numa seção do misturador em função do momento do jato. O segundo momento é função tanto da posição longitudinal ( $x/D$ ) como do momento imposto ao jato transversal. Uma proposta de correlação é apresentada para correlacionar o segundo momento da concentração em função destes dois parâmetros, quais sejam, posição longitudinal e o momento do jato. Para distâncias elevadas do ponto de injeção do jato, a hipótese de similaridade dos perfis de concentração

não é aplicável. A influência do número de Reynolds no escoamento é avaliada e uma proposta de correlação do segundo momento em função da posição e do número de Reynolds é sugerida.

Kok e Van der Wal (1996) investigaram o processo de mistura de dois gases em uma junção-T. É apresentado um modelo matemático para o escoamento turbulento tipo k- $\epsilon$  para este tipo de misturador. Os resultados calculados são comparados com resultados experimentais. Mede-se tanto o campo de velocidade como o campo de concentração em diversas configurações de junções-T. A comparação dos dados calculados de concentração média com os medidos mostra boa concordância se o número de Schmidt para a difusão turbulenta for assumido como igual a 0,2. As flutuações espaciais e temporais são da mesma ordem. Os autores afirmam que um bom processo de mistura é obtido em uma junção-T se o momento do jato for forte o suficiente para cruzar o escoamento principal e atingir a parede oposta do misturador. Neste trabalho os dois gases de mistura empregados são o ar e o Nitrogênio. Como aplicação, o gás natural e ar podem ser utilizados em combustores de pré-mistura, com o objetivo de se diminuir os índices de poluição via emissão de NOx. O processo de transporte envolvido no misturador dos gases é investigado para diversas geometrias de misturadores. Salientam os autores sobre os critérios importantes na análise de misturadores, quais sejam, apresentarem pequenas flutuações nos valores da concentração na sua saída, ter um pequeno volume total e apresentar baixos valores de perda de carga. O ponto de partida para o equacionamento matemático emprega equações de conservação de massa e de momento das espécies envolvidas no escoamento turbulento, admitido isotérmico e incompressível. No modelo matemático são empregadas as equações de conservação de massa de espécies em um misturador bifásico turbulento, as equações de conservação de momento com médias de Reynolds e modelo de fechamento turbulento do tipo k- $\epsilon$ . A razão entre a difusão de momento e a difusão do escalar no escoamento turbulento é expressa pela número de Schmidt turbulento, que varia na faixa 0,1 – 1 dependendo da geometria do escoamento. Os autores utilizaram duas montagens experimentais, uma delas para se medir o perfil de concentração da mistura na saída do misturador e uma segunda para se medir o campo de velocidade na direção axial e radial. A performance do misturador para a mistura ar/nitrogênio foi determinada para diversas razões de velocidade e para diversas razões de diâmetros da junção-T. A medição da velocidade foi feita com a técnica Anemometria a Laser Doppler, usando a água como fluido de trabalho. O campo de velocidade foi medido

a 10, 19 e 26 mm do ponto de injeção do jato para razões de velocidade do escoamento para o jato de 0,05, 0,1, 0,13 e 0,2. O número de Reynolds na saída foi mantido constante em 10 000. Os resultados calculados em escoamento para a mistura ar-nitrogênio foram comparados com os resultados medidos em escoamento de água. Para tanto a velocidade da água na seção de entrada do misturador foi ajustada com o objetivo de se reproduzir o mesmo número de Reynolds para o escoamento do ar. Segundo os autores os campos de velocidade axial e radiais calculados e medidos comparam-se muito bem. Na outra montagem experimental para se analisar o campo de concentração a distribuição da concentração de oxigênio foi determinada na seção transversal na saída do misturador. Como referência, a concentração de oxigênio foi medida também na entrada do misturador. Estes experimentos foram realizados com ar e nitrogênio. Os autores concluem que um bom misturador “T” pode apresentar elevados valores de perda de carga quando comparado com outras geometrias e que a performance de mistura é fortemente influenciada pela intensidade de penetração do escoamento do jato, dependendo assim da razão de velocidades do escoamento principal e do jato. Concluem também que a melhor mistura ocorre quando o jato é forte o suficiente para atingir a parede oposta do misturador. Os resultados obtidos com um modelo k-ε de turbulência apresentaram boa concordância com as medições realizadas com a anemometria a Laser Doppler. As simulações indicam que os desvios temporais da concentração média podem ser apresentar magnitudes comparáveis com as flutuações espaciais de concentração.

Forney e Lee (1982) afirmam que diversos critérios têm sido utilizados por experimentalistas para se determinar as condições ótimas de um misturador do tipo T, empregando tanto ar como a água como fluidos de trabalho. Normalmente injeta-se um traçador via jato, no escoamento principal do misturador, mede-se a distribuição do traçador a jusante do ponto de injeção e se compara os valores medidos com um dado critério de mistura. As variáveis adimensionais para se analisar a natureza das trajetórias de um jato turbulento em escoamento cruzado, tem sido analisadas tanto via dimensional como experimental. Nas leis de escala aparecem, normalmente, as razões entre a velocidade do jato para a velocidade média do escoamento no misturador  $R = U_{\infty}/V_J$ , as razões entre a posição longitudinal z para o comprimento do momento do jato definido por  $l_m = dU_0/V_J$ , a razão de vazão do escoamento principal para a vazão do jato e a distância adimensional do ponto de injeção do jato  $x/l_m$ . Os autores apresentam equações representando a razão de diâmetros  $d/D$  para produzir uma mistura ótima em dispositivos

do tipo junção-T, com condições de contorno a serem determinadas via experimentação. Comenta-se também nesta publicação que o processo de mistura de um fluido numa junção-T é dominado pela turbulência induzida pelo jato no escoamento para uma distância de aproximadamente um diâmetro do misturador a partir do ponto de injeção. Sobre o campo de concentração, indicam que análise anterior aponta que a razão da concentração máxima num perfil de concentração numa seção transversal do misturador  $c_m$  pela concentração do traçador na entrada do jato  $c_o$ , ou seja,  $c_m/c_o$  depende somente da razão  $R.(x/D)^{1/2}$ . Argumentos dimensionais sugerem também que o raio do jato cresce proporcionalmente com a distância radial a partir do ponto de injeção. No procedimento experimental foi utilizado o ar como fluido principal e o gás metano como fluido de injeção. Os autores utilizaram diferentes números de Reynolds para o escoamento principal e para o jato. Utilizaram também diferentes diâmetros de jato. A concentração de metano, medida com um detector de ionização de chama foi medida em diferentes posições ao longo do diâmetro e também ao longo da direção axial do misturador. Dados representando as dimensões ótimas de junções-T obtidos por outros experimentalistas são apresentados. Os autores apresentam uma proposta para o decaimento da concentração máxima do perfil com a direção axial do escoamento para diferentes valores de razões de velocidade, ou seja,  $c_m/c_o$  em função de  $R$  e de  $x/D$ .

Andreopoulos e Rodi (1984) apresentam resultados experimentais de um jato circular emergindo de uma parede em um escoamento cruzado. A anemometria de fio quente com sonda tridimensional é empregada para se medir as componentes médias e as flutuações de velocidade em três direções do escoamento, para diferentes razões de velocidade. As imagens obtidas mostram a complexidade do escoamento tridimensional presente no jato tipo-T e como os diversos fenômenos apresentam dependência com a razão de velocidades do jato para o escoamento principal. Comentam os autores que as medições turbulentas são importantes já que os processos de transferência de calor ou de massa requerem o entendimento dos processos turbulentos envolvidos neste complexo escoamento. Um esquema mostrando a complexidade do escoamento num jato cruzado é apresentado, onde a deflexão do jato pelo escoamento principal é apenas o efeito mais básico. Existem interações entre o jato e o escoamento principal e estas interações são dependentes da razão de velocidade do jato para a velocidade do escoamento principal. Regiões de esteira estarão presentes num escoamento tipicamente tridimensional a jusante do jato. Pela presença do jato transversal o escoamento principal é acelerado. Bem próximo da parede

forma-se uma região de escoamento reverso. Os experimentos foram realizados em um túnel de vento tipo circuito fechado. Dentro da seção de teste do túnel de vento foi instalada uma placa plana de onde emerge um jato circular, normal à placa. Resultados sobre o comportamento da componente axial média da velocidade, para o plano de simetria do jato, em função da direção normal, para diferentes estações longitudinais da placa são mostrados. As análises destes perfis indicam a presença de escoamento de esteira em determinadas posições longitudinais do escoamento. Medições realizadas fora do plano de simetria do escoamento demonstram que existe aceleração do escoamento principal devido à presença do jato. São apresentados também perfis de energia cinética turbulenta e também de tensões de turbulentas. Como conclusão os autores indicam que para pequenos valores de razão de velocidade o jato curva-se de forma abrupta e com valores mais elevados da razão de velocidade a penetração do jato curva-se de forma bem mais gradual. O escoamento principal curva-se em torno do jato. Uma região de esteira encontra-se presente no escoamento a jusante do jato. Próximo à parede, escoamento reverso ocorre. Vórtices longitudinais secundários também aparecem neste escoamento, promovendo um movimento mais vigoroso para a região de esteira. A deflexão da camada limite pelo jato produz vórtice tipo ferradura, próximo à parede. Para pequenas razões de velocidade existe uma forte interação entre o jato e o escoamento principal na zona de injeção do jato. O escoamento principal age como um elemento de cobertura sobre a saída do jato, causando com isto uma forte não-uniformidade no perfil de velocidade do jato na seção de injeção.

Law e Wang (2000) utilizam as técnicas de velocimetria por imagem de partículas e fluorescência induzida por plano laser de forma simultânea para se estudar o campo de velocidade e o campo de concentração no plano da imagem em um jato emergindo em um fluido estagnado. Tanto os aspectos envolvidos na técnica da velocimetria por imagem de partículas como na técnica da fluorescência induzida por laser são apresentados e discutidos. Duas cavidades de laser pulsado do tipo Nd:YAG com 532 nm de comprimento de onda são utilizados para produzir o plano de iluminação de luz coerente na seção de teste. Duas câmeras CCD, uma para produzir pares de imagens para se realizar a correlação cruzada e se medir o campo de velocidade e outra para se medir o campo de concentração são montadas e capturam informações de forma simultânea. A câmera empregada na velocimetria é equipada com um filtro centrado em 532 nm e a câmera para a medição do campo de concentração é equipada com filtro centrado na emissão da Rodamina B, ou seja, em 590 nm. Um procedimento de calibração foi empregado na medição da concentração,

fixando-se todos os parâmetros óticos e produzindo-se imagens em uma seção de teste com concentrações de Rodamina B conhecidas. O experimento foi realizado descarregando-se um jato de água de 4,5 mm de diâmetro com velocidade de 2,52 m/s em um grande tanque cheio de água, com dimensões de 1m de largura 3m de comprimento e 0,9m de altura. A concentração de Rodamina B e de partículas traçadoras foi de 573  $\mu\text{g/l}$  e 52 mg/l respectivamente. A água do tanque de recepção também foi alimentada com partículas traçadoras na concentração de 1 mg/l, para se analisar o escoamento nas bordas do jato. Como resultados do experimento indicam-se o decaimento da velocidade axial e da concentração ao longo do eixo do jato. Nos dados sobre variações da velocidade axial média e de concentração média em cinco seções escolhidas de forma igualmente espaçadas mostram que os perfis apresentam auto-similaridade e que podem ser descritos por curvas do tipo Gaussianas. A componente de intensidade de turbulência medida na direção axial ao longo da linha de centro do jato encontra-se na faixa de 0,23 – 0,28. Valores de flutuações da concentração ao longo da linha de centro do jato também são apresentados. A intensidade destas flutuações é da ordem de 0,224 na região onde o escoamento já está mais estabelecido. Como conclusão os autores afirmam que o estudo demonstra que se pode combinar a utilização simultânea dos processos de medição baseados em velocimetria por imagem de partículas e a medição de campo de concentração por meio da fluorescência induzida por laser, no sentido de se capturar valores médios bem como flutuações turbulentas associados a um processo de mistura.

Unger e Muzzio (1999) empregam a fluorescência induzida por laser na medição de perfis de concentração para avaliar a performance de processo de mistura em jatos. O fluido de trabalho usado foi uma mistura 60:40 de glicerina e água, o laser do tipo estado sólido de 10 mJ e 532 nm de comprimento de onda e a câmara do tipo CCD Dantec 80C42, com filtro para se remover, principalmente, a radiação da fonte de iluminação. Dentre os filtros testados ( Schott Filter Glass - 530, 550, 570 nm ) o que melhor resultado produziu, em termos de captura da radiação emitida, foi o filtro de 550nm. As medições de perfis de concentração no jato foram realizadas em cinco diferentes seções situadas em planos verticais, igualmente espaçadas, sendo as imagens capturadas por uma câmera CCD com 764 x 484 pixels. Os experimentos foram usados para quantitativamente comparar a performance da mistura entre dois jatos que se chocam um contra o outro, tendo sido testados escoamentos com diferentes números de Reynolds. Foram identificados diferentes regimes de escoamentos, onde as oscilações que ocorrem no escoamento promovem uma

melhor performance no processo de mistura. A técnica da fluorescência laser foi usado com sucesso com o objetivo de se quantificar perfis de concentração no processo de mistura de dois jatos que se cruzam.

Pan e Meng (2001) empregam as técnicas de velocimetria por imagem de partículas e também a fluorescência planar induzida por laser para se estudar o processo de mistura turbulenta de um escalar passivo em um misturador “T”. Os autores utilizaram duas diferentes razões de velocidades em um número de Reynolds no escoamento principal, onde se identificaram estruturas típicas deste tipo de escoamento. O comportamento geral do jato durante sua expansão, bem como o decaimento da concentração ao longo da linha central são analisados. O processo de mistura na região próxima ao jato é dominado pelas grandes estruturas do escoamento enquanto a jusante deste pelas pequenas estruturas e por difusão turbulenta. O estudo se justifica pela importância dos jatos turbulentos serem largamente empregados na indústria química, como eficiente processo de mistura entre líquidos miscíveis. Neste estudo um jato turbulento é injetado radialmente em um escoamento turbulento desenvolvido que ocorre em um tubo principal com o objetivo de destruir rapidamente as não-homogeneidades espaciais presentes em processos com reações. Os autores buscam no projeto, uma geometria e o estabelecimento de condições operacionais que produzam esta condição promovendo meios de validação de cálculos obtidos via dinâmica de fluidos computacional, em um escoamento considerado de elevada complexidade. O foco do trabalho é na região inicial do jato (*near-field region*) do misturador “T”. Esta região é considerada crítica porque o escoamento turbulento nesta região desvia-se fortemente das condições de homogeneidade e isotropia, hipóteses estas normalmente assumidas em modelos de turbulência empregadas em mecânica dos fluidos computacional. Os autores apontam que muitos trabalhos experimentais têm sido conduzidos com o intuito de melhor compreender o processo de mistura desta configuração de misturador, trabalhando tanto com misturas de líquidos ou mistura de gases. Apontam os autores que a dinâmica dos fluidos computacional pode operar como ferramenta importante para se avaliar uma larga faixa de opções deste tipo de misturador a um custo relativamente baixo e em curto período de tempo. No entanto, estes códigos computacionais devem passar por um processo de validação, com um processo de comparação dos resultados com dados obtidos por meio de experimentação detalhada. Devido à complexidade presente no escoamento do misturador tipo-T, os códigos de dinâmica de fluidos computacionais apresentam, segundo os autores, dificuldades em

predizer de forma precisa o processo de mistura de um escalar. Neste trabalho as estruturas do escoamento do misturador são analisadas sendo ainda feita uma discussão das características do jato como escala de comprimento, decaimento da concentração na linha de centro do jato e a sua expansão. O fluido empregado no teste foi a água. O controle da razão de velocidades foi realizado pela variação da rotação das bombas que comandam a vazão do jato e a vazão do escoamento no tubo principal. Para a velocimetria de imagem de partículas foram utilizadas duas cavidades laser pulsadas do tipo Nd:YAG de 532 nm de comprimento de onda e com 25 mJ por pulso, cada uma. No processo da fluorescência planar induzida por laser a substância fluorescente foi a fluorescina de sódio diluída na água do escoamento principal, sendo a água do jato injetada sem o emprego da fluorescina. O experimento foi conduzido em circuito fechado. Tanto as medições de velocimetria como de concentração foram realizadas em dois planos, um lateral no centro do jato e outro de topo no centro do tubo. Os autores observam que são quatro os parâmetros importantes que governam o processo de operação de um misturador “T”: o diâmetro “d” do jato, o diâmetro “D” do tubo, a razão de velocidades “r” e o número de Reynolds baseado no escoamento do tubo. A combinação  $r \cdot d$ , conhecida como comprimento de momento do jato tem sido usada como o uma escala de comprimento para este tipo de escoamento. Os autores interpretam o sentido físico para o produto “ $r \cdot d$ ”, baseando-se no fluxo da quantidade de movimento como sendo um fator de expansão do jato, após o alinhamento deste com o escoamento do tubo. No contexto da mistura utilizaram o valor local de concentração média máxima para se definir a trajetória do jato. Assim, os autores descobriram que ao se normalizar as distâncias com o parâmetro “ $r \cdot d$ ” as trajetórias do jato para duas razões de velocidade “r” se fundem, sugerindo que a trajetória do jato pode ser formulada na forma  $\left(\frac{y}{R \cdot d}\right) \sim \left(\frac{x}{R \cdot d}\right)^n$ . Neste caso os experimentos de fluorescência encontraram um ajuste com  $n = 0,4$ . Via procedimento numérico, outros autores já encontraram  $n = 0,5$  e derivações de fórmulas empíricas apresentam valores de  $n = 0,46$ . Salientam os autores que a queda do valor da concentração ao longo da linha central do jato é de grande interesse do ponto de vista da engenharia, pois este parâmetro consiste em uma forma concisa de se avaliar processo escalar de mistura. O método consiste em localizar os pontos com valor máximo de concentração média  $\langle C \rangle$  e estudar seu decaimento ao longo da linha central do jato via ajuste exponencial, definindo-se o expoente do termo exponencial como a taxa de decaimento. Para o processo de mistura na região próxima do jato, o escalar decai ao longo da linha central do jato, como proposto

por outros autores, na forma  $\langle C \rangle \sim R^a \cdot \left( \frac{x}{R \cdot d} \right)^b$ . Os testes com duas razões de velocidades diferentes mostram que existe uma transição na taxa de decaimento da concentração média em “x” igual à aproximadamente “rd” onde a taxa de decaimento era de -0,45 em ambas as razões de velocidade passa para um valor da ordem de -2/3, o que caracteriza uma transição no processo de mistura em ambas as razões de velocidade testadas. Após a transição o decaimento se dá de forma mais intensa. A região na qual esta transição ocorre é a posição onde o jato se alinha ao escoamento do tubo. Usando uma metodologia de similaridade outros autores já encontraram também um decaimento igual a -2/3 para esta taxa, o que aponta para uma solução usando uma lei de similaridade para o processo de mistura nesta geometria de misturador “T”, na região onde  $x > r.d$ . Como conclusões os autores indicam que para valores pequenos de razões de velocidade o comportamento do jato tipo-T é similar ao de um jato transversal não-confinado. Salientam também que após o alinhamento do jato com o escoamento principal, o decaimento da concentração ao longo da linha central do jato decai com um valor igual a  $x^{-2/3}$ , o que concorda com resultados teóricos de outros autores e que na região onde o jato está ainda em processo de encurvamento, este decaimento é proporcional a  $x^{-0,45}$ . E finalmente, concluem que na região de mistura mais próxima o processo de mistura é dominado pela presença de grandes vórtices, enquanto na região de mistura menos intensa, o processo é governado pelas pequenas estruturas e por difusão turbulenta.

Fukushima e Westerweel (2000) pesquisam o processo de mistura de um escalar passivo em um jato turbulento para um determinado valor de número de Reynolds, com o emprego simultâneo das técnicas de velocimetria por imagem de partículas e da fluorescência induzida por laser. São feitas medidas detalhadas de grandezas como velocidade média, intensidade de turbulência, tensões de Reynolds, concentração média, intensidade das flutuações de concentração bem como do fluxo turbulento no plano central do jato. Estes resultados são comparados com resultados obtidos via simulação numérica direta bem como com resultados obtidos com o uso de outras técnicas experimentais. Todas as propriedades colapsam em perfis auto-similares na região distante – 30 a 60 diâmetros a jusante da injeção, concordando com informações de outros autores. Os autores afirmam que a mistura de um escalar passivo, como calor ou contaminantes, é uma característica da turbulência e assim, a combinação do escoamento de um jato, com a mistura turbulenta e reação química pode aparecer em muitas aplicações práticas como, por exemplo, em

injetores de combustíveis para motores de combustão. Assim, para melhorar a eficiência destes dispositivos é importante melhor compreender o processo de mistura turbulenta. Como o processo de mistura se dá como uma interação entre os campos de velocidade e de concentração, dizem ser importante medir, de forma simultânea, estes dois campos. Neste trabalho um jato turbulento livre é descarregado em um meio fluido que se encontra em um reservatório. Os pontos de investigação deste trabalho são os fluxos turbulentos radial e axial do escalar passivo. Assim, as medições com PIV e PLIF foram simultâneas, produzindo um conjunto de dados experimentais que puderam ser úteis para a investigação de jatos turbulentos quimicamente reagentes. Para tanto, realizaram medições detalhadas para a velocidade média, flutuações de velocidade, concentração média, flutuação de concentração e fluxo turbulento. As medições foram realizadas em uma seção de teste retangular de 110 x 110 x 300 mm<sup>3</sup> montada em um circuito fechado de água, com comprimento total de 6 m. O jato é descarregado na seção de teste proveniente de agulha de 1mm de diâmetro. A agulha está acoplada a uma seringa cujo êmbolo é movimentado de forma controlada por um motor elétrico. A substância fluorescente que foi empregada como escalar passivo foi a fluorescina. Todas as medições são realizadas num plano que contém a linha central do jato numa região onde  $z/d = 20-140$  para um número de Reynolds baseado no diâmetro e velocidade do jato igual a  $2 \times 10^3$ . A fonte de iluminação para a velocimetria consiste de um par de cavidades laser do tipo pulsado Nd:YAG, com comprimento de onda igual a 532 nm e 200 mJ por pulso. Para a fluorescência utilizaram um laser de Argônio com comprimento de onda de 488 nm e potência de 2,4W. Ambas as fontes laser são combinadas ópticamente para a formação de um mesmo plano de iluminação na seção de teste. O plano de iluminação apresentou uma espessura menor que 1 mm. A intensidade de luz espalhada pelas partículas empregadas na velocimetria por imagem de partículas bem como a intensidade de luz produzida pela substância fluorescente foram gravadas separadamente e de forma sincronizada por duas câmeras digitais (Kodak ES-1.0, 992x1004 pixels). As medições de uma técnica não influencia na outra pelo uso de obturadores na câmeras bem como de filtros passa-baixa apropriados em cada uma das câmeras. Os autores apresentam resultados relativos ao decaimento da velocidade média e da concentração média na linha central do jato como uma função da distância do ponto de injeção. Cada valor de pico é obtido por um ajuste do tipo mínimo quadrático de uma função Gaussiana ou parabólica para os perfis de velocidade média e de concentração média, sendo este valor de pico reconhecido como o valor da linha central. Os resultados para a velocidade média e para a concentração média assim calculados

mostram um decaimento do jato proporcional a  $z^{-1}$ . Quando o perfil de velocidade é assumido como Gaussiano, ou seja,  $U/U_c = \exp(-K_u \eta^2)$ , sendo  $U_c$  a velocidade na linha central e  $\eta = r.z/z_0$  com  $z_0$  a origem virtual da velocidade. A média do ajuste de mínimos quadrados para todos os dados fornece um valor de  $K_u = 84,9$ . O perfil radial de concentração média ao longo do plano central, quando plotado como  $C/C_c$ , com  $C_c$  a concentração na linha central versus  $\eta$  e usando-se como curva de ajuste uma Gaussiana do tipo  $C/C_c = \exp(-K_c \eta^2)$ , mostra um colapso de todos os perfis dimensionais em um só, com um valor de  $K_c = 56,9$ . Os fluxos turbulentos axial e radial normalizados com o produto  $U_c C_c$  versus  $\eta$  são também apresentados, mostrando valores de pico fora da linha central do jato. A posição de pico destes fluxos é um pouco superior da posição de pico da intensidade de turbulência e é quase igual à posição de pico da tensão de Reynolds e também com o valor para o fluxo turbulento radial. Como conclusão aponta-se para a possibilidade de se fazer medições de forma simultânea de velocimetria por imagem de partículas e de fluorescência planar induzida por laser e se deseja continuar o estudo envolvendo também reações químicas.

Montensen et al (2003) realizam medições de concentração de um escalar passivo com a técnica da fluorescência planar induzida por laser em um jato coaxial injetado em um tubo onde ocorre um escoamento turbulento. Distribuições axiais de concentração média e de sua variância da concentração são apresentadas neste trabalho e os resultados são comparados com predições teóricas de dinâmica dos fluidos computacional de dois modelos tipo múltiplas escalas de tempo para a variância da concentração. Os autores afirmam que a mistura turbulenta é uma questão central para o entendimento de escoamentos reativos e para a obtenção de reações químicas rápidas em escoamentos turbulentos. O objetivo deste trabalho está centrado na comparação de modelos de múltiplas escalas com resultados obtidos com a fluorescência induzida por laser em um tubo. O escoamento do jato, na injeção, é laminar. As distribuições de concentração, neste trabalho, são comparadas com funções de densidade de probabilidade do tipo função-Beta. Assim, tem-se nesta configuração experimental um escoamento turbulento no tubo principal e um escoamento laminar no jato, no ponto de injeção. Busca-se, com os experimentos, uma validação para os cálculos realizados via dinâmica dos fluidos computacional. Uma equação de transporte, na forma adimensional, que governa o campo de concentração de um escalar passivo em um escoamento turbulento e incompressível é apresentada. Realizando a média de Reynolds e introduzindo o conceito de difusão

turbulenta uma equação para o campo médio de concentração pôde ser obtida. O processo de mistura na escala molecular é interpretado como dissipação da variância da concentração do escalar passivo, ou seja,  $\sigma_s^2 = \langle (C - \langle C \rangle)^2 \rangle$ , onde  $\sigma_s^2$  é a variância  $C$  é a concentração e  $\langle C \rangle$  é a concentração média. Via média de Reynolds aplicada na equação de transporte os autores obtiveram uma equação para o valor médio quadrático para o campo de flutuação de concentração, com expressão para a dissipação do escalar contendo um coeficiente de difusão molecular, dependente da viscosidade turbulenta e do número de Schmidt turbulento, sendo a viscosidade turbulenta dependente do modelo de turbulência empregado. Na montagem experimental utilizou-se um misturador tubular e água destilada como fluido de trabalho. Um tubo de injeção concêntricamente ao tubo montado injeta Rodamina B dissolvida em água no escoamento. O tubo principal com 32 mm de diâmetro interno é feito de acrílico e, para diminuir a distorção ótica produzida pela parede circular do tubo um reservatório retangular preenchido com água destilada foi montado em torno do tubo na seção de medição. O tubo de injeção é feito de aço inoxidável, com diâmetro interno de 1,9 mm e com 250 mm de comprimento. Os experimentos foram realizados quatro diferentes valores de número de Reynolds baseado no escoamento do tubo principal. O laser empregado foi do tipo sólido Nd:YAG, com 10W, 2 mJ por pulso e largura de pulso com 20ns com comprimento de onda igual a 532 nm. A espessura do plano laser foi estimado como sendo 0,6 mm e o volume de medida representado por um pixel em uma imagem da ordem de  $0,0257 \times 0,0257 \times 0,6 \times 10^{-9} \text{ m}^3$ . O escoamento principal, com a Rodamina B injetada, era recirculado e, para se manter a concentração de Rodamina B em um valor baixo, um tanque com água destilada com volume de  $1 \text{ m}^3$  foi inserido no circuito. Quando a concentração começava a elevar-se a água do circuito era substituída. A simulação numérica foi realizada com o código Fluent 6.0.12, com uma simulação bidimensional e axissimétrica, utilizando-se como domínio de cálculo 0,24 m antes da posição de injeção e 1,2 m após este ponto. Dois diferentes modelos de turbulência foram empregados, o  $k - \epsilon$  padrão (Launder e Spalding) para escoamentos homogêneos e o modelo  $k - \omega$  de Wilcox. O sistema de malha do tubo não é algo trivial e pode afetar fortemente os resultados, afirmam os autores. Como resultados afirmam os autores que a relação linear entre a concentração de Rodamina B e a intensidade da fluorescência foi determinada realizando-se vários experimentos com diferentes concentrações medidas diretamente na posição de injeção com velocidade do jato bem próxima de zero. Tomando-se 100 imagens como amostras para cada valor de concentração foi verificado que esta linearidade perdura para uma valor de concentração de

$600 \times 10^{-6} \text{ kg/m}^3$ . Valores de concentração média ao longo da linha central do tubo obtidos da experimentação são apresentados e comparados com os valores obtidos com as simulações dos dois modelos de turbulência, para diferentes números de Reynolds. Valores da variância da concentração, também ao longo da linha central do tubo calculada com os dados experimentais, são também comparados com valores calculados pelos modelos de turbulência, para diferentes números de Reynolds. Segundo os autores, nenhum destes modelos descreve bem este escoamento para os dois menores números de Reynolds testados, mostrando que para estes casos os escoamentos não são plenamente turbulentos e, conseqüentemente, um modelo de turbulência para baixos Reynolds deve ser empregado nestes casos. Se o escoamento não for plenamente turbulento o modelo de mistura não apresentará uma boa performance. Para maiores valores de Reynolds o pico de valor da variância encontra-se em torno da posição axial igual a 4 mm, com o modelo  $k - \omega$  prevendo um maior valor que o  $k - \epsilon$ . Distribuições de concentrações em alguns pontos escolhidos da linha central do jato são apresentados bem como as curvas referentes da função de densidade de probabilidade do tipo função-beta, calculada com os valores de concentração média e da variância obtidas via experimental, mostrando que existe uma boa concordância entre as distribuições experimentais com esta função densidade de probabilidade. Como conclusão os autores afirmam que os resultados experimentais foram comparados com resultados obtidos via dinâmica dos fluidos computacional, empregando-se dois diferentes modelos de turbulência e que o modelo de relaxação de Fox é o que apresentou uma melhor aproximação com os dados experimentais. E que a função-beta de densidade de probabilidade, normalmente usada em modelos de reação química descreve com boa precisão a distribuição de concentração na linha central do tubo. E, finalmente, que a fluorescência planar induzida por laser demonstrou ser uma ferramenta não intrusiva muito eficiente para a medição do campo de concentração de um escalar passivo.

Assim, este trabalho utiliza-se da uma montagem da bancada experimental nos moldes de Pan e Meng (2000) utilizando as técnicas de PIV e PLIF, conforme utilizado por Law e Wang (2000) e Fukushima (2000), porém sem a simultaneidade de uso das técnicas. Na análise de resultados confronta-se os dados encontrados com os de Forney (1982 e1999), Sroka (1989) e Pan (2000). Vale ressaltar que este estudo trás um número maior de razões de velocidades analisadas ao longo de 9 diâmetros de distância da injeção do jato em relação às bibliografias citadas.

### 3 METODOLOGIA

#### 3.1 FLUORESCENCIA INDUZIDA POR PLANO LASER – PLIF

##### 3.1.1 Definição

A Fluorescência Induzida por Plano Laser – PLIF, do inglês *Plannar Laser induced fluorescence*, é uma técnica de medição do tipo ótica usada para se medir um campo de concentração em um plano iluminado, ao longo do tempo, ou seja,  $C = C(x, y, t)$ , sendo  $(x, y)$  a posição no plano de luz, “ $t$ ” o tempo e “ $C$ ” a concentração na posição  $(x, y)$ , no instante “ $t$ ”.

A medição pela fluorescência induzida é baseada na fluorescência natural das moléculas e esse fenômeno corresponde ao movimento de transição de um átomo em um nível energético superior (estado de excitação) para um nível inferior (estado normal) com conseqüente emissão espontânea de um fóton. A energia desse fóton é equivalente à diferença energética entre os dois níveis envolvidos e conforme a Lei de Planck, diretamente proporcional à frequência da luz emitida.

Devido a essas características a aplicação da técnica da fluorescência induzida para o estudo dos campos de concentração tem a necessidade de empregar um conjunto luz-substância que juntas interajam para a emissão da fluorescência esperada.

Para a discussão de alguns aspectos básicos envolvidos no processo da fluorescência induzida por laser pode-se recorrer a alguns pontos definidos pela teoria quântica. Nela a luz é constituída de partículas denominadas fótons que podem mover-se de um lugar para outro.

No processo de interação luz-matéria um elétron pode absorver ou emitir um fóton e cada uma destas ações pode ser quantificada de acordo com certas regras estabelecidas pela teoria quântica. Essas regras ditam relações de acoplamento e desacoplamento entre fótons e elétrons. Um elétron, ao absorver ou emitir um fóton tem seu nível de energia modificado

e estes processos ocorrem quando um elétron em um átomo tem sua órbita alterada por ter modificado seu nível de energia.

Entre um nível energético e outro, normalmente, a menor população de elétrons estará nos níveis mais excitados, logo o fenômeno de fluorescência deve ser induzido para que absorvendo energia da luz incidente, os elétrons excitados transicionem para um nível superior aumentando a população desse nível e no seu retorno possam liberar maior quantidade de fótons. Nesse mecanismo, o elétron excitado pode desenvolver processos diferentes ao retornar ao seu nível eletrônico normal. O primeiro caso se dá quando após ser estimulada por uma luz laser, a molécula volta ao nível inferior emitindo um fóton de luz na mesma frequência desse laser e na mesma direção. O segundo caso acontece quando estimulada por uma luz laser, a molécula absorve um fóton e sobe mais um nível energético, sem emissão de luz. O terceiro caso acontece quando colisões entre moléculas causam o seu retorno a um nível eletrônico inferior, sem a emissão fótons de luz, fenômeno conhecido como supressão, ou em inglês *quenching*. Um quarto caso pode ocorrer quando das colisões entre moléculas há emissão de fótons sem mudança de nível eletrônico. Neste caso essa emissão de fótons dá-se a baixas emissões de energia, chegando somente a emissões da ordem de frequência da região do infravermelho.

A relação entre a frequência da radiação ( $\nu$ ) e o comprimento de onda ( $\lambda$ ) quando um elétron encontra-se em um nível inferior de energia  $E_1$  é dado pela equação de Einstein. Esta equação estabelece um caráter ondulatório associado ao elétron quando este transiciona de um nível superior  $E_2$  para um inferior  $E_1$ .

$$E_2 - E_1 = h \cdot \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda} \quad (3.1)$$

Onde:

$h$  – Constante de Planck

$\nu$  – Frequência da radiação

$\lambda$  – Comprimento de onda

$c$  – Velocidade da luz

Da equação (3.1) pode ser observado então que a energia está associada diretamente à frequência ( $E = h \cdot \nu$ ) e a frequência está relacionada inversamente ao comprimento de onda ( $\lambda = c/\nu$ ).

A produção de luz por diversas substâncias presentes na natureza pode ser explicado pelos fenômenos da incandescência ou da luminescência.

#### 3.1.1.1 Incandescência

Pela teoria ondulatória da luz a incandescência é o processo de liberação de radiação eletromagnética de um corpo quente devido sua alta temperatura. O espectro desta radiação depende da temperatura do corpo e do meio. A banda do espectro da radiação térmica vai do infravermelho à faixa visível. O fenômeno encontra-se, por exemplo, presente em uma barra aquecida ou no filamento de uma lâmpada do tipo incandescente, onde há o efeito resistivo do filamento à passagem da corrente de elétrons. Neste caso estrutura material do filamento causa uma resistência ao movimento dos elétrons da corrente elétrica. Dessa forma os elétrons são excitados e saltam para níveis superiores de energia. Ao retornar para níveis inferiores emitem fótons. A frequência de emissão depende da transição entre os níveis, como estabelecido pela equação (3.1).

#### 3.1.1.2 Luminescência

Luminescência é o fenômeno de produção de radiação que não é apenas gerado pela ação da temperatura elevada. Ela difere da incandescência por ocorrer em níveis baixos de temperatura. Dentre os casos de luminescência destacam-se a fosforescência e a fluorescência. O efeito da luminescência é observado em todas as fases da matéria, quais sejam, no sólido, no líquido e no gás, em compostos orgânicos e inorgânicos. A radiação emitida por um material luminescente usualmente ocorre na faixa da radiação visível, podendo ocorrer também no infravermelho e no ultravioleta.

O termo luminescência, na realidade, é um termo geral para diversos fenômenos, que diferem um do outro dependendo da forma de excitação dos elétrons. A termoluminescência está associada a uma excitação de origem térmica. A

quimiluminescência associada com a excitação produzida por reação química (produção de luz fria). Na fotoluminescência a excitação dos elétrons se dá por meio de luz, ou seja, de fótons. A fonte de excitação fotoluminescente pode ser uma fonte coerente monocromática como o laser empregado na fluorescência induzida por laser.

A fotoluminescência inclui tanto a fosforescência como a fluorescência. Ambos os fenômenos diferem pela duração dos seus efeitos. Cessada a excitação, a fluorescência decai rapidamente, em intervalo de tempo inferior a  $10^{-5}$  s enquanto na fosforescência o decaimento pode ser da ordem de minutos ou até horas. A luz irradiada pelo efeito da fotoluminescência tem como regra geral comprimento de onda superior ao da luz de excitação como, por exemplo, de uma tinta orgânica fluorescente sendo excitada por luz na cor violeta emitirá luz na cor verde-amarelada, ou seja, com comprimento de onda superior ao da cor violeta.

A diferença do comprimento de onda entre a radiação de excitação e a radiação de emissão da substância fluorescente deve-se ao fato de que o processo excitação-emissão não ocorre com rendimento de 100%. Existe uma parcela de energia perdida ou dissipada no processo de conversão entre os diferentes estados vibracionais e rotacionais de cada nível eletrônico na molécula da substância fluorescente. Esta é a razão pela qual a energia de excitação é maior que a energia de emissão.

A Fluorescência é um processo em que elétrons da substância fluorescente são excitados por absorção de fótons. Quando estes retornam para os níveis fundamentais, liberam energia na forma de fótons. Assim, um átomo de substância fluorescente absorve fótons de uma fonte de excitação (laser verde comprimento de onda igual a 532 nm, por exemplo) e emite radiação com comprimento de onda maior (a diferença dos comprimentos de onda presentes nos espectros de absorção e emissão é conhecido como *Stoke's Shift*).

Para toda substância fluorescente existe um espectro de absorção e emissão associado ao mecanismo de excitação. A principal característica das moléculas fluorescentes deve-se ao fato de absorver a radiação do laser incidente e emití-la de forma quase instantânea (relativamente aos tempos associados aos escoamentos estudados, ou seja, em tempo da ordem de  $10^{-9}$  s ou 1 ns). A medida da fluorescência emitida pode ser utilizada para

medição da concentração da substância emissora no meio de estudo. Esse mecanismo é explicado pela Lei de Beer-Lambert.

### 3.1.2 Mecanismo de medição da fluorescência induzida por laser.

A figura 3.1 apresenta um esquema de montagem experimental para o emprego da técnica de fluorescência induzida por laser - PLIF, onde uma fonte de radiação monocromática coerente (laser) é utilizada para iluminar uma solução de água com uma substância fluorescente, assumida isotrópica e homogênea, para se evitar o efeito do espalhamento de radiação. Ao deixar a cavidade laser, o raio de luz passa por uma lente cilíndrica, onde o raio assume um formato plano. Este plano entra na seção de teste. Em cada elemento de volume, de área transversal igual a  $(dx \cdot dy)$  e espessura igual à espessura do plano laser, parte desta radiação vai sendo absorvida, segundo o postulado pela lei de Beer-Lambert. A intensidade de radiação absorvida depende da própria intensidade que atinge este volume elementar, localizado na posição  $(x,y)$ , já que a radiação vai sendo atenuada no caminho devido a sua dependência do comprimento do elemento de volume, da concentração de substância fluorescente e do coeficiente de absorção.

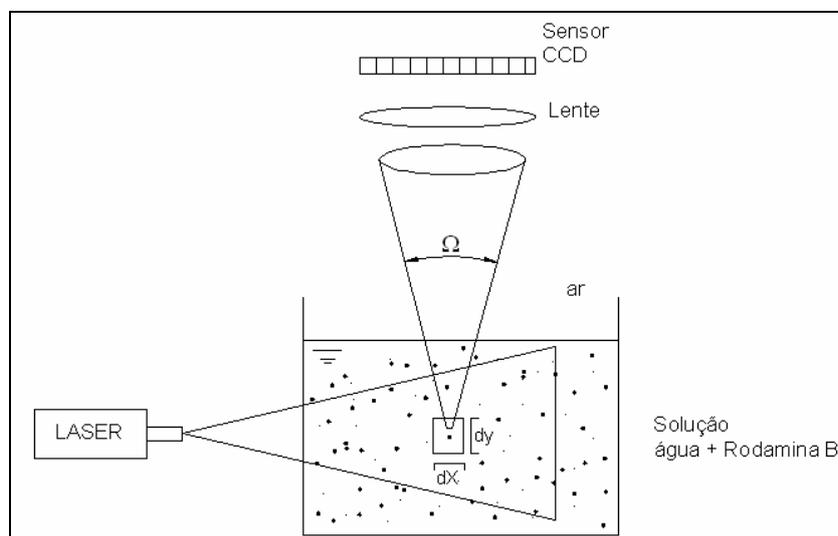


Figura 3.1 – Esquema de uma montagem experimental para explorar a técnica PLIF

Assim, é possível traduzir este fenômeno na forma na formulação matemática abaixo:

$$dI_a(x, y, z, t) = -\varepsilon_i(\lambda) \cdot I_i(x, y, t) \cdot C(x, y, t) \cdot dx \quad (3.2)$$

Onde:

$dI_a$  - Intensidade elementar de radiação absorvida pelo elemento de volume;

$\varepsilon_i(\lambda)$  - Coeficiente de absorção no comprimento de onda do raio incidente;

$I_i(x,y,t)$  - Intensidade de radiação incidente no elemento de volume;

$C(x,y,t)$  - Concentração média de substância fluorescente;

$dx$  - Comprimento elementar de caminho ótico na direção do raio incidente;

O termo  $z$  em  $dI_a$  refere-se ao plano de referência  $z = 0$ , podendo ser omitido na notação que se segue.

A intensidade de radiação  $I_i(x,y,t)$  que incide no volume localizado em  $(x,y)$  é atenuado pela concentração da substância fluorescente que este raio encontrou ao longo do seu caminho, desde a entrada do reservatório até a posição  $(x,y)$ . Tem-se, no entanto, pela lei de Beer-Lambert uma expressão para esta atenuação:

$$I_i(x, y, t) = I_0 e^{-\int_x^{\dots} \varepsilon_i(\lambda) C(x, y, t) dx} \quad (3.3)$$

Tem-se assim uma expressão para a intensidade de absorção elementar  $dI_a(x,y,t)$  reescrita na forma:

$$dI_a(x, y, t) = -\varepsilon_i(\lambda) \cdot C(x, y, t) dx \cdot I_0 e^{-\int_x^{\dots} \varepsilon_i(\lambda) C(x, y, t) dx} \quad (3.4)$$

Após absorver a radiação, a substância fluorescente irá emitir radiação em todas as direções, em outro espectro, com valor de pico menor que o valor da radiação incidente, como já foi comentado anteriormente. A intensidade da emissão fluorescente é proporcional à intensidade da radiação absorvida e depende do comprimento de onda. Assim, para uma banda elementar de comprimento de onda, pode-se escrever a intensidade de radiação fluorescente produzida pelo elemento de volume localizado em  $(x,y)$ , no instante  $t$ , na forma:

$$dI_f(x, y, t) = k(\lambda) \cdot \delta(\lambda) \cdot dI_a(x, y, t) \quad (3.5)$$

Onde:

$dI_f(x, y, t)$  - Intensidade elementar de radiação fluorescente ;

$k(\lambda)$  - Espectro da radiação incidente;

$\delta(\lambda)$  - banda elementar de comprimento de onda do espectro de radiação incidente;

Pode-se, então, expressar a radiação elementar fluorescente em termos da radiação incidente na seção de teste  $I_0$  na forma;

$$dI_f(x, y, t) = k(\lambda) \cdot \delta(\lambda) \cdot \varepsilon_i(\lambda) \cdot C(x, y, t) dx \cdot I_0 e^{-\varepsilon_i(\lambda) \int_x C(x, y, t) dx} \quad (3.6)$$

Até o presente tem-se o fenômeno da absorção da radiação e como a radiação fluorescente se relaciona com a intensidade da absorção numa posição do plano (x,y) em um instante t.

Agora deve-se estabelecer como a radiação fluorescente será captada por um elemento sensor de uma câmera fotográfica ou por uma matriz de sensores de uma câmera digital do tipo CCD. A radiação fluorescente produzida no elemento de volume é emitida em todas as direções, ou seja, por um ângulo sólido igual a  $4\pi$ . Esta radiação é vista pela lente da câmera por apenas uma parcela de ângulo sólido, mostrado no esquema da figura 3.1, como sendo igual a  $\Omega$ . Assim esta parcela será igual a  $\Omega / 4\pi$ . Esta radiação fluorescente, no seu caminho rumo à matriz de sensores da câmera CCD, onde a imagem será formada, terá que cruzar a substância fluorescente, sendo atenuada neste seu caminho e sofrerá uma atenuação pela presença do ar e pela presença da lente. Existirá uma parcela de absorção desta radiação pelo ar e pela lente, ambas supostas constantes, caracterizadas por coeficientes de transmissividade iguais a  $\eta_{ar}$  e  $\eta_{lente}$  respectivamente. O ângulo sólido  $\Omega$  depende da lente usada na câmera. A intensidade da radiação que captada pelo sensor da câmera é denominada por  $I_c$ . A expressão para uma intensidade infinitesimal  $dI_c(x, y, t)$  pode ser expressa por:

$$dI_c(x, y, t) = dI_f(x, y, t) \cdot \left(\frac{\Omega}{4\pi}\right) \cdot \eta_{ar} \cdot \eta_{lente} \cdot e^{-[\varepsilon_f(\lambda_f) \int_y^{\infty} C(x, y, t) dy]} \quad (3.7)$$

Conhecendo-se a expressão de  $dI_f$  (equação (3.6)), pode-se apresentar uma equação para  $dI_c$  na forma;

$$dI_c = k(\lambda) \cdot \delta(\lambda) \cdot \varepsilon_i(\lambda) \cdot C(x, y, t) dx \cdot I_0 \cdot e^{-[\varepsilon_i(\lambda) \int_x^{\infty} C(x, y, t) dx]} \cdot \left(\frac{\Omega}{4\pi}\right) \cdot \eta_{ar} \cdot \eta_{lente} \cdot e^{-[\varepsilon_f(\lambda_f) \int_y^{\infty} C(x, y, t) dy]} \quad (3.8)$$

Se a câmera CCD estiver equipada com um filtro do tipo passa-alta, com comprimento de corte igual a  $\lambda_{fo}$ , para capturar preferencialmente a radiação emitida pela substância fluorescente, tem-se;

$$I_c = \int_{\lambda_{fo}}^{\infty} dI_c(x, y, t) = I_0 \cdot \varepsilon_i(\lambda) \cdot \left(\frac{\Omega}{4\pi}\right) \cdot \eta_{ar} \cdot \eta_{lente} \cdot C(x, y, t) dx \cdot e^{-[\varepsilon_i(\lambda) \int_x^{\infty} C(x, y, t) dx]} \cdot \int_{\lambda_{fo}}^{\infty} k(\lambda') \cdot \delta(\lambda') \cdot e^{-[\varepsilon_f(\lambda_f) \int_y^{\infty} C(x, y, t) dy] \delta(\lambda')} \quad (3.9)$$

Esta é a expressão mais geral para se exprimir a intensidade da radiação que, partindo de uma fonte monocromática (luz laser), é capturada por uma matriz de sensores de uma câmera CCD. Observando esta última expressão constata-se que o estabelecimento da intensidade da radiação capturada em determinado instante depende do conhecimento dos valores das concentrações ao longo das respectivas trajetórias óticas, tanto na direção incidente como da refletida.

Sob certas condições bem particulares é possível mostrar que esta equação pode ser fortemente simplificada e, com isto, fornecer uma estimativa da concentração em um elemento do domínio de interesse em dado instante que varie linearmente com a intensidade de radiação capturada ou registrada pela câmera CCD. Se os expoentes contidos nas expressões exponenciais forem próximos da unidade pode-se trabalhar com uma relação linear entre concentração e intensidade de radiação captada por um sensor da matriz CCD da câmera. Inspeccionando estes expoentes observa-se que seus respectivos valores dependem de coeficientes de absorção, dos valores de concentração bem como da

distância dos caminhos óticos sobre os quais as integrais deverão ser realizadas. Tendo os valores dos coeficientes de absorção da substância fluorescente  $\varepsilon_i(\lambda)$  e  $\varepsilon_f(\lambda)$  e os respectivos comprimentos dos caminhos óticos é possível estabelecer valores baixos de concentração de forma a produzir valores de absorção bem próximos da unidade ao longo de cada um dos caminhos óticos, ou seja, de incidência e de emissão. Se isto ocorrer, para uma determinada montagem ótica, com a intensidade da fonte de laser  $I_0$  fixa, ter-se-á:

$$I_c = I_0 \cdot \varepsilon_i(\lambda) \cdot \left(\frac{\Omega}{4\pi}\right) \cdot \eta_{ar} \cdot \eta_{lente} \cdot C(x, y, t) \cdot x \quad (3.10)$$

Ou mais simplesmente,

$$I_c = A \cdot C(x, y, t) \quad (3.11)$$

Onde A é uma constante que traduz o valor da relação entre a intensidade de luz emitida e a intensidade de luz capturada por um sensor CCD ou câmara fotográfica.

No caso do presente trabalho foi realizado um processo de calibração para se obter a relação entre intensidade de cinza, relacionada com a intensidade de radiação capturada por um sensor da matriz CCD da câmara digital, versus concentração, tendo-se fixado a intensidade da radiação incidente do laser, a distância entre a fonte laser e a seção experimental, a distância focal e a abertura da câmara, dentre outros fatores que possam afetar a curva de calibração. Os detalhes deste processo serão descritos no capítulo de procedimentos experimentais.

## 3.2 VELOCIMETRIA POR IMAGEM DE PARTÍCULAS - PIV

### 3.2.1 Definição

A técnica de Velocimetria por Imagens de Partículas - PIV é um tipo de medição ótica utilizada para a descrição de campos instantâneos de velocidade por meio do rastreamento da mudança de posição de partículas adicionadas aos fluidos estudados.

Consiste basicamente em iluminar uma seção qualquer do escoamento com um plano de luz em dois instantes de tempo consecutivos e captar imagens da reflexão da luz espalhada pelas partículas previamente misturadas ao fluido. A figura 3.2 ilustra o esquema básico de montagem para a medição pela técnica de PIV.

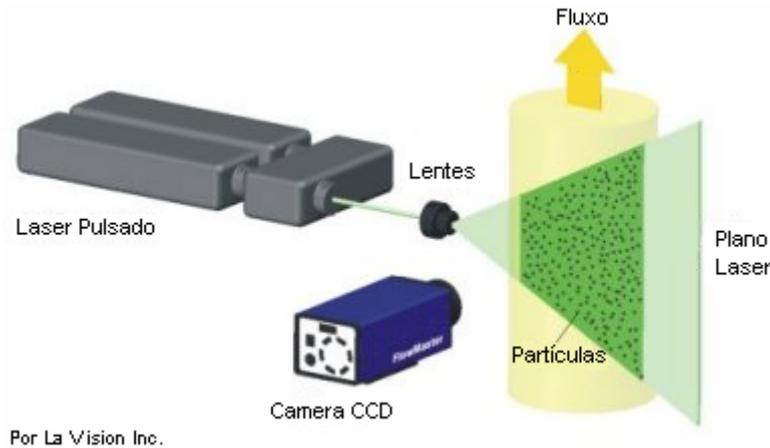


Figura 3.2 – Esquema de montagem experimental para PIV (Por La Vision Inc.).

Em um experimento básico de PIV deve-se iluminar com um plano de luz o escoamento estudado e capturar as imagens da reflexão das partículas com uma câmera CCD com eixo óptico perpendicular ao plano de luz incidente. Assim, em um instante “ $t$ ”, uma partícula iluminada ocupando a posição  $p(t)$  irá formar uma imagem no sensor CCD da câmera na posição  $P(t)$ , onde:

$$P(t) = g_i \cdot p(t) \quad (3.12)$$

Sendo  $g_i$  a relação de aumento entre o objeto no plano de luz e a imagem no sensor CCD dado por:

$$g_i = \frac{d_i}{d_0 - z_i} \quad (3.13)$$

Onde:

- $d_i$  – tamanho da imagem;
- $d_0$  – tamanho do objeto, no caso a partícula;
- $z_i$  – distancia entre o objeto e a imagem;

Devido ao intervalo de tempo “ $\Delta t$ ” entre os pulsos de luz, esta partícula irá se deslocar para a posição  $p(t+\Delta t)$  formando em um segundo momento uma segunda imagem correspondente no CCD.

Sendo  $u(p,t)$ , a velocidade da partícula no escoamento pode ser escrita da forma:

$$\vec{u}(p,t) = \frac{\Delta p}{\Delta t} = \frac{\Delta P}{g_i \cdot \Delta t} \quad (3.14)$$

Assim, a determinação da velocidade da partícula é basicamente definida pelo deslocamento dessas partículas nessas imagens, pelo tempo entre os pulsos de luz incidente e pela razão de tamanhos entre a imagem e o objeto, neste caso a partícula.

Para a realização da análise do deslocamento das partículas, as imagens capturadas são divididas em subáreas comumente chamadas de áreas de interrogação – AI. O tamanho dessas áreas de interrogação deve ser pequeno o suficiente, normalmente 64x64 ou 32x32 pixels, para evitar que os gradientes de velocidade tenham significativa influência nos resultados da medição. Nestas AI's são computados os valores do deslocamento das partículas utilizando métodos estatísticos de correlação. Conseqüentemente, o vetor velocidade é calculado levando em consideração o espaço de tempo entre o primeiro e o segundo plano de luz.

### 3.2.2 Correlação

A correlação determinará o deslocamento médio dos grupos de partículas (entre 10 e 12 partículas por AI) presentes nas áreas de interesse. Essas áreas de interesse são divididas por toda a imagem e uma função de correlação é computada sequencialmente em todas as AI's, resultando em um vetor deslocamento para cada área computada. Dependendo da forma de aquisição das imagens para PIV temos dois tipos de correlação possíveis: a auto-correlação e a correlação-cruzada.

A auto-correlação é utilizada quando dois pulsos de luz são emitidos durante a formação de uma única imagem. Assim nesta única imagem teremos gravado duas posições de uma mesma partícula. Já a correlação-cruzada, comumente usada em PIV, deve ser utilizada quando para cada pulso de luz uma imagem é capturada. A correlação é dita cruzada por comparar a posição das partículas entre a primeira e a segunda imagem ao calcular o deslocamento das partículas.

### 3.2.3 Correlação cruzada

Nas imagens capturadas, um deslocamento médio das partículas deve ser observado na  $AI_{n1}$  e na  $AI_{n2}$ , que são as áreas de interrogação de mesma posição nas imagens 1 e 2 respectivamente. Esse deslocamento pode ser descrito com um simples modelo de processamento conforme mostrado na figura 3.3.

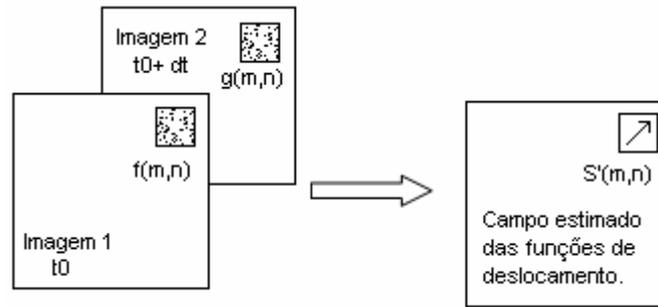


Figura 3.3 – Correlação cruzada entre duas imagens de PIV(Willert 1991).

Neste caso, uma área de interrogação  $f(m,n)$  da imagem 1 é capturada em um instante de tempo “ $t_0$ ” e outra área de interrogação,  $g(m,n)$ , correspondendo à área de interrogação na imagem 2 é capturada em um instante de tempo  $t_0+dt$ . O sistema então consiste em encontrar dois componentes, sendo o primeiro uma função de deslocamento espacial  $s(m,n)$  e o outro a função ruído  $d(m,n)$ . Esse ruído, segundo Willert (1991), pode ser resultado direto do movimento das partículas em  $f(m,n)$  que não aparecerão em  $g(m,n)$  por terem saído da AI ou porque desapareceram devido a movimentos 3D dentro do plano de luz e da própria formação das imagens. Assim, o objetivo da correlação cruzada é encontrar uma função estimativa  $s(m,n)$  do deslocamento espacial. Pela equação (3.15) é possível descrever o deslocamento da origem à imagem 2,  $g(m,n)$ , relativo à imagem 1,  $f(m,n)$

$$g(m, n) = [f(m, n) * s(m, n)] + d(m, n) \quad (3.15)$$

No caso da equação (3.15) o símbolo \* é a convolução espacial das funções  $f(m,n)$  e  $s(m,n)$ , podendo ser discretizada na forma da equação (3.16):

$$g(m, n) = \left[ \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{l=-\infty}^{\infty} s(k-m, l-n) f(m, n) \right] + d(m, n) \quad (3.16)$$

A função de deslocamento  $s(m,n)$  é identificada como sendo, no caso discreto, a função delta de Dirac deslocada da origem por  $(i,j)$  unidades e esse deslocamento corresponde

diretamente ao deslocamento das partículas. Dividindo-se este deslocamento pelo tempo entre os pulsos de luz tem-se a velocidade média das partículas nas áreas de interrogação analisadas.

Outra forma de encontrar a função de deslocamento  $s(m,n)$  é via deconvolução, assumindo que os efeitos de ruído são negligenciáveis. Essa deconvolução pode ser resumida à divisão no domínio da frequência, utilizando as transformadas discretas de Fourier para  $f(m,n)$ ,  $g(m,n)$  e  $s(m,n)$ .

Assim, ao utilizar uma função de correlação cruzada  $\phi_{fg}(m,n)$  das regiões  $f(m,n)$  e  $g(m,n)$  para encontrar a função  $s(m,n)$ , espera-se encontrar um valor de correlação “ $F_c$ ” conforme equação (3.17).

$$\phi_{fg}(m,n) = F_c[f(m,n),g(m,n)] \quad (3.17)$$

Para o caso discreto, a convolução entre  $f$  e  $g$  é dada por:

$$\phi_{fg}(m,n) = \frac{\sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{l=-\infty}^{\infty} f(k,l)g(k+m,l+n)}{\sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{l=-\infty}^{\infty} f(k,l) \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{l=-\infty}^{\infty} g(k,l)} \quad (3.18)$$

Boas correlações têm valores próximos a 1, representando que a correlação encontrou a melhor posição para representação vetorial do deslocamento médio das partículas nesta AI. A figura 3.4, retirada do *site* da empresa LaVision Inc, mostra bem este caso. Nesta ilustração pode-se também observar picos menores que representam baixas correlações ou a presença de ruídos.

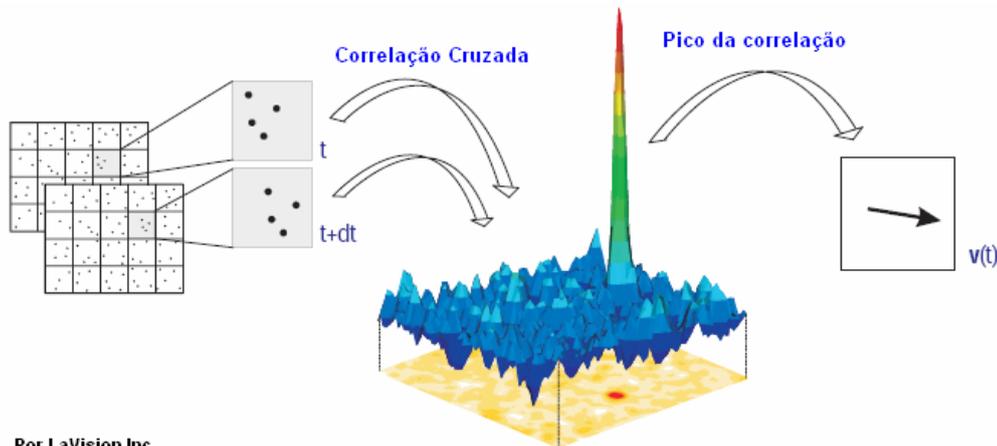


Figura 3.4 – Esquema de correlação cruzada (Por LaVision Inc.).

O modelo estrutural de um algoritmo computacional básico para se chegar ao valor da correlação desejada pode ser exemplificado conforme mostra o esquema da figura 3.5.

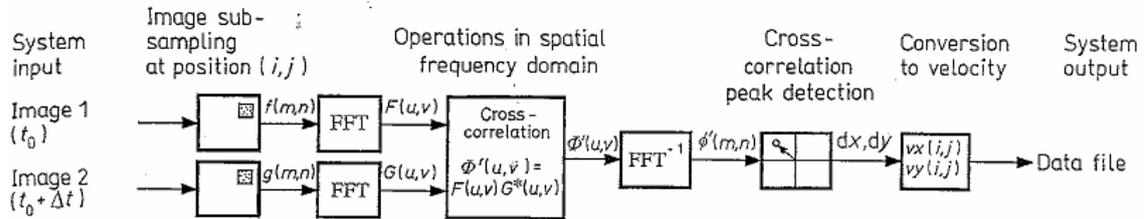


Figura 3.5 – Rotinas para o cálculo da correlação cruzada (Willert 1991).

A rotina mostrada na figura 3.5 indica os passos necessários para a realização do cálculo do valor da correlação cruzada em um AI. Assim, depois de capturadas, as imagens 1 e 2 são divididas em áreas de interesse. Essas áreas de interesse são analisadas de modo que as informações de intensidade luminosa presente nos pixels são transformadas em duas funções,  $f(m,n)$  e  $g(m,n)$ . Essas funções temporais são transformadas em funções espaciais no domínio da frequência por meio de transformadas rápidas de Fourier (FFT). As funções  $f(m,n)$  e  $g(m,n)$  transformadas em  $F(u,v)$  e  $G(u,v)$ , são utilizadas no cálculo para encontrar a maior correlação entre as imagens, resultando em uma função  $\phi(u,v)$  também no domínio da frequência. Uma operação de deconvolução, ou seja, a aplicação de uma inversão da FFT sobre  $\phi(u,v)$ , resultará na função temporal  $\phi(m,n)$  representando o pico da correlação, conforme mostra a figura 3.4. Conseqüentemente, com o valor do deslocamento calculado, bem como sua direção e sentido, passa-se ao cálculo da velocidade média das partículas dentro das AI's correlacionadas.

### 3.2.4 Partículas

A indicação de que a técnica consiste na medição indireta da velocidade do fluido por meio do rastreamento da posição das partículas faz-se necessária atenção especial na escolha dessas partículas. Assim, ao se adotar o fluido de trabalho deve-se escolher cuidadosamente as partículas a serem empregadas para refletir a luz incidente. Essas partículas devem obedecer a dois requerimentos básicos: 1 – Devem se capazes de seguir o escoamento sem que haja excessivo deslizamento. 2 – Funcionar como eficientes refletores da luz incidente na direção desejada.

Segundo Prasad (2000), a condição de não deslizamento imposta pelo primeiro requerimento básico pode ser avaliado pela velocidade de sedimentação,  $V_{sp}$ , da partícula sob gravidade:

$$V_{sp} = \frac{g \cdot d_p^2 \cdot (\rho_p - \rho_f)}{18 \cdot \mu} \quad (3.19)$$

Onde:

- $V_{sp}$  - Velocidade de sedimentação da partícula;
- $g$  - aceleração gravidade;
- $d_p$  - Diâmetro da partícula;
- $\rho_p$  - Massa específica da partícula;
- $\rho_f$  - Massa específica do fluido;
- $\mu$  - Viscosidade dinâmica do fluido;

Assim, partículas com  $V_{sp}$  desprezíveis em relação à velocidade do escoamento podem ser utilizadas considerando a condição de não deslizamento da partícula em relação ao fluido imediatamente ao seu redor. Outra característica que é inerente à essa condição é que a partícula tenha densidade próxima ao do fluido em que ela será misturada. Para obedecer à segunda condição (boa reflexão), geralmente são utilizadas partículas que tenham revestimento com algum composto reflexivo, por exemplo, a prata.

Para que uma imagem de PIV seja considerada boa para a realização das operações de correlação, as partículas devem ser difundidas no escoamento de forma homogênea. Porém o conceito de homogeneidade é relativo e nesse ponto a concentração de partículas deve ser levada em consideração. Segundo R. J. Adrian (1991) existem três tipos de imagem que levam em consideração a densidade de partículas conforme mostra a figura 3.6.

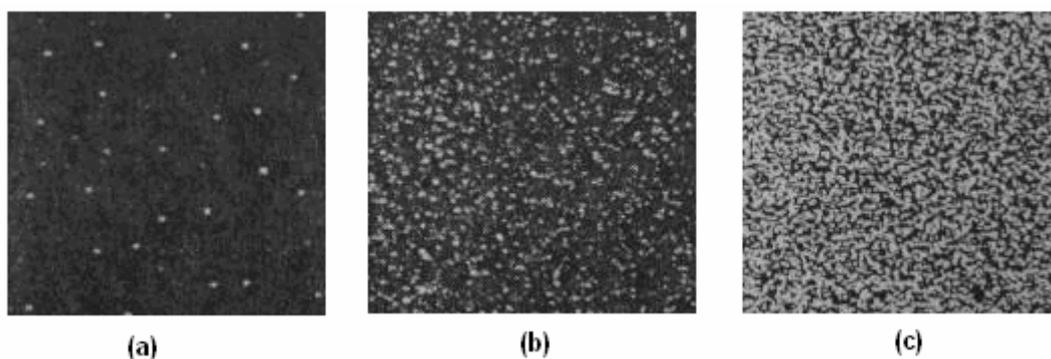


Figura 3.6 – Densidade de partículas na imagem. a)Baixa b)média c)alta.

No caso de imagens com baixa densidade de partículas figura 3.6 (a), partículas individuais podem ser detectadas e as mesmas partículas podem ser identificadas facilmente na segunda imagem. Esse tipo de imagem com essa densidade de partículas requer técnicas do tipo Velocimetria por Rastreamento de Partículas - VRP (*Particle Tracking Velocimetry - PTV*).

Para imagens com densidade média de partículas figura 3.6 (b) ainda é possível localizar as partículas nas imagens, porém já não é mais possível determinar a sua localização visualmente na segunda imagem. Assim, para esse tipo de imagem é utilizada a técnica do PIV, onde o deslocamento das partículas é detectado por técnicas estatísticas.

Para imagens com alta densidade de partículas, figura 3.6(c) não é possível detectar visualmente a localização das partículas na primeira imagem e nem o seu deslocamento na segunda imagem. Isso se dá devido à sobreposição de outras partículas na posição daquelas da primeira imagem. Nessa condição, a medição indicada é o “*laser speckel velocimetry*”.

Segundo Adrian (1991), para que se tenha boa densidade e homogeneidade de partículas nas imagens para PIV, comumente são misturadas entre  $10^{10}$  a  $10^{12}$  partículas por metro cúbico de fluido.

### 3.2.5 Plano de Luz

O plano de luz incidente frequentemente utilizado para iluminar as partículas em PIV é o da luz laser. O uso do laser justifica-se por ser uma radiação luminosa que pode ser direcionável e possuir escala de cor definível. A radiação luminosa que é produzida por

uma cavidade laser tem a forma de um feixe de luz colimado e para a formação do plano de luz utilizam-se lentes cilíndricas divergentes.

A resolução temporal do experimento é determinada pelo intervalo de tempo entre os pulsos do laser e quanto menor esse intervalo maior a possibilidade de se capturar o comportamento dos componentes de microescala da turbulência. Concomitantemente, a duração do pulso de luz incidente deve ser pequena o bastante para “congelar” as partículas no momento da captura das imagens, evitando que elas borrem a imagem. Dessa forma faz-se necessária outra condição à montagem que é a do sincronismo entre a emissão do pulso de luz e a captura da imagem do escoamento.

## 4 PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS

### 4.1 DESCRIÇÃO DA BANCADA EXPERIMENTAL

Para realizar a simulação experimental de um misturador T, foi construída uma bancada com seção de testes transparente, fabricada em acrílico, composta por dois circuitos de água independentes, conforme mostra o esquema da figura 4.1.

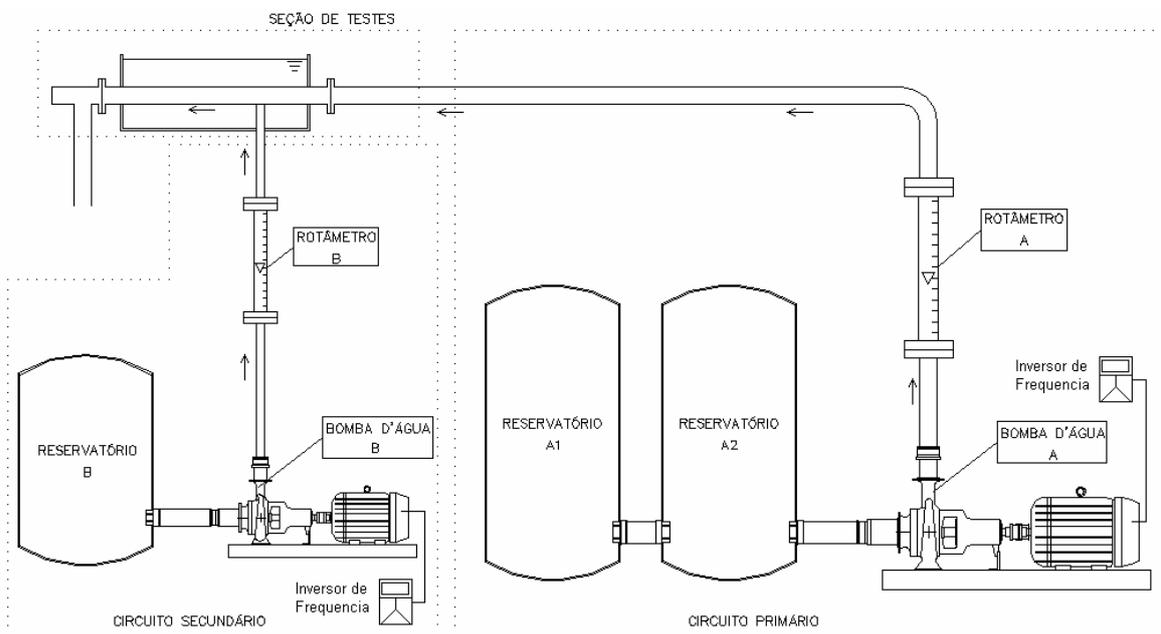


Figura 4.1 – Esquema de montagem da bancada experimental construída.

Os dois circuitos, batizados de circuito primário e de circuito secundário, conduzem o escoamento principal e o jato respectivamente. Alimentados com água da torneira, os circuitos são movimentados por duas bombas d'água centrífugas de 1,0 cv, controladas por inversores de frequência. O circuito primário foi construído com tubos de PVC com diâmetro interno de 25 mm. Um reservatório de água com dois tonéis de 200 litros cada foi adaptado para servir de reserva de volume ao circuito primário.

O circuito secundário foi construído com mangueiras de borracha para alta pressão com um reservatório de 50 litros. Um conector de cobre, com diâmetro de 5,0 mm, foi utilizado para fazer a junção com a seção de testes formando assim o misturador T. A figura 4.2 mostra uma fotografia da seção de testes construída.

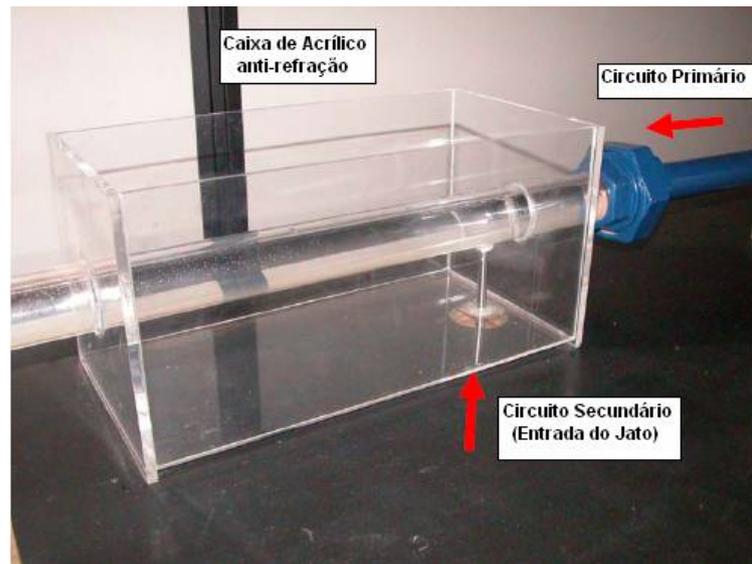


Figura 4.2 – Fotografia da seção de testes do misturador “T”.

A seção de testes foi construída com tubo acrílico transparente com diâmetro de 25,0 mm e 280,0 mm de comprimento. O controle da vazão dos escoamentos em ambos os circuitos foi feita com inversores de frequência e rotâmetros, que foram instalados em ambos os circuitos para visualização da vazão em cada escoamento. Para evitar que os efeitos ópticos de refração devido ao caminho percorrido pela luz laser atrapalhassem as medições, foi construído ao redor da seção de testes um aquário de acrílico transparente que no momento dos experimentos que era preenchido o mesmo tipo de água do circuito principal.

#### 4.2 FLUORESCENCIA INDUZIDA POR PLANO LASER – PLIF

A montagem experimental para o desenvolvimento da medição dos perfis de concentração por meio da fluorescência induzida constitui-se de seis etapas. A primeira é a **escolha do conjunto laser/corante** fluorescente. A segunda etapa é a **montagem da seção de testes**, que deve ser feita de material transparente para possibilitar a gravação de imagens dentro da geometria que se deseja estudar. A terceira etapa é a **montagem do sistema de aquisição** de dados constituído de uma câmera CCD, um computador com software de controle e uma unidade de sincronização laser/câmera. A quarta etapa é a da **calibração** do sistema de aquisição de imagens. A quinta etapa é dos **experimentos** propriamente ditos, e última etapa é a do **processamento das imagens** capturadas.

### 4.2.1 Laser/Corante

Na técnica de PLIF a escolha da luz laser como meio excitante, se dá devido a características peculiares que esta fonte de energia possui. A luz laser é diferente de uma fonte luminosa comum por emitir um feixe de radiação coerente e monocromático, isto é, produz ondas de luz de campo eletromagnético em fase umas com as outras e de comprimento de onda definido, fazendo com que essa luz tenha intensidade superior às demais.

A escolha da substância emissora deve ser feita de modo que o seu espectro de absorção tenha comprimento de onda próximo da faixa do comprimento de onda do laser escolhido.

Neste trabalho, baseando-se nas referências bibliográficas, o laser utilizado foi de Nd:Yag (Neodímio:Ítrio-Alumínio-Gálio), da classe dos lasers de estado sólido. Esse laser possui inicialmente o comprimento de onda de 1064 nm e utilizando um dispositivo para dobrar sua frequência emite radiação coerente com comprimento de onda na faixa de 532 nm, dando uma tonalidade esverdeada ao fecho de luz emitida. Ao levar em consideração o comprimento de onda de 532 nm, a substância escolhida foi a Tetraetil Rodamina ( $C_{28}H_{31}N_2O_3CL$ ), comumente chamada de Rodamina B, de fabricação da marca *SYNTH*. A Rodamina B absorve mais fortemente na faixa de comprimento de onda entre 460 e 590 nm e emite na faixa entre 610 e 740 nm. Seu pico de absorção está em torno dos 550 nm e o pico de emissão em torno dos 590 nm. Assim, ela pode absorver radiação de um laser verde ( $\lambda = 532$  nm) e emitir em torno do laranja-avermelhado ( $590 < \lambda_{\text{laranja}} < 625$  e  $625 < \lambda_{\text{vermelho}} < 740$ ).

### 4.2.2 Procedimento de aquisição de dados

O aparato experimental montado para aquisição das imagens compõe-se de três equipamentos. Uma câmera digital com sensor CCD, um sincronizador de sinais e um computador com o software para aquisição e comando desses equipamentos.

A câmera digital utilizada é uma SHARPVISION modelo 1400DE com sensor CCD de 1360 x 1024 pixels. Esse tipo de câmera possui formação de imagem conhecida por *full frame progressive scan* que possibilita que cada sensor (pixel) possa ser lido de forma individualizada. O tempo de exposição do sensor é controlado eletronicamente, dispensando assim a presença de um obturador mecânico. Isso faz com que a câmera opere

de forma rápida, tanto no processo de aquisição quanto no de transmissão da informação, sendo bastante apropriada para o registro de imagens de objetos que se deslocam em movimentos rápidos. Ao conjunto da câmera foi utilizada uma lente Nikkor de 55 mm e um filtro passa banda da marca Coherent modelo CWL 670,0  $\pm$ 10,8 nm. A montagem desse filtro é de fundamental importância na medição da fluorescência, pois sua função é deixar passar para o sensor CCD apenas o comprimento de onda da luz emitida pela Rodamina B.

O sincronizador de sinais tem a função de emitir um sinal com tempo definido para a emissão da luz da cavidade laser e o início da captura da imagem pela câmera CCD. O equipamento utilizado foi o *X-Stream Timing Hub* da empresa IDT Inc.

Para o comando e controle das variáveis que dominam o processo de medição por PLIF foi utilizado um computador tipo PC com o software ProVision-XS. Este programa é parte de um conjunto para medição desenvolvido pela empresa IDT Inc. especialmente para o laser, a câmera e o sincronizador utilizados neste trabalho.

### **4.2.3 Calibração**

A calibração é talvez a etapa mais importante neste processo de medição. Nessa fase é definida a concentração do corante que será diluído no tanque do circuito secundário, isto é, a concentração ( $C_0$ ) do jato.

A concentração procurada nesta fase é o valor máximo de rodamina B que pode ser utilizado no experimento que garanta a linearidade de resposta do sistema para que não haja uma super exposição do sensor CCD, fazendo com que as informações dos perfis de concentração sejam perdidas.

Da mesma forma que Law e Wang (2000) e Mortensen et al (2003), para cada uma das medições dos perfis de concentração longitudinal e transversal do misturador “T” foi necessário fazer uma calibração. O desenvolvimento dessa etapa consiste em preencher toda a seção de teste com uma dada concentração de rodamina B diluída em água, incidir o plano laser no local exato em que se deseja realizar as medições e gravar a resposta do sistema em forma de imagens. O valor da concentração a ser utilizada é sempre diferente

para cada configuração de montagem, pois a resposta do sistema (sensibilidade de captação da luz pela câmera) dependerá do arranjo do conjunto óptico, da distância da câmera à seção de teste, da intensidade do plano de luz laser incidente, distância do laser à seção de testes, temperatura do ambiente e do fluido em que a rodamina está diluída. Em vista disso, toda a configuração utilizada na calibração deve ser repetida no momento de realizar as medições.

Em vista disso, foram testadas nove amostras de Rodamina B diluídas em água conforme mostrado na tabela 4.1. A figura 4.3 mostra as imagens capturadas nessa fase de calibração para a medição longitudinal. É visível a diferença na fluorescência nas amostras de concentração testadas, evidenciando que a banda de emissão do corante comporta-se de acordo com a lei de Beer-Lambert.

Tabela 4.1 – Níveis de concentração utilizados na calibração longitudinal .

	<b>Concentração [mg/l]</b>	<b>Escala de cinza [média]</b>
(a)	2,0	255
(b)	1,0	255
(c)	0,5	251,85
(d)	0,25	163,4
(e)	0,125	90
(f)	0,0625	72
(g)	0,03125	55
(h)	0,01562	49
(i)	0,00	35

Para cada uma das concentrações foram capturadas 50 imagens e calculada a média aritmética da resposta luminosa em escala de cinza em uma área quadrada (120x120 pixels) no centro da imagem. O resultado dessa calibração possibilitou a construção do gráfico da figura 4.4.

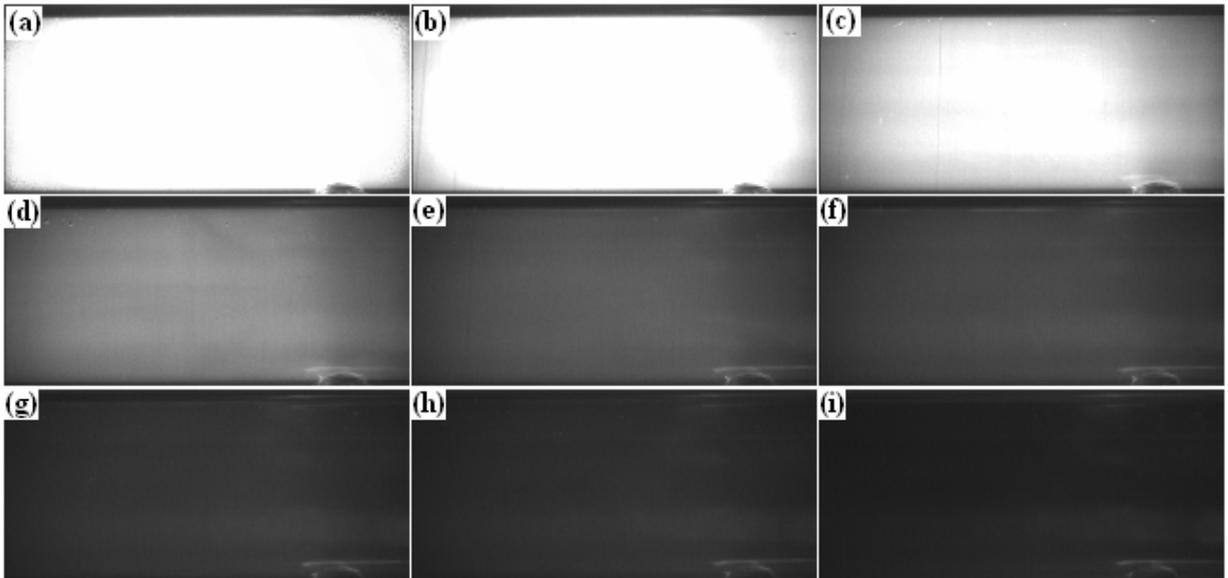


Figura 4.3 – Imagens de calibração (medição longitudinal).

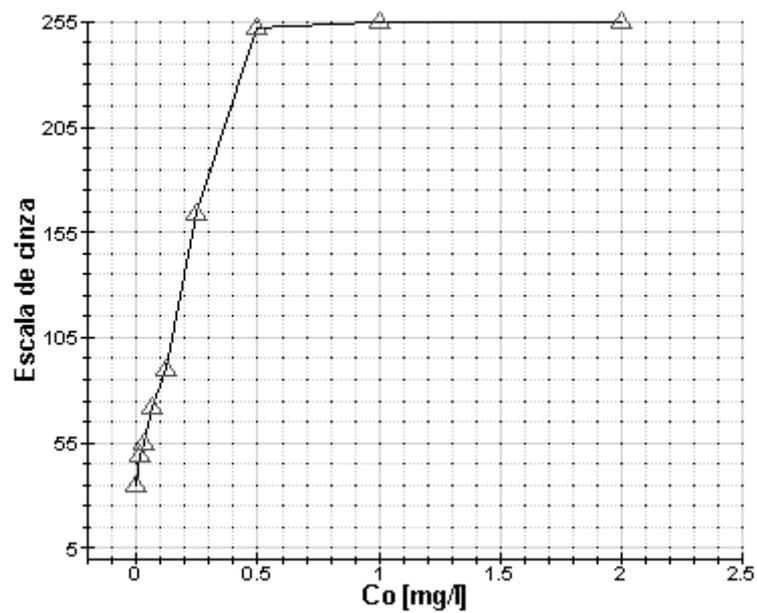


Figura 4.4 – Gráfico de calibração (concentração x escala de cinza).

Tomando como base a parte linear do gráfico da figura 4.4 decidiu-se adotar a concentração  $Co = 0,4 \text{ mg/l}$  para os experimentos de PLIF longitudinal, evitando-se uma super exposição do sensor CCD. Nesta concentração a resposta do sistema é equivalente

em escala de cinza à 216. Os parâmetros utilizados para a calibração são apresentados na tabela 4.2.

Tabela 4.2 – Configuração do sistema de aquisição de dados para calibração.

Tempo entre pulsos do laser	1000 $\mu$ s
Q-switch	200 $\mu$ s
Frequência do laser	15 Hz
Frequência de aquisição CCD	15 Hz
Tempo de exposição CCD	66 ms
Binning	2x2
Contrast	0
Brightness	0
Modo	Triggered

Para a realização da calibração na seção transversal do misturador foram utilizados os mesmo passos descritos para as medições longitudinais. A diferença entre ambas se deu no momento de conseguir as imagens de cada seção local  $z/D$  onde foram configuradas diferentes distancias focais na lente para obter a imagem da posição desejada. Assim, foram realizadas calibrações para seis níveis de concentração em seis posições  $z/D$  que seriam feitas as medições. A figura 4.5 mostra as imagens instantâneas obtidas para a calibração na  $z/D=3$ . Nela é possível observar a diminuição da intensidade fluorescente com a mudança na concentração.

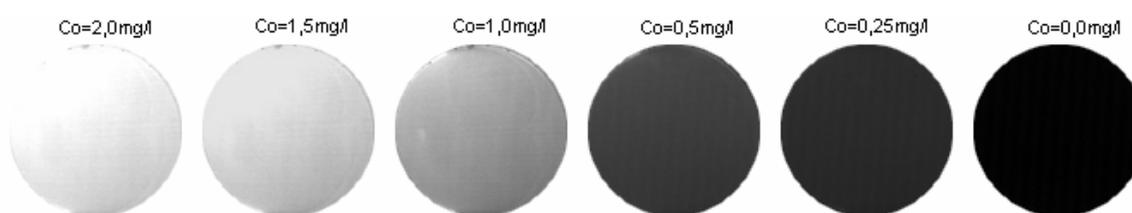


Figura 4.5 – Imagens de calibração no plano transversal da seção de testes ( $z/D=3$ ).

Utilizando a mesma rotina para a obtenção da concentração ( $C_0$ ) utilizada no experimento para o plano longitudinal, procedemos à escolha da concentração  $C_0$  que não saturasse a imagem capturada pela câmera CCD. A concentração escolhida foi 1,0 mg/l.

#### 4.2.4 Experimentos (PLIF longitudinal)

Nesta fase do trabalho foram realizadas medições com sete razões de velocidade ( $R$ ) conforme tabela 4.3. A vazão do escoamento principal foi mantida constante e o valor do número de Reynolds do escoamento era de 23580. Toda a configuração de montagem é mantida igual à da fase de calibração, conforme tabela 4.2. Para cada razão de velocidade foram capturadas 300 imagens a fim de se obter boa média estatística para os dados de concentração média.

Tabela 4.3 – Razões de velocidade utilizadas no PLIF longitudinal.

	$R [V_i/U_\infty]$	$Q_p [l/min]$	$Re (jato)$	$q_j [l/min]$
1	0,5	30,0	2.183	0,5
2	1,0		4.366	1,0
3	1,5		6.550	1,5
4	2,0		8.733	2,1
5	2,5		10.916	2,6
6	3,0		13.099	3,1
7	4,0		17.466	4,1

A montagem experimental é mostrada na figura 4.6. Para capturar imagens no plano longitudinal do escoamento no misturador “T” a câmera CCD foi cuidadosamente posicionada na direção perpendicular ao plano laser e este foi direcionado para incidir na linha média da tubulação do circuito principal dentro da seção de testes. A câmera CCD foi configurada para capturar apenas uma imagem por disparo do laser. Para esta medição foi utilizado o circuito aberto, isto é, todo fluido do circuito principal que tinha contato com a solução de rodamina era descartado.

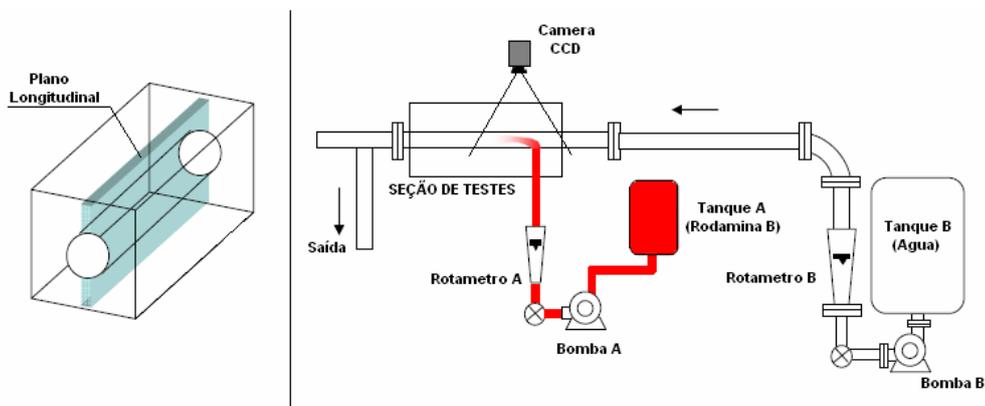


Figura 4.6 – Esquema de montagem para captura de imagens no plano longitudinal.

No circuito principal foi utilizada água da torneira sem corante e no circuito secundário que também continha água da torneira foram diluídos 17,2 miligramas de Rodamina B no reservatório de 43 litros.

As imagens foram capturadas com uma frequência de aquisição de 15 hertz. A temperatura do fluido não apresentou variações significativas, tanto no tanque do circuito principal quanto no secundário. A figura 4.7 mostra imagens instantâneas para cada razão de velocidade. Neste momento, já é possível verificar a influencia da razão de velocidade ( $R$ ) na inserção do jato no escoamento principal, onde uma maior razão de injeção resulta em uma maior entrada do jato no escoamento.

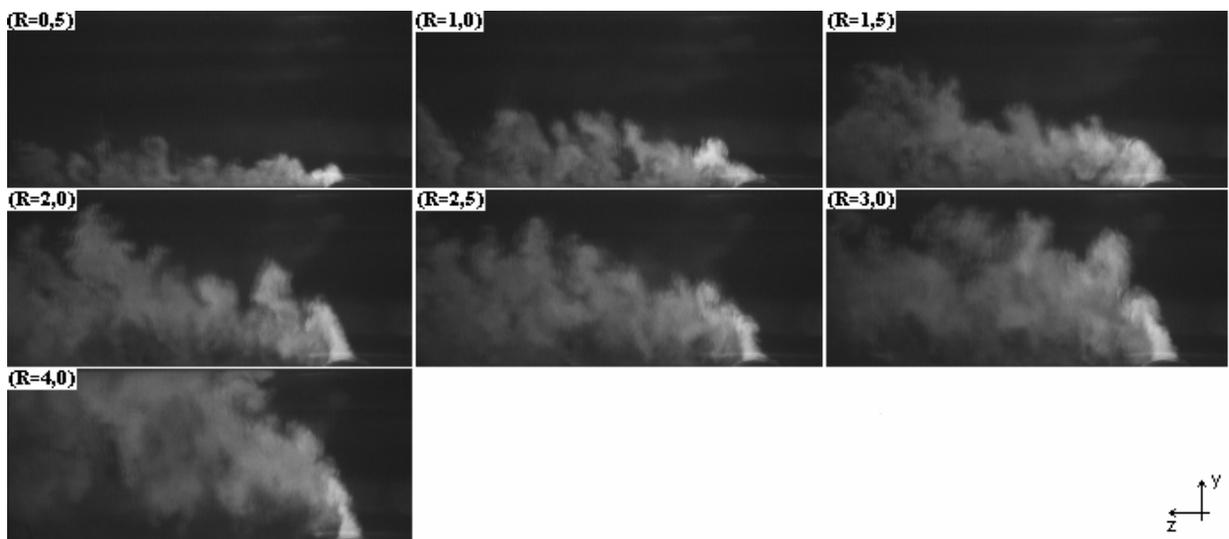


Figura 4.7 – Imagens de concentração instantânea no plano longitudinal.

#### 4.2.5 Experimentos (PLIF transversal)

Nesta fase de estudo do comportamento hidrodinâmico do misturador “T”, foram capturadas imagens no plano transversal da seção de testes para três razões de velocidade. O motivo pelo qual foram capturadas imagens nesta configuração é que nesta posição seria possível mostrar a real condição da mistura ao longo do misturador. Ao caracterizar o perfil de concentração ao longo do eixo  $Z$  após a entrada do jato no escoamento principal é possível prever qual é a melhor condição de mistura em menor espaço ( $z/D$ ) em função da razão de velocidades. A figura 4.8 mostra o esquema de montagem para estas medições.

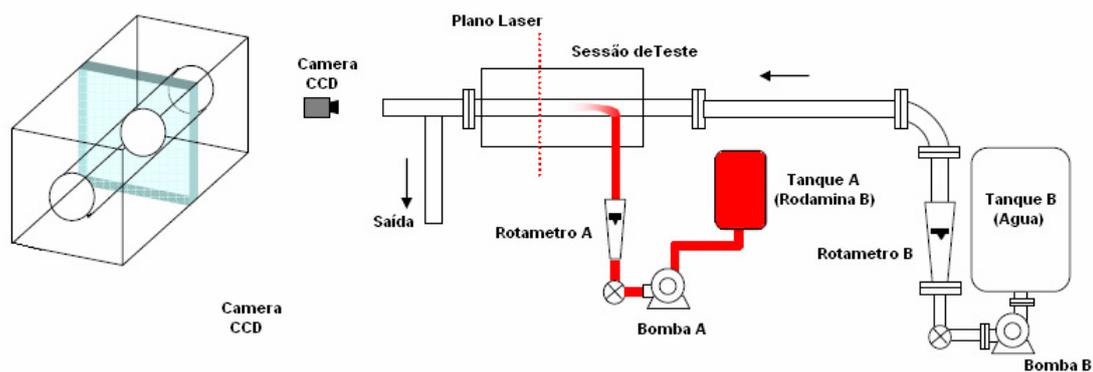


Figura 4.8 – Esquema de montagem no plano transversal.

O plano laser incide na posição transversal ao escoamento principal e a câmera é posicionada na parte lateral da seção de testes onde foi preparada uma superfície plana para visualização do escoamento frontal. A configuração dos equipamentos para essa medição é a mesma feita para a calibração das imagens transversais presente na Tabela 4.4

Tabela 4.4 – Configuração do sistema de aquisição de dados para calibração.

Tempo entre pulsos do laser	1000 $\mu$ s
Q-switch	200 $\mu$ s
Frequência do laser	15 Hz
Frequência de aquisição CCD	15 Hz
Tempo de exposição CCD	66 ms
Binning	1x1
Contrast	0
Brightness	0
Modo	Triggered

Foram capturadas 200 imagens instantâneas para cinco posições diferentes ao longo do eixo z do escoamento principal para cada uma das três razões de velocidades escolhidas. A figura.4.9 da uma mostra das imagens instantâneas colhidas nessa etapa do trabalho.

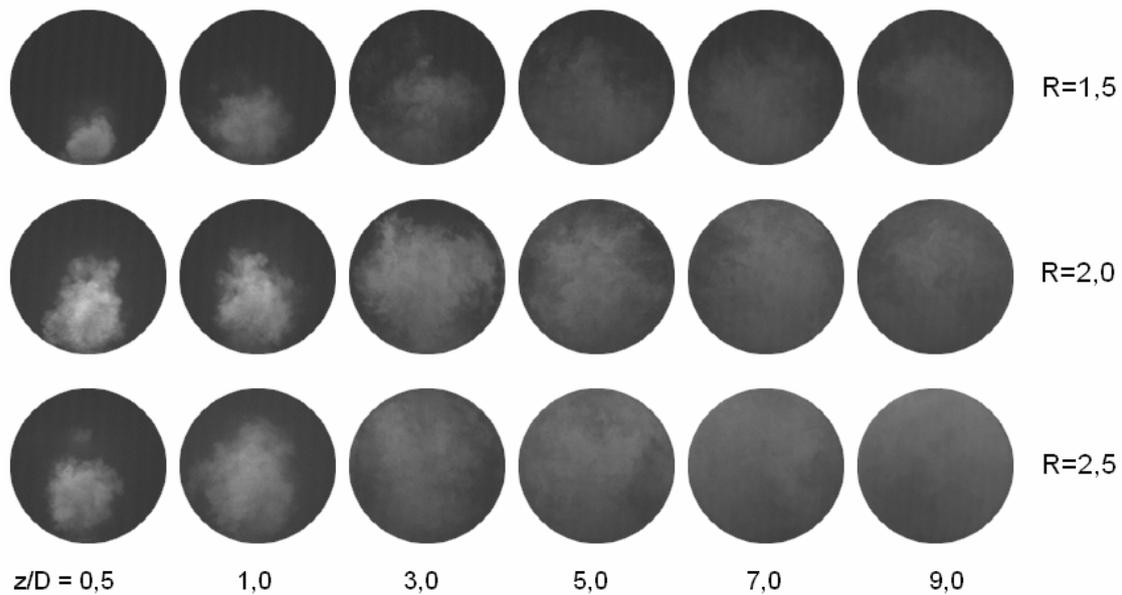


Figura.4.9 – Imagens instantâneas de concentração. Plano transversal.

#### 4.2.6 Processamento das imagens

O processamento das imagens foi realizado de maneira a reduzir os erros sistemáticos da medição e associar aos tons de cinza das imagens capturadas sua respectiva concentração. Esse procedimento só foi possível devido a um processo de calibração realizado pixel a pixel nas imagens instantâneas capturadas, i.e., para cada pixel de uma imagem instantânea do escoamento foi associada uma curva de calibração de modo a reduzir os efeitos do comportamento gaussiano da luz laser sobre os resultados. Esse comportamento gaussiano pode ser verificado na não-homogeneidade de iluminação das imagens de calibração mostradas na figura 4.3.

Para isso, após capturar as imagens de calibração, construímos uma matriz com a mesma dimensão  $(i,j)$  do número de pixels destas imagens capturadas. Essa matriz, chamada de matriz de calibração, é composta por equações de reta para cada posição  $(i,j)$  referente aos pixels das imagens conforme mostra o esquema da figura 4.10. Essa matriz é então composta por equações de reta do tipo  $y(i,j)=a.x(i,j)+b$  para cada pixel, onde “b” é o valor do pixel na imagem de calibração com água pura (sem corante), “y” é a concentração e “x” é o valor do nível de cinza encontrado. Assim, para cada pixel das imagens capturadas, é associada uma reta de calibração. De posse dessa matriz de calibração é então calculada a

concentração para cada imagem instantânea, pixel a pixel. Esse procedimento foi realizado tanto para a captura de imagens longitudinais quanto transversais, com o auxílio de um algoritmo no programa MATLAB.

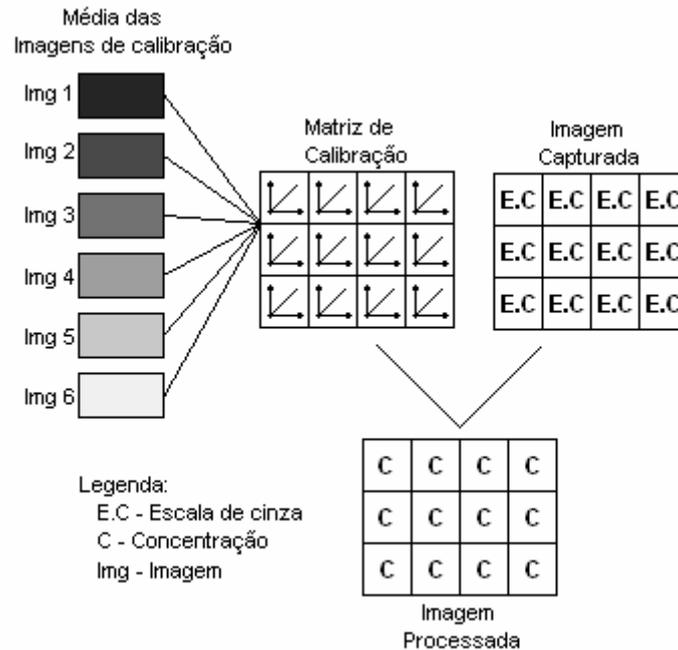


Figura 4.10 – Esquema de transformação das imagens para escala de concentração.

### 4.3 VELOCIMETRIA POR IMAGENS DE PARTICULAS

A montagem experimental construída para a medição dos campos de velocidade no misturador “T” foi basicamente a mesma utilizada na medição dos perfis de concentração pela técnica PLIF. Algumas variações de parâmetros e equipamentos se fizeram necessários devido às diferenças relativas às duas técnicas.

Foram misturadas partículas refletoras nos dois circuitos que compõe o experimento com concentração de  $10^{10}$  partículas por metro cúbico. Essas partículas são fabricadas na forma de micro-esferas de vidro ocas recobertas com um filme de prata, que melhora significativamente a reflexão da luz incidente. Com massa específica de  $1,6 \text{ g/cm}^3$  e  $13 \text{ }\mu\text{m}$  de diâmetro, essas esferas obedecem às condições ideais para uso em PIV, ou seja,

possuem ótima reflexão da luz incidente e sua velocidade de sedimentação em relação à velocidade do escoamento principal pode perfeitamente ser desprezada conforme equação (3.19).

A formação do plano de luz foi realizada com o sistema laser Nd:Yag também presente no processo de medição de PLIF. Porém, diferentemente da medição dos perfis de concentração onde foi utilizada apenas uma cavidade do sistema laser, em PIV é imperativo o uso das duas cavidades para formação das imagens 1 e 2. Esse requisito é explicado devido à necessidade de se controlar o tempo ( $\Delta t$ ) entre os pulsos de luz.

Para a gravação das imagens das partículas no escoamento utilizamos a mesma câmera CCD e o conjunto de lentes montados no processo de PLIF. Entretanto, ao conjunto de lentes foi instalado um filtro passa banda da marca OPTOSIGMA modelo CWL 532 $\pm$ 3nm, que permite passar somente o comprimento de onda da luz refletida pelas partículas, evitando que as imagens gravadas capturassem ruídos provenientes de luminosidade alheia ao processo.

A formação das imagens capturadas neste procedimento experimental é esquematizada na figura 4.11 abaixo. Para a formação da imagem 1, o sensor CCD da câmera digital recebe um sinal para começar a gravar a intensidade luminosa em um instante  $t_0$ . O pulso do laser (P1) que formará o plano de luz incidente é disparado no tempo  $t_1$ . Note-se que o pulso P1 é disparado no final da formação da imagem 1 e dura até o final da gravação da imagem no instante  $t_2$ . Em seguida um segundo pulso de luz é emitido no tempo  $t_3$ , sincronizado com o início da formação da imagem 2 que termina a captura no tempo  $t_5$ . Esse mecanismo garante que o pulso laser e a formação da imagem estejam em sincronia para que as imagens a serem gravadas tenham boa qualidade e sincronismo.

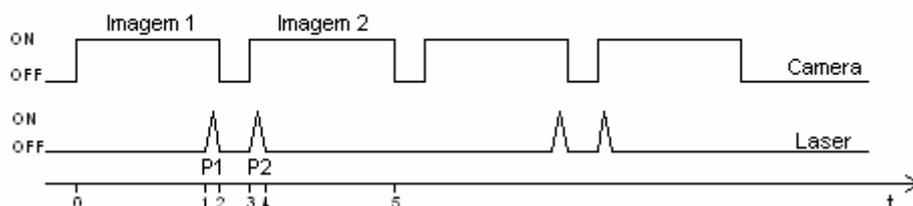


Figura 4.11 – Formação das imagens e disparo do laser.

O controle da sincronia entre os pulsos do laser e a gravação das imagens foi realizado com o auxílio de um sincronizador, o *X-Stream Timing Hub* da empresa IDT Inc., e do programa de comando ProVision-XS. Esses mesmos equipamentos foram empregados também na montagem experimental da técnica de PLIF.

#### 4.3.1 Calibração - PIV

A calibração no sistema de medição PIV visa associar à imagem capturada uma escala de comprimento em relação ao mundo real (ao objeto). Dessa forma, colhemos algumas imagens da seção de testes com uma régua posicionada no local onde o plano de luz laser incidiria. A figura 4.12 abaixo, mostra uma dessas imagens capturadas.

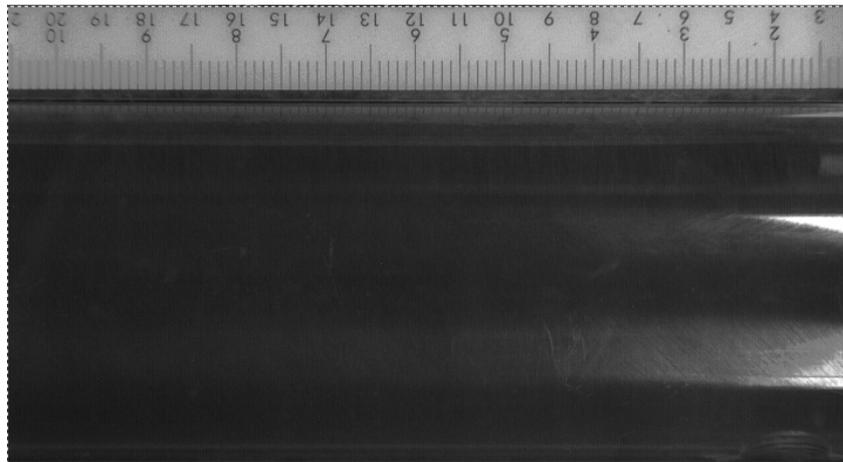


Figura 4.12 – Imagem de calibração para o PIV.

Assim ao se associar uma grandeza do mundo real a um comprimento na imagem pode-se de modo prático chegar à escala imagem/objeto proposta pela equação (3.13).

#### 4.3.2 Experimentos

Os experimentos realizados para o estudo dos perfis de velocidade no misturador “T” foram feitos para 7 razões de velocidade (R). A vazão do escoamento principal foi mantida constante com número de Reynolds de 23580 e somente a vazão do circuito secundário (do jato) foi variada. Os parâmetros de variação de vazão para este experimento foram os mesmos utilizados no PLIF longitudinal conforme mostra a tabela 4.3. Para cada razão de velocidade (R) foram capturadas 400 imagens.

Os parâmetros básicos de medição que foram utilizados no programa PROVISION XS para captura das imagens são mostrados na tabela 4.5. O modo de captura das imagens foi o chamado *double exposure* onde uma imagem era capturada a cada pulso do laser a fim de obter o par de imagens para a realização posterior da correlação cruzada.

Tabela 4.5– Parâmetros de medição. PIV Longitudinal.

<b>Tempo entre pulso do laser</b>	50 $\mu$ s
<b>Q-switch</b>	160 $\mu$ s
<b>Frequência do laser</b>	10 Hz
<b>Frequência de aquisição CCD</b>	5 Hz
<b>Tempo de exposição CCD</b>	0,16 ms
<b>Binning</b>	1X1
<b>Contrast</b>	0
<b>Brightness</b>	0
<b>Modo</b>	Double Exposure

A imagem da figura 4.13 dá uma amostra de imagem coletada durante as seções experimentais realizadas. Nela é possível visualizar a presença de reflexos nas paredes do tubo acrílico. Esse tipo de ruído e outros ajustes são trabalhados no tratamento das imagens após sua gravação. Após essa etapa, com as imagens tratadas, inicia-se o processo de correlação cruzada entre os pares de imagem para obtermos os perfis de velocidade.

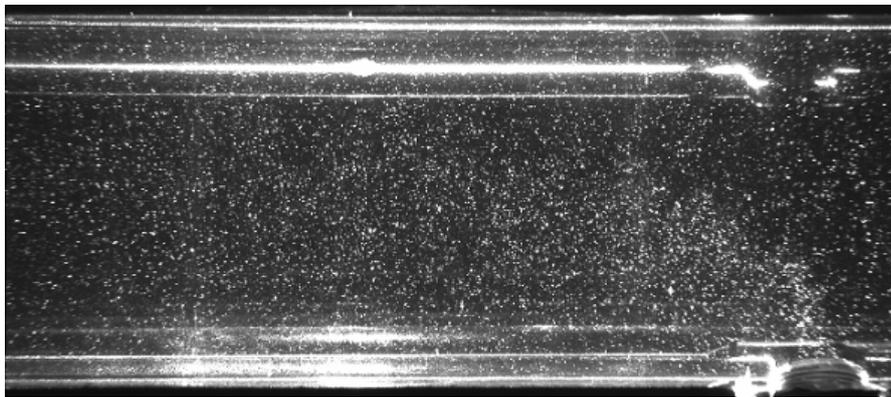


Figura 4.13 – Imagem instantânea de PIV capturada durante as seções experimentais.

### 4.3.3 Tratamento das imagens

O tratamento das imagens foi realizado de modo a retirar os reflexos dos pares capturados e conseqüentemente calcular os vetores de velocidade do escoamento após sua gravação.

Um algoritmo desenvolvido no laboratório do LFMA, da Ecole Centrale de Lyon, na França foi utilizado para esse fim. Para procedermos à retirada dos reflexos das imagens foi subtraída de todas as imagens capturadas uma imagem média de fundo, sem partículas, chamada imagem zero, de modo a retirar todo o ruído proveniente da luminosidade presente no laboratório alheia ao processo de medição. Posteriormente foi calculado o mínimo das imagens e aplicado um *threshold*, diminuindo em 32 pontos a escala de cinza de todas as imagens. Assim após essas operações, partimos para o cálculo da correlação das imagens conforme mostrado no esquema da figura 3.5.

Cada imagem de PIV foi dividida em áreas de interrogação com dimensões de 64x64 pixels. Nessa etapa, o processo de tratamento determinou os componentes de velocidade  $U$  e  $V$ , correspondendo ao movimento médio das partículas em cada área de interrogação. Para refinar a busca por mais vetores, caso em que ocorre a formação de vetores estranhos, i.e., vetores com direção, magnitude e sentido muito adversos aos seus vizinhos, o programa refinou a malha e passou a calcular uma nova correlação com AI's de dimensões de 32x32 pixels, com isso chegamos aos resultados dos perfis de velocidade que são mostrados no capítulo de resultados.

## 5 RESULTADOS

Os resultados obtidos nas seções experimentais deste trabalho englobaram duas técnicas experimentais, a velocimetria (PIV) e a fluorescência induzida (PLIF). Os resultados da técnica de velocimetria foram obtidos no plano longitudinal, evidenciando os campos de velocidade da entrada do jato no escoamento principal e o seu comportamento ao longo do comprimento do tubo na seção de testes.

### 5.1 VELOCIMETRIA POR IMAGEM DE PARTICULAS – PIV

Utilizando a técnica de velocimetria PIV foi possível capturar os perfis de velocidade ao longo do plano longitudinal para 7 razões de velocidade, conforme tabela 5.1.

Tabela 5.1 – Valores de razão de velocidade e vazões.

	<b>R</b> [ $V_j/U_\infty$ ]	<b><math>Q_\infty</math></b> [ $m^3/s$ ]	<b>Re (jato)</b>	<b><math>q_j</math></b> [ $m^3/s$ ]
1	0,5	$5,0 \times 10^{-4}$ (Re = 23.578)	2.183	$8,33 \times 10^{-6}$
2	1,0		4.366	$1,66 \times 10^{-5}$
3	1,5		6.550	$2,50 \times 10^{-5}$
4	2,0		8.733	$3,56 \times 10^{-5}$
5	2,5		10.916	$4,33 \times 10^{-5}$
6	3,0		13.099	$5,16 \times 10^{-5}$
7	4,0		17.466	$6,83 \times 10^{-5}$

A figura 5.1 mostra o campo de velocidade para a razão de velocidade  $R=0,5$ . Neste caso é verifica-se que o jato quase não perturba o escoamento principal, confinando-se totalmente na parede inferior do tubo.

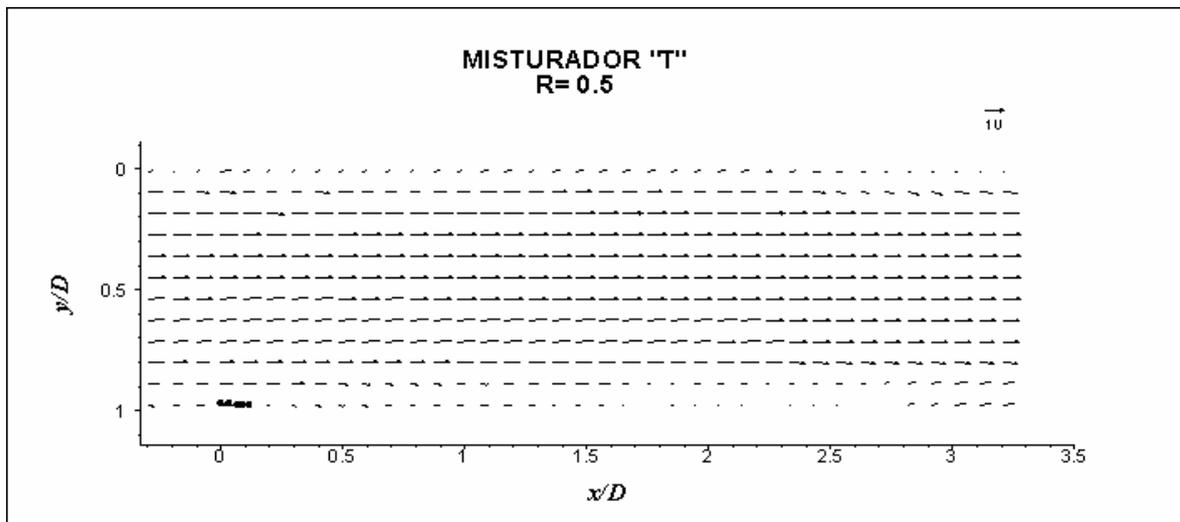


Figura 5.1 – Perfil longitudinal de velocidade média para  $R=0,5$ .

Da mesma forma que na figura 5.1, os campos de velocidade para  $R=1,0$  (figura 5.2) mostram o jato entrando no escoamento principal, o que pode ser percebido pela linha de corrente traçada na figura 5.2. Porém, ainda sim, a trajetória do jato não alcança a linha média do tubo, concordando com observações feitas por Andreopoulos e Rodi (1984).

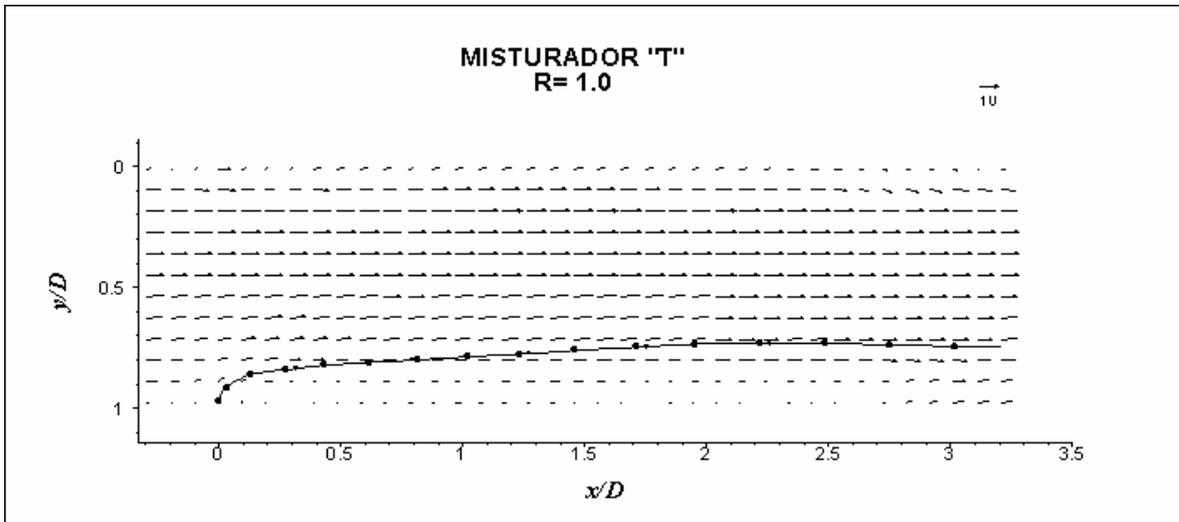


Figura 5.2 – Perfil longitudinal de velocidade média para  $R=1,0$ .

Na figura 5.3, são apresentados os campos de velocidade para  $R=1,5$ . Neste caso, a penetração do jato no centro do escoamento principal dá-se a partir de  $z/D = 3$ . Nota-se também o aparecimento de uma zona de recirculação em  $0 < z/D < 0,5$  na linha inferior do jato.

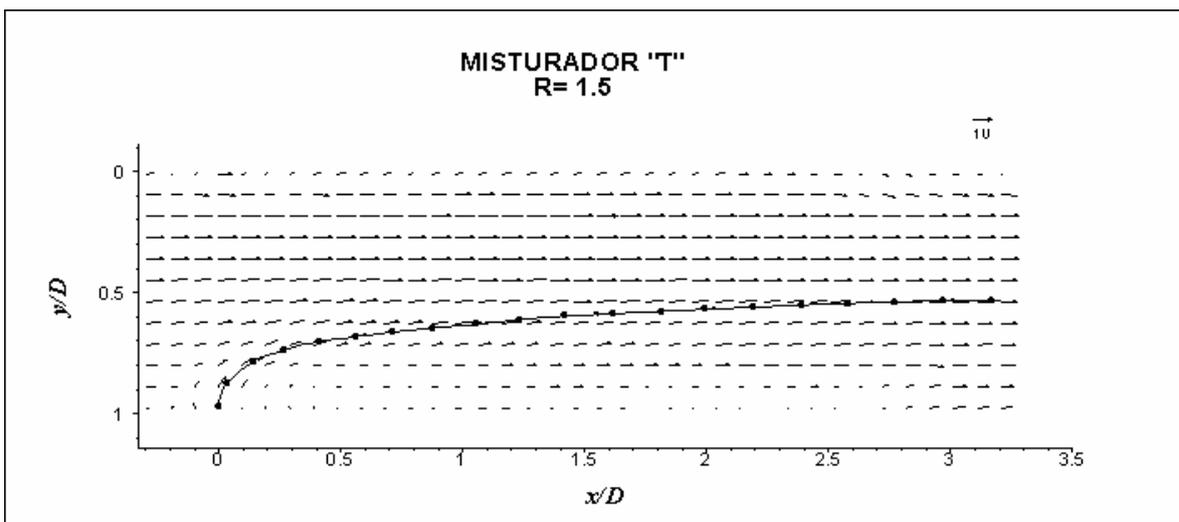


Figura 5.3 – Perfil longitudinal de velocidade média para  $R=1,5$ .

A partir de  $R>2,0$  é possível verificar que com o aumento da razão de velocidade a penetração do jato no escoamento principal tendesse a aumentar até que este colidisse com

a parede oposta do tubo. Esse comportamento pode ser verificado nas figuras 5.4, 5.5, 5.6 e 5.7.

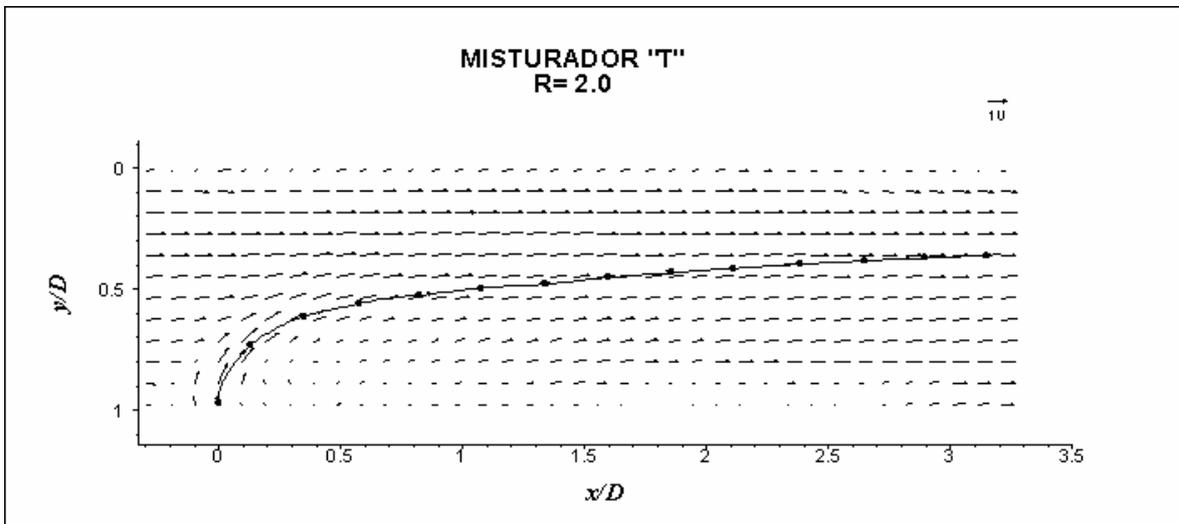


Figura 5.4 – Perfil longitudinal de velocidade média para  $R=2,0$ .

A figura 5.4 mostra os campos de velocidade para  $R=2,0$ . Neste caso pode-se notar que o jato alcança a linha média do escoamento principal antes de 1 diâmetro após sua injeção. A interação da injeção do jato com o escoamento em  $0 > z/D > 1$ , causa uma recirculação na parte inferior do jato, sendo esta recirculação maior que em  $R=1,5$ .

A figura 5.5 mostra o comportamento dos campos de velocidade média para  $R=2,5$ . Em um primeiro momento, realizando-se uma comparação entre a figura 5.4 e a figura 5.5, não foi percebido nenhuma mudança significativa entre os perfis. A única diferença é que em  $R=2,5$  o jato penetra a linha média antes de  $z/D=0,5$  e em  $R=2,0$ , não antes de  $z/D=1,0$ .

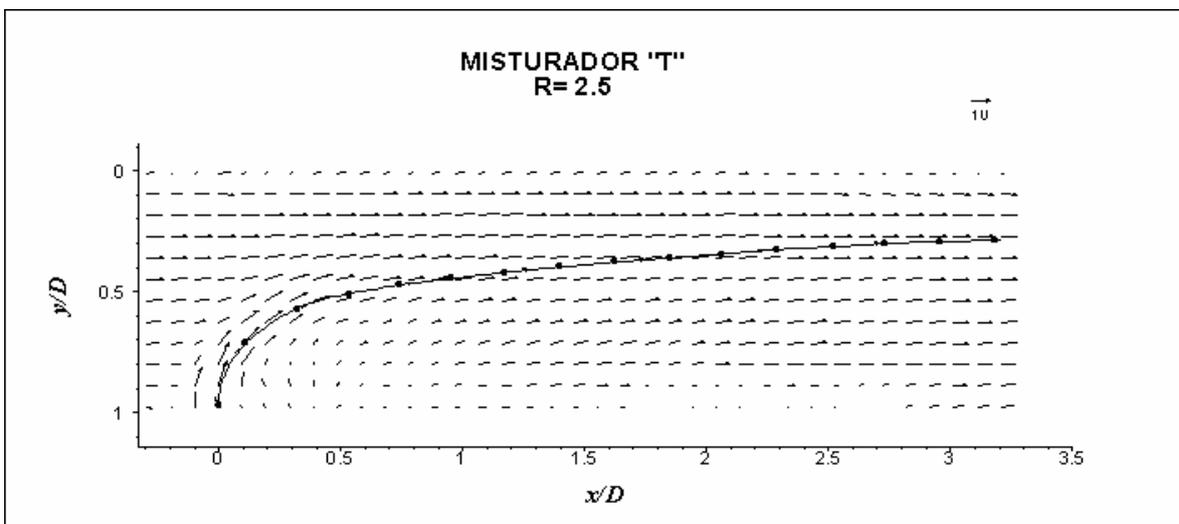


Figura 5.5 – Perfil longitudinal de velocidade média para  $R=2,5$ .

Nos campos de velocidade para  $R=3,0$  (figura 5.6), temos uma maior penetração do jato no escoamento principal, conforme já comentado. Tal comportamento também é observado na figura 5.7, onde  $R=4,0$ , entretanto, neste caso o jato colide com a parede oposta da injeção antes  $z/D = 2,0$ . A região adjacente ao jato sofre maior movimentação mostrando uma zona de recirculação com maior intensidade que nos demais casos.

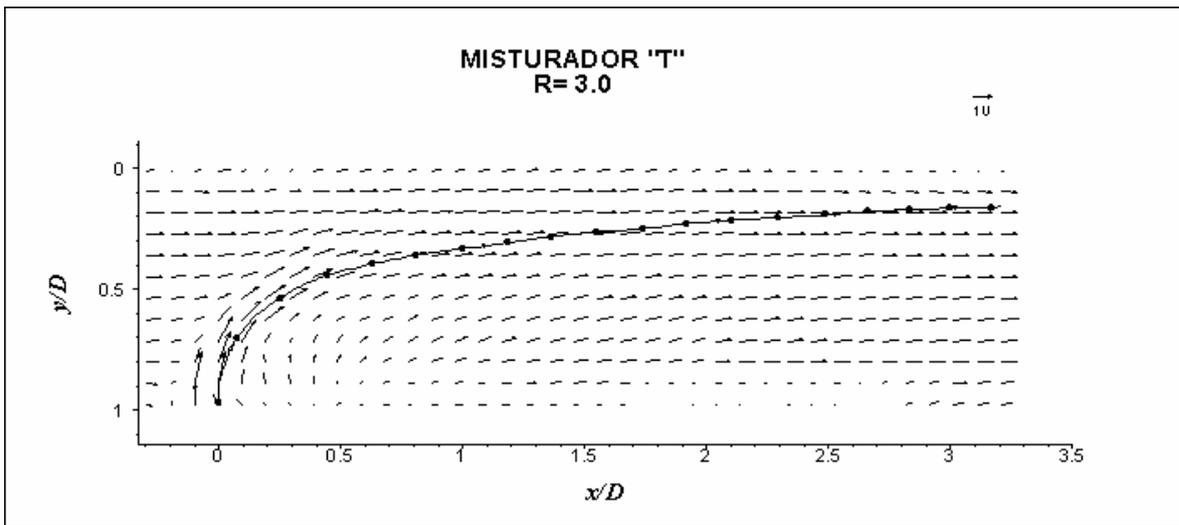


Figura 5.6 – Perfil longitudinal de velocidade média para  $R=3,0$ .

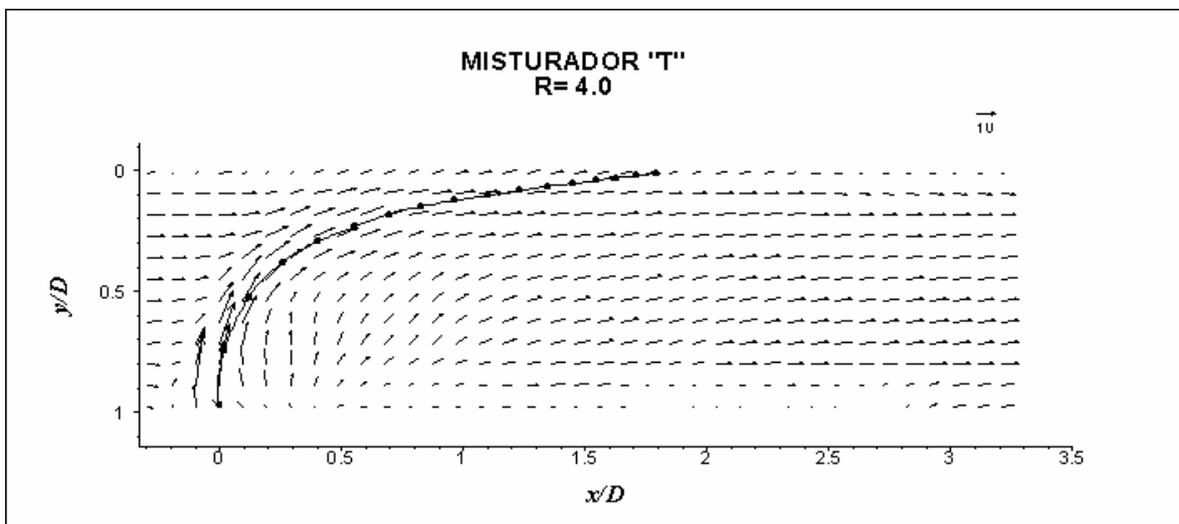


Figura 5.7 – Perfil longitudinal de velocidade média para  $R=4,0$ .

Denota-se também que o aumento da região de recirculação na linha inferior próxima a entrada do jato é proporcional ao aumento da razão de velocidade empregada.

## 5.2 FLUORESCÊNCIA INDUZIDA POR PLANO LASER – PLIF

Para a caracterização dos perfis de concentração no misturador “T”, resultados foram obtidos tanto para a seção longitudinal quanto para a seção transversal. As visualizações longitudinais ao longo da seção de testes foram realizadas para 6 razões de velocidades visando obter o comportamento dos perfis de concentração na entrada do jato e ao longo do escoamento em relação ao aumento da razão de velocidades (R). Os perfis transversais foram capturados a fim de que se caracterizasse a homogeneização da mistura ao longo da seção de testes para 3 razões de velocidades. Essas 3 razões de velocidades foram escolhidas como casos típicos para esta geometria. No primeiro caso o jato fica concentrado abaixo da linha média do escoamento principal (R=1,5). No segundo caso o jato dobra-se e alinha-se com a linha média do escoamento principal (R=2,0). E no terceiro caso estudado nas seções transversais, o jato atravessa o escoamento principal e colide com a parede oposta do tubo (R=2,5). Tais escolhas foram feitas após a verificação do comportamento da trajetória do jato nas visualizações longitudinais.

### 5.2.1 Medições no plano longitudinal

Imagens instantâneas do escoamento no misturador “T” foram capturadas para 6 razões de velocidades (R). Os resultados desta seção são mostrados em isolinhas de concentração temporal média  $\left(\frac{\bar{c}}{c_0}\right)$  adimensionalizadas pela concentração inicial  $C_0$ .

A Figura 5.8 abaixo, mostra as isolinhas de concentração média para R=1,0. Observa-se aqui que, conforme analisado nos experimentos com PIV, com essa razão de velocidades o jato dobra-se antes de alcançar a linha média do escoamento principal. Outra observação pertinente é o decaimento da concentração média de 0,92 na saída do jato para 0,27 antes mesmo que o jato alcance a posição  $z/D = 2$ . Entretanto, ainda há uma vasta área acima do jato onde o traçador ainda não contaminou o escoamento.

No perfil longitudinais de concentração para R = 1,5, conforme mostrado na Figura 5.9, verifica-se um comportamento semelhante ao mostrado na Figura 5.8 onde R = 1,0. As isolinhas mostram um decaimento de 0,92 na entrada do jato para 0,27 antes de  $z/D = 2$ .

Porém já é possível notar um avanço na contaminação do traçador acima da linha média do escoamento principal.

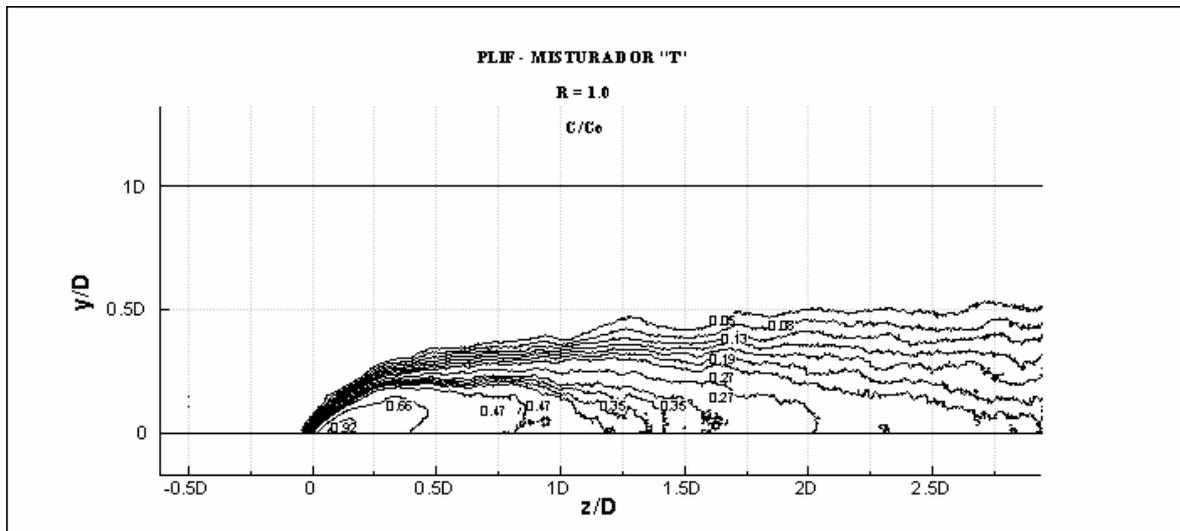


Figura 5.8 – Perfil longitudinal de concentração média para R=1,0.

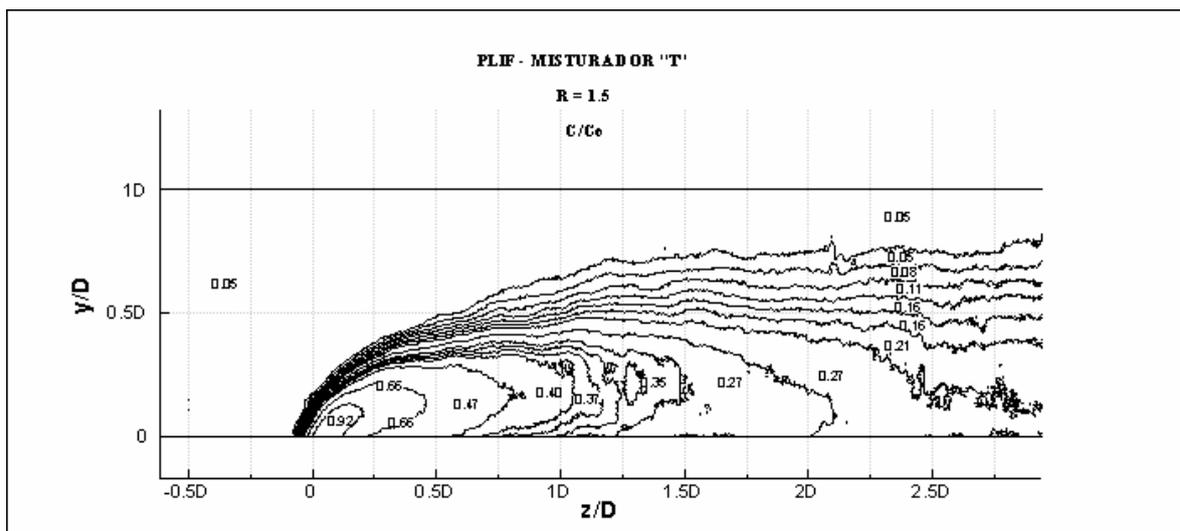


Figura 5.9 – Perfil longitudinal de concentração média para R=1,5.

Na Figura 5.10 é mostrado o perfil para R = 2,0. Observa-se um avanço nos perfis de concentração média, onde o jato aparece curvado com maior penetração na linha média e sua geometria já se encontra completa mesmo após  $z/D = 2,5$ . Neste estágio, o traçador já encontra-se espalhado por quase toda a seção, fato que não acontecia nos casos onde  $R < 2,0$ . Observa-se o aparecimento de uma geometria que não estava presente nas imagens anteriores. Essa geometria, que se assemelha a uma barbatana de tubarão, aparece devido à interação entre o escoamento principal e a região cisalhamento do jato na parte superior com o aparecimento de vórtices.

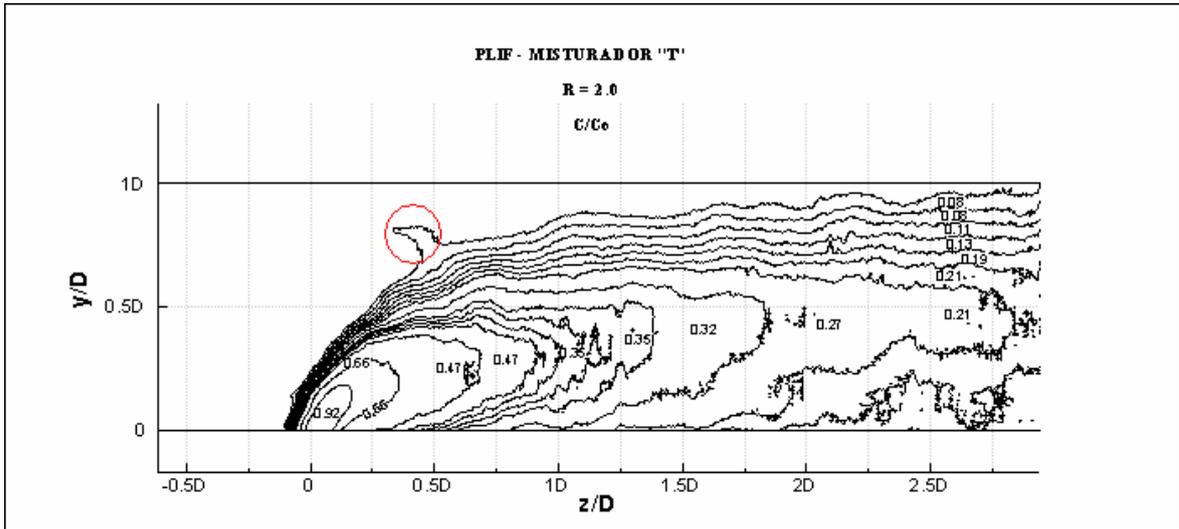


Figura 5.10 – Perfil longitudinal de concentração média para  $R=2,0$ .

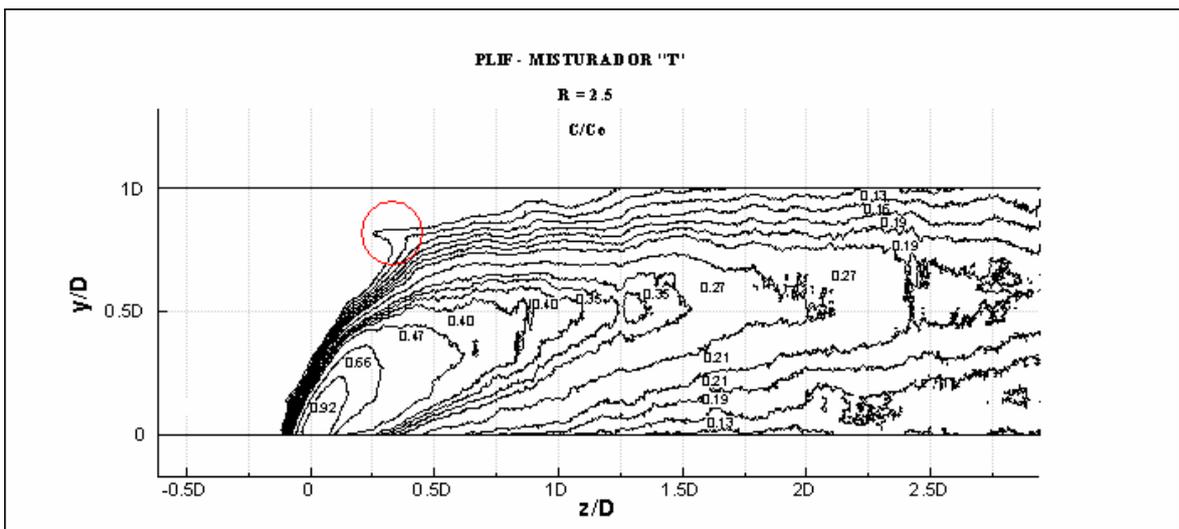


Figura 5.11 – Perfil longitudinal de concentração média para  $R=2,5$ .

No caso da Figura 5.11, onde são mostrados os perfis longitudinais de concentração para  $R = 2,5$  verifica-se que o traçador espalha-se por toda a seção do tubo a partir de  $z/D = 1,25$ . Para  $R = 3,0$  e  $4,0$ , Figura 5.12 e Figura 5.13 respectivamente, observa-se que o jato cruza a linha média do escoamento principal antes de  $z/D = 0,75$ , atingindo a parede oposta do tubo e espalhando-se por uma área maior da seção. Outra observação pertinente é a de que na parte superior da linha média nestas figuras, devido à razão de velocidades, encontram-se as maiores concentrações.

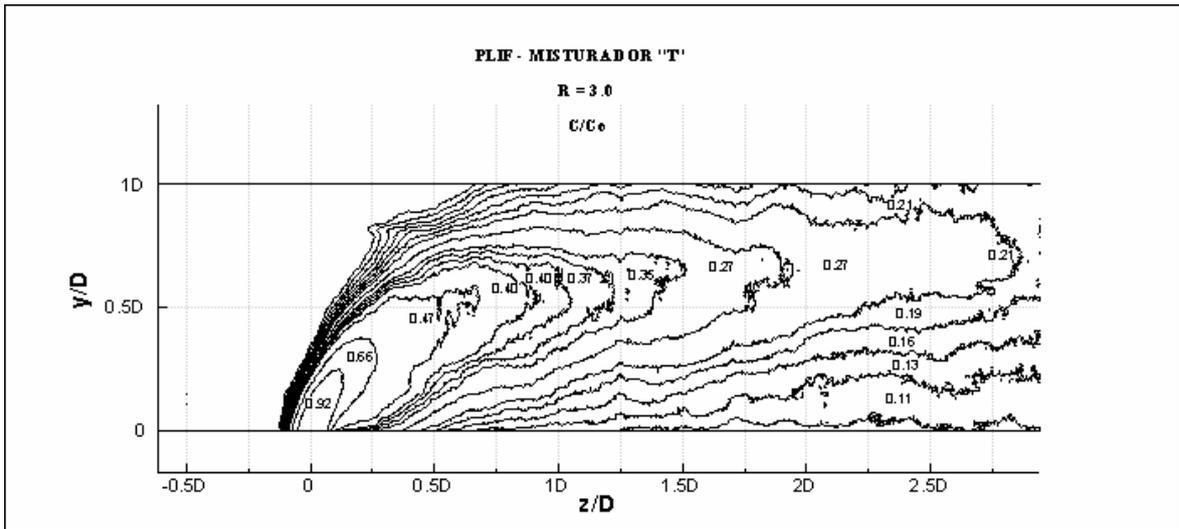


Figura 5.12 – Perfil longitudinal de concentração média para R=3,0.

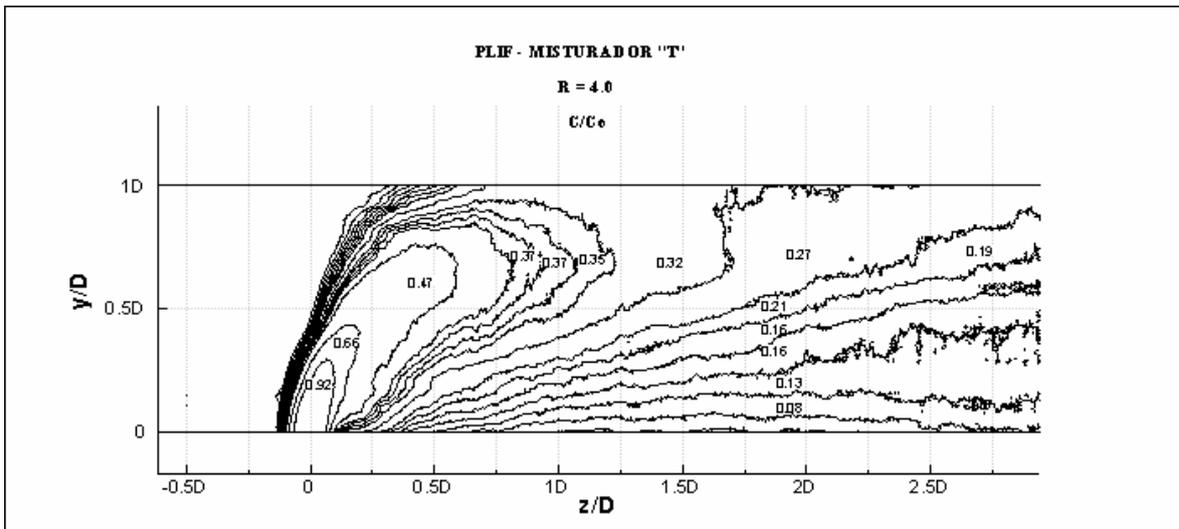


Figura 5.13 – Perfil longitudinal de concentração média para R=4,0.

Com a finalidade de comparar os perfis longitudinais ao longo do eixo Z, foi construído um gráfico (Figura 5.14) com pontos ao longo do eixo z/D (de 0,5 a 3,0) para todas as razões de velocidades estudadas. Nestes gráficos pode-se notar o comportamento dos perfis de concentração média em cada seção z/D para cada R.

Ao acompanharmos a evolução dos perfis de R = 3,0 e R = 4,0 nota-se que as concentrações médias máximas estão sempre acima da linha média (y/D=0,5) do escoamento principal. Com R = 2,5 acontece certa transição. Neste caso, em z/D = 0,5 o gráfico mostra que o ponto máximo do perfil ainda está abaixo da linha média e a partir de z/D > 1,0 tem seu ponto máximo centrado na linha média até z/D = 2,5 de onde o perfil

começa a ter um comportamento mais vertical, mostrando indícios que esta seria a melhor razão de velocidades para se ter uma boa homogeneidade da mistura.

Para os casos em que  $R < 2,5$ , os pontos máximos dos perfis só alcançam a linha média ( $y/D = 0,5$ ) a partir de  $z/D = 2,5$ , exceto o perfil médio de  $R = 1,0$ , que até este ponto ainda não a alcança, ficando sempre abaixo desta referência.

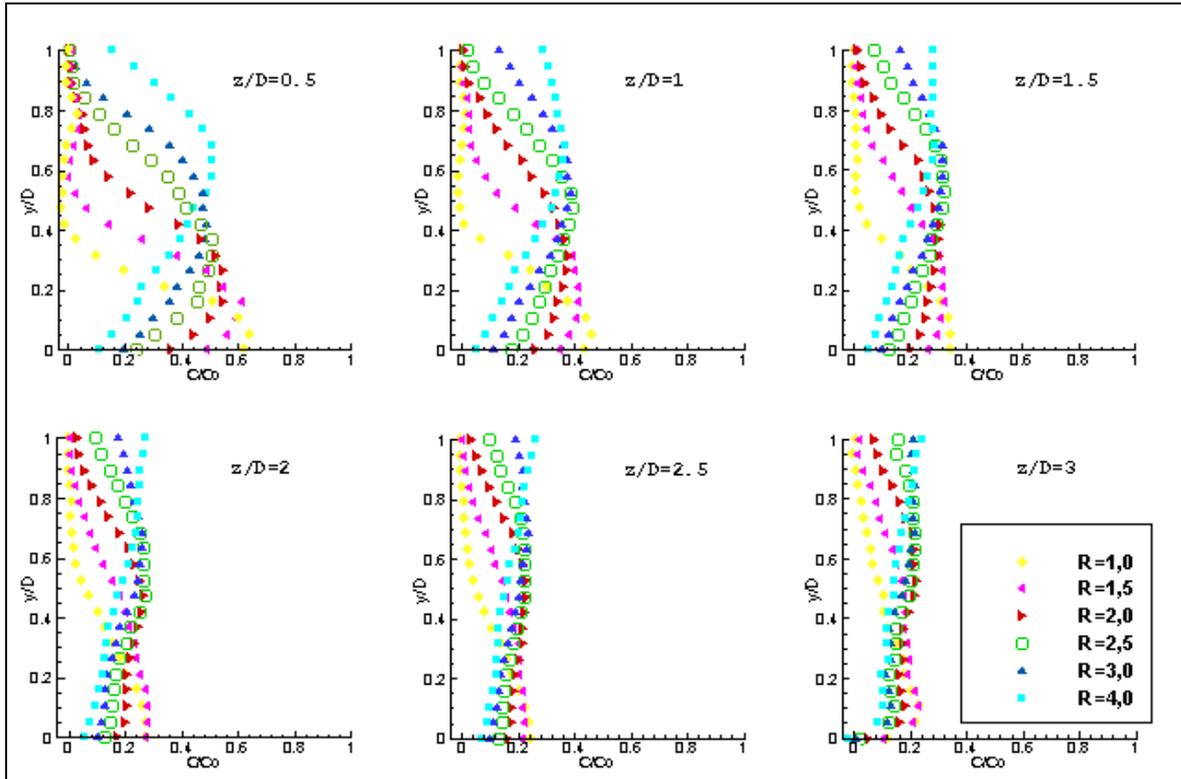


Figura 5.14 – Comparação entre os perfis de concentração para todas as “R” ao longo de Z.

### 5.2.2 Trajetória do jato

Segundo Forney (1979), o escoamento em um misturador “T” possui quatro escalas de comprimentos básicos: o diâmetro do jato ( $d$ ), o diâmetro do tubo do escoamento principal ( $D$ ), a razão de velocidades ( $R$ ), e a distancia na qual o jato penetra no escoamento principal antes de dobrar e seguir o escoamento, sendo representada por “ $l_m$ ”, também conhecido como a escala de comprimento da quantidade de movimento do jato, onde:

$$l_m = \frac{dv_j}{U_\infty} \quad (5.1)$$

Assim, como  $R = v_j / U_\infty$ , é possível reaperesentar o comprimento  $l_m$  como sendo:

$$l_m = Rd \quad (5.2)$$

Esse parâmetro tem sido utilizado como escala de comprimento para fins de comparação por Sroka (1989) e Forney (1996). O significado físico de “Rd” é exposto por Pan (2001) como sendo o diâmetro expandido do jato após ele ter se dobrado e alinhado com o escoamento principal.

Assim, Forney (1999) utilizou a posição da máxima concentração média para determinar numericamente a trajetória do jato e sugeriu que esse caminho poderia ser formulado para a região próxima da injeção do jato ( $z=Rd$ ) para  $d/D \leq 0,25$  e  $30^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$  como sendo:

$$\frac{y}{Rd} = 0,57 \left( \frac{d}{D} \text{sen}\theta \right)^{-0,39} \left( \frac{z}{Rd} - \frac{y}{Rd} \cot \text{ang}\theta \right)^{0,46} \quad (5.3)$$

Onde  $\theta$  é o ângulo de injeção do jato, que no caso deste trabalho é de  $90^\circ$ , reduzindo a equação(5.3) a:

$$\frac{y}{Rd} \sim \left( \frac{z}{Rd} \right)^n \quad (5.4)$$

A figura 5.15 mostra a trajetória do jato baseada na posição da máxima concentração do traçador ao longo do escoamento para razões de velocidades de 1,0 a 4,0.

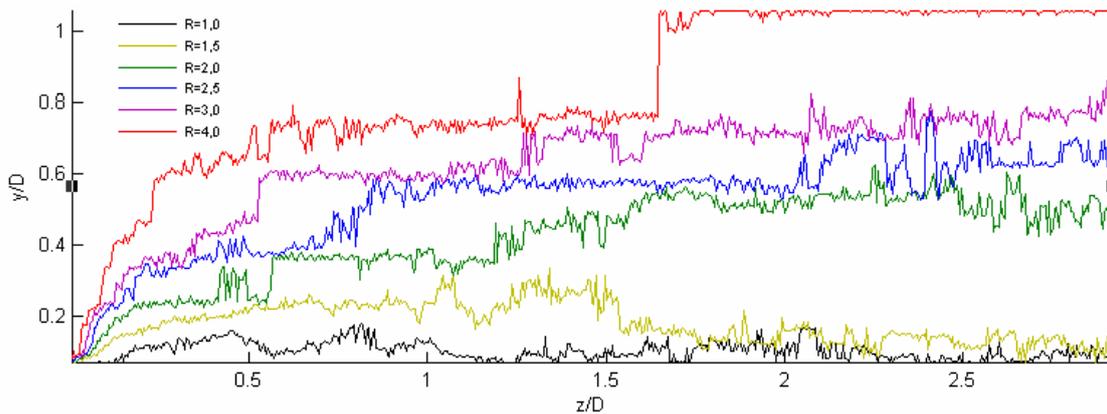


Figura 5.15 – Trajetória do jato baseada na concentração.

Utilizando a escala de comprimento Rd para normalizar as coordenadas da trajetória do jato, tem-se segundo Pan (2001) uma sobreposição das trajetórias. A figura 5.16, mostra essa normalização para as trajetórias deste trabalho onde nota-se essa tendência à sobreposição das trajetórias.

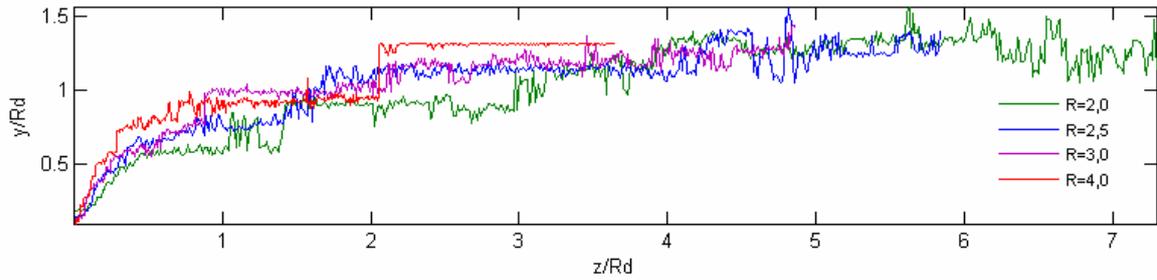


Figura 5.16 – Trajetória do jato normalizada por Rd.

Baseando-se em dados experimentais, Pan (2001) encontrou  $n=0,4$  e cita o trabalho de derivação de formulas empíricas de Maruyama et al (1982), que encontrou  $n=0,46$ . Forney (1999) encontrou  $n = 0,5$ . Os resultados encontrados para os dados experimentais neste trabalho não mostrados na tabela 5.2 abaixo:

Tabela 5.2 – Resultados do ajuste do exponencial  $n$  da equação (5.4).

Razão de Velocidades – R	n
1,0	0,39
1,5	0,50
2,0	0,42
2,5	0,46
3,0	0,45
4,0	0,43

Analisando os dados obtidos com os da literatura estudada verifica-se que há consonância com outros autores e que para a região próxima à injeção, a equação de Forney (1999) tem boa relação com os dados experimentais aqui apresentados.

### 5.2.3 Linha de decaimento da concentração

O decaimento da concentração do jato ao longo do escoamento principal é um dos principais parâmetros utilizados na engenharia quando se trata de mistura. Esse parâmetro é conseguido ao acompanhar as máximas concentrações médias ao longo do escoamento e estudando o seu decaimento. Para isso, Forney (1982) ajustou os dados de concentração máxima ao longo da linha do jato de forma exponencial e usou o seu termo exponencial (b) chamando-o de taxa de decaimento. A equação proposta por Forney (1982) é então escrita na forma:

$$C_{\max} = R^a \left( \frac{z}{Rd} \right)^b \quad (5.5)$$

A figura 5.17 mostra as curvas de decaimento para as razões de velocidade estudadas neste trabalho normalizadas por  $(z/d)$ .

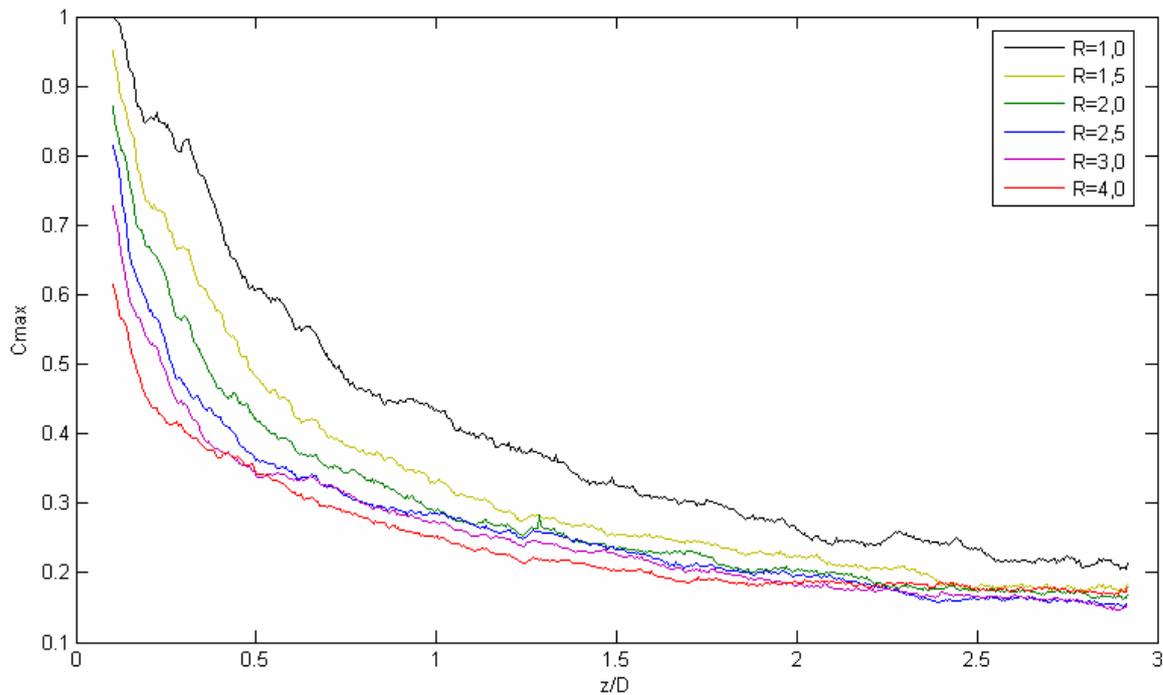


Figura 5.17 – Curvas de decaimento da concentração máxima ao longo da linha do jato.

Os dados das curvas da figura 5.17 foram separados para caracterizarmos o decaimento em duas regiões, a primeira, perto do jato ( $z \leq R_d$ ), conhecida na literatura como *near field region* e a segunda após a região de transição onde  $z > R_d$ , conhecida como *far field region*.

Observando a relação proposta pela equação (5.5) proposta por Forney (1982), Pan (2001) obteve valores para a região onde  $z \leq R_d$  (*near field*) iguais a  $b = -0,45$  e  $b = -0,66$  para  $z > R_d$  (*far field*). Forney (1989) também encontrou para a região após a transição ( $z > R_d$ ) o valor de  $b=0,66$ . Da mesma forma, encontramos para a região antes da transição o valor de  $b = -0,45$  e após a transição  $b = -0,65$ . Para melhor visualização de ambas as regiões, foram construídos dois gráficos que são mostrados nas figuras 5.18 e 5.19.

No gráfico da figura 5.19 a linha de decaimento para  $R=4,0$  não acompanha a inclinação das demais retas traçadas. Esse desvio do seu comportamento deve-se a uma provável baixa média estatística, que poderia ser melhorada com a captura de um maior número de imagens durante a realização dos experimentos. Entretanto, esse comportamento não foi

observado na figura 5.18 para o *near field* em  $R=4,0$ , onde sua linha de decaimento comportou-se de maneira similar aos outros perfis.

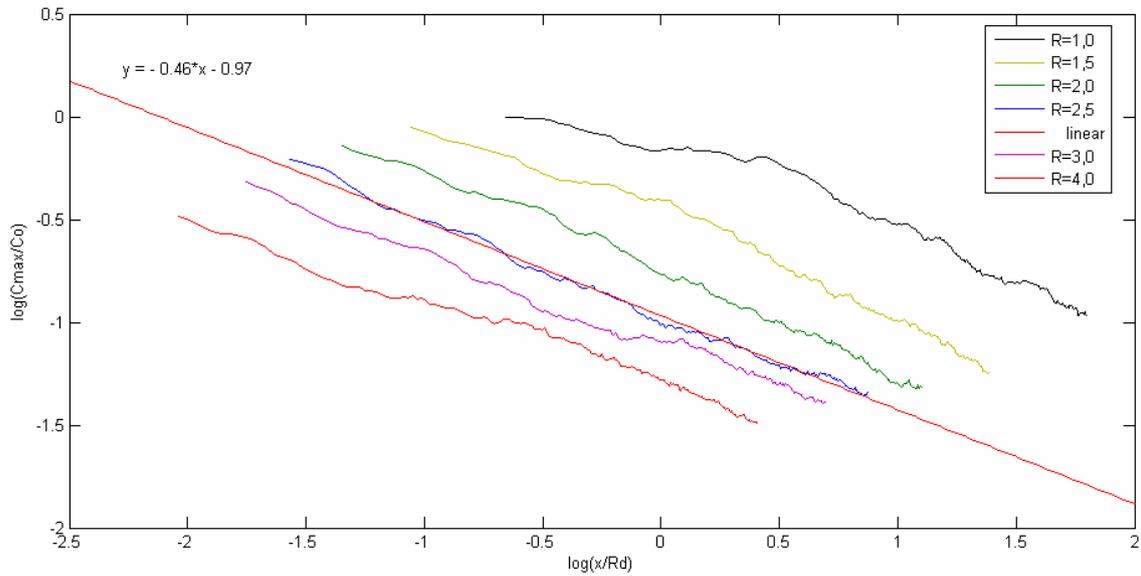


Figura 5.18 – Decaimento da concentração ao longo da linha do jato para  $z \leq R_d$ .

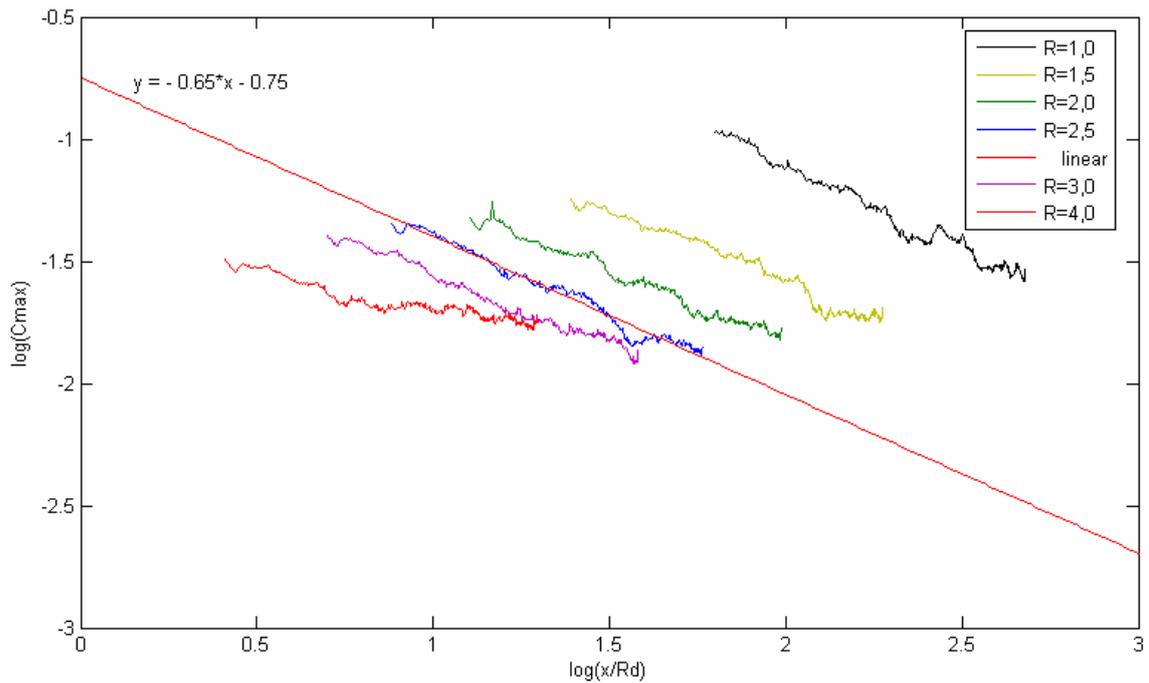


Figura 5.19 - Decaimento da concentração ao longo da linha do jato para  $z > R_d$ .

## 5.2.4 Medições no plano transversal

A caracterização da homogeneidade da mistura ao longo do circuito principal se dá pelo estudo qualitativo e quantitativo da concentração nas seções transversais estudadas do escoamento. Conforme já mencionado, foram escolhidas 3 razões de velocidades ( $R=1,5$ ;

2,0 e 2,5). As imagens capturadas foram tratadas e os perfis transversais de concentração média encontrados são mostrados nas figuras de 5.20 a 5.25.

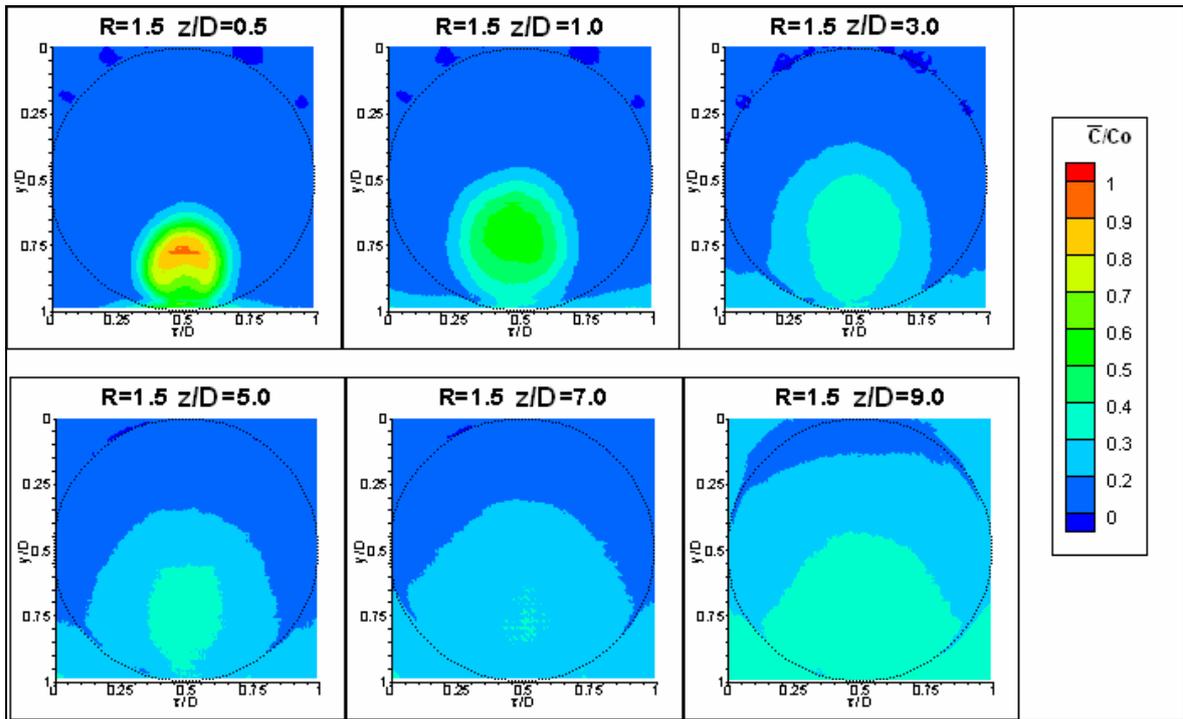


Figura 5.20 – Perfis transversais de concentração média para R=1,5.

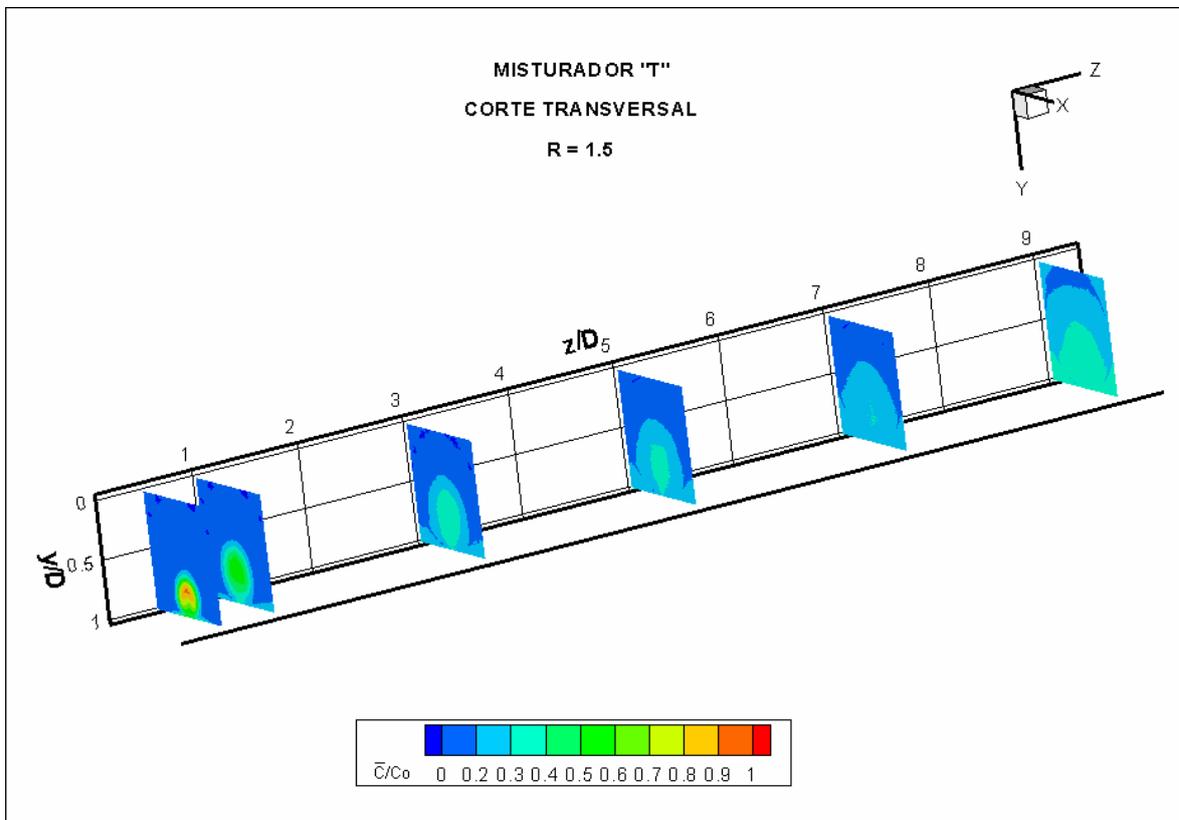


Figura 5.21 – Perfis Transversais de concentração para R = 1,5 em perspectiva.

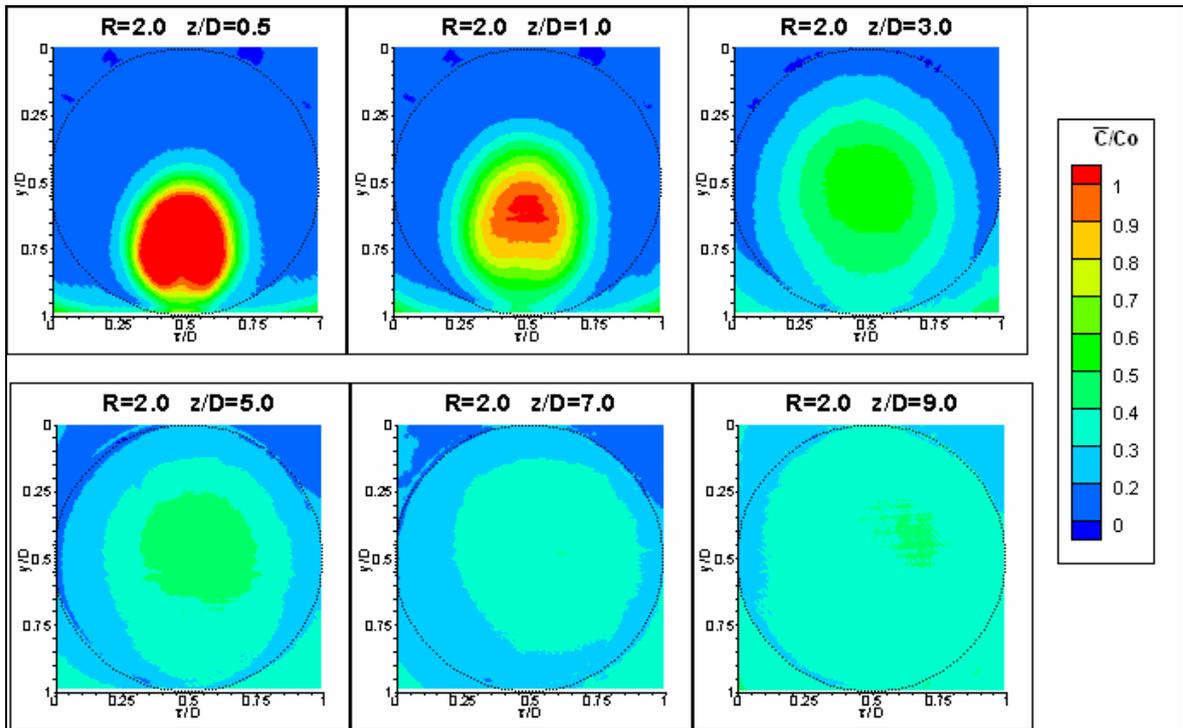


Figura 5.22 – Perfis transversais de concentração média para  $R=2,0$ .

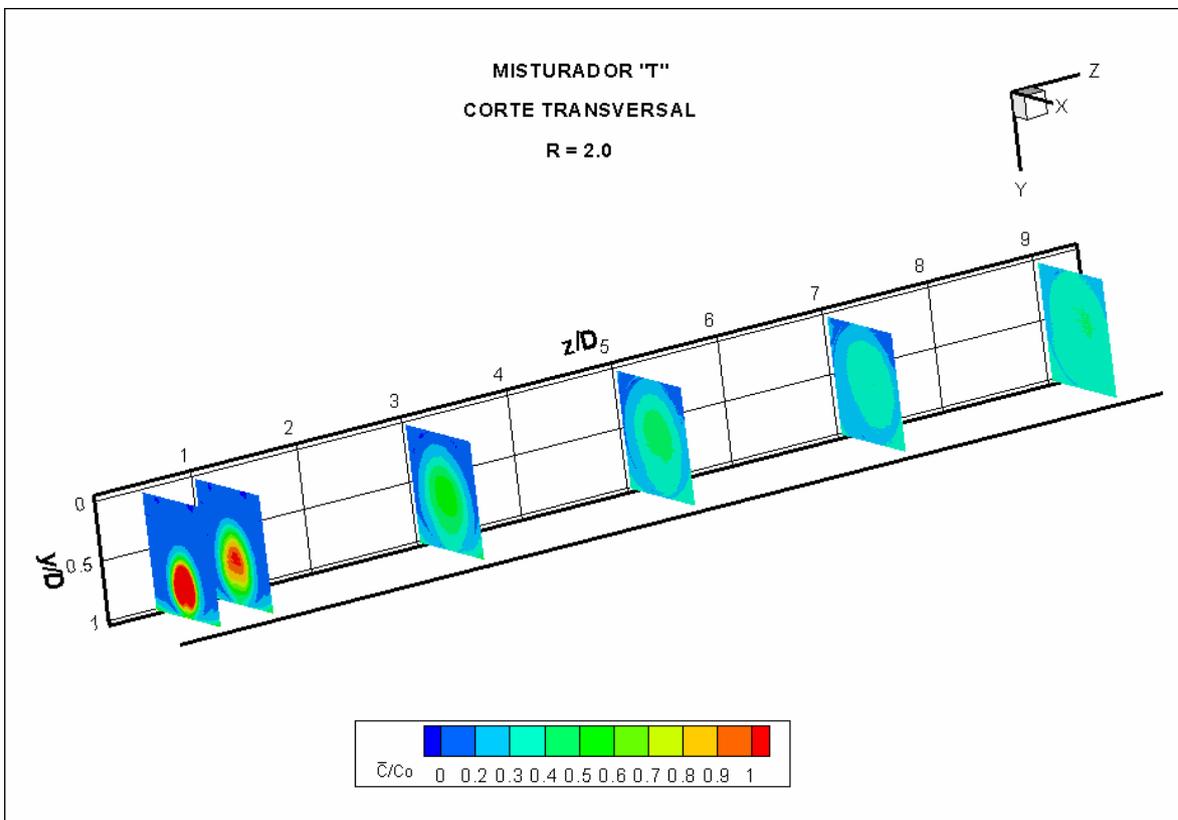


Figura 5.23 – Perfis Transversais de concentração para  $R = 2,0$  em perspectiva.

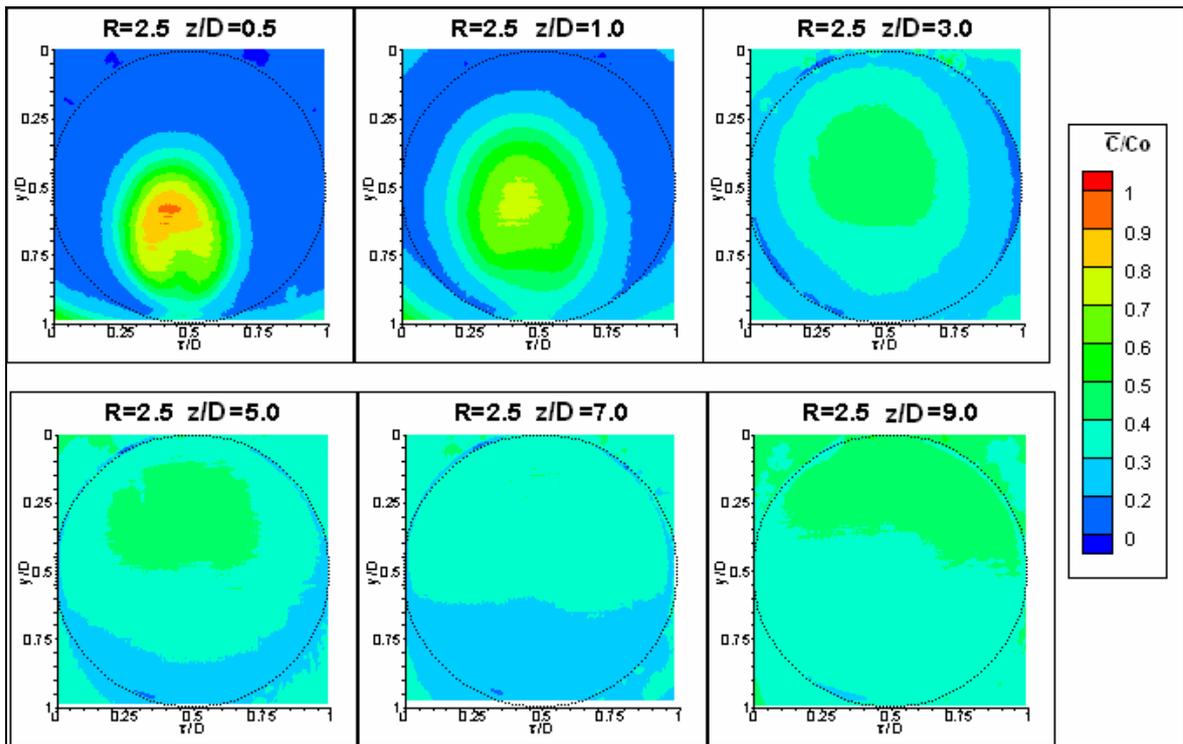


Figura 5.24 – Perfis transversais de concentração média para  $R=2,5$ .

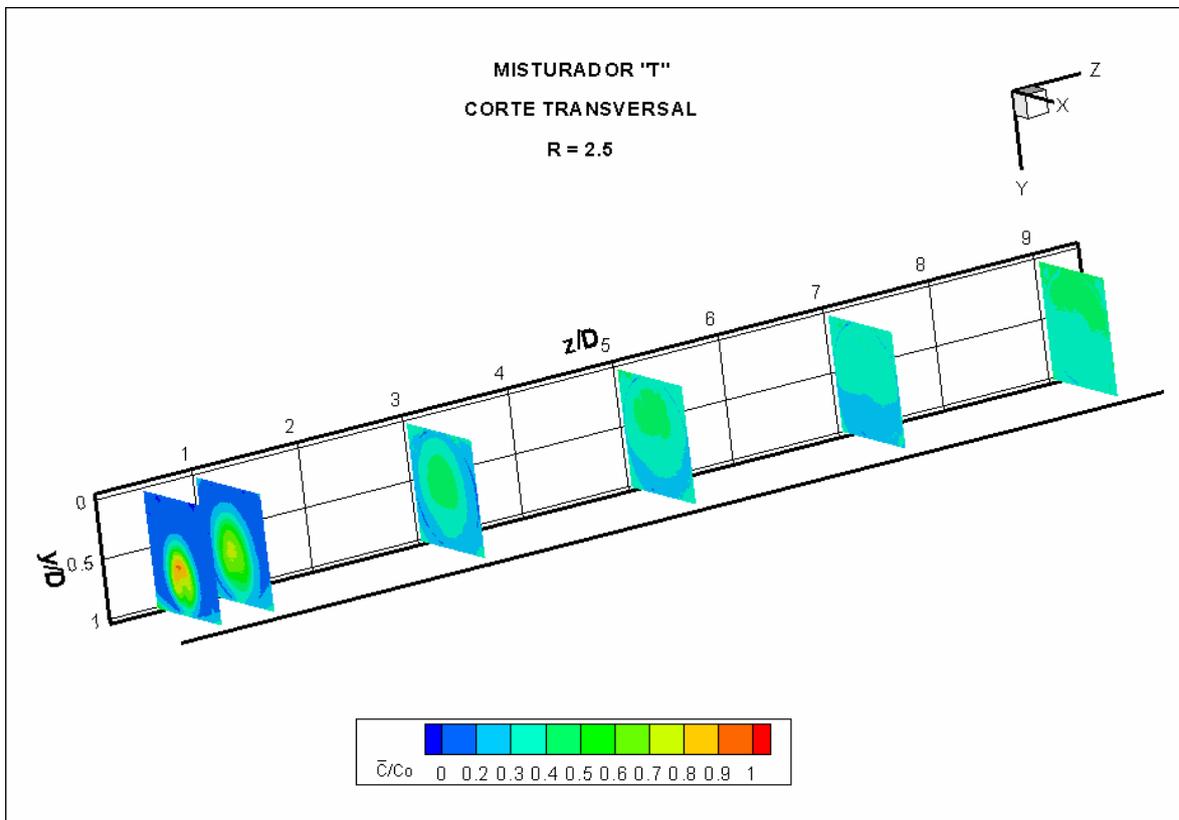


Figura 5.25 – Perfis Transversais de concentração para  $R = 2,5$  em perspectiva.

A visualização dos perfis transversais de concentração média traz a tona a grande complexidade que existe em torno do escoamento no misturador “T”. Ao observar qualitativamente as imagens das figura 5.21, figura 5.23 e figura 5.25 pode-se verificar os três casos típicos que podem ocorrer neste escoamento. O primeiro caso, ilustrado pela figura 5.21, mostra o jato curvando-se antes de chegar a linha média do tubo. Em  $z/D = 0,5$  é possível ver com clareza a formação da estrutura clássica na forma de “rim”, produzida pela presença dos vórtices contra-rotativos. A presença desta estrutura, mostra uma forte concentração do traçador no “centro do rim”, que vai se diluindo a medida que o jato avança ao longo do tubo. Analisando as imagens da figura 5.20, é possível perceber que mesmo na posição  $z/D=9$ , o traçador ainda se concentra na parte inferior do tubo, deixando de contaminar toda a seção transversal do escoamento prejudicando a desejada homogeneidade da mistura.

Na Figura 5.23 tem-se os perfis transversais para  $R=2,0$ . Neste caso, diferentemente do que foi observado em  $R=1,5$ , pode-se observar que o traçador alcança a linha média do escoamento principal já em  $z/D=3,0$  e conseqüentemente, toda a seção transversal está tomada em  $z/D=9$ . Observa-se também, a formação da estrutura na forma de “rim” evidenciando a presença dos vórtices contra-rotativos decorrentes da inclinação do jato ao penetrar no escoamento principal. Diferindo das imagens de  $R=1,5$ , há em  $R=2,0$  (Figura 5.22) uma forte presença do traçador até  $z/D=1,0$ , entretanto, em  $z/D = 3,0$  já é possível ver o alinhamento do jato com a linha média do tubo, bem como o seu espalhamento pela seção transversal.

Nos perfis para  $R=2,5$ , mostrados na Figura 5.24 e Figura 5.25, percebe-se a formação da estrutura na forma de rim em  $z/D=0,5$ . Em  $z/D=3,0$  observa-se que o perfil do traçador já ultrapassou a linha média do tubo. Essa tendência fica mais evidente quando da análise dos perfis em  $z/D>5,0$  onde se nota a predominância do traçador na parte superior do tubo.

Ao observar os perfis transversais capturados nas seções experimentais, percebe-se que há simetria no escoamento do misturador “T” evidenciado pelas Figura 5.20 e Figura 5.22 e levemente assimétrico na Figura 5.24.

### 5.2.5 Análise de variância dos perfis transversais de concentração

A verificação da homogeneidade de concentração nos perfis transversais ao longo do misturador “T” é feita utilizando o conceito de variância ao longo das seções transversais do escoamento, que dá estatisticamente um valor aproximado do “espalhamento” dos valores de concentração em relação à sua média. Segundo a literatura, quanto menor a variância da concentração, maior é a homogeneidade dessa mistura.

Deste modo, foram calculados, para cada uma das 300 imagens instantâneas capturadas nas seis posições  $z/D$  de cada uma das três razões de velocidades, a concentração média e a sua variância, neste caso dita temporal. Consequentemente os valores de variância foram reduzidos à média da variância, trazendo esse valor para o domínio espacial para que utilizando estes valores seja possível comparar o grau de mistura entre as razões de velocidades e verificar em que distância essa mistura já poderia ser dita homogênea. A figura 5.26 mostra a variância média da concentração das imagens instantâneas para cada  $R$  ao longo do eixo  $Z$ .

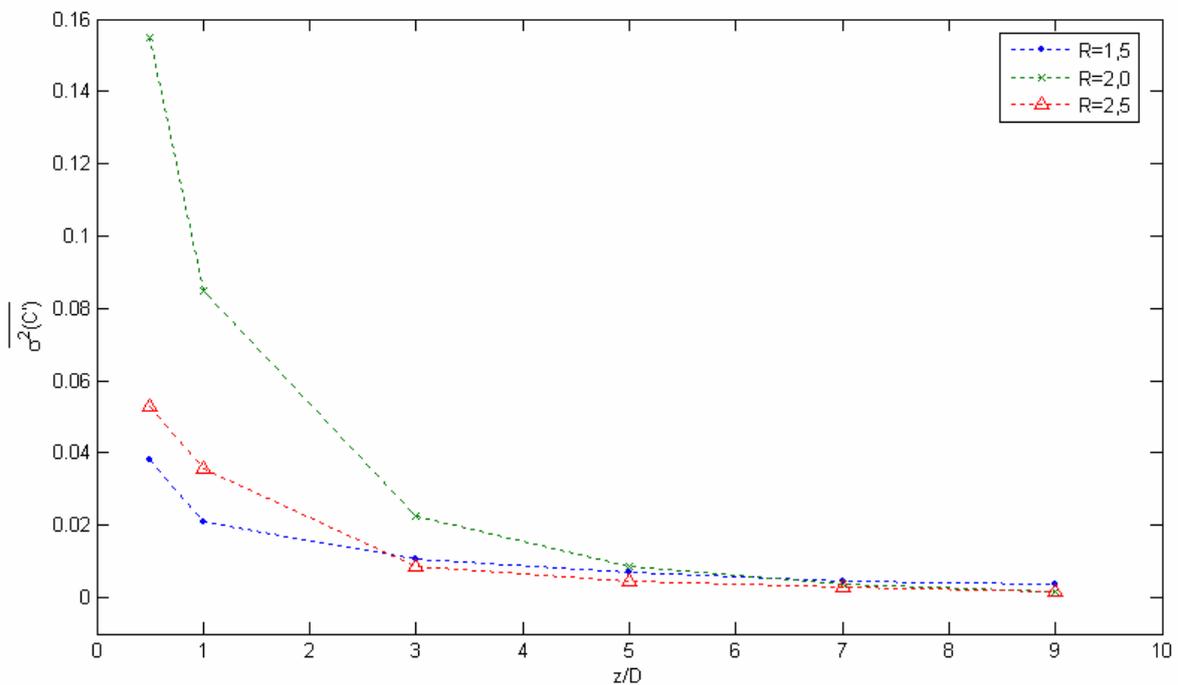


Figura 5.26 – Gráfico da variância de concentração das imagens transversais.

Da análise da figura 5.26 é possível observar um maior decaimento da variância da concentração para  $R=2,0$  no trecho  $z/D < 3$ , sendo esta a zona de maior influência do jato

no processo de mistura. A partir de  $z/D > 5$  temos um comportamento da variância estabilizado para as três razões estudadas, caracterizando que a presença do jato já não é tão significativo e que a mistura dar-se-á através da difusão molecular e não mais pela difusão turbulenta. Diante dos resultados obtidos nesta seção, é possível constatar que a melhor razão de velocidade para obtermos a melhor mistura até  $z/D = 9,0$  foi  $R=2,0$ .

## 6 CONCLUSÃO E SUGESTÕES

Neste trabalho foi estudado um misturador com geometria tipo “T” com as técnicas de velocimetria por imagem de partículas – PIV e da fluorescência induzida por laser – PLIF, marcando o pioneirismo no uso destas ferramentas no Departamento de Engenharia Mecânica da UnB.

Foi construída uma bancada experimental para visualização interna do escoamento do misturador e estudada a metodologia das técnicas de velocimetria e fluorescência aplicadas. A técnica de PIV, utilizada para a captura dos perfis de velocidade do escoamento, mostrou-se ser uma boa ferramenta para a captura dos campos de velocidade instantâneos ao longo do circuito montado. A técnica de PLIF também se mostrou uma ótima ferramenta para a medição dos perfis de concentração estudados, demonstrando ser uma metodologia de relativa facilidade de montagem frente aos resultados encontrados.

Quanto à hidrodinâmica do escoamento do misturador, foram identificados alguns parâmetros que definem o comportamento de mistura ao longo de sua geometria, sendo o principal deles a razão de velocidades –  $R$ . Tanto nos estudos de velocimetria quanto de fluorescência, a razão de velocidades mostrou influenciar a formação dos perfis de velocidade e concentração.

A medição dos perfis de velocidade foi realizada com sucesso, com a variação de seis razões de velocidade ao longo do plano longitudinal do escoamento podendo-se comprovar as observações de Kok e Van der Wal (1996) e Andreopoulos e Rodi (1984) segundo as quais a intensidade de penetração do jato depende diretamente da razão de velocidades. Verificou-se também a formação de uma região de vórtices na linha inferior do jato, quando da sua entrada no escoamento principal. Outro comportamento observado nos perfis de velocidade foi um aumento da velocidade do escoamento principal devido à penetração do jato. Tal comportamento é também relatado por Andreopoulos e Rodi (1984).

As medições de concentração foram realizadas ao longo do eixo longitudinal e transversal do escoamento. As medições ao longo do eixo longitudinal foram realizadas com o intuito de prever a trajetória do jato para seis razões de velocidades e a taxa de decaimento da concentração, comparando-se os resultados com trabalhos de outros pesquisadores. Da análise dos perfis de concentração depreende-se que até  $z/D < 1$ , há forte influencia da penetração do jato no mecanismo de turbulência na mistura, fazendo com que o decaimento da concentração seja maior nesta região para qualquer razão de velocidade, conforme pôde ser observado na figura 5.17. Esse comportamento é também visto nos trabalhos de Pan e Meng (2001).

Já o estudo dos perfis transversais de concentração do misturador “T” foi realizado para a verificação da qualidade de mistura ao longo do escoamento principal e definir a melhor razão de velocidades dentre as três escolhidas, utilizando como parâmetro de homogeneidade a variância da concentração média no perfil. Tal situação ficou evidenciada no perfil de concentração para  $R=2,0$ , que era, dos três, o que evoluiu na linha média do tubo do escoamento principal.

Como sugestão para trabalhos futuros, tem-se a análise de perfis de flutuação de velocidade juntamente com as flutuações espaciais de concentração teriam bom aproveitamento no estudo de mistura com reações químicas no misturador “T”. Da mesma forma, o emprego das técnicas de PIV e PLIF de forma simultânea para verificação de correlações entre os perfis de velocidade e concentração, bem como o emprego de geometrias diferentes ou mesmo ângulos de injeção diversos. E finalmente, um estudo com ferramentas de simulação numérica computacional com o dados experimentais aqui colhidos de forma a validar os resultados de códigos comerciais de simulação.

## 7 REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Adrian R. J., (1991) “Particle-Imaging Techniques For Experimental Fluid Mechanics”  
In: Annu. Rev. Fluid Mech. Vol. 23, pp. 261-304.
- Andreopoulos, J. e Rodi, W. (1984) “Experimental Investigation of Jets in a Crossflow”. In: Journal of Fluid Mechanics, vol. 138, pp.93-127.
- Cozewith, C., Busko, M., (1989) “General Research: Design Correlations for Mixing Tees”. In: Ind. Chem. Res. Vol. 28, pp. 1521-1530.
- Dimotakis, P. E., (2005) “Turbulent Mixing” In: Annu. Rev. Fluid Mech. Vol. 37, pp.329–356.
- Forney, L. J. e Lee, H. C.(1982) – “Optimum Dimensions for Pipeline Mixing at a T-Junction” In: AIChE Journal , Vol. 28, pp.980 – 987.
- Forney, L. J., Feng, Z., Wang, X., (1999) “Jet Trajectories of trasnverse mixers at arbitrary angle in turbulent tube flow” In: Trans IChemE, Vol. 77, Part A, pp. 754-758.
- Forney, L. J., Gray, G. E., (1990) “Optimum Design of a Tee Mixer for fast reactions”. In: AIChE Journal. Vol 36, nº 11, pp. 1773-1776.
- Forney, L. J., Kwon, T. C., (1979) “ Efficient Single-Jet Mixing in Turbulent Tube Flow” In: AIChE Journal. Vol 25, nº4, pp. 623-630.
- Forney, L. J., Nafia, N., (1996) “Optimum Jet Mixing in tubular reactor” In: AIChE Journal. Vol. 42, nº 11, pp. 3113-3122.
- Fukushima, C. , Aanen L., Westerweel, J. (2000) “Investigation of the Mixing Process in an Axissymmetric Turbulent Jet Using PIV and LIF” In: 10<sup>th</sup> International Symposium on Laser Aplications – Lisbon.
- Kok, J. B. W. e Wal, S. van der (1996) – “Mixing in T-junctions “ . In: Applied Mathematics Modelling, vol 20, pp. 232 – 243.
- Law, A. W., e Wang H. (2000) “Measurement of mixing process with combined digital particle image velocimetry and planar laser induced fluorescence” In: Experimental Thermal and Fluid Science, vol 22, pp. 213-229.
- Margason, R. J., (1993) “Fifty Years of Jet in Cross Flow Research” In: AGARD Meeting on ‘Computational and Experimental Assessment of Jet in Cross Flow’. pp. 1-41.
- Monclova, L. A., Forney, L. J., (1995) “Numerical Simulation of a Pipeline Tee

- Mixer” In: *Ind. Eng. Chem. Res.* Vol. 34, pp.1488-1493.
- Montensen, M. , Orciuch, W., Bouaifi, M., Anderson, B. (2003) “Mixing of a Jet in a Pipe” In: *Transactions of IChemE*, Vol 81, pp. 1-7.
- Pan, G. e Meng H. (2001) “Experimental Study of Turbulent Mixing in a Tee Mixer Using PIV and PLIF” In: *AIChE Journal*, vol. 47, pp. 2653-2655.
- Prasad, A. K. (2000). “Review Article: Particle Image Velocimetry” In: *Current Science*, vol. 79, pp. 51-60.
- Smith, S. H., Mungal, M. G., (1998) “Mixing, structure and scaling of the jet in crossflow” In: *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 357, pp. 83-122.
- Sroka, L. M. e Forney L.J. (1989)“Fluid Mixing with a Pipeline Tee: Theory and Experiment”. In: *AIChE Journal*, 1989, pp. 406 – 413
- Unger, D. R., e Muzzio, F. (1999) “Laser-Induced Fluorescence Technique for the Quantification of Mixing in Impinging Jets “ In: *AIChE Journal*, vol 45, pp. 2477-2486.
- Unger, D. R., Muzzio, F. J., (1999) “Laser-Induced Fluorescence Technique for the Quantification of Mixing in Impinging Jets”. In: *AIChE Journal*, vol. 45, n° 12 pp. 2477- 2486.
- Vinçont, J. Y., Simoes, S., Ayrault, M., Wallacey, J. M., (2000) “Passive scalar dispersion in a turbulent boundary layer from a line source at the wall and downstream of an obstacle” In: *J. Fluid Mech.* Vol. 424, pp. 127-167.
- Wang, X., Feng, Z., Forney, L. J., (1999) “Computational simulation of turbulent mixing with mass transfer”. In: *Computers & Structures*, Vol.70, Issue 4, pp. 447-465.
- Westerweel, J. (1997) “Fundamentals of digital particle image velocimetry”. In: *Meas. Sci. Technol.* Vol. 8 pp. 1379-1392.
- Willert, C. E., Gharib, M. (1991) “Digital Particle Image Velocimetry” In: *Experiments in fluids*. Vol. 10, n° 4, pp. 181-193.