

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

# Utilização de Velocimetria por Imagem de Partícula na Visualização e Caracterização de Escoamento Bifásico

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA À UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA  
CATARINA PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM  
ENGENHARIA MECÂNICA

**Márcio Alexandre Cano Miranda**

**Florianópolis  
Março de 2004**

# Utilização de Velocimetria por Imagem de Partícula na Visualização e Caracterização de Escoamento Bifásico

Márcio Alexandre Cano Miranda

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA À UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA  
CATARINA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE

**Mestre em Engenharia Mecânica**

NA ÁREA DE CONCENTRAÇÃO DE ENGENHARIA E CIÊNCIAS  
TÉRMICAS

---

Prof. Alvaro Toubes Prata, Ph.D. (Orientador)

---

Prof. José Antonio Bellini da Cunha Neto, Dr.,  
Coordenador do Programa

Banca Examinadora:

---

Prof. Júlio César Passos, Dr. (Presidente)

---

Prof. César José Deschamps, Ph.D.

---

Eng. Jader Riso Barbosa Junior, Ph.D.

**Florianópolis**  
**Março de 2004**

# Agradecimentos

À CAPES e à EMBRACO, pelo suporte financeiro.

Ao professor Alvaro Toubes Prata pela primorosa orientação. Sua capacidade de incentivar e entusiasmar as pessoas com as quais trabalha foi decisiva em alguns momentos.

Aos membros da Banca Examinadora, pela disposição em avaliar este trabalho.

Em especial ao colega Vitor Tiago Lacerda, que colaborou em vários momentos com importantes sugestões, além de compartilhar sua experiência na área de instrumentação através de discussões esclarecedoras. Ao Fabiano Vanbommel pela competência e profissionalismo com que montou as bancadas necessárias e pelo auxílio no dia-a-dia e na realização das medições.

Aos meus familiares gostaria de agradecer com carinho o suporte e apoio irrestritos recebidos ao longo de todos esses anos.

# Sumário

<b>Lista de Tabelas</b>	<b>vii</b>
<b>Lista de Figuras</b>	<b>viii</b>
<b>Nomenclatura e Simbologia</b>	<b>x</b>
<b>Resumo</b>	<b>xiv</b>
<b>Abstract</b>	<b>xv</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
1.1 Motivação . . . . .	3
1.2 Escopo do Trabalho . . . . .	4
1.3 Organização do Documento . . . . .	5
<b>2 Escoamento Bifásico Gás-Líquido</b>	<b>6</b>
2.1 Mudança de fase líquido-vapor . . . . .	6
2.2 Padrões de Escoamento . . . . .	8
2.3 Modelagem do Escoamento Bifásico . . . . .	9
2.3.1 Modelo Homogêneo . . . . .	9
2.3.2 Modelo de Escoamento Separado . . . . .	10
2.3.3 Modelo de Dois Fluidos . . . . .	11
2.4 Observação Final . . . . .	12
<b>3 Velocimetria por Imagem de Partícula</b>	<b>13</b>
3.1 O Princípio de Funcionamento . . . . .	14
3.1.1 As Partículas . . . . .	16
3.1.2 O CCD . . . . .	17
3.1.3 O <i>Laser</i> . . . . .	18
3.1.4 O Sincronizador . . . . .	20
3.2 A Determinação do Pico do Coeficiente de Correlação . . . . .	20
3.2.1 A Transformada Rápida de Fourier . . . . .	23
3.3 Erros Inerentes ao Processo . . . . .	24
3.3.1 O Erro de <i>Bias</i> (Deslocamento) . . . . .	24

3.3.2	O Erro de <i>Aliasing</i> (Alcunha)	25
3.4	Técnicas Avançadas	25
3.4.1	Resolução Sub-Pixel	25
3.4.2	A Técnica de Hart	26
3.5	Pós-Processamento	27
3.5.1	Transformação dos Deslocamentos em Velocidades	27
3.5.2	Validação e Promediação	28
3.6	Incerteza de Medição na Velocimetria por Imagem de Partícula	29
3.7	Aplicação do PIV a escoamentos bifásicos	30
3.8	Fluorescência Induzida por Laser	32
<b>4</b>	<b>Bancada e Procedimento Experimental</b>	<b>36</b>
4.1	A Bancada Experimental	36
4.2	Sistema de Iluminação e Registro de Imagem	38
4.3	Procedimento Experimental	40
4.3.1	Preparação da Bancada	40
4.3.2	Fase Vapor	40
4.3.3	Fase Líquida - Escoamento Bifásico	42
4.4	Validação da Técnica PIV	45
4.4.1	A Bancada de Água	45
4.4.2	A Distorção	48
4.4.3	A Transição Laminar-Turbulento	54
4.4.4	Estimativa da Incerteza	58
<b>5</b>	<b>Resultados e Discussões</b>	<b>60</b>
5.1	Fase Líquida	60
5.2	Fase Vapor	71
5.2.1	Velocidade da Bolha	71
5.2.2	Fração de Vazio	73
5.3	Escoamento Bifásico Ar-Água	76
<b>6</b>	<b>Conclusões</b>	<b>78</b>
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>80</b>
	<b>Apêndices</b>	<b>83</b>
	<b>Apêndice A Incerteza do Perfil Teórico de Velocidade</b>	<b>84</b>
	<b>Apêndice B Código Fonte dos Programas Computacionais</b>	<b>86</b>
B.1	Velocidade das Bolhas	86
B.2	Estimativa da Fração de Vazio	92
B.3	Correção das Distorções	92

B.4 Aquisição de Dados . . . . . 94

# Lista de Tabelas

4.1	Distâncias focais das lentes. . . . .	39
A.1	Incerteza no perfil de velocidade teórico (regime laminar). . . . .	85

# Lista de Figuras

1.1	Representação esquemática de um circuito de refrigeração doméstico. . . . .	2
1.2	Solubilidade de R-134a em óleo éster . . . . .	3
1.3	Esquema do padrão de escoamento ao longo do tubo . . . . .	4
2.1	Diagrama de fases para uma substância pura não dilatante. . . . .	7
2.2	Padrões para o escoamento bifásico em um duto horizontal. . . . .	9
3.1	Princípio de funcionamento da Velocimetria por Imagem de Partículas. . . . .	15
3.2	Par de imagens PIV padrão. . . . .	15
3.3	Luz espalhada por uma partícula esférica de $1 \mu m$ de diâmetro. . . . .	17
3.4	Seqüência dos eventos de exposição, transferência de carga e iluminação ( <i>frame straddle</i> ). . . . .	18
3.5	Esboço do interior do cabeçote do <i>laser</i> Nd:YAG. . . . .	20
3.6	Regiões de Busca de 32 por 32 <i>pixels</i> . . . . .	21
3.7	Valores de $R(x, y)$ no Plano de Correlação. . . . .	22
3.8	Região central do Plano de Correlação sem a correção contra o erro de deslocamento ( <i>Bias</i> ) (a) e em (b) com esta correção. . . . .	22
3.9	$I_1$ em (a), $I_2$ em (b) e o vetor deslocamento (fora de escala) sobre $I_1$ em (c). . . . .	23
3.10	Função unitária (a), e a convolução com ela mesma (b) (função peso). . . . .	24
3.11	Valores de $R$ ao redor do pico (a) e a convenção de índices (b). . . . .	26
3.12	Valores de $R$ e o ajuste por um perfil Gaussiano. . . . .	27
3.13	Campo de deslocamentos contendo vazios e vetores espúrios. . . . .	29
3.14	Arranjo dos equipamentos, segundo Lindken e Merzkirch (2001). . . . .	31
3.15	Exemplos de imagens de PIV em escoamentos bifásicos. . . . .	32
3.16	Arranjo dos equipamentos segundo Choi et al. (2002). . . . .	33
3.17	Diagrama de Jablonski. . . . .	34
3.18	Espectros de Excitação e de Emissão para as partículas fluorescentes. . . . .	35
4.1	Esboço da Bancada Experimental . . . . .	37
4.2	Configuração das lentes. . . . .	39
4.3	Posicionamento dos aparelhos. . . . .	41
4.4	Seção de testes simplificada construída para demonstrar a viabilidade da fluorescência induzida por <i>laser</i> . . . . .	44

4.5	Bancada construída para a medição dos perfis de velocidade de água. . . . .	46
4.6	Projeção do <i>laser</i> em um anteparo. . . . .	47
4.7	Distorção causada pela refração em uma esfera. . . . .	50
4.8	Esboço do caminho traçado por um raio luminoso . . . . .	50
4.9	Efeito da distorção em função da posição radial. . . . .	53
4.10	Correção da distorção. . . . .	53
4.11	Resultado da correção da distorção no perfil de velocidade. . . . .	54
4.12	Relação $\kappa/\kappa_{teórico}$ em função do número de Reynolds. . . . .	59
5.1	Exemplo de um par de imagens utilizado na determinação do campo de velocidades para o escoamento de água líquida em duto circular. . . . .	61
5.2	Campo instantâneo de velocidades ( $Re = 1323$ ); escoamento de água líquida em duto circular. . . . .	62
5.3	Média temporal ( $Re = 1323$ ); escoamento de água líquida em duto circular. . . . .	62
5.4	Perfis de velocidade no regime laminar para o escoamento plenamente desenvolvido de água líquida em duto circular. . . . .	63
5.5	Perfis de velocidade no regime turbulento para o escoamento plenamente desenvolvido de água líquida em duto circular. . . . .	65
5.6	Comparação entre as correlações para o perfil turbulento de velocidade e os dados experimentais. . . . .	66
5.7	Limites da variação temporal dos perfis de velocidade no regime laminar para o escoamento plenamente desenvolvido de água líquida em duto circular. . . . .	67
5.8	Limites da variação temporal dos perfis de velocidade no regime turbulento para o escoamento plenamente desenvolvido de água líquida em duto circular. . . . .	68
5.9	Relação entre as velocidades máxima e média em função do número de Reynolds para o escoamento de água líquida no interior de um duto circular. . . . .	69
5.10	Intensidade turbulenta na linha de centro do tubo. . . . .	69
5.11	Variação temporal da velocidade sobre a linha de centro . . . . .	70
5.12	Exemplo de uma imagem típica de bolha. . . . .	72
5.13	Resultado da melhoria do contraste da imagem de uma bolha. . . . .	74
5.14	Resultado da correlação entre as imagens. . . . .	74
5.15	Vetor velocidade sobreposto à imagem de uma bolha. . . . .	74
5.16	Máscara binária da primeira exposição (a) e da segunda exposição (b). . . . .	75
5.17	Fração de vazio ao longo da coordenada axial. . . . .	75
5.18	Imagens sucessivas do escoamento bifásico ar-água com partículas fluorescentes. . . . .	77
5.19	Campo de velocidades na fase líquida em escoamento bifásico ar-água. . . . .	77

# Nomenclatura e Simbologia

Símbolo	Descrição	Unidade
$A$	área da seção transversal do duto	$m^2$
$c$	velocidade da luz	$\frac{m}{s}$
$d$	distância entre a câmera e a cena	$m$
$D$	diâmetro do tubo	$m$
$f$	fator de atrito de Fanning	-
$F$	fator de magnificação	$\frac{\mu m}{pixel}$
$g$	aceleração da gravidade	$\frac{m}{s^2}$
$G$	fluxo de massa por unidade de área	$\frac{kg}{m^2 s}$
$h$	constante de Planck	$erg \cdot s$
$i, j$	posição na imagem	$pixel$
$i$	$\sqrt{-1}$	-
$i$	intensidade turbulenta	-
$m$	massa	$kg$
$\dot{m}$	vazão mássica	$\frac{kg}{s}$
$n$	índice de refração	-
$N, M$	ordem de uma matriz	-
$N, M$	tamanho da área de busca	$pixel$

$O$	ordem de grandeza	-
$p$	pressão	<i>bar</i>
$r$	posição radial na configuração distorcida	<i>m</i>
$r'$	posição radial na configuração real	<i>m</i>
$R$	coeficiente de correlação	-
$R$	raio do tubo	<i>m</i>
$\mathbb{R}^2$	conjunto dos números reais	-
$Re$	número de Reynolds	-
$t$	tempo	<i>s</i>
$T$	temperatura	$^{\circ}\text{C}$
$u$	velocidade na direção axial	$\frac{m}{s}$
$u$	incerteza padrão combinada	depende do contexto
$v$	velocidade na direção radial	$\frac{m}{s}$
$v$	volume específico	$\frac{m^3}{kg}$
$V_{m\acute{e}dia}$	velocidade média na seção	$\frac{m}{s}$
$w$	solubilidade	-
$x$	título	-
$X$	parâmetro de Martinelli	-
$y'$	distância à parede do tubo	<i>m</i>
$y^+$	distância adimensional à parede do tubo	-

### Operações Matemáticas

$\mathcal{F}$	transformada de Fourier
---------------	-------------------------

$\mathcal{F}^{-1}$	transformada inversa de Fourier
$\equiv$	equivalência
$\otimes$	convolução, correlação
*	conjugado
—	média temporal

### Subíndices

$A$	absorção
$E$	emissão
$i$	incidência
$l$	líquido
$LC$	linha de centro
$nn$	não normalizado
$o$	óleo
$p$	partícula
$r$	refrigerante
$r$	refração
$v$	vapor

### Letras Gregas

$\alpha$	fração de vazio	-
$\alpha, \theta$	ângulos	<i>rad</i>
$\Phi$	multiplicador bifásico	-

$\lambda$	comprimento de onda	$nm$
$\mu$	viscosidade	$Pa.s$
$\rho$	massa específica	$\frac{kg}{m^3}$
$\sigma$	desvio padrão	-
$\sigma$	tensão superficial	$\frac{N}{m}$
$\tau_w$	tensão cisalhante na parede	$\frac{N}{m^2}$

# Resumo

O presente trabalho trata da utilização da técnica de Velocimetria por Imagem de Partícula na caracterização de escoamentos bifásicos. A geometria em consideração é o interior de um tubo de vidro de 3 *mm* de diâmetro. Um primeiro esforço foi realizado no sentido de desenvolver uma técnica para medição da velocidade das bolhas. As dimensões reduzidas dificultam a utilização de sondas ou detectores de fase, resultando na opção pela análise de imagens. Duas fotos sucessivas, com intervalo de tempo entre os registros bastante precisos e controlados por um microcomputador, foram utilizadas na determinação de cada vetor velocidade. Um laser pulsado Nd:YAG aliado a um filtro difusor foi o responsável pela iluminação, ao passo que as imagens eram registradas por uma câmera CCD. A diferença entre os índices de refração do ar, do tubo e do líquido no seu interior, aliado à curvatura das paredes ocasionou distorções que não podiam ser desprezadas, forçando a adoção de estratégias de correção. Através de um algoritmo de correlação cruzada determinou-se o deslocamento que deve sofrer a primeira imagem de modo a melhor se sobrepor à segunda, e a partir deste obtêm-se a velocidade da bolha. Técnicas de resolução *subpixel* foram utilizadas para aumentar a precisão dos resultados.

Para caracterização do campo de velocidades no líquido partículas traçadoras foram adicionadas ao fluido e, por meio de um par de *lasers* pulsados o plano contido na região de interesse foi iluminado. As imagens, registradas por uma câmera CCD em instantes diferentes, foram processadas por um software específico. A medição dos perfis de velocidade do escoamento monofásico de água em regime laminar e turbulento no interior de um tubo de vidro de 11 *mm* de diâmetro interno serviu para estimar a incerteza envolvida na utilização desta técnica.

# Abstract

The present work deals with the employment of the particle image velocimetry technique in exploring a gas-liquid two phase flow. The geometry in consideration is the interior of a glass tube having 3 *mm* of diameter. An effort was made to develop a measurement technique able to determine the bubble velocity. The reduced size of the tube presents difficulties for the use of probes or phase-detectors, leading to the choice of image processing. Two successive pictures, taken at a specified time interval were used to calculate the velocity vector. A pulsed Nd:YAG laser combined with a light shaping diffuser was responsible for the illumination, whilst the images were recorded by a CCD camera. The difference between the refraction indexes of air, tube and liquid, together with the wall curvature caused distortions which can not be neglected, forcing the adoption of correction strategies. Through a cross correlation algorithm the number of pixels of the first image was shifted in order to best fit the second image. Subpixel techniques were employed to increase the results accuracy.

Characterization of the velocity field within the liquid was performed through illuminating tracer particles with a pair of pulsed plane beam lasers. The images, taken by a CCD camera at a specified time interval, were processed by a software that determines the velocity field on that plane. Measurement of the velocity profiles on a laminar and turbulent monophasic water flow occurring inside a 11 *mm* glass tube allowed the estimation of the uncertainties involved.

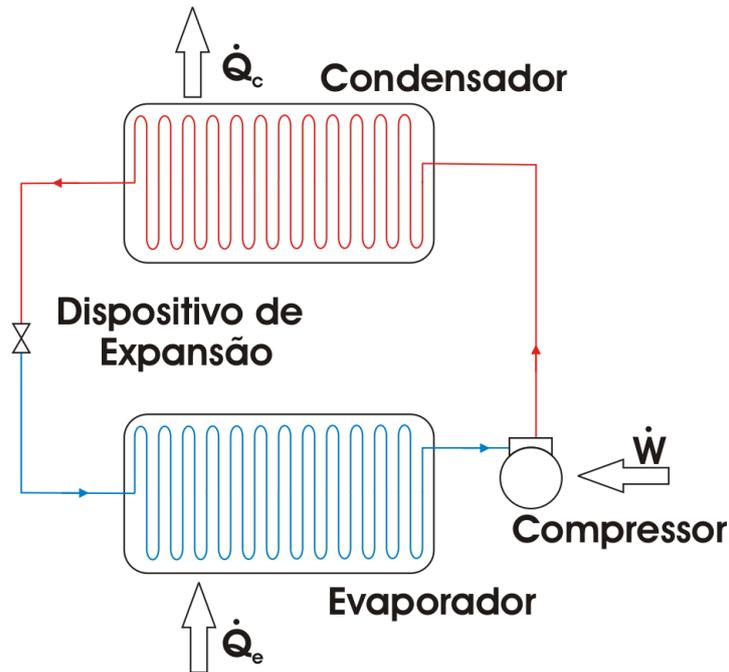
# Capítulo 1

## Introdução

O ciclo de refrigeração por compressão mecânica de vapor é vastamente utilizado em aplicações doméstica e comerciais de pequeno porte. Ele é composto de quatro componentes básicos: o compressor, o condensador, o dispositivo de expansão e o evaporador, conforme o esquema da Figura 1.1 (linhas vermelhas indicam alta pressão e azuis baixa pressão). O fluido de trabalho é forçado a escoar no circuito, onde o compressor é responsável por oferecer energia de pressão. Deste modo, o fluido refrigerante, na forma de vapor a alta pressão é descarregado do compressor e passa pelo condensador, onde perde calor sensível e latente e se condensa. A seguir, agora na forma líquida, o fluido refrigerante é forçado a passar por um dispositivo de expansão (normalmente um tubo capilar) onde sua pressão é diminuída por perda de carga. Nesta condição ele começa novamente a mudar de fase, transformando-se em vapor. Esta mudança de fase necessita de energia para ocorrer, que é retirada do ambiente a ser refrigerado pelo evaporador. Ao sair deste, o vapor é succionado pelo compressor, completando o ciclo.

Os compressores usados neste tipo de circuito de refrigeração são compressores herméticos. No seu interior existe óleo lubrificante, que atua como selante nas válvulas de sucção e descarga, lubrificando e resfriando as partes móveis, transferindo calor da carcaça para o ambiente externo e reduzindo o ruído gerado pelas partes móveis. Sua principal função, entretanto, é a lubrificação hidrodinâmica dos mancais. O fluido de trabalho invariavelmente entra em contato com o óleo, afetando suas propriedades, devido à miscibilidade entre ambos. Portanto, o fluido lubrificante presente no interior do compressor é na verdade uma mistura de óleo e fluido refrigerante. A quantidade de refrigerante dissolvida no óleo, grandemente influenciada pelas condições locais de temperatura e pressão, não é, na maioria das aplicações, desprezível. Para a mistura de R134a e óleo éster, conforme ilustra a Figura 1.2, a 20°C e a 4 bar, a mistura em equilíbrio apresenta 40% em massa de fluido refrigerante.

A solubilidade mútua entre o óleo lubrificante e o fluido refrigerante apresenta vantagens e desvantagens. Por isso, a escolha do par óleo-refrigerante é crítica no projeto de sistemas de refrigeração. Além disso, questões como estabilidade química devem ser levadas em consideração, pois a vida útil típica de um compressor é de algumas décadas,



**Figura 1.1:** Representação esquemática de um circuito de refrigeração doméstico.

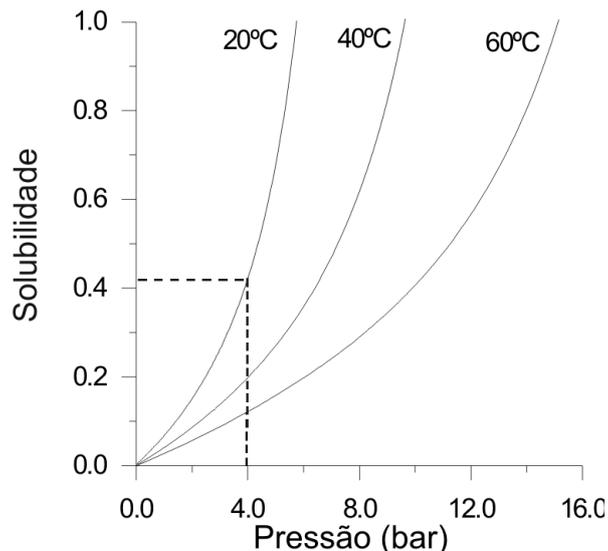
durante a qual, em condições normais, o óleo jamais é trocado.

O desempenho global do sistema de refrigeração é modificado pelo óleo que é carregado pelo fluido refrigerante até outros componentes do sistema. A pressão de vapor da mistura numa dada temperatura é sempre menor que a pressão de vapor do refrigerante puro. Assim, a presença de óleo no evaporador afeta a transferência de calor e as condições de saturação do refrigerante, acarretando em menores pressões de sucção e maiores temperaturas do que os valores esperados (ASHRAE, 1998).

A viscosidade do lubrificante e a continuidade do filme de óleo são extremamente importantes na lubrificação hidrodinâmica, pois são os gradientes de pressão no interior do filme de óleo que suportam as cargas nos mancais. Pelo fato da viscosidade do refrigerante ser muito menor que a viscosidade do lubrificante, uma pequena quantidade do refrigerante dissolvida no óleo já é suficiente para causar uma redução sensível na viscosidade da mistura (ASHRAE, 1998), reduzindo a sua capacidade de lubrificação. Além disso, os gradientes de pressão no filme de óleo podem ocasionar o desprendimento do refrigerante dissolvido, ocasionando o surgimento de bolhas, que podem afetar a continuidade do filme, que por sua vez influencia o desgaste dos mancais.

Por outro lado, há também algumas vantagens no fato de óleo e refrigerante serem miscíveis. A menor viscosidade da mistura, comparada à viscosidade do óleo puro, facilita o retorno ao compressor do óleo arrastado pelo fluido refrigerante até os outros componentes do circuito de refrigeração.

Outra vantagem da presença de fluido refrigerante dissolvido no óleo consiste na redução da pressão de equalização quando o compressor está parado. Isto reduz a massa



**Figura 1.2:** Solubilidade de R-134a em óleo éster, segundo o fabricante

específica do gás, implicando na diminuição do fluxo de massa durante a partida, que é o momento mais crítico do funcionamento do compressor. Assim, menor torque e menor potência são necessários para iniciar o movimento do pistão. Deste modo, pode-se diminuir a quantidade de cobre presente no motor elétrico, e como o cobre é um material caro, a redução dos custos do compressor pode ser significativa, melhorando a sua aceitação no mercado.

Uma melhor compreensão do comportamento da mistura óleo e refrigerante em escoamento é vital para o desenvolvimento de modelos de lubrificação. Estes modelos são necessários na análise e simulação de sistemas de refrigeração.

## 1.1 Motivação

Com o intuito de investigar o escoamento bifásico de óleo e refrigerante e aprofundar no entendimento de suas características, construiu-se um aparato experimental que pudesse reproduzir em laboratório toda a riqueza fenomenológica do escoamento da mistura óleo/refrigerante na lubrificação de compressores herméticos, no entanto sem complexidades geométricas desnecessárias (Lacerda, 2000). Esta bancada, descrita na Seção 4.1, consiste basicamente de um tubo de vidro de pequeno diâmetro, através do qual uma mistura de fluido refrigerante e óleo lubrificante é forçada a escoar. Estando a mistura inicialmente na fase líquida, com o escoamento haverá uma diminuição da pressão devido ao atrito, e a solubilidade do refrigerante no óleo diminui (veja a Figura 1.2). O estado termodinâmico nesta condição é de não-equilíbrio, ou metaestável, e assim que sítios de nucleação estiverem disponíveis, bolhas de refrigerante na fase vapor serão formadas resultando no desprendimento de refrigerante do óleo. Como a queda de pressão aumenta ao longo do comprimento do tubo, essas bolhas se multiplicam e atingem uma configuração

característica do escoamento de espuma. A Figura 1.3 ilustra esquematicamente este fenômeno.

Lacerda (2000) determinou perfis de pressão e temperatura ao longo do tubo, e a partir destes calculou perfis de solubilidade, título e fração de vazio, para diferentes parâmetros de operação.

O presente trabalho avança na direção de se caracterizar o escoamento de óleo e fluido refrigerante em maior profundidade. A ênfase aqui é na medição das velocidades das fases líquida e vapor.

## 1.2 Escopo do Trabalho

A modelagem de escoamentos bifásicos é uma tarefa extremamente complexa e constitui um desafio admirável. A experimentação é uma ferramenta indispensável neste processo, na medida em que possibilita a comparação de certas grandezas mensuradas com as decorrentes da modelagem, assim como fornece alguns “dados de entrada” necessários para a simulação.

Modelos mais realistas de escoamentos bifásicos levam em consideração a velocidade relativa entre as fases. No presente contexto, o interesse se encontra na determinação experimental da velocidade das bolhas e do fluido ao redor delas, utilizando para isso a técnica de Velocimetria por Imagem de Partícula. Para tanto, será necessário o desenvolvimento de metodologias que permitam a inserção desta técnica na investigação do escoamento bifásico.

O presente trabalho explora a utilização da Velocimetria por Imagem de Partícula na investigação de escoamentos bifásicos. Sua maior contribuição consiste em apontar caminhos no sentido de prover o Núcleo de Pesquisa em Refrigeração, Ventilação e Condicionamento de Ar (NRVA) do Departamento de Engenharia Mecânica da UFSC de conhecimentos necessários para a experimentação do escoamento bifásico através desta técnica.

Embora a motivação para a realização do presente trabalho seja a investigação do escoamento de óleo e fluido refrigerante no contexto de sua aplicação em compressores herméticos de pequeno porte, inúmeras são as aplicações na natureza e em engenharia

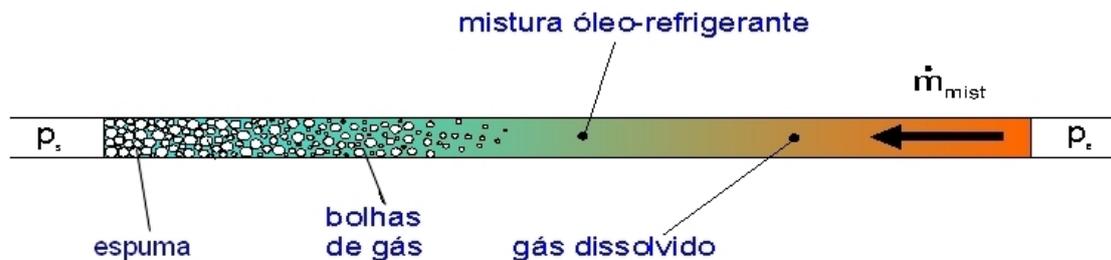


Figura 1.3: Esquema do padrão de escoamento ao longo do tubo

onde a caracterização de escoamentos bifásicos através da Velocimetria por Imagem de Partícula pode ser importante. Considerando que este é um primeiro trabalho onde este tema é tratado na Engenharia Mecânica da UFSC, por simplicidade, uso será feito apenas do escoamento do fluido refrigerante sem a presença do óleo. Do ponto de vista fenomenológico as principais características do escoamento são mantidas o que possibilitará que a técnica associada à Velocimetria por Imagem de Partícula possa ser explorada e estudada sem prejuízos.

### 1.3 Organização do Documento

Este documento está dividido em 6 capítulos. O primeiro deles, a Introdução, contém informações gerais acerca do trabalho a ser desenvolvido e a sua motivação. O segundo Capítulo trata das características do escoamento bifásico e aborda, superficialmente, questões acerca da sua modelagem. No Capítulo 3, os princípios da técnica de Velocimetria por Imagem de Partícula são discutidos, assim como são reportadas as tentativas de outros pesquisadores de utilizar esta técnica na pesquisa de escoamentos bifásicos. No Capítulo 4 são descritos a Bancada e o Procedimento Experimental, assim como as ações adotadas no intuito de validar as medições de velocidade através desta técnica. Os resultados são apresentados no Capítulo 5, ao passo que no Capítulo 6 são traçadas algumas conclusões gerais e sugestões para trabalhos futuros são propostas.

## Capítulo 2

# Escoamento Bifásico Gás-Líquido

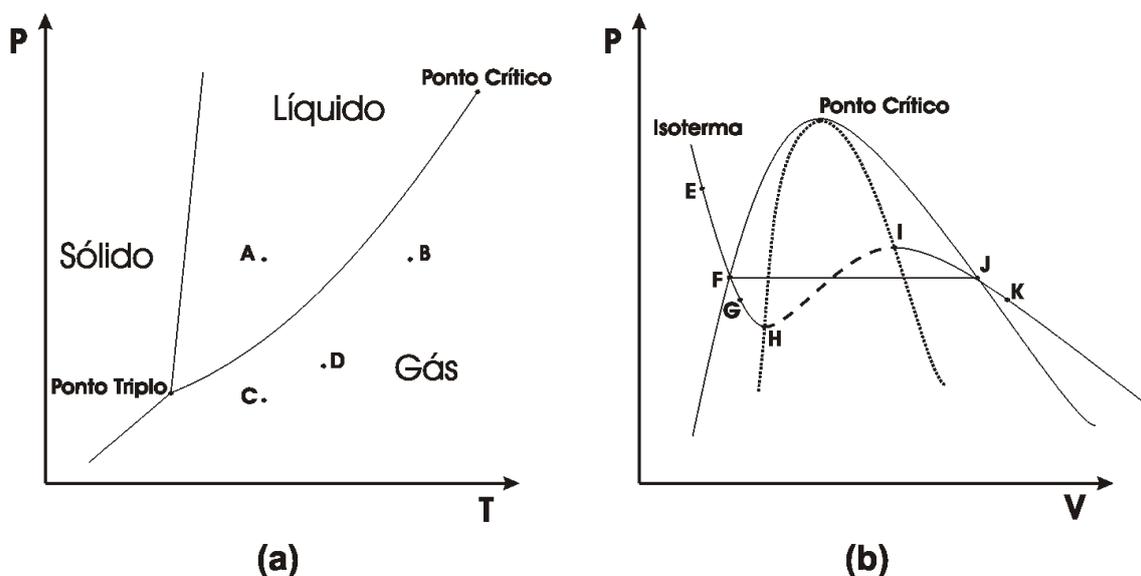
O contato entre duas fases imiscíveis implica na existência de uma interface. No caso de escoamento líquido-líquido ou gás-líquido as interfaces são deformáveis. A modelagem do seu comportamento em função de variáveis de campo tais como pressão, velocidade e temperatura constitui um grande desafio, haja vista a complexidade dos processos de transporte nas interfaces e a presença de instabilidades e turbulência (Barbosa-Jr, 2002). A dinâmica do escoamento bifásico, além de ser afetada pela inércia, viscosidade e pressão, presentes no escoamento monofásico, é também afetada por forças de tensão interfacial, características de molhamento do líquido nas paredes do canal e trocas de quantidade de movimento entre as fases (Carey, 1992).

Grande parte da pesquisa que tem sido feita sobre o assunto explora o escoamento ar/água. Isto ocorre primeiramente em função da facilidade em se obter essas substâncias e, sobretudo, pela grande simplificação advinda do fato que, ao se desconsiderar a solubilidade do ar na água, tem-se controle total sobre o fluxo de massa de cada uma das fases. Inúmeros experimentos foram levados a cabo em tubos injetando-se por uma entrada ar a uma vazão conhecida e água por outra. No presente trabalho a situação é diversa. Apenas líquido é levado ao interior do tubo. A fase vapor aparece no interior da fase líquida devido às condições locais de temperatura e pressão que proporcionam a mudança de fase.

### 2.1 Mudança de fase líquido-vapor

O diagrama de fases da Figura 2.1 (a) mostra os possíveis caminhos que a mudança de fase líquido-vapor pode tomar. Partindo do estado A, o processo denominado ebulição (adição de calor à pressão constante) leva o fluido ao estado B, ao passo que a cavitação (diminuição de pressão à temperatura constante) leva o fluido ao estado C. A vaporização de um líquido escoando ao longo de um duto, pode se dar devido à adição de calor ou como resultado da queda de pressão a que esse líquido está sujeito. Em muitas situações práticas, entretanto, esses dois mecanismos não podem ser claramente separados e o estado final é, por exemplo, o ponto D.

Na Figura 2.1 (b) está representado o diagrama pressão-volume para uma substância



**Figura 2.1:** Diagrama de fases para uma substância pura não dilatante. Em (a) pressão x temperatura e em (b) pressão x volume.

pura. O líquido, inicialmente no estado subresfriado (ponto E), é despressurizado continuamente à temperatura constante. A pressão em F é a pressão de saturação para esta temperatura. Entretanto, a nucleação não se inicia neste ponto, devido à diferença de pressão entre o líquido e o interior da bolha que se forma, ocasionada por forças superficiais e descrita pela Equação de Young-Laplace:

$$p_V - p_L = \frac{2\sigma}{R_{bolha}} \quad (2.1)$$

Deste modo, tanto durante a nucleação homogênea quanto na nucleação heterogênea o sistema tem que passar obrigatoriamente pela região *metaestável*. A faixa que vai de F a H delimita a esta região. Nesta condição, imperfeições podem levar a instabilidades e transição do estado G para o estado K. A diferença de pressão entre F e G é a “força motriz” da cavitação, análoga ao superaquecimento da ebulição em piscina.

Os pontos H e I são estados limites, denominados pontos espinodais<sup>1</sup>. A linha tracejada entre os pontos H e I desrespeita a condição de estabilidade mecânica: a pressão de um sistema mantido a temperatura constante deve cair se o seu volume aumentar. Portanto esses estados são inacessíveis ao sistema (Brennen, 1995). O conjunto de todos os pontos espinodais dá origem à linha pontilhada na Figura 2.1 (b), demarcando, juntamente com a linha de saturação, a região metaestável.

A mudança de fase de uma substância pura é iniciada pela nucleação, a formação de embriões de vapor que crescem à medida em que o líquido vaporiza. É praxe fazer distinção entre a nucleação que ocorreria em um líquido puro contido num recipiente idealmente liso (homogênea) e aquela encontrada no dia a dia (heterogênea).

<sup>1</sup>Neste ponto,  $(\frac{\partial p}{\partial v})_T = 0$ .

A nucleação homogênea em uma posição qualquer de um líquido supersaturado ocorre quando as forças coesivas que suportam a estrutura molecular do líquido são ultrapassadas, causando mudança de fase naquela posição. A energia necessária para isso provém de vibrações moleculares. Essas vibrações causam flutuações microscópicas na massa específica (flutuações de heterofase), criando regiões de menor densidade no líquido. Essas regiões são denominadas embriões e exibem características típicas de bolhas, como um raio e pressão interna (Sadhal et al., 1997).

Estudos experimentais têm mostrado que a mudança de fase ocorre numa faixa de temperaturas dentro da região metaestável. A probabilidade com que a transição de fase ocorre cresce à medida que o sistema se aproxima do limite espinodal, onde é virtualmente certo que ocorra. Entretanto, a condição exata depende que uma perturbação, função da cinética molecular do processo, surja para iniciar a vaporização (veja Carey, 1992, Capítulo 5).

Na maioria das situações práticas, entretanto, é bastante provável que a nucleação ocorra na interface entre o líquido e a parede do recipiente ou entre o líquido e pequenas partículas em suspensão. Este fenômeno é denominado nucleação heterogênea. O elemento chave aqui é a tensão superficial, que juntamente com o ângulo de contato influenciam a nucleação. Deste modo é necessário menos energia para iniciar a nucleação heterogênea do que a homogênea. Os locais que propiciam a formação de bolhas (e onde elas de fato primeiro aparecem) são chamados sítios de nucleação.

## 2.2 Padrões de escoamento

No escoamento bifásico, tanto a transferência de calor quanto a variação de pressão no fluido modificam a quantidade e a distribuição espacial de cada fase, alterando o padrão ou a “topologia” do escoamento (Carey, 1992; Seixlack, 1996). O padrão do escoamento tem papel fundamental em sua análise, pois muitas considerações e hipóteses só são válidas na vigência de um certo regime. Frequentemente são obtidas correlações empíricas, que só devem ser utilizadas no contexto do padrão em que foi desenvolvida.

Esses padrões são funções da velocidade mássica  $G$  e do *título*, definido como a razão entre a vazão de vapor e a vazão total através de uma seção transversal, ou seja,

$$x = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}_v + \dot{m}_l} \quad (2.2)$$

Para escoamento interno em dutos horizontais, nota-se uma tendência à estratificação, pois o componente menos denso tende a se acumular na porção superior do tubo, devido a efeitos de empuxo.

Quando o título é pequeno, a fase vapor se encontra distribuída como pequenas bolhas no seio da fase líquida. Este é o padrão de escoamento em *bolhas* (Figura 2.2 (a)). À medida em que o título aumenta, a coalescência de pequenas bolhas forma estruturas maiores, semelhantes a tampões (do inglês *plug*), mostrado na Figura 2.2 (b). Isto pode inclusive

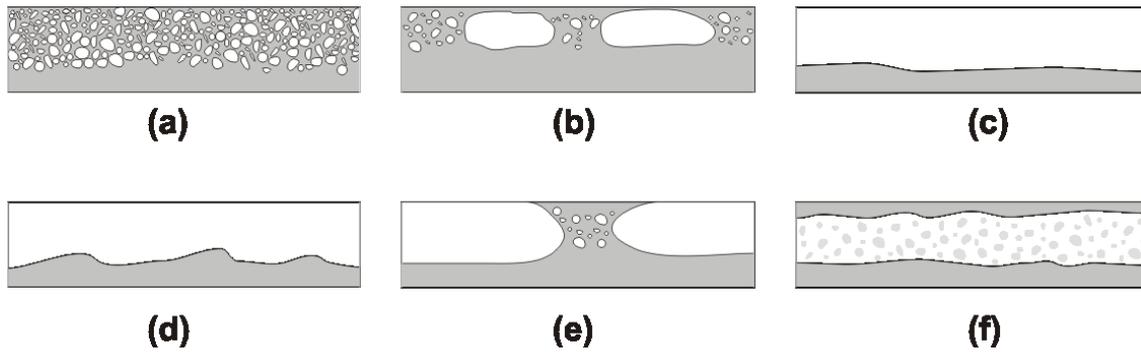


Figura 2.2: Padrões para o escoamento bifásico em um duto horizontal (Adaptado de Carey, 1992).

atingir uma configuração onde o vapor escoar sozinho na parte superior e o líquido na parte inferior, caracterizando o padrão *estratificado*, mostrado na Figura 2.2 (c). Se a velocidade do vapor aumentar, a superfície da fase líquida começa a ser perturbada, apresentando ondulações na direção do escoamento. Este padrão é denominado escoamento *em ondas* (Figura 2.2 (d)). O intenso cisalhamento na interface pode levar ao “entranhamento” de gotículas de líquido no seio do vapor. Eventualmente, essas ondulações podem aumentar em amplitude e atingir a parede oposta do duto, originando bolhas grandes, de diâmetro semelhante ao diâmetro do tubo. A Figura 2.2 (e) mostra este padrão, denominado escoamento *pistonado* (do inglês *slug*). Em títulos ainda maiores, a configuração observada é a de escoamento *anular*, onde a fase vapor, escoando a alta velocidade, “fura” a fase líquida, que escoar a uma velocidade menor (veja Figura 2.2 (f)). Como no escoamento estratificado, o cisalhamento entre as fases é capaz de arrancar gotículas de líquido, que passam a escoar no interior da fase vapor. O efeito de empuxo tende a fazer com que o filme de líquido na parte superior tenha espessura menor do que na parte inferior.

## 2.3 Modelagem do Escoamento Bifásico

### 2.3.1 Modelo Homogêneo

Talvez a maneira mais simples de modelar um escoamento bifásico consiste em relacioná-lo a um escoamento monofásico de um fluido hipotético, cujas propriedades físicas são determinadas a partir da promediação das propriedades das fases. O “peso” para esta média pode ser o título ou a fração volumétrica. Inúmeras expressões empíricas foram propostas para avaliar essas propriedades (veja Barbosa-Jr, 2002; Barbosa-Jr et al., 2002).

O modelo homogêneo possui aplicabilidade reduzida, em função das grandes incertezas intrínsecas do mesmo. Poucas são as situações práticas onde ele pode ser empregado com sucesso. Uma dessas situações é o escoamento de líquido contendo pequenas bolhas.

### 2.3.2 Modelo de escoamento Separado

Nesta técnica as duas fases são consideradas artificialmente segregadas para a aplicação dos princípios de conservação. Dois conjuntos de equações de conservação (massa, energia e quantidade de movimento) são escritos, um para cada fase. A seguir, estes conjuntos são somados, anulando os termos interfaciais. Por isso o modelo de escoamento separado ainda é considerado um modelo de mistura.

Uma informação importante é a porção da seção transversal do tubo ocupada por cada fase. A fração de vazio é definida como a relação entre a área ocupada pelo vapor,  $A_v$ , e a área total,  $A$ , em cada seção do duto (Equação 2.3).

$$\alpha = \frac{A_v}{A}. \quad (2.3)$$

Além da fração de vazio é necessário conhecer a velocidade das fases e o atrito com a parede do duto. Versões mais sofisticadas exigem inclusive informação a respeito do atrito entre as fases. Essas informações são inseridas nas equações por meio de correlações empíricas.

As vazões mássicas de cada uma das fases são dados por

$$\dot{m}_v = u_v \rho_v A_v \quad (2.4a)$$

$$\dot{m}_l = u_l \rho_l A_l. \quad (2.4b)$$

Dividindo a Equação 2.4a pela Equação 2.4b e rearranjando os termos temos:

$$\frac{u_v}{u_l} = \frac{\dot{m}_v \rho_l A_l}{\dot{m}_l \rho_v A_v} = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}_l} \frac{\rho_l}{\rho_v} \frac{A_l}{A_v}. \quad (2.5)$$

Utilizando as definições de título (Equação 2.2) e de fração de vazio (Equação 2.3), obtemos

$$\frac{u_v}{u_l} = \left( \frac{x}{1-x} \right) \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right) \left( \frac{1-\alpha}{\alpha} \right). \quad (2.6)$$

A Equação 2.6 é também chamada de razão de deslizamento. Se inexistir velocidade relativa entre as fases (modelo homogêneo), a razão de deslizamento é unitária e obtêm-se uma relação simples entre o título e a fração de vazio. Deste modo, pode-se enxergar o modelo homogêneo como caso especial do modelo de escoamento separado.

A determinação da queda de pressão requer a definição de grandezas adicionais. Lockhart e Martinelli tentaram estimar a queda de pressão bifásica através da queda de pressão monofásica, introduzindo um fator multiplicativo. Tal fator é denominado *multiplicador bifásico* ( $\Phi_L^2$ ), definido pela Equação 2.7. Ele é determinado em função da constante  $C$ , dependente da combinação dos regimes de escoamento das fases (laminar ou turbulento) e

do parâmetro de Martinelli, definido pela Equação 2.8 (razão entre o gradiente de pressão devido ao atrito para a fase líquida se esta escoasse sozinha no duto, e o gradiente de pressão devido ao atrito para a fase gasosa, se esta escoasse sozinha).

$$\Phi_L^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2} \quad (2.7)$$

$$X^2 = \frac{\left(\frac{dp}{dz}\right)_L}{\left(\frac{dp}{dz}\right)_G} \quad (2.8)$$

A partir do multiplicador bifásico e da queda de pressão da fase líquida, pode-se determinar a queda de pressão *bifásica* (subíndice B) utilizando a seguinte relação:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_B = \Phi_L^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_L \quad (2.9)$$

Barbosa-Jr et al. (2002), utilizando dados experimentais obtidos por Lacerda (2000) mostraram que esta metodologia não é capaz de prever a queda de pressão com precisão para o escoamento de óleo e refrigerante em tubos de pequeno diâmetro, especialmente para altos títulos de vapor. A razão para isto parece estar ligada ao fato da metodologia ter sido originalmente proposta baseada em dados de escoamentos bifásicos adiabáticos ar-água em tubos de grande diâmetro, uma situação bastante diversa da atual.

Para determinar a fração de vazio duas vertentes são comumente usadas: a empírica e os modelos *drift flux*, ou fluxo relativo. A primeira faz uso de correlações de cunho experimental em função de constantes e das propriedades das fases (exemplos em Carey, 1992, Capítulo 10). A segunda tem sua atenção voltada para o movimento relativo entre as fases, e não para o movimento individual de cada uma.

### 2.3.3 Modelo de Dois Fluidos

Através do modelo de dois fluidos pode-se atacar o problema da dinâmica do escoamento bifásico de maneira mais generalizada. A rigor, qualquer escoamento bifásico pode ser resolvido através das equações de transporte (conservação de energia, quantidade de movimento e massa) e de salto<sup>2</sup>, desde que se conheça a distribuição das interfaces. Entretanto, esta tarefa é impraticável, pois o número de interfaces e a sua posição e geometria são desconhecidos e variam continuamente.

O modelo de dois fluidos é baseado na aplicação de operadores de promediação espaciais ou temporais nas equações de transporte e de salto. Essas equações médias podem ser resolvidas quando informações acerca do atrito entre as fases e entre estas e a parede do tubo estiverem disponíveis.

---

<sup>2</sup>Freqüentemente se assume que a interface entre duas fases é uma superfície através da qual as propriedades são descontínuas e que permite a transferência de massa. A condição de salto advém da aplicação das equações de conservação a esta superfície.

Seixlack (1996) mostrou que este modelo apresenta melhores concordâncias com resultados experimentais do que o modelo homogêneo, para o escoamento unidimensional e adiabático no interior de um tubo capilar.

## 2.4 Observação Final

A discussão anteriormente apresentada, resume, de forma sucinta, alguns conceitos e definições pertinentes ao escoamento bifásico gás-líquido. Para uma discussão mais aprofundada recomenda-se, por exemplo, Carey (1992), Collier e Thome (1994), ou muitos dos inúmeros livros que tratam do assunto. Na presente dissertação, uma vez que a ênfase está na utilização da metodologia de Velocimetria por Imagem de Partícula, não há necessidade de se aprofundar em aspectos de modelagem e caracterização de escoamentos bifásicos.

## Capítulo 3

# Velocimetria por Imagem de Partícula

No intuito de entender melhor a fenomenologia dos fluidos em movimento, algumas metodologias de visualização e de medição do escoamento têm sido desenvolvidas. O campo de velocidades na maioria das situações práticas não pode ser facilmente calculado, dada a complexidade das equações que regem a dinâmica dos fluidos. Algumas técnicas tem sido usadas desde os primórdios do desenvolvimento da Mecânica dos Fluidos, como Tubo de Pitot, com o objetivo de determinar *pontualmente* a velocidade. Uma grande desvantagem desta técnica reside no fato de serem necessárias sondas imersas no escoamento, que não raro o perturbam e dificultam a análise. Mais modernamente, a Anemometria de Fio Quente tem conseguido resolução temporal admirável (taxas de aquisição da ordem de centenas de  $kHz$ ), mas mesmo cada vez menores, a presença das sondas ainda é imperativa. A Velocimetria *Laser-Doppler* superou esta dificuldade, entretanto continua sendo uma técnica pontual.

A Velocimetria *Laser-Doppler* é uma técnica madura e confiável. Ela se baseia na diferença entre comprimento de onda da luz espalhada por uma partícula em movimento e o comprimento de onda da luz incidente. A interseção entre dois feixes de *laser* define um volume de medição no interior do escoamento a ser investigado. Partículas traçadoras contidas no fluido irão sensibilizar um fotomultiplicador ao atravessarem este volume. A análise deste sinal permite a determinação de uma componente da velocidade. A utilização de um *laser* de comprimento de onda distinto e de um fotomultiplicador adicional permite a medição de outra componente da velocidade. As principais vantagens desta técnica são a grande resolução espacial, definida pelo tamanho do volume de medição, a alta taxa de aquisição obtível e pequenas incertezas intrínsecas (Pust, 2001).

A técnica de Velocimetria por Imagem de Partícula (comumente conhecida como *PIV*, das iniciais em língua inglesa para *Particle Image Velocimetry*) é capaz de determinar o campo de velocidades<sup>1</sup> em um plano que corta a região de interesse. Além desta indiscutível

---

<sup>1</sup>Estritamente falando, com o PIV só é possível determinar a *projeção* do vetor velocidade no plano de interesse.

vantagem, o PIV é uma técnica não intrusiva e apresenta grande resolução espacial, ao passo que a taxa de aquisição ainda está limitada devido a restrições técnicas.

A Velocimetria por Imagem de Partícula surgiu em meados da década de 80 e sofreu avanços enormes nos últimos tempos, à medida em que os métodos analógicos de armazenamento e avaliação de imagem foram sendo substituídos por métodos digitais. O aumento na capacidade de processamento e armazenamento dos computadores foi fundamental nesta transição. Avanços de cunho tecnológico e melhoria nos métodos de processamento continuam sendo propostos.

Esta técnica se baseia em iluminação e registro de partículas adicionadas ao escoamento. Entre os inúmeros arranjos citados na literatura, o mais utilizado é o de “quadro duplo”, base dos sistemas de medição disponíveis comercialmente. Neste arranjo, um pulso plano de *laser* ilumina a região a ser analisada e a luz refletida pelas partículas sensibiliza uma câmera, que por sua vez transfere a imagem para um microcomputador. Após um curto intervalo de tempo, o *laser* é disparado novamente, e o segundo registro é armazenado em separado do primeiro.

A operação de avaliação (determinação do campo de deslocamentos), de natureza estatística, é realizada através de um algoritmo denominado *correlação cruzada*: a região de interesse é dividida em pequenas sub-regiões contendo cerca de uma dezena de partículas cada, e assumindo que não há gradientes apreciáveis de velocidade dentro destas sub-regiões pode-se associar um deslocamento a cada um destes pequenos blocos, a partir de técnicas de convolução de imagens.

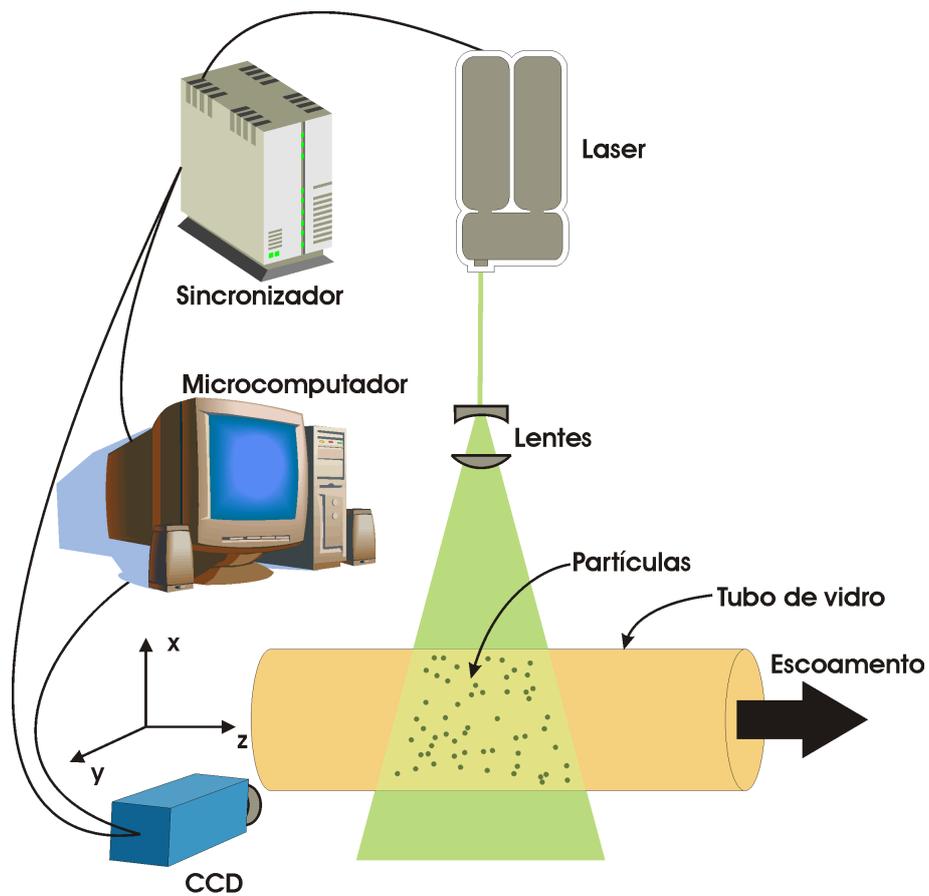
O presente capítulo descreve a técnica de Velocimetria por Imagem de Partícula. Para tal, baseia-se no excelente livro de Raffel et al. (1998).

### 3.1 O Princípio de Funcionamento

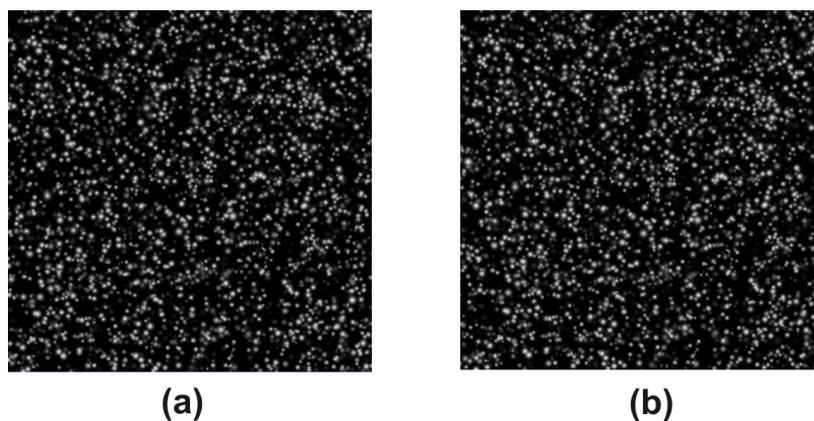
A Figura 3.1 ilustra o princípio de funcionamento da técnica de Velocimetria por Imagem de Partícula. O tubo de vidro onde se desenvolve o escoamento está representado na horizontal (eixo  $z$ ) e encerra o escoamento ao qual foram adicionadas as partículas traçadoras. Os *lasers*, responsáveis pela iluminação das partículas, passam por um conjunto de lentes que os conformam em um feixe plano e de pequena espessura. Este feixe atravessa o duto e ilumina a região de interesse, o plano  $xz$ . As partículas refletem luz, que é captada por uma câmara denominada CCD (do inglês *Charged Coupled Device*), montada perpendicularmente ao plano iluminado. A imagem resultante é transferida para o disco rígido de um microcomputador através de um Captador de Quadros, uma placa de aquisição de sinais montada no microcomputador e ligada diretamente ao CCD. Após um breve intervalo de tempo (em torno de algumas centenas de milissegundos), o sincronizador ordena o disparo do segundo *laser* e a segunda imagem é armazenada.

A Figura 3.2 apresenta imagens típicas deste tipo de ensaio. A Seção 3.2 versa sobre a determinação do campo de velocidades a partir dessas imagens.

A seguir os componentes do sistema de medição serão brevemente descritos.



**Figura 3.1:** Princípio de funcionamento da Velocimetria por Imagem de Partículas.



**Figura 3.2:** Par de imagens PIV padrão (Okamoto et al., 2000). Em (a) no instante  $t_1$  e em (b) em um instante subsequente  $t_2$ .

### 3.1.1 As Partículas

#### Velocidade das Partículas

Uma vez que o fluido deve ser transparente ao comprimento de onda de iluminação, a velocidade que se mede utilizando o PIV é, em última análise, a velocidade das partículas que foram adicionadas ao escoamento. É preciso tecer algumas considerações para garantir que não haja discrepâncias entre a velocidade das partículas e a velocidade do fluido ao seu redor.

A primeira fonte de erro a se considerar é a influência do empuxo sobre as partículas, caso haja diferença significativa em suas massas específicas. A Equação 3.1 (Raffel et al., 1998), válida para partículas esféricas imersas em um fluido viscoso e cujo número de Reynolds, baseado no diâmetro da partícula seja muito pequeno, mostra a velocidade terminal  $u_p$  da partícula induzida pela aceleração da gravidade. Note que esta velocidade cresce com o quadrado do seu diâmetro.

$$u_p = \frac{g}{18} \frac{(\rho_l - \rho_p)}{\mu_l} d_p^2 \quad (3.1)$$

Além da gravidade, outro aspecto a ser considerado é a inércia das partículas. Visto de outra forma, é interessante quantificar o quão rapidamente as partículas são capazes de seguir o escoamento em locais onde ocorram mudanças bruscas em sua direção ou acelerações intensas. Uma estimativa deste “tempo de relaxação” (Raffel et al., 1998) pode ser obtida através da Equação 3.2,

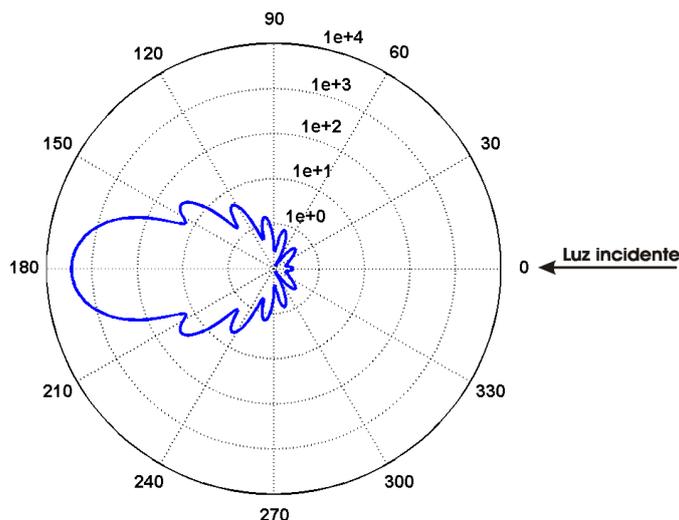
$$\tau = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu_l} \quad (3.2)$$

De forma a minimizar os efeitos gravitacional e de inércia, deve-se trabalhar com partículas de pequeno diâmetro. Por outro lado, a quantidade de luz que uma partícula reflete cresce com o seu diâmetro. É normalmente mais econômico selecionar partículas maiores, do que comprar um *laser* de potência mais elevada ou uma câmera mais sensível. Deste modo deve-se tentar encontrar um compromisso, optando por um valor ótimo para o diâmetro das partículas.

#### Espalhamento de Luz

A intensidade da imagem da partícula (em outras palavras, o seu *contraste*) é diretamente proporcional à potência luminosa espalhada. No caso de partículas pequenas, a intensidade da sua imagem é função da relação entre o índice de refração das partículas e do meio, do tamanho, da forma e da orientação das partículas. Para partículas esféricas grandes, cujo diâmetro é maior que o comprimento de luz incidente, a teoria de Mie pode ser aplicada para obter o espalhamento de luz.

Conforme a Figura 3.3, o espalhamento se dá em todas as direções, entretanto mais intensamente na direção da iluminação. A figura mostra a intensidade de luz espalhada



**Figura 3.3:** Luz ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ) espalhada por uma partícula esférica de  $1 \mu\text{m}$  de diâmetro ( $n_p = 1,68$ ) em óleo ( $n_o = 1,5$ ) (calculada com o *software* de Prahl, 2001).

por uma partícula em escala logarítmica. Nota-se que a  $90^\circ$  (normalmente à direção onde se posiciona a câmera), a intensidade espalhada é bastante reduzida. Deste modo faz-se necessário ajustar criteriosamente o *laser* em função da potência necessária para garantir iluminação adequada e selecionar partículas cujo tamanho e índice de refração sejam compatíveis.

Em aplicações que envolvam grandes concentrações de partículas este detalhe é ainda mais importante, uma vez que a luz incidente pode provir tanto do *laser* quanto da luz espalhada por outras partículas.

### 3.1.2 O CCD

O CCD é o dispositivo (sensor eletrônico) sensível à luz incidente, responsável por transformar fótons em carga elétrica. Pode-se pensar no CCD como uma matriz de elementos sensíveis, denominados *pixels*<sup>2</sup>, dispostos lado a lado. Nas extremidades de cada um deles, existem condutores metálicos, sobre os quais é aplicada uma pequena voltagem, originando um campo elétrico de pequena intensidade. Os CCDs presentes nos sistemas comerciais apresentam uma área útil da ordem de um milhão de elementos.

Os CCDs são constituídos de duas camadas de material semicondutor. Quando é atingido por um fóton de um certo comprimento de onda, o material semicondutor é capaz, por efeito fotoelétrico, de gerar um elétron. Este elétron migra para o centro do *pixel* (região onde há carência de elétrons, pelo fato do campo elétrico gerado pelos terminais metálicos de suas extremidades ter ali um mínimo local), onde é armazenado. Quando a exposição à luz cessa, a carga armazenada em cada um deles é transferida para um conversor carga-voltagem e daí para a placa de aquisição de sinais, montada em um

<sup>2</sup>Do inglês *picture element*.

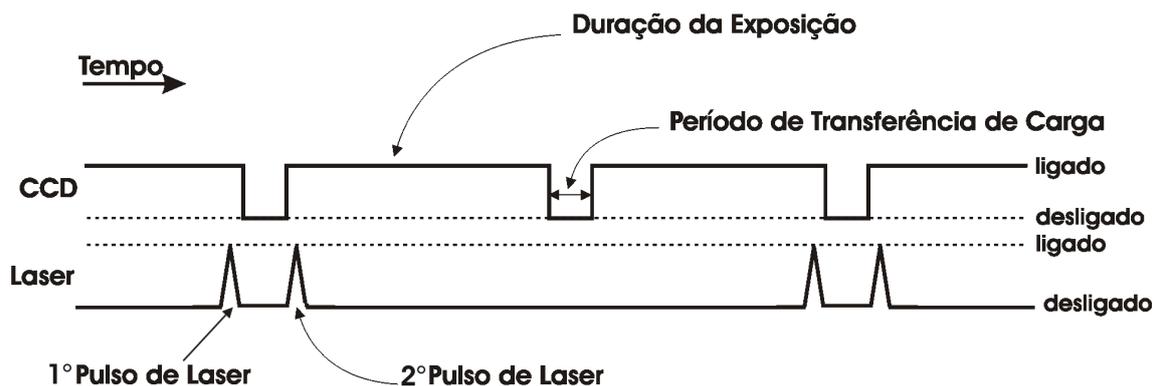


Figura 3.4: Seqüência dos eventos de exposição, transferência de carga e iluminação (*frame straddle*).

microcomputador.

O tempo necessário para a transferência de carga em geral é menor que o tempo de exposição. De modo a aumentar a resolução temporal de uma medição com o PIV, surgiu a técnica de *frame straddling*. Ela consiste em disparar o primeiro pulso do *laser* no final da exposição do primeiro quadro e o segundo *laser* logo após a transferência das cargas, no início da segunda exposição. A Figura 3.4 esboça esta seqüência.

Nos sistemas comerciais, o tempo necessário para a transferência das cargas é da ordem de  $20\mu s$ . O tempo de exposição depende de configurações do *hardware* e é com freqüência diferente nos quadros A e B. Para o modelo *PIVcam 10-30* o tempo de exposição do primeiro quadro é de  $255\mu s$  e o de segundo quadro de  $33ms$  (TSI Incorporated, 1997).

### 3.1.3 O Laser

O sistema de iluminação é responsável pelo fornecimento de um feixe plano de luz monocromática, com espessura, duração e intensidade bem definidos. Sua importância é fundamental, pois deste sistema depende a correta iluminação das partículas. Para impedir que regiões fora de foco sejam iluminadas, a espessura do feixe produzido deve ser pequena.

Historicamente foram usados *lasers* de Rubi e Argônio no desenvolvimento do PIV. Atualmente, quase a totalidade dos sistemas comerciais operam com *lasers* de um cristal chamado Ítrio-Alumínio-Granada dopado com íons de Neodímio. Este material recebe a denominação de Nd:YAG, do inglês *Neodymium:Yttrium-Aluminum-Garnet*.

Quando um átomo ou uma molécula em seu estado fundamental absorve um fóton, ele é elevado a um estado de maior energia e é dito “excitado”. Esta substância normalmente retorna ao estado fundamental emitindo um fóton com uma freqüência proporcional à diferença de energia entre os estados excitado e fundamental. No caso mais simples, a substância retorna diretamente ao estado fundamental, emitindo um único fóton com a mesma freqüência que o fóton absorvido (veja na Seção 3.8 detalhes acerca de um fenômeno semelhante, a fluorescência).

Para obter um *laser*, os átomos ou moléculas do material devem ser excitados de

maneira que a maior parte deles esteja em estados excitados, condição conhecida como “inversão da população”. O processo de adição de energia de modo a obter a inversão da população é denominado “bombeamento”, e no caso dos *lasers* sólidos Nd:YAG ela é fornecida por uma fonte de radiação eletromagnética denominada *flashlamp*, que emite luz branca.

Quando um fóton liberado por um átomo retornando ao estado fundamental atinge um outro átomo ainda no estado excitado, ele é instado a emitir um segundo fóton na mesma direção e com a mesma frequência do fóton que o estimulou. Isto gera uma rápida reação em cadeia que produz uma grande liberação de radiação coerente<sup>3</sup>. Os *lasers* são acondicionados em cavidades ressonantes limitadas por espelhos (um deles altamente reflexivo e o outro parcialmente reflexivo), de modo a fazer com que os fótons emitidos excitam cada vez mais átomos ao passarem repetidamente pelo material. Note que é necessário que o material exiba mais do que um nível energético além do estado excitado para que este fenômeno ocorra de forma contínua. Do contrário, o número de transições do nível energético mais baixo para o mais alto será na média idêntico ao número de transições do nível mais alto para o mais baixo.

O *laser* Nd:YAG emite, em condições normais de operação, apenas o maior comprimento de onda, de 1064 nm. Esta radiação é invisível ao olho humano, pois se encontra na região do infravermelho. Antes de deixar o aparelho, este feixe passa por um conjunto denominado gerador harmônico constituído por cristais especiais, capazes de dobrar a sua frequência, fazendo assim com que o seu comprimento de onda caia pela metade. Assim, as partículas são iluminadas por luz com comprimento de onda igual a 532 nm, que corresponde ao verde.

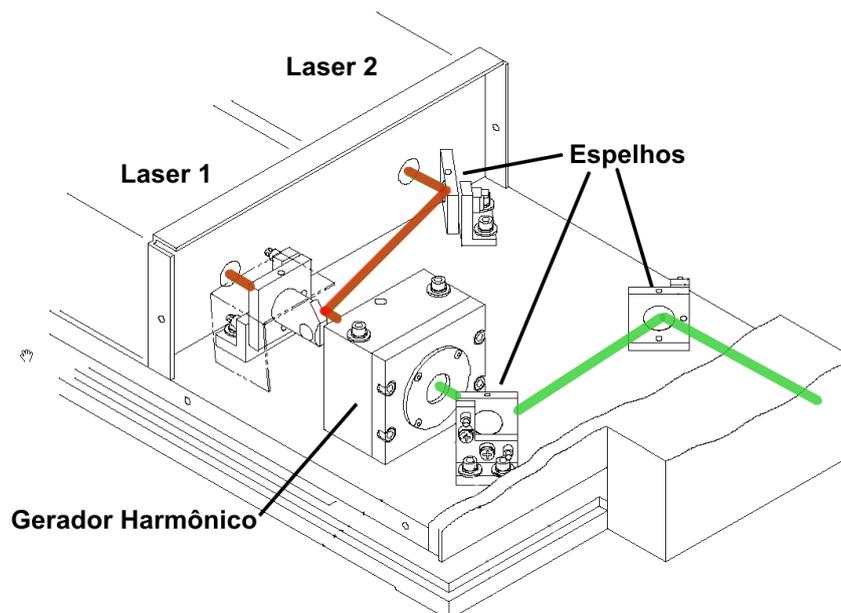
A Figura 3.5 ilustra a radiação infravermelho que deixa as cavidades ressonantes, os espelhos que conduzem o feixe até o gerador harmônico e posteriormente até o orifício de saída.

A resposta temporal dos *lasers* Nd:YAG, cuja energia aumenta e decai lentamente não seria indicada para aplicações em PIV. Entretanto, a introdução de *Quality Switches* permitem a produção de pulsos de duração de alguns nanossegundos e de alta energia. Os *Q-Switches* funcionam como interruptores ópticos que alteram as características de ressonância da cavidade do *laser*. Um pulso com considerável maior energia (normalmente da ordem de algumas dezenas de mJ) pode ser produzido permitindo que a cavidade oscile no ponto de maior energia durante o ciclo de excitação pelo *flashlamp*.

O tempo “de preparação” (i.e., o tempo necessário para que o *laser* esteja pronto para disparar novamente) é da ordem de 100 ms. De modo a permitir total liberdade na escolha do tempo entre duas exposições sucessivas, os sistemas atuais de medição possuem dois deles funcionando independentemente.

---

<sup>3</sup>Luz é dita coerente se suas ondas estiverem em fase e possuírem o mesmo comprimento de onda.



**Figura 3.5:** Esboço do interior do cabeçote do *laser* Nd:YAG (adaptado de TSI Incorporated, 1997).

### 3.1.4 O Sincronizador

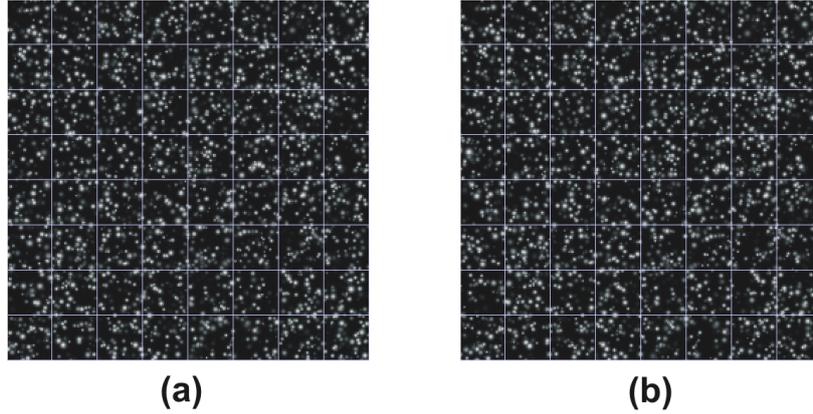
A existência de uma unidade eletrônica que dispare os eventos na seqüência correta é fundamental nos sistemas de medição de Velocimetria por Imagem de Partícula. Ele conecta o computador, o captador de quadros, a câmera, o *laser* e eventualmente instrumentos externos, não somente controlando-os mas também fornecendo alimentação em uma tensão menor que a da rede para alguns deles.

O Sincronizador é, por sua vez, controlado pelo usuário através do *software* que gerencia toda a medição.

## 3.2 A Determinação do Pico do Coeficiente de Correlação

Para determinar o campo de deslocamentos a partir de um par de imagens, deve-se dividir as imagens em áreas menores denominadas áreas de busca, uma vez que não é possível seguir cada uma das partículas para determinar seu deslocamento. A Figura 3.6 ilustra a divisão das imagens (que possuem, cada uma, 256 por 256 *pixels*) em áreas de busca de 32 por 32 *pixels*. Seja a primeira área de busca na primeira imagem (no canto superior esquerdo) denominada de  $I_1$  e a sua correspondente na segunda imagem de  $I_2$ . Na seqüência, deve-se quantificar o quão correlatas são essas imagens.

Isto pode ser feito “deslizando”  $I_1$  sobre  $I_2$ , associando à cada posição um valor que exprima o grau de “coincidência” entre elas. Uma analogia válida consiste em imaginar a área de busca como um pedaço de cartolina na qual as partículas são pequenos furos. Coloca-se a segunda imagem sobre um retroprojeter e desliza-se sobre ela a primeira imagem, medindo de alguma forma a quantidade total de luz que atravessa o conjunto



**Figura 3.6:** Regiões de Busca de 32 por 32 *pixels*.

para cada posição no plano  $(x, y)$ . É possível observar que existe uma configuração onde esta quantidade é máxima.

Em linguagem matemática, esta operação corresponde à convolução entre as imagens, e a quantidade que exprime o quão semelhante (correlatas) são as imagens  $I_1$  e  $I_2$  é denominada de Coeficiente de Correlação ( $R$ ). O Coeficiente de Correlação é função das coordenadas  $(x, y)$  e é definido pela Equação 3.3:

$$R_{nn}(x, y) = \sum_{i=0}^N \sum_{j=0}^M I_1(i, j) I_2(i + x, j + y) \quad (3.3)$$

onde  $i$  e  $j$  denotam a posição (em *pixels*). No exemplo da Figura 3.6,  $N = M = 32$ . Frequentemente é conveniente normalizar o Coeficiente de Correlação, de modo que seus valores estejam compreendidos entre 0 e 1:

$$R(x, y) = \frac{R_{nn}(x, y)}{\sqrt{\left[ \sum_{i=0}^N \sum_{j=0}^M I_1^2(i, j) \right] \left[ \sum_{i=0}^N \sum_{j=0}^M I_2^2(i + x, j + y) \right]}}. \quad (3.4)$$

A Equação 3.4 é de difícil implementação computacional. Como alternativa, muitos algoritmos obtêm o Coeficiente de Correlação Normalizado simplesmente dividindo  $R_{nn}$  pelo produto do desvio padrão de cada uma das imagens:

$$R(x, y) = \frac{R_{nn}(x, y)}{\sigma(I_1)\sigma(I_2)}. \quad (3.5)$$

A Figura 3.7 mostra os valores do Coeficiente de Correlação Normalizado entre as áreas de busca  $I_1$  e  $I_2$  das imagens da Figura 3.6.

O tamanho da aresta do plano de correlação é de  $2N - 1$ , ou seja, 63 *pixels*. Este fato decorre da natureza da convolução: o número de configurações que se pode obter “deslizando” uma matriz sobre a outra é de  $2N - 1$ , para cada uma das colunas. Portanto

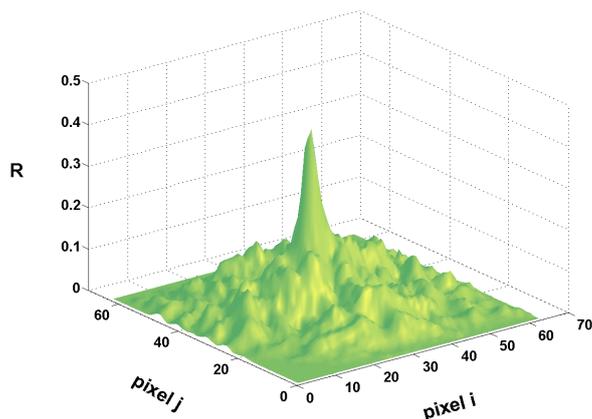


Figura 3.7: Valores de  $R(x, y)$  no Plano de Correlação.

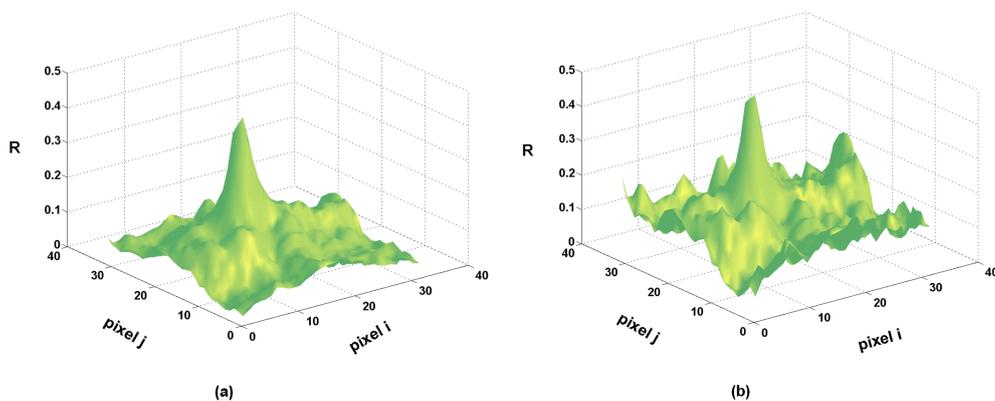


Figura 3.8: Região central do Plano de Correlação sem a correção contra o erro de deslocamento (*Bias*) (a) e em (b) com esta correção.

a quantidade total é de  $2N - 1 \times 2M - 1$ .

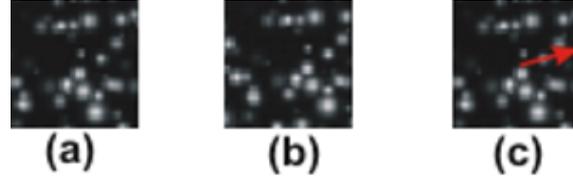
Entretanto, nem todo o Plano de Correlação faz sentido no contexto da Velocimetria por Imagem de Partícula, mas apenas a sua região central, de lado  $32 \text{ pixels}$ . Assim, deve-se restringir aos valores localizados entre os índices 17 e 48 quando for procurado o pico do Coeficiente de Correlação. A Figura 3.8 (a) apresenta estes valores. A Figura 3.8 (b) traz estes valores corrigidos contra o erro de *Bias* (veja Seção 3.3.1).

Para determinar o deslocamento representativo desta área de busca, basta encontrar a posição onde o pico ocorre. Unindo este ponto  $(x_{max}, y_{max})$  com o centro da área de busca da primeira imagem, tem-se o vetor deslocamento.

A Figura 3.9 mostra o resultado desta operação para as áreas de busca  $I_1$  e  $I_2$ .

A seguir, todo este processo é repetido para as demais áreas de busca, originando assim um vetor para cada uma destas áreas.

Esta maneira de realizar a correlação entre as imagens  $I_1$  e  $I_2$  foi logo abandonada, por exigir um esforço computacional considerável. Segundo Raffel et al. (1998), são necessários



**Figura 3.9:**  $I_1$  em (a),  $I_2$  em (b) e o vetor deslocamento (fora de escala) sobre  $I_1$  em (c).

$O(N^4)$  operações. Uma maneira mais eficaz de efetuar a correlação entre as imagens é consiste em utilizar a Transformada Rápida de Fourier.

### 3.2.1 A Transformada Rápida de Fourier

A Transformada de Fourier de uma função contínua de duas variáveis  $f(x, y)$  com domínio em  $\mathbb{R}^2$  é definida por:

$$\mathcal{F}\{f(x, y)\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{[-2\pi(ux+vy)i]} dx dy \quad (3.6)$$

O resultado da integração no lado direito da Equação 3.6 é também uma função contínua de duas variáveis, comumente denotada por  $F(u, v)$ , cujo domínio é o espaço de Fourier, e não mais  $\mathbb{R}^2$ . Uma propriedade muito interessante consiste no fato de que a multiplicação de duas funções no espaço de Fourier corresponde à convolução das funções espaciais associadas. Assim, dadas duas funções  $f(x, y)$  e  $g(x, y)$ ,

$$f(x, y) \otimes g(x, y) \equiv \mathcal{F}^{-1}\left\{\mathcal{F}\{f(x, y)\}\mathcal{F}\{g^*(x, y)\}\right\}$$

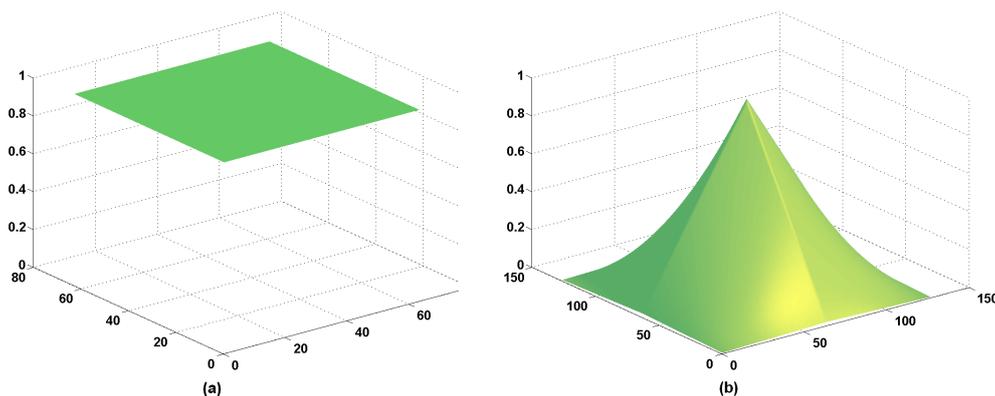
onde  $*$  denota conjugado.

Esta propriedade é de vital importância para áreas como análise de sinais e análise de imagens, e é conhecida como “Teorema da Correlação”. Modernamente, o Coeficiente de Correlação é calculado na totalidade dos *softwares* que acompanham os sistemas comerciais segundo a Equação 3.7:

$$R(x, y) = \mathcal{F}^{-1}\left\{\mathcal{F}\{I_1(x, y)\}\mathcal{F}\{I_2^*(x, y)\}\right\} \quad (3.7)$$

Este fato traz uma grande vantagem computacional. Pelo lema de Danielson-Lanczos, a transformada discreta de Fourier de ordem  $N$  (onde  $N$  é par) pode ser reescrita como a soma de duas transformadas discretas de Fourier, cada uma de ordem  $N/2$ . Se  $N$  for potência de 2, este procedimento pode ser aplicado recursivamente, decompondo a transformada original em  $\log_2 N$  transformadas de ordem 1 (Weisstein, 2003). Esta é a razão pela qual a dimensão da aresta da área de busca é sempre potência de 2.

Entretanto, os sinais no mundo real são funções discretas e definidas em um intervalo finito. Deste modo a integração é substituída por um somatório finito, assumindo que o sinal fora do intervalo considerado se repete periodicamente. A hipótese da periodicidade



**Figura 3.10:** Função unitária (a), e a convolução com ela mesma (b) (função peso).

não é, de fato, satisfatória. Isto configura uma fonte de erros que não pode ser totalmente eliminada.

### 3.3 Erros Inerentes ao Processo

A técnica de Velocimetria por Imagem de Partícula é baseada em técnicas probabilísticas que, eventualmente, podem produzir vetores errôneos. O pós-processamento cuidadoso é capaz de eliminar tais vetores. Entretanto, a metodologia de busca do pico utilizando a Transformada Rápida de Fourier apresenta certas peculiaridades que podem resultar em desvios dos valores esperados.

#### 3.3.1 O Erro de *Bias* (Deslocamento)

Apenas os dados presentes nas duas áreas de busca contribuem com o pico. Se os deslocamentos das partículas forem grandes, eventualmente algumas partículas de  $I_1$  não estarão presentes em  $I_2$ , fazendo com que o pico seja “deslocado” (*biased*) para valores menores.

Uma solução frequentemente empregada consiste em estabelecer uma função peso bidimensional e dividir o valor local do coeficiente de correlação pelo valor desta função neste ponto. Esta é uma maneira de levar em consideração a diminuição no valor de  $R$  em função da “perda” de algumas partículas.

Esta função pode ser facilmente construída quando se considera dois casos extremos: deslocamento nulo, onde todas as partículas contribuem no cálculo de  $R$  e o peso é unitário, e deslocamento  $N/2$ , onde apenas metade das partículas contribuem com  $R$  e o peso é 0,5. Ao se fazer a convolução de uma função unitária com si mesma e normalizando o resultado, tem-se uma função bidimensional cujos valores estão entre  $1/N^2$  e 1 (Figura 3.10 (b)). Dividindo o valor local de  $R$  pela função peso, aumenta-se os valores relacionados aos maiores deslocamentos.

### 3.3.2 O Erro de *Aliasing* (Alcunha)

Ao realizar a avaliação utilizando a Transformada de Fourier, assume-se que as áreas de busca são periódicas. Isto implica na periodicidade dos valores de correlação calculados. Desta maneira, segundo Sveen (2000), se os deslocamentos das partículas forem maiores que metade do tamanho da área de busca, o pico da correlação vai aparecer no sentido oposto ao real. Este fenômeno é denominado erro de Alcunha (*Aliasing*), e está intimamente ligado ao tempo entre os registros.

O critério de Nyquist é uma das regras mais importantes da aquisição de dados. Ele atesta que a maior frequência que pode ser representada com acurácia é menor que a metade da taxa de aquisição de dados. Se este critério não é observado, sinais de alta frequência serão erroneamente registrados como de baixa frequência. Um exemplo típico é a ilusão que as rodas dos carros giram no sentido inverso, observada em filmes (Oliveira-Filho, 1999). Deve-se ajustar o experimento de tal forma que a taxa de aquisição seja pelo menos duas vezes maior que a maior frequência.

No contexto da Velocimetria por Imagem de Partícula, esta preocupação se traduz num compromisso entre o maior deslocamento e o tamanho da área de busca. Assim, se for necessário grande resolução espacial (pequenas áreas de busca), o tempo entre os registros deve ser diminuído. Cabe lembrar que os manuais dos sistemas comerciais de Velocimetria por Imagem de Partícula aconselham, de maneira conservativa, que o maior deslocamento das partículas no plano de medição seja no máximo igual a um quarto da área de busca.

## 3.4 Técnicas Avançadas

### 3.4.1 Resolução Sub-Pixel

Tanto o domínio quanto a imagem da função correlação são discretos, sendo 1 *pixel* a menor unidade. Deste modo, o deslocamento das partículas pode ser determinado com uma incerteza de no máximo  $\pm 1/2$  *pixel*.

Entretanto, do fato do Coeficiente de Correlação  $R$  ser uma medida estatística do grau de concordância entre as imagens, melhores modelos podem ser propostos quando se leva em consideração os valores assumidos pelo Coeficiente de Correlação.

Várias técnicas foram usadas no passado, mas a mais comum consiste em ajustar os valores de  $R$  a uma função parabólica ou Gaussiana em cada uma das direções, para a posterior determinação do seu máximo e do local onde ele ocorre.

Para efeito de ilustração, suponha que  $R$  atinja seu máximo no ponto  $(i, j)$ . A Figura 3.11 esboça, em (a), o pico de  $R$  e seus quatro vizinhos mais próximos. Em (b), mostra-se a convenção de índices.

Para  $j$  constante (i.e., na direção  $x$ ), a função a ser ajustada, para um perfil Gaussiano, é

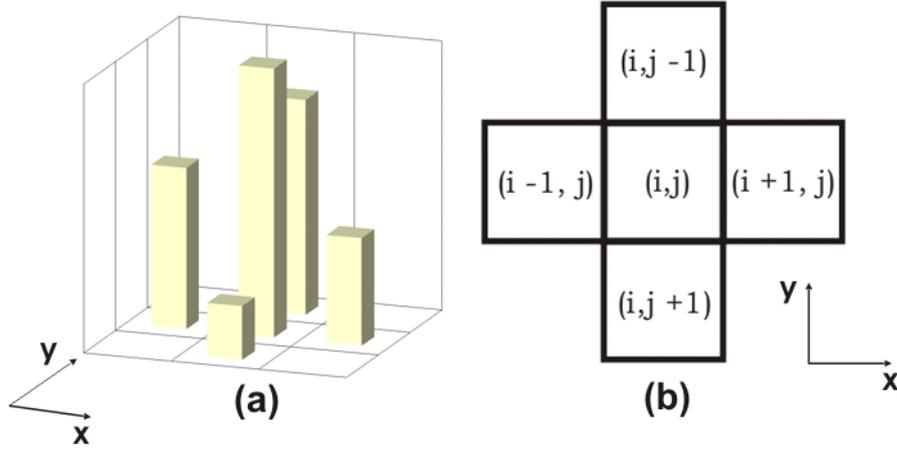


Figura 3.11: Valores de  $R$  ao redor do pico (a) e a convenção de índices (b).

$$f(x) = Ce^{\left[\frac{-(x_0-x)^2}{k}\right]}. \quad (3.8)$$

Claramente, o máximo de  $f$  ocorre em  $x = x_0$ . A Figura 3.12 apresenta os valores de  $R$  nos *pixels*  $i - 1$ ,  $i$  e  $i + 1$  e uma curva Gaussiana ajustada a esses pontos.

Existe, entretanto, uma expressão fechada para a determinação de  $x_0$  (Raffel et al., 1998), não sendo necessária a realização do ajuste:

$$x_0 = i + \frac{\ln R(i - 1, j) - \ln R(i + 1, j)}{2 \ln R(i - 1, j) - 4 \ln R(i, j) + 2 \ln R(i + 1, j)}. \quad (3.9)$$

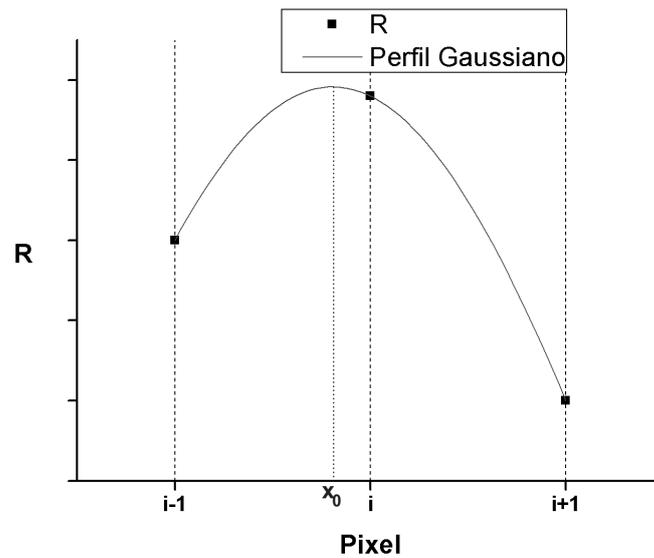
A expressão para  $y_0$  é análoga. Aplicando esta metodologia para cada uma das áreas de busca, é possível aumentar a acurácia dos deslocamentos medidos com o PIV.

### 3.4.2 A Técnica de Hart

Hart (1999) desenvolveu uma técnica para melhorar a resolução espacial das medições com PIV sem aumentar demasiadamente o esforço computacional. O algoritmo foi patenteado pela empresa *TSI Incorporated* e é vendido em conjunto com o seu sistema de medição.

A idéia consiste em obter uma aproximação do deslocamento iniciando o processo de correlação com grandes áreas de busca e ir “aprimorando” esta estimativa iterativamente à medida que as áreas de busca diminuem. O aumento do processamento ocasionado pelos sucessivos “passes” é compensado por um robusto algoritmo de análise de imagens, que executa a Correlação Cruzada sobre as imagens comprimidas. Cumpre salientar que a compressão de imagens acaba por ocasionar perda de informação.

A principal desvantagem deste procedimento consiste no fato que eventuais erros em uma iteração são ampliados na iteração seguinte, resultando em vetores espúrios (i.e., vetores que diferem muito em magnitude ou direção dos seus vizinhos). Assim, um pós-processamento minucioso torna-se indispensável.



**Figura 3.12:** Valores de  $R$  e o ajuste por um perfil Gaussiano, cujo máximo ocorre em  $x_0$ .

## 3.5 Pós-Processamento

O Pós-Processamento de uma medição realizada com o PIV é de extrema importância para a obtenção de um campo de deslocamentos de qualidade. Uma vez que a determinação dos vetores baseia-se em técnicas probabilísticas, o método pode eventualmente encontrar vetores espúrios. Um sistema robusto deve conter uma maneira de eliminar estes vetores espúrios e, a partir de operadores de promediação, substituí-los por vetores adequados.

### 3.5.1 Transformação dos Deslocamentos em Velocidades

Após a correlação cruzada entre todas as áreas de busca e da resolução sub-pixel, isto é, depois que todos os vetores deslocamento foram determinados é preciso transformá-los em vetores velocidade. Para isto é necessário um parâmetro geométrico denominado fator de magnificação, definido pela Equação 3.10,

$$F = \frac{\text{tamanho do objeto}}{\text{tamanho da imagem}} \quad (3.10)$$

onde  $F$  tem unidade  $[\mu\text{m}/\text{pixel}]$ .

O fator de magnificação depende da lente objetiva utilizada e da distância entre objeto e CCD. Durante a preparação dos experimentos, faz-se normalmente uma foto de uma régua para regular o foco. Esta foto serve também para determinar o fator de magnificação. Basta que seja feita a contagem de quantos pixels “cabem” entre duas marcas da régua.

Também é necessário conhecer, com precisão, o tempo decorrido entre as imagens. Este número na verdade é ajustado pelo usuário através do microcomputador que controla os equipamentos. De posse destes dois parâmetros, o campo de velocidades em coordenadas

cartesianas é obtido através das seguintes equações:

$$\begin{aligned} u &= \frac{F\Delta pixel_x}{\Delta t} & e \\ v &= \frac{F\Delta pixel_y}{\Delta t}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

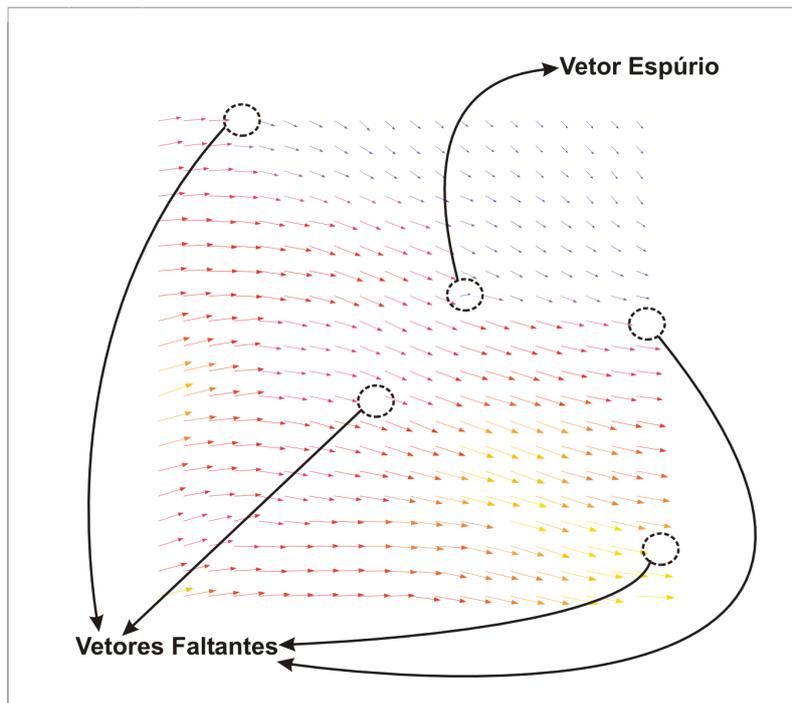
### 3.5.2 Validação e Promediação

A operação de validação de um campo de deslocamentos determinado através da técnica da Velocimetria por Imagem de Partícula consiste em eliminar vetores errôneos, frequentemente resultado de uma correlação comprometida por ruído ou efeitos de borda e má iluminação. Esses vetores são normalmente identificáveis após uma inspeção visual cuidadosa (Azevedo e Almeida, 2002), mas à medida em que o volume de dados cresce, uma metodologia automática de identificação destes vetores torna-se imperiosa. Os procedimentos usualmente adotados baseiam-se na aplicação dos seguintes operadores:

- Intervalo: normalmente utilizado como primeira providência na validação de medições onde se sabe, *a priori*, que os vetores velocidade estão entre limites conhecidos. Os vetores que não atendem a este critério são removidos. Este procedimento, embora nem sempre aplicável, auxilia bastante o processo de validação, uma vez que vetores claramente errôneos são descartados antes da aplicação dos outros filtros.
- Histograma Global: a diferença entre um vetor e o seu vizinho deve ser menor que um dado valor de corte. Caso contrário, descarta-se o vetor.
- Média Dinâmica: compara-se a magnitude de cada vetor com a média dos seus vizinhos, normalmente uma vizinhança  $3 \times 3$ .
- Teste da Mediana: compara-se a magnitude de cada vetor com a mediana<sup>4</sup> da magnitude dos seus vizinhos. Este procedimento usualmente fornece melhores resultados devido ao fato que um único vetor errôneo na vizinhança já afetaria bastante a média, mas não a mediana.
- Desvio Padrão Global: assume-se que todos os vetores devem estar contidos na distribuição, em torno da média, de um certo número de desvios padrões. Aqueles que não obedecerem a este critério são excluídos.

A seguir, deve-se criar vetores com características semelhantes às daqueles da sua vizinhança nos locais onde são inexistentes ou foram descartados pelo algoritmo de validação. Esta etapa corresponde à interpolação, e é usualmente realizada através de algum tipo de média. A interpolação bilinear é frequentemente usada por ser de simples implementação e por atender ao critério da continuidade. Uma outra alternativa consiste em utilizar um

<sup>4</sup>A mediana corresponde ao elemento que divide uma amostra *ordenada* na metade. Assim, 50% dos elementos da amostra são menores que a mediana e 50% deles são maiores.



**Figura 3.13:** Campo de deslocamentos contendo vazios e vetores espúrios.

operador Gaussiano, uma matriz  $5 \times 5$  ou  $7 \times 7$  de “pesos”, que indica qual a importância de um certo vetor no cálculo de um vetor inexistente, em função da distância entre eles.

A Figura 3.13 apresenta o campo de deslocamentos calculado por um *software* comercial a partir das imagens mostradas na Figura 3.2, colorido segundo a magnitude do deslocamento.

### 3.6 Incerteza de Medição na Velocimetria por Imagem de Partícula

A precisão do resultado de uma medição de um campo de velocidades com a técnica de Velocimetria por Imagem de Partícula depende de uma série de fatores, desde o posicionamento dos equipamentos (falta de perpendicularidade), aberração das lentes, distorções provocadas por paredes curvas, partículas que saem do plano de medição e aquelas que, pelo seu tamanho ou massa específica, não seguem fielmente o escoamento, ruído na captação das imagens, incerteza no controle do  $\Delta t$  e erros intrínsecos ao método de avaliação.

Também em função da vasta gama de variáveis que podem influenciar a medição, não é possível fazer uma calibração como se faz tradicionalmente com instrumentos de medição. Talvez o melhor que se possa fazer para avaliar as incertezas é utilizar a Velocimetria por Imagem de Partícula em uma situação onde o campo de velocidades seja conhecido *a priori* com confiança. Resultados numéricos fidedignos ou, melhor ainda, situações simples

onde haja solução analítica para o campo de velocidades estão entre os principais padrões empregados. Azevedo e Almeida (2002) construíram um aparato que provocava a rotação “de corpo rígido” de água no interior de um tanque cilíndrico fechado, a fim de comparar o campo de velocidades obtido com o teórico. Seus resultados foram de aproximadamente 1% de desvio.

Almeida (1997) fez uma análise da ordem de grandeza de várias fontes de incerteza e concluiu que os erros advindos da não ortogonalidade entre câmera e laser e da possível velocidade relativa entre partículas e escoamento podiam ser desprezados.

### 3.7 Aplicação do PIV a escoamentos bifásicos

A aplicação da técnica da Velocimetria por Imagem de Partícula a escoamentos bifásicos gás-líquido exige uma série de precauções adicionais. A intensidade de luz refletida pelas bolhas é muitas vezes superior àquela refletida pelas partículas. Assim, perde-se informação das partículas próximas à bolha, pois são ofuscadas pelo brilho desta. Além disto, reflexões especulares do *laser* podem ocorrer na superfície das bolhas, direcionando uma quantidade de luz muito grande ao CCD. Esta é uma situação de risco, na qual os elementos fotossensíveis do CCD podem ser danificados.

Na literatura específica encontra-se basicamente quatro técnicas usadas na medição de velocidades com o sistema PIV em escoamentos bifásicos. São elas:

- Fluorescência Induzida por *Laser* (abreviada por LIF, do inglês *Laser Induced Fluorescence*): Técnica na qual as partículas são recobertas por um material especial e são capazes de reemitir luz em um comprimento de onda diferente daquele que incide sobre elas. Esta técnica objetiva suprimir a influência da reflexão da luz incidente pelas bolhas, através de filtros óticos. Os fundamentos do fenômeno de fluorescência serão brevemente descritos na Seção 3.8.
- Máscara Digital: O registro contendo a informação “bifásica” é dividido em dois registros diferentes, cada um contendo informação acerca da velocidade de cada uma das fases. Isto é realizado durante o algoritmo de avaliação do PIV.
- *Shadowgraphy*: As bolhas são iluminadas com uma fonte de luz menos intensa (normalmente LEDs) e a sua sombra é capturada numa câmera CCD. A velocidade das bolhas é então determinada a partir de um algoritmo PTV (*Particle Tracking Velocimetry*). Nenhuma informação é obtida acerca da velocidade na fase líquida.
- PIV Híbrido (HPIV): Técnica que possibilita a medição simultânea das velocidades das fases líquida e vapor. Uma câmera é dedicada a medir a velocidade das bolhas (PTV) e uma outra a medir a velocidade na fase líquida (PIV). Sempre usada em conjunto com o LIF.

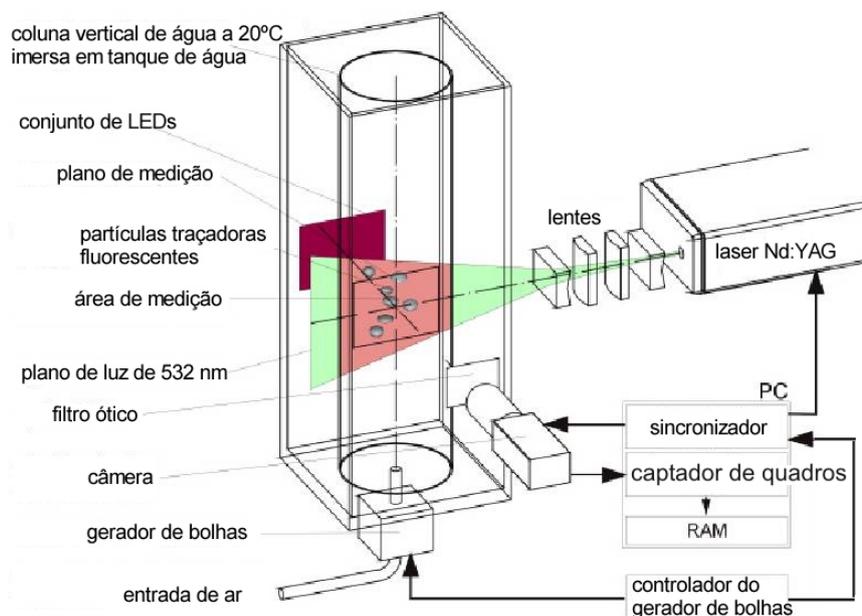


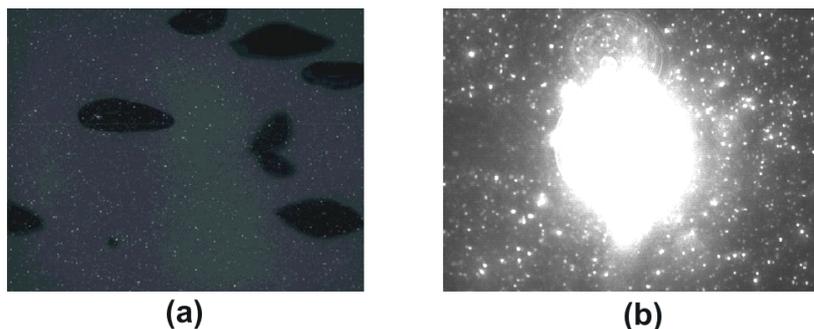
Figura 3.14: Arranjo dos equipamentos, segundo Lindken e Merzkirch (2001).

Lindken e Merzkirch (2001) apresentam um método que agrega as vantagens das três primeiras técnicas descritas acima. Um esboço do arranjo dos equipamentos pode ser visto na Figura 3.14.

Esta técnica utiliza duas fontes de iluminação: o *laser* e um conjunto de LEDs (*Light Emitting Diodes*), que emitem luz em comprimentos de onda de, respectivamente,  $532\text{ nm}$  e  $675\text{ nm}$ . As partículas fluorescentes reemitem luz em  $566\text{ nm}$ . Um filtro passa-alta elimina as reflexões das bolhas. A câmera registra tanto a luz proveniente da fluorescência das partículas quanto a proveniente da iluminação pelos LEDs. As bolhas aparecem como sombras e a fase contínua fica mais clara do que numa imagem comum de PIV, onde tenta-se maximizar o contraste entre partícula e o fundo da imagem. Na imagem resultante deste arranjo (vide Figura 3.15 (a)), as bolhas possuem os níveis mais baixos de cinza (400-600 numa escala de 0 a 4096), o fundo possui valores intermediários (800-1000) e as partículas aparecem mais claras (1500-4000). O pós-processamento destas imagens é complexo, computacionalmente caro e sujeito a erros, e compreende a utilização de máscaras digitais para definir as regiões de bolha, fase líquida e partículas. Entretanto, é a única maneira de captar informações acerca das duas fases simultaneamente com apenas uma câmera.

Van Hout et al. (2002a) utilizaram técnicas de PIV/LIF para determinar o campo de velocidades na fase líquida induzido por uma bolha de Taylor<sup>5</sup> subindo em um duto vertical de  $25\text{ mm}$  de diâmetro interno contendo água estagnada. A velocidade terminal da bolha foi medida por um sensor ótico (detector de fase), que também funcionou como “gatilho”

<sup>5</sup>Uma bolha de Taylor possui comprimento algumas vezes maior que o diâmetro do tubo e possui geometria da borda arredondada.



**Figura 3.15:** Exemplos de imagens de PIV em escoamentos bifásicos: (a) utilizando a técnica de Lindken e Merzkirch; (b) sem preocupações quanto à reflexão das bolhas (Fujiwara et al., 2001).

para o sistema PIV. Um dos objetivos era investigar o efeito da agitação causada por uma bolha tanto na forma quanto na velocidade da próxima bolha. O líquido descendente da região do filme se mistura com o líquido ascendente empurrado pela próxima bolha formando padrões complexos de escoamento.

Em um experimento semelhante, Bugg e Saad (2002) utilizaram óleo de oliva como fluido estagnante, devido à proximidade do seu índice de refração ao índice do vidro do duto. A motivação foi validar um modelo numérico do movimento de bolhas de Taylor.

Utilizando a técnica de PIV Híbrido, Choi et al. (2002) mediram a turbulência ao redor de bolhas e de pequenos corpos esféricos subindo em água estagnada. Importante salientar que a iluminação também foi independente: as partículas foram iluminadas com *laser* e as bolhas/corpos com uma luz estroboscópica. O objetivo era realçar a nitidez dos contornos e, utilizando filtros apropriados, evitar interferência entre os sinais. Um esboço do arranjo dos equipamentos pode ser visto na Figura 3.16.

Van Hout et al. (2002b) queriam medir a velocidade translacional de bolhas alongadas num escoamento tipo *slug* em dutos com diferentes inclinações, usando dois métodos: no primeiro, baseado em processamento de imagens, o escoamento era filmado, as imagens digitalizadas, o *pixel* correspondente ao “nariz” da bolha identificado manualmente em duas imagens consecutivas e a velocidade calculada pela Equação 3.11.

O segundo método utilizava fibras óticas como sensores de fase imersos no escoamento, cujas taxas de aquisição chegavam a  $1\text{ kHz}$ . A velocidade mais provável da interface era determinada utilizando uma técnica de correlação cruzada direta entre os sinais de dois sensores consecutivos. Esta velocidade corresponde, na verdade, a uma média entre a velocidade do nariz da bolha e da sua cauda.

### 3.8 Fluorescência Induzida por Laser

O fenômeno da emissão de fótons por átomos em estado eletronicamente excitado é denominado luminescência. A excitação provém normalmente da absorção de radiação eletromagnética ou alguma outra forma de energia que possibilite que elétrons migrem para

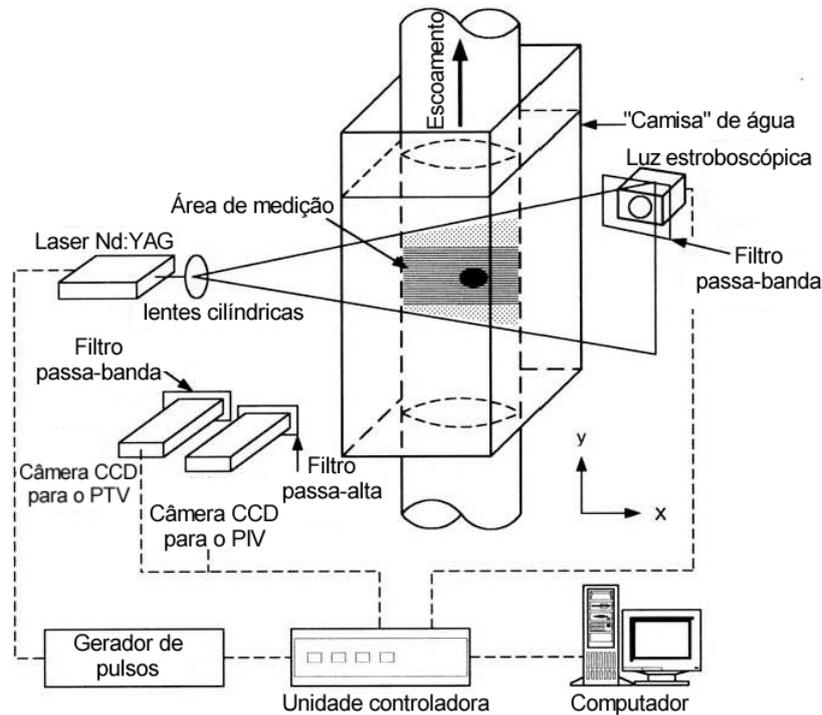


Figura 3.16: Arranjo dos equipamentos segundo Choi et al. (2002).

orbitais mais afastados do núcleo. De fato, existem substâncias que exibem luminescência estimulada pelo calor (termoluminescência), pela abrasão (triboluminescência) ou pela energia advinda de uma reação química (quimioluminescência). A luminescência pode ser subdividida em duas classes distintas, dependendo da natureza dos estados fundamental e excitado, que se traduz no tempo necessário para que a substância volte ao estado fundamental depois que cessar a excitação. Se este decaimento é rápido (da ordem de  $10^{-8}$  segundos), o processo em questão é chamado fluorescência. Do contrário se trata de fosforescência, que pode perdurar por milissegundos até segundos depois do término da excitação.

Segundo a teoria quântica, absorção de energia deve se dar de maneira discreta, em “pacotes” denominados *quanta*. Esta energia está relacionada ao comprimento de onda de acordo com

$$E = \frac{hc}{\lambda} \quad (3.12)$$

onde  $E$  é a energia,  $h$  a constante de Planck,  $c$  a velocidade da luz e  $\lambda$  o comprimento de onda. Como  $h$  e  $c$  são constantes, quanto maior o comprimento de onda menor a energia.

A fluorescência é freqüentemente explicada com base no diagrama de Jablonski (Figura 3.17), onde estão representados os estados fundamental ( $S_0$ ) e excitado ( $S_1$ ). Cada uma das linhas representa diferentes níveis de energia vibracional. Antes da excitação, o átomo se encontra no seu estado fundamental. A absorção de luz (Figura 3.17 (a)) possibilita a migração de elétrons para um estado de maior energia. Este processo ocorre

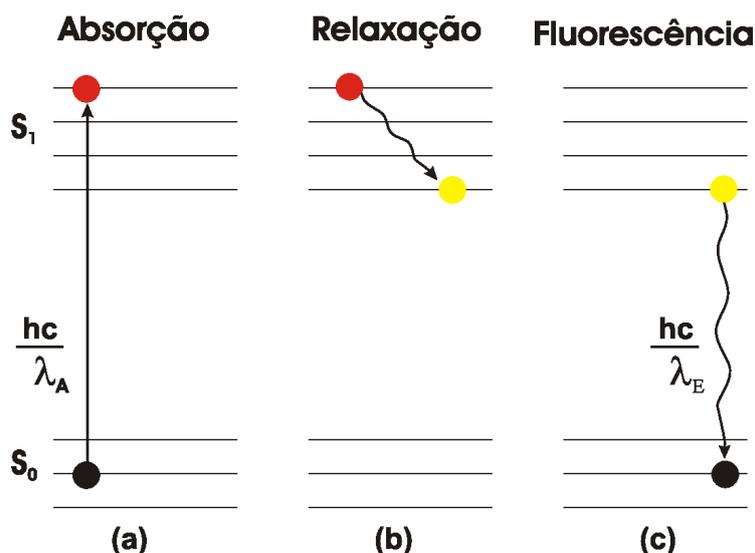


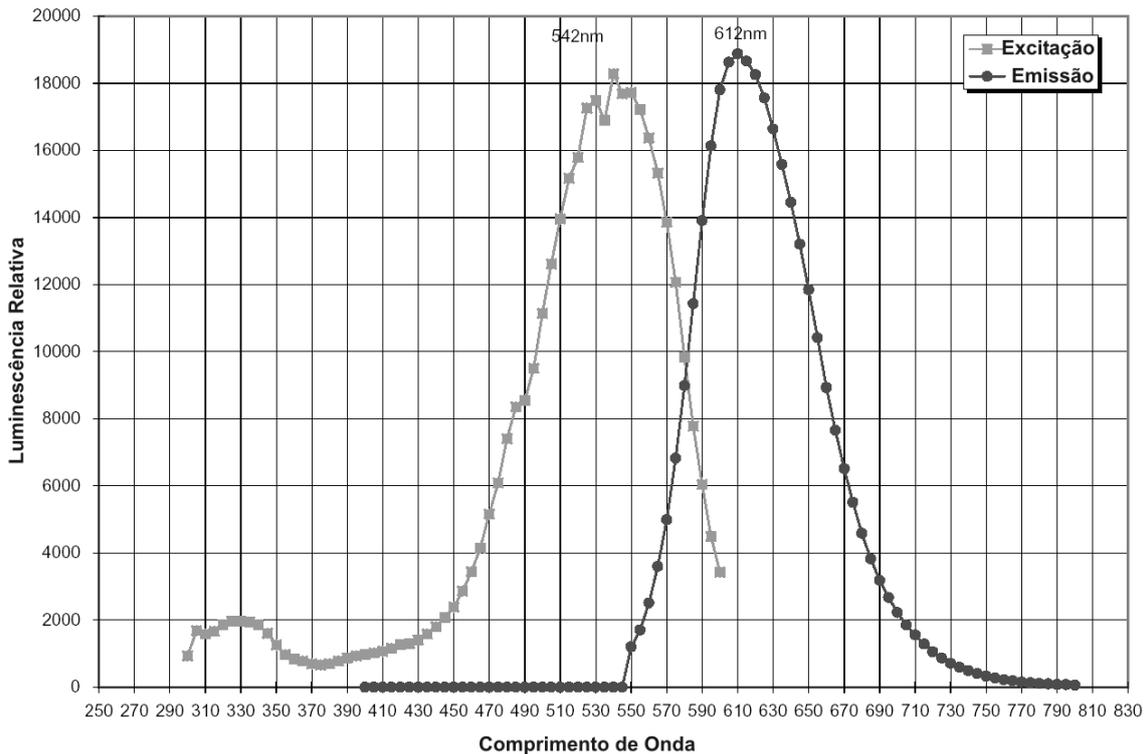
Figura 3.17: Diagrama de Jablonski.

muito rapidamente (aproximadamente  $10^{-15}$  segundos). Processos internos usualmente dissipam energia vibracional e fazem com que o elétron retorne ao mais baixo nível do estado excitado (Figura 3.17 (b)). Isto é chamado de relaxação, e leva normalmente  $10^{-12}$  segundos para ocorrer. A partir desta condição o elétron retorna ao estado fundamental, com emissão simultânea de fluorescência (Figura 3.17 (c)). Devido à energia dissipada no curto período que precede a emissão, a radiação emitida possui maior comprimento de onda que a radiação absorvida (Guilbault, 1973; Lakowicz, 1983). Stokes foi quem primeiro observou esta translação para comprimentos de onda maiores já em 1852, sendo desta forma batizada de deslocamento de Stokes.

Para determinar o espectro de emissão de um composto fluorescente, primeiro deve-se encontrar o comprimento de onda da radiação incidente no qual o máximo de energia seja absorvida. Este é o pico da absorção e para uma substância pura corresponde ao pico da excitação. A seguir excita-se o composto com luz neste comprimento de onda. A luz emitida por efeito de fluorescência também terá um espectro. Através de um monocromador, pode-se varrer este espectro e associar a cada comprimento de onda de luz a intensidade da radiação emitida.

Para determinar o espectro de excitação utiliza-se o processo inverso: encontra-se primeiramente o pico da emissão e somente radiação neste comprimento de onda é permitida chegar ao detector de intensidade. Então induz-se excitação, novamente usando um monocromador, em comprimentos de onda sucessivos e a intensidade da fluorescência emitida é medida. Desta forma pode-se associar a cada comprimento de onda de excitação a intensidade da radiação emitida.

Por outro lado, ao se iluminar uma molécula com um único comprimento de onda (um *laser* por exemplo) que não é aquele correspondente ao pico da excitação, tem-se de qualquer modo radiação emitida em todo o espectro de emissão. Entretanto, como menos



**Figura 3.18:** Espectros de Excitação e de Emissão para as partículas fluorescentes, segundo o fabricante.

energia será absorvida, também menos será emitida.

As partículas adquiridas para possibilitar a utilização da Velocimetria por Imagem de Partícula no escoamento bifásico devem ser utilizadas com um filtro condizente, possibilitando que apenas o sinal das partículas sensibilize a câmera. Para isso é necessário conhecer os espectros de excitação e emissão das partículas. A Figura 3.18 traz as curvas de Luminescência Relativa em função do comprimento de onda. A constante física denominada de deslocamento de Stokes é definida como a distância, em nanômetros, entre os picos das curvas de excitação e emissão. No presente caso ele é de  $70 \text{ nm}$ .

## Capítulo 4

# Bancada e Procedimento Experimental

O aparato experimental utilizado no presente trabalho é descrito na Seção 4.1. Na Seção 4.2 são feitas considerações sobre as características do sistema de iluminação e registro de imagens. Na Seção 4.3, apresentam-se os procedimentos adotados durante a realização dos testes, ao passo que a Seção 4.4 reporta os esforços no sentido de validar a técnica de velocimetria por imagem de partícula.

### 4.1 A Bancada Experimental

É possível dividir a Bancada Experimental, mostrada na Figura 4.1, em quatro conjuntos de componentes principais: reservatórios, seção de testes, equipamentos auxiliares e instrumentação.

A bancada possui quatro reservatórios, dois operando a alta pressão e dois operando a baixa pressão. O vaso de alta pressão (VAP) contém R134a em equilíbrio. Na parte superior há vapor e na parte inferior há líquido. Sua pressão é sempre a pressão de saturação do R134a na temperatura interna do vaso. Durante os experimentos, o líquido é retirado da parte inferior e conduzido à seção de testes, passando antes por um banho termostático e por um fluxímetro.

A seção de testes consiste de dois tubos instrumentados de 9,9 metros de comprimento e diâmetro nominal de 3 mm. Ambos são retos, de seção circular e posicionados paralelamente na horizontal. Um deles, fabricado pelo processo Bundy possui 22 tomadas de pressão e 20 termopares tipo T<sup>1</sup>. O outro, de vidro borossilicato temperado, é transparente e foi inicialmente concebido para servir apenas para visualização, mas foi posteriormente instrumentado, contando hoje com 8 tomadas de pressão e 9 termopares do tipo T.

Após ser forçado a escoar pela seção de testes, o fluido é direcionado ao vaso de baixa pressão (VBP). Sua entrada ali provoca um aumento de pressão no vaso que deve ser contrabalançado para que o experimento aconteça com uma queda de pressão constante.

---

<sup>1</sup>Termopares do tipo T são constituídos de Cobre e Constantan.

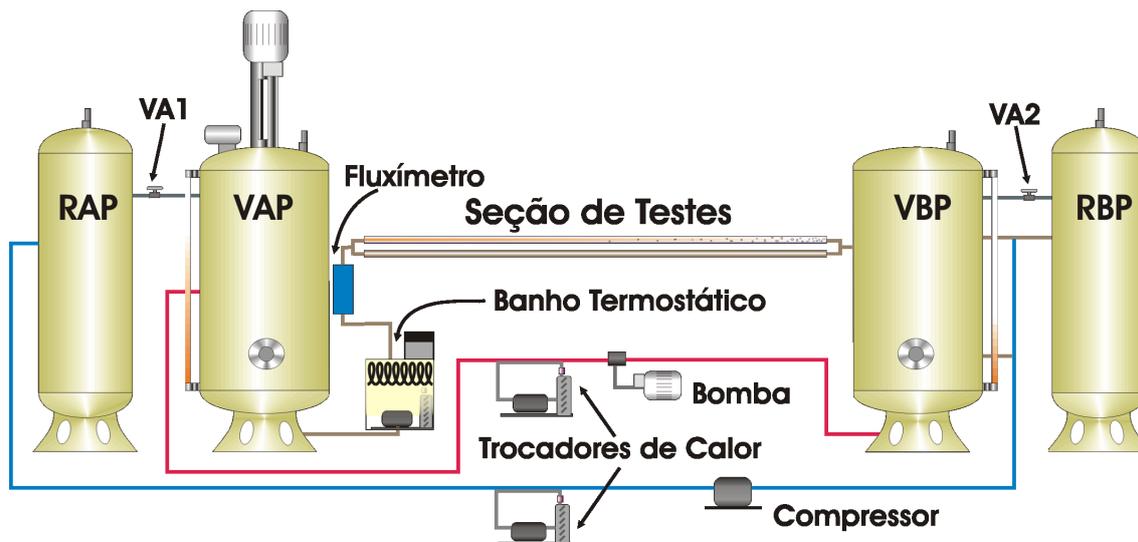


Figura 4.1: Esboço da Bancada Experimental

Para isto serve o reservatório de baixa pressão (RBP), que opera em um nível de pressão sempre abaixo do VBP e é ligado a ele por meio de uma válvula solenóide (VA 2) de abertura automática, controlada computacionalmente. Assim que a pressão no VPB atinge um valor limite, especificado pelo usuário, a válvula VA 2 se abre e refrigerante na forma vapor escoar, por diferença de pressão, do VBP para o RBP. A pressão no VBP cai, e quando atingir o valor de controle, a válvula é fechada.

Analogamente, existe um reservatório de alta pressão (RAP), ligado ao VAP por meio de uma válvula solenóide para garantir que sua pressão permaneça constante. Entretanto, operando com substância pura, sua utilização não se faz necessária: enquanto houver líquido no VAP, garante-se equilíbrio termodinâmico entre as fases e portanto a pressão se mantém constante. O teste é interrompido assim que o líquido acaba.

Entre os equipamentos auxiliares, pode-se citar um compressor, uma bomba e trocadores de calor. Um dos trocadores, posicionado na saída do VAP e acoplado a um banho termostático é responsável por uma variável importante: o grau de subresfriamento do líquido que entra na seção de testes. Retirando ou adicionando calor ao líquido prestes a ingressar na seção de testes é possível variar o ponto de início de nucleação, situando-o mais a montante ou a jusante. Um fluxímetro Coriolis situado entre o banho e a seção de testes mede a vazão mássica e a densidade do líquido na entrada do tubo. O compressor é utilizado para auxiliar o retorno do refrigerante após os ensaios, uma vez que não é possível operar a bancada de forma contínua. Depois da realização dos testes todas as válvulas são fechadas. O VAP contém nesta situação apenas vapor de R134a e a pressão no seu interior é idêntica à pressão dos testes. Para permitir a realização de novos testes, deve-se inserir R134a líquido no seu interior. Esta inserção pode ser realizada de duas maneiras. A primeira consiste em utilizar o compressor para succionar vapor do VBP, que contém R134a nas fases líquida e vapor, e descarregá-lo no VAP. Esta não é a maneira mais eficaz,

pois implica na evaporação de todo o líquido contido no VBP, que é um processo lento, e sua posterior condensação no VAP, que também é lenta. A segunda maneira consiste em succionar vapor do VAP e descarregá-lo no VBP. Desta maneira consegue-se diminuir a pressão do VAP e aumentar a do VBP, pois a condensação do vapor recém introduzido é lenta. Assim que esta diferença de pressão é grande o suficiente, desliga-se o compressor e, por meio de válvulas e tubulações não mostradas no esboço da Figura 4.1 conecta-se a parte inferior do VBP com o VAP. Desta forma o líquido contido no VBP escoava até o VAP. Pelo menos um dia se passava antes de novos testes, para garantir que o sistema todo estivesse em equilíbrio.

O *software* LABVIEW é utilizado como interface entre os instrumentos de medição existentes na bancada e um microcomputador, possibilitando a aquisição e tratamento dos dados. Ele é também responsável por controlar a abertura e fechamento das válvulas solenóides e pelo controle da temperatura ambiente, ligando e desligando três condicionadores de ar independentes. É possível registrar a evolução temporal de todas as variáveis.

Lacerda (2000) apresenta maiores detalhes sobre a bancada, assim como uma discussão aprofundada acerca da calibração e da incerteza dos instrumentos.

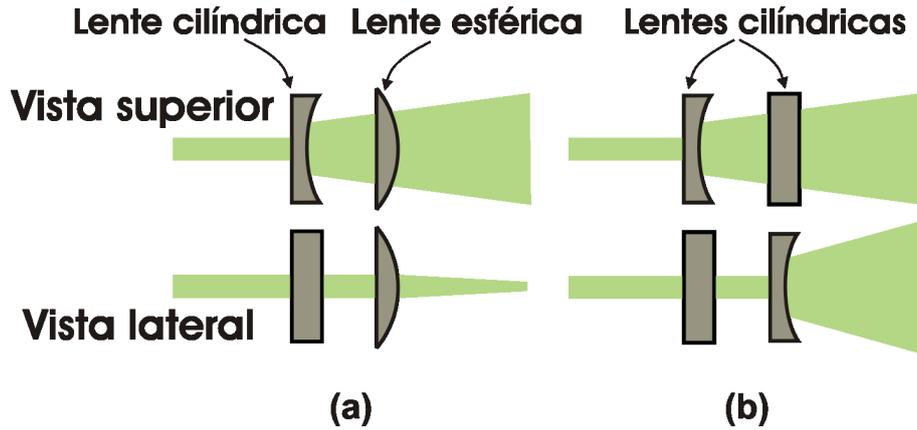
## 4.2 Sistema de Iluminação e Registro de Imagem

Existe no laboratório um sistema comercial de Velocimetria por Imagem de Partícula fornecido pela empresa *TSI Incorporated*. Ele consiste de dois *lasers* sólidos Nd:YAG operando em modo pulsado, um sincronizador, um microcomputador dedicado, com *hardware* específico (placa de aquisição de imagens) e uma câmera. Esse sistema possui uma taxa de repetição de 15 *Hz*, ou seja, a cada segundo é possível registrar 15 pares de imagens e a partir deles determinar 15 campos de velocidade.

Cada *laser* possui potência (de pico) de 30 *mJ*. Cada pulso, cuja duração vai de 4 a 6 *ns*, produz um raio de luz coerente com diâmetro de aproximadamente 2,5 *mm* antes de passar pelas lentes. Sua operação gera calor, dissipado por um sistema de arrefecimento interno com água deionizada.

Acompanham o *laser* dois conjunto de lentes, que podem ser montadas em diversas combinações de modo a produzir um feixe de pequena espessura e de largura suficiente para iluminar a área sob investigação. As lentes cilíndricas provocam divergência do raio incidente em uma direção, mantendo a mesma espessura na outra direção. As aplicações para PIV exigem freqüentemente espessuras de menos de 1 *mm*, forçando o emprego de lentes esféricas após as lentes cilíndricas. As lentes esféricas produzem uma “cintura” no feixe de *laser* na sua distância focal. A Figura 4.2 (a) esboça esta configuração. A medição da velocidade das bolhas exigia iluminação difusa. Deste modo, para produzir um feixe “largo” usou-se duas lentes cilíndricas montadas a 90° uma da outra, de modo que o raio formava um ângulo sólido depois de passar por elas. A Figura 4.2 (b) ilustra esta configuração.

A Tabela 4.1 lista as distâncias focais das lentes que acompanham o sistema de medição.



**Figura 4.2:** Configuração das lentes. Em (a) o padrão para PIV e em (b) a configuração utilizada para a medição na fase vapor.

As distâncias são negativas no caso das lentes cilíndricas pelo fato de serem distâncias focais virtuais.

A câmera é uma MegaPlus ES 1.0 fabricada pela Redlake (antiga KODAK). Possui resolução espacial de mais de um milhão de *pixels* (1008 na horizontal e 1018 na vertical) e codifica as imagens em 8 bits (256 níveis de cinza). Cada pixel tem dimensão física de  $9 \mu m$ . Possui registradores ao lado dos sensores para onde desloca o sinal durante a captura da segunda imagem, possibilitando o registro de cenas com separação temporal de até  $20 \mu s$ .

Uma nova objetiva foi adquirida para a realização do presente trabalho. Trata-se de uma lente “micro” AF Nikor de  $60 mm$ . Uma de suas principais características é permitir foco a curtas distâncias (mínimo de  $0,219 m$  entre a cena e o chip do CCD), viabilizando maiores fatores de magnificação. De fato, ela é capaz de promover uma razão de reprodução de 1 para 1, situação onde a imagem tem o mesmo tamanho que o objeto e o fator de magnificação é de  $9 \mu m/pixel$ .

Lentes Cilíndricas	Lentes Esféricas
-12,7	100
-25,4	200
-50	500

**Tabela 4.1:** Distâncias focais (em milímetros) das lentes.

Dois filtros ópticos também foram adquiridos. Um deles, o filtro passa banda de  $532 \pm 3 nm$  foi especificado para ser usado durante a captação das imagens da fase vapor. Um filtro passa-alta com corte em  $550 nm$  possibilita a medição de velocidade na fase líquida, baseada em fluorescência induzida por *laser*. São atarrachados diretamente na objetiva através de um anel roscado.

O *software* Insight, vendido em conjunto com o sistema de medição, controla o sincronizador que dispara os eventos. Todos eles são controlados pelo usuário via computador.

## 4.3 Procedimento Experimental

### 4.3.1 Preparação da Bancada

A mistura inicialmente utilizada na bancada era R12 e óleo SUNISO 1GS. Como os fluidos refrigerantes clorofluorcarbonados estão sendo substituídos pelos hidrofluorcarbonados, por causa dos danos à camada de ozônio, tal mistura caiu em desuso e praticamente não tem mais aplicação industrial. Como substituto ao R12 têm-se empregado R134a. Este último não é solúvel em óleo mineral, sendo necessário combiná-lo com óleos a base de éster-poliol.

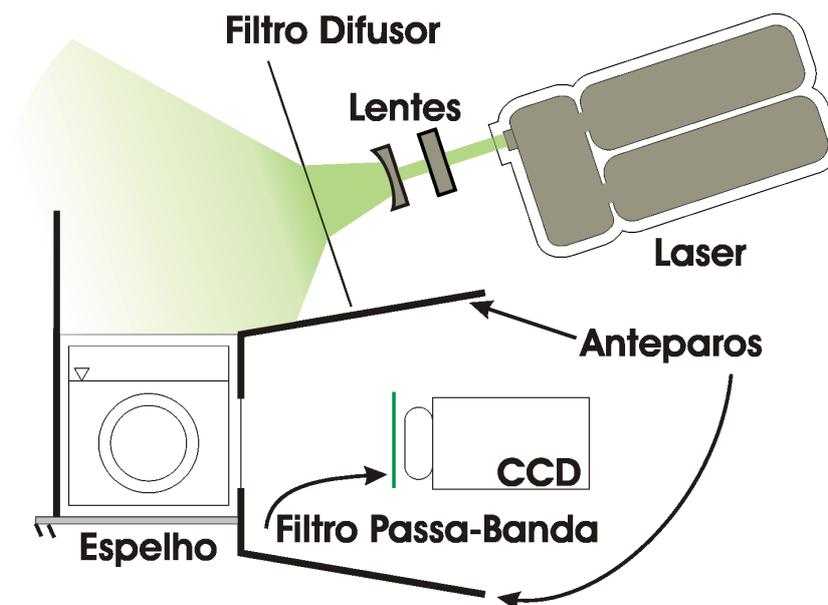
Para proceder a substituição da mistura, inicialmente foram retirados os componentes antigos e desmontada grande parte da bancada para limpeza. O solvente R141b foi utilizado para realizar uma limpeza profunda em todas as conexões, dutos e tomadas de pressão. O compressor foi esvaziado, limpo e novamente enchido com óleo. Os vasos e reservatórios foram abertos, escovados e enxaguados com R141b. Todas as juntas de borracha foram substituídas por juntas de silicone, quimicamente estáveis ao refrigerante R134a.

Após a limpeza a bancada foi montada e testada contra vazamentos. Seguiu-se a retirada do ar por meio de uma bomba de vácuo, até que a pressão no seu interior fosse da ordem de  $10^{-4}$  bar. A seguir, 70,6 kg de R134a fornecidos pela *Du Pont* foram introduzidos no sistema. Especial cuidado foi tomado para que apenas refrigerante entrasse na bancada: primeiramente purgando as mangueiras que conectavam o cilindro à bancada para expulsar o ar contido no seu interior. A seguir, por meio de um visor de líquido, cessando o fornecimento de refrigerante assim que o líquido contido no cilindro acabasse. Tudo isto para evitar que gases contaminantes não condensáveis (gás carbônico, nitrogênio) possivelmente presentes na fase vapor fossem incluídos no sistema.

### 4.3.2 Fase Vapor

A grande curvatura do tubo por onde escoo o refrigerante dificulta a iluminação e promove distorções nas imagens. Além disso, a luz refletida diretamente pelas paredes curvas pode danificar o CCD. A solução típica encontrada na literatura consiste em envolver o tubo com uma caixa transparente e preenchê-la com um líquido cujo índice de refração seja semelhante ao do vidro. Isto equivale a “deformar” a parede externa do tubo, deixando-a retilínea. A glicerina foi o líquido utilizado para preencher a caixa transparente, haja vista a grande proximidade entre o seu índice de refração ( $n_{\text{glicerina}} = 1,473$ ) e do índice de refração do vidro ( $n_{\text{vidro}} = 1,47$ ).

De maneira geral, a posição do *laser* influi muito na qualidade da imagem resultante. Reflexões intensas e iluminação não-uniforme decorrem de um arranjo inadequado. Diversas configurações distintas foram testadas até que o resultado fosse satisfatório. A melhor delas está mostrada na Figura 4.3. O *laser* e a câmera são dispostos, perpendicularmente ao tubo, na mesma posição axial  $z$ , porém aquele numa altura maior e levemente inclinado



**Figura 4.3:** Posicionamento dos aparelhos.

em direção ao tubo. As lentes foram montadas numa configuração distinta da habitualmente usada nas aplicações de Velocimetria por Imagem de Partícula. O objetivo aqui não era produzir um feixe plano e fino, mas sim algo amplo e difuso. Assim, dispôs-se as lentes de maneira que o raio luminoso divergisse depois de atravessá-las (veja Figura 4.2 (b)). Para simular o efeito de um filtro difusor<sup>2</sup> uma folha de papel vegetal foi posicionada após as lentes. A intenção era fazer com que o tubo fosse iluminado por todas as direções. Entretanto, havia reflexão intensa no papel vegetal, atenuando a intensidade luminosa que chegava ao tubo. Isto forçou o aumento na potência do *laser*.

A metodologia empregada na medição da velocidade das bolhas exigia iluminação difusa e de baixa intensidade. Isto implica em abrir ao máximo o diafragma da lente objetiva, de modo a facilitar a sensibilização do CCD. Por outro lado, isto permitia que uma quantidade considerável de luz ambiente entrasse na câmara, fazendo com que a imagem da bolha aparecesse borrada. Para minimizar este efeito e congelar a cena utilizou-se um filtro passa-banda de  $532 \pm 3 \text{ nm}$ , que permitia que apenas a luz proveniente do *laser* e refletida pelas bolhas ( $532 \text{ nm}$ ) fosse captada pelo CCD.

Um espelho foi colado na parte inferior da caixa de acrílico que envolvia o tubo para reforçar a iluminação das superfícies inferiores das bolhas. Anteparos foram posicionados acima e abaixo da câmara para garantir que ela registrasse apenas a luz proveniente da reflexão das bolhas.

Tanto o CCD quanto o *laser* foram montados sobre tripés, que garantiam a estabilidade e facilitavam a disposição dos mesmos.

<sup>2</sup>Tal filtro existe comercialmente sob o nome de *Light Shaping Diffuser*. Sua superfície é recoberta por estruturas não-periódicas, que podem ser interpretadas como um conjunto randômico de microlentes, orientadas em todas as direções.

O posicionamento dos instrumentos iniciava-se pela câmera. Escolhia-se um afastamento do centro do tubo que iria determinar a magnificação. Uma régua era posicionada sobre o tubo, em um plano que passasse pelo seu centro. Com iluminação ambiente, o foco era regulado até que a escala aparecesse de forma nítida. Esta imagem era registrada, pois daí viria o fator de magnificação.

O filtro passa-banda era então atarraxado à objetiva e os anteparos colocados por sobre o conjunto.

A primeira preocupação durante os testes era “gerar” um escoamento interessante, com bolhas grandes, nítidas e bem separadas umas das outras. Esta situação em geral acontecia a vazões muito baixas (diferença de pressão entre VAP e VBP muito pequena, da ordem de 500 *mbar* e sem subresfriamento algum).

O diafragma foi mantido totalmente aberto, e com a câmera capturando imagens no modo contínuo, a potência dos *lasers* era aumentada gradualmente, observando-se as imagens na tela do micro, até que a câmera desse o primeiro sinal de saturação. Depois de ajustar a potência para o nível imediatamente abaixo àquele onde ocorreu saturação, escolhia-se o intervalo de tempo entre os quadros sucessivos e iniciava-se a aquisição dos pares de imagens. A memória RAM existente no microcomputador limitava a 102 o número de pares de imagens que podiam ser adquiridos a cada seqüência. Um outro microcomputador, responsável pelo controle da bancada, gravava simultânea as distribuições de temperatura e pressão ao longo do tubo.

Dada a instabilidade intrínseca deste escoamento (Lacerda, 2000), mesmo com o cuidado de gerar um escoamento visualmente bem comportado, com freqüência algumas fotos não apresentavam bolha alguma, outras registravam apenas bolhas pela metade (entrando ou saindo da área de visão da câmera) ou ainda muitas bolhas sobrepostas ou se tocando. Estas imagens foram retiradas manualmente, por dificultar o processamento das mesmas e inviabilizar a medição do deslocamento das bolhas.

As imagens restantes eram transferidas para um terceiro microcomputador, onde era realizado o processamento. De posse do fator de magnificação, do tempo decorrido entre os registros e do deslocamento da bolha, calculado por um processo de correlação cruzada, apresentado na Seção 5.2.1, era possível determinar sua velocidade.

### 4.3.3 Fase Líquida - Escoamento Bifásico

#### Processo de Inclusão de Partículas

As partículas fluorescentes foram adquiridas da empresa *Duke Scientific Corporation*, e sua principal característica era reemitir luz vermelha (aproximadamente 610 *nm*) quando excitadas por luz verde (veja o seu espectro de emissão na Figura 3.18). Além disso, seus diâmetros eram muito pequenos e não podiam ser vistas a olho nu ( $d_p = 1 \pm 0,05 \mu m$ ). As partículas foram fornecidas em suspensão aquosa, fato que causou problemas.

Uma vez que a água não podia ser introduzida na bancada, mesmo em pequenas quantidades, foi preciso desenvolver um processo alternativo para inserir as partículas. O

receio da presença de água vem da possibilidade da reação desta com o óleo. De fato, o processo de fabricação do óleo é uma reação química reversível onde os reagentes são álcool e ácido e os produtos óleo e água. Assim, óleo em presença de umidade poderia formar ácido, cuja ameaça de corrosão das juntas e outros componentes deve ser evitada. Mesmo que no contexto do presente trabalho não exista óleo na bancada, esta preocupação é pertinente, uma vez que a sua inserção na bancada e a investigação da mistura está prevista como uma etapa futura.

A melhor solução encontrada consistiu em isolar um segmento de tubo horizontal que contivesse uma válvula de serviço. O único local onde estas condições foram encontradas foi após a seção de testes, em um tubo de 3/4 de polegada conectado ao vaso de baixa pressão. Este tubo foi então isolado através do fechamento das válvulas posicionadas antes e depois do mesmo e aberto para o ambiente. Três gotas da suspensão aquosa contendo as partículas foram colocadas no interior do tubo. Depois da montagem fez-se vácuo lentamente por meio de uma bomba de vácuo conectada à válvula de serviço. O objetivo era retirar a água da suspensão, fazendo-a evaporar por abaixamento de pressão. A seguir as válvulas foram abertas e refrigerante líquido foi forçado a escoar sobre a região, levando as partículas depositadas sobre o tubo de cobre para o vaso de baixa pressão, que também continha refrigerante líquido e daí para os outros componentes da bancada.

A possibilidade de aglomeração de partículas e sua adesão à parede do tubo de cobre que liga o vaso de alta pressão, VAP, à seção de testes foi pesquisada junto ao fabricante das partículas, mas nenhuma resposta conclusiva foi obtida. Posteriormente descobriu-se que as partículas fluorescentes de 1  $\mu m$  de diâmetro não eram capazes de sensibilizar o CCD. Com algum esforço concluiu-se que a causa da falha era a intensidade de emissão fluorescente muito baixa. Isto está intimamente ligado ao tamanho das partículas: segundo o fabricante, a emissão fluorescente é proporcional ao cubo do diâmetro da partícula.

Após algum esforço e negociação foi possível obter uma amostra, ainda que pequena, de partículas maiores. Desta vez o diâmetro era de 10  $\mu m$ , o que implicava em uma emissão cerca de mil vezes mais intensa. Testes realizados fora da bancada mostraram que elas eram capazes de sensibilizar o CCD e portanto viabilizariam a medição. Entretanto, o diâmetro da sua imagem era da ordem de 7 *pixels*, valor um pouco acima do padrão. Segundo Raffel et al. (1998, Capítulo 5), o valor ótimo para o diâmetro da imagem é de aproximadamente 2 *pixels*. Para uma situação onde o comprimento de onda da luz incidente, a abertura do diafragma da câmera, e a distância entre a câmera e a cena estejam fixas, o diâmetro da imagem da partícula depende apenas do diâmetro da partícula.

O procedimento de inserção relatado anteriormente foi então realizado com as partículas maiores. Sabia-se de antemão, entretanto, que a quantidade de partículas existentes na amostra era muito pequena, insuficiente para realizar as medições com todo o refrigerante líquido da bancada. Não obstante tentou-se executar os experimentos, aumentando a concentração das partículas no líquido evaporando parte deste para os reservatórios auxiliares. Os resultados obtidos foram insatisfatórios: pouquíssimas partículas passavam pela seção de testes, impossibilitando a aplicação da técnica de Velocimetria por Imagem

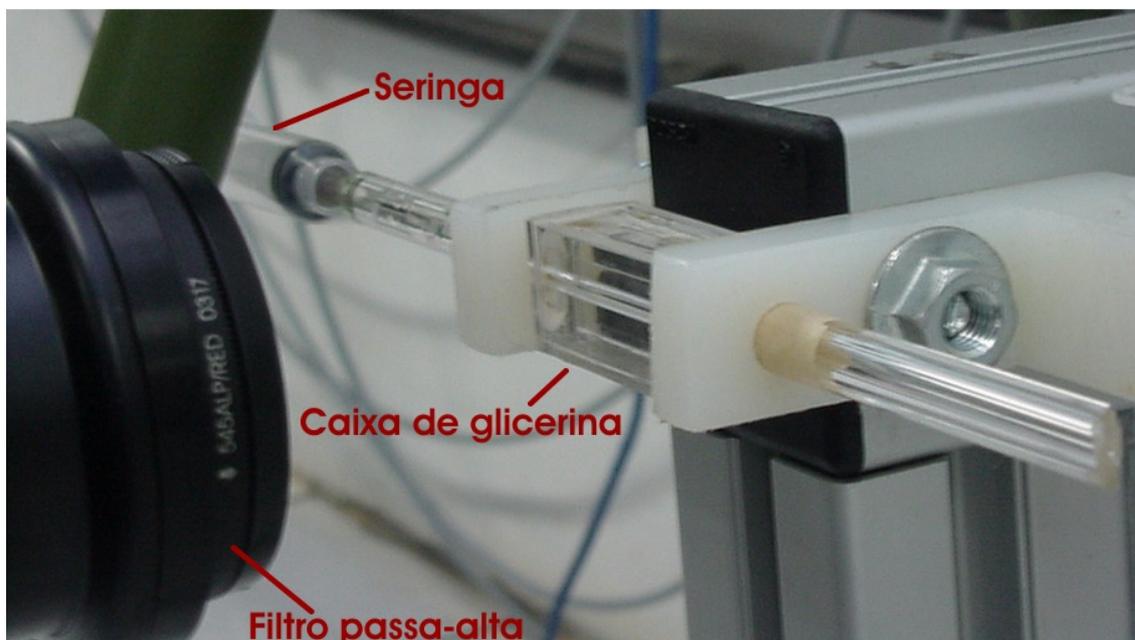
de Partícula. Aparentemente uma grande porção de partículas ficou aderida ao tubo de cobre ou perderam-se pelo caminho, ficando presas nas inúmeras roscas, reentrâncias e rugosidades existentes.

Estas dificuldades prejudicaram a utilização das partículas fluorescentes para obtenção da velocidade do fluido na fase líquida.

### Testes Preliminares no Escoamento Ar-Água

Com o intuito de demonstrar a utilização da Fluorescência Induzida por *Laser* juntamente com a técnica de Velocimetria por Imagem de Partícula na visualização e caracterização de escoamentos bifásicos, uma seção de testes simplificada foi montada fora da bancada experimental. O objetivo era utilizar a pequeníssima quantidade de suspensão aquosa contendo o restante das partículas de  $10\ \mu\text{m}$  para gerar um escoamento que contivesse bolhas no interior de um tubo de vidro.

Para isto um pedaço de cerca de  $15\ \text{cm}$  do mesmo tubo de vidro da bancada ( $3\ \text{mm}$  de diâmetro interno) foi fixado na horizontal e uma pequena caixa de acrílico foi montada ao seu redor, conforme mostra a Figura 4.4. Uma seringa contendo ar foi acoplada à entrada do tubo, vedando-se a conexão com Araldite. Uma outra seringa foi utilizada para inserir a suspensão pela outra entrada. Devido à pequena dimensão do duto, as forças de tensão superficial são predominantes, e o líquido não vaza mesmo quando ambas as entradas do tubo estão abertas.



**Figura 4.4:** Seção de testes simplificada construída para demonstrar a viabilidade da fluorescência induzida por *laser*

O teste consistia em injetar ar através da seringa, de modo que a interface líquido/bolha se movimentasse durante a captação das imagens. Deve-se salientar que nenhuma informação acerca das propriedades do escoamento estava disponível (pressão, temperatura

ou vazões), e que, o fato da seringa ser acionada manualmente sujeitava os fluidos a grandes acelerações, resultando em um escoamento altamente transiente.

Resultados para esta situação simplificada serão apresentados no capítulo de resultados mostrando a viabilidade de se utilizar partículas fluorescentes em estudos futuros.

## 4.4 Validação da Técnica PIV

De modo a possibilitar a comparação da técnica da Velocimetria por Imagem de Partícula com resultados conhecidos, em um esforço de quantificar a incerteza envolvida na medição, uma nova seção de testes foi montada. A situação a ser investigada era simples: escoamento monofásico em um duto horizontal de seção constante. O objetivo foi determinar experimentalmente os perfis de velocidade em uma posição fixa, para diversos números de Reynolds, visando a sua confrontação com os perfis teóricos laminar e turbulento.

O fluido de trabalho escolhido foi a água, devido à facilidade de seu manuseio e ao valor da sua viscosidade à temperatura ambiente, que possibilitava a obtenção de escoamentos tanto laminares quanto turbulentos sem maiores complicações. Os fluidos refrigerantes foram prontamente descartados devido à dificuldade no seu manuseio (o sistema deveria ser selado e resistente a altas pressões) e por sua viscosidade muito pequena, da ordem de um décimo da viscosidade da água, que exigiria vazões baixíssimas para produzir escoamento laminar.

### 4.4.1 A Bancada de Água

A Figura 4.5 mostra esquematicamente a bancada montada para esta finalidade. Água contendo partículas traçadoras era permitida escoar do reservatório  $R_2$ , movido pela energia potencial, até a seção de testes, passando antes por um fluxímetro tipo Coriolis que determinava a vazão mássica. Ao sair do sistema a água era acumulada no reservatório  $R_4$ , de onde retornava, manualmente, para  $R_1$ . A vazão, e conseqüentemente o número de Reynolds podia ser regulado variando a obstrução ocasionada pela válvula de gaveta  $VG2$ . O reservatório  $R_1$  servia apenas para manter o nível de  $R_2$  constante. A válvula de gaveta  $VG1$  era regulada de modo a permitir que mais água entrasse em  $R_2$  do que saía dele para a seção de testes. O excedente era escoado por um ladrão até o reservatório  $R_3$ .

A seção de testes consistia de um tubo de vidro borossilicato temperado de 1,5 m de comprimento e diâmetro interno nominal de 11 mm. As medições foram realizadas a aproximadamente 130 diâmetros da entrada. Apesar do comprimento de entrada de  $0,06Re$  não ter sido respeitado para todos os números de Reynolds, o fato de o fluido estar sendo conduzido no interior de mangueiras flexíveis de diâmetro similar ao da seção de testes por mais de  $500D$ , permitiu garantir que o escoamento estava sempre plenamente desenvolvido no local das medições. Ali foi montada uma caixa de acrílico cheia de glicerina (dimensões aproximadas de  $30 \times 36 \times 45$  mm), com o intuito de corrigir distorções da imagem ocasionadas pela visualização através da superfície curva do duto e diminuir o

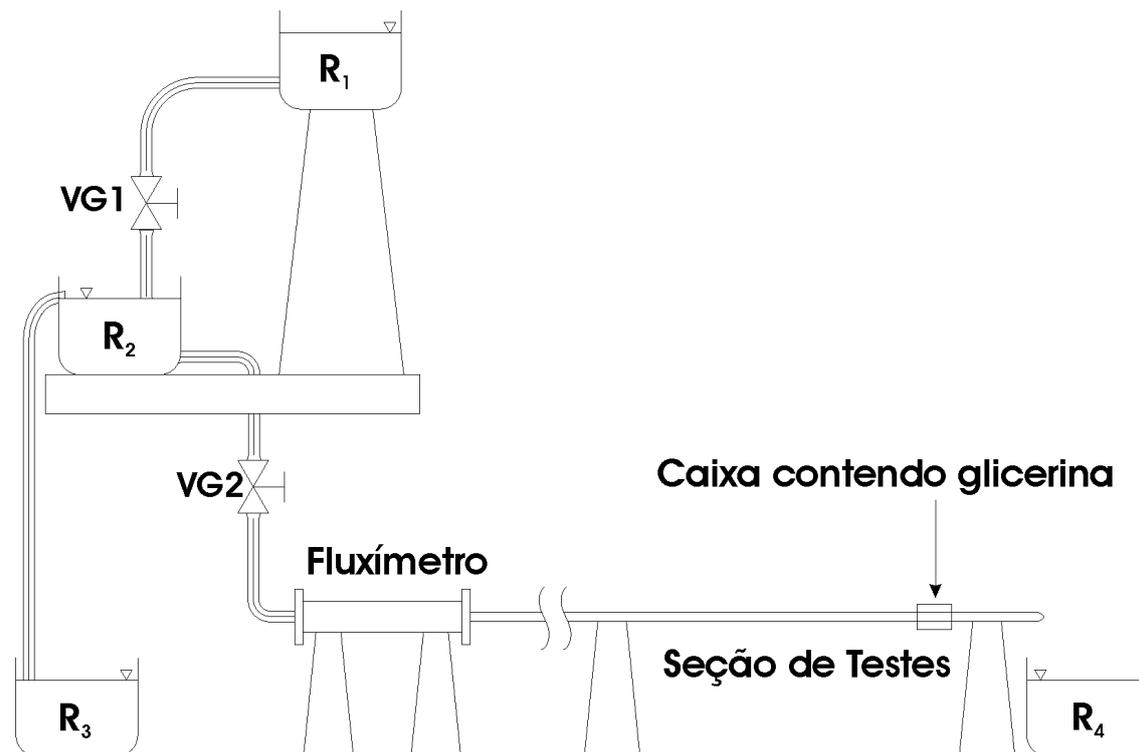
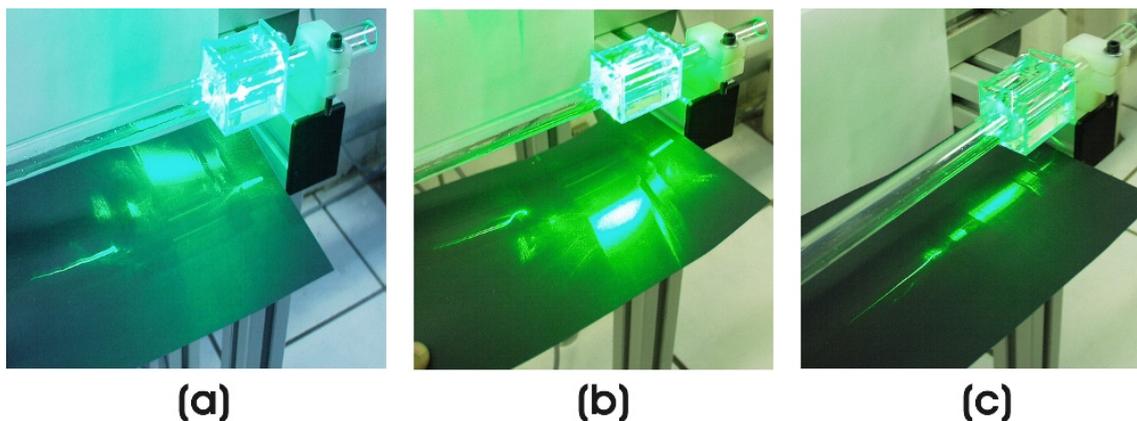


Figura 4.5: Bancada construída para a medição dos perfis de velocidade de água.

risco de reflexões especulares do *laser* atingirem o CCD. Outra providência tomada neste sentido foi posicionar o *laser* levemente inclinado em relação à vertical, mas passando pelo centro do tubo.

Uma vez que uma estimativa precisa do diâmetro do duto era essencial para a obtenção de bons resultados, os dois últimos centímetros do tubo foram cortados para a medição do seu diâmetro com uma máquina de medir por coordenadas. O resultado da medição foi  $D = 10,989 \pm 0,002 \text{ mm}$ . Este foi o valor numérico utilizado em todos os cálculos, admitindo que o diâmetro não variava ao longo de todo o comprimento do tubo.

O conjunto de lentes usado (a lente esférica de  $200 \text{ mm}$  associada às lentes cilíndricas de  $-12,7$  e  $-25,4 \text{ mm}$ ) possibilitou a iluminação de uma região extensa do tubo, muito maior do que o comprimento da caixa de acrílico contendo glicerina. Isto era essencial, pois a única maneira de garantir que o feixe era perpendicular ao tubo e passava pelo seu centro consistia em observar em um anteparo posicionado abaixo do tubo o formato da projeção do *laser*. Uma vez que o *laser* atravessava meios com características óticas diferentes (tubo descoberto, caixa contendo glicerina e novamente tubo descoberto), o menor erro no posicionamento ocasionava desvios que se evidenciavam no anteparo. Se o formato da projeção se aproximasse de uma linha, então o posicionamento estava correto. A Figura 4.6 ilustra este procedimento: em (a) o *laser* sofre, na porção central, um grande desvio para a esquerda, em (b) para a direita e em (c) ele passa exatamente pelo centro do tubo.



**Figura 4.6:** Projeção do *laser* em um anteparo. Em (a) e (b) ele está desalinhado, e em (c) ele passa exatamente pelo centro do tubo.

O CCD foi posicionado a  $269,5 \text{ mm}$  do centro do tubo, resultando em uma área de visão de aproximadamente  $16 \times 16 \text{ mm}$ . Durante as medições não foi possível determinar a velocidade do fluido nas proximidades da parede interna do tubo. Isto se deve em parte à reflexões especulares que não puderam ser eliminadas com os procedimentos relatados anteriormente e à deposição e conseqüente acúmulo de partículas na parede inferior. Nestas regiões havia luz em demasia, o que poderia danificar o CCD. Uma fita adesiva preta foi colada sobre a caixa de glicerina para bloquear aproximadamente  $1 \text{ mm}$  do interior do tubo, nas regiões próximas às paredes. Desta forma a área de interesse ficou com aproximadamente  $8,5 \text{ mm}$  de altura.

Foram utilizadas partículas de dióxido de titânio como traçadores. Embora estas partículas possuíssem densidade elevada ( $4200 \text{ kg/m}^3$ ) e forma irregular, o seu tamanho reduzido ( $3$  a  $5 \mu\text{m}$ ) possibilitou a obtenção de bons resultados.

O fluxímetro mede tanto a vazão mássica como a densidade e a temperatura da água que escoava na seção de testes. A viscosidade da água foi determinada a partir da Equação 4.1 (Fox e McDonald, 1992):

$$\mu(T) = A + B \exp\left(\frac{-T}{C}\right). \quad (4.1)$$

Utilizando o *software* REFPROP (REFPROP, 2002), as constantes foram ajustadas como  $A = 0,0004$ ,  $B = 0,00136$  e  $C = 24,49084$ . A Equação 4.1 vale para  $15^\circ\text{C} \leq T \leq 35^\circ\text{C}$  e pressão atmosférica ( $p = 1,01325 \text{ bar}$ ). Entretanto, a pressão no interior da bancada varia em função da perda de carga. Mas como a viscosidade da água líquida varia muito pouco com a pressão, a Equação 4.1 continua sendo uma aproximação muito boa.

Um programa de aquisição de dados foi criado com o *software* LABVIEW para registrar a vazão mássica, a densidade e a temperatura da água, medidos pelo fluxímetro, e calcular, a partir destes valores a viscosidade (Equação 4.1) e o número de Reynolds. O Apêndice B traz o código fonte deste programa.

O procedimento de medição adotou a seguinte seqüência:

1. Posicionar o *laser* de modo que as considerações ilustradas na Figura 4.6 fossem atendidas.
2. Adicionar as partículas traçadoras ao líquido contido em  $R_2$ .
3. Abrir a válvula  $VG2$  e, com o *laser* pulsando continuamente, ajustar o foco da câmera até que as partículas ficassem nítidas na tela do microcomputador que controlava a medição.
4. Desligar o *laser*, retirar a água do interior do tubo desfazendo a conexão de  $VG2$ . Inserir glicerina com corante e registrar a imagem apenas com luz ambiente.
5. Reconectar  $VG2$  e abri-la totalmente até que a glicerina fosse completamente retirada, empurrada pela água.
6. Regular  $VG2$  de modo a atingir o número de Reynolds requerido, e regular  $VG1$  para mantê-lo constante.
7. Ajustar o  $\Delta t$  entre quadros para satisfazer as exigências de máximo deslocamento (conforme a Seção 3.3.2).
8. Iniciar o programa de aquisição dos dados.
9. Iniciar a aquisição das imagens.

Os passos 6 – 9 eram repetidos para cada um dos números de Reynolds necessários para completar os experimentos.

#### 4.4.2 A Distorção

A velocidade com que a luz se propaga depende de características do meio em que esta se encontra. O *índice de refração* relaciona a velocidade da luz no meio com a velocidade da luz no vácuo, de acordo com a Equação 4.2. Quanto maior o índice de refração em um meio, mais rapidamente a luz se propaga neste meio.

$$n = v/c \quad (4.2)$$

Quando um raio de luz incide sobre uma interface que separa meios com índices de refração distintos, sua velocidade varia. Se ele incide obliquamente a esta superfície, esta variação de velocidade ocasiona também uma variação na direção do raio. Se o sentido de deslocamento coincidir com o do crescimento dos índices de refração, o raio se aproxima da normal à interface, e do contrário se afasta. A Lei de Snell, apresentada pela Equação 4.3, relaciona os ângulos de incidência e reflexão em relação à normal à interface que separa dois meios com índices de refração distintos:

$$n_1 \sin \alpha_1 = n_2 \sin \alpha_2, \quad (4.3)$$

onde  $n_1$  e  $n_2$  são os índices de refração dos meios 1 e 2 e  $\alpha_1$  e  $\alpha_2$  são os ângulos que o raio forma com a normal à superfície, nos meios 1 e 2, respectivamente.

Almeida (1997, Capítulo 6) analisa a influência da refração através de uma superfície retilínea (como no escoamento no interior de canais) e conclui que a mesma é desprezível nas situações cotidianas, nas quais o observador está muito mais distante da superfície do que a cena. Numerosas publicações reportando trabalhos de visualização e Velocimetria por Imagem de Partícula no interior de dutos se preocupam com a distorção ocasionada pela parede externa, classicamente corrigida pela construção de uma caixa ao redor da área de medição contendo um líquido com índice de refração muito semelhante ao da parede do duto, conforme adotado aqui. No entanto, a literatura não apresenta soluções para corrigir a distorção ocasionada pela parede interna do duto. Muitos artigos se preocupam em quantificar tais distorções, inserindo régua ou grades no tubo e concentrando as investigações nas regiões onde, comparando a imagem do objeto com o objeto real, concluem ser a distorção desprezível (isto normalmente acontece nas proximidades da linha de centro). Além do mais, grande parte das pesquisas realizadas na área utilizam dutos de diâmetros muito maiores do que aqueles empregados aqui. Quanto maior o diâmetro, menos intenso é o efeito da distorção.

No presente caso, o meio 1 era água e o meio 2 o vidro. Seus índices de refração valem, respectivamente, 1,33 e 1,473. Esta diferença, aliada à curvatura da parede interna do tubo atuava como uma lente, promovendo distorções que não podiam ser desprezadas. A Figura 4.7 demonstra este efeito. Ela apresenta a imagem de uma esfera captada em duas situações distintas. Na da esquerda há diferença significativa entre os índices de refração do tubo e do líquido e ocorre distorção, notada pelo “achatamento” dos pólos da esfera. Dada a geometria da interface ser cilíndrica, só há distorção na direção radial. Na direção axial a imagem permanece inalterada devido a inexistência de curvatura. Na Figura 4.7 (b) não ocorre distorção, pois o tubo foi preenchido com glicerina, cujo índice de refração é praticamente idêntico ao do vidro. Azul de metileno foi adicionado à glicerina inserida no interior do tubo, resultando no escurecimento da região interna ao tubo, e assim permitindo que seu diâmetro interno fosse identificado.

Uma vez que a distorção se mostrou significativa, foi necessário buscar uma forma de corrigi-la.

A Figura 4.8 apresenta o esboço do caminho percorrido por um raio luminoso que sai de uma posição  $r'$ , sofre refração na interface entre a água e o tubo de vidro e chega ao observador situado longe da cena. A refração na interface vidro-ar será desprezada por ser *plana* e por estar situada muito mais perto da cena do que do observador. No que segue, a relação funcional entre a posição real ( $r'$ ) de um objeto e a posição da sua imagem ( $r$ ) será deduzida:

A circunferência com centro em  $O$  e raio  $R$ , mostrada na Figura 4.8 é descrita pela Equação 4.4

$$x^2 + y^2 = R^2. \quad (4.4)$$

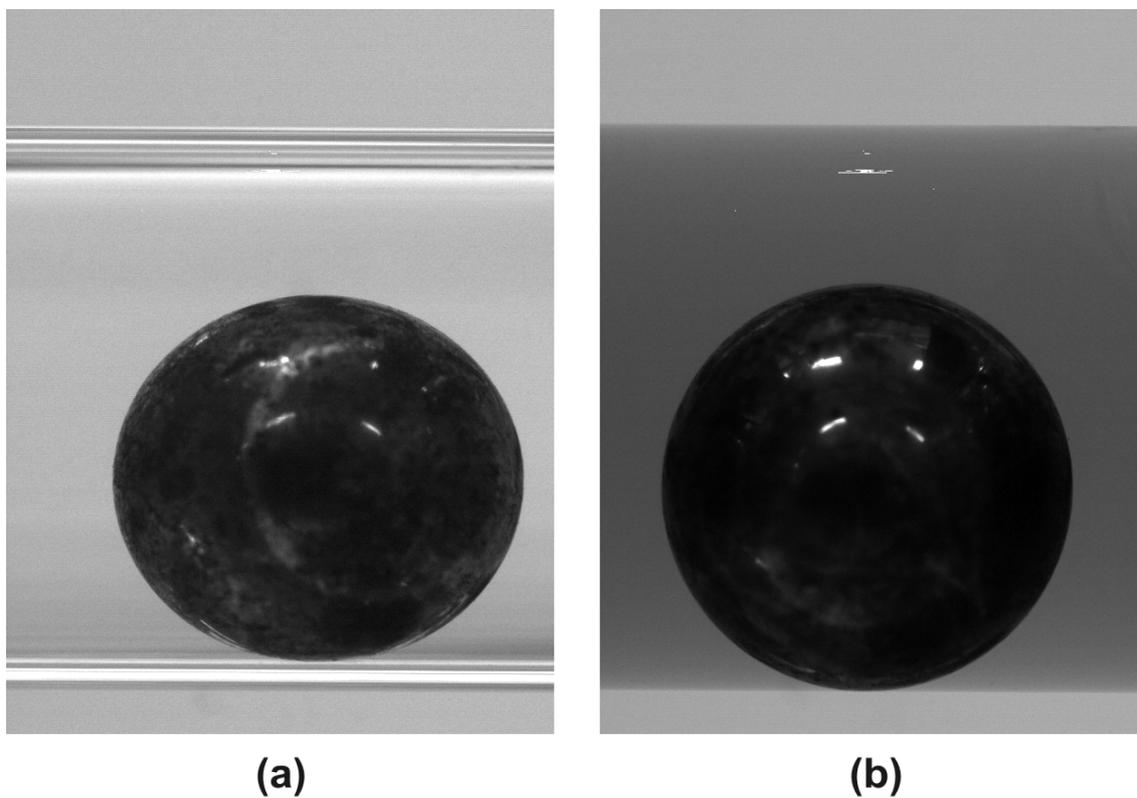


Figura 4.7: Distorção causada pela refração em uma esfera. Em (a) o tubo contém água e em (b) glicerina.

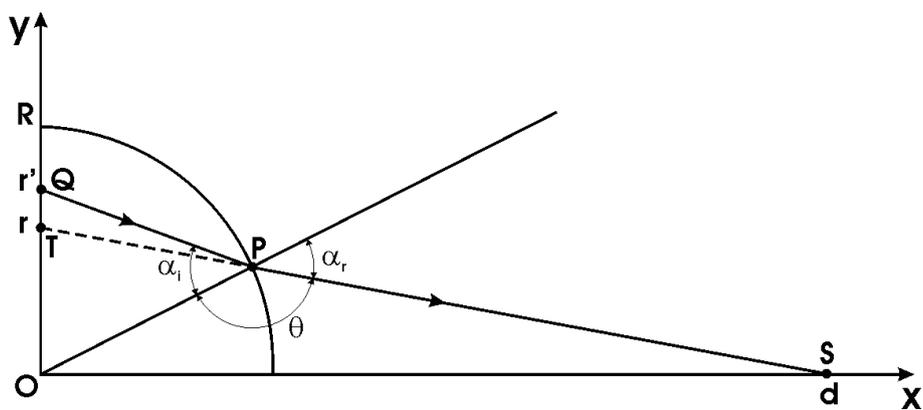


Figura 4.8: Esboço do caminho traçado por um raio luminoso

A reta que passa pelos pontos  $T(0, r)$  e  $S(d, 0)$  é descrita pela equação abaixo:

$$y = \frac{-r}{d}x + r. \quad (4.5)$$

O ponto  $P$ , contido simultaneamente na circunferência e na reta  $TS$ , possui abscissa  $x_P$  ordenada  $y_P$ . Para explicitá-las em função de  $r$ ,  $d$  e  $R$  basta resolver o sistema de equações formado pelas Equações 4.4 e 4.5 com  $x = x_P$  e  $y = y_P$ :

$$x_P^2 + \left( \frac{-r}{d}x_P + r \right)^2 = R^2$$

ou,

$$x_P^2 + \frac{r^2}{d^2}x_P^2 - \frac{2r^2}{d}x_P + r^2 = R^2$$

ou,

$$\left( 1 + \frac{r^2}{d^2} \right) x_P^2 - \frac{2r^2}{d}x_P + r^2 - R^2 = 0.$$

Resolvendo esta equação do segundo grau para  $x_P$  resulta em

$$x_P = \frac{\frac{2r^2}{d} \pm \sqrt{\frac{4r^4}{d^2} - 4 \left( 1 + \frac{r^2}{d^2} \right) (r^2 - R^2)}}{2 \left( 1 + \frac{r^2}{d^2} \right)}. \quad (4.6)$$

Da Equação 4.5, tem-se

$$y_P = \frac{-r}{d}x_P + r. \quad (4.7)$$

O ângulo  $\theta$  pode ser calculado a partir das coordenadas dos pontos  $O$ ,  $P$  e  $d$  (ângulo entre os vetores  $\vec{PO}$  e  $\vec{PS}$ ):

$$\cos \theta = \frac{x_P(d - x_P) - y_P^2}{\sqrt{x_P^2 + y_P^2} \sqrt{(d - x_P)^2 + y_P^2}}. \quad (4.8)$$

Substituindo a Equação 4.4 no denominador da Equação 4.8 resulta em

$$\theta = \arccos \left( \frac{x_P(d - x_P) - y_P^2}{R \sqrt{(d - x_P)^2 + y_P^2}} \right). \quad (4.9)$$

Os ângulos  $\theta$  e  $\alpha_r$  são suplementares, portanto a Lei de Snell (Equação 4.3) fornece

$$n_i \sin \alpha_i = n_r \sin \alpha_r = n_r \sin (\pi - \theta) = n_r \sin \theta.$$

e

$$\alpha_i = \arcsin \left( \frac{n_r}{n_i} \sin \theta \right) \quad (4.10)$$

Por outro lado,  $\alpha_i$  é o ângulo formado entre os vetores retas  $\overrightarrow{PO}$  e  $\overrightarrow{PQ}$ , dado por

$$\cos \alpha_i = \frac{-x_P^2 + y_P(r' - y_P)}{R\sqrt{x_P^2 + (r' - y_P)^2}}. \quad (4.11)$$

Resolvendo a equação anterior para  $r'$ , tem-se, depois de agrupar os termos,

$$r' = \frac{x_P \sin \alpha_i \cos \alpha_i - y_P \sin^2 \alpha_i}{\cos^2 \alpha_i - \left(\frac{y_P}{R}\right)^2}. \quad (4.12)$$

Assim, um raio luminoso que sai do ponto  $Q(0, r')$  em direção ao observador situado em  $S$  sofre refração em  $P$  e se aproxima da normal à interface (claramente  $\alpha_r < \alpha_i$ ). Portanto um objeto situado na posição radial  $r'$  aparecerá para o observador como se estivesse em  $r$ . Substituindo as Equações 4.6, 4.7, 4.9 e 4.10 na Equação 4.12, é possível calcular  $r'$  em função de  $r$  e das constantes  $n_i$ ,  $n_r$ ,  $R$  e  $d$ .

A Figura 4.9 mostra, em cinza, como  $r'$  varia com  $r$ . A linha negra serve apenas para referência, exibindo a reta de  $45^\circ$ . Cumpre salientar que as equações deduzidas anteriormente não são válidas para as proximidades do raio do tubo, ou seja, para  $r \approx R$ . Nestas regiões, o argumento das funções trigonométricas inversas (Equações 4.9 e 4.10) assume valores maiores do que 1.

Adicionalmente, os pontos  $r = \pm R$  (exatamente sobre a parede do tubo), “enxergam” o observador sem ter que atravessar a interface água/vidro, portanto não sofreriam refração e, conseqüentemente, a sua imagem estaria livre de distorção. No entanto, observando a Figura 4.7, tem-se a impressão de que o que ocorre é diverso. Para o tubo preenchido com glicerina (Figura 4.7 (b)), caso onde não ocorre distorção, pode-se ver claramente que o ponto onde a esfera acaba coincide com a parede inferior do tubo. E é nesta cota vertical que a parede inferior do tubo parece começar na Figura 4.7 (a). Entretanto, há uma distância vertical considerável entre este ponto aquele onde a esfera acaba na Figura 4.7 (a). Conjectura-se que nesta região (que contém linhas horizontais mais claras na Figura 4.7 (a)) outros efeitos passam a ser importantes, e as equações anteriormente deduzidas não valem. Pode-se notar o mesmo efeito na parte superior das Figuras 4.7 (a) e (b).

A relação funcional mostrada no gráfico da Figura 4.9 modela a distorção ocasionada pela combinação dos efeitos de curvatura e de diferença entre os índices de refração dos meios. Para corrigir uma imagem distorcida, deve-se aplicar a função *inversa*. Por questões de simplicidade durante o tratamento das imagens tornou-se vantajoso aproximar esta relação funcional por um polinômio de quarta ordem. Esta aproximação foi feita através do ajuste de cinco coeficientes, utilizando o método dos mínimos quadrados.

Antes da aplicação da técnica da Velocimetria por Imagem de Partícula sobre as imagens obtidas, elas eram processadas com o auxílio do pacote MATLAB (MATLAB, 2002) para que a distorção fosse corrigida. O Apêndice B traz o código fonte do programa utilizado. A Figura 4.10 apresenta a imagem original, sem correção, e na Figura 4.10 é apresentada a imagem corrigida. Conforme observado, o procedimento adotado para

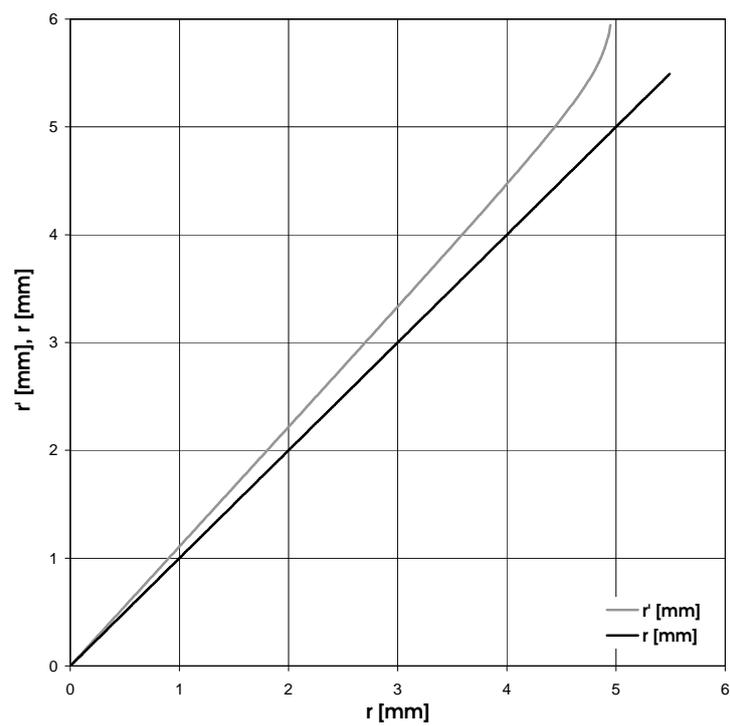


Figura 4.9: Efeito da distorção em função da posição radial.

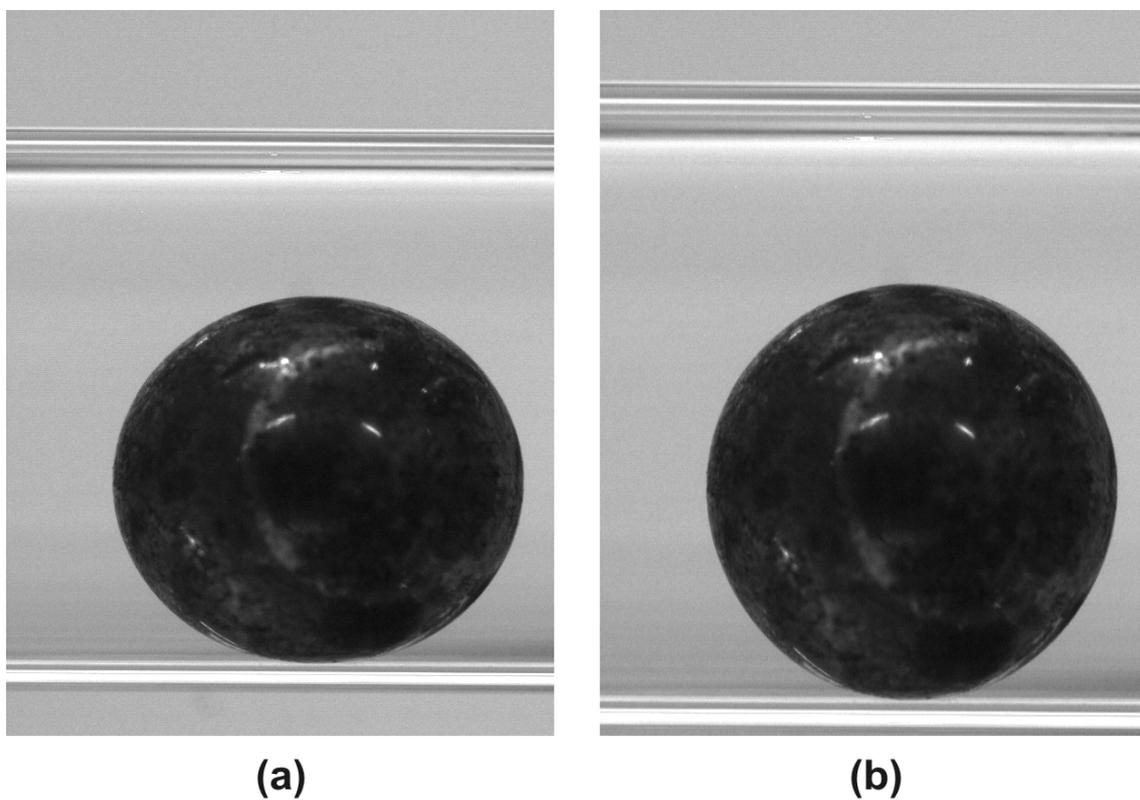
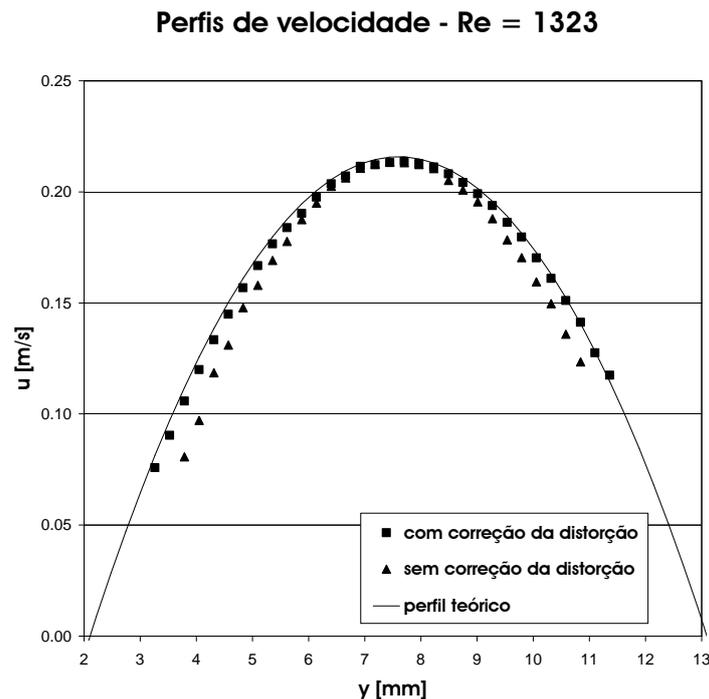


Figura 4.10: Correção da distorção. Em (a) a imagem original e em (b) depois do tratamento.



**Figura 4.11:** Resultado da correção da distorção no perfil de velocidade.

corrigir a imagem distorcida funciona adequadamente.

#### 4.4.3 A Transição Laminar-Turbulento

O escoamento monofásico de um fluido no interior de um duto é uma situação das mais corriqueiras, sendo encontrada em uma enorme quantidade de processos na engenharia. Não obstante, ele possui certas peculiaridades que têm despertado a atenção de pesquisadores da área. Uma das mais marcantes é a transição entre os regimes de escoamento laminar e turbulento.

O regime laminar é caracterizado pelo movimento suave, ordenado e em “camadas” (*laminae*) de fluido. Camadas adjacentes não se misturam. O experimento clássico de visualização consiste em injetar cuidadosamente um corante em um escoamento de água no interior de um tubo transparente e observar que ele forma um filamento delgado, e que sua dispersão transversalmente ao fluxo se dá de forma lenta e devida exclusivamente ao movimento molecular.

O regime turbulento é caracterizado por movimentos aleatórios e tridimensionais somados ao movimento principal. O corante parte-se numa miríade de filamentos entrelaçados, transportado pelas flutuações de velocidade existentes nas três direções, até ficar completamente misturado à água. Os escoamentos turbulentos são instáveis e contém flutuações que são dependentes do tempo e da posição no espaço, além de possuírem uma multiplicidade de escalas que os caracterizam (Silveira-Neto, 2002).

Os primeiros estudos sobre instabilidade e turbulência foram desenvolvidos por Rey-

nolds e Rayleigh no século XIX. Reynolds observou em 1883 que à medida que a vazão mássica aumentava, uma movimentação desordenada aparecia no escoamento. Ele encontrou dois valores para o número adimensional

$$Re = \frac{\rho V_{média} D}{\mu} \quad (4.13)$$

para os quais a transição à turbulência acontecia na seção de testes observada. A Equação 4.13 define o número de Reynolds, usualmente interpretado como a relação entre as forças de inércia e as forças viscosas. A existência de valores diversos se deve ao cuidado com que o experimento era realizado e a ao emprego de tubos distintos. O menor valor era observado em campo, utilizando dutos comuns e o valor superior era observado em laboratório, sob condições controladas e equipamentos de precisão. Experimentos posteriores em condições extremamente controladas reportam valores críticos de até  $10^5$ . Assume-se que o escoamento é suscetível a perturbações (causadas por condições de entrada ou por transientes na fonte de escoamento) e que existe um  $Re$  crítico, abaixo do qual todas as perturbações decaem. Numerosas investigações experimentais parecem indicar que este valor está no intervalo  $1800 < Re < 2300$  para o escoamento interno em dutos circulares (Darbyshire e Mullin, 1995).

No escoamento plenamente desenvolvido no interior de um duto de seção constante a velocidade é apenas função da posição radial  $r$ . O conhecido perfil parabólico de *Hagen-Poiseuille* é dado por

$$\frac{u(r)}{u_{max}} = 1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2 \quad (4.14)$$

onde  $u_{max}$  é a velocidade máxima, atingida sobre a linha de centro, onde  $r = 0$ .

O fluxo de massa através de uma superfície de área  $A$  é dado por

$$\dot{m} = \rho V_{média} A. \quad (4.15)$$

Rearranjando e substituindo  $A$  por  $\pi D^2/4$  tem-se

$$V_{média} = \frac{4\dot{m}}{\rho \pi D^2}. \quad (4.16)$$

Substituindo a Equação 4.16 na Equação 4.13, tem-se uma expressão para o número de Reynolds, baseada na vazão mássica:

$$Re = \frac{4\dot{m}}{\pi D \mu}. \quad (4.17)$$

Por outro lado, a definição da velocidade média através de uma superfície de área  $A$  é

$$V_{média} = \frac{1}{A} \int_A u(x, y, t) dA. \quad (4.18)$$

Para o caso de um duto circular, tem-se, em regime laminar,

$$V_{média} = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R u_{max} \left[ 1 - \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right] 2\pi r dr$$

ou seja,

$$\frac{u_{max}}{V_{média}} = 2. \quad (4.19)$$

Substituindo as Equações 4.19 e 4.16 na Equação 4.14 tem-se

$$u(r) = \frac{8\dot{m}}{\rho\pi D^2} \left[ 1 - \left( \frac{r}{D/2} \right)^2 \right]. \quad (4.20)$$

Para análise do escoamento turbulento, a velocidade é usualmente decomposta em duas parcelas: a média temporal, que não é função do tempo em um escoamento permanente, e a flutuação instantânea, segundo a Equação 4.21

$$u(x, y, z, t) = \bar{u}(x, y, z) + u'(x, y, z, t) \quad (4.21)$$

onde a barra horizontal representa o operador média temporal, definido por

$$\bar{u}(x, y, z) = \frac{1}{T} \int_0^T u(x, y, z, t) dt. \quad (4.22)$$

Restringindo a análise ao contexto da Velocimetria por Imagem de Partícula, onde apenas as componentes presentes no plano iluminado são medidas, a velocidade se torna

$$u(x, y, t) = \bar{u}(x, y) + u'(x, y, t) \quad (4.23)$$

No escoamento plenamente desenvolvido no interior de dutos a velocidade não muda com a posição axial, portanto em uma posição  $x$  constante,

$$u(y, t) = \bar{u}(y) + u'(y, t). \quad (4.24)$$

O perfil de velocidade no escoamento turbulento é mais achatado que o parabólico. Muitas correlações têm sido desenvolvidas para descrever a média temporal do perfil de velocidades no regime turbulento, baseadas em dados experimentais. Prandtl observou que o perfil turbulento tornava-se mais e mais achatado à medida em que o número de Reynolds crescia. Este fato pode ser descrito pela Equação 4.25, denominada de *lei exponencial empírica*, onde  $n = f(Re)$  e  $y'$  representa a distância da parede.

$$\frac{\bar{u}}{u_{max}} = \left( \frac{y'}{R} \right)^{1/n} \quad (4.25)$$

Utilizando a definição de velocidade média (Equação 4.18) pode-se chegar a

$$\frac{u_{max}}{V_{média}} = \frac{(n+1)(2n+1)}{2n^2}. \quad (4.26)$$

Analogamente ao escoamento laminar, substituindo as Equações 4.26 e 4.16 na Equação 4.25 tem-se

$$\overline{u(y')} = \frac{(n+1)(2n+1)}{2n^2} \frac{4\dot{m}}{\rho\pi D^2} \left(\frac{y'}{D/2}\right)^{1/n}. \quad (4.27)$$

O parâmetro  $n$  varia com o número de Reynolds, mas para as ordens de grandeza investigadas no presente trabalho ( $\sim 5 \times 10^3$ ) pode-se utilizar  $n = 6$  (Schlichting, 1968). Assim, a relação  $u_{max}/V_{média}$  (Equação 4.26) admite o valor de aproximadamente 1,264.

A maioria das correlações para a velocidade leva em consideração a tensão cisalhante na parede,  $\tau_w$ , através da velocidade friccional. A tensão na parede pode ser calculada através da queda de pressão, mas uma vez que esta não foi medida durante os experimentos, correlações foram utilizadas para estimá-la e obter uma aproximação da velocidade friccional.

A velocidade friccional  $v_*$  é definida por

$$v_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} = V_{média} \sqrt{\frac{f}{2}} \quad (4.28)$$

onde  $f$  é o fator de atrito de Fanning. Existem numerosas correlações para o fator de atrito, e para tubos lisos uma das mais utilizadas é a de Colebrook (Kakaç et al., 1987):

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 1,5635 \ln \left( \frac{Re}{7} \right) \quad (4.29)$$

que é válida no intervalo  $4 \times 10^3 < Re < 10^7$ .

Kakaç et al. (1987) apresentam uma vasta compilação das correlações existentes para o perfil de velocidade em escoamento turbulento no interior de tubos lisos. Três delas são mostradas a seguir:

$$\frac{\overline{u}}{v_*} = 2,78 \ln y^+ + 3,8 \quad \text{para } y^+ \geq 26 \quad (\text{Deissler}) \quad (4.30)$$

$$\frac{\overline{u}}{v_*} = 2,5 \ln y^+ + 5,5 \quad \text{para } y^+ > 30 \quad (\text{von Kármán}) \quad (4.31)$$

$$\frac{\overline{u}}{v_*} = 2,5 \ln (1 + 0,4y^+) + 7,8 \left[ 1 - \exp \left( -\frac{y^+}{11} \right) - \left( \frac{y^+}{11} \right) \exp (-0,33y^+) \right] \quad \forall y^+ \quad (\text{Reichardt}) \quad (4.32)$$

onde

$$y^+ = \frac{y' v_* \rho}{\mu} \quad (4.33)$$

Os perfis de velocidade apresentados anteriormente, tanto para o escoamento laminar

como para o escoamento turbulento, serão comparados com as medições experimentais para validar a bancada e o procedimento experimentais. Cumpre salientar que apenas os dois primeiros pontos experimentais (ou seja, os dois pontos mais próximos da parede) estão fora do domínio de  $y^+$  das correlações 4.30 e 4.31.

#### 4.4.4 Estimativa da Incerteza

Na tentativa de associar uma incerteza ao resultado da medição de velocidade através da técnica de Velocimetria por Imagem de Partícula, propõe-se comparar, de maneira global, as parábolas referentes ao perfil de velocidade teórico e aos pontos experimentais. Naturalmente apenas os experimentos situados na faixa estritamente laminar podem ser utilizados nesta análise, uma vez que para o escoamento laminar o perfil de velocidade é exato.

O perfil de velocidade no regime laminar é dado pela Equação 4.20. Fazendo

$$\kappa_{teórico} = \frac{8\dot{m}}{\rho\pi D^2} \quad (4.34)$$

a Equação 4.20 pode ser escrita como

$$u(r) = \kappa_{teórico} \left[ 1 - \left( \frac{r}{D/2} \right)^2 \right]. \quad (4.35)$$

Seja a função  $f$  uma parábola na forma

$$f = \kappa \left[ 1 - \left( \frac{r}{D/2} \right)^2 \right]. \quad (4.36)$$

Utilizando o método dos mínimos quadrados é possível determinar um  $\kappa$ , para cada número de Reynolds na faixa laminar, de modo que  $f$  seja a melhor parábola que se ajuste aos dados experimentais. Se a medição fosse livre de erros e imperfeições, o resultado deste ajuste seria  $\kappa = \kappa_{teórico}$ .

O *software* ORIGIN (ORIGIN, 2002) foi empregado para encontrar o valor de  $\kappa$  que minimizasse o quadrado da diferença entre  $f$  e os dados experimentais. A convergência acontecia geralmente em menos de 5 iterações.

A Figura 4.12 mostra a relação  $\kappa/\kappa_{teórico}$  para  $Re < 2000$ . Os resultados encontrados foram bastante próximos da unidade, indicando que os erros associados às medições foram pequenos. A diferença percentual entre  $\kappa$  e  $\kappa_{teórico}$  foi de, no máximo, 2,18%.

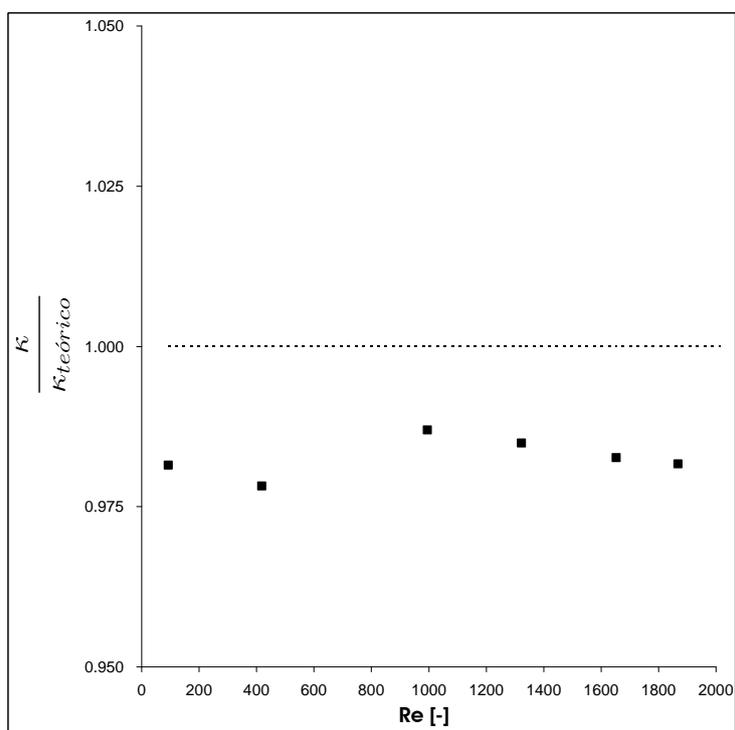


Figura 4.12: Relação  $\kappa/\kappa_{teórico}$  em função do número de Reynolds.

## Capítulo 5

# Resultados e Discussões

### 5.1 Fase Líquida

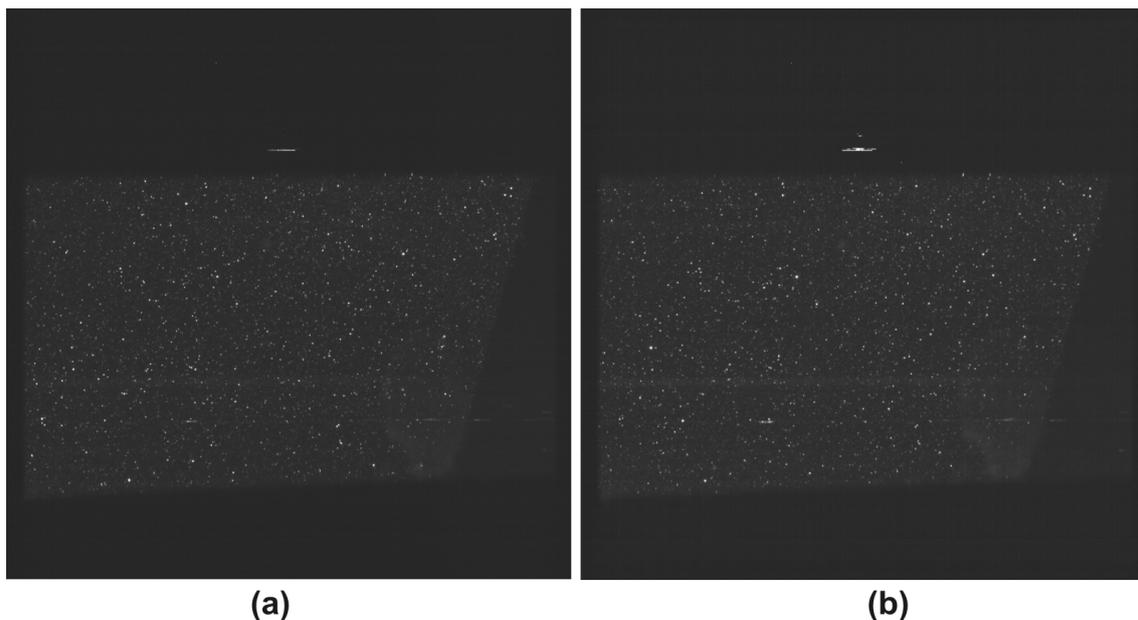
Utilizando o procedimento descrito na Seção 4.4.1, o escoamento plenamente desenvolvido de água líquida em um duto circular horizontal foi explorado e 40 pares de fotos foram registradas para cada número de Reynolds. Estas imagens foram tratadas para corrigir a distorção existente na região do tubo com o auxílio do *software* MATLAB (MATLAB, 2002) juntamente com o *Image Processing Toolbox* versão 3.2 (Image Processing Toolbox). Este pacote complementar facilitou sobremaneira o trabalho de processamento das imagens.

Depois de corrigida a distorção, o *software* INSIGHT versão 3.34 foi utilizado para correlacionar as imagens e determinar os campos de velocidade. A Figura 5.1 mostra um exemplo de dois quadros sucessivos, a partir dos quais um campo de velocidades foi calculado. Na verdade, como a região de interesse era apenas um subconjunto da imagem, somente estas regiões foram processadas, usando para isso uma máscara que descartava as regiões negras acima, nas laterais e abaixo da região central da Figura 5.1, que é a região que contém as partículas e onde o escoamento acontece.

A partir da imagem do tubo cheio de glicerina foram determinados os pontos onde a parede interna da tubulação começava e terminava. Dividindo o diâmetro do tubo por esta distância, em *pixels*, obtinha-se o fator de magnificação, parâmetro geométrico necessário para transformar os deslocamentos obtidos pela correlação de *pixels* para metros. No presente caso ele valia  $16,3265 \mu\text{m}/\text{pixel}$ .

A região a ser processada foi dividida em áreas de interrogação de  $32 \times 32$  *pixels*, implicando em uma resolução espacial de aproximadamente  $0,5 \text{ mm}$ . Entretanto, a técnica de Hart (Hart, 1999) foi empregada durante a correlação, utilizando “sub-janelas” de também  $32 \times 32$  *pixels*. Esta técnica associa 4 vetores a cada área de busca, duplicando a resolução espacial em ambas as direções. Deste modo, a resolução espacial das medições aqui mostradas é de aproximadamente  $0,2612 \text{ mm}$ .

Uma rotina de pós-processamento foi utilizada para remover vetores espúrios de forma automática, uma vez que a quantidade de campos a serem processados era significativa.



**Figura 5.1:** Exemplo de um par de imagens utilizado na determinação do campo de velocidades para o escoamento de água líquida em duto circular.

Esta rotina consistiu na aplicação dos operadores Intervalo e Desvio Padrão Global (veja a Seção 3.5.2). Para cada vazão, os vetores cujas componentes  $U$  e  $V$  estivessem, respectivamente, fora dos intervalos  $[0, 1, 1u_{max}]$  e  $[-0, 1u_{max}, +0, 1u_{max}]$  eram descartados. Adicionalmente, exigia-se que todos os vetores estivessem contidos na distribuição, em torno da média, de 2 desvios padrões. Com frequência mais de 95% dos vetores passavam por ambos os testes e eram considerados vetores válidos. Nenhum procedimento de promediação (i.e., interpolação dos vetores faltantes em função dos seus vizinhos) foi adotado. Assim, os locais onde haviam vetores espúrios tornaram-se vazios.

O *software* TECPLOT (TECPLOT, 2000) foi utilizado para determinar a média temporal dos campos de velocidade medidos. A existência de vazios em alguns pontos de alguns campos não prejudicou o cálculo da média, uma vez que a rotina levava em consideração apenas os vetores válidos. A Figura 5.2 mostra um exemplo típico de um campo instantâneo de velocidades, ao passo que a Figura 5.3 traz a média temporal dos 40 campos instantâneos. Para tornar a figura mais clara e menos sobrecarregada, 4 em cada 5 vetores foram removidos do gráfico na direção axial.

Para cada número de Reynolds avaliado, o perfil localizado em  $x = 7,05305 \text{ mm}$  da média temporal dos 40 campos foi plotado juntamente com o perfil de velocidade teórico. A Figura 5.4 traz as medições no regime laminar, onde o perfil teórico foi calculado a partir da Equação 4.20, em função das grandezas medidas  $\rho$ ,  $\dot{m}$  e  $D$ . A análise da influência da incerteza relacionada à medição destas grandezas no perfil de velocidade teórico se encontra no Apêndice A, e está representada nos gráficos pelas linhas pontilhadas.

Observa-se muito boa concordância entre os pontos experimentais e o perfil teórico. Em todas as curvas, a diferença percentual entre os resultados obtidos com a técnica da

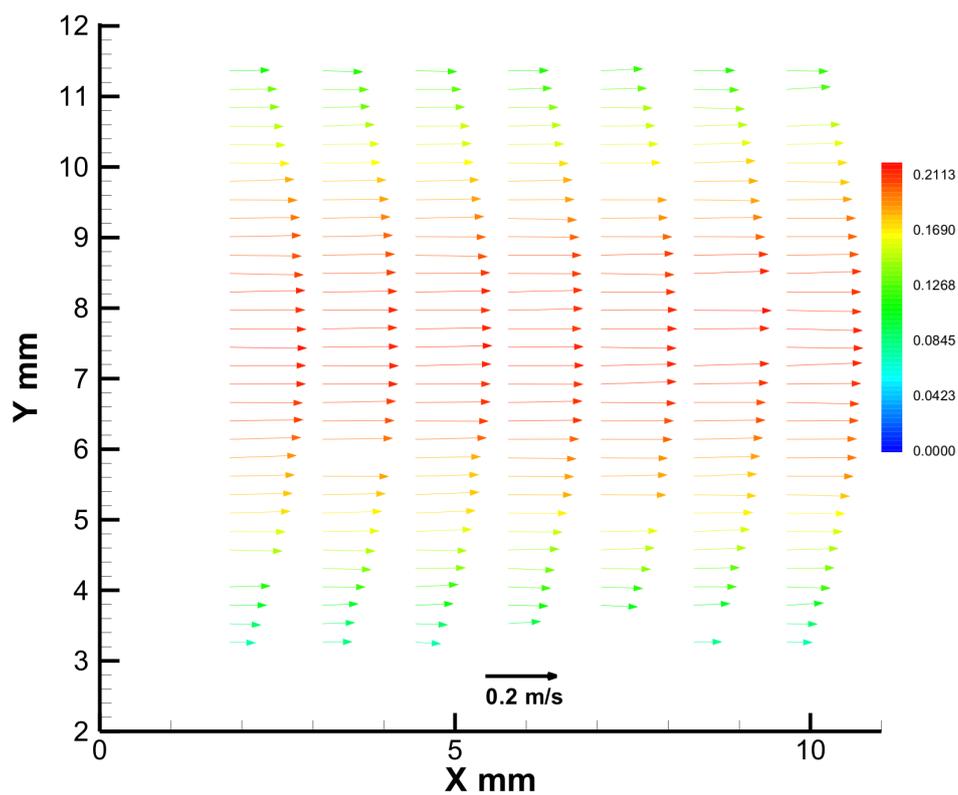


Figura 5.2: Campo instantâneo de velocidades ( $Re = 1323$ ); escoamento de água líquida em duto circular.

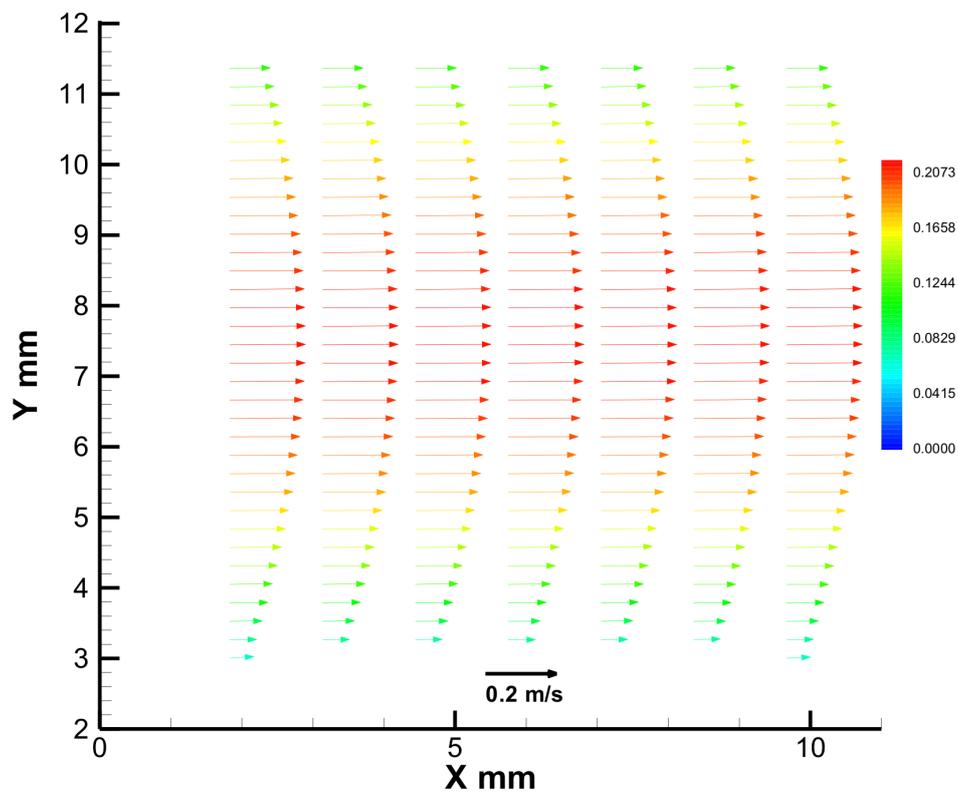
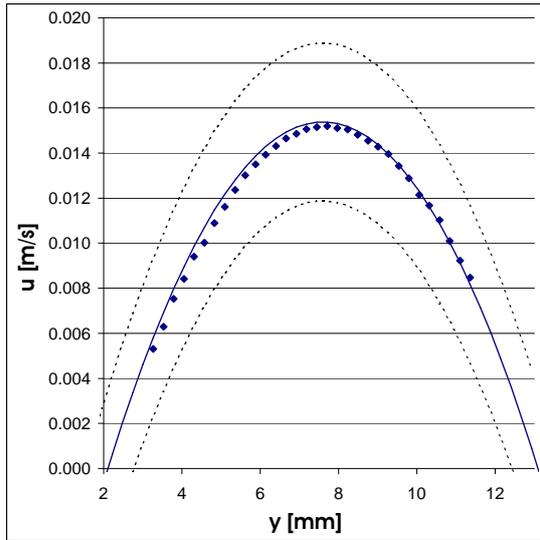
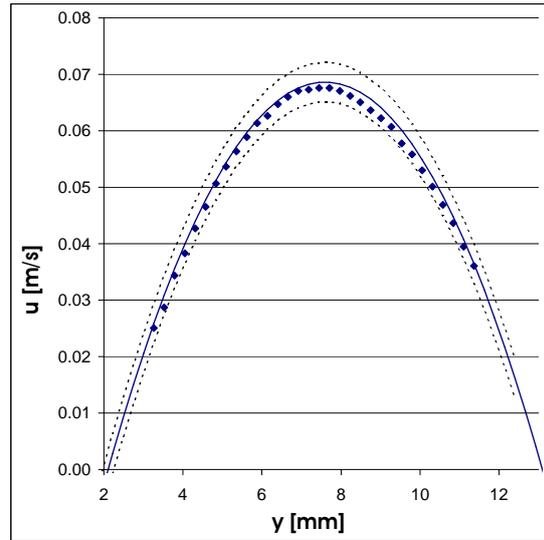


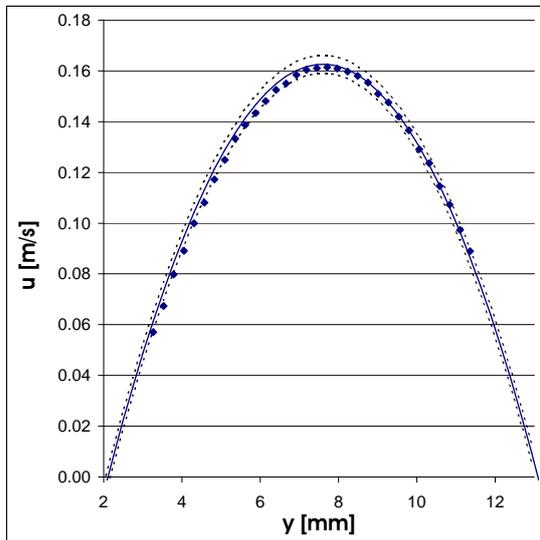
Figura 5.3: Média temporal ( $Re = 1323$ ); escoamento de água líquida em duto circular.



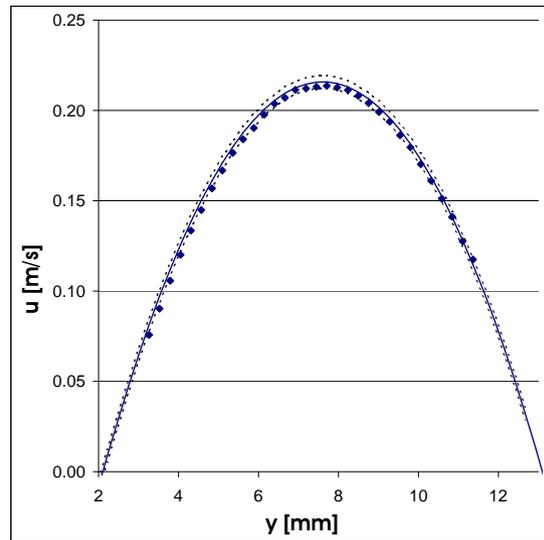
(a)  $Re = 93$



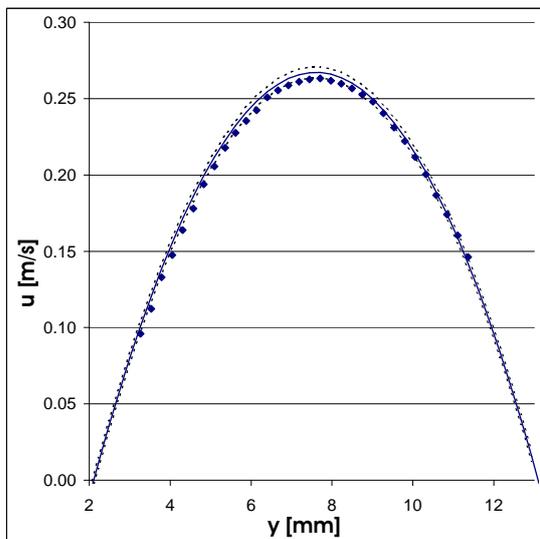
(b)  $Re = 418$



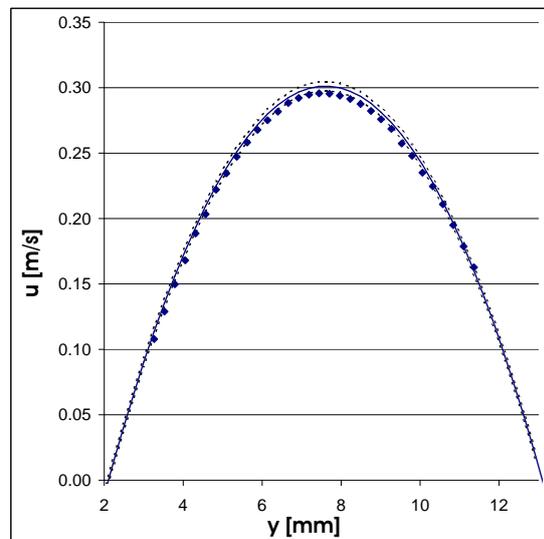
(c)  $Re = 995$



(d)  $Re = 1323$



(e)  $Re = 1652$



(f)  $Re = 1868$

**Figura 5.4:** Perfis de velocidade no regime laminar para o escoamento plenamente desenvolvido de água líquida em duto circular.

Velocimetria por Imagem de Partícula e o perfil teórico ficou limitada por 2% nas regiões próximas ao centro do tubo, chegando a menos de 1% nos casos (c) e (d). À medida em que se afasta do centro do tubo esta diferença percentual cresce, em parte devido ao fato que os valores das velocidades diminuem, e em parte devido a possíveis erros durante o processo de identificação do início e do fim da parede interna do tubo. Este procedimento é manual e dele depende a centralização dos perfis teórico e experimental.

A Figura 5.5 mostra o resultado das medições do escoamento para o regime turbulento. A Figura 5.5 (a), no entanto, ainda apresenta um perfil de velocidade com formato aproximadamente parabólico, portando foi comparado com o perfil de Hagen-Poiseuille, característico do regime laminar.

O perfil teórico no regime turbulento foi calculado a partir da lei de potência empírica, Equação 4.27, com  $n = 6$ . Embora aqui haja uma diferença bem maior entre os dados experimentais e o perfil teórico do que no caso laminar, deve-se levar em consideração que os números de Reynolds aqui investigados (na ordem de 5000) ainda são baixos para garantir que o escoamento fosse completamente turbulento. Esta região ainda é considerada uma zona de transição, na qual o escoamento pode adquirir um comportamento intermitente, alternando entre os regimes laminar e turbulento.

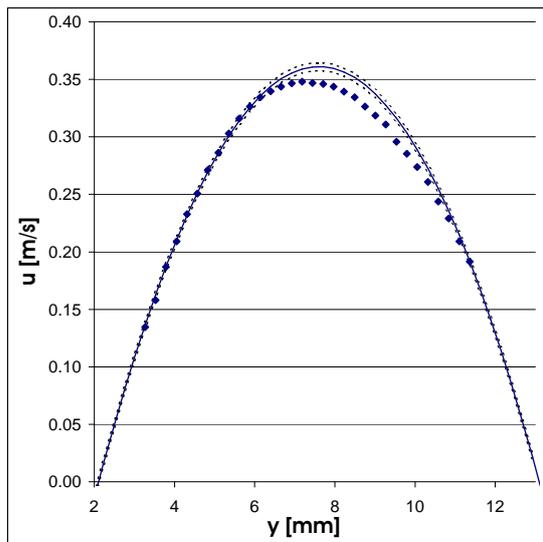
De fato, à medida em que o número de Reynolds cresce, mais se aproximam os dados experimentais do perfil teórico. Para o caso  $Re = 5166$ , a diferença percentual entre eles foi da ordem de 6%.

Inicialmente conjecturou-se que a taxa de aquisição de 15  $Hz$ , máxima possível com o sistema atual, fosse pequena demais, o que inviabilizaria a determinação dos perfis de velocidade no regime turbulento. Entretanto, por possuírem mais energia, são as grandes escalas turbulentas que mais contribuem para o escoamento global. Estimou-se o tempo característico das grandes escalas como sendo aproximadamente 0,5 s. Assim, apenas com o objetivo de caracterizar a média temporal do perfil de velocidade, uma taxa de aquisição de 2  $Hz$  seria suficiente.

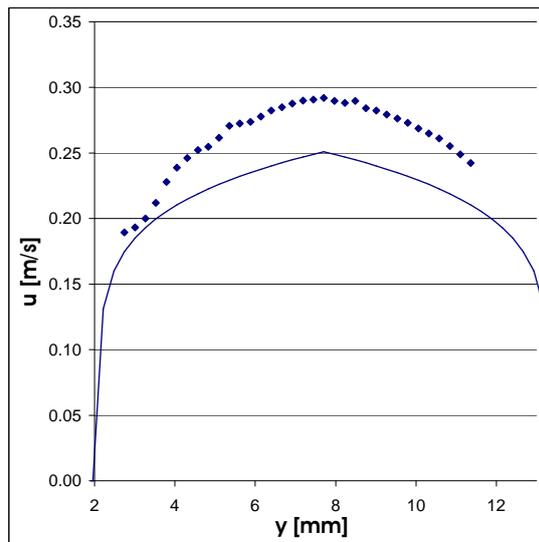
Os resultados dos experimentos onde  $Re = 3877$  e  $Re = 5166$  foram confrontados com outras correlações para a velocidade. Para cada um deles, um fator de atrito  $f$  foi calculado a partir da correlação de Colebrook (Equação 4.29), o que permitia determinar a velocidade friccional  $v_*$  e, a partir desta, a distância adimensional à parede  $y^+$ . De posse desses dois parâmetros pode-se determinar a velocidade a partir das Equações 4.30 (correlação de von Kármán), 4.31 (Deissler) ou 4.32 (Reichardt).

A Figura 5.6 mostra os perfis calculados pelas correlações anteriores. Nota-se grande proximidade entre o resultado das correlações e da lei de potência. Para o caso  $Re = 3877$ , a diferença percentual, sobre a linha de centro, entre o valor experimental e o determinado pela correlação de Reichardt foi de  $-1,92\%$ . A média das diferenças percentuais referentes ao caso  $Re = 5166$  caiu de aproximadamente  $-6\%$ , quando os dados são comparados com a lei de potência, para aproximadamente  $-4,5\%$ , quando a comparação é feita com a correlação de Reichardt.

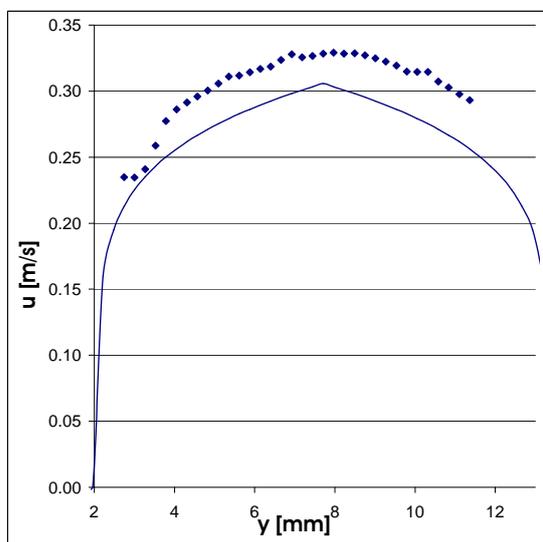
Em função das grandes flutuações temporais da velocidade inatas ao regime turbulento,



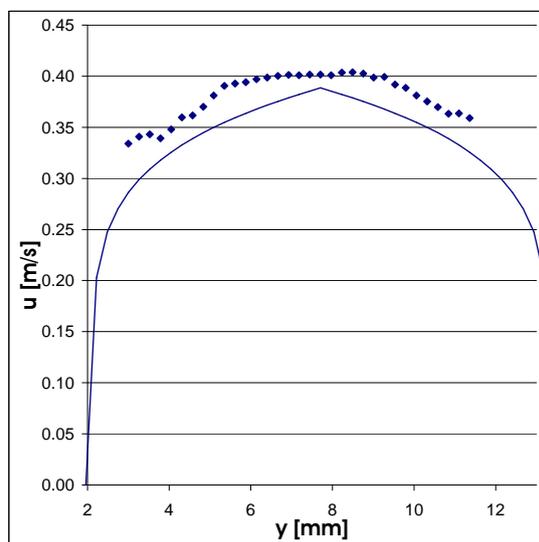
(a)  $Re = 2257$



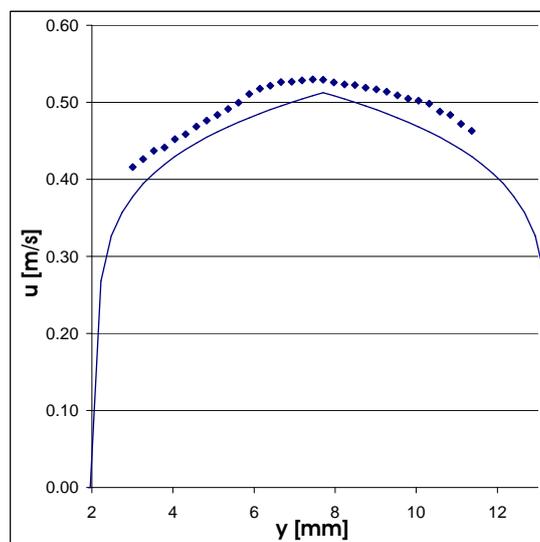
(b)  $Re = 2488$



(c)  $Re = 3038$

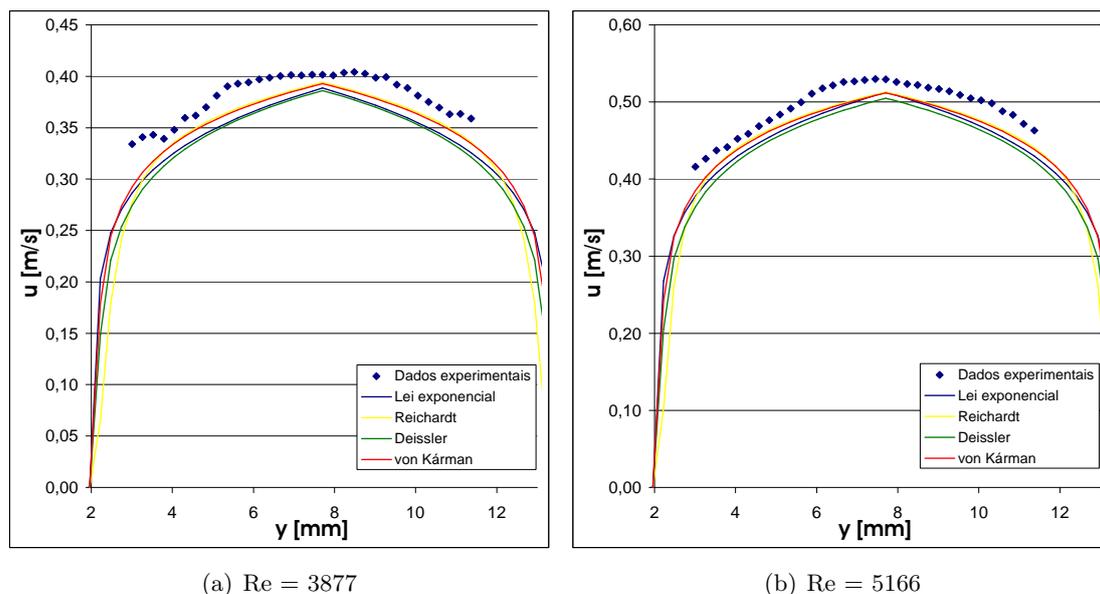


(d)  $Re = 3877$



(e)  $Re = 5166$

**Figura 5.5:** Perfis de velocidade no regime turbulento para o escoamento plenamente desenvolvido de água líquida em duto circular.



**Figura 5.6:** Comparação entre as correlações para o perfil turbulento de velocidade e os dados experimentais.

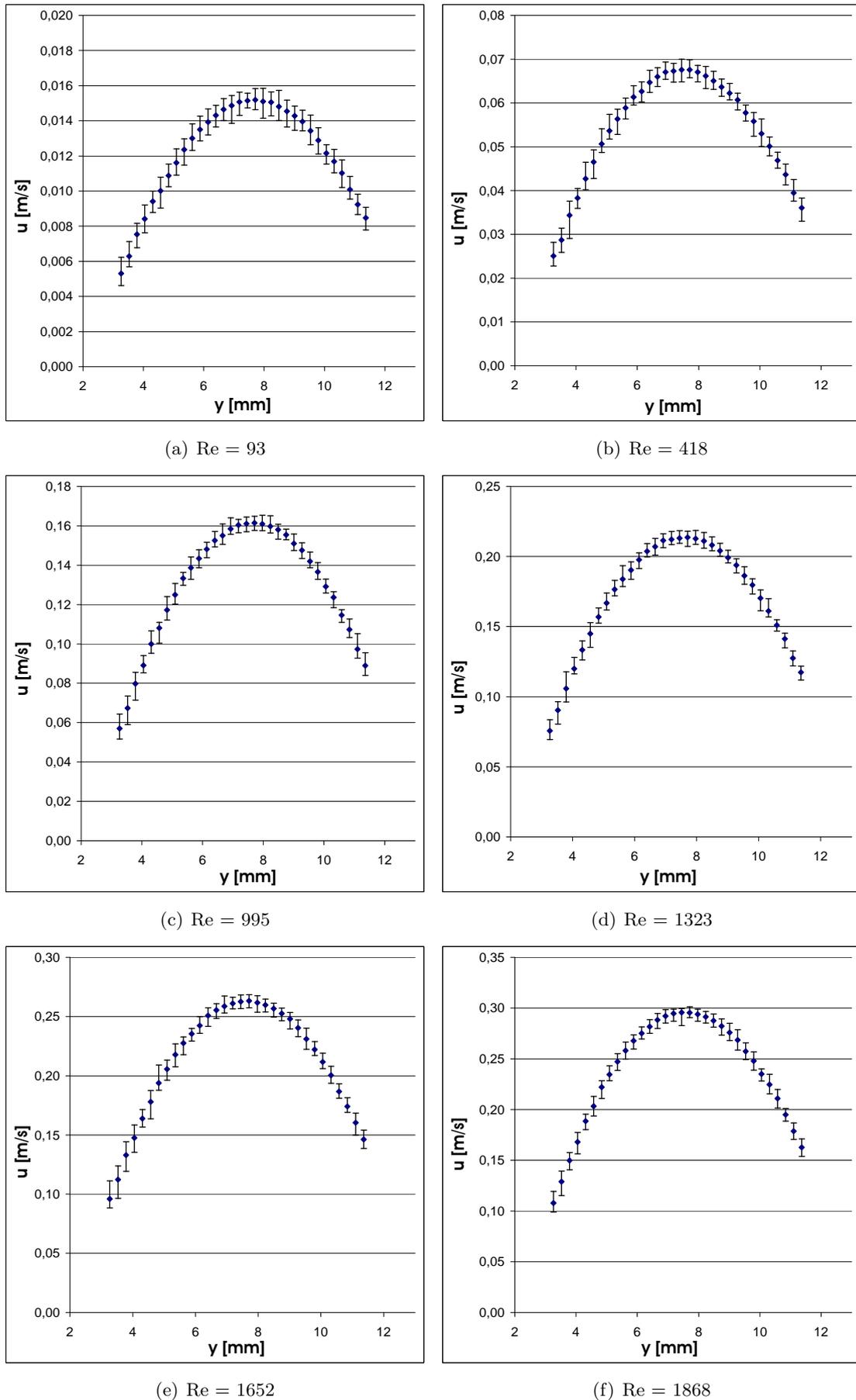
nenhuma análise de incerteza da técnica de medição foi realizada. As Figuras 5.7 e 5.8 foram incluídas para demonstrar a variação temporal dos perfis de velocidade. As barras verticais acima dos pontos experimentais representam os maiores valores obtidos entre os 40 campos medidos, ao passo que as barras verticais localizadas abaixo dos pontos experimentais representam os menores valores. Esta variação temporal compreende tanto possíveis distúrbios na vazão mássica durante a aquisição dos 40 pares de imagens como a incerteza intrínseca ao método de Velocimetria por Imagem de Partícula.

A Figura 5.9 mostra, em função do número de Reynolds, os valores obtidos através da divisão da velocidade máxima, medida através da técnica de Velocimetria por Imagem de Partícula, e da velocidade média, calculada pela Equação 4.16 (em função de  $\dot{m}$  e  $\rho$  medidos através do fluxímetro). Claramente, para pequenos Reynolds, esta relação é constante e próxima de 2, concordando com a teoria do regime laminar. À medida em que o número de Reynolds cresce e o escoamento vai se tornando mais e mais turbulento, esta relação se aproxima de 1,264 (veja a Seção 4.4.3).

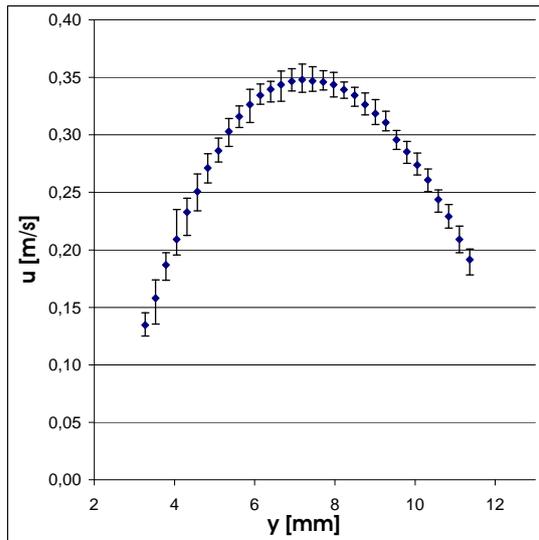
A existência de flutuações temporais na velocidade é um indicativo claro da transição à turbulência. Observar como varia a intensidade turbulenta  $i$ , definida pela Equação 5.1, à medida em que o número de Reynolds cresce é o procedimento usual adotado para identificar a transição entre o escoamento laminar e o turbulento.

$$i = \frac{\sqrt{\overline{(u')^2}}}{\bar{u}} = \frac{\sqrt{\overline{(u - \bar{u})^2}}}{\bar{u}} \quad (5.1)$$

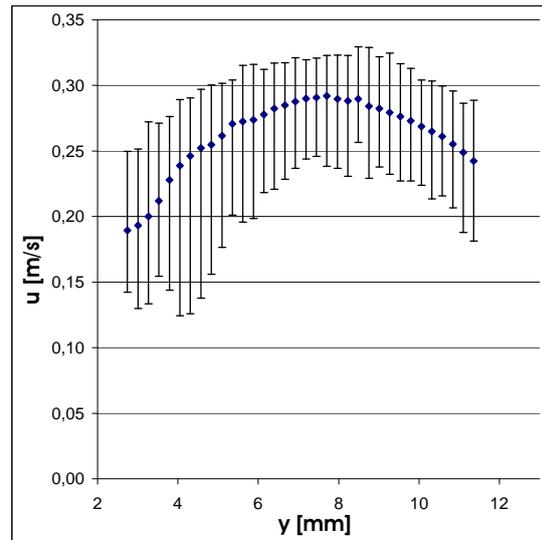
A Figura 5.10 exibe a intensidade turbulenta calculada sobre a linha de centro (sub-índice  $LC$ ). O aumento abrupto em  $Re = 2488$  indica que a transição deve ocorrer ali perto.



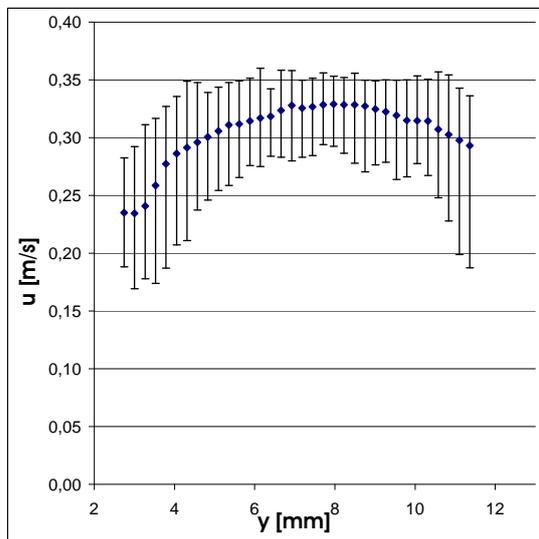
**Figura 5.7:** Limites da variação temporal dos perfis de velocidade no regime laminar para o escoamento plenamente desenvolvido de água líquida em duto circular.



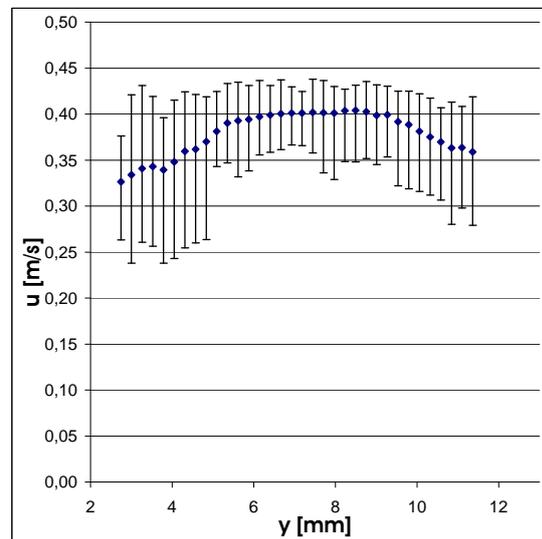
(a)  $Re = 2257$



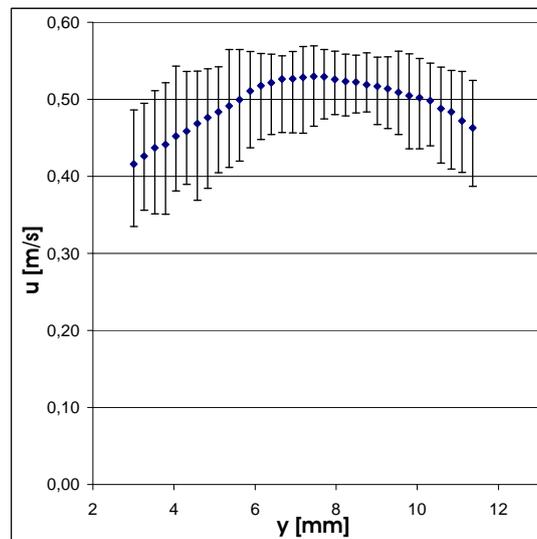
(b)  $Re = 2488$



(c)  $Re = 3038$

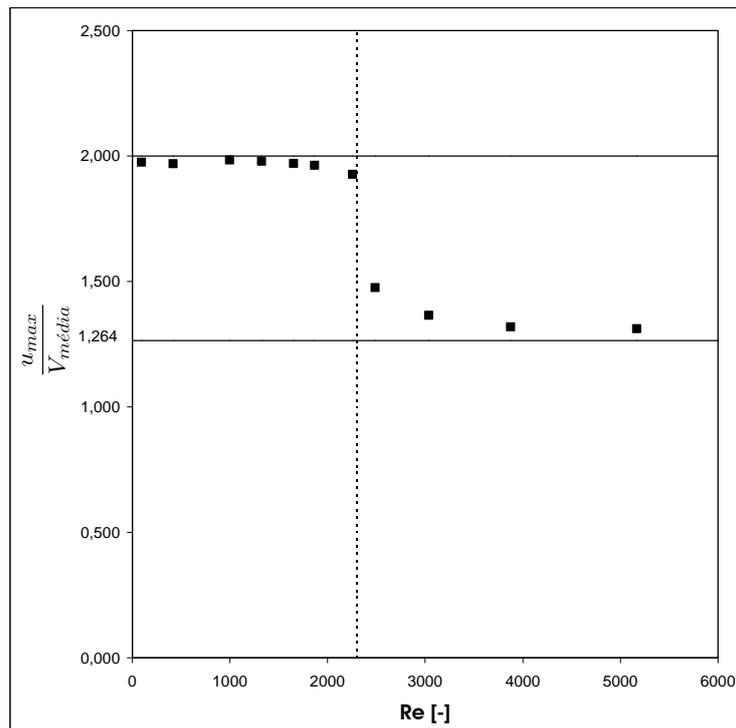


(d)  $Re = 3877$

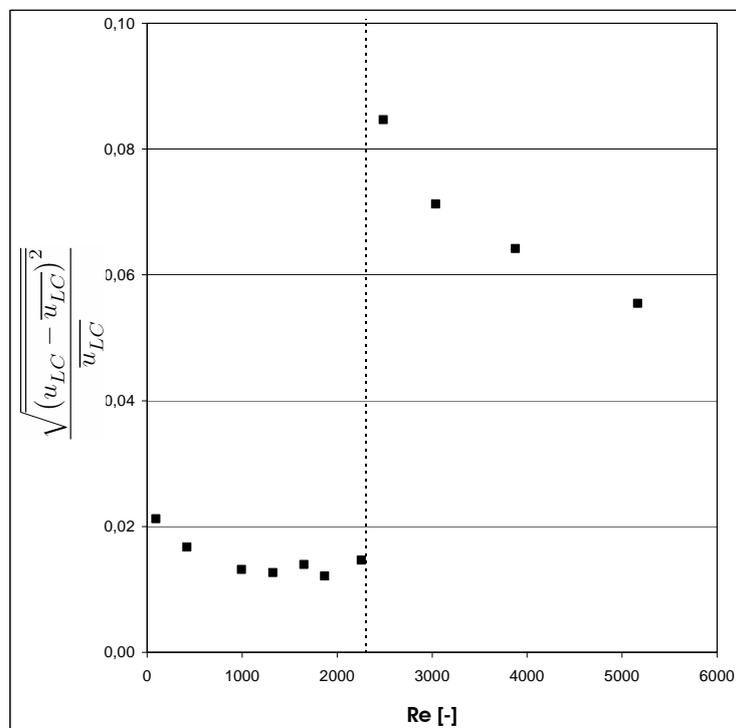


(e)  $Re = 5166$

**Figura 5.8:** Limites da variação temporal dos perfis de velocidade no regime turbulento para o escoamento plenamente desenvolvido de água líquida em duto circular.



**Figura 5.9:** Relação entre as velocidades máxima e média em função do número de Reynolds para o escoamento de água líquida no interior de um duto circular.



**Figura 5.10:** Intensidade turbulenta na linha de centro em função do número de Reynolds para o escoamento de água líquida no interior de um duto circular.

No regime laminar a intensidade turbulenta deveria ser nula. O nível de aproximadamente 1,5% observado nesta região poder ser justificado pelo ruído inerente à técnica de Velocimetria por Imagem de Partícula, da ordem de 1% (Sharp e Adrian, 2004), e por pequenas variações na vazão mássica no período entre os quadros sucessivos. Resultados da literatura reportam intensidades turbulentas para o escoamento no interior de dutos no intervalo entre 3% e 8%. De acordo com a Figura 5.10, estes resultados foram reproduzidos, exceto talvez para o ponto  $Re = 2488$ . Isto pode ser justificado pela diminuição no valor de  $\overline{u_{LC}}$ , ocasionado pela transição laminar-turbulento, que é a única maneira de “achatar” o perfil de velocidade e manter a mesma vazão. A intensidade turbulenta cresce com o número de Reynolds. A ligeira queda observada após a transição pode ser explicada considerando que o crescimento das flutuações de velocidade  $u'$  não consegue se sobrepor ao crescimento da velocidade média  $\overline{u_{LC}}$ . Conjectura-se que se experimentos tivessem sido realizados a maiores números de Reynolds a intensidade turbulenta voltaria a subir. A Figura 5.11 mostra os valores instantâneos da velocidade sobre a linha de centro  $u_{LC}$  para cada vazão.

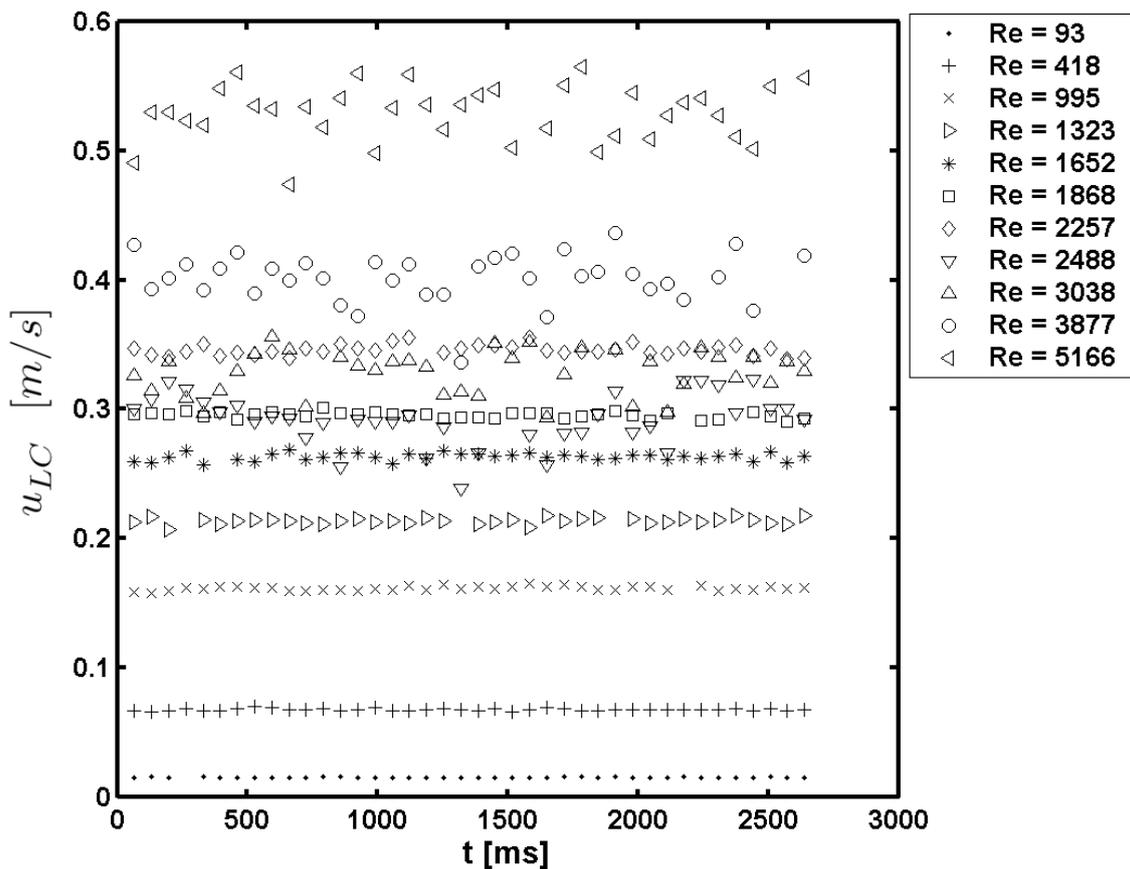


Figura 5.11: Variação temporal da velocidade sobre a linha de centro

## 5.2 Fase Vapor

### 5.2.1 Velocidade da Bolha

Utilizando os procedimentos descritos na Seção 4.3.2 foram adquiridas imagens nítidas de bolhas em quadros sucessivos. O pacote MATLAB (MATLAB, 2002) foi empregado na manipulação e processamento das imagens e na determinação das velocidades. O procedimento será explanado a seguir.

Primeiramente, a posição do diâmetro interno do tubo foi determinada manualmente e todas as imagens foram então cortadas nesta posição, pois as informações restantes não eram relevantes. A Figura 5.12 (a) apresenta uma dessas imagens. Pode-se notar faixas claras nas regiões superior e inferior da imagem. Isto decorre de efeitos de circularidade do tubo, que não podem ser eliminados, a não ser pela manipulação posterior da imagem.

A fim de isolar as bolhas e melhorar a relação sinal/ruído, foram feitas fotos do tubo cheio de líquido (veja a Figura 5.12 (b)) para que a diferença entre as fotos dos ensaios e estas mostrasse apenas as bolhas. Isto foi feito subtraindo *pixel a pixel* a imagem do tubo da imagem do tubo com bolhas. Valores negativos foram substituídos por zero. Talvez a maior desvantagem deste procedimento é que toda a cena é escurecida, como mostra a Figura 5.12 (c), forçando um tratamento para reforçar o contraste.

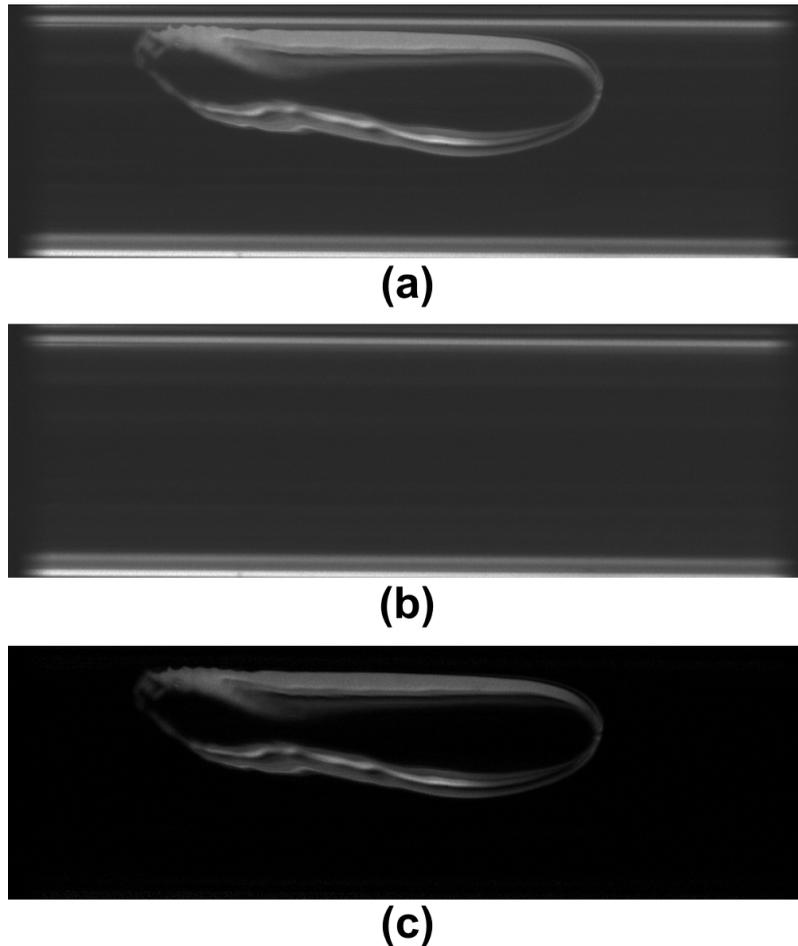
Este tratamento apenas redistribui os valores de cinza da imagem 5.12 (c) entre os limites da imagem original. Pode-se encontrar formas diversas de fazer esta distribuição, mas neste caso foi utilizada uma distribuição linear. As imagens resultantes, com contraste melhorado podem ser vistas na Figura 5.13. Foi a partir destas imagens que o deslocamento da bolha foi determinado.

Para tanto as bolhas foram tratadas como partículas, e um vetor foi associado a cada uma delas. Três metodologias foram testadas para determinar o deslocamento da bolha:

1. a identificação manual do *pixel* referente ao “nariz” da bolha em dois quadros sucessivos;
2. a binarização e posterior comparação entre os centróides da bolha em dois quadros sucessivos;
3. a Correlação Cruzada entre dois retângulos que contivessem as bolhas.

O primeiro método é o mais simples mas apresenta três grandes desvantagens: leva em consideração apenas um ponto da bolha, associando o deslocamento deste ponto ao deslocamento da bolha, resolução máxima de 1 *pixel* e não pode ser automatizado. O segundo apresenta maiores possibilidades de automação e em tese funciona muito bem. Entretanto, a operação de binarização envolve incertezas grandes que afetam diretamente a localização do centróide.

A binarização (também denominada limiarização, do inglês *thresholding*) consiste em produzir uma imagem *binária*, ou seja, que possua apenas dois valores, zero ou um, a partir da imagem original que contém 256 níveis de cinza.



**Figura 5.12:** Imagem típica de uma bolha (a), imagem do tubo apenas (b) e a subtração *pixel a pixel* entre elas (c).

O processo de binarização procura separar o objeto em cena do fundo, atribuindo o valor 1 ao objeto (no caso à bolha) e o valor 0 ao fundo. Determina-se um valor de nível de cinza limítrofe  $N_{lim}$ , e impõe-se zero a todos os *pixels* cujo valor seja menor ou igual a  $N_{lim}$  e um aos *pixels* restantes. Existem na literatura diversas técnicas para determinar  $N_{lim}$ , a grande maioria deles baseada nas informações do histograma da imagem.

A binarização funciona bem quando há um grande contraste entre objeto e fundo. No caso das bolhas, a interface era sempre problemática, principalmente na região da sua cauda. Note na Figura 5.13 que a parte clara da cauda não é contínua e inclusive varia entre o quadro (a) e (b). Além disso, variações na iluminação e mesmo ruído de medição são variáveis que influenciam bastante a binarização.

Assim, se as incertezas anteriormente relatadas implicam na existência de imagens binárias cujas bolhas tem formatos diferentes, o centróide (centro de massa) apresentará uma posição diversa, não associada somente ao deslocamento da bolha mas também à mudança de forma ocasionada pela má binarização. Como o deslocamento é calculado a partir da diferença entre os centróides nos instantes A e B, este erro devido à forma afeta

a acurácia dos resultados.

A terceira técnica foi a que apresentou melhores resultados, por levar em conta toda a região da bolha e por operar sobre os valores na escala de cinza, sem jogar fora informação alguma. Este procedimento consiste em selecionar um retângulo contendo apenas uma bolha na imagem 5.13 (a) e calcular a Correlação Cruzada entre ele e um retângulo ligeiramente maior na imagem 5.13 (b). Assim, um “plano de correlação” é construído com valores que variam entre zero e um, que correspondem ao grau de correlação entre as imagens, conforme indicado na Figura 5.14. O pico do coeficiente de correlação  $R$  corresponde à posição na qual as imagens melhor se “encaixam”, quando os retângulos são sobrepostos, conforme discussão apresentada na Seção 3.2.

A Figura 5.14 apresenta três “montes” descontínuos, justificado pelo interior da bolha ser escuro, isto é, possuir valores baixos na escala de cinza e conseqüentemente contribuir pouco para o coeficiente de correlação. O pico central é o mais intenso, e corresponde à situação onde as bordas superior e inferior coincidem. Os outros dois dizem respeito à coincidência de apenas a borda superior com a inferior ou vice-versa.

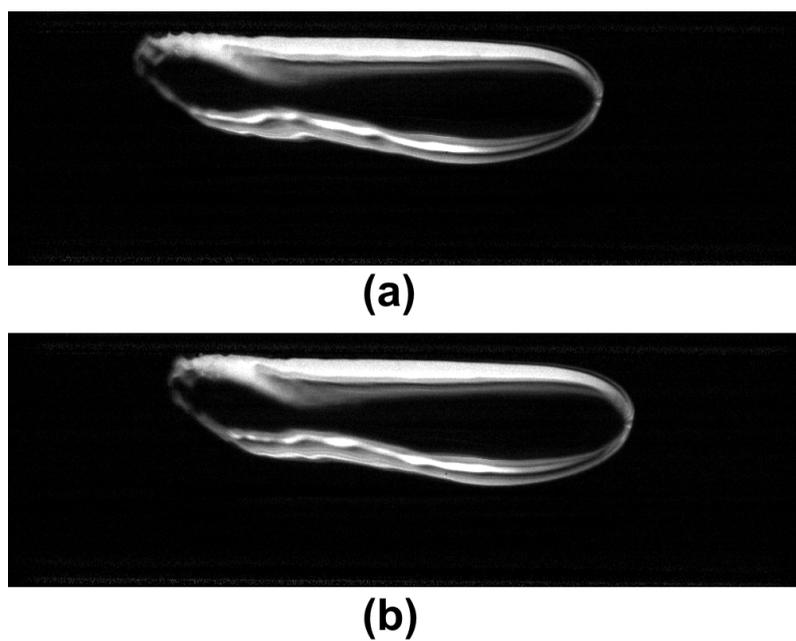
Na seqüência os deslocamentos são determinados com resolução subpixel, ajustando um perfil Gaussiano ao conjunto de três pontos formado pelo pico e seus vizinhos mais próximos, de acordo com a Equação 3.9. A partir do deslocamento chega-se à velocidade por meio do fator de magnificação  $F$ , definido pela Equação 3.10 e do tempo entre os registros, conforme descrito na Seção 3.5.1.

A velocidade calculada por meio deste procedimento para as bolhas mostradas anteriormente foi de  $u = 0,63 \text{ m/s}$  e  $v = 0,001 \text{ m/s}$  com  $\Delta t = 600\mu\text{s}$  e  $\dot{m} = 17,74\text{kg/h}$ . O vetor velocidade é mostrado na Figura 5.15. A velocidade na direção radial  $v$  é cerca de 500 vezes menor do que a velocidade axial e pode ser desprezada. Estritamente falando, é mesmo possível que exista uma pequena componente de velocidade na direção radial, uma vez que existem, na entrada do tubo e nas tomadas de pressão pequenos ressaltos que podem perturbar o escoamento. Além disso, a interface é deformável, há mudança de fase e

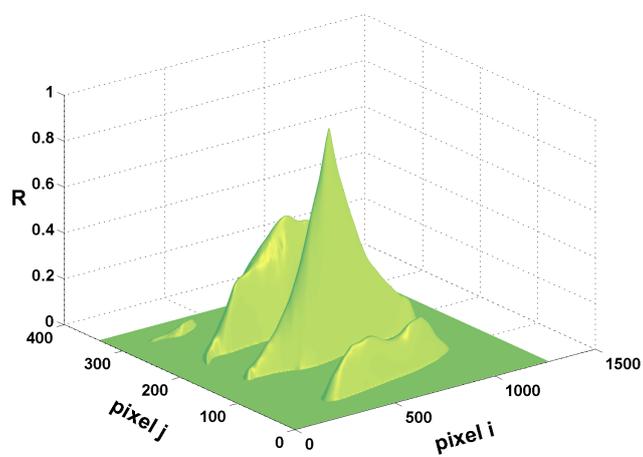
### 5.2.2 Fração de Vazio

A binarização das imagens das bolhas se mostrou ineficiente para a determinação da sua velocidade. Entretanto, a partir da imagem binarizada é possível adquirir informações acerca da fração de vazio, mesmo que haja pequenas incertezas no posicionamento das interfaces. A fração de vazio é definida como a relação entre a área da porção do duto ocupada pelo vapor e sua área total (Equação 2.3). A Figura 5.16 mostra o resultado da binarização das imagens mostradas na Figura 5.13.

Pode-se aproximar a bolha por uma sucessão de discos infinitesimais de altura 1 *pixel* e diâmetro igual ao comprimento da região branca em cada linha vertical. De posse do diâmetro  $D$  do tubo, a fração de vazio em cada posição  $i$  ao longo da coordenada axial pode ser calculada de acordo com a Equação 5.2.



**Figura 5.13:** Imagem com contraste melhorado de uma bolha. Em (a) vê-se a primeira exposição e em (b) a segunda.



**Figura 5.14:** Resultado da correlação entre as imagens.



**Figura 5.15:** Vetor velocidade sobreposto à imagem de uma bolha.

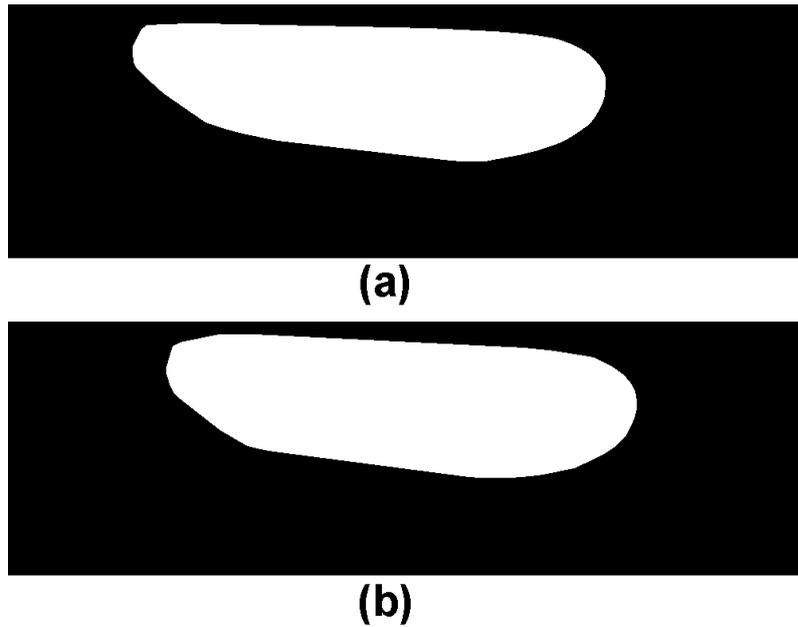


Figura 5.16: Máscara binária da primeira exposição (a) e da segunda exposição (b).

$$\alpha_i = \frac{\pi d_i^2/4}{\pi D^2/4} = \left(\frac{d_i}{D}\right)^2 \quad (5.2)$$

A Figura 5.17 apresenta os resultados desta estimativa da fração de vazio para as bolhas da Figura 5.16 ao longo da coordenada axial. As curvas referentes aos quadros A e B estão deslocadas devido ao movimento da bolha.

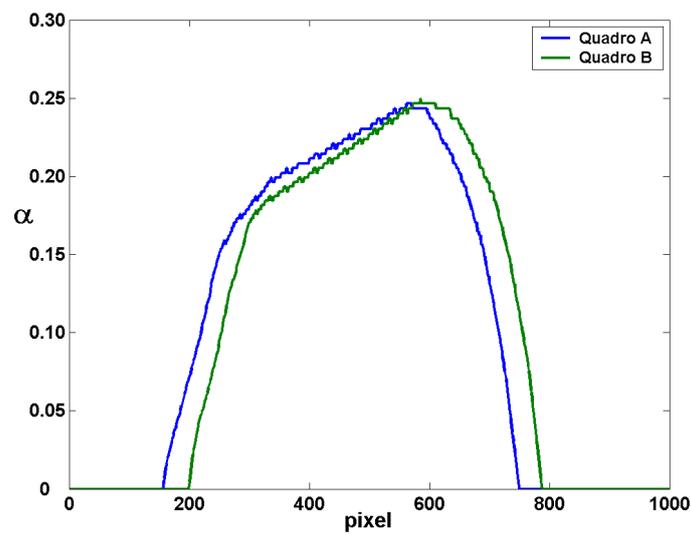


Figura 5.17: Fração de vazio ao longo da coordenada axial.

### 5.3 Escoamento Bifásico Ar-Água

Utilizando o procedimento descrito na Seção 4.3.3, foram realizados testes preliminares com partículas fluorescentes em um escoamento bifásico ar-água.

Alguma dificuldade foi encontrada na escolha do  $\Delta t$  entre dois quadros sucessivos. Como o fluido era impelido manualmente, pouco controle se tinha sobre a sua velocidade. Assim, por vezes, os deslocamentos das partículas eram grandes demais e em outras vezes pequeno demais.

Devido ao fato do diâmetro do tubo ser pequeno, foi difícil colocar a água com partículas fluorescentes no seu interior. O ar preexistente saía com dificuldade. Parte deste ar ficou aprisionado no interior do tubo de vidro formando grandes bolhas circundadas pela água. O escoamento bifásico foi gerado manualmente, através da movimentação do êmbolo da seringa, que por sua vez impulsionava o conteúdo do tubo. Tanto a água quanto as bolhas de ar aprisionadas no interior do tubo eram impelidos pela ação da seringa.

A Figura 5.18 traz dois quadros sucessivos de um destes escoamentos. A imagem original foi cortada na região do tubo e ampliada por questões de clareza. Nota-se um acúmulo de partículas na parte inferior do tubo, ocasionado pela diferença de densidade entre elas e a água. Esta propensão à decantação prejudica as medições, e foi notada antes de começarem os experimentos. Se o frasco que continha a suspensão fosse mantido em repouso por alguns minutos, era possível observar o aumento gradativo da concentração das partículas na porção inferior. Em aproximadamente 1 hora a decantação se completava.

É possível discernir uma grande bolha na porção direita das Figuras 5.18. Seu interior aparece escuro pela inexistência de partículas. Na parte superior esquerda também há uma região escura, que, aparentemente, não se trata de uma bolha mas sim de uma região que contém água sem partículas, que começaram a se depositar. Isto era inevitável uma vez que um certo período de tempo invariavelmente se passava entre a inclusão das partículas e a medição. Nota-se também uma ligeira inclinação nas duas imagens, fruto de um pequeno erro durante o posicionamento da câmera.

As imagens da Figura 5.18 passaram pelo processo de correção da distorção ocasionada pela curvatura da parede interna segundo o procedimento descrito na Seção 4.4.2 antes de serem correlacionadas. A Figura 5.19 traz o campo de velocidades, resultado desta correlação. A técnica de Hart (Hart, 1999) foi usada com áreas e sub-áreas de interrogação de  $32 \times 32$  pixels. Os vetores espúrios foram retirados manualmente. Cabe salientar que as imagens foram correlacionadas mesmo nas regiões onde não havia partícula, como o interior da bolha. Nestes locais a única informação registrada pela câmera é ruído, e os vetores resultantes da correlação entre as áreas de busca contidas nessas regiões são claramente errôneos.

Os baixos níveis de velocidade observados nas proximidades da parede inferior do tubo podem ser justificadas pela decantação das partículas e seu conseqüente acúmulo nesta região.

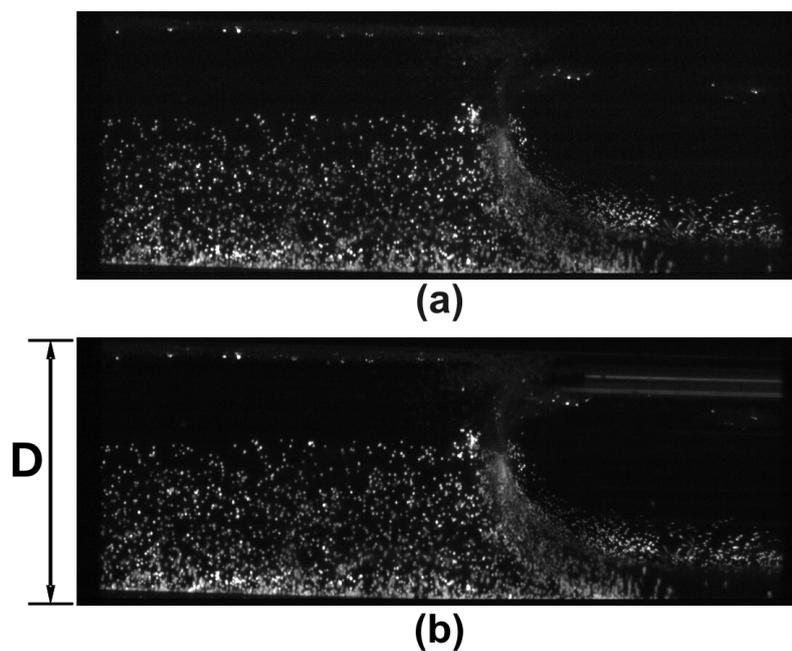


Figura 5.18: Imagens sucessivas do escoamento bifásico ar-água com partículas fluorescentes.

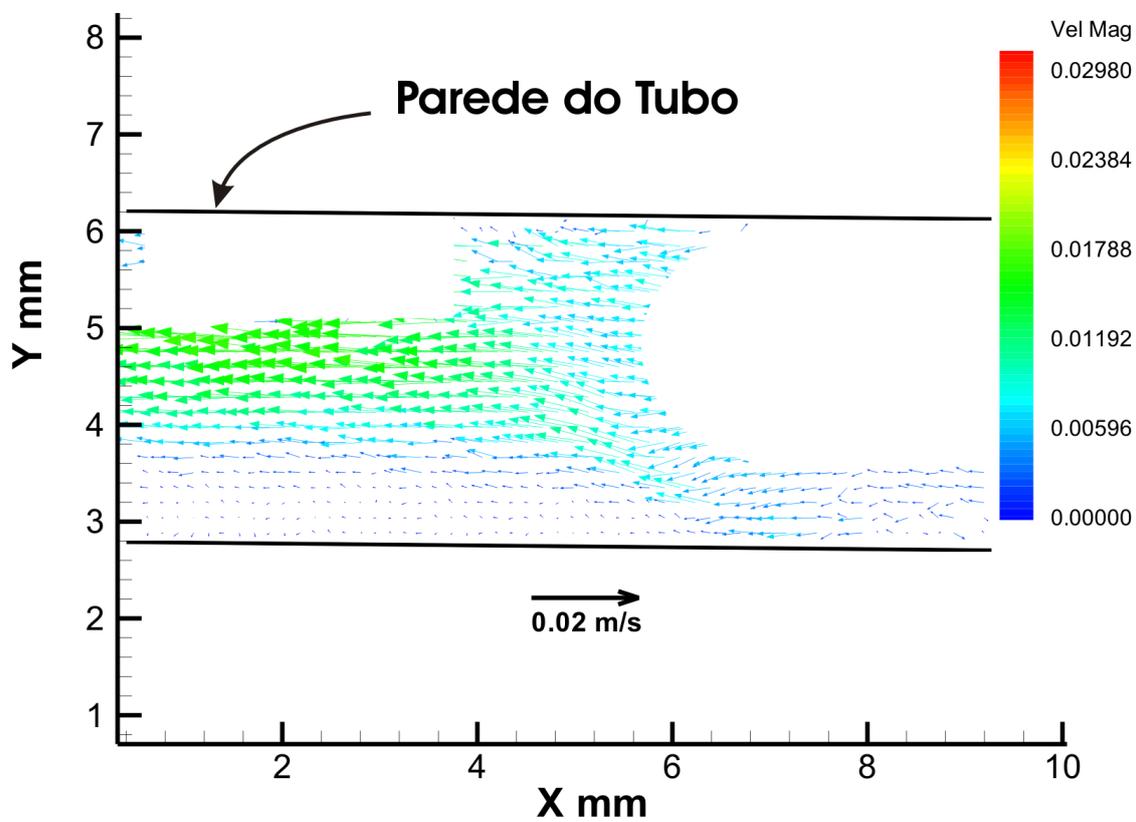


Figura 5.19: Campo de velocidades na fase líquida em escoamento bifásico ar-água.

## Capítulo 6

# Conclusões

O presente trabalho consistiu na utilização de um sistema de Velocimetria por Imagem de Partícula na investigação de um escoamento bifásico de fluido refrigerante R134a no interior de um tubo de pequeno diâmetro. Três etapas foram exploradas:

1. validação da Velocimetria por Imagem de Partícula através da medição de um perfil de velocidade conhecidos;
2. desenvolvimento de uma técnica experimental para a determinação da velocidade de bolhas utilizando correlação cruzada entre imagens;
3. utilização de partículas fluorescentes em conjunto com um filtro ótico para separar os sinais advindos do líquido e das bolhas durante a medição de velocidade na fase líquida.

Os resultados obtidos permitiram a delimitação das seguintes conclusões:

- As distorções causadas pela curvatura das paredes do tubo aliada à diferença entre os índices de refração do ar, do tubo e do fluido no seu interior não podem ser desprezadas. A solução clássica para tratar a parede externa do tubo consiste em preencher uma caixa transparente montada ao redor do mesmo com um fluido de índice de refração semelhante ao da parede do tubo. Um método de correção da distorção ocasionada pela parede interna baseado em processamento de imagens foi proposto e seus resultados se mostraram muito bons.
- A medição dos perfis de velocidade do escoamento laminar do interior de um tubo de 11 *mm* de diâmetro apresentou excelente concordância com o perfil teórico de Hagen-Poiseuille. Com base nessas medições estimou-se a incerteza da Velocimetria por Imagem de Partícula como sendo menor que 2%. Perfis de velocidade durante a transição à turbulência também foram medidos, apresentando desvios de 6% da clássica lei de potência.

- O arranjo das lentes cilíndricas numa configuração diversa da usual, aliada a um filtro difusor foi capaz de prover uma iluminação adequada à visualização das bolhas: difusa, de baixa intensidade e homogênea.
- A correlação cruzada entre duas imagens provou ser um método eficaz na determinação das velocidades das bolhas.
- A partir da binarização das imagens das bolhas pode-se determinar uma aproximação da fração de vazio.
- A utilização de Fluorescência Induzida por Laser em conjunto com a Velocimetria por Imagem de Partícula é capaz de possibilitar a determinação do campo de velocidades na fase líquida, em escoamentos na presença de bolhas.

Dentre as sugestões para trabalhos futuros pode-se citar:

- A concepção de um sistema posicionador que facilite a disposição do *laser* e da câmera e aumente a repetibilidade do posicionamento. Uma sugestão consiste em montar os equipamentos sobre micrômetros e estes sobre uma base rígida.
- Estudar um meio de suprimir as dificuldades encontradas durante a inclusão das partículas na bancada contendo R134a. Acredita-se que o emprego de partículas distribuídas em pó possa superar parte delas.
- Obter partículas fluorescentes com características tais que possibilitem sua utilização na bancada. As principais variáveis relevantes relacionadas ao componente fluorescente são a intensidade e o pico da emissão, assim como a sua estabilidade química com o R134a. A estabilidade química entre o R134a e o material base das partículas, bem como sua massa específica devem ser observados. É possível que não existam partículas que reúnam todas estas propriedades, sendo necessária a encomenda de partículas customizadas junto ao fabricante.
- Utilização de uma segunda câmera, de modo a possibilitar a medição simultânea da velocidade das bolhas e o campo de velocidades ao seu redor.

# Referências Bibliográficas

- ALMEIDA J.A., *Sistemas de Velocimetria por Imagem de Partícula*. Tese (Doutorado), Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brasil, 1997.
- ASHRAE, *Lubricants in Refrigerant Systems*. ASHRAE Handbook - Refrigeration, American Society of Heating, Refrigerating and Air-Conditioning Engineers, Atlanta, USA, 1998.
- AZEVEDO L.F., ALMEIDA J.A., *Velocimetria por Imagem de Partículas*. In: *III Escola de Primavera em Transição & Turbulência*, Florianópolis, Brasil, 2002.
- BARBOSA-JR J.R., *Turbulência em Sistemas Bifásicos Gás-Líquido*. In: *III Escola de Primavera em Transição & Turbulência*, Florianópolis, Brasil, 2002.
- BARBOSA-JR J.R., LACERDA V.T., PRATA A.T., *Prediction of Pressure Drop in Refrigerant-Lubricant Oil Flows with Refrigerant Outgassing in Small Diameter Tubes*. In: *IX Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciências Térmicas*, Associação Brasileira de Ciências Mecânicas, Caxambu, Brasil, 2002.
- BIPM, IEC, IFCC, ISO, IUPAC, IUPAP, OIML, *Guia para Expressão da Incerteza de Medição*. Associação Brasileira de Normas Técnicas, Inmetro e Sociedade Brasileira de Metrologia, 1997.
- BRENNEN C.E., *Cavitation and Bubble Dynamics*. Oxford Engineering Science Series, Oxford University Press, 1995.
- BUGG J.D., SAAD G.A., *The Velocity Around a Taylor Bubble Rising in a Stagnant Viscous Fluid: Numerical and Experimental Results*. International Journal of Multiphase Flow, Vol. 28, 2002, pp. 791–803.
- CAREY V.P., *Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena: An Introduction to the Thermophysics of Vaporization and Condensation Processes in Heat Transfer Equipment*. Taylor & Francis, Berkley, USA, 1992.
- CHOI H.M., KURIHARA T., MONGI H., MATSUI G., *Measurement of Particle/Bubble Motion and Turbulence Around it by Hybrid PIV*. Flow Measurement and Instrumentation, Vol. 12, 2002, pp. 421–428.

- COLLIER J.G., THOME J.R., *Convective Boiling and Condensation*. Terceira edição, Oxford University Press, Oxford, UK, 1994.
- DARBYSHIRE A.G., MULLIN T., *Transition to Turbulence in Constant-Mass-Flux Pipe Flow*. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 289, 1995.
- FOX R.W., McDONALD A.T., *Introdução à Mecânica dos Fluidos*. Livros Técnicos e Científicos Editora, 1992.
- FUJIWARA A., TOKUHIRO A., HISHIDA K., MAEDA M., *Flow structure around rising bubble measured by PIV/LIF (effect of shear rate and bubble size)*. In: *4th International Conference on Multiphase Flow (ICMF)*, New Orleans, USA, 2001.
- GUILBAULT G.G., *Practical Fluorescence - Theory, Methods, and Techniques*. Marcel Dekker Inc, New York, 1973.
- HART D.P., *Super Resolution PIV by Recursive Local-Correlation*. Journal of Visualization, Vol. 10, 1999.
- Image Processing Toolbox. 2002, URL <http://www.mathworks.com/products/image/>, versão 3.2.
- KAKAÇ S., SHAH R.K., AUNG W., *Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer*. John Wiley & Sons, New York, 1987.
- LACERDA V.T., *Caracterização Experimental de uma Mistura Óleo e Refrigerante em Dutos de Pequeno Diâmetro*. Dissertação (Mestrado), Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, Brasil, 2000.
- LAKOWICZ J.R., *Principles of Fluorescence Spectroscopy*. Plenum Press, New York, 1983.
- LINDKEN R., MERZKIRCH W., *A Novel PIV Technique for Measurements in Multi-Phase Flows and its Application to Two-Phase Bubbly Flows*. In: *4th International Symposium on Particle Image Velocimetry*, Göttingen, Alemanha, 2001.
- MATLAB, *Matrix Laboratory Package*. 2002, URL <http://www.mathworks.com/products/matlab/>, versão 6.3.
- OKAMOTO K., NISHIO S., SAGA T., KOBAYASHI T., *Standard Images for Particle-Image Velocimetry*. Measurement Science and Technology, Vol. 11, 2000, pp. 685–691.
- OLIVEIRA-FILHO K.S., *Fundamentos de Radiodiagnóstico por Imagem*. 1999, URL <http://www.if.ufrgs.br/ast/med/imagens/node41.htm>.
- ORIGIN, *Scientific Graphing and Analysis Software*. 2002, URL <http://www.originlab.com/>.

- PRAHL S., *Web-Based Mie Scattering Calculations*. 2001, URL [http://omlc.ogi.edu/calc/mie\\\_calc.html](http://omlc.ogi.edu/calc/mie\_calc.html), Oregon Medical Laser Center.
- PUST O., *Quantitative Visualisierung komplexer verfahrenstechnischer Strömungsvorgänge mit der digitalen Particle Image Velocimetry*. Tese (Doutorado), Universität der Bundeswehr Hamburg, Hamburgo, Alemanha, 2001.
- RAFFEL M., WILLERT C.E., KOMPENHANS J., *Particle Image Velocimetry - A Practical Guide*. Springer Verlag, Berlin, Alemanha, 1998.
- REFPROP, *Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties*. 2002, URL <http://www.nist.gov/srd/nist23.htm>, NIST Standard Reference Database 23, Version 7.0.
- SADHAL S.S., AYYASWAMY P.S., CHUNG J.N., *Transport Phenomena with Drops and Bubbles*. Mechanical Engineering Series, Springer Verlag, 1997.
- SCHLICHTING H., *Boundary Layer Theory*. McGraw Hill Series in Mechanical Engineering, McGraw Hill, New York, 1968.
- SEIXLACK A., *Modelagem do Escoamento Bifásico em Tubos Capilares*. Tese (Doutorado), Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, Brasil, 1996.
- SHARP K.V., ADRIAN R.J., *Transition From Laminar to Turbulent Flow in Liquid Filled Microtubes*. Experiments in Fluids, 2004, in Press.
- SILVEIRA-NETO A., *Fundamentos da Turbulência nos Fluidos*. In: *III Escola de Primavera em Transição & Turbulência*, Florianópolis, Brasil, 2002.
- SVEEN J.K., *An introduction to MatPIV v. 1.4*. Relatório técnico, Mechanics Division, Department of Mathematics, University of Oslo, Oslo, Noruega, 2000.
- TECPLOT, *Plotting and Data Visualization Software*. 2000, URL <http://www.amtec.com>, versão 8.
- TSI Incorporated, *PIV System Reference Manual*. St. Paul, EUA, 1997.
- VAN HOUT R., BARNEA D., SHEMER L., *Translacional Velocities of Elongated Bubbles in Continuous Slug Flow*. International Journal of Multiphase Flow, Vol. 28, 2002b, pp. 1333–1350.
- VAN HOUT R., GULITSKI A., BARNEA D., SHEMER L., *Experimental Investigation of the Velocity Field Induced by a Taylor Bubble Rising in Stagnant Water*. International Journal of Multiphase Flow, Vol. 28, 2002a, pp. 579–596.
- WEISSTEIN E., *Eric Weisstein's World of Mathematics*. 2003, URL <http://mathworld.wolfram.com/>, Wolfram Research Inc.

# Apêndices

## Apêndice A

# Incerteza do Perfil Teórico de Velocidade

O resultado de uma medição é somente uma estimativa do valor do mensurando e portanto só é completa quando acompanhada pela declaração da incerteza dessa estimativa.

Segundo BIPM et al. (1997), quando o mensurando  $Y$  é determinado a partir de  $N$  outras grandezas  $X_1, X_2, \dots, X_N$ , através de uma relação funcional  $f$  da forma

$$Y = f(X_1, X_2, \dots, X_N) \quad (\text{A.1})$$

a sua incerteza padrão combinada pode ser calculada a partir da Equação A.2,

$$u_c(y) = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left[ \frac{\partial f}{\partial x_i} \right]^2 u^2(x_i)}. \quad (\text{A.2})$$

Assim, como no regime laminar o perfil de velocidade é dado por

$$u_t(r) = \frac{8\dot{m}}{\rho\pi D^2} \left[ 1 - \left( \frac{r}{D/2} \right)^2 \right] \quad (\text{A.3})$$

e as grandezas medidas são  $\rho$ ,  $\dot{m}$  e  $D$ , a incerteza padrão combinada da velocidade,  $u_{u_t(r)}$ , é dada por:

$$\begin{aligned} u_{u_t(r)}^2 &= \left[ \frac{\partial u_t}{\partial \dot{m}} u_{\dot{m}} \right]^2 + \left[ \frac{\partial u_t}{\partial \rho} u_{\rho} \right]^2 + \left[ \frac{\partial u_t}{\partial D} u_D \right]^2 \\ &= \left[ \left( \frac{8}{\rho\pi D^2} - \frac{32r^2}{\rho\pi D^4} \right) u_{\dot{m}} \right]^2 + \left[ \left( -\frac{8\dot{m}}{\rho^2\pi D^2} - \frac{32\dot{m}r^2}{\rho^2\pi D^4} \right) u_{\rho} \right]^2 \\ &\quad + \left[ \left( -\frac{16\dot{m}}{\rho\pi D^3} - \frac{128\dot{m}r^2}{\rho\pi D^5} \right) u_D \right]^2, \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

onde  $u_{\dot{m}} = f(\dot{m})$ ,  $u_{\rho} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ kg/m}^3$  e  $u_D = 2 \cdot 10^{-6} \text{ m}$  são, respectivamente, as incertezas associadas à medição da vazão mássica, da densidade e do diâmetro. A incerteza associada

à medição do diâmetro do tubo,  $u_D$ , foi obtido pela máquina de medir por coordenadas e seu valor foi fornecido pela fundação CERTI. As incertezas associadas à medição da vazão mássica,  $u_{\dot{m}}$ , e da densidade,  $u_{\rho}$ , foram fornecidas pelo fabricante do fluxímetro. O manual do equipamento contém estas informações, além da curva  $f(\dot{m})$ . Assim, substituindo os valores nominais para  $\rho$ ,  $\dot{m}$  e  $D$ , foi possível calcular  $u_{u_t(r)}$  para cada vazão, em função do raio  $r$ . O valor máximo foi utilizado por questões conservativas. A Tabela A.1 traz os valores empregados.

<b>Re</b> [-]	$max(u_{u_t(r)})$ [m/s]	$max(u_{u_t(r)})/\overline{u_{LC}}$ %
93	0,0035041	23,07%
418	0,0035060	5,19%
995	0,0035137	2,18%
1323	0,0035206	1,65%
1652	0,0035294	1,34%
1868	0,0035360	1,20%
2257	0,0035498	1,02%

**Tabela A.1:** Incertezas associadas ao perfil de velocidade teórico (regime laminar).

## Apêndice B

# Código Fonte dos Programas Computacionais

### B.1 Velocidade das Bolhas

O código a seguir determina a velocidade de uma bolha a partir da técnica de correlação cruzada. As imagens são ainda binarizadas para o posterior cálculo da Fração de Vazio. Porções do código de Sveen (2000) foram utilizadas.

```
clear
close all
iptsetpref( 'TruesizeWarning', 'off' )
Mag = 9.9e-6; %fator de magnificação em (m/pixel)
Dt = 600e-6; %intervalo de tempo (em segundos)

tubo = [0 468-23 1000 296+23]; %D5c
epsilon = [0, 0, 40, 5]; %o quanto a area2 é maior que a area1

dir = 'D:\piv\fotos\vapor\r134a\Dmarcio5c\Image\Single';
[nomes] = ReadImDirMod( dir, 'tif' );

bgA = imread( [dir, filesep, nomes( 1, : )] );
bgB = imread( [dir, filesep, nomes( 2, : )] );

fid = fopen( 'Dtmp2a.wri', 'w' );
fprintf( fid, '%s \n', dir );
fprintf( fid, '%s %10.12f %s %s %18.10f %s\n', 'Mag = ', ...
        Mag, 'm/pixel;', 'Dt = ', Dt, 's;' );
fprintf( fid, '%s \n', 'Frame--Bolha--u (m/s)--v (m/s)--' );
```

```
for j=3:2:size( nomes, 1 )
j
A = imread( [dir, filesep, nomes( j, : )] );
B = imread( [dir, filesep, nomes( j+1, : )] );

bolhas1 = imcrop( imsubtract(A, bgA), tubo );
A = imadjust( bolhas1, stretchlim( bolhas1 ) );

bolhas2 = imcrop( imsubtract(B, bgB), tubo );
B = imadjust( bolhas2, stretchlim(bolhas2) );

imshow(A), title('Frame A')
nBolhas = input('Quantas bolhas existem neste frame? ');
offset = zeros( 2, nBolhas ); %linha 1 = x, linha 2 = y
x = zeros( 1, nBolhas );
y = zeros( 1, nBolhas );
u = zeros( 1, nBolhas );
v = zeros( 1, nBolhas );

bwTudoA = uint8( zeros( size( A ) ) );
bwTudoB = bwTudoA;

% este trecho deve ser repetido até que todas as bolhas
% tenham sido processadas
for i = 1:nBolhas,
disp('Selecione um retangulo que contenha uma bolha ');
[subA, rectA] = imcrop(A);
offset(1, i) = rectA(1);
offset(2, i) = rectA(2);
[subB, rectB] = imcrop(B, rectA + epsilon );

subA = imadjust( subA, stretchlim( subA ) );
subB = imadjust( subB, stretchlim( subB ) );

% cálculo do coeficiente de correlação
R = normxcorr2( subA, subB );
R( R<0 ) = 0; % só interessa a correlacao positiva!
peak = max( R(:) );
[y(1, i), x(1, i)] = find( R == peak );

% deslocamentos "sub-pixel" ( interpolação gaussiana )
```

```

[u(i), v(i)] = intpeak( x(i), y(i), R( y(i), x(i) ), ...
R( y(i), x(i)-1 ), R( y(i), x(i)+1 ), R( y(i)-1, ...
x(i) ), R( y(i)+1, x(i) ), 2, size(subA) );

% transformando deslocamentos (pixel) em velocidades (m/s)
u(i) = Mag*u(i)/Dt;
v(i) = Mag*v(i)/Dt;

%==Processo de Binarizacao=====
lim = 0.1;
tmpA = im2double( res( subA, subB ) );
tmpAbw = im2bw( tmpA, graythresh( tmpA )*lim );
tmpAbw = bwareaopen( tmpAbw, 8 );
tmpAbw = bwfill( tmpAbw, 'holes' );
tmpAero = imopen( tmpAbw, strel( 'diamond', 1 ) );

[LA, numA] = bwlabel( tmpAero );
featA = regionprops( LA, 'all' );
featA = findfeat( featA );

tmpB = im2double( subB );
tmpBbw = im2bw( tmpB, graythresh( tmpB )*lim );
tmpBbw = bwareaopen( tmpBbw, 8 );
tmpBbw = bwfill( tmpBbw, 'holes' );
tmpBero = imopen( tmpBbw, strel( 'diamond', 1 ) );

[LB, numB] = bwlabel( tmpBero );
featB = regionprops( LB, 'all' );
featB = findfeat( featB );
%=====

% Salvando as mascaras:
superA = impose( tmpA, featA );
superB = impose( tmpB, featB );
filename = 'imgT';
filename = strcat( filename, num2str(j), num2str(i) );

% colocando as imagens segmentadas sobre as originais
bwTudoA = im2bw( sobrepor( bwTudoA, featA, rectA ) );
bwTudoB = im2bw( sobrepor( bwTudoB, featB, rectB ) );
save( filename, 'superA', 'superB', 'bwTudoA', 'bwTudoB' );

```

```

% Salvando as velocidades:
vel = [ j; i; u(1, i); v(1, i) ];
fprintf( fid, '%1d %11d %12.8f %12.8f %6d %6d %6d %6.4f %s\n'...
        ,vel, '%' );

end

hold

quiver( x./2 + offset(1, :), y./2 + offset(2, :), 100*u, 100*v, 0 )
figure, imshow( B )

end

fclose( fid );

iptsetpref( 'TruesizeWarning', 'on' )

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function [filenames] = ReadImDirMod(directory,ext)
%
% [filenames,amount,filebase] = ReadImDir(directory,ext)
%
%Created: 05-May-1999
%Authors: Alex Liberzon & Roi Gurka
%E-mail : l-alex@bigfoot.com
%Phone : +972-(0)48-29-24-09
%Copyright: (C) 1999, Technion - IIT
direc=dir([directory,filesep,'*.',ext]); filenames={};
[filenames{1:length(direc),1}] = deal(direc.name);
filenames=sortrows(char(filenames{:}));
return;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function [img] = sobrepor( gray, feat, rect )

bw = feat.ConvexImage;
bb = feat.BoundingBox;

ybb = bb(2) + 0.5; %coordenadas baseadas em bw
xbb = bb(1) + 0.5;

rec = ceil( rect );
x = rec(1); % coordenadas baseadas em rect
y = rec(2);

```

```

if isgray( gray )
img = im2double( gray );
img( ybb + y : size( bw, 1 ) + ybb + y - 1, xbb + x : size( bw, 2 )...
+ xbb + x - 1 ) = im2double( bw );
else
img = uint8( zeros( size( gray ) ) );
img( ybb + y : size( bw, 1 ) + ybb + y - 1, xbb + x : size( bw, 2 )...
+ xbb + x - 1 ) = bw;
end

```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function [subc] = res( subA, subB )

```

```

[a1, b1] = size( subA );
[a2, b2] = size( subB );

```

```

subc = [ im2double(subA); zeros( a2-a1, b1) ];
subc = [ subc, zeros(a2, b2-b1) ];

```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function feat = findfeat( featarr )

```

```

n = size( featarr, 1 );
A = zeros( 1, n );

```

```

for i = 1:n,
A(i) = featarr(i).Area;
end

```

```

idx = find( A == max( A ) );
feat = featarr( idx );

```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function [super] = impose( gray, feature )

```

```

bw = feature.ConvexImage;
bb = feature.BoundingBox;

```

```

y = bb(2) + 0.5;
x = bb(1) + 0.5;

```

```

temp = zeros( size( gray ) );
temp( y : bb(4) + y - 1, x : bb(3) + x - 1 ) = bw;
mask = bwperim( temp );

super = gray;
super( mask ) = 255;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function [x0,y0] = intpeak( x1, y1, R, Rxm1, Rxp1, Rym1, Ryp1, method, N )

% INTPEAK - interpolate correlation peaks in PIV
%
% function [x0,y0]=intpeak(x1,x2,x3,y1,y2,y3,method,N)
% METHOD = 1 for centroid fit, 2 for gaussian fit, 3 for parabolic fit
%
% x1 and y1 are maximal values in respective directions.
% Copyright 1998-2001, J. Kristian Sveen, jks@math.uio.no
% Dept of Mathematics, University of Oslo
% Distributed under the GNU general public license.

if length(N)==2
    M=N(1); N=N(2);
else
    M=N;
end

if any(find(([R Rxm1 Rxp1 Rym1 Ryp1])==0))
    % to avoid Log of Zero
    method=1;
end

if method==1
    x01=((x1-1)*Rxm1)+(x1*R)+(x1+1)*Rxp1) / (Rxm1+R+Rxp1);
    y01(((y1-1)*Rym1)+(y1*R)+(y1+1)*Ryp1)) / (Rym1+R+Ryp1);
    x0=x01-(M);
    y0=y01-(N);
elseif method==2
    x01delta = ( (log(Rxm1)-log(Rxp1))/( (2*log(Rxm1))-(4*log(R))+...
        (2*log(Rxp1))) ) );
    y01delta = ( (log(Rym1)-log(Ryp1))/( (2*log(Rym1))-(4*log(R))+...
        (2*log(Ryp1))) ) );

```

```

    x01 = x1 + x01delta;
    y01 = y1 + y01delta;
    % mudei M
    x0 = x01-(N);
    y0 = y01-(M);
elseif method==3
    x01=x1 + ( (Rxm1-Rxp1)/((2*Rxm1)-(4*R)+(2*Rxp1)) );
    y01=y1 + ( (Rym1-Ryp1)/((2*Rym1)-(4*R)+(2*Ryp1)) );
    x0=x01-(M);
    y0=y01-(N);
else
    ('Please include your desired peakfitting function; 1 for...
     3-point fit, 2 for gaussian fit, 3 for parabolic fit')
end

x0=real(x0);
y0=real(y0);

```

## B.2 Estimativa da Fração de Vazio

```

function [voidfrac] = voidbw( bw )
% Estimativa da fracao de vazio em imagens binarias de bolhas.

areabol = ( sum( bw ) ).^2;

voidfrac = areabol/size( bw, 1 )^2;

```

## B.3 Correção das Distorções

```

clear
close all

% coeficientes do polinômio A + Bx + Cx^2 + Dx^3 + Ex^4
A = 18.18019;
B = 0.80182;
C = 0.000763605;
D = -0.00000171983;
E = -4.42e-21;
pixInicio = 468;
pixFim = 764;
delta = 23; %diferença entre a altura da imagem transformada e original

```

```
rect = [0 pixInicio 1000 pixFim-pixInicio];

T = zeros(15, 2);
T(2, 1) = 1;
T(1, 2) = A;
T(3, 2) = B;
T(6, 2) = C;
T(10, 2) = D;
T(15, 2) = E;

xybase = reshape( randn( 30,1 ), 15, 2 );
t_poly = cp2tform( xybase, xybase, 'polynomial', 4 );
t_poly.tdata = T; %matriz da transformação

for letra = 98:1:99, %de b ate c
    dir = strcat('D:piv\fotos\Dseringa1', char( letra ), '\Image\Single');
    [nomes] = ReadImDirMod( dir, 'tif' );

    for j=1:1:size(nomes, 1)
        tic

        dir2 = strcat( dir, '\D', nomes(j, :) );
        fprintf( '\r Trabalhando no arquivo: %s', dir2 )

        a = imread( [dir, filesep, nomes( j, : )] );
        imc = imcrop(a, rect);

        imcTrans = imtransform( imc, t_poly, 'FillValues', .3 );
        imcTrans = imcTrans(:, 1:1000);

        final = a;
        final( pixInicio-delta-1:pixFim+delta, :) = imcTrans;

        imwrite( final, dir2, 'tif', 'Compression', 'none');
        fprintf( ', Tempo decorrido: %f', toc);
    end
end
```

## B.4 Aquisição de Dados

Todos os programas criados com o pacote LABVIEW possuem um painel frontal e um bloco de diagramas. O primeiro é uma interface gráfica que possibilita a intervenção do usuário durante a execução do programa, ao passo que o segundo é o código fonte. O LABVIEW é um ambiente de desenvolvimento baseado na linguagem G, uma linguagem de programação gráfica.

