

3 Técnica de Medição

Como mencionado no Capítulo 1, o objetivo principal do presente trabalho foi obter dados experimentais detalhados sobre o campo de velocidade da fase líquida de escoamentos bifásicos no padrão *slug*. Dada a natureza transiente do escoamento, tornou-se necessária a utilização de técnica experimental que fosse capaz de fornecer informações instantâneas sobre regiões extensas do escoamento.

A técnica selecionada para a medição dos campos instantâneos de velocidade da fase líquida foi uma variação da técnica óptica utilizada com sucesso em anos recentes para a medição de escoamentos monofásicos, conhecida com Velocimetria por Imagem de Partículas, ou *PIV*, do inglês *Particle Image Velocimetry*. A presença das fases líquida e gasosa no escoamento, no entanto, produz espalhamentos de luz indesejáveis que exige a incorporação de artifícios experimentais para que a medição do campo de velocidade na fase líquida seja realizada com sucesso.

A seguir é apresentada uma descrição das técnicas utilizadas, a saber, *PIV*, para a medição dos campos instantâneos de velocidade na fase líquida, Fluorescência Induzida por Laser – *LIF (Laser Induced Fluorescence)*, para separação das imagens da fase líquida e da fase gasosa e Técnica da Sombra Pulsada – *PST (Pulsed Shadow Technique)*, para realçar as interfaces líquido-gás. A descrição de cada técnica será seguida pela apresentação do procedimento experimental utilizado para a obtenção das imagens do escoamento, de seu posterior processamento digital e do tratamento estatístico empregado para interpretar os dados experimentais obtidos. Também será descrito o sistema de interruptores de feixe montados a partir de *LED's* (do inglês *Light Emitting Diode*) e utilizado para determinar parâmetros globais do escoamento, tais como, velocidade das bolhas de gás, dos pistões de líquido, assim como as suas distribuições de tamanhos.

3.1. Velocimetria por imagem de partícula (*PIV*)

A técnica de Velocimetria por Imagem de Partículas (*Particle Image Velocimetry*, conhecida também como *PIV*) vem sendo largamente utilizada na última década para realizar medições instantâneas do campo de velocidade em regiões extensas do escoamento. O seu princípio básico, para aplicações em escoamentos monofásicos, consiste em iluminar uma seção do escoamento em dois instantes de tempo próximos (da ordem de micro segundos de intervalo entre pulsos) por meio de um plano de luz laser pulsada, registrando a posição de partículas traçadoras previamente distribuídas no fluido, geralmente por meio de câmera digital (Raffel et al 2007).

Esta técnica apresenta como principais características o fato de ser não intrusiva (se considerarmos que a introdução das partículas não influencia o escoamento), a possibilidade da medição de regiões extensas do escoamento e a possibilidade da medição de campos instantâneos de velocidade. Trata-se de um grande avanço em relação às técnicas tradicionais que somente fornecem medições pontuais do campo de velocidade.

Como limitações da técnica *PIV* podem ser mencionadas a necessidade do fluido de trabalho e da seção de testes serem transparentes ao comprimento de onda da fonte de iluminação e a limitação da resolução temporal das medidas, ainda inferior àquelas obtidas por técnicas pontuais como anemometria a laser ou de fio quente

O princípio geral de funcionamento da técnica *PIV* pode ser mais bem compreendido com o auxílio da Figura 3.1.

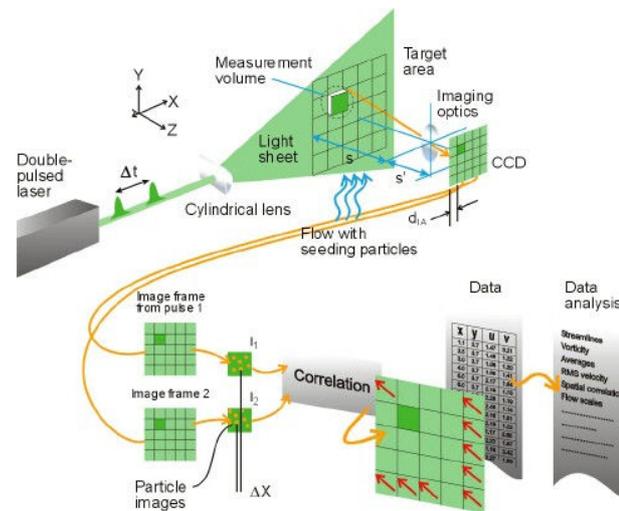


Figura 3.1 - Princípio de funcionamento da técnica PIV. (Fonte: www.dantecdynamics.com)

No fluido em escoamento, são introduzidas partículas traçadoras de pequeno diâmetro que devem acompanhar fielmente o escoamento. A região onde se deseja medir a velocidade do escoamento é iluminada com o plano de laser e as imagens são capturadas por uma câmera situada em posição ortogonal à seção de testes. Duas imagens são adquiridas num pequeno intervalo de tempo e armazenadas no computador.

As imagens armazenadas são divididas em pequenas áreas, chamadas de janelas de interrogação, que são tratadas por métodos estatísticos (correlação cruzada) para determinação do deslocamento das partículas e, por conseguinte, o campo de velocidade desejado.

Através da aplicação de algoritmos de pós-processamento, o campo de velocidade é analisado para identificar a possível presença de vetores espúrios que podem ser obtidos em regiões com baixa visibilidade ou falta de partículas. Estes vetores, que se espera de serem em número desprezível, são eliminados nesta etapa e substituídos por vetores interpolados. Na etapa de pós-processamento, caso desejável, o campo de velocidade é filtrado para atenuar a presença de ruído (Raffel et al. 2007).

A Figura 3.2 apresenta um par de imagens típicas para instantes de tempo consecutivos obtidas de uma medição de escoamento utilizando a técnica PIV. Nestas imagens, consideradas de boa qualidade, ressaltam-se a distribuição homogênea das partículas traçadoras e o excelente contraste das imagens, requisitos necessários para uma medição bem sucedida. O processamento de imagens como as apresentadas nesta figura fornece campos de velocidade formados por, tipicamente, dezenas de milhares de vetores velocidade, o que

produz resoluções espaciais da ordem de frações de milímetros em regiões com dimensões da ordem de dezenas ou centenas de milímetros. O nível de resolução espacial obtido com a técnica PIV é equivalente àquele obtido com as técnicas pontuais convencionais.

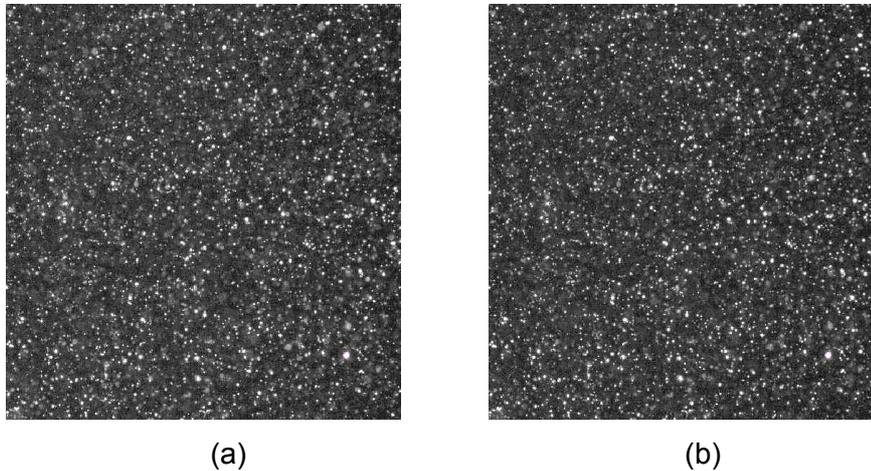


Figura 3.2 – Exemplo de para de imagens obtidas para utilização da técnica PIV (a) Instante $t=t_0$. (b) Instante $t=t_0+\Delta t$ (Aniceto P.H. 2007).

Quando vários pares de imagens são capturados ao longo do tempo, o comportamento temporal do escoamento pode ser obtido. Taxas de aquisição da ordem de 15 Hz eram consideradas típicas dos sistemas de PIV. Atualmente, estão disponíveis fontes lasers e câmeras digitais com frequências de pulso e aquisição de imagens elevadas que permitem a medição de campos de velocidade a taxas da ordem de 1 kHz. Espera-se que com o desenvolvimento contínuo das tecnologias de câmeras digitais e lasers pulsados, estas limitações na frequência de aquisição de imagens sejam eliminadas em futuro próximo, aproximando as frequências de aquisição da técnica PIV com aquelas obtidas nas técnicas pontuais como anemometria laser-Doppler ou de fio quente.

A montagem típica de um sistema de Velocimetria por Imagem de Partícula consiste na utilização de subsistemas que trabalham de forma integrada e sincronizada, e são eles: o subsistema de iluminação (laser), o subsistema de aquisição de imagens (câmera CCD) e o subsistema de processamento e visualização de dados (computador).

A seguir serão apresentadas informações importantes sobre a técnica de PIV, visando a um melhor entendimento do seu funcionamento. A descrição que se segue é limitada à técnica PIV bidimensional, que foi utilizada no presente trabalho. Estão disponíveis para uso técnicas PIV estereoscópicas que fornecem os três componentes dos vetores velocidade na região bidimensional de

iluminação. Informações sobre a implementação desta técnica podem ser encontradas em Raffel et al. (2007).

3.1.1. Subsistema de iluminação

A função do sistema de iluminação é fornecer ao escoamento um feixe plano de luz, com espessura, duração e intensidade bem definidos. Laser é amplamente utilizado em velocimetria por imagem de partículas pela sua capacidade de emitir luz monocromática com alta densidade de energia que pode facilmente ser integrado para iluminar e possibilitar a gravação das imagens das partículas traçadoras movendo-se com altas velocidades (Raffel et al 2007).

A fonte utilizada neste trabalho era formada de duas cavidades pulsadas de Nd:YAG, onde o feixe do laser é gerado por íons de Nd^{3+} . Em condições normais de operação, este laser emite no comprimento de onda $\lambda = 1064\text{nm}$ (infravermelho). Para aplicações em PIV, o laser é dobrado em frequência por meio de um dispositivo óptico especial, emitindo em $\lambda = 532\text{nm}$, luz verde.

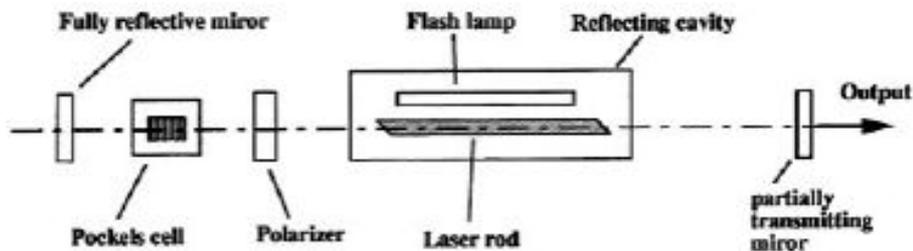


Figura 3.3 – Esquema de laser Nd:YAG e seus componentes (Barros J.M. 2007)

A Figura 3.3 ilustra um esquema de uma fonte laser de Nd:YAG. A barra cilíndrica de YAG é excitada por uma lâmpada de flash. Estes dois componentes estão dentro de uma cavidade reflectiva. Essa cavidade é resfriada por água, retirando a energia que não foi convertida em luz laser. A barra de YAG é alinhada em relação a dois espelhos, um de reflexão total e outro de transmissão parcial. Quando a lâmpada de flash é acionada, ocorre a inversão de população dos átomos da barra. Assim que um limiar de energia é atingido, um pulso de laser é emitido. Neste modo, vários pulsos de laser podem ser emitidos em tempos e durações aleatórios durante o bombeamento. Quando se inclui uma célula de Pockels e um polarizador na cavidade do laser, é possível operá-lo em modo de disparo (*triggered mode*). Esta célula funciona como um obturador,

deixando a energia na barra de Nd:YAG crescer a um nível alto até que, abrindo rapidamente, libera um pulso de laser com alta energia em um instante pré-definido. Este atraso entre o acionamento da lâmpada de flash e a abertura da célula de Pockels é chamado de *Q-switch* (que vem do inglês *Quality Switch*) e controla o nível de energia do feixe emitido. A energia emitida por um laser Nd:YAG é portanto, pulsada. Tipicamente, cada cavidade laser emite pulsos a uma frequência de 15 Hz. Como este intervalo de tempo entre pulsos é muito longo para a maioria das aplicações de interesse em mecânica dos fluidos, utilizam-se duas cavidades operando de modo sincronizado. Assim, é possível controlar o intervalo de tempo entre os pulsos de cada cavidade, talvez o parâmetro operacional mais importante para o sucesso da técnica PIV.

O intervalo de tempo entre o primeiro e o segundo pulso deve ser longo o suficiente para permitir a determinação do deslocamento das partículas traçadoras com uma boa resolução e curto o bastante para evitar partículas com componentes de velocidade saindo do plano de iluminação entre as duas aquisições.

3.1.2. Plano de luz laser

Para a boa implementação da técnica PIV, é necessária uma combinação de lentes com objetivo de gerar plano de luz de pequena espessura e alta intensidade.

O plano de luz é formado a partir do feixe cilíndrico que sai da fonte laser pela utilização de uma lente cilíndrica, com distância focal negativa. O plano formado é divergente, e a distância focal da lente deve ser tal que o plano de luz ilumine toda a seção de interesse no escoamento. Uma segunda lente é utilizada para controlar a espessura do feixe, concentrando sua energia na região de medição. Para isso, utiliza-se pelo menos uma lente esférica com distância focal positiva. A Figura 3.4 abaixo apresenta a configuração das lentes adotada para este trabalho, que é semelhante ao sistema adotado por Aniceto P.H. (2007).

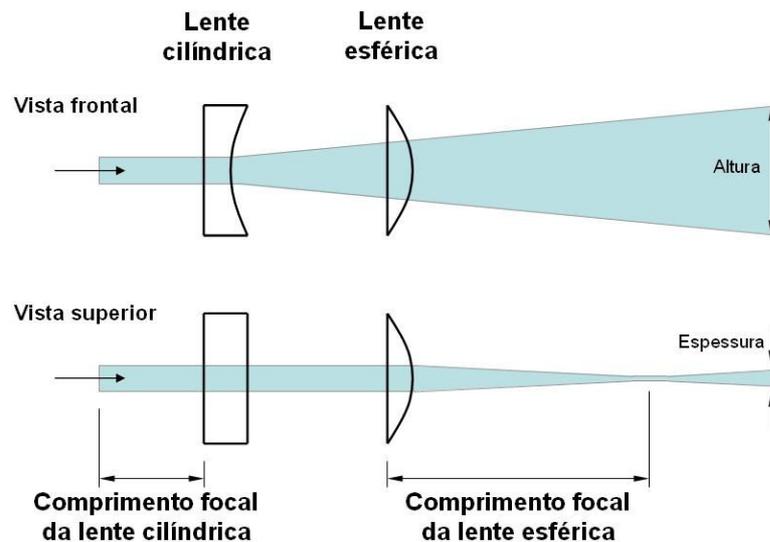


Figura 3.4 – Diagrama de lentes para formação do plano de luz com um laser (Aniceto P.H. 2007).

3.1.3. Partículas traçadoras

As partículas traçadoras utilizadas na técnica PIV devem atender a dois requisitos antagônicos. Elas devem ser pequenas o suficiente para seguir fielmente o escoamento e, ao mesmo tempo, devem ser grandes o suficiente para espalhar a luz incidente do laser pulsado, facilitando o registro de suas imagens.

Como será comentado mais adiante, no caso da utilização da técnica PIV para a medição de escoamentos com mais de uma fase, as partículas traçadoras devem ser fabricadas com material fluorescente a qual permite a filtragem da luz indesejada espalhada pelas interfaces gas-líquido que, de outra forma, se sobreporiam à luz muito menos intensa espalhada pelas partículas.

A escolha de partículas traçadoras adequadas a um dado escoamento é facilitada pela experiência anterior disponível das técnicas de velocimetria por laser Doppler. O presente trabalho buscou seguir Raffel et al (2007) como referência na análise do comportamento dinâmico das partículas carregadas pelo escoamento e na posterior escolha de seu diâmetro e massa específica.

A distribuição da luz espalhada pelas partículas traçadoras normalmente utilizadas nas aplicações de PIV é modelada pela Teoria de Espalhamento de Mie (Raffel et al 2007). Nela, é estabelecida que a intensidade da luz espalhada por uma partícula iluminada depende do comprimento de onda da luz incidente,

da dimensão e forma da partícula, assim como do ângulo de observação e dos índices de refração da partícula e do fluido onde ela está imersa.

Para partículas esféricas com diâmetro maior que o comprimento de onda da luz incidente, a teoria de Mie prevê uma distribuição de intensidade de luz espalhada como mostrado na representação polar da Figura 3.5. Note-se na figura que a intensidade é representada em escala logarítmica onde cada anel é separado por um fator de 100. A luz espalhada se propaga em todas as direções, porém a maior intensidade é observada a 180° . Para o presente trabalho, a medição do sistema PIV foi feita posicionando a câmera a 90° . É possível também observar o aumento do espalhamento de luz ao se aumentar o diâmetro da partícula.

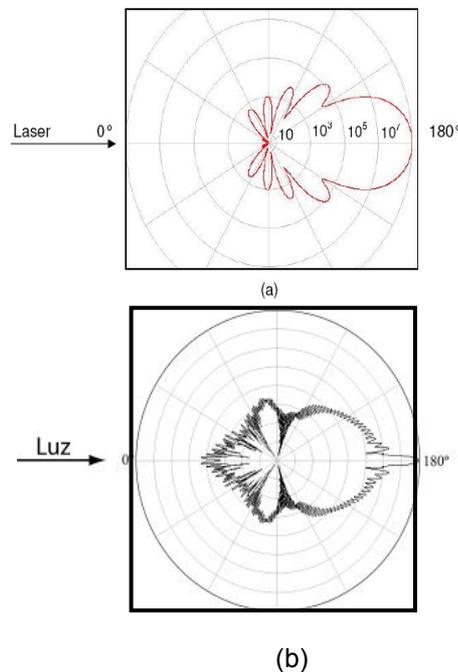


Figura 3.5 - Luz espalhada por uma partícula esférica de vidro diâmetro de (a) $1 \mu\text{m}$ e (b) $10 \mu\text{m}$, comprimento de onda da luz incidente $\lambda = 532\text{nm}$ (<http://www.philiplaven.com/mieplot.htm>).

3.1.4. Subsistema de aquisição de imagens

Com os recentes avanços na eletrônica, a fotografia digital se tornou uma alternativa atraente para a técnica de PIV. Algumas vantagens podem ser facilmente apontadas, como a disponibilidade imediata das imagens e conseqüentemente um *feedback* durante o processo de aquisição das imagens.

Os sensores mais comuns utilizados são CCD's (*Charge Coupled Device*), o qual consiste em um sensor que pode converter luz em cargas elétricas (elétrons). Quando se fala em sensor de CCD, geralmente se refere a uma

matriz de vários sensores normalmente arranjados de forma retangular. Cada elemento do CCD é chamado de *pixel* (abreviação de *picture element*), e seu tamanho é geralmente da ordem de $10\mu\text{m}$ por $10\mu\text{m}$ ou 100 pixel/mm .

As câmeras com CCD apresentam vantagens por sua alta resolução espacial e sua arquitetura eletrônica. A partir dos anos 90, começaram a ser produzidas câmeras onde cada pixel apresenta seu próprio local de armazenamento e logo ganharam popularidade. Nelas, a primeira transferência da carga para o local de armazenamento ocorre em algumas centenas de nano segundos. Com isso, o tempo entre os pulsos de laser podem ser da ordem de $\Delta t = 1\mu\text{s}$, e ainda assim é possível capturar-se cada imagem referente a cada pulso. É interessante mencionar para referência que intervalos entre pulsos de laser da ordem de micro segundos permitem a medição de escoamentos com velocidade de centenas de metros por segundo. A Figura 3.6 ilustra um CCD encontrado em câmeras de PIV.

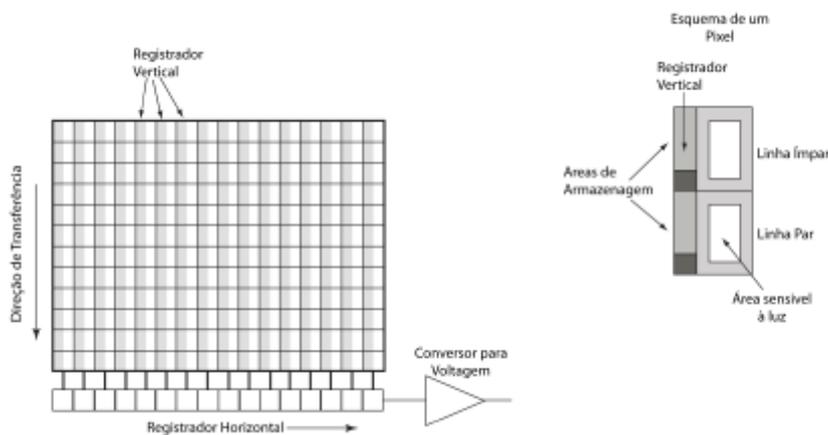


Figura 3.6 – Sensor de CCD utilizados nas câmeras de PIV (Barros J.M. 2007)

A imagem da partícula capturada deve ser a mais fiel possível, evitando a presença de rastro. No caso de utilização de iluminação a laser pulsado, o tempo em que o obturador permanece aberto deve ser o suficiente para que um pulso de laser seja realizado, sensibilizando o sensor CCD. Portanto, cada imagem de partículas correspondendo a um pulso é capturada em um quadro distinto. A figura 3.7 ilustra de forma qualitativa o diagrama temporal convencional de uma câmera típica.

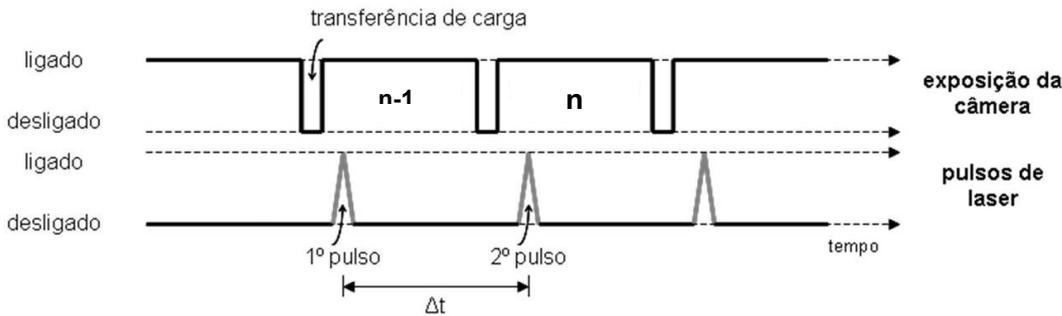


Figura 3.7 – Diagrama temporal de sincronismo entre o laser e a câmera (Aniceto, P.H. 2007).

Para altas velocidades de escoamento, estes pulsos de laser podem ser estrategicamente posicionados de modo que o intervalo de tempo em que são efetuados seja minimizado. Esta técnica é conhecida como *frame straddling* (TSI Incorporated, 1997) e consiste em disparar o primeiro pulso do laser no final da exposição do primeiro quadro e o segundo pulso no início da segunda exposição, logo após a transferência das cargas. A Figura 3.8 ilustra de forma qualitativa o diagrama temporal desta técnica.

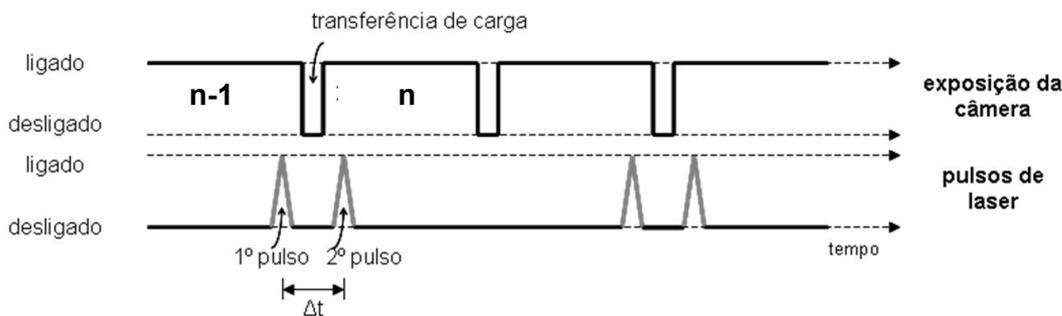


Figura 3.8 – Diagrama temporal de sincronismo entre o laser e a câmera operando no modo frame straddling (Aniceto, P.H. 2007)

3.1.5. Sincronizador

O sincronizador proporciona o controle e a ativação dos sinais, garantindo a precisa sincronização dos componentes do sistema. Este módulo é programável através do software do sistema, permitindo configurar a duração do pulso do laser, o intervalo entre os pulsos, a energia fornecida por pulso com lasers tipo Nd:YAG (controlando o tempo de *Q-switch*), o controle da abertura das câmeras CCD e o controle de dispositivos externos, como por exemplo, a iluminação pulsada de fundo que será apresentada mais adiante.

3.1.6. Análise das imagens

Antes de introduzirmos o método de correlação cruzada para a análise das imagens, devem ser feitas algumas considerações. Inicialmente, assume-se que é dado um par de imagens capturadas em um plano iluminado pelo laser. A segunda imagem é capturada em um curto período de tempo após a primeira, registrando o deslocamento das partículas que tenham se movido com o escoamento. Dado este par de imagens, espera-se ser capaz de medir o deslocamento linear das partículas. Além disso, a concentração das partículas no fluido é elevada, de forma que é impossível a avaliação direta do deslocamento das mesmas no par de imagens através do acompanhamento de cada trajetória individual.

Ao invés de buscar-se a determinação dos deslocamentos de cada partícula, pequenas regiões do escoamento contendo um grupo de partículas são analisadas. Assume-se que as partículas de cada pequena região tenham a mesma velocidade, que será a velocidade associada àquela determinada região. A determinação do deslocamento de cada região – as chamadas janelas de interrogação – é realizada através da correlação cruzada do par de imagens nos dois instantes de tempo.

A fórmula da correlação cruzada na forma discreta é:

$$R_{II'}(x, y) = \sum_{i=-M}^M \sum_{j=-N}^N I(i, j) I'(i+x, j+y) \quad \text{Eq. (3.1)}$$

Essencialmente, a janela I' é linearmente deslocada ao redor da janela I , a qual é sempre maior que a primeira. Para cada deslocamento da janela (x, y) , o somatório dos produtos de todas as intensidades dos pixels sobrepostos produz um valor da função de correlação cruzada, $R_{II'}(x, y)$, conforme pode ser visto na Figura 3.9. Aplicando-se essa operação ao longo da janela $(-M \leq x \leq +M, -N \leq y \leq +N)$, um plano de correlação de tamanho $(2M + 1) \times (2N + 1)$ é formado. A função de correlação cruzada mede estatisticamente o grau de coincidência de duas amostras para um dado deslocamento. O valor mais elevado do plano de correlação é usado para estimar diretamente o deslocamento das imagens das partículas.

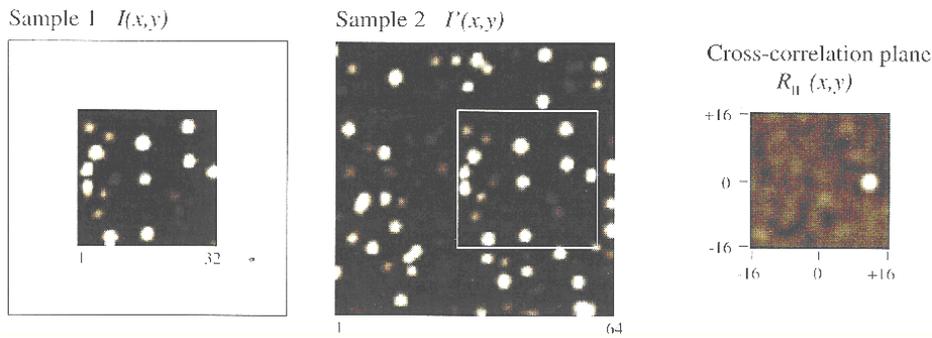


Figura 3.9 – Resumo ilustrativo da técnica de correlação cruzada (Raffel et al 2007).

Uma alternativa para determinar o deslocamento das imagens das partículas está em aplicar o teorema de correlação que estabelece que a correlação cruzada de duas funções é equivalente à multiplicação da transformada de Fourier da imagem I , pelo complexo conjugado da transformada de Fourier da imagem I' , indicados na eq. 3.2 a seguir:

$$R_{II} \Leftrightarrow \hat{I} \bullet \hat{I}'^* \tag{Eq. (3.2)}$$

Nela, \hat{I} e \hat{I}' são as transformadas de Fourier das funções I e I' , respectivamente. Na prática, estas transformadas são eficientemente implementadas para dados discretos usando as transformadas rápidas de Fourier ou FFT, que reduz o esforço computacional. O processo de correlação da equação 3.2 pode ser substituído computando-se duas FFT's bidimensionais de mesmo tamanho de janela de interrogação, seguido da multiplicação do complexo conjugado. Após esta etapa, é realizada a transformada inversa de Fourier, produzindo o plano de correlação que tem o mesmo tamanho espacial N da janela de correlação. A Figura 3.10 ilustra qualitativamente este processo.

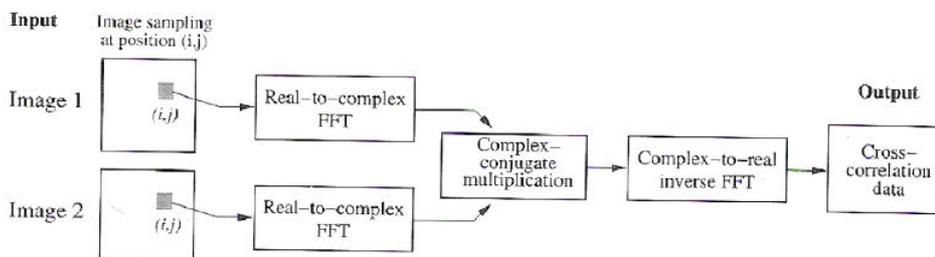


Figura 3.10 – Utilização da FFT para agilizar o processo de correlação cruzada (Raffel et al 2007).

3.1.7. Detecção dos picos de correlação

A determinação do deslocamento do grupo de partículas de uma dada janela depende da localização das coordenadas do valor máximo da função de correlação descrita na equação 3.1, ou pela equação 3.2. Normalmente a função de correlação é normalizada na forma da equação 3.3.

$$R(x, y) = \frac{\sum_i \sum_j I(i, j) I'(i + x, j + y)}{\sqrt{\sum_i \sum_j I^2(i, j) \sum_i \sum_j I'^2(i + x, j + y)}} \quad \text{Eq. (3.3)}$$

Onde i e j indicam as coordenadas da posição central da área de interrogação (em *pixels*) e x e y indicam o deslocamento bidimensional entre as imagens correlacionadas, com resolução de 1 *pixel*. O deslocamento médio (ΔI) das partículas em uma área de interrogação é indicado pela posição do pico mais alto da correlação cruzada com coordenadas (x_{\max}, y_{\max}) , conforme ilustrado na Figura 3.11.

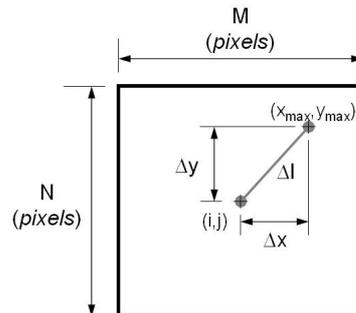


Figura 3.11 – Deslocamento da partícula.

A figura 3.12 apresenta um exemplo de mapa tridimensional dos valores do coeficiente de correlação, R , com coordenadas do centro da área de interrogação em $(i = 0, j = 0)$

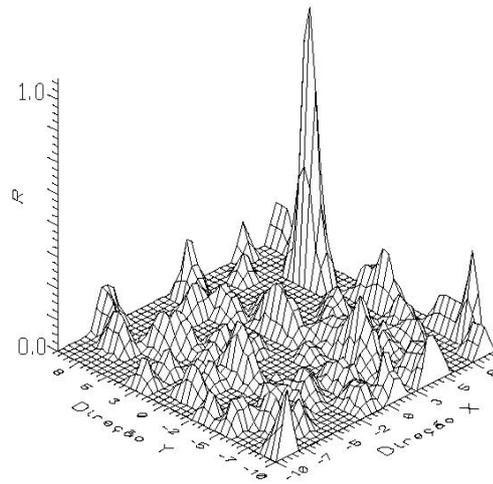


Figura 3.12 – Mapa típico do coeficiente de correlação, R , para correlação cruzada. (fonte: Almeida 1997).

Após ser calculado o pico de correlação, é possível determinar-se o deslocamento das partículas e assim estimar o movimento do fluido. A posição do pico de correlação pode ser medida com melhor resolução usando-se interpolações *sub-pixel*. Diversos métodos foram desenvolvidos, porém os mais comuns ajustam ao pico de correlação funções do tipo bi linear (*Bilinear Peak*), parabólica (*Parabolic Peak*) ou Gaussiana (*Gaussian Peak*). A partir deste ajuste podem-se determinar as coordenadas que correspondem ao valor máximo do pico de correlação.

A escolha da curva a ser ajustada depende da qualidade das imagens das partículas. Se elas são relativamente esféricas e a imagem livre de distorções, então o perfil de intensidade das imagens das partículas deve ser Gaussiano, assim como o pico de deslocamento no mapa de correlação. No presente trabalho foi utilizada a função Gaussiana, a qual localizou o pico de correlação com resolução da ordem de $1/20$ do *pixel* ajustando-se ao *pixel* correspondente ao mais alto valor de R e aos quatro vizinhos adjacentes.

As equações a seguir (Raffel et al. 2007) foram usadas para determinar as coordenadas do valor correspondentes ao valor máximo do pico de correlação, determinando sua posição nas duas direções.

$$x_0 = i + \frac{\ln R_{(i-1,j)} - \ln R_{(i+1,j)}}{2 \ln R_{(i,j-1)} - 4 \ln R_{(i,j)} + 2 \ln R_{(i+1,j)}} \quad \text{Eq.(3.4)}$$

$$y_0 = j + \frac{\ln R_{(i,j-1)} - \ln R_{(i,j+1)}}{2 \ln R_{(i,j-1)} - 4 \ln R_{(i,j)} + 2 \ln R_{(i+1,j)}} \quad \text{Eq. (3.5)}$$

Onde $R(i,j)$ corresponde ao pico de correlação e x_0 e y_0 ao deslocamento da partícula com a resolução *sub-pixel* ajustada na curva Gaussiana.

Após a correlação de todas as áreas de busca, todos os vetores deslocamento são determinados e em seguida são calculados os vetores velocidade durante o intervalo de tempo (Δt) utilizado na aquisição do par de imagens. As componentes da velocidade são calculadas pela eq. (3.6) abaixo:

$$u = M \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad \text{e} \quad v = M \frac{\Delta y}{\Delta t} \quad \text{Eq. (3.6)}$$

Nesta equação, M é o fator de magnificação, com unidade mm/pixel , o qual relaciona uma dimensão na imagem em *pixels* com uma dimensão real em milímetros. As variáveis Δx e Δy representam os deslocamentos nas duas direções do pico de correlação, e u e v são as componentes desejadas da velocidade nas duas direções do escoamento.

Com esse processo de obtenção da velocidade para cada janela de interrogação calcula-se o campo instantâneo de velocidade. A partir dos campos de velocidade, podem-se obter as propriedades derivadas do escoamento, como campo instantâneo de vorticidade, campo instantâneo de taxa de deformação, circulação, fluxos, entre outras.

3.1.8. Pós-Processamento

Os dados de saída da medição de um campo de velocidade usando a técnica PIV geralmente consistem em uma malha quadrada bidimensional de vetores igualmente espaçada. Cada vetor representa a velocidade local do fluido no volume de medição. É possível que dentre os milhares de vetores tipicamente obtidos em uma medição ocorram vetores que apresentem magnitude ou direção obviamente discrepante de seus vizinhos. Tais vetores espúrios podem ser facilmente identificados e geralmente ocorrem por falta de imagens de partículas nas janelas de interrogação ou devido à baixa razão sinal-ruído da imagem. Como resultado, o algoritmo de detecção do pico mencionado anteriormente indica uma localização incorreta no mapa de correlação. Para um experimento bem montado sob condições ideais, a ocorrência de vetores espúrios pode ser bem pequena, da ordem de menos de 5% do total de vetores medidos. É comum a obtenção de campos de velocidade com a ausência completa de vetores espúrios.

Basicamente o pós-processamento dos dados obtidos pela técnica de PIV se baseia em estatísticas globais do campo de velocidade, como desvio padrão e valores absolutos de deslocamentos e estatísticas locais, como filtros médios e medianos, para a remoção dos vetores de deslocamentos espúrios. A substituição destes vetores pode ser feita a partir da interpolação com vetores vizinhos adjacentes.

Após a devida remoção e substituição dos vetores espúrios, os campos de velocidade instantâneos estão prontos para a análise final, como obtenção de perfis de velocidade, campos médios, ou outras grandezas cinemáticas de interesse.

3.2. Fluorescência induzida por laser (LIF)

A Fluorescência Induzida por Laser (do inglês *Laser Induced Fluorescence*, ou LIF) é uma técnica óptica não intrusiva utilizada em vários experimentos envolvendo visualização. Esta técnica baseia-se na propriedade de algumas moléculas orgânicas que quando excitadas por determinados comprimentos de onda de luz, emitem luz em comprimentos de ondas distintos. A seguir é apresentada uma breve descrição da física que governa este fenômeno.

Os estados eletrônicos de uma molécula dividem-se em estados singleto (*singlet*) e tripleto (*triplet*). O diagrama de Jablonski apresentado na Figura 3.13 representa o estado fundamental (S_0), o estado excitado singleto (S_1 e S_n) e o estado excitado tripleto (T_1 e T_n). A absorção de radiação eletromagnética induz a uma transição do estado fundamental, S_0 , para algum estado excitado S_n . Esse processo ocorre muito rapidamente, em um intervalo de tempo da ordem de 10^{-15} s. Após cessar a excitação, o decaimento é chamado de fluorescência se a transição ocorrer do estado excitado S_1 para o estado fundamental S_0 . Esse processo é muito rápido, da ordem de 10^{-8} s. Caso contrário, se o decaimento ocorrer a partir do estado excitado T_1 , o fenômeno é chamado de fosforescência. Esse processo de emissão é muito mais lento, da ordem de milisegundos a segundos.

A partir de S_1 a molécula pode retornar ao estado fundamental de duas maneiras. Se a diferença de energia entre S_1 e S_0 for muito pequena e existir a possibilidade de sobreposição de níveis vibracionais, a molécula pode ser levada

ao nível vibracional mais baixo de S_1 por relaxamento vibracional, ou seja, ocorre um processo de relaxamento sem emissão de radiação eletromagnética, conhecida como conversão interna. Entretanto, se a diferença de energia entre S_1 e S_0 for suficientemente grande, o retorno para o estado fundamental se dá com emissão de radiação na forma de fluorescência.

Em 1905, Albert Einstein estudando o efeito fotoelétrico, usou a idéia da quantização e assumiu que cada quantum de luz, ou fóton, tem uma energia E dada por:

$$E = \frac{hc}{\lambda} \quad \text{Eq. (3.7)}$$

Onde h é a constante de Planck, c é a velocidade da luz, e λ é o comprimento de onda da radiação. Logo, quanto menor for a energia, maior será o comprimento de onda.

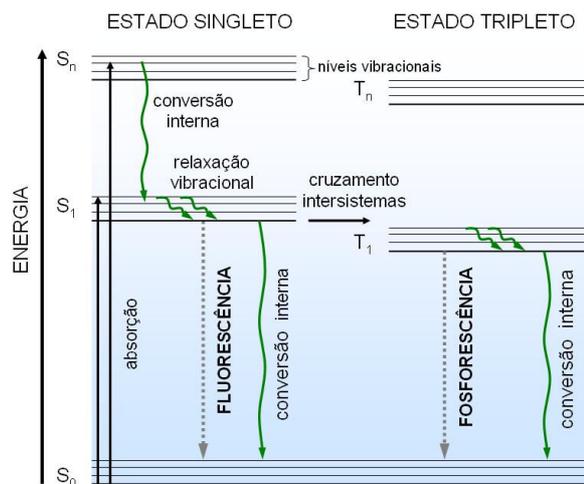


Figura 3.13 – Diagrama de Jablonski.

Este curto intervalo de tempo da fluorescência é grande o suficiente para dar uma orientação aleatória à molécula, durante a absorção. A luz emitida, portanto é polarizada aleatoriamente. Existe uma perda de energia entre a absorção e a emissão. Portanto, o comprimento de onda da luz emitida é ligeiramente maior que o comprimento absorvido. A perda de energia é dissipada em forma de calor.

A diferença entre a excitação e emissão máxima é chamada de deslocamento de Stokes (Figura 3.14).

Quando um laser é usado na iluminação, o melhor desempenho é alcançado quando o comprimento de onda do pico de excitação da molécula é próximo ao comprimento de onda do laser. Mesmo que a excitação máxima tenha comprimento de onda diferente do laser, a alta potência do laser ainda é capaz de produzir fluorescência significativa da molécula.

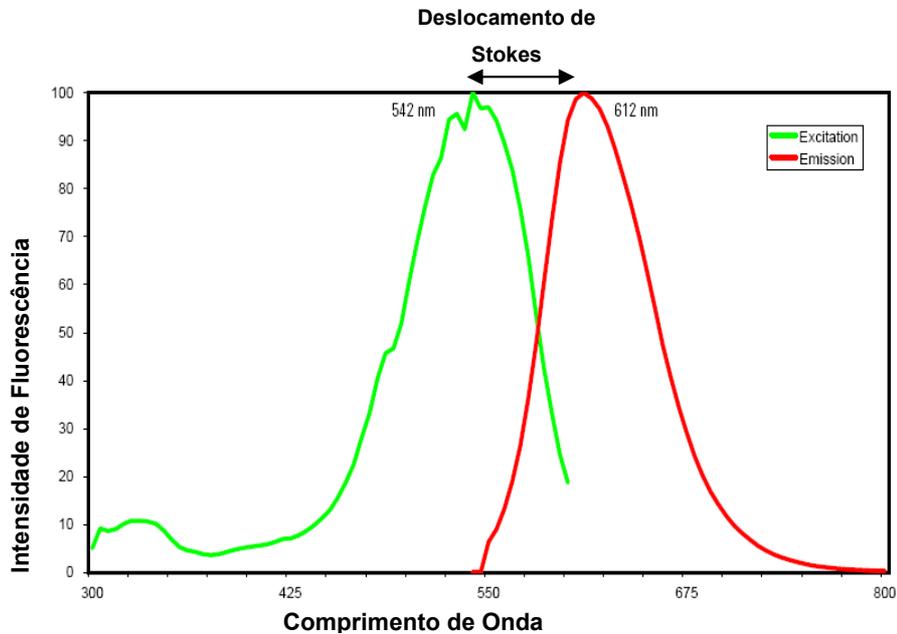


Figura 3.14– Espectro de absorção e fluorescência (Fonte: Thermo Scientific).

Para maximizar a intensidade da fluorescência capturada pela câmera é necessária a escolha de um filtro óptico que apresente uma curva de transmissividade adequada, de modo a bloquear a iluminação proveniente da excitação, permitindo a passagem somente da luz no comprimento da fluorescência. Portanto o conhecimento do comprimento de onda da excitação e emissão é importante para a especificação do filtro.

3.3. Iluminação pulsada de fundo (PST)

A iluminação pulsada de fundo (do inglês, *Pulsed Shadow Technique* – PST) é uma técnica não intrusiva complementar que permite a determinação da forma da bolha, isto é, a interface gás-líquido. Consiste em utilizar uma iluminação de fundo uniforme para adquirir uma imagem com melhor contraste do contorno da bolha registrada com uma câmera CCD posicionada no lado oposto (Figura 3.15).

Um painel com LED's (*Light Emitting Diode*) de alta potência e baixo ângulo de emissão, emitindo no comprimento de onda do vermelho, foi utilizado como fonte luminosa. Para garantir que a luz emitida fosse homogênea, foi usada uma placa difusora montada na frente do painel. A imagem gerada pelo painel de LED's apresentava na imagem preta e branca registrada pela câmera digital níveis de cinza intermediários, distintos dos níveis da luz espalhada pelas partículas traçadoras fluorescentes utilizadas na técnica de *PIV*, que geram elevados valores para os níveis de cinza. O painel de LED era operado em forma pulsada, garantindo assim que a imagem das partículas traçadoras iluminadas pelo laser do sistema *PIV* não ficassem distorcidas por conta do longo tempo de exposição da câmera.

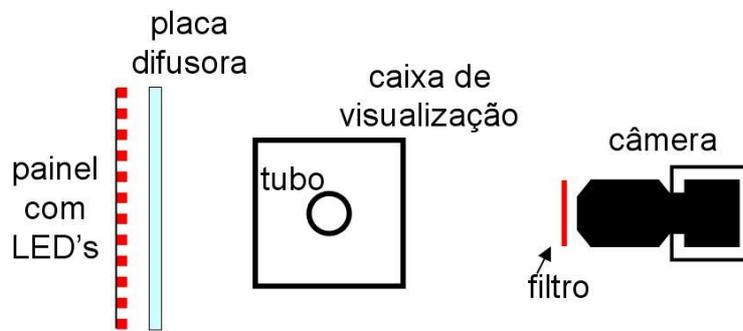


Figura 3.15 – Desenho esquemático da técnica PST (Aniceto P.H 2007).

3.4.

Aquisição de parâmetros globais do escoamento através de sistema de interruptores de feixe.

Outra forma de caracterizar o escoamento intermitente, conforme descrito em trabalhos citados anteriormente pode ocorrer a partir da determinação experimental das variáveis globais do escoamento, como por exemplo, a velocidade das bolhas, dos pistões de líquido e a distribuição de seus comprimentos e sua frequência. Para tal, o presente trabalho utilizou um sistema de interruptores de feixe, composto por um emissor e um receptor de sinal infravermelho. A vantagem na escolha deste equipamento para as medições propostas é oriunda da possibilidade de análise dos parâmetros desejados de forma não intrusiva e utilizando uma montagem simples. Ao longo do trabalho, será visto também que este sistema será de grande utilidade para o disparo sincronizado do sistema de *PIV*.

O conceito do equipamento baseia-se na refração da luz durante a transição entre um meio com velocidade da luz c para outro meio diferente com velocidade da luz c^* .

Na seção de testes utilizada para este trabalho experimental, fixando-se num ponto a partir do topo da tubulação, é possível observar a presença de três meios diferentes: o acrílico, a água no momento da passagem do pistão de líquido e o ar presente na bolha de gás. A seguir, na Figura 3.16, é mostrado um desenho esquemático do comportamento do feixe de luz, conforme a passagem da unidade do *slug* (pistão + bolha). Conforme pode ser observado, durante a passagem da bolha de ar o feixe de luz não é desviado. Já durante a passagem de líquido, o feixe de luz sofre um desvio e não encontra com o dispositivo foto-sensível.

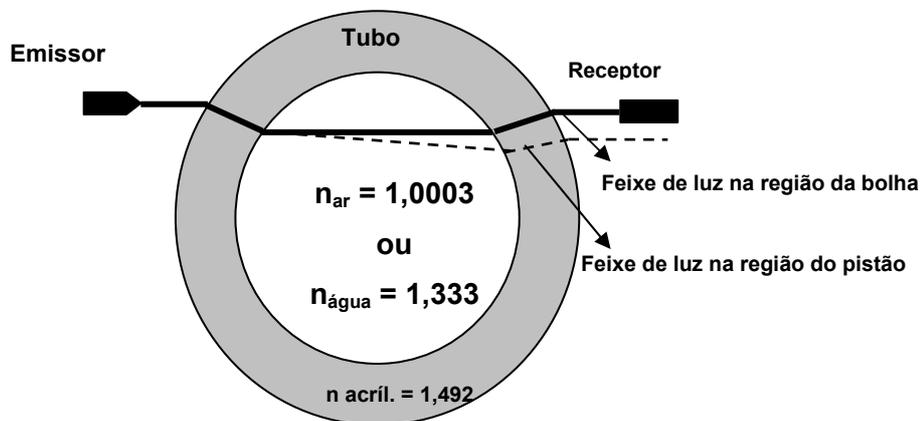


Figura 3.16 – Princípio de funcionamento do interruptor de feixe