

3

Descrição da técnica de medição utilizada

A técnica de Velocimetria por Imagem de Partículas é a base do método implementado para a medição de escoamento bifásico. Por esta razão é apresentada neste capítulo uma descrição desta técnica, assim como as técnicas de Fluorescência Induzida por Laser e de Iluminação Pulsada de Fundo.

3.1.

Velocimetria por Imagem de Partícula (*PIV*)

A técnica de Velocimetria por Imagem de Partícula (*Particle Image Velocimetry*, conhecida também como *PIV*) vem sendo utilizada para fazer medições instantâneas do campo de velocidade numa seção de um escoamento (Raffel et al., 1998). A técnica consiste em iluminar a seção do escoamento por um plano de luz laser e registrar a posição das partículas inseridas no fluido em dois instantes de tempo próximos.

Por ser uma técnica ótica não intrusiva, o *PIV* apresenta uma grande vantagem sobre técnicas intrusivas que utilizam sensores internos, os quais interferem no escoamento. Além disso, o *PIV* possibilita o processamento de grandes áreas de escoamento.

A montagem típica de um sistema de Velocimetria por Imagem de Partícula consiste em alguns subsistemas: subsistema de iluminação (laser), subsistema de aquisição de imagens (câmara CCD) e subsistema de processamento e visualização de dados (computador), os quais trabalham de forma integrada e sincronizada. Partículas traçadoras que acompanham o escoamento são também parte fundamental da técnica.

A figura 3.1 ilustra de forma simplificada o princípio de funcionamento da técnica *PIV*. Pequenas partículas traçadoras são introduzidas no fluido e assume-se que estas se movem com a mesma velocidade do escoamento. A região em estudo é iluminada por um plano de luz laser. A luz espalhada pelas partículas é capturada por uma câmera de alta resolução e a imagem é enviada

ao computador. Em um curto intervalo de tempo a segunda imagem é capturada e enviada ao computador. Cada registro é armazenado separadamente.

Para avaliação das imagens gravadas são aplicados algoritmos de pós-processamento para obter os vetores do campo de velocidade do escoamento. As imagens da técnica de *PIV* (figura 3.2) são divididas em pequenas áreas, chamadas de janelas de interrogação, que são tratadas por métodos estatísticos. A análise desses pares de janelas utiliza na maioria das vezes correlação cruzada (*cross-correlation*) das imagens. A projeção do vetor deslocamento do escoamento das partículas no plano de luz laser é calculado levando em consideração o tempo entre os dois pulsos do laser.

A técnica de *PIV* descrita a seguir se baseia no livro de Raffel et al. (1998).

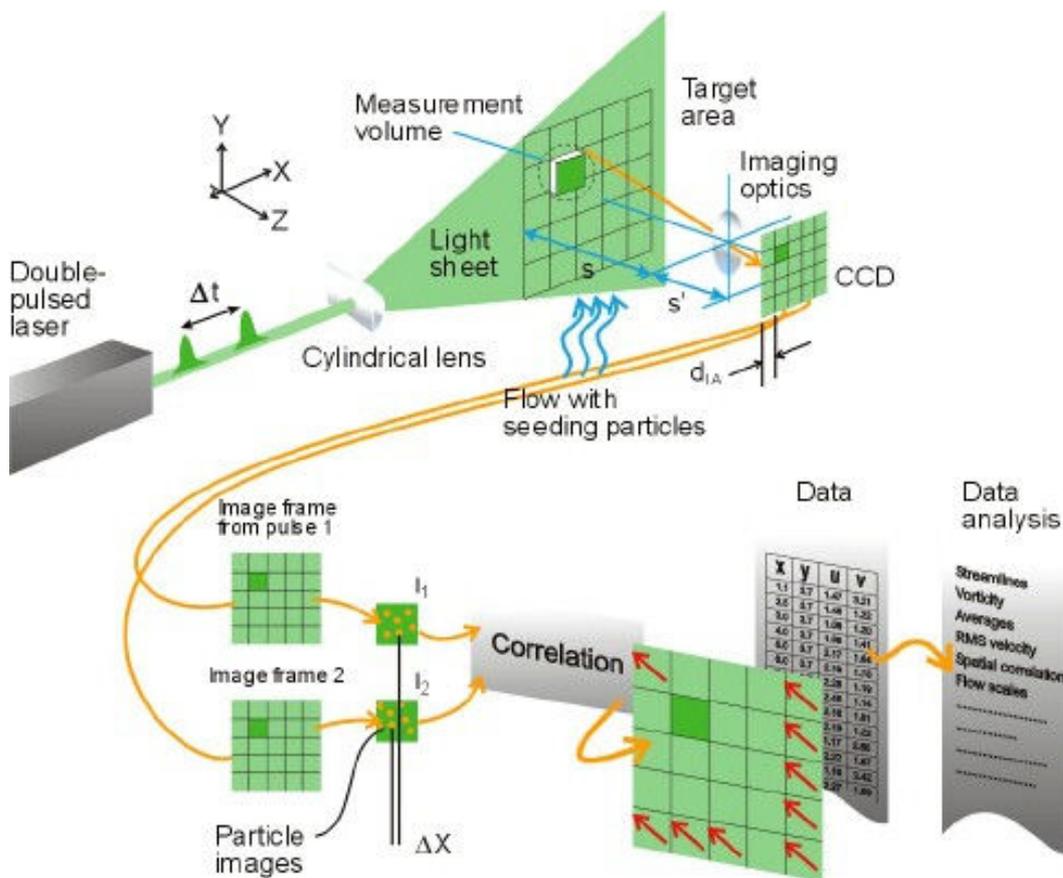


Figura 3.1 – Princípio de funcionamento do *PIV* (Fonte: www.dantecdynamics.com).

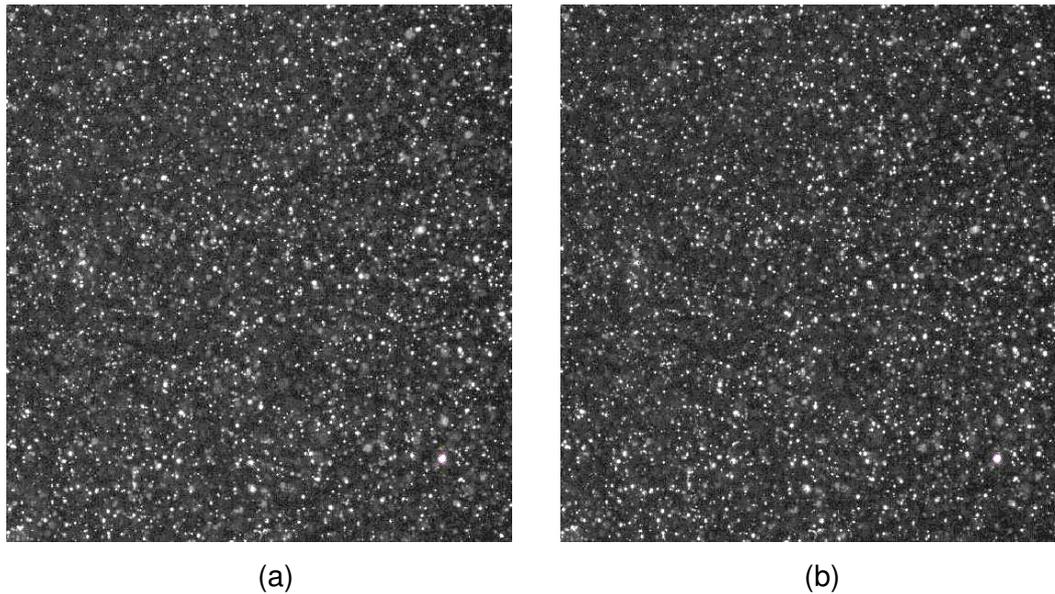


Figura 3.2 – Par de imagens da técnica de *PIV*: (a) instante $t=t_0$ e (b) instante $t=t_0+\Delta t$.

3.1.1. Fluido

O fluido utilizado na técnica *PIV* deve ser transparente ao comprimento de onda da iluminação. A seleção das partículas dependerá do tipo de fluido a ser utilizado, isto é, se for líquido ou gás. Idealmente, a massa específica do fluido deve ser a mesma das partículas para garantir que estas acompanhem, fielmente, o movimento do fluido, como será comentado mais adiante.

A utilização de um líquido como fluido de trabalho facilita a seleção das partículas. Em gases as partículas devem ser muito pequenas para permanecerem em suspensão, de tal forma que a força gravitacional não predomine sobre as forças de arraste e empuxo. Porém a utilização de partículas pequenas dificulta o registro das imagens e requer fontes de iluminação de elevada potência.

No presente trabalho o fluido utilizado foi água e glicerina, por possuírem alta transparência a luz visível e terem propriedades físicas amplamente conhecidas. É recomendável a utilização de água destilada (água com teor muito baixo de sais dissolvidos) a fim evitar que impurezas contidas na água funcionem como sítios de espalhamento de luz interferindo nas medições.

Uma análise qualitativa também foi realizada com um fluido fluorescente chamado Rodamina, conforme veremos mais adiante.

3.1.2. Partículas

3.1.2.1. Concentração

O escoamento que se deseja estudar não contém partículas originalmente, portanto o campo de velocidades com partículas deve ser o mesmo que sem elas, isto é, as partículas traçadoras introduzidas no fluido não devem perturbar o campo de velocidades.

Como o campo de velocidades na região próxima a cada partícula é inevitavelmente afetado, as partículas devem ser suficientemente pequenas e estar suficientemente dispersas para minimizar o efeito de sua presença. Portanto as partículas devem apresentar baixa concentração em volume, além de possuírem pequeno diâmetro. A concentração também deve ser relativamente baixa em prol da qualidade da imagem, evitando a interferência ótica da luz espalhada por partículas vizinhas. Por outro lado, a concentração deve ser suficientemente grande para que o campo de velocidade possa ser completamente reconstituído (Raffel et al., 1998).

Devido ao fenômeno de difração, o diâmetro nominal da imagem de uma partícula, d_r , será proporcional ao aumento causado pela lente mais o termo de difração da mesma. O diâmetro da imagem de uma partícula é dado segundo Raffel et al. (1998):

$$d_r = \sqrt{(Md_p)^2 + d_{dif}^2} \quad (3.1)$$

onde, M é a ampliação da imagem, d_p é o diâmetro da partícula e d_{dif} é o diâmetro da partícula devido à difração (ocasionado pelo sistema de lentes), que pode ser determinado por (Raffel et al., 1998):

$$d_{dif} = 2,44(1 + M)f_{\#}\lambda \quad (3.2)$$

onde, $f_{\#}$ é o número f da lente (razão entre a distância focal f da lente e diâmetro do diafragma da lente) e λ o comprimento de onda da luz do laser.

Este diâmetro da imagem torna-se aproximadamente independente do tamanho real da partícula para partículas com diâmetro inferior a 10 μm .

As equações 3.1 e 3.2 são somente válidas para partículas que estejam dentro da profundidade de campo da lente, δ_z , dado por (Raffel et al., 1998):

$$\delta_z = 4(1 + M^{-1})f_{\#}^2 \lambda \quad (3.3)$$

Se a espessura do plano de luz, Δz_p , for maior do que a profundidade de campo da lente, as partículas dentro do plano de luz e fora da profundidade de campo aparecerão fora de foco na imagem. Se desejarmos imagens de partículas pequenas com alta resolução espacial, convém que a espessura do plano de laser seja igual ou menor que a profundidade de campo da lente. Um plano de luz fino iluminando apenas a região onde as partículas estão em foco permite um melhor aproveitamento da energia da fonte do laser.

3.1.2.2. Acompanhamento do fluido

Diferentemente de técnicas que medem a velocidade do escoamento de forma direta, tais como anemometria de fio-quente e tubo de Pitot, a técnica de *PIV* mede o campo de velocidades do fluido de forma indireta, pois na verdade a velocidade medida é das partículas adicionadas ao escoamento. Portanto é preciso determinar como a velocidade das partículas está relacionada com o fluido ao seu redor.

Deve-se considerar o desequilíbrio entre a força gravitacional e de empuxo, caso a massa específica do fluido e das partículas traçadoras apresentem diferenças significativas. A velocidade terminal de uma partícula induzida pela aceleração da gravidade pode ser estimada pela Lei de Stokes, assumindo que as partículas sejam esféricas, com diâmetro muito pequeno, em um meio líquido viscoso e com número de Reynolds muito baixo ($Re_{dp} < 1$). Assim (Raffel et al., 1998):

$$U_G = d_p^2 \frac{(\rho_P - \rho_F)}{18\mu} g \quad (3.4)$$

onde U_G é a velocidade terminal da partícula, d_p o diâmetro da partícula, ρ_P e ρ_F a massa específica da partícula e do fluido, respectivamente, μ a viscosidade do fluido e g a aceleração da gravidade.

Em um escoamento unidimensional com gradiente de velocidade transversal à direção do escoamento, uma partícula em suspensão está sujeita a uma força de sustentação que atua na direção transversal ao escoamento, tendendo a desviar a partícula da linha de corrente. O valor desta força, para uma partícula esférica, é dado por (Almeida, 1997):

$$F_S = c_f \frac{d_p^2}{4} \rho_f (u_f - u_p) \sqrt{\nu_f \frac{\partial u_f}{\partial y}} \quad (3.5)$$

onde F_S é a força de sustentação, c_f o coeficiente de sustentação (constante), u_f a velocidade do fluido, u_p a velocidade da partícula, ν_f a viscosidade cinemática do fluido e $\partial/\partial y$ a derivada espacial na direção normal ao escoamento.

Outro fato a ser considerado é a inércia das partículas, pois ela impede que as partículas acompanhem o escoamento em locais onde haja abruptas variações da velocidade do fluido ao seu redor. Uma estimativa para este tempo de relaxação, τ_s , (Raffel et al., 1998), isto é, o tempo necessário para a partícula se ajustar às novas condições de forças no fluido e pode ser determinado por:

$$\tau_s = \frac{\rho_p}{18\mu} d_p^2 \quad (3.6)$$

Desta forma quanto menor o diâmetro da partícula menor será o tempo de relaxação e mais rápido a velocidade da partícula atingirá a do fluido.

De forma a minimizar os efeitos gravitacionais e de inércia, deve-se trabalhar com partículas de pequeno diâmetro. Por outro lado, as partículas devem ser grandes o suficiente para refletirem a luz necessária para sensibilizar o sensor da câmera.

3.1.2.3. Espalhamento de luz

A intensidade da imagem registrada, logo seu contraste, é diretamente proporcional ao espalhamento de luz do pulso de laser, na direção da câmera. Deve-se escolher adequadamente a partícula de forma a aumentar a intensidade de luz dispersada ao invés de aumentar a potência do laser. O espalhamento da luz incidente em uma pequena partícula é função do comprimento de onda e da

intensidade da iluminação, do diâmetro, do formato e da orientação da partícula e dos índices de refração da partícula e do fluido.

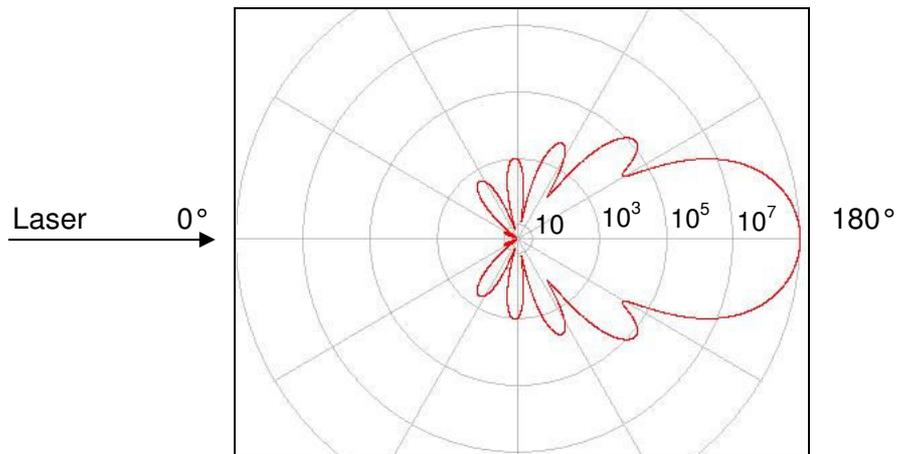
Para partículas esféricas com diâmetro maior que o comprimento de onda da luz incidente pode-se aplicar a teoria de Mie (Raffel et al., 1998). A figura 3.3 mostra a distribuição polar, em escala logarítmica (cada anel é separado por um fator de 100), do espalhamento de luz ($\lambda = 532$ nm) de três diferentes diâmetros de partícula com índice de refração $n_p = 1,5$ imersa em água com índice de refração $n_m = 1,33$. A luz espalhada se propaga em todas as direções, porém a maior intensidade é observada a 180° . Para se obter uma imagem do escoamento a câmera deve ser posicionada a 90° . Nesta direção a intensidade da luz espalhada é muito menor, mas aumenta à medida que cresce o diâmetro da partícula.

3.1.3. CCD

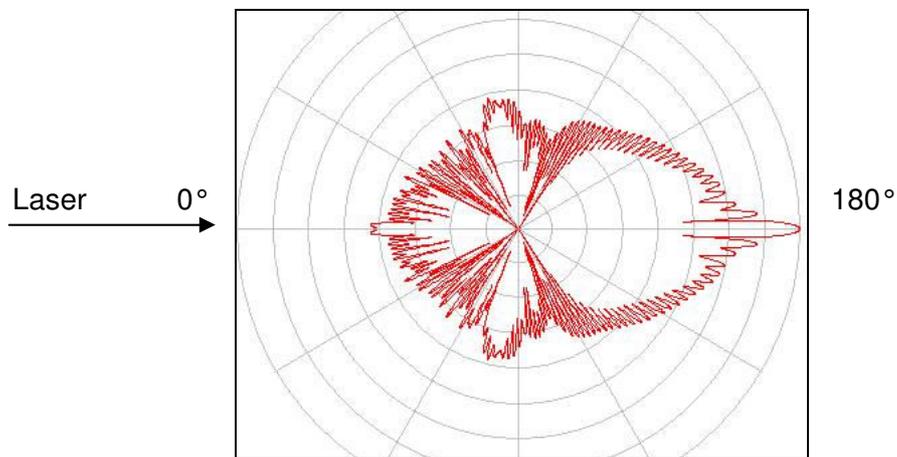
Os primeiros sistemas de aquisição de imagens utilizavam câmeras fotográficas para acompanhar o movimento de partículas em fluidos e gases. O avanço tecnológico das câmeras digitais, das placas de aquisição e dos computadores possibilitou a aquisição em tempo real com maior precisão e confiabilidade.

Dentre os vários dispositivos de captação das imagens em sistemas *PIV* a tecnologia mais utilizada tem sido as câmaras CCD (*Charged Coupled Device*) ou em português Dispositivo de Carga Acoplado. O CCD é um sensor eletrônico, sensível à luz, capaz de converter fótons gerados pelo objeto em cargas elétricas, formando a imagem. O CCD é composto por uma matriz bidimensional de sensores denominados *pixels* (abreviação de *picture element*).

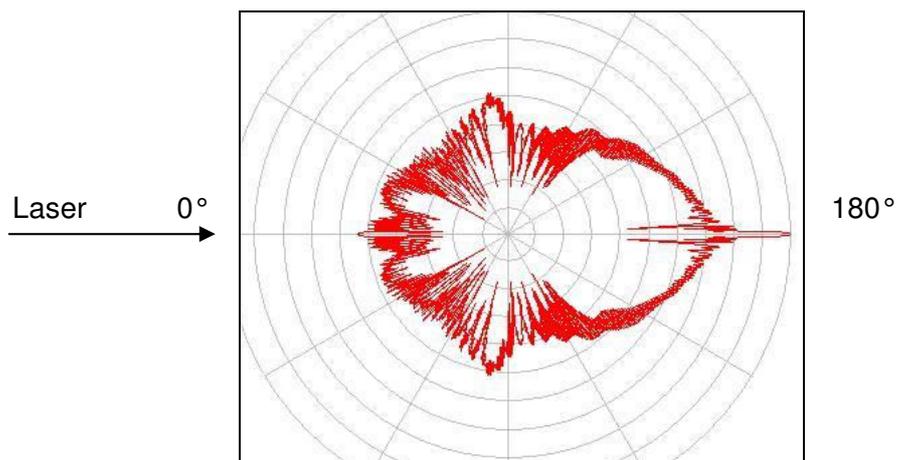
A imagem da partícula capturada deve ser a mais fiel possível, sem nenhuma espécie de rastro. No caso de emprego de iluminação a laser pulsado, o tempo em que o obturador permanece aberto deve ser o suficiente para que um pulso de laser seja efetuado, sensibilizando o sensor CCD. Portanto cada imagem de partículas correspondendo a um pulso é capturada em um quadro distinto. A figura 3.4 ilustra de forma qualitativa o diagrama temporal convencional.



(a)



(b)



(c)

Figura 3.3 – Luz espalhada por uma partícula esférica de diâmetro igual a: (a) 1 μm , (b) 10 μm e (c) 30 μm (calculada pelo *software* MiePlot versão 3.5.01, 2006. Disponível em <http://www.philiplaven.com/mieplot.htm>. Acesso em 05 maio 2007).

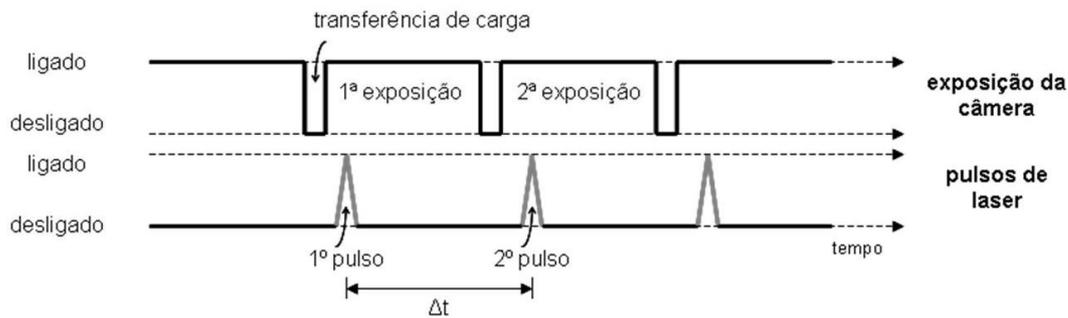


Figura 3.4 – Diagrama temporal de sincronismo entre o laser e a câmera (convencional).

Para escoamentos com velocidades elevadas estes pulsos de laser podem ser estrategicamente posicionados para que o intervalo de tempo em que são efetuados seja minimizado, aumentando desta forma a resolução temporal. Esta técnica é conhecida como *frame straddling* (TSI Incorporated, 1997), que consiste em disparar o primeiro pulso do laser no final da exposição do primeiro quadro e o segundo pulso de laser no início da segunda exposição, logo após a transferência das cargas. O tempo necessário para a transferência de carga em geral é menor que o tempo de exposição podendo chegar a alguns micro-segundos. A figura 3.5 ilustra de forma qualitativa o diagrama temporal desta técnica.

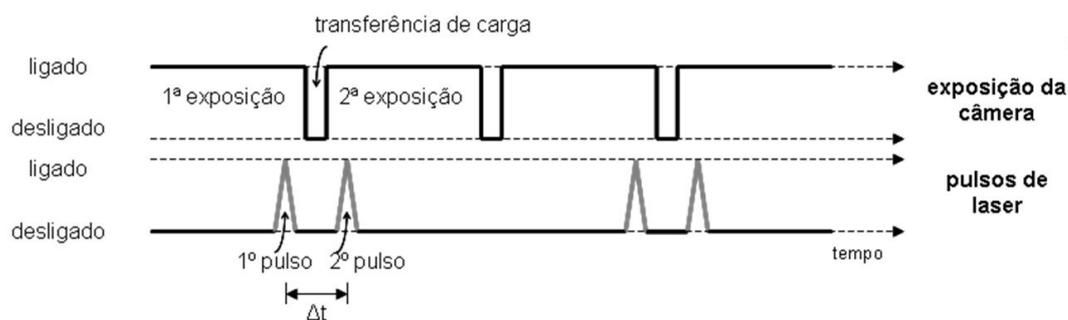


Figura 3.5 – Diagrama temporal de sincronismo entre o laser e a câmera (*frame straddling*).

3.1.4. Sistema de iluminação

Laser (*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) é amplamente utilizado em velocimetria por imagem de partículas por ser colimado (pouca divergência) e ter alta densidade de energia. Além disso, uma outra

característica do laser é a capacidade de emitir luz monocromática (estreita banda de emissão).

A função do sistema de iluminação é fornecer ao escoamento um feixe plano de luz monocromática, com espessura, duração e intensidade bem definidos. A espessura do feixe de luz deve ser pequena e restringir à região do escoamento estudada, impedindo que regiões fora da profundidade de foco da câmera sejam iluminadas. Para que a imagem seja formada é necessário que as partículas sejam irradiadas com luz e assim parte dos raios espalhados sensibilizem o sensor eletrônico de imagem utilizado.

A duração do pulso de laser tem que ser curto o suficiente para evitar que o movimento das partículas, durante a exposição, gere uma imagem borrada. 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 ser curto o bastante para evitar partículas com componentes de velocidade saindo do plano de iluminação entre as duas aquisições.

3.1.4.1. Plano de luz laser

Como foi visto na seção 3.1.2.1, a espessura da região iluminada pelo plano de luz laser deve ser igual ou menor do que a profundidade de campo da lente (equação 3.3), para evitar o aparecimento de partículas borradas, por estarem fora do foco da câmera e evitar superposição das imagens das partículas situadas a diferentes distâncias da câmera. Outra razão para que a espessura do plano de luz seja pequena é que em uma imagem bidimensional é possível caracterizar somente as componentes de velocidade situadas neste plano, diminuindo a influência da componente transversal.

Na técnica *PIV* o escoamento é iluminado com um plano de luz laser. Para obter um plano de luz, de pequena espessura, um feixe de luz laser colimado passa por um jogo de lentes esférica e cilíndrica com as quais se controlam as dimensões da área iluminada, figura 3.6.

A lente cilíndrica controla a divergência do plano de luz e não têm efeito sobre a espessura. O laser diverge em apenas uma direção quando atravessa uma lente cilíndrica de distância focal negativa. Pequenos comprimentos focais divergem o plano de luz mais rápido que grandes comprimentos focais.

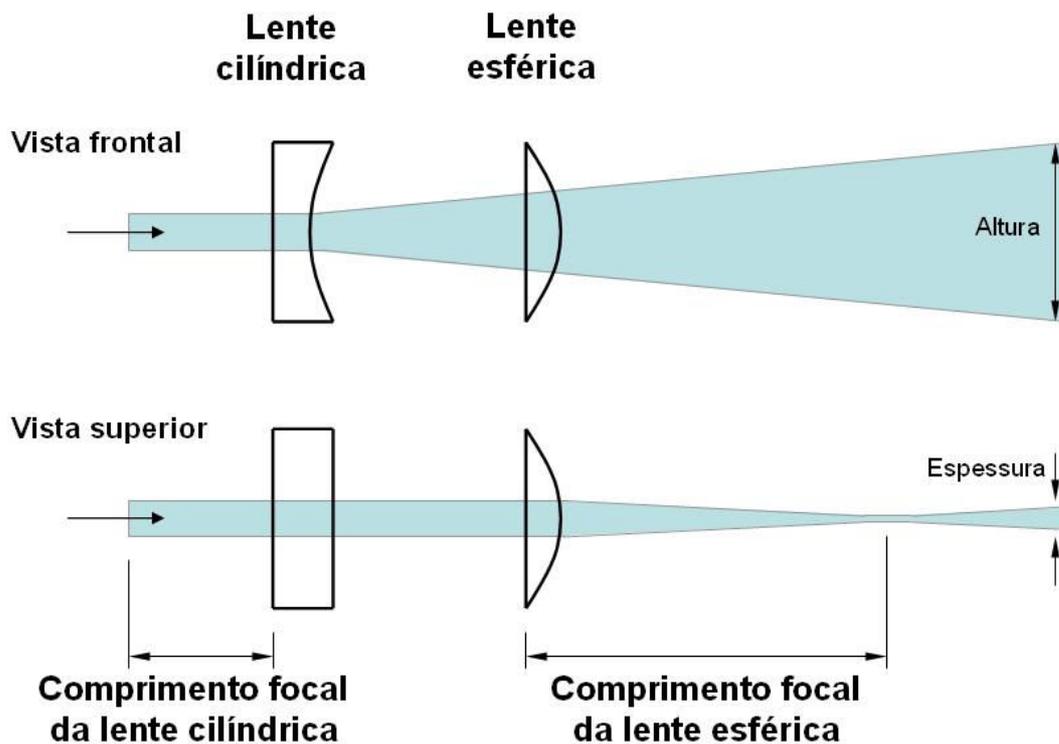


Figura 3.6 – Diagrama de lentes para formação do plano de luz com um laser.

A lente esférica de distância focal positiva tem a finalidade de reduzir minimamente esta divergência no plano. Tipicamente, o comprimento focal da lente esférica é muito maior que o da lente cilíndrica, fazendo com que a seleção das lentes seja independente uma da outra. As lentes esféricas empregam-se para controlar a espessura, convergente até ao comprimento focal e divergente a partir de aí.

Qualquer posição ao longo do plano de luz formado pode ser utilizada para apontar a câmara, porém a imagem é normalmente capturada na zona do ponto focal antes mencionada onde a espessura do plano de luz é mínima, visto que é onde a intensidade é maior.

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, o que permite configurar a duração do pulso do laser, a distância entre os pulsos, a energia fornecida por pulso com lasers tipo Nd:YAG, o controle da abertura das câmaras CCD e o controle de dispositivos externos.

3.1.6. Método da Correlação Cruzada

O método da correlação cruzada é utilizado para determinar o campo de velocidades a partir de duas imagens sucessivas do escoamento, uma obtida no instante t e outra em $t + \Delta t$. As imagens são divididas em pequenas áreas. A área que desejamos determinar a velocidade é selecionada na primeira imagem, chamada de janela de interrogação, e então correlacionada com sua correspondente na segunda imagem, chamada de janela de busca, ilustrada na figura 3.7. Em seguida deve-se quantificar o quão correlata a janela de interrogação da primeira imagem (I_1) é da sua correspondente na segunda imagem (I_2), realizada através de superposição das imagens. A janela de busca deve ser maior do que a janela de interrogação.

Uma grande concentração de partículas permite que as imagens possam ser divididas em tamanhos, pequenos o suficiente (da ordem de poucos milímetros) para que todas as áreas contenham diversos pares de partículas. Isso garante que as partículas possuam uma certa uniformidade na velocidade e na direção dentro da área de interrogação. O intervalo de tempo entre as imagens (Δt) deve ser adequado para evitar que haja deformações significativas na posição relativa das partículas. Espera-se que escoamentos com velocidades altas sejam mais difíceis de medir.

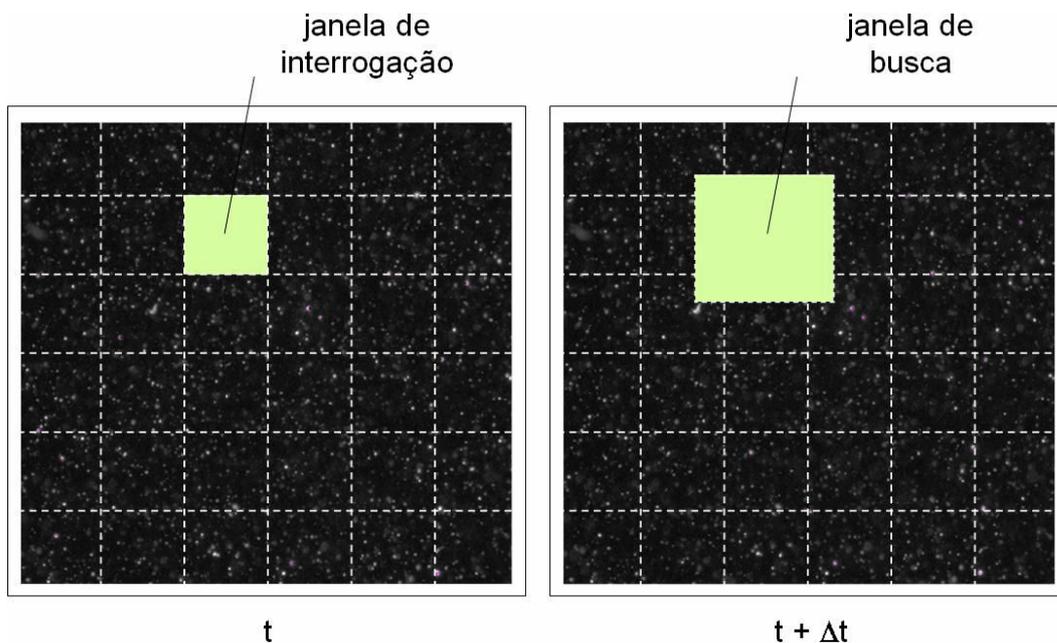


Figura 3.7 – Janelas de interrogação e de busca para a correlação cruzada.

3.1.7. Coeficiente de Correlação

O Coeficiente de Correlação (R) expressa o quão correlacionadas estão as imagens I_1 e I_2 . Normalmente o coeficiente de correlação é normalizado, de modo que seus valores variem entre 0 e 1 e é definido por:

$$R(x, y) = \frac{\sum_i \sum_j I_1(i, j) I_2(i-x, j-y)}{\sqrt{\left[\sum_i \sum_j I_1^2(i, j) \right] \left[\sum_i \sum_j I_2^2(i-x, j-y) \right]}} \quad (3.7)$$

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 (Δl) das partículas em uma área de interrogação é indicado pela posição do pico mais alto da correlação cruzada com coordenadas (x_{max}, y_{max}) , ilustrado na figura 3.8.

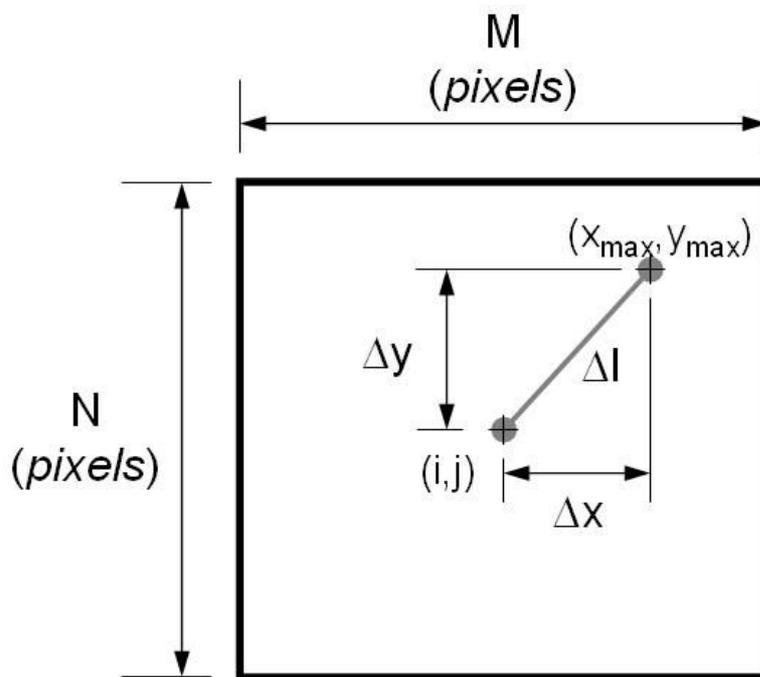


Figura 3.8 – Deslocamento da partícula.

A figura 3.9 ilustra um mapa dos valores do coeficiente de correlação, R , com coordenadas do centro da área de interrogação em $(i = 0, j = 0)$ e coordenadas do pico mais alto da correlação cruzada em (x_{max}, y_{max}) .

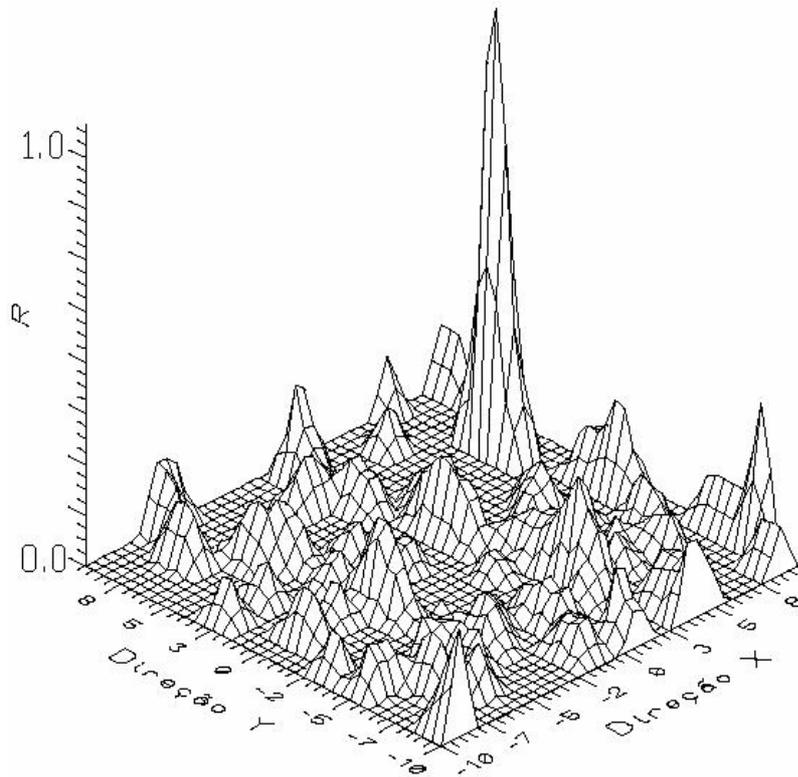


Figura 3.9 – Mapa típico do coeficiente de correlação, R , para correlação cruzada (Fonte: Almeida, 1997).

3.1.8. Determinação dos vetores de velocidade

A aplicação do algoritmo de correlação cruzada normalizada, bidimensional, permite determinar a direção, o sentido e o módulo dos vetores que compõe o campo de velocidade estudado. O vetor deslocamento é a linha que une o centro da área de interrogação à ao pico de correlação. 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).

Os componentes da velocidade são calculados por:

$$u = M \frac{\Delta x}{\Delta t} \tag{3.8}$$

$$v = M \frac{\Delta y}{\Delta t} \tag{3.9}$$

onde M é o fator de magnificação, com unidade ($mm/pixel$), o qual relaciona uma dimensão na imagem ($pixels$) para uma dimensão real (mm).

3.1.9. Resolução sub-pixel

Encontrando o pico de correlação é possível determinar o deslocamento das partículas e assim estimar o movimento do líquido. A posição do pico de correlação pode ser medida com melhor resolução usando-se interpolações *sub-pixel*. Diversos métodos foram desenvolvidos, mas os mais comuns ajustam a localização do pico de correlação pela interpolação de uma função bi linear (*Bilinear Peak*), parabólica (*Parabolic Peak*) ou Gaussiana (*Gaussian Peak*), em cada direção.

Neste trabalho é utilizada a função Gaussiana, que localiza o pico de correlação com resolução *sub-pixel* ajustando uma curva Gaussiana no *pixel* mais alto (R) e nos quatro vizinhos adjacentes. São feitos dois ajustes de três-pontos, um na direção X , com R e o *pixel* adjacente à direita e esquerda, e outro na direção Y , com R e o *pixel* adjacentes acima e abaixo, ilustrado na figura 3.10.

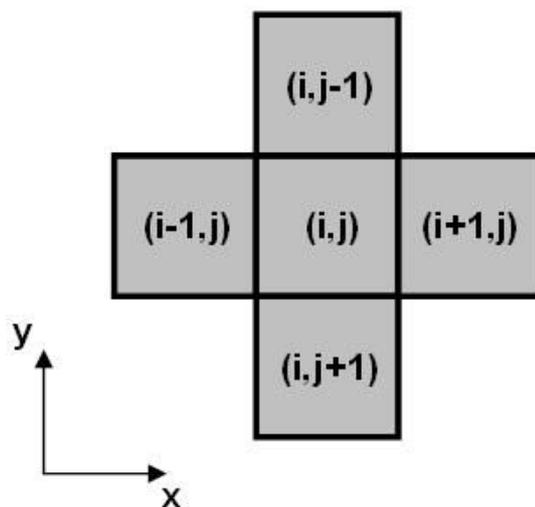


Figura 3.10 – Convenção de índices.

As equações a seguir (Raffel et al., 1998) determinam a posição nas duas direções.

$$P_x = i + \frac{\ln R_{(i-1,j)} - \ln R_{(i+1,j)}}{2 \ln R_{(i-1,j)} - 4 \ln R_{(i,j)} - 2 \ln R_{(i+1,j)}} \quad (3.10)$$

$$P_y = j + \frac{\ln R_{(i,j-1)} - \ln R_{(i,j+1)}}{2 \ln R_{(i,j-1)} - 4 \ln R_{(i,j)} - 2 \ln R_{(i,j+1)}} \quad (3.11)$$

onde (i,j) corresponde ao pico de correlação, R , e P_x e P_y o deslocamento da partícula com a resolução *sub-pixel* ajustada na curva Gaussiana. Com este procedimento consegue-se determinar os deslocamentos com resolução de até $1/20$ *pixel*.

3.1.10. Técnica de Hart

A resolução espacial das imagens, adquiridas com a técnica de velocimetria por imagem de partículas, pode ser melhorada significativamente utilizando-se, o algoritmo denominado *Hart Correlator* (Hart, 1999).

Para melhorar a velocidade do processamento, o algoritmo usa apenas os *pixels* mais relevantes dentro de uma janela de interrogação. O processo de correlação começa com uma grande janela de interrogação e o resultado do pico de correlação é então armazenado. A janela de interrogação é dividida em áreas menores e o resultado obtido previamente é usado como estimativa para a nova correlação. Desta forma, a probabilidade de encontrar o correto deslocamento continua elevada, apesar das imagens estarem comprimidas (com menos dados). Este processo iterativo pode ser realizado à medida que as janelas de interrogação forem diminuindo.

Uma desvantagem deste processo é que erros se propagam para as janelas de interrogação menores, isto é, se um erro na correlação inicial ocorrer, a estimativa para as correlações seguintes podem resultar em vetores espúrios.

3.2. Fluorescência Induzida por Laser (LIF)

A Fluorescência Induzida por Laser (do inglês *Laser Induced Fluorescence*, ou *LIF*) é uma técnica ótica não intrusiva utilizada em vários estudos de mecânica dos fluidos. No caso deste trabalho a técnica será aplicada para determinar o campo de velocidades em escoamento bifásico líquido-gás.

A luminescência é o fenômeno da emissão de radiação eletromagnética (fótons), proveniente de moléculas que foram excitadas, retornando ao seu estado fundamental. A fotoluminescência é a emissão de fótons de uma molécula após ter sido submetida a uma excitação luminosa. A luminescência é dividida em fluorescência e fosforescência, dependendo da natureza dos estados fundamental e excitado no processo.

Os estados eletrônicos de uma molécula dividem-se em estados singlete (*singlet*) e tripleto (*triplet*). O diagrama de Jablonski, figura 3.11, representa o estado fundamental (S_0), o estado excitado singlete (S_1 e S_n) e o estado excitado tripleto (T_1 e T_n). A absorção de radiação eletromagnética induz 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.

Processos de relaxamento, que ocorrem dentro de um mesmo estado eletrônico, fazem com que haja dissipação de energia (na forma de calor) entre os estados excitados até que o elétron retorne ao nível mais baixo do estado excitado (S_1). Este processo de relaxamento é conhecido por conversão interna (CI) e ocorre sem emissão de radiação eletromagnética. Este processo é da ordem de 10^{-13} a 10^{-11} s. O processo que representa a transição não radioativa entre estados diferentes é conhecido como cruzamento intersistemas (CIS).

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 CI. 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 1900, o cientista Max Planck desenvolveu o modelo de quantização da luz, segundo o qual a matéria absorve e emite luz em pacotes de energia, que ele denominou *quanta* (plural de *quantum*). 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:

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

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.

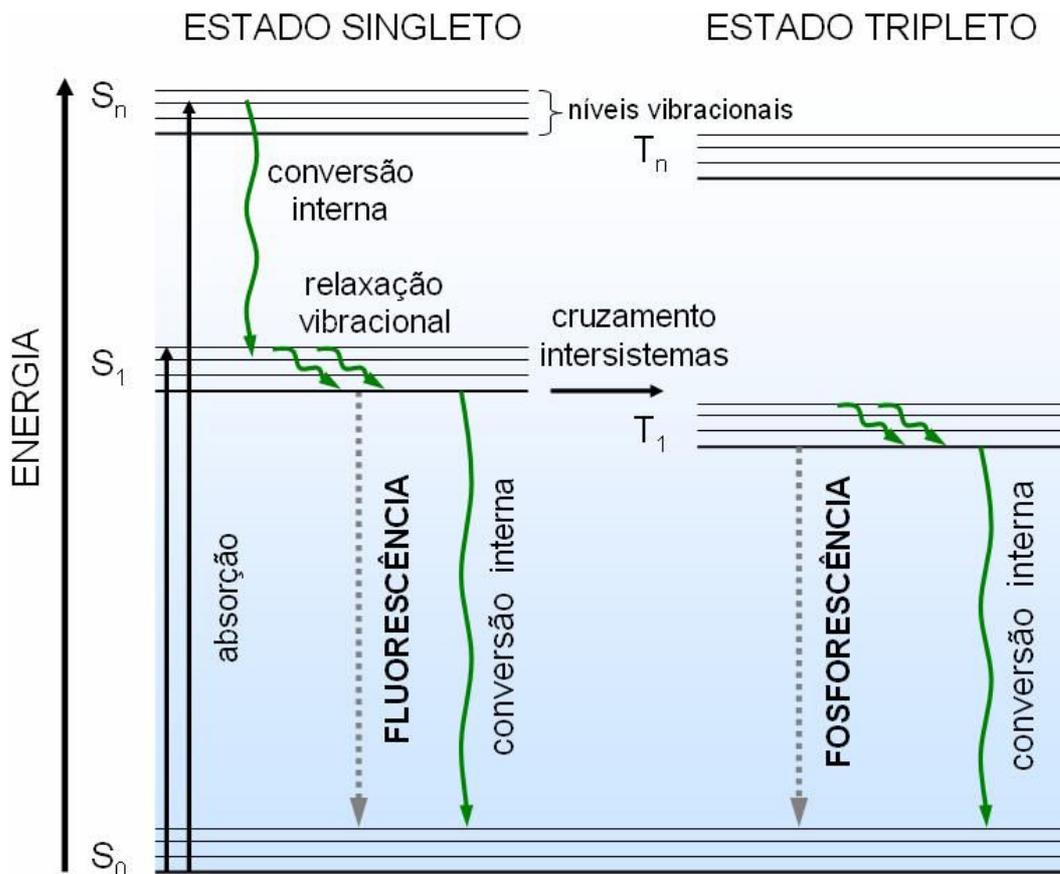


Figura 3.11 – Diagrama de Jablonski.

A emissão máxima tem um comprimento de onda maior, isto é, tem menos energia que a excitação máxima. A diferença entre a excitação e emissão máxima é chamada de deslocamento de Stokes (figura 3.12). Essa perda de energia é causada pelo relaxamento vibracional, que ocorre durante o breve período de excitação da molécula, e é dissipada como calor.

O espectro de fluorescência é obtido fixando o comprimento de onda de excitação (aquele que corresponde à máxima energia absorvida) e registrando a intensidade e o comprimento de onda da luz de emissão sobre toda a faixa do seu espectro. O espectro de excitação é obtido utilizando-se o processo inverso. Mantém-se fixo o comprimento de onda de emissão (aquele que corresponde à máxima emissão) variando-se o comprimento de onda da luz de excitação sobre toda a faixa do seu espectro de absorção e registrando a intensidade.

Quando um laser é usado na iluminação, a melhor performance é alcançada 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.

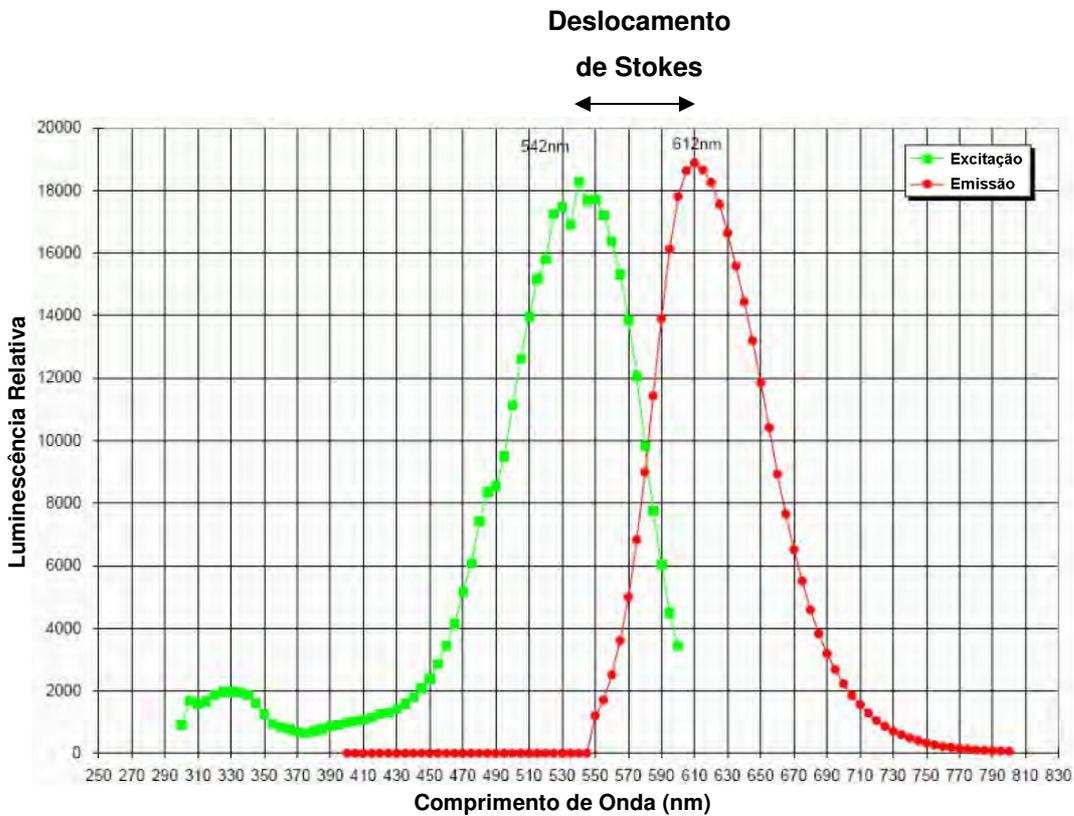


Figura 3.12 – Espectro de absorção e fluorescência (Fonte: Manual da TSI Incorporated).

Para maximizar a iluminação da fluorescência capturada pela câmera é necessário o uso de um filtro que bloqueie a iluminação proveniente da excitação, mas deixe passar o comprimento de onda desejado. 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 técnica de Iluminação Pulsada de Fundo (do inglês, *Pulsed Shadow technique – PST*) é uma técnica ótica que não interfere no escoamento e que nos permite melhorar a determinação da forma da bolha, isto é, a interface líquido-gás. A técnica consiste em iluminar por trás o escoamento, utilizando uma fonte luminosa uniforme, para adquirir uma imagem com a sombra da bolha com uma câmera CCD posicionada no lado oposto (figura 3.13).

Um painel com LED's, de alta potência e baixo ângulo de emissão, é utilizado como fonte luminosa e para garantir que a luz emitida seja homogênea é usado uma placa difusora na frente do painel de LED's.

A imagem gerada pelo painel de LED's possui níveis de cinza intermediário diferentemente da técnica de *PIV*, onde as partículas fluorescentes geram altos níveis de cinza na imagem.

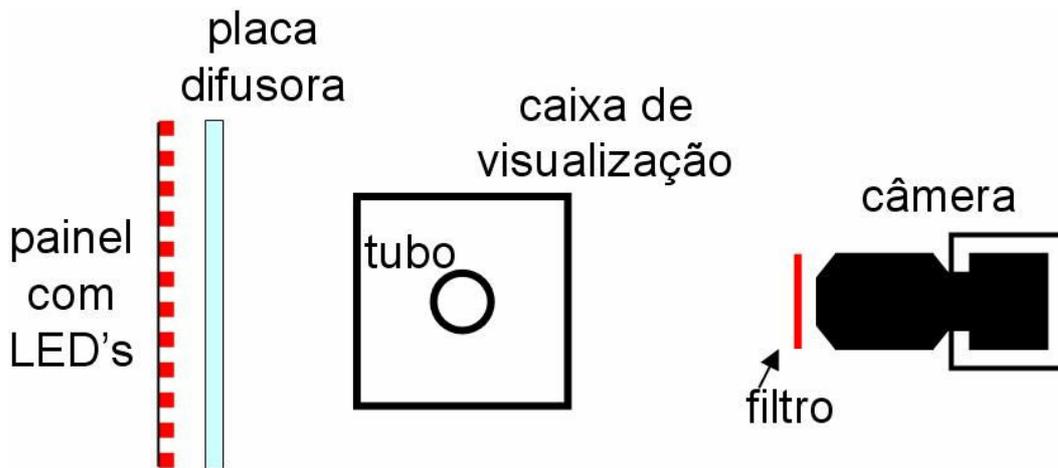


Figura 3.13 – Desenho esquemático da técnica *PST*.