

3. Metodologia Experimental

No contexto do presente estudo, os sistemas de diagnóstico laser têm por objetivo permitir o avanço da compreensão básica da combustão turbulenta, fornecer um quadro para comparações detalhadas dos resultados experimentais para fins de validação dos modelos computacionais e, ainda, identificar as prioridades para os estudos futuros nos campos experimental e numérico. As disponibilidades de lasers pulsados em alta energia e com taxas de repetição elevadas, em conjunto com a evolução constante das câmeras digitais, têm possibilitado a análise dos escoamentos cada vez mais complexos. O objetivo das técnicas laser aqui empregadas é a caracterização de chamas turbulentas, a qual servirá para construir uma base de dados para o desenvolvimento das simulações em combustão.

Neste capítulo a instalação experimental do queimador e a alimentação do combustível líquido são descritas. Além disso, são detalhados os equipamentos das técnicas de medição: (i) espalhamento Mie, (ii) fluorescência do radical químico Hidroxila (OH) por fluorescência induzida por plano laser (PLIF), e (iii) velocimetria por imagem de partículas (PIV) que mede o campo de velocidade do escoamento de ar. Finalmente, são apresentadas as estimativas de incerteza para o cálculo do número de Reynolds e da técnica PLIF-OH.

3.1. Queimador tipo bluff-body

O projeto do queimador do tipo *bluff-body* foi desenvolvido visando a obter ampla faixa de operação. Este queimador apresenta relevância em diferentes aplicações de engenharia, por ser capaz de estabilizar chamas não pré-misturadas em sua zona de recirculação. Segundo descrito no capítulo 2, este queimador foi especificamente escolhido para permitir o desenvolvimento e a validação de modelos de interação entre cinética química e turbulência. A simetria de revolução e as condições de contorno simples também permitem simplificar os

algoritmos de soluções numéricas. A potência de operação permite trabalhar na faixa entre 10 kW e 35 kW, segundo o trabalho de Alvarez et al., 2006. Na Figura 24 são mostradas as dimensões do queimador. A espessura do plano de luz laser é da ordem de 0,5 mm, e o diâmetro do jato de combustível, 0,51 mm.

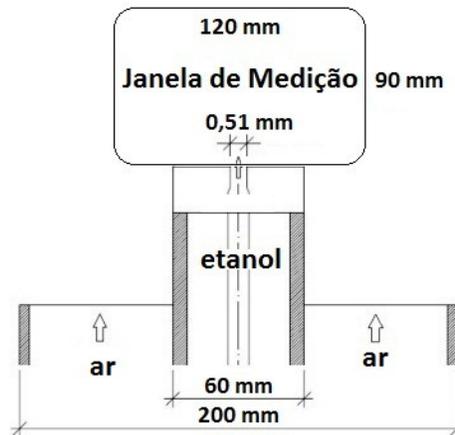


Figura 24 Vista geral esquemática do queimador bluff body.

O ventilador centrífugo utilizado para alimentação de ar do experimento é da marca *Deltra* Modelo VC-400, vazão máxima nominal de 32,8 m³/min, pressão máxima de 439 mmca, peso de 43 kg, nível de ruído de 82 Db. Motor elétrico de potência 4 CV com uma tensão de 220/380 V, corrente de 10,8/6,3 A e rotação de 3470 RPM, maiores detalhes podem ser obtidos no trabalho de Alva et al., 2008. A mínima e a máxima vazão do ar anular geram velocidade de saída de ar de cerca de 1 m/s e 12 m/s, respectivamente, para as graduações de 20 e 60 Hz do inversor de frequência que controla a rotação do ventilador. Nota-se que nesta instalação, aberta, a vazão de ar não é medida. Na configuração atual a máxima não uniformidade de valores da componente longitudinal, da velocidade do ar na saída do túnel de vento é de 0,5 m/s, quando a velocidade média do escoamento é de 8,0 m/s, medidos ao longo da seção de saída do ar, o que caracteriza uma razoável homogeneidade do escoamento na seção de saída.

3.2. Instalação experimental da alimentação do combustível

Esta seção se dedica à apresentação do novo sistema de alimentação de combustíveis líquidos para o laboratório de combustão e turbulência da PUC -

Rio, o qual permitirá a realização de estudos sobre chamas turbulentas de etanol e de ar.

Um aporte importante realizado durante o presente trabalho foi o projeto, a aquisição e a montagem dos equipamentos e de materiais para a instalação da nova linha de alimentação e de injeção de combustível projetada para a operação com etanol. Esta foi instalada no queimador desenvolvido no trabalho de Alva et al., 2008, o qual permite um amplo acesso óptico e assim, o uso de técnicas de diagnóstico baseadas em laser. Será apresentada uma visão geral do sistema da instalação mecânica de alimentação do etanol, e em seguida, se apresentam as características de cada dispositivo. Na Figura 25 ilustra-se, com uma visão geral esquemática, o sistema completo de alimentação de etanol. A instalação tem como objetivo obter etanol, sob a forma de vapor ou spray, na saída do nebulizador.

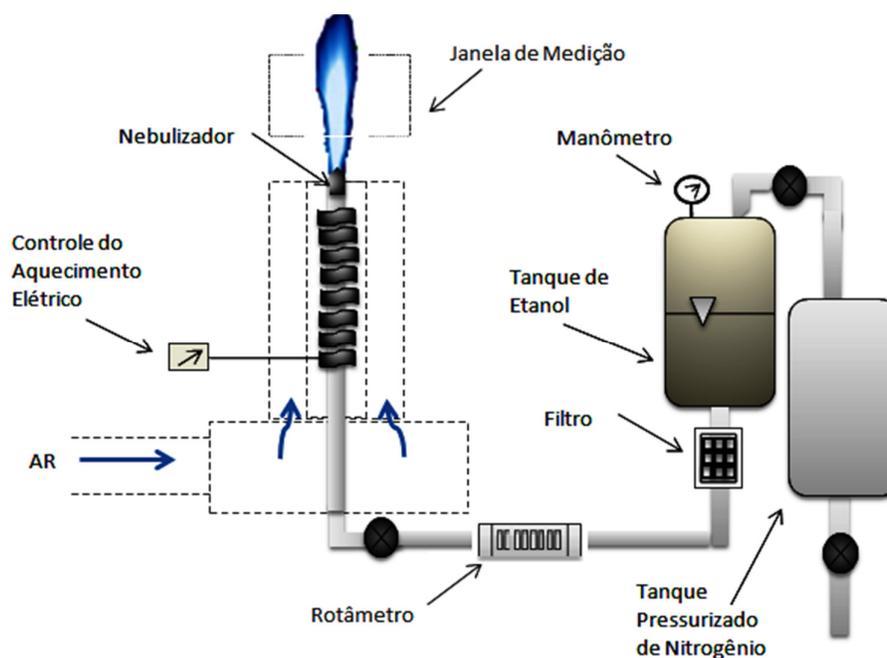


Figura 25 Vista geral esquemática do sistema de ensaios construído. A dimensão da janela de medição é de 120 mm de comprimento e 90 mm de largura.

O aquecimento elétrico, realizado a montante do processo de nebulização do combustível permitirá ultrapassar a temperatura de vaporização de 78°C (Goodger et al., 1975), correspondente a 1 atm. Cabe ressaltar que o processo de combustão no queimador ocorre a pressão atmosférica.

3.2.1. Sistema de armazenamento e alimentação do combustível

O sistema de armazenamento do combustível consiste, em (i) um tanque modelo 22140CE de aço inox 303 de 10 litros de capacidade mostrada na Figura 25 o qual possui uma válvula de alívio na sua tampa, (ii) a válvula reguladora de pressão com manômetro de 0 à 7 bar e (iii) as válvulas esféricas de isolamentos das conexões de entrada e saída dos fluidos. A pressão necessária para o deslocamento de combustível líquido é fornecida pela injeção de Nitrogênio pressurizado no tanque. O nitrogênio ingressa no tanque a 4 bar para os casos em que água é utilizada no spray, levando a escoamento quimicamente inertes, e 3,7 bar de pressão para os casos reativos, quando etanol é empregado. Note-se que esta diferença de pressão nos testes inertes e reativos é fortuita e não exerce influência significativa sobre o regime de combustão obtido, contrariamente à variação de vazão. Uma válvula reguladora de pressão, posicionada na saída da conexão do combustível líquido, controla a pressão de saída do etanol. A jusante do tanque o etanol ingressa em uma tubulação destinada a alimentar o queimador.

3.2.2. Nebulizador do combustível

O bico atomizador de pulverização fina usa a pressão do líquido para produzir gotas finamente atomizadas em um padrão de cones ocos, com distribuição uniforme segundo mostra se na Figura 26.

A seleção do nebulizador foi baseada na vazão volumétrica requerida para alcançar potência de operação do queimador. O nebulizador especificado é da série E, modelo LNND-SS-1.5-1/4 em aço inox 303 da empresa Spraying Systems Co, projetado para água, é comumente utilizado em resfriamento de ar, gás e água, umidificação, nebulização leve, controle de poeira, supressão de poeira, proteção contra fogo, cortina de água. O spray é de 0,51 mm diâmetro de orifício, com ângulo de pulverização mínima de 35°, com faixa no tamanho de gota entre 110 e 300 μm , segundo o fabricante.

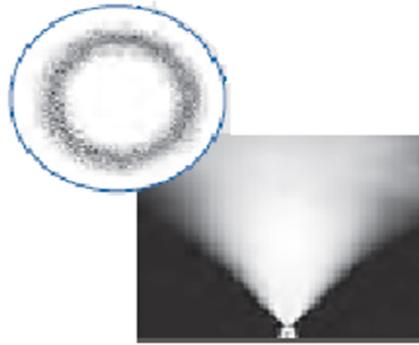


Figura 26 Padrão de cone oco do bico-injetor. Adaptado do *Spraying Systems Co.*

As tabelas 1 e 2 apresentam as características do bico injetor e os parâmetros de operação nos testes realizados no presente trabalho.

Tabela 1 Características do bico injetor e os parâmetros de operação.

Fluido	Tamanho da gota (μm)	Vazão (L/h)	Pressão (bar)
Água	110 – 330	3,7	2,8

Tabela 2 Parâmetros para o calculo do fator de conversão do parâmetros de operação do bico injetor.

Fluido	Vazão (L/h)	Pressão (bar)	Ângulo so spray ($^{\circ}$)
Água	3,7 – 6,2	4	29 – 53
Etanol	3,7 – 6,2	3,7	48 e 60

3.2.3. Medição de vazão do combustível

A seleção do rotâmetro foi feita com base na vazão de operação do etanol. Esta vazão foi calculada para uma potência máxima de queimador idêntica aquela da atual operação com o gás natural de 35 kW (Alvarez et al., 2006), mediante a seguinte equação.

$$\dot{V} = \frac{W^Q}{\rho \cdot PC} \quad (3.1)$$

onde, \dot{V} é a vazão do etanol [m^3/s], \dot{W}^Q é a potência máxima de operação do queimador [kW], ρ é a densidade do etanol [kg/m^3] e PC é o poder calorífico inferior do etanol [MJ/kg]. Para o etanol foi utilizado $\dot{W}^Q = 35$ kW, $\rho = 746,9$ kg/m^3 (medida no laboratório Puc - Rio) e PC = 24,9 MJ/kg (Rose et al., 1977) o que resulta de uma vazão volumétrica de $6,25 \times 10^{-3}$ m^3/hr (ou 6,25 L/hr ou 1,65 U.S. gal/hr), valor que supera a vazão mínima de abertura do nebulizador, para 3,7 bar. O rotâmetro especificado foi um medidor de área variável, de instalação vertical, com uma escala de 0,3 a 3 U.S. gal/hr, uma pressão máxima de operação de 145 psig (10 bar), temperatura de trabalho do fluido entre $-5^\circ C$ e $100^\circ C$ e ambiente $-20^\circ C$ e $100^\circ C$ da série G modelo VAF-G2A3S da empresa *Swagelok*. A incerteza absoluta de medição segundo o fabricante é de 5%. É necessário corrigir os valores da leitura segundo as condições ambientais de operação, utilizando-se um fator de conversão fornecida pela calibração feita pelo fabricante. Utilizou-se a seguinte equação para o cálculo do fator de conversão e multiplicou-se o fator de conversão pela leitura do rotâmetro, determinando-se assim a vazão volumétrica nas novas condições de operação.

$$R = \sqrt{\frac{\rho_{padr\tilde{a}o}}{\rho_{operac\tilde{a}o}}} \cdot \sqrt{\frac{p_{padr\tilde{a}o}}{p_{operac\tilde{a}o}}} \cdot \sqrt{\frac{273+T_{padr\tilde{a}o}}{273+T_{operac\tilde{a}o}}}, \quad (3.2)$$

onde, R é o fator de conversão, ρ é a densidade do fluido, p é a pressão e T é a temperatura, então para os valores da tabela 3 o fator de conversão é 0,58.

Tabela 3 Parâmetros para o calculo do fator de conversão do Rotâmetro

Fluido	Água	Etanol
Parâmetros	Condições Padrão	Condições de Operação
Pressão (Bar)	1	3,7
Temperatura (K)	288	293
Densidade (kg/m3)	939,4	746,9

3.3. Técnica de espalhamento Mie

A técnica de espalhamento Mie é utilizada no presente trabalho para comparações das distribuições e concentrações de gotículas no escoamento, nos casos quimicamente inertes e reativos. O espalhamento Mie, segundo Holler et al.,

2009, ocorre pela difração do laser para partículas com diâmetros maiores que o comprimento de onda da luz incidente ($d > \lambda$). A transmissão da radiação espalhada pela matéria pode ser entendida como uma retenção momentânea da energia radiante pelos átomos ou moléculas, seguida pela emissão da radiação em todas as direções, à medida que as partículas retornam ao seu estado original. Na teoria Mie os centros de espalhamento são encontrados em várias regiões das partículas. Quando essas partículas espalham a luz, os centros de espalhamento estão suficientemente distantes, de forma que pode ocorrer interferência entre os feixes emitidos de uma área de partículas e aqueles emitidos a partir de outra região. Isto leva a uma distribuição de intensidade com característica direcional, que é diferente da observada com partículas menores, ($d \ll \lambda$), conhecido como espalhamento Rayleigh. Cabe ressaltar que os espalhamentos Mie e Rayleigh são espalhamentos elásticos, porque o comprimento de onda da radiação espalhada é igual ao da fonte de radiação.

Em geral pode dizer-se que a luz difundida por pequenas partículas é uma função da relação entre o índice de refração das partículas do meio circundante, tamanho das partículas, sua forma e orientação. Além disso, a dispersão da luz também depende do ângulo de polarização e de observação. A dispersão Mie pode ser caracterizada pelo diâmetro normalizado, q , definido por, Raffel et al., 2007:

$$q = \frac{\pi d_p}{\lambda}, \quad (3.3)$$

onde, d_p , é o diâmetro da partícula e λ é o comprimento de onda. Há uma tendência clara para a intensidade de luz espalhada aumentar com diâmetro de partícula crescente.

Gotículas de vários tamanhos estão presentes no spray estudado. A distribuição da intensidade da luz espalhada é usada para caracterizar qualitativamente a distribuição e o tamanho de gotículas no spray.

O espalhamento Mie foi excitado e capturado para um comprimento de onda de 532 nm. Para este fim foi utilizado no segundo harmônico um laser Nd:YAG (Quantel, Twins). No arranjo empregado neste estudo, os fótons de luz laser espalhados pelas gotículas atravessam um filtro passa banda, centrado em 532 ± 5 nm, e são focados por uma lente da marca Nikon (Nikkop, f/1.4 e 50 mm). Para a captura das imagens é utilizada uma câmera CCD (LaVision, Image Intense) com uma matriz de 1376x1040 pixels, 500 ns de intervalo entre

aquisições e uma eficiência quântica de 70% na faixa de 532 nm. A taxa de aquisição utilizada neste trabalho é de 3,3 Hz, limitado pelo sistema de captura. A resolução espacial gerada pela calibração do alvo foi de 90 $\mu\text{m}/\text{pixel}$. A resolução é considerada adequada para caracterizar o escoamento durante a medição.

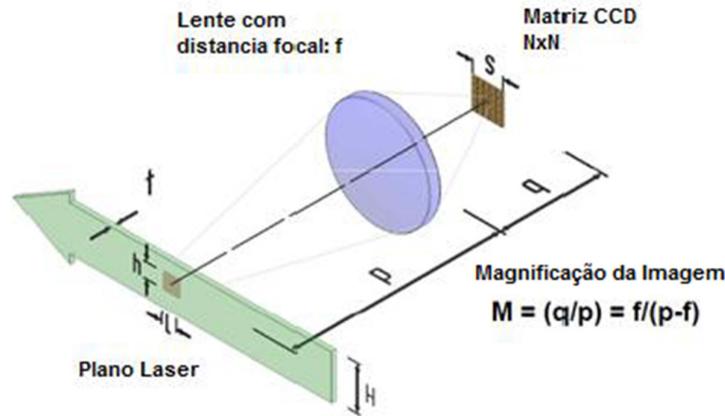


Figura 27 Configuração óptica de magnificação da imagem, na captura da fluorescência do radical OH. Adaptado, La Vision – Tunable LIF et al., 2007.

A Figura 27 mostra o sistema de detecção que é caracterizado pela sua resolução espacial, $h.L$ o qual depende da sensibilidade das câmeras e com magnificação ($M=0,1$) para $p = 500$ mm e $q = 50$ mm.

Para o sistema utilizado o diâmetro real mínimo das gotas que podem ser observadas é calculado pela equação dada por Raffel et al., 2007.

$$d_{img} = \sqrt{(Md_g)^2 + (d_{diff})^2}, \quad (3.4)$$

onde o diâmetro da gota que apresenta na imagem do matriz CCD (d_{img}) é determinado pelo módulo da soma de dois termos, sendo um termo regido pelo produto da magnificação pelo diâmetro real da gotícula (Md_g) e, o outro termo regido pela difração da luz por parte da gotícula (d_{diff}), que é o diâmetro mínimo dos anéis de difração que formam a imagem da partícula. O diâmetro pela difração é calculado por: $d_{diff} = 2,44 \times f_{\#} \times (M + 1)\lambda$, onde $f_{\#}$ é a razão entre a distância focal e o diâmetro da abertura da lente da câmera, λ é o comprimento de onda da luz laser e M é a magnificação da imagem.

Na Figura 28 é mostrado o resultado da equação 3.4 aplicado para o sistema de captura da imagem do espalhamento Mie, para: $f_{\#}=11$, $M=0,1$ e, $\lambda=532$ nm, onde é possível observar que o diâmetro mínimo real da gotícula é de aproximadamente 100 μm . O sistema não percebe variação alguma no espalhamento para diâmetro menor que esse valor. Assim, tanto gotas menores de 100 μm serão agrupadas na imagem por um só valor na matriz CCD de aproximadamente 18 μm .

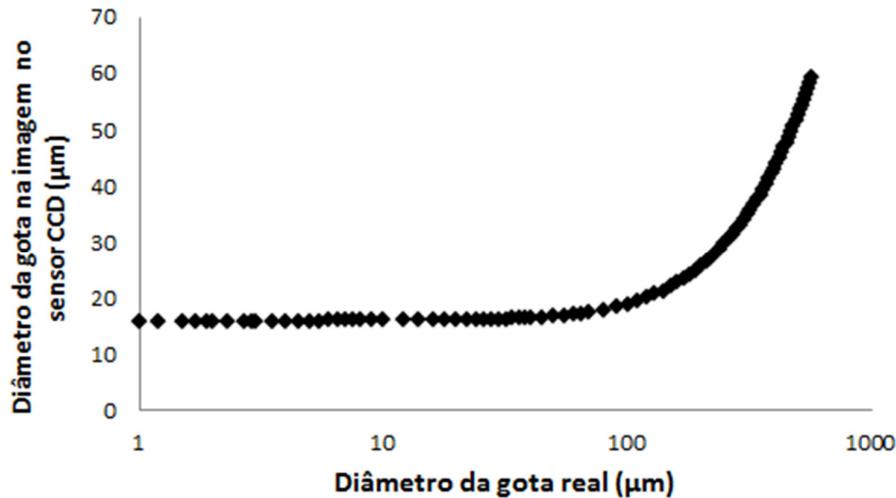


Figura 28 Diâmetro da gota na imagem na matriz CCD do sistema de captura do espalhamento Mie.

3.4. Sistema de fluorescência Induzida por plano laser PLIF

Fluorescência induzida por laser (LIF) é frequentemente utilizada para detecção de concentrações e temperaturas (Barlow 2005, Duwel et al., 2007a). Uma das características mais atrativas da técnica LIF é sua extrema sensibilidade para detectar espécies de radicais como OH, CH, NH, CN, C₂ ou produtos da combustão como NO e CO, cuja concentração pode ser da ordem de 1 – 100 ppm. Além disso, LIF é uma técnica não intrusiva, contrariamente a técnicas clássicas de análise como, por exemplo, sondas de amostragem de gases que devem ser introduzidas na chama no momento da medição. Nesta técnica o laser utilizado é pulsado com um tempo na ordem de grandeza de nano segundo, para gerar um plano laser na região de interesse do escoamento, o qual induz a fluorescência de uma espécie química selecionada. A emissão de luz permite determinar a posição

das espécies químicas de interesse nos ambientes de combustão onde existem, simultaneamente, centenas de espécies diferentes. A luz resultante é capturada com uma câmera CCD (charge-coupled device) e um intensificador que tem por finalidade amplificar o sinal luminoso.

Esta seção apresenta uma breve introdução da técnica da fluorescência induzida por um plano laser (PLIF), utilizada no presente trabalho, após um breve detalhe de cada equipamento, procedimentos de calibração do laser e o processo de captura das imagens.

3.4.1. Fenômeno de luminescência, fluorescência e fosforescência

O fenômeno de luminescência é o processo de emissão espontânea de radiação eletromagnética que é gerado pela ação da baixa temperatura do meio. Difere-se assim do processo de incandescência, que é a emissão de radiação eletromagnética devido à sua alta temperatura do meio. O fenômeno de luminescência ocorre geralmente em compostos orgânicos. Fenômenos de luminescência não espontâneos são processos induzidos que precisam de energia de excitação para gerar emissão de radiação eletromagnética. A fotoluminescência e a quimiluminescência são exemplos destes processos. A quimiluminescência, tipo específico de luminescência, baseia-se na emissão de radiação eletromagnética por uma espécie química excitada, a qual é formada durante uma reação química.

A fotoluminescência é um processo não espontâneo onde os corpos emitem luz como consequência da existência de energia de excitação (absorção de fótons), radiação eletromagnética na faixa ultravioleta onde os comprimentos de onda são menores que 400 nm (Lakowicz et al., 1999). A fluorescência e a fosforescência são fenômenos fotoluminescentes de emissão de luz que ocorrem quando as espécies excitadas retornam ao estado fundamental não excitado. Geralmente a fotoluminescência, seja como fluorescência ou como fosforescência, tem comprimentos de ondas maiores que os da radiação de excitação, e essa variação do comprimento de onda é denominada de deslocamento Stokes. Os estados excitados envolvidos na fluorescência possuem tempo de vida mais curto, cerca de 10 ns (Holler et al., 2009), do que no fenômeno de fosforescência. Estes

fenômenos estão presentes em sistemas gasosos, líquidos e sólidos que podem ser simples ou complexos.

A absorção é um processo pelo qual a energia eletromagnética é transferida para os elétrons os quais podem mudar de um estado fundamental para um ou mais estados excitados e mais energéticos. Para que a absorção ocorra, a energia do fóton de excitação deve ser igual à diferença de energia entre o estado fundamental e um dos estados excitados. Moléculas diatômicas são caracterizadas por três tipos de energia interna: eletrônica, de vibração e de rotação que são considerados independentes, segundo Holler et al., (2009). Assim a energia interna total da molécula pode ser escrita como a soma das energias eletrônica, vibracional e rotacional. A equação que descreve o estado energético fundamental é:

$$E(o, v', r') = E_{el}(o) + E_{vib}(v') + E_{rot}(r'), \quad (3.5)$$

e o estado energético excitado se escreve como:

$$E(1, v'', r'') = E_{el}(1) + E_{vib}(v'') + E_{rot}(r''), \quad (3.6)$$

onde v' , r' e v'' , r'' são números quânticos vibracionais e rotacionais dos estados fundamental (o) e excitados (1), respectivamente. Para cada estado energético eletrônico há, normalmente, vários estados vibracionais e vários estados rotacionais. A energia de um fóton em um processo de absorção é dada por:

$$E(1, v'', r'') - E(o, v', r') = h\nu = h\left(\frac{c}{\lambda}\right), \quad (3.7)$$

onde h é a constante de Planck [J.s], ν é a frequência [s^{-1}], c é a velocidade da luz [m/s], λ é comprimento de onda [m]. Considerando um processo de absorção de um fóton, percebe-se que este envolve uma transição de um nível energético inferior até um nível energético superior. O processo de emissão induzida também é descrito do pela equação (3.9), desde um nível energético maior, até um nível energético menor.

Os processos de fotoluminescência podem envolver dois estados excitados diferentes, os quais produzem diferentes processos, um de fluorescência e outro de fosforescência. A diferença entre os dois fenômenos está associada ao spin eletrônico e aos processos de transferência entre os estados de excitação singleto e

triplete, no estado excitado singlete, o spin do elétron ainda mantém sua orientação original proveniente do estado fundamental, enquanto que, no estado triplete, o spin dos elétrons excitados não mantém sua orientação.

Segundo na Figura 29 o estado excitado triplete é menos energético do que o estado singlete excitado, pois o primeiro possui um campo magnético, resultante da oposição ao movimento orbital, uma vez que os spins (representado com setas na Figura 29) são orientados no mesmo sentido. Como resultado, a energia de um elétron no qual o spin se opõe ao movimento orbital (triplete) é menor do que a energia de um elétron com spin paralelo (singlete), o qual não apresenta um campo magnético resultante. Os estudos feitos por Holler et al. (2009) determinam que os fenômenos de fluorescência se dão num processo de emissão a partir de um estado excitado singlete ($S \rightarrow S$), no fenômeno de fosforescência a emissão ocorre de um estado excitado triplete ($T \rightarrow S$).

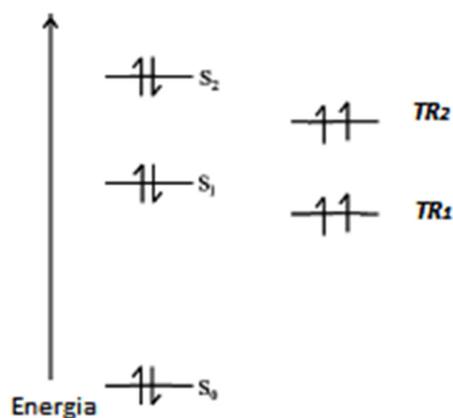


Figura 29 Estado eletrônico singlete (S) e triplete (TR). Comparação relativa da energia dos estados energéticos fundamental (o) e excitados (1,2). Adaptado, Schulz et al., 2005.

A desativação das moléculas excitadas é devido a várias perdas de energia as quais são divididas em três categorias: (i) processos radiativos, em que os excessos de energia são emitidos por emissão espontânea, por exemplo, fluorescência ou fosforescência. (ii) processos não radiativos, nos quais os excessos de energia são absorvidos pelas transferências vibracionais e rotacionais. (iii) colisões (*quenching*), isto é excitação eletrônica de colisões moleculares, por exemplo, colisões com outras moléculas de oxigênio.

Na Figura 30 encontra-se um diagrama parcial de níveis de energia, chamado diagrama de *Jablonski*, para uma molécula fotoluminescente. Também

são mostradas as absorções que podem ocorrer do estado fundamental singlete (S_0), para vários níveis vibracionais dos estados excitados singletos (S_1 e S_2) à esquerda e, (TR1) à direita representa a energia do primeiro estado eletrônico triplete.

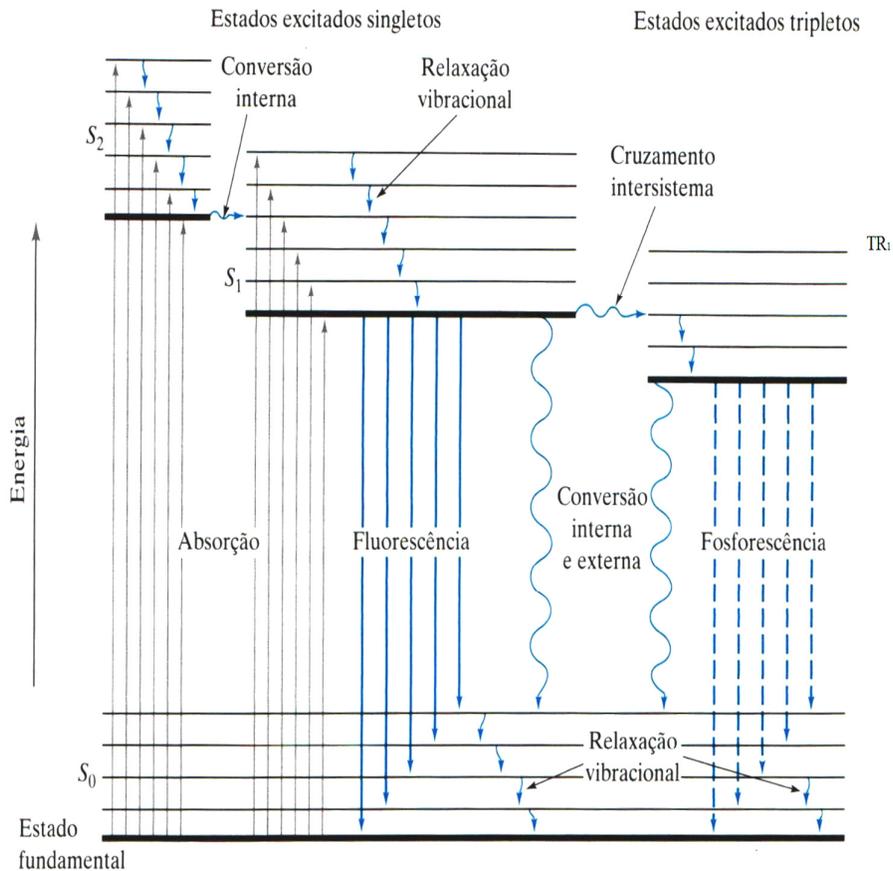


Figura 30 Diagrama parcial de níveis de energia para um sistema fotoluminescente. Adaptado, Holler et al., 2009.

O processo de relaxação vibracional (RV) ocorre quando as moléculas excitadas nos estados S_1 e S_2 perdem energia vibracional e relaxam para um nível vibracional menor. A consequência dessa relaxação vibracional é a de levar o elétron a um nível de energia de emissão menor em relação à energia de excitação, isto resulta um processo de emissão onde o fóton possui comprimentos de ondas maiores na faixa visível.

A conversão interna (CI) é um processo que descreve uma mudança de estados energéticos elevados para os estados energéticos baixos, sem emissão de radiação.

A conversão externa (CE) se refere à energia não radiativa, transferida das espécies excitadas para outras moléculas, devido a probabilidade de ocorrerem colisões moleculares, o que gera a desativação da fluorescência, ou da fosforescência. Este processo de desativação colisional é conhecido como efeito *quenching*. Em aplicações em combustão, um aumento da concentração de oxigênio (O₂) no meio, leva a um aumento da probabilidade de desativação por colisão molecular, por exemplo.

Um processo de cruzamento inter sistema (CIS) descreve uma conversão entre os estados eletrônicos excitados singlete e tripleto (S1→TR1). Em um processo CIS o nível vibracional singlete mais baixo se superpõe aos níveis vibracionais tripletos superiores e é provável, então, uma mudança no estado spin. O CIS é o fator que limita a intensidade e o tempo de vida do sinal de fluorescência já que só está presente nos processos de fosforescência. Deste modo, pode-se dizer, então, que os estados excitados tripletos são resultantes de um estado excitado singlete de certas moléculas já que a excitação induzida desde um estado fundamental diretamente para um estado tripleto excitado tem uma baixa probabilidade de ocorrência. Portanto, o tempo de vida média da fosforescência tem a ser maior do que a fluorescência devido a que a fosforescência apresenta um processo de CIS.

3.4.2. Sinal de fluorescência

Os parâmetros de importância para uma boa visualização da fluorescência das moléculas, e para a análise qualitativa do escoamento são a potência do sinal e sua eficiência respectivamente. A potência de emissão de fluorescência, F , é proporcional à potência radiante da faixa de excitação, ou seja, à densidade de população de elétrons no nível excitado. O sinal de fluorescência relacionado a um estado energético vibracional é dado por:

$$F \sim \left(\frac{\Omega}{4\pi}\right) \cdot \alpha_m \cdot \xi(T, p) \cdot f_{B_{v',r'}}(T) \cdot E_l \cdot \left\{ \frac{A_{10}}{[A_{10} + Q(\xi_m, T) + P]} \right\}, \quad (3.8)$$

onde F é o sinal de fluorescência, Ω é o ângulo sólido, α_m é a fração molar das espécies, $\xi(T, p) = \frac{p}{T} \times B$ é a concentração da mistura à pressão p e temperatura T , B é a constante de Boltzmann, $f_B(T)$ é a fração de Boltzmann para

o estado fundamental, E_l é a energia do laser por unidade de área, A_{10} é a constante da taxa relativa de emissão espontânea para um estado excitado (1) até um estado fundamental (0) determinada pelo coeficiente de Einstein, Q é o efeito *quenching*, e P é a constante da taxa relativa de pré-dissociação, todas as taxas relativas estão em s^{-1} (La Vision - Tunable LIF et al., 2007).

No estudo de chamas laminares é usual se considerar um *quenching* constante, porém para chamas turbulentas, seria desejável para evitar o efeito das colisões moleculares, utilizar técnicas de pré-dissociação e saturação do laser. Para se trabalhar em um estado de saturação, necessita-se de uma intensa energia em faixa específica de comprimento de onda de absorção. A intensa energia pode levar a uma estabilização das populações de dois níveis ligados por radiação. Onde as velocidades das transições vibracionais e rotacionais são mais elevadas do que a velocidade do *quenching*. Portanto a intensidade da fluorescência medida durante o pulso laser não é atenuada. Esta técnica foi utilizada, por exemplo, nos trabalhos de Boyarshinov e Fedorov (2004).

3.4.3. Efeito de desativação colisional

O estudo do efeito *quenching* (Q), a desativação colisional da fluorescência, é possível com a seguinte análise, proposta por Schultz e Sick (2005). A variação temporal da concentração de moléculas excitadas, $[N_1]$, obedece a $N_1 \rightarrow N_0 + hv$, N_1 e diminui quando aumenta a importância dos processos não radiativos CI, CIS que ocorrem simultaneamente:

$$-\frac{d}{dt}[N_1] = (k_f + k_{CI} + k_{CIS})[N_1], \quad (3.9)$$

onde k_f, k_{CI}, k_{CIS} são constantes das taxas relativas de variação da população de elétrons da fluorescência, conversão interna e do cruzamento do Inter sistema, respectivamente. Se $k_{tot}(s^{-1})$ representa a taxa total de população incluindo processos (i).

$$k_{tot} = \sum k_i. \quad (3.10)$$

Então o tempo de vida da fluorescência em (s) é dado por:

$$\tau_f = \frac{1}{k_{tot}}. \quad (3.11)$$

Os processos não radiativos reduzem a fração das moléculas excitadas que emitem fluorescência. A eficiência quântica da fluorescência é definida como a razão entre população de átomos que floresce e a população excitada:

$$\phi \sim \frac{k_f}{k_{tot} + \tilde{k}_q n_q}, \quad (3.12)$$

onde $n_q (1/m^3)$ é densidade de população das espécies quenching e $\tilde{k}_q (m^3/s)$ é um coeficiente da taxa relativa das colisões *quenching*. A eliminação do *quenching* incrementaria tanto a eficiência quântica da fluorescência como o tempo de vida da fluorescência. A variação do sinal da fluorescência (F) com a concentração de moléculas *quenching* é dado por:

$$\frac{F_0}{F} = 1 + \frac{\tilde{k}_q}{k_f} n_q. \quad (3.13)$$

F_0 é a sinal de fluorescência sem efeito *quenching*, e a razão (\tilde{k}_q/k_{tot}) é conhecida como o coeficiente *Stern-Volmer*, $k_{SV} (m^3)$:

$$k_{SV} = \frac{\tilde{k}_q}{k_{tot}} = \tilde{k}_q \tau_f, \quad (3.14)$$

Na ausência de processos não radiativos (CI, CIS) o coeficiente de k_{SV} é dado por:

$$k_{SV} = \frac{\tilde{k}_q}{k_f}, \quad (3.15)$$

Em aplicações de diagnóstico laser em motores de combustão interna, o tolueno pode ser misturado com o combustível para servir como traçador e permitir a medição da mistura ar/combustível. Nesta situação a Figura 31 mostra que os efeitos *quenching* são de ordem de grandezas importantes, para temperaturas baixos.

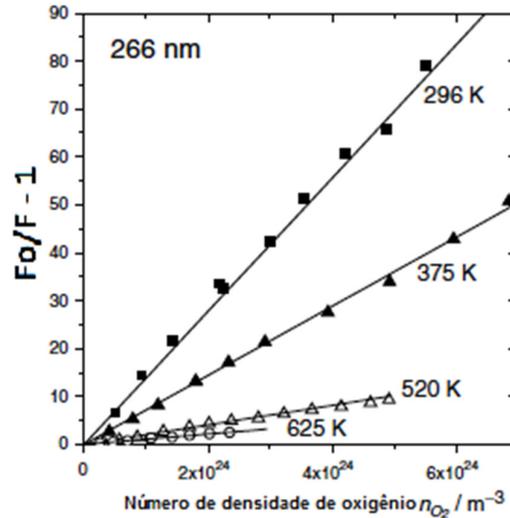


Figura 31 Stern-Volmer (SV) do tolueno para pressão parcial de 350 mbar. Adaptado, Koban e Koch (2005).

Um enfoque teórico para a análise das perdas por colisões (*quenching*) é proposta por Tamara et al., 1998 e consiste em determinar os fatores de correção das medições feitas por LIF que podem ser calculadas quando se conhece as concentrações de espécies majoritárias e a temperatura dos gases. A taxa total de *quenching* $k_q(s^{-1})$ das espécies X é igual a

$$k_q = \sum_i C_i \tilde{k}_{q_iX}, \quad (3.16)$$

onde, $C_i (1/m^3)$ é a concentração das espécies majoritárias. Este enfoque requer o conhecimento do coeficiente da taxa relativa das colisões como função da temperatura. Nos dados de Paul et al., 1995, se mostram os valores dos coeficientes de taxa relativa das colisões (\tilde{k}_{q_iX}) em função da temperatura para diferentes moléculas, calculando primeiro a secção do choque (σ_Q). Assim é possível conhecer a taxa total de *quenching* para cada molécula em função da temperatura e das concentrações das espécies majoritárias. A secção de choque (σ_Q) quantifica a probabilidade de alguma interação *quenching* entre duas partículas, uma das quais pode ser um fóton de radiação eletromagnética.

3.4.4. Equipamento de medição de PLIF

Um sistema de diagnóstico laser baseado no fenômeno de fluorescência utiliza um determinado comprimento de onda para excitar moléculas dos compostos presentes no escoamento, como por exemplo, em combustão, o radical OH. Devido aos processos de desativação colisional, os métodos luminescentes quantitativos estão sujeitos a efeitos de interferência que muitas vezes não podem ser quantificados com precisão. Como cada molécula apresenta um espectro único de absorção e emissão, a técnica permite determinar, seletivamente, cada espécie. As características importantes do laser de excitação, do ponto de vista da LIF, são as propriedades espectrais, temporais e espaciais. A saída do feixe do laser é determinada pela natureza da fonte de excitação, as propriedades ópticas da cavidade laser e pela presença de dispositivos adicionada para melhorar ou modificar o desempenho do feixe. Tal como o exposto no capítulo 2, diversos estudos de chamas não pré-misturadas tem sido realizados utilizando-se o diagnóstico LIF. Estes resultados envolveram, inicialmente, medições pontuais das propriedades do escoamento. Em seguida, a técnica foi estudada para obter imagens bidimensionais utilizando-se plano laser. No presente trabalho será utilizada técnica de fluorescência induzida de moléculas de OH por um plano laser (OH-PLIF) para determinar os regimes do escoamento turbulento em chamas de etanol.

Para determinar a concentração de uma espécie química a partir da luminescência é necessário realizar testes num queimador de calibração empregando uma chama conhecida, geralmente de regime laminar. Neste processo, o valor calculado (mediante simulação) da concentração do radical OH é comparada com a intensidade de luminescência experimental, no queimador de calibração. Esta comparação permite construir uma curva de calibração que é usada na determinação da concentração do OH, como função da intensidade de luminescência medida, em situações de escoamento mais complexas por exemplo em chamas turbulentas. Isto não foi realizado no presente estudo por não se dispor de um queimador de calibração. Assim, neste trabalho só mostrará como resultado OH-PLIF as intensidades luminosas dos pixels das imagens.

Um exemplo desta técnica foi mostrado por Boyarshinov e Fedorov (2004). Na Figura 32 mostram-se medições de concentrações de OH-PLIF em

chamas não pré-misturadas em misturas com H_2/ar . Os resultados em chamas de difusão atinge o valor de concentrações do radical OH de $4,5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

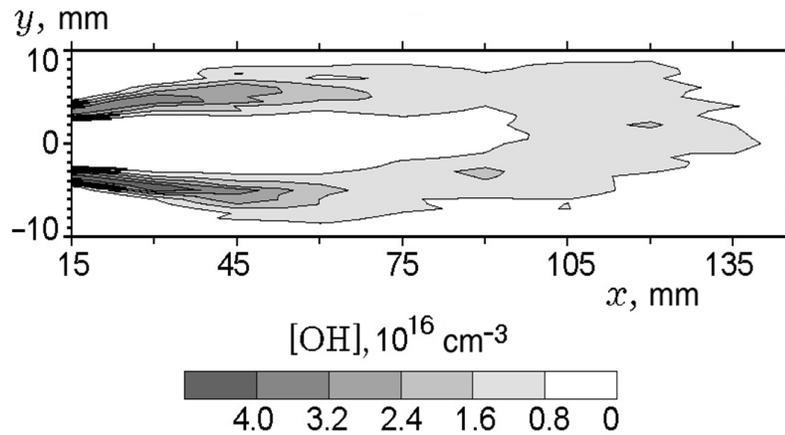


Figura 32 Campo de concentrações do OH-PLIF em chamas de difusão com misturas H_2/ar . Adaptado, Boyarshinov e Fedorov (2004).

Uma boa captura das imagens nas emissões de radiação eletromagnética de uma molécula depende de muitos fatores como: a faixa de comprimento de onda de absorção e emissão da molécula, a potência e faixa de comprimento de excitação do laser. Assim se definem diversas condições necessárias para realizar medições da fluorescência:

1. A molécula cuja concentração se deseja medir deve ter um espectro de emissão conhecido (faixa de comprimento da onda), para que assim os dispositivos de captura de imagens (câmeras e filtros) adequados possam ser selecionados.

2. Esta molécula deve ter um espectro de absorção conhecido também e assim, é possível selecionar o espectro de trabalho do laser que deve recobrir o espectro de absorção da molécula, assegurando a excitação da espécie.

Como é mostrada Na Figura 33 a seleção do comprimento de onda do laser deve ser próxima ao máximo comprimento de onda dentro da faixa de absorção da molécula em estudo e, assim, gera uma maior excitação para a produção de fluorescência. O comprimento de onda dos filtros de captura das imagens de fluorescência tem que ser próximos a máximo comprimento de onda dentro da faixa de emissão da molécula.

O sistema PLIF, adquirido junto a empresa LA VISION GmbH, é descrito em maiores detalhes por Caetano et al., 2012, consiste principalmente em três

instalações. Primeiro, uma instalação de seleção de comprimento de onda que gera o laser para a excitação. Segundo, a instalação da detecção de fluorescência usando câmera CCD intensificada. São mostrados na Figura 34 os dois sistemas, tal como ele encontra-se implantado na PUC-Rio, e serão descritos brevemente na sequência deste estudo. A terceira instalação é de o processamento, que inclui um computador para aquisição de dados e um software para tratamento as imagens.

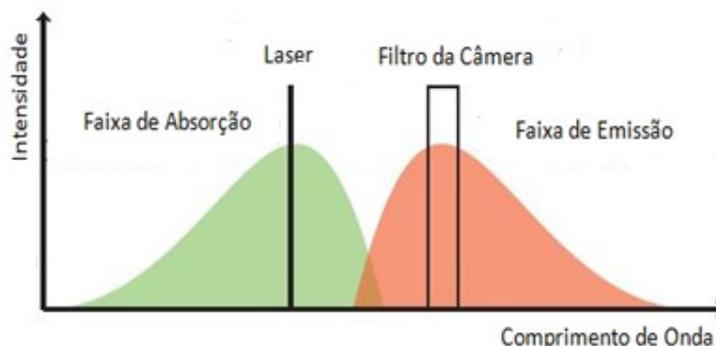


Figura 33 Diagrama de emissão e absorção da molécula em estudo em sincronia o laser e filtros da câmera. Adaptado, La Vision – Tunable LIF et al., 2007.

O primeiro componente de seleção de comprimento de onda para gerar o laser de excitação é um laser de estado sólido de 1064 nm de comprimento de onda no estado fundamental, de alta energia por pulso, até 850 mJ. O qual conhecido como laser de bombeamento, por que produz a excitação do laser corante.

O laser de estado sólido é constituído de uma barra de gainet de alumínio e ítrio (Y3AL5O12) dopada com neodímio (Nd^{3+}) conhecido como Nd:YAG, a qual é excitada por uma lâmpada pulsante. A emissão do laser pode se dar nos comprimentos de onda 1064 (fundamental), e seus harmônicos 532 nm (segundo), 355 nm (terceiro), 266 nm (quarto) e 213 nm (quinto). É indispensável adequar a emissão do laser para trabalhar em ressonância com o espectro do laser de corante.

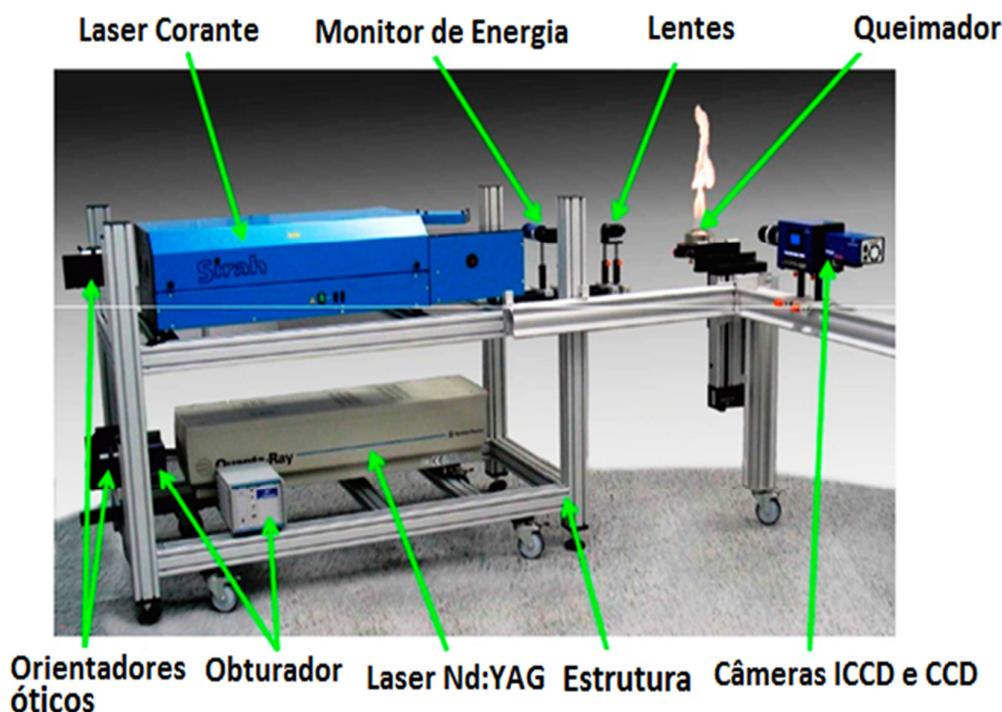


Figura 34 Diagrama de identificação dos equipamentos LA VISION GmbH. Adaptado, La Vision – Tunable LIF et al., 2007.

Neste trabalho foi utilizado o laser de bombeamento *Quantel, Brilliant b*, que possui as seguintes características; terceiro harmônico, 355 nm, para o qual a energia média por pulso é de 260 mJ. O laser tem uma frequência de repetição de 10 Hz para 355nm. A duração do pulso do laser empregado neste trabalho é de 4 ns. Após deixar o laser Nd:YAG o feixe laser passa pelo obturador (Shutter). O obturador LA VISION é controlado via computador pelo sistema de sincronia do programa DaVis e será aberto apenas durante a aquisição dos dados, desta forma, garante-se que o laser de corante funcionará apenas quando for necessário.

O laser corante é um laser de estado líquido que utiliza um fluido orgânico. O modelo é CSTR-G-3000 da Sirah GmbH. Sua principal vantagem é a alta absorção em uma faixa do espectro visível. Para tanto, o laser de corante utilizado possui frequência de repetição, energia do pulso e duração diretamente relacionados aos valores destes parâmetros do laser de bombeio.

Este laser possui um sistema de recirculação do corante, a fim de se evitar danos por superaquecimento no sistema. O corante utilizado neste trabalho é o *Coumarin 153*, solúvel em etanol a uma concentração de 1,6 g/l. A máxima capacidade de absorção do *Coumarin 153* ocorre em 424 nm e a máxima

intensidade de fluorescência é gerada em 527 nm, segundo a Figura 35 (Maruszewski,1999).

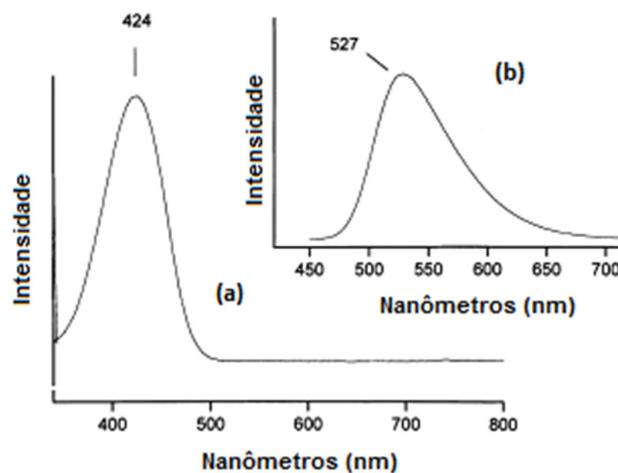


Figura 35 (a) e (b) Espectros de absorção e emissão eletrônica do *Coumarin 153* em solução com etanol respectivamente. Adaptado, Maruszewski (1999).

Cabe ressaltar que existem misturas onde a fluorescência máxima é gerada em outros comprimentos de onda como se mostra na Tabela 4 de Stathatos et al., 2001. Na tabela 4 mostra o *Coumarin 153* pode ser dopado com partículas gel, chamado *bitriethoxysilane/PPO* para melhorar sua eficiência nas aplicações laser.

No caso de emprego de *Coumarin 153* em etanol, o rendimento quântico é de 0,544 para um espectro de absorção e emissão de 422,2 nm e 533 nm respectivamente. Baumann et al., 2011, mediram o tempo de vida da fluorescência para *Coumarin 153* solúvel em etanol, 4,85 ns, para 420 nm de comprimento de onda de absorção.

Tabela 4 Fluorescência máxima para o *Coumarin 153* em diferentes misturas. Dados retirados de Stathatos et al., 2001.

Solvente	C-153 Fluorescência máxima (nm)
Ciclo-hexano	454
Acetato de butilo	490
Butanol	525
Propanol	528
Etanol	530
Metanol	536
PP4000	528
PP2000	531
PP230	541

A eficiência máxima alcançada por este sistema laser de corante é de 15%, com faixa de comprimento de onda de emissão situada entre 517 e 574 nm. Isto é, se o laser de bombeio fornece 260 mJ, então, um feixe de apenas 40 mJ de energia será emitido pelo laser de corante. Em seguida é reduzido o comprimento de onda necessário para excitar o radical OH (aprox. 283 nm), o que é feito utilizando-se um conversor de frequência (cristal BBO não linear). O sistema é descrito detalhadamente no trabalho de Caetano (2012). Aproximadamente, 1% de toda energia fornecida inicialmente pelo feixe de luz laser de bombeio será aproveitada para excitar as moléculas de OH.

Os lasers pulsados de bombeio (Nd:YAG) apresentam feixe de luz com distribuição espacial de energia não Gaussiana. Porém, dois pulsos seguidos de luz laser não possuem a mesma quantidade e distribuição de energia, mesmo que sejam produzidos pela mesma cavidade em um curto intervalo de tempo. A fonte de luz laser de bombeio apresenta diferenças nas intensidades dos pulsos, devido ao sistema eletrônico, a alimentação e, principalmente, à probabilidade de ocorrerem os fenômenos físicos, como as colisões moleculares com outras espécies. Por esta razão as variações da energia que ocorrem entre os pulsos de luz laser devem ser corrigidas. Para contornar essa limitação, existem componentes no sistema PLIF com o papel de monitorar a energia do feixe, os quais são utilizados a fim de normalizar a energia dos feixes e atribuir a mesma relação de energia por pulso para todas as imagens resultantes. O monitor de energia (LA VISION-analógico-digital de 12bit) mostrado na Figura 34, destinado a esta função, mede a

intensidade de cada pulso do laser simultaneamente à aquisição das imagens da câmera CCD. Esta medida é realizada por um fotodiodo, o que permite que a correção das variações da energia do laser seja realizada via software, on-line, através de rotinas de pós-processamento. A energia medida pelo monitor é usada para corrigir a variação de intensidade de fluorescência de cada pixel da imagem. A intensidade corrigida I_{corr} de pixel da imagem é calculada como:

$$I_{corr(x,y)} = I_{img(x,y)} \cdot \frac{I_{rf}}{I_{ME}}, \quad (3.17)$$

onde I_{img} é a intensidade de cada pixel da imagem adquirida, I_{rf} é a intensidade de referência definida no software e I_{ME} é a intensidade equivalente, medida pelo monitor de energia a cada pulso.

Outro dispositivo indispensável no sistema PLIF é o equipamento óptico de criação do plano laser. Consistem em um conjunto de lentes de quartzo de 12 mm de diâmetro, duas lentes esféricas convergentes e uma lente cilíndrica divergente, os quais são mostrados na Figura 36 e cuja disposição permite ajustes de posição e de foco. A transmitância das lentes é de 75% na faixa de 230 até 800 nm (Alva et al., 2008). Este sistema é capaz de trabalhar nas altas potências do laser Nd: YAG (2 J/cm²), assim, as dimensões do plano laser podem ser ajustadas. A espessura da folha laser foi de 0,5 mm, no ponto focal, a altura do plano pode ser facilmente ajustada pela distância entre as lentes cilíndricas e esféricas. A abertura pode ser escolhida através da distância focal da lente divergente. A separação variável das lentes permite posicionar o foco do plano de luz laser entre 300 a 2000 mm.

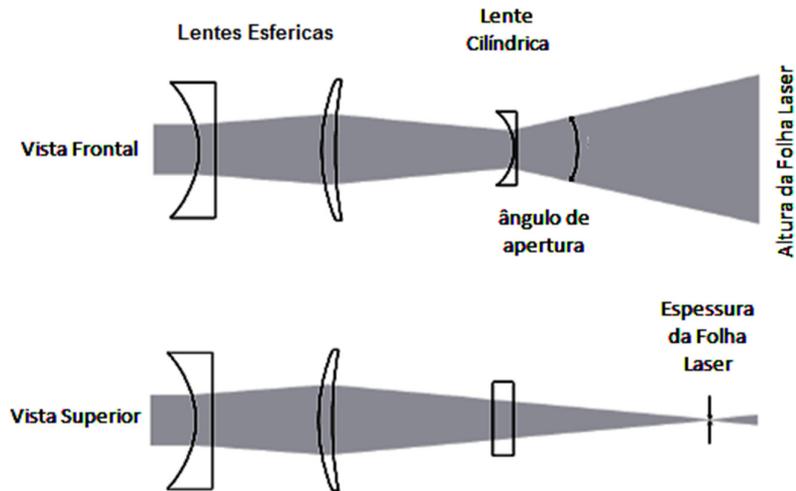


Figura 36 Diagrama de lentes para formação de plano laser. Adaptado, La Vision - Sheet Optics et al., 2007.

Para visualizar o comportamento turbulento da chama é necessário utilizar um sistema de detecção que seja capaz de registrar imagens com boa resolução e com altas taxas de repetição, além de estar sincronizadas ao laser pulsado. O sistema de detecção consiste em um sistema de lentes, uma câmera intensificadora ICCD e filtros passa banda que transmitem apenas o comprimento de onda da luz emitida pelo radical OH. O objetivo do sistema de lentes é capturar o sinal de fluorescência do OH na chama na faixa de 310 nm, quando esta é excitada pelo laser, com 283,560 nm. Os fótons provenientes da emissão de fluorescência atravessam um filtro passa banda em 305 ± 5 nm e são focados por uma lente convergente Nikon com $f/1.4$ de 50 mm.

As câmeras empregadas são o modelo ICCD (Lavision, High Speed Intensifier Relais Optic - HSIRO) e uma CCD (Charged coupled device) com sensor de alta resolução e de alta sensibilidade. O intensificador modula o CCD capturando as imagens de PLIF-OH em um tempo de exposição de 15 ns, com dimensão do pixel de aproximadamente $6 \mu\text{m}$ no plano de medida. O sinal da fluorescência da espécie química OH é focalizado na janela de entrada do intensificador de imagem ICCD, onde o sinal é amplificado e a imagem que deixa janela do intensificador é focada no CCD. A função da câmera intensificadora ICCD é amplificar o sinal, gerando mais energia e fótons, com um aumento de

comprimento de onda para que a câmera CCD possa capturar as imagens com melhor qualidade.

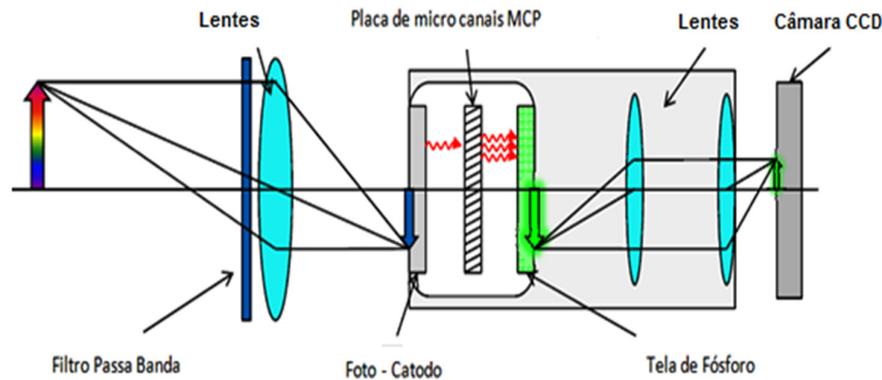


Figura 37 Processo de intensificador de sinal da câmera ICCD. Adaptado, *La Vision - Highspeed IRO et al., 2007.*

Um sinal de entrada de 20 fótons/pixel amplifica-se em 500 vezes com ajuda do ICCD. Outra vantagem é o seu pequeno tempo de exposição das imagens, pois as câmeras CCD trabalham com ordem de grandeza de tempo de ms, mas para as câmeras ICCD podem ter ordem de grandezas de poucos ns apenas. O processo amplificador acontece segundo a Figura 37, através de um foto-catodo, à luz da fluorescência é convertida em elétrons, os quais são amplificados pela diferença de potencial para um maior comprimento de onda, dentro da placa de micro canais MCP, após os elétrons são convertidos em fótons pela superfície de fósforo padrão tipo P43 de material fluorescente, na janela de saída do ICCD. Este sinal ocorre sempre na faixa de comprimentos de onda na região da cor verde e, então, a única variável é a intensidade desta fluorescência na saída do intensificador, a qual produz a imagem digital em níveis de cinza. Os níveis de cinza das imagens produzidas são subdivididos em unidades chamadas de counts pelo fabricante.

Os dispositivos ICCD podem ter diferentes tipos de foto-catodo, segundo a faixa de operação, o mais utilizado é o S20 sensível para azul e UV, que também é utilizado no presente trabalho. O foto-catodo é caracterizado pela sua eficiência quântica que pode ser entendida como um valor de sensibilidade do material na conversão de elétron respeito á quantidade de fótons recebida.

Na Figura 38 mostram-se as tendências da eficiência quântica e relação de operação para o foto-catodo S20 como função comprimento de onda, no o

presente estudo a faixa de eficiência quântica esperada é da ordem de 5,9 %. A placa de micro canais MCP é um dispositivo multiplicador de elétrons, que consiste de uma placa de vidro de espessura de 0,5 mm onde o processo de amplificação de elétrons acontece em muitos canais paralelos de 10 µm de diâmetro aproximadamente. Os elétrons são acelerados mediante altos gradientes de potencial, as colisões com nas paredes dos canais geram elétrons secundários. A eficiência quântica da placa micro canais é aproximadamente de 65% para um modelo padrão, com uma faixa de trabalho de 300 – 900 V. No presente trabalho foi utilizada uma tela de fósforo P43 de cor verde, onde a sensibilidade da câmera CCD é máxima, com eficiência quântica de 90% (90 fótons/elétrons) para um tempo decaimento de 1 ms.

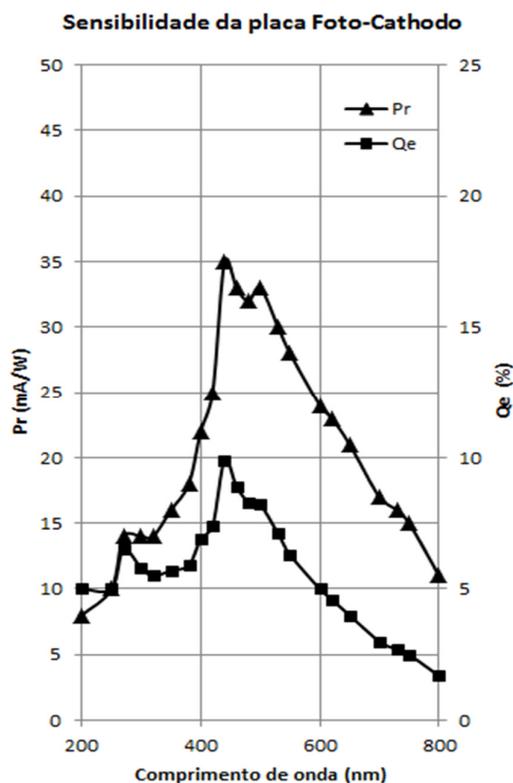


Figura 38 Sensibilidade típica para o foto-cátodo S20. Adaptado, La Vision - Highspeed IRO et al., 2007. As curvas de eficiência quântica são calculadas em função da relação de operação do foto-cátodo, P_r (mA/W) mediante a seguinte equação: $Q_e = 1,24 \left(\frac{P_r}{\lambda} \right)$.

Tal como mostrado na Figura 39 a câmera CCD utilizada tem da eficiência quântica máxima 52% (350 nm) sensibilidade que depende basicamente da arquitetura dos pixels, de seu material, espessura, dimensões da área óptica. A resolução do sensor CCD é de 6 x 6 $\mu\text{m}/\text{pixel}$, sua matriz é de 1376 x 1040 pixels, de 12 bit, taxa de captura de 10 Hz e 1 ms de intervalo e resolução de intensidade. O ruído do ICCD é maior do que ruído do CCD, devido a uma baixa eficiência quântica do intensificador de imagens. O computador controla o ICCD através do gatilho eletrônico durante a aquisição das imagens, visando limitar o funcionamento do sistema ao tempo de aquisição de dados desejado, através da função *gate*, ou abertura, a qual controla o tempo de exposição da câmera.

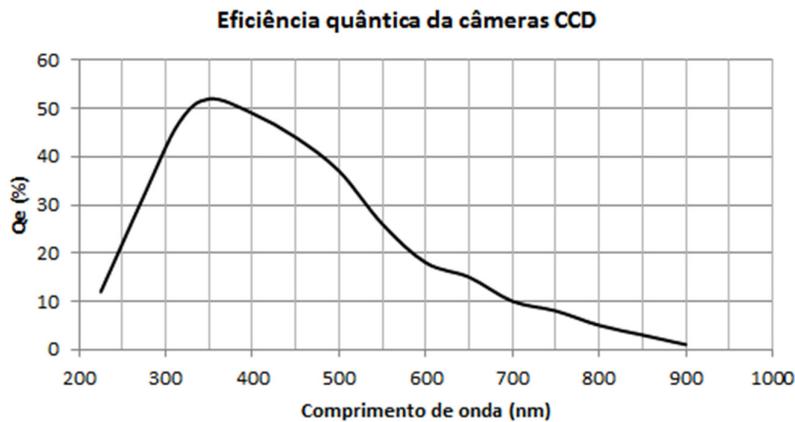


Figura 39 Eficiência quântica da câmera CCD. Adaptado, La Vision - Highspeed IRO et al., 2007.

HS-IRO (High Speed Intensified Relay Optics) é um módulo de operação para as câmeras de altas velocidades. A eletrônica do sistema intensificador HS-IRO permite altas taxas de repetição, com frequências acima de 2 MHz, a largura dos pulsos eletrônicos é de 30ns. A lente do sistema opera em uma frequência de 200 MHz, isso assegura a possibilidade de selecionar intervalos de tempo de captura em porções de até 5 ns. O tempo de vida da câmera ICCD é aproximadamente de 5000 horas para uma intensidade de luz de 10 mmLux. A imagem intensificada possui uma resolução máxima de 10 $\mu\text{m}/\text{linha}$. Na imagem, o tamanho de cada pixel é da ordem de micrômetros.

Finalmente, o software comercial (La Vision, Davis 7.2) controla e processa as medidas através da interface de uma placa digital (*Framegrabber*, 525 KP) instalada em um computador de 32bit. O sistema de análise dos dados é

composto pelos diferentes módulos que integram o programa de software Davis 7.2, o qual é composto de diversas ferramentas para a aquisição de dados do processamento e da visualização de imagens.

3.4.5. Seleção do espectro de fluorescência do radical OH

Medidas da concentração de espécies intermediárias do processo de combustão, tais como radicais químicos, são capazes de revelar o comportamento da reação. Um radical químico adequado para tal propósito é o OH, o qual possui papel relevante na quebra de moléculas estáveis e na conversão de CO em CO₂ e, é uma das espécies mantenedoras da combustão. Este radical, que se encontra presente em abundância próximo à zona de reação, pode ser utilizado como indicativo da taxa de deformação da zona de reação devido à influência da turbulência (Kothnur et al., 2002). Lasers sintonizáveis na região do espectro do radical OH tem permitido o estudo da combustão.

O momento angular eletrônico total no eixo internuclear (Λ) define os estados eletrônicos da molécula como: Σ ($\Lambda = 0$), Π ($\Lambda = 1$), Δ ($\Lambda = 2$), (Daily, 1997). Os estados eletrônicos para o radical OH são: $X^2\Pi$ e $A^2\Sigma$, onde X determina o estado fundamental e A determina o primeiro estado excitado. A seleção das transições depende dos níveis de energia entre os estados fundamental e excitados, definidos por letras: O, P, Q, R e S e tendo como sub-índices os valores dos números quânticos. A partir de dados tabulados é possível encontrar a energia das transições entre os níveis. Na Figura 40, Santos et al., 2005 mostram, a seleção dos comprimentos de onda do laser segundo às faixas de absorção e emissão da molécula OH, para os diversos níveis da transição $X^2\Pi \rightarrow A^2\Sigma$.

Segundo Nygren et al., 2001, o nível eletrônico de transições $Q_1(8)$ apresenta densidade de população quase constante entre 1400 – 2100 K que é importante manter um sinal PLIF praticamente independente da temperatura. No presente trabalho é utilizado o nível $Q_1(8)$ na região de absorção, para 283,5 nm [$X\Pi \rightarrow A\Sigma(0,1)$] e na emissão é de 316 nm [$X\Pi \leftarrow A\Sigma(1,1)$], como se mostra na Figura 41.

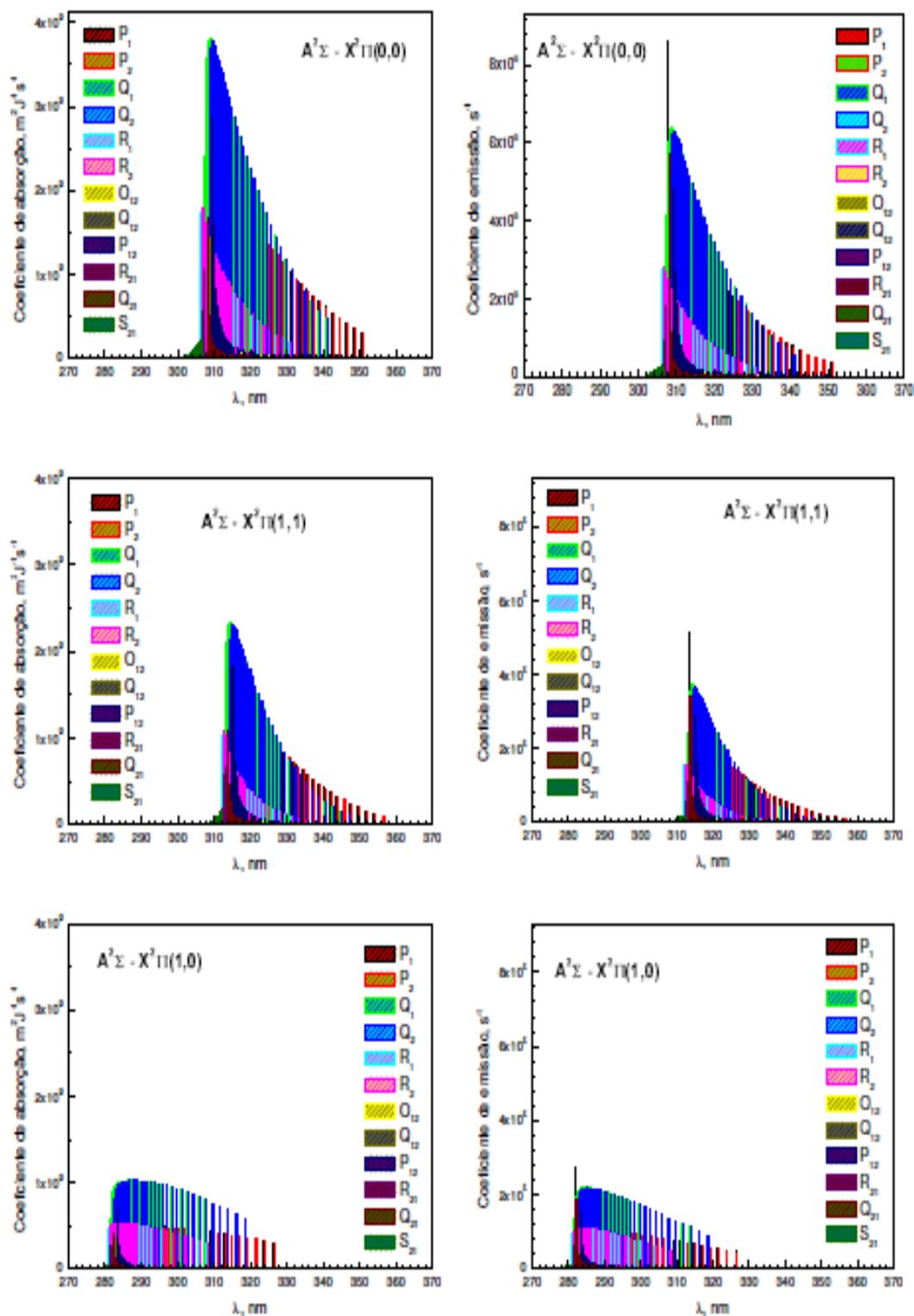


Figura 40 Espectros de absorção e emissão espontânea da molécula OH, medidas em (nm). Adaptado, Santos et al., 2005.

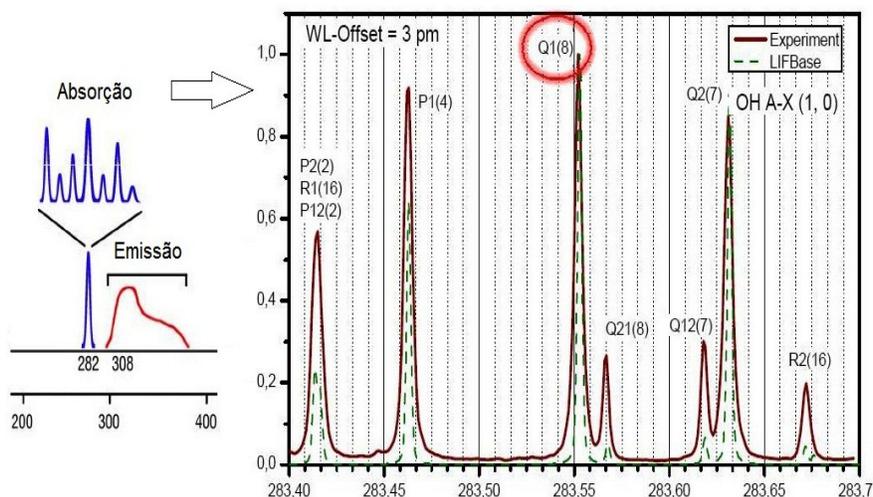


Figura 41 Espectro de absorção e emissão do OH, Adaptado, La Vision – Tunable LIF et al., 2007.

3.4.6. Calibração do laser PLIF

Para garantir uma correta medição com a técnica PLIF devem ser realizados diversos procedimentos, (i) o alinhamento do feixe de laser mediante prismas orientadores para guiar o feixe laser até o experimento, (ii) sintonia da faixa de absorção do laser corante com ajuda do software *Sirah*, (iii) medição da emissão máxima de fluorescência do radical OH por varredura do comprimento de onda, (iv) iluminação do campo de medição no plano laser mediante o sistema de captura da imagem, constituído de câmeras de detecção perpendicular a zona de interesse no queimador e (v) procedimento de calibração dimensional que determina a correspondência entre as dimensões reais com os pixels das imagens, ou seja, a relação de escala em pixel/mm.

Durante o pós-processamento as imagens serão normalizadas para assegurar a mesma intensidade em cada pixel e, posteriormente, se subtrai o sinal de ruído de fundo.

O primeiro procedimento (i) é feito para garantir um bom sinal da fluorescência, o alinhamento é correto quando atinge uma máxima energia do feixe, o feixe é medido com um medidor de intensidade, *Gentec-EO* modelo R2, posicionada na saída no cristal dobrador de frequência. O segundo é realizado com o Software *Sirah*. Para cumprir o terceiro, foi varrida a faixa de comprimento

de onda de excitação, entre 283,560 até 283,570 nm. O máximo de resposta da linha de fluorescência foi obtido com um comprimento de onda de excitação de 283,566 nm. As diversas varreduras realizadas durante o desenvolvimento deste trabalho mostram que este valor pode variar, em ± 3 picômetros, dependendo das condições do ambiente e principalmente o efeito *quenching*. Os motivos pelos quais essa variação ocorre não foram analisados por não fazerem parte do escopo deste trabalho. A iluminação do campo de medição no plano laser é feita com o software *Sirah*. Finalmente, o procedimento de calibração dimensional é realizado utilizando-se um alvo de seção plana de alumínio de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, montado acima do queimador alinhado com o plano vertical de iluminação do laser. Neste alvo de seção plana foi usinada uma malha padrão constituída de linhas verticais e horizontais espaçadas de 2 mm com um diâmetro de cada furo de 0,3 mm. Após o posicionamento do alvo de seção plana de calibração no queimador, o laser é acionado em baixa intensidade, de modo que o plano do laser apenas resvale à face do alvo de calibração. Em seguida, com o laser desligado, 10 imagens de calibração são capturadas. O fator de calibração assim obtido no programa Davis 7.2. Este programa também é o responsável pelo controle da frequência de pulsos do laser, da frequência de captura de imagens e do ajuste de tempo de exposição do sensor de câmera.

A Figura 42 ilustra a iluminação do campo de medição das câmeras e a montagem do alvo no queimador para sua respectiva calibração. A incerteza nas dimensões dos pixels produzida pela calibração (incerteza na posição) do campo de visão PLIF é de 0,6%, com base nos resultados de ajuste fornecido pelo próprio programa DaVis.

A resolução espacial gerada pela calibração do alvo foi de 10,52 pixels/mm (ou $95 \mu\text{m}/\text{pixel}$), a resolução é considerada adequada para caracterizar o escoamento durante a medição de OH-PLIF.

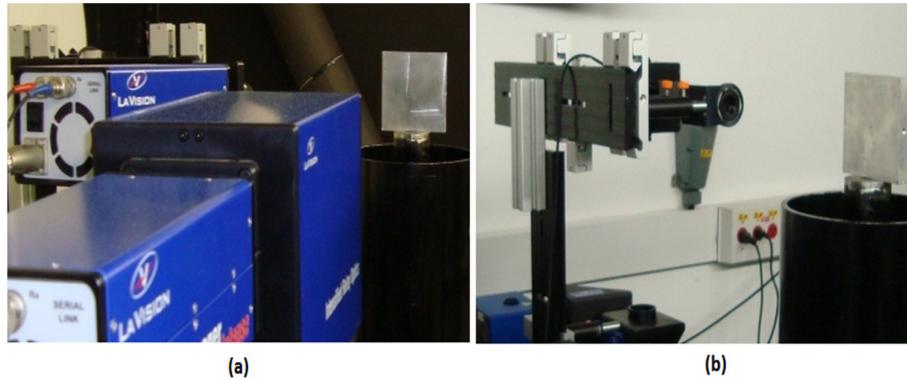


Figura 42 (a) iluminação do campo de medição das câmeras PLIF e PIV. (b) montagem do alvo no queimador *bluff-body* para sua calibração. Imagem do laboratório da combustão e turbulência da Puc-Rio.

3.5. Sistema PIV para medição da velocidade do ar

O sistema de PIV é utilizado no presente trabalho para medir o campo de velocidade do escoamento de ar em presença de combustão, de modo simultâneo com o PLIF-OH. A montagem experimental do sistema PIV é constituída de diversos componentes, um detalhe completo de este sistema pode ser encontrado em Caetano et al., 2012. O primeiro destes componentes é constituído por um sistema de dispersão e seleção de partículas traçadoras nas regiões de interesse do escoamento. As partículas seleccionadas são, então, iluminadas duas vezes por um plano de luz laser em um intervalo de tempo prescrito. A luz espalhada pelas partículas, por efeito do espalhamento Mie, é capturada por uma câmara formando um padrão em dois quadros, os quais são correlacionados, usando transformadas de Fourier, para identificar os mesmos grupos de partículas em ambos os quadros. O deslocamento dos grupos de partículas entre os dois pulsos de luz laser é então determinado, permitindo o cálculo da componente da velocidade do campo de partículas projetada no plano de luz laser. No presente trabalho, busca-se garantir a presença de ao menos 1 partícula em uma matriz de 5 x 5 pixels. Neste trabalho, foram utilizadas partículas de Dióxido de Titânio (TiO_2) com diâmetro médio aproximado de 1 μm , as quais são extensamente utilizadas e recomendadas para os fins de medição em escoamentos com combustão. Um laser Nd:YAG de duplo pulso (Quantel, Twins), é utilizado como fonte de luz para

iluminação das partículas dispersas no escoamento, por meio de um plano de luz laser de 532 nm. Os dois feixes são alinhados em um mesmo ponto e, atravessam um cristal gerador de segundo harmônico SHG e são direcionados para fora do equipamento por meio de dois espelhos. Para a captura das imagens é utilizada uma câmera CCD (LaVision, Image Intense) com uma matriz de 1376 x 1040 pixels, de 12 bit, com 6,45 μm de dimensões de pixel, taxa de captura máxima de 10 Hz no sistema, 500 ns de intervalo entre aquisições e uma eficiência quântica de 70% na faixa de 532 nm. A taxa de aquisição utilizada neste trabalho é de 3,3 Hz, limitado pelo sistema de captura.

O sistema de análise de dados é composto pelos diferentes módulos que compõem o programa de computador DaVis, o qual oferece diversas ferramentas para aquisição de dados, processamento e visualização de imagens, descritas detalhadamente no trabalho de Caetano et al., 2012. A resolução espacial gerada pela calibração do alvo foi de 90 $\mu\text{m}/\text{pixel}$.

A incerteza nas dimensões (ou incertezas na posição) dos pixels produzida pela calibração do campo de visão para PIV 0,4%, com base nos resultados de ajuste fornecido pelo próprio DaVis.

As fontes de incerteza da técnica PIV quando aplicadas às chamas, abordadas resumidamente na sequência são, em ordem de importância, (i) termoforese, (ii) gradientes de índice de refração, (iii) emissão espontânea de luz pela chama e (iv) não uniformidade na dispersão de partículas no escoamento, (v) imagem da partícula e, (vi) processamento das informações. A soma de suas contribuições é estimada em 15% no trabalho de Caetano (2012).

A velocidade do ar anular foi medida, também, por meio de um anemômetro da marca Wavetek Meterman modelo TMA10, para os casos inertes. As medidas com o anemômetro foram realizadas em dois pontos a jusante da superfície do queimador. O primeiro é exatamente na saída do túnel de vento do queimador, cujo resultado da velocidade foi de 7 m/s. A outra medida foi realizada em um ponto 100 mm acima do primeiro, apresentando um resultado de 6,8 m/s. Este anemômetro foi calibrado pela empresa *Skilltech*, a qual calculou uma incerteza de 0,17 m/s para medidas de velocidade de 7 m/s, o que corresponde a um desvio de 2,5%. Entretanto, o fabricante fornece uma incerteza de medição de 2%. As medidas obtidas com PIV, nos casos reativos, nestes pontos são de 8,75 e 8,5 m/s, respectivamente.

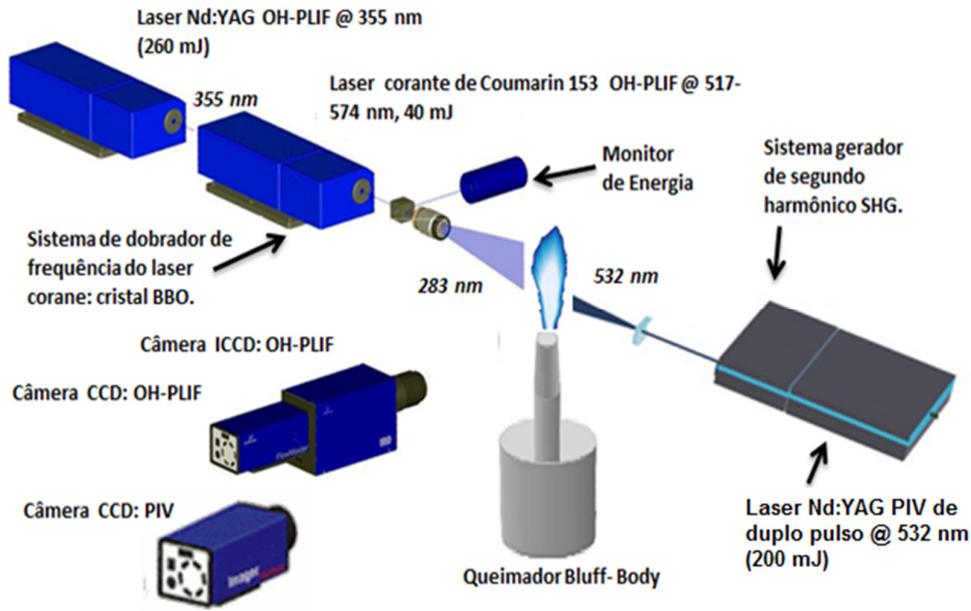


Figura 43 Esquema da instalação simultânea dos sistemas OH-PLIF e PIV, utilizado no presente trabalho. Adaptado, La Vision, Flow Master Getting Started et a., 2007.

Para cada ensaio foram obtidas 500 trios de imagens, os quais permitem obter os sinais de espalhamento Mie, OH-PLIF e PIV. Os ensaios realizados são apresentados no capítulo 4, onde os resultados obtidos são discutidos e analisados. Optou-se por operar com a câmera e o laser PLIF e PIV sincronizados, tal como o mostrado na Figura 43, em uma frequência de 3,3Hz, que não é suficiente para capturar as flutuações turbulentas instantâneas nos escoamentos estudados.

3.6. Incertezas experimentais

A caracterização da incerteza dos resultados experimentais permite avaliar quão bem as medições são realizadas em um trabalho, e o nível de confiança estatístico que pode ser atribuído aos resultados. Pretende-se na presente seção fornecer informação suficiente para avaliação do grau de confiabilidade dos resultados.

3.6.1. Incerteza no cálculo do número de Reynolds

No apêndice A1 mostra-se a metodologia utilizada para estimativa dos níveis de incerteza associados à determinação do valor do número de Reynolds do jato de combustível. Nesta avaliação foi adotada a metodologia para o cálculo de propagação de incertezas, conforme descrito no trabalho de Moffat et al., 1982. Nos casos inertes com água tem incertezas na ordem de 13%. Nos casos reativos as incertezas são na ordem de 15%. Os valores são influenciados principalmente pela incerteza do rotâmetro o qual está na ordem de 5%. A redução deste valor poderá ser alcançada com medidores de vazão de maior precisão.

3.6.2. Incertezas nos resultados de PLIF

As imagens obtidas com o sinal de fluorescência pela aplicação da técnica PLIF possuem erros sistemáticos associados aos três subsistemas da instalação: (i) seleção de comprimento de onda que gera o plano laser para a excitação, (ii) detecção de fluorescência mediante câmeras CCD intensificada, (iii) pós-processamento das imagens. Assim sendo, a estimativa da incerteza é baseada na análise de erros sistemáticos. O intervalo de confiança é, idealmente, obtido de calibração na medição do sinal de fluorescência, no entanto, em muitos casos em combustão a calibração na medição não é viável e a incerteza deve ser estimada, caso em que inclui estimativas de erros aleatórios e sistemáticos.

3.6.2.1. Incerteza na técnica de seleção de comprimento de onda de excitação

Os erros sistemáticos na seleção do comprimento de onda que gera o plano laser de excitação são influenciados principalmente por: (i) flutuações pulso a pulso da intensidade de luz do laser, (ii) variação do comprimento de onda de excitação (iii) ângulo de divergência do feixe, (iv) gradiente de índice de refração das lentes, (v) não-homogeneidade da espessura do plano laser, (vi) desativação da fluorescência, *quenching*. No presente seção só serão estimadas as incertezas no caso (v) e (vi) denominadas como δ_{EPL} e δ_Q respectivamente.

A exatidão do diagnóstico laser de um só pulso, muitas vezes, é restrita devido ao número limitado de fótons que podem ser convertidos em sinal útil. Os lasers pulsados apresentam uma variação de energia pulso a pulso, o que causa incerteza no sinal de emissão da fluorescência segundo a equação 3.8. O monitor de energia calcula a intensidade corrigida para cada pixel da imagem, assim as flutuações do sinal de fluorescência devido aos erros aleatórios e sistemáticos são atenuadas mediante esta correção, baseada na energia de cada pulso do laser.

O laser de corante é calibrado para produzir um feixe de luz com comprimento de onda com precisão da ordem de picômetros. A varredura de comprimento de onda é descrita na seção 3.4.6. Como se mostra na Figura 44, os resultados medidos com uma chama estável colocam o máximo valor de intensidade para 283,566 nm.

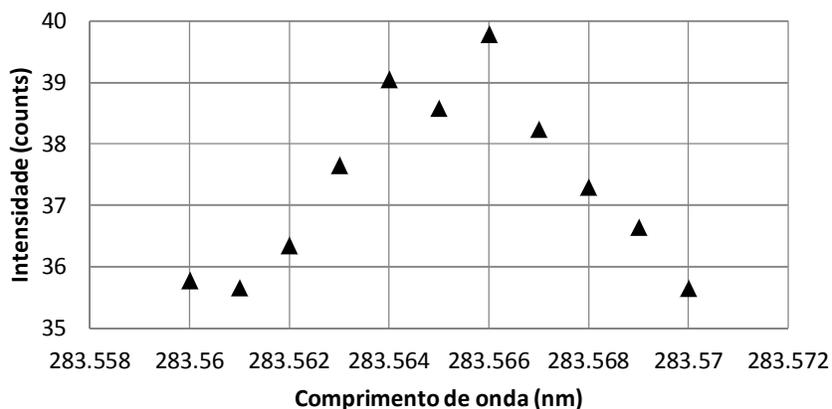


Figura 44 Resposta do sinal de fluorescência do radical OH induzida por laser em função do comprimento de onda da excitação

A resolução espacial e a intensidade do laser são controladas pelo sistema óptico de alinhamento e geração do plano laser, assegurando assim que o plano laser tem a energia necessária para excitar o radical OH. Os erros sistemáticos são consequência da variação do ângulo de divergência do feixe, gradiente de índice de refração das lentes e da não-homogeneidade da espessura do plano laser. Como se mostra na Figura 45, o ângulo de abertura da lente cilíndrico divergente do sistema óptico do plano laser é função do diâmetro do feixe de laser e da distância focal da lente divergente. Para uma mesma distância focal o ângulo de abertura dependerá do diâmetro do feixe de laser, o qual varia a cada pulso do laser. A transmitância das lentes, de 85% (Alva et al. 2008), é dependente do índice de

refração das lentes o qual é função da temperatura da operação imposta pelo feixe laser. Variações na transmitância podem afetar a homogeneidade do plano de luz laser na área de medição, distorcendo o sinal. Desta forma, a gradiente de índice de refração contribui para a incerteza das medições com PLIF. Por outro lado, considerando que a espessura do plano de luz laser do PLIF, de 500 μm , é cerca de 80 vezes maior do que um pixel, a distorção que pode ocorrer de um pixel para outro é, no máximo, da ordem de 2%, sendo esta a incerteza não homogeneidade da espessura do plano laser (δ_{EPL}). É deste modo que espessura do plano laser, influencia o valor da intensidade de fluorescência medida em cada pixel.

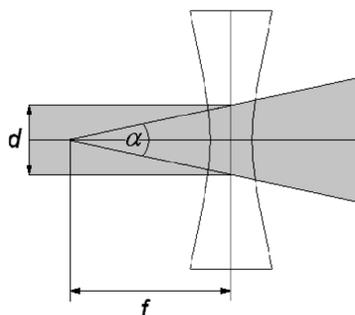


Figura 45 Ângulo de abertura da lente cilíndrico divergente do sistema óptico do plano laser. Acordo a geometria da figura é apresentada a seguinte relação: $\tan(\alpha) = d_f/2f$. Adaptado La Vision - Sheet Optics et al., 2007.

Uma das limitações da técnica PLIF é a desativação dos elétrons nas moléculas excitadas, sem a emissão de fótons de fluorescência (*quenching*), descrito na seção 3.4.3. Os fatores que influenciam no efeito *quenching* são, principalmente, o aumento da pressão, temperatura e a interação entre o composto fluorescente (no presente estudo o radical OH) e outras substâncias presentes no sistema, (agente *quencher*), dentre os quais se destacam o oxigênio, água e impurezas existentes no escoamento, cujas concentrações, não são medidas no presente trabalho. O efeito *quenching* foi estudado por Tsujishita e Hirano (1996), que apresentaram valores de tempo de vida do efeito *quenching* na fluorescência do radical OH, em chamas de metano. O tempo de vida média foi de 1,86 ns em cada pixel em um campo de 20 x 20 pixel. Com base nos resultados deste estudo se estima que a incerteza *quenching* (δ_Q) na medida da intensidade do sinal de fluorescência é de 15%. Para obter este valor foi considerado o tempo de captura do sinal 3 ns, tempo de duração do pulso laser também de 3 ns, e a taxa de

quenching do OH em uma chama laminar de metano, $5,6 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, para 1 atm de pressão.

3.6.2.2. Incerteza na técnica da óptica de detecção das imagens

Os erros sistemáticos na técnica óptica de detecção das imagens são influenciados principalmente pela, (i) atenuação e pela distorção da luz causada pelo sistema óptico de detecção e por reflexos no laboratório, não estimados no presente trabalho. Os erros aleatórios são principalmente relacionados ao (ii) ruído de leitura de dados na matriz CCD e ICCD.

Os fenômenos de ruído reduzem a sensibilidade da câmera ICCD, definida como a medida de saída (elétrons) por unidade de entrada (fótons). Os ruídos de leitura na saída conhecidos como RON (*Read Out Noise*) nas câmeras CCD são a principal fonte de limitação da qualidade do sinal da imagem. Segundo Denvir et al., 2002, os valores de ruídos estatísticos e de leitura (RON) nas câmeras ICCD são maiores do que nas CCD e situam-se na faixa de 1,6% até 2%. No presente caso a incerteza δ_{RON} adotada é de 1,6%.

3.6.2.3. Incerteza na técnica de pós-processamento

Os erros sistemáticos considerados durante o pós-processamento são: (i) ruído de fundo do CCD, (ii) distribuição de energia do plano de luz laser. O ruído de fundo é produzido pela alimentação elétrica do sistema. A medição do ruído eletrônico na matriz CCD é realizada antes da aquisição das imagens de um experimento, com a câmera tampada. Em seguida, subtrai-se a média de 100 imagens deste ruído. O valor máximo e mínimo de ruído de fundo nesta imagem média são de 62,1 e 54,3 counts,. A média dos valores de intensidade dos pixels da imagem é igual a 55,8 counts e desvio padrão de 0,9 counts, produzindo uma incerteza de fundo (δ_{RF}) de 3,2%.

O sinal de fluorescência do OH, neste trabalho é proporcional ao sinal do laser utilizado para excitação. Assim a variação de energia do plano laser contribui para a incerteza dos resultados. Para avaliar a distribuição de intensidade do laser de excitação do OH, são utilizadas imagens do espalhamento Rayleigh do feixe de laser, o procedimento é descrito por Caetano et al., 2012. A imagem

média do plano laser gerada pelo espalhamento Rayleigh determina a função de distribuição de intensidade em cada pixel e, mediante a técnica de normalização, corrigem-se todas as imagens PLIF-OH aplicando-se a função de distribuição obtida no espalhamento Rayleigh, pois o sinal de fluorescência do OH, medido em presença de chama, é diretamente proporcional ao sinal de excitação (laser incidente). A Figura 46 mostra o resultado da utilização desta técnica.

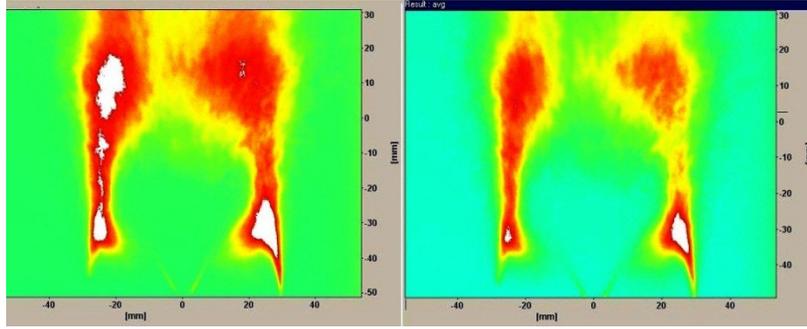


Figura 46 (esquerda) Imagem média do PLIF sem correção. (direita) Imagem média do PLIF corrigida.

São obtidas 500 imagens do plano do laser, utilizando espalhamento Rayleigh. Os valores máximos e mínimos de ruído de fundo medidos nesta imagem média do plano de luz laser são de 65,9 e 56,7 counts, respectivamente. A média dos valores de intensidade dos pixels da imagem é igual a 59,4 counts e o desvio padrão de 1,3 counts, o que leva a uma incerteza da normalização do plano laser (δ_{NPL}) de 4,4%.

3.6.2.4. Incerteza total da técnica PLIF

Assim, a incerteza total com respeito às medições realizadas com PLIF é de $\pm 16,16\%$ segundo

$$\delta_{PLIF} = \pm \left[(\delta_{EPL})^2 + (\delta_Q)^2 + (\delta_{RON})^2 + (\delta_{RF})^2 + (\delta_{NPL})^2 \right]^{-1/2}, \quad (3.18)$$

onde, as incertezas relativas são: δ_{EPL} é a incerteza da espessura do plano laser, δ_Q é a incerteza do efeito *quenching*, δ_{RON} é a incerteza da leitura de dados da câmera ICCD, δ_{RF} é a incerteza do ruído de fundo e δ_{NPL} é a incerteza da normalização

do plano laser. Cabe ressaltar que a incerteza por o efeito *quenching* tem predominância na técnica PLIF.

3.7. Comentários finais

As técnicas ópticas de medição utilizadas, espalhamento Mie, PLIF e PIV, foram empregadas simultaneamente. As experiências foram realizadas em um queimador tipo *bluff body*. Os sistemas de medição foram apresentados separadamente, enfatizando os fenômenos físicos, os componentes que os constituem, assim como o processo de captura e o pós-processamento das imagens. Comparando-se os equipamentos utilizados neste trabalho com os da literatura nota-se que a resolução espacial é semelhante (95 $\mu\text{m}/\text{pixel}$) as obtidas nos trabalhos de alta taxa de aquisição (54 $\mu\text{m}/\text{pixel}$ em Judoo et al., 2011). Entretanto a resolução temporal, 3,3 Hz, é muito inferior aos trabalhos atuais, de até 10 kHz. Na técnica PLIF, os resultados são utilizados, neste trabalho, apenas para mapear a zona de reação da chama, a fim de visualizar a estrutura da chama e estudar sua interação com o escoamento. O uso de medidas de concentração de OH é desnecessário para este fim.

A análise das incertezas envolvidas nas medições foi apresentada detalhadamente. A quantificação da incerteza nas medições do número de Reynolds e da técnica OH-PLIF é realizada individualmente a partir da contribuição de cada fonte de incerteza envolvida na metodologia, as quais são propagadas visando obter um resultado global para a incerteza da medição.

A incerteza no número de Reynolds do jato no caso reativo, (15%) é baseada na contribuição das incertezas na medida da vazão do jato, no diâmetro de saída do jato e na medida da densidade e temperatura. Uma maneira de reduzir a incerteza do número de Reynolds é utilizar equipamentos de medição de vazão e do diâmetro de saída do jato com incertezas menores.

A incerteza nas medidas PLIF, 16%, inclui a incerteza da (i) espessura do plano laser, (ii) do efeito *quenching*, (iii) da leitura de dados da câmera ICCD, (iv) do ruído de fundo e (v) da normalização do plano laser.

Existe um fator de incerteza que é difícil de ser avaliado e que pode causar grandes erros, é a desativação da excitação por parte de colisões entre as

moléculas e, principalmente, o oxigênio do ambiente, *quenching*. Estas fontes de incerteza *quenching* afetam, sobretudo, as medidas de concentração de OH, sendo menos influentes no mapeamento da zona de reação da chama que é o objetivo deste tipo de medida no presente estudo.

A incerteza relativa às medidas de velocidade com PIV, em escoamento reativo segundo o trabalho de Caetano (2012), é atribuída, principalmente, às partículas dispersas no escoamento, devido aos gradientes de temperatura envolvidos nas chamas. Para reduzir a incerteza nas medidas PIV é necessário controlar a dispersão e o diâmetro das partículas traçadoras, assim como, filtrar os ruídos na imagem. A incerteza relativa às medidas qualitativas da distribuição das gotículas no escoamento mediante a técnica de espalhamento Mie não foram determinadas no presente trabalho.