

## 4 Análise dos Resultados e Discussões

Neste capítulo são apresentados os resultados, obtidos com as técnicas de diagnóstico laser PIV estéreo, “Shadowgraphy”, PIV e PLIF, do estudo de sprays quimicamente inertes e reativos num queimador tipo obstáculo em presença de ar co-corrente. Os experimentos estão divididos em três partes: (i) estudo do escoamento anular de ar sem a presença de spray, (ii) medição do diâmetro e velocidade de gotas de um spray de etanol na presença de ar co-corrente, mas em ausência de combustão, (iii) medição da velocidades de gotas e fluorescência do radical hidroxila num spray em chama turbulenta.

### 4.1 Escoamento de ar na esteira do obstáculo.

A descrição das propriedades da turbulência na região de esteira, principalmente daquelas controladas pela formação de estruturas coerentes, é indispensável para uma compreensão adequada dos mecanismos físicos que regem o escoamento a jusante do obstáculo que constitui o corpo rombudo. Esta compreensão é um pré-requisito para o desenvolvimento de modelos de turbulência [64], e de sua interação com o processo de combustão.

Nesta primeira parte é apresentada a caracterização aerodinâmica do escoamento anular de ar a jusante do queimador tipo obstáculo sem a presença de spray e de combustão. Isto permite escolher os regimes de vazão de ar adequados para o estudo do escoamento reativo. O foco é o estudo das propriedades turbulentas e das hipóteses simplificadoras que podem ser usadas em modelagens. O estudo aqui apresentado também permite antecipar o comportamento do spray em presença das zonas de recirculação.

Utiliza-se a técnica PIV estéreo para estudar o escoamento, para diferentes vazões de ar em um campo de medição de  $\approx 140 \text{ mm} \times 105 \text{ mm}$  a jusante do obstáculo, o que corresponde a uma resolução de  $0,1 \text{ mm/pixel}$ . Empregando-se uma janela de interrogação de  $32 \times 32 \text{ pixels}$  com 50% de superposição. A

distância entre vetores é de  $1,63 \text{ mm}$ . Para cada caso, 1000 pares de imagens foram adquiridos. Como resultado obtém-se as três componentes da velocidade o que permite determinar sua média, e os momentos estatísticos correspondentes. Serão estudados escoamentos em três casos, descritos na Tabela 4. A velocidade do escoamento de ar é controlada ajustando-se a frequência de giro do soprador empregado,  $V_{ar}$  representa a velocidade longitudinal,  $dt$  é o lapso de tempo entre os dois pulsos laser e o número de Reynolds ( $Re_a = \rho_a V_a D_b / \mu_a$ ) é baseado no diâmetro do obstáculo. A incerteza no número de Reynolds é da ordem de  $\delta Re_a / Re_a = 4,36\%$  e, a incerteza na velocidade do ar é da ordem de  $\delta V_a / V_a = 3,0\%$ , (apêndice A).

**Tabela 4 Parâmetros dos experimentos de escoamento anular de ar.**

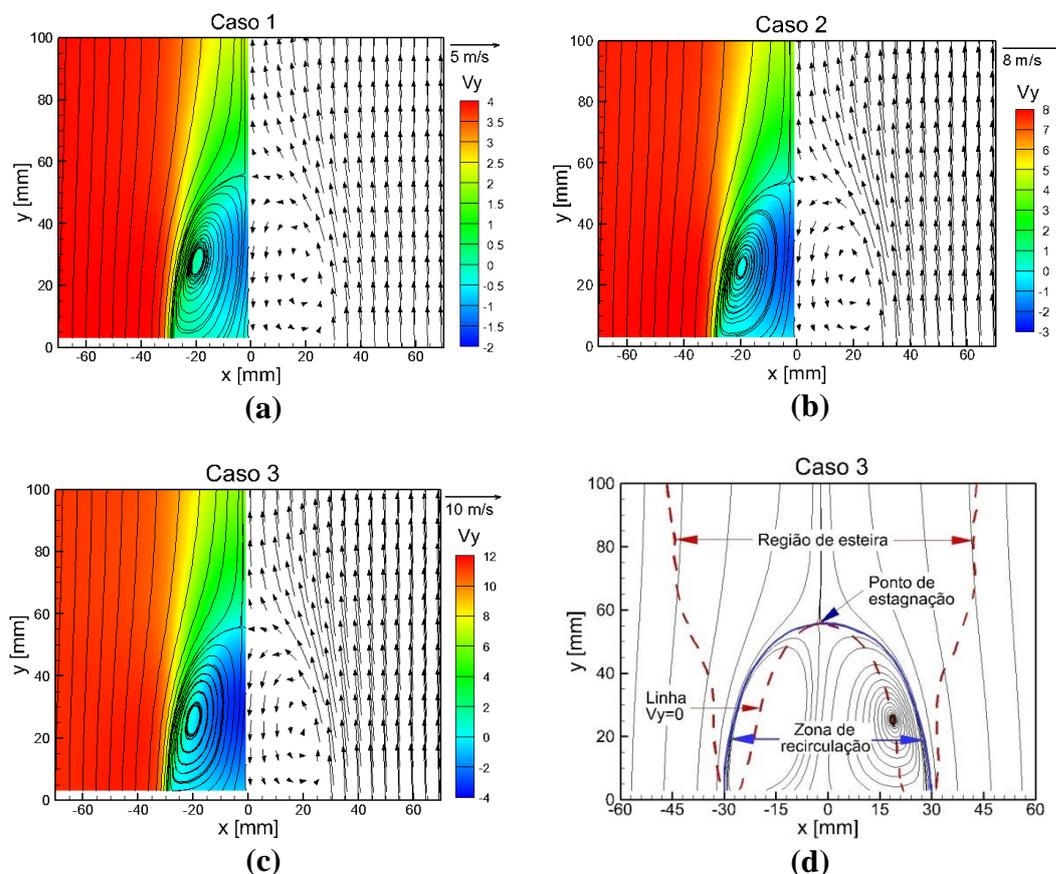
Caso	Frequência do soprador [Hz]	Velocidade do ar $V_a$ [m/s]	$Re_a$	$dt$ [ $\mu\text{s}$ ]
1	20	4,0	15391	110
2	40	8,0	30782	56
3	60	11,8	45404	39

#### 4.1.1

##### Escoamento médio e tensores de Reynolds.

Para os três casos estudados, os campos de velocidade médios e tensores de Reynolds são determinados como resultados do processamento das imagens. Uma comparação destes campos é mostrada na seção seguinte e, posteriormente, será descrita a estrutura do escoamento para um caso em particular. A Figura 32(a), (b) e (c) apresenta os campos da componente de velocidade média na direção principal do escoamento,  $V_y$ , para os três casos estudados. Cada imagem mostra as linhas de corrente médias sobrepostas ao campo de velocidade,  $V_y$ , na metade esquerda do campo de medição e o campo vetorial médio de velocidade na outra metade. Os resultados obtidos revelam que existe uma boa similitude entre todos os casos. O escoamento de ar converge em direção à linha central do queimador ( $x = 0$ ) gerando uma zona de recirculação entre a face do obstáculo e um ponto a jusante, sobre a linha central. As linhas de corrente mostram um vórtice toroidal axisimétrico, resultado da média temporal dos vórtices instantâneos. A região de estagnação ( $V_x = 0$ ) está ligeiramente deslocada

(2,5 mm) para esquerda da linha central ( $x = 0$ ), indicando uma ligeira assimetria no escoamento.

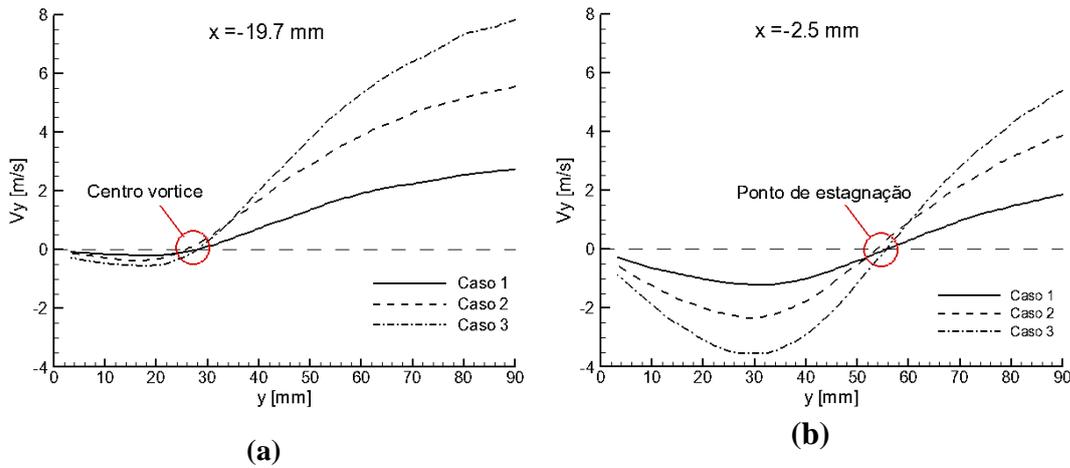


**Figura 32 Campos componente longitudinal da velocidade média  $V_y$ , linhas de corrente e vetores velocidade para (a) caso 1, (b) caso 2 e (c) caso 3, (d) Estrutura do escoamento.**

Na Figura 32(d) é mostrado um esquema da estrutura do escoamento. A zona de recirculação (mostrada com uma linha contínua em azul) termina num ponto de estagnação, determinado pela interseção da linha de simetria com a superfície de velocidade  $V_y = 0$ . Esta superfície onde  $V_y = 0$  (mostrada com uma linha tracejada em vermelho dentro da zona de recirculação) delimita a zona onde apenas são encontrados valores negativos da componente longitudinal de velocidade media representando uma região de escoamento reverso.

A região de esteira (mostrada com uma linha tracejada em vermelho) é dividida em próxima e distante. A esteira próxima é, aqui, a zona situada entre a face do obstáculo e a horizontal que passa pelo ponto de estagnação, e a região de esteira distante é a zona a jusante do ponto de estagnação. O lugar geométrico do centro dos vórtices é em todos os casos uma linha anular com raio aproximado de

$x \approx 19,7 \text{ mm}$ , localizado a uma altura de  $y = 26 - 28 \text{ mm}$  a jusante do queimador, como pode ser visto na Figura 33(a).



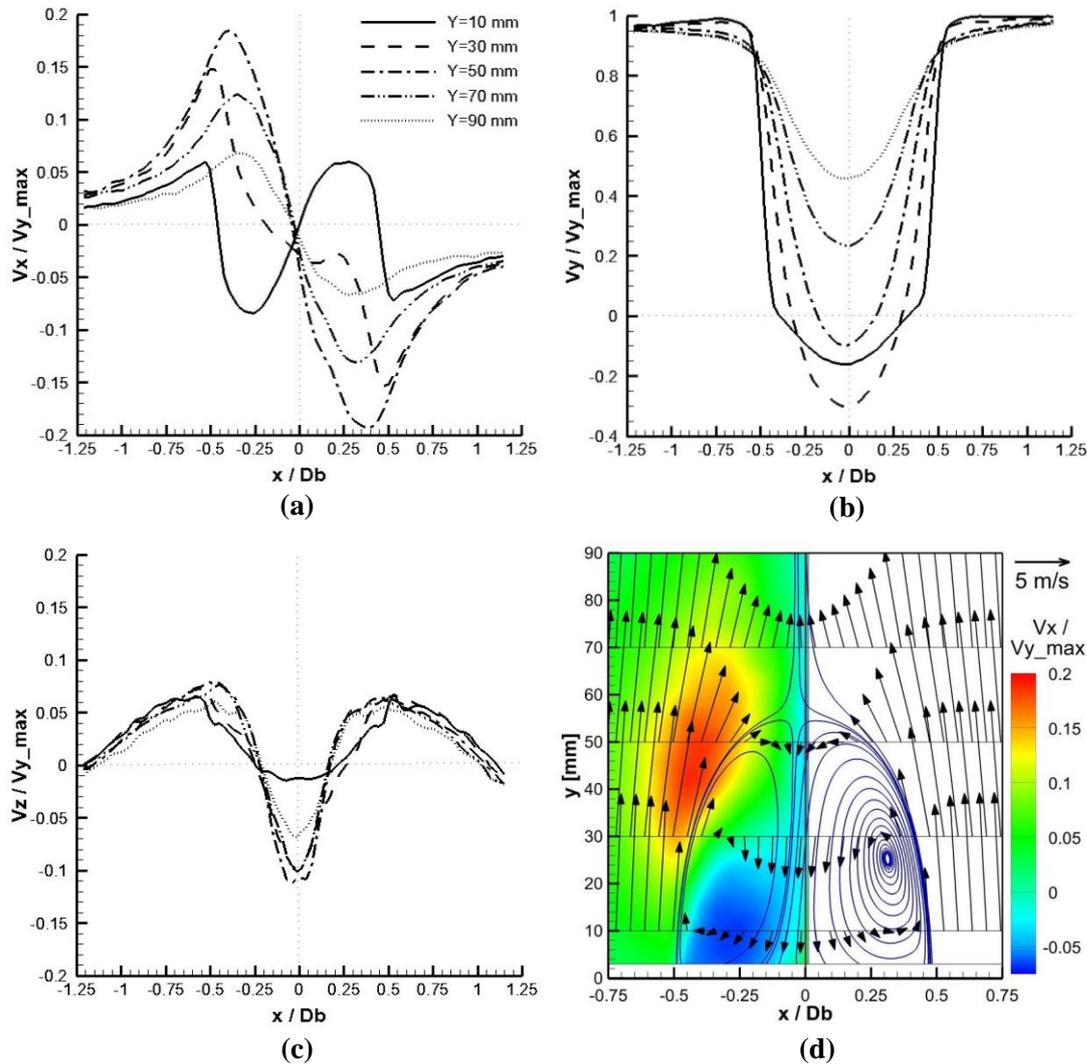
**Figura 33** Evolução longitudinal da componente longitudinal da velocidade média  $V_y$  para (a) linha  $x = -19,7 \text{ mm}$  que passa pelo centro do vórtice e (b) linha  $x = -2,5 \text{ mm}$ .

O perfil de velocidade na linha  $x = -2,5 \text{ mm}$ , isto é, onde  $V_x = 0$ , é mostrado na Figura 33(b) e evidencia o modo como a velocidade exibe valores negativos decrescentes até um ponto situado, aproximadamente, em  $y \approx 27 \text{ mm}$ , aumentando em seguida até o ponto de estagnação. Este ponto de estagnação é localizado, para todos os casos na mesma posição, isto é,  $54 - 56 \text{ mm}$  a jusante do obstáculo.

Como será visto mais adiante, esta zona de recirculação interfere com o desenvolvimento do spray, afastando-se das situações clássicas de atomização, pois impõe regiões de escoamento co-corrente e contra-corrente simultaneamente sobre a estrutura do spray, o que pode afetar o transporte da quantidade de movimento das gotas.

Comparando-se os resultados de velocidade média e dos tensores de Reynolds normalizados com ajuda da velocidade máxima  $V_{y,max}$ , para os três casos estudados, verifica-se a existência de uma similitude dimensional. Por esta razão, escolhe-se o caso 3, que corresponde ao maior número de Reynolds como representativo para o estudo das características do escoamento. Os resultados obtidos para os casos 1 e 2 não são discutidos aqui, mas podem ser encontrados no apêndice B. Um padrão global simétrico com uma ligeira assimetria com respeito à linha central é observado para a componente transversal de velocidade

$V_x$ , mostrada na Figura 34(a). A velocidade média ao longo da linha de simetria ( $x = -2,5 \text{ mm}$ ) é igual a zero e está sujeita a uma influência igualmente ponderada pelos dois lados do vórtice.



**Figura 34** Evolução transversal das componentes adimensionais de velocidade média no caso 3 para diferentes alturas acima do obstáculo (a)  $V_x/V_{y\_max}$ , (b)  $V_y/V_{y\_max}$  e (c)  $V_z/V_{y\_max}$ , (d) Linhas de corrente, vetores velocidade e campo da componente transversal de velocidade  $V_x$ .

Os maiores valores absolutos desta componente de velocidade são alcançados próximo à borda exterior da zona de recirculação, representando uma zona de maior arrasto do ar para a linha central. Esta tendência geral só é quebrada para  $x = 10 \text{ mm}$  onde  $|x/D_b| \leq 0,5$ , ar é transportado fora do obstáculo. De fato, esta linha atravessa a metade inferior do vórtice, como pode

ser visto na Figura 34(d). Para  $|x/D_b| > 0,5$  o arrasto de ar anular para o obstáculo é sempre observado.

A componente longitudinal de velocidade  $V_y$ , mostrada na Figura 34(b), permite verificar a existência de uma boa simetria com respeito à linha central. Uma diferença inferior a  $0,5 \text{ m/s}$  entre os valores de velocidade nos extremos é obtida. Bruscas quedas de velocidade são encontradas a partir da borda do obstáculo  $|x/D_b| \approx 0,5$ , gerando uma intensa região de camada cisalhante na vizinhança da zona de recirculação. Valores negativos desta componente de velocidade ocorrem para  $y < 55 \text{ mm}$ , como pode ser visto na Figura 34(d). A jusante deste ponto a velocidade tende a se uniformizar, na zona de esteira distante. A variação antissimétrica de  $V_x$  é consistente com a simetria de  $V_y$ .

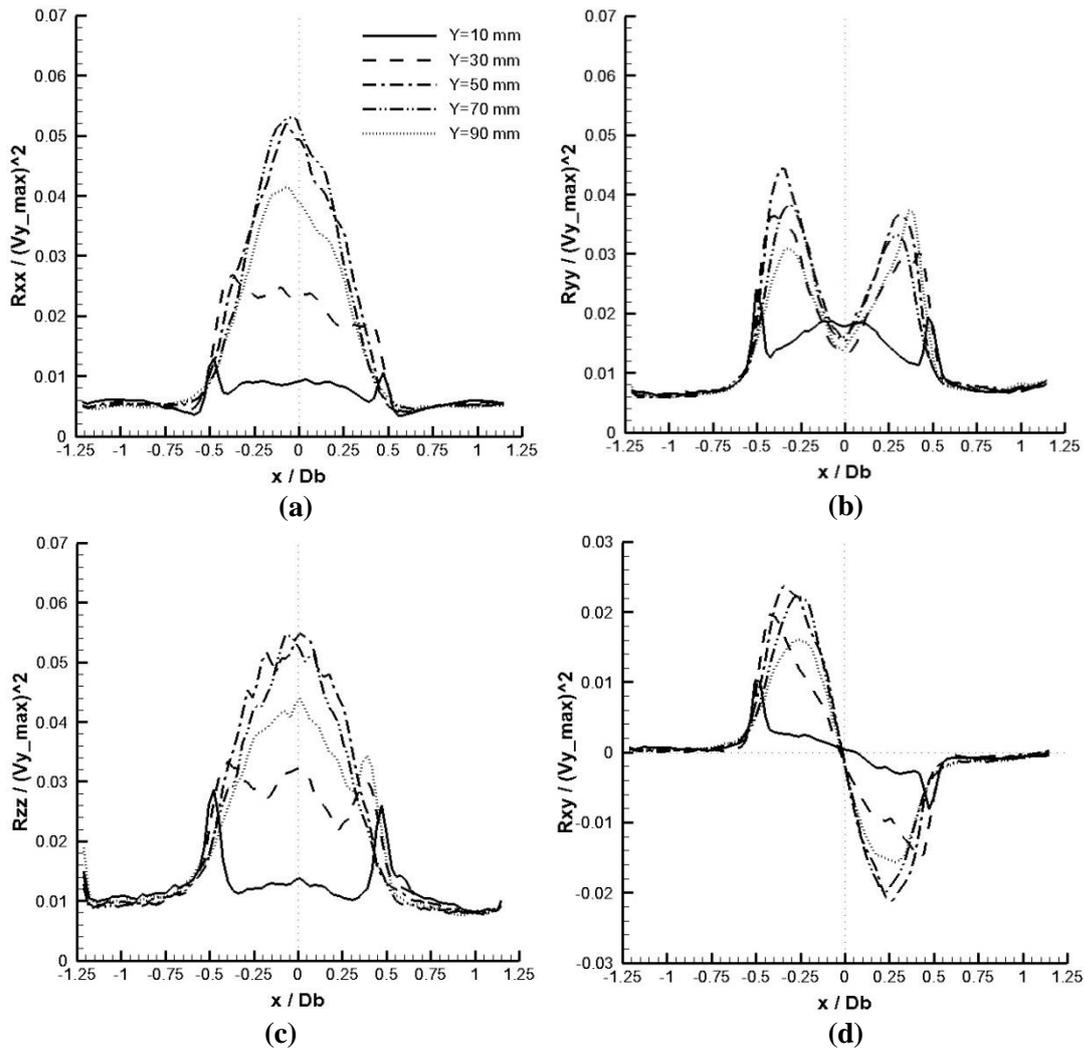
A Figura 34(c) apresenta mostra que a componente de velocidade vertical,  $V_z$ , exibe um comportamento simétrico com valores da mesma ordem de grandeza que  $V_x$ . Este comportamento é consistente com o fato que,  $V_z$ , é a componente cartesiana de velocidade e pode ser facilmente demonstrado pela continuidade, ao exibir um comportamento parabólico com  $x$  próximo a  $x = 0$ . Além disso,  $V_z < 0$  em  $x = 0$  é também consistente com os valores negativos de  $V_x$  em  $x = 0$ , ressaltando um ligeiro escoamento assimétrico.

A medida da terceira componente de velocidade  $V_z$  mediante estéreo PIV permite determinar completamente o tensor de Reynolds e, também outras quantidades, como a energia cinética turbulenta  $k$ , presente em diversos modelos computacionais. Os tensores de Reynolds foram normalizados com ajuda do quadrado da velocidade longitudinal máxima  $(V_{y\_max})^2$ . As componentes normais do tensor de Reynolds  $R_{ii}$  e a principal componente cruzada  $R_{xy}$  são mostradas na Figura 35.

A intensidade turbulenta pode ser definida como:

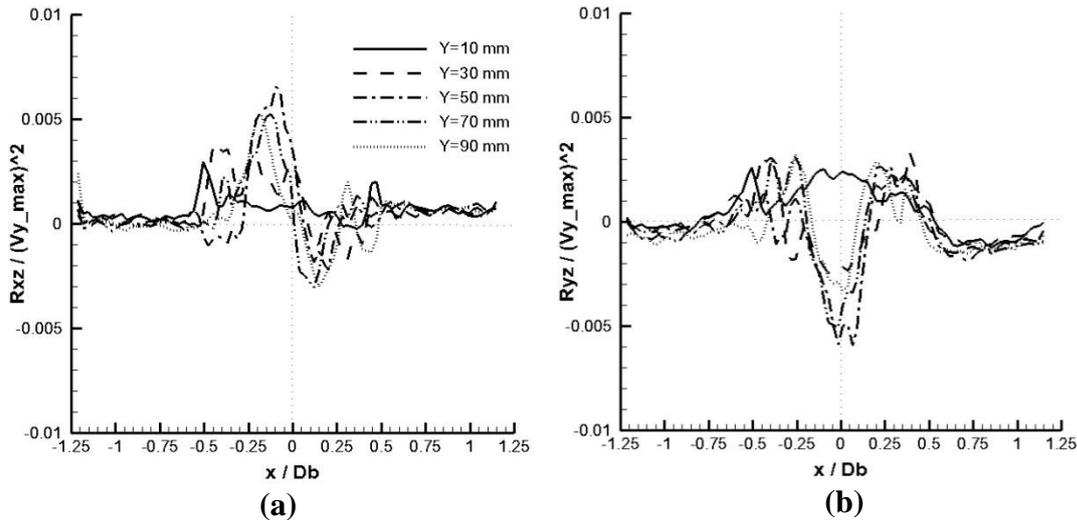
$$I_t = \frac{\sqrt{2k/3}}{V_{y\_max}}, \quad (4.1)$$

onde  $k = (R_{xx} + R_{yy} + R_{zz})/2$  e representa a energia cinética turbulenta. Considerando-se a região  $|x/D_b| = 0,75$ , do escoamento anular, obtém-se para este caso  $I_t \approx 0,087$ . Intensidades similares foram encontradas para os outros dois casos, isto é,  $I_t \approx 0,087$  e  $0,084$  nos caso 1 e 2, respectivamente, confirmando a similitude dimensional do aparato experimental.



**Figura 35** Evolução das componentes do tensor de Reynolds na direção (x) no caso 3 para diferentes alturas acima do obstáculo (a)  $R_{xx}/(V_{y\_max})^2$ , (b)  $R_{yy}/(V_{y\_max})^2$ , (c)  $R_{zz}/(V_{y\_max})^2$  e (d)  $R_{xy}/(V_{y\_max})^2$ .

As componentes normais do tensor de Reynolds, mostradas na Figura 35 apresentam uma mesma ordem de grandeza e são razoavelmente simétricas com respeito à linha central. As flutuações normais de velocidades não são iguais em todo o campo, indicando que a estrutura da turbulência é anisotrópica na esteira. Na região  $|x/D_b| > 0,6$  valores quase constantes são observados para cada componente, isto é,  $R_{xx}/(V_{y\_max})^2 \approx 0,005$ ,  $R_{yy}/(V_{y\_max})^2 \approx 0,007$  e  $R_{zz}/(V_{y\_max})^2 \approx 0,01$  esta é uma zona que pode ser considerada como turbulência homogênea. As componentes normais  $R_{xx}$  e  $R_{zz}$  apresentam uma distribuição similar e com a mesma intensidade, o que era de se esperar devido à simetria de revolução do queimador.



**Figura 36** Evolução das componentes do tensor de Reynolds na direção ( $x$ ) no caso 3 para diferentes alturas acima do obstáculo (a)  $R_{xz}/(V_{y\_max})^2$ , (b)  $R_{yz}/(V_{y\_max})^2$ .

Os maiores valores das tensões  $R_{yy}$  e  $R_{xy}$  para cada perfil são encontrados para as zonas de  $x/D_b$  com a maior taxa de deformação, como será visto mais adiante. A tensão cruzada  $R_{xy}/(V_{y\_max})^2$  é nula na linha de simetria. Note-se que as derivadas das componentes do tensor de Reynolds  $-\partial R_{xy}/\partial x$  e  $-\partial R_{yy}/\partial y$  se encontram presentes na equação de transporte de quantidade de movimento longitudinal como termos de difusão turbulenta. A partir da Figura 35(d) pode-se observar que os maiores valores  $-\partial R_{xy}/\partial x$  estão presentes na região de esteira para  $0,3 < |x/D_b| < 0,55$ . Nesta região ocorrem importantes flutuações da velocidade na direção ( $x$ ), ocasionadas pela presença da zona de recirculação. A derivada  $-\partial R_{yy}/\partial y$  é praticamente nula na região de esteira e, logo, não é preponderante no transporte turbulento.

As componentes cruzadas  $R_{xz}$  e  $R_{yz}$  do tensor de Reynolds são mostradas na Figura 36(a) e (b) respectivamente. Estas componentes apresentam valores muito pequenos em comparação às demais. No escoamento de ar anular exibem valores nulos, o que é característico de turbulência homogênea. O valor de  $R_{yz}$  não ultrapassa 0,6 % na linha central. Estes pequenos valores indicam o baixo grau de correlação que existe entre as flutuações da componente  $V_z$  e das outras. Enfim note-se que os valores destas componentes do tensor de Reynolds são fortemente variáveis, o que é característico de um sinal de velocidade ruidoso.

### 4.1.2

#### Estrutura das propriedades turbulentas derivadas.

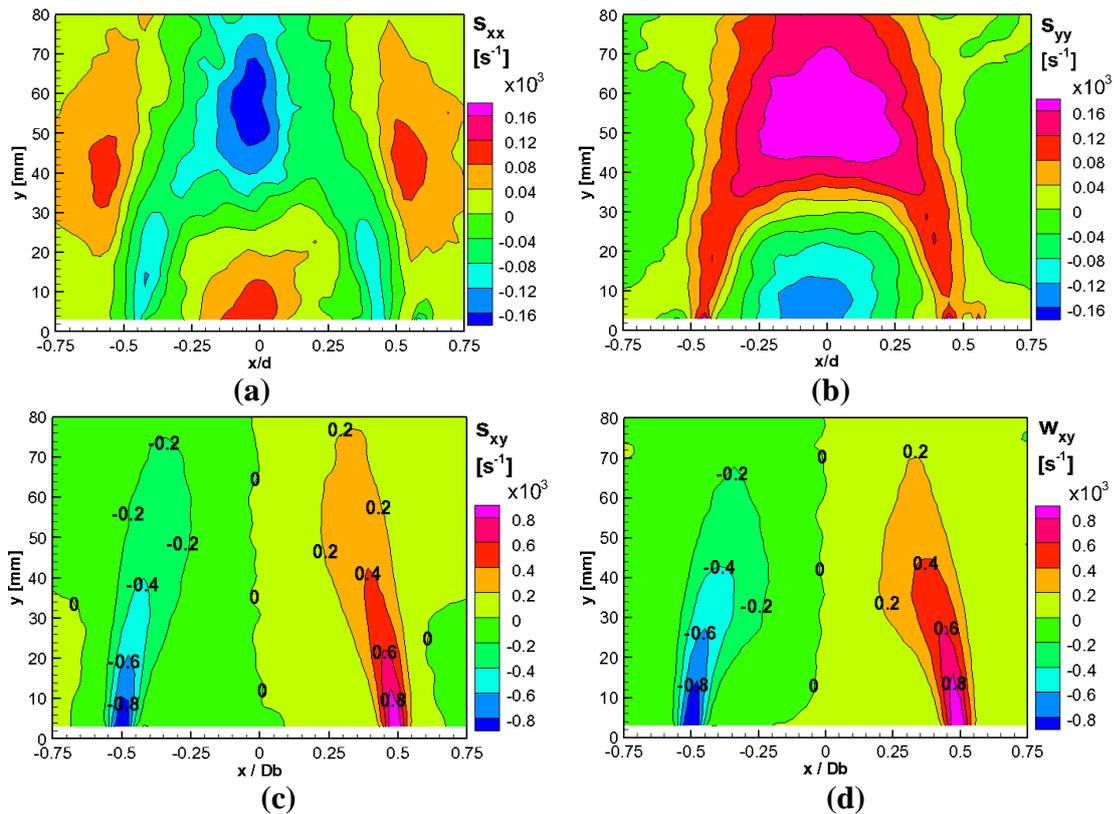
A estrutura da turbulência também pode ser caracterizada a partir de derivadas dos campos médios obtidos. A taxa de deformação  $S_{ij}$  e a vorticidade  $W_{ij}$  são propriedades importantes que envolvem estas derivadas.

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) \quad ; \quad W_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial V_i}{\partial x_j} - \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right). \quad (4.2)$$

Para calculá-las emprega-se um esquema de diferenciação centrada, com ajuda do software Tecplot 360 v. 2010 [65]. Cabe ressaltar que a presente implementação da técnica permite calcular unicamente as derivadas de velocidade no plano  $(x, y)$ . Assim, podem ser determinadas apenas as componentes  $S_{xx}, S_{yy}$  e  $S_{xy}$  do tensor taxa de deformação e a componente  $W_{xy}$  do tensor taxa de rotação. As distribuições destas propriedades são mostradas na Figura 37.

As taxas de deformações normais  $S_{xx}$  e  $S_{yy}$ , Figura 37(a) e (b), mostram distribuições semelhantes com valores invertidos. As maiores taxas de deformação são encontradas na zona de esteira, com valores absolutos máximos de  $120 \text{ s}^{-1}$ . O fato dos módulos de  $S_{xx}$  e  $S_{yy}$  não serem estritamente iguais indica que a taxa de deformação  $S_{zz} \neq 0$ , o que decorre da equação de continuidade. No caso de uma perfeita simetria ( $S_{zz} = 0$ ), é esperado obter taxas de deformação que verificam  $S_{xx} = -S_{yy}$ .

A Figura 37(c) e (d) mostram a taxa de deformação  $S_{xy}$  e taxa de rotação  $W_{xy}$ . Estas figuras mostram que essas propriedades possuem distribuições semelhantes e valores muito próximos. Isto ocorre porque o componente do gradiente de velocidade  $V_x$  na direção principal,  $y$ , é uma ordem de grandeza menor que aquele de  $V_y$  na direção radial  $x$ . Uma configuração de dois lóbulos antissimétricos envolvendo a região exterior do vórtice toroidal é encontrada tanto para a taxa de deformação como para a vorticidade. Nesta região a variação de velocidade é muito rápida, o que pode ser visto melhor na Figura 34, pois é o local de uma intensa camada cisalhante que tem sua origem na base do obstáculo.



**Figura 37** Componentes do tensor taxa de deformação (a)  $S_{xx}$ , (b)  $S_{yy}$ , (c)  $S_{xy}$  e (d) taxa de rotação  $W_{xy}$ .

O valor absoluto máximo é de  $S_{xy} = 800 \text{ s}^{-1}$ . As elevadas taxas de deformação alcançadas nos queimadores tipo obstáculo são os principais motivos pelo quais estes são empregados na combustão não pré-misturada, pois forma-se a camada cisalhante favorecendo a pré-mistura parcial dos reagentes, o que facilita sua combustão. Por outro lado, a taxa de cisalhamento elevada pode dificultar a estabilização das chamas não pré-misturadas por provocar extinção local do processo de combustão.

O tensor de Reynolds  $R_{ij}$  representa a transferência de quantidade de movimento devido à flutuação de velocidade, e aparece como resultado da decomposição da velocidade instantânea em componentes média e flutuante na equação de *Navier-Stokes*. Este tensor introduz seis incógnitas, que precisam ser modeladas, o que origina um problema de fechamento que necessita da formulação de equações adicionais. A hipótese de Boussinesq, frequentemente utilizada para tal, consiste em uma analogia entre as tensões turbulentas e as tensões existentes no regime laminar, ou seja:

$$-R_{ij} = \nu_t \left( \frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \nu_t \left( \frac{\partial V_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} - \frac{2}{3} k \delta_{ij}. \quad (4.3)$$

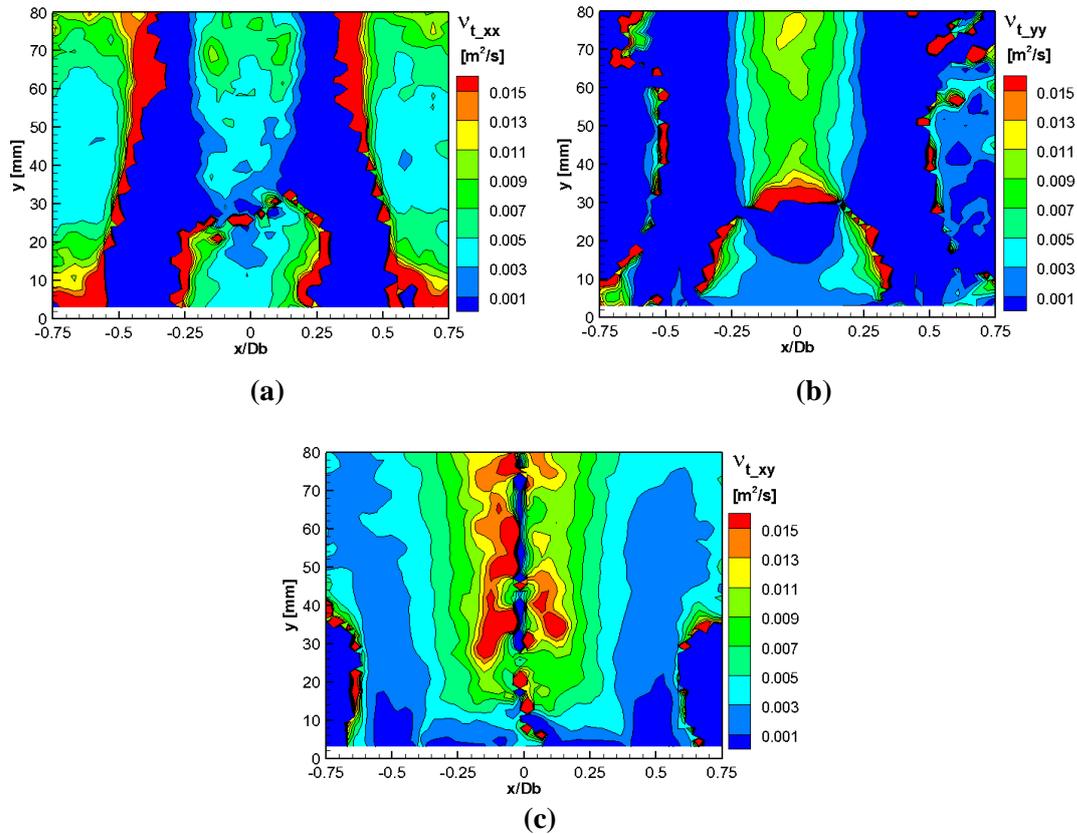
Desta forma o tensor de Reynolds é proporcional à taxa de deformação média e a constante de proporcionalidade é conhecida como viscosidade turbulenta  $\nu_t$  ( $m^2/s$ ). Nesta equação o delta de Kronecker é  $\delta_{ij}$ . Deve-se notar que esta hipótese implica assumir isotropia das componentes normais do tensor de Reynolds e que, no caso de fluidos incompressíveis,  $\partial V_k / \partial x_k = 0$ . A viscosidade turbulenta não é uma propriedade do fluido, mas uma função do escoamento e para o qual diferentes modelos têm sido propostos.

Uma vez medidas as componentes do tensor de Reynolds e alguns valores da taxa de deformação, é possível determinar os valores de  $\nu_t$  em regiões do escoamento em que ocorrem variações apreciáveis de velocidade. Assim, usando a equação (4.3), a viscosidade turbulenta foi calculada para as componentes do tensor de Reynolds  $R_{xx}$ ,  $R_{yy}$  e  $R_{xy}$ . Note-se, que para o valor de  $\nu_t$  contribuem as incertezas combinadas de  $R_{ij}$  e de  $S_{ij}$ . A Figura 38 apresenta os resultados calculados dos diferentes valores possíveis de  $\nu_t$  evidenciando diferentes campos de viscosidade para cada componente de  $R_{ij}$ , como já era esperado devido à presença da região de recirculação. Os valores de  $\nu_t$  mostrados possuem a mesma ordem de grandeza.

Especial dificuldade foi encontrada no cálculo da viscosidade turbulenta quando  $(\partial V_i / \partial x_j + \partial V_j / \partial x_i) \approx 0$ , o ocasiona elevados valores de  $\nu_t$ . Isto ocorre, por exemplo, nas regiões magenta da Figura 38(a), que representam as zonas onde  $\partial V_x / \partial x$  é muito pequeno (ver Figura 34(a)). Nas circunstâncias em que a taxa de deformação é nula, a hipótese de Boussinesq não se presta para determinar o estado turbulento do escoamento. Da mesma forma, resultados de viscosidade  $\nu_t < 0$  (em azul) representam zonas sem significado físico e são rejeitadas. Serão apenas consideradas como válidos os valores entre  $0,001 < \nu_t < 0,015$ .

Os valores tentativos  $\nu_{t,xx}$  e  $\nu_{t,yy}$ , ao serem comparados entre si, exibem a mesma distribuição, mas valores diferentes. Um padrão distinto a este é observado para o  $\nu_{t,xy}$ , onde os valores nulos são encontrados na linha central e na zona de ar anular. Comparando o valor da viscosidade cinemática do ar

( $v_a = 0,0156 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$ ), com os valores da viscosidade turbulenta determinada em cada caso, resulta em  $64 < v_{t_{ij}}/v_a < 961$ .



**Figura 38** Distribuições tentativas de viscosidade turbulenta aplicando a hipóteses de Boussinesq (a)  $v_{t_{xx}}$ , (b)  $v_{t_{yy}}$  e (c)  $v_{t_{xy}}$ . Valores válidos apenas entre 0,001 e 0,015.

Assim, a Figura 38 mostra que os três modos de determinação de  $v_t$  não levam a valores idênticos. A razão desta discrepância não foi investigada e será objeto de trabalhos futuros. A única tendência que parece se depreender destes campos é um aumento do valor de  $v_t$ , na região distante da esteira ( $y > 40 \text{ mm}$ ), quando se transita de  $|x/D_b| \sim 0,25$  para  $|x/D_b| \rightarrow 0$ .

### 4.1.3 Estrutura anisotrópica turbulenta do escoamento de ar.

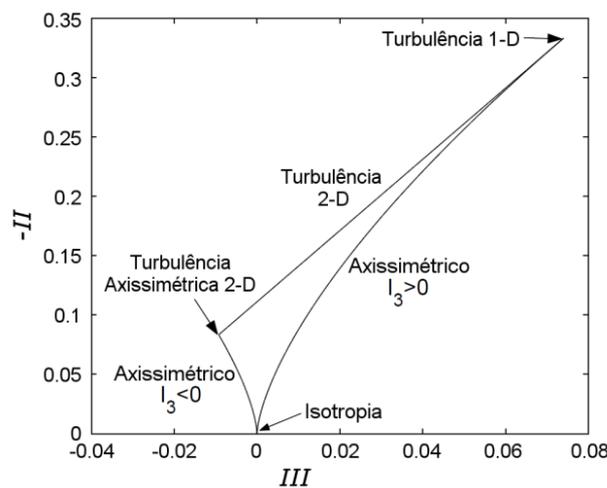
Anisotropia existe em todos os escoamentos reais, e manifesta-se nos escoamentos turbulentos sob a forma de componentes do tensor de Reynolds de valores e distribuições diferentes, tal como mostrado anteriormente. Uma característica marcante da turbulência é que, na ausência de solicitações externas as componentes  $R_{ij}$  intercambiam energia, igualando-se e decaindo. Portanto, a

turbulência tem uma tendência a tornar-se mais isotrópica conforme decai [66]. Uma ferramenta útil para estudar a estrutura da turbulência é empregar a teoria de Lumley [67], que parte do tensor anisotrópico de Reynolds ( $b_{ij}$ ) e suas invariantes ( $I_n$ ). O tensor anisotrópico normalizado pode ser definido como:

$$b_{ij} = \frac{R_{ij}}{2k} - \frac{1}{3}\delta_{ij}. \tag{4.4}$$

Este tensor possui traço zero, por sua definição, e consequentemente tem apenas dois invariantes independentes [66], pois sua primeira invariante  $I = b_{kk}$  é nula. A segunda e terceira invariantes são os traços das matrizes  $b_{ij}^2$  e  $b_{ij}^3$ , isto é,  $II = b_{ij}b_{ji}$  e  $III = b_{ij}b_{jk}b_{ki}$  respectivamente.

Os valores de  $II$  e  $III$  podem ser calculados para qualquer ponto do campo de medição a partir do tensor de Reynolds, e são traçados, por conveniência, no plano  $(III, -II)$ . O gráfico obtido tem limites fixos que formam o triângulo das invariantes anisotrópicas (triângulo de Lumley), tal como o mostrado na Figura 39. No interior deste triângulo estão situados os valores possíveis das invariantes, tal como mostrado em [66]. As fronteiras deste domínio correspondem a diferentes estados do tensor turbulento, o que permite caracterizar a turbulência por meio de seus invariantes. O estado isotrópico é encontrado na origem do triângulo ( $III = -II = 0$ ), os extremos  $(-1/108, 1/12)$  e  $(2/27, 1/3)$  representam estados de turbulência  $2 - D$  e  $1 - D$ , respectivamente.



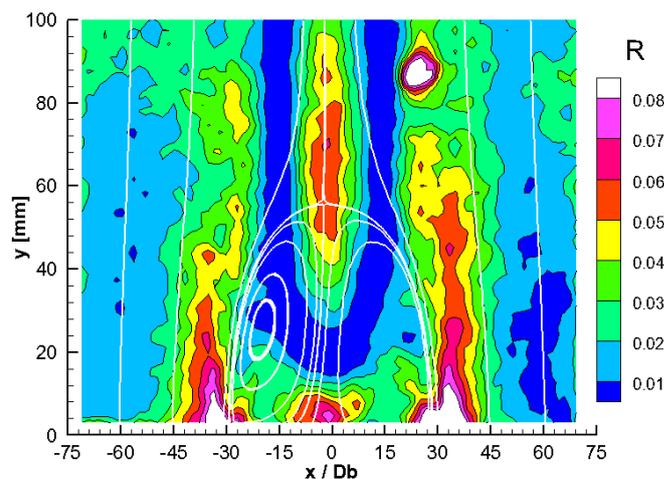
**Figura 39** Triângulo das invariantes anisotrópicas  $III$  e  $II$  do tensor de Reynolds, mostrando os possíveis estados da turbulência. Adaptado de [67].

Define-se  $R$ ,

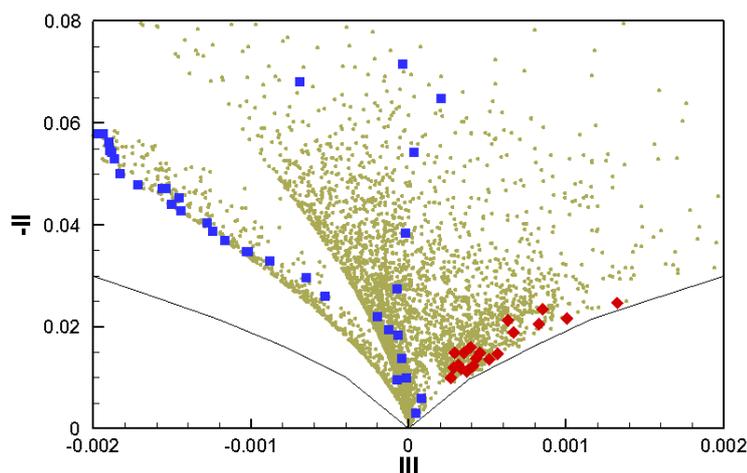
$$R = \sqrt{(III)^2 + (-II)^2}, \quad (4.5)$$

como a distância entre um estado anisotrópico e o isotrópico [68], a fim de estimar o grau de afastamento da isotropia no campo de medição e, também, sua localização no triângulo de Lumley.

É importante ressaltar que o valor de  $R$  não indica o estado da turbulência, mas permite uma representação desta no campo de medição. Os resultados dos valores de  $R$  mostrados na Figura 40, revelam que a região de esteira, a linha central e as bordas do obstáculo são mais anisotrópicas, o que pode ser atribuído à forte taxa de deformação longitudinais dos valores das invariantes no interior do triângulo de Lumley, que são mostradas na Figura 41. Nesta figura são ressaltados os pontos correspondentes ao escoamento não perturbado ( $x/D_b = -1$ ) e à linha central ( $x/D_b = 0$ ), os quais são obtidos sobre as linhas de corrente correspondentes. No primeiro caso fica evidente um comportamento de expansão axissimétrica ( $III > 0$ ). Na linha de simetria ( $x/D_b = 0$ ), ocorre a máxima anisotropia na vizinhança dos pontos de estagnação situados em  $y = 0$  e  $56 \text{ mm}$ . Acompanhando em  $x/D_b = 0$  a linha de corrente a partir do ponto de estagnação situado em  $y = 56 \text{ mm}$ , a anisotropia diminui com valores de  $III \approx 0$ , até  $y = 20 \text{ mm}$ , quando a isotropia é atingida. Desta altura até o ponto de estagnação ( $y = 0$ ) a anisotropia torna a crescer, porém como uma contração axissimétrica ( $III < 0$ ).



**Figura 40** Valores do parâmetro  $R$  no campo de medição. As regiões com maiores valores de  $R$  estão mais afastados do ponto de isotropia. Linhas de corrente mostradas em branco.



**Figura 41** Campo das invariantes de Lumley (●) e evolução longitudinal mostrando a tendência à isotropia (■)  $X/D_b = 0$  e (◆)  $X/D_b = -1$ .

#### 4.2

#### Diâmetro e velocidade de gotas de um spray de etanol na presença de ar co-corrente.

Nesta segunda parte se apresenta a caracterização do spray de etanol em presença de ar anular co-corrente e na ausência de combustão. Os resultados mostram a morfologia do spray, sua distribuição de diâmetro e velocidades das gotas. Também se evidenciam os efeitos do incremento na velocidade do escoamento de ar sobre o spray.

Os processos de atomização são caóticos, aleatórios e seu mecanismo ainda não é completamente entendido. Diferentes projetos de atomizadores, destinados a condições específicas de operação, geram diferentes distribuições de tamanhos de gotas. O escoamento anular de ar co-corrente em queimadores tipo obstáculo induz uma zona de recirculação a jusante do atomizador e coincide com as regiões de formação e atomização do spray. Isto poderia modificar a estrutura padrão original (cone oco) do atomizador e sua distribuição de diâmetro de gota. Portanto, é necessário estudar as características do spray formado nas condições específicas do queimador.

A Tabela 5 mostra as diversas combinações de vazão de etanol e ar empregados nos experimentos com spray desenvolvidos. São utilizadas apenas as velocidades do ar correspondentes aos casos 2 e 3 da seção precedente. Estes parâmetros são utilizados tanto em experimentos quimicamente inertes (sem chama) como do caso dos experimentos reativos (com chama). As incertezas da

velocidade de injeção de etanol  $V_e$  são de 2,4 % e 1,6 %, para os casos *A* e *B*, respectivamente. As incertezas do número de Reynolds são de 6,7 % e 6,5 %, para os casos *A* e *B*, respectivamente.

**Tabela 5 Parâmetros dos escoamentos de ar e etanol empregados nos testes sem e com combustão de etanol.**

Caso	Vazão etanol [cm <sup>3</sup> /s]	Velocidade injeção $V_e$ [m/s]	Nº Weber $We$	Nº Reynolds $Re_e$	Velocidade do ar $V_a$ [m/s]
A	2,25	11,68	$2,44 \times 10^3$	$3,89 \times 10^3$	8,0
B	3,37	17,51	$5,48 \times 10^3$	$5,84 \times 10^3$	8,0
C	4,27	22,18	$8,8 \times 10^3$	$7,4 \times 10^3$	8,0
D	2,25	11,68	$2,44 \times 10^3$	$3,89 \times 10^3$	11,8
E	3,37	17,51	$5,48 \times 10^3$	$5,84 \times 10^3$	11,8
F	4,27	22,18	$8,8 \times 10^3$	$7,4 \times 10^3$	11,8

Nesta seção, todos os resultados mostrados correspondem a experimentos em ausência de combustão. Note-se, dos parâmetros da Tabela 5, que a quantidade de movimento do ar é sempre menor que a do filme líquido ( $\rho_e V_e^2 \gg \rho_a V_a^2$ ), portanto, espera-se que o efeito do ar sobre a desintegração do filme seja pequeno nesta região.

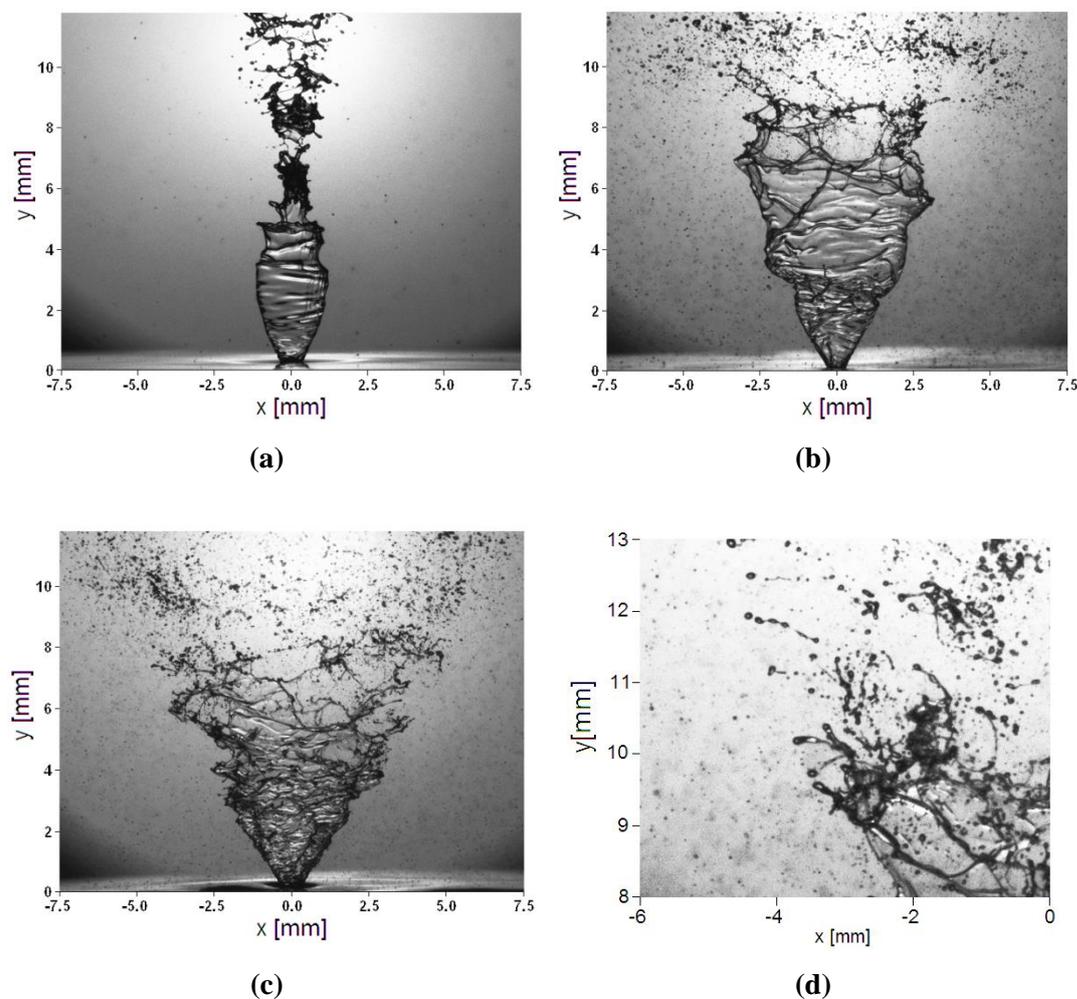
#### 4.2.1

##### Estrutura de desintegração do filme líquido.

Três regimes de atomização podem ser observados [69] conforme se incrementa a vazão de injeção de etanol. A Figura 42 mostra imagens instantâneas do spray de etanol para os casos *D*, *E* e *F* da Tabela 5, e com uma vazão anular de ar correspondente ao caso 3. A transição dos padrões de desintegração do filme líquido e a região de atomização primária são modificados ao incrementar-se o número de Reynolds do spray de etanol  $Re_j$  (baseado no diâmetro do orifício do atomizador “ $d_b$ ”).

Para o caso *D*, a Figura 42(a) mostra um padrão conhecido como regime cebola “*onion stage*”, na qual um filme liso forma uma bolha oca que se desintegra no seu fechamento. Ligamentos grossos e longos são observados muito a jusante do bico ( $y = 10 \text{ mm}$ ) que geraram gotas de grande diâmetro. A Figura

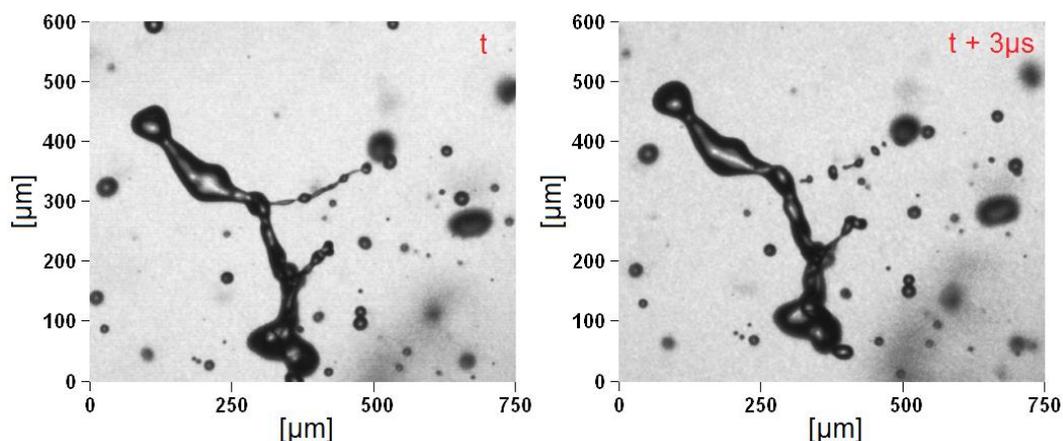
42(b) mostra que, ao incrementar a vazão de etanol (caso *E*), o filme líquido tipo cebola explode e muda para um padrão de forma cônica, conhecido como tulipa “*tulip stage*”. Neste padrão, o filme líquido se desintegra em gotas devido à instabilidade (de Rayleigh) da folha líquida. Além disso, conforme se afasta do atomizador, o diâmetro deste cone aumenta e a espessura do filme diminui de modo a verificar a conservação da massa. Perfurações nas áreas mais finas do filme líquido são claramente visíveis nesta figura. Para o caso de maior vazão, caso *F* na Figura 42(c), ondas anulares mais intensas aparecem e a folha torna-se mais instável e uma maior desintegração é observada. Este regime é próximo daquele conhecido como atomização completamente desenvolvida “*fully developed spray*”, que não foi plenamente alcançado devido à limitação de pressão na linha de etanol.



**Figura 42** Evolução do padrão de atomização conforme se incrementa a vazão de etanol (a) Caso D, (b) Caso E e (c) Caso F. (d) Ampliação da imagem instantânea do caso E.

O aumento da vazão tem por efeito diminuir o comprimento de ruptura do filme, definido como o comprimento da porção contínua de jato medido a partir da saída do spray até o ponto onde a separação em ligamentos ocorre [69]. Um detalhe da Figura 42(b) é mostrado na Figura 42(d). Pode-se observar como os primeiros ligamentos quebram-se em ligamentos menores, que por sua vez desintegram-se em gotas de diâmetros variados e formas e, ainda, ligamentos menores.

Usando uma maior ampliação e adquirindo imagens com dois pulsos laser sucessivas consegue-se perceber melhor o processo de formação de gotas a partir dos ligamentos (atomização primária). A Figura 43 mostra a formação de gotas (da ordem de  $\approx 90 \mu\text{m}$ ) a partir de um ligamento na região (400, 300). O processo de formação para estas gotas tem aqui um tempo característico da ordem de  $3 \mu\text{s}$ . Dependendo da velocidade do escoamento de ar, pequenos ligamentos ainda são encontrados em regiões de 10 – 20 mm a jusante do atomizador, motivo pelo qual a medição de diâmetro de gota é feita a partir de uma distância de  $y = 15 \text{ mm}$  quando possível, e a 20 mm nos demais casos.

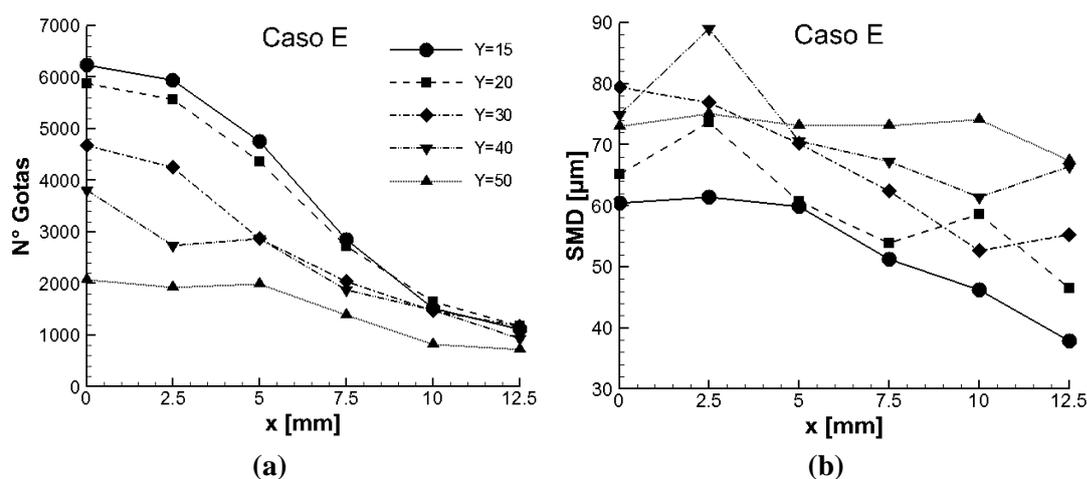


**Figura 43 Sequencia de imagens instantâneas mostrando a formação de gotas a partir dos ligamentos, ver região (400, 300). Lapso de tempo entre imagens  $dt = 3 \mu\text{s}$ .**

#### 4.2.2 Distribuição do diâmetro SMD do spray.

A principal dificuldade ao medir os parâmetros de atomização do spray de etanol no queimador estudado é a orientação no sentido oposto à gravidade, o que dificulta a coleta das gotas. Ademais, a rápida evaporação do combustível, devido

à configuração geométrica aberta do experimento, preenche rapidamente de etanol o ambiente experimental. Isto obriga a pausar o experimento regularmente para ventilar o ambiente. Por este motivo, apenas um caso é completamente mapeado, limitando-se o tempo de aquisição a 3 minutos por ponto de medição, a fim de mitigar o risco de acidente. Neste curto tempo de aquisição, um máximo de 300 pares de imagens por ponto é obtido. Os pontos de medição são escolhidos em regiões próximas à da zona de desintegração do filme líquido, a fim de maximizar o número de gotas captadas por imagem, o que é impossível de ser feito com outras técnicas como PDPA, baseadas na hipótese de gota perfeitamente esférica. As medições são realizadas a diferentes alturas a jusante do atomizador ( $y$ ), em vários pontos ao longo da linha transversal ( $x$ ), com um deslocamento de 2,5 mm nesta direção. A distribuição de número e de diâmetros ( $SMD$ ) de gota do caso  $E$  é mostrada na Figura 44. Note-se que as medidas apresentadas são realizadas em pontos situados a jusante da janela de visualização da Figura 42(b).



**Figura 44** Evolução transversal do spray de etanol para o caso  $E$ , para diferentes posições longitudinais (a) Número de gotas e (b) Diâmetro médio Sauter ( $SMD$ ).

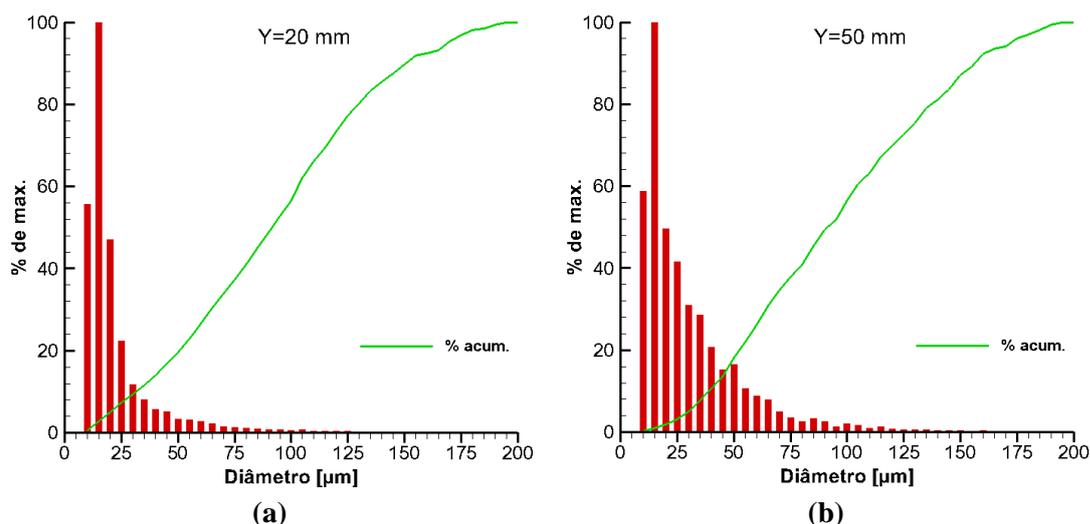
A Figura 44(a) mostra o número de gotas na direção transversal para diferentes distâncias a jusante do atomizador. A distribuição mostrada, monotônica decrescente com  $x$ , claramente não condiz com o comportamento de spray de cone oco, tal como havia sido antevisto na seção 4.2.1. A quantidade de gotas diminui e se uniformiza a medida que se afasta do injetor, pois o spray tende a se abrir e se dispersar no ar. Os perfis mostram que o número de gotas converge para um mesmo valor, de aproximadamente 1000 gotas na zona perto da

extremidade externa do spray,  $x = 12,5 \text{ mm}$ . Este número de gotas é tomado como o mínimo considerado aceitável para gerar resultados estatisticamente confiáveis. O diâmetro médio Sauter (*SMD*), mostrado na Figura 44(b), também não exibe um padrão típico de cone oco, assemelhando-se ao que pode ser encontrado em um spray de tipo cone sólido. O valor do diâmetro *SMD* aumenta para posições mais afastadas do atomizador, passando de  $60 \mu\text{m}$  em  $y = 15 \text{ mm}$  para  $80 \mu\text{m}$  em  $y = 40 \text{ mm}$  ao longo da linha central ( $x = 0$ ). Este comportamento indica que as gotas de pequeno diâmetro (menores do que o *SMD* em  $y = 15 \text{ mm}$ ) se evaporam rapidamente, levando ao aumento observado do *SMD*.

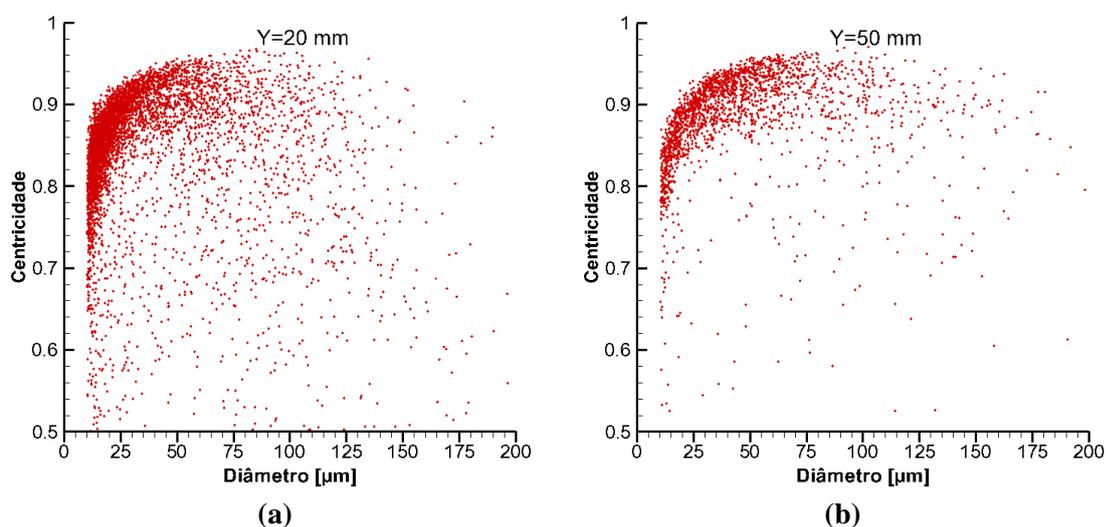
### 4.2.3

#### **Distribuição do diâmetro e velocidades de gotas ao longo da linha central.**

A evolução do histograma de diâmetros de gota é mostrada na Figura 45. Neste histograma o valor de 100 % designa, arbitrariamente, a faixa de diâmetros com máxima frequência e a altura das outras barras é expressa como porcentagem desta frequência máxima (% de máx.). Para fins de análise são representadas apenas medições do caso *E*, obtidas ao longo da linha central, para  $y = 20$  e  $50 \text{ mm}$ . Note-se que as distribuições mostradas não são funções densidade de probabilidade, embora a ela sejam proporcionais. Em ambos os casos, a distribuição é não monotônica, com máximo de  $15 \mu\text{m}$ . Isto é característico de um processo de atomização fina. Para  $y = 20 \text{ mm}$ , apenas gotas com diâmetros situados entre  $10 - 25 \mu\text{m}$  superam 20% da frequência máxima. Por outro lado na posição  $y = 50 \text{ mm}$ , são as gotas no intervalo  $10 - 40 \mu\text{m}$  que ultrapassam este porcentagem. A Figura 45 também mostra uma maior presença de gotas com diâmetros maiores do que  $75 \mu\text{m}$  para  $y = 50 \text{ mm}$ , o que corresponde ao aumento já observado de  $64 \mu\text{m}$  para  $72 \mu\text{m}$  no diâmetro *SMD*.

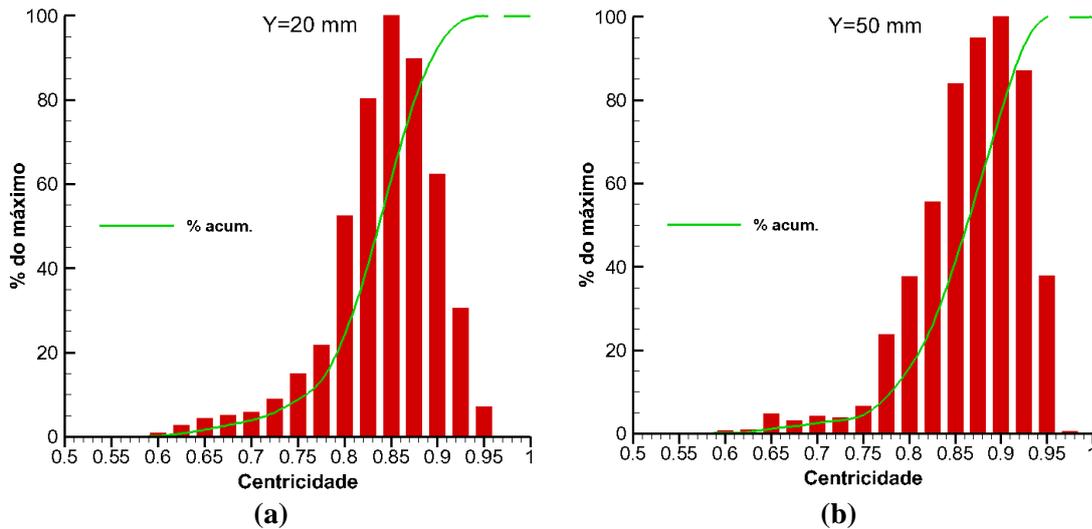


**Figura 45** Histograma da distribuição de diâmetros de gota para duas alturas a jusante do atomizador (a)  $y = 20 \text{ mm}$  e (d)  $y = 50 \text{ mm}$ , ao longo de  $x = 0$ .



**Figura 46** Dispersão da centricidade de gota para duas diferentes posições a jusante do atomizador (a)  $y = 20 \text{ mm}$  e (b)  $y = 50 \text{ mm}$ , ao longo de  $x = 0$ .

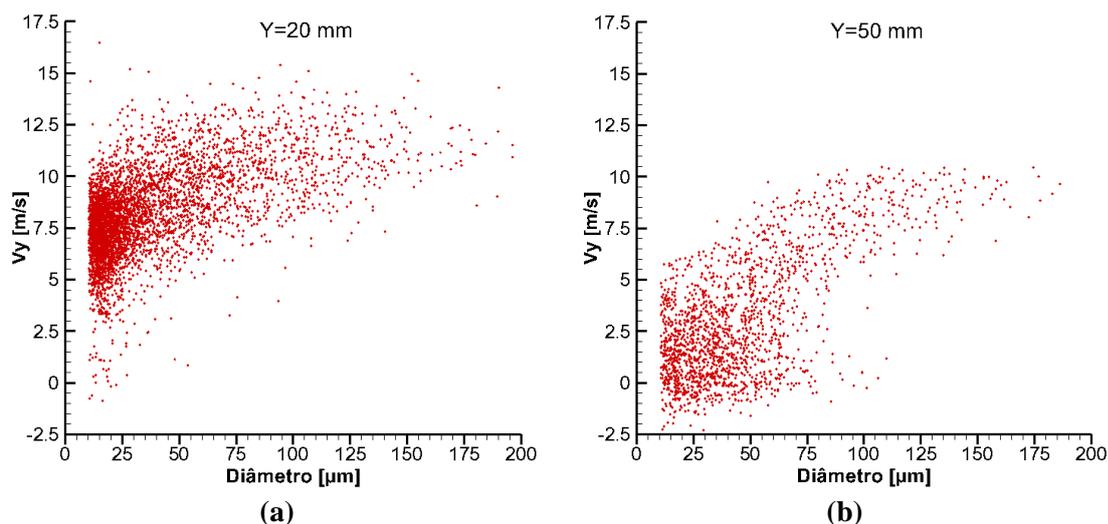
A Figura 46 apresenta a dispersão de centricidade das gotas para as duas posições estudadas. Ambos os gráficos mostram que a maioria das gotas apresenta valores de centricidade entre 0,8 e 0,95. A maior dispersão nos valores de centricidade é obtida para  $y = 20 \text{ mm}$ , em gotas menores a  $25 \mu\text{m}$ . Note-se que esta maior dispersão pode ser fruto do erro de discretização da gota em pixel, discutido no capítulo 3, e que no caso de gotas de  $20 \mu\text{m}$  resulta numa incerteza máxima de 15% (Apêndice C).



**Figura 47** Histograma da distribuição de centricidade de gota para duas posições a jusante do atomizador (a)  $y = 20\text{ mm}$  e (b)  $y = 50\text{ mm}$ , ao longo de  $x = 0$ .

A comparação quantitativa entre os resultados mostrados na Figura 46 não é possível, pois há uma diferença de 3800 gotas nas amostras obtidas nas posições  $y = 50$  e  $20\text{ mm}$ . A distribuição de centricidade de gotas, traçada na Figura 47 permite esta comparação. Esta figura evidencia a mudança na centricidade das gotas para formas mais esféricas conforme o ponto de medida se afasta do atomizador. A frequência máxima muda de 0,85 em  $y = 20\text{ mm}$  para 0,9 em  $y = 50\text{ mm}$ . Esta tendência de aumento de centricidade com a distância poderia ser explicada pela evaporação de gotas de menor diâmetro que contribuem, devido ao maior erro de medição, para pequenos valores de centricidade. Ainda assim, os resultados mostram que não se consegue gotas perfeitamente esféricas (centricidade igual a 1) nestas regiões do spray. Portanto, técnicas de medição baseadas na hipótese de gota esférica, levariam a erros de medição nestas regiões próximas do atomizador.

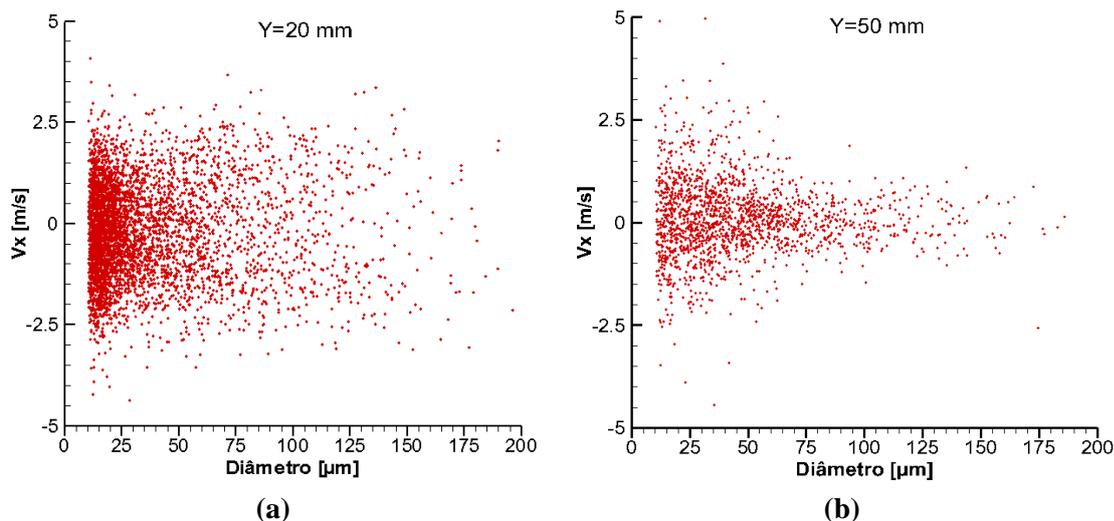
A Figura 48 apresenta a componente longitudinal da velocidade da gota,  $V_y$ , como função de seu diâmetro. Na posição  $y = 20\text{ mm}$ , pode se observar que a maioria das gotas possuem velocidades na faixa  $0 - 15\text{ m/s}$ . O gráfico também evidencia que a velocidade dos grupos de gotas com maior frequência mostrados na Figura 45(a), situa-se, majoritariamente, na faixa de  $5 - 10\text{ m/s}$ .



**Figura 48** Dispersão da componente longitudinal da velocidade das gotas,  $V_y$ , para duas posições a jusante do atomizador (a)  $y = 20 \text{ mm}$  e (b)  $y = 50 \text{ mm}$ , ao longo de  $x = 0$ .

Na posição  $y = 50 \text{ mm}$ , a componente  $V_y$  é sempre menor que  $10 \text{ m/s}$ . Valores negativos são encontrados para um significativo número de gotas. Pode ser claramente observado, em  $y = 50 \text{ mm}$ , que as gotas de maior diâmetro são as que apresentam as maiores velocidades; em  $y = 20 \text{ mm}$ , esta diferença não é tão marcante. Entretanto, em ambos os casos, os resultados indicam que há um apreciável deslizamento (diferença de velocidades) entre as fases dispersa e gasosa. De fato, a velocidade desta pode ser tomada como sendo igual à das menores gotas. Na primeira posição o deslizamento é da ordem de  $3,5 \text{ m/s}$  (de  $11,0$  a  $7,5 \text{ m/s}$ ), entre gotas de  $25$  e  $100 \mu\text{m}$  e, na segunda, o valor correspondente é  $6,0 \text{ m/s}$  (de  $8,5$  a  $2,5 \text{ m/s}$ ). Note-se que o deslizamento pode ser interpretado como gotas de maior diâmetro responderam mais lentamente a mudanças na velocidade.

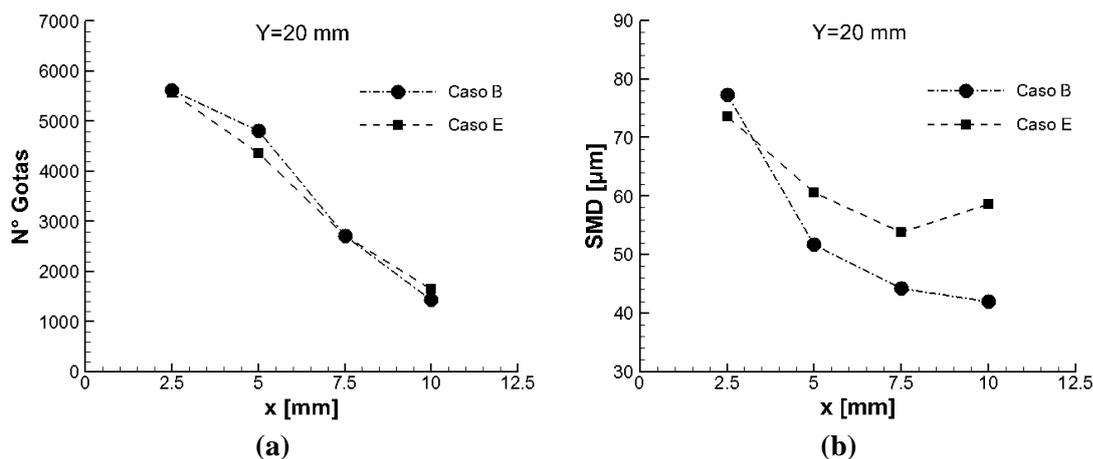
Finalmente, os gráficos da componente transversal da velocidade das gotas,  $V_x$ , na Figura 49, evidenciam que as gotas de menor diâmetro possuem maior flutuação de velocidade na direção transversal do que as de maior diâmetro. Este resultado é consistente com o deslizamento entre fases observado para componente  $V_y$ . De fato, a inercia das gotas de maior diâmetro faz com que tenham maior dificuldade de acompanhar as flutuações turbulentas da velocidade do escoamento de ar. Com isto, a dispersão dos valores de velocidade é menor quando o diâmetro é maior.



**Figura 49** Dispersão da componente transversal da velocidade das gotas,  $V_x$ , para duas posições a jusante do atomizador (a)  $y = 20 \text{ mm}$  e (b)  $y = 50 \text{ mm}$ , ao longo de  $x = 0$ .

#### 4.2.4 Distribuição do diâmetro e velocidades de gotas para os casos B e E

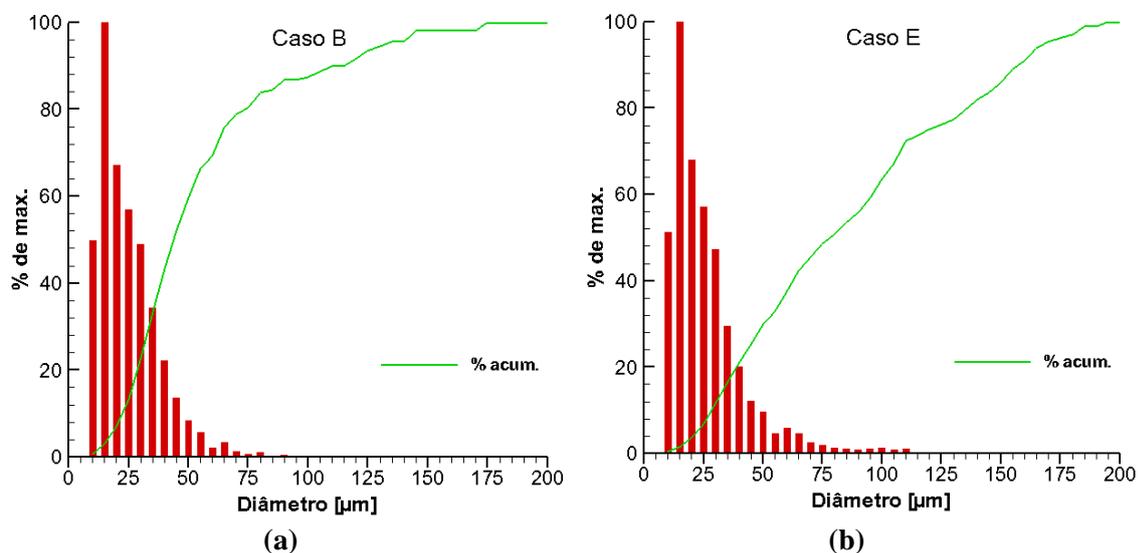
O efeito do incremento da velocidade do escoamento de ar sobre a distribuição de diâmetros de gotas pode ser evidenciado analisando-se os resultados dos casos B e E. O número de gotas e diâmetro SMD correspondentes são mostrados para  $y = 20 \text{ mm}$  na Figura 50.



**Figura 50** Comparação das características de atomização dos casos B e E (a) Número de gotas e (b) Diâmetro médio Sauter ( $SMD$ ), ao longo de  $y = 20 \text{ mm}$ .

A evolução do número de gotas detectadas é semelhante nos dois casos, porém o ponto  $x = 0 \text{ mm}$  apresenta gotas e ligamentos no caso *B*, que não são encontrados no caso *E*. Isto sugere que a maior velocidade de ar favorece, ligeiramente, a atomização do spray. Devido à presença de ligamentos este ponto não será levado em conta para a medição do diâmetro de gota. A Figura 50(b) mostra que há uma maior tendência de redução do diâmetro SMD para o caso *B*. O valor do diâmetro SMD diminui com a distância transversal. No ponto  $x = 10 \text{ mm}$ , os diâmetros SMD são de  $42 \mu\text{m}$  e  $59 \mu\text{m}$  para os casos de menor e de maior velocidade do ar, respectivamente.

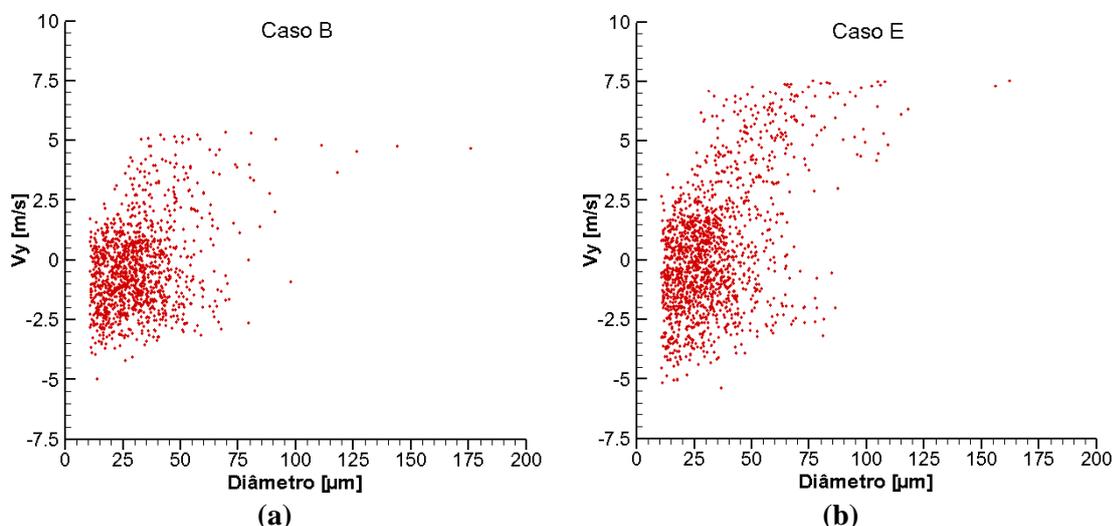
O histograma de diâmetros de gota para  $x = 10 \text{ mm}$  é mostrado na Figura 51. Note-se que é semelhante nos dois casos a distribuição de frequências para diâmetros de gota menores que  $50 \mu\text{m}$ . No entanto, no caso *E* são observados, também, gotas com diâmetros entre  $85 - 110 \mu\text{m}$ . Este pequeno número de gotas de grande diâmetro não supera 5 % da frequência máxima ( $15 \mu\text{m}$ ), mas é suficiente para incrementar em  $16 \mu\text{m}$  o valor do diâmetro SMD. A presença de gotas maiores pode ser atribuída à maior quantidade do movimento do ar, no caso *E*, que seria responsável por projetar gotas para zona de recirculação.



**Figura 51** Comparação do histograma da distribuição de diâmetros de gota em  $x = 10 \text{ mm}$ . (a) Caso *B* e (d) Caso *E*.

Na Figura 52 se observa a mudança na dispersão de velocidades das gotas devido ao incremento da velocidade do ar. A velocidade máxima aumenta de  $5,0 \text{ m/s}$  para  $7,5 \text{ m/s}$ , enquanto que também se incrementa a quantidade de gotas

com velocidades negativas entre  $-5,0 \text{ m/s}$  e  $-2,5 \text{ m/s}$ . Em ambos os casos são as gotas de maior diâmetro que possuem o maior módulo da velocidade, o que indica sua proveniência de regiões distantes da linha central.



**Figura 52** Comparação da dispersão da componente longitudinal da velocidade,  $V_y$ , em  $x = 10 \text{ mm}$ . (a) Caso *B* e (b) Caso *E*.

### 4.3

#### Combustão de chamas spray de etanol na presença de ar co-corrente

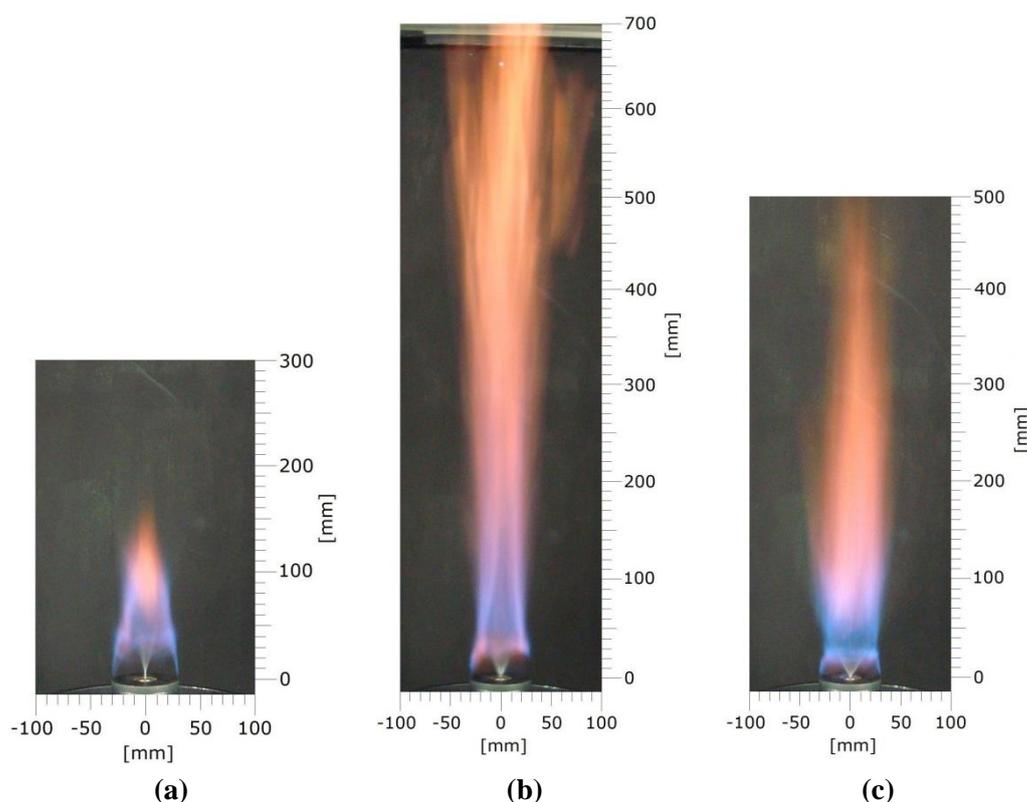
Nesta terceira parte se apresenta a caracterização de chamas de um spray de etanol em presença de ar anular co-corrente, para as vazões estudadas anteriormente. Primeiro são discutidas as fotografias diretas das chamas estudadas, para visualizar suas características macroscópicas. Em seguida, é apresentado o comportamento instantâneo e médio da intensidade de fluorescência do radical  $OH$ , o espalhamento Mie e campo de velocidade das gotas. Finalmente o campo de velocidades de gotas, medido com PIV é analisado.

#### 4.3.1

##### Estrutura global de chama por visualização direta

A estrutura global das chamas spray de etanol, para cada caso descrito na Tabela 5, é mostrada nas Figura 53 e 54, sob a forma de fotografia direta. Destacam-se três regiões importantes. Uma primeira região de combustão intermitente que se inicia na face do queimador,  $y < 30 \text{ mm}$ , onde ou não ocorre chama ou esta é instável. Uma segunda região onde é possível visualizar a

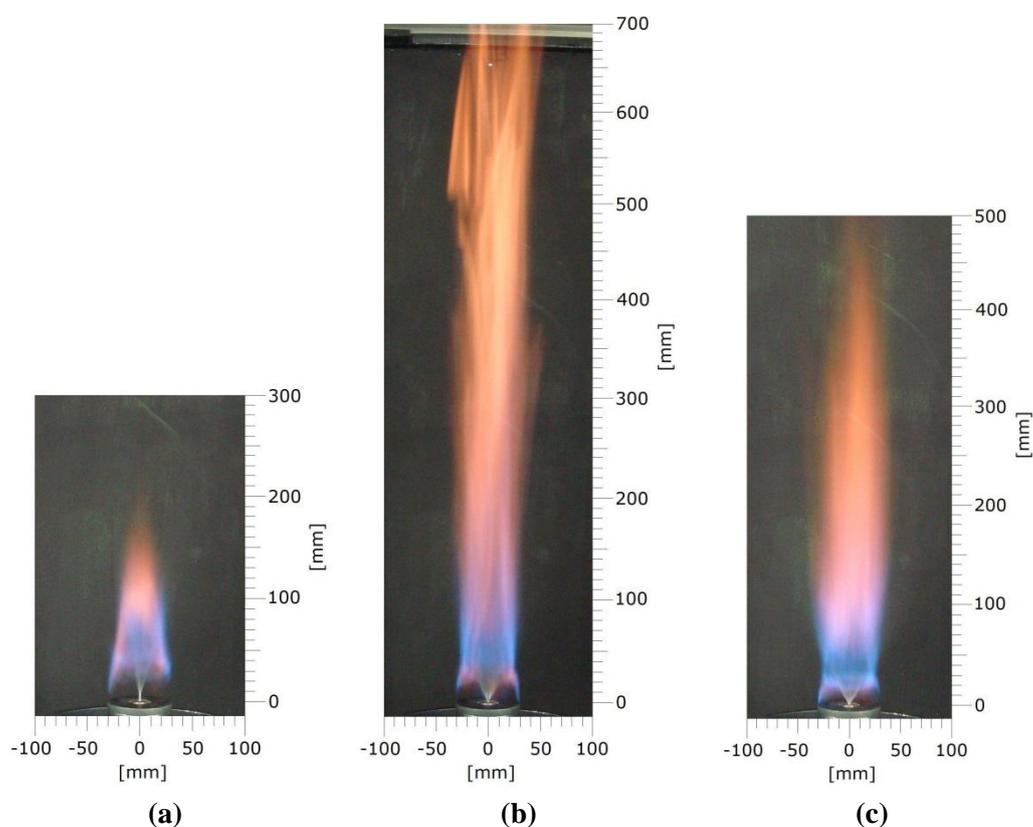
quimiluminescência da reação (em cor azul) situada entre  $20 \text{ mm} < y < 60 \text{ mm}$ , acima do atomizador e ligeiramente descolada. Finalmente, a terceira região mostra a presença da fuligem, de cor laranja, nas zonas mais afastadas do bocal de injeção  $y > 60 \text{ mm}$ . Para as duas primeiras zonas, todos os casos exibem estrutura similar, salvo pequenas diferenças, como pode ser visto entre as Figura 53 e 54. Apenas a terceira zona é fortemente modificada com a vazão de combustível. Na zona intermitente de combustão, as imagens evidenciam a possibilidade de existência de chamas parcialmente pré-misturadas.



**Figura 53** Fotografias das chamas turbulentas de spray de etanol, obtidas para uma velocidade de escoamento de ar  $V_a = 8,0 \text{ m/s}$  (a) Caso A (b) Caso B e (c) Caso C.

As chamas da Figura 53 (a) e da Figura 54(a) correspondem à menor vazão do spray de combustível,  $2,25 \text{ cm}^3/\text{s}$ . As formas são indicativas de superfícies de chamas fechadas. A chama se inicia na zona de esteira próxima, a  $20 \text{ mm}$  a jusante da face do queimador, e apresenta comprimento de  $160$  a  $190 \text{ mm}$ , com pequenas regiões de fuligem (laranjas e amarelas) na extremidade do cone. Incrementando-se a vazão de injeção do combustível para  $3,37 \text{ cm}^3/\text{s}$ , a chama cônica se abre para formar uma longa região amarela com comprimento

superior a  $700\text{ mm}$ , como é mostrado na Figura 53(b) e 54(b). Nestas figuras também pode ser observada a abertura do ângulo do spray devido ao aumento da vazão de etanol. Tal como mostrado nas figuras Figura 53(c) e 54(c), o comprimento da chama é reduzido para aproximadamente  $500\text{ mm}$ , em ambos os casos, quando se incrementa ainda mais a vazão do spray para  $4,27\text{ cm}^3/\text{s}$ . Isto pode ser atribuído à melhor atomização do spray e, logo, à maior vaporização de etanol. Neste caso, além disto, parte do etanol consegue atravessar a chama e não é queimado. Cabe ressaltar que não foram realizadas medições nos casos *C* e *F* porque a vazão de etanol não queimado que atravessa a chama é demasiadamente elevada, levando a problemas de segurança.



**Figura 54** Fotografias das chamas turbulentas de spray de etanol, obtidas para uma velocidade de escoamento de ar  $V_a = 11,8\text{ m/s}$  (a) Caso *D* (b) Caso *E* e (c) Caso *F*.

### 4.3.2

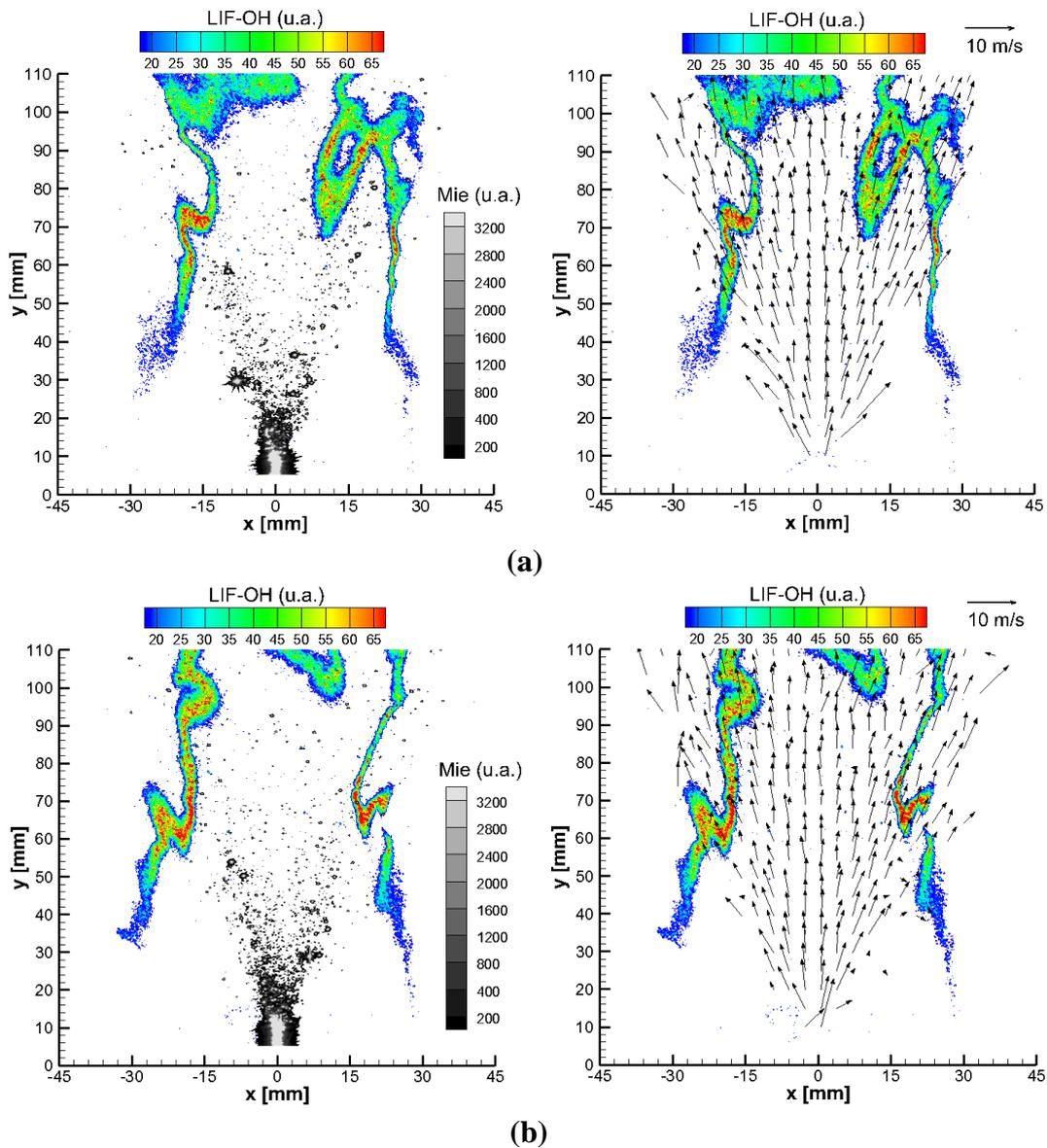
#### Comparação das imagens instantâneas de PLIF-OH e do espalhamento Mie

O comportamento instantâneo da zona de reação e da distribuição de gotas é estudado mediante a aplicação simultânea das técnicas de PLIF e Mie ao escoamento reativo de etanol. Para cada caso, são comparadas as imagens instantâneas da fluorescência de OH superpostas ao espalhamento Mie e o campo instantâneo de velocidade das gotas. O sinal de PLIF-OH foi capturado entre as duas imagens de espalhamento Mie das gotas, as quais são empregadas para o cálculo da velocidade das gotas, permitindo superpor os resultados. Todas as imagens apresentadas nesta seção empregam as mesmas escalas em cores para PLIF-OH e em níveis de cinza para Mie-gota. A resolução de PLIF e Mie para um campo de medição de  $150 \times 110 \text{ mm}$ , é de  $0,11 \text{ mm/pixel}$ .

As imagens instantâneas da fluorescência do radical OH mostradas na Figura 55, caso A, indicam que esta situação corresponde ao regime de elementos de chama. A frente de chama é corrugada pela agitação turbulenta, mas a superfície da zona de reação instantânea permanece continua em quase todo o campo. Nas duas imagens, a chama inicia em  $y > 30 \text{ mm}$  a jusante da face do queimador, o que sugere a ausência de uma mistura adequada ou altas taxas de deformação, como foi mostrado na seção 4.1.2. Na Figura 55(a) a zona de reação é continua, sendo dobrada pela turbulência, com regiões de curvatura da mesma ordem de grandeza do que a espessura. A zona de reação tem uma espessura variável, na faixa de  $2 - 13 \text{ mm}$  com uma região muito espessa em (15, 90).

Na Figura 55(b) é possível observar uma menor variação na espessura da chama, na faixa de  $2 - 8 \text{ mm}$ , com uma zona de extinção local na coordenada (22, 64), que coincide com a interseção da superfície de chama com a borda exterior do spray. Os dobramentos na frente de chama geralmente parecem ocorrer nas zonas onde ocorre esta interseção spray-chama. O espalhamento Mie do spray permite visualizar uma estrutura parecida com a de cone oco, com pequeno ângulo de abertura, gotas de grande diâmetro e baixa densidade de gotas. A imagem do espalhamento Mie, junto com o campo de velocidade, indica que algumas gotas isoladas conseguem atravessar a frente de chama sem evaporar. Este regime particular é conhecido como percolante [70]. Note-se que não é

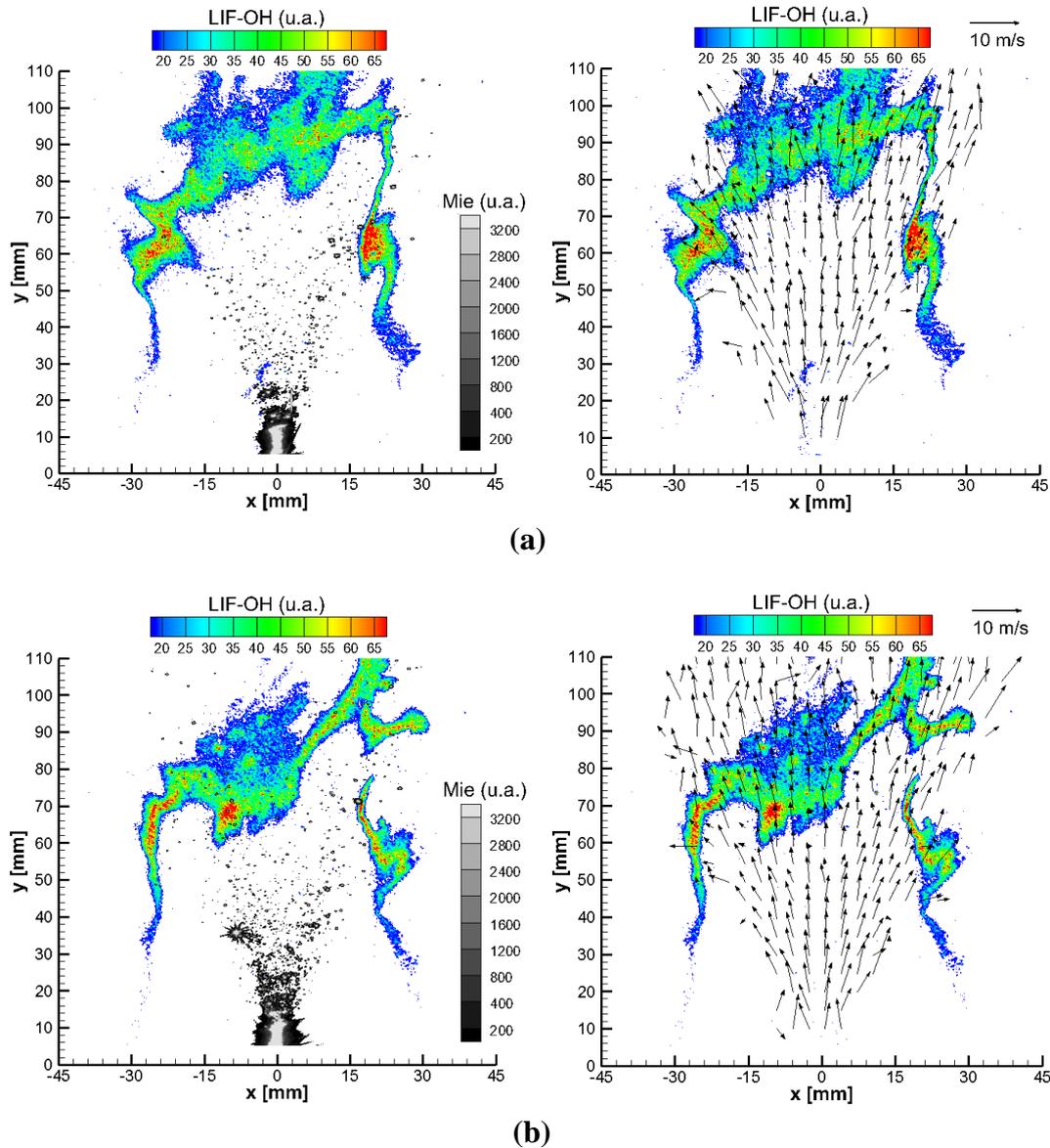
possível observar a existência de chamas ao redor das gotas que atravessaram a frente de chama, devido à resolução espacial do experimento.



**Figura 55** Imagens instantâneas de PLIF-OH no caso **A**, superpostas ao sinal **Mie** (esquerda) e ao campo de velocidade das gotas (direita). ( $V_a = 8,0 \text{ m/s}$ ,  $Re_e = 3,89 \times 10^3$ ).

Maiores perturbações podem ser observadas na frente de chama para o caso *D*, ver Figura 56, o que indica um regime de elementos de chama fortemente influenciado pela turbulência do escoamento. A maior velocidade do ar tende a incrementar a turbulência do escoamento e a zona de reação resulta mais irregular do que no caso *A*. Neste caso, a chama também se inicia em  $y > 30 \text{ mm}$  da

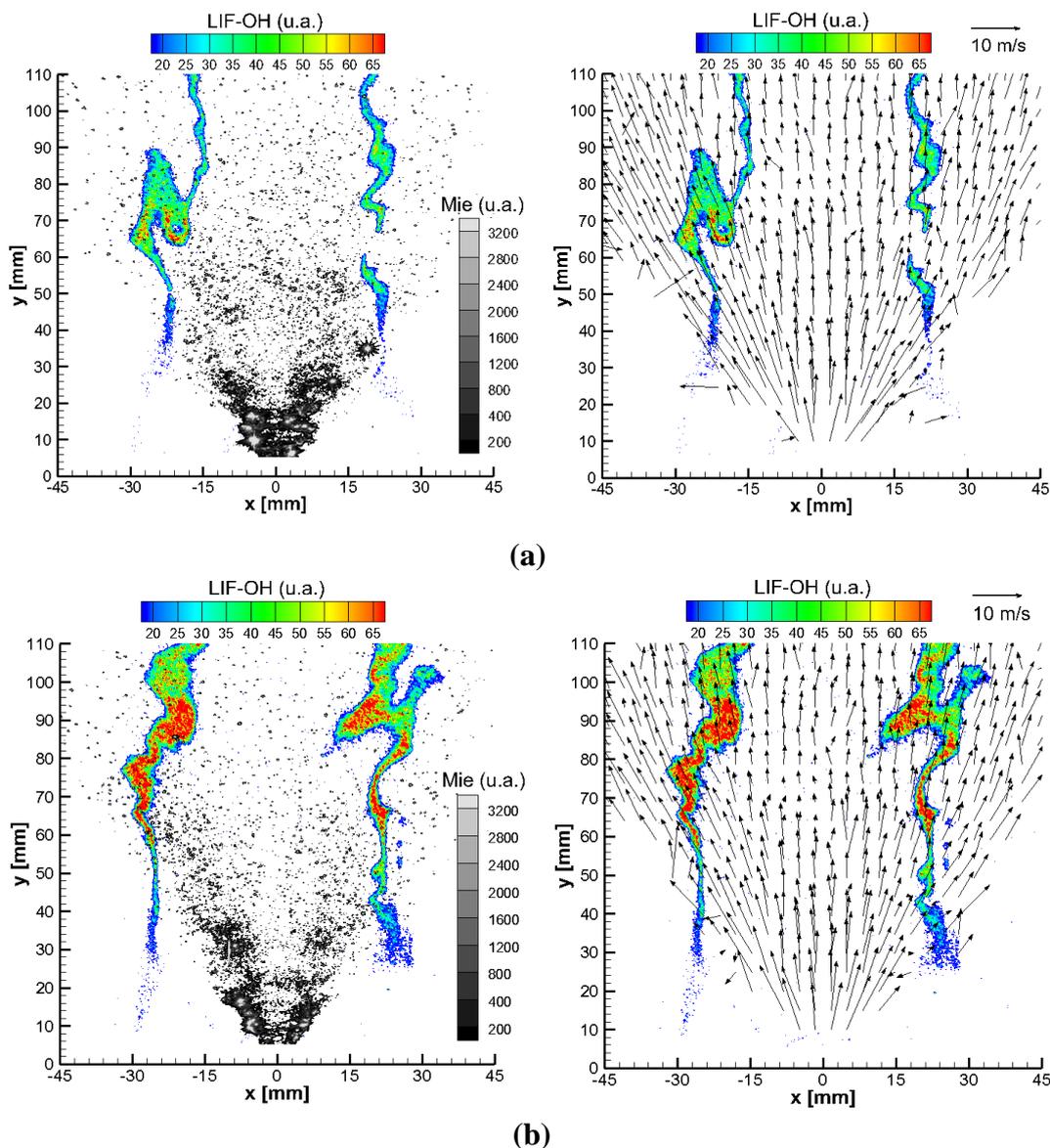
superfície do queimador sendo, porém, quase totalmente fechada no campo de medição.



**Figura 56** Imagens instantâneas de PLIF-OH no caso *D*, superpostas ao sinal *Mie* (esquerda) e ao campo de velocidade das gotas (direita). ( $V_a = 11,8 \text{ m/s}$ ,  $Re_e = 3,89 \times 10^3$ ).

Na Figura 56 o fechamento é observado em  $y \approx 73 - 100 \text{ mm}$  a jusante do atomizador. Zonas com maior espessura de chama são encontradas neste local, de até  $2 - 35 \text{ mm}$ . Esta maior espessura é característica de uma maior intensidade turbulenta. Note-se que o número de Reynolds da turbulência aumenta com a velocidade do ar. Uma pequena zona de extinção local ocorre na coordenada  $(20, 80)$  na Figura 56(b). A distribuição de gotas do spray no caso *D* é semelhante à do caso anterior. Assim as mudanças na zona de reação não deveriam ser

atribuídas à melhora da atomização do spray devido ao escoamento de ar. Acredita-se que o incremento da velocidade do ar melhora a mistura dos reagentes na zona de recirculação, o que aproxima a combustão do atomizador. O efeito do incremento da vazão de etanol sobre a estrutura do spray e, conseqüentemente, sobre a zona de reação, é mostrado nas Figura 57 e 58, que correspondem aos casos *B* e *E*, respectivamente.



**Figura 57** Imagens instantâneas de PLIF-OH no caso *B*, superpostas com a sinal Mie (esquerda) e ao campo de velocidade das gotas (direita). ( $V_a = 8,0 \text{ m/s}$ ,  $Re_e = 5,84 \times 10^3$ ).

Na Figura 57, zonas de reação instantâneas com espessura variável e alguma extinção local podem ser vistas para o caso *B*. Este tipo de chama é semelhante à do caso *A* e pode ser identificada ainda como regime de elemento de

chama com percolação por gotas. Neste caso, a chama encontra-se na região de esteira do queimador, descolada  $y > 30 \text{ mm}$ , e envolvendo o núcleo do spray. A zona de reação está corrugada pela agitação turbulenta e preponderantemente contínua, com pequenas zonas de extinção local. A frente de chama tem espessura na faixa de  $11 \text{ mm} < x < 32 \text{ mm}$  e apresenta movimentos transversais. O sinal do espalhamento do spray é característico de cone oco, embora não seja totalmente desenvolvido e, muitas gotas atravessam a frente de chama. As maiores velocidades de gotas são encontradas na borda exterior do cone.

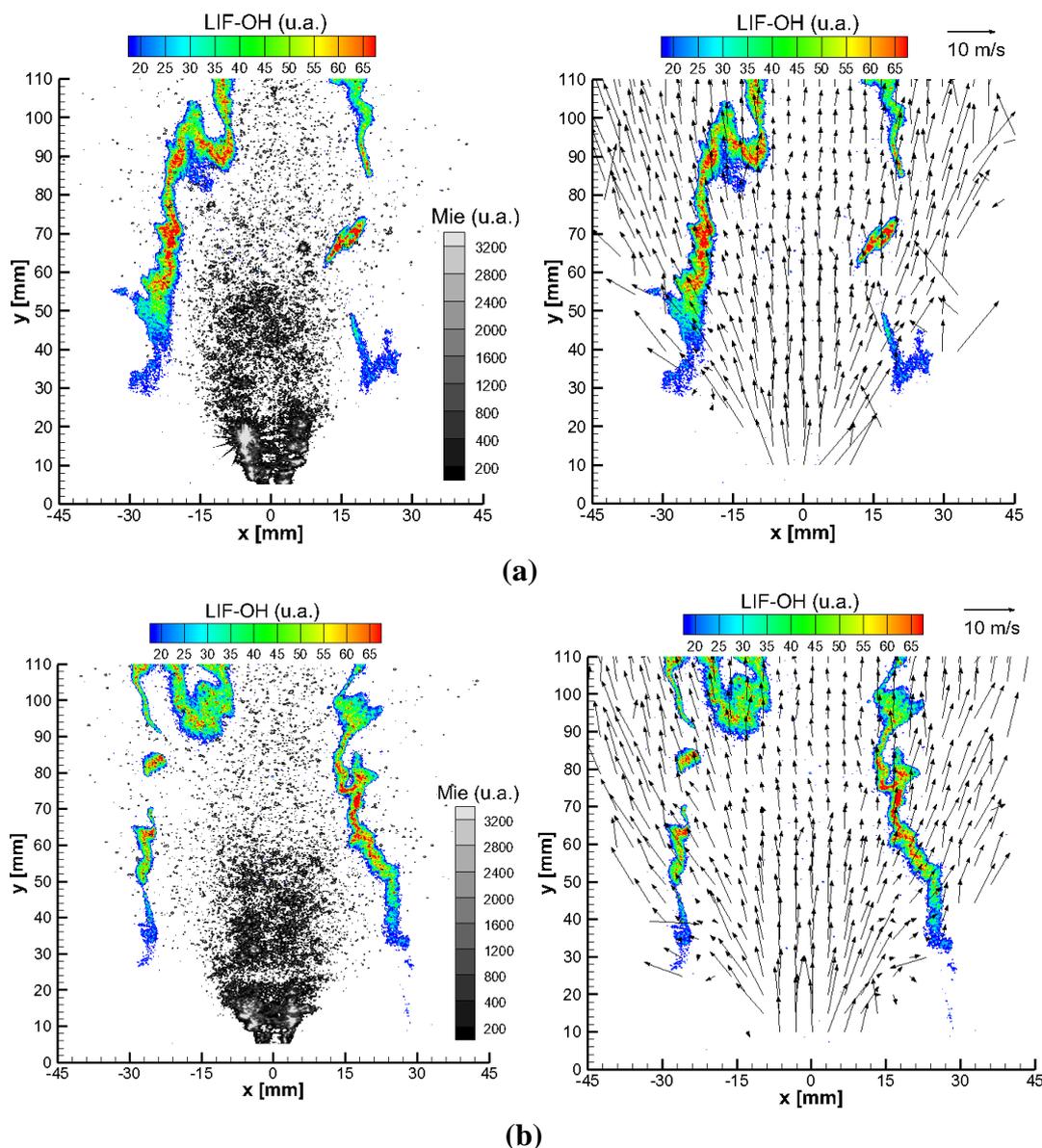


Figura 58 Imagens instantâneas de PLIF-OH no caso *E*, superpostas com a sinal Mie (esquerda) e ao campo de velocidade das gotas (direita).  $V_a = 11,8 \text{ m/s}$ ,  $Re_e = 5,84 \times 10^3$ .

A chama do caso *E*, mostrada na Figura 58, apresenta zonas de reação instantâneas fortemente afetadas pela turbulência do escoamento de ar. A espessura da chama é da mesma ordem que no caso anterior, porém, o número de regiões de extinção local aumenta. A estrutura do spray muda o padrão de atomização tipo cone oco encontrada no caso *B*, para uma forma que tende à de cone sólido. Isto poderia ser explicado se o escoamento de ar for responsável por carregar gotas na direção da linha central do queimador ( $x = 0$ ), fechando a estrutura do spray. Como consequência, parte do combustível seria mantida na zona de esteira, o que poderia modificar a intensidade da zona de reação. Este ponto será explorado na seção seguinte.

Todos os campos instantâneos mostram que a chama está descolada da face do queimador, o que indica que pode ocorrer uma pré-mistura parcial entre combustível e oxidante sem a presença de combustão. Em todos os casos, há interação entre spray e chama.

### 4.3.3

#### Comparação das imagens médias de PLIF-OH e do espalhamento Mie

As Figura 59 e 60 ilustram a influência da velocidade do escoamento de ar sobre o comportamento médio da zona de reação (PLIF-OH) e sobre a distribuição média do spray de etanol (espalhamento Mie), para cada caso estudado. Note-se que a escala de intensidade de cinza (Mie) e de cores (LIF-OH) é a mesma para todas as imagens. As médias foram calculadas a partir de 1000 imagens instantâneas.

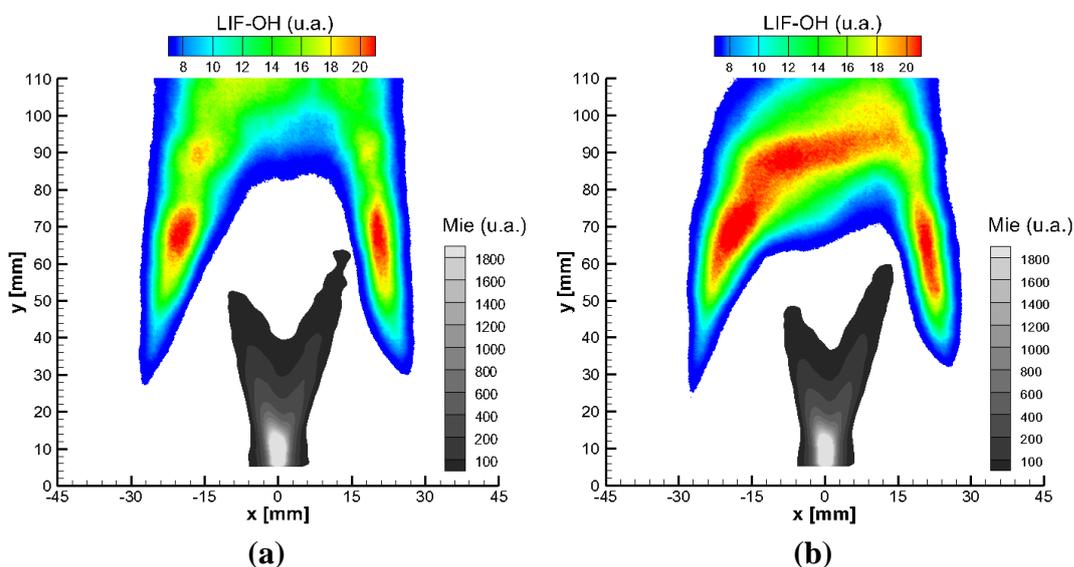
Para determinar a forma do spray, foi admitido que este termina quando a intensidade do sinal médio de espalhamento Mie cai abaixo de 50 *u. a.*, o que é próximo a 10 *u. a.*, nível médio do sinal de fundo da imagem. O ângulo do spray varia com a vazão de etanol e velocidade do ar, e é medido a partir das Figura 59 e 60, e são de 36°, 35°, 58,5° e 51° para os casos *A*, *B*, *D* e *E* respectivamente.

Tanto as imagens diretas, quanto o espalhamento Mie instantâneo, mostram que uma parte considerável das gotas de etanol atravessa a frente de chama. Entretanto, a superposição do spray com a frente de chama só é evidenciada na imagem média de espalhamento Mie quando esta interação é suficientemente forte, como é mostrado nas Figura 59 e 60. Assim, o uso do sinal

Mie médio para caracterizar a presença das gotas do spray talvez não seja adequado neste caso.

Em todos os casos, e contrariamente ao observado no resultados de Egúsquiza [9], as extinções locais vistas nas chamas instantâneas não se traduzem por descontinuidade na chama média, a qual pode ser interpretada como a região com maior probabilidade de encontrar a frente de chama.

Os dois casos mostrados na Figura 59 correspondem à mesma vazão de injeção de etanol,  $2,25 \text{ cm}^3/\text{s}$ , e confirmam que, ao se incrementar a velocidade do ar, do caso *A*, para o caso *D*, o padrão de atomização do spray não muda, sendo o de um cone oco de baixa densidade e não completamente desenvolvido. Isto pode ser atribuído a dois motivos. Primeiro o processo de atomização é grosseiro, correspondente a um regime de desintegração do filme líquido tipo “cebola”, tal como visto na seção 4.2.1. Neste regime grandes gotas são geradas e, portanto, com maior quantidade de movimento, o que dificulta o desvio de seu movimento pelo escoamento do ar. Segundo, devido à baixa vazão do combustível, consegue-se vaporizar rapidamente o etanol injetado na vizinhança do atomizador, muito embora algumas gotas atravessem a frente de chama, como foi mostrado nas imagens instantâneas.

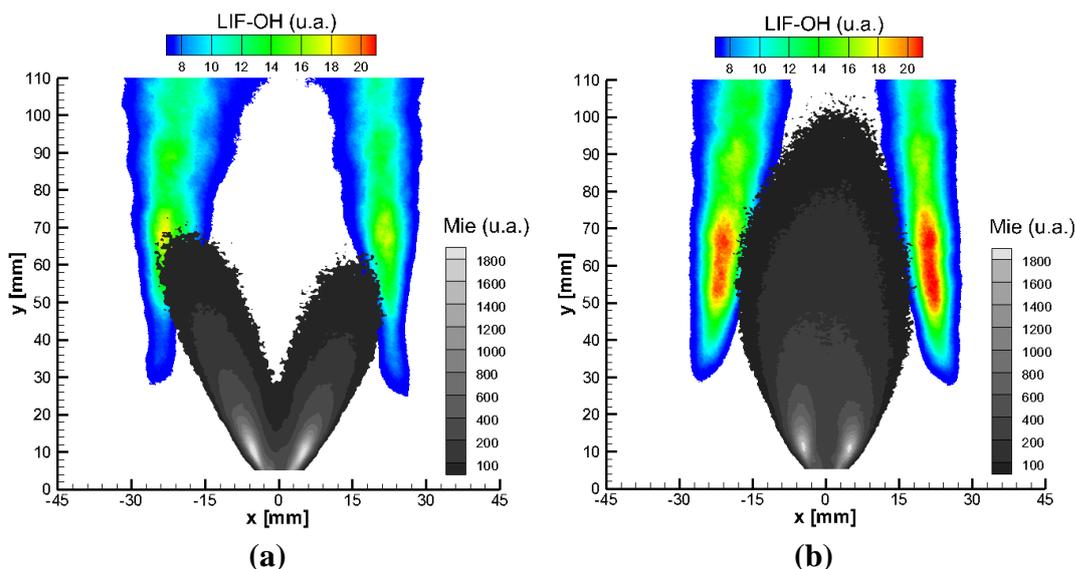


**Figura 59** Superposição das imagens médias do PLIF-OH e espalhamento Mie para uma vazão de etanol de  $2,25 \text{ cm}^3/\text{s}$  (a) Caso *A* e (b) Caso *D*.

Em ambos os casos a chama média apresenta um comportamento assimétrico, sendo mais marcado para o caso *D*. A chama se inicia em

aproximadamente  $y \approx 28 \text{ mm}$  para ambos os casos e é fechada nas posições  $y \approx 81$  e  $64 \text{ mm}$  a jusante da face do queimador para os casos *A* e *D*, respectivamente.

A Figura 59 mostra que o spray formado nos casos *A* e *D*, não é simétrico com respeito à linha central,  $x = 0$ . O spray possui um comprimento de  $y \approx 61 \text{ mm}$  e uma extensão máxima de  $|x| \leq 15 \text{ mm}$ , sendo envolto pela chama média. O incremento do escoamento de ar reduz em  $20 \text{ mm}$  a distancia entre a região de fechamento da chama e a base do queimador. Este aumento da velocidade também influi no processo de combustão, pois é observada uma região de chama mais espessa, continua, com maior intensidade de fluorescência ( $LIF > 20 \text{ u.a.}$ ) no caso *D*. No caso *A* a máxima fluorescência é encontrada em  $|x| = 25 \text{ mm}$  e  $y = 65 \text{ mm}$ .



**Figura 60** Superposição das imagens médias do PLIF-OH e espalhamento Mie para uma vazão de etanol de  $3,37 \text{ cm}^3/\text{s}$  (a) Caso *B* e (b) Caso *E*.

A Figura 60 mostra as imagens médias obtidas para os casos com maior vazão de etanol,  $3,37 \text{ cm}^3/\text{s}$ , que correspondem aos casos *B* e *E*. A chama média apresenta uma forma anular cônica de boa simetria com relação a  $x = 0$ . Não é observado seu fechamento na janela de medição, a espessura da chama aumenta conforme se afasta do queimador. No caso *B* a chama se inicia em  $y \approx 30 \text{ mm}$ , tende a aumentar sua espessura e parece fechar-se imediatamente após a janela de observação. Uma região anular de intensidade de fluorescência  $LIF \approx 17 \text{ u.a.}$ , é

encontrada na posição ( $\pm 21$ ; 66). Entretanto, quando incrementa-se a velocidade do ar, caso *E*, uma maior região com maiores valores de intensidade de fluorescência ( $LIF > 20 u. a.$ ) é encontrada, e a chama media ocupa uma zona de  $8 mm < x < 27 mm$ .

A superposição dos sinais médios mostrados na Figura 60, indica que, para ambos os casos, o spray atinge a zona de reação e gotas atingem a frente de chama. As duas zonas de máxima densidade do spray ( $Mie > 1800 u. a.$ ) são ligeiramente assimétricas em relação a  $x = 0$  e correspondem a regiões de quebra do filme liquido e formação de gotas, que são características de spray tipo cone oco.

No caso *B*, o spray se abre num ângulo de atomização constante e atinge a zona de reação, com maior intensidade no lado esquerdo. A menor intensidade no lado direito pode ser atribuída tanto à assimetria de atomização do atomizador quanto à variação da intensidade do plano laser, associado à modificação de espessura. O spray apresenta um comprimento de  $y = 68 mm$  e uma extensão máxima de  $|x| = 24 mm$ . O efeito de incrementar a velocidade do ar sobre a estrutura média do spray é notável. Na Figura 60(b), que mostra o caso *E*, pode-se ver como o padrão de atomização de cone oco é alterado para um padrão semelhante ao que pode ser encontrado num spray de tipo cone sólido. O spray incrementa seu comprimento para  $y = 104 mm$ , e a extensão máxima se reduz para  $|x| < 17 mm$ . A mudança no padrão de atomização é atribuída ao maior arrasto de gotas, da zona anular de ar para a linha central, devido à maior quantidade do movimento do ar. Diminui, assim, a quantidade de gotas que escapam da região de evaporação envolta pela chama.

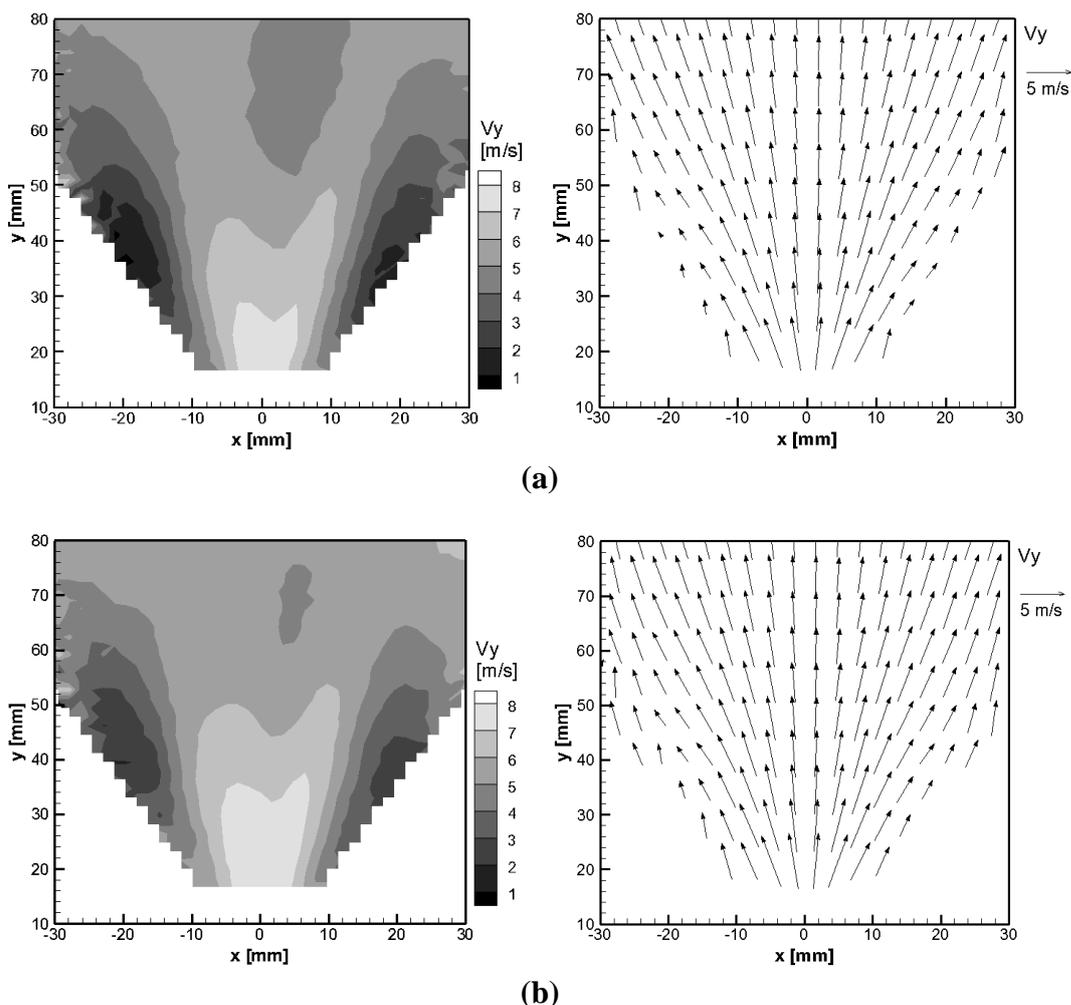
Os fenômenos de interação entre spray e combustão se afastam das situações clássicas e devem ser objeto de futuros estudos. No âmbito do presente trabalho e da discussão acima, se pode concluir que: (i) para baixa vazão de combustível, a estrutura do spray não muda devido ao incremento da velocidade do escoamento de ar, nestes casos a forma da frente de chama é determinada pela vazão de etanol (ii) nos caso de maior vazão de combustível o incremento da velocidade do escoamento de ar muda a estrutura do spray e (iii) o incremento da velocidade do ar incrementa a intensidade de luminescência do *OH* na frente de chama.

#### 4.3.4 Comparação dos campos médios de velocidade de gotas

Uma comparação da influencia da velocidade do escoamento de ar sobre o campo de velocidade das gotas do spray é apresentada nesta seção. Os resultados são medidos com PIV, empregando as gotas como partículas traçadoras. Os resultados não necessariamente representam a velocidade média de todas as gotas do spray, uma vez que a intensidade do sinal do espalhamento Mie é proporcional ao quadrado do diâmetro da gota. Em consequência, os resultados poderiam exibir um viés estatístico para uma faixa particular de diâmetros e, portanto, a medição de velocidade deve ser interpretada com cautela.

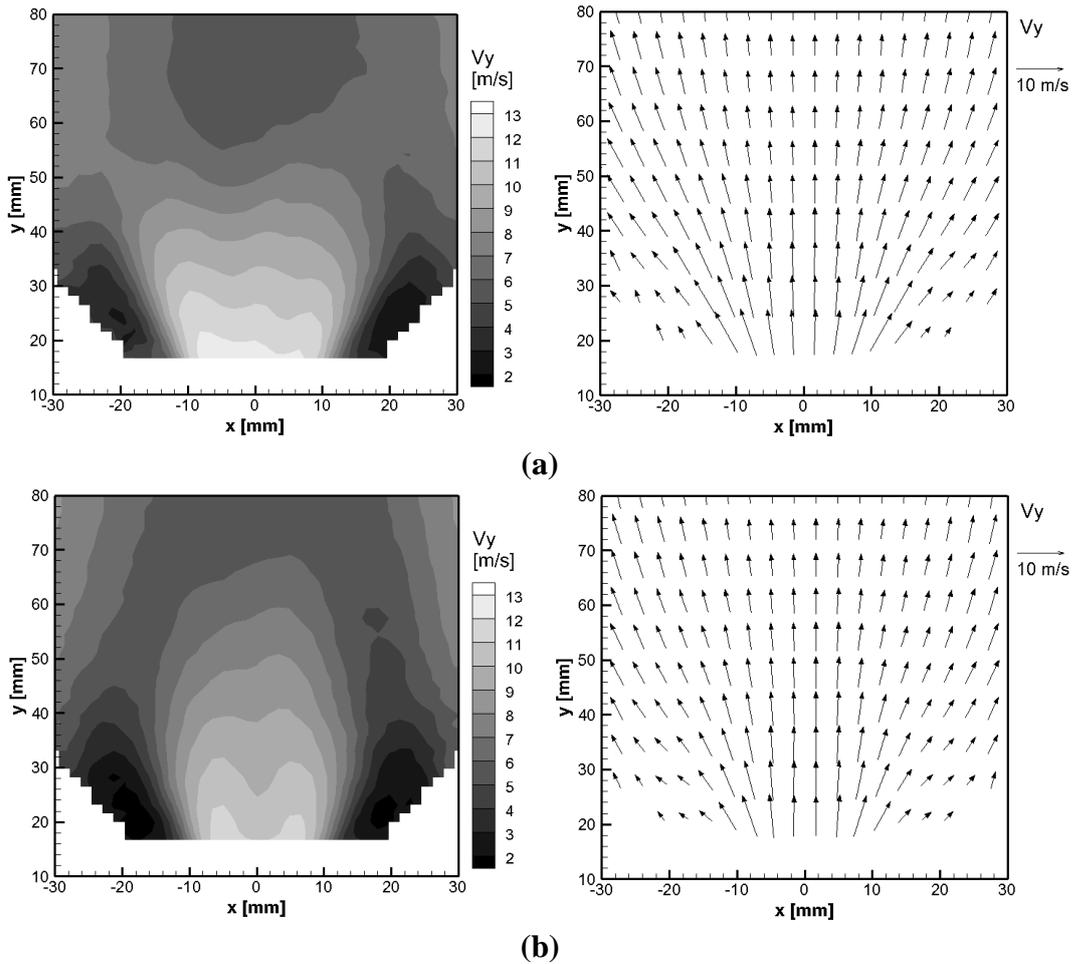
As Figura 61 e 62 apresentam os campos da componente longitudinal da velocidade,  $V_y$ , obtidos para os casos reativos estudados na seção anterior. As regiões mais densas do spray, isto é, as regiões próximas do filme líquido, apresentam maiores dificuldades de medição. Assim, são levadas em conta as regiões onde de  $y > 15 \text{ mm}$ . As regiões brancas mostradas em todas as figuras representaram regiões com baixo número de gotas e tampouco são levadas em conta, pois não há amostras em número suficiente para construir uma média representativa.

Os campos médios da componente longitudinal de velocidade de gotas,  $V_y$ , e os vetores velocidade correspondentes são mostrados na Figura 61 para os casos de menor vazão de etanol,  $3,37 \text{ cm}^3/\text{s}$ . Semelhante distribuição de velocidade é encontrada em ambos os casos, não sendo possível observar diferenças apreciáveis nos campos de vetores velocidade. A região próxima à saída do atomizador é a de maior velocidade,  $V_y > 7 \text{ m/s}$ , a qual diminui conforme o spray se desenvolve. Pode-se ver nesta figura que existe uma zona anular, axissimétrica, que apresenta as menores velocidades em  $|x| \approx 20 \text{ mm}$ , a uma altura  $y \approx 40 \text{ mm}$ , e que coincide com a região de início da chama média mostrada na Figura 59.



**Figura 61** Campo de velocidade média,  $V_y$ , de gotas e vetores velocidade para uma vazão de etanol de  $2,25 \text{ cm}^3/\text{s}$  (a) Caso A, (b) Caso D.

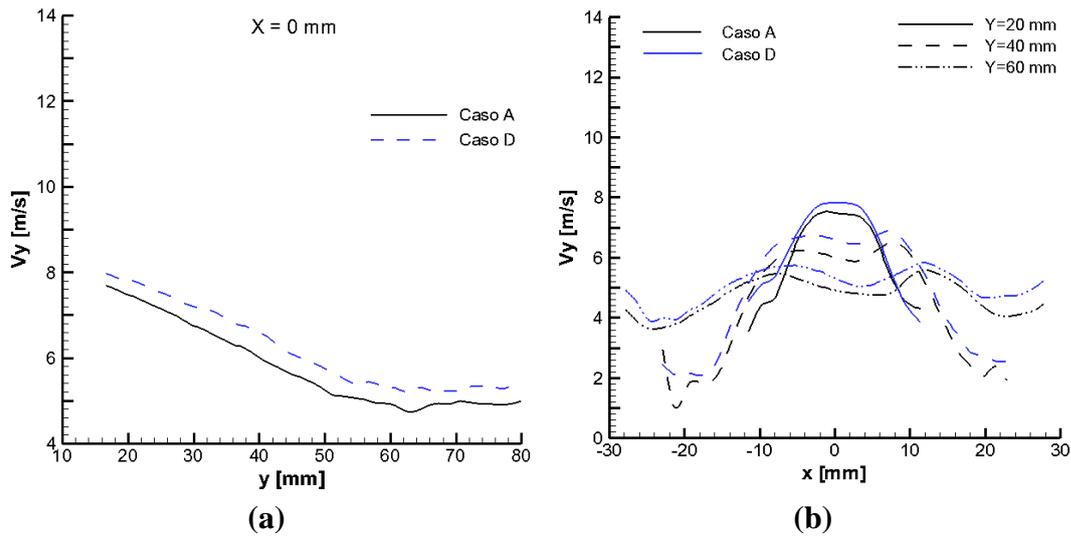
Os campos da componente longitudinal da velocidade,  $V_y$ , do spray mostrado na Figura 62, confirmam que o incremento da velocidade do escoamento de ar tem efeitos apreciáveis sobre estes casos de maior vazão de etanol. Além de ocorrer modificações de sua estrutura, também muda a distribuição de velocidade. Para o caso B, se observam maiores valores da velocidade nas regiões que seguem o padrão de distribuição de cone oco, porém com uma ligeira assimetria. Tal como nos casos A e E, duas zonas de menor velocidade,  $V_y$ , são observadas, mas sua distância do queimador cai para  $y \approx 25 \text{ mm}$ .



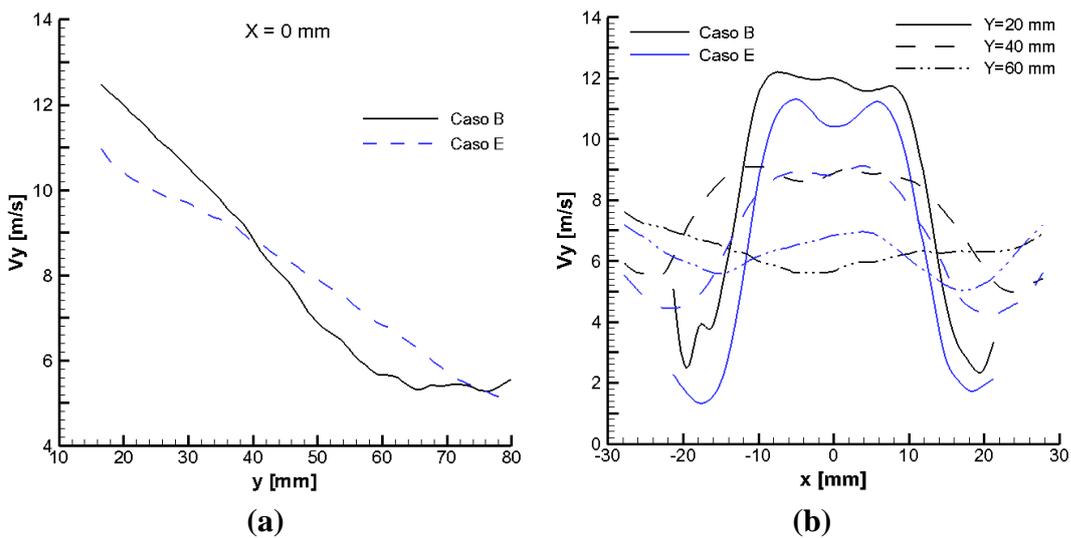
**Figura 62** Campo de velocidade média,  $V_y$ , de gotas e vetores velocidade para uma vazão de etanol de  $3,37 \text{ cm}^3/\text{s}$  (a) Caso *B*, (b) Caso *E*.

Como pode ser visto na Figura 63(a), a evolução da componente longitudinal da velocidade,  $V_y$ , ao longo da linha central é similar em ambos os casos, mas o aumento da velocidade do ar se reflete num incremento de velocidade aproximadamente  $\approx 0,4 \text{ m/s}$  para o caso *D*.

Os perfis transversais de velocidade,  $V_y$ , mostrados na Figura 63(b), evidenciam padrões semelhantes de evolução na direção transversal ( $x$ ) com um ligeiro incremento na velocidade para o caso *D*. Ademais, pode se observar que, conforme as gotas do spray se afastam do injetor, a velocidade tende a diminuir e uniformizar-se. A Figura 63(b) mostra que a distribuição de velocidade do spray é ligeiramente assimétrica com respeito à linha central,  $x = 0$ . Os maiores valores de velocidade podem ser encontrados para  $x > 0$ ,  $V_y = 6,0$  e  $5,6 \text{ m/s}$  a  $y = 40$  e  $60 \text{ mm}$ , respectivamente.



**Figura 63** Componente longitudinal de velocidade,  $V_y$ , para os casos *A* e *D* (a) linha  $x = 0$  mm e (b) evolução transversal a diferentes alturas a jusante do atomizador. Vazão de etanol de  $2,25$  cm<sup>3</sup>/s.



**Figura 64** Componente longitudinal de velocidade,  $V_y$ , para os casos *B* e *E* (a) linha  $x = 0$  mm e (b) evolução transversal a diferentes alturas a jusante do atomizador. Vazão de etanol de  $3,37$  cm<sup>3</sup>/s.

A evolução da componente longitudinal da velocidade ao longo da linha central,  $x = 0$ , mostrada na Figura 64(a), evidencia evolução diferente entre os casos *B* e *E*. O caso *E* apresenta menores velocidades do que o caso *B* para  $y = 15 - 40$  mm, o que poderia indicar desaceleração das gotas pela zona de recirculação, pois a velocidade do ar anular é maior no caso *E*. Para  $y = 40 - 70$  mm, a velocidade das gotas do caso *E* é sempre maior do caso *B*. Os perfis mostrados na Figura 64(b) indicam que  $V_y$  é sempre maior para  $y = 20$  e  $40$  mm

no caso B, ao contrário do observado nos casos *A* e *D* que empregam uma menor vazão de etanol. No entanto, em  $y = 60 \text{ mm}$  a velocidade é maior na região  $|x| < 10 \text{ mm}$  para o caso *E*, região esta que é influenciada pelo fechamento do spray.