



MORFOLOGIA DE BOLHAS ISOLADAS EM ESCOAMENTOS  
PISTONADOS HORIZONTAIS

Luis Miguel Carrión Matamoros

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Orientadores: Juliana Braga Rodrigues Loureiro  
Atila Pantaleão Silva Freire

Rio de Janeiro  
Março de 2013

MORFOLOGIA DE BOLHAS ISOLADAS EM ESCOAMENTOS  
PISTONADOS HORIZONTAIS

Luis Miguel Carrión Matamoros

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO ALBERTO LUIZ COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE ENGENHARIA (COPPE) DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA MECÂNICA.

Examinada por:

---

Prof. Juliana Braga Rodrigues Loureiro, D.Sc.

---

Prof. Atila Pantaleão Silva Freire, Ph.D.

---

Prof. Fábio Antonio Tavares Ramos, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL.

MARÇO DE 2013

Matamoros, Luis Miguel Carrión

Morfologia De Bolhas Isoladas Em Escoamentos Pistonados Horizontais / Luis Miguel Carrión. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2013.

XIX, 101 p.: il.; 29,7 cm.

Orientadores: Juliana Braga Rodrigues Loureiro

Atila Pantaleão Silva Freire

Dissertação (mestrado) – UFRJ/ COPPE/ Programa de Engenharia Mecânica, 2013.

Referencias Bibliográficas: p. 96-101.

1. Mecânica dos Fluidos. 2. Escoamento bifásico. 3. Escoamentos Pistonados. I. Loureiro, Juliana Braga Rodrigues *et al.* II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Mecânica. III. Título.

# DEDICATÓRIA

A Dios por su amor infinito.

A mi amor Daniela, por su gran apoyo.

A mis padres Luis y Melania, mis hermanos Santiago, Marlon y Andrea.

A mis amigos.

# AGRADECIMENTOS

Ao Deus por me guiar em todos os momentos, a Daniela por sua ajuda e compreensão durante o meu trabalho, a meus pais e irmãos pelo apoio oferecido.

Aos meus orientadores, Átila e Juliana, por seus ensinamentos durante a realização da pesquisa, obrigado por sua paciência e disponibilidade para poder fazer meu trabalho no laboratório Núcleo Interdisciplinar de Dinâmica dos Fluidos (NIDF).

Para meus colegas de laboratório e curso de mestrado, Ricardo, Eridson, Cintia, Carolina, Paulo, Daniel, Eric, Gabriel, Matheus e Renan, por sua ajuda na instalação de equipamentos de medição e na correção da minha tese.

Finalmente, gostaria de agradecer ao Programa de Recursos Humanos da ANP, em especial ao PRH-37, por auxiliar o desenvolvimento dos conhecimentos relativos às indústrias do petróleo, gás e biocombustíveis para a conclusão desta dissertação.

Resumo da Dissertação apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em Ciências (M.Sc.)

## MORFOLOGIA DE BOLHAS ISOLADAS EM ESCOAMENTOS PISTONADOS HORIZONTAIS

Luis Miguel Carrión Matamoros

Março / 2013

Orientadores: Atila Pantaleão Silva Freire

Juliana Braga Rodrigues Loureiro

Programa: Engenharia Mecânica

Escoamentos bifásicos são encontrados em muitas aplicações industriais, como na produção de petróleo, na produção geotérmica de vapor, nos processos das usinas químicas e nucleares, torres de destilação, evaporadores, condensadores, produção de biocombustíveis, etc. Existem alguns padrões de escoamentos bifásicos, entre eles o escoamento pistonado, o qual pode ser comumente observado.

A determinação da forma das bolhas e o estudo da fase líquida nestes escoamentos têm uma grande importância, os quais podem ser analisados usando diferentes métodos classificados como: empíricos, mecanicistas e numéricos.

A morfologia dos escoamentos horizontais pistonados é investigada experimentalmente pela técnica por imagem de partículas (VIP), para obter as grandezas médias e turbulentas. Além disso, mediante o uso de uma câmera de alta velocidade são captadas as imagens para obter o comprimento total, velocidade de descolamento e forma da bolha, para posteriormente serem usadas na plataforma computacional Wolfram Mathematica 8.0 onde é desenvolvido um programa para calcular o volume, área seca, área molhada e área interfacial da bolha.

Esses resultados são utilizados para verificar a validade de teorias previamente desenvolvidas para calcular a forma de bolhas e suas características em função das propriedades dinâmicas do escoamento. Os resultados obtidos também são usados para a proposição de correlações entre o comprimento, áreas, volumes totais e velocidades das bolhas.

Abstract of Dissertation presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science (M.Sc.)

## MORPHOLOGY OF ISOLATED BUBBLES IN HORIZONTAL SLUG FLOW

Luis Miguel Carrión Matamoros

March / 2013

Advisors: Atila Pantaleão Silva Freire

Juliana Braga Rodrigues Loureiro

Department: Mechanical Engineering

Biphasic flows are found in many industrial applications such as oil production, geothermal steam production, the processes of chemical and nuclear plants, distillation towers, evaporators, condensers, biofuels, and so on. There are some two-phase flow patterns and one of them is the slug flow, which can be commonly observed.

The determination of the bubble's shape and the study of the liquid phase are of great importance, these parameters can be analyzed using different methods classified as follows: empirical correlations, mechanistic and numerical models.

The morphology of horizontal slug flows is experimentally investigated by the technique Particle image Velocimetry (PIV) in order to calculate the mean and turbulent quantities. Furthermore, images captured by a high speed camera, are used in a software developed in Wolfram Mathematica 8.0 to obtain some characteristics and parameters of the bubbles such as the total length, the shape, the volume, the dry area, the wet area and the interfacial area.

These results are used to verify the validity of the theories developed previously for calculating the form of bubbles and their characteristics in terms of dynamic properties of the flow. The results are also used for proposing correlations between length, area, total volumes and velocities of bubbles.

# ÍNDICE

<b>CAPÍTULO 1</b> .....	<b>1</b>
<b>Introdução</b> .....	<b>1</b>
<b>1.1 Motivação</b> .....	<b>1</b>
<b>1.2 Objetivos</b> .....	<b>5</b>
<b>CAPÍTULO 2</b> .....	<b>7</b>
<b>Revisão Bibliográfica</b> .....	<b>7</b>
<b>2.1 Escoamentos Multifásicos</b> .....	<b>7</b>
2.1.1 Escoamentos Bifásicos em tubulações horizontais. ....	8
2.1.2 Escoamentos Bifásicos em tubulações verticais.....	10
2.1.3 Mapas de padrões de escoamentos bifásicos.....	12
<b>2.2 Análise dos escoamentos pistonados</b> .....	<b>14</b>
2.2.1 Correlações Empíricas .....	14
2.2.2 Modelos Mecanicistas .....	15
2.2.3 Modelos Numéricos.....	18
2.2.4 Características dos escoamentos pistonados horizontais.....	21
<b>CAPÍTULO 3</b> .....	<b>30</b>
<b>Modelo Teórico</b> .....	<b>30</b>
<b>3.1 Forma da bolha em escoamentos pistonados horizontais</b> .....	<b>30</b>
3.1.1 Modelo do Corpo da Bolha .....	33
3.1.2 Modelo do Nariz da Bolha.....	39
3.1.3 Modelo do Ressalto Hidráulico .....	40
3.1.4 Modelo da Cauda.....	41
3.1.5 Volume da Bolha .....	42
<b>CAPÍTULO 4</b> .....	<b>44</b>
<b>Experimentação e Medição</b> .....	<b>44</b>
<b>4.1 Técnica do processamento das imagens para obter velocidade, volume, área seca, área molhada, área interfacial da bolha em escoamentos horizontais pistonados</b> .....	<b>44</b>
4.1.1 Aparato Experimental.....	45
4.1.2 Tratamento das Imagens e Cálculos .....	49
<b>4.2 Medição pela técnica de Velocimetria por Imagem de Partícula</b> .....	<b>56</b>



4.2.1	Partículas Traçadoras.....	59
4.2.2	Equipamento de Iluminação .....	62
4.2.3	Aquisição das Imagens .....	65
4.2.4	Análise estatística e avaliação da técnica PIV.....	68
4.2.5	Aparato experimental da técnica PIV.....	72
	<b>CAPÍTULO 5.....</b>	<b>75</b>
	<b>Resultados.....</b>	<b>75</b>
<b>5.1</b>	<b>Resultado do tratamento das imagens.....</b>	<b>75</b>
<b>5.2</b>	<b>Forma da Bolha.....</b>	<b>77</b>
5.2.1	V = 1.276 m/s.....	77
5.2.2	V = 1.5 m/s.....	78
5.2.3	V = 1.62 m/s.....	79
5.2.4	V = 1.84 m/s.....	80
5.2.5	V = 2.0 m/s.....	81
5.2.6	V = 2.29 m/s.....	82
<b>5.3</b>	<b>Comparações e Correlações.....</b>	<b>83</b>
<b>5.4</b>	<b>Reconstrução em 3D.....</b>	<b>87</b>
<b>5.5</b>	<b>Resultados da Velocimetria por Imagens de Partículas.....</b>	<b>87</b>
5.5.1	Campo de Velocidades.....	88
5.5.2	Características Turbulentas dos Pistoes Líquidos .....	91
	<b>CAPÍTULO 6.....</b>	<b>94</b>
	<b>Conclusões.....</b>	<b>94</b>
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....</b>	<b>96</b>

# ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1-1. Escoamento Multifásico na extração de petróleo da produção offshore, (KONGSBERG OIL & GAS TECHNOLOGIES, 2012).	1
Figura 1-2. Separador Horizontal, (KW INTERNATIONAL, 2012)	2
Figura 1-3. Coletor para separação de escoamento bifásico, (TAYLOR FORGE ENGINEERED SYSTEMS, 2012).	3
Figura 1-4. Reator Nuclear de Água Pressurizada (PWR), 1) Núcleo do reator, 2) Mecanismo de acionamento da haste de controle, 3) Pressurizador, 4) Gerador de vapor, 5) Turbina e Gerador, 6) Água de Resfriamento, 7) Couraça de Contenção, (AREVA, 2012)	4
Figura 2-1. Padrões em escoamentos bifásicos horizontais (COLLIER, 1981)	9
Figura 2-2. Padrões em escoamentos bifásicos verticais (COLLIER, 1981)	11
Figura 2-3. Mapas de padrões de escoamentos bifásicos (ar e água, 25° C) em tubulações horizontais de 50 mm de diâmetro (MANDHANE <i>et al.</i> , 1974)	13
Figura 2-4. Mapa de padrões de escoamentos bifásicos (ar e água) em tubulações verticais de 25 mm de diâmetro (WEISMAN, 1983)	14
Figura 2-5. Célula unitária do escoamento pistonado horizontal, DUKLER e HUBBARD (1975).	22
Figura 3-1. Regiões da Bolha, onde $\alpha L$ é a fração do líquido e $\xi$ é a distancia desde o início do nariz dividido pelo diâmetro da tubulação.	31
Figura 3-2. Nariz da bolha para diferentes velocidades do pistão líquido na tubulação horizontal de 0.0457 m de diâmetro: (a) 0.96 m/s, (b) 1.30 m/s, (c) 1.90 m/s	31
Figura 3-3. Cauda da bolha para diferentes velocidades do pistão líquido na tubulação horizontal de 0.0457 m de diâmetro interno: (a) 0.96 m/s, (b) 1.30 m/s.	32
Figura 3-4. Ressalto hidráulico da bolha uma velocidade do pistão líquido de 1.90 m/s na tubulação de 0.0457 m de diâmetro interno.	32
Figura 3-5. Representação da função $\Phi(\alpha L)$ ___ valor exato, ---- $\Phi(\alpha L) = 1.7(\alpha L + 0.5)$ , (NETTO <i>et al.</i> , 1999).	36
Figura 3-6. Evolução de $dh/d\alpha L$ , ___ Valor exato, ----- $dh/d\alpha L = 0.82$ , (NETTO <i>et al.</i> , 1999)	38

Figura 3-7. Evolução de perímetro molhado $sL$ , _____ Valor exato,----- $sL \approx \alpha L + 0.52$ , (NETTO <i>et al.</i> , 1999).	38
Figura 3-8. Ressalto Hidráulico.....	40
Figura 3-9. Solução da equação (3.24), $U = 1.8$ m/s, $V = 2.2$ m/s, (NETTO <i>et al.</i> , 1999).	42
Figura 3-10. Processo de obtenção do volume e forma da bolha.....	43
Figura 4-1. Bomba Volumétrica.....	47
Figura 4-2. Compressor de 15 Hp de potência.....	47
Figura 4-3. Tanque de armazenamento de água.....	48
Figura 4-4. Esquema do aparato experimental, 1) fonte de luz Motion LED, 2) caixa de acrílico, 3) câmera de alta velocidade, 4) sistema computacional para aquisição dos dados, 5) tubulação de acrílico, 6) medidor de caudal, 7) rotâmetro, 8) compressor, 9) bomba volumétrica, 10) tanque de armazenamento.....	48
Figura 4-5. Aparato experimental para a aquisição das imagens.....	49
Figura 4-6. (a) Posição inicial do nariz, (b) posição final do nariz, (c) posição inicial da cauda, (d) posição final da cauda.....	50
Figura 4-7. Imagens que formam a bolha.....	51
Figura 4-8. Subtração das imagens.....	51
Figura 4-9. Imagem da bolha depois da aplicação do filtro.....	52
Figura 4-10. Detecção do contorno da bolha.....	52
Figura 4-11. Eliminação do elemento interior do processo de detecção do contorno....	53
Figura 4-12. Eliminação de elementos pequenos.....	53
Figura 4-13. Linha de Contorno de bolha.....	54
Figura 4-14. Pixels da linha de contorno no final da cauda da bolha.....	54
Figura 4-15. Esquema da bolha fatiada para o cálculo do volume e das áreas.....	55
Figura 4-16. Área seca (amarelo), área molhada (azul).....	55
Figura 4-17. Área interfacial da bolha (verde).....	56
Figura 4-18. Etapas de funcionamento da técnica PIV (DANTEC DYNAMICS,2010).....	58
Figura 4-19. Partículas traçadoras (ADRIAN e WESTERWEEL, 2011).....	59
Figura 4-20. Concentração de Partículas Traçadoras: (a) baixa, (b) média, (c) alta, (RAFFEL <i>et al.</i> , 2007).....	62
Figura 4-21. Sistema de iluminação laser Nd:YAG, (RAFFEL <i>et al.</i> , 2007).....	64

Figura 4-22. Arranjo de lentes cilíndricas para obtenção do feixe de luz plana, (MAHEO, 1998). .....	65
Figura 4-23. Quadro Único/Varias Exposições: (a) uma exposição, (b) dois exposições, (c) várias exposições, (RAFFEL <i>et al.</i> , 2007). .....	66
Figura 4-24. Vários Quadros/Uma Exposição: (a) primeiro quadro da posição inicial, (b) quadro da segunda posição, (c) quadro da terceira posição, (RAFFEL <i>et al.</i> , 2007). .....	66
Figura 4-25. Tempo de exposição dos quadros da câmera para diferentes tempos entre pulsos do laser (GHARIB <i>et al.</i> , 2000).....	67
Figura 4-26. Processo de Auto Correlação para obter o deslocamento das partículas... 70	
Figura 4-27. Processo de Correlação Cruzada para obter o deslocamento das partículas. ....	71
Figura 4-28. Elementos para a medição com a técnica de Velocimetria por Imagem de Partículas.....	73
Figura 4-29. Câmera DANTEC DYNAMICS usada na técnica PIV.....	73
Figura 5-1. Imagens que formam a bolha para realizar o cálculo de volume, áreas e comparação entre o modelo teórico e a experimentação. $V = 1.84 \text{ m}^3/\text{h}$ , $Q_G = 2.4 \text{ m}^3/\text{h}$ , $Q_L = 4.9 \text{ m}^3/\text{h}$ , $\text{Volume} = 0.00702 \text{ m}^3$ , $A_{\text{Interfacial}} = 0.2427 \text{ m}^2$ , $A_{\text{Seca}} = 0.51726 \text{ m}^2$ , $A_{\text{Molhada}} = 0.2943 \text{ m}^2$ , $L = 5.653 \text{ m}$ . .....	76
Figura 5-2. $\text{Volume} = 0.0004069 \text{ m}^3$ , $A_{\text{Interfacial}} = 0.024615 \text{ m}^2$ , $A_{\text{Seca}} = 0.034753 \text{ m}^2$ , $A_{\text{Molhada}} = 0.03629 \text{ m}^2$ , $L = 0.494 \text{ m}$ , $Q_G = 0.38 \text{ m}^3/\text{h}$ , $Q_L = 4 \text{ m}^3/\text{h}$ . .....	77
Figura 5-3. $\text{Volume} = 0.00056 \text{ m}^3$ , $A_{\text{Interfacial}} = 0.03093 \text{ m}^2$ , $A_{\text{Seca}} = 0.04669 \text{ m}^2$ , $A_{\text{Molhada}} = 0.04385 \text{ m}^2$ , $L = 0.630 \text{ m}$ , $Q_G = 0.38 \text{ m}^3/\text{h}$ , $Q_L = 4 \text{ m}^3/\text{h}$ . .....	77
Figura 5-4. $\text{Volume} = 0.0004152 \text{ m}^3$ , $A_{\text{Interfacial}} = 0.02354 \text{ m}^2$ , $A_{\text{Seca}} = 0.03419 \text{ m}^2$ , $A_{\text{Molhada}} = 0.03240 \text{ m}^2$ , $L = 0.463 \text{ m}$ , $Q_G = 1.38 \text{ m}^3/\text{h}$ , $Q_L = 4 \text{ m}^3/\text{h}$ . .....	78
Figura 5-5. $\text{Volume} = 0.0007215 \text{ m}^3$ , $A_{\text{Interfacial}} = 0.03568 \text{ m}^2$ , $A_{\text{Seca}} = 0.05714 \text{ m}^2$ , $A_{\text{Molhada}} = 0.04634 \text{ m}^2$ , $L = 0.720 \text{ m}$ , $Q_G = 1.38 \text{ m}^3/\text{h}$ , $Q_L = 4 \text{ m}^3/\text{h}$ . .....	78
Figura 5-6. $\text{Volume} = 0.0016023 \text{ m}^3$ , $A_{\text{Interfacial}} = 0.07257 \text{ m}^2$ , $A_{\text{Seca}} = 0.12437 \text{ m}^2$ , $A_{\text{Molhada}} = 0.09195 \text{ m}^2$ , $L = 1.507 \text{ m}$ , $Q_G = 1.38 \text{ m}^3/\text{h}$ , $Q_L = 4 \text{ m}^3/\text{h}$ . .....	78
Figura 5-7. $\text{Volume} = 0.0011265 \text{ m}^3$ , $A_{\text{Interfacial}} = 0.05521 \text{ m}^2$ , $A_{\text{Seca}} = 0.08997 \text{ m}^2$ , $A_{\text{Molhada}} = 0.07455 \text{ m}^2$ , $L = 1.146 \text{ m}$ , $Q_G = 2.1 \text{ m}^3/\text{h}$ , $Q_L = 4 \text{ m}^3/\text{h}$ . .....	79
Figura 5-8. $\text{Volume} = 0.0013558 \text{ m}^3$ , $A_{\text{Interfacial}} = 0.05786 \text{ m}^2$ , $A_{\text{Seca}} = 0.10350 \text{ m}^2$ , $A_{\text{Molhada}} = 0.07272 \text{ m}^2$ , $L = 1.227 \text{ m}$ , $Q_G = 2.1 \text{ m}^3/\text{h}$ , $Q_L = 4 \text{ m}^3/\text{h}$ . .....	79

Figura 5-9. Volume = 0.002 m <sup>3</sup> , A <sub>Interfacial</sub> = 0.0801 m <sup>2</sup> , A <sub>Seca</sub> = 0.1504 m <sup>2</sup> , A <sub>Molhada</sub> = 0.0987 m <sup>2</sup> , L = 1.736 m, Q <sub>G</sub> = 2.4 m <sup>3</sup> /h, Q <sub>L</sub> = 4.9 m <sup>3</sup> /h .....	80
Figura 5-10. Volume = 0.004415 m <sup>3</sup> , A <sub>Interfacial</sub> = 0.1569 m <sup>2</sup> , A <sub>Seca</sub> = 0.3262 m <sup>2</sup> , A <sub>Molhada</sub> = 0.1898 m <sup>2</sup> , L = 3.594 m, Q <sub>G</sub> = 2.4 m <sup>3</sup> /h, Q <sub>L</sub> = 4.9 m <sup>3</sup> /h.....	80
Figura 5-11. Volume = 0.005656 m <sup>3</sup> , A <sub>Interfacial</sub> = 0.1953 m <sup>2</sup> , A <sub>Seca</sub> = 0.41547 m <sup>2</sup> , A <sub>Molhada</sub> = 0.23417 m <sup>2</sup> , L = 4.525 m, Q <sub>G</sub> = 2.4 m <sup>3</sup> /h, Q <sub>L</sub> = 4.9 m <sup>3</sup> /h.....	80
Figura 5-12. Volume = 0.00702 m <sup>3</sup> , A <sub>Interfacial</sub> = 0.2427 m <sup>2</sup> , A <sub>Seca</sub> = 0.51726 m <sup>2</sup> , A <sub>Molhada</sub> = 0.2943 m <sup>2</sup> , L = 5.653 m, Q <sub>G</sub> = 2.4 m <sup>3</sup> /h, Q <sub>L</sub> = 4.9 m <sup>3</sup> /h.....	81
Figura 5-13. Volume = 0.0008814 m <sup>3</sup> , A <sub>Interfacial</sub> = 0.04460 m <sup>2</sup> , A <sub>Seca</sub> = 0.06751 m <sup>2</sup> , A <sub>Molhada</sub> = 0.04995 m <sup>2</sup> , L = 0.818 m, Q <sub>G</sub> = 3.5 m <sup>3</sup> /h, Q <sub>L</sub> = 4 m <sup>3</sup> /h.....	81
Figura 5-14. Volume = 0.0021543 m <sup>3</sup> , A <sub>Interfacial</sub> = 0.08482 m <sup>2</sup> , A <sub>Seca</sub> = 0.16144 m <sup>2</sup> , A <sub>Molhada</sub> = 0.10219 m <sup>2</sup> , L = 1.836 m, Q <sub>G</sub> = 3.5 m <sup>3</sup> /h, Q <sub>L</sub> = 4 m <sup>3</sup> /h.....	81
Figura 5-15. Volume = 0.0028608 m <sup>3</sup> , A <sub>Interfacial</sub> = 0.10747 m <sup>2</sup> , A <sub>Seca</sub> = 0.21111 m <sup>2</sup> , A <sub>Molhada</sub> = 0.12394 m <sup>2</sup> , L = 2.333 m, Q <sub>G</sub> = 3.5 m <sup>3</sup> /h, Q <sub>L</sub> = 4 m <sup>3</sup> /h.....	82
Figura 5-16. Volume = 0.00227 m <sup>3</sup> , A <sub>Interfacial</sub> = 0.08953 m <sup>2</sup> , A <sub>Seca</sub> = 0.1697 m <sup>2</sup> , A <sub>Molhada</sub> = 0.10564 m <sup>2</sup> , L = 1.918 m, Q <sub>G</sub> = 5.2 m <sup>3</sup> /h, Q <sub>L</sub> = 4m <sup>3</sup> /h.....	82
Figura 5-17. Volume = 0.003289 m <sup>3</sup> , A <sub>Interfacial</sub> = 0.1262 m <sup>2</sup> , A <sub>Seca</sub> = 0.2457 m <sup>2</sup> , A <sub>Molhada</sub> = 0.1515 m <sup>2</sup> , L = 2.7663 m, Q <sub>G</sub> = 5.2 m <sup>3</sup> /h, Q <sub>L</sub> = 4m <sup>3</sup> /h.....	82
Figura 5-18. Comprimento vs. Volume.....	83
Figura 5-19. Área Interfacial vs. Volume.....	84
Figura 5-20. Área Seca vs. Volume.....	84
Figura 5-21. Área Molhada vs. Volume.....	85
Figura 5-22. Comprimento Teórico vs. Comprimento Experimental. ....	85
Figura 5-23. Área Interfacial em função da velocidade e comprimento .....	86
Figura 5-24. Volume em função da velocidade e comprimento.....	86
Figura 5-25. Reconstrução em 3D da bolha alongada.....	87
Figura 5-26. Velocimetria por Imagem de Partículas, V = 1.58m/s, Q <sub>G</sub> = 3.4 m <sup>3</sup> /h, Q <sub>L</sub> = 2.16 m <sup>3</sup> /h.....	88
Figura 5-27. Velocimetria por Imagem de Partículas, V = 1.70m/s, Q <sub>G</sub> = 3.8 m <sup>3</sup> /h, Q <sub>L</sub> = 2.63 m <sup>3</sup> /h.....	88
Figura 5-28. Velocimetria por Imagem de Partículas, V = 2.0 m/s, Q <sub>G</sub> = 4.85 m <sup>3</sup> /h, Q <sub>L</sub> = 3.25 m <sup>3</sup> /h.....	89
Figura 5-29. Velocimetria por Imagem de Partículas, V = 2.3 m/s, Q <sub>G</sub> = 6.1 m <sup>3</sup> /h, Q <sub>L</sub> = 3.7 m <sup>3</sup> /h.....	89

Figura 5-30. Velocimetria por Imagem de Partículas, $V = 2.6 \text{ m/s}$ , $Q_G = 7.4 \text{ m}^3/\text{h}$ , $Q_L = 4 \text{ m}^3/\text{h}$ .....	90
Figura 5-31. Velocimetria por Imagem de Partículas, $V = 2.9 \text{ m/s}$ , $Q_G = 8.5 \text{ m}^3/\text{h}$ , $Q_L = 4.45 \text{ m}^3/\text{h}$ .....	90
Figura 5-32. $Q_G=4.5\text{m}^3/\text{h},Q_L=5.2 \text{ m}^3/\text{h}$ (a)Magnitude da velocidade $=U^2 + V^2$ , (b) intensidade turbulenta na direção axial $= u'/U$ , (c) intensidade turbulenta na direção radial $= v'/V$ , (d) intensidade turbulenta do escoamento $= (u'/U)(v'/V)$ .....	91
Figura 5-33. $Q_G=4.5\text{m}^3/\text{h},Q_L=4.9 \text{ m}^3/\text{h}$ (a)Magnitude da velocidade $=U^2 + V^2$ , (b) intensidade turbulenta na direção axial $= u'/U$ , (c) intensidade turbulenta na direção radial $= v'/V$ , (d) intensidade turbulenta do escoamento $= (u'/U)(v'/V)$ .....	91
Figura 5-34. $Q_G=1.5\text{m}^3/\text{h},Q_L=4.2 \text{ m}^3/\text{h}$ (a)Magnitude da velocidade $=U^2 + V^2$ , (b) intensidade turbulenta na direção axial $= u'/U$ , (c) intensidade turbulenta na direção radial $= v'/V$ , (d) intensidade turbulenta do escoamento $= (u'/U)(v'/V)$ .....	92
Figura 5-35. $Q_G=1.5\text{m}^3/\text{h},Q_L=3.4 \text{ m}^3/\text{h}$ (a)Magnitude da velocidade $=U^2 + V^2$ , (b) intensidade turbulenta na direção axial $= u'/U$ , (c) intensidade turbulenta na direção radial $= v'/V$ , (d) intensidade turbulenta do escoamento $= (u'/U)(v'/V)$ .....	92
Figura 5-36. $Q_G=0.75\text{m}^3/\text{h},Q_L=3 \text{ m}^3/\text{h}$ (a)Magnitude da velocidade $=U^2 + V^2$ , (b) intensidade turbulenta na direção axial $= u'/U$ , (c) intensidade turbulenta na direção radial $= v'/V$ , (d) intensidade turbulenta do escoamento $= (u'/U)(v'/V)$ .....	93
Figura 5-37. $Q_G=1.5\text{m}^3/\text{h},Q_L=2.5 \text{ m}^3/\text{h}$ (a)Magnitude da velocidade $=U^2 + V^2$ , (b) intensidade turbulenta na direção axial $= u'/U$ , (c) intensidade turbulenta na direção radial $= v'/V$ , (d) intensidade turbulenta do escoamento $= (u'/U)(v'/V)$ .....	93

## ÍNDICE DE TABELAS

Tabela 4.1. Materiais de partículas traçadoras para escoamentos líquidos (RAFFEL <i>et al.</i> , 2007).....	61
Tabela 4.2. Materiais de partículas traçadoras para escoamentos gasosos (RAFFEL <i>et al.</i> , 2007).....	61
Tabela 4.3. Tipos de laser (RAFFEL <i>et al.</i> , 2007) .....	63

# NOMENCLATURA

$A$	Área transversal da tubulação.
$A_G$	Área transversal da tubulação ocupada pelo gás.
$A_L$	Área transversal da tubulação ocupada pelo líquido.
$Bo$	Número de Bond.
$C$	Coefficiente para encontrar a velocidade do pistão líquido.
$C_0$	Coefficiente que depende do número de Froude $Fr_U$ .
$C_o$	Coefficiente para encontrar a velocidade da bolha.
$C_w$	Velocidade das ondas crescendo para formar os pistões líquidos.
$C_\infty$	Coefficiente da velocidade de deriva induzida pela ação da gravidade.
$D$	Diâmetro da tubulação.
$D$	Deslocamento constante para Correlação Cruzada.
$F$	Transformada de Fourier.
$Fr_R$	Número de Froude relativo.
$Fr_U$	Número de Froude do pistão líquido.
$Fr_{critico}$	Número de Froude crítico.
$FW$	Força exercida pela parede da tubulação sobre o líquido no ressalto hidráulico.
$H$	Posição vertical da interface.
$L$	Comprimento da bolha.
$L_j$	Comprimento do ressalto hidráulico.
$M$	Ampliação da imagem.
$N$	Número de partículas traçadora na imagem.
$Q_G$	Vazão do gás.
$Q_L$	Vazão do líquido.
$R_I(\mathbf{s}, \Gamma)$	Função de auto-correlação.
$Re_G$	Número de Reynolds da fase gasosa.
$Re_L$	Número de Reynolds da fase líquida.
$Re_s$	Número de Reynolds ponderado para o pistão líquido.
$R_f$	Fração da tubulação ocupado pelo filme líquido.
$R_{fe}$	Fração do líquido no filme líquido.
$R_s$	Fração do líquido no pistão.



$S$	Perímetro da tubulação.
$S_I$	Perímetro interfacial.
$S_K$	Perímetro ocupado pela fase k.
$U$	Velocidade média do líquido à frente da bolha.
$U_F$	Velocidade do fluido onde escoam as partículas.
$U_{SL}$	Velocidade superficial do líquido.
$U_{SG}$	Velocidade superficial do gás.
$U_d$	Velocidade de deriva da bolha alongada.
$U_g$	Velocidade de sedimentação.
$U_m$	Velocidade de mistura.
$U_{max}$	Velocidade máxima local na frente da ponta do nariz.
$U_p$	Velocidade da partícula traçadora.
$U_s$	Velocidade de arrasto da partícula traçadora.
$V$	Velocidade da bolha.
$V_L$	Velocidade do filme líquido.
$V_G$	Velocidade da fase do gás.
$V_o(\mathbf{X}_i)$	Função de transferência que dá a energia da luz da imagem de uma partícula traçadora.
$V_s$	Velocidade média do pistão líquido.
$V_t$	Velocidade média de deslocamento do nariz do pistão.
$\mathbf{X}_i$	Vetor posição da partícula no instante t.
$\mathbf{d}$	Deslocamento das partículas na imagem.
$d_p$	Diâmetro da partícula traçadora.
$f_G$	Fator de atrito na parede exercida pela fase gasosa.
$f_I$	Fator de atrito na interface.
$f_L$	Fator de atrito na parede exercida pela fase líquida.
$f_{L0}$	Fator de atrito do pistão líquido.
$f_{L\infty}$	Fator de atrito longe do nariz da bolha.
$g$	Aceleração da gravidade.
$g'$	Aceleração gravitacional modificada.
$h$	Parâmetro adimensional para a posição vertical da interface.
$k$	Parâmetro em função da aceleração da gravidade modificada, diâmetro da tubulação e a velocidade do líquido sob a bolha.

$l_f$	Comprimento do filme líquido.
$l_m$	Comprimento da zona de mistura.
$l_s$	Comprimento do pistão líquido.
$l_u$	Comprimento da célula unitária.
$p_i$	Pressão interfacial.
$s$	Vetor de separação no plano de correlação.
$s_K$	Parâmetro adimensional para o perímetro ocupado pela fase k.
$t$	Tempo de deslocamento da bolha.
$u$	Velocidade das partículas traçadoras na direção x.
$u_G$	Velocidade do gás.
$u_K$	Velocidade da fase k.
$u_L$	Velocidade do líquido.
$u_{L\infty}$	Velocidade do líquido longe do nariz da bolha.
$v$	Velocidade das partículas traçadoras na direção y.
$x$	Distância a partir do nariz da bolha.
$\mathbf{x}_i$	Posição da partícula na imagem.
$\Gamma$	Vetor do estado do conjunto das partículas.
$\Delta P_a$	Queda de pressão resultado da aceleração do filme líquido para atingir a velocidade do pistão líquido.
$\Delta P_f$	Queda de pressão necessária para superar as tensões de cisalhamento na seção posterior do pistão.
$\Delta P_s$	Queda de pressão através da célula unitária.
$\Delta t$	Intervalo de tempo transcorrido entre dois pontos de laser.
$\Delta x$	Deslocamento das partículas na direção x.
$\Delta y$	Deslocamento das partículas na direção y.
$\alpha_G$	Fração volumétrica da fase gasosa.
$\alpha_K$	Fração volumétrica da fase k.
$\alpha_L$	Fração volumétrica da fase líquida.
$\alpha_{LM}$	Fração do líquido no nariz da bolha quando a uma distância igual ao diâmetro da tubulação.
$\alpha_{L\infty}$	Fração do líquido longe do nariz da bolha.
$\alpha_{L0}$	Ponto inicial da fração do líquido no corpo da bolha.
$\alpha_{L1}$	Ponto final da fração do líquido no corpo da bolha.

$\alpha_{L2}$	Ponto final da fração do líquido no ressalto hidráulico da bolha.
$\alpha_{L3}$	Ponto final da fração do líquido na cauda da bolha.
$\gamma$	Ângulo de inclinação da tubulação.
$\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i)$	Função delta Dirac deslocado para a posição $\mathbf{x}_i$
$\theta$	Ângulo da tubulação ocupado pelo líquido.
$\vartheta_s$	Frequência dos pistões líquidos
$\mu$	Viscosidade dinâmica do fluido.
$\mu_G$	Viscosidade dinâmica do gás.
$\mu_L$	Viscosidade dinâmica do líquido.
$\nu_G$	Viscosidade cinemática do gás.
$\nu_K$	Viscosidade cinemática da fase k.
$\nu_L$	Viscosidade cinemática do líquido.
$\xi$	Distância desde o início do nariz dividido para o diâmetro da tubulação.
$\xi_0$	Distância inicial do corpo da bolha dividido para o diâmetro da tubulação.
$\rho_F$	Massa específica do fluido onde escoam as partículas.
$\rho_K$	Massa específica da fase k.
$\rho_P$	Massa específica das partículas traçadoras.
$\sigma$	Tensão superficial.
$\tau_K^i$	Tensão de cisalhamento exercida pela interface.
$\tau_{L0}^W$	Tensão de cisalhamento no pistão líquido.
$\tau_K^W$	Tensão de cisalhamento exercida pela parede em cada fase.
$\tau(\mathbf{x})$	Função de propagação do ponto na lente da imagem
$\tau_s$	Tempo de relaxação da partícula.
$\varphi$	Velocidade do fluxo líquido sob a bolha.
$\emptyset_G$	Multiplicador para a correção da fase líquida no cálculo da gasosa.
$\emptyset_L$	Multiplicador para a correção da fase líquida no cálculo da pressão.

# Capítulo 1

## Introdução

### 1.1 Motivação

Escoamentos multifásicos podem ser encontrados nas mais diversas áreas de atividade da indústria. Partindo do processo de produção em poços petrolíferos (Figura 1-1), nas usinas nucleares, plantas químicas, na engenharia civil, na energia geotérmica até a utilização de reatores industriais para a produção de biocombustíveis. Existem diferentes padrões multifásicos, como por exemplo, o escoamento estratificado, intermitente, anular, pistonado entre outros.

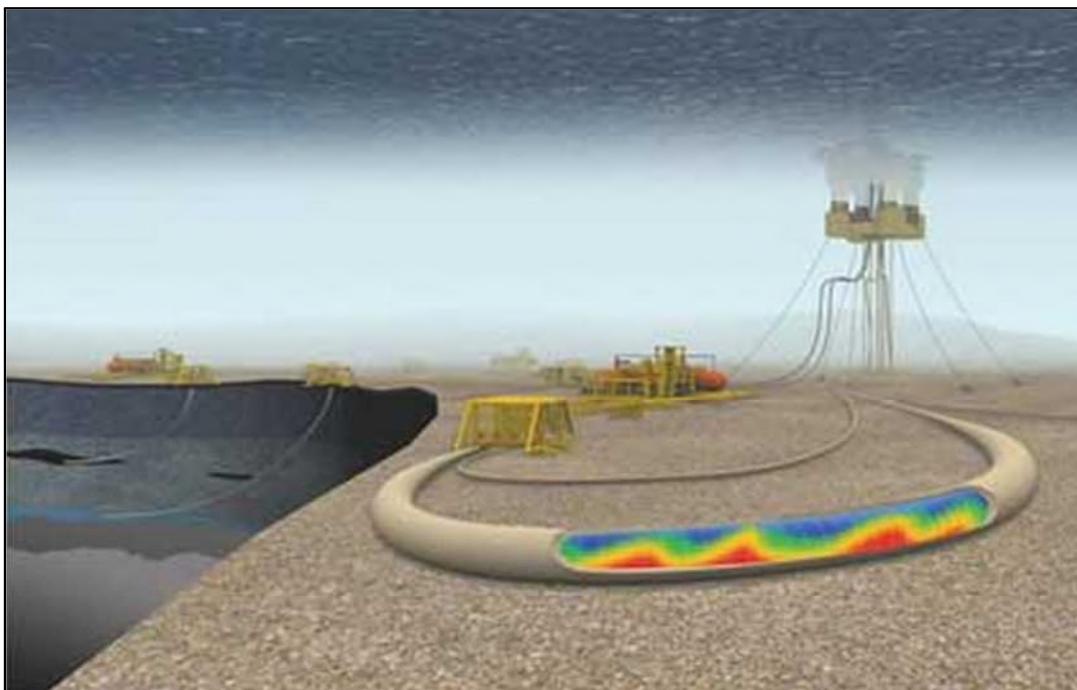


Figura 1-1. Escoamento Multifásico na extração de petróleo da produção offshore, (KONGSBERG OIL & GAS TECHNOLOGIES, 2012).

Em algumas situações, como por exemplo, na extração de petróleo em poços horizontais e verticais, a ocorrência do padrão pistonado deve ser minimizada e controlada de forma rigorosa (HENRIOT *et al.*, 2002), (FARD *et al.*, 2006). A previsão exata das características deste escoamento nas linhas de fluxo é essencial para a projeção dos equipamentos e segurança na operação (GOPAL e JEPSON, 1997). Um problema no transporte de escoamentos multifásicos em grandes distâncias é a corrosão interna na tubulação, devido às condições de ambiente de funcionamento severo. O dióxido de carbono do gás produzido combina-se com a água produzida para formar ácido carbônico, o qual ataca as tubulações de aço de carbono. Para combater a corrosão são usados inibidores, cuja efetividade depende da distribuição das fases do escoamento e suas velocidades. Na produção de poços de petróleo frequentemente ocorre o padrão do escoamento pistonado com golfadas, o qual é altamente turbulento, provocando danos à tubulação com o aumento da corrosão interna e gerando grandes impactos mecânicos. Estes escoamentos pistonados diminuem significativamente a efetividade de ação dos inibidores e podem causar avarias nas instalações de produção de petróleo. Para prevenir isto, são utilizados separadores ou coletores, os quais devem ser dimensionados adequadamente em função da pressão e vazões das fases do escoamento principalmente. Os separadores são usados principalmente quando o comprimento do pistão líquido no escoamento não é muito comprido. Estes são recipientes de forma cilíndrica com orientação horizontal ou vertical, onde por diferença de densidades das fases obtém-se a separação como ilustrado na Figura 1-2.

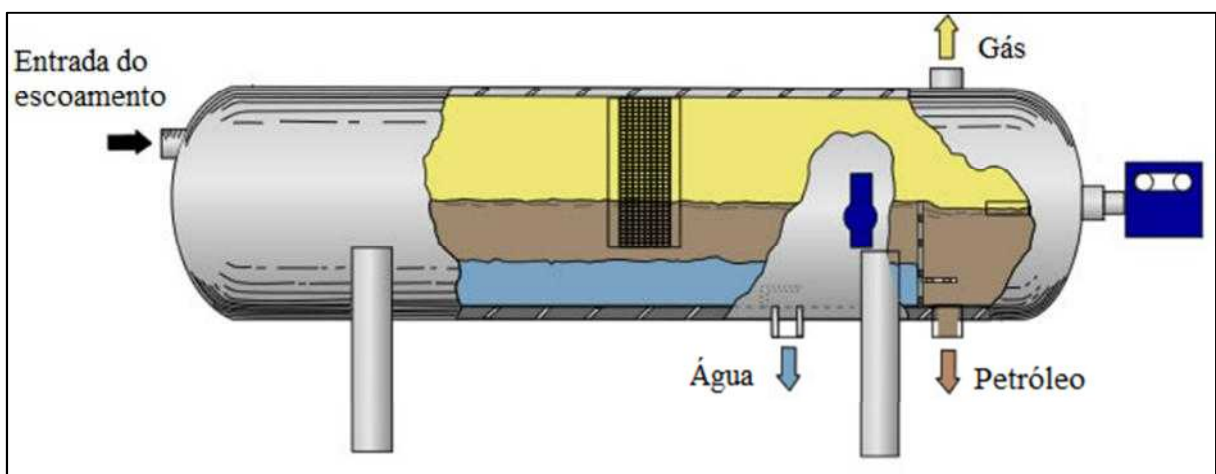


Figura 1-2. Separador Horizontal, (KW INTERNATIONAL, 2012).

Mas para pistões líquidos com maior comprimento são usados coletores onde o fluido é dividido em várias tubulações, diminuindo a velocidade do escoamento e produzindo um padrão de escoamento estratificado, para facilitar a separação das fases, como mostrado na Figura 1-3.

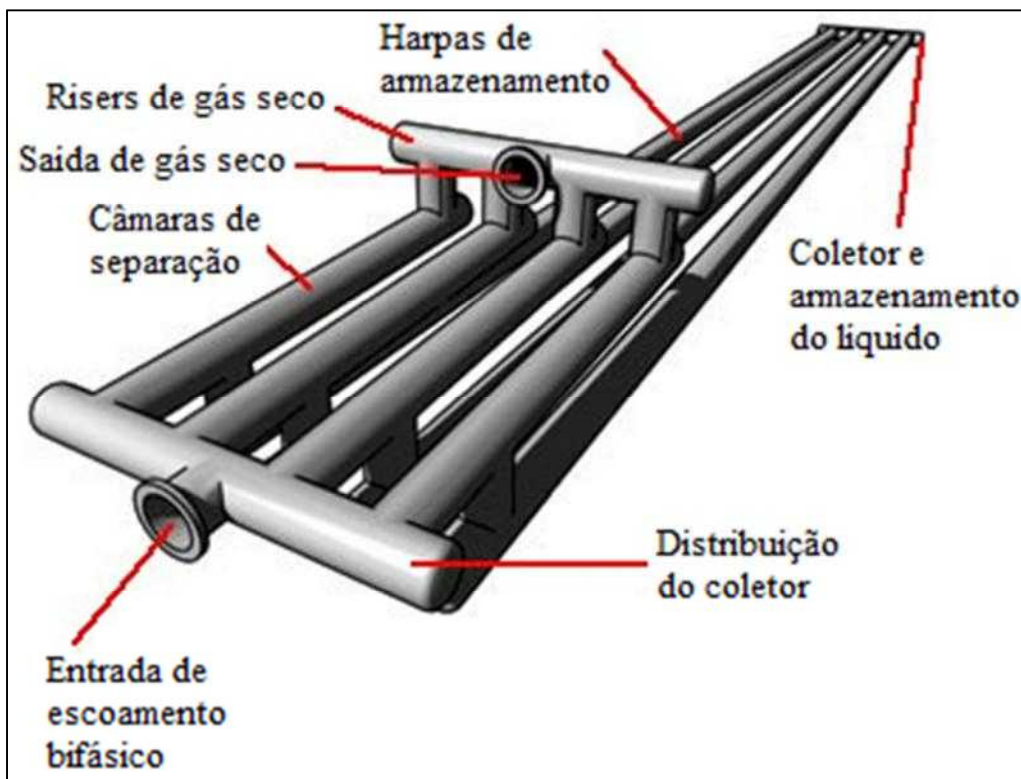


Figura 1-3. Coletor para separação de escoamento bifásico, (TAYLOR FORGE ENGINEERED SYSTEMS, 2012).

A análise do escoamento bifásico pistonado em tubulações horizontais é de considerável importância nos processos de troca de calor, especialmente nos sistemas de resfriamento de alta pressão dos reatores nucleares. Este regime de escoamento é caracterizado por rápidas pulsações a pressões elevadas, o qual pode danificar as tubulações (CZAPP *et al.*, 2012). As funções principais do sistema de resfriamento são de transferir o calor de forma efetiva a partir do reator a uma forma de gerador de vapor e de manter a pressão dentro de limites aceitáveis. Portanto, a modelagem deste padrão é fundamental na análise de segurança dos reatores nucleares. A Figura 1-4 ilustra as partes do funcionamento de uma usina nuclear, onde o trabalho feito pelo sistema de resfriamento é importante para a parte técnica como também para a segurança.

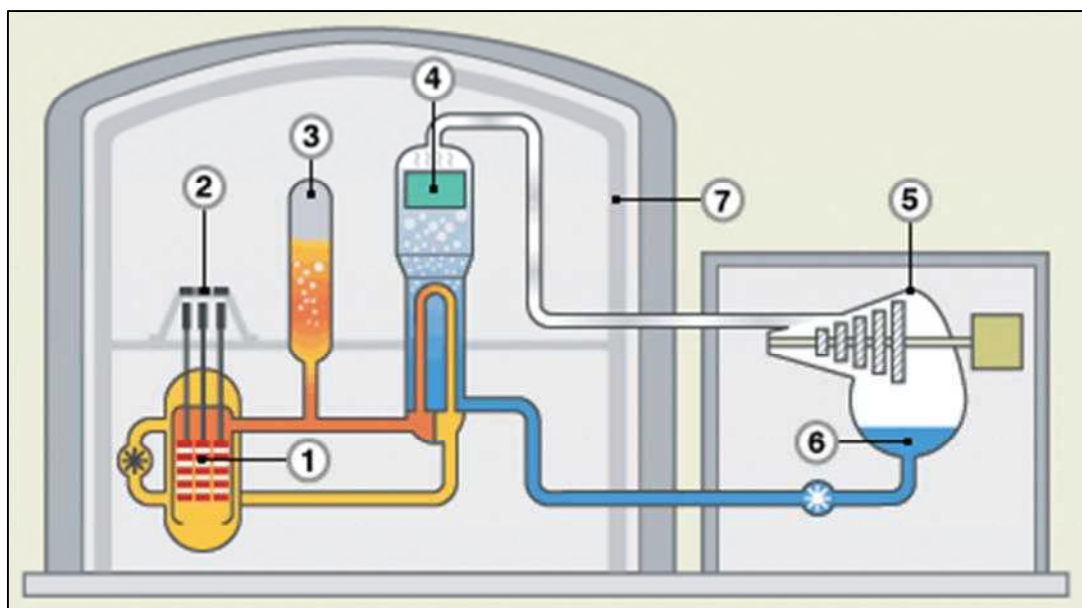


Figura 1-4. Reator Nuclear de Água Pressurizada (PWR), 1) Núcleo do reator, 2) Mecanismo de acionamento da haste de controle, 3) Pressurizador, 4) Gerador de vapor, 5) Turbina e Gerador, 6) Água de Resfriamento, 7) Couraça de Contenção, (AREVA, 2012)

No processo de produção de biocombustíveis, o escoamento no padrão pistonado favorece os fenômenos de troca de massa e de quantidade de movimento entre as diferentes fases, o que maximiza a eficiência do processo produtivo.

Com respeito à produção de biodiesel, o uso de reatores tubulares de pequeno diâmetro operando no padrão pistonado consiste em um dos processos contínuos de maior eficiência. JACHUCK *et al.* (2009) investigaram o escoamento pistonado de óleo de canola e metanol em reatores tubulares e observaram que este padrão de escoamento aumenta a transferência de massa e conseqüentemente a taxa de reação química do agente catalisador.

Outros tipos de reatores que operam com escoamentos pistonados podem ser encontrados na produção de etanol, que é hoje uma das maiores fontes de biocombustível. As plantas industriais de produção de etanol geram entre 25 a 100 milhões de galões por ano (FARRELL *et al.*, 2006). Entretanto, cada galão de etanol produzido polui 10 galões de água. O reator baseado na elevação de bolhas de ar é o equipamento mais utilizado para o tratamento de água de rejeito na cadeia produtiva do etanol. Sua área de aplicação também abrange a fermentação por aeração de biocombustíveis em geral. SAJJADI *et al.* (2011) investigou um escoamento de água e

etanol, caracterizando experimentalmente os efeitos de concentração, tamanho de bolha e fração de vazio no comportamento do reator.

Como visto, as aplicações do escoamento pistonado pode ser encontrado em muitas áreas da engenharia, portanto é preciso conhecer os mecanismos fundamentais que modelem este tipo de escoamento.

No entanto, devido à complexidade do comportamento deste tipo de padrão, os resultados experimentais são muito importantes para validar os diferentes modelos matemáticos, mecanicistas e empíricos que representam este fluido bifásico.

Dadas as motivações explicadas, a continuação se apresenta os objetivos deste trabalho de pesquisa.

## 1.2 Objetivos

Dentro desta motivação, podemos identificar como contribuições da presente proposta os seguintes pontos:

- Imagens tomadas com câmeras de alta velocidade serão utilizadas para determinar as cordas das bolhas de Taylor, as áreas de suas seções transversais, suas áreas superficiais e volumes totais. Esta fase inclui o projeto e a construção do aparato experimental, a especificação e montagem de sua instrumentação.
- O desenvolvimento de um programa na plataforma computacional Wolfram Mathematica 8.0 baseado em manipuladores simbólicos, para o tratamento de imagens das bolhas longas em escoamentos pistonados e o cálculo do volume, área molhada, área seca, área interfacial das bolhas.
- A condução de experimentos para caracterização de escoamentos pistonados ar/água em tubulações através velocimetria por imagem de partículas (VIP). As medições incluirão grandezas médias e turbulentas. Essa fase, como à anterior, inclui o projeto e a construção do aparato experimental, além da especificação e montagem de sua instrumentação.
- A verificação da validade dos modelos mecanicistas existentes para a descrição de escoamentos pistonados em tubulações horizontais.
- Os resultados experimentais do tratamento de imagens são utilizados para verificar a validade da teoria de NETTO *et al.* (1999) previamente desenvolvida para calcular a forma de bolhas em função das propriedades dinâmicas do



escoamento. Esta teoria é implementada utilizando o programa Wolfram Mathematica 8.0.

- Os resultados obtidos permitirão a proposição de correlações entre o comprimento, áreas, volumes totais e velocidade da bolha.

# Capítulo 2

## Revisão Bibliográfica

### 2.1 Escoamentos Multifásicos

Como explicado no capítulo anterior, os fluidos multifásicos podem ser encontrados em muitas aplicações da indústria. Termodinamicamente a fase é definida como um estado da matéria, o qual pode ser sólido, líquido ou gasoso, portanto em fluidos multifásicos diferentes estados da matéria escoem juntos. Alguns exemplos típicos observados são: partículas sólidas em ar (pó de carvão da combustão, partículas poluentes, leitos fluidizados), gotículas de óleo em água ou ar (emulsões, combustão nos motores diesel), bolhas de gás em líquidos (biorreatores, transporte do petróleo), partículas sólidas em água (sedimentação), etc.

Por isso, é importante entender quais são os fenômenos físicos que estão presentes nestes escoamentos. Por esta situação muitos autores têm escrito livros sobre fluidos multifásicos explicando física e matematicamente seu comportamento, tais como WALLIS, (1969), COLLIER, (1981), CHISHOLM, (1983), BRENNEN, (2005).

Em relação aos escoamentos bifásicos (líquidos e gás geralmente) apresentam diferentes configurações interfaciais que têm sido estudadas por muito tempo. Estas disposições entre as duas fases dependem de vários fatores, tais como a vazão do gás, a vazão do líquido, diâmetro e orientação da tubulação (horizontal, vertical ou inclinada), pressão, temperatura, frações volumétricas de gás e do líquido na tubulação, entre outros. A literatura tem definido vários regimes de escoamentos bifásicos dependo das configurações interfaciais e da fração de volume das fases. A seguir são detalhados os diferentes padrões de escoamentos bifásicos, tanto em tubulações horizontais como verticais.

### 2.1.1 Escoamentos Bifásicos em tubulações horizontais.

Os escoamentos bifásicos apresentam cinco configurações interfaciais. A Figura 2-1 ilustra os padrões típicos dos escoamentos bifásicos em tubulações horizontais.

- **Escoamento de Bolhas (Bubbly Flow)**, onde bolhas em fase gasosa estão dispersas na fase líquida contínua com uma elevada concentração destas na parte superior da tubulação devido à flutuabilidade (buoyancy). Quando as forças de cisalhamento são dominantes, as bolhas são dispersas uniformemente na tubulação. Em tubulações horizontais, as bolhas dispersas geralmente ocorrem a altas taxas de fluxo de massa.
- **Escoamento estratificado (Stratified Flow)**, este padrão ocorre a baixas velocidades de gás e líquido, onde a fase líquida está localizada na parte inferior da tubulação e a fase gasosa na parte superior. A interface horizontal sem ondulações separa as duas fases.
- **Escoamento estratificado ondulado (Stratified Wavy Flow)**, quando a velocidade do gás é aumentada, ondulações são formadas na interface com a direção do escoamento. A amplitude das ondas é notável e depende da velocidade relativa entre a fase líquida e gasosa, no entanto, as cristas não atingem a parte superior da tubulação. As ondas sobem aos lados da tubulação, deixando filmes finos de líquido sobre a parede após a passagem da onda.
- **Escoamento Intermitente (Intermittent Flow)**, com o aumento ainda mais da velocidade do gás, as ondas interfaciais tornam-se suficientemente grandes para atingir a parte superior da tubulação. Este regime é caracterizado por ondas de grande amplitude de maneira intermitente na parte superior da tubulação com ondas de menor amplitude entre estas. As ondas de grande amplitude frequentemente contêm bolhas arrastadas. O escoamento intermitente está composto de dois padrões: escoamento pistonado e escoamento pistonado severo.
  - **Escoamento Pistonado (Plug Flow)**, este padrão têm pistões de líquido que estão separados por bolhas alongadas, as quais têm diâmetros menores que da tubulação, portanto a fase líquida é contínua na parte inferior da tubulação abaixo das bolhas alongadas. Este escoamento é também chamado como escoamento de bolhas alongadas. A ocorrência dos pistões e das bolhas ao longo da tubulação não é periódica.

- **Escoamento Pistonado Severo (Slug Flow)**, quando a velocidade do gás aumenta, os diâmetros das bolhas alongadas tornam-se similar em tamanho ao diâmetro da tubulação. Estas bolhas alongadas são chamadas bolhas de Taylor, as quais podem quase encher a seção transversal da tubulação. Os pistões líquidos contêm muitas bolhas de pequeno diâmetro. Equivalentemente ao padrão anterior, não existe periodicidade na ocorrência dos pistões e das bolhas alongadas na tubulação.

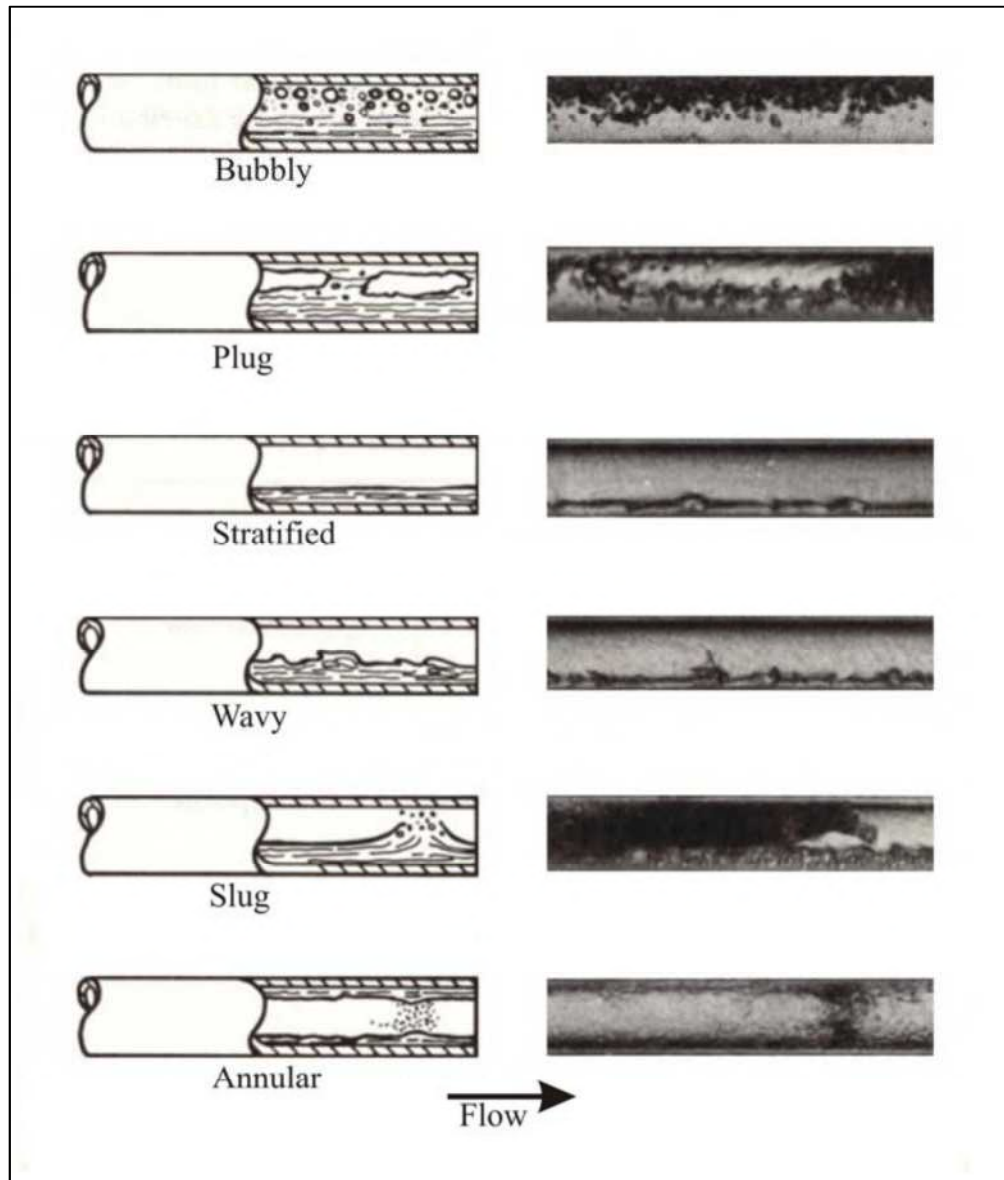


Figura 2-1. Padrões em escoamentos bifásicos horizontais (COLLIER, 1981)

- **Escoamento Anular (Annular Flow)**, A elevadas vazões de gás, o líquido forma uma película contínua anelar em torno do perímetro da tubulação, semelhante à do escoamento vertical, mas a película de líquido é mais espessa na

parte inferior do que o topo. A interface entre o anel líquido e do núcleo de gás é perturbada por ondas de pequena amplitude e bolhas de tamanho menor podem estar dispersas no núcleo de gás. Em frações elevadas de gás, o topo da tubulação, com a sua película mais fina torna-se seca em primeiro lugar, de modo que o filme anelar cubra apenas uma parte do perímetro da tubulação e, portanto, o escoamento é classificado como Estratificado Ondulado.

### 2.1.2 Escoamentos Bifásicos em tubulações verticais.

Na Figura 2-2 são ilustrados os padrões do escoamento bifásico em tubulações verticais. Note-se que estes são mais axissimétricos que os padrões nas tubulações horizontais. A seguir é explicado cada tipo de regime.

- **Escoamento de Bolhas (Bubbly Flow)**, a velocidades de líquidos baixas, a fase gasosa é distribuída como pequenas bolhas esféricas dentro da fase líquida contínua. À medida que a vazão de líquido aumenta as bolhas podem crescer formando bolhas de maiores dimensões de forma esférica, que são normalmente pequenas em relação ao diâmetro da tubulação.
- **Escoamento Pistonado (Slug Flow)**, do escoamento de bolhas, com um aumento adicional na vazão de gás, algumas das pequenas bolhas se unem para formar bolhas maiores de gás com uma forma alongada. As bolhas têm aproximadamente o mesmo diâmetro da tubulação, com a diferença de que existe um filme fino de líquido na parede da tubulação. As bolhas alongadas são separadas por líquido que pode conter uma dispersão de pequenas bolhas. O comprimento das bolhas pode variar consideravelmente, até várias vezes o diâmetro da tubulação. Estas grandes bolhas de gás também são chamadas de bolhas de Taylor.
- **Escoamento Agitado (Churn Flow)**, à medida que a velocidade da mistura do escoamento pistonado na tubulação é aumentada, o padrão irá tornar-se instável devido à quebra das bolhas alongadas de gás. A instabilidade conduz a uma ação de agitação ou oscilatória, portanto, o nome descritivo de escoamento agitado. Este padrão é também referido como escoamento de espuma, semi-anular ou pistonado-anular. No entanto, alguns pesquisadores utilizam o termo mais geral agitado para este escoamento.

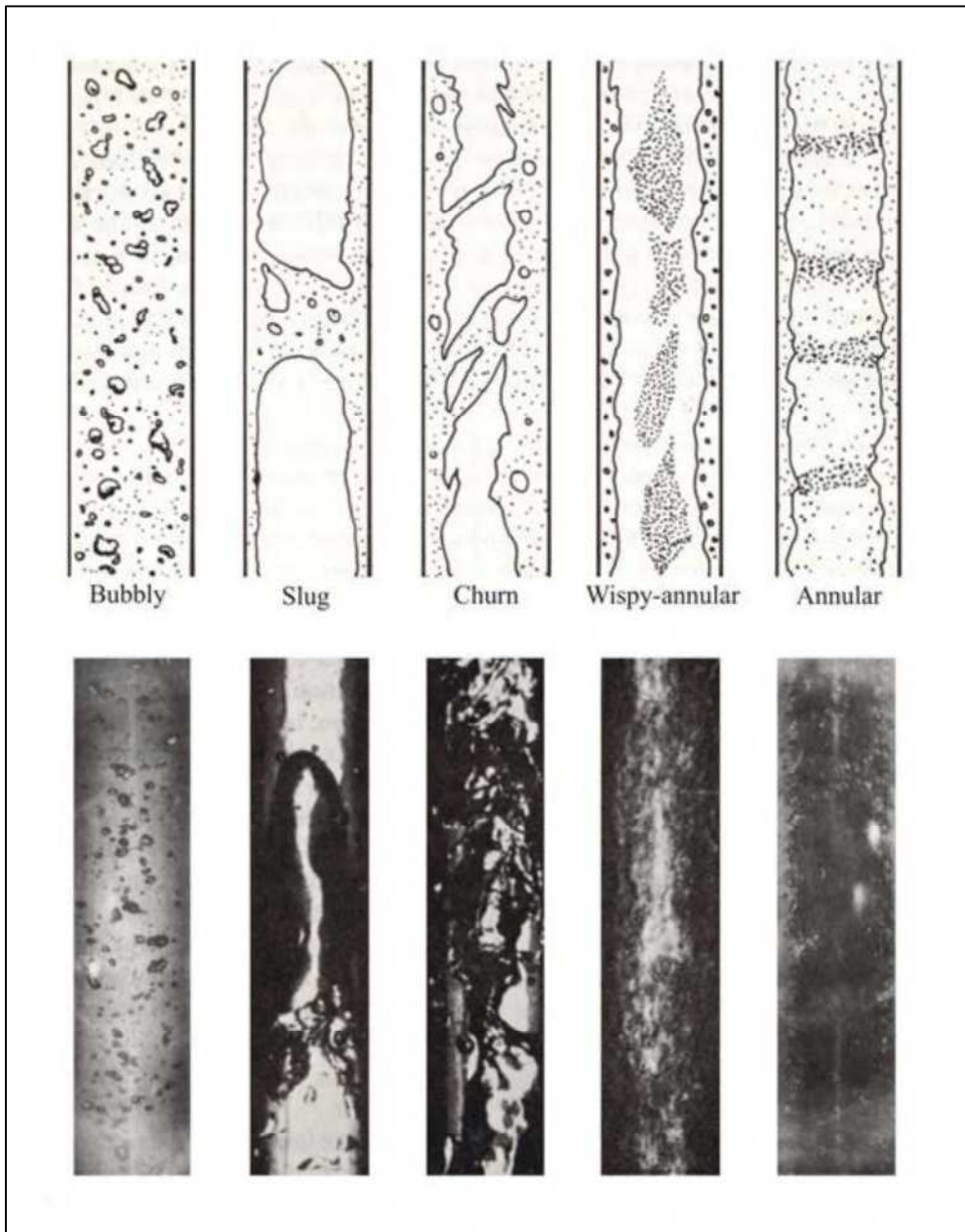


Figura 2-2. Padrões em escoamentos bifásicos verticais (COLLIER,1981)

- **Escoamento Anular com Gotas (Wispy-Annular Flow)**, o escoamento neste padrão tem uma forma de uma camada relativamente fina de líquido na parede da tubulação, enquanto uma quantidade considerável de líquido é arrastada pelo núcleo central de gás. O líquido na camada contém bolhas de gás de diâmetro menor. A fase de líquido arrastada na fase gasosa aparece como gotículas grandes que estão aglomerados em longos filamentos irregulares.
- **Escoamento Anular (Annular Flow)**, uma vez que a tensão de cisalhamento interfacial do gás de alta velocidade sobre a película de líquido torna-se

dominante sobre a gravidade, o líquido é expelido a partir do centro da tubulação e escoe como uma película fina sobre a parede formando um anel anular de líquido, enquanto que o gás escoe como uma fase contínua até o centro da tubulação. A interface é perturbada por ondas de alta frequência e ondulações. Além disso, o líquido pode ser arrastado no núcleo de gás como pequenas gotículas, de tal modo que a fração de líquido arrastado pode tornar-se semelhante à da película. Este escoamento é particularmente estável e é o padrão desejado para escoamentos bifásicos em tubulações.

### **2.1.3 Mapas de padrões de escoamentos bifásicos**

Muitos cientistas têm investigado a obtenção de uma dependência dos padrões dos escoamentos bifásicos com a velocidade superficial (definida como a relação entre a vazão e a área transversal da tubulação), com a fração de volume, e com as propriedades dos fluidos, como a densidade, viscosidade e tensão superficial. Um dos primeiros em obter os padrões de escoamentos bifásicos em tubulações horizontais foi BAKER (1954). Resumos dos estudos dos padrões e as leis empíricas extraídas de vários deles são uma característica comum em revisões de escoamentos (WALLIS, 1969).

As fronteiras entre cada um dos padrões que são ilustrados nestes mapas são o resultado de um padrão que começa a ser instável ao atingir os limites das velocidades superficiais, e, como consequência gera o crescimento de instabilidades, produzindo a transição para outro padrão de escoamento bifásico.

Existem ainda outras sérias dificuldades encontradas na maior parte da literatura existente sobre mapas padrões dos escoamentos bifásicos. Um dos problemas básicos destes escoamentos é que esses mapas são frequentemente dimensionais e, portanto, aplicável apenas aos tamanhos de tubos específicos e fluidos utilizados pelo pesquisador.

#### **2.1.3.1 Mapas de padrões de escoamento em tubulações horizontais.**

BAKER (1954) foi um dos primeiros a investigar esses padrões de escoamentos, mas outros autores também desenvolveram esses mapas através de observações experimentais como MANDHANE *et al.* (1974), BARNEA (1987) entre outros.

Os eixos dos mapas envolvem os fluxos de massa das fases em conjunto com as propriedades dos fluidos, incluindo a densidade e a tensão superficial. MANDHANE *et*

al. (1974) estudaram os escoamentos bifásicos em diâmetros pequenos e construíram um mapa usando a velocidade superficial do líquido e do gás. TAITEL e DUKLER (1976) produziram um modelo teórico mecanicista para prever as transições entre os padrões de escoamentos bifásicos em tubulações horizontais, que é amplamente utilizado, mas com retificações no cálculo do fator de atrito interfacial. A Figura 2-3 apresenta um mapa de padrões de escoamentos bifásicos (ar-água), para uma tubulação de 50 mm de diâmetro interno.

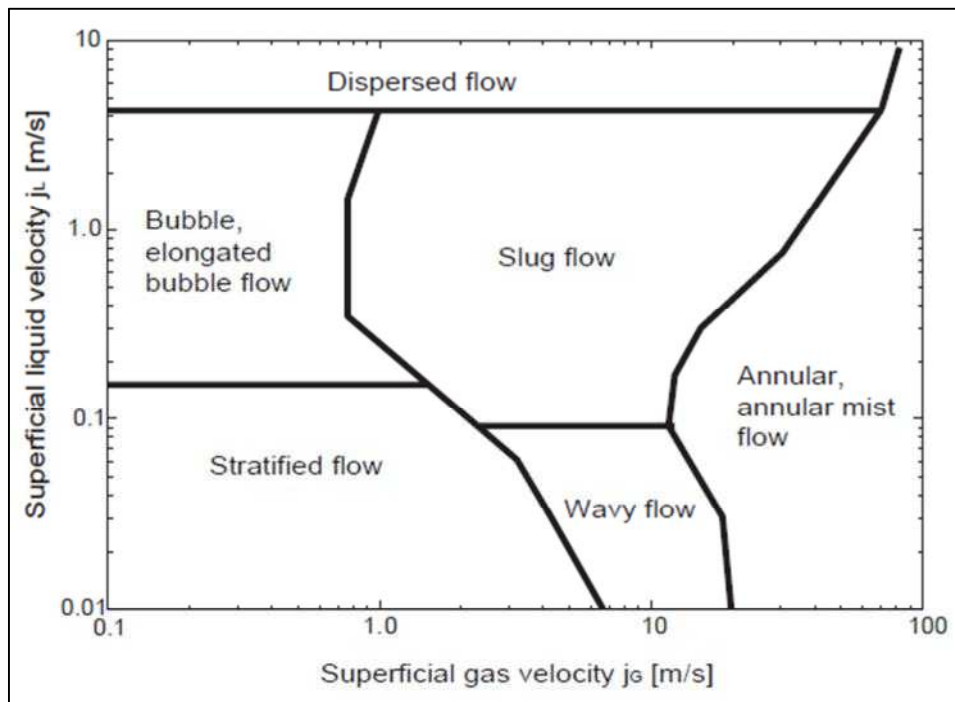


Figura 2-3. Mapas de padrões de escoamentos bifásicos (ar e água, 25° C) em tubulações horizontais de 50 mm de diâmetro (MANDHANE *et al.*, 1974)

### 2.1.3.2 Mapas de padrões de escoamento em tubulações verticais.

Também há muitos autores que investigaram os mapas dos padrões para escoamentos bifásicos na tubulação vertical. Por exemplo HALL TAYLOR (1970), BUTTERWORTH e HEWITT (1977), TAITEL *et al.* (1980), BILICKI e KESTIN (1987), BARNEA *et al.* (1982) entre outros. A Figura 2-4 amostra um mapa de padrões de escoamentos bifásicos desenvolvido por WEISMAN (1983), usando ar e água em tubulação de 25 mm de diâmetro interno.



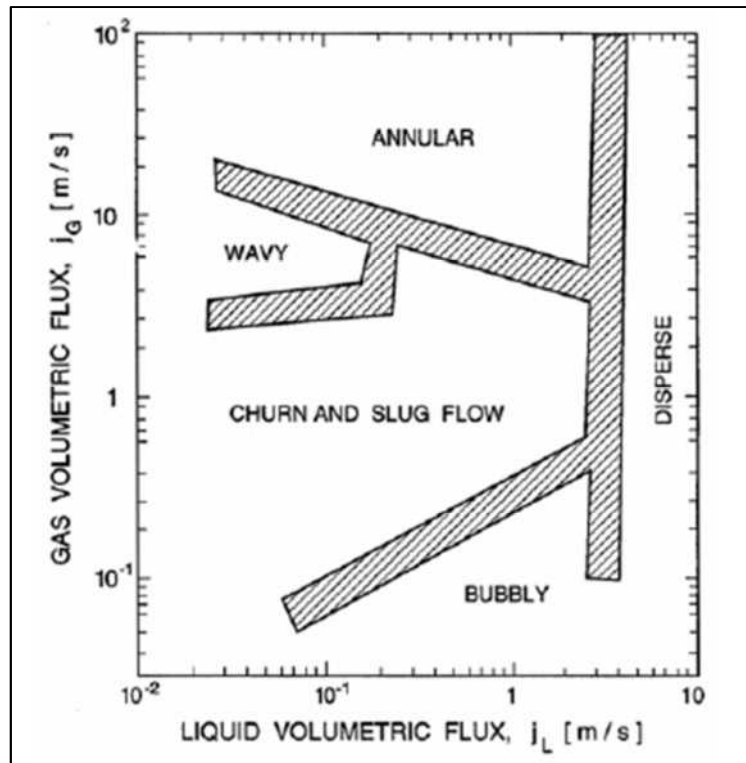


Figura 2-4. Mapa de padrões de escoamentos bifásicos (ar e água) em tubulações verticais de 25 mm de diâmetro (WEISMAN, 1983)

## 2.2 Análise dos escoamentos pistonados

Os métodos utilizados para a análise de escoamentos multifásicos podem ser classificados como: correlações empíricas, modelos mecanicistas e modelos numéricos.

Neste trabalho, foram utilizadas relações empíricas e abordagens mecanicistas para a obtenção da forma da bolha no escoamento pistonado horizontal, portanto é necessário explicar estes tipos de métodos.

### 2.2.1 Correlações Empíricas

Correlações empíricas desenvolvem relações simplificadas entre os parâmetros importantes que devem ser avaliadas eminentemente através da interpretação de dados experimentais. As correlações empíricas relacionam grandezas físicas integrais, não consideram os detalhes do escoamento e se comportam como uma caixa preta, embora, por vezes, o escorregamento entre as fases e os regimes de escoamento seja considerado. Elas podem produzir bons resultados, mas são limitadas estritamente às condições em que os experimentos foram realizados.

Os experimentos realizados nos últimos 50 anos permitiram obter correlações de várias propriedades que representam o escoamento pistonado horizontal, e adicionalmente, ajudaram no estudo dos fluidos bifásicos baseados nos modelos mecanicista e nos modelos numéricos, especialmente correlações com respeito às tensões cisalhantes, pressões, tensões superficiais e frações de líquido e gás. Por exemplo, GREGORY *et al.* (1978) usando a técnica das sondas de capacitância elétrica, obteve uma expressão para a fração de líquido no pistão líquido em fluidos bifásicos usando ar/água e óleo/água. HEYWOOD e RICHARDSON (1979) desenvolveram experimentos para obter correlações das frações de água e ar, comprimento médio e frequência média do pistão líquido em tubulações horizontais, usando uma técnica com absorção de raios gama.

Existem algumas correlações obtidas para a predição da queda de pressão em escoamentos bifásicos, entre elas, LOCKHART e MARTINELLI (1949) propuseram uma expressão assumindo a premissa de que a queda de pressão estática para as fases de líquido e gás escoando simultaneamente é a mesma em qualquer ponto ao longo da tubulação. Posteriormente outros autores melhoraram a predição da queda de pressão, propondo novas correlações, como por exemplo, L. FRIEDEL (1979), STEINHAGAN e HECK (1986), BEATTIE e WHALLEY (1982), etc.

As correlações empíricas são muito importantes nas predições de parâmetros dos escoamentos multifásicos, mas é importante que os experimentos feitos se aproximem o mais perto possível das condições reais de trabalho do fluido.

### **2.2.2 Modelos Mecanicistas**

Os modelos mecanicistas se aproximam ao fenômeno físico, levando em consideração os processos mais importantes e desprezando outros efeitos menos influentes, que podem complicar o problema sem melhorar as predições significativamente.

A natureza instável do escoamento pistonado torna a previsão das características principais como a queda de pressão, velocidade, comprimento e a troca de calor e massa, uma tarefa difícil. A maior parte dos modelos que estudam o escoamento pistonado totalmente desenvolvido assumem comprimentos constantes, formas de pistão líquido e das bolhas alongadas invariantes no tempo, assim como também constante a velocidade de deslocamento da bolha de Taylor. Alguns trabalhos representativos foram

feitos por DUKLER e HUBBARD (1975), FERNANDES *et al.* (1983), e TAITEL e BARNEA (1990).

Portanto, nos modelos mecanicistas mais simples, a intermitência é reduzida à periodicidade e é considerado um escoamento completamente desenvolvido. Nestes modelos, considera-se que todas as células unitárias têm a mesma velocidade, comprimento, e, conseqüentemente, a mesma frequência. Assim, as características do escoamento intermitente não mudam no tempo. Esta simplificação permite uma fácil análise das propriedades do escoamento, associada com a passagem das células.

DUKLER e HUBBARD (1975) desenvolveram um modelo de célula unitária para escoamentos horizontais. Eles foram os primeiros a identificar uma região de mistura na frente do pistão e a propor relações para o processo de incorporação do filme líquido e de drenagem do pistão. Após o fechamento de seu modelo, a queda de pressão e, conseqüentemente, o gradiente de pressão por unidade de comprimento podem ser calculados, obtendo bons resultados em comparação com a experimentação e um melhor entendimento dos mecanismos deste fenômeno. Estes estudos foram feitos para comprimentos de pistões líquidos entre 12 e 25 vezes o diâmetro da tubulação. NICHOLSON *et al.* (1978) encontraram um parâmetro chamado de velocidade de deriva induzida pela ação da gravidade, a qual é aplicada também nas tubulações horizontais, e modificou o modelo de DUKLER E HUBBARD para o regime completo de escoamento intermitente. MARON *et al.* (1982) obtiveram um modelo para o escoamento pistonado baseados na distorção periódica da capa limite hidrodinâmica, seguido por um processo de recuperação, que acontece quando a velocidade da frente do pistão líquido excede a velocidade do filme líquido, produzindo a destruição da capa limite por o efeito da zona de mistura ou turbulenta. Estes resultados serviram para que DUKLER *et al.* (1985) formulassem o modelo generalizado para a predição do comprimento mínimo estável do pistão líquido, usando o perfil de velocidade na capa limite e combinando com uma análise potencial do fluido não viscoso.

KOUBA (1986) propôs um modelo para calcular a velocidade no pistão líquido e da distribuição da fase líquida e gasosa, onde foi aplicado um balanço de massa entre o pistão líquido e o filme líquido.

JEPSON (1989) encontrou um modelo para a predição da transição para o regime do fluido intermitente, assumindo que o escoamento pistonado é formado como resultado da propagação da ação do ressalto hidráulico ao longo da tubulação. Usando

as equações de continuidade e de conservação de momento são obtidas as condições necessárias para a formação do escoamento pistonado.

No entanto, a periodicidade usada nos modelos mecanicistas simples, com parâmetros constantes, não é suficiente para representar verdadeiramente as características do escoamento pistonado, porque este é um fenômeno instável e irregular, onde são necessários meios estatísticos para sua correta descrição. Por exemplo, um parâmetro importante para a projeção dos separadores de gás-líquido é o pistão líquido de maior comprimento, e não necessariamente o comprimento médio (VAN HOUT *et al.*(2001)). O escoamento pistonado se caracteriza por apresentar uma distribuição aleatória nas dimensões dos pistões e das bolhas tanto no espaço como no tempo, portanto não existe a periodicidade como explicado no modelo de célula unitária. Devido a esta situação, vários autores como FABRE *et al.* (1989) e FABRE e LINÉ (1992), propuseram uma abordagem baseada numa célula unitária estatística, cujo método baseia-se na introdução de uma função característica de intermitência nas equações de continuidade e de momento, obtendo uma expressão para a pressão ao longo da tubulação principalmente. Todos estes desenvolvimentos melhoraram a predição de alguns parâmetros importantes, tais como gradiente de pressão, velocidade média das fases e a fração média de volumes.

Vários trabalhos experimentais foram feitos com o objetivo de estudar estatisticamente o comportamento e a evolução dos pistões e bolhas nestes fluidos bifásicos. Fenômenos de coalescência e de escoamento desenvolvido podem ser observados dependendo das vazões de líquido e gás na entrada, o que levou alguns autores a propor dois tipos de abordagens para analisar a evolução do escoamento pistonado.

A primeira abordagem é chamada de rastreamento (*slug-tracking method*), onde os pistões e bolhas são seguidos ao longo da tubulação, permitindo as medições dos comprimentos e velocidades em diferentes pontos, usando principalmente sondas intrusivas para a obtenção dos dados. Alguns autores trabalharam com este método, como, por exemplo, STRAUME *et al.* (1992), BARNEA e TAITEL (1993) e NYDAL *et al.* (1995). Nestes modelos, geralmente são assumidos que o escoamento está totalmente desenvolvido, mas são encontrados erros quando o comprimento da bolha é maior ou igual a 100 D. NETTO *et al.* (2001) estudaram a evolução do escoamento pistonado em tubulações horizontais entre duas bolhas contínuas, determinando o comprimento crítico máximo onde é produzido a coalescência.

A segunda abordagem utiliza as equações de transporte para a distribuição de comprimentos de bolhas e pistões. GRENIER *et al.* (1997) foram uns dos primeiros a usar este método, o qual estava limitado à zona onde a interação entre as bolhas é débil e a despressurização é a única causa para a evolução do escoamento pistonado.

A aplicação destes dois métodos requer leis de fechamento para fornecer informação das variáveis desconhecidas.

### **2.2.3 Modelos Numéricos**

Os modelos numéricos introduzem equações multidimensionais de Navier-Stokes para o escoamento multifásico e potencialmente são capazes de fornecer qualquer resposta. No entanto, a resolução numérica das equações de governo exatas tem ainda custos e tempos de resposta elevados dada a complexidade física do problema. Informações mais detalhadas podem ser obtidas a partir de modelos numéricos, como a distribuição multidimensional de fases, a transição de regime e os efeitos da turbulência.

A modelagem matemática dos escoamentos bifásicos tem um maior grau de complexidade que os fluidos de uma fase. Os escoamentos bifásicos são modelados com as equações de Navier Stokes para cada região, as quais exigem relações adicionais para fechar o sistema de equações. Estas equações representam a transferência de massa, energia, ou momento entre as fases. Como os limites entre as fases mudam continuamente ao longo do tempo e do espaço, a descrição matemática e predição do seu comportamento faz a simulação de fluidos bifásicos tornar-se muito complexa e tem sido objeto de investigação por muitos anos. As simulações dependem muito do padrão do escoamento bifásico.

Existem dois métodos para derivar as equações que governam os escoamentos bifásicos.

O primeiro é o método Euleriano - Lagrangiano, em que a fase dispersa é estudada com a análise Lagrangiano, no qual as partículas são seguidas ao longo do seu movimento, enquanto que a fase contínua é estudada com a análise Euleriano, que permite observar o que acontece em diferentes pontos fixos no espaço, em vez de seguir as partículas na região da análise.

O segundo método é puramente Euleriano, onde existem três tipos de modelagem matemática: o Modelo de Equilíbrio Homogéneo (Homogeneous Equilibrium Model), o Modelo de fluxo de desvio (Modelo Drift-Flux), e o Modelo dos Dois fluidos (Two Fluid Model).

Existem alguns autores na literatura que abordam a modelagem matemática destes escoamentos, por exemplo, ISHII e HIBIKI (2010), STEWART e WENDROFF (1984), WALLIS (1969).

### **2.2.3.1 Modelo de Equilíbrio Homogêneo (Homogeneous Equilibrium Model)**

O Modelo de Equilíbrio Homogêneo considera tanto o escoamento bifásico como o monofásico com propriedades que são ponderadas pela fração volumétrica de cada fase. As propriedades médias que são geralmente usadas são a velocidade, propriedades termodinâmicas (temperatura e densidade) e propriedades de transporte (viscosidade).

Este modelo é o mais simples porque não considera a transferência de massa, quantidade de movimento e de energia entre as fases. Neste modelo é considerado que a velocidade, temperatura e pressão das fases são iguais, porque se supõe que os processos de transferência de energia, massa e quantidade de movimento acontece com rapidez suficiente para atingir o equilíbrio termodinâmico. Um exemplo no qual se pode usar a modelagem de Equilíbrio Homogêneo é quando uma fase está dispersa na outra como o caso do escoamento de bolhas onde as fases estão acopladas. Por conseguinte, as velocidades do gás e do líquido não diferem muito, as quais podem ser assumidas iguais.

As equações do modelo de equilíbrio Homogêneo se assemelham aos de um pseudo-fluido com propriedades da mistura, portanto elas são muito parecidas às equações de Euler para escoamentos monofásicos com termos fonte adequados. Este modelo tem um sistema de três equações diferenciais para o balanço de conservação de massa, de quantidade de movimento, e de energia, mas precisa de equações constitutivas ou de fechamento para resolver o sistema. Estas relações de fechamento podem ser, por exemplo, as equações de estado.

### **2.2.3.2 Modelo de fluxo de desvio (Drift-Flux Model)**

O Modelo de fluxo de desvio (Drift-Flux Model), como o modelo Homogêneo, considera o escoamento bifásico como se fosse monofásico, sem analisar seus componentes de forma independente.

Tal como no modelo anterior as propriedades médias são ponderadas pela fração de volume de cada fase e são assumidos que a pressão e a temperatura são os mesmos nas duas fases e na interface. A diferença é que, na formulação Drift-Flux, a velocidade já não é considerada constante, portanto, é necessário introduzir uma equação adicional

para a velocidade relativa entre as fases. Por conseguinte, o sistema de equações diferenciais para este tipo de modelo consiste em equações de balanço para a conservação de massa, de momento e energia da mistura, adicionando uma equação de conservação de massa para a fase gasosa. Igualmente são necessárias as equações de fechamento para resolver o sistema, porque o número de incógnitas é maior do que o número de equações diferenciais.

O aspecto mais importante do modelo Drift-Flux é a redução do número total de equações constitutivas necessárias na formulação, em comparação com o modelo de Dois Fluidos. Adicionalmente este modelo é usado quando as fases estão muito acopladas, como no caso da modelagem de Equilíbrio Homogêneo. No entanto, o modelo Drift-Flux também é usado quando as fases são fracamente acopladas, devido a que a velocidade relativa entre os componentes do escoamento é considerável.

Esta teoria é aplicada geralmente para a análise de padrões de escoamento onde as forças de corpo (como a gravidade) são equilibradas pelo gradiente de pressão e as forças entre os componentes.

### **2.2.3.3 Modelo dos Dois fluidos (Two Fluid Model)**

A modelagem matemática do Modelo dos Dois Fluidos é mais completa do que o Modelo de fluxo de desvio (Drift – Flux Model) e do Modelo de Equilíbrio Homogêneo, porque cada fase é analisada separadamente através das equações de conservação de balanço de massa, momento e energia. Entretanto, como cada fase não está isolada com respeito à outra, é necessário introduzir termos que expressam a interação entre as fases no sistema de equações de balanço. Por conseguinte, o modelo é composto de seis equações diferenciais e três condições de transferência interfaciais. Como o número de incógnitas é maior do que o número de equações é necessário o uso de equações constitutivas para fechar o sistema. Estas equações de fechamento podem ser equações de estado, equações onde a pressão interfacial é constante ou equações onde a variação da pressão é expressa em função da altura da interface.

No modelo de Dois Fluidos, os processos de transferência de cada fase têm suas próprias equações de balanço, portanto os resultados obtidos das simulações expressam em maior detalhe os fenômenos físicos que ocorrem no escoamento bifásico, como as interações entre as fases, as velocidades, pressões, temperatura e forma da interface. Portanto, o modelo de dois fluidos é mais complicado do que os outros, não só pelo

número de equações diferenciais envolvidos na análise, mas também pelo número de equações constitutivas necessárias para o fechamento do sistema.

A importância do modelo de Dois Fluidos é a de poder simular as interações dinâmicas do escoamento bifásico no espaço e no tempo. Isto é obtido com a aplicação das equações de momento e energia para cada fase e dois campos de velocidade independentes. Por conseguinte, este modelo é útil para fenômenos transitórios, propagação de ondas, mudanças de padrão de escoamento, e especialmente para quando as fases de fluido não estão muito acopladas umas às outras e as mudanças de fase ocorrem rapidamente.

#### **2.2.4 Características dos escoamentos pistonados horizontais**

Nesta seção são analisadas as partes importantes que formam este escoamento intermitente, como também as características principais do fenômeno.

Os escoamentos pistonados horizontais podem ser classificados quanto ao tipo de formação. Esses tipos de formação podem ser por efeito hidrodinâmico ou por causa das irregularidades no terreno.

No primeiro caso, o escoamento pistonado horizontal é formado a partir do padrão estratificado, devido ao crescimento natural de instabilidades hidrodinâmicas. Pequenas perturbações na forma de pequenas ondas emergem de forma natural, as quais podem crescer para ondas de tamanho maior até atingir a parte superior da tubulação. O mecanismo de crescimento é a instabilidade clássica de Kelvin-Helmholtz (LIN e HANRATTY, 1986). Estas ondas podem continuar crescendo, capturando o líquido que escoava à sua frente até que a seção transversal se torna saturada com o líquido, formando assim os pistões.

No segundo caso, nas inclinações que apresentam os terrenos irregulares, o gás pode ser bloqueado pelo líquido acumulado, gerando o escoamento pistonado que pode ter períodos de horas.

Como explicado anteriormente, para a análise hidrodinâmica deste escoamento bifásico, foi criado o conceito de célula unitária equivalente, desenvolvida inicialmente por WALLIS (1969), para prever a queda de pressão gerada por três contribuições: o pistão líquido, a cauda da bolha e seu corpo. Posteriormente, DUKLER e HUBBARD (1975) desenvolveram um modelo de célula unitária que permite a predição do comportamento hidrodinâmico das duas fases do escoamento pistonado horizontal. A



Figura 2-5 mostra o modelo da célula unitária que está dividida em duas regiões: o pistão líquido de comprimento  $l_s$ , e o filme líquido, de comprimento  $l_f$ , que contém a bolha alongada.

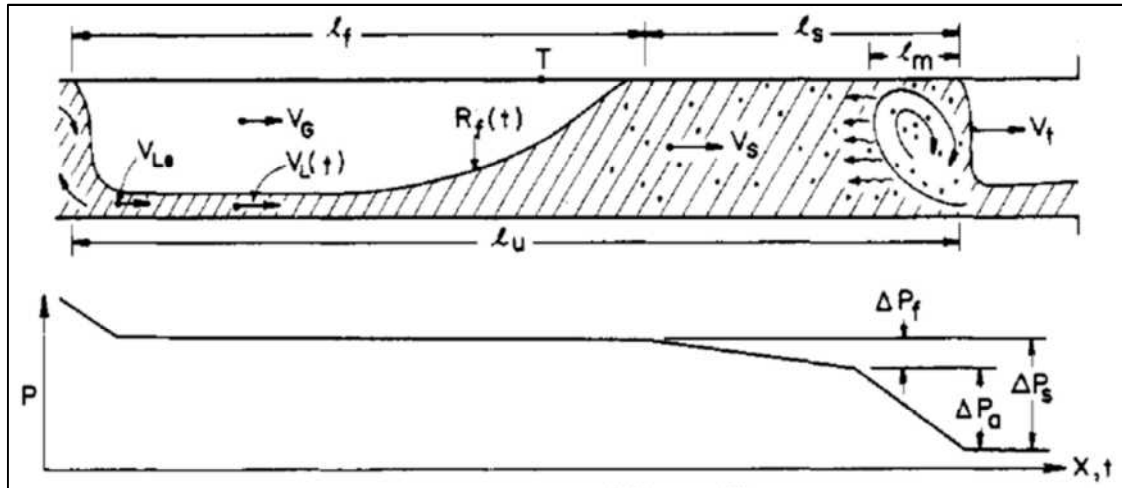


Figura 2-5. Célula unitária do escoamento pistonado horizontal, DUKLER e HUBBARD (1975).

Adicionalmente,  $l_u$  é o comprimento total da célula unitária,  $l_m$  é o comprimento de mistura (onde o pistão líquido coleta líquido do filme, produzindo aumento da velocidade),  $V_t$  é a velocidade média de deslocamento do nariz do pistão,  $V_s$  é a velocidade média do pistão líquido,  $R_f$  é a fração da tubulação ocupada pelo filme líquido,  $V_L$  é a velocidade do filme líquido, e  $V_G$  é a velocidade da fase do gás.

O modelo é mecânico e está fundamentado na observação de que o pistão líquido supera a camada fina de líquido contígua à parede. Como resultado, porções do líquido mais lento são engolfadas pelas camadas mais rápidas, sendo, assim, aceleradas à velocidade do pistão até uma região de mistura localizada atrás da cauda da bolha. Esse processo é produzido novamente quando outro filme se forma atrás do pistão líquido, o qual tem uma desaceleração. Nesta análise, o escoamento é considerado desenvolvido quando o líquido coletado na frente do pistão é igual ao líquido perdido pela parte posterior, mantendo constantes os comprimentos das zonas que compõem a célula unitária. Desta forma, este escoamento bifásico é também considerado periódico com respeito ao espaço e ao tempo.

O campo do escoamento é caracterizado por velocidades superficiais como uma função da vazão de gás  $Q_G$  e do líquido  $Q_L$ . A velocidade superficial é dada pela seguinte equação:

$$\begin{aligned}
 U_{SG} &= \frac{Q_G}{A} = \alpha_G u_G \\
 U_{SL} &= \frac{Q_L}{A} = \alpha_L u_L
 \end{aligned}
 \tag{2.1}$$

onde  $\alpha_L$  e  $\alpha_{LG}$  são as frações volumétricas da fase líquida e gasosa respectivamente,  $A$  é a área transversal da tubulação,  $u_L$  é a velocidade do líquido e  $u_G$  a velocidade do gás. As frações volumétricas estão dadas por:

$$\begin{aligned}
 \alpha_G &= \frac{A_G}{A} \\
 \alpha_L &= \frac{A_L}{A} \\
 \alpha_G + \alpha_L &= 1
 \end{aligned}
 \tag{2.2}$$

Adicionalmente, DUKLER e HUBBARD (1975) calcularam a queda de pressão através da célula unitária do escoamento pistonado através da seguinte equação:

$$\Delta P_s = \Delta P_a + \Delta P_f
 \tag{2.3}$$

onde  $\Delta P_a$  é a queda de pressão devido à aceleração do filme líquido para atingir a velocidade do pistão líquido, e  $\Delta P_f$  é a queda de pressão necessária para superar as tensões de cisalhamento na seção posterior do pistão. A queda de pressão na região do filme líquido foi assumida igual à zero. A Figura 2-5 detalha o comportamento da pressão ao longo da célula unitária.

#### 2.2.4.1 Velocidade do pistão líquido.

A velocidade do pistão líquido pode ser calculada a partir da seguinte expressão obtida por DUKLER e HUBBARD (1975).

$$\begin{aligned}
 V_t &= (1 + C)V_s \\
 C &= 0.021 \ln(Re_s) + 0.022 \\
 Re_s &= DV_s \frac{\rho_L R_s + \rho_G (1 - R_s)}{\mu_L R_s + \mu_G (1 - R_s)} \\
 V_s &= \frac{1}{A} \left( \frac{W_L}{\rho_L} + \frac{W_G}{\rho_G} \right)
 \end{aligned}
 \tag{2.4}$$

onde  $Re_s$  é o número de Reynolds ponderado para o pistão líquido,  $R_s$  é a fração de líquido no pistão,  $D$  diâmetro interno da tubulação,  $V_s$  velocidade média do pistão líquido,  $\rho_L$  e  $\rho_G$  são as massas específicas do líquido e do gás,  $\mu_L$  e  $\mu_G$  são as viscosidades cinemáticas do líquido e do gás,  $W_L$  e  $W_G$  são as vazões mássicas do líquido e do gás.

#### 2.2.4.2 Velocidade das Bolhas alongadas

Uma das primeiras propostas de um modelo para obtenção da velocidade da bolha de Taylor foi dada por NICKLIN *et al.* (1962), o qual foi baseado em experimentos desenvolvidos em tubulações verticais. Posteriormente este modelo foi utilizado para as predições em tubulações horizontais. A correlação é apresentada a seguir:

$$\begin{aligned} V &= C_o U_m + U_d \\ U_m &= U_{SG} + U_{SL} \end{aligned} \quad (2.5)$$

onde  $V$  é a velocidade da bolha,  $U_m$  é a velocidade de mistura igual à soma das velocidades superficiais do líquido e do gás, e  $U_d$  é a velocidade deriva (velocidade da bolha no líquido estagnado). O coeficiente  $C_o$  está baseado na suposição de que a velocidade de propagação das bolhas segue a velocidade máxima local da ponta do nariz. Portanto este coeficiente pode ser representado pela seguinte relação:

$$C_o = \frac{U_{max}}{U_m} \quad (2.6)$$

Contudo, o coeficiente  $C_o$  foi encontrado experimentalmente por outros autores, sendo igual a 1.2 para escoamentos pistonados turbulentos totalmente desenvolvidos, e igual a 2 para o regime laminar. Recentemente, WANG *et al.* (2007) fizeram análises experimentais sobre a velocidade das bolhas alongadas em tubulações horizontais e compararam com diferentes correlações para modelos propostos por diferentes autores.

A velocidade de deriva no líquido estagnado foi determinada aplicando a análise de fluxo potencial, e para o caso dos escoamentos pistonados horizontais, BENJAMIN (1968) obteve uma expressão para calculá-la:

$$U_d = 0.54\sqrt{gD} \quad (2.7)$$

### 2.2.4.3 Comprimentos em escoamentos pistonados horizontais.

DUKLER e HUBBARD (1975), NICHOLSON *et al.* (1978) e FABRE e LINÉ (1992) estudaram o comprimento dos pistões, observando comprimentos médios entre 15-40 vezes o diâmetro da tubulação.

MARON e BRAUNER (1985) trabalharam num modelo físico para encontrar o comprimento mínimo estável do pistão líquido tanto para tubulações horizontais como verticais. O modelo se baseia no conceito de relaxamento recorrente da camada limite na frente do pistão e seu redesenvolvimento na parte posterior do mesmo.

BARNEA e TAITEL (1993) desenvolveram um modelo para prever a distribuição de comprimentos dos pistões líquidos em qualquer ponto ao longo da tubulação horizontal, onde os resultados apresentados, para escoamentos totalmente desenvolvidos, mostraram que os comprimentos médio e máximo são 1.5 e 3 vezes o comprimento mínimo do pistão estável, respectivamente.

COOK e BEHNIA (2000) propuseram um modelo para a predição dos comprimentos dos pistões em tubulações quase horizontais. O modelo utiliza a correlação para o colapso dos pistões para simular a evolução da distribuição dos comprimentos longe da entrada.

Recentemente, KADRI *et al.* (2010) investigaram o comportamento dos comprimentos dos pistões sob a influência de diferentes pressões de trabalho. Eles encontraram que, a altas pressões, podem ser observados comprimentos curtos dos pistões; ao contrário, para baixas pressões, os comprimentos podem atingir valores até 500 D ou mais. Esta variação da pressão acontece na produção dos poços de petróleo, e os efeitos do escoamento pistonado são mais importantes quando o tempo de produção é maior, devido à formação de pistões de grande comprimento, os quais podem ocasionar danificações nas instalações industriais.

Entretanto, de acordo com a análise feita por DUKLER e HUBBARD (1975), é possível encontrar uma expressão para o comprimento do filme líquido (o qual seria uma aproximação do comprimento da bolha alongada) e para o do pistão líquido. Eles aplicaram um balanço de massa e momento para obter as seguintes equações:

$$l_s = \frac{V_t}{\vartheta_s(R_s - R_{fe})} \left[ \frac{W_L}{\rho_L A V_s} - R_{fe} + C(R_s - R_{fe}) \right]$$
$$l_f = \frac{V_t}{\vartheta_s} - l_s$$
$$l_u = l_s + l_f$$
(2.8)

onde  $R_{fe}$  é a fração de líquido do filme líquido,  $\vartheta_s$  é a frequência dos pistões líquidos,  $l_f$  é o comprimento do filme líquido,  $l_s$  é o comprimento do pistão e  $l_u$  é o comprimento da célula unitária. Os demais termos foram explicados nas equações anteriores.

#### 2.2.4.4 Frequência dos escoamentos pistonados

Diversos autores desenvolveram estudos para obter correlações da frequência dos pistões líquidos, dado que é muito importante para as predições da queda de pressão e das vazões volumétricas do líquido e do gás (os quais são necessários para projetar os equipamentos das instalações industriais).

A frequência no escoamento intermitente é definida como o número de pistões líquidos por unidade de tempo que passam por um ponto de medição fixa.

GREGORY e SCOTT (1969) obtiveram uma correlação usando um escoamento bifásico composto de dióxido de carbono e água, em uma tubulação horizontal de 19.1 mm de diâmetro interno. A correlação proposta é a seguinte:

$$\vartheta_s = 0.0226 \left[ \frac{U_{SL}}{g D} \left( \frac{19.75}{U_m} + U_m \right) \right]^{1.2} \quad (2.9)$$

NYDAL (1991) fez um trabalho experimental e utilizou a correlação anterior para realizar comparações, as quais apresentaram bons resultados (especialmente para valores das velocidades superficiais do líquido e do gás menores do que 1.3 m/s e 10 m/s respectivamente). Adicionalmente, argumentou que a altas velocidades da fase líquida, a frequência dos pistões líquidos não depende muito da velocidade superficial do gás, e sugeriu a seguinte correlação:

$$\vartheta_s = 0.088 \left[ \frac{(U_{SL} + 1.5)^2}{g D} \right] \quad (2.10)$$

GRESKOVICH e SHRIER (1972) propuseram uma correlação parecida à equação (2.9) para escoamentos pistonados em tubulações horizontais:

$$\vartheta_s = 0.0226 \left[ \frac{U_{SL}}{U_m} \left( \frac{2.02}{d} + \frac{U_m^2}{g D} \right) \right]^{1.2} \quad (2.11)$$

TAITEL e DUKLER (1977) desenvolveram um modelo interessante, onde é assumido que a frequência é o inverso do tempo de ciclo que o filme líquido cresce a partir do nível de estabilidade do nível de equilíbrio. Este é um modelo transiente onde primeiramente é simulado o processo de reconstrução do filme e, em seguida, é calculada a frequência.

TRONCONI (1990) estabeleceu uma expressão semi-mecânica para a frequência dos pistões líquidos, onde foi assumido que era a metade da frequência das ondas instáveis.

$$\vartheta_s = 0.305 C_w^{-1} \frac{\rho_L U_G}{\rho_G h_g} \quad (2.12)$$

$$u_G = \frac{U_{SG}}{1 - \alpha_L}$$

onde  $C_w$  é a velocidade das ondas crescendo para formar os pistões líquidos, e  $h_g$  é a altura da fase do gás na entrada de iniciação do escoamento pistonado.

HERNANDEZ *et al.* (2010) obtiveram uma correlação para tubulações inclinadas a partir do uso de correlações para tubulações horizontais.

$$\vartheta_s = 0.0226 \left[ \frac{U_{SL}}{g D} \left( \frac{19.75}{U_m} + U_m \right) \right]^{1.2} (0.836 + 2.75 \text{Sin}\gamma) \quad (2.13)$$

onde  $\gamma$  é o ângulo de inclinação da tubulação.

GOKCAL *et al.* (2010) apresentaram um modelo da frequência aplicados para óleos de alta viscosidade. Eles fizeram experimentos e observaram que a frequência depende muito da alta viscosidade do líquido. Portanto, as correlações feitas para água não predizem adequadamente a frequência em escoamentos intermitentes, devido ao fato de que não são funções explícitas da viscosidade.

#### 2.2.4.5 Pressões em escoamentos pistonados

A queda de pressão é outro parâmetro importante nos escoamentos intermitentes, e é uma variável fundamental na projeção de equipamentos nas instalações petroleiras, nucleares, geotérmicas, químicas, etc. Os primeiros a desenvolverem um modelo para a predição do comportamento da pressão foram LOCKHART e MARTINELLI (1949), usando uma abordagem de fluxos separados, calcularam a queda de pressão devido ao

fator de atrito para escoamentos bifásicos adiabáticos, onde aplicaram uma correção da fase contínua através de um multiplicador. A relação que encontraram foi a seguinte:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dp}{dx}\right)_m &= \phi_L^2 \left(\frac{dp}{dx}\right)_L = \phi_G^2 \left(\frac{dp}{dx}\right)_G \\ \left(\frac{dp}{dx}\right)_L &= \frac{f_L \rho_L U_{SL}^2}{2 D} \\ \left(\frac{dp}{dx}\right)_G &= \frac{f_G \rho_G U_{SG}^2}{2 D} \end{aligned} \quad (2.14)$$

onde  $\phi_L$  e  $\phi_G$  são os multiplicadores para a fase do líquido e do gás,  $f_L$  e  $f_G$  são os fatores de atrito que a parede exerce sobre o líquido e o gás,  $p$  é a pressão e  $m$  representa o escoamento misturado.

Depois de alguns anos, DUKLER e HUBBARD (1975), através de um modelo mecanicista, obtiveram uma equação para a queda de pressão  $\Delta P_s$ , constituída pela soma da pressão  $\Delta P_a$ , gerada como resultado do filme líquido para atingir a velocidade do pistão e a queda de pressão  $\Delta P_f$ , necessária para superar as tensões de cisalhamento na seção no pistão líquido. Para isso foi necessário determinar o comprimento da região de mistura  $l_m$ , a velocidade do filme líquido antes do engolfamento  $V_{fe}$ , o fator de atrito no pistão  $f_s$ , e a vazão mássica de líquido engolfado pelo pistão líquido  $\dot{m}_p$ .

$$\begin{aligned} \dot{m}_p &= C \rho_L A R_s V_s \\ V_{fe} &= V_s \left( 1 - C \left( \frac{R_s - R_{fe}}{R_{fe}} \right) \right) \\ l_m &= \frac{0.3(V_s - V_{fe})^2}{2g} \\ f_s &= 0.0791 Re_s^{-0.25} \\ \Delta P_a &= \frac{\dot{m}_p (V_s - V_{fe})}{A} \\ \Delta P_f &= \frac{f_s (\rho_L R_s + \rho_G (1 - R_s)) V_s^2 (l_s - l_m)}{2 g D} \\ \Delta P_s &= \Delta P_a + \Delta P_f \end{aligned} \quad (2.15)$$

NICHOLSON *et al.* (1978) identificaram os efeitos hidrostáticos, de atrito e a aceleração do filme líquido ao pistão na zona de mistura ou turbulenta como as principais fontes que produzem a queda de pressão no escoamento pistonado.

TAITEL e BARNEA (1990b) determinaram que a queda de pressão da célula unitária pode ser calculada por um balanço global de força, na qual somente os termos de gradiente de pressão hidrostática e pelo atrito são considerados através do pistão e da bolha alongada.

COOK e BEHNIA (2000b) apresentaram um modelo físico para prever a queda de pressão baseado na dissipação viscosa dentro do pistão, onde a presença das bolhas pequenas dispersas é contabilizada.

LI *et al.* (2007) fizeram um tratamento compreensivo para modelar a queda de pressão dividindo a célula unitária em três partes para calcular os gradientes de pressão em cada uma delas. Na zona de mistura, a teoria de momento foi aplicada e o processo de mistura entre o filme líquido e o pistão é simulado com um jato na parede bidimensional, ingressando a um grande reservatório para calcular o comprimento de mistura. A teoria da capa limite é utilizada para calcular a queda de pressão para o corpo do líquido e a equação de momento para calcular a queda de pressão no filme líquido.



# Capítulo 3

## Modelo Teórico

### 3.1 Forma da bolha em escoamentos pistonados horizontais

Na literatura existem muitos trabalhos para prever parâmetros importantes deste padrão de escoamentos bifásicos, tais como o gradiente de pressão, velocidade, frações de volume de cada fase, como apresentado por DUKLER e HUBBARD (1975), WALLIS (1969), FABRE e LINÉ (1992). Mas não há muitos estudos relativos à estrutura e a forma da bolha no escoamento pistonado.

BARNEA (1990) usou os modelos hidrodinâmicos para escoamentos pistonados em tubulações verticais, para estudar os efeitos que produzem as bolhas de Taylor na queda de pressão ao longo da tubulação. GRENIER *et al.* (1997) mostrou que a forma de uma bolha depende da velocidade da mistura.

LIU *et al.* (2005) fizeram uma análise teórica do comportamento do filme líquido na bolha alongada, onde demonstraram que nesta interface o líquido é uma onda contínua com rapidez a mesma que a velocidade de translação da bolha alongada. Além disso, derivaram uma equação de controle para a altura do líquido.

O trabalho desenvolvido por NETTO *et al.* (1999) será utilizado para a obtenção da forma da bolha em escoamentos pistonados horizontais. Esta teoria utiliza como dados de entrada: a velocidade do pistão líquido, as propriedades da fase líquida e gasosa (como a viscosidade e massa específica) e o volume da bolha para obter o contorno. A seguir é explicado o modelo físico-matemático deste escoamento bifásico.

A bolha no escoamento pistonado horizontal é formada por quatro seções: o nariz, o corpo, o ressalto hidráulico, e a cauda (Figura 3-1). A existência da cauda no final da bolha depende do número de Froude do pistão líquido.

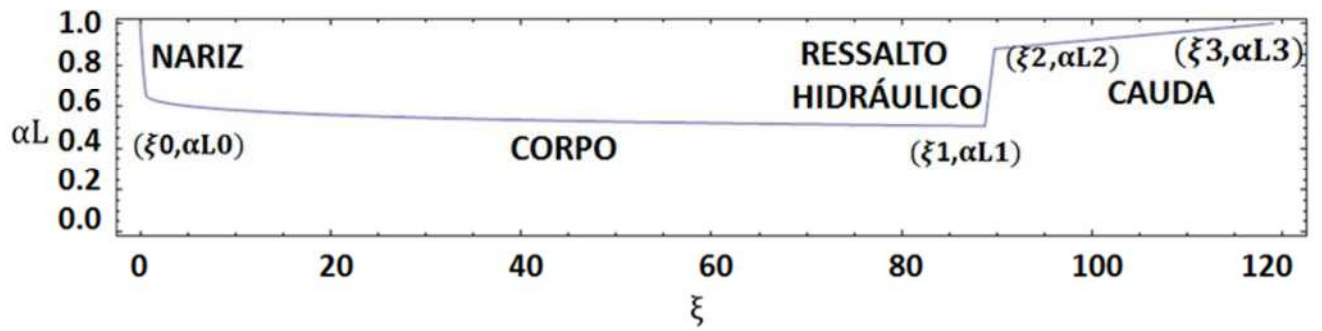


Figura 3-1. Regiões da Bolha, onde  $\alpha_L$  é a fração do líquido e  $\xi$  é a distancia desde o início do nariz dividido pelo diâmetro da tubulação.

A baixas velocidades, geralmente quando o número de Froude na fase líquida é menor do que um, a bolha mostra um nariz curto seguido de uma interface ondulada com um comprimento de onda constante e uma amplitude decrescente (Figura 3-2). Na parte final da bolha existe a formação de um ressalto hidráulico, que não atinge a parte superior da tubulação, e termina com a formação da cauda que dá um aspecto de escada (Figura 3-3).

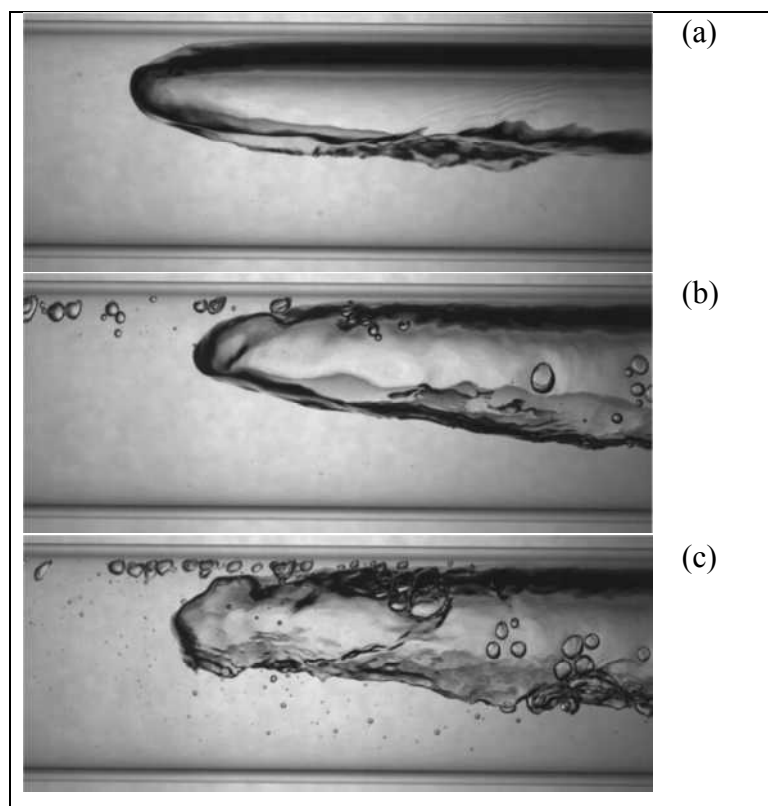


Figura 3-2. Nariz da bolha para diferentes velocidades do pistão líquido na tubulação horizontal de 0.0457 m de diâmetro: (a) 0.96 m/s, (b) 1.30 m/s, (c) 1.90 m/s

À medida que aumenta o número de Froude, o nariz torna-se mais comprido, a amplitude da onda é menor e a cauda fica mais fina e curta.

Em altas velocidades, quando o número de Froude é maior que dois, a cauda e a onda estacionária ligada ao nariz desaparecem como está ilustrado na Figura 3-2 (c) e Figura 3-4. Na ausência de cauda, observou-se que pequenas bolhas são arrastadas no pistão líquido, entre a sequência das bolhas alongadas.

Adicionalmente, a baixas velocidades, o nariz da bolha está localizado na parte superior da tubulação, com sua ponta tocando a parede superior. No entanto, para altas velocidades o nariz se move na direção do centro da tubulação.

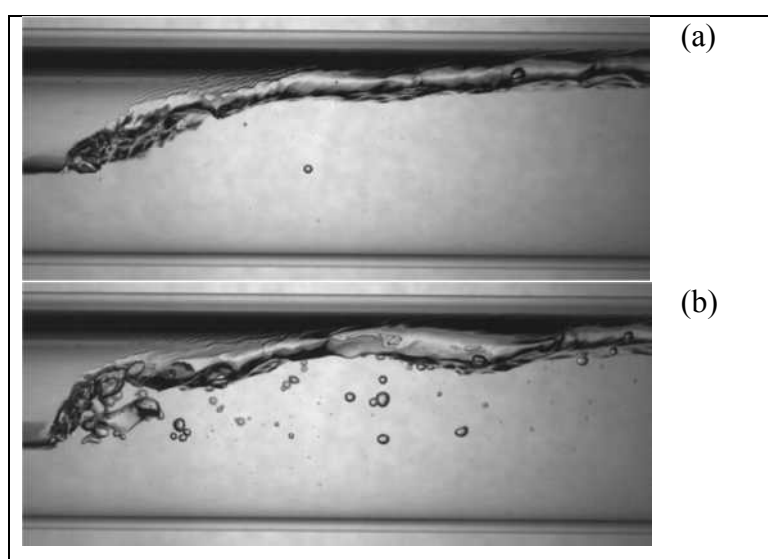


Figura 3-3. Cauda da bolha para diferentes velocidades do pistão líquido na tubulação horizontal de 0.0457 m de diâmetro interno: (a) 0.96 m/s, (b) 1.30 m/s.

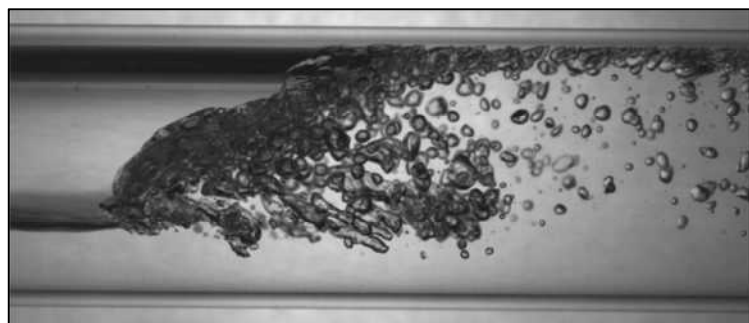


Figura 3-4. Ressalto hidráulico da bolha uma velocidade do pistão líquido de 1.90 m/s na tubulação de 0.0457 m de diâmetro interno.

### 3.1.1 Modelo do Corpo da Bolha

Para a solução analítica do corpo da bolha é usado o modelo matemático apresentado por ANDREUSSI *et al.* (1993), onde são aplicadas as equações de conservação de massa e de momento para cada fase na direção  $x$ :

$$\frac{\partial \alpha_K}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha_K u_K)}{\partial x} = 0 \quad (3.1)$$

onde  $k$  define as fases do escoamento bifásico,  $\alpha_K$  é a fração volumétrica de cada fase e  $u_K$  é a velocidade da fase  $k$ .

$$\frac{\partial(\alpha_K u_K)}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha_K u_K^2)}{\partial x} + \frac{\alpha_K}{\rho_K} \frac{\partial p_i}{\partial x} + \alpha_K g \frac{\partial H}{\partial x} = \frac{\tau_K^W S_K + \tau_K^i S_I}{\rho_K A} \quad (3.2)$$

onde  $\rho_K$  é a massa específica de cada fase,  $p_i$  a pressão interfacial,  $A$  a área transversal da tubulação,  $H$  a posição vertical da interface,  $\tau_K^W$  a tensão de cisalhamento exercida pela parede em cada fase,  $\tau_K^i$  a tensão de cisalhamento exercida pela interface,  $S_K$  o perímetro ocupado pela fase,  $S_I$  o perímetro interfacial e  $g$  a aceleração da gravidade.

Para encontrar a solução analítica deste sistema de equações diferenciais são utilizadas algumas simplificações. As novas variáveis utilizadas são:

$$\xi = \frac{Vt - x}{D} \quad (3.3)$$

onde  $\xi$  é a distância à partir do nariz da bolha dividido pelo diâmetro da tubulação  $D$ ,  $t$  o tempo de translação da bolha,  $x$  a distância a partir do nariz da bolha e  $V$  a velocidade da bolha. Considerando que a forma da bolha permanece constante ao longo do tempo e eliminando os efeitos devido à pressão interfacial, o sistema de equações diferenciais é reduzido a:

$$\alpha_L(V - u_L) = \varphi \quad (3.4)$$

$$\alpha_G(V - u_G) = 0 \quad (3.5)$$

$$\frac{\varphi^2}{\alpha_L^3} \frac{d\alpha_L}{d\xi} - g'D \frac{dh}{d\xi} = \frac{4}{\rho_L} \left( \frac{\tau_L^W S_L}{\alpha_L} - \frac{\tau_G^W S_G}{\alpha_G} - \frac{\tau_G^i S_I}{\alpha_G \alpha_L} \right) \quad (3.6)$$

Foram usados os seguintes parâmetros adimensionais para a simplificação das equações diferenciais:

$$s_K = \frac{S_K}{S} \quad (3.7)$$

$$g' = \frac{g\Delta\rho}{\rho_L} \quad (3.8)$$

$$h = \frac{H}{D} \quad (3.9)$$

onde  $\varphi$  é a velocidade do filme líquido (abaixo da bolha),  $\varphi = V - U$ . A velocidade média do líquido à frente da bolha é representada por  $U$ . A aceleração gravitacional modificada é  $g'$  e  $S$  é o perímetro da tubulação.

Longe o suficiente do nariz, quando  $\xi \rightarrow \infty$ , o fluxo no filme líquido está totalmente desenvolvido e o sistema de equações reduzido torna-se o seguinte:

$$\alpha_{L\infty}(V - u_{L\infty}) = \varphi \quad (3.10)$$

$$\alpha_{G\infty}(V - u_{G\infty}) = 0 \rightarrow V = u_{G\infty} \quad (3.11)$$

$$\left( \frac{\tau_{L\infty}^W S_{L\infty}}{\alpha_{L\infty}} - \frac{\tau_{G\infty}^W S_{G\infty}}{\alpha_{G\infty}} - \frac{\tau_{G\infty}^i S_{I\infty}}{\alpha_{G\infty} \alpha_{L\infty}} \right) = 0 \quad (3.12)$$

A fração de volume da película líquida, medida à partir do nariz, pode ser determinada se as leis de fechamento são conhecidas para as tensões de cisalhamento na parede e na interface. Assumindo que a velocidade do filme líquido  $u_{L\infty}$  é muito menor do que a velocidade da bolha  $V$ , as relações de fechamento para as tensões cisalhantes são:

$$\begin{aligned} \tau_L^W &= -\frac{1}{2} \rho_L f_L u_L^2 \\ \tau_G^W &= -\frac{1}{2} \rho_G f_G V^2 \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$\tau_G^i = -\frac{1}{2} \rho_G f_I (V - u_L)^2 \approx -\frac{1}{2} \rho_G f_I V^2$$

onde  $f$  é o fator de atrito.

Assumindo que o escoamento bifásico está no regime turbulento, os fatores de atrito da parede e da interface são:

$$\begin{aligned} f_L &= C(Re_L)^{-n}, & Re_L &= \frac{u_\infty D}{\nu_L} \left( \frac{\alpha_L}{s_L} \right) \\ f_I \approx f_G &= C(Re_G)^{-n}, & Re_G &= \frac{VD}{\nu_G} \left( \frac{\alpha_G}{s_G + s_I} \right) \end{aligned} \quad (3.14)$$

Substituindo as equações (3.13) e (3.14) na equação (3.12), a velocidade do líquido  $u_{L\infty}$  em função da fração do líquido, das massas específicas das fases, da velocidade da bolha e do número de Reynolds é a seguinte:

$$u_{L\infty}^2 = \left( \frac{\alpha_{L\infty} s_{G\infty} + s_{I\infty}}{\alpha_{G\infty} s_{L\infty}} \right) \frac{\rho_G}{\rho_L} \left( \frac{Re_L}{Re_G} \right)^n V^2 \quad (3.15)$$

A equação (3.15) pode ser separada como uma função das propriedades e das frações das fases do escoamento. Supondo para  $f$ , a validade da relação Blasius,  $n$  é igual a 1/4, de onde se obtém a relação:

$$\begin{aligned} u_{L\infty} &= \beta \Phi V \\ \beta &= \left( \frac{\nu_G \rho_G^4}{\nu_L \rho_L^4} \right)^{1/7}, \quad \Phi = \left[ \frac{(\alpha_{L\infty} s_{G\infty} + s_{I\infty})^4 \alpha_{L\infty} (s_{G\infty} + s_{I\infty})}{(\alpha_{G\infty} s_{L\infty})^5} \right]^{1/7} \end{aligned} \quad (3.16)$$

Para um escoamento bifásico ar-água,  $\beta=0.0315$  à pressão atmosférica. Usando as equações (3.16) e (3.10) obtém-se a relação para a fração do líquido no escoamento totalmente desenvolvido:

$$\alpha_{L\infty} (1 - \beta \Phi(\alpha_{L\infty})) = \frac{\varphi}{V} \quad (3.17)$$

Logo,  $\alpha_{L\infty}$  pode ser expressa através de uma série assintótica, já que  $\beta$  é um parâmetro pequeno.

$$\alpha_{L\infty} = \alpha_{L0} + \beta \alpha_{L1} + \beta^2 \alpha_{L2} + \dots \quad (3.18)$$

Introduzindo a equação (3.18) em (3.17) e separando os termos por potências de  $\beta$ , onde o primeiro e o segundo termo fornecem os valores de  $\alpha_{L\infty}$  e  $\alpha_{L1}$ .

$$\beta^0 \Rightarrow \alpha_{L0} = \frac{\varphi}{V} \quad (3.19)$$

$$\beta^1 \Rightarrow \alpha_{L1} = \alpha_{L0} \Phi(\alpha_{L0})$$

Portanto, a solução para a fração do líquido afastado do nariz é dada por:

$$\alpha_{L0} = \frac{\varphi}{V} \left[ 1 + \beta \Phi \left( \frac{\varphi}{V} \right) \right] \quad (3.20)$$

A função  $\Phi$  pode ser representada como uma relação linear para valores da fração do líquido entre 0.1 e 0.5,  $\Phi(\alpha_L) = 1.7(\alpha_L + 0.5)$ , como ilustrado na Figura 3-5.

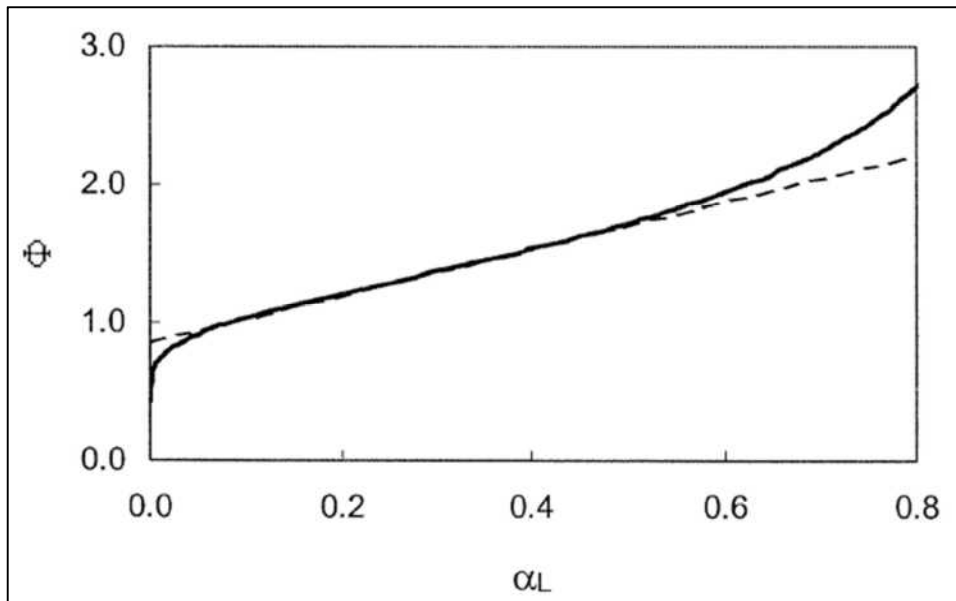


Figura 3-5. Representação da função  $\Phi(\alpha_L)$  \_\_\_ valor exato, ----  $\Phi(\alpha_L) = 1.7(\alpha_L + 0.5)$ , (NETTO *et al.*, 1999).

Utilizando a relação linear e as propriedades da água e do ar na equação (3.20), obtém-se a seguinte equação:

$$\alpha_{L\infty} = \frac{\varphi}{V} \left[ 1 + 1.7 \left( \frac{\varphi}{V} + 0.5 \right) \left( \frac{v_G \rho_G^4}{v_L \rho_L^4} \right)^{1/7} \right] \quad (3.21)$$

$$\alpha_{L\infty} = 1.027 \frac{\varphi}{V} + 0.054 \left( \frac{\varphi}{V} \right)^2$$

Combinando a equação (3.21) com a equação de conservação de massa, a velocidade do líquido no escoamento bifásico desenvolvido é dada por:

$$u_{L\infty} = \frac{0.027 + 0.054 \frac{\varphi}{V}}{1.027 + 0.054 \frac{\varphi}{V}} v \quad (3.22)$$

É usada a equação de quantidade de movimento (3.6) para introduzir as tensões de cisalhamento distantes do nariz da bolha.

$$\frac{\varphi^2}{\alpha_L^3} \frac{d\alpha_L}{d\xi} - g'D \frac{dh}{d\xi} = \frac{4}{\rho_L} \left( \frac{\tau_L^W s_L}{\alpha_L} - \frac{\tau_G^W s_G}{\alpha_G} - \frac{\tau_G^i s_I}{\alpha_G \alpha_L} \right) - \frac{4}{\rho_L} \left( \frac{\tau_{L\infty}^W s_{L\infty}}{\alpha_{L\infty}} - \frac{\tau_{G\infty}^W s_{G\infty}}{\alpha_{G\infty}} - \frac{\tau_{G\infty}^i s_{I\infty}}{\alpha_{G\infty} \alpha_{L\infty}} \right)$$

Rearranjando os termos:

$$\frac{\varphi^2}{\alpha_L^3} \frac{d\alpha_L}{d\xi} - g'D \frac{dh}{d\xi} = \frac{4}{\rho_L} \left( \frac{\tau_L^W s_L}{\alpha_L} - \frac{\tau_{L\infty}^W s_{L\infty}}{\alpha_{L\infty}} \right) - \frac{4}{\rho_L} \left( \frac{\tau_G^W s_G}{\alpha_G} + \frac{\tau_G^i s_I}{\alpha_G \alpha_L} - \frac{\tau_{G\infty}^W s_{G\infty}}{\alpha_{G\infty}} - \frac{\tau_{G\infty}^i s_{I\infty}}{\alpha_{G\infty} \alpha_{L\infty}} \right) \quad (3.23)$$

Comparando os seguintes termos, tem-se:

$$\left( \frac{\tau_L^W s_L}{\alpha_L} - \frac{\tau_{L\infty}^W s_{L\infty}}{\alpha_{L\infty}} \right) \gg \left( \frac{\tau_G^W s_G}{\alpha_G} + \frac{\tau_G^i s_I}{\alpha_G \alpha_L} - \frac{\tau_{G\infty}^W s_{G\infty}}{\alpha_{G\infty}} - \frac{\tau_{G\infty}^i s_{I\infty}}{\alpha_{G\infty} \alpha_{L\infty}} \right)$$

Portanto, a equação é dada por:

$$\frac{\varphi^2}{\alpha_L^3} \frac{d\alpha_L}{d\xi} - g'D \frac{dh}{d\xi} = \frac{4}{\rho_L} \left( \frac{\tau_L^W s_L}{\alpha_L} - \frac{\tau_{L\infty}^W s_{L\infty}}{\alpha_{L\infty}} \right)$$

Assumindo que  $f_{L0} = f_L = f_{L\infty}$  e utilizando as equações das tensões de cisalhamento, a equação (3.23) torna-se:

$$\frac{\varphi^2}{\alpha_L^3} \frac{d\alpha_L}{d\xi} - g'D \frac{dh}{d\xi} = -2f_L \frac{s_L}{\alpha_L^3} \left( \frac{\alpha_L - \alpha_{L\infty}}{\alpha_{L\infty}} \right)^2 \varphi^2$$

$$\frac{dh}{d\alpha_L} \approx 0.82, \quad s_L \approx \frac{\alpha_L + 0.5}{2}, \quad k = 0.82 \frac{g'D}{\varphi^2} \quad (3.24)$$

$$\frac{1 - k\alpha_L^3}{(\alpha_L + 0.5)(\alpha_L - \alpha_{L\infty})^2} d\alpha_L = -\frac{f_{L0}}{(\alpha_{L\infty})^2} d\xi$$



A aproximação para  $h$  em função de  $\alpha_L$  está ilustrada na Figura 3-6, enquanto que a evolução de  $s_L$  está ilustrada na Figura 3-7.

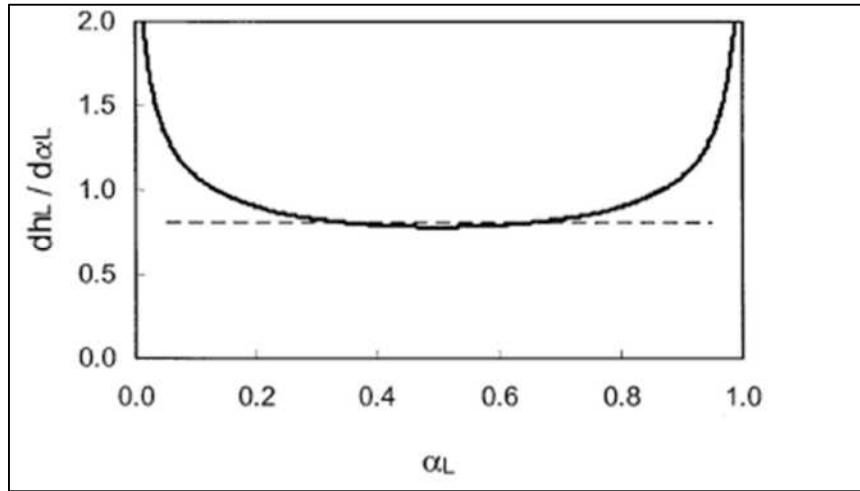


Figura 3-6. Evolução de  $\frac{dh}{d\alpha_L}$ , \_\_\_\_\_ Valor exato, -----  $\frac{dh}{d\alpha_L} = 0.82$ , (NETTO *et al.*, 1999)

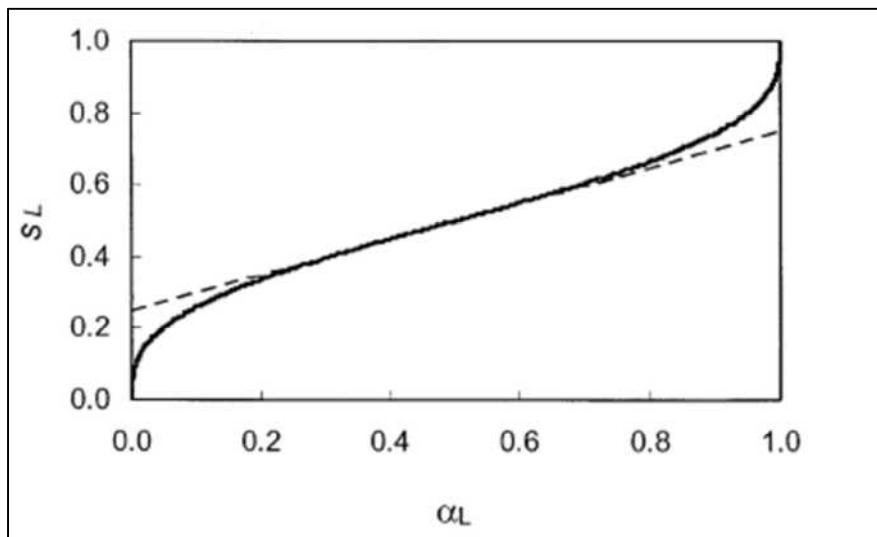


Figura 3-7. Evolução de perímetro molhado  $s_L$ , \_\_\_\_\_ Valor exato, -----  $s_L \approx \frac{\alpha_L + 0.5}{2}$ , (NETTO *et al.*, 1999).

Finalmente, ao resolver a equação diferencial ordinária (3.24) obtém-se a solução para o corpo da bolha em escoamento bifásico pistonado:

$$\begin{aligned}
 & - \left(1 + \frac{k}{8}\right) \ln \left( \frac{2\alpha_L + 1}{2\alpha_{L0} + 1} \right) + (1 + k\alpha_{L\infty}^2(1.5 + 2\alpha_{L\infty})) \ln \left( \frac{\alpha_L - \alpha_{L\infty}}{\alpha_{L0} - \alpha_{L\infty}} \right) \\
 & - (\alpha_{L\infty} + 0.5)^2 \left\{ \frac{(1 - k\alpha_{L\infty}^3)}{(\alpha_{L\infty} + 0.5)(\alpha_{L0} - \alpha_{L\infty})(\alpha_L - \alpha_{L\infty})} \right. \\
 & \left. - k \right\} (\alpha_L - \alpha_{L0}) = f_{L0} \left( \frac{\alpha_{L\infty} + 0.5}{\alpha_{L\infty}} \right)^2 (\xi - \xi_0)
 \end{aligned} \tag{3.25}$$

### 3.1.2 Modelo do Nariz da Bolha

Para obter a forma do nariz, foi usada a solução proposta por BENJAMIN (1968), onde assume-se que seu comprimento é menor ou igual ao diâmetro da tubulação para esta parte da bolha. A solução é a seguinte:

$$\xi = \frac{1}{4\pi(a^2 - 2ab + 4b^2)} \left\{ 3a(2 - a) \ln \left( \frac{a^2 - 2abR + 4b^2R^2}{a^2} \right) + 3(2b^2 - ab + a) \ln(1 - R + R^2) + 2(2a^2 - ab + 2b^2 - 3a) \ln(1 + R^3) + 2\sqrt{3}(2b^2 + ab + a - 4b) \left[ \text{Sin}^{-1} \left( \frac{\sqrt{3}/2}{\sqrt{1 - R + R^2}} \right) \frac{\pi}{3} \right] \right\}$$

$$h = 1 + \frac{1}{4\pi(a^2 - 2ab + 4b^2)} \left\{ 6a(2 - a) \text{Tan}^{-1} \left( \frac{\sqrt{3}bR}{a + bR} \right) + 6(2b^2 - ab + a) \text{Tan}^{-1} \left( \frac{\sqrt{3}R}{R - 2} \right) + \sqrt{3}(2b^2 + ab + a - 4b) \ln \left( \frac{(1 + R)^2}{1 - R + R^2} \right) \right\} \quad (3.26)$$

Para  $a = 1.49$ ,  $b = 0.85$ ,  $R > 0$ ,  $\xi < 1$ , a solução pode ser aproximada a uma equação de segunda ordem:

$$\alpha_L = 1 - 0.775\xi + 0.34\xi^2$$

A solução da equação (3.26) deve coincidir com a equação (3.25) do corpo no ponto  $(\xi_0, \alpha_{L0})$ , como ilustrado na Figura 3-1. Portanto, as derivadas nas duas equações devem ser iguais:

$$-\frac{d\alpha_L}{d\xi} \Big|_{\alpha_{L0}} = \left( \frac{f_{L0}(\alpha_{L0} + 0.5)}{1 - k\alpha_{L0}^3} \right) \left( \frac{\alpha_{L0} - \alpha_{L\infty}}{\alpha_{L\infty}} \right)^2 = \sqrt{1.38(\alpha_{L0} - 0.5648)} \quad (3.27)$$

Quando  $\xi = 1$ ,  $\alpha_L = \alpha_{LM} = 0.57$ , por conseguinte, a solução do nariz vai ficar no intervalo  $\alpha_{LM} \leq \alpha_{L0} \leq 1$ . Enquanto que a solução para o corpo vai estar no intervalo  $\alpha_{LM} < \alpha_{L0} < k^{-1/3}$ .

### 3.1.3 Modelo do Ressalto Hidráulico

WALLIS (1969) aplicou uma análise de massa e quantidade de movimento no ressalto hidráulico, como mostrada na Figura 3-8, assumindo que a pressão da fase do gás é constante. A equação que representa o balanço de momento é dada por:

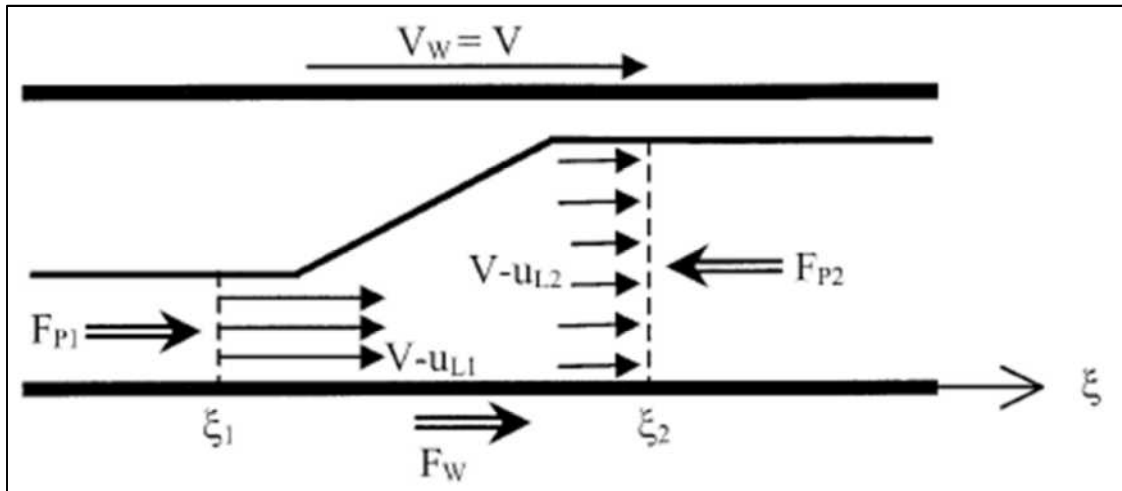


Figura 3-8. Ressalto Hidráulico

$$\begin{aligned}
 \frac{\rho_L (V - u_{L1})^2}{\alpha_{L1}} + \rho_L g \int_0^{\alpha_{L1}} \frac{(H_1 - z)}{D} d\alpha_L \\
 = \frac{\rho_L (V - u_{L2})^2}{\alpha_{L2}} + \rho_L g \int_0^{\alpha_{L2}} \frac{(H_2 - z)}{D} d\alpha_L - \frac{F_w}{A} \\
 f(\alpha_{La}) = \int_0^{\alpha_{La}} \frac{(H_a - z)}{D} d\alpha_L, \quad Fr_R = \frac{\varphi}{\sqrt{gD}} \\
 \frac{Fr_R^2}{\alpha_{L1}} + f(\alpha_{L1}) = \frac{Fr_R^2}{\alpha_{L2}} + f(\alpha_{L2}) - \frac{F_w}{\rho_L g D A}
 \end{aligned} \tag{3.28}$$

onde  $F_w$  é a força exercida pela parede da tubulação sobre o líquido. Esta força é considerada uma força motriz ( $F_w > 0$ ). Usando a equação (3.28) é calculado  $\alpha_{L2}$  a partir de um valor de  $\alpha_{L1}$ , produzindo um procedimento iterativo, até atingir o volume da bolha obtido experimentalmente. Se  $\alpha_{L2} \geq 1$ , o ressalto hidráulico atinge a parte superior da tubulação, mas se é menor do que um, a cauda é gerada na parte final da bolha.

Pode-se obter uma relação para a força exercida pela parede da tubulação sobre o líquido mediante a seguinte equação:

$$Fw = \int_{\xi_1}^{\xi_2} \tau_L^W S_L d\xi \quad (3.29)$$

O comprimento do ressalto hidráulico é aproximado ao diâmetro da tubulação,  $L_J = (\xi_2 - \xi_1)D$ . No entanto, a equação (3.29) somente pode ser aplicada em condições estáveis, por isso foi necessário deduzir uma relação da força exercida pela parede considerando as perturbações importantes dentro do ressalto hidráulico. Para este caso foi assumido a tensão cisalhante no ressalto hidráulico é igual à tensão no pistão líquido  $\tau_{L0}^W$ . Portanto, a força exercida pela parede é dada por:

$$Fw = L_J \langle S_L \tau_L^W \rangle_{\text{Ressalto}} = C_J L_J S \tau_{L0}^W, \quad C_J = \frac{\langle S_L \tau_L^W \rangle_{\text{Ressalto}}}{S \tau_{L0}^W} \quad (3.30)$$

$$C_J = 4, \quad L_J = 1D$$

$$Fw = 4DS \tau_{L0}^W$$

Também foi necessário encontrar uma relação para calcular a velocidade da bolha em função da velocidade do líquido. BENDIKSEN (1984) propôs a seguinte relação:

$$V = C_0 U + C_\infty \sqrt{gD} \quad (3.31)$$

onde  $C_0$  e  $C_\infty$  são coeficientes que dependem do número de Froude  $Fr_U$ . BENDIKSEN propôs que para  $Fr_U > 3.5$ ,  $C_0 = 1.2$ ,  $C_\infty = 0$ , e para  $Fr_U < 3.5$ ,  $C_0 = 1$ ,  $C_\infty > 0$ . WEBER (1981) propôs uma correção para  $C_\infty$ :

$$C_\infty = 0.542 - \frac{1.76}{Bo^{0.56}} \quad (3.32)$$

$$Bo = \frac{\Delta \rho g D^2}{\sigma}$$

onde  $Bo$  é o número de Bond e  $\sigma$  é a tensão superficial. Para manter a função entre  $V$  e  $U$  contínua, foi considerado o número de Froude crítico  $Fr_{\text{critico}} = \frac{C_\infty}{0.2}$ , do qual devem cumprir-se a seguintes condições:

$$\begin{aligned} \text{Se } Fr_U < Fr_{\text{critico}}, Fr_R &= C_\infty \\ \text{Se } Fr_U > Fr_{\text{critico}}, Fr_R &= 0.2 Fr_U \end{aligned} \quad (3.33)$$

### 3.1.4 Modelo da Cauda

Para obter o modelo da cauda é utilizada a parte superior da solução da equação (3.24) como é mostrado na Figura 3-9.

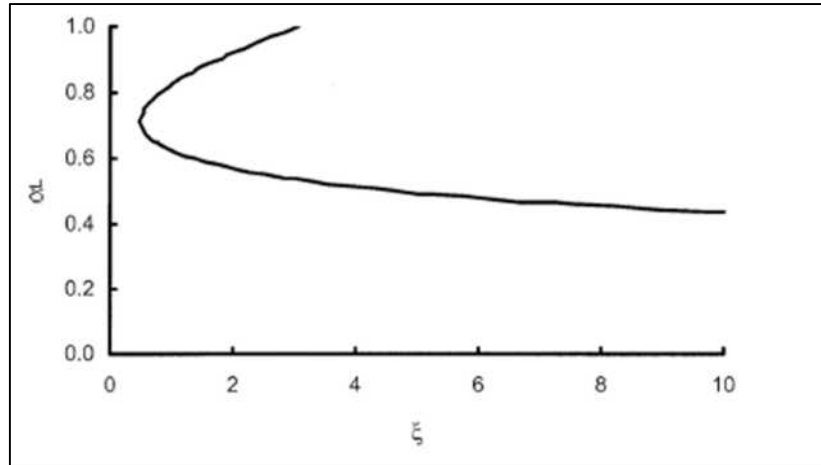


Figura 3-9. Solução da equação (3.24),  $U = 1.8 \text{ m/s}$ ,  $V = 2.2 \text{ m/s}$ , (NETTO *et al.* , 1999).

Neste caso, a equação (3.24) é resolvida para  $k\alpha_L^3 > 1$ . Além disso, é possível considerar  $\alpha_L \rightarrow 1$ , porque a cauda ocupa a parte superior da tubulação. Então a equação (3.6) pode ser linearizada assumindo  $s_L \approx 1$  e  $\frac{d\alpha_L}{dh} \approx 0$ , do qual obtém-se a equação a seguir:

$$\frac{dh}{d\xi} = 2f_{L0} \frac{U^2}{g'D} = \text{constante} \quad (3.34)$$

### 3.1.5 Volume da Bolha

Para obter o volume da bolha são usadas as equações de cada região obtidas nas seções anteriores. A área transversal da fase líquida ocupada na tubulação pode ser escrita em função da fração do líquido como ilustrada na seguinte equação:

$$A_L = \frac{D^2}{8} (\theta - \text{Sin}\theta), \quad \alpha_L = \frac{\theta - \text{Sin}\theta}{2\pi}, \quad A_L = \frac{D^2 \pi}{4} \alpha_L \quad (3.35)$$

Entretanto, que a fração de líquido  $\alpha_L$  está expressa como função de  $\xi$  e, portanto, também da variável  $x$ . Finalmente para obter o volume em qualquer região da bolha é necessário integrar ao longo do comprimento respectivo, como ilustrado na seguinte relação:

$$\begin{aligned} \text{Volume} &= \pi \frac{D^2}{4} (x_{final} - x_{inicial}) - \int_{x_{inicial}}^{x_{final}} A_L dx \\ \text{Volume} &= \pi \frac{D^3}{4} (\xi_{inicial} - \xi_{final}) - \int_{\xi_{inicial}}^{\xi_{final}} \frac{D^3 \pi}{4} \alpha_L(\xi) d\xi \end{aligned} \quad (3.36)$$

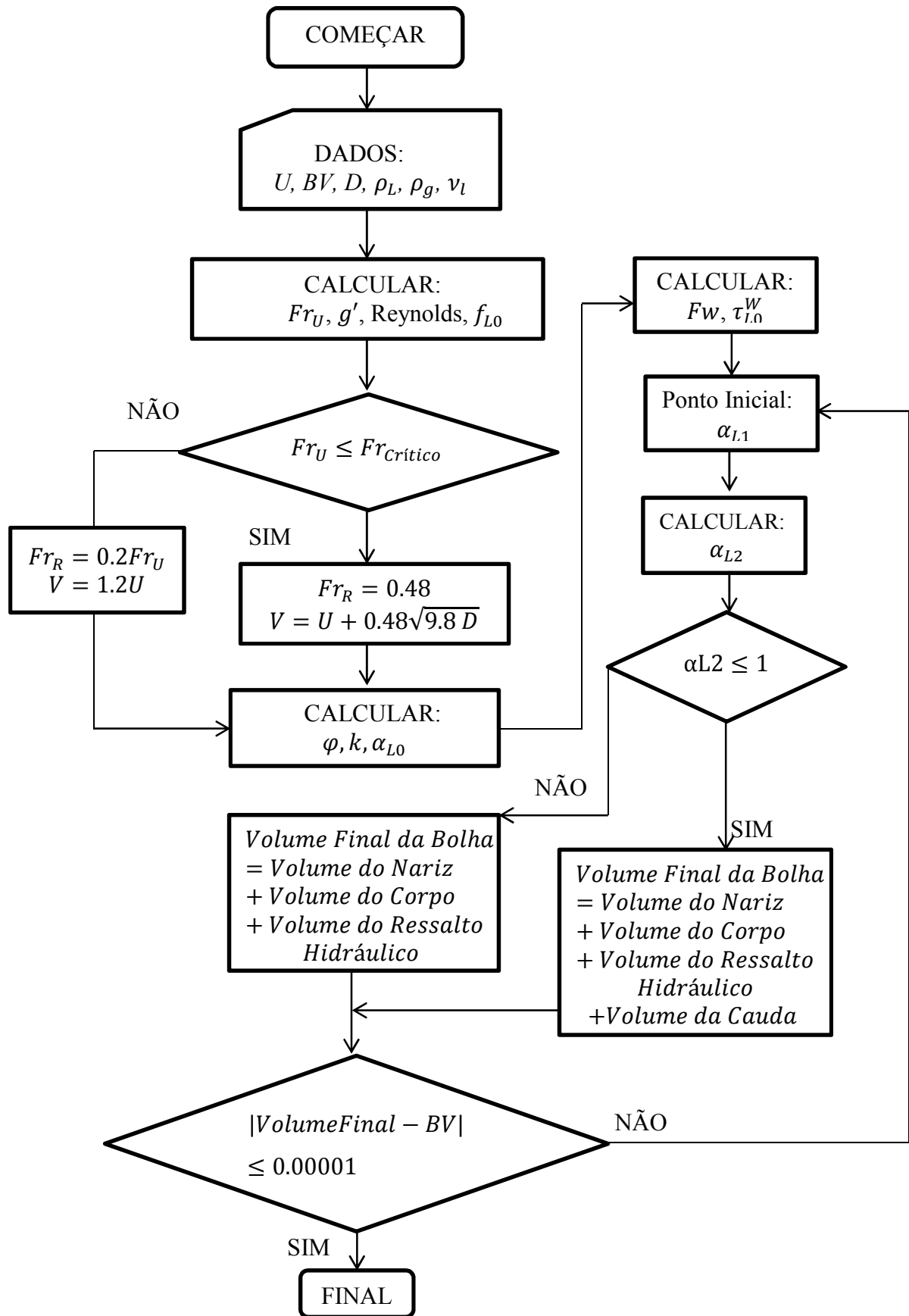


Figura 3-10. Processo de obtenção do volume e forma da bolha.

# Capítulo 4

## Experimentação e Medição

### 4.1 Técnica do processamento das imagens para obter velocidade, volume, área seca, área molhada, área interfacial da bolha em escoamentos horizontais pistonados.

Com o avanço da computação e da eletrônica têm sido desenvolvidos dispositivos de medição capazes de obter dados experimentais em milissegundos. Entre elas estão as câmeras de alta velocidade, com capacidade de captar milhares de imagens por segundo, que têm uma aplicação importante no desenvolvimento tecnológico científico, como na análise e testes de fluidos multifásicos.

Para a obtenção das variáveis importantes de um escoamento, tais como velocidade e comprimento, são geralmente utilizadas técnicas de medição por sondas intrusivas capacitivas, as quais são uns filamentos metálicos que são capazes de transmitir sinais elétricos, para depois serem convertidos para os parâmetros relacionados com o fenômeno. Como esta técnica é invasiva, pode afetar em alguns casos, o comportamento normal do fluido. Uma técnica alternativa de medida é o uso de câmeras de alta velocidade para posteriormente realizar o tratamento de imagens e obter os parâmetros do escoamento.

R. VAN HOUT, *et al.* (2002) fizeram um estudo comparativo para calcular a velocidade de deslocamento da bolha em escoamento pistonados para diferentes inclinações da tubulação, usando a técnica de sondas capacitivas e a técnica de tratamento de imagens obtidas com uma câmera de alta velocidade. Os resultados obtidos pelas duas técnicas de medição apresentaram resultados parecidos, seja quando a bolha se move no líquido estagnado ou quando escoe a uma velocidade determinada

do líquido. Eles calcularam a velocidade da bolha usando a localização do pixel de entrada e saída do nariz da bolha, e o número de imagens multiplicado pelo tempo de captura da câmera.

T.S. MAYOR, *et al.* (2007) também usaram a técnica de captura das imagens para calcular as velocidades e comprimentos das bolhas e pistões líquidos em tubulações verticais. Posteriormente, usando um programa computacional realizaram diferentes processos para o tratamento das imagens, como por exemplo, conversão à escala de cinzas, filtros, subtração, conversão a modo binário, erosão e obtenção dos contornos. R.E.M. Morales, *et al.* (2011) igualmente utilizaram o tratamento de imagens para obter frequência e velocidade da bolha em fluidos pistonados horizontais.

O estudo apresentado aqui segue esta linha, onde as imagens capturadas a altas frequências são tratadas para obter o contorno, volume, área seca, área molhada, área interfacial e comprimento das bolhas no escoamento pistonado horizontal. As imagens estão formadas por pixels, as quais podem ser representadas por uma matriz de pontos. Portanto, com a linha do contorno da bolha, é possível encontrar a localização de cada ponto (pixel), que servem para calcular os volumes, áreas e comprimentos. Para realizar o processamento das imagens é usada a plataforma computacional WOLFRAM MATHEMATICA 8.0.

A seguir se detalham os elementos do aparato experimental, necessários para captar as imagens deste escoamento bifásico.

#### **4.1.1 Aparato Experimental**

Nesta seção será apresentada uma descrição do funcionamento do aparato experimental a ser utilizado para a obtenção das medições. Os experimentos foram feitos no Laboratório Núcleo Interdisciplinar de Dinâmica dos Fluidos (NIDF), do Programa de Pós-graduação da Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Rio de Janeiro. O sistema é constituído pelos seguintes elementos:

- Uma tubulação de acrílico de 45.7 mm de diâmetro interno e 12 m de comprimento, instalado horizontalmente.
- Um tanque de armazenamento de água de 4 m<sup>3</sup> de capacidade, construído de aço inoxidável.
- Um compressor marca SCHULZ, Modelo SRP 3015 Compact, de 15 Hp de Potência, 200 litros de capacidade.



- Uma bomba volumétrica de 5.5 Kw de potência.
- Um inversor de frequência marca WEG.
- Um medidor de caudal marca KROHNE.
- Um rotâmetro.
- Uma caixa de acrílico, preenchida por água.
- Uma câmera de alta velocidade, marca DANTEK, NanoSense Mk III, com uma capacidade de captura de 2080 quadros por segundo, e uma definição de 1280x1024 pixels.
- Fonte de luz Motion LED (19 LEDs), sincronizada para emitir o feixe de luz no instante da captura da câmera.
- Sistema computacional para aquisição dos dados e tratamento das imagens.

A água é circulada no circuito fechado através da bomba (Figura 4-1), a qual é misturada com o ar proveniente do compressor (Figura 4-2) na entrada da tubulação de acrílico. A separação das fases é feita quando o escoamento chega ao reservatório, onde o ar sai pela parte superior aberta do tanque de armazenamento (ver ).

Baseados nas figuras dos padrões do escoamento bifásico para uma tubulação horizontal de 50 mm de diâmetro interno foram feitas diferentes combinações entre a vazão de água e do ar para obter o escoamento pistonado. Para facilitar isto, foi mantido constante um valor para a vazão de água, e com a variação da abertura da válvula de entrada do ar, se obtiveram resultados diferentes de vazões da fase gasosa e, portanto, diferentes velocidades, tamanhos e forma da bolha e do pistão líquido. A pressão de trabalho foi de 100 psi na entrada de mistura ar-água.

Para a obtenção das imagens foi construído uma caixa de acrílico (0.7m x 0.15m x 0.15m), de 5mm de espessura, colocada a 8m da entrada do ar e água. Foi preenchida com água para reduzir a distorção da imagem e os efeitos da fonte de luz.

A luz emitida pelo LED foi espalhada colocando papel manteiga na parte traseira da caixa, para ajudar no processo de tratamento das imagens. Neste caso foram colocadas três folhas para lograr bons resultados. A Figura 4-4 apresenta um esquema sobre a instalação do aparato experimental feito para a realização dos testes.



Figura 4-1. Bomba Volumétrica.



Figura 4-2. Compressor de 15 Hp de potência.



Figura 4-3. Tanque de armazenamento de água.

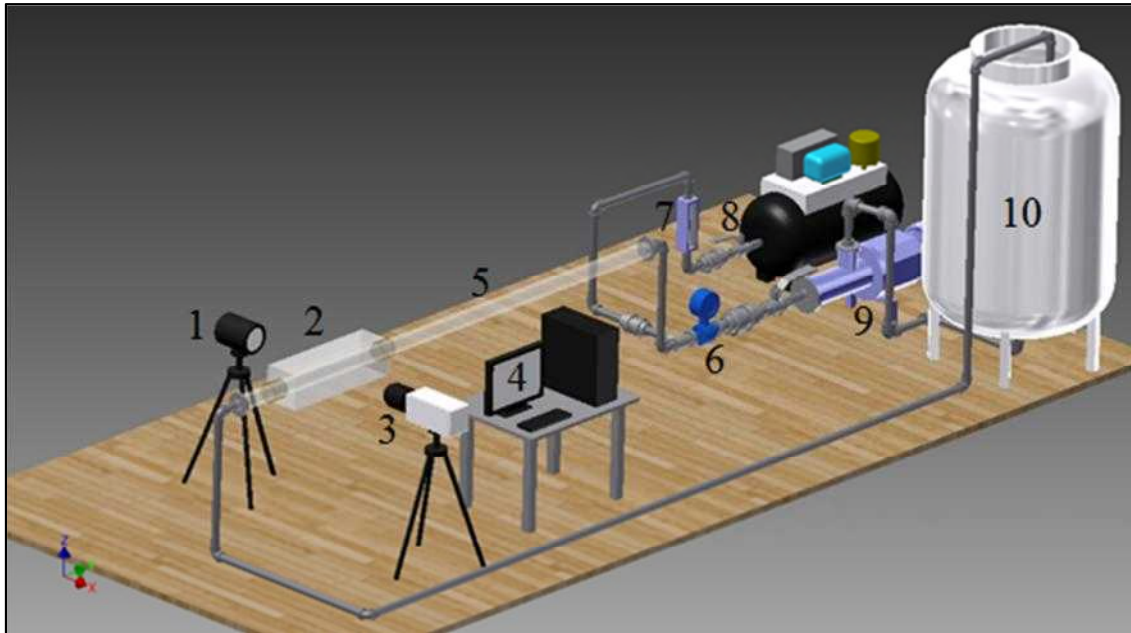


Figura 4-4. Esquema do aparato experimental, 1) fonte de luz Motion LED, 2) caixa de acrílico, 3) câmera de alta velocidade, 4) sistema computacional para aquisição dos dados, 5) tubulação de acrílico, 6) medidor de caudal, 7) rotâmetro, 8) compressor, 9) bomba volumétrica, 10) tanque de armazenamento.

## 4.1.2 Tratamento das Imagens e Cálculos

O sistema de aquisição de imagens (ver Figura 4-5) está composto pela câmera de alta velocidade marca DANTEK NanoSense Mk III, a fonte de luz Motion LED, e o computador onde está instalado o software DYNAMICSTUDIO V 3.14. Este pacote computacional geralmente é usado para medições das técnicas Shadow Sizer e Velocimetria por Imagem de Partículas, o qual atua diretamente sobre a câmera e a fonte de luz com uma determinada frequência de captura das imagens.

A metodologia usada para obter a forma da bolha é baseada no trabalho feito por T.S. MAYOR, *et al.* (2007). Adicionalmente, foram utilizadas outras ferramentas de tratamento de imagens para calcular o volume, a área seca, a área molhada e a área interfacial da bolha. As imagens foram tratadas na plataforma computacional WOLFRAM MATHEMATICA 8.0, que permite a obtenção do contorno, além de usar uma linguagem simbólica para facilitar as operações. As etapas para o processamento das imagens são as seguintes:



Figura 4-5. Aparato experimental para a aquisição das imagens.

- **Cálculo da velocidade da Bolha**

Para realizar este cálculo se obtiveram imagens com uma frequência de captura de 100 Hz, para determinar duas posições, do nariz e da cauda dentro da imagem. A distância determinada é dividida pelo tempo entre as imagens correspondente à posição inicial e final do nariz e da cauda. Quando o escoamento é totalmente desenvolvido, a velocidade do nariz e da cauda é quase a mesma. A Figura 4-6 mostra a posição inicial e final do nariz e da cauda.

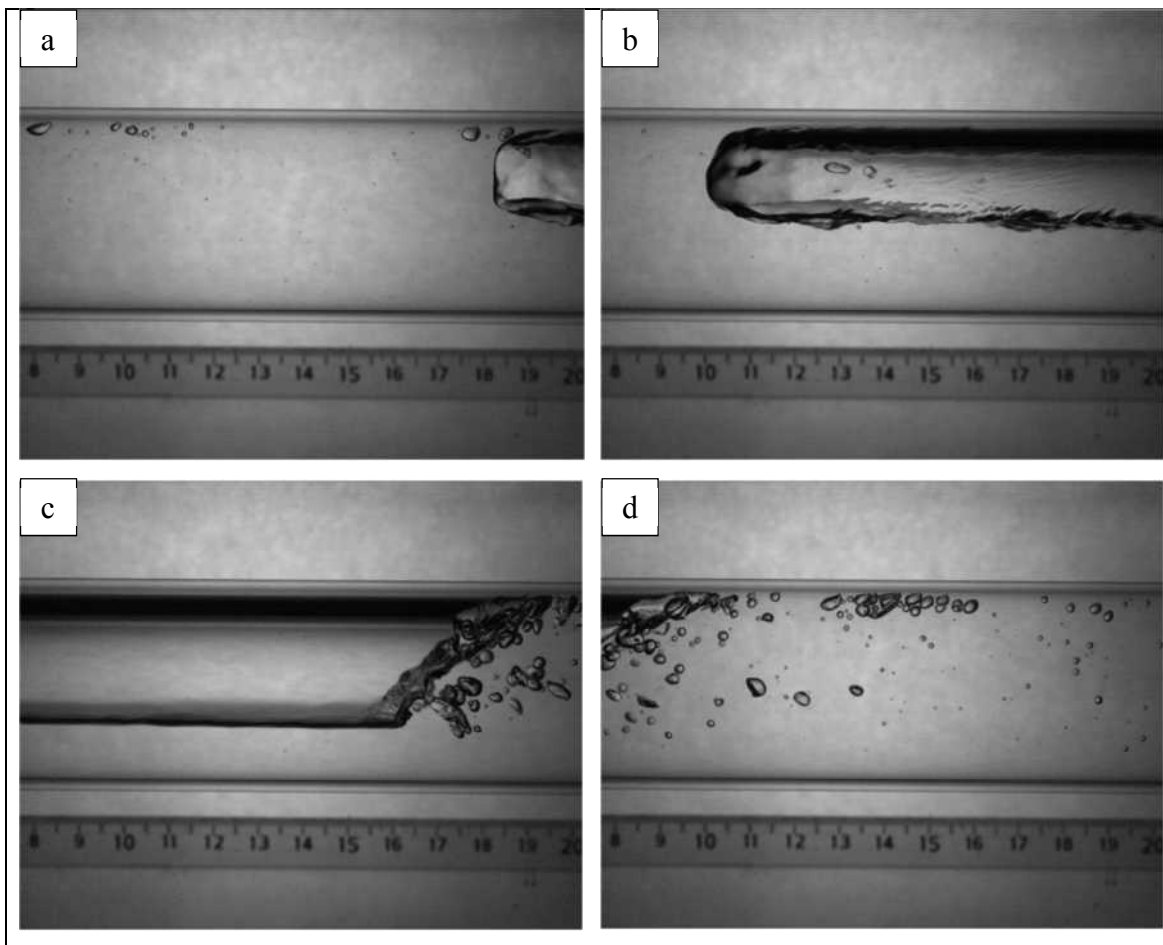


Figura 4-6. (a) Posição inicial do nariz, (b) posição final do nariz, (c) posição inicial da cauda, (d) posição final da cauda.

- **Frequência de captura das imagens**

Com a velocidade da bolha calculada é preciso determinar o tempo que a câmera necessita para capturar as imagens e formar o comprimento total da bolha, como mostrado na Figura 4-7. Por conseguinte, a frequência de captura é conseguida dividindo o comprimento da imagem pela velocidade da bolha.

- **Importação das imagens**

As imagens da bolha são importadas no programa WOLFRAM MATHEMATICA 8.0 com formato jpg. É igualmente necessário importar a imagem da tubulação com líquido estagnado para depois fazer a operação de subtração, e obter o contorno da bolha.

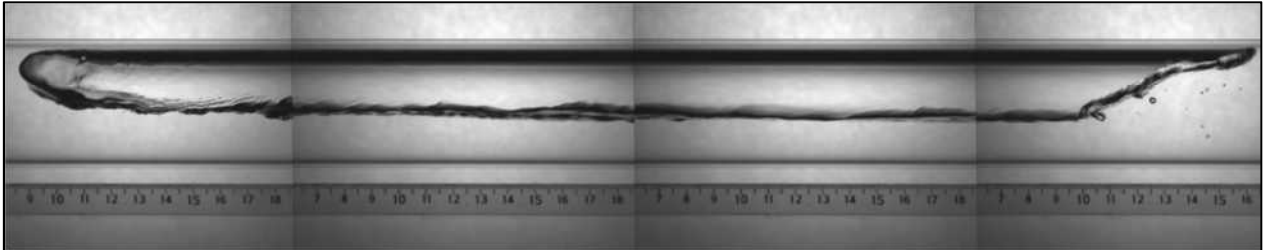


Figura 4-7. Imagens que formam a bolha.

- **Conversão à escala de cinzas**

As imagens são convertidas a escala de cinzas, as quais têm 256 níveis de cinza.

- **Subtração das imagens**

O resultado deste processo é uma imagem onde cada pixel é obtido ao subtrair os valores dos correspondentes pixels da imagem da bolha e da imagem da tubulação com o líquido estagnado. O resultado é detalhado na Figura 4-8.

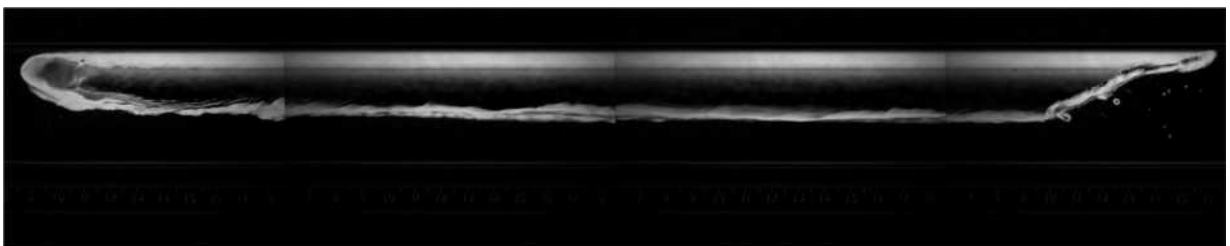


Figura 4-8. Subtração das imagens.

- **Aplicação do Filtro**

A aplicação do filtro é necessária para remover ou atenuar o ruído da imagem. Neste processo foi aplicado um filtro de mediana, onde cada pixel da imagem é substituído pela mediana dos pixels vizinhos. A aplicação do filtro de mediana é detalhada na Figura 4-9, o qual amostra uma ligeira diminuição na nitidez da imagem.



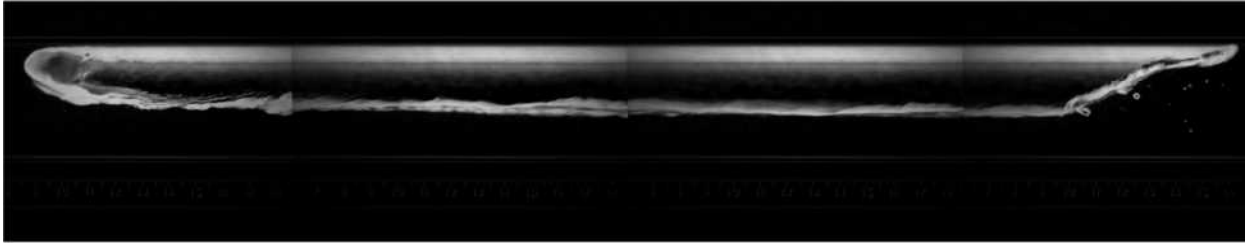


Figura 4-9. Imagem da bolha depois da aplicação do filtro.

- **Remoção de pequenos componentes**

Esta operação elimina elementos da imagem como bolhas pequenas localizadas geralmente na parte inferior do corpo da bolha e na cauda.

- **Detecção do contorno da bolha**

Este processo obtém uma imagem binária em que os pixels brancos correspondem aos zeros e cruzamentos de zero na imagem. Esta operação é muito importante para obter a linha do contorno, a qual servirá para o cálculo de volumes e áreas da bolha. A Figura 4-10 mostra o contorno da bolha.

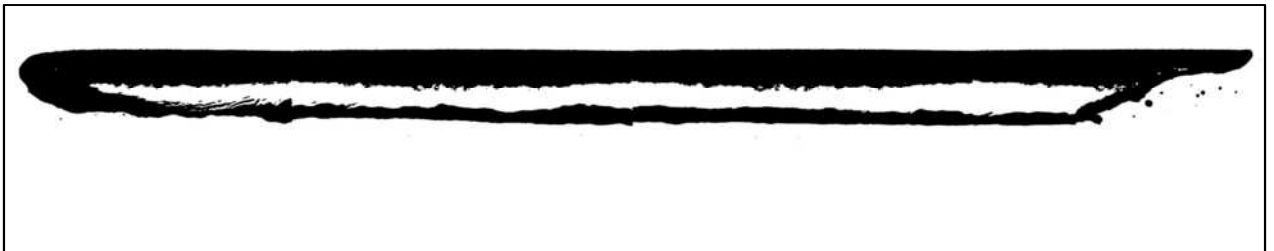


Figura 4-10. Detecção do contorno da bolha.

- **Eliminação do elemento interior**

Do processo anterior ficou uma região branca na parte interna da bolha. Para eliminar este elemento, se usa a ferramenta para eliminar elementos pequenos, como nas etapas anteriores, mas é preciso determinar o tamanho (medido em pixels) ligeiramente maior ao tamanho da zona a eliminar. A Figura 4-11 apresenta o resultado da aplicação desta ferramenta.

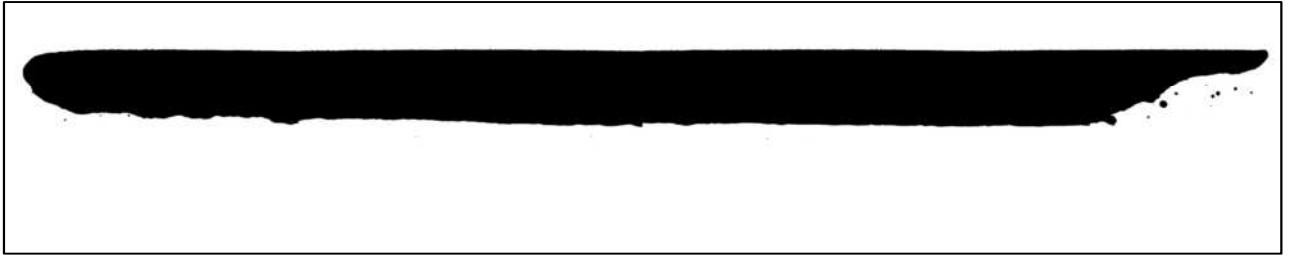


Figura 4-11. Eliminação do elemento interior do processo de detecção do contorno.

- **Mudança das cores e eliminação de elementos pequenos**

Do resultado do processo anterior ainda existem uns elementos pequenos ao redor do contorno da bolha. Para eliminá-las tem se que mudar as cores da imagem de preto ao branco e vice-versa e depois aplicar a eliminação como nas etapas anteriores. Logo, se volta para as cores iniciais como mostrado na Figura 4-12.

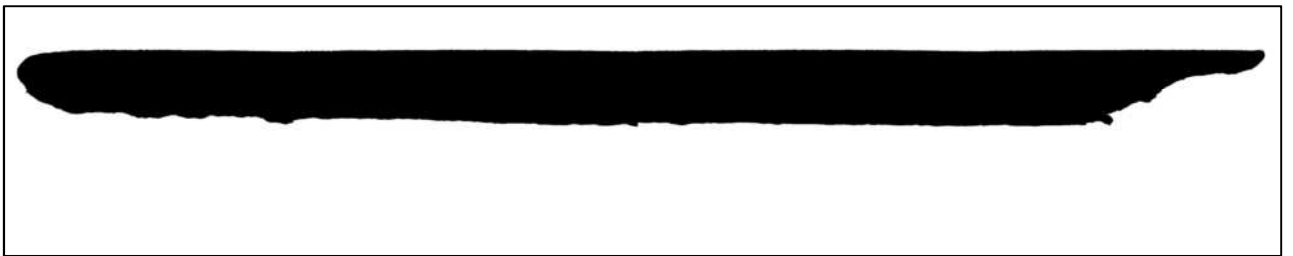


Figura 4-12. Eliminação de elementos pequenos.

- **Erosão da Imagem.**

Esta é uma operação de imagem morfológica que muda a cada pixel da imagem de acordo com os valores dos pixels vizinhos. Mais especificamente, a erosão define o valor de cada pixel da imagem como o valor mínimo de seus pixels vizinhos.

- **Obtenção da linha do Contorno.**

O resultado desta operação é uma imagem binária da linha do contorno da bolha, a qual tem a localização dos pixels necessários para fazer os cálculos na obtenção de volumes e áreas. A Figura 4-13 explica este processo da imagem.



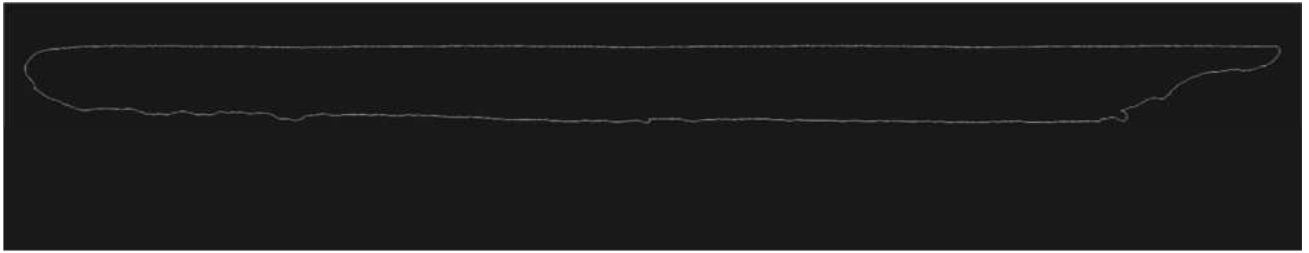


Figura 4-13. Linha de Contorno de bolha

- **Obtenção dos valores da linha de contorno**

A imagem binária anterior representa uma matriz de valores, onde os pixels pretos têm o valor de 0 e os brancos têm o valor de 1. Portanto, é possível obter a localização de cada pixel do contorno e calcular o volume, área seca, área molhada, área interfacial da bolha. A Figura 4-14 detalha os pixels da linha de contorno no final da cauda da bolha.

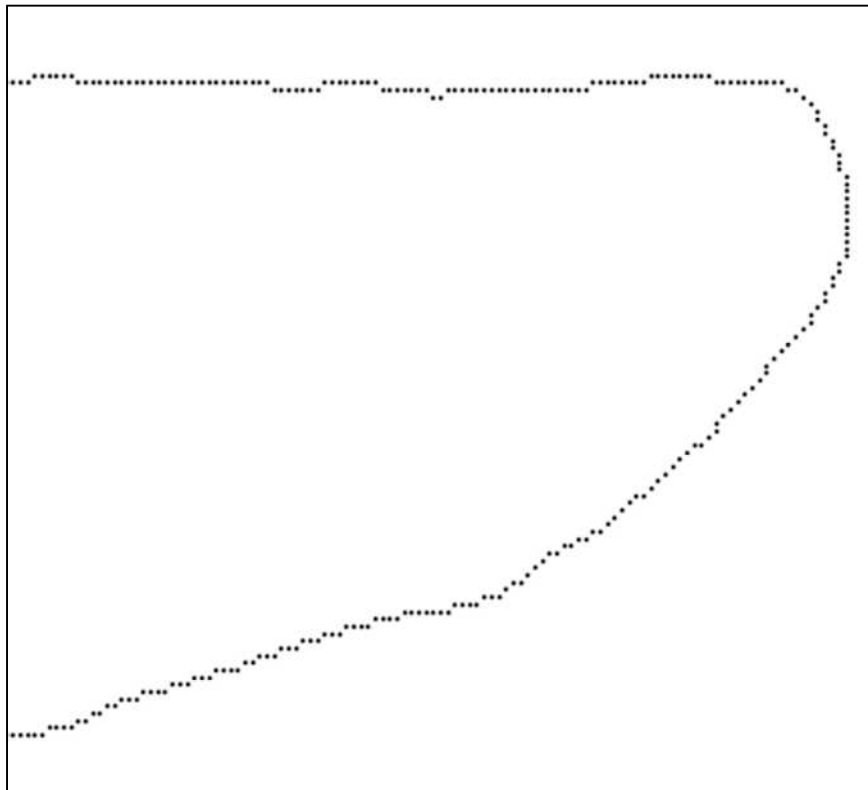


Figura 4-14. Pixels da linha de contorno no final da cauda da bolha

- **Cálculo do Volume, Área Seca, Área Molhada, Área interfacial**

Como indicado anteriormente, com a localização dos pixels pode-se calcular o volume e as áreas, ao formar fatias e juntá-las para preencher a bolha completamente. Então, o volume total da bolha é a soma de todas as fatias obtidas a partir dos pixels do contorno. A Figura 4-15 representa o esquema para o cálculo do volume e áreas da bolha.

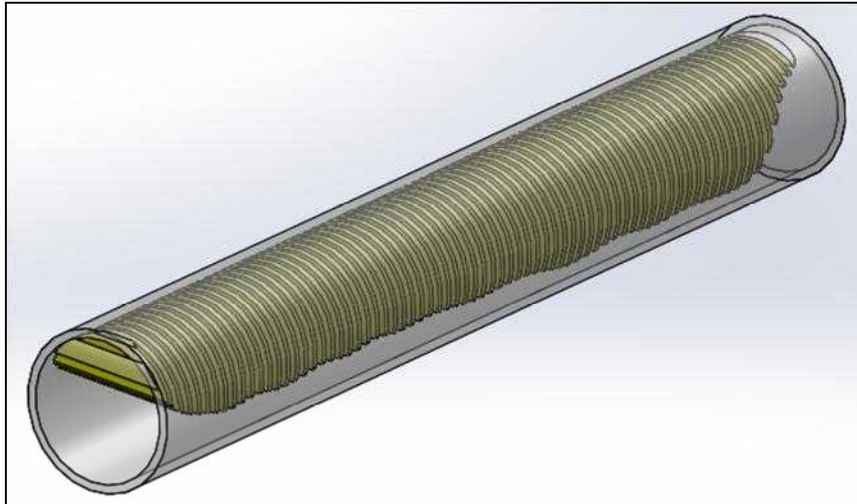


Figura 4-15. Esquema da bolha fatiada para o cálculo do volume e das áreas.

A área seca e a área molhada são as áreas da tubulação em contato com o gás e com o líquido respectivamente, como indicado na Figura 4-16

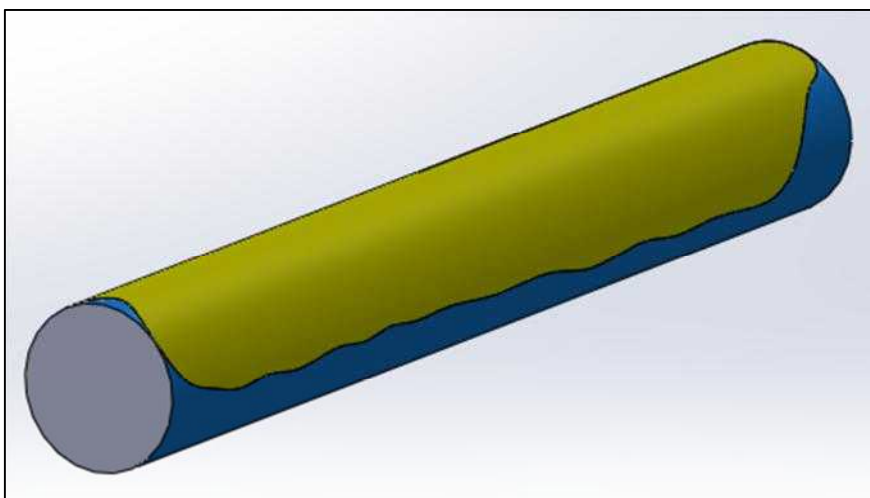


Figura 4-16. Área seca (amarelo), área molhada (azul).

A área interfacial da bolha é a área de contato entre o gás e o líquido, como mostrado na Figura 4-17.

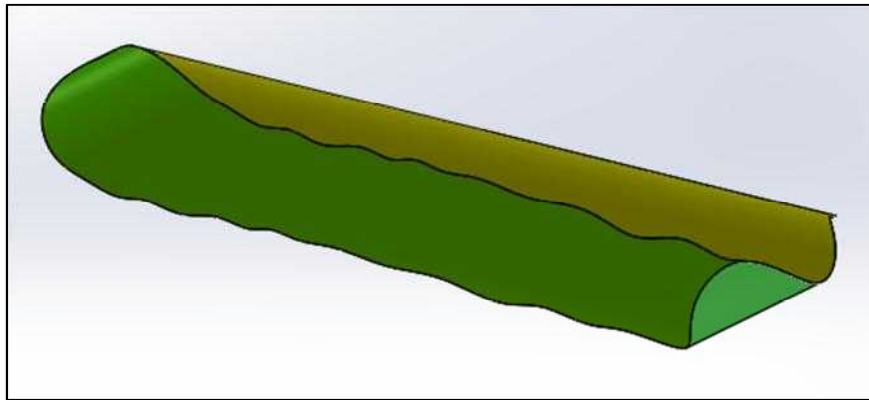


Figura 4-17. Área interfacial da bolha (verde).

## 4.2 Medição pela técnica de Velocimetria por Imagem de Partícula

Velocimetria por Imagem de Partícula (conhecida como PIV do inglês Particle Image Velocimetry) é uma técnica óptica para fazer medições instantâneas do campo de velocidade numa seção de um escoamento, o qual tem uma ampla gama de aplicações. O princípio de funcionamento desta técnica baseia-se em que uma seção do escoamento é iluminada mediante um plano de luz laser pulsado, para logo determinar a posição das partículas traçadoras (previamente distribuídas no fluido) em intervalos de tempo muito pequenos. RAFFEL *et al.* (2007) fazem um estudo detalhado da técnica Velocimetria por Imagem de Partícula.

As vantagens desta técnica de medição é a possibilidade de capturar as distribuições de velocidades espaciais para um campo inteiro simultaneamente com alta resolução, ao contrário das técnicas clássicas de medição como anemometria de fio quente ou anemometria laser Doppler, os quais fornecem medições pontuais no escoamento. Outra vantagem é que a técnica óptica PIV é não intrusiva, portanto não usa sensores internos que interferem na medição do campo de velocidade do escoamento. Estas características têm feito o PIV uma técnica muito útil na caracterização de campos de fluxo instável e turbulento.

O sistema de Velocimetria por Imagem de Partículas está composto pelos seguintes elementos: partículas traçadoras, que são importantes para obter o campo de velocidade, iluminação laser, câmara para a aquisição de imagens e um computador para o processamento das imagens e cálculo das velocidades do escoamento.

A Figura 4-18 ilustra o funcionamento do sistema PIV em duas dimensões. As partículas traçadoras são introduzidas e distribuídas no escoamento que servem como marcadores, ademais é assumido que as partículas têm a mesma velocidade do escoamento. A região de estudo é iluminada por um feixe de luz emitido por um laser pulsado por duas vezes. Um conjunto de lentes é utilizado para obter um plano projetado no escoamento a partir do feixe do laser. As imagens da luz espalhada pelas partículas são capturadas por uma câmara de alta velocidade (CCD), a qual está colocada perpendicularmente à seção de iluminação. A gravação das imagens das partículas é sincronizada com os pulsos do laser em intervalos de tempo previamente definidos pelo sistema eletrônico que controla o laser.

O deslocamento das imagens das partículas é medido e utilizado para determinar o deslocamento das partículas no escoamento. Para uma análise precisa, a imagem é dividida em áreas pequenas chamadas janelas de interrogação onde é assumido que as partículas se movem homoganeamente entre duas iluminações. Métodos de correlação especiais são aplicados às imagens obtidas em quaisquer duas posições consecutivas. O deslocamento, o qual produz a correlação máxima, é processado para o deslocamento médio aproximado das partículas. Em seguida, a velocidade é obtida dividindo-se este através de deslocamento pelo tempo entre os pulsos da luz laser.

Portanto, as componentes das velocidades na direção  $x$  e  $y$  das partículas traçadoras são calculadas com as seguintes equações:

$$u = \frac{\Delta x/M}{\Delta t} \quad (4.1)$$

$$v = \frac{\Delta y/M}{\Delta t} \quad (4.2)$$

onde  $\Delta x$  e  $\Delta y$  são os deslocamentos das partículas medidas nas direções do plano,  $u$  e  $v$  são as componentes da velocidade na direção  $x$  e  $y$  respectivamente,  $M$  é a ampliação da imagem e  $\Delta t$  é o intervalo de tempo transcorrido entre dois pulsos do laser. Com a

obtenção do campo de velocidade, é possível calcular outras grandezas como vorticidade, campos médios e gradientes espaciais.

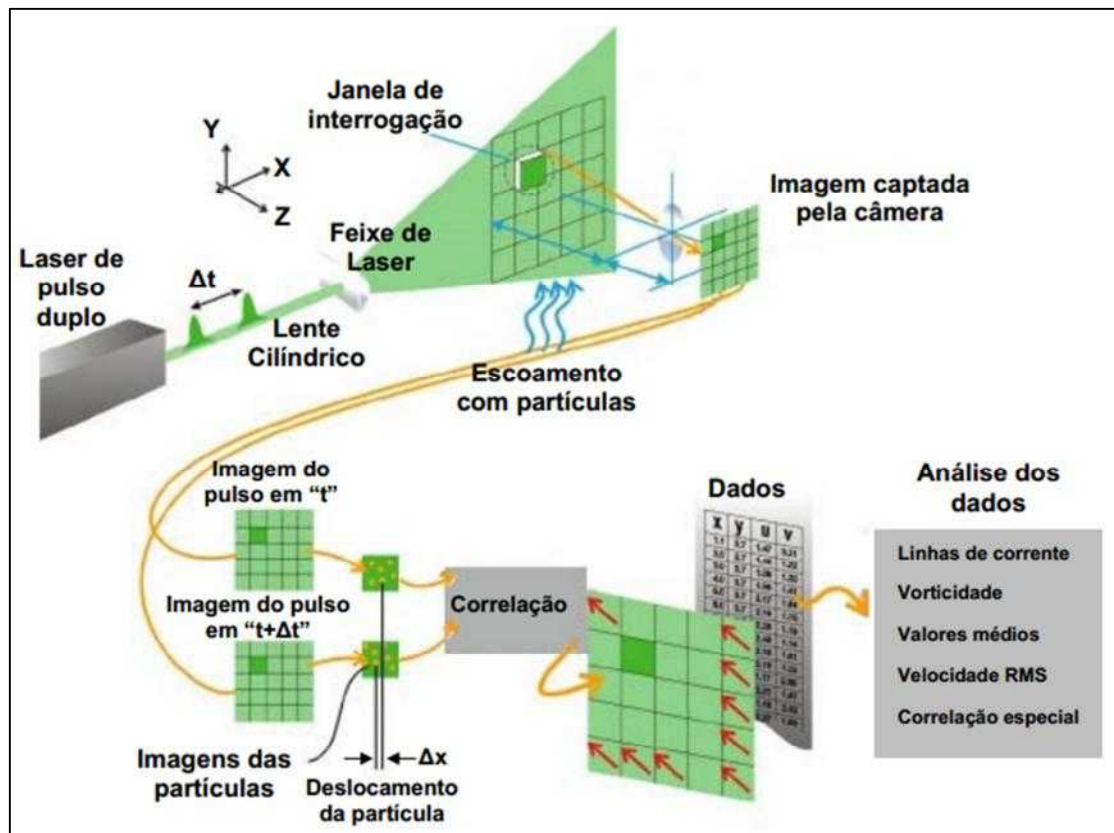


Figura 4-18. Etapas de funcionamento da técnica PIV (DANTEC DYNAMICS,2010)

A técnica PIV ao não ser intrusiva possui muitas vantagens, devido a que não usa sensores que não interferem no escoamento. No entanto, esta técnica também tem suas restrições comparadas com as medições clássicas como anemometria laser Doppler ou anemometria de fio quente. Como por exemplo, ser necessário que o fluido e a tubulação usados sejam transferentes para que as imagens capturadas não contenham posições erradas. Ademais, as medições podem ser afetadas pela refração do fluido e da tubulação, os quais podem causar distorções da posição real das partículas traçadoras no escoamento.

Nas seguintes seções são analisadas as características dos componentes que formam o sistema de Velocimetria por Imagem de Partícula.

## 4.2.1 Partículas Traçadoras

As partículas traçadoras têm uma função importante na obtenção do campo de velocidade do escoamento. Como já explicado esta técnica baseia-se na obtenção da posição das partículas em intervalos de tempo pequenos, a partir do qual é calculado o deslocamento e a velocidade instantânea. Por conseguinte, a seleção das partículas é fundamental e deve ser feita dependendo das características do escoamento, as quais não devem perturbar o campo de velocidades.

Estas partículas devem ser suficientemente pequenas e possuir massa específica semelhante à do fluido. Com esta condição as partículas podem estar suspensas e acompanhar ao escoamento. Entretanto, as partículas também devem ser suficientemente grandes e apresentar um índice de refração diferente do fluido, para produzir espalhamento da luz fornecida pelo laser e permitir a captura das imagens pela câmera de alta velocidade. Figura 4-19 ilustra alguns tipos de partículas traçadoras.

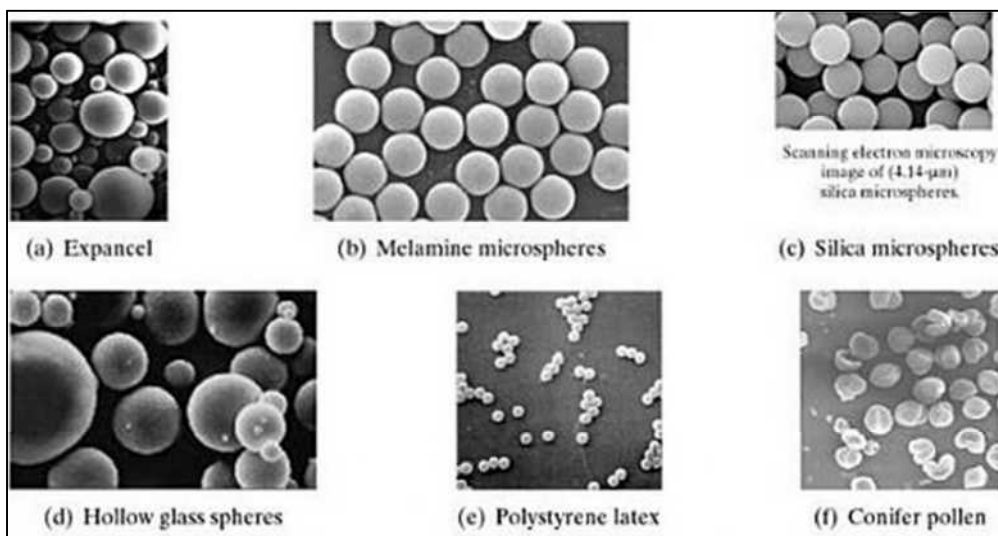


Figura 4-19. Partículas traçadoras (ADRIAN e WESTERWEEL, 2011).

Para verificar se as partículas traçadoras vão acompanhar ao escoamento, é necessário comparar suas características físicas com as do escoamento, utilizando a velocidade gravitacional induzida (ou também chamada velocidade de sedimentação) através do uso da lei de Stokes, o qual analisa o comportamento da partícula baixo à aceleração. Assumindo que as partículas sejam esféricas, com um diâmetro muito pequeno, que estão em um fluido com um número de Reynolds muito baixo, a velocidade induzida é representada por:

$$U_g = \frac{d_p^2 (\rho_P - \rho_F) g}{18 \mu} \quad (4.3)$$

onde  $U_g$  é a velocidade de sedimentação,  $\rho_P$  a massa específica da partícula,  $\rho_F$  a massa específica do fluido,  $d_p$  o diâmetro da partícula,  $\mu$  a viscosidade dinâmica do fluido e  $g$  a aceleração da gravidade. Para confirmar se as partículas traçadoras vão acompanhar o escoamento, é importante determinar se a velocidade de sedimentação é muito pequena comparada com a velocidade do fluido. Outra maneira de verificar se as partículas acompanham ao escoamento é derivando uma expressão da equação (4.3) para um fluido com aceleração contínua, como indicado a seguir:

$$U_s = U_F - U_p = \frac{d_p^2 (\rho_P - \rho_F) a}{18 \mu} \quad (4.4)$$

onde  $U_s$  é a velocidade de arrasto de uma partícula traçadora,  $U_p$  a velocidade da partícula e  $U_F$  a velocidade do fluido. Derivando a equação (4.4) em relação ao tempo, obtém-se a seguinte equação:

$$\frac{dU_p}{dt} = \frac{U_F - U_p}{\frac{d_p^2 (\rho_P - \rho_F)}{18 \mu}} \quad (4.5)$$

Assumindo que a massa específica da partícula é significativamente maior do que o escoamento, a solução da equação (4.5) é ilustrada a seguir:

$$U_p(t) = U_F \left[ 1 - e^{-\frac{t}{\tau_s}} \right] \quad (4.6)$$

$$\tau_s = \frac{d_p^2 \rho_P}{18 \mu} = \frac{d_p^2}{18 \nu} \frac{\rho_P}{\rho_F}$$

onde  $\tau_s$  é o tempo de relaxação da partícula,  $\mu$  e  $\nu$  a viscosidade dinâmica e cinemática do fluido respectivamente. Se o tempo de relaxação  $\tau_s$  é menor que a escala do tempo do escoamento, as partículas traçadoras seguem ao escoamento sem dificuldade.

Portanto, as partículas traçadoras devem ser escolhidas dependendo do tipo do escoamento. A seguir, estão ilustradas as tabelas com os dados do tipo de partícula usada para escoamento de líquidos e de gases.

Tabela 4.1. Materiais de partículas traçadoras para escoamentos líquidos (RAFFEL *et al.*, 2007)

<b>Tipo</b>	<b>Material</b>	<b>Diâmetro médio [<math>\mu\text{m}</math>]</b>
Sólido	Poliestireno	10-100
	Alumínio	2-7
	Esferas ôcas de vidro	1-100
	Grânulos para revestimentos	10-500
Líquido	Diferentes óleos	50-500
Gás	Bolhas de oxigênio	50-1000

Tabela 4.2. Materiais de partículas traçadoras para escoamentos gasosos (RAFFEL *et al.*, 2007)

<b>Tipo</b>	<b>Material</b>	<b>Diâmetro médio [<math>\mu\text{m}</math>]</b>
Sólido	Poliestireno	0.5-10
	Óxido de alumínio $\text{Al}_2\text{O}_3$	0.2-5
	Dióxido de titânio $\text{TiO}_2$	0.1-5
	Micro esferas de vidro	0.2-3
	Micro balões de vidro	30-100
	Grânulos para revestimentos	10-50
	Diocetilphtalato	1-10
	Fumaça	< 1
Líquido	Diferentes óleos	50-500
Gás	Bolhas de oxigênio	50-1000

Para fluidos gasosos, usam-se partículas traçadoras muito menores para poder acompanhar a escoamento à mesma velocidade, porque a que a diferença entre a massa específica do gás e do material das partículas é significativa, como mostrado na tabela anterior.



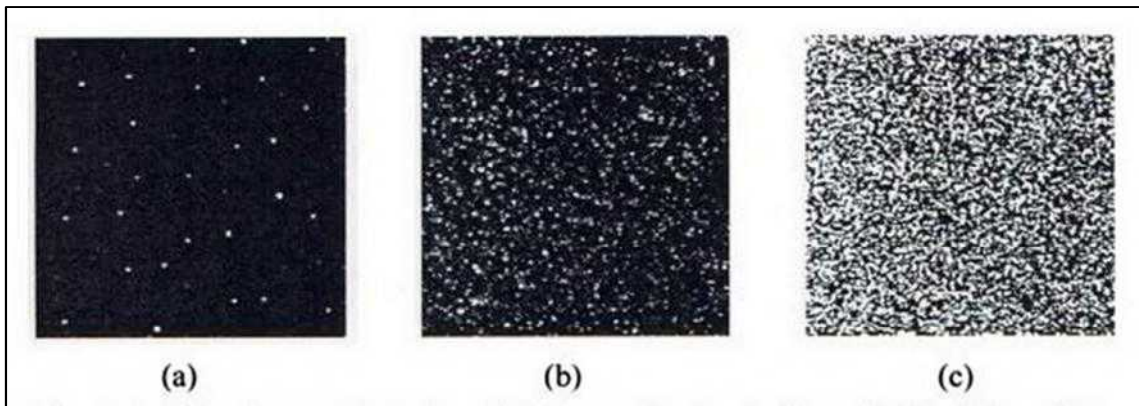


Figura 4-20. Concentração de Partículas Traçadoras: (a) baixa, (b) média, (c) alta, (RAFFEL *et al.*, 2007)

Outro fator importante para o uso das partículas traçadoras é a concentração no fluido. Quando a concentração de partículas é baixa, é muito provável que ao dividir a imagem nas janelas de interrogação, existam espaços sem partículas, onde não é possível obter o vetor de velocidade instantânea. No caso contrário, quando a concentração é alta, é difícil seguir o deslocamento de cada partícula, pois elas se sobrepõem, obtendo velocidades instantâneas erradas. Para conseguir bons resultados é recomendado ter uma média de 10 partículas traçadoras por cada janela de interrogação, ou também na prática é usado  $10^{10}$  ou  $10^{12}$  partículas por metro cúbico de fluido.

O espalhamento de luz emitida pelas partículas é um fenômeno que tem muita importância na captura das imagens, e depende do comprimento de onda do laser, da intensidade e orientação do feixe de luz, dos índices de refração da partícula, do escoamento e do tamanho das partículas.

Quando o diâmetro da partícula é maior do que o comprimento de onda do feixe de luz, a reflexão será maior, como também a luz refletida.

#### 4.2.2 Equipamento de Iluminação

O laser é amplamente utilizado na técnica de Velocimetria por Imagem de Partículas, pois pode emitir luz monocromática de alta densidade de energia, a qual atravessa um conjunto de lentes que gera um feixe de luz plana, para depois iluminar as partículas traçadoras e seus deslocamentos sejam capturados pela câmera. O sistema de iluminação laser está composto basicamente por três elementos: o material laser (gás atômico ou molecular, semicondutor, ou material sólido), uma fonte de energia química

ou eletromagnética para excitar o laser e um conjunto de lentes para obter o feixe de luz plano com uma espessura muito curta. A seguir, são ilustrados alguns tipos de laser:

Tabela 4.3. Tipos de laser (RAFFEL *et al.*, 2007)

<b>Tipo</b>	<b>Material</b>	<b>Comprimento de Onda</b>
Gas	Hélio-Neon (He-Ne)	633 nm
	Vapor de Cobre (Cu)	510 nm, 578 nm
	Argon-ion (Ar <sup>+</sup> )	488 nm, 514 nm
Sólido	Rubi (Cr <sup>+</sup> )	694 nm
	Neodímio:dopado Ítrio Alumínio Garneto (Nd:YAG)	532 nm, 1064nm
	Neodímio: ítrio fluoreto de lítio (Nd:YLF)	526 nm, 1053nm

Embora existam muitas fontes de luz que podem ser usadas na técnica PIV, o laser tem vantagem porque pode ser manipulado para iluminar diferentes tamanhos de áreas no escoamento.

A técnica PIV pode usar dois tipos de laser: de onda contínua ou pulsada. Os típicos lasers de onda contínua usados para esta técnica são Argon-ion (Ar<sup>+</sup>) lasers, que fornecem baixa energia, os quais têm limitações para iluminar as partículas traçadoras.

Por outro lado, os lasers pulsados, como por exemplo, Nd:YAG (Neodímio dopado Ítrio Alumínio Garneto) ou laser de vapor de cobre, produzem pulsos muito curtos de luz com uma taxa de repetição alta (da ordem dos nano segundos), os quais são usados para capturar imagens de escoamentos com velocidades elevadas como as supersônicas, onde o intervalo de tempo do pulso deve ser o suficientemente pequeno para garantir o seguimento do deslocamento de cada partícula.

O laser mais usado na técnica PIV é o Nd:YAG laser por ser muito estável, de material sólido, e não precisa de manutenção contínua. Estes emitem radiação infravermelha com um comprimento de onda de 1064 nm, que logo é dobrado a 532 nm (cor verde) para aplicações do PIV, o qual permite a iluminação e reflexão no espectro visível. A potência gerada em cada pulso pode estar entre 10 mJ e 1000 mJ. Além disso, as durações do pulso são de 5-10 nano segundos, cujas frequências estão no intervalo de 1-1000 Hz. As frequências de pulso de 15 – 30 Hz são geralmente usadas na técnica PIV, facilitando a adequada sincronização da aquisição das imagens pela câmera de alta velocidade. Para obter uma série de separações de pulsos, comumente são usadas duas cavidades de laser, onde podem ser ajustados os pulsos de laser com relação ao outro,

utilizando equipamento eletrônico adequado. O sistema dual de lasers está composto por espelho traseiro, polarizador Glan, cristal duplicador, polarizador eletrônico, espelho dicróico, cavidades de bombeio, espelhos de refletividade variável, rotores, obturadores de feixe de luz, ajustadores de ângulo de fase e dobradores de frequência. A Figura 4-21 ilustra as partes de este sistema.

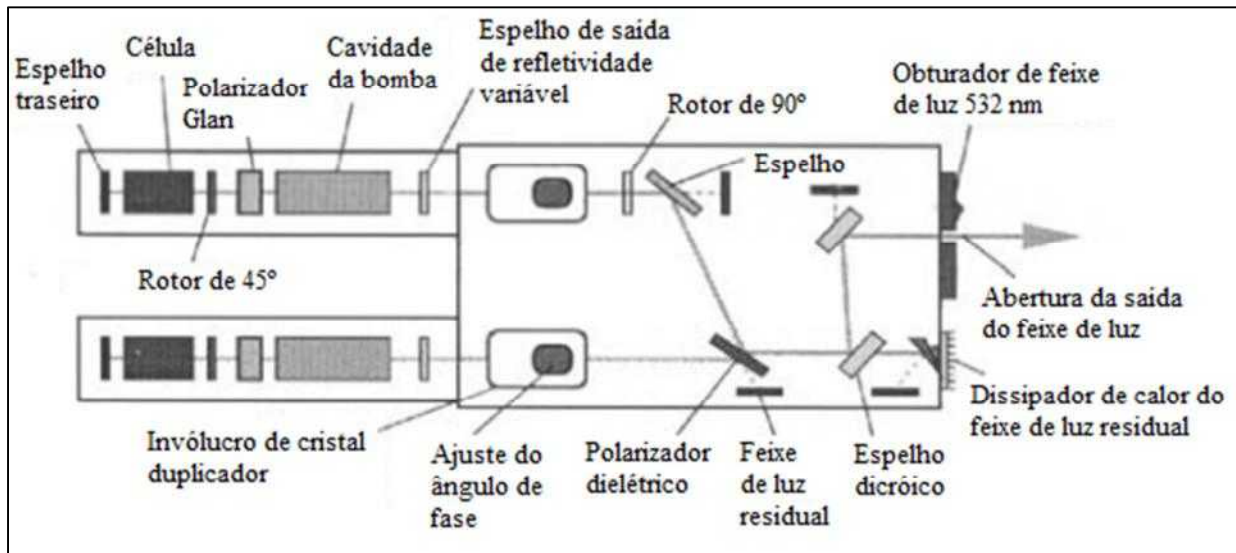


Figura 4-21. Sistema de iluminação laser Nd:YAG, (RAFFEL *et al.*, 2007)

No estudo bidimensional do escoamento, é necessário gerar um feixe de luz plano com uma espessura o suficientemente pequena da ordem de 0.3 a 0.6 mm, para evitar que a componente transversal da velocidade não altere as componentes do campo de velocidade no plano de estudo do escoamento. Para conseguir este feixe plano, é usado um arranjo de lentes cilíndricas ou a combinação de cilíndricas e esféricas.

A Figura 4-22, mostra uma configuração muito usada, usando três lentes cilíndricas. Neste arranjo, a primeira lente é cilíndrica divergente, que é usada para expandir o feixe em um plano, mas não tem efeito sobre a espessura. A segunda lente está convergindo, enquanto que a terceira lente está divergindo, ademais estão girados 90 graus em relação à primeira lente. Com isto é possível controlar a localização e espessura do feixe, variando a distância entre a segunda e terceira lente.

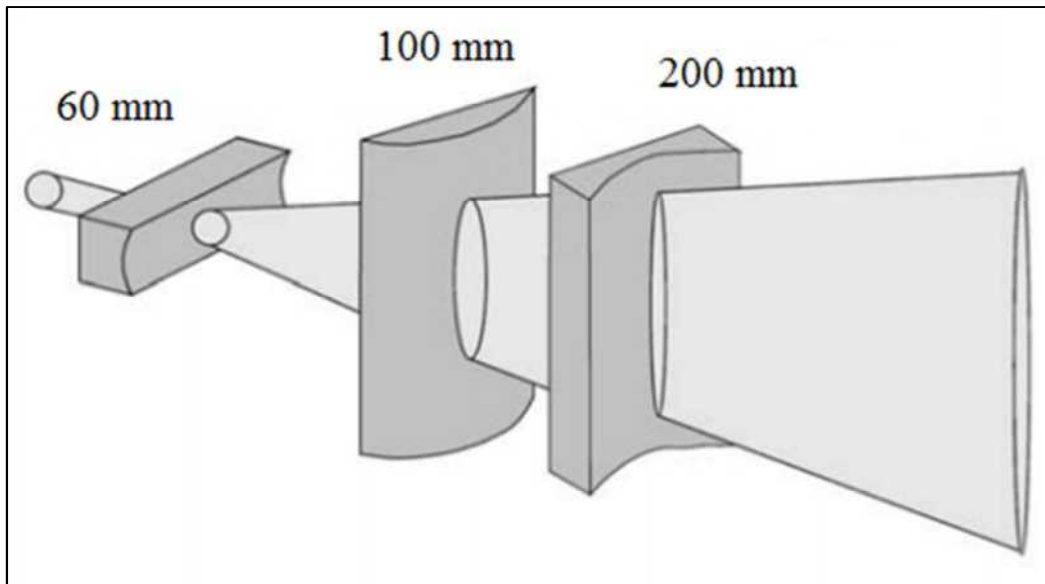


Figura 4-22. Arranjo de lentes cilíndricas para obtenção do feixe de luz plana, (MAHEO, 1998).

### 4.2.3 Aquisição das Imagens

Para obter as imagens que descrevem o movimento das partículas traçadoras no escoamento, existem dois métodos:

- Quadro Único/Várias Exposições (Single Frame/Multi Exposure), onde o movimento das partículas é capturado em uma imagem. Este método foi utilizado antigamente em conjunto com a fotografia. A Figura 4-23 apresenta o princípio de funcionamento deste método para os deslocamentos da partícula no tempo  $t'$  e  $t''$ , usando uma, dois e três exposições respectivamente.
- Vários Quadros/Uma Exposição (Multi Frame/Single Exposure), onde uma imagem é capturada por cada pulso de iluminação. Com o contínuo avanço nos últimos anos na área da eletrônica e com o desenvolvimento de câmeras de alta velocidade e resolução, esta técnica é capaz de gravar velocidades de partículas muito altas, como as supersônicas. A Figura 4-24 mostra as diferentes posições de uma partícula traçadora nos instantes  $t$ ,  $t'$  e  $t''$ .

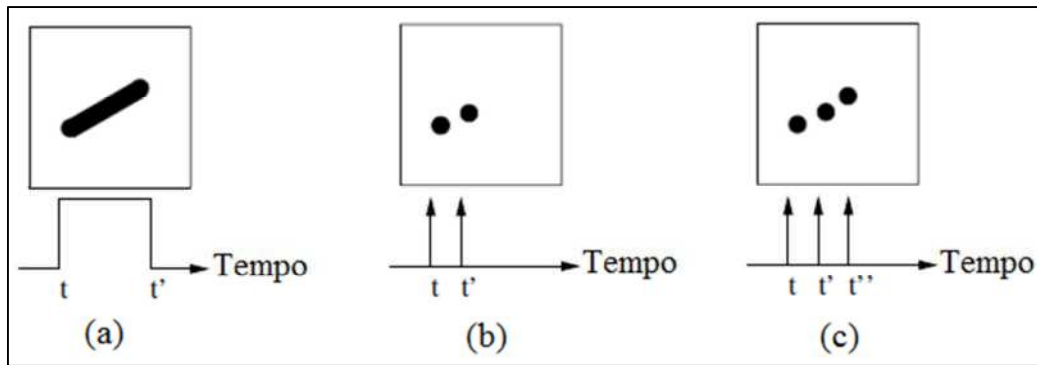


Figura 4-23. Quadro Único/Várias Exposições: (a) uma exposição, (b) duas exposições, (c) várias exposições, (RAFFEL *et al.*, 2007).

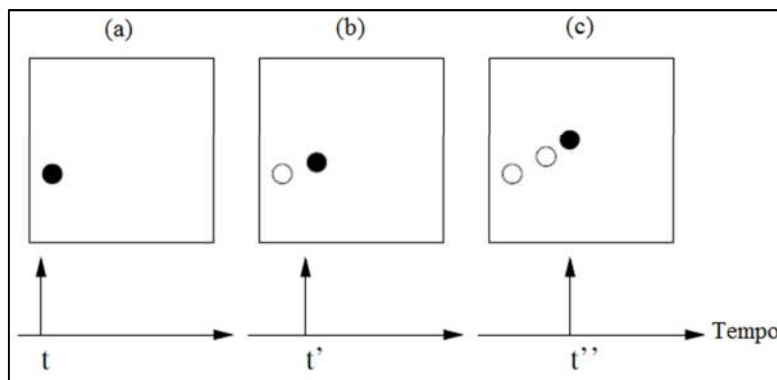


Figura 4-24. Vários Quadros/Uma Exposição: (a) primeiro quadro da posição inicial, (b) quadro da segunda posição, (c) quadro da terceira posição, (RAFFEL *et al.*, 2007).

Os avanços eletrônicos no tratamento e obtenção de imagens têm feito que as técnicas fotográficas de filmes líquidos e placas holográficas sejam usadas cada vez menos, sendo as câmeras digitais amplamente utilizadas na atualidade para o desenvolvimento da técnica PIV. Algumas das vantagens das câmeras são, por exemplo, a imediata disponibilidade das imagens, permitindo a retroalimentação durante a gravação e a realização de correções dos parâmetros no ensaio. Além disso, a prevenção do processamento fotoquímico que é complexa e leva um tempo considerável.

As câmeras digitais estão compostas por sensores de imagem eletrônicos que convertem os fótons da luz espalhada pelas partículas traçadoras em cargas elétricas. Existem três tipos principais de sensores usados em câmeras para aplicações da técnica PIV, estes são os dispositivos de carga acoplada ou CCD (Charge Couple Device), os dispositivos de injeção de carga ou CID (Charge Injection Device) e o dispositivo semicondutor complementar de óxido metálico ou CMOS (Complementary metaloxide semiconductor). Ao longo das duas últimas décadas, o CCD tem sido usado

amplamente. Contudo, o rápido desenvolvimento da tecnologia do chip nos últimos vinte anos do século passado, permitiu a fabricação de sensores CMOS com uma boa resolução. Estes dispositivos são muito usados para as medições PIV com altas velocidades.

As imagens da técnica PIV são usualmente capturadas com filme fotográfico ou com sensores CCD, mas a tendência atual é o uso de câmeras CCD para este método de medição, as quais estão compostas por uma matriz bidimensional de sensores denominados pixels. No entanto, o filme fotográfico ainda é utilizado quando são necessárias altas resoluções das imagens.

Quando a velocidade do escoamento é elevada, a área da imagem é pequena e as partículas traçadoras são pequenas, a técnica PIV requer câmeras com exigências especiais. A câmera deve ser capaz de capturar duas imagens dentro de um curto período de tempo, para que as partículas individuais apareçam em ambas às imagens. Intervalos curtos de exposição podem ser obtidos com uma câmera de alta velocidade que grava continuamente imagens a uma taxa de vários kHz ou utilizando uma câmera com arquitetura de varrimento progressivo. Atualmente, as câmeras de alta velocidade têm tempos entre imagens da ordem de  $10\ \mu\text{s}$ , o qual faz possível disparar o primeiro pulso do laser pouco antes da finalização exposição do primeiro quadro e o segundo pulso no início da exposição do segundo quadro, como explicado na Figura 4-25 para diferentes pulsos de laser.

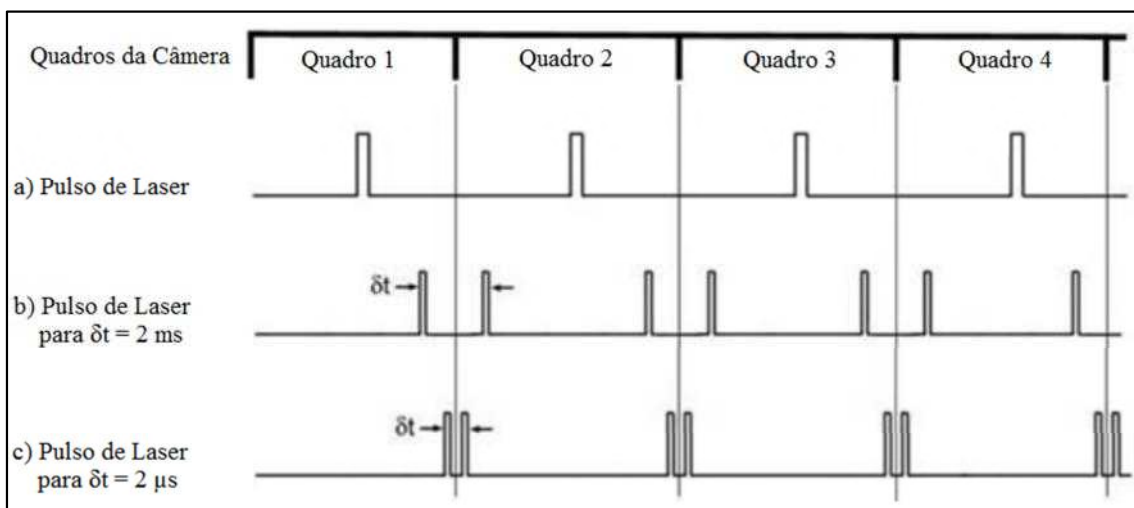


Figura 4-25. Tempo de exposição dos quadros da câmera para diferentes tempos entre pulsos do laser (GHARIB *et al.*, 2000)

#### 4.2.4 Análise estatística e avaliação da técnica PIV.

Como explicado anteriormente, para a obtenção do campo de velocidade no escoamento, é preciso dividir a imagem em áreas de interrogação, as quais estão compostas por um grupo de partículas que serão analisadas estatisticamente para o cálculo do vetor deslocamento. Ao dividir o deslocamento pelo tempo de captura entre duas imagens consecutivas, a velocidade de cada subárea é conseguida e, portanto, agrupando todos os vectores das regiões que compõem a imagem, é obtido o campo de velocidade.

Dependendo do tipo de equipamento usado para a captura das imagens, estas áreas de interrogação são chamadas de pontos de interrogação quando são usados sistemas óticos de interrogação, e no caso de sistemas digitais são denominadas janelas de interrogação.

Analisando uma imagem capturada composta por  $N$  partículas traçadoras, pode ser definido o vetor que descreve o estado do conjunto de pontos como:

$$\Gamma = \begin{pmatrix} X_1 \\ X_2 \\ X_3 \\ \vdots \\ \vdots \\ X_N \end{pmatrix}, \quad \mathbf{X}_i = \begin{pmatrix} X_i \\ Y_i \end{pmatrix}, \quad \mathbf{x}_i = \begin{pmatrix} x_i \\ y_i \end{pmatrix}, \quad \mathbf{X}_i = \frac{\mathbf{x}_i}{M} \quad (4.7)$$

onde  $\mathbf{X}_i$  é o vetor posição da partícula no instante  $t$ . Além disso, um fator de magnificação  $M$  é necessário para relacionar a posição da partículas com a posição na imagem  $\mathbf{x}_i$ .

Um dos primeiros parâmetros para a análise estatística desta técnica é o campo de intensidade da imagem, representada a seguir:

$$I = I(\mathbf{x}, \Gamma) = \tau(\mathbf{x}) * \sum_{i=1}^N V_o(\mathbf{X}_i) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i)$$

$$\tau(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i) = \tau(\mathbf{x}) * \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i) \quad (4.8)$$

$$I(\mathbf{x}, \Gamma) = \sum_{i=1}^N V_o(\mathbf{X}_i) \tau(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i)$$

Na equação anterior,  $\tau(\mathbf{x})$  representa a função de propagação do ponto na lente da imagem, a qual pode ser aproximada a uma função de Gauss,  $V_o(\mathbf{X}_i)$  é a função de

transferência que dá a energia da luz da imagem de uma partícula traçadora  $i$  dentro do volume de interrogação, e  $\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i)$  é a função delta Dirac deslocado para a posição  $\mathbf{x}_i$  para descrever a parte geométrica da imagem da partícula.

Existem dois processos para o cálculo do campo de velocidade, o método de Auto-Correlação e de Correlação Cruzada.

#### 4.2.4.1 Auto – Correlação

Este método é aplicado quando duas imagens consecutivas das partículas traçadoras iluminadas são capturadas pela câmera num quadro somente. Isto pode ser gerado deixando o obturador da câmera aberto por dois pulsos de laser contínuos. Como estudado na seção anterior, este tipo de aquisição de imagens é chamada de Quadro Único/Duas Exposições.

Usando a relação para a intensidade da imagem, é possível derivar uma equação para obter a função de Auto-Correlação, definida por:

$$R_I(\mathbf{s}, \Gamma) = \langle I(\mathbf{x}, \Gamma) I(\mathbf{x} + \mathbf{s}, \Gamma) \rangle$$

$$\langle I(\mathbf{x}, \Gamma) \rangle = \frac{1}{a_I} \int_{a_I} \sum_{i=1}^N V_o(\mathbf{X}_i) \tau(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i) d\mathbf{x} \quad (4.9)$$

$$R_I(\mathbf{s}, \Gamma) = \frac{1}{a_I} \int_{a_I} \sum_{i=1}^N V_o(\mathbf{X}_i) \tau(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i) \sum_{j=1}^N V_o(\mathbf{X}_j) \tau(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j + \mathbf{s}) d\mathbf{x}$$

onde  $\mathbf{s}$  é o vetor de separação no plano de correlação. No entanto, o custo computacional no cálculo direto de  $R_I(\mathbf{s}, \Gamma)$  com a equação (4.9) é grande. Em vez disso, a função de Auto-Correlação é calculada através da Transformada Rápida de Fourier (FFT) bidimensional do padrão de intensidade digitalizado.

A função de Auto- Correlação pode ser representada da seguinte forma:

$$R_I(\mathbf{s}, \Gamma) = I(\mathbf{x}, \Gamma) \otimes I(\mathbf{x}, \Gamma) = I(\mathbf{x}, \Gamma) * I(-\mathbf{x}, \Gamma) \quad (4.10)$$

onde  $\otimes$  representa a operação de correlação e  $*$  a operação de convolução. Usando o teorema de convolução com a Transformada de Fourier, obtém-se a seguinte relação:



$$F[R_I(\mathbf{s}, \Gamma)] = F[I(\mathbf{x}, \Gamma)]. F^*[I(\mathbf{x}, \Gamma)] = |F[I(\mathbf{x}, \Gamma)]|^2 \quad (4.11)$$

Aplicando a transformada inversa, a função de Auto-Correlação é expressa como:

$$R_I(\mathbf{s}, \Gamma) = F^{-1}\{|F[I(\mathbf{x}, \Gamma)]|^2\} \quad (4.12)$$

Depois de ser aplicado a função  $R_I(\mathbf{s}, \Gamma)$ , é obtida a distribuição gaussiana em todas as janelas de interrogação. Uma característica importante da auto-correlação espacial do campo das partículas analisadas, é que aparecem três picos principais, onde o mais alto, chamado de pico de auto-correlação, representa o deslocamento nulo nessa única janela. Os dois picos restantes, que geralmente têm alturas quase iguais e que estão deslocadas a mesma distância com relação ao pico central (gerando uma simetria entre  $S^+$  e  $S^-$ ), representam os dois possíveis deslocamentos das partículas, como mostrado na Figura 4-26. Embora a magnitude do deslocamento é conhecida, existe uma incerteza sobre o verdadeiro sentido da movimentação das partículas, uma escolha errada do pico implica que a direção do deslocamento seria oposta à direção verdadeira.

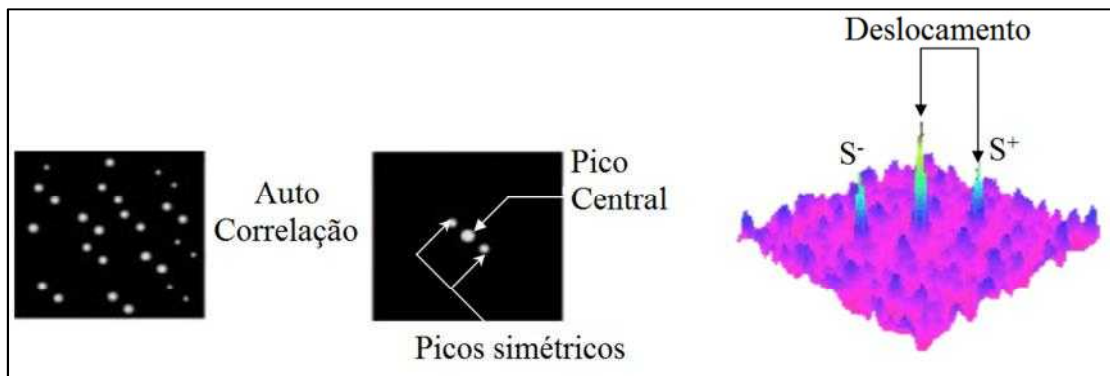


Figura 4-26. Processo de Auto Correlação para obter o deslocamento das partículas.

O problema de ter duas imagens das partículas no mesmo quadro é a falta de informação explícita sobre a movimentação das mesmas. Esta incerteza pode ser resolvida se é conhecido previamente o sentido de fluxo do escoamento, como por exemplo, no caso do canal do escoamento turbulento, onde o fluxo invertido não existe, portanto é selecionado  $S^+$  e descartado  $S^-$  ou vice-versa. No caso de não ser conhecido o sentido de fluxo do escoamento, uma forma de solucionar este problema é movimentando a câmera ou o campo do escoamento a uma velocidade tal que o

escoamento torna-se num sentido, para finalmente subtrair esta velocidade do escoamento real e obter o verdadeiro sentido do fluido.

Além disso, a Auto-Correlação não pode solucionar o problema quando as partículas se deslocam numa distância menor ou igual do que o diâmetro da imagem da partícula, porque o pico da auto-correlação pode invadir e até superar o pico de sinal.

Devido a estes problemas e com o avanço da eletrônica surgiu a Correlação Cruzada, onde cada imagem das partículas iluminadas são capturadas em um único quadro, portanto existe informação explícita da localização das partículas em cada instante do tempo analisado. A seguir a Correlação Cruzada é estudada com maior detalhe.

#### 4.2.4.2 Correlação Cruzada

Como apresentado na seção anterior, o tipo de aquisição usada para aplicar a Correlação Cruzada corresponde a Dois Quadros/Uma Exposição, onde a câmera captura as imagens das partículas iluminadas em cada pulso emitido pelo laser, portanto se requiere um dispositivo de sincronização entre o laser, a câmera e o computador para o armazenamento dos dados. Com cada quadro contendo uma única imagem das partículas num instante determinado, é possível aplicar uma correlação cruzada entre duas capturas contínuas, e gerar uma resposta com um pico único sem incerteza com relação ao sentido do deslocamento nessa janela de interrogação. A Figura 4-27 apresenta o processo deste tipo de correlação.

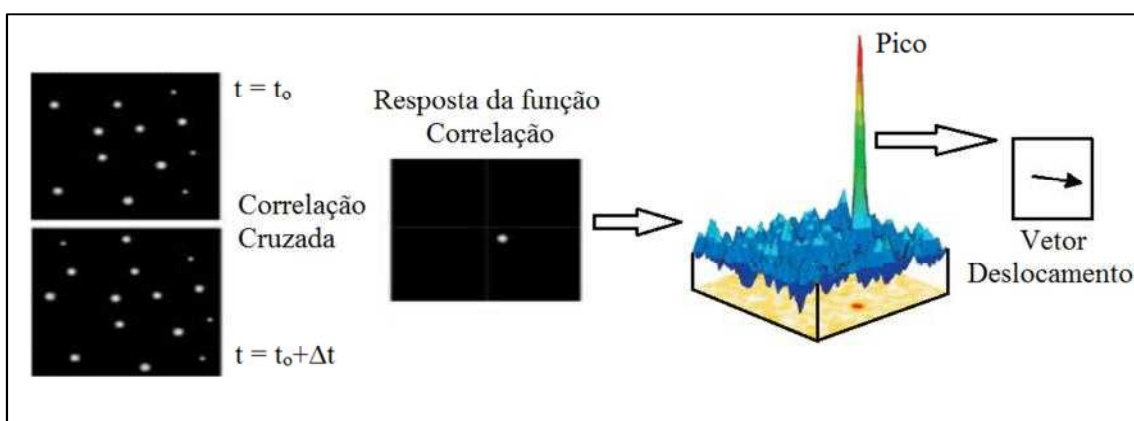


Figura 4-27. Processo de Correlação Cruzada para obter o deslocamento das partículas.

Para analisar matematicamente este processo é assumido um deslocamento constante  $\mathbf{D}$  para todas as partículas dentro do volume de interrogação. Por conseguinte,

o vetor posição das partículas no segundo pulso laser  $t' = t + \Delta t$  está representado com a seguinte equação:

$$\mathbf{X}_i' = \mathbf{X}_i + \mathbf{D} = \begin{pmatrix} X_i + D_X \\ Y_i + D_Y \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

Adicionalmente, o deslocamento da partícula na imagem está expresso com a equação a seguir:

$$\mathbf{d} = \begin{pmatrix} MD_X \\ MD_Y \end{pmatrix} \quad (4.14)$$

Desta maneira, o campo de intensidade da imagem no instante  $t'$   $I'(\mathbf{x}, \Gamma)$  e a função de Correlação Cruzada entre as duas áreas de interrogação  $R_{II}(\mathbf{s}, \Gamma, \mathbf{D})$  podem ser escritos como:

$$I'(\mathbf{x}, \Gamma) = \sum_{j=1}^N V_o'(\mathbf{X}_j + \mathbf{D}) \tau(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j - \mathbf{d}) \quad (4.15)$$

$$R_{II}(\mathbf{s}, \Gamma, \mathbf{D}) = \frac{1}{a_I} \sum_{i,j} V_o(\mathbf{X}_i) V_o(\mathbf{X}_j + \mathbf{D}) \int_{a_I} \tau(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i) \tau(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j + \mathbf{s} - \mathbf{d}) d\mathbf{x}$$

Porém, o custo computacional é grande para calcular  $R_{II}(\mathbf{s}, \Gamma, \mathbf{D})$  com a equação (4.15), desta forma como no caso da Auto-Correlação, é utilizada a Transformada de Fourier, como explicado a seguir:

$$R_{II}(\mathbf{s}, \Gamma, \mathbf{D}) = F^{-1}\{F[I(\mathbf{x}, \Gamma)]. F^*[I(\mathbf{x}, \Gamma)]\} \quad (4.16)$$

Uma ampla informação sobre as técnicas de correlação usadas no experimento da Velocimetria por Imagem de Partículas, podem ser estudadas com maior detalhe em (RAFFEL *et al.*, 2007) e (ADRIAN, 1991).

#### 4.2.5 Aparato experimental da técnica PIV.

Os elementos do aparato experimental podem ser ilustrados na Figura 4-28. Este sistema é constituído por uma fonte laser, a câmara de alta velocidade, a caixa de acrílico preenchida por água e o computador para aquisição de imagens mediante o software DYNAMICSTUDIO V3.20.



Figura 4-28. Elementos para a medição com a técnica de Velocimetria por Imagem de Partículas.

Para realizar os testes com a técnica PIV, foi utilizado quase o mesmo aparato experimental do usado na técnica anterior de tratamento de imagens para obter a forma, volumes e áreas das bolhas alongadas do escoamento pistonado horizontal. Neste caso foi usado o laser, a fonte do laser e a câmera com características para esta técnica.



Figura 4-29. Câmera DANTEC DYNAMICS usada na técnica PIV.

O tipo de laser usado foi Nd:YAG fabricado por DANTEC DYNAMICS, que tem um comprimento de onda inicial de 1064 nm. Adicionalmente, é utilizado um

dispositivo para dobrar a frequência emitida, resultando num comprimento de onda de 532 nm, gerando uma luz de cor verde.

A câmera digital é da marca DANTEC DYNAMICS, com lente tipo AF Micro Nikkor f 60 mm 2.8 D, e tem uma resolução de 1280 x 1024 pixels. A Figura 4-29 mostra a câmera usada.

As partículas traçadoras usadas foram da marca Micro Particles GmbH PMMA-RhB-Partikel-L1643, de tamanho entre 1-20  $\mu\text{m}$ , e um teor de sólidos de 300mg/ml.

# Capítulo 5

## Resultados

### 5.1 Resultado do tratamento das imagens.

A seguir se apresenta as imagens capturadas para formar completamente a bolha. Usando Wolfram Mathematica 8.0 são tratadas as imagens para obter o contorno da bolha e comparar com a teoria de NETTO *et al.* (1999).

No tratamento das imagens foram feitos alguns passos para a aquisição das imagens. Primeiramente, baseado nos mapas de fluidos bifásicos para tubulações horizontais de 45 mm de diâmetro interno, se verifica o intervalo de velocidade superficial da água e do gás que deve entrar na zona de mistura, para produzir o escoamento pistonado horizontal. Logo, com a vazão volumétrica da água constante, varia-se a vazão volumétrica do gás para obter diferentes velocidades e comprimentos de bolhas alongadas.

Para que os resultados dos cálculos do tratamento das imagens na obtenção do volume e das áreas da bolha não tenham erros (ou o erro seja mínimo), é preciso definir ou verificar que a velocidade da bolha seja a mais constante possível, pois deste parâmetro depende a frequência de captura das imagens usado no software DYNAMICSTUDIO V 3.14. Além disso, não é possível com uma única imagem capturar toda a bolha alongada, por tanto, o valor da frequência usada permitirá obter um grupo de imagens que juntas compõem a forma total da bolha. A Figura 5-1 apresenta o tratamento feito numa bolha composta por 43 imagens, as quais somam um comprimento total de 120 D, ou seja, ao redor de 6m. Adicionalmente, é comparada a forma da bolha experimental com a teórica, os quais mostram bons resultados.

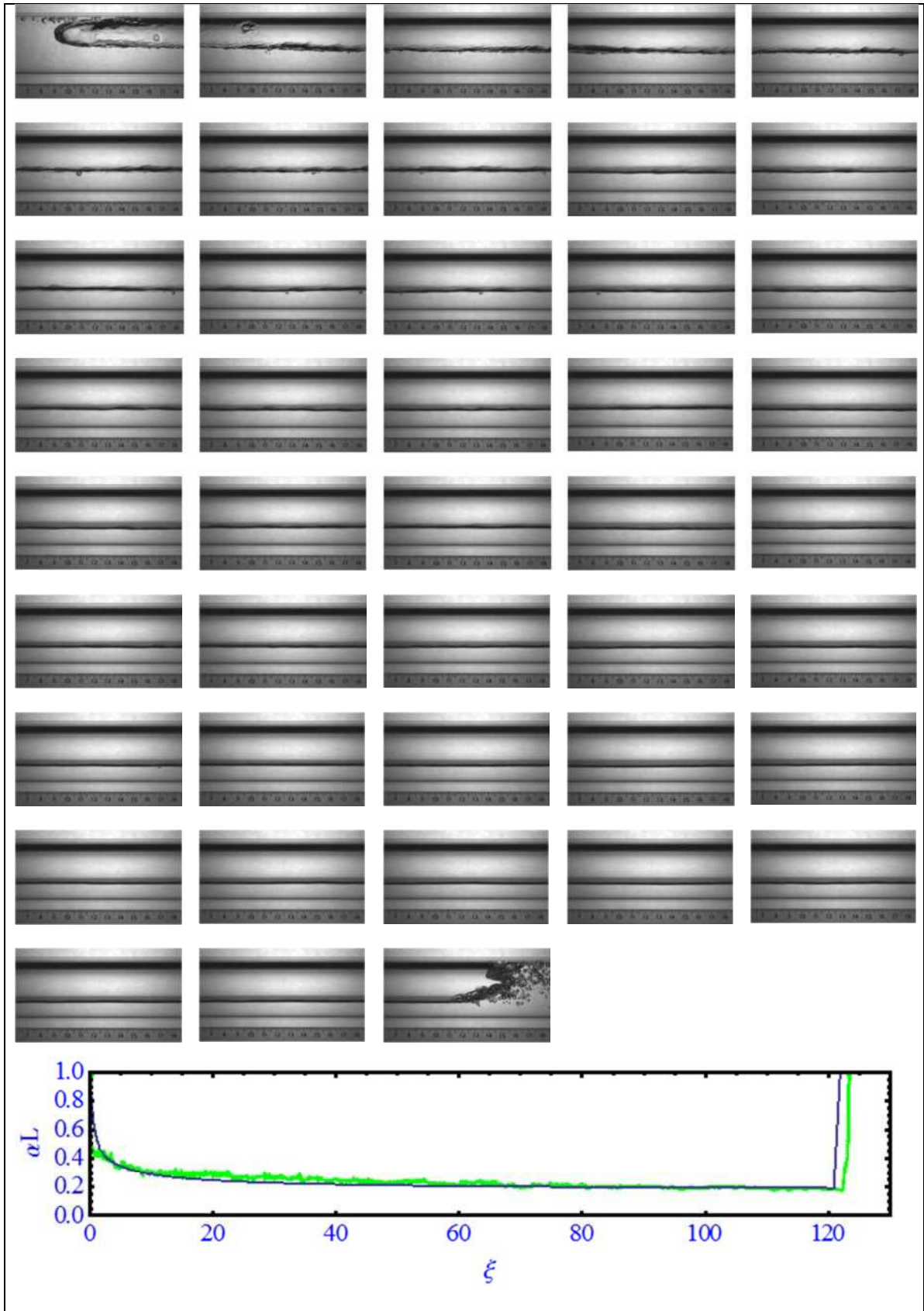


Figura 5-1. Imagens que formam a bolha para realizar o cálculo de volume, áreas e comparação entre o modelo teórico \_\_\_\_\_ e a experimentação \_\_\_\_\_.  $V = 1.84 \text{ m/s}$ ,  $Q_G = 2.4 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_L = 4.9 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $\text{Volume} = 0.00702 \text{ m}^3$ ,  $A_{\text{Interfacial}} = 0.2427 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Seca}} = 0.51726 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Molhada}} = 0.2943 \text{ m}^2$ ,  $L = 5.653 \text{ m}$ .

## 5.2 Forma da Bolha

A seguir se apresentam alguns resultados da forma da bolha para diferentes vazões do ar e líquido, obtidos a partir do tratamento das imagens, onde os casos experimentais são representados com linha verde (—) e o modelo teórico de NETTO *et al.* (1999) com linha azul (—).

### 5.2.1 $V = 1.276 \text{ m/s}$ .

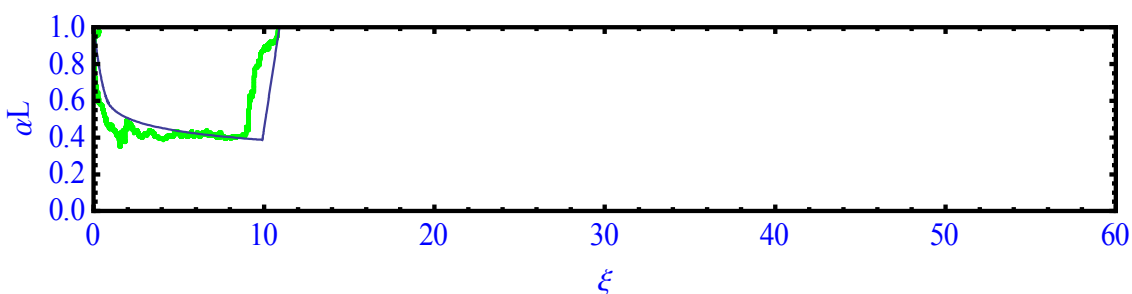


Figura 5-2. Volume =  $0.0004069 \text{ m}^3$ ,  $A_{\text{Interfacial}} = 0.024615 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Seca}} = 0.034753 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Molhada}} = 0.03629 \text{ m}^2$ ,  $L = 0.494 \text{ m}$ ,  $Q_G = 0.38 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_L = 4 \text{ m}^3/\text{h}$ .

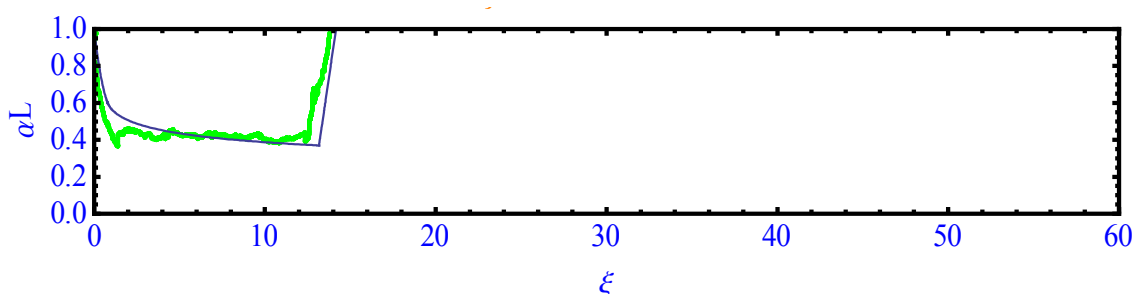


Figura 5-3. Volume =  $0.00056 \text{ m}^3$ ,  $A_{\text{Interfacial}} = 0.03093 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Seca}} = 0.04669 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Molhada}} = 0.04385 \text{ m}^2$ ,  $L = 0.630 \text{ m}$ ,  $Q_G = 0.38 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_L = 4 \text{ m}^3/\text{h}$ .

Para estas vazões de gás e ar, foram avaliadas dez amostras, dando um comprimento médio de  $0.81 \text{ m}$ , e uma média da fração do líquido  $\alpha_{L1} = 0.508$ . Como já explicado no Capítulo 3, a teoria do modelo matemático não fornece o comportamento das ondas na superfície interfacial da bolha, mas é uma boa aproximação de sua forma. A Figura 5-2 e Figura 5-3 representam dois casos para estas condições, onde a forma do nariz mostra uma diferença entre a prática e a teoria. Com respeito ao experimento, o nariz tem maior inclinação e o valor mínimo da fração do líquido é de aproximadamente  $0.40$  com relação a  $0.58$  da teoria. No corpo existe uma aceitável concordância entre a teoria e o experimento, mas o valor de  $\alpha_{L2}$  é levemente menor no primeiro. Em relação ao ressalto hidráulico, as inclinações são muito parecidas, mas na Figura 5-2 existe uma



diferença de comprimento ao redor de  $1.5 \xi$ . Comparando os comprimentos, em ambos os casos quase são os mesmos.

### 5.2.2 $V = 1.5 \text{ m/s}$ .

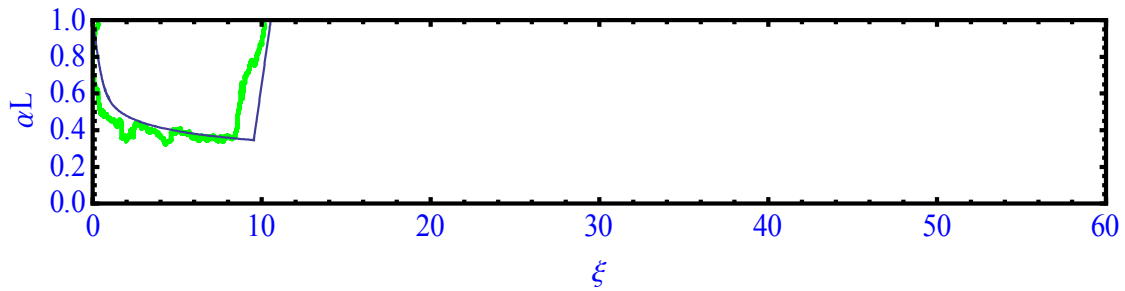


Figura 5-4. Volume =  $0.0004152 \text{ m}^3$ ,  $A_{\text{Interfacial}} = 0.02354 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Seca}} = 0.03419 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Molhada}} = 0.03240 \text{ m}^2$ ,  $L = 0.463 \text{ m}$ ,  $Q_G = 1.38 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_L = 4 \text{ m}^3/\text{h}$ .

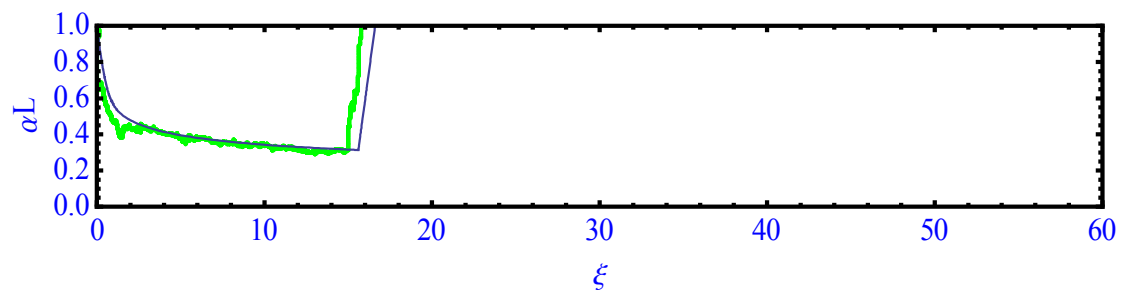


Figura 5-5. Volume =  $0.0007215 \text{ m}^3$ ,  $A_{\text{Interfacial}} = 0.03568 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Seca}} = 0.05714 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Molhada}} = 0.04634 \text{ m}^2$ ,  $L = 0.720 \text{ m}$ ,  $Q_G = 1.38 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_L = 4 \text{ m}^3/\text{h}$ .

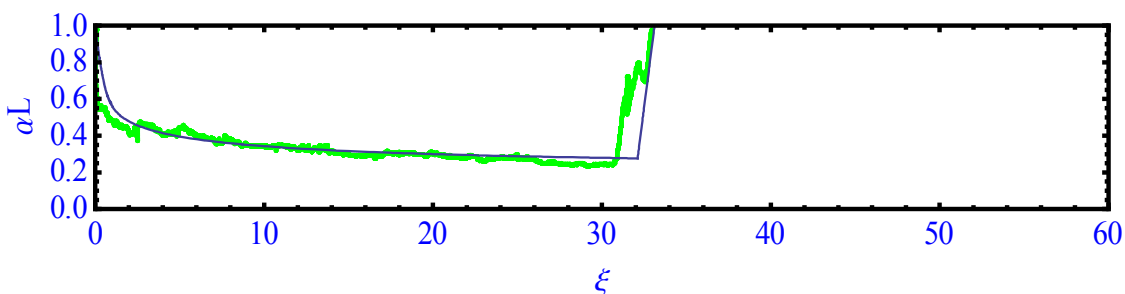


Figura 5-6. Volume =  $0.0016023 \text{ m}^3$ ,  $A_{\text{Interfacial}} = 0.07257 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Seca}} = 0.12437 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Molhada}} = 0.09195 \text{ m}^2$ ,  $L = 1.507 \text{ m}$ ,  $Q_G = 1.38 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_L = 4 \text{ m}^3/\text{h}$ .

Igualmente neste caso, foram processadas imagens correspondentes a dez bolhas, onde três são apresentadas para analisar sua forma. O comprimento médio dos experimentos é de  $0.964 \text{ m}$ , e a média da fração do líquido  $\alpha_{L1} = 0.38$ , portanto, com o aumento da velocidade da bolha, diminui  $\alpha_{L1}$ . Não obstante, é analisado o

comportamento da fração do líquido com relação ao volume e pode ser observado que ele diminui como visto na Figura 5-4 com  $\alpha_{L1} = 0.38$ ,  $\alpha_{L1} = 0.3$  na Figura 5-5 e  $\alpha_{L1} = 0.25$  na Figura 5-6. A forma de corpo no modelo teórico e no experimento tem uma boa coincidência, especialmente quando o comprimento da bolha é maior o igual a  $10 \xi$ . Com relação ao ressalto hidráulico, a inclinação é a mesma tanto no modelo como na prática, existindo uma diferença na separação entre elas de  $0.5-1.5 \xi$ .

### 5.2.3 $V = 1.62 \text{ m/s}$ .

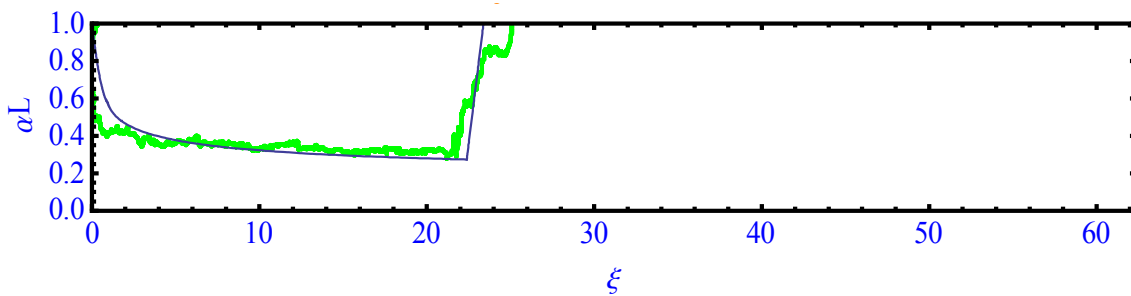


Figura 5-7. Volume =  $0.0011265 \text{ m}^3$ ,  $A_{\text{Interfacial}} = 0.05521 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Seca}} = 0.08997 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Molhada}} = 0.07455 \text{ m}^2$ ,  $L = 1.146 \text{ m}$ ,  $Q_G = 2.1 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_L = 4 \text{ m}^3/\text{h}$ .

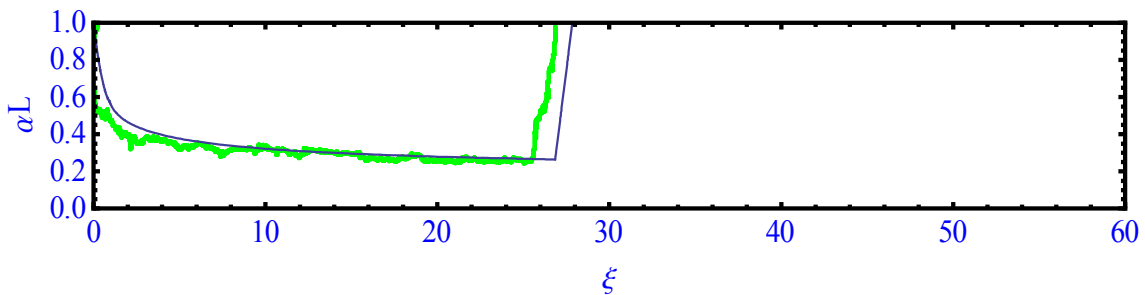


Figura 5-8. Volume =  $0.0013558 \text{ m}^3$ ,  $A_{\text{Interfacial}} = 0.05786 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Seca}} = 0.10350 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Molhada}} = 0.07272 \text{ m}^2$ ,  $L = 1.227 \text{ m}$ ,  $Q_G = 2.1 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_L = 4 \text{ m}^3/\text{h}$ .

O aumento da velocidade da bolha gera um aumento leve das ondas na superfície interfacial, como ilustrado na Figura 5-7 e Figura 5-8. Foram analisados dez amostras, com um comprimento médio de  $0.941 \text{ m}$ , e a média da fração do líquido  $\alpha_{L1} = 0.36$ . Adicionalmente, é comprovado que a fração do líquido diminui com o aumento do comprimento ou volume da bolha para as mesmas entradas de vazão do ar e água. A forma do nariz tem a tendência apresentada nos casos anteriores, onde a inclinação é

maior no experimento, mas com relação ao ressalto hidráulico as inclinações são parecidas.

#### 5.2.4 $V = 1.84$ m/s

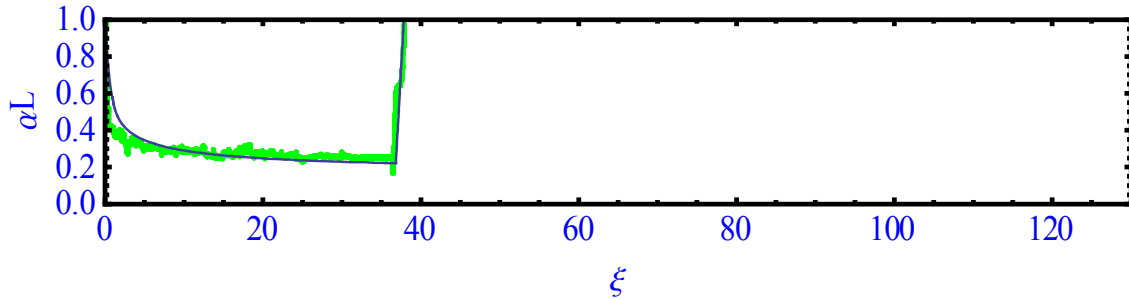


Figura 5-9. Volume =  $0.002$  m<sup>3</sup>,  $A_{\text{Interfacial}} = 0.0801$  m<sup>2</sup>,  $A_{\text{Seca}} = 0.1504$  m<sup>2</sup>,  $A_{\text{Molhada}} = 0.0987$  m<sup>2</sup>,  $L = 1.736$  m,  $Q_G = 2.4$  m<sup>3</sup>/h,  $Q_L = 4.9$  m<sup>3</sup>/h

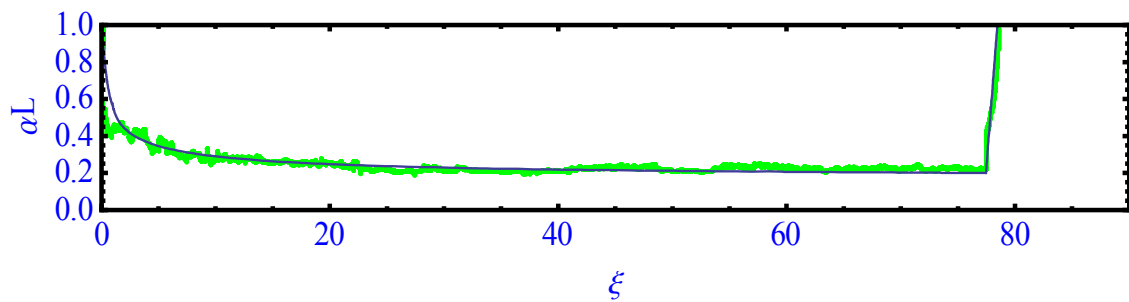


Figura 5-10. Volume =  $0.004415$  m<sup>3</sup>,  $A_{\text{Interfacial}} = 0.1569$  m<sup>2</sup>,  $A_{\text{Seca}} = 0.3262$  m<sup>2</sup>,  $A_{\text{Molhada}} = 0.1898$  m<sup>2</sup>,  $L = 3.594$  m,  $Q_G = 2.4$  m<sup>3</sup>/h,  $Q_L = 4.9$  m<sup>3</sup>/h.

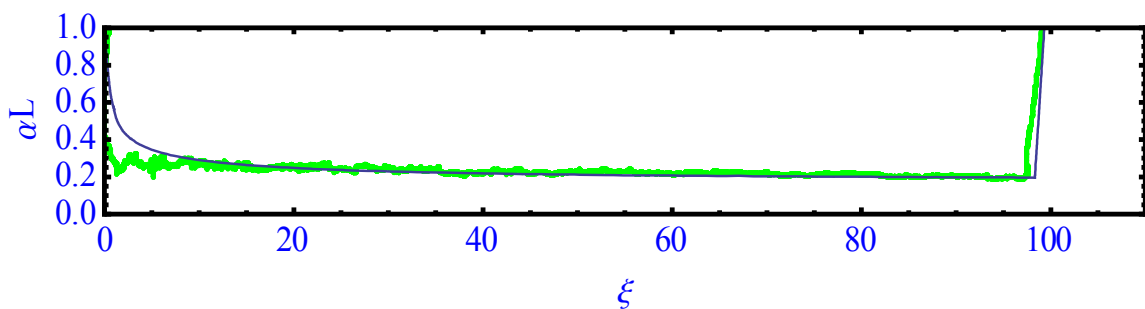


Figura 5-11. Volume =  $0.005656$  m<sup>3</sup>,  $A_{\text{Interfacial}} = 0.1953$  m<sup>2</sup>,  $A_{\text{Seca}} = 0.41547$  m<sup>2</sup>,  $A_{\text{Molhada}} = 0.23417$  m<sup>2</sup>,  $L = 4.525$  m,  $Q_G = 2.4$  m<sup>3</sup>/h,  $Q_L = 4.9$  m<sup>3</sup>/h

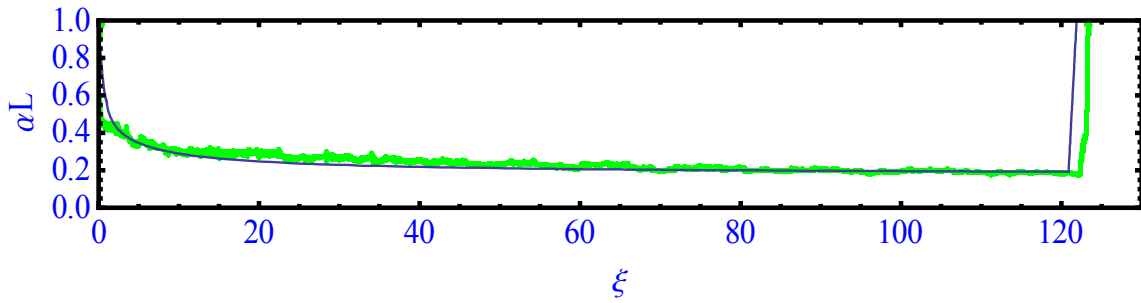


Figura 5-12. Volume =  $0.00702 \text{ m}^3$ ,  $A_{\text{Interfacial}} = 0.2427 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Seca}} = 0.51726 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Molhada}} = 0.2943 \text{ m}^2$ ,  $L = 5.653 \text{ m}$ ,  $Q_G = 2.4 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_L = 4.9 \text{ m}^3/\text{h}$ .

Como nos casos anteriores, foram analisados dez amostras, com um comprimento médio de 3.43 m, e a média da fração do líquido  $\alpha_{L1} = 0.25$ . Adicionalmente, é comprovado que a fração do líquido diminui com o aumento do comprimento ou volume da bolha para as mesmas entradas de vazão do ar e água. A forma do nariz tem a tendência apresentada nos casos anteriores onde a inclinação é maior para a experimentação, e com inclinações parecidas para o ressalto hidráulico.

### 5.2.5 $V = 2.0 \text{ m/s}$ .

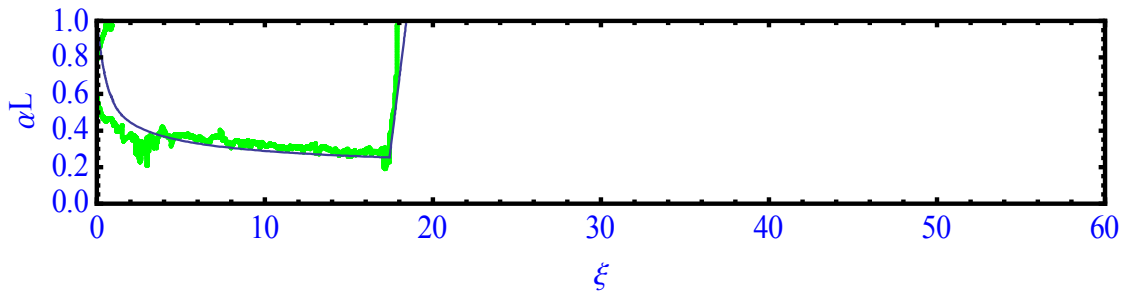


Figura 5-13. Volume =  $0.0008814 \text{ m}^3$ ,  $A_{\text{Interfacial}} = 0.04460 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Seca}} = 0.06751 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Molhada}} = 0.04995 \text{ m}^2$ ,  $L = 0.818 \text{ m}$ ,  $Q_G = 3.5 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_L = 4 \text{ m}^3/\text{h}$ .

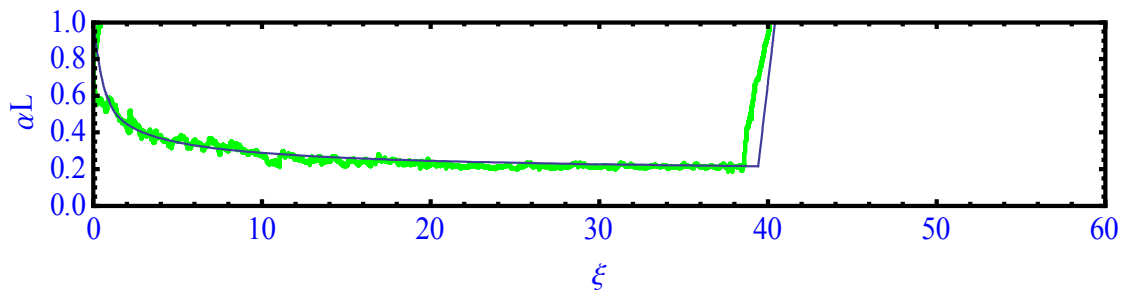


Figura 5-14. Volume =  $0.0021543 \text{ m}^3$ ,  $A_{\text{Interfacial}} = 0.08482 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Seca}} = 0.16144 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Molhada}} = 0.10219 \text{ m}^2$ ,  $L = 1.836 \text{ m}$ ,  $Q_G = 3.5 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_L = 4 \text{ m}^3/\text{h}$ .

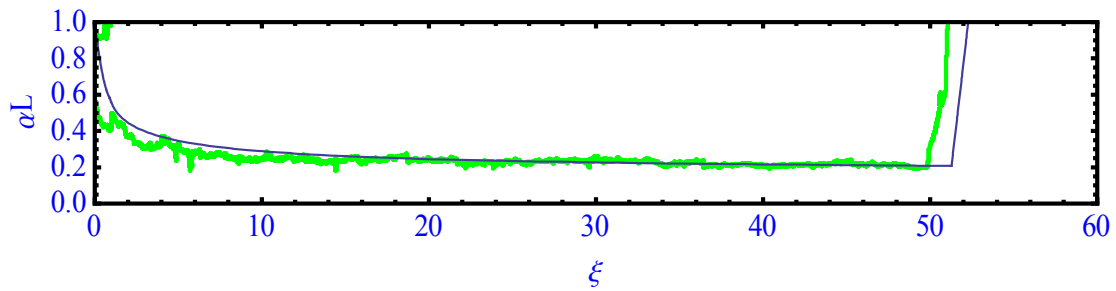


Figura 5-15. Volume =  $0.0028608 \text{ m}^3$ ,  $A_{\text{Interfacial}} = 0.10747 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Seca}} = 0.21111 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Molhada}} = 0.12394 \text{ m}^2$ ,  $L = 2.333 \text{ m}$ ,  $Q_G = 3.5 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_L = 4 \text{ m}^3/\text{h}$ .

Igualmente foram analisados dez amostras, com um comprimento médio de 1.58 m, e a média da fração do líquido  $\alpha_{L1} = 0.3$ . Também pode ser visto que a fração do líquido diminui com o aumento do comprimento ou volume da bolha, para as mesmas entradas de vazão do ar e água. Os ressaltos hidráulicos do experimento e a teoria são paralelos, mas a forma do nariz não é parecida (com uma maior inclinação para o caso do experimento).

### 5.2.6 $V = 2.29 \text{ m/s}$

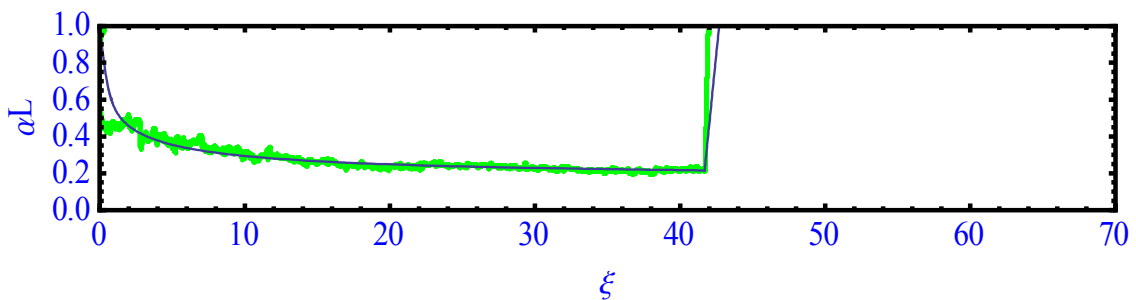


Figura 5-16. Volume =  $0.00227 \text{ m}^3$ ,  $A_{\text{Interfacial}} = 0.08953 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Seca}} = 0.1697 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Molhada}} = 0.10564 \text{ m}^2$ ,  $L = 1.918 \text{ m}$ ,  $Q_G = 5.2 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_L = 4 \text{ m}^3/\text{h}$

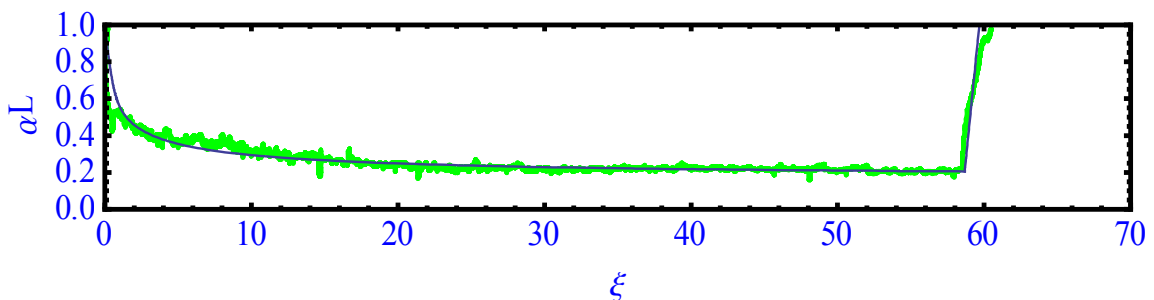


Figura 5-17. Volume =  $0.003289 \text{ m}^3$ ,  $A_{\text{Interfacial}} = 0.1262 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Seca}} = 0.2457 \text{ m}^2$ ,  $A_{\text{Molhada}} = 0.1515 \text{ m}^2$ ,  $L = 2.7663 \text{ m}$ ,  $Q_G = 5.2 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_L = 4 \text{ m}^3/\text{h}$ .

Foram analisados dez amostras, com um comprimento médio de 2.28 m, e a média da fração do líquido  $\alpha_{L1} = 0.26$ . De forma similar, a fração do líquido diminui com o aumento do comprimento ou volume da bolha. Existe diferença na forma do nariz, como nos casos anteriores, mas os ressaltos hidráulicos coincidem aceitavelmente.

### 5.3 Comparações e Correlações

A seguir é apresentada os resultados experimentais do tratamento das imagens para obter o volume, área superficial, área seca, área molhada e comprimento das bolhas alongadas no escoamento pistonado horizontal. Os resultados experimentais são comparados com a teoria de NETTO *et al.* (1999) para verificar a eficácia do modelo matemático desenvolvido por estes autores.

Também são obtidas correlações entre comprimento e volume, as diferentes áreas com o volume, comprimento teórico e experimental.

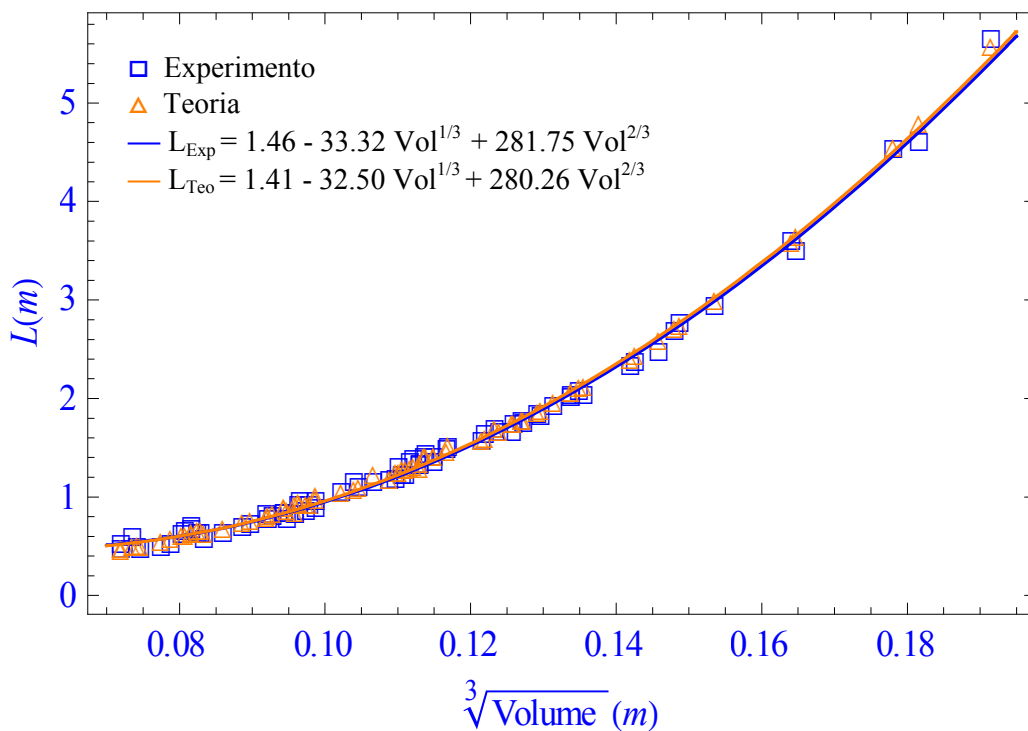


Figura 5-18. Comprimento vs. Volume

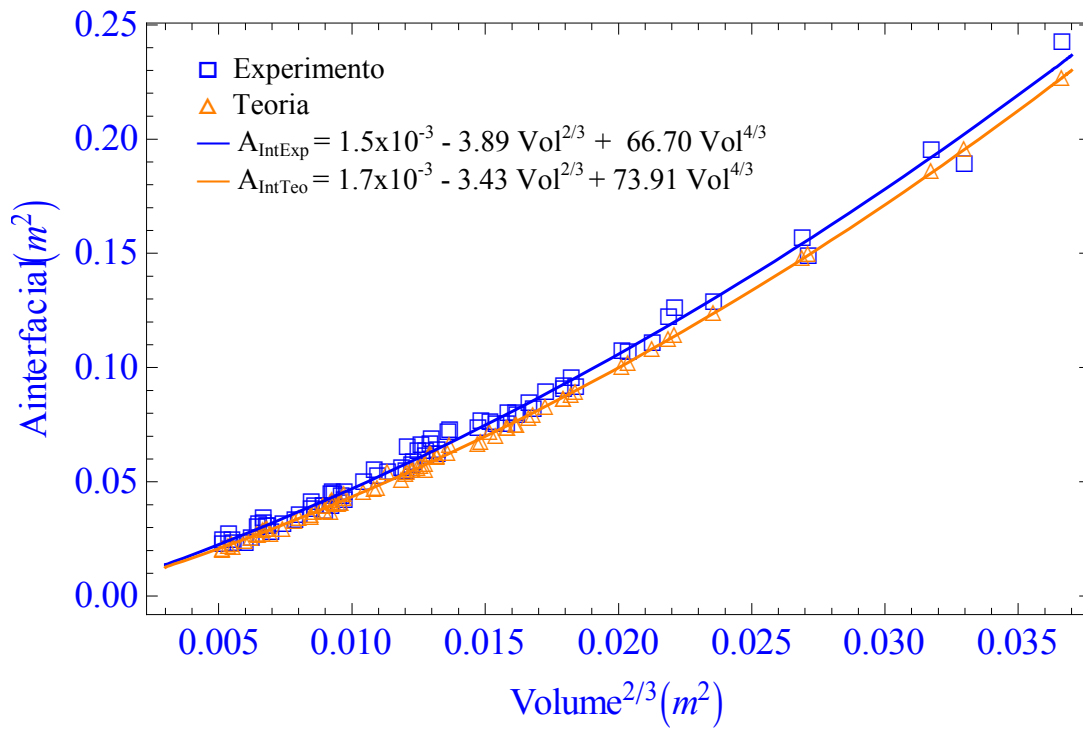


Figura 5-19. Área Interfacial vs. Volume

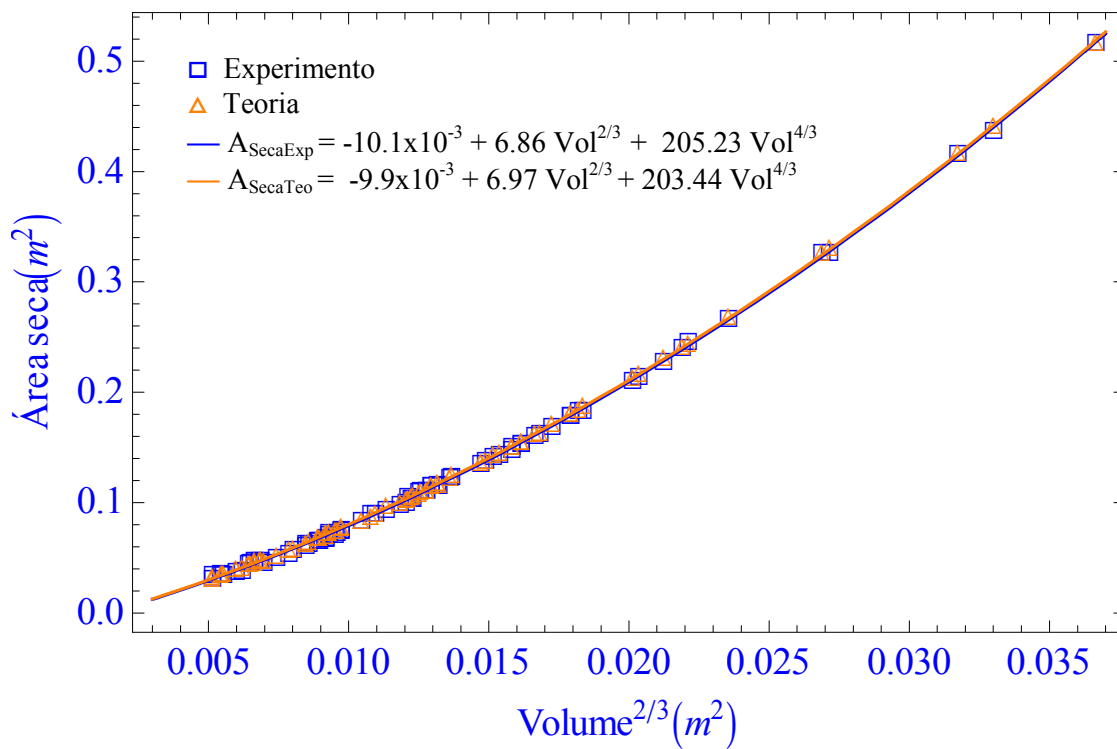


Figura 5-20. Área Seca vs. Volume

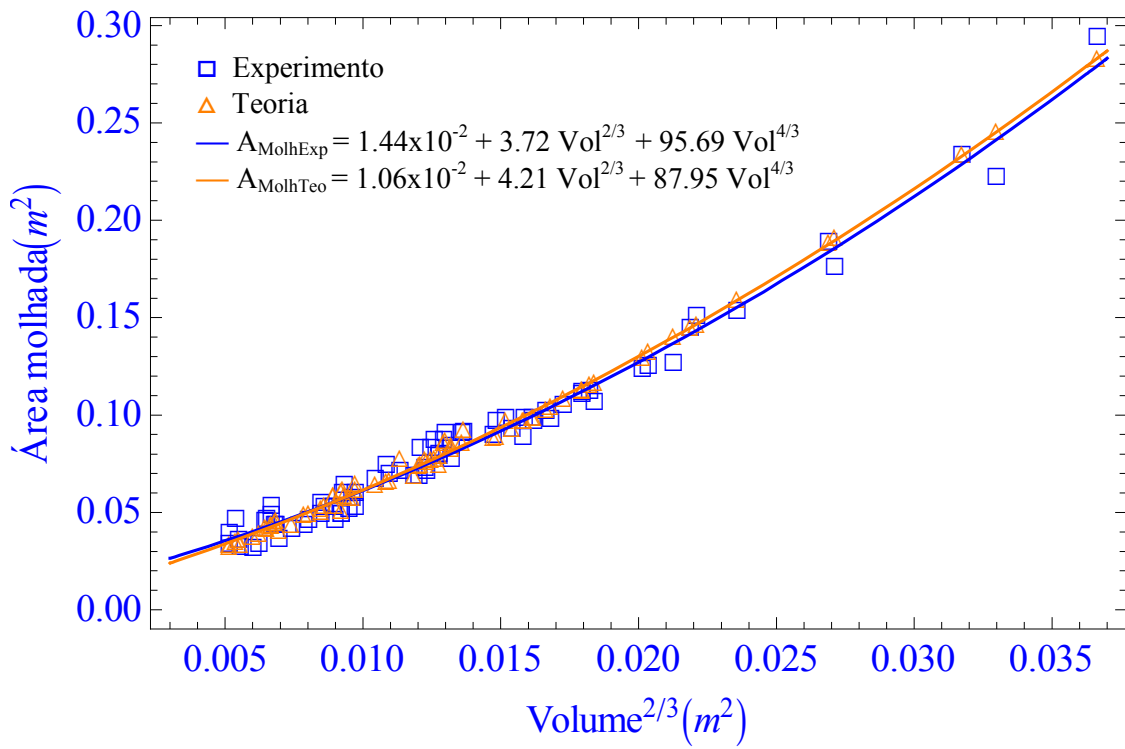


Figura 5-21. Área Molhada vs. Volume

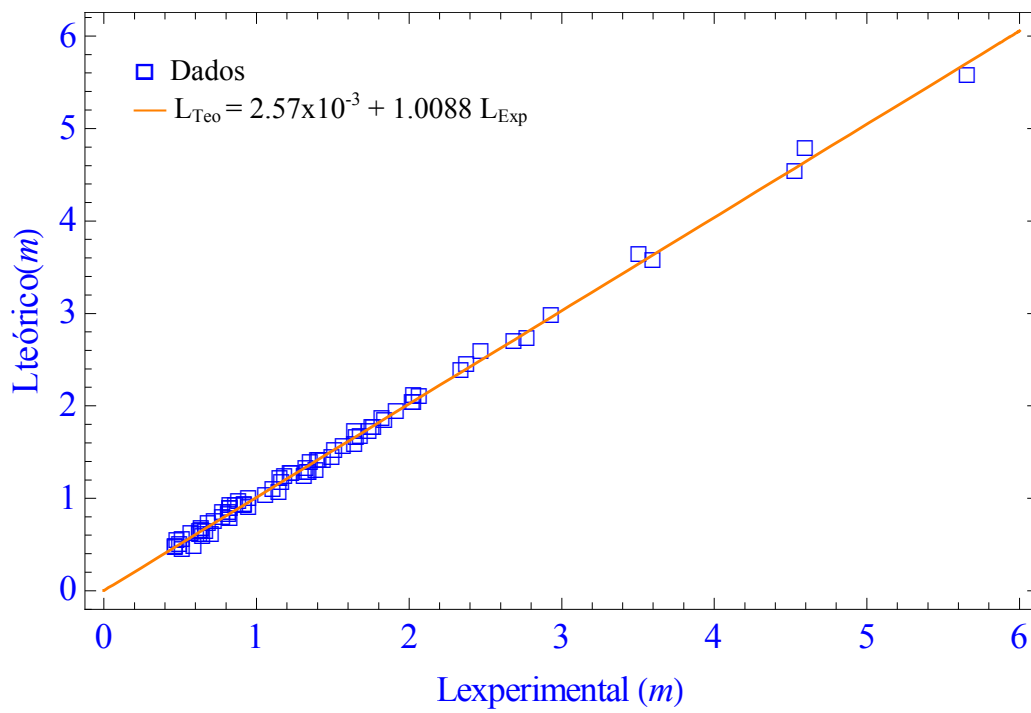


Figura 5-22. Comprimento Teórico vs. Comprimento Experimental.



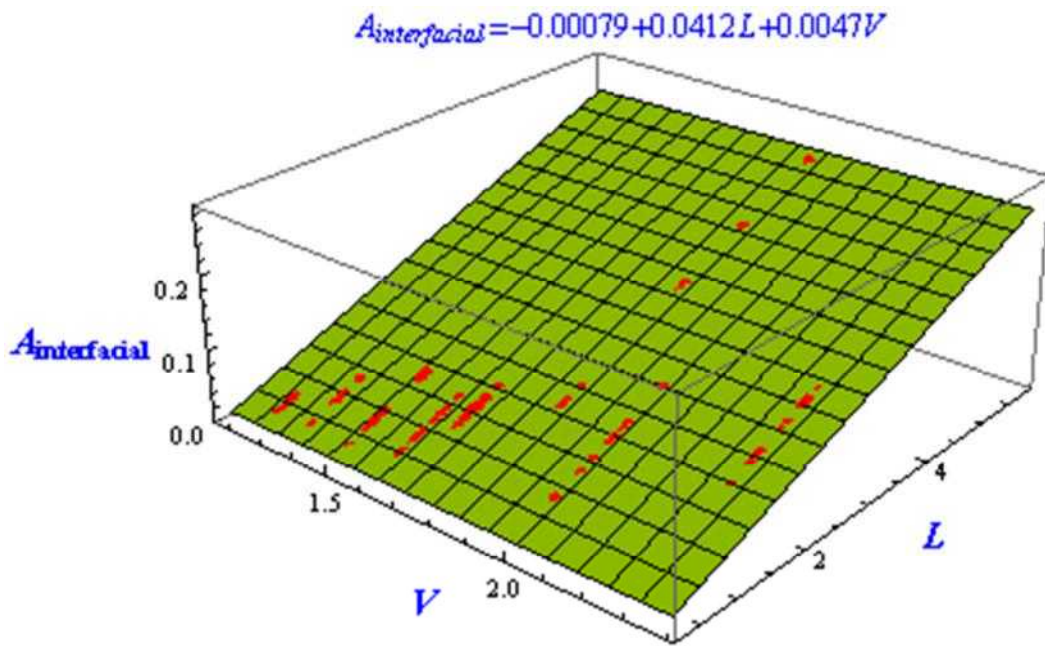


Figura 5-23. Área Interfacial em função da velocidade e comprimento

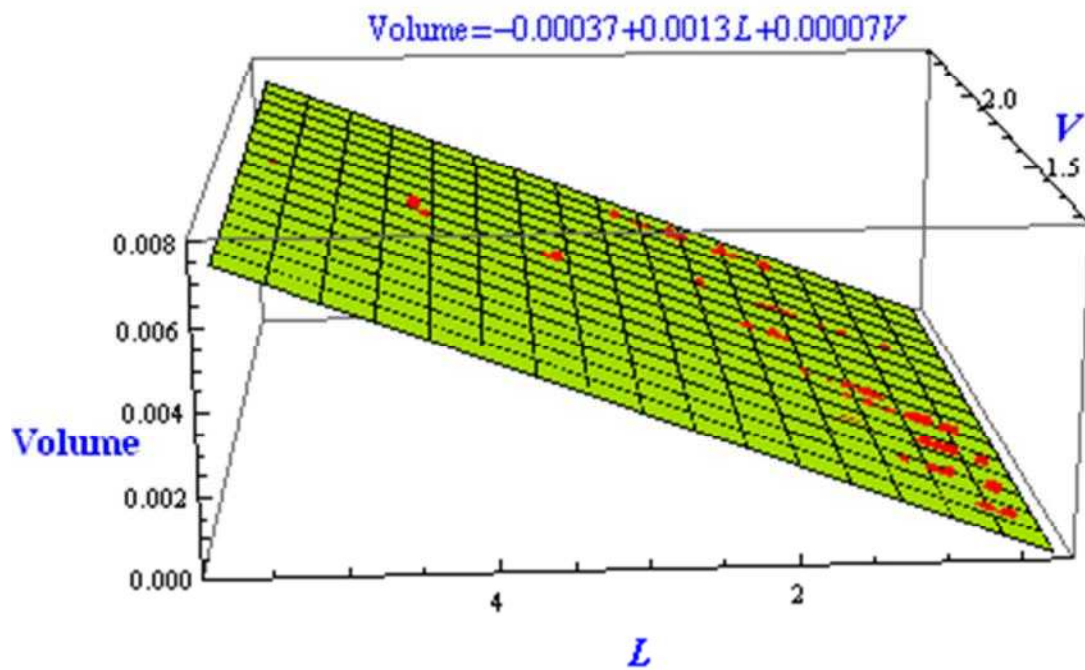


Figura 5-24. Volume em função da velocidade e comprimento.

## 5.4 Reconstrução em 3D

A seguir é apresentada uma imagem em 3D da bolha, usando igualmente o software Wolfram Mathematica 8.0.

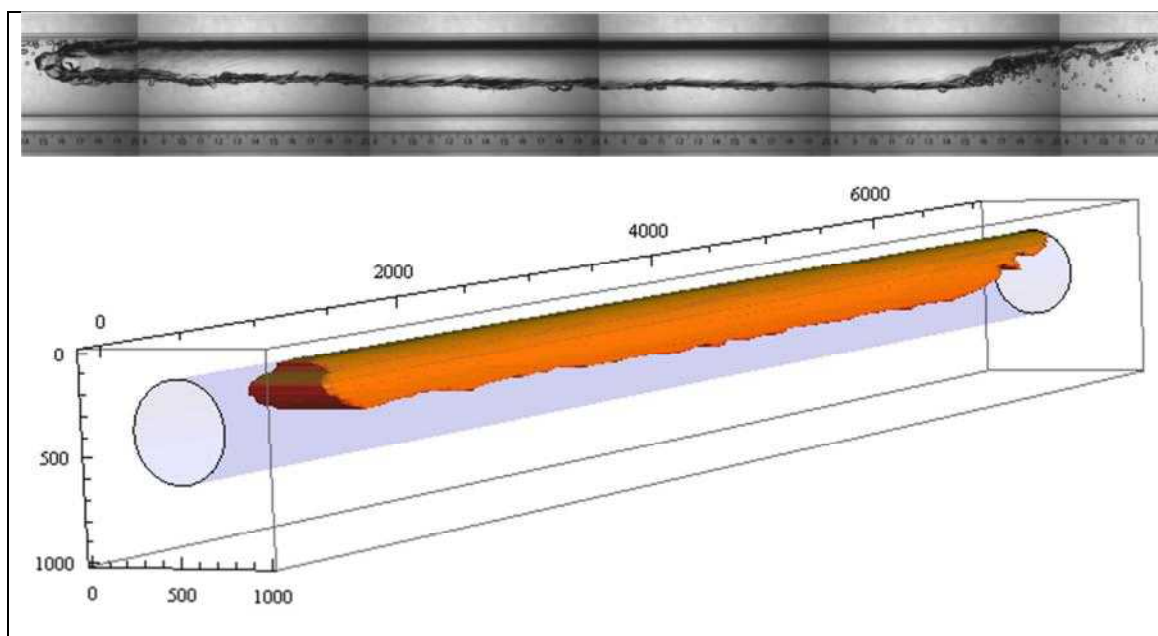


Figura 5-25. Reconstrução em 3D da bolha alongada.

## 5.5 Resultados da Velocimetria por Imagens de Partículas

A técnica de Velocimetria por Imagens de Partículas serve para encontrar o campo de velocidade instantâneo no escoamento. Neste estudo foi estudado o campo da fase líquida pertencente às cinco partes principais do escoamento pistonado horizontal: o nariz, o corpo, o ressalto hidráulico, a cauda e o pistão líquido. Os testes foram feitos para diferentes velocidades de deslocamento da bolha.

Ademais, foram calculadas as propriedades estatísticas do pistão líquido usando 1000 imagens por cada velocidade testada. Estas propriedades são: a intensidade turbulenta na direção axial  $\left(\frac{u'}{U}\right)$ , a intensidade turbulenta na direção radial  $\left(\frac{v'}{V}\right)$ , a intensidade turbulenta do escoamento  $\left(\frac{u'}{U}\right)\left(\frac{v'}{V}\right)$  e a magnitude da velocidade  $\sqrt{U^2 + V^2}$ .

### 5.5.1 Campo de Velocidades

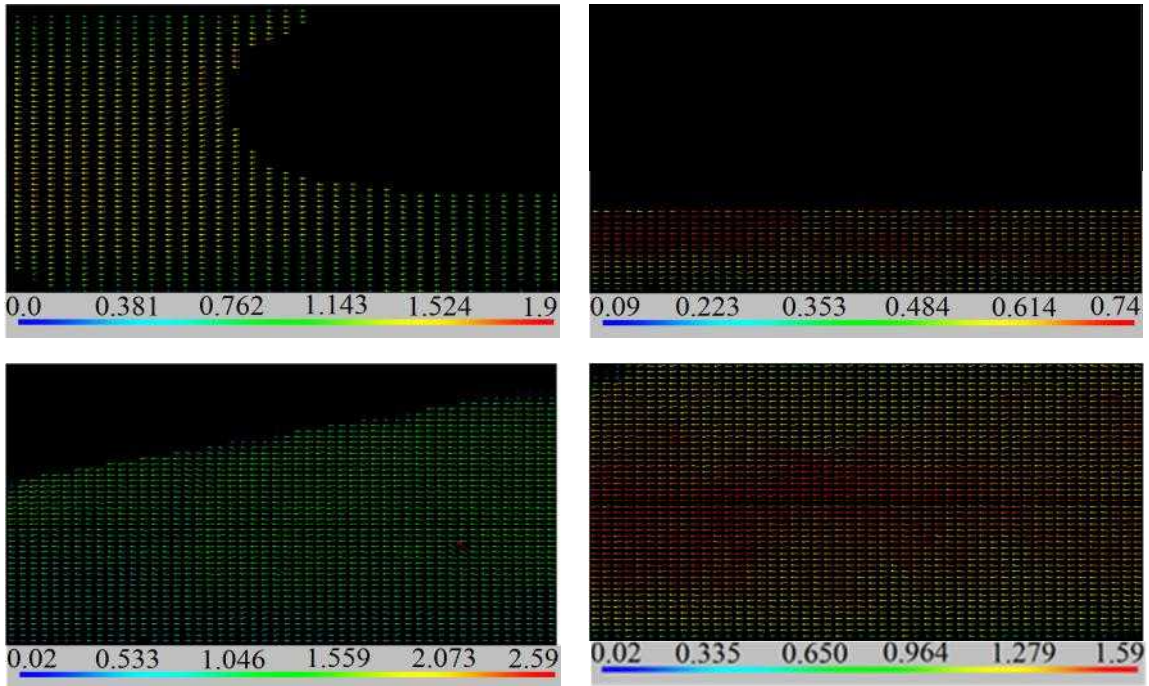


Figura 5-26. Velocimetria por Imagem de Partículas,  $V = 1.58\text{m/s}$ ,  $Q_G = 3.4 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_L = 2.16 \text{ m}^3/\text{h}$

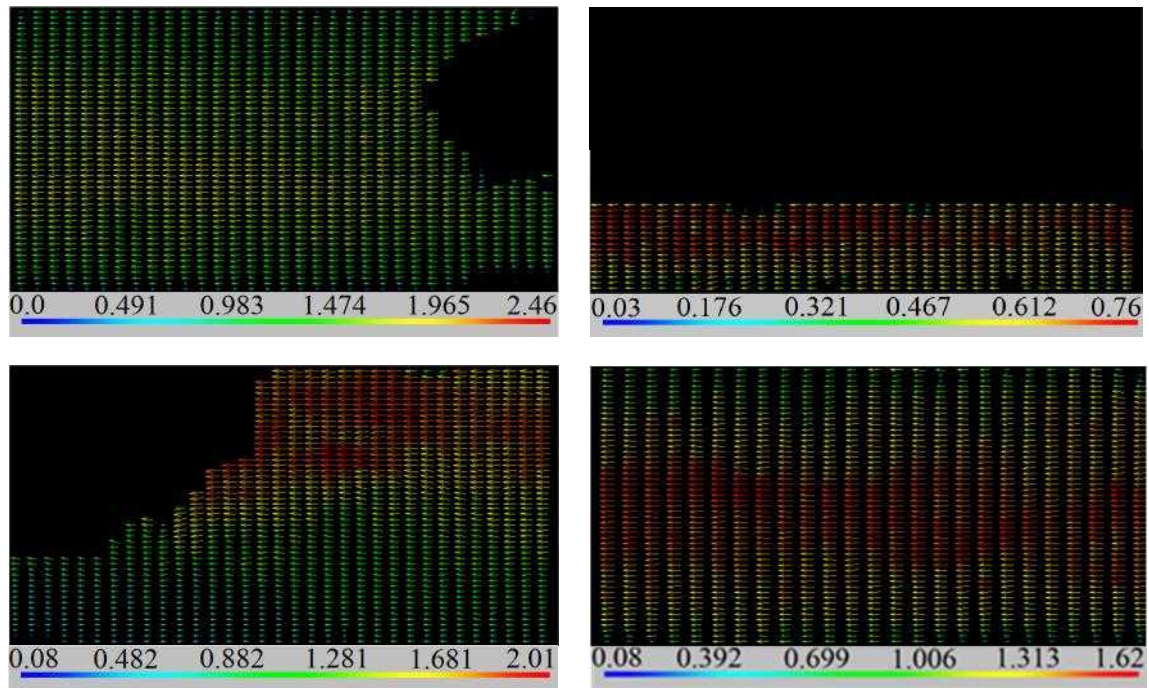


Figura 5-27. Velocimetria por Imagem de Partículas,  $V = 1.70\text{m/s}$ ,  $Q_G = 3.8 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_L = 2.63 \text{ m}^3/\text{h}$



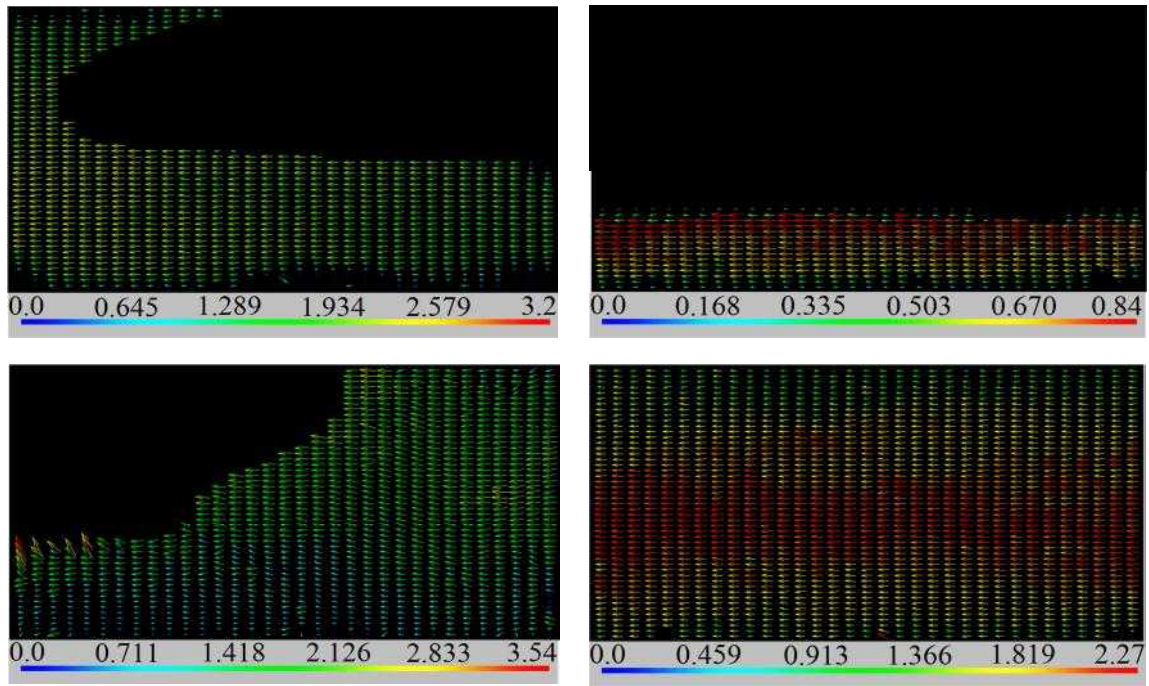


Figura 5-28. Velocimetria por Imagem de Partículas,  $V = 2.0 \text{ m/s}$ ,  $Q_G = 4.85 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_L = 3.25 \text{ m}^3/\text{h}$

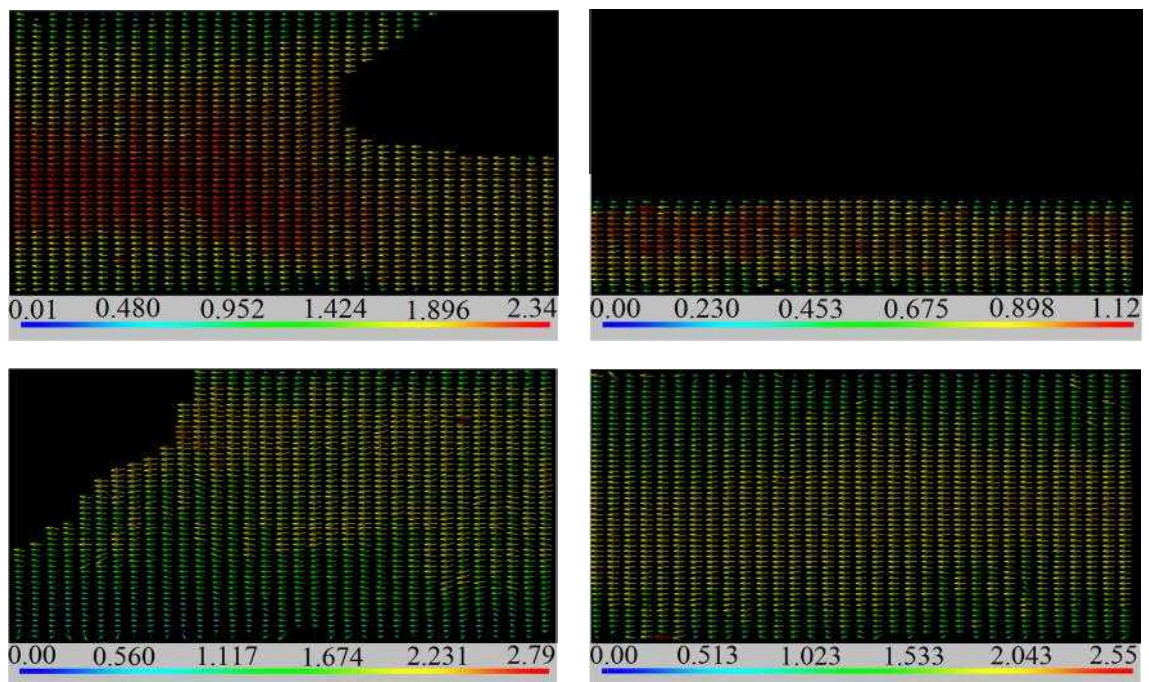


Figura 5-29. Velocimetria por Imagem de Partículas,  $V = 2.3 \text{ m/s}$ ,  $Q_G = 6.1 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_L = 3.7 \text{ m}^3/\text{h}$

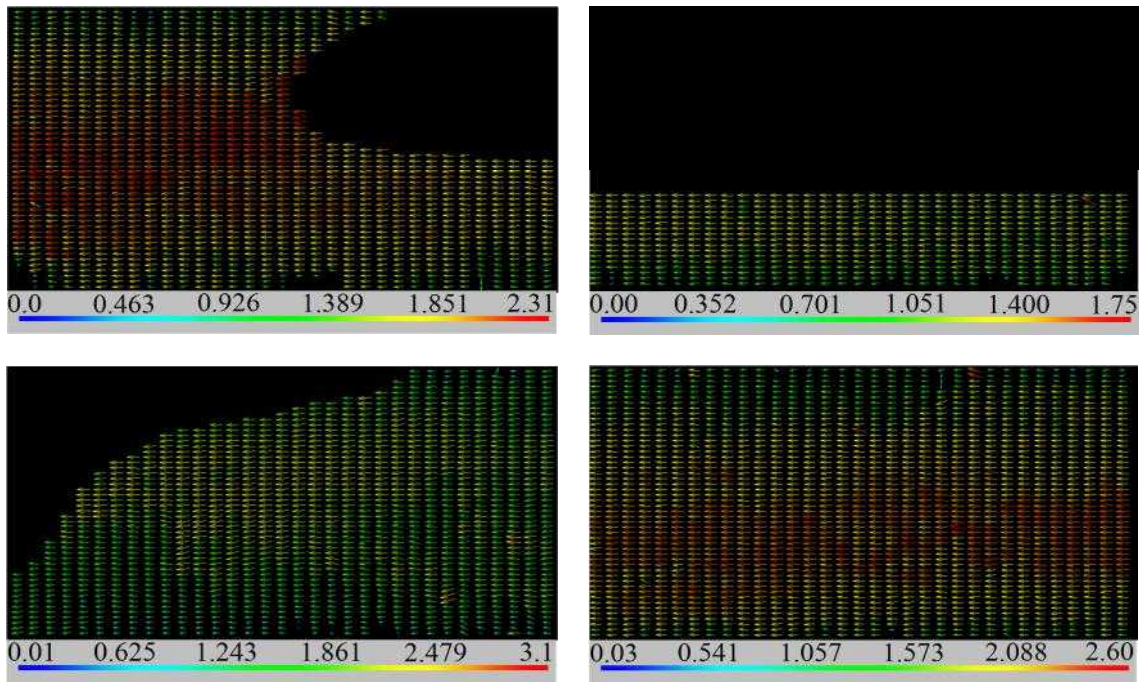


Figura 5-30. Velocimetria por Imagem de Partículas,  $V = 2.6 \text{ m/s}$ ,  $Q_G = 7.4 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_L = 4 \text{ m}^3/\text{h}$

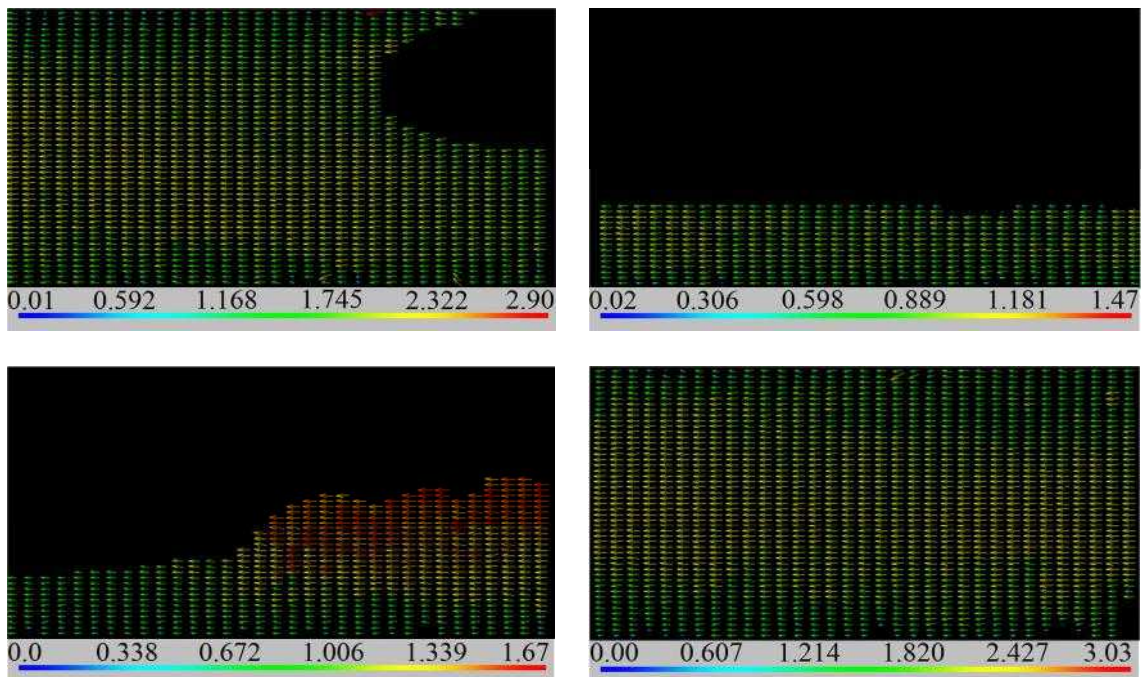


Figura 5-31. Velocimetria por Imagem de Partículas,  $V = 2.9 \text{ m/s}$ ,  $Q_G = 8.5 \text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_L = 4.45 \text{ m}^3/\text{h}$



### 5.5.2 Características Turbulentas dos Pistoes Líquidos

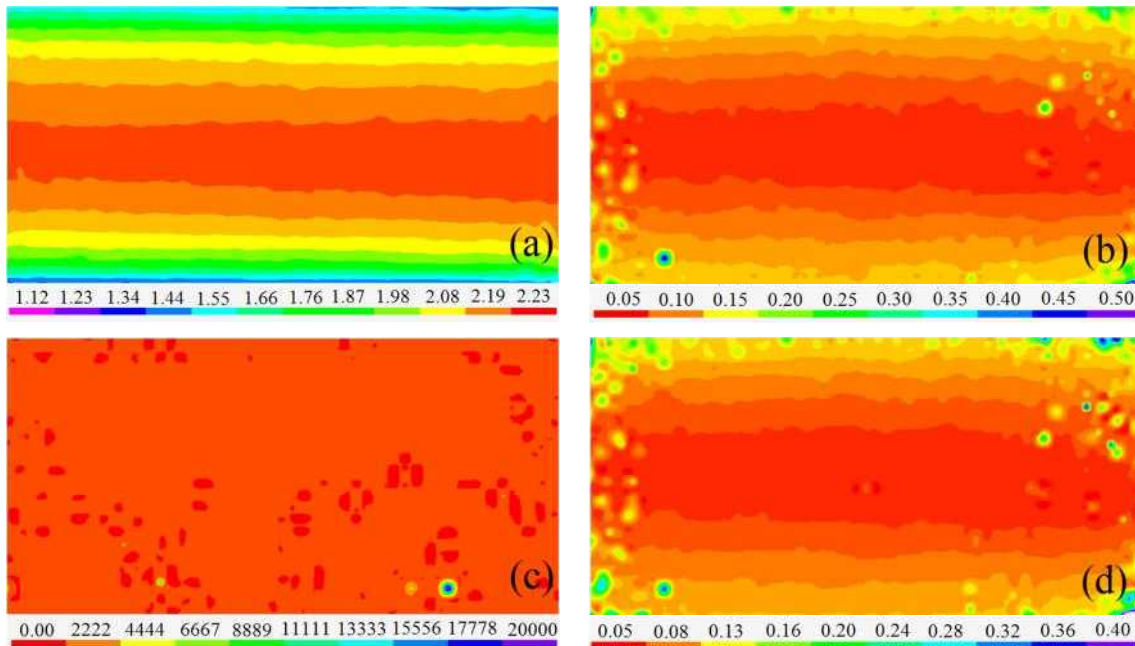


Figura 5-32.  $Q_G=4.5\text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_L=5.2\text{ m}^3/\text{h}$  (a) Magnitude da velocidade  $=\sqrt{U^2 + V^2}$ , (b) intensidade turbulenta na direção axial  $= u'/U$ , (c) intensidade turbulenta na direção radial  $= v'/V$ , (d) intensidade turbulenta do escoamento  $= (u'/U)(v'/V)$ .

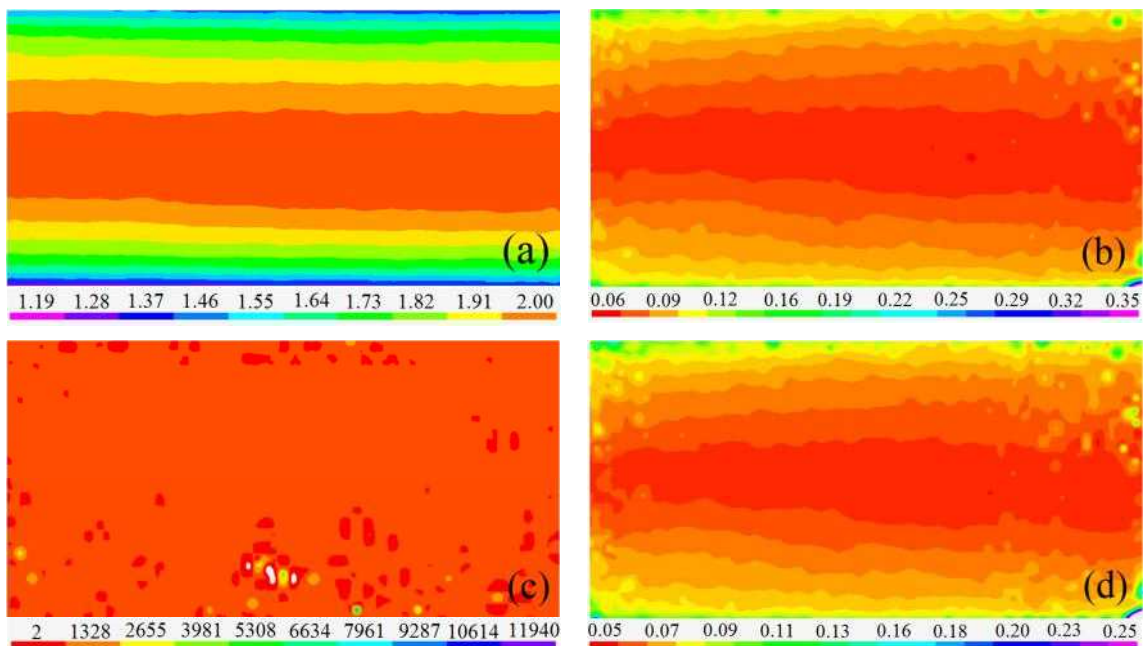


Figura 5-33.  $Q_G=4.5\text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_L=4.9\text{ m}^3/\text{h}$  (a) Magnitude da velocidade  $=\sqrt{U^2 + V^2}$ , (b) intensidade turbulenta na direção axial  $= u'/U$ , (c) intensidade turbulenta na direção radial  $= v'/V$ , (d) intensidade turbulenta do escoamento  $= (u'/U)(v'/V)$ .

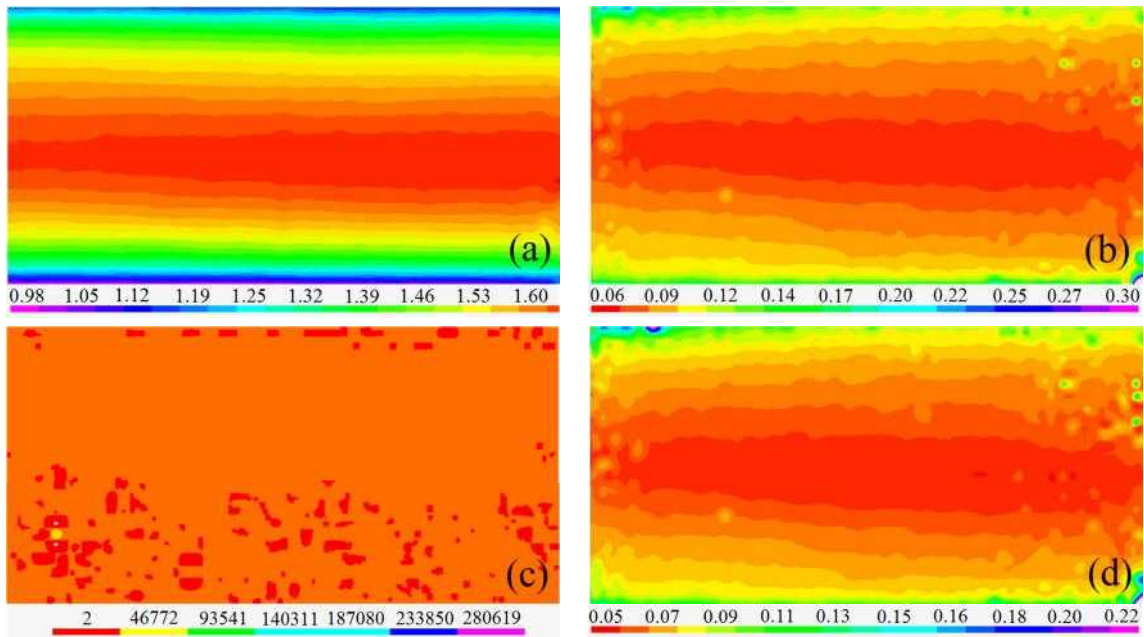


Figura 5-34.  $Q_G=1.5\text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_L=4.2\text{ m}^3/\text{h}$  (a) Magnitude da velocidade  $=\sqrt{U^2 + V^2}$ , (b) intensidade turbulenta na direção axial  $= u'/U$ , (c) intensidade turbulenta na direção radial  $= v'/V$ , (d) intensidade turbulenta do escoamento  $= (u'/U)(v'/V)$ .

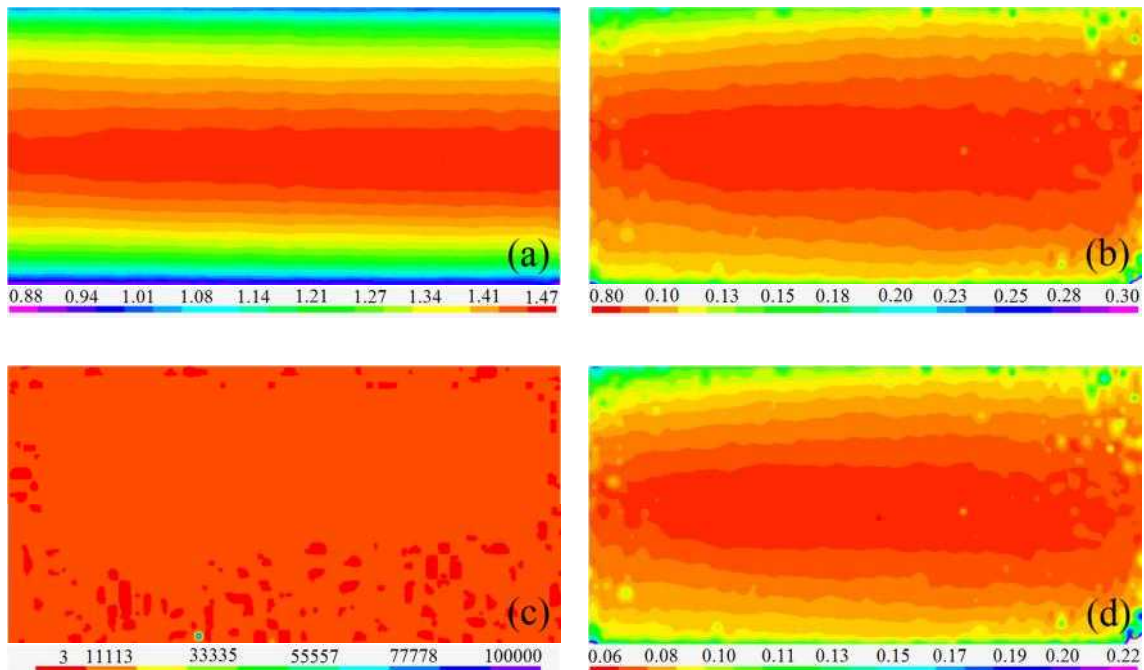


Figura 5-35.  $Q_G=1.5\text{ m}^3/\text{h}$ ,  $Q_L=3.4\text{ m}^3/\text{h}$  (a) Magnitude da velocidade  $=\sqrt{U^2 + V^2}$ , (b) intensidade turbulenta na direção axial  $= u'/U$ , (c) intensidade turbulenta na direção radial  $= v'/V$ , (d) intensidade turbulenta do escoamento  $= (u'/U)(v'/V)$ .

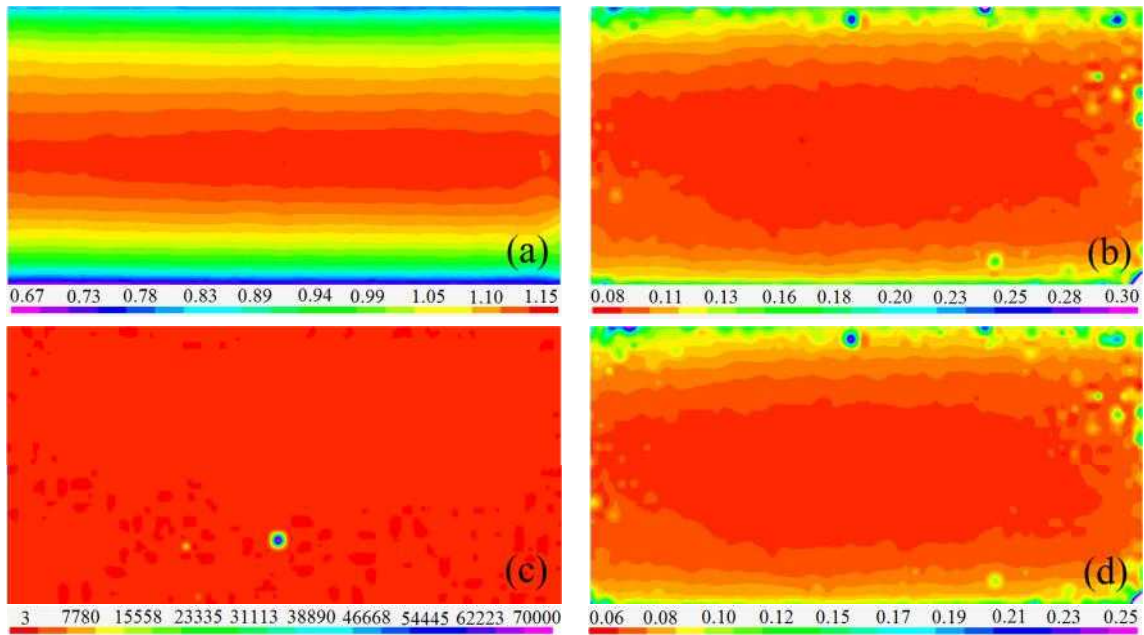


Figura 5-36.  $Q_G=0.75\text{m}^3/\text{h}$ ,  $Q_L=3\text{ m}^3/\text{h}$  (a) Magnitude da velocidade  $=\sqrt{U^2 + V^2}$ , (b) intensidade turbulenta na direção axial  $= u'/U$ , (c) intensidade turbulenta na direção radial  $= v'/V$ , (d) intensidade turbulenta do escoamento  $= (u'/U)(v'/V)$ .

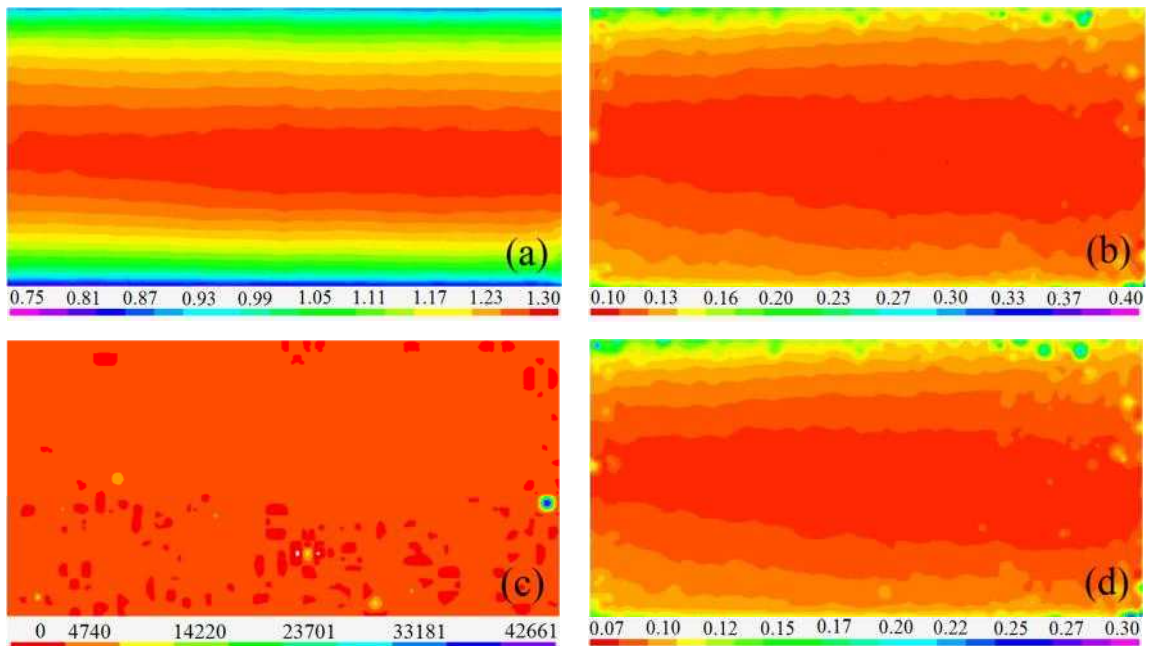


Figura 5-37.  $Q_G=1.5\text{m}^3/\text{h}$ ,  $Q_L=2.5\text{ m}^3/\text{h}$  (a) Magnitude da velocidade  $=\sqrt{U^2 + V^2}$ , (b) intensidade turbulenta na direção axial  $= u'/U$ , (c) intensidade turbulenta na direção radial  $= v'/V$ , (d) intensidade turbulenta do escoamento  $= (u'/U)(v'/V)$ .



# Capítulo 6

## Conclusões

- A velocidade da bolha em escoamentos pistonados horizontais depende fundamentalmente da aceleração gravitacional, o diâmetro da tubulação, as vazões mássicas do líquido e do gás, e das propriedades principais dos fluidos como viscosidade, densidade e tensão superficial.
- O comportamento das bolhas ao longo da tubulação pode ser influenciado pelas interações dinâmicas causadas pela esteira da bolha anterior e pelas bolhas pequenas dentro do pistão líquido.
- A teoria apresentada por NETTO *et al.* (1999), foi estudada assumindo que o escoamento está completamente desenvolvido e não varia com o tempo. Adicionalmente os autores aplicam as equações de conservação de massa e de momento para obter a forma do corpo da bolha. Para o nariz e para a cauda aplicam teoria previamente desenvolvida por outros pesquisadores. Para o ressalto hidráulico aplica-se uma análise de conservação de momento. Os experimentos foram feitos com bolhas isoladas com volumes de ar medidos previamente.
- Neste trabalho, a teoria foi aplicada para um escoamento pistonado onde a entrada de água e do ar são contínuas, gerando um trem de bolhas e de pistões ao longo da tubulação.
- A forma da bolha dos resultados da parte experimental coincide em uma boa percentagem com a teoria desenvolvida por NETTO *et al.* (1999).
- Os resultados experimentais da área interfacial são aproximadamente 1.1 vezes maiores do que os resultados teóricos, pois ondas geradas no corpo da bolha

incrementam a área de contato das fases. O modelo matemático estudado não prevê as instabilidades geradas pelas ondas.

- Os resultados dos comprimentos teórico e experimental são muito similares.
- Os resultados da área seca, tanto nos dados experimentais como os teóricos, apresentam resultados parecidos, o que permite concluir que o modelo matemático é efetivo para representar este fenômeno de escoamento bifásico.
- Os resultados de Velocimetria por Imagens de Partículas apresentam o campo de velocidades para diferentes regiões da fase líquida ao redor da bolha alongada. A velocidade média na frente do nariz apresenta o maior valor. No caso do filme líquido a velocidade média diminui, sendo quase a metade da velocidade do nariz. No pistão líquido e na cauda a velocidade média é ligeiramente menor comparada com a velocidade da bolha. Estes resultados representam claramente todas as teorias feitas sobre o comportamento do escoamento bifásico, por tanto, esta técnica de medição é uma boa alternativa para o estudo dos escoamentos pistonados horizontais.
- O aumento da frequência dos pistões depende principalmente do aumento da velocidade superficial do líquido. O incremento da velocidade superficial do gás afeta levemente o comportamento da frequência.
- O comportamento da bolha depende da velocidade de deslocamento. A baixas velocidades a ponta do nariz está localizado perto da parede superior da tubulação. Quando a velocidade aumenta a ponta do nariz se move ao centro da tubulação.
- Os resultados das intensidades turbulentas do escoamento foram apresentados para diferentes velocidades médias dos pistões líquidos, onde se observa um aumento das intensidades com o aumento da velocidade. Para obter bons resultados foram analisados ao redor de 1000 imagens correspondentes aos pistões líquidos.
- O tratamento de imagens para o cálculo do volume e áreas da bolha é uma boa opção para o estudo dos escoamentos multifásicos. Existem algumas plataformas computacionais que contêm ferramentas para o processamento de imagens, como por exemplo, Wolfram Mathematica 8.0. Este software, de tipo simbólico, oferece muitos comandos para manipular as propriedades das imagens, e conseguir os resultados pretendidos.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ADRIAN, R., WESTERWEEL, J., 2011, *Particle Image Velocimetry*, 1 ed, Cambridge University Press.
- ALVES, 2011, “Images Analysis of Horizontal Two-Phase Slugs Flows”, In: *Proceedings of the Asme 2011 International Mechanical Engineering Congress & Exposition*.
- ANDREUSSI, P., BENDIKSEN, K.H., NYDAL, O.J., 1993, “Void distribution in slug flow”, *Int. J. Multiphase Flow*, v.19, pp.817-828.
- AREVA, Power Water Reactor. Disponível em: < [http://www.aveva.com/common/liblocal/docs/Brochure/EPR\\_US\\_%20May%202005.pdf](http://www.aveva.com/common/liblocal/docs/Brochure/EPR_US_%20May%202005.pdf)>. Acesso em: 05 set. 2012.
- BAKER, O., 1954, “Designing for simultaneous flow of oil and gas”, *Int. Oil and Gas Journal*, n. 12, pp. 185–195
- BARNEA, D., 1990, “Effect of bubble shape on pressure drop calculations in vertical slug flow”, *Int. J. Multiphase Flow*, v. 16, n. 1, pp. 79–89.
- BARNEA, D., SHOHAM, O., and TAITEL, Y., 1982, “Flow pattern transition for downward inclined two phase flow; horizontal to vertical”, *Chemical Engineering Science*, v. 37, n. 5, pp. 735-740.
- BARNEA D. E TAITEL Y., 1993, “A model for slug length distribution in gas-liquid slug flow”, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 19, n. 5, pp. 829-838.
- BEATTIE, D.R.H., WHALLEY,P.B., 1982, “A simple two phase frictional pressure drop calculation method”, *Int. J. Multiphase Flow*, v.8, pp.83–87.
- BENDIKSEN, K.H., 1984, “An experimental investigation of the motion of long bubbles in inclined tubes”, *Int. J. Multiphase Flow*, v.10, pp. 467-483.
- BENJAMIN, T.B., 1968, “Gravity currents and related phenomena”, *J. Fluid Mechanics*, v. 31, pp. 209-248.
- BILICKI, Z. AND KESTIN, J., 1987, “Transition criteria for two-phase flow patterns in vertical upward flow”, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 13, n. 3, pp. 283-294.
- BRENNEN, C.E., 2008, *Fundamentals of Multiphase Flows*, Cambridge University Press, Pasadena California.

BUTTERWORTH, D., 1977, "Introduction to condensation and Filmwise condensation". In: Butterworth, D., Hewitt, G.F. (eds), *Two-phase flow and heat transfer*, chapters 18 and 19, Oxford Univ. Press.

BUTTERWORTH, D., and HEWITT, G.F., 1977, *Two-phase flow and heat transfer*, Oxford Univ. Press.

CHISHOLM, D., 1983, *Two-phase flow in pipelines and heat exchangers*, George Godwin, Longman Inc., New York.

COLLIER, J., 1981, *Convective Boiling and Condensation*, McGraw-Hill Book Co., New York.

COOK, M., BEHNIA, M., 2000a, "Slug length prediction in near horizontal gas-liquid intermittent flow", *Chemical Engineering Science*, v. 55, pp. 2009–2018.

COOK, M., BEHNIA, M., 2000b, "Pressure drop calculation and modelling of inclined intermittent gas-liquid flow", *Chemical Engineering Science*, v. 55, pp. 4699–4708

CZAPP M, UTSCHICK M, RUTZMOSER J, SATTELMAYER T, 2012, "Investigations on Slug Flow in a Horizontal Pipe using Stereoscopic Particle Image Velocimetry and CFD Simulation with Volume of Fluid", *Proceedings of the 2012 20th International Conference on Nuclear Engineering*, Anaheim, USA.

DANTEC DYNAMICS, 2006, *2D PIV Reference Manual*, 2 ed. Skovlunde, Denmark.

DUKLER, A.E., and HUBBARD, M.G., 1975, "A model for gas-liquid slug flow in horizontal and near horizontal tubes", *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*, v. 14, n. 4, pp. 337-347.

DUKLER, A E., MARON, D. M., and BRAUNER, N., 1985, "A Physical Model for Predicting the Minimum Stable Slug Length", *Chem. Eng. Science*, v. 40, n.8, pp.1379.

FABRE J. and LINÉ A., 1992, "Modeling of two-phase slug flow", *Annual Review of Fluid Mechanics*, 24, 21-46.

FABRE J, LINÉ A. and PERESSON L., 1989, "Two fluid/two flow pattern model for transient gas-liquid flow in pipes", In: *Proceedings of the 4th International Conference on Multiphase Flow*, pp. 269-284, Nice, France.

FARD, P., GODHAVN, J., SAGATUN, I., 2006, "Modeling of Severe Slug and Slug Control With Olga", *SPE Production & Operations Journal*, v. 21, n. 3, pp. 381-387.

FARRELL A. E., PLEVIN R. J., TURNER B. T., JONES A. D., O'HARE M, KAMMEN D. M., 2006, "Ethanol can contribute to energy and environmental goals", *Science*, 311, 506-508.

- FERNANDES, R.C., SEMIAT, R., DUKLER, A.E., 1983, "Hydrodynamic model for gas-liquid slug flow in vertical tubes", *AIChE J.*, v. 29, pp. 981-989.
- FRIEDEL, L., 1979, "Improved friction pressure drop correlation for horizontal and vertical two phase", *Eur. Two Phase Flow Group Meeting*, Paper E2.
- GOPAL, M., JEPSON, P., 1997, "Development of Digital Image Analysis techniques for the study of velocity and profiles in Slug Flow", *Int. J. Multiphase Flow*, v. 23, n. 5, pp. 945-965.
- GOKCAL, B., AL-SARKHI, A.S., SARICA, C., and . AL-SAFRAN, E.M, 2010, "Prediction of Slug Frequency for High-Viscosity Oils in Horizontal Pipes", *Journal SPE Projects, Facilities & Construction*, v. 5, n. 3, pp. 136-144.
- GHARIB M. and DABIRI D., 2000, "Digital Particle Image Velocimetry," In: Smits, A.J., and Lim, T.T., (eds), *Flow Visualization, Techniques and Examples*, Imperial College Press, Singapore.
- GREGORY, G.A., NICHOLSON, M. AND AZIZ, K. 1978, "Correlation of the liquid volume fraction in the slug for horizontal gas liquid slug flow", *International Journal of Multiphase Flow*, v. 4, n. 1, pp. 33–39.
- GREGORY, G. A. AND SCOTT, D. S., 1969, "Correlation of liquid slug velocity and frequency in horizontal co-current gas-liquid slug flow", *AIChE Journal*, v. 15, pp. 833-835.
- GRENIER P., 1997, *Evolution des longueurs de bouchons en écoulement intermittent horizontal*, Tese de doutorado, Institut National Polytechnique de Toulouse, 193p.
- GRESKOVICH, E. J. and SHRIER, A. L., 1972, "Slug frequency in horizontal gas-liquid slug flow", *Ind. Eng. Chem. Proc. Design Dev.*, v. 11, n. 2, pp. 317-318.
- HENRIOT, V., DURET, E., HEINTZE, E., COURBOT, A., 2002, "Multiphase Production Control: Application to Slug Flow", *Oil & Gas Science and Technology – Rev.IFP*, v.57, n. 1, pp.87-98.
- HERNANDEZ, V., ABDULKADIR, M., AZZOPARDI, B.J., 2010, "Slugging Frequency Correlation for Inclined Gas-Liquid Flow", *World Academy of Science, Engineering and Technology*, v. 37, pp.44-51.
- HEYWOOD, N. I., RICHARDSON, J. F., 1979, "Slug Flow of Air-Water Mixtures in a Horizontal Pipe: Determination of Liquid Hold-up by -ray Absorption", *Chemical Engineering Science*, v. 34, pp. 17-30.
- HEWITT, G.F.,1982, "Flow regimes", In: Hetsroni, G., (ed), *Handbook of multiphase systems*, McGraw-Hill Book Co.

- HEWITT, G.F., TAYLOR, N.S., 1970, *Annular two-phase flow*, Pergamon Press.
- ISHII M. & HIBIKI T., 2010, *Thermo-Fluid Dynamics of Two-Phase Flow*, 2 ed. New York, Springer Science.
- JACHUCK R., PHERWANI G., GORTON S.M., 2009, “Green engineering: continuous production of biodiesel using an alkaline catalyst in an intensified narrow channel reactor”, *J. Environ. Monit.*, v.11, pp. 642-647.
- JEPSON, W. P., 1989, “Modelling the Transition to Slug Flow in Horizontal Conduit”, *Canad Journal Chem. Eng.*, v. 67, pp. 731.
- KADRI, U., MUDDE, R.F., OLIEMANS, R.V.A., 2010, “Influence of the operation pressure on slug length in near-horizontal gas/liquid pipe flow”, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 36, n. 5, pp. 423-431.
- KONGSBERG OIL & GAS TECHNOLOGIES, Multiphase Flow Simulation. Disponível em: <<http://www.kongsberg.com/en/kogt/discipline/fielddevelopment/flowassurance/multiphaseflowsimulation/>>. Acesso em: 19 set. 2012.
- KW INTERNATIONAL, Separators. Disponível em: <<http://www.kwintl.com/separators.html>>. Acesso em: 10 oct. 2012.
- KOUBA, G. E., 1986, *Horizontal Slug Flow Modelling and Metering*, Ph.D. Thesis, University of Tulsa.
- LI, G., YAO, Y., DONG, S., 2007, “Faculty of A Physical Model for Predicting the Pressure Drop of Gas-Liquid Slug Flow in Horizontal Pipes”, *Journal of Hydrodynamics*, v. 19, n. 6, pp. 736-742.
- LIU, L., GONG, S., SUN, H., ZHOU, F., 2005, “Continuity Wave in The Elongated Bubble Region of Horizontal Slug Flow”, *Heat Transfer-Asian Reasearch*, v. 34, n.8, pp. 547-554.
- LOCKHART, R. W., and MARTINELLI, R. C., 1949, “Proposed Correlation of Data for Isothermal Two Phase Flow, Two Component Flow in Pipes,” *Chem. Eng. Prog.*, v. 45, pp. 39–48.
- MAHEO, P., 1998, *Free-Surface Turbulent Shear Flows*, Ph.D Thesis, CalTech.
- MANDHANE, J. M., GREGORY, G. A. ; AZIZ, K., 1974, “A flow pattern map for gas-liquid flow in horizontal pipes”, *In: International Journal of Multiphase Flow*, v. 1 , pp. 537–553.
- MARON, D. M., YACOUB, N., and BRAUNER, N., 1982, “New Thoughts on the Mechanisms of Gas-Liquid Slug Flow”, *Lett. Ht. Mass Transfer*, v. 9, pp.333.

MARON, D.M., and BRAUNER, N., 1985, “A Physical Model for Predicting the Minimum Stable Slug Length”, *Chemical Engineering Science*. v. 40, n. 8, pp. 1379-1385. 1985.

MAYOR, T.S., *et al*, 2007, “An Image analysis technique for the study of gas-liquid slug flow along vertical pipes”, *Flow Measurement and Instrumentation*, v. 18, pp. 139–147.

MORALES, R.E.M., *et al.*, 1986, “Prediction of the initiation of slugs with linear stability theory”, *International Journal Multiphase Flow*, v. 12, pp. 79-98.

MULLER, H., STEINHAGAN, K., HECK, 1986, “A simple friction pressure drop correlation for two phase flow in pipes”, *C.E.P.* v. 20, pp. 297–308.

NETTO, F., FABRE J., PERESSON L., 1999, “Shape of long bubbles in horizontal slug flow”, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 25, n. 6, pp. 1129-1160.

NETTO, F., FABRE J., PERESSON L., 2001, “Bubble-Bubble Interaction in Horizontal Two-Phase Slug Flow”, *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences*, v. 23, n. 4, pp. 1129-1160.

NICHOLSON, M. K., AZIZ, K., and GREGORY, G. A., 1978, “Intermittent Two Phase Flow in Horizontal Pipes: Predictive Models”, *Canad. J. Chem. Eng.*, v.56, pp.653.

NICKLIN, D.J., WILKES, M.A., DAVISON, J.F., 1962, “Two-phase flow in vertical tubes”, *Trans. Inst. Chem. Engineer* v.40, pp. 61–68.

NYDAL, O., and BANERJEE, S., 1995, “Object oriented dynamic simulation of slug flow”, *In: Proceedings of the 2nd Int. Conf. Multiphase Flow*, Kyoto, v. 2.

NYDAL, O. J., 1991, *An experimental investigation of slug flow*, PhD thesis, University of Oslo.

RAFFEL, M., WILLERT, C.E., WERELEY, S.T., KOMPENHANS, J., 2007, *Particle Image Velocimetry – A Practical Guide*, 2 ed. New York, Springer-Verlag.

SAJJADI B., MORAVEJI, M. K., DAVARNEJAD, R., 2011, “Investigation of bubble diameter and flow regime between water and dilute aqueous ethanol solutions in an airlift reactor”, *Front. Chem. Sci. Eng.*, v. 5, n. 2, pp. 194-202.

STEWART H. B., and WENDROFF B., 1984, “Two-Phase Flow: Models and Methods”, *Journal of Computational Physics*, v. 56, pp. 363-409.

STRAUME, T., NORDSVEN, M. AND BENDIKSEN, K., 1992, “Numerical simulation of slugging in pipelines”, *Multiphase Flow in Wells and Pipelines*, ASME, v. 144, pp.103-112.

- TAITEL, Y., BARNEA, D., 1990a, “Two-phase slug flow”, *Adv. Heat Transfer* v. 20, pp. 83-132.
- TAITEL, Y., BARNEA, D., 1990b, “A consistent approach for calculating pressure drop in inclined slug flow”, *Chemical Engineering Science*, v. 45, pp. 1199-1206.
- TAITEL, Y., BARNEA, D., and DUKLER, A. E., 1980, “Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes”, *AIChE Journal*, v. 26 , n. 3, pp. 345-354.
- TAITEL, Y., DUKLER, A.E., 1976, “A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow”, In: *AIChE Journal*, v. 22, n. 1, pp. 47–55.
- TAITEL, Y., DUKLER, A.E., 1977, “A model for slug frequency during gas-liquid flow in horizontal and near horizontal pipes”, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 22, n. 4, pp. 585–596.
- TAYLOR FORGE ENGINEERED SYSTEMS, Slug Catcher. Disponível em: <<http://www.tfes.com/slugcatcher05.htm>>. Acesso em: 01 set. 2012.
- TRONCONI, E., 1990, “Prediction of Slug Frequency in Horizontal TwoPhase Slug Flow”, *AIChE Journal*, v. 36, n. 5, pp. 701-709.
- VAN HOUT, R., BARNEA, D., SHEMER L., 2001, “Evolution of statistical parameters of gas-liquid slug flow along vertical pipes”, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 27, pp. 1579-1602.
- VAN HOUT, R., BARNEA, D., SHEMER, L., 2002, “Translational velocities of elongated bubbles in continuous slug flows”, *Int. J. Multiphase Flow*, v. 28, pp. 1333-1350.
- WALLIS, G. B., 1969, *One-dimensional two-phase flow*, New York, McGraw-Hill Book Company.
- WANG, X., GUO, L., ZHANG, X., 2007, “An experimental study of the statistical parameters of gas–liquid two-phase slug flow in horizontal pipelines”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 50, pp. 2439–2443.
- WEISMAN J., 1983, “Two-phase flow patterns”, In: Cheremisinoff, N.P., Gupta, R. (eds), *Handbook of Fluids in Motion*, chapter 15, Ann Arbor Science Publ.,409-425.
- WOODS, B.D., HANRATTY, T.J., 1996, “Relation of slug stability to shedding rate”, *Int. J. Multiphase Flow*, v. 25, pp. 1195–1223.