

Cristiano Meneghini

**CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO EM
PADRÃO *SLUG* EM DUTOS VERTICAIS COM E SEM BOLHAS
DISPERSAS**

Dissertação submetida ao Programa de
Pós-Graduação em Engenharia Mecânica
da Universidade Federal de Santa Catarina
para a obtenção do Grau de Mestre em
Engenharia e Ciências Térmicas.

Orientador: Prof. Emilio E. Paladino, Dr.

Florianópolis
2014

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor,
através do Programa de Geração Automática da Biblioteca
Universitária da UFSC.

Meneghini, Cristiano

Caracterização experimental do escoamento em padrão slug em
dutos verticais com e sem bolhas dispersas/Cristiano Meneghini. -
Florianópolis: POSMEC/UFSC, 2014 X, 135 p.: il., 29,7 cm

Orientadores: Emilio E. Paladino

Dissertação (Mestrado) – UFSC/POSMEC/Programa de Pós-
Graduação em Engenharia Mecânica, 2014. Referências

Bibliográficas: p. 175-181.

Maiores informações em:

<http://portalbu.ufsc.br/ficha>

Cristiano Meneghini

**CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO EM
PADRÃO *SLUG* EM DUTOS VERTICAIS COM E SEM BOLHAS
DISPERSAS**

Esta Dissertação foi julgada adequada para obtenção do Título de "Mestre em Engenharia Mecânica", e aprovado em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica.

Florianópolis, 07 de março de 2014.

Prof. Armando Albertazzi, Dr.
Coordenador do Curso

Banca Examinadora:

Prof. Emilio E. Paladino, Dr.
Orientador
Universidade Federal de Santa Catarina - UFSC

Prof. Jader R. Barbosa, PhD.
Universidade Federal de Santa Catarina - UFSC

Prof. Julio C. Passos, PhD.
Universidade Federal de Santa Catarina - UFSC

Prof. Rigoberto E. M. Morales, Dr.
Universidade Tecnológica Federal do Paraná - UTFPR

AGRADECIMENTOS

Seria injusto citar apenas algumas pessoas, podendo não lembrar de outras, porém, não deixarei de agradecer aqui as principais pessoas que, diretamente ou indiretamente fizeram parte deste trabalho.

Ao meu mestre e orientador, professor Emilio, que me apoiou e incentivou na realização deste trabalho, sempre de portas abertas quando precisei.

Aos meus queridos pais e irmão, que sempre me incentivaram, me ajudando em todos os momentos difíceis.

Aos colegas do SINMEC, Giovani, Gustavo, Hermínio, Fernando, Vitor, Ederson, Cristiano, Axel, Alessandro, Bruno, Tada, Aymar, pelas longas conversas e discussões técnicas ao longo destes anos. Devo agradecer em especial ao Ronei, colega do Laboratório de medições em escoamentos multifásicos do SINMEC, que contribui em muito para a realização deste trabalho.

Ao Prof. Maliska e a Tatiane, pessoas honrosas, que abriram as portas do SINMEC, oferecendo todo apoio e infraestrutura necessária no decorrer do mestrado.

Por fim, gostaria de agradecer à CAPES/CNPq pelo apoio financeiro, e ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina que, através de seu corpo docente insuperável, contribuíram, para o aprendizado e principalmente, para o conhecimento conquistado nesse tempo.

No meio da dificuldade encontra-se a oportunidade.
(Albert Einstein)

RESUMO

O padrão de escoamento *slug* ou em golfadas apresenta grande ocorrência em aplicações industriais. Particularmente, na área de petróleo e gás, se apresenta de forma bastante frequente em dutos de produção e transporte. A característica fundamental do padrão *slug* é a presença das bolhas de Taylor, que apresentam uma forma alongada, seguida de um *slug* de líquido, que pode conter bolhas dispersas. O presente trabalho procura estudar, de maneira fundamental, o comportamento de um escoamento em padrão *slug*, procurando caracterizar o escoamento ao redor das bolhas de Taylor em fluido estagnado, em co-corrente sem bolhas dispersas, e co-corrente na presença de bolhas dispersas, sendo este último, o caso mais representativo de um *slug* real, e que é considerada a principal contribuição deste trabalho. A partir deste estudo procura-se um melhor entendimento dos fenômenos físicos resultantes das interações das fases com diferentes escalas de interfaces, além da geração de dados para validação de modelos numéricos para este padrão de escoamento. Neste estudo, procura-se reproduzir a dinâmica do escoamento em padrão *slug* real ar-água em um duto vertical. Para tal propósito, desenvolveu-se uma bancada experimental que permite a geração de um escoamento em padrão de bolhas em um duto vertical, no qual são injetadas as bolhas de Taylor, com o tamanho controlado. Foi utilizada a técnica de PIV, em conjunto com uma instrumentação usando emissor de laser e fotocélula, que permite capturar as imagens de PIV das bolhas de Taylor sempre nas mesmas posições, além de fornecer o comprimento e velocidade das bolhas de Taylor. Tal instrumentação, que sincroniza a captura das imagens de PIV com a passagem das bolhas de Taylor, permitiu a obtenção de um grande número de medidas de campos de velocidades ao redor das mesmas, o que permitiu a avaliação do campos médios (média das realizações) do escoamento ao redor da bolha de Taylor, para diversas situações, incluindo líquido estagnado e escoando, com e sem presença de bolhas dispersas. Resultados comparando os perfis de velocidade são apresentados para diferentes valores da fração volumétrica da fase dispersa. Foi também realizado um estudo qualitativo através de câmera de alta velocidade, da interação das bolhas de Taylor e bolhas dispersas, procurando correlacionar os fenômenos físicos com os resultados obtidos através de PIV. Os resultados indicam uma influência significativa da fase dispersa na estrutura do escoamento ao redor das bolhas de Taylor, mostrando que estudos numéricos e experimentais considerando apenas uma bolha de Taylor isolada, podem não ser representativos do escoamento em padrão *slug*.

Palavras-chave: *Slug*, PIV, Campos médios, Bolha de Taylor.

ABSTRACT

The slug flow pattern has large occurrence in industrial applications. Particularly in the oil and gas, it is very frequently encountered in production and transport pipelines. The key feature of the slug pattern is the presence of Taylor bubbles, which have an elongated shape, followed by a slug of liquid which usually contains entrained dispersed bubbles. The present work aims the study, in a fundamental way, the behavior of a slug flow pattern, intending the characterization of the flow around Taylor bubbles in stagnant fluid, in co-current with no dispersed bubbles and co-current in the presence of dispersed bubbles, being the latter, the most representative case of a real slug flow, and which is considered to be the main contribution of this work. This study will provide a better understanding of physical phenomena arising from the interactions of phases with different interface scales, as well as the generation of data for the validation of numerical models for this flow pattern. This study aims to reproduce the flow dynamics in real slug pattern of air-water flow in a vertical duct. For this purpose, it was developed an experimental apparatus that allows the generation of a bubbly flow pattern in a vertical duct in which the Taylor bubbles are injected with controlled size. The PIV technique was used in conjunction with an instrumentation using laser diode and photocell that enables the capture of images of the Taylor bubbles always in the same position, and provides the length and speed of Taylor bubbles. This instrumentation, used to synchronize the PIV capture with the passage of Taylor bubbles allowed the measurement of the flow fields around several bubbles, enabling the evaluation of the ensemble average of flow fields around them, for various situations, including stagnant and flowing liquid, with and without dispersed bubbles. Results comparing velocity profiles, for different values of void fraction of the dispersed phase are presented. A qualitative study was also conducted using high-speed camera, the interaction of Taylor bubbles and dispersed bubbles, in attempting to correlate physical phenomena with the results obtained by PIV. The results indicate a significant influence of the dispersed phase on the structure of the flow around the Taylor bubbles phase, showing that numerical and experimental studies considering only isolated Taylor bubbles may not be representative of the slug flow pattern.

Keywords: Slug, PIV, Average Flow Field, Taylor bubble.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - Padrões de escoamentos bifásicos em dutos verticais (Collier e Thome, 1994).....	29
Figura 2 - Mapa dos Padrões para escoamento vertical apresentado por Taitel et al. (1980).....	30
Figura 3 - Imagens de (a) Bolha de Taylor padrão (b) um típico <i>Slug</i> real, na presença de bolhas dispersas.....	32
Figura 4 – Unidade do padrão <i>Slug</i>	38
Figura 5 - Imagens das pequenas bolhas escoando no filme.....	39
Figura 6 - Morfologia das fases do Padrão <i>slug</i>	45
Figura 7 - Bancada Experimental.	50
Figura 8 - Desenho esquemático do circuito da bancada experimental.	52
Figura 9 - Perspectiva 3D da bancada experimental.	53
Figura 10 - Detalhes da bancada: (a) injeção das bolhas dispersas e (b) injeção das bolhas de Taylor.	54
Figura 11 - Sistema de injeção das Bolhas de Taylor.	55
Figura 12 - Caixa de visualização e seção de teste.	56
Figura 13 - Esquema de funcionamento do sistema PIV (Adaptado de Dantec Dynamics, 2014).....	58
Figura 14 - Sistema PIV disponível no SINMEC.	60
Figura 15 - Vista superior da seção de testas com o sistema de medição.	61
Figura 16 - Detalhe do laser (a) fixação do laser e (b) ajuste fino do laser.	61
Figura 17 - Detalhe das partículas na: (a) Imagem do escoamento na região do nariz e (b) detalhe das janelas de interrogação no tempo "t" e " t+Δt ".	64
Figura 18 - Etapas de obtenção dos Campos Médios; (1) Definição de tempo de exposição e tamanho da janela de interrogação; (2) Aquisição de "n" pares de imagens; (3) Definição da região de interesse; (4) Cálculo dos Vetores Velocidade (Campo Instantâneo de Velocidade, Pré-Processamento); (5) Cálculo dos Vetores Velocidade (Campo Instantâneo de Velocidade, Pós-Processamento); (6) Obtenção do Campo Médio ("n" pares de imagens); (7) Campo Médio Vetorial e Grandezas (esteira e nariz).	67
Figura 19 - Esquema do sistema de medição de velocidade e comprimento das bolhas de Taylor.	71
Figura 20 - Exemplo de sinais reais obtidos na seção de medição na coluna com 26.2 mm de diâmetro interno, quando uma bolha de Taylor passa pelo duto.	72
Figura 21 - Representação esquemática da sincronização no processo de aquisição das imagens via PIV.	73
Figura 22 – Bolhas capturadas no nariz da bolha ($J_l=0,1546$ m/s e $J_{gd}=0$ m/s).	74
Figura 23 - Imagens capturadas no nariz da bolha ($J_l= 0,1546$ m/s e $J_{gd}= 0,0155$ m/s).	75
Figura 24 - Imagens capturadas na esteira da bolha ($J_l=0,1546$ m/s e $J_{gd}=0$ m/s).	75
Figura 25 - Imagens capturadas na esteira da bolha ($J_l= 0,1546$ m/s e $J_{gd}= 0,0155$ m/s).	76

Figura 26 - Bolhas de Taylor captadas em diferentes posições.	77
Figura 27 - Perfis da componente axial da velocidade acima do nariz da Bolha de Taylor em fluido estagnado, nas mesmas e diferentes posições.	77
Figura 28 - Imagens da Bolha de Taylor em fluido estagnado (1000 fps).....	81
Figura 29- Imagens da bolha em fluxo co-corrente ar-água (Imagens a 1000 fps, $J_I=0,0644$ m/s e $J_{gd}=0$ m/s).	82
Figura 30 - Imagens da bolha em fluxo co-corrente ar-água (1000 fps, $J_I=0,0644$ m/s e $J_{gd}=0,0155$ m/s).	83
Figura 31 - Imagens da bolha em fluxo co-corrente ar-água (1000 fps, $J_I=0,0644$ m/s e $J_{gd}=0,0309$ m/s).	84
Figura 32 - Coalescência de uma bolha dispersa e a bolha de grande escala (1000 fps, $J_I=0,0644$ m/s e $J_{gd}=0,0093$ m/s).	85
Figura 33 - Coalescência de uma bolha dispersa com a bolha de Taylor na região perto da cauda (1000 fps, $J_I=0,0644$ m/s e $J_{gd}=0,0093$ m/s).	85
Figura 34 - Desprendimento de uma bolha de pequena escala da bolha de Taylor na região perto da cauda da bolha ocasionado por uma bolha dispersa passando pelo filme (1000 fps, $J_I=0,0644$ m/s e $J_{gd}=0,0155$ m/s).	86
Figura 35 - Perfil adimensional u/V da velocidade axial para $Re=1717$	88
Figura 36 - Perfil de velocidade adimensional na direção axial ($Re=2748$). ...	91
Figura 37 - Perfil de velocidade adimensional na direção axial ($Re=5153$). ...	91
Figura 38 - Perfil da flutuação adimensional da velocidade em função da distância radial adimensional r/D , para $Re=5153$	92
Figura 39 - Campo vetorial instantâneo de velocidade na região do nariz da bolha em fluido estagnado.	94
Figura 40 - Comparação dos termos da Equação 8 da Continuidade, aplicado no nariz da bolha, em várias posições axiais.	95
Figura 41 - Esquema das posições adimensionais no nariz e esteira da bolha..	96
Figura 42 - Evolução da componente axial U da velocidade, no nariz para fluido estagnado, em $z/D=0,12$	97
Figura 43 - Evolução da componente axial U da velocidade, no nariz para fluido estagnado, em $z/D=0,22$	97
Figura 44 - Evolução da componente axial U da velocidade, no nariz para fluido estagnado, em $z/D=0,32$	98
Figura 45 - Evolução da componente axial U da velocidade, no nariz para fluido estagnado, em $z/D=0,42$	99
Figura 46 - Evolução da componente axial U da velocidade, no nariz para fluido estagnado, em $z/D=0,47$	99
Figura 47 - Evolução da componente radial V da velocidade, no nariz para fluido estagnado, em $z/D=0,05$	100
Figura 48 - Evolução da componente radial V da velocidade, no nariz para fluido estagnado, em $z/D=0,11$	100
Figura 49 - Evolução da componente radial V da velocidade, no nariz para fluido estagnado, em $z/D=0,15$	101
Figura 50 - Evolução da componente radial V da velocidade, no nariz para fluido estagnado, em $z/D=0,25$	102

Figura 51 - Evolução da componente radial V da velocidade, no nariz para fluido estagnado, em $z/D=0,3$.	102
Figura 52 - Variação da componente média axial U na linha de centro do duto em função da distância z/D a partir do nariz da bolha, com 140 realizações.	103
Figura 53 - Campo vetorial instantâneo de velocidade no nariz da bolha (a) com referencial fixo no líquido e (b) referencial fixo na bolha.	104
Figura 54 - Campo vetorial médio de velocidade no nariz da bolha (a) com referencial fixo no líquido e (b) referencial fixo na bolha.	104
Figura 55 - Linhas de corrente no nariz para um campo instantâneo (a) com referencial fixo no líquido e (b) com referencial fixo na bolha.	105
Figura 56 - Linhas de corrente no nariz para um campo médio (a) com referencial fixo no líquido e (b) com referencial fixo na bolha.	105
Figura 57 - Perfil da componente axial U , em $z/D=0,06, 0,1$ e $0,2$.	106
Figura 58 - Perfil da componente axial U , em $z/D=0,3$ e $0,5$.	107
Figura 59 - Perfil da componente radial da velocidade V , em $z/D=0,06$ e $0,1$.	107
Figura 60 - Perfil da componente radial da velocidade V , em $z/D=0,2$ e $0,3$.	108
Figura 61 - Evolução da componente axial U no filme, em $z/D=-0,05$.	109
Figura 62 - Evolução da componente axial U no filme, em $z/D=-0,1$.	109
Figura 63 - Evolução da componente axial U no filme, em $z/D=-0,25$.	110
Figura 64 - Evolução da componente radial V no filme, em $z/D=-0,05$.	111
Figura 65 - Evolução da componente radial V no filme, em $z/D=-0,1$.	111
Figura 66 - Evolução da componente radial V no filme, em $z/D=-0,25$.	112
Figura 67 - Evolução da componente axial U na esteira, em $z/D=0,17$.	113
Figura 68 - Evolução da componente axial U na esteira, em $z/D=0,43$.	114
Figura 69 - Evolução da componente axial U na esteira, em $z/D=0,63$.	114
Figura 70 - Evolução da média da componente radial V na esteira, com o número de realizações, em $z/D=0,17$.	115
Figura 71 - Evolução da média da componente radial V na esteira, com o número de realizações, em $z/D=0,43$.	116
Figura 72 - Evolução da média da componente radial V na esteira, com o número de realizações, em $z/D=0,78$.	116
Figura 73 - Evolução da média da componente radial V na esteira, com o número de realizações, em $z/D=1,0$.	117
Figura 74 - Evolução da média da componente radial V na esteira, com o número de realizações, em $z/D=1,25$.	117
Figura 75 - Evolução da média da componente radial V na esteira, com o número de realizações, em $z/D=1,41$.	118
Figura 76 - Variação da componente média axial U da velocidade na linha de centro do duto em função da distância z/D a partir da cauda da bolha.	119
Figura 77 - Campo vetorial instantâneo da velocidade na esteira da bolha (a) com referencial fixo no líquido e (b) referencial fixo na bolha.	120
Figura 78 - Campo vetorial médio da velocidade na esteira da bolha com 190 realizações (a) com referencial fixo no líquido e (b) referencial fixo na bolha.	120

Figura 79 - Linhas de corrente na esteira do campo instantâneo (a) referencial fixo no líquido e (b) referencial fixo na bolha.	121
Figura 80 - Linhas de corrente na esteira do campo médio com 190 realizações para (a) referencial fixo no líquido e (b) referencial fixo na bolha.	121
Figura 81 - Comparação do perfil da componente radial V, em $z/D=0,06$	122
Figura 82 - Comparação do perfil da componente radial V, em $z/D=0,5$	123
Figura 83 - Comparação do perfil da componente radial V, em $z/D=1,5$	123
Figura 84 - Comparação do perfil da componente radial V, em $z/D=1,8$	124
Figura 85 - Dependência da velocidade terminal com o comprimento da bolha de Taylor para fluido estagnado.	125
Figura 86 - Dependência da velocidade terminal com o comprimento da bolha de Taylor, sujeito a $J_{gd} = 0,0026$ m/s e $J_l = 0$ m/s.	126
Figura 87 - Velocidade terminal da bolha em função das várias velocidades superficiais de gás, em fluido estagnado.	126
Figura 88 - Evolução da componente axial U no nariz da bolha em $z/D=0,025$, para $J_l = 0,0644$ m/s ($Re=1717$).	128
Figura 89 - Evolução da componente axial U no nariz da bolha em $z/D=0,1$, para $J_l = 0,0644$ m/s ($Re=1717$).	129
Figura 90 - Evolução da componente axial U no nariz da bolha em $z/D=0,2$, para $J_l = 0,0644$ m/s ($Re=1717$).	130
Figura 91 - Vários perfis médios da componente axial U no nariz da bolha para $J_l = 0,154$ m/s ($Re=4122$).	130
Figura 92 - Evolução da componente radial V no nariz da bolha em $z/D=0,025$, para $J_l = 0,0644$ m/s ($Re=1717$).	131
Figura 93 - Evolução da componente radial V no nariz da bolha em $z/D=0,1$, para $J_l = 0,0644$ m/s ($Re=1717$).	132
Figura 94 - Vários perfis da componente radial V no nariz da bolha, para $J_l = 0,154$ m/s ($Re=4122$).	133
Figura 95 - Evolução da componente axial U na esteira em $z/D=0,25$, para $J_l = 0,0644$ m/s ($Re=1717$).	134
Figura 96 - Evolução da componente axial U na esteira em $z/D=0,5$, para $J_l = 0,0644$ m/s ($Re=1717$).	134
Figura 97 - Evolução da componente axial U na esteira em $z/D=1,0$, para $J_l = 0,0644$ m/s ($Re=1717$).	135
Figura 98 - Evolução da componente axial U na esteira em $z/D=0,25$, para $J_l = 0,154$ m/s ($Re=4122$).	136
Figura 99 - Evolução da componente axial U na esteira em $z/D=0,5$, para $J_l = 0,154$ m/s ($Re=4122$).	136
Figura 100 - Evolução da componente axial U na esteira em $z/D=1,0$, para $J_l = 0,154$ m/s ($Re=4122$).	137
Figura 101 - Região no nariz da bolha, em fluxo co-corrente para $J_l = 0,0644$ m/s representando as (a) Linhas de corrente e (b) Vetores velocidade.	138
Figura 102 - Região da esteira da bolha, em fluxo co-corrente para $J_l = 0,0644$ m/s representando as (a) Linhas de corrente e (b) Vetores velocidade.	139

Figura 103 - Perfis dimensionais da componente axial U para os casos estudados em regime laminar.	142
Figura 104 - Perfis dimensionais da componente axial U para os casos estudados em regime turbulento.	142
Figura 105 - Comportamento de <i>UTB</i> em função da velocidade Jgt	145
Figura 106 - Vários perfis médios da componente axial U no nariz da bolha para $J_l = 0,0644$ m/s e $J_{gd} = 0,0093$ m/s ($\alpha_{gd} = 3,30\%$).	146
Figura 107 - Vários perfis médios da componente axial U no nariz da bolha para $J_l = 0,0644$ m/s e $J_{gd} = 0,0155$ m/s ($\alpha_{gd} = 5,38\%$).	147
Figura 108 - Vários perfis médios da componente axial U no nariz da bolha para $J_l = 0,154$ m/s e $J_{gd} = 0,0093$ m/s ($\alpha_{gd} = 2,55\%$).	147
Figura 109 - Vários perfis médios da componente axial U no nariz da bolha para $J_l = 0,154$ m/s e $J_{gd} = 0,0155$ m/s ($\alpha_{gd} = 4,12\%$).	148
Figura 110 - Vários perfis da componente radial V no nariz da bolha, para $J_l = 0,0644$ m/s e $J_{gd} = 0,0093$ m/s ($\alpha_{gd} = 3,18\%$).	148
Figura 111 - Vários perfis da componente radial V no nariz da bolha, para $J_l = 0,0644$ m/s e $J_{gd} = 0,0155$ m/s ($\alpha_{gd} = 5,27\%$).	149
Figura 112 - Vários perfis da componente radial V no nariz da bolha, para $J_l = 0,154$ m/s e $J_{gd} = 0,0093$ m/s ($\alpha_{gd} = 2,55\%$).	150
Figura 113 - Vários perfis da componente radial V no nariz da bolha, para $J_l = 0,154$ m/s e $J_{gd} = 0,0155$ m/s ($\alpha_{gd} = 4,12\%$).	150
Figura 114 - Vários perfis médios da componente axial U na esteira da bolha para $J_l = 0,0644$ m/s e $J_{gd} = 0,0093$ m/s ($\alpha_{gd} = 3,30\%$).	151
Figura 115 - Vários perfis médios da componente axial U na esteira da bolha para $J_l = 0,0644$ m/s e $J_{gd} = 0,0155$ m/s ($\alpha_{gd} = 5,38\%$).	151
Figura 116 - Vários perfis médios da componente axial U na esteira da bolha para $J_l = 0,154$ m/s e $J_{gd} = 0,0093$ m/s ($\alpha_{gd} = 2,55\%$).	152
Figura 117 - Vários perfis médios da componente axial U na esteira da bolha para $J_l = 0,154$ m/s e $J_{gd} = 0,0155$ m/s ($\alpha_{gd} = 4,12\%$).	152
Figura 118 - Comparação da componente axial U no nariz em $z/D=0,025$, para $J_l = 0,0644$ m/s ($Re = 1717$).	153
Figura 119 - Comparação da componente axial U no nariz em $z/D=0,1$, para $J_l = 0,0644$ m/s ($Re = 1717$).	154
Figura 120 - Comparação da componente axial U no nariz em $z/D=0,2$, para $J_l = 0,0644$ m/s ($Re = 1717$).	155
Figura 121 - Comparação da componente axial U no nariz em $z/D=0,025$, para $J_l = 0,154$ m/s ($Re = 4122$).	155
Figura 122 - Comparação da componente axial U no nariz em $z/D=0,1$, para $J_l = 0,154$ m/s ($Re = 4122$).	156
Figura 123 - Comparação da componente axial U no nariz em $z/D=0,2$, para $J_l = 0,154$ m/s ($Re = 4122$).	156
Figura 124 - Comparação da componente radial V no nariz em $z/D=0,1$, para $J_l = 0,0644$ m/s ($Re = 1717$).	157
Figura 125 - Comparação da componente radial V no nariz em $z/D=0,2$, para $J_l = 0,0644$ m/s ($Re = 1717$).	157

Figura 126 - Comparação da componente radial V no nariz em $z/D=0,1$, para $J_l = 0,154$ m/s ($Re = 4122$).....	158
Figura 127 - Comparação da componente radial V no nariz em $z/D=0,2$, para $J_l = 0,154$ m/s ($Re = 4122$).....	158
Figura 128 - Comparação da variação da componente média axial U na linha de centro do duto em função da distância a partir do nariz, $J_l = 0,0644$ m/s.....	159
Figura 129 - Comparação da variação da componente média axial U na linha de centro do duto em função da distância a partir do nariz, $J_l = 0,154$ m/s.	159
Figura 130 - Comparação da componente axial U na esteira, em $z/D=0,25$, para $J_l=0,0644$ m/s ($Re = 1717$).....	160
Figura 131 - Comparação da componente axial U na esteira, em $z/D=0,5$, para $J_l = 0,0644$ m/s ($Re = 1717$).....	160
Figura 132 - Comparação da componente axial U na esteira, em $z/D=1,0$, para $J_l = 0,0644$ m/s ($Re = 1717$).....	161
Figura 133 - Comparação da componente axial U na esteira, em $z/D=1,2$, para $J_l = 0,0644$ m/s ($Re = 1717$).....	161
Figura 134 - Comparação da componente axial U na esteira, em $z/D=0,25$, para $J_l = 0,154$ m/s ($Re = 4122$).....	163
Figura 135 - Comparação da componente axial U na esteira, em $z/D=0,5$, para $J_l = 0,154$ m/s ($Re = 4122$).....	163
Figura 136 - Comparação da componente axial U na esteira, em $z/D=1,0$, para $J_l = 0,154$ m/s ($Re = 4122$).....	164
Figura 137 - Comparação da componente axial U na esteira, em $z/D=1,2$, para $J_l = 0,154$ m/s ($Re = 4122$).....	164
Figura 138 - Comparação da variação da componente média axial U na linha de centro do duto em função da distância a partir da esteira, $J_l= 0,0644$ m/s.	165
Figura 139 - Comparação da variação da componente média axial U na linha de centro do duto em função da distância a partir da esteira, $J_l= 0,154$ m/s.	165
Figura 140 - Linhas de corrente na região da esteira ($Re=1717$) para uma fração de vazio dispersa α_{gd} de (a) 0%, (b) 3,30% e (c) 5,38%.	167
Figura 141 - Linhas de corrente na região da esteira ($Re=4122$) para uma fração de vazio dispersa α_{gd} de (a) 0%, (b) 2,55% e (c) 4,12%.	167
Figura 142 - Comprimento da região de recirculação L_{wake} em função de α_{gd}	168
Figura 143 - Comparação da componente axial U no filme, para $J_l= 0,0644$ m/s ($Re = 1717$).....	169
Figura 144 - Comparação da componente radial V no filme de líquido, em $z/D=-0,1$, para $J_l = 0,0644$ m/s ($Re = 1717$).....	170
Figura 145 - Comparação da componente radial V no filme de líquido, em $z/D=-0,2$, para $J_l = 0,0644$ m/s ($Re = 1717$).....	170
Figura 146 - Dependência do comprimento da bolha na velocidade terminal na presença de bolhas dispersas, $J_l = 0,0644$ m/s ($Re = 1717$).....	172

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 - Sumário da Literatura referente ao padrão <i>slug</i>	44
Tabela 2 - Testes Janela de Interrogação versus Delta T no nariz.	69
Tabela 3 - Testes Janela de Interrogação versus Delta T na esteira.	69
Tabela 4 - <i>Set-up</i> experimental para fluxo co-corrente.	80
Tabela 5 - Parâmetros utilizados nos testes experimentais para o escoamento monofásico em regime laminar.	88
Tabela 6 - Valor da vazão medida, vazão calculada, e erro relativo para $Re=1717$	89
Tabela 7 - Parâmetros utilizados nos testes experimentais para o escoamento em regime turbulento.	89
Tabela 8- Vazão medida, calculada e erro relativo para os valores de Re do escoamento turbulento.	92
Tabela 9 - Parâmetros experimentais utilizados na medição do campo médio no nariz da bolha em fluido Estagnado.	93
Tabela 10 - Parâmetros experimentais utilizados na medição do campo médio na esteira da bolha em fluido estagnado.	112
Tabela 11 - Velocidade terminal da bolha para diferentes modos de obtenção.	125
Tabela 12 - Fração de vazão média calculada e estimada, Jgd , Jgt e Jl	144
Tabela 13 - Valores da velocidade terminal U_{TB} com PIV e emissor de laser.	171

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolos Romanos

A_{duto}	Área da seção transversal do duto	m^2
A_{gd}	Área da seção transversal ocupada pelo gás disperso	m^2
A_l	Área da seção transversal ocupada pelo líquido	m^2
D	Diâmetro	m
$d\tau$	Diâmetro médio da partícula na imagem	m
$Eö$	Número de Eötvös	-
f	Fator de atrito	-
fps	Quadros por segundo	-
Fr	Número de Froude	-
g	Aceleração da gravidade	m/s^2
J_{gd}	Velocidade superficial da fase dispersa	m/s
J_{gt}	Velocidade superficial da fase gasosa total	m/s
J_l	Velocidade superficial da fase líquida	m/s
L_{LS}	Comprimento do slug de líquido	m
L_S	Comprimento da unidade <i>slug</i>	m
L_{TB}	Comprimento da bolha de Taylor	m
Mo	Número de Morton	-
Nd	Neodímio-dopado	-
N_f	Número de Viscosidade Inversa	-
Q_g	Vazão da fase gasosa	m^3/s
Q_l	Vazão da fase líquida	m^3/s
Q_{PIV}	Vazão numérica do PIV	m^3/s
r	Coordenada radial	-
R	Raio	m
Re	Número de Reynolds	-
S	Razão de escorregamento	-
T	Temperatura	$^{\circ}C$
u'	Flutuação da velocidade da componente axial	m/s
u^*	Velocidade de atrito	m/s
U	Componente axial da velocidade	m/s
U_C	Velocidade máxima na linha de centro do duto	m/s
U_G	Velocidade gravitacional induzida da partícula	m/s
U_{TB}	Velocidade terminal da bolha de Taylor	m/s
U_{Term}	Velocidade terminal das bolhas dispersas	m/s
v'	Flutuação da velocidade da componente radial	m/s
V	Componente radial da velocidade	m/s

$V_{\text{azão, gt}}$	Vazão de gás total	m^3/s
V_{TB}	Volume ocupado pela bolha de Taylor	m^3
z	Coordenada axial	-

Símbolos Gregos

α_{gd}	Fração de vazio das bolhas dispersas	-
β	Fração Volumétrica	-
μ	Viscosidade dinâmica	$\text{N.s}/\text{m}^2$
ρ	Massa específica	Kg/m^3
∂	Operador diferencial	-
λ	Comprimento de onda	nm
ρ_{p}	Massa específica da partícula	Kg/m^3
ρ_{f}	Massa específica do fluido	Kg/m^3
ρ_{g}	Massa específica do gás	Kg/m^3
μ_{f}	Viscosidade dinâmica do fluido	$\text{N.s}/\text{m}^2$
σ	Tensão superficial	dyn/cm
Δx	Distância entre os dois emissores de laser diodo	m
ΔL	Distância percorrida pelas partículas na imagem	m
Δt	Intervalo de tempo entre os pulsos de LASER	s

Subscritos

g	Referente a fase gasosa	-
gd	Referente a fase gasosa dispersa	-
gt	Referente a fase gasosa total de gás	-
l	Referente a fase líquida	-
TB	Bolha de Taylor	-

SUMÁRIO

SUMÁRIO	25
1 INTRODUÇÃO	27
1.1 MOTIVAÇÃO	27
1.2 PADRÕES DE ESCOAMENTO BIFÁSICO	28
1.2.1 Padrões de escoamento em Dutos Verticais	28
1.2.2 O padrão de escoamento <i>slug</i>	30
1.3 OBJETIVOS	33
1.4 CONTRIBUIÇÕES DESTE TRABALHO	34
1.5 ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO	36
2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA E REVISÃO DA LITERATURA	37
2.1 O PADRÃO DE ESCOAMENTO <i>SLUG</i> EM DUTOS VERTICAIS	37
2.2.1 Bolhas de Taylor em fluido estagnado	45
2.2.2. Escoamento ao redor de uma bolha de Taylor	46
2.2.3 Bolhas de Taylor em Fluxo Co-corrente	47
2.3 CONCLUSÃO SOBRE A REVISÃO DA LITERATURA	48
3 METODOLOGIA E TÉCNICAS DE MEDIÇÃO	49
3.1 APARATO EXPERIMENTAL MULTIFÁSICO AR-ÁGUA	49
3.2 TÉCNICA DE MEDIÇÃO POR PIV	57
3.3 PROCESSAMENTO DE IMAGENS	65
3.4 INSTRUMENTAÇÃO - EMISSOR DE LASER E FOTOCÉLULA	70
4 RESULTADOS	79
4.1 VISUALIZAÇÃO EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO <i>SLUG</i>	80
4.2 TESTES DE CALIBRAÇÃO DA BANCADA E DA TÉCNICA PIV - ESCOAMENTO MONOFÁSICO	87
4.2.1 Escoamento monofásico em regime laminar	87
4.2.2 Escoamento monofásico em regime turbulento	89
4.3 BOLHAS DE TAYLOR EM FLUIDO ESTAGNADO	93
4.3.1 Medição dos campos no nariz da bolha de Taylor com PIV	93

4.3.2 Medição dos campos no filme de líquido com PIV	108
4.3.3 Medição dos campos na esteira com PIV	112
4.3.4 Medição da Velocidade Terminal das bolhas	124
4.4 BOLHAS DE TAYLOR EM FLUXO CO-CORRENTE	127
4.4.1 Medição dos campos médios ao redor da bolha com PIV	127
4.4.2 Medição da velocidade terminal das bolhas de Taylor com fluido escoando	139
4.5 BOLHAS DE TAYLOR EM FLUXO CO-CORRENTE NA PRESENÇA DE BOLHAS DISPERSAS	140
4.5.1 Medição dos campos médios ao redor da bolha num escoamento de bolhas dispersas através de PIV	145
4.5.2 Medição da velocidade terminal e comprimento das bolhas na presença de um escoamento de bolhas dispersas	171
5. CONCLUSÕES E SUGESTÕES	173
5.1 CONCLUSÕES DESTE TRABALHO	173
5.2 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	175
REFERÊNCIAS	177
APÊNDICE A – Procedimento Experimental	185
APÊNDICE B – Calibração do PIV	187
APÊNDICE C – Incertezas Experimentais	189

1 INTRODUÇÃO

1.1 MOTIVAÇÃO

Escoamento bifásico é um assunto que apresenta uma grande diversidade e desafios na engenharia atual. No meio industrial, uma parte significativa dos processos envolve esse tipo de escoamento. Podemos encontrar escoamentos multifásicos em inúmeras áreas da engenharia. As principais áreas nas quais, reconhecidamente, surgem a maioria das aplicações envolvendo este tipo de escoamentos são a indústria química, de energia nuclear e de conversão de energia em geral, de refrigeração, e na indústria de petróleo e gás. Destaque é dado para esta última área da engenharia, onde o escoamento multifásico se encontra, quiçá, com maior frequência que o escoamento de uma única fase. O padrão de escoamento *slug*, foco deste trabalho, apresenta grande ocorrência em dutos de elevação e transporte de óleo e gás. Um estudo realizado pela Universidade de Calgary (Williams, 1994) demonstrou que aproximadamente 41% dos poços apresentaram este padrão de escoamento nos dutos de produção.

Outro fator importante dos sistemas de transporte de óleo e gás, que vem motivando o estudo, especificamente, do escoamento em padrão *slug*, é a corrosão interna dos dutos, na presença de substâncias como CO_2 e H_2S , que é acelerada na ocorrência de padrão *slug*. Estes compostos reagem quimicamente com a água presente no escoamento, formando os ácidos carbônico e sulfídrico, respectivamente, que atacam as paredes do duto. Este processo é significativamente acelerado no caso de escoamentos intermitentes devido, fundamentalmente, as condições de mistura promovidas por este tipo de escoamento, e as tensões cisalhantes oscilatórias nas paredes do duto.

A determinação de parâmetros como a tensão cisalhante na parede e as taxas de transferência de massa são de fundamental importância para um melhor entendimento deste fenômeno e eventual mitigação.

Além disso, a ocorrência de escoamentos em padrão bifásico na produção de petróleo afeta o funcionamento dos sistemas de controle de produção e de processamento primário. Embora em muitos casos este não possa ser evitado, um conhecimento mais aprofundado dos parâmetros do escoamento é de fundamental importância para o projeto destes sistemas, na presença deste tipo de escoamento.

De forma geral, os escoamentos bifásicos de líquido-gás podem ser identificados em duas grandes divisões, do ponto de vista da

morfologia das fases presentes: os escoamentos de fases dispersas (*dispersed flows*) e escoamentos de fases separadas (*separated flows*). O escoamento de fases dispersas é constituído de partículas, gotas ou bolhas, presentes em uma fase líquida contínua. Exemplos deste tipo de morfologias encontradas em escoamentos, podem ser os padrões tipo névoa (*mist*) ou padrão de bolhas (*bubbly*). Por outro lado, o escoamento de fases separadas, apresenta duas ou mais fases de fluidos diferentes separados por uma interface de larga escala, quando comparada com a escala do sistema, como por exemplo, os padrões estratificados. Entretanto, padrões como o *slug* ou anular com entranhamento, não podem ser enquadrados nesta classificação simples, pois ambas as fases (líquido e gás) se apresentam tanto na forma contínua como dispersa, no escoamento. Este fato representa um importante desafio no estudo do escoamento nestes padrões, tanto na modelagem, como na sua caracterização experimental.

Nas próximas seções, apresenta-se um resumo sobre os padrões de escoamentos e suas ocorrências, em dutos verticais. Um detalhamento referente ao padrão *slug*, base deste trabalho, também será apresentado.

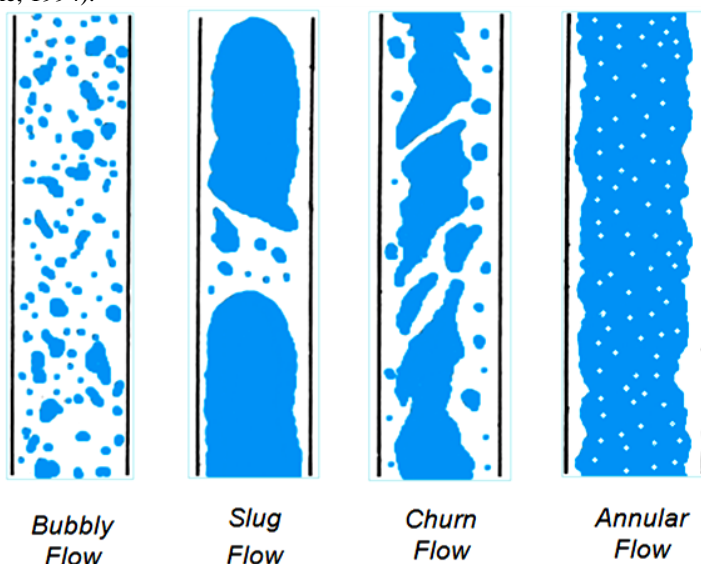
1.2 PADRÕES DE ESCOAMENTOS BIFÁSICOS

Os padrões de escoamentos bifásicos formados em dutos circulares verticais serão descritos nessa seção, de forma a contextualizar o padrão *slug*, foco deste trabalho. Em seguida, uma seção específica será dedicada à descrição mais detalhada deste padrão de escoamento, procurando destacar as diferenças entre o escoamento de bolhas de Taylor e o escoamento em padrão *slug* ou golfadas, que, normalmente, inclui bolhas dispersas e apresentam um comportamento mais caótico. No caso de dutos horizontais, uma descrição dos padrões de escoamento líquido-gás pode ser encontrada em Carey (1992), porém, o seu estudo está além do escopo deste trabalho.

1.2.1 Padrões de Escoamento em Dutos Verticais

Para uma mistura líquido-gás em dutos verticais, as fases poderão apresentar diversas morfologias no escoamento. Uma breve ilustração qualitativa dos padrões de escoamento apresentados por Collier e Thome (1994), pode ser visualizada na Figura 1.

Figura 1 - Padrões de escoamentos bifásicos em dutos verticais (Collier e Thome, 1994).



No padrão de escoamento em bolhas (*Bubbly Flow*), a fase gás encontra-se na forma de bolhas dispersas presentes em uma fase líquida contínua. As bolhas dispersas na maioria das vezes apresentam formato esférico ou distorcidas, dependendo das condições do escoamento, tais como velocidade superficial das fases, e tamanho e distribuição das bolhas no meio. Em termos de modelagem numérica, as bolhas dispersas são tratadas como sendo a fase dispersa e o líquido a fase contínua.

Aumentando-se a vazão da fase gás, surge o padrão de escoamento *slug* (*Slug Flow*), sendo este caracterizado por apresentar uma grande bolha de gás que, devido às restrições impostas pelas paredes do duto, adota uma forma alongada, chamada bolha de Taylor, e seguida por um pistão de líquido. A soma do comprimento da bolha de Taylor e do comprimento do *slug* de líquido é chamado de unidade ou célula de *slug*. Na maioria das vezes, a bolha de Taylor ocupa quase toda a área da seção transversal do duto. Na região que separa duas bolhas de Taylor consecutivas (*slug*), geralmente pequenas bolhas dispersas são observadas.

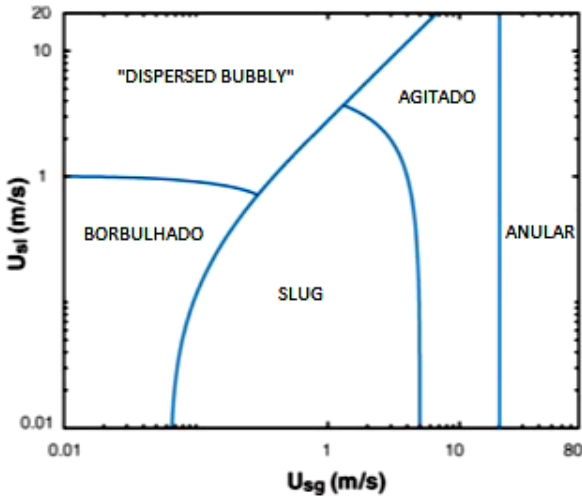
Aumentando ainda mais a vazão de gás, surge o padrão de escoamento agitado (*Churn Flow*), onde as bolhas de Taylor se deformam, ganham aceleração influenciadas pelo aumento da vazão de gás, e se distorcem a ponto de perder a forma característica, em função

do aumento da turbulência no escoamento. Resumidamente, pode-se dizer que a fase gasosa encontra-se de um modo caótico na fase líquida, não apresentando uma morfologia de fases definida.

Por fim, o escoamento anular (*Annular Flow*), caracterizado pela presença de uma fase gasosa que escoar no centro do duto, contendo gotas de líquido entranhadas (processo que ocorre devido ao cisalhamento da fase gás sobre as cristas das pequenas ondas do filme de líquido que se formam na interface do filme de líquido). Já a fase líquida, escoar paralelamente de maneira a formar uma fina camada ondulada, que fica colapsada junto as paredes do duto, podendo conter pequenas bolhas de gás.

A Figura 2 apresenta o mapa dos padrões de escoamentos para dutos verticais. Através dele é possível identificar e obter o padrão de escoamento desejado, baseando-se nas velocidades superficiais disponíveis de cada fase.

Figura 2 - Mapa dos Padrões para escoamento vertical apresentado por Taitel et al. (1980).



1.2.2 O padrão de escoamento *slug*

O padrão de escoamento *slug* é uma das principais morfologias de fases líquido-gás, que se apresenta para uma ampla faixa de velocidades superficiais de líquido e gás. Para dutos verticais, esse padrão é caracterizado pela presença de uma bolha alongada, chamada

bolha de Taylor, seguido de um pistão de líquido contendo bolhas dispersas. A formação de bolhas dispersas em tal padrão de escoamento, não ocorre quando o diâmetro do duto é muito pequeno, ou as velocidades superficiais das fases são muito pequenas, sendo esse um facilitador da coalescência das pequenas bolhas dispersas, nas grandes bolhas de Taylor. A Figura 3 (a) ilustra a imagem de uma bolha de Taylor em situação "comportada" no meio líquido, e na Figura 3 (b) a fotografia de um típico padrão *slug* real, onde bolhas de pequena escala estão presentes no meio líquido, afetando significativamente a forma da bolha de Taylor, assim como a estrutura do escoamento ao redor da mesma. As imagens foram obtidas a partir de visualização com câmera de alta velocidade, com e sem a presença de bolhas dispersas, de uma bolha de Taylor individual.

Embora existam diversos trabalhos na literatura apresentando medidas e correlações para parâmetros globais (como perda de carga e fração de vazio) para o padrão *slug* real, a caracterização teórica e experimental de parâmetros locais (como perfis de velocidades) deste padrão de escoamento é, normalmente tratada, considerando o escoamento ao redor de bolhas de Taylor sem a presença de bolhas dispersas. Entretanto, na maioria das aplicações reais a ocorrência de bolhas dispersas é comum.

Cabe destacar neste ponto, que uma das principais motivações para o desenvolvimento deste trabalho é a obtenção de dados experimentais que servirão de subsídio para a implementação e validação de modelos numéricos de escoamentos bifásicos utilizando Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD). Para o caso da bolha de Taylor, modelos de acompanhamento de interface são comumente utilizados, uma vez que é factível devido ao fato da escala da interface ser da mesma ordem que a escala de comprimento do domínio de cálculo (diâmetro do duto, por exemplo). Por outro lado, na caracterização das bolhas dispersas na região do *slug* de líquido, as interfaces são de pequena escala, não sendo geralmente factível sua captura com malhas computacionais praticáveis. Assim, modelos baseados em médias devem ser utilizados para atingir tal objetivo. De forma geral, a modelagem multidimensional de escoamentos apresentando diferentes escalas de interface no mesmo domínio de cálculo, se apresenta como um desafio. Assim, a geração de dados locais em escoamentos que contemple interfaces de diferentes escalas, como perfis de velocidade, é de fundamental importância para viabilizar a implementação e validação deste tipo de modelos.

Figura 3 - Imagens de (a) Bolha de Taylor padrão (b) um típico *Slug* real, na presença de bolhas dispersas.



O padrão *slug* origina-se a partir da coalescência de bolhas dispersas, levando à formação de bolhas de Taylor. Contudo, uma porcentagem do gás ainda escoo na corrente multifásica na forma de bolhas dispersas. Elas interagem com a bolha de Taylor, e podem modificar parâmetros fundamentais do escoamento, como velocidade terminal da bolha e distribuição de tensão cisalhante na parede. Esses impactam diretamente em parâmetros de engenharia, como a distribuição de fração de vazio, perda de carga e taxas de corrosão, sendo este último associado à presença de CO_2 , ou H_2S . No entanto, a maioria dos trabalhos disponíveis na literatura que procuram caracterizar os campos de velocidades ao redor das bolhas de Taylor, apresentam resultados para um padrão *slug* "comportado". Geralmente obtidos através de um baixo N_f (número de viscosidade inversa, $N_f =$

$\sqrt{(\rho^2 g D^3)/\mu^2}$) ou em dutos de pequeno diâmetro, no qual as bolhas de Taylor escoam sem a presença de bolhas dispersas e ainda, as interfaces são bem comportadas, não apresentando oscilações e mantendo a forma das bolhas uniformes, praticamente inalterada ao longo do seu escoamento no duto.

Diversos trabalhos na literatura apresentam estudos detalhados do escoamento ao redor de uma bolha de Taylor, avaliando o campo de velocidades ao redor da mesma. Bugg e Saad (2002) aplicaram a técnica de Velocimetria por Imagem de Partículas - PIV (do inglês, *Particle Image Velocimetry*) para obter o campo de velocidade no nariz, filme de líquido e na esteira da bolha de Taylor, para condições de líquido estagnado em duto vertical.

Como o padrão *slug* apresenta elevada complexidade, torna-se um verdadeiro desafio escolher e aplicar técnicas de medição confiáveis e robustas. Assim, num escoamento *slug* real, diversas abordagens podem ser adotadas com o intuito de caracterizar o escoamento ao redor da bolha de Taylor. A proposta para este trabalho de dissertação, consiste em caracterizar o padrão de escoamento *slug*, focando na estrutura do escoamento ao redor da bolha de Taylor e no pistão de líquido, por meio de técnicas ópticas, considerando a presença de uma fase dispersa (bolhas entranhadas) no *slug* de líquido.

1.3 OBJETIVOS

Para o desenvolvimento deste trabalho o objetivo principal é determinar as principais propriedades dinâmicas do escoamento ao redor de bolhas de Taylor em um duto vertical ascendente, para fluido estagnado e fluxo co-corrente na presença de bolhas dispersas, utilizando câmera de alta velocidade, emissor de laser e fotocélula, em conjunto com a técnica PIV, sendo esta última a principal a ser aplicada. A medição com emissores e fotocélulas deverá ser utilizada para determinar parâmetros globais do escoamento, como comprimento e velocidade das bolhas de Taylor, enquanto a visualização com câmera de alta velocidade, deverá ser utilizada para analisar qualitativamente o escoamento, particularmente, a interação das bolhas dispersas com as bolhas de Taylor.

Como será descrito em maiores detalhes no Capítulo 3, foi desenvolvido um experimento através do qual seja possível controlar as condições experimentais, tais como as velocidades superficiais do líquido e de bolhas dispersas no *slug* de líquido. Além disso, pode ser

controlado o tamanho das bolhas de Taylor, que são injetadas separadamente, na corrente de líquido com bolhas dispersas. Utilizando câmera de alta velocidade, obter-se-ão visualizações em diferentes instantes de tempo da bolha de Taylor interagindo com as bolhas dispersas. A intenção desse estudo qualitativo é de entender melhor toda a fenomenologia que ocorre ao redor de uma bolha de Taylor interagindo com as bolhas dispersas, além de entender melhor o fenômeno de coalescência entre bolhas dispersas na bolha de Taylor.

Através da técnica PIV, pretende-se obter os campos médios de velocidade na fase líquida em fluido estagnado e co-corrente, nas regiões do nariz, filme de líquido, e esteira da bolha de Taylor, além do *slug* de líquido. Os experimentos serão realizados com e sem a presença de um escoamento de bolhas dispersas (variando a velocidade superficial de gás), em duto vertical com 26.2 mm de diâmetro interno. O estudo com bolhas dispersas, permitirá entender melhor os efeitos da presença das bolhas de pequena escala no campo médio de velocidade, como de fato ocorre em um escoamento de padrão *slug* real. Os perfis das componentes da velocidade axial e radial, obtidas no plano do escoamento, foram medidos e serão apresentados, em diferentes regiões da unidade de *slug*¹. Por fim, os campos médios do escoamento serão avaliados, observando a evolução dos perfis médios de velocidade com o número de realizações, de modo a avaliar a representatividade do campo médio.

Outra técnica proposta é o uso de emissores de laser e fotocélulas. Através desta técnica obter-se-ão o comprimento e velocidade média das bolhas de Taylor, com e sem a presença de bolhas dispersas. Tal técnica permitirá também, sincronizar o laser para capturar as bolhas de Taylor na mesma posição, na realização das medidas com PIV, possibilitando a realização das médias das realizações, conforme será detalhado no Capítulo 3.

1.4 CONTRIBUIÇÕES DESTE TRABALHO

Inicialmente, foi construída e calibrada uma bancada experimental que possibilita reproduzir escoamentos bifásicos, e que permite desenvolver estudos fundamentais e práticos com diferentes padrões ou morfologias de fases.

Embora seja um estudo de caráter fundamental, os resultados apresentados neste estudo poderão ser aplicados, no fechamento de

¹ Este conceito será introduzido no próximo capítulo.

correlações para escoamentos bifásicos em padrão *slug*, e na determinação de parâmetros de engenharia. Pode-se citar como parâmetros de interesse, a determinação da fração de vazio na célula de *slug* e os perfis de velocidades ao longo do diâmetro do duto, que podem ser utilizados para avaliar parâmetros de distribuição em modelos unidimensionais. A determinação da velocidade terminal da bolha de Taylor, e como ela se comporta ao longo do duto, sujeita a diferentes velocidades superficiais da fase líquida e gás (bolhas dispersas), também será um dos objetivos deste estudo.

Apresentam-se perfis de velocidades médias, obtidos através de um sistema de sincronização, que possibilita capturar imagens de PIV para diversas bolhas de Taylor na mesma posição, para então obter a média das realizações. Além disso, são comparados os perfis médios de velocidade, para diferentes frações de vazio da fase dispersa, situação que se aproxima significativamente mais de um *slug* real, do que o simples estudo de uma bolha de Taylor.

Não foram encontrados, na revisão realizada nesta dissertação, trabalhos que abordem, de forma fundamental, de que maneira as bolhas dispersas podem influenciar na dinâmica do escoamento ao redor das bolhas de Taylor. Como será visto nos resultados deste trabalho, a velocidade terminal das bolhas de Taylor, assim como a estrutura do escoamento ao redor das mesmas, podem ser afetadas significativamente pela presença da fase dispersa, isto é, as bolhas de pequena escala.

Estes estudos fundamentais, deverão aprimorar o entendimento do escoamento em padrão *slug*, principalmente, em relação à interação das bolhas de Taylor com as bolhas de pequena escala, assunto muito pouco abordado na literatura, principalmente, em termos mais fundamentais, com medidas locais dos campos de velocidades, como é feito neste trabalho. Além disso, a modelagem numérica multidimensional do escoamento neste padrão se apresenta como um importante desafio, devido à presença de interfaces de grande (bolhas de Taylor) e pequena escala (bolhas dispersas) no mesmo domínio de cálculo, e cujas interações interfaciais devem ser modeladas através de diferentes abordagens, que são os modelos de acompanhamento de interfaces e modelos baseados em médias, respectivamente. Poucos trabalhos foram desenvolvidos procurando modelar de forma detalhada este padrão de escoamento (Yan e Che(2010), Yan e Che(2011) e Villagra (2014)) e, até o conhecimento do autor, nenhum trabalho experimental apresentando dados locais de velocidades. Desta forma, outra contribuição importante deste trabalho é a geração de informações

locais do escoamento para subsídio e validação desses modelos numéricos.

1.5 ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO

Diante dos objetivos traçados anteriormente, a estrutura do presente trabalho foi definida da seguinte maneira:

Neste capítulo, foram apresentados os conceitos básicos referentes aos padrões de escoamentos bifásicos em dutos verticais, bem como uma descrição mais aprofundada do padrão *slug*. Os objetivos e as contribuições fundamentais do presente estudo, também foram apresentados em detalhes.

No Capítulo 2, será apresentada uma descrição mais detalhada do padrão de escoamento *slug*. Serão abordados também, os principais trabalhos experimentais realizados na área, especificamente, aqueles que procuram estudar parâmetros locais do escoamento através da técnica de PIV, bem como seus objetivos e conclusões relevantes.

Apresenta-se no Capítulo 3, uma descrição geral do aparato experimental e as técnicas de medição, bem como toda metodologia aplicada para o desenvolvimento do sistema bifásico. Faz parte desse capítulo uma descrição completa dos equipamentos que compõem a bancada e seus princípios de funcionamento. Os detalhes técnicos e gerais do sistema de medição são também abordados, assim como detalhes do projeto, seleção de materiais e equipamentos, entre outros aspectos. Será também apresentada uma descrição das etapas e procedimentos experimentais executados para atingir os objetivos da presente pesquisa.

No Capítulo 4, os resultados obtidos serão apresentados e discutidos. Inicialmente serão apresentadas algumas análises qualitativas do escoamento realizadas através de imagens obtidas com câmera de alta velocidade. A seguir, os resultados das medições de velocidade terminal e perfis de velocidade na fase líquida para bolhas de Taylor em fluido estagnado. Na sequência resultados para escoamento ao redor bolhas de Taylor em fluxo co-corrente, com e sem a presença de bolhas dispersas, serão apresentados e discutidos.

Por último, no Capítulo 5, apresentam-se as principais conclusões e sugestões para trabalhos futuros, como fechamento do trabalho.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA E REVISÃO DA LITERATURA

O padrão de escoamento *slug* apresenta uma ocorrência significativa em diversas aplicações industriais. Na produção de petróleo é um padrão muito encontrado, particularmente, em dutos de produção em poço com frações de gás moderadas e em sistemas de elevação por *gas-lift*.

Este padrão de escoamento tem sido investigado desde meados de 1940. Dumitrescu (1943) foi um dos primeiros a apresentar um modelo matemático, que descrevia o movimento ascendente de uma bolha de Taylor, aplicado em escoamento vertical para fluido estagnado. Seu modelo foi validado por Mao e Dukler (1989), que através de experimentos, obtiveram resultados satisfatórios na comparação. Ainda nesse contexto, Davis e Taylor (1950) propuseram uma formulação matemática, que determina a velocidade de ascensão da bolha de Taylor em duto vertical, para fluido estagnado.

No caso de escoamento em tubos verticais, a maior parte do gás mantém-se dentro das bolhas de Taylor, as quais podem ocupar quase toda área da seção transversal do duto, porém, como já comentado, parte do gás escoar na forma de pequenas bolhas dispersas, entranhadas na corrente de líquido. Além dos casos citados anteriormente, outros autores estudaram o padrão de escoamento *slug* em dutos verticais, horizontais e também em dutos inclinados. A literatura sobre escoamentos em padrão *slug* é muito vasta e certamente foge ao escopo deste trabalho apresentar um revisão detalhada do assunto.

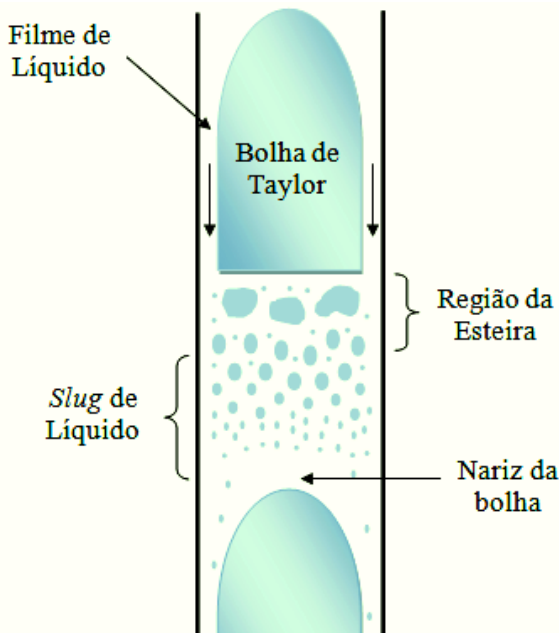
A seguir, serão apresentados alguns conceitos mais detalhados do padrão de escoamento *slug* e serão revisados com mais detalhes apenas os trabalhos que apresentam alguns aspectos gerais sobre escoamento em padrão *slug*, que mereçam ser destacados devido a sua importância dentro da contextualização deste trabalho e, especificamente, aqueles que incluem estudos experimentais objetivando obter parâmetros locais do escoamento na unidade de *slug*, em consonância com os objetivos deste trabalho.

2.1 O PADRÃO DE ESCOAMENTO *SLUG* EM DUTOS VERTICAIS

Nesta seção, será apresentado o padrão de escoamento *slug* em dutos verticais, foco de estudo da presente dissertação. Como já mencionado, o padrão *slug*, é caracterizado pela presença de longas

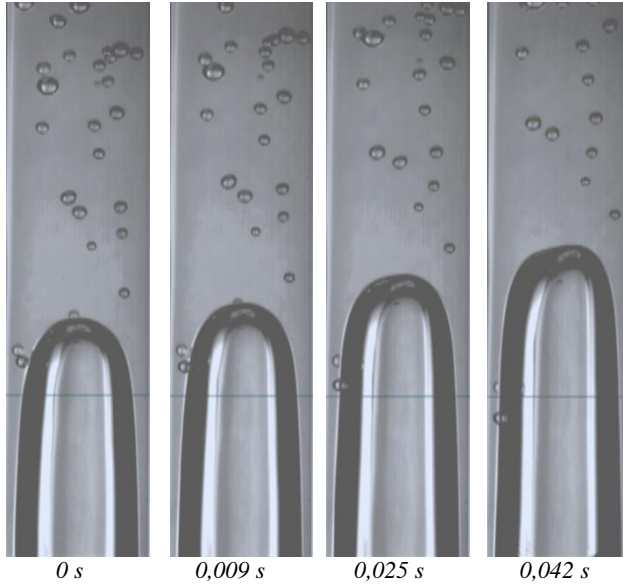
bolhas, chamadas de bolhas de Taylor, além da presença de bolhas de pequena escala. Na maioria das vezes, a bolha de Taylor ascende com uma velocidade constante, denominada de velocidade terminal da bolha ou velocidade de translação. A Figura 4 apresenta um esquema destacando uma unidade de *slug*, a região da esteira, o *slug* de líquido e o filme de líquido. Tais conceitos serão abordados no decorrer desta seção.

Figura 4 – Unidade do padrão *Slug*.



O líquido deslocado pela bolha acaba escoando para a região que circunda a bolha de Taylor, formando um filme de líquido. Este filme de líquido, escoo no sentido da gravidade carregando, por vezes, algumas bolhas dispersas até chegar à região da esteira da bolha, como notado na Figura 5.

Figura 5 - Imagens das pequenas bolhas escoando no filme.



A bolha de Taylor ascende através do duto no meio líquido, devido a ação do empuxo. A velocidade terminal da bolha de Taylor U_{TB} é governada através da relação entre as forças que atuam nela, resultando assim no formato da bolha e seu movimento característico, conforme relata Wallis (1969). Desprezando a viscosidade dinâmica do gás na bolha, i.e., as forças viscosas interna na bolha, as três forças que atuam sobre a mesma são a força inercial do líquido, a força viscosa do líquido e a força da tensão superficial. O balanço entre o empuxo e as três forças citadas, dá lugar a três grupos adimensionais:

$$\frac{\rho_f U_{TB}^2}{Dg(\rho_f - \rho_g)} \quad \frac{U_{TB}\mu_f}{D^2g(\rho_f - \rho_g)} \quad \frac{\sigma}{D^2g(\rho_f - \rho_g)}$$

onde D é o diâmetro hidráulico (dimensão característica da seção transversal do duto). Quando as forças viscosas e de tensão superficial são desprezadas, ou seja, as forças inerciais do líquido são dominantes, a velocidade de ascensão da bolha de Taylor pode ser escrita nos termos do primeiro grupo adimensional:

$$U_{TB} = k_1 \rho_f^{-1/2} (Dg(\rho_f - \rho_g))^{1/2} \quad (1)$$

Soluções aproximadas para este problema, considerando duto circular, foram obtidas por Dumitrescu (1943) e Davies e Taylor (1950). Dumitrescu (1943) foi um dos pioneiros na modelagem matemática para a descrição do movimento ascendente de uma bolha de Taylor. Tal autor encontrou o valor da constante $k_1=0.351$. Enquanto Davis e Taylor (1950) seguindo uma abordagem similar à utilizada por Dumitrescu (1943), para obter a velocidade terminal U_{TB} , encontraram o valor da constante $k_1=0.328$.

Através de uma análise experimental desenvolvida mais tarde por White e Beardmore (1962), envolvendo bolhas de Taylor em dutos verticais com líquido estagnando, os autores apresentaram o valor da constante $k_1=0.345$. Os mesmos autores fizeram uso dos números adimensionais *Eötvös* ($Eu = (\rho g D^2)/\sigma$) e *Morton* ($Mo = (g \mu_L^4)/(\rho \sigma^3)$), além do número de *Froude* ($Fr = U_{TB}/(gD)^{1/2}$), para apresentar seus resultados da velocidade de ascensão das bolhas. Nos números adimensionais citados acima, ρ é a massa específica do líquido, g a aceleração da gravidade, D o diâmetro interno do duto, σ a tensão superficial, μ_L a viscosidade dinâmica do líquido e U_{TB} a velocidade terminal da bolha. Quando a velocidade terminal da bolha é atingida, o número de *Froude* resulta igual a k_1 , na Equação 1.

Caso a medição da velocidade de ascensão das bolhas seja realizada em dutos com saída aberta para a atmosfera, torna-se importante lembrar que existe uma dependência do comprimento da bolha, devido ao efeito de expansão do gás. Considerando bolhas de diferentes tamanhos e saída fechada no duto, Nicklin *et al.* (1962) demonstraram que a velocidade de ascensão das bolhas para líquido estagnado é de fato dada pela Equação 1, considerando a constante obtida por White e Beardmore (1962). Ainda no trabalho de Nicklin *et al.* (1962), sugeriu-se que a velocidade de ascensão de cada bolha em fluxo co-corrente, pudesse ser calculada a partir da seguinte expressão:

$$U_{TB} = C U_L + U \quad (2)$$

onde U_L é a velocidade média da fase líquida, U a velocidade terminal da bolha em líquido estagnado, e C um coeficiente empírico que depende do regime do escoamento. Para regime laminar, o valor sugerido de C é 2, e quando for turbulento assume-se 1,2. Para as mesmas condições experimentais apresentadas acima, Griffith (1963) estudou o comportamento das bolhas no caso de tubos de seção transversal não circular.

Moissis e Griffith (1962) desenvolveram um estudo envolvendo o padrão *slug*, especificamente, sobre os efeitos que a região da esteira influencia nas bolhas subsequentes do escoamento. Os autores obtiveram resultados acerca dos perfis de velocidades, em várias posições axiais na região da esteira. Eles obtiveram duas importantes observações, onde a velocidade da bolha é afetada pelo perfil de velocidades no líquido acima do nariz, e que a "bolha secundária" (*trailing bubble*) acelera com o decréscimo da distância entre duas bolhas de Taylor consecutivas.

Quando as forças viscosas são dominantes, a forma da equação para o cálculo da velocidade de ascensão da bolha é obtida a partir dos grupos adimensionais novamente. Assim,

$$U_{TB} = k_2 \frac{gD^2(\rho_f - \rho_g)}{\mu_f} \quad (3)$$

Observações experimentais realizadas por Wallis (1969) e White e Beardmore (1962), encontraram valores para a constante $k_2=0,01$ e $0,0096$ respectivamente.

Com a intenção de analisar a influência da viscosidade e tensão superficial na velocidade de ascensão das bolhas, Zukoski (1966) estudou o escoamento de longas bolhas em dutos. Uma correlação para a determinação da velocidade das bolhas foi sugerida. Além disso, o efeito da inclinação do duto sobre a velocidade da bolha também foi investigado.

Nesse contexto, Collins *et al* (1978) sugeriram uma expressão para o cálculo de U_{TB} , independentemente do regime do escoamento, usando a seguinte expressão:

$$U_{TB} = U_C + (gD)^{\frac{1}{2}} f \left(\frac{U_C}{(gD)^{\frac{1}{2}}} \right) \quad (4)$$

onde U_C é a máxima velocidade da fase líquida na linha de centro do duto, g a aceleração da gravidade, D o diâmetro do duto e f uma relação funcional. Experimentos realizados em regime laminar e turbulento validaram a equação proposta.

A seguir serão revisados alguns trabalhos que propõem a investigação detalhada do escoamento ao redor de bolhas de Taylor, especificamente, aqueles que utilizam técnicas óticas como PIV.

2.2 .TÉCNICAS ÓPTICAS EM ESCOAMENTO EM PADRÃO *SLUG*

Procurando um entendimento mais detalhado dos fenômenos acima descritos, diversos pesquisadores iniciaram o desenvolvimento de estudos experimentais fundamentais, focados na estrutura do escoamento ao redor de bolhas de Taylor, procurando, a partir de um melhor entendimento dos detalhes do escoamento, uma maior sofisticação nos modelos, de modo que os mesmos se tornassem cada vez mais independentes das condições experimentais para as quais foram ajustados.

O avanço dos métodos ópticos de medição deu lugar ao desenvolvimento de trabalhos que utilizam estas técnicas, particularmente PIV, para o estudo da estrutura do escoamento ao redor de bolhas de Taylor.

Campos e Guedes de Carvalho (1988a) desenvolveram um estudo de análise de imagens na região da esteira de bolhas de Taylor em dutos verticais, para diâmetros internos diferentes (19 e 52 mm). Os autores constataram a formação de três diferentes regimes de escoamento na esteira (o regime laminar, de transição e turbulento). Tais regimes foram atrelados ao número adimensional da viscosidade inversa ($N_f = \sqrt{(\rho^2 g D^3) / \mu^2}$).

Usando PDA (*Photochromic Dye Activation*), De Jesus *et al.* (1995) realizaram medições do campo de velocidade ao redor da bolha de Taylor, usando como fluido querosene estagnado em duto de 25.4 mm de diâmetro interno. Os experimentos foram conduzidos considerando $Eo = 194$ e $Mo = 2,9 \times 10^{-9}$. Os autores apresentaram os vetores velocidade na região do nariz, filme de líquido e na esteira da bolha de Taylor. Foi observado que, em um comprimento de até $2D$ abaixo da esteira, a formação de vórtices decai rapidamente. O comprimento dos vórtices e a distância entre bolhas são parâmetros importantes na coalescência de bolhas de Taylor consecutivas. Nesse contexto, Campos *et al.* (1996) estudaram este fenômeno. Como principais conclusões do estudo, foi obtido uma distância mínima l_{min} para cada regime de escoamento na esteira.

A Velocimetria por Imagem de Partículas - PIV, é uma técnica vastamente utilizada na área de mecânica de fluidos e, pelo fato de fornecer campos de velocidades (e não apenas valores pontuais, como, por exemplo, Velocimetria *Laser Doppler*) é muito utilizada como ferramenta para validação de modelos de CFD (*Computational Fluid Dynamics*).

Através de PIV, Polonsky *et al.* (1999), estudaram o campo de velocidade no nariz da bolha. Os experimentos foram realizados em um duto com diâmetro de 25 mm, ar-água para a mistura bifásica, que resultaram em $Fr = 0,351$. Não registrou-se a observação de escoamento reverso no fluido estagnado em uma distância maior que $10D$ acima do nariz. Também no nariz, em uma distância superior a $2,5D$, foram observados pontos de velocidade na ordem de 1 mm/s. Notou-se que os primeiros pontos de escoamento reverso significativo são encontrados a uma distância de $0,66 D$ acima do nariz.

A fim de avaliar a influência do escoamento *slug* em outros fluidos usando a técnica PIV, Bugg e Saad (2002) estudaram de modo numérico e experimental o campo de escoamento ao redor de uma bolha de Taylor, em duto vertical preenchido com óleo de oliva em situação estagnado. Os experimentos foram conduzidos na região do nariz, no filme de líquido e na esteira da bolha de Taylor, para condições de $Eo = 100$ e $Mo = 0,015$, concluindo-se que o escoamento é laminar inclusive na esteira. Os perfis das componentes da velocidade foram amplamente comparados com o modelo numérico, apresentando boa concordância.

Usando PIV também, van Hout *et al.* (2002) realizaram um estudo experimental, investigando o campo de escoamento ao redor de uma bolha de Taylor em ascensão, para dutos verticais com fluido estagnado (ar-água). Os campos médios de velocidade foram obtidos no nariz, filme de líquido e a esteira da bolha de Taylor, através da média das realizações. Nesse caso os campos médios foram obtidos a partir de 100 bolhas.

Vale ressaltar que, no presente trabalho foram realizadas médias com diferentes números de realizações, nessas regiões, afim de obter as medidas necessárias para se obter um campo médio de velocidade consistente, analisando também a influência das bolhas dispersas nos campos médios das mesmas regiões, uma vez que este fato torna o escoamento mais caótico.

Nogueira *et al.* (2003) aplicaram no padrão *slug* as técnicas PIV e *Pulsed Shadowgraphy Technique* (PST) simultaneamente. Tal técnica foi aplicada para estudar a dinâmica das bolhas de Taylor em ascensão, através de uma solução de glicerina estagnada. Foi constatado que a presença da bolha de Taylor é sentida pelo líquido acima do nariz, a uma distância de $0,36 D$ acima da bolha. O contorno da esteira foi obtido através da integração do perfil da componente axial da velocidade no raio.

No mesmo contexto, Nogueira *et al* (2006) estudaram o escoamento na região da esteira de bolhas de Taylor, em duto vertical

(32 mm de diâmetro), em fluido estagnado e co-corrente, através da técnica PIV e também PST. Os experimentos foram realizados com água e soluções de glicerina. Mostrou-se que para fluido estagnado, o regime de escoamento na região da esteira, depende somente do número de viscosidade inversa N_f . Os campos médios do escoamento foram obtidos a fim de quantificar os padrões de escoamento na região de interesse. Porém, a evolução do campo médio não foi avaliada.

Usando a mesma técnica e condições experimentais apresentadas anteriormente, Campos *et al* (2006) estudaram a dinâmica do escoamento na região do nariz e no filme de líquido da bolha de Taylor. O formato do nariz da bolha para vários Re , e os perfis de velocidade no filme de líquido foram apresentados. O comprimento médio em que o filme de líquido se torna desenvolvido foi estimado em $2,2D$ para fluido estagnado, e $3,6D$ para fluxo co-corrente. Na Tabela 1, encontra-se um resumo dos trabalhos desenvolvidos sobre o padrão *slug*, utilizando a técnica PIV para caracterização do escoamento ao redor da bolha de Taylor, que servirão de base para o desenvolvimento deste trabalho.

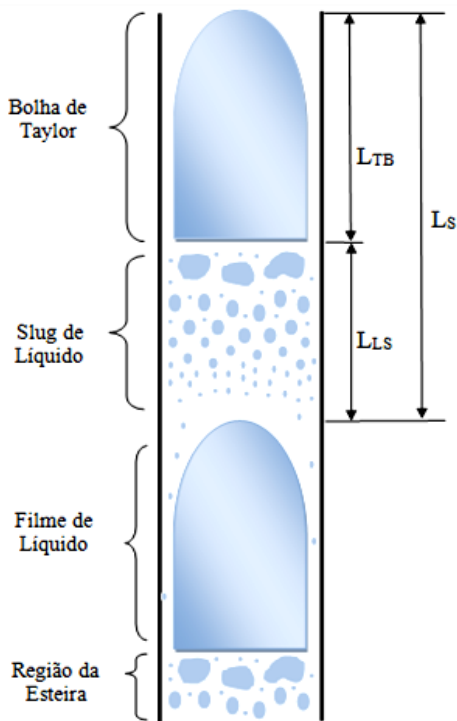
Tabela 1 - Sumário da Literatura referente ao padrão *slug*.

Autor	Ano	Natureza do estudo	Resultados apresentados
Polonsky <i>et al.</i>	1999	Experimental (PIV)	Campo de Velocidades na região do nariz e filme de líquido da bolha;
Bugg e Saad	2002	Experimental (PIV)/VOF	Componentes radial e axial da velocidade no nariz, filme e esteira da bolha;
R. van Hout <i>et al.</i>	2002	Experimental (PIV)	Componentes médias radial e axial da velocidade no nariz, filme e esteira da bolha em fluido estagnado;
Nogueira <i>et al.</i>	2003	Experimental (PIV-PST)	Componentes no filme, formato e contorno da esteira;
Nogueira <i>et al.</i>	2006	Experimental (PIV-PST)	Componentes médias axiais no nariz e filme, e tensão cisalhante no filme;
Campos <i>et al.</i>	2006	Experimental (PIV-PST)	Campo vetorial médio na esteira em função de N_f ;

No padrão *slug*, a morfologia das fases pode ser claramente diferenciada, como ilustrado na Figura 6. A formação da bolha de Taylor, característica principal do padrão *slug*, depende de alguns fatores como o diâmetro do duto, viscosidade do líquido, tensão superficial, massa específica do líquido, entre outros parâmetros, que influenciam na sua geometria. Pode-se definir então, o comprimento de

uma unidade de *slug* (L_S), como a soma do comprimento da bolha de Taylor (L_{TB}) mais o comprimento do *slug* de líquido (L_{LS}), como ilustrado na Figura 6. Porém, só é válida a hipótese de "unidade de *slug*" (no sentido que esta se repete ao longo do comprimento do duto), caso o escoamento seja plenamente desenvolvido.

Figura 6 - Morfologia das fases do Padrão *slug*.



2.2.1 Bolhas de Taylor em fluido estagnado

Para o caso de bolhas de Taylor em líquido estagnado, considerando a pressão no interior da bolha constante, a velocidade U_{TB} da bolha em um duto de diâmetro D , pode ser obtida pela Equação 1, considerando forças inerciais do líquido dominantes.

Portanto, a velocidade e a forma da bolha já desenvolvida resultam da combinação das forças atuantes nela. É válido destacar que, a tensão superficial torna-se um importante parâmetro no escoamento de

uma bolha de Taylor, tendo em vista que a velocidade terminal da mesma é fortemente influenciada pela forma do nariz da bolha que, por sua vez, depende fundamentalmente desta propriedade. Assim, nota-se que, esta força não entra no balanço global de forças, mas sim na determinação da forma do nariz da bolha de Taylor, que irá influenciar na estrutura do escoamento da fase líquida, e portanto, na velocidade terminal da bolha. No trabalho de White e Beardmore (1962), foi observado que os efeitos da tensão superficial podem ser desprezíveis quando o número adimensional $Eo > 70$, os efeitos inerciais quando $\sqrt{Fr} < 0,05$ e os efeitos viscosos quando $\rho^2 g D^3 / \mu^2 > 3 \times 10^5$.

Sobre a tensão superficial, observa-se que quando Eo aumenta, a tensão superficial diminui, resultando num formato menos esférico do nariz da bolha, pela diminuição do raio de curvatura, e como consequência, na ascensão da bolha de Taylor tem-se menor resistência hidráulica, o que diminui o coeficiente de arrasto sobre a bolha, resultando assim no aumento da velocidade terminal da mesma. Portanto, é fácil compreender que quando Eo é maior que 70, o efeito da tensão superficial sobre a velocidade terminal da bolha não é tão significativo, de modo que a mesma passa a não depender da tensão superficial.

2.2.2. Escoamento ao redor de uma bolha de Taylor

O escoamento na região do nariz da bolha de Taylor é simétrico e bem comportado quando escoar em fluido estagnado, porém com elevada viscosidade, ou em dutos de pequeno diâmetro. Entretanto, em situações reais do padrão *slug*, como já apresentado, o nariz pode apresentar importantes distorções, na presença de bolhas dispersas. Mesmo em um "escoamento de Taylor", isto é, sem a presença das bolhas dispersas, quando a viscosidade do líquido é baixa e escoar com velocidades mais altas, o nariz também apresenta importantes distorções.

A formação do filme de líquido é dada, pela mudança na direção do escoamento logo acima do nariz da bolha devido ao deslocamento do líquido pela bolha de Taylor e a restrição imposta pelas paredes do duto, tendo como principal consequência a formação de um escoamento reverso, com intensas recirculações e elevado gradiente de velocidade na esteira da bolha de Taylor. De Jesus *et al.* (1995) obtiveram informações qualitativas e quantitativas do escoamento ao redor da bolha de Taylor, onde concluiu que os perfis de velocidade no filme de líquido para bolhas de comprimentos diferentes são similares. Segundo o autor, a

fase líquida move-se de maneira mais rápida na interface da bolha do que perto da parede, o que prova uma força cisalhante desprezível existente na interface líquido-gás.

O líquido que escoo na região do filme, entra na região da esteira da bolha de Taylor sofrendo um escoamento reverso, ocasionado pelo gradiente de pressão adverso, resultando numa intensa formação de vórtices, principal característica dessa região. O padrão de escoamento e tamanho da região de recirculação depende fortemente, das propriedades do líquido e do diâmetro do duto.

Num escoamento real de padrão *slug*, pequenas bolhas de gás na região da esteira enfrentam inúmeros fenômenos de colisão e coalescência entre si e com a cauda da bolha de Taylor, elevando assim os níveis de turbulência. Diante da complexidade do fenômeno, e até então das limitações das técnicas disponíveis, a região da esteira por muito tempo foi estudada apenas de maneira qualitativa. Recentemente, alguns autores apresentaram resultados quantitativos (Nogueira *et al.*, 2006; Bugg e Saad, 2002; van Hout *et al.*, 2002), em situações comportadas do escoamento, geralmente escoamento de Taylor sem a presença de bolhas dispersas, o que ainda é muito distante de um padrão *slug* real.

2.2.3 Bolhas de Taylor em Fluxo Co-corrente

Nos casos em que o líquido escoo com uma certa velocidade superficial, a dinâmica das bolhas de Taylor torna-se mais complexa. Nicklin *et al.* (1962) propuseram que a velocidade terminal de uma bolha de Taylor ascendendo em fluxo co-corrente, pode ser obtida através de uma combinação linear da velocidade média do líquido (U_L) e da velocidade terminal da bolha em fluido estagnado (U_{TB}).

Pinto *et al.* (2000) investigaram o comportamento de bolhas de Taylor com fluido escoando, e relataram que o coeficiente empírico C (Equação 2) é uma função do número de Reynolds, do número de Weber, e da relação U_L/U_{TB} .

Como já colocado, neste trabalho será também abordado o caso de fase líquida escoando em co-corrente com as bolhas de Taylor e os efeitos da presença de uma fase dispersa escoando junto com a fase líquida.

2.3 CONCLUSÃO SOBRE A REVISÃO DA LITERATURA

Os trabalhos desenvolvidos anteriormente, que aplicam a técnica PIV para o estudo do escoamento ao redor de bolhas de Taylor, apresentam em geral, resultados para situações muito distantes do escoamento *slug* real, como casos com líquido com elevada viscosidade e em situação de fluido estagnado, entre outras. Além disso, os estudos fundamentais em geral, não apresentam resultados que considerem a presença de bolhas dispersas, característica importante de um *slug* real.

Nestes casos em que o escoamento apresenta uma estrutura mais caótica, surge a necessidade de trabalhar com médias. Isso acontece devido a distorção da interface, e os elevados níveis de turbulência na fase líquida influenciados pelas bolhas dispersas. Tais situações podem ser encontradas facilmente quando, o N_f é elevado e a velocidade superficial do líquido é alta, situações mais comuns de escoamento *slug* real. Poucos trabalhos analisam de forma mais cuidadosa as médias das realizações a necessidade de uma grande número de realizações para elevados N_f , e nenhum foi encontrado que incluía a presença de bolhas dispersas.

Desta forma, enfatiza-se a principal contribuição deste trabalho que é o estudo da estrutura do escoamento ao redor de bolhas de Taylor em situações que, embora ainda não representem um escoamento real em padrão *slug*, aproximam-se significativamente mais do que os estudos desenvolvidos até o momento.

3 METODOLOGIA E TÉCNICAS DE MEDIÇÃO

A seguir, será discutida a metodologia envolvida na busca dos resultados propostos, bem como as principais técnicas de medição usadas no desenvolvimento desta dissertação, juntamente com a descrição detalhada do aparato experimental, e sua funcionalidade. Entre elas a técnica PIV, que de maneira não intrusiva, fornece o campo de velocidade da fase líquida. A outra técnica, usada em conjunto com PIV é o emissor de laser e fotocélula, que nos permite obter velocidade e comprimento das bolhas de Taylor, parâmetros globais de um padrão *slug*, assim como a sincronização dos disparos do laser com a passagem das bolhas, o que permitiu a realização da médias das realizações, dos campos de velocidades, de forma consistente. Os aspectos construtivos, critérios de seleção de equipamentos, a descrição do sistema PIV utilizado na aquisição e processamento das imagens, bem como a seção de teste dos experimentos serão descritos em detalhes no decorrer deste capítulo.

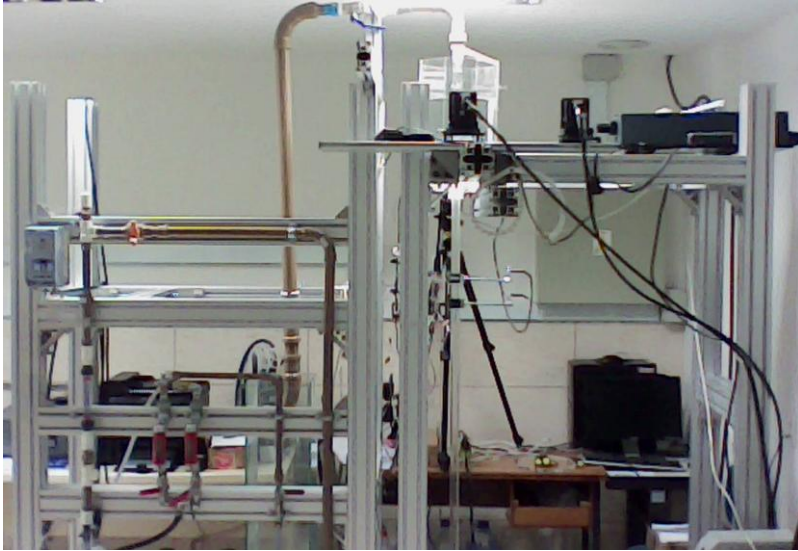
3.1 APARATO EXPERIMENTAL MULTIFÁSICO AR-ÁGUA

Apresenta-se nesta seção, uma breve descrição quanto à funcionalidade do aparato experimental, a fim de atingir os objetivos traçados inicialmente. Uma das primeiras etapas do trabalho foi a elaboração do projeto e a construção da bancada experimental. A bancada foi construída no Laboratório de Medição em Escoamentos Multifásicos do SINMEC, localizado no Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina. A Figura 7 ilustra a bancada através de uma fotografia do local. No aparato é possível obter diversos padrões de escoamentos, entre eles, o *bubbly*, *slug*, *churn* e *annular*, através da combinação das vazões de cada fase, de acordo com o mapa de padrões apresentados no Capítulo 1. A seguir, apresenta-se uma visão geral do circuito hidráulico, equipamentos de medição e instrumentação, equipamentos auxiliares, bem como os princípios de funcionamento de cada item.

Na Figura 8, é possível observar o circuito hidráulico, bem como os principais instrumentos de medição e controle, por meio de um desenho esquemático. Dentre eles, está o reservatório de fluido (com capacidade de 35 litros), uma bomba centrífuga com rotor e carcaça em aço inoxidável AISI 304 (modelo BL10, potência de 1 HP e capacidade de operação entre 0,5 e 7 m³/h), transmissores de pressão e temperatura,

válvulas solenóides, etc. O uso de uma bomba construída em aço inoxidável é para evitar qualquer tipo de contaminação que uma bomba comum poderia causar ao fluido, ocasionado pelo contato com peças de metal possivelmente oxidadas.

Figura 7 - Bancada Experimental.



O fluido de trabalho é conduzido para a seção de teste através de dutos de PVC e mangueiras convencionais. A vazão mássica da fase líquida (água destilada), que passa pela seção de teste, é controlada por um inversor de frequência (modelo WEG CFW), que regula a rotação da bomba, permitindo assim obter uma faixa de velocidades superficiais da fase líquida.

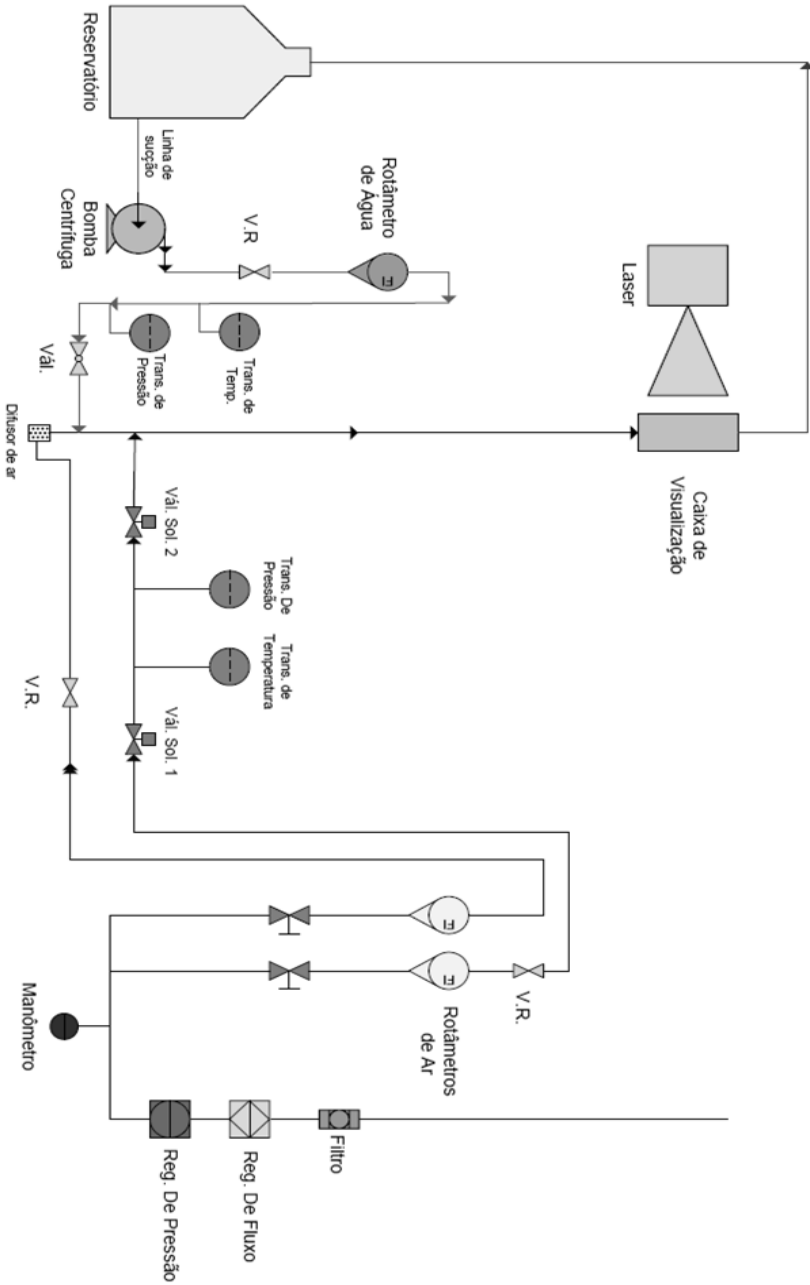
Um rotâmetro de água instalado posteriormente à bomba, fornece a vazão em l/h da fase líquida. Tal rotâmetro (Modelo SED 750, capacidade de operação entre 60 e 600 l/h), possui certificado de calibração de fábrica, e apresenta incerteza de $\pm 2\%$ no fundo de escala, segundo o fabricante.

Para o controle e medição da pressão no escoamento da fase líquida, foi instalado um transmissor de pressão do tipo piezo-resistivo a montante da seção de teste. Foi utilizado um transmissor de pressão do tipo *Warme* WTPI 2500 com indicação local, construído em aço

inoxidável, possuindo certificado de calibração de fábrica, e sua incerteza segundo o fabricante é de $\pm 0,25$ %.

Para a verificação da variação da temperatura da fase líquida, foi instalado um transmissor de temperatura no aparato. Como não é o interesse estudar o campo de temperaturas do escoamento bifásico ar-água, foram utilizados transmissores de temperatura em ambas as fases apenas para controle desta variável, uma vez que a temperatura do fluido de trabalho pode ser afetada pela bomba centrífuga, devido ao atrito viscoso, elevando-se com seu uso contínuo. A temperatura foi medida utilizando um transmissor de temperatura (modelo Warme WTTI 4400 tipo PT 100), calibrado de fábrica para faixas de operação de 0 até 60°C. A variação máxima de temperatura verificada em todos os experimentos foi de $\pm 0,5$ °C, o que praticamente não afetou as propriedades da fase líquida. A temperatura no ambiente foi controlada em aproximadamente 22°C durante os experimentos. A temperatura da fase líquida teve registros médios de 23°C, enquanto que a fase gasosa teve registro médio de 22°C.

Figura 8 - Desenho esquemático do circuito da bancada experimental.



A Figura 9, ilustra a bancada num desenho em três dimensões. Um detalhe do sistema de geração das bolhas dispersas e de injeção das bolhas de Taylor, pode ser visto nas Figuras 10 (a) e (b). Na injeção das bolhas dispersas, Figura 10 (a), a fase gasosa é conduzida até o duto vertical, através de mangueiras convencionais. No final desta mangueira foi instalado um difusor de ar (material poroso) responsável pela formação das pequenas bolhas dispersas, que irão entrar na coluna de líquido. A bolha de Taylor é injetada por um sistema formado por um duto de volume conhecido, entre duas válvulas acionadas eletricamente, de forma que o volume da bolha possa ser controlado através da pressão e temperatura do ar confinado neste volume. Um sistema eletrônico controla e comanda os ciclos de injeção das bolhas de Taylor, a partir do comando de abertura e fechamento das válvulas. A Figura 11 ilustra esse sistema de produção de bolhas de Taylor. A válvula 1 abre, preenchendo o volume de ar a uma pressão controlada, através de um regulador de pressão, o que permite controlar o volume de ar injetado e, com isso, o comprimento formado das bolhas de Taylor na coluna de líquido. Após isso, a válvula 1 é fechada e o sistema estabiliza a pressão interna no volume, ficando em *standby* por alguns segundos. Em seguida, a válvula 2 é acionada, liberando o volume de ar (Bolha de Taylor) em direção a coluna de líquido, que a direciona para a seção de teste. Através de um potenciômetro instalado no sistema eletrônico, ajusta-se a frequência ou o intervalo de tempo de produção das bolhas.

Figura 9 - Perspectiva 3D da bancada experimental.

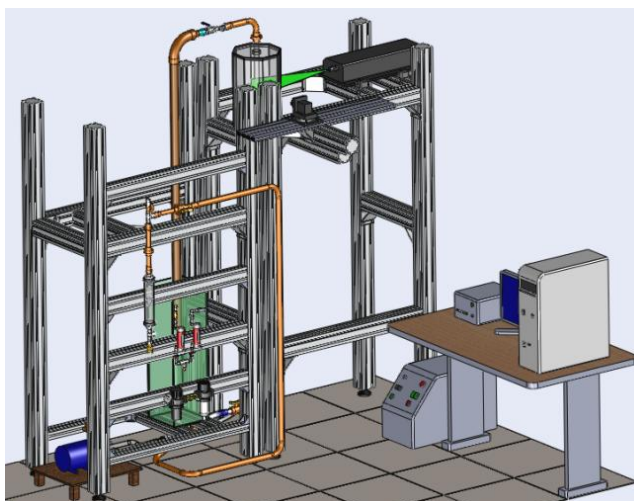
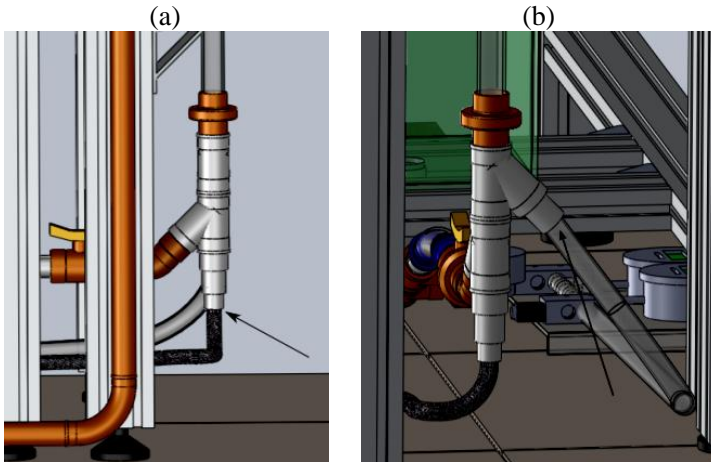


Figura 10 - Detalhes da bancada: (a) injeção das bolhas dispersas e (b) injeção das bolhas de Taylor.



Depois de sair do reservatório e passar pela bomba, a fase líquida circula em direção à seção de teste em uma tubulação de PVC, com diâmetro interno de 29 mm. Nessa mesma seção da bancada, um transmissor de pressão e um transmissor de temperatura, descritos anteriormente, medem em tempo real a pressão e temperatura respectivamente. A seção de teste principal foi construída a partir de um duto em acrílico, com seção transversal de 26,2 mm de diâmetro médio interno. Tal tubulação foi instalada verticalmente, com 2 metros de altura, sendo o local de visualização a 1,9 metros do ponto de injeção das bolhas de Taylor, resultando em $72D$ de comprimento até a seção de teste onde são realizadas as medições dos campos de velocidade. Bugg e Saad (2002), utilizaram em seu trabalho $74D$ de comprimento de desenvolvimento para o estudo de bolhas de Taylor.

Para obter imagens de boa qualidade, e redução dos efeitos ocasionados pela diferença do índice de refração (entre a tubulação e fluido de trabalho), assim como efeitos da relação espessura e raio do duto, Nogueira *et al.* (2006), Campos *et al.* (2008), entre outros autores, recomendam a utilização de uma caixa de visualização em torno do duto da seção de testes, preenchida com o mesmo fluido de trabalho. Neste caso, a caixa de visualização, foi construída em acrílico, composta por 8 lados com altura de 450 mm e lado de 110 mm, objetivando possibilitar a realização de *stereo* PIV no futuro (Figura 12). A caixa é preenchida de água destilada para diminuir os efeitos de distorção das imagens

capturadas pela câmera. A parte superior é fechada para isolar o fluido do ambiente, evitando assim que impurezas entrem na caixa. Qualquer impureza presente no fluido pode provocar a dispersão da luz emitida pelo laser, distorcendo os níveis de intensidade luminosa no plano do escoamento, prejudicando assim a captura de boas imagens. Como o índice de refração do acrílico é de aproximadamente 1,49, e o da água destilada aproximadamente 1,33, e com a utilização da caixa descrita, pode-se considerar que as distorções ópticas serão muito pequenas. A jusante da seção de teste, um duto de diâmetro interno 46 mm, conduz o fluido de trabalho para o reservatório do circuito hidráulico, onde o ar é dissipado no ambiente. O reservatório de líquido tem uma altura suficiente de coluna de líquido, de forma a garantir a separação das fases, e que pequenas bolhas de ar não sejam arrastadas novamente para a seção de teste.

Figura 11 - Sistema de injeção das Bolhas de Taylor.

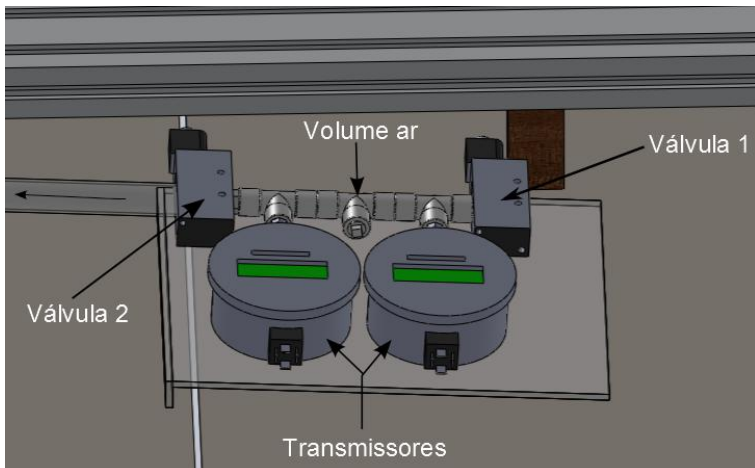
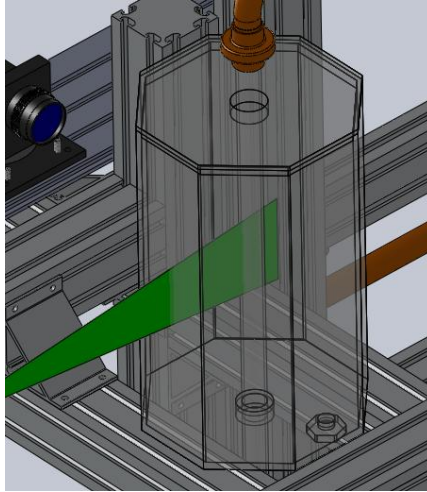


Figura 12 - Caixa de visualização e seção de teste.



A estrutura de suporte da bancada foi projetada e construída em perfis de alumínio, de seção transversal $90 \times 90 \text{ mm}^2$. O motivo de utilizar perfis estruturais está em sua estabilidade, rigidez, versatilidade na montagem, boa adaptabilidade e flexibilidade na instalação e fixação dos equipamentos, e instrumentos de medição. Tal estrutura serve como base da seção de testes também. Os pés de sustentação da estrutura são construídos em material polimérico, com a intenção de absorver qualquer fonte de vibração interna e externa ao laboratório. Uma vez que esta estrutura suporta também a seção de teste, o laser e as câmeras de aquisição de imagens, a rigidez é um fator fundamental, pois pequenas variações nas distâncias (entre seção de teste e câmera, por exemplo) podem comprometer a calibração do sistema PIV.

Através da bancada experimental descrita, é possível gerar um escoamento em padrão de bolhas dispersas, no qual é possível injetar uma bolha de Taylor com comprimento controlado. Com esta bancada experimental é possível estudar o escoamento detalhado ao redor de bolhas de Taylor com tamanho controlado, sem e com a presença de bolhas dispersas na fase líquida, cuja fração volumétrica (da fase dispersa) é também controlada através da velocidade superficial do gás. Com isso, será possível estudar um escoamento em padrão *slug*, que embora não se constitua exatamente no padrão real, será mais representativo do que os estudos disponíveis com bolhas de Taylor até o momento.

3.2 TÉCNICA DE MEDIÇÃO POR PIV

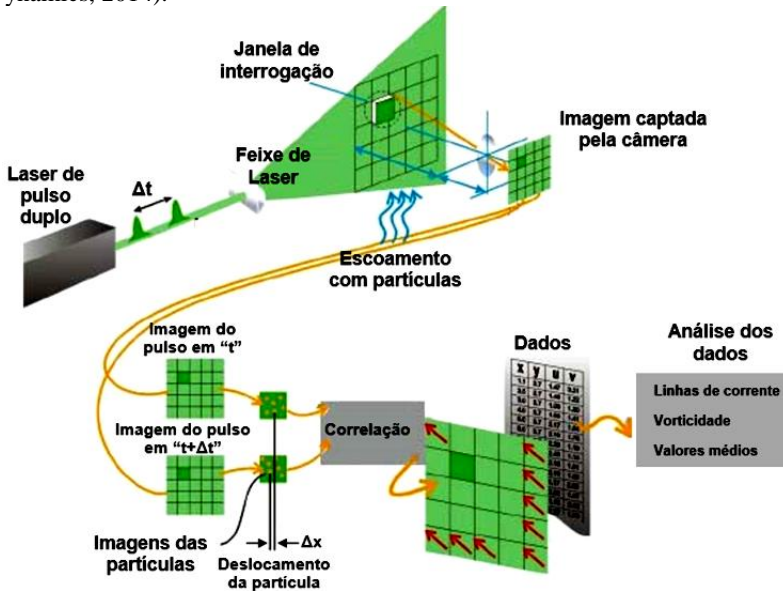
Nessa seção serão apresentados alguns conceitos básicos em relação a Velocimetria por Imagem de Partículas - PIV, sendo esta a principal técnica utilizada nos experimentos propostos. Também serão descritas de forma sucinta os componentes das partes do sistema PIV, como a iluminação laser, a captura e tratamento das imagens para obtenção dos campos vetoriais, assim como as características das partículas traçadoras e alguns cuidados importantes que devem ser tomados quando a técnica de PIV é aplicada em escoamentos gás-líquido.

No sistema PIV, partículas traçadoras são adicionadas no escoamento, devendo estas possuir propriedades dinâmicas tais que, acompanhem uniformemente as velocidades do fluido que as carrega, uma vez que, as velocidades medidas são as destas partículas e não as do escoamento em si. Isto geralmente não é um problema na medição de velocidades em fase líquida, que é o caso deste trabalho, porém pode ser um problema em escoamento de gás. Estas partículas tem por objetivo refletir a luz do laser que as ilumina, que é capturada pelas câmeras.

A região do escoamento de interesse é iluminada por um feixe de luz ou plano luminoso. A luz espalhada pelas partículas traçadoras é vista como uma imagem contendo pontos luminosos em um fundo escuro, capturada por uma câmera de alta resolução, neste caso, tipo CCD (*Charge Coupled Device*). Assim, através da análise de duas imagens sequenciais, usando métodos de correlação, obtém-se o deslocamento das partículas entre os pulsos de laser, e o campo de velocidade conseqüentemente.

Dentre os principais subsistemas que compõem o sistema PIV, cita-se o sistema de iluminação (geração do plano de laser), o sistema de aquisição e processamento das imagens, o sincronizador, que sincroniza a emissão do pulso de laser com a captura das imagens. A Figura 13 ilustra esquematicamente o funcionamento de um típico sistema PIV, considerando um campo de escoamento bidimensional (2D).

Figura 13 - Esquema de funcionamento do sistema PIV (Adaptado de Dantec Dynamics, 2014).



Após a aquisição das imagens, a avaliação das mesmas deve ser realizada. Durante esse processo, divide-se cada imagem em pequenas subáreas, chamadas “janelas de interrogação”. Assim, um vetor deslocamento das partículas é obtido para cada janela de interrogação, através da aplicação de uma correlação entre as imagens, assumindo-se que as partículas contidas em cada janela de interrogação, devem se movimentar homoganeamente entre o pulso duplo de laser. Assim, um vetor velocidade do escoamento é determinado para cada janela de interrogação. O processo efetuado em cada janela de interrogação para a obtenção do vetor velocidade, pode ser estendido para a imagem inteira, tendo assim um campo instantâneo de velocidade do escoamento. A partir disso, é possível determinar então, os campos médios de velocidade a partir de vários campos instantâneos, as componentes da velocidade, a vorticidade, e outras variáveis baseadas em gradientes dos campos de velocidades.

De forma geral, a técnica PIV baseia-se na determinação da velocidade através de $V = \Delta L / \Delta t$, onde V é a velocidade, ΔL a distância percorrida pelas partículas traçadoras e Δt o intervalo de tempo entre os pulsos de laser. É importante mencionar que, o intervalo de tempo entre os pulsos é um parâmetro definido pelo usuário e dependerá

do fenômeno físico em estudo. Por um lado, deve-se respeitar o intervalo de tempo, para que as partículas não percorram uma distância muito grande dentro da janela de interrogação (recomenda-se máximo 25% do tamanho), o que pode falhar a correlação, gerando vetores inválidos. Por outro lado, intervalos muito pequenos causam sobreposição nas partículas, gerando também falhas na correlação. Este parâmetro de entrada deve ser definido com grande cuidado, pois a qualidade dos resultados depende significativamente do mesmo. Para cada condição de escoamento analisada, alguns testes preliminares foram realizados para definir a forma adequada deste parâmetro.

Uma característica importante de qualquer técnica óptica é que não sejam intrusivas, ou seja, sem a necessidade de introdução de sensores no escoamento, o que de fato acabaria influenciando no fenômeno, e consequentemente nos resultados. Por outro lado, este tipo de técnicas requerem que o fluido e o duto sejam transparentes ao comprimento de onda do laser utilizado na iluminação. Efeitos de curvatura do duto, os quais causam distorção na imagem, medições errôneas perto da parede, entre outros aspectos, também devem ser levados em consideração. Uma grande vantagem do PIV, está no fato de que é possível obter resultados de campos em uma grande área ou região do escoamento, ao contrário de outras técnicas que fornecem resultados a nível de ponto.

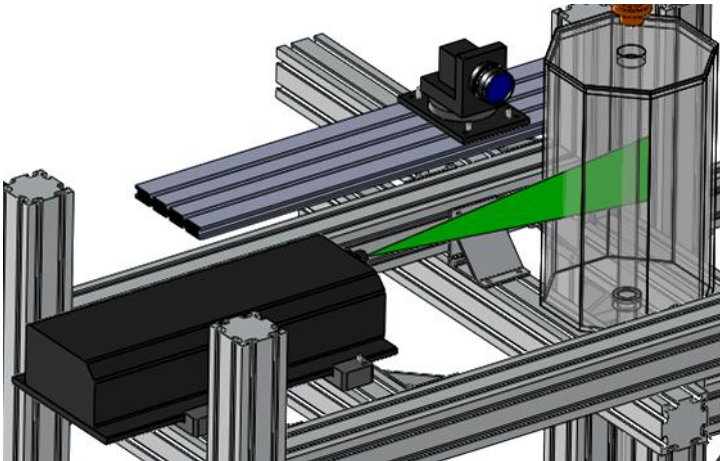
Com relação as partículas, deve-se tomar cuidado na seleção, de modo que o escorregamento existente entre a partícula e fluido, seja pouco significativo. Para evitar este problema, caso as massas específicas não sejam iguais, mas próximas, aconselha-se usar partículas de menor diâmetro, reduzindo assim o escorregamento. Em contrapartida, deve haver um bom espalhamento de luz de forma que possam ser adequadamente capturadas nas imagens. Portanto, o ideal é sempre selecionar partículas grandes o suficiente, para garantir bom espalhamento de luz, e ao mesmo tempo pequenas para evitar uma elevada taxa de escorregamento.

Além dos aspectos comentados acima, alguns cuidados devem ser tomados, com relação a distribuição homogênea das partículas, a concentração das partículas no meio, o tamanho da janela de interrogação, entre outros detalhes que serão discutidos a seguir.

Os componentes fundamentais do sistema de medição, que são o laser de iluminação e a câmera, podem ser visualizados na Figura 14, juntamente com a seção de teste. O sistema PIV disponível no Laboratório de Medição em Escoamentos Multifásicos do SINMEC, é composto pelos seguintes itens:

- Laser Pulsado Nd:YAG, com comprimento de onda $\lambda = 532$ nm (luz verde), com potência máxima de 350 mJ por pulso, e frequência máxima de pulsação de 15 Hz.
- Câmera *Cross/Auto Correlation* Digital CCD Nikon, com resolução máxima de 4 MP (2048 x 2048 pixels), e frequência de aquisição máxima de 16 Hz, dotada de lente 52 mm.
- *Software Insight 3G* versão 3.0 (TSI), necessário para aquisição, processamento e pós-processamento das imagens.
- Sincronizador *Laser Pulse* 610035 (TSI).

Figura 14 - Sistema PIV disponível no SINMEC.



É fundamental que um ângulo de 90° seja formado no posicionamento entre a câmera e o plano de laser na seção de testes, como observado na Figura 15. Para prover alinhamento entre o plano de laser e câmera, foi utilizado um suporte, com um ajuste fino, permitindo boa manobrabilidade e controle da altura do laser. Tal suporte possui um grupo de furos de ajuste fino, que permitem a fixação do laser no mesmo e nos perfis de alumínio, conforme visto no detalhe da Figura 16 (a) e (b).

Figura 15 - Vista superior da seção de testas com o sistema de medição.

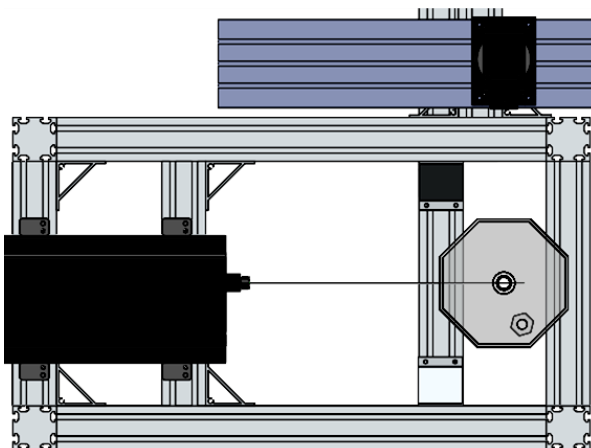
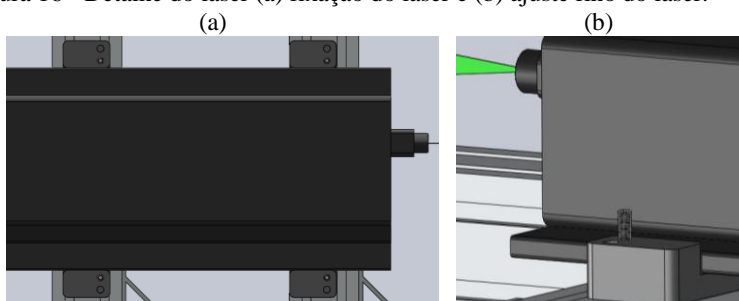


Figura 16 - Detalhe do laser (a) fixação do laser e (b) ajuste fino do laser.



Como já comentado, a seleção das partículas adequadas, é um passo fundamental, visando a obtenção de bons resultados. As partículas devem ser não corrosivas, não tóxicas, quimicamente inativas, não voláteis, além das já citadas. Partículas disponíveis comercialmente possuem formato esférico. Para a maioria dos escoamentos de líquidos, é recomendável o uso de partículas sólidas, que devem ser misturadas no meio líquido de maneira a garantir uma distribuição homogênea. Para maiores detalhamentos a respeito de partículas traçadoras e suas aplicações, recomenda-se consultar Raffel *et al.* (2007).

A velocidade de sedimentação das partículas U_g , é um importante parâmetro no estudo do comportamento da partícula exposta à aceleração, uma vez que é representativa do deslizamento que estas

partículas possam sofrer. Assumindo formato esférico das partículas, baixo Reynolds, tem-se:

$$U_g = g d_p^2 \frac{(\rho_p - \rho)}{18 \mu} \quad (5)$$

onde g é a aceleração da gravidade, μ é a viscosidade dinâmica do fluido, ρ_p a massa específica da partícula, ρ a massa específica do fluido e d_p o diâmetro médio das partículas.

Um aspecto muito importante, em se tratando de escoamentos gás-líquido, é a reflexão da luz do laser nas interfaces, o que torna inviável a aquisição de imagens adequadas, uma vez que este reflexo ofusca completamente a luz refletida pelas partículas traçadoras, menos intensa.

A solução bem conhecida na literatura, e que foi adotada neste trabalho é o uso de partículas fluorescentes, que recebem luz em um comprimento de onda determinado (do laser) e fluorescem (não refletem) em outro comprimento de onda, que é capturado pela câmera.

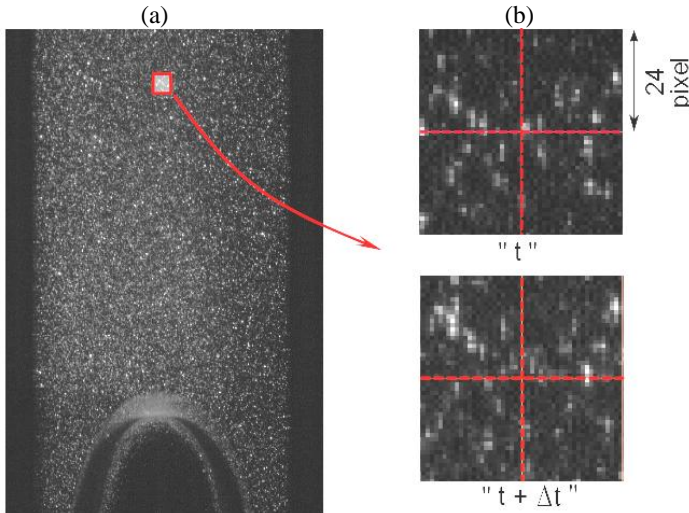
Neste trabalho foram adicionadas ao fluido de trabalho, partículas traçadoras em solução aquosa (50g/200ml) do tipo *Rhodamine B* ($C_{28}H_{31}ClN_2O_3$), também chamadas de partículas de base polimérica com revestimento de Rodamina. Tais partículas possuem 1-20 μm de diâmetro, e fluorescem a um comprimento de onda $\lambda = 590 \text{ nm}$, maior que o comprimento de onda emitido pelo laser ($\lambda = 532 \text{ nm}$). Um filtro é utilizado na câmera que impede a passagem da luz com o comprimento de onda do laser, que neste caso é, 532 nm, que é o comprimento da luz refletida pelas interfaces. Além de ofuscar a luz emitida pelas interfaces, esta luz é tão intensa que pode causar sérios danos ao sensor CCD das câmeras. Esse filtro permite somente a passagem da luz com comprimento de onda maior que $\lambda = 590 \text{ nm}$, ou seja, as imagens captadas pela câmera serão imagens da fluorescência das partículas, registradas como pontos luminosos em um fundo escuro.

As partículas usadas nesse estudo possuem massa específica $\rho_p = 1,188 \text{ g/cm}^3$ (20°C). A concentração mássica das partículas na fase líquida foi de aproximadamente 0,05 % (10/20000). De acordo com a Equação 5, U_g (velocidade de sedimentação da partícula) pode ser calculada, considerando a água como fluido de trabalho, resultando em $U_g = 5,43 \times 10^{-5} \text{ m.s}^{-1}$, sendo este valor desprezível. Em outras palavras, como essa velocidade U_g , as partículas apresentarão um baixo fator de escorregamento, podendo assim acompanhar muito bem o escoamento.

Importantes considerações referentes às partículas durante o processo de aquisição das imagens devem ser destacadas. É importante observar sempre, o diâmetro médio da partícula ($d\tau$) que aparece na imagem, o número de partículas que estão em cada janela de interrogação e o deslocamento médio das partículas dentro da janela. Através do controle de tais parâmetros é possível observar uma redução significativa nos erros sistemáticos. De acordo com o fabricante, recomenda-se entre 5 e 15 partículas por janela de interrogação, e um deslocamento máximo de 25 % das partículas dentro da janela. O número de partículas em cada janela está ligado diretamente a dimensão do *Grid* (dimensões xy da janela de interrogação) usado no processamento. Isso favorece a obtenção de uma boa correlação. Nas imagens obtidas, um pixel equivale a 41,67 μm . Este valor foi obtido a partir de uma calibração utilizando o software *Insight 3G*. Detalhes desse processo estão descritos no Apêndice B.

Na Figura 17, apresenta-se uma imagem típica de PIV, obtida no nariz de uma bolha, mostrando no detalhe, o deslocamento e distribuição das partículas em uma janela de interrogação. Observa-se que as imagens obtidas estão em concordância com o recomendado anteriormente, quanto a quantidade de partículas e deslocamento na janela de interrogação. A dimensão utilizada na janela de interrogação da maioria dos casos estudados foi de 24 x 24 pixels, o que resulta em um deslocamento médio máximo permitido de 6 pixels. No detalhe da Figura 17 (b), a janela de interrogação ampliada demonstra que o deslocamento está dentro do recomendado. No caso da obtenção de perfis monofásicos para validação da bancada, malhas retangulares foram utilizadas, pois o escoamento tem direção axial definida (a ordem de grandeza da componente radial da velocidade V é muito menor que a componente axial U). Entretanto, nos casos com bolhas de Taylor, as componentes radiais e axiais são da mesma ordem, sendo necessária a utilização de malhas quadradas. Outro problema que surge nesse contexto, associado à relação entre o deslocamento das partículas e o intervalo entre capturas, é a limitação da técnica na captura de velocidades muito pequenas, nas regiões próximas na parede. A escolha de um intervalo de tempo que resulte em capturas seguindo os parâmetros recomendados nas regiões centrais, resulta em deslocamentos muito pequenos nas regiões próximas das paredes, não sendo possível a obtenção de uma boa correlação entre imagens.

Figura 17 - Detalhe das partículas na: (a) Imagem do escoamento na região do nariz e (b) detalhe das janelas de interrogação no tempo " t " e " $t + \Delta t$ ".



Como já colocado, o fluido de trabalho utilizado foi água destilada, e ar para a fase gasosa. A variação da temperatura registrada nos intervalos dos experimentos foi de $\pm 0,5$ °C no líquido e $\pm 0,4$ °C na fase gasosa, não causando assim uma variação significativa nas massas específicas e viscosidades dinâmicas. As propriedades como massa específica, viscosidade dinâmica e tensão superficial, foram estabelecidas a partir dos valores da temperatura média.

A fonte de iluminação que geralmente aplica-se ao sistema PIV é o laser. Sua principal característica consiste na emissão de uma luz monocromática (um comprimento de onda apenas), com alta densidade de energia, o que gera um feixe de luz de pequena espessura. Por isso, torna-se importante salientar que o feixe de laser ao ser gerado sobre o escoamento deve possuir uma espessura delgada o suficiente para evitar que regiões num plano paralelo sejam iluminadas, de forma a evitar erros associados a captura de partículas que estão fora de plano de medição.

Outro componente importante no sistema PIV é a câmera de aquisição das imagens. Para o controle e ajuste da câmera, foi usada uma base em alumínio (TSI), que permite controlar com ajuste fino a altura e orientação da câmera.

Tal câmera citada anteriormente trabalha com inúmeros métodos de aquisição de imagens. De acordo com Raffel *et al.* (2007), os

métodos de aquisição de imagens podem ser divididos basicamente em duas classes. Os métodos que capturam o movimento das partículas em uma única imagem (*Single Frame/Multi-Exposure*) e métodos que propiciam uma imagem para cada pulso de iluminação gerado (*Multi Frame/Single-Exposure*). No presente estudo, será utilizado o método *Double Frame/Single-Exposure*. O detalhamento completo desses métodos também podem ser vistos em Raffel *et al.* (2007).

3.3 PROCESSAMENTO DE IMAGENS

O software *Insight 3G* (software para aquisição e análise de imagens da TSI, incluído no sistema PIV) foi utilizado para o processamento das imagens e obtenção dos campos de velocidade. Os parâmetros de processamento e pós-processamento devem ser escolhidos nos pré-testes do PIV, nas opções de aquisição de imagens.

Após a obtenção dos campos instantâneos de velocidades, pré-processamento e pós-processamento, os resultados são exportados para o software Tecplot, também incluído no pacote do sistema de medição PIV, onde são realizadas as médias dos campos instantâneos.

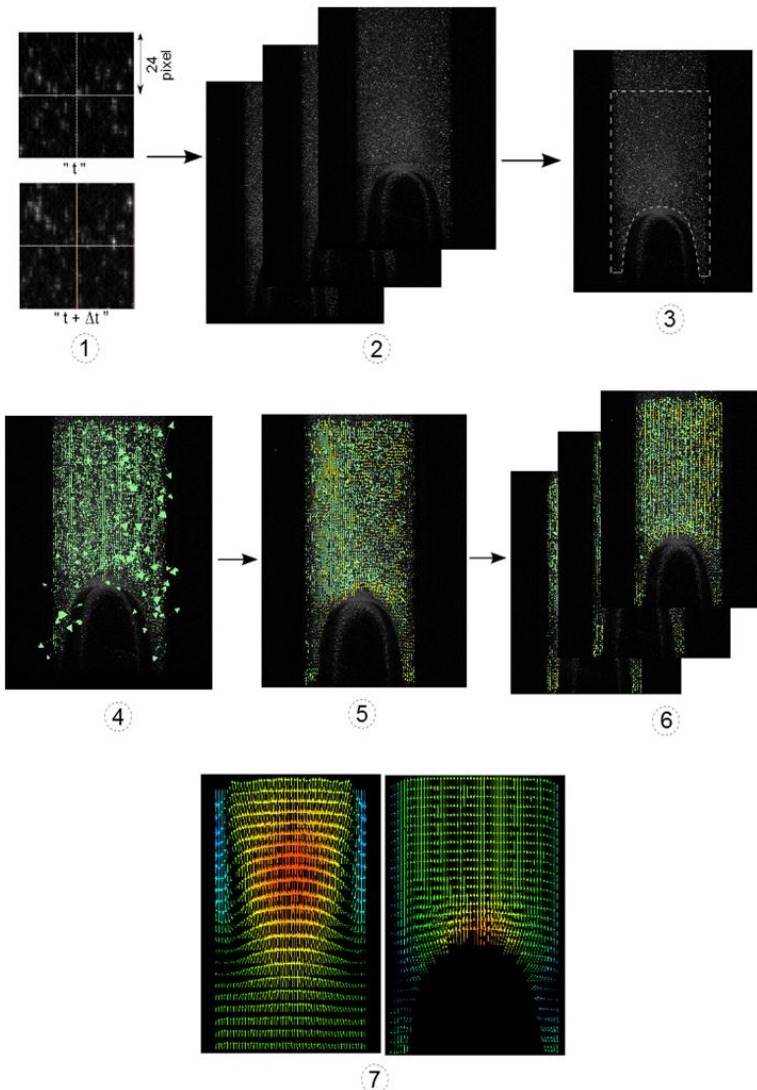
A Figura 18 apresenta um desenho esquemático das principais etapas realizadas para a obtenção dos campos médios. As principais configurações internas usadas no *Insight 3G*, como Delta T (intervalo de tempo entre as duas imagens), frequência de aquisição, potência do laser nas imagens A (tempo "t") e B (tempo "t+ Δt "), sincronização de disparo (por meio de *trigger*), tamanho da janela de interrogação, foram definidas para cada situação estudada, como escoamento monofásico, ou bolha de Taylor em fluido estagnado, uma vez que a física de cada problema é diferente (Figura 18 (n° 1)).

Quando capturadas, as imagens contêm partes da parede do duto e da caixa de visualização, como notado na Figura 18 (n° 2). Para o posterior tratamento das imagens, torna-se necessário selecionar a região de interesse do escoamento (Figura 18, n° 3), principalmente nos escoamentos bifásicos, já que as partículas estão presentes apenas na fase líquida. Deve-se tomar cuidado nessa etapa e conferir se a região selecionada corresponde ao limite do diâmetro interno do duto. Em seguida, o cálculo dos vetores velocidade deve ser efetuado, através do correlacionamento entre as imagens (*frames* A e B). Nessa etapa, obtém-se o campo instantâneo de velocidade, onde as imagens são pré-processadas uma a uma (Figura 18, n°4). Em seguida, é realizado um pós-processamento (Figura 18, n°5) onde o software identifica a

presença de vetores espúrios e outras anomalias, realizando assim a devida correção, através de interpolações com os vetores vizinhos. Com isso tem-se "n" pares de imagens pós-processadas, contendo os valores instantâneos das componentes axiais e radiais da velocidade, em cada janela de interrogação, da região selecionada na imagem (Figura 18, nº6).

Finalmente, o campo vetorial médio de velocidade pode ser obtido, neste caso a partir de uma média aritmética simples, que corresponde a uma média das realizações. Como resultado um campo vetorial médio é obtido (Figura 18, nº7), além das grandezas derivadas de interesse. Assim, tem-se facilmente as componentes médias axiais e radiais da velocidade, em diferentes seções transversais do duto.

Figura 18 - Etapas de obtenção dos Campos Médios; (1) Definição de tempo de exposição e tamanho da janela de interrogação; (2) Aquisição de "n" pares de imagens; (3) Definição da região de interesse; (4) Cálculo dos Vetores Velocidade (Campo Instantâneo de Velocidade, Pré-Processamento); (5) Cálculo dos Vetores Velocidade (Campo Instantâneo de Velocidade, Pós-Processamento); (6) Obtenção do Campo Médio ("n" pares de imagens); (7) Campo Médio Vetorial e Grandezas (esteira e nariz).



Quando os parâmetros de aquisição de imagens (Delta T e tamanho da janela de interrogação) no *Insight 3G* não são bem escolhidos, a correlação entre as mesmas é afetado e o número de vetores válidos pode ser bem inferior. Embora haja diversos parâmetros que podem afetar os resultados de PIV, que devem ser analisados e otimizados, os parâmetros definidos pelo usuário que têm maior impacto na qualidade dos resultados são o intervalo de tempo entre as aquisições (Delta T) e o tamanho da janela de interrogação. Foram realizados alguns testes envolvendo o intervalo de tempo entre os pulsos de laser (Delta T) e a dimensão da janela de interrogação. Como parâmetro de saída, foi analisado a porcentagem de vetores válidos, fornecido via *Insight 3G*. No teste em questão, foram utilizadas 10 bolhas de Taylor em fluido estagnado, na região do nariz, e 20 bolhas na esteira. Apresentam-se aqui, como exemplo, apenas os resultados deste teste para apenas o caso de fluido estagnado, porém, esta avaliação foi realizada para todos os casos estudados. No caso de fluxo co-corrente, o número de bolhas utilizadas nos testes foi 20. A Tabela 2 apresenta os resultados para os casos analisados no nariz da bolha. Observa-se que a janela de interrogação deve ser de 40x40 pixels, com um Delta T na ordem de 800 μ s, para obter o maior número de vetores válidos. Portanto, nessas condições, a quantidade de partículas presentes em cada janela de interrogação é considerada ótima, e o deslocamento dessas partículas dentro da janela contribui para um bom correlacionamento, atingindo 92,56 % de vetores válidos.

O mesmo modelo de teste foi realizado na esteira da bolha de Taylor. Vale lembrar que na esteira, o escoamento é mais caótico e complexo, além de contar com a presença de bolhas dispersas (provindas do desprendimento da bolha de Taylor), as quais podem aumentar o espalhamento de luz, capturando assim partículas fora do plano, gerando um número de vetores válidos menor quando comparado com a região do nariz. Diversos testes com diferentes janelas de interrogação versus Delta T foram analisados. Nesse caso, o número de bolhas analisadas deve ser maior, devido a complexidade que esta região do escoamento *slug* apresenta. A Tabela 3 apresenta os casos em questão e aponta qual a melhor situação a ser empregada para cada caso. Observou-se que para uma malha de 16x16 pixels, por exemplo, o número de partículas contidas em cada janela não atinge o valor recomendado. Isso justifica o baixo número de vetores válidos dentre os testes analisados na Tabela 3. No caso da esteira, a malha deve ser quadrada de modo que a captura do vórtice possa ser capturada. Testes

demonstraram que malhas retangulares podem trazer péssimos resultados.

Tabela 2 - Testes Janela de Interrogação versus Delta T no nariz.

Testes	Janela de interrogação [pixel x pixel]	Delta T [μ s]	Vetores válidos [%]
Teste 1	16 x 16	1600	49,58
Teste 2	24 x 24	1600	65,26
Teste 3	32 x 32	1600	62,82
Teste 4	40 x 40	1600	56,38
Teste 5	16 x 16	3100	47,63
Teste 6	24 x 24	3100	53,12
Teste 7	32 x 32	3100	59,81
Teste 8	40 x 40	3100	54,37
Teste 9	16 x 16	800	58,31
Teste 10	24 x 24	800	71,21
Teste 11	32 x 32	800	76,46
Teste 12	40 x 40	800	92,56
Teste 13	48 x 48	800	80,25

Tabela 3 - Testes Janela de Interrogação versus Delta T na esteira.

Testes	Janela de interrogação [pixel x pixel]	Delta T [μ s]	Vetores válidos [%]
Teste 1	16 x 16	800	38,16
Teste 2	24 x 24	800	57,19
Teste 3	32 x 32	800	63,27
Teste 4	40 x 40	800	68,47
Teste 5	48 x 48	800	66,52
Teste 6	16 x 16	350	50,29
Teste 7	24 x 24	350	69,44
Teste 8	32 x 32	350	71,35
Teste 9	40 x 40	350	73,90
Teste 10	48 x 48	350	70,39
Teste 11	16 x 16	290	53,49
Teste 12	24 x 24	290	72,32
Teste 13	32 x 32	290	77,91
Teste 14	40 x 40	290	86,96
Teste 15	48 x 48	290	68,78

3.4 INSTRUMENTAÇÃO - EMISSOR DE LASER E FOTOCÉLULA

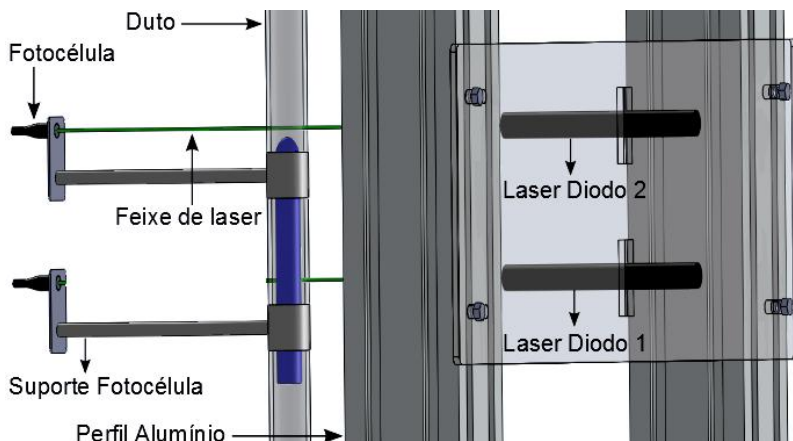
Como já comentado, esta instrumentação tem dois objetivos fundamentais: Medir comprimento e velocidade das bolhas de Taylor e sincronizar a aquisição de imagens de PIV, de forma a capturar as bolhas de Taylor na mesma posição, de modo que permita o cálculo adequado das médias das realizações.

A Figura 19 demonstra de forma esquemática, uma visão geral da disposição dos itens que compõem o sistema de medição de velocidade e comprimento das bolhas de Taylor. Tal técnica, não intrusiva, consiste na aplicação de dois emissores de laser diodo e duas fotocélulas. Uma técnica similar foi utilizada por Pinto *et al.* (2005), com a intenção de medir a velocidade das bolhas de Taylor. A técnica foi aperfeiçoada neste trabalho e permitiu também o cálculo do comprimento das bolhas.

Para determinar a velocidade e comprimento da bolha de Taylor no local de interesse, dois emissores de laser diodo (potência de saída 5 mW) foram utilizados juntamente com dois sensores ópticos (fotocélulas). Cada sensor óptico foi instalado em um suporte de acrílico, de fácil manuseabilidade no eixo vertical, conforme Figura 19. Os emissores de laser foram instalados opostamente aos sensores ópticos, e ajustados de modo que o centro da fotocélula fique iluminado parcialmente, para que um sinal de saída igual a 5V seja obtido. Este sinal de 5V, corresponde à situação em que o feixe de laser não permanece interrompido. Quando a bolha de Taylor passa pelo feixe de laser, esta interrompe a luminosidade captada pelo sensor, derrubando o sinal para uma tensão aproximada de 0V, como visto na Figura 20.

Os sinais de saída são obtidos através de uma placa de aquisição de dados *Arduino Duemilanove*, conectada diretamente a um computador, usando o *software* LabVIEW 2012. Um código em LabVIEW foi desenvolvido para a aquisição, análise, visualização e armazenamento dos dados adquiridos pela placa de aquisição. A Figura 20 apresenta um exemplo típico de sinais reais não linearizados adquiridos pelos dois sensores ópticos, no momento em que uma bolha de Taylor passa pela seção de medição no duto. O ponto de medição localiza-se imediatamente antes da seção de testes.

Figura 19 - Esquema do sistema de medição de velocidade e comprimento das bolhas de Taylor.

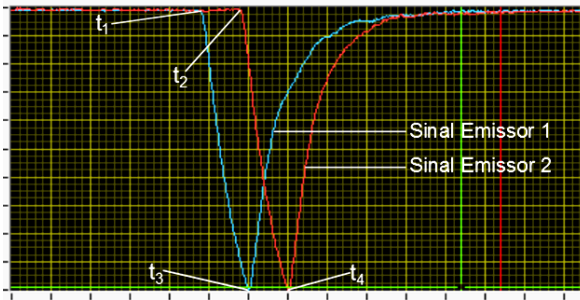


A velocidade da bolha de Taylor, pode ser calculada conhecendo-se a distância linear entre os dois sensores ópticos (do Laser Diodo 1 e 2, Figura 19), e o tempo que corresponde aos dois sinais gerados na transição de 5 a 0V. Na Figura 20, estes pontos correspondem aos tempos t_1 e t_2 respectivamente. Já os períodos de tempo em que o sinal captado pelo sensor aproxima-se para 0V (pontos t_3-t_1 ou t_4-t_2), corresponde ao intervalo de tempo em que o feixe de laser foi interrompido pela passagem da bolha de Taylor. Com isso, a velocidade local da bolha, pode ser calculada a partir do intervalo de tempo disponível $U_{TB} = \Delta x / (t_2 - t_1)$ onde Δx é a distância entre os sensores.

Por fim, o comprimento da bolha de Taylor pode ser obtida facilmente, multiplicando a velocidade local obtida anteriormente pelo intervalo de tempo que o sinal de um dos sensores é interrompido, por exemplo, $t_3 - t_1$, resultando em, $L_{TB} = (t_3 - t_1) * U_{TB}$.

Os experimentos foram repetidos 20 vezes em cada condição específica de teste, para que um valor médio representativo seja obtido, para a velocidade e comprimento das bolhas de Taylor.

Figura 20 - Exemplo de sinais reais obtidos na seção de medição na coluna com 26.2 mm de diâmetro interno, quando uma bolha de Taylor passa pelo duto.



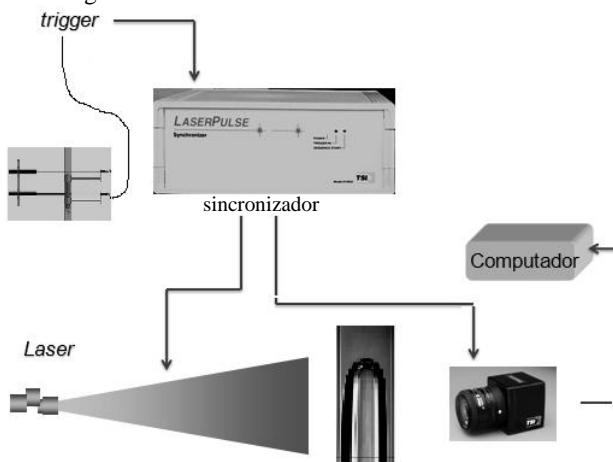
A seguir, uma breve discussão com relação ao processo de aquisição das imagens, utilizando a sincronização do emissor de laser com a técnica PIV, será apresentada. Como o interesse é obter os campos médios, a captura de imagens de PIV com as bolhas de Taylor sempre na mesma posição axial do duto, é de fundamental importância, de forma que essa média seja consistente. Seria impraticável trabalhar com centenas de imagens, recortá-las, copiá-las, preservando e respeitando o deslocamento das partículas entre os frames A e B, para obter os campos instantâneos de velocidade. Além disso, o *Insight 3G* não permite o processamento de imagens modificadas externamente ao software. Estas são apenas algumas das dificuldades apresentadas por tal técnica, no processo de obtenção dos campos médios em escoamentos bifásicos. Estas questões foram resolvidas com o uso da fotocélula para sincronizar com a obtenção das imagens via PIV, no exato momento que as bolhas de Taylor atravessam a seção de testes. A Figura 21 ilustra um esquema do funcionamento do sistema de sincronização para este propósito.

Quando o nariz da bolha passa pelo feixe de laser (emissor de laser 1 na Figura 19), o sinal de 5V do sensor cai para 0V. Esse sinal é transmitido ao sincronizador do PIV, que envia um sinal para o laser do PIV disparar, em sincronia também com a câmera CCD. Entretanto, esse disparo não é instantâneo, uma vez que não é possível instalar o sistema de fotocélula na seção de testes devido a presença da caixa de visualização, e esse atraso é controlado por um potenciômetro, instalado no mesmo sistema eletrônico utilizado na obtenção de sinais para o cálculo do comprimento e velocidade das bolhas. Ele nos permite regular o intervalo de tempo decorrido da passagem do nariz da bolha pelo sensor óptico do feixe de laser do emissor até o local da seção de

teste, onde a câmera está localizada (focada no plano do duto), como observado na Figura 21. É claro que este intervalo de tempo dependerá da velocidade das bolhas de Taylor, porém, uma vez ajustado para uma determinada condição de escoamento, o sistema deverá garantir que todas as imagens para essa condição sejam capturadas com as bolhas na mesma posição. Entretanto, isto só é possível se as bolhas produzidas pelo sistema de válvulas, apresentarem um comprimento uniforme e, portanto, uma velocidade uniforme, no decorrer dos experimentos, o que é garantido pelo sistema de injeção de bolhas de Taylor aqui utilizado.

No caso da presença de um escoamento de bolhas dispersas, um segundo potenciômetro foi incluído com o objetivo de regular a sensibilidade do sensor óptico, de forma que este somente seja ativado no momento da passagem de uma bolha de Taylor e não pela passagem das pequenas bolhas dispersas, não transmitindo o sinal para o disparo do laser na seção de testes. A inclusão deste segundo potenciômetro é uma característica específica deste trabalho, em relação a outros que utilizam técnicas similares para a sincronização das aquisições, pelo fato de incluir as bolhas dispersas no escoamento.

Figura 21 - Representação esquemática da sincronização no processo de aquisição das imagens via PIV.

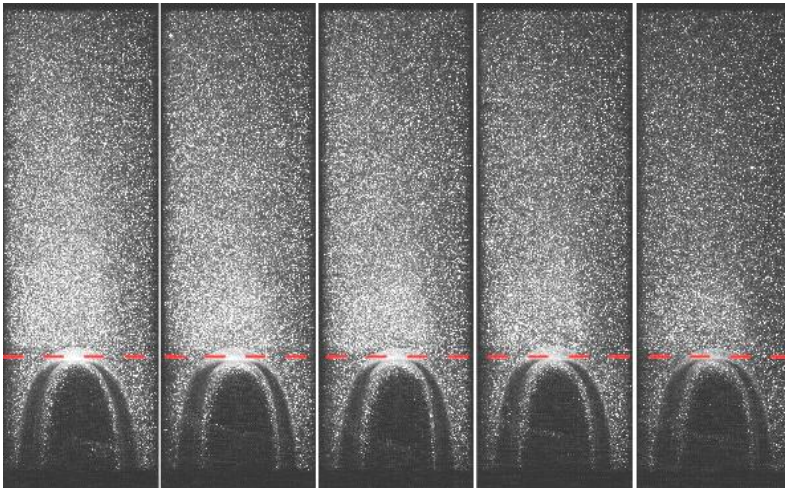


A técnica de sincronização, demonstrou ser bastante eficaz, até nos casos mais extremos, como o padrão *slug* na presença de bolhas dispersas. Entretanto, existe uma dificuldade na aquisição das bolhas nas mesmas posições para os casos mais extremos, pois na presença de

bolhas dispersas a bolha apresenta elevada instabilidade, principalmente no nariz, o que acarreta em oscilações na sua velocidade terminal, dificultando a aquisição das imagens na mesma posição, e posterior cálculo das médias das realizações. Neste caso uma análise preliminar teve que ser realizada, descartando as imagens nas quais as posições das bolhas eram muito diferentes.

As Figuras 22 e 23, apresentam imagens obtidas via PIV, a partir do uso do sistema de sincronização descrito acima. Na Figura 22, as imagens são para o caso sem a presença de bolhas dispersas na região do nariz da bolha, e a Figura 23 apresenta a bolha de Taylor na presença de bolhas dispersas, também na região do nariz. As figuras demonstram a eficácia da sincronização usando emissor de laser na captura das bolhas na mesma posição. Praticamente não existem variações na posição do nariz entre as imagens, o que possibilita a realização das médias de maneira adequada.

Figura 22 – Bolhas capturadas no nariz da bolha ($J_l=0,1546$ m/s e $J_{gd}=0$ m/s).



Nas Figuras 24 e 25, apresentam-se seqüências de imagens capturadas na região da esteira das bolhas, sem e com a presença de bolhas dispersas respectivamente. Novamente observa-se que a captura é realizada nas mesmas posições.

Figura 23 - Imagens capturadas no nariz da bolha ($J_l = 0,1546$ m/s e $J_{gd} = 0,0155$ m/s).

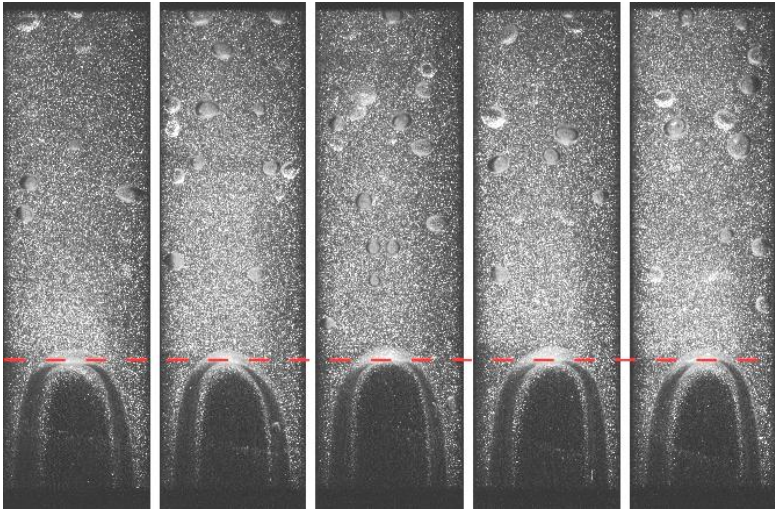


Figura 24 - Imagens capturadas na esteira da bolha ($J_l = 0,1546$ m/s e $J_{gd} = 0$ m/s).

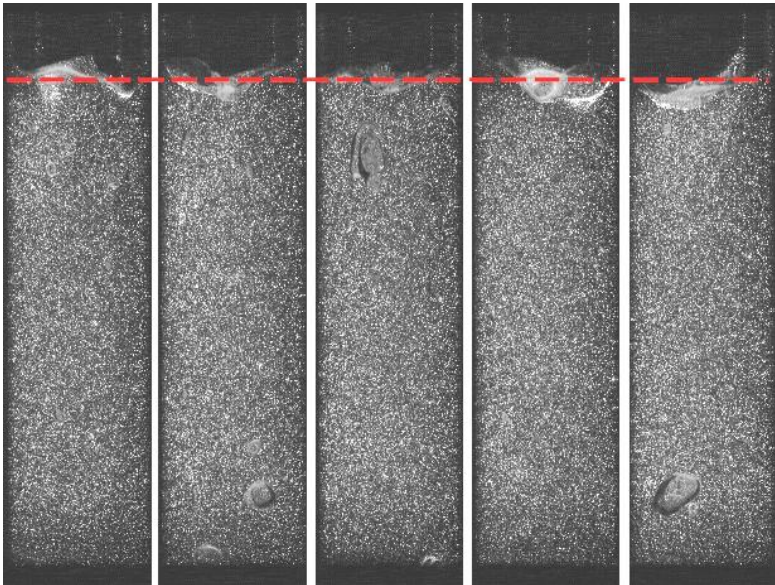
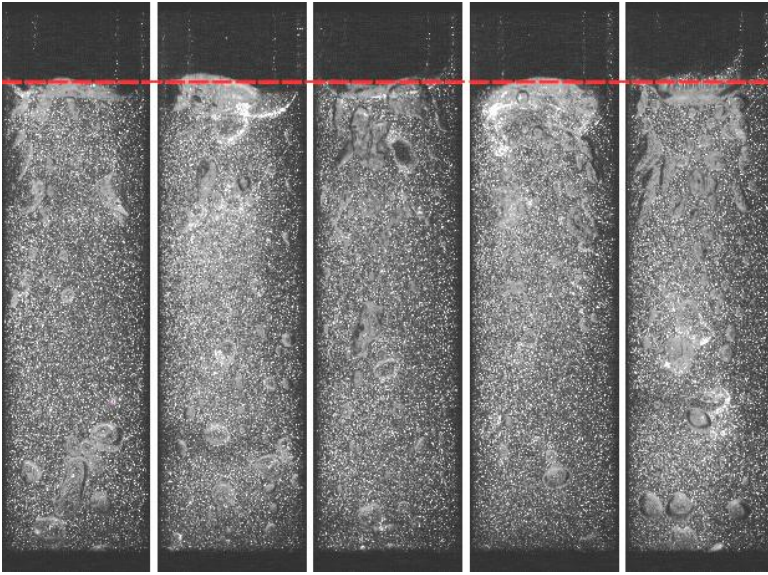


Figura 25 - Imagens capturadas na esteira da bolha ($J_l = 0,1546$ m/s e $J_{gd} = 0,0155$ m/s).



Para estas situações mais extremas, com maior concentração de bolhas dispersas, cerca de 20% das imagens capturadas, tiveram que ser descartadas por não capturarem as bolhas de Taylor na mesma posição. Caso a captura não seja efetuada na mesma posição, o campo médio em regiões como o nariz e esteira pode ser fortemente afetado. A Figura 26 ilustra um exemplo para o caso de escoamentos de bolhas de Taylor em fluido estagnado, capturadas em diferentes posições. O resultado desse efeito, pode ser visualizado na Figura 27, que apresenta a média das realizações para a componente axial da velocidade na posição $z/D=0,025$ acima do nariz da bolha de Taylor. A comparação foi realizada com um campo médio de bolhas capturadas sempre na mesma posição, e um campo médio de várias bolhas em diferentes posições. O resultado apontou uma diferença significativa nos valores médios da componente axial. Esse problema deve ser evitado ao máximo quando se deseja trabalhar com campos médios, pois observa-se que os resultados podem ser facilmente corrompidos, conforme mostrado na Figura 27.

Figura 26 - Bolhas de Taylor captadas em diferentes posições.

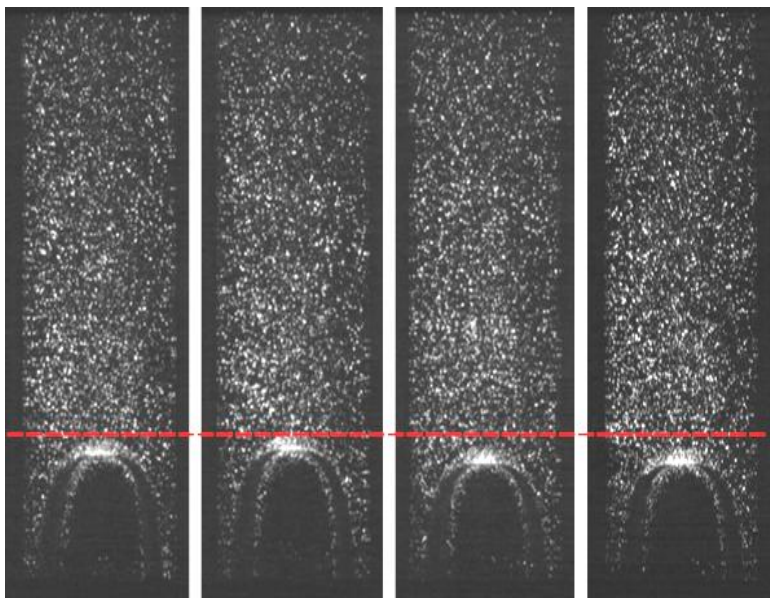
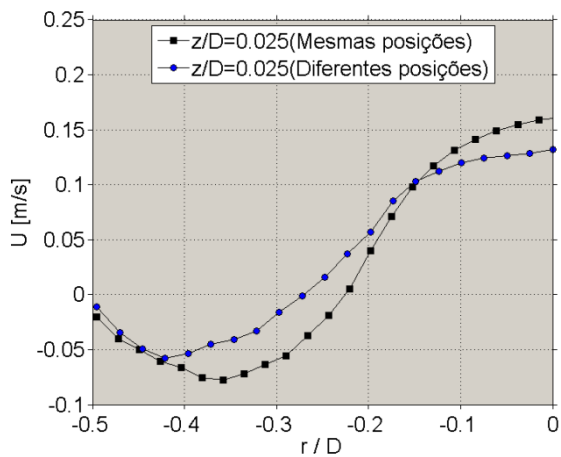


Figura 27 - Perfis da componente axial da velocidade acima do nariz da Bolha de Taylor em fluido estagnado, nas mesmas e diferentes posições.



4 RESULTADOS

São apresentados neste capítulo os resultados obtidos a partir da bancada construída e as técnicas de medição descritas no capítulo anterior. Inicialmente, é apresentada uma análise qualitativa do escoamento, procurando identificar a forma das bolhas de Taylor para diferentes condições de escoamento e a interação destas com as bolhas dispersas utilizando imagens obtidas através de câmera de alta velocidade. Esta análise ajudará a entender melhor a fenomenologia envolvida no padrão *slug* real, mais precisamente, a interação das bolhas dispersas com a bolha de Taylor, ou, de forma mais fundamental, a interação entre fases com interfaces de diferentes escalas.

Em seguida, para tornar confiáveis os resultados apresentados com a técnica PIV, as medições foram desenvolvidas em etapas aumentando gradativamente a complexidade do escoamento, validando os resultados obtidos em algumas etapas. Inicialmente, resultados para escoamento monofásico em regime laminar e turbulento, serão apresentados no intuito de validar a bancada e o sistema de medição, incluindo a calibração e os parâmetros utilizados no *set-up* do sistema PIV, e comparados com resultados disponíveis na literatura. Alguns cálculos envolvendo os campos de velocidade obtidos, como verificação da conservação da massa, são apresentados, no intuito de ganhar confiabilidade com os resultados obtidos. Na sequência, são apresentados os resultados obtidos para o escoamento ao redor de bolhas de Taylor em fluido estagnado, onde será avaliada a evolução do campo médio de escoamento com o número de realizações, e em alguns casos comparando com resultados disponíveis na literatura. Com isto procura-se também verificar a eficácia na sincronização via emissor de laser com o PIV, na obtenção dos resultados das médias das realizações.

Por fim, serão apresentados resultados dos casos estudados com líquido escoando, com e sem a presença de bolhas dispersas. Este último caso, destaca-se por ser o mais representativo de um *slug* real, e é a principal contribuição do presente estudo. Os resultados da medição do comprimento e velocidade das bolhas de Taylor, serão apresentados no decorrer deste capítulo, obtidos a partir da técnica de emissor de laser e fotocélula, proposta no capítulo 3. Para cada condição de escoamento analisada, foi realizado um estudo do número de realizações necessárias para obter um campo médio consistente. Estes consistem em avaliar as médias, aumentando gradativamente o número de realizações, e verificar em que momento as variações tornam-se desprezíveis, quando aumentado o número de realizações incluídas na média.

A Tabela 4 apresenta as situações propostas para a obtenção dos resultados, para os casos com líquido escoando, com e sem presença de uma fase gasosa dispersa. Os valores da vazão foram escolhidos para que os estudos contemplassem condições de regimes de escoamento laminar e turbulento na fase líquida. Ainda em cada regime proposto, a combinação das velocidades superficiais das fases, torna possível o estudo em diferentes frações volumétricas (α_{gd}).

Tabela 4 - *Set-up* experimental para fluxo co-corrente.

Vazão Líquido [l/h]	Vazão gás [l/h]	J_l [m/s]	J_{gd} [m/s]	Reynolds Líquido [Re_{U_l}]
125	0	0,0644	0	1717
125	18	0,0644	0,0093	1717
125	30	0,0644	0,0155	1717
300	0	0,1546	0	4122
300	18	0,1546	0,0093	4122
300	30	0,1546	0,0155	4122

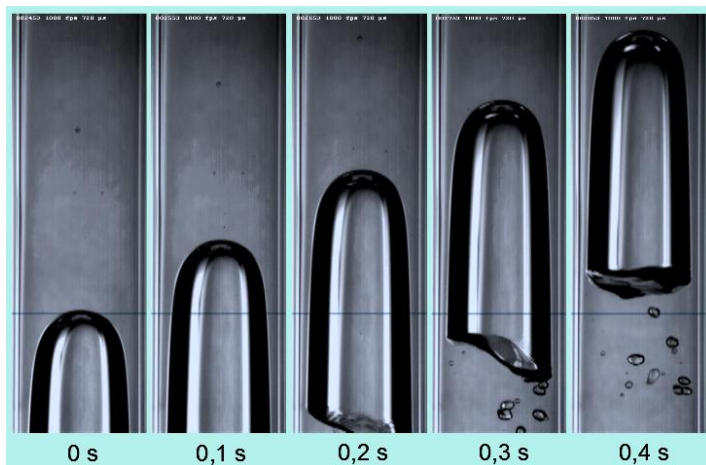
4.1 VISUALIZAÇÃO EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO *SLUG*

Nesta seção, apresentam-se resultados qualitativos, a partir da análise de imagens sequenciais obtidas do escoamento em padrão *slug*, para diferentes velocidades superficiais da fase líquida e gasosa, adquiridas com câmera de alta velocidade. Nas figuras apresentadas são exibidos os instantes de tempo t , em segundos, de cada imagem disposta na sequência.

A Figura 28 ilustra uma sequência de imagens da bolha de Taylor em fluido estagnado, para diferentes intervalos de tempo, dando ênfase ao comportamento uniforme do nariz principalmente, ao longo do eixo vertical. O nariz apresenta tendência de formato semiesférico, indicando que a velocidade terminal foi atingida. Já a cauda da bolha não consegue manter um formato constante, pois abaixo dela está a região da esteira, que é marcada por intensas recirculações da fase líquida como descrito por diversos autores (Nogueira *et al.* 2006, Campos *et al.* 2003, Bugg e Saad 2002), o que instabiliza a forma da cauda, para estas situações, onde N_f é elevado. A não uniformidade da cauda, pode ser explicada pelo elevado número da viscosidade inversa ($N_f \approx 13235$ para os casos estudados neste trabalho). Nogueira et al (2006) observaram que a cauda da bolha permanece plana ao longo de sua ascensão em dutos verticais, nos casos onde N_f é da ordem de 200. Já para N_f da ordem de 8000 os

autores encontraram uma cauda instável e oscilatória, como também observado no presente estudo.

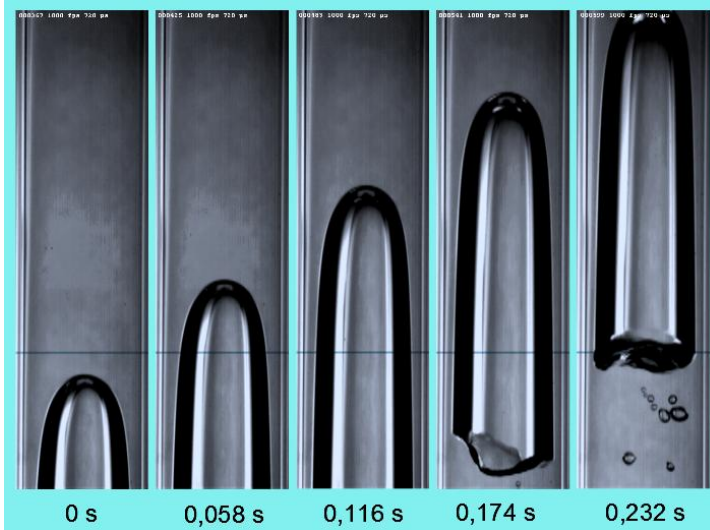
Figura 28 - Imagens da Bolha de Taylor em fluido estagnado (1000 fps).



No entanto, quando as bolhas de Taylor escoam em fluxo coorrente, nota-se que o nariz da bolha assume um formato mais agudo (com menor curvatura), como observado na Figura 29. Tal efeito é explicado pela diminuição da velocidade relativa entre a fase líquida e a bolha de Taylor na ponta da bolha. Assim, a pressão na ponta da bolha (correspondente aproximadamente à de estagnação, considerando a velocidade relativa) é menor que no caso de fluido estagnado, e a tensão superficial age diminuindo o raio de curvatura.

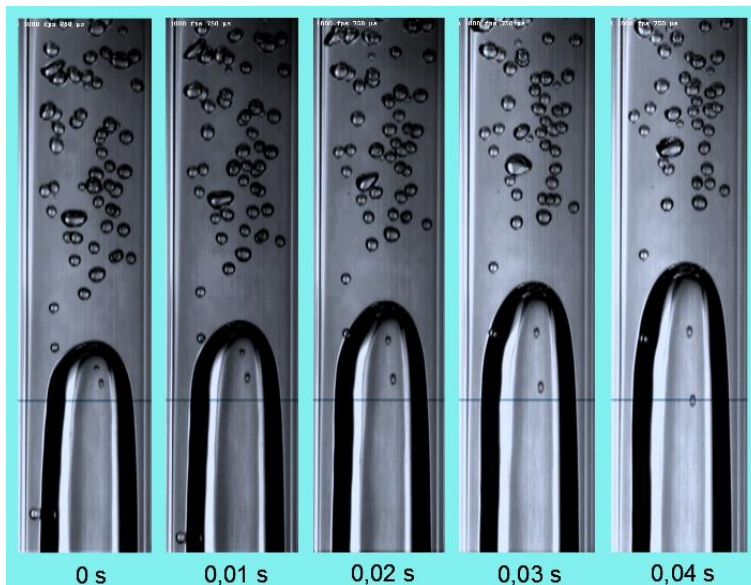
Nas figuras a seguir, J_{gd} refere-se a velocidade superficial das bolhas dispersas apenas, lembrando que, nos estudos realizados, a bolha de Taylor é injetada separadamente em um escoamento de bolhas dispersas.

Figura 29- Imagens da bolha em fluxo co-corrente ar-água (Imagens a 1000 fps, $J_l = 0,0644$ m/s e $J_{gd} = 0$ m/s).



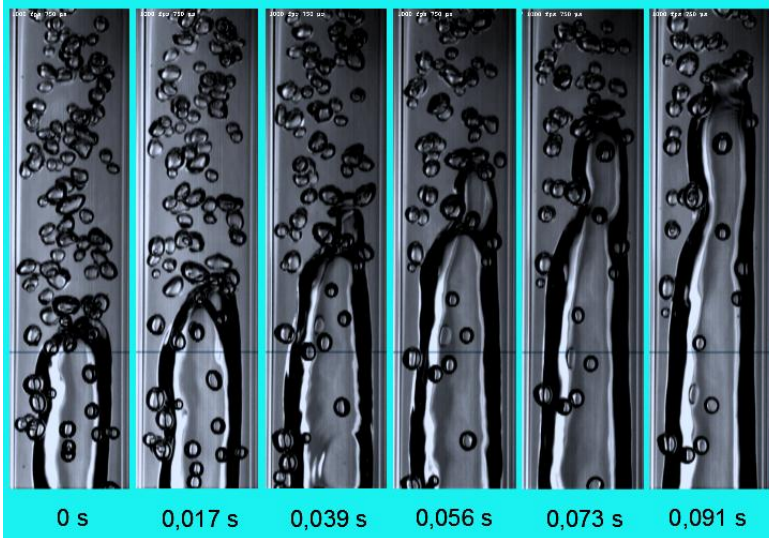
Quando a bolha de Taylor encontra-se num escoamento de bolhas dispersas, a morfologia da interface entre a bolha de Taylor e a fase líquida se altera significativamente, devido à intensa interação entre a fase com interface de pequena escala (bolhas dispersas) com a fase com interface de grande escala (bolha de Taylor). Na Figura 30, pode-se observar uma sequência de imagens de uma bolha de Taylor, em fluxo co-corrente na presença de bolhas dispersas, para $J_l = 0,0644$ m/s e $J_{gd} = 0,0155$ m/s. Nota-se que a distribuição da fase de pequena escala encontra-se homogênea, e o tamanho das bolhas uniformes, tipicamente esféricas, com exceção de algumas com formato elíptico. Algumas bolhas dispersas podem coalescer entre si durante a colisão. Observa-se ainda, que existe uma região onde a concentração das bolhas dispersas é menor, localizada acima do nariz da bolha, abrangendo uma região aproximadamente igual a $0,5D$, devido ao aumento local da velocidade do líquido, pelo deslocamento do mesmo pela bolha da Taylor. Nota-se ainda na Figura 30, que algumas bolhas dispersas são carregadas pelo filme de líquido, que por sua vez influenciam no perfil de velocidade do filme, como será visto nos resultados quantitativos obtidos utilizando PIV.

Figura 30 - Imagens da bolha em fluxo co-corrente ar-água (1000 fps, $J_f=0,0644$ m/s e $J_{gd}=0,0155$ m/s).



No entanto, quando a fração de gás em fase dispersa aumenta, o comportamento do nariz da bolha visivelmente torna-se caótico, como visto na Figura 31. O contato das bolhas dispersas com a bolha torna-se mais intenso, contrário ao que foi visto no caso anterior. Observa-se também na Figura 31, que o nariz da bolha perde completamente sua simetria deslocando-se, neste caso, para o lado direito do duto, tomando uma forma assimétrica. Nessas condições, a bolha ganha aceleração, ocasionando um aumento significativo na velocidade terminal da bolha. Isto fez com que se tornasse extremamente difícil a sincronização do PIV para capturar as bolhas de Taylor sempre na mesma posição nas imagens para elevadas taxas de fração de fase dispersa. Por isso, para frações de bolhas dispersas mais elevadas, um grande número de imagens teve que ser descartado. Além disso, para frações de fase dispersa mais elevadas das que aqui consideradas, a dispersão de luz pelas interfaces das bolhas dispersas faz com que muitas partículas capturadas na imagem fora do plano de medida, inviabilizando o uso de técnica de PIV.

Figura 31 - Imagens da bolha em fluxo co-corrente ar-água (1000 fps, $J_f=0,0644$ m/s e $J_{gd}=0,0309$ m/s).



Outro importante fenômeno observado, é a coalescência das bolhas dispersas com a própria bolha de Taylor. As Figuras 32 e 33 ilustram o fenômeno em questão, através de imagens sequenciais. Na Figura 32 a bolha de pequena escala, coalesce aproximadamente na metade da bolha de Taylor. A propagação das ondas formadas na interface, após a coalescência, está claramente visível nas imagens. Esse fenômeno, pode interferir no desenvolvimento do perfil no filme de líquido. Esta observação é importante, uma vez que a hipótese de um filme plenamente desenvolvido a partir de um determinado comprimento do filme é muito utilizada em modelos de escoamento de bolhas de Taylor. Na Figura 33, observa-se que as bolhas dispersas podem coalescer próximo à cauda da bolha. Não foi notada a coalescência de bolhas dispersas na região do nariz da bolha, ou em regiões próximas desta. Nota-se, na Figura 33, que existe uma grande concentração de bolhas dispersas logo abaixo da cauda, em uma região aproximadamente $1D$. Essas bolhas dispersas ficam recirculando e colidindo constantemente na cauda da bolha, algumas chegando a coalescer na cauda, enquanto outras se desprendem da bolha de Taylor e vice-versa. As bolhas dispersas que ficam no centro do duto na região da esteira, entram a todo instante na zona de recirculação, característica principal da esteira.

Figura 32 - Coalescência de uma bolha dispersa e a bolha de grande escala (1000 fps, $J_l = 0,0644$ m/s e $J_{gd} = 0,0093$ m/s).

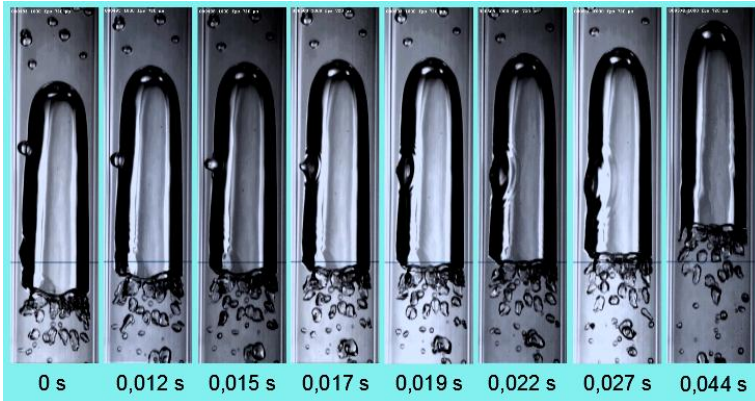
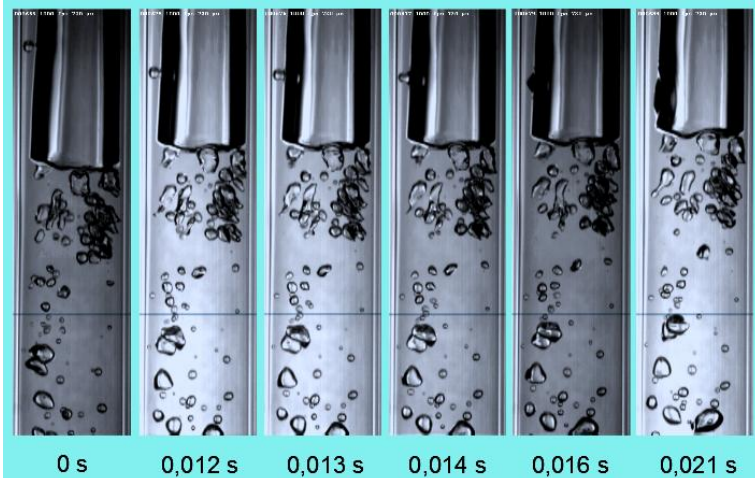


Figura 33 - Coalescência de uma bolha dispersa com a bolha de Taylor na região perto da cauda (1000 fps, $J_l = 0,0644$ m/s e $J_{gd} = 0,0093$ m/s).

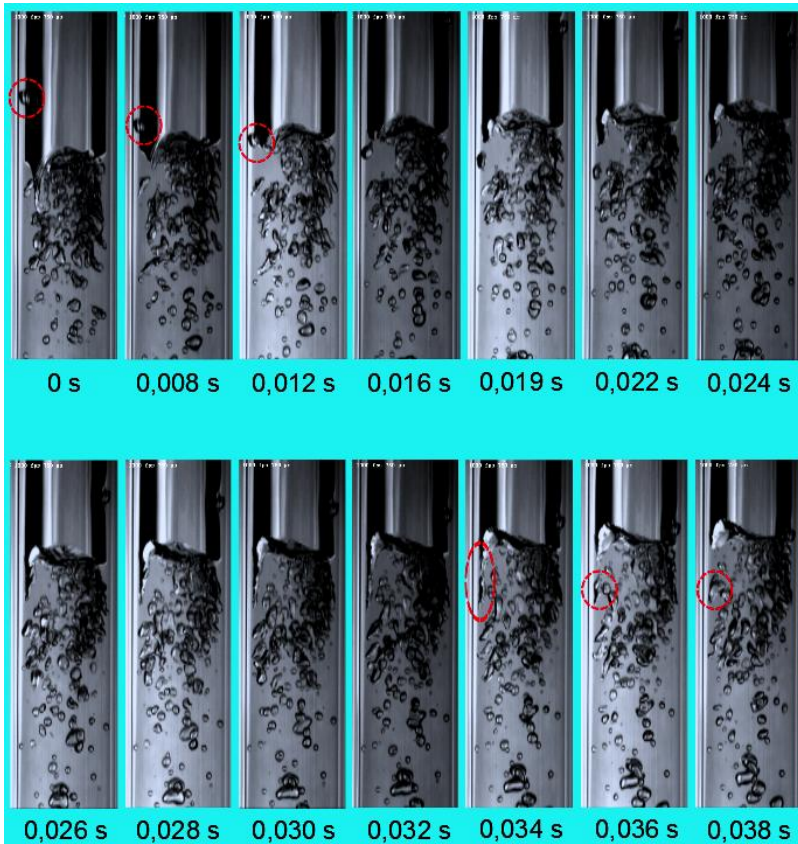


Observou-se também o desprendimento de bolhas de pequena escala da cauda da bolha de Taylor, juntando-se com o escoamento de bolhas dispersas na região da esteira. Como observado na Figura 34, algumas bolhas dispersas escoam no filme de líquido.

Observou-se ainda que, quando as bolhas dispersas chegam na cauda da bolha de Taylor, as mesmas provocam uma distorção no

formato da cauda, ocasionado pelo arraste que a bolha dispersa causa pelo contato com a bolha de Taylor. Essa distorção na cauda, acaba na maioria das vezes, ajudando no processo de quebra da bolha de Taylor em pequenas bolhas dispersas. Kockx *et al.* (2005) apresentaram uma discussão detalhada deste processo de desprendimento que acontece devido à interação do filme de líquido com a cauda da bolha, mesmo sem presença de bolhas dispersas. Entretanto, o que se observa aqui é que a presença de bolhas dispersas no filme de líquido, pode ajudar na instabilidade da interface da bolha de Taylor, que leva ao entranhamento de bolhas dispersas (Figura 34).

Figura 34 - Desprendimento de uma bolha de pequena escala da bolha de Taylor na região perto da cauda da bolha ocasionado por uma bolha dispersa passando pelo filme (1000 fps, $J_l = 0.0644$ m/s e $J_{gd} = 0.0155$ m/s).



4.2 TESTES DE CALIBRAÇÃO DA BANCADA E DA TÉCNICA PIV - ESCOAMENTO MONOFÁSICO

A fim de verificar se o procedimento experimental proposto e os diversos equipamentos e componentes estão fornecendo resultados confiáveis, uma análise de calibração inicial foi realizada. Para tal propósito, o escoamento monofásico em regimes laminar e turbulento, foi conduzido e avaliado na seção de teste. Os detalhes e resultados desse teste são apresentados e discutidos a seguir.

4.2.1 Escoamento monofásico em regime laminar

O número de Reynolds Re , para dutos circulares é definido por $Re = \rho UD/\mu$, onde ρ é a massa específica, U a velocidade média do fluido, D o diâmetro interno do duto e μ a viscosidade dinâmica do fluido. Para o escoamento em regime laminar, os parâmetros utilizados nos testes com PIV, processamento e cálculo dos vetores velocidade, estão detalhados na Tabela 5. Os parâmetros específicos definidos para cada condição de escoamento serão apresentados nas seções correspondentes.

Para a comparação dos resultados, fez-se uso do perfil da velocidade teórico na direção axial u , onde a equação é dada por (Fox e McDonald, 2007):

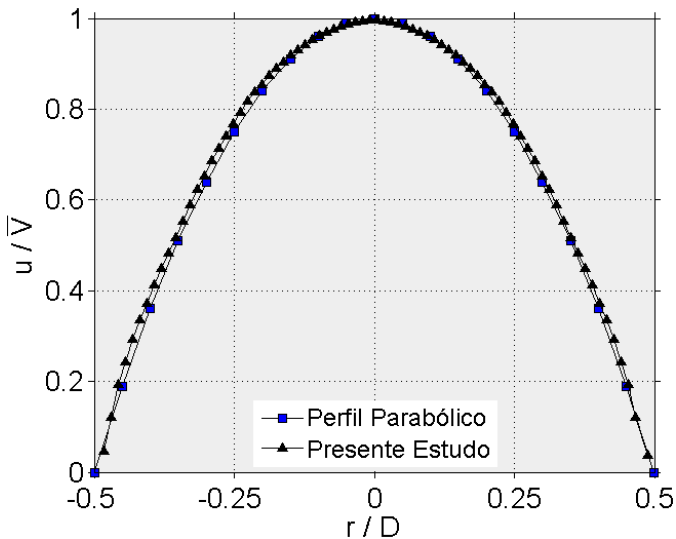
$$\frac{u}{\bar{V}} = 1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2 \quad (6)$$

sendo r a coordenada radial, e \bar{V} a velocidade máxima na linha de centro do duto.

O perfil médio adimensional u/\bar{V} , obtido experimentalmente, pode ser visto na Figura 35 onde observa-se excelente concordância do resultado obtido pela técnica PIV com o perfil da solução analítica (Equação 6).

Tabela 5 - Parâmetros utilizados nos testes experimentais para o escoamento monofásico em regime laminar.

Tubulação	Diâmetro interno [mm]	26,2
	Material	Acrílico
Escoamento	Fluido	Água Destilada
	Re	1717
Partículas	Tipo	Rhodamine B
	Massa Específica [g/cm ³]	1,188
	Diâmetro médio [μm]	10
Laser	Tipo	Nd:YAG
	Comprimento de onda [nm]	532
	Energia por pulso [mJ]	300(Frame A), 250(Frame B)
	Espessura [mm]	1
Câmera	Tipo	CCD
	Resolução [pixel]	2048x2048
	Frequência de aquisição [Hz]	16
Imagens	Número de Imagens	450
	Delta T [μs]	700
Análise PIV	Método	Bidimensional
	Janela de Interrogação [pixel]	24 x 32

Figura 35 - Perfil adimensional u / \bar{V} da velocidade axial para $Re=1717$.

Para avaliar a confiabilidade dos valores obtidos para U , a vazão medida com PIV pode ser calculada e comparada com a vazão medida pelo rotâmetro da bancada. Para isso, basta integrar os dados discretos obtidos ao longo do raio do duto. O valor da vazão numérica ou calculada (Q_{PIV}) é dada pela Equação 7. Como os valores da velocidade obtidos via PIV são dados discretos, calcula-se a integral numericamente, considerando os valores de $U=0$ nas paredes da tubulação.

$$Q_{PIV} = 2\pi \int_0^R U(r)rdr \quad (7)$$

Quando comparada com o valor fornecido pelo rotâmetro, obtém-se um erro relativo de 2,33 %, de acordo com a Tabela 6.

Tabela 6 - Valor da vazão medida, vazão calculada, e erro relativo para $Re=1717$.

Re	Vazão medida [m^3/s]	Vazão calculada [m^3/s]	Erro relativo
1717	3,472 E-05	3,555 E-05	2,33 %

4.2.2 Escoamento monofásico em regime turbulento

O escoamento em regime turbulento também foi medido com PIV para uma faixa de valores de Re , de maneira que sua comparação com resultados disponíveis na literatura fosse possível. Os principais parâmetros utilizados nesta etapa, podem ser consultados na Tabela 7.

Tabela 7 - Parâmetros utilizados nos testes experimentais para o escoamento em regime turbulento.

Escoamento	Re	2748 e 5153
Imagens	Número de Imagens	600
	Tempo de exposição [μs]	620 e 480
Análise PIV	Método	Bidimensional
	Janela de Interrogação [pixel]	24 x 40

Os valores de Reynolds selecionados foram escolhidos de acordo com a disponibilidade de dados para comparação na literatura. Foram coletados dados de simulações numéricas (Kim *et al.*, 1987, Eggels *et al.*, 1994) e dados experimentais da técnica Velocimetria por Laser

Doppler (do inglês *Laser Doppler Velocimetry*, LDV) (Den Toonder e Nieuwstadt, 1997).

Os valores obtidos para a componente da velocidade na direção axial U , e as flutuações da velocidade (RMS), u' e v' , axial e radial respectivamente, devem ser adimensionalizadas para que seja possível a comparação com os resultados dos trabalhos supracitados. Para a adimensionalização, utiliza-se a definição da velocidade de atrito u^* . No caso de escoamentos turbulentos, a velocidade de atrito é dada por $u^* = \bar{V} \sqrt{(f/8)}$ (Van Doorne e Westerweel, 2007), onde f é o fator de atrito e \bar{V} a velocidade média do escoamento. Para encontrar u^* , usa-se a aproximação semi-empírica de Blasius para o fator de atrito, $f_{Blasius} = 0,316 Re^{-1/4}$, para tubo liso, que é adequado para esta situação, uma vez que o tubo é de acrílico. Substituindo, temos:

$$u^* = \bar{V} \sqrt{\frac{0,0791 \cdot Re^{-1/4}}{2}} \quad (8)$$

As componentes da velocidade adimensional na direção axial, e as flutuações da velocidade adimensionais, axial e radial respectivamente, são dadas por:

$$U^\# = \frac{u}{u^*}$$

$$u'^{\#} = \frac{u'}{u^*}$$

$$v'^{\#} = \frac{v'}{u^*}$$

sendo $U^\#$ a componente da velocidade adimensionalizada na direção axial, $u'^{\#}$ e $v'^{\#}$ a flutuação adimensional da velocidade u' e v' , respectivamente. Os perfis médios na direção axial do campo de velocidades, para os valores de Re de 2748 e 5153 são apresentados nas Figuras 36 e 37, respectivamente. Observa-se que os valores de $U^\#$ concordam muito bem com os valores da literatura. No caso de $Re=2748$, foi encontrado um desvio relativo máximo do perfil medido em 3,2 % aproximadamente, quando comparado com a técnica LDV. No caso das flutuações de velocidade $u'^{\#}$ e $v'^{\#}$, a comparação foi realizada apenas para o caso de $Re=5153$ (Figura 38). Os mesmos foram

comparados com os resultados obtidos por Westerweel *et al.* (1996) e Eggels *et al.* (1994), usando PIV e DNS respectivamente, também apresentando excelente concordância com os valores experimentais e numéricos (DNS) da literatura.

Figura 36 - Perfil de velocidade adimensional na direção axial ($Re = 2748$).

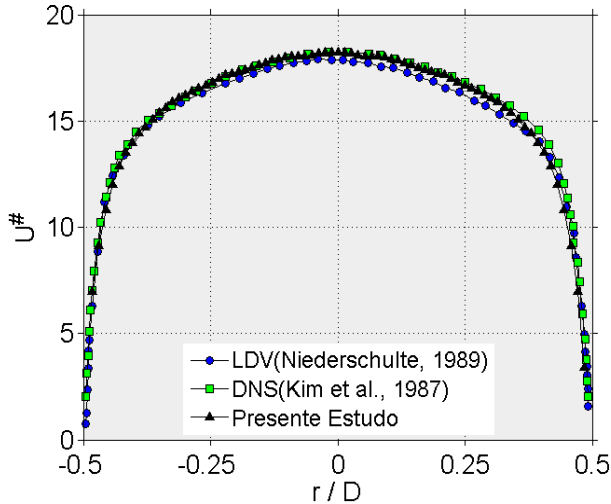


Figura 37 - Perfil de velocidade adimensional na direção axial ($Re = 5153$).

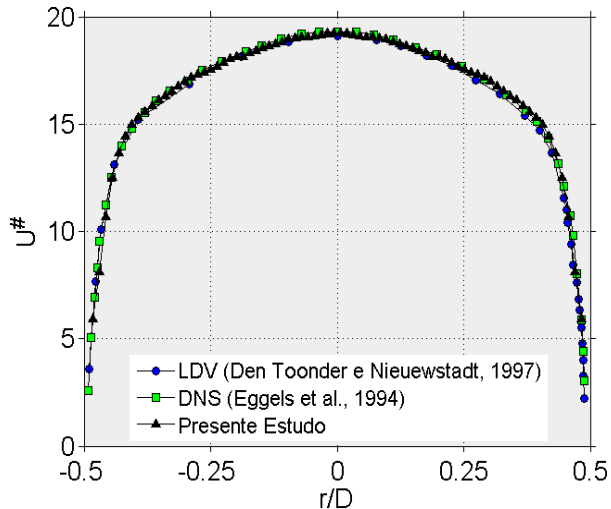
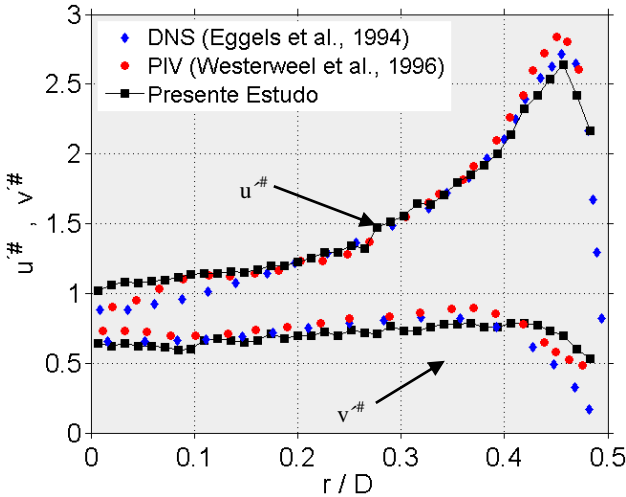


Figura 38 - Perfil da flutuação adimensional da velocidade em função da distância radial adimensional r/D , para $Re = 5153$.



Integrando o perfil de velocidades ao longo do eixo radial (Equação 7), obtém-se a vazão volumétrica, que pode ser comparada com os valores medidos pelo rotâmetro. A Tabela 8 apresenta os valores obtidos de vazão medida e calculada, além do erro relativo apresentado para os casos estudados.

Tabela 8- Vazão medida, calculada e erro relativo para os valores de Re do escoamento turbulento.

Re	Vazão medida [m³/s]	Vazão calculada [m³/s]	Erro [%]
2748	5,830 E-05	5,897 E-05	1,149
5153	1,034 E-04	1,027 E-04	0,676

Com estes resultados, embora para situações simples, obteve-se confiabilidade nos parâmetros e na calibração utilizados nas medições com PIV.

A seguir, serão apresentados os resultados obtidos via PIV, para o caso de bolhas de Taylor em fluido estagnado. Além da comparação com resultados da literatura e uma validação da técnica PIV para escoamentos gás-líquido, este estudo serviu de base para o ajuste e calibração do método utilizado para a obtenção dos campos médios através da sincronização do sistema PIV a partir do sistema de laser e

fotocélulas, para depois dar sequência no estudo de bolhas de Taylor com fluido escoando e na presença de bolhas dispersas.

4.3 ESCOAMENTO AO REDOR DE BOLHAS DE TAYLOR EM FLUIDO ESTAGNADO

Nesta seção serão apresentados resultados na região do nariz, filme e esteira da bolha de Taylor em fluido estagnado, obtidos a partir da técnica PIV, além de alguns resultados usando emissor de laser e fotocélula para medir a velocidade da bolha de Taylor. Alguns resultados foram comparados com dados disponíveis na literatura, especificamente, os perfis de velocidades na região do nariz e esteira da bolha.

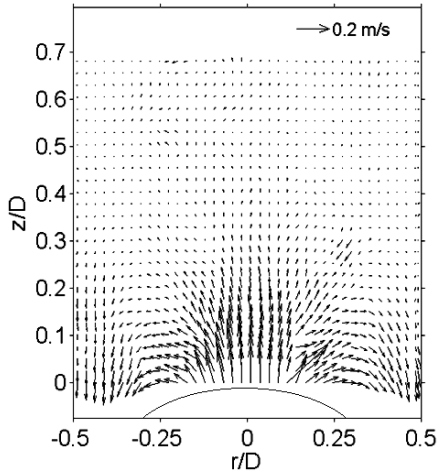
4.3.1 Medição dos campos no nariz da bolha de Taylor com PIV

Os parâmetros experimentais utilizados na obtenção do campo médio no nariz da bolha, são mostrados na Tabela 9. Primeiramente foram obtidos os campos vetoriais instantâneos de velocidade, como apresentado na Figura 39. Observa-se que o escoamento nessa região apresenta certa simetria, mesmo em campos instantâneos de velocidade, o que não é observado nos campos instantâneos para casos com líquido escoando ou nos casos com bolhas dispersas, nos quais o escoamento é mais caótico.

Tabela 9 - Parâmetros experimentais utilizados na medição do campo médio no nariz da bolha em fluido Estagnado.

Imagens	Número de Imagens	140
	Delta T [μ s]	800
Análise PIV	Método	Bidimensional
	Janela de Interrogação [pixel]	40 x 40

Figura 39 - Campo vetorial instantâneo de velocidade na região do nariz da bolha em fluido estagnado.



Outro teste de validação interessante da técnica PIV, é a verificação da conservação da massa local. A equação da continuidade em coordenadas cilíndricas pode ser usada neste contexto. Assumindo escoamento bidimensional no plano central do duto, a equação da continuidade pode ser escrita como:

$$r \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} + \frac{\partial r \bar{V}}{\partial r} = 0 \quad (9)$$

Os termos da Equação 9 foram calculados em diferentes posições axiais no escoamento laminar. A Figura 40 apresenta estes termos, obtidos pela diferenciação (utilizando diferenças centradas) dos perfis de velocidades médios, obtidos experimentalmente para diferentes distâncias axiais acima do nariz da bolha. A linha de 45° , observada na Figura 40 representa a conservação da massa exata em cada ponto. Os desvios observados, embora certamente indicam algum erro de medição, carregam também os erros associados ao cálculo numérico das derivadas. Contudo, os erros observados são aceitáveis e os pontos experimentais seguem a tendência da conservação.

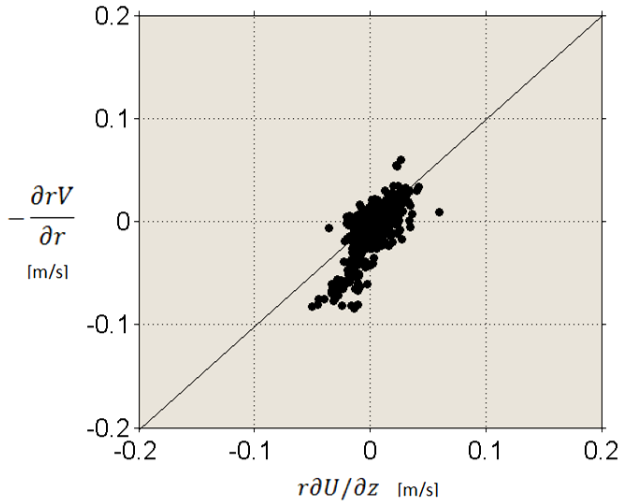
Para o cálculo do campo médio de velocidades deve-se realizar uma média aritmética nos valores das componentes axial e radial (valores discretos), dos campos instantâneos de velocidade. Assim, as

componentes axiais e radiais médias do escoamento, podem ser obtidas através de:

$$U(r, z) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n U_i(r, z) \quad (10)$$

$$V(r, z) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n V_i(r, z) \quad (11)$$

Figura 40 - Comparação dos termos da Equação 8 da Continuidade, aplicado no nariz da bolha, em várias posições axiais.

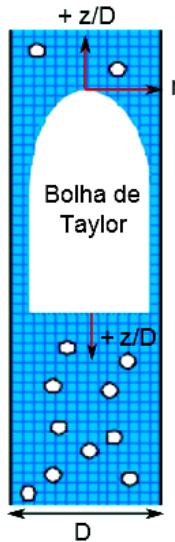


onde U e V são os valores médios das componentes da velocidade na direção axial e radial respectivamente, n o número de realizações, isto é, número de campos instantâneos adquiridos, e r e z as coordenadas radial e axial, respectivamente. Nesse contexto, torna-se importante avaliar a evolução dos campos médios de velocidade, e verificar o comportamento das componentes, com o número de realizações incluídas no cálculo das médias de forma a avaliar qual o número de realizações necessário para obter uma média consistente. Para isso, foi analisada a evolução das componentes radiais e axiais da velocidade, V e U , comparando os perfis obtidos com um número cada vez maior de realizações, até que não sejam observadas diferenças significativas,

quando incrementado o número de realizações. Este estudo foi realizado para cada situação de escoamento analisada, incluindo os campos no nariz e esteira da bolha, uma vez que, como esperado, um número maior de realizações é necessário para uma média consistente na região da esteira, devido à presença das recirculações. Da mesma forma, o aumento da velocidade superficial da fase líquida, assim como a inclusão de bolhas dispersas no escoamento, aumentam o número de realizações necessárias.

A Figura 41 a seguir, apresenta esquematicamente os sistemas de referências utilizados nos gráficos dos perfis de velocidades dependendo da região de interesse, notando que a posição adimensional z/D , aumenta na direção ascendente quando a região analisada é acima do nariz da bolha de Taylor e cresce na direção descendente quando a região da esteira é analisada. A posição axial $z/D = 0,025$ corresponde à linha de centro da primeira janela de interrogação acima do nariz.

Figura 41 - Esquema das posições adimensionais no nariz e esteira da bolha.



Os perfis da evolução das médias com o número de realizações da componente axial U da velocidade, foram analisados para diversas posições adimensionais z/D . As Figuras 42 a 46, apresentam a evolução das médias com o número de realizações da componente axial U , nas posições adimensionais $z/D=0,12, 0,22, 0,32, 0,42$ e $0,47$

respectivamente, obtidas com referência na ponta do nariz, conforme Figura 41.

Figura 42 - Evolução da componente axial U da velocidade, no nariz para fluido estagnado, em $z/D=0,12$.

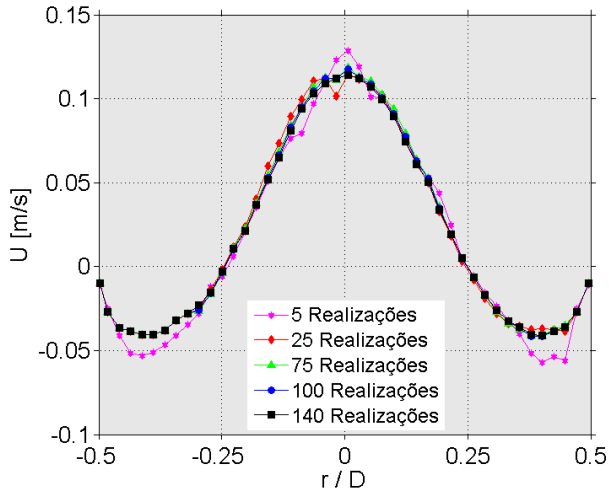
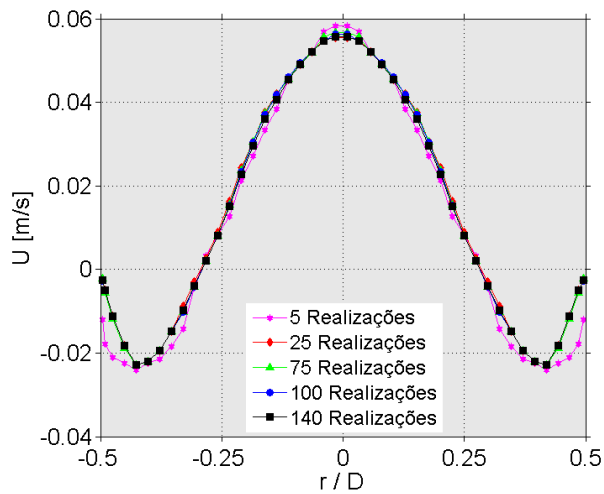


Figura 43 - Evolução da componente axial U da velocidade, no nariz para fluido estagnado, em $z/D=0,22$.



Para a componente axial U , foi observado que a partir de 25 realizações, os perfis médios praticamente convergem, não apresentando mais variações, para um número maior de realizações. Em todas as posições axiais adimensionais z/D , a componente axial U máxima da velocidade, ocorre em $r/D=0$, enquanto que os valores mínimos ocorrem em $r/D= \pm 0,4$. A componente axial sempre é negativa próximo à parede nessa região nos casos de fluido estagnando, pois parte do líquido nessa região é deslocada para as laterais, em direção a região do filme de líquido, que por sua vez escoar no sentido descendente.

Figura 44 - Evolução da componente axial U da velocidade, no nariz para fluido estagnado, em $z/D=0,32$.

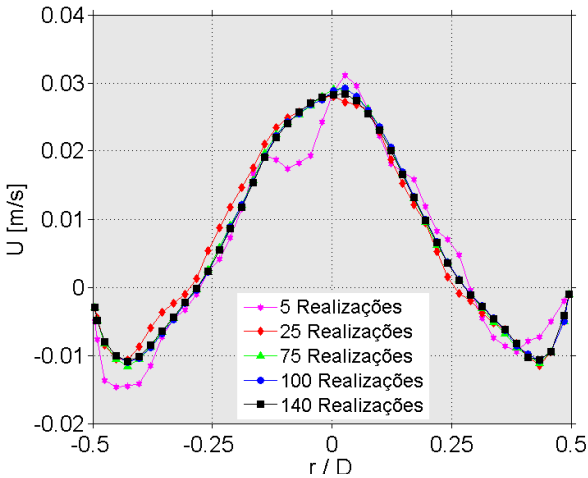


Figura 45 - Evolução da componente axial U da velocidade, no nariz para fluido estagnado, em $z/D=0,42$.

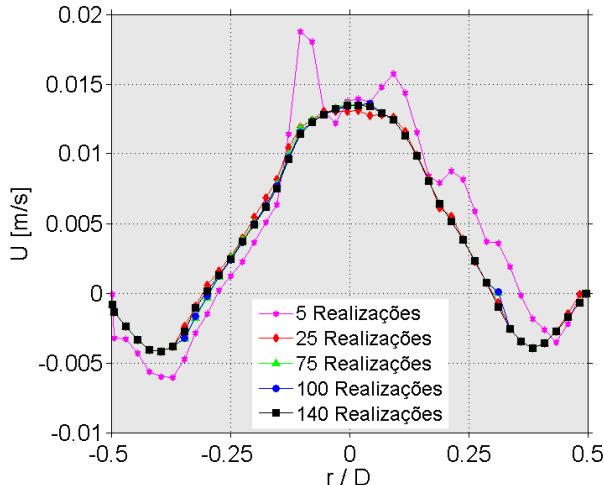
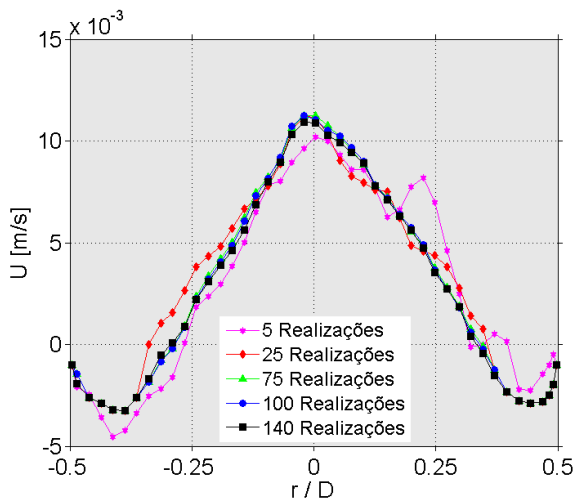


Figura 46 - Evolução da componente axial U da velocidade, no nariz para fluido estagnado, em $z/D=0,47$.



As Figuras 47 a 51, apresentam a evolução das médias com o número das realizações da componente radial V da velocidade, com o número de realizações, nas posições adimensionais $z/D = 0,05, 0,11, 0,15, 0,25$ e $0,3$ respectivamente, obtidas a partir do nariz da bolha.

Figura 47 - Evolução da componente radial V da velocidade, no nariz para fluido estagnado, em $z/D=0,05$.

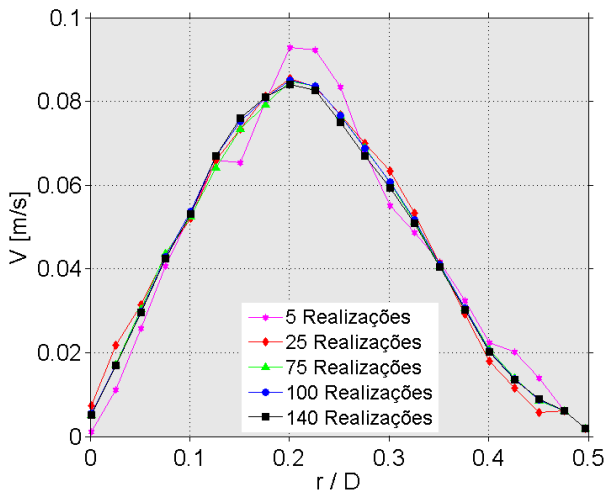


Figura 48 - Evolução da componente radial V da velocidade, no nariz para fluido estagnado, em $z/D=0,11$.

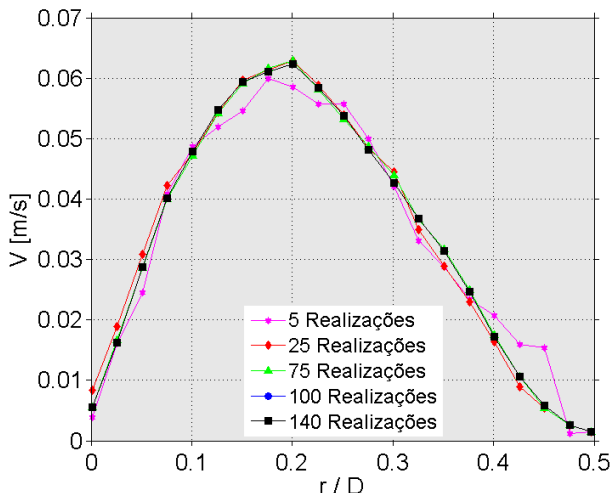
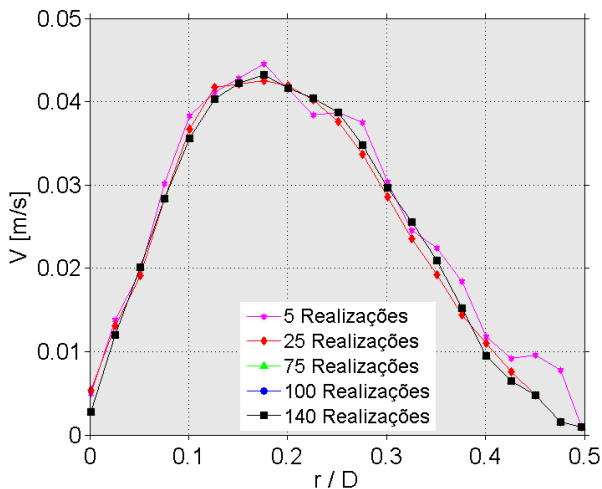


Figura 49 - Evolução da componente radial V da velocidade, no nariz para fluido estagnado, em $z/D=0,15$.



A componente radial V , tem como característica ser positiva do lado direito, e negativa do lado esquerdo, isto é, sempre do centro para a parede do duto, considerando o plano bidimensional. Nota-se claramente que a partir de 25 realizações, os perfis médios da componente radial já são bastante consistentes, apresentando poucas variações para um número maior de realizações. O valor máximo da componente radial V , ocorre em aproximadamente $r/D = 0,2$, nos casos apresentados.

Figura 50 - Evolução da componente radial V da velocidade, no nariz para fluido estagnado, em $z/D=0,25$.

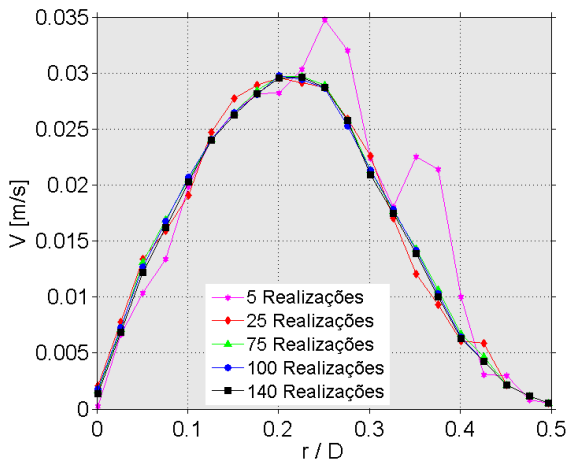
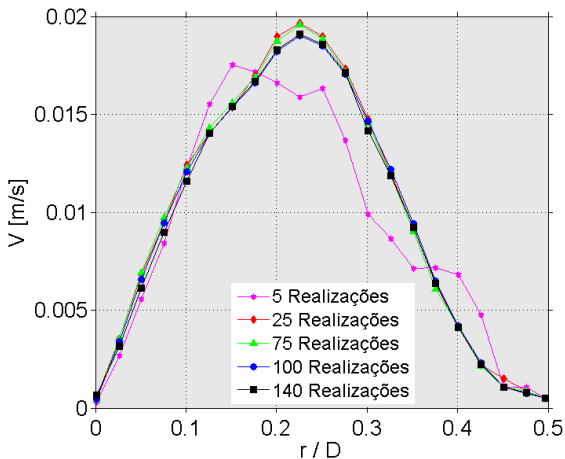


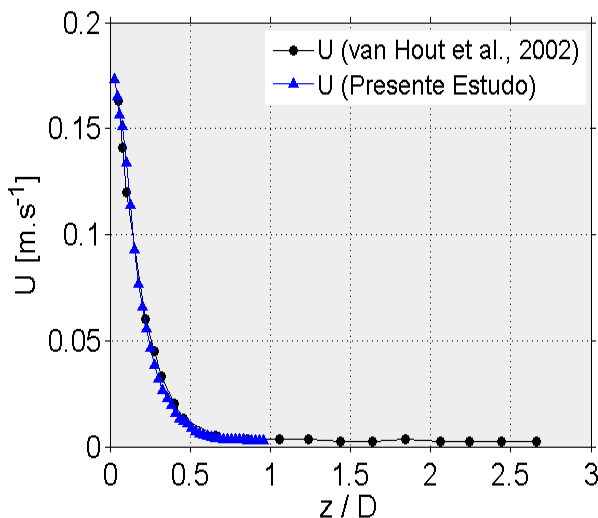
Figura 51 - Evolução da componente radial V da velocidade, no nariz para fluido estagnado, em $z/D=0,3$.



A Figura 52 apresenta o comportamento da componente em $r/D=0$, ao longo do eixo axial adimensional acima do nariz da bolha. Os resultados foram comparados com dados de van Hout *et al.* (2002), e apresentaram boa concordância. Nota-se ainda na Figura 52, quando $z/D \approx 0$, a componente axial da velocidade no centro do duto é aproximadamente o valor da velocidade terminal da bolha de Taylor,

$U_{TB}=0,1735$ m/s, obtida também a partir de emissor de laser e fotocélula, e pela Equação de White e Beardmore (1962), demonstrando mais uma vez a consistência dos resultados obtidos com a técnica PIV. O comprimento médio das bolhas em fluido estagnado foi de $3,5 \pm 0,4D$. Em aproximadamente $z/D=0,65$, como relatado por Polonsky *et al.* (1999), notou-se a formação dos primeiros pontos de escoamento reverso.

Figura 52 – Variação da componente média axial U na linha de centro do duto em função da distância z/D a partir do nariz da bolha, com 140 realizações.



Para melhor visualizar a estrutura do escoamento na fase líquida, os campos os campos vetoriais e linhas de corrente são apresentados a seguir. Na Figura 53 (a) é possível observar o campo vetorial instantâneo de velocidade, na região adimensional acima do nariz da bolha. Na Figura 53 (a) o campo vetorial instantâneo é para um referencial fixo no líquido (*FRF, Fixed Reference Frame*), enquanto a Figura 53 (b) representa o campo vetorial instantâneo para um referencial fixo na bolha (*MRF, Moving Reference Frame*). O campo vetorial de velocidade com referencial fixo na bolha, pode ser obtido, subtraindo-se a componente axial U, da velocidade terminal da bolha ($U_{TB}=0,1735$ m/s). Nota-se no campo vetorial instantâneo, o deslocamento do líquido para às paredes do duto, em direção a zona do filme de líquido. Tal efeito, pode ser melhor observado a

Figura 54 (a) e (b), representando o campo vetorial médio da velocidade, para *FRF* e *MRF* respectivamente, num total de 140 realizações na região do nariz. O efeito do movimento de ascensão da

bolha pode ser desprezível acima de $0,5D$ com referência na ponta do nariz (Figura 41), como reportado em van Hout *et al* (2002), e notado nos campos vetoriais apresentados. Porém, foram detectados velocidades da ordem de 1 mm/s acima dessa região, o que apresenta boa concordância com Polonsky *et al.* (1999b).

Figura 53 - Campo vetorial instantâneo de velocidade no nariz da bolha (a) com referencial fixo no líquido e (b) referencial fixo na bolha.

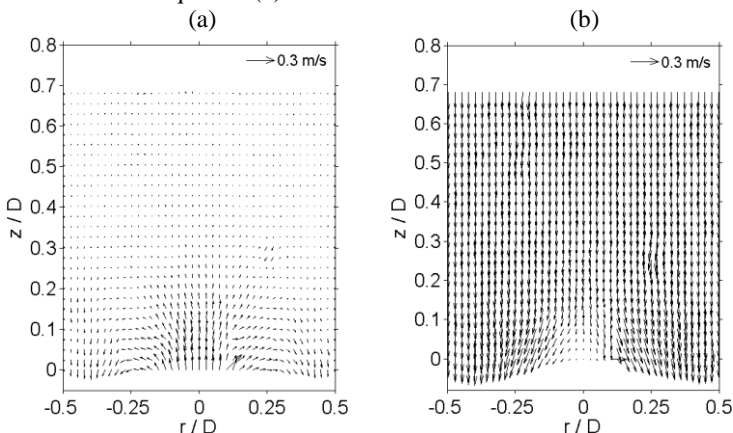
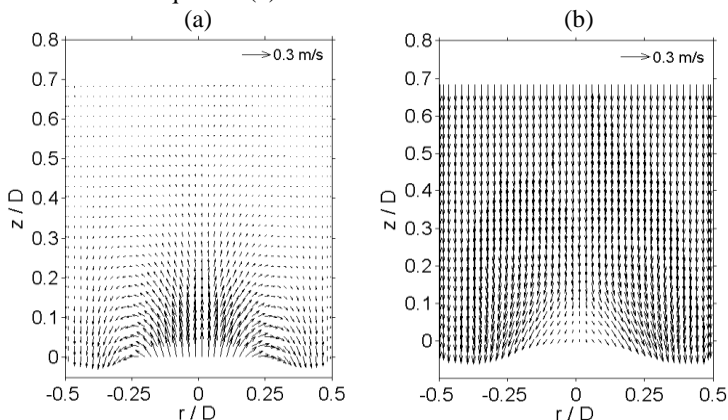


Figura 54 - Campo vetorial médio de velocidade no nariz da bolha (a) com referencial fixo no líquido e (b) referencial fixo na bolha.



As Figuras 55 (a) e (b) apresentam as linhas de corrente do campo instantâneo de velocidade no nariz, considerando referencial fixo no líquido e na bolha respectivamente. Já as Figuras 56 (a) e (b)

demonstram as linhas de corrente para o campo médio de velocidade com 140 realizações.

Figura 55 - Linhas de corrente no nariz para um campo instantâneo (a) com referencial fixo no líquido e (b) com referencial fixo na bolha.

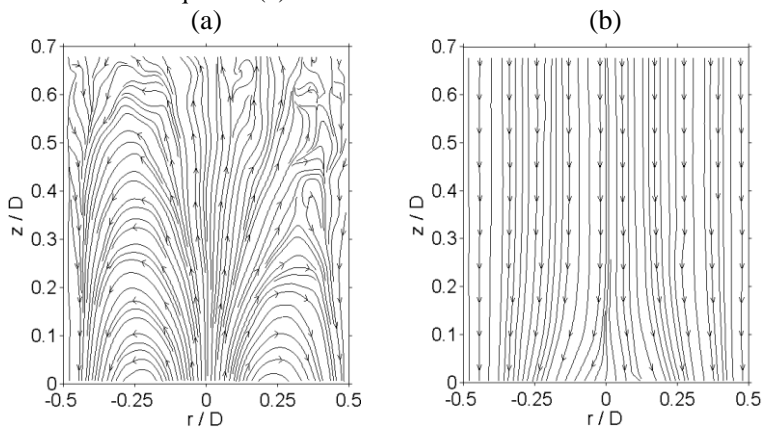
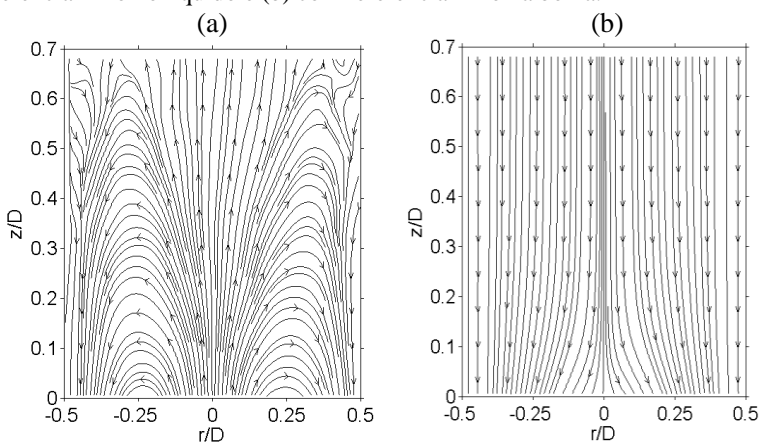


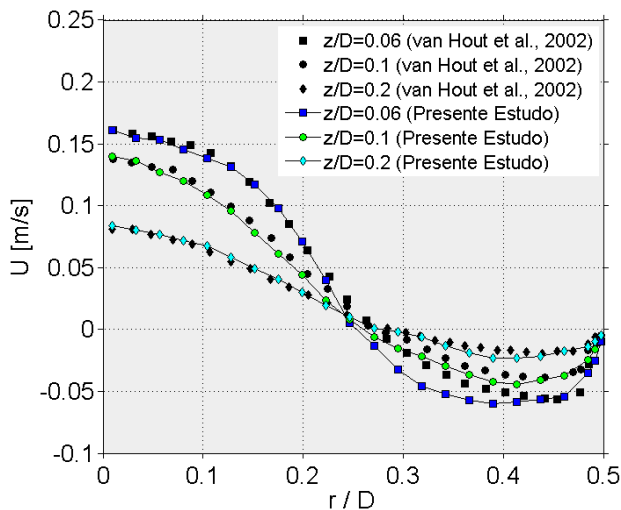
Figura 56 - Linhas de corrente no nariz para um campo médio (a) com referencial fixo no líquido e (b) com referencial fixo na bolha.



Além dos resultados apresentados anteriormente, as componentes axial e radial da velocidade, U e V respectivamente, também foram comparadas com resultados apresentados por van Hout *et al.* (2002), nas mesmas condições experimentais, com a técnica PIV. As Figuras 57 e

58, apresentam os perfis da componente axial U da velocidade no nariz, nas posições adimensionais $z/D=0,06$, $0,1$, $0,2$, e $z/D=0,3$, e $0,5$ respectivamente, considerando a bolha em ascensão na coluna de líquido estagnado. Pode-se dizer que os resultados concordaram muito bem com os dados da literatura, e as pequenas discrepâncias visualizadas, ocorrem por ajustes técnicos, tamanho de bolhas diferentes, maneira de obtenção do campo médio, correlações, interpolações, entre outros parâmetros.

Figura 57 - Perfil da componente axial U , em $z/D=0,06$, $0,1$ e $0,2$.



A componente radial V , também foi comparada com resultados apresentados por van Hout et al. (2002). As Figuras 59 e 60 apresentam os perfis da componente radial, acima do nariz nas posições adimensionais $z/D=0,06$ e $0,1$, e $z/D=0,2$ e $0,3$ respectivamente, considerando a bolha em ascensão na coluna de líquido estagnado. Os resultados da comparação dos perfis radiais também foram considerados muito bons. A seguir, será abordada uma análise mais detalhada acerca do escoamento no filme de líquido.

Figura 58 - Perfil da componente axial U, em $z/D=0,3$ e $0,5$.

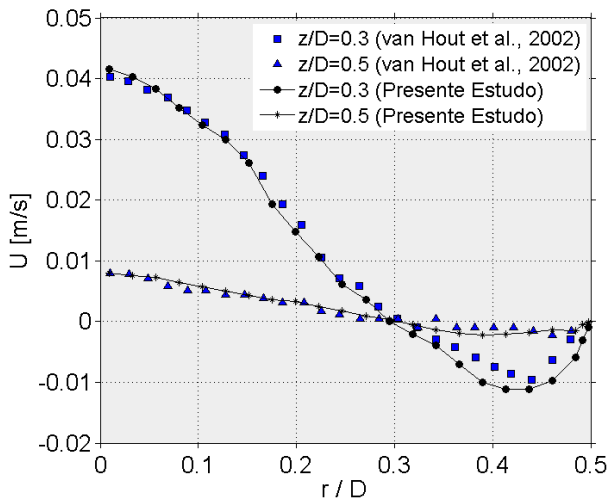


Figura 59 - Perfil da componente radial da velocidade V, em $z/D=0,06$ e $0,1$.

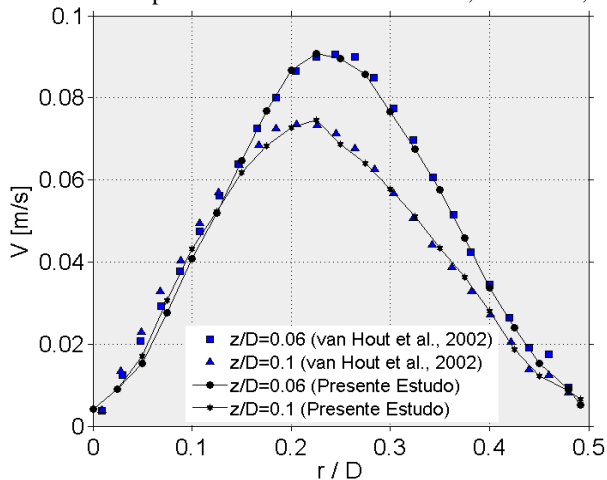
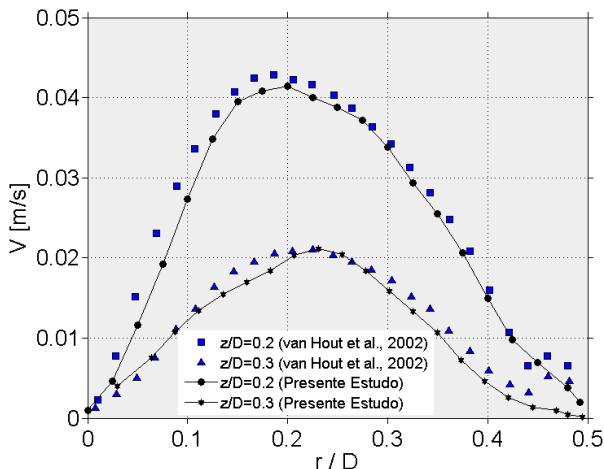


Figura 60 - Perfil da componente radial da velocidade V , em $z/D=0,2$ e $0,3$.



4.3.2 Medição dos campos no filme de líquido com PIV

Foi também avaliada a evolução dos campos médios com o número de realizações no filme de líquido. Como comentado, este estudo foi realizado, tanto para as diferentes situações de escoamento, como para as diferentes regiões analisadas, uma vez que, o número de realizações necessárias para obter um campo médio consistente, dependerá de alguma forma de quão caótico é o escoamento em cada região analisada. As Figuras 61 a 63, apresentam a evolução das médias com o número de realizações da componente axial U , analisadas no filme de líquido, nas posições adimensionais $z/D=-0,05$, $-0,1$ e $-0,25$ respectivamente, com referencial na ponta do nariz da bolha. Nota-se nos respectivos gráficos, que nas posições analisadas, o escoamento no filme encontra-se em desenvolvimento. Isso pode ser visto, analisando os valores discretos máximos de U , em $z/D=-0,05$, $-0,1$ e $-0,25$, que valem $-0,134$, $-0,168$ e $-0,242$ m/s respectivamente. Tais gráficos apontam mais uma vez que a partir de 25 realizações, o campo médio já se torna bem representativo.

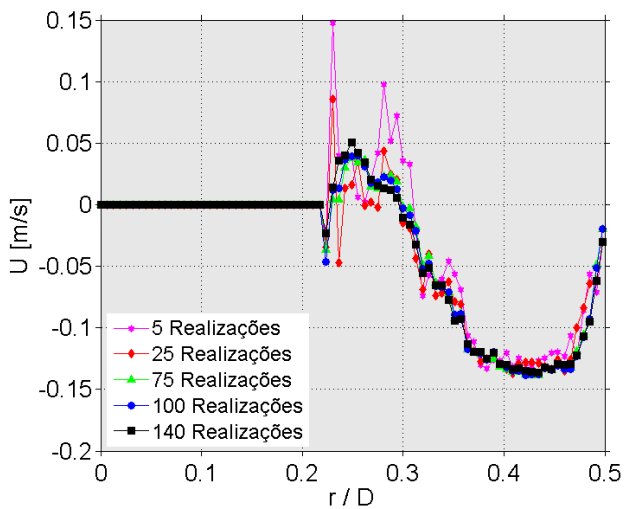
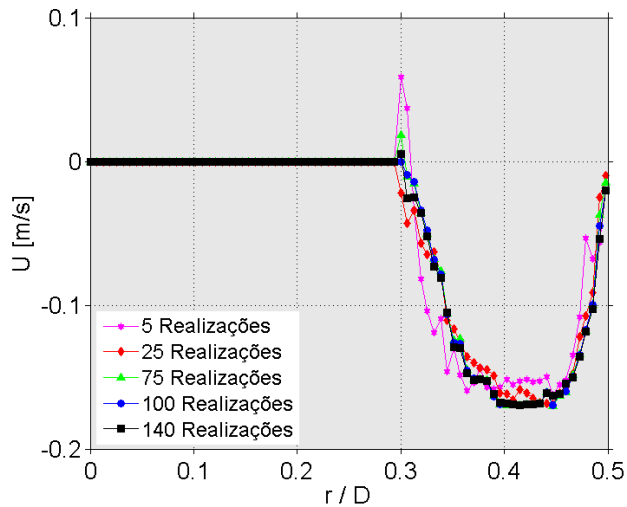
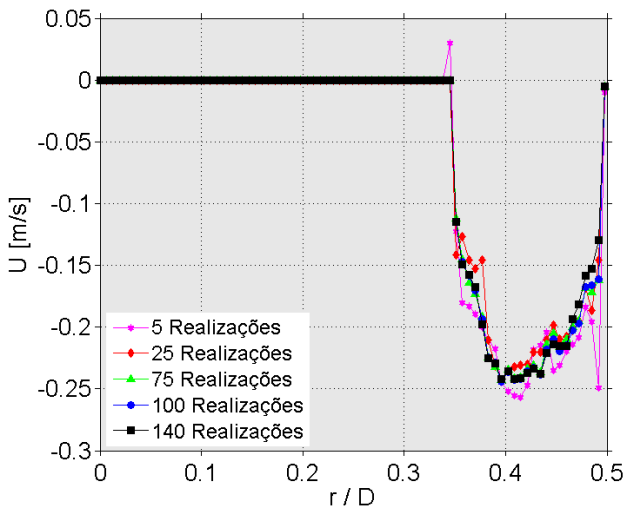
Figura 61 - Evolução da componente axial U no filme, em $z/D=-0,05$.Figura 62 - Evolução da componente axial U no filme, em $z/D=-0,1$.

Figura 63 - Evolução da componente axial U no filme, em $z/D=-0,25$.

As componentes radiais V, também foram analisadas quanto a evolução das médias com o número de realizações em tal região. As Figuras 64 a 66 apresentam a evolução das médias com o número de realizações da componente radial V, no filme de líquido, nas posições adimensionais $z/D=-0,05$, $-0,1$ e $-0,25$ respectivamente. O comportamento de tais componentes ao longo do eixo axial adimensional, demonstrou-se bem comportado quando as médias evolutivas são obtidas, e que foi possível obter um campo médio representativo com poucas realizações.

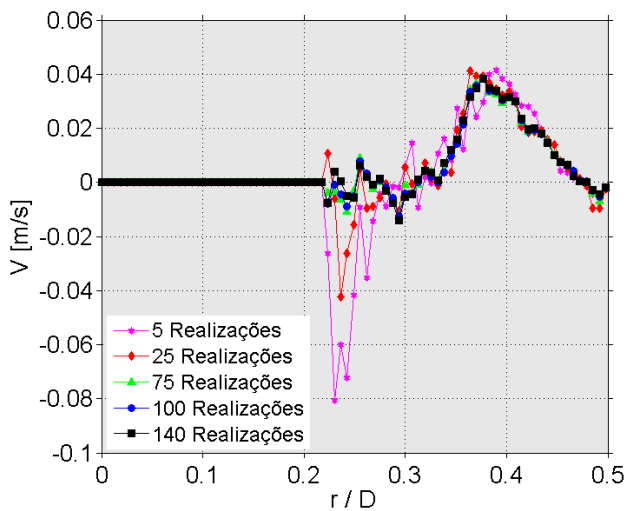
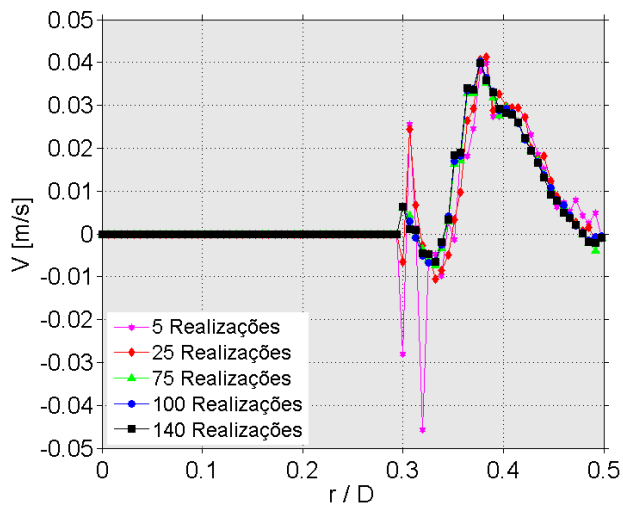
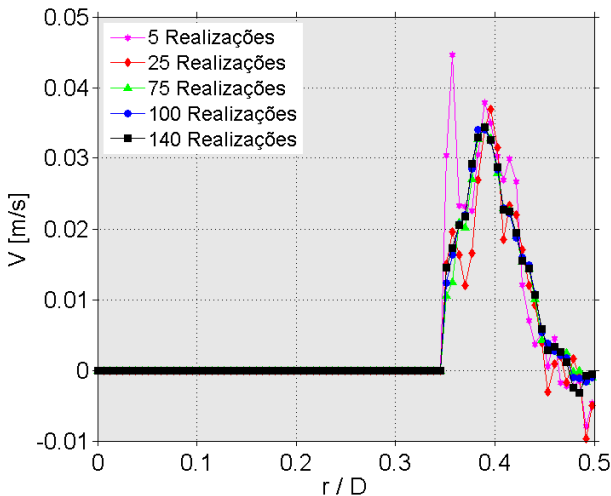
Figura 64 - Evolução da componente radial V no filme, em $z/D=-0,05$.Figura 65 - Evolução da componente radial V no filme, em $z/D=-0,1$.

Figura 66 - Evolução da componente radial V no filme, em $z/D=-0,25$.

4.3.3 Medição dos campos na esteira com PIV

O estudo da evolução dos campos médios em torno da média das realizações também foi avaliado na região da esteira de bolhas de Taylor. As condições experimentais são apresentadas na Tabela 10. Os campos médios são obtidos a partir das médias das realizações. Devido à natureza complexa e caótica, que é a região da esteira, optou-se inicialmente pela aquisição de um número maior de realizações, ao comparado na região do nariz.

Tabela 10 - Parâmetros experimentais utilizados na medição do campo médio na esteira da bolha em fluido estagnado.

Imagens	Número de Imagens	190
	Delta T [μ s]	290
Análise PIV	Método	Bidimensional
	Janela de Interrogação [pixel]	40 x 40

Os perfis médios da componente axial U, na região da esteira foram avaliados em três posições adimensionais, quanto a evolução das médias com o número de realizações. As Figuras 67 a 69 apresentam as médias da componente axial U, nas posições adimensionais $z/D=0,17$, $0,43$ e $0,63$ respectivamente, a partir da cauda da bolha (Figura 41). As

componentes axiais apresentam valores absolutos positivos na região central do duto, e valores negativos na região próxima à parede. Os valores negativos, representam a presença do jato anular que se forma na região do filme da bolha, expandido-se na esteira. As componentes axiais nessa região, cruzam o eixo das abscissas em aproximadamente $r/D=\pm 0,35$ na Figura 67. Entre $r/D=\pm 0,35$ e a parede, as componentes assumem valores negativos, correspondente ao jato anular proveniente do filme. A componente axial U, comporta-se bem no campo médio a partir de 75 realizações.

Figura 67 - Evolução da componente axial U na esteira, em $z/D=0,17$.

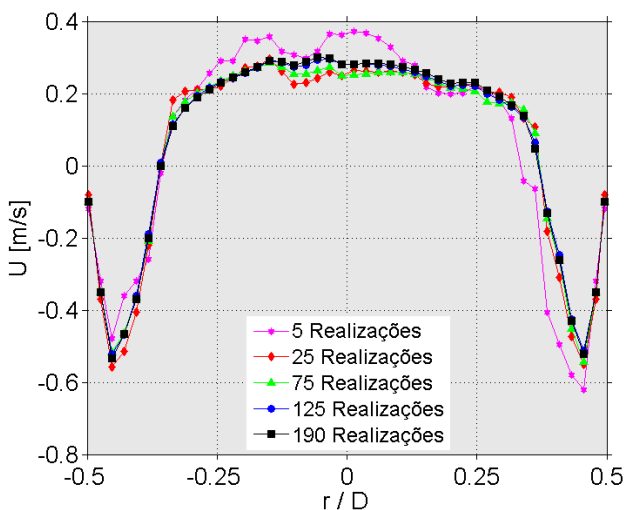
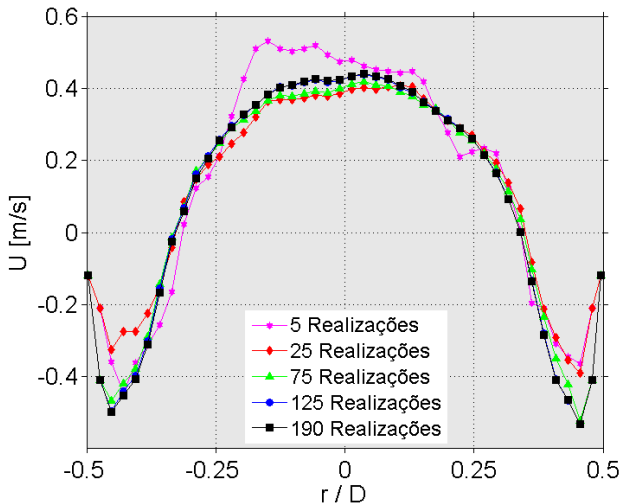
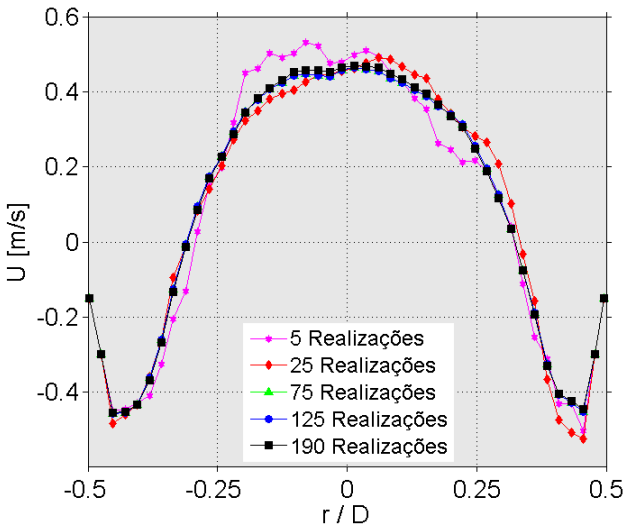


Figura 68 - Evolução da componente axial U na esteira, em $z/D=0,43$.Figura 69 - Evolução da componente axial U na esteira, em $z/D=0,63$.

As Figuras 70 a 75, apresentam a evolução das médias com o número de realizações da componente radial V, nas posições adimensionais $z/D=0,17$, $0,43$, $0,78$, $1,0$, $1,25$ e $1,41$ respectivamente, com referência na cauda da bolha. Os valores absolutos das componentes radiais, são notavelmente menores que os valores das

componentes axiais U , na mesma região, não excedendo $0,06$ m/s em todos os casos. Nota-se que os valores das componentes radiais, alteram de positivos (perto da cauda) para negativos (a partir de $z/D=0,78$), no lado direito por exemplo. Esse fato está em boa concordância com os resultados apresentados por van Hout *et al.* (2002), pois nessa região há a formação de uma recirculação, pelo descolamento do filme de líquido na cauda da bolha de Taylor, que é a principal característica da esteira.

A componente radial da velocidade torna-se desprezível ou muito pequena a partir de $z/D > 2$. Nota-se nas Figuras 70 a 75 que, na maioria dos casos avaliados, a componente radial V , não varia significativamente com o número de realizações, a partir de 75 realizações, para a maioria dos casos. Entretanto, para distâncias maiores, em $z/D=1,41$, observam-se variações importantes, ainda para 125 realizações. Isto se deve, provavelmente, ao fato que as velocidades médias são pequenas e, portanto, os desvios causados pelos vórtices remanescentes, são significativos em relação aos valores médios.

Figura 70 - Evolução da média da componente radial V na esteira, com o número de realizações, em $z/D=0,17$.

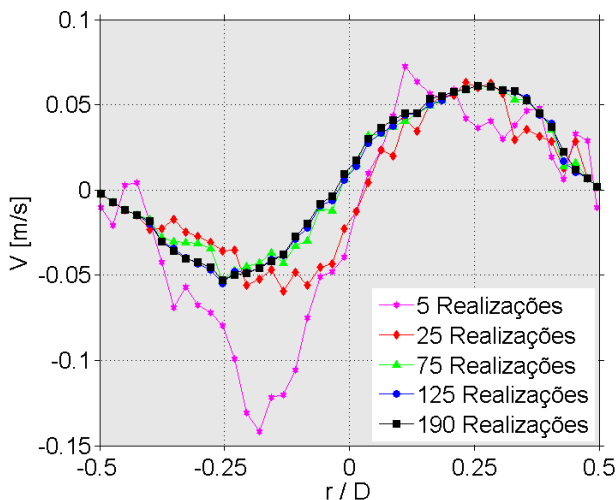


Figura 71 - Evolução da média da componente radial V na esteira, com o número de realizações, em $z/D=0,43$.

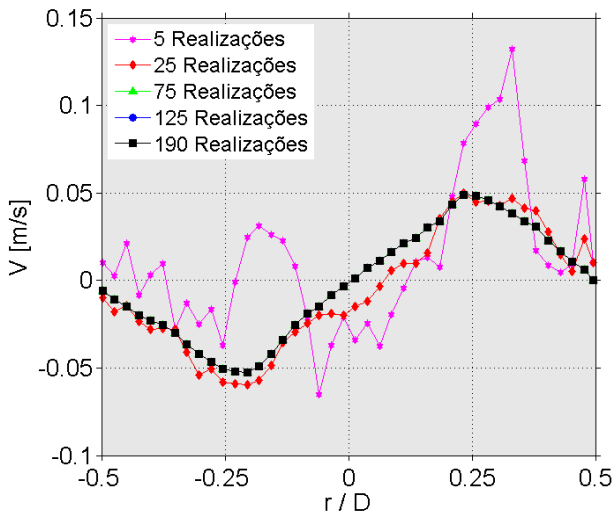


Figura 72 - Evolução da média da componente radial V na esteira, com o número de realizações, em $z/D=0,78$.

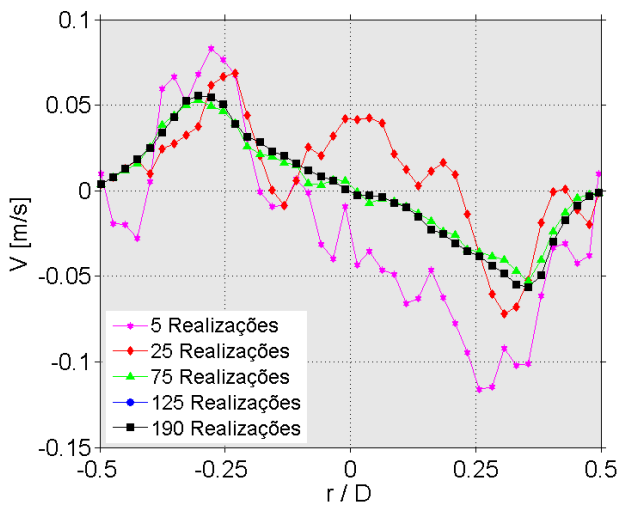


Figura 73 - Evolução da média da componente radial V na esteira, com o número de realizações, em $z/D=1,0$.

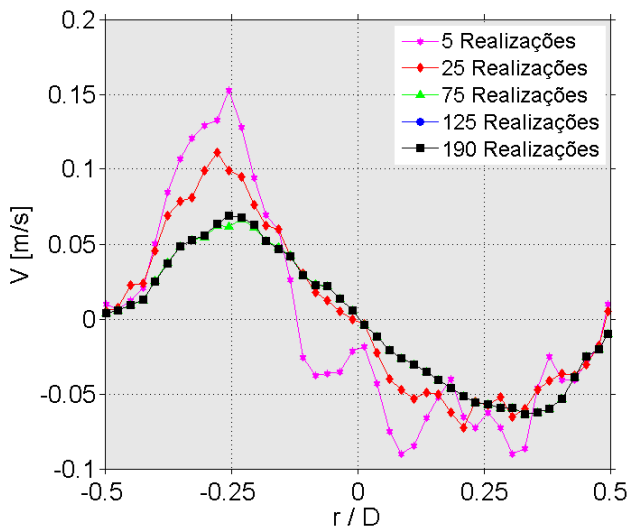


Figura 74 - Evolução da média da componente radial V na esteira, com o número de realizações, em $z/D=1,25$.

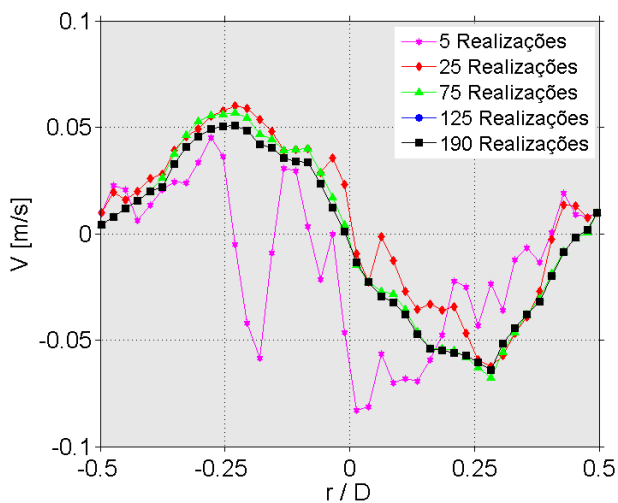
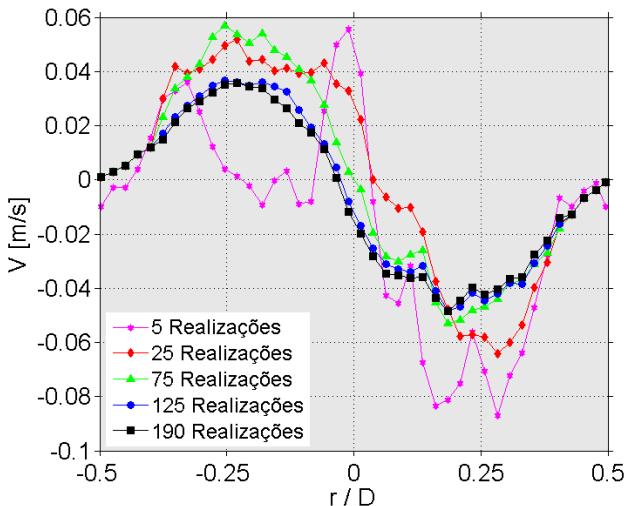
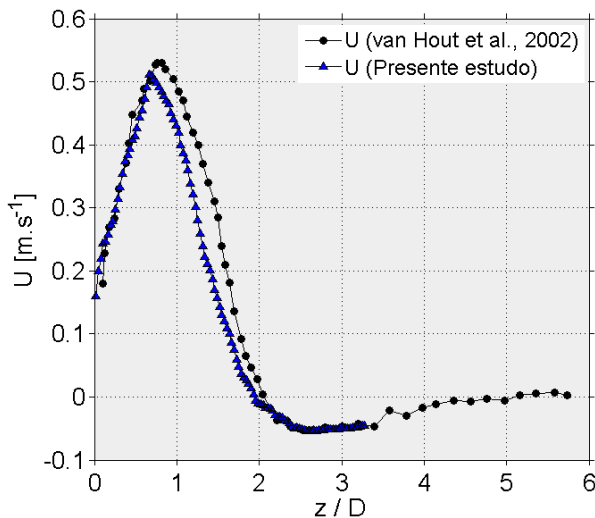


Figura 75 - Evolução da média da componente radial V na esteira, com o número de realizações, em $z/D=1,41$.



A variação da componente axial média U , na linha de centro do duto, em função da distância adimensional z/D , com referência na cauda da bolha, também foi obtida e pode ser vista na Figura 76. Percebe-se que próximo da cauda da bolha, em $z/D \approx 0$, a componente axial U da velocidade é muito próxima a U_{TB} . Na esteira, contrariamente do que acontece no nariz, a componente U aumenta inicialmente de U_{TB} para o valor máximo de 0,53 m/s em $z/D \approx 0,7D$, seguido de um decréscimo rápido até cruzar o eixo das abscissas em $z/D \approx 1,95D$, atingindo uma velocidade máxima negativa de 0,05 m/s em $z/D \approx 2,5D$. Tais resultados, apresentados na Figura 76, também apresentam boa concordância com os apresentados por van Hout *et al.* (2002).

Figura 76 - Variação da componente média axial U da velocidade na linha de centro do duto em função da distância z/D a partir da cauda da bolha.



O campo vetorial instantâneo e médio da velocidade na região da esteira, são apresentados a seguir. Através deles é possível observar a formação dos vórtices nessa região. As Figuras 77 e 78 apresentam os campos vetorial instantâneo e médio respectivamente na esteira. A Figura 77 (a) representa o campo vetorial instantâneo com referencial fixo no líquido (*FRF*), enquanto a Figura 77 (b) representa o campo vetorial instantâneo com referencial fixo na bolha (*MRF*). O mesmo foi realizado para o campo vetorial médio da velocidade, obtido a partir de 190 realizações, visualizados nas Figura 78 (a) e (b).

Como consta na literatura, para valores de N_f acima de 1500 (caso do presente estudo) é notável a formação de recirculações, como visto nas Figuras 79 e 80, através das linhas de corrente, e também reportado por Campos e Guedes de Carvalho (1988a) e outros autores. O efeito dessas recirculações se propaga por vários diâmetros de comprimento abaixo da região da esteira. As Figuras 79 (a) e (b) apresentam as linhas de corrente para um campo instantâneo de velocidade com referencial no líquido e com referencial na bolha respectivamente. O mesmo foi realizado nas Figuras 80 (a) e (b) para um campo médio de velocidade. A região de recirculação atinge uma área até aproximadamente $z/D \approx 1,2D$ abaixo da cauda. O centro das recirculações ocorrem em aproximadamente $z/D = 0,4$ e $r/D = \pm 0,3$, onde a componente axial U corta o eixo das abscissas.

Figura 77 - Campo vetorial instantâneo da velocidade na esteira da bolha (a) com referencial fixo no líquido e (b) referencial fixo na bolha.

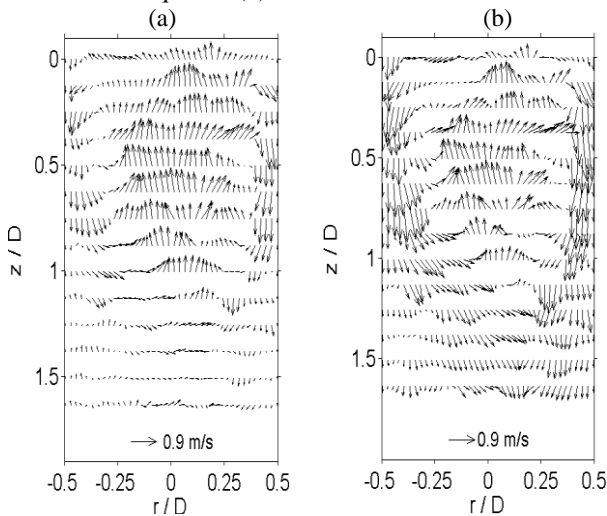


Figura 78 - Campo vetorial médio da velocidade na esteira da bolha com 190 realizações (a) com referencial fixo no líquido e (b) referencial fixo na bolha.

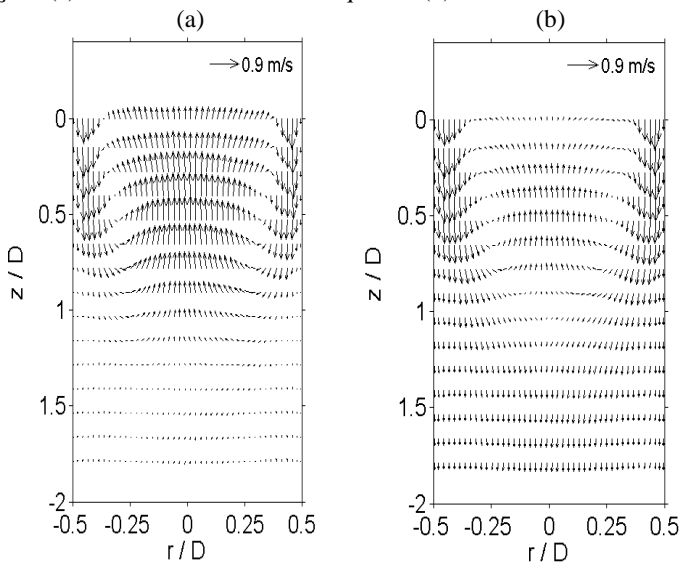


Figura 79 - Linhas de corrente na esteira do campo instantâneo (a) referencial fixo no líquido e (b) referencial fixo na bolha.

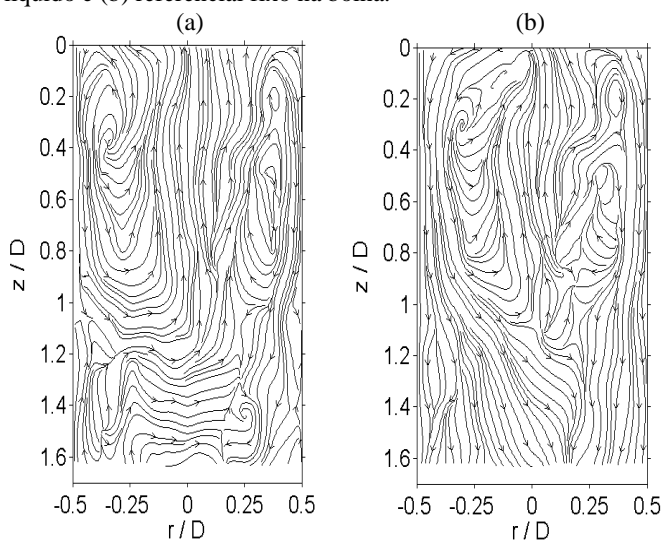
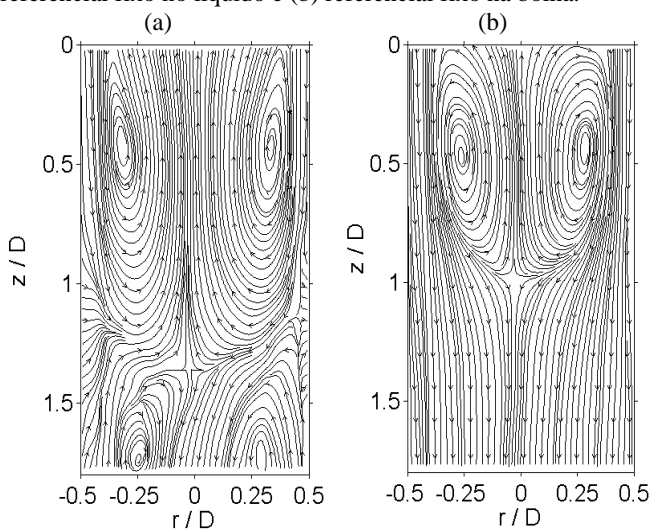


Figura 80 - Linhas de corrente na esteira do campo médio com 190 realizações para (a) referencial fixo no líquido e (b) referencial fixo na bolha.



As componentes radiais V da velocidade foram também comparadas com resultados apresentados por van Hout *et al.* (2002), nas mesmas condições experimentais, da mesma maneira realizada na comparação com resultados na região do nariz. As Figuras 81 a 84 apresentam os perfis da componente radial V , na região da esteira, nas posições adimensionais $z/D=0,06$, 0,5, 1,5 e 1,8 respectivamente. A comparação dos resultados está em boa concordância. Na Figura 81, em $z/D=0,06$, o perfil apresentado por van Hout *et al.* (2002) encontra-se totalmente desordenado, pelo fato de estar muito próximo da cauda da bolha, onde provavelmente, um número maior de realizações seria necessário para uma média consistente. No caso dos resultados deste trabalho, o perfil apresenta-se mais consistente.

Figura 81 - Comparação do perfil da componente radial V , em $z/D=0,06$.

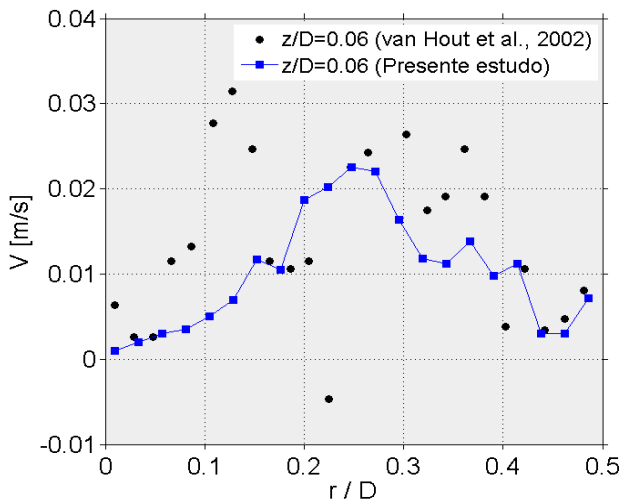


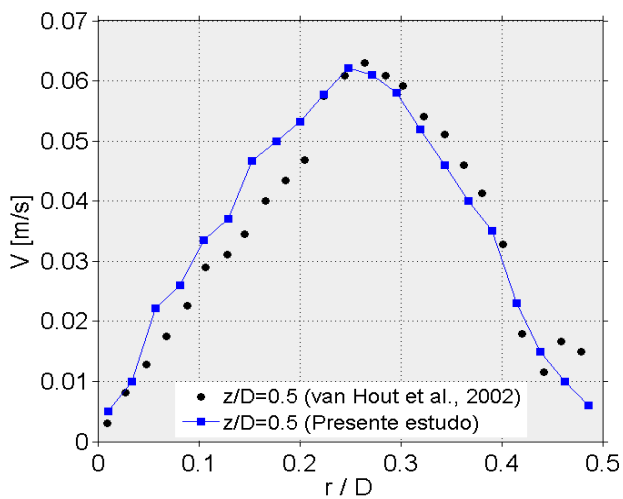
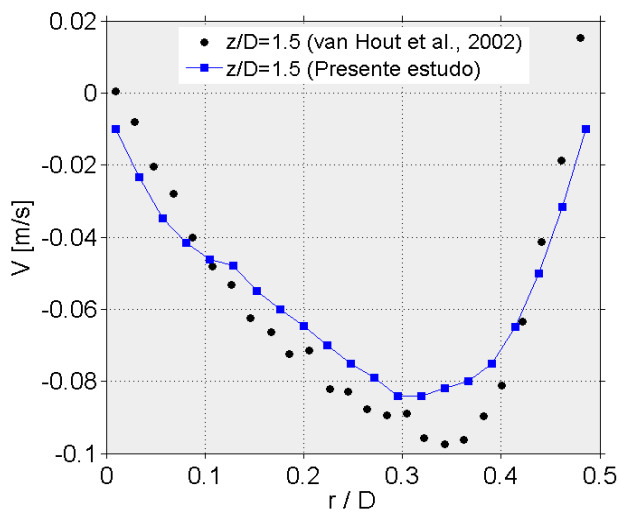
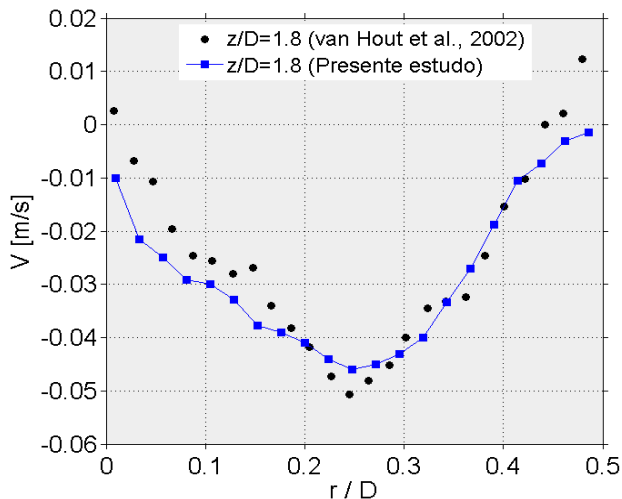
Figura 82 - Comparação do perfil da componente radial V, em $z/D=0,5$.Figura 83 - Comparação do perfil da componente radial V, em $z/D=1,5$.

Figura 84 - Comparação do perfil da componente radial V , em $z/D=1,8$.

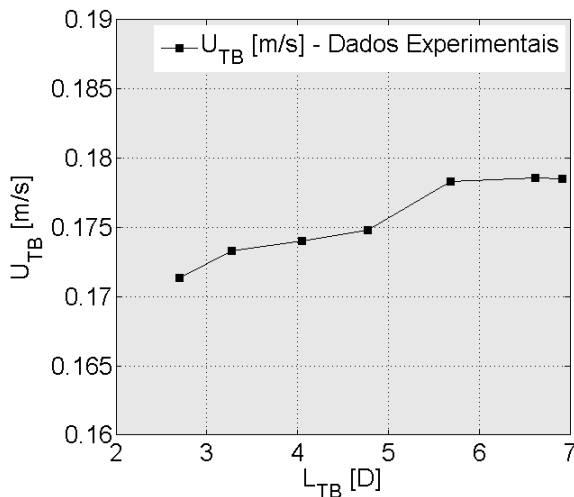
4.3.4 Medição da Velocidade Terminal das bolhas

A técnica de emissor de laser e fotocélula, foi utilizada para obter os valores do comprimento médio e velocidade média terminal das bolhas de Taylor, em fluido estagnado e também fluxo co-corrente. Inicialmente, foi analisada a dependência do comprimento da bolha na velocidade terminal. A Figura 85 apresenta a relação da velocidade terminal com o comprimento da bolha. Observa-se que, como relatado na literatura, a partir de um determinado comprimento, neste caso, aproximadamente $5,7D$ a velocidade terminal da bolha torna-se constante. Para cada velocidade e comprimento médio da bolha obtidos com a presente técnica, foram adquiridas 20 realizações, e desse modo efetuadas as médias das realizações. Nos testes realizados com PIV, foi obtida uma velocidade na ponta do nariz em $z/D \approx 0,025$, igual a $0,1735$ m/s, para bolhas de comprimento médio $3,5 \pm 0,4D$. A Tabela 11 apresenta uma comparação dos valores de velocidade terminal da bolha, obtidos para fluido estagnado, entre as técnicas utilizadas neste trabalho e também com correlações da literatura.

Tabela 11 - Velocidade terminal da bolha para diferentes modos de obtenção.

Modo de obtenção	U_{TB} [m/s]
Técnica PIV [$L_{TB}=3.5D$]	0.1735
Emissor de laser e fotocélula [$L_{TB}=3.5D$]	0.174
Equação 1, Dumitrescu (1943)	0.1776
Equação 1, Davies e Taylor (1950)	0.166
Equação 1, White e Beardmore (1962)	0.1746

Figura 85 -Dependência da velocidade terminal com o comprimento da bolha de Taylor para fluido estagnado.



A Figura 86, apresenta o comportamento da velocidade terminal, para diversos comprimentos de bolha, na presença de um escoamento de bolhas dispersas ($J_{gd} = 0,0026$ m/s). Nesse caso, a partir de $L_{TB}=6,45D$ a velocidade terminal da bolha já se torna uniforme. O objetivo deste estudo foi verificar se a consistência da velocidade terminal também é atingida na presença de bolhas dispersas. O fato que o comprimento no qual a velocidade torna-se constante é maior indica que, devido a presença das bolhas dispersas, um comprimento maior é necessário para obter um escoamento plenamente desenvolvido no filme.

A Figura 87 apresenta as velocidades terminais da bolha de Taylor, para os diferentes valores de velocidade superficial do gás, em forma de bolhas dispersas para líquido estagnado, considerando um único comprimento de bolha ($L_{TB}=5,7D$). O aumento na velocidade

terminal é praticamente linear, à medida que a velocidade superficial do gás aumenta.

Figura 86 - Dependência da velocidade terminal com o comprimento da bolha de Taylor, sujeito a $J_{gd} = 0,0026$ m/s e $J_l = 0$ m/s.

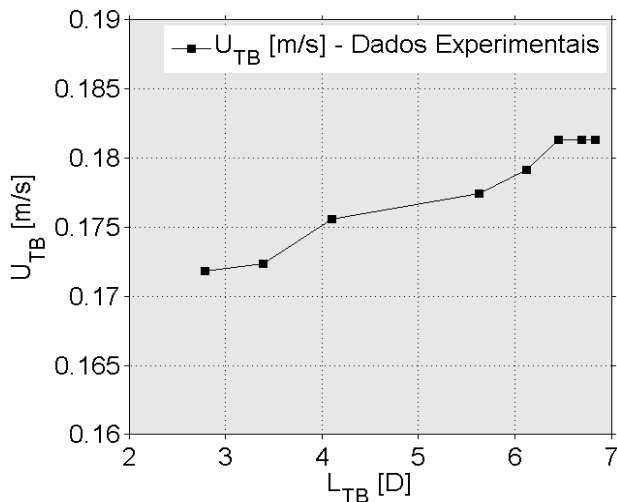
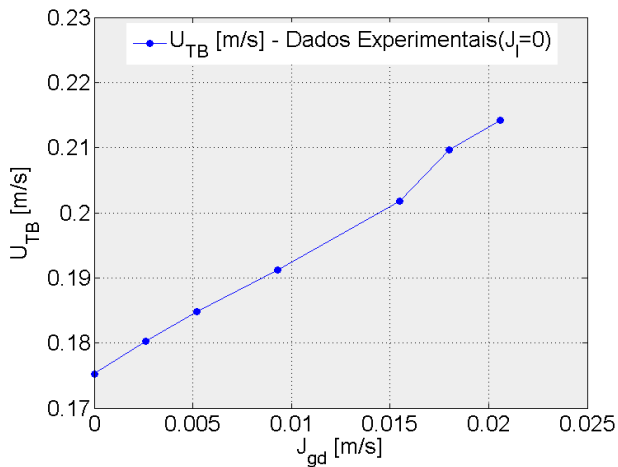


Figura 87 - Velocidade terminal da bolha em função das várias velocidades superficiais de gás, em fluido estagnado.



4.4 ESCOAMENTO AO REDOR DE BOLHAS DE TAYLOR EM FLUXO CO-CORRENTE

Aproximando-se do objetivo principal deste trabalho que é estudar uma representação mais realística do escoamento em padrão *slug*, foram realizados experimentos com a fase líquida escoando, porém ainda sem a presença de um escoamento de bolhas dispersas. Os campos médios ao redor da bolha também foram avaliados para duas velocidades superficiais da fase líquida ($J_l = 0,0644$ e $0,1546$ m/s), correspondendo ao número de Reynolds para a fase líquida 1717 e 4122 respectivamente. Desta maneira, o primeiro caso seria representativo de uma situação onde o escoamento no líquido, independentemente da presença da bolha de Taylor, é laminar, e o segundo caso um regime de escoamento turbulento.

No caso de escoamento co-corrente, a dificuldade de aquisição das imagens sempre na mesma posição é ligeiramente maior, para posterior realização das médias. Consequentemente, o número de imagens descartadas (pelo fato de não capturar as bolhas na mesma posição) na análise dessa etapa foi maior, cerca de 20%. Porém, demonstrou-se que é possível estabelecer uma média consistente com 150 realizações no nariz e 250 na esteira. Da mesma forma que no caso com líquido estagnado, foi realizada uma análise rigorosa da evolução dos campos médios nas regiões de interesse. A seguir, apresentam-se os perfis das componentes axial e radial da velocidade, em diferentes posições axiais adimensionais, e outros resultados obtidos com a técnica PIV. Resultados qualitativos também serão apresentados na sequência e, por fim, resultados adquiridos com emissor de laser e fotocélula serão apresentados.

4.4.1 Medição dos campos médios ao redor da bolha com PIV

Inicialmente, será apresentada uma análise da evolução das médias com o número de realizações, dos campos médios na região do nariz da bolha, de acordo com as velocidades superficiais impostas.

As Figuras 88 a 90 apresentam a evolução das médias com o número de realizações para a componente axial U , nas posições adimensionais $z/D=0,025$, $0,1$ e $0,2$ respectivamente, representando o caso para $J_l=0,0644$ m/s ($Re=1717$). Mais uma vez, esta análise demonstra que 150 realizações é uma quantidade significativa para representar bem o campo médio. Nas Figuras 88 e 89, nota-se a formação de um perfil mais agudo, com uma inflexão perto das paredes.

Este perfil é formado pela perturbação provocada pela bolha de Taylor (região central, mais aguda) sobre o perfil de velocidade da fase líquida que, neste caso, está escoando. Como a velocidade da bolha é maior nesses casos, a própria ponta da bolha acaba deslocando o líquido para as laterais nessa região, formando esse tipo de perfil no nariz. Isso será observado na apresentação do campo vetorial e linhas de corrente, reportados mais adiante. Um comportamento similar é observado para esta região em todos os casos com líquido escoando.

Figura 88 - Evolução da componente axial U no nariz da bolha em $z/D=0,025$, para $J_f=0,0644$ m/s ($Re=1717$).

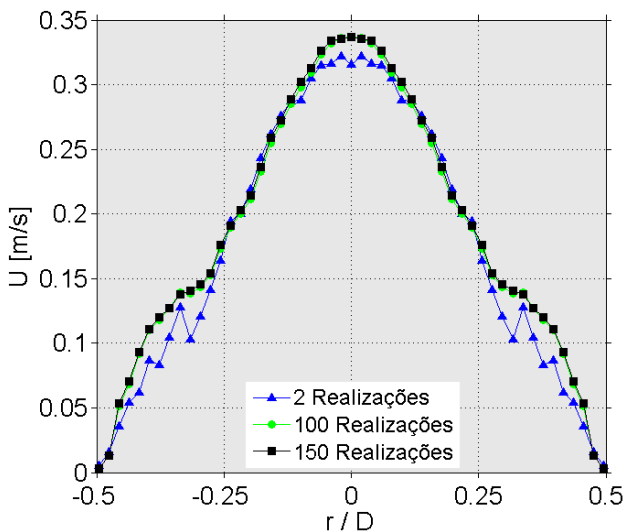
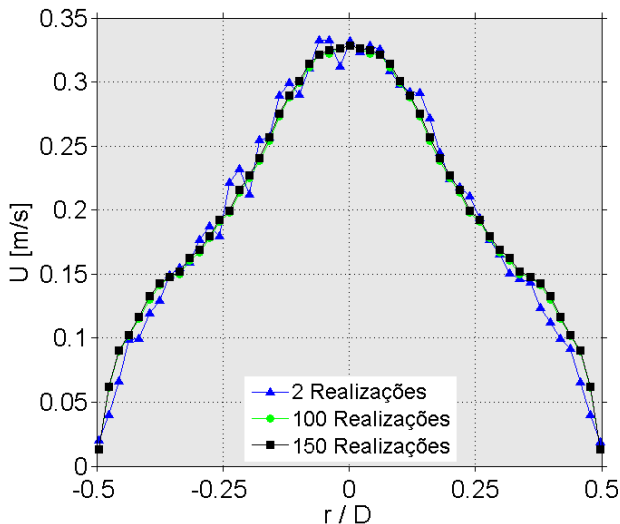


Figura 89 - Evolução da componente axial U no nariz da bolha em $z/D=0,1$, para $J_f = 0,0644$ m/s ($Re=1717$).



A Figura 91 apresenta os perfis médios da componente axial U, no caso do regime turbulento ($Re=4122$), obtidos a partir de 170 realizações, para diferentes posições axiais. No caso da componente axial U, percebe-se que perto do nariz, a componente axial apresenta um formato "agudo" na região central, e a medida que z/D aumenta, o formato aproxima-se de um perfil parabólico, típico de escoamento monofásico laminar.

Figura 90 - Evolução da componente axial U no nariz da bolha em $z/D=0,2$, para $J_f=0,0644$ m/s ($Re=1717$).

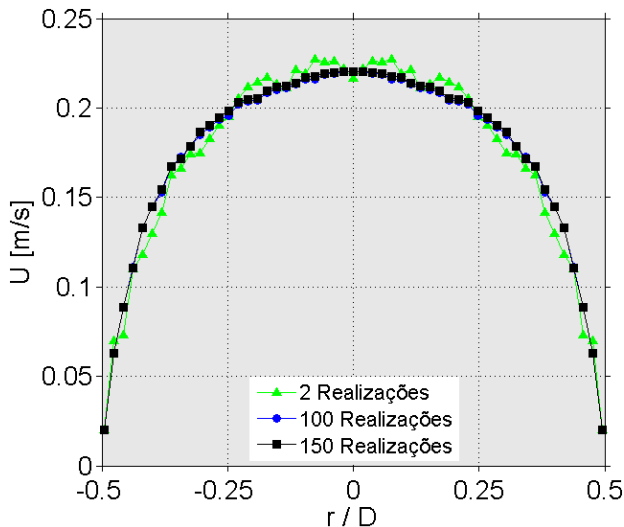
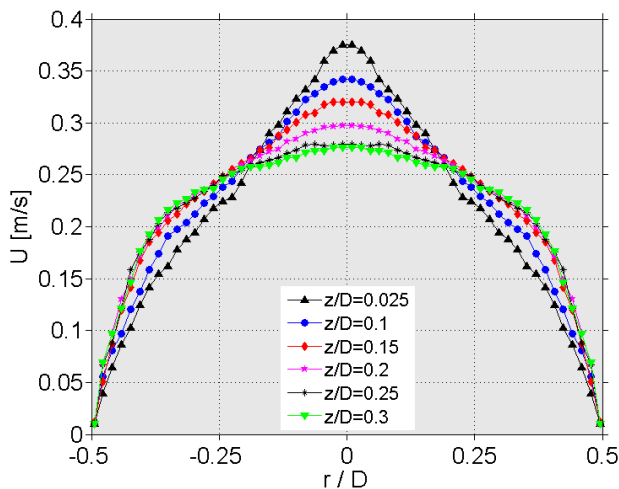


Figura 91 - Vários perfis médios da componente axial U no nariz da bolha para $J_f=0,154$ m/s ($Re=4122$).



As Figuras 92 e 93, apresentam a evolução das médias com o número de realizações da componente radial V, nas posições adimensionais $z/D=0,025$ e $0,1$ respectivamente com referência na ponta

do nariz, para $J_f = 0,0644$ m/s ($Re=1717$). A evolução das médias com o número de realizações foi avaliada com 2, 100 e 150 realizações para esta etapa dos experimentos. Como se observa na Figura 92 e 93, conclui-se que um número de 150 realizações é adequado e representa bem o campo médio em tal região do escoamento.

Figura 92 - Evolução da componente radial V no nariz da bolha em $z/D=0,025$, para $J_f = 0,0644$ m/s ($Re=1717$).

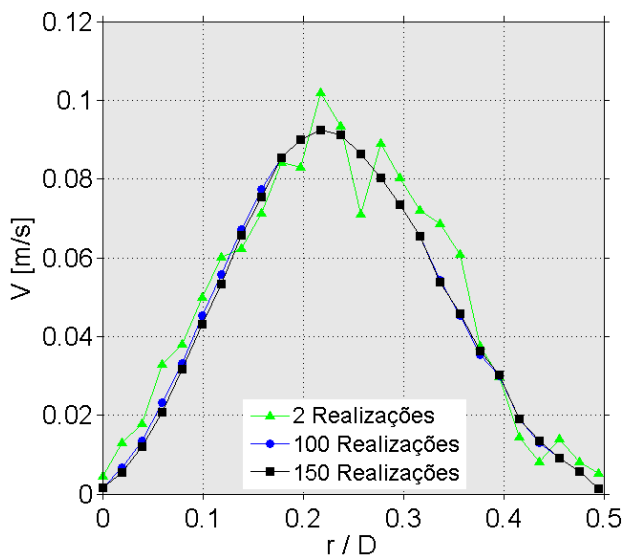
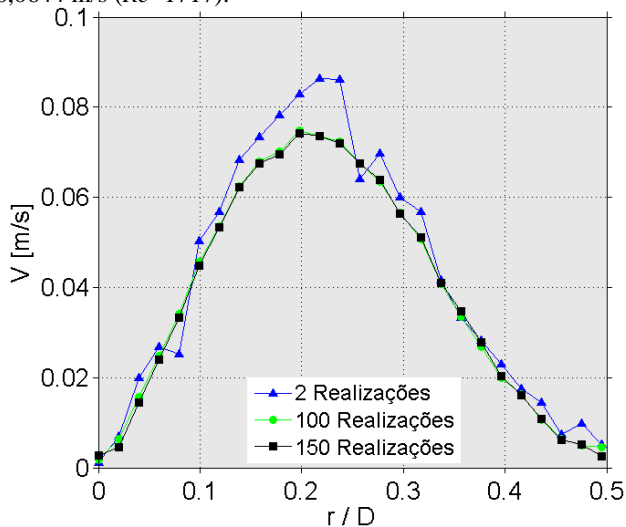


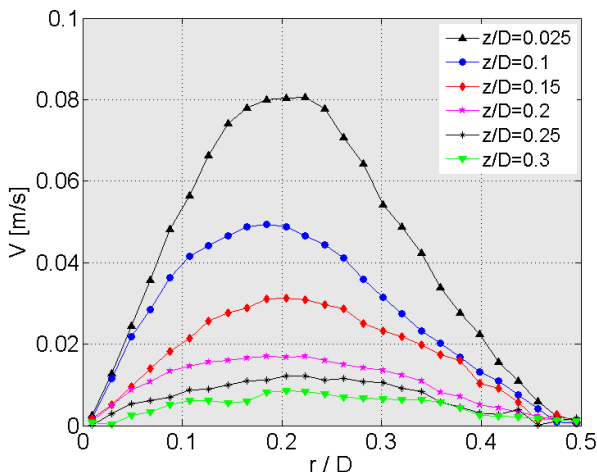
Figura 93 - Evolução da componente radial V no nariz da bolha em $z/D=0,1$, para $J_l=0,0644$ m/s ($Re=1717$).



Para uma velocidade superficial do líquido maior, quando o escoamento na fase líquida torna-se turbulento ($Re=4122$), a captura das imagens torna-se ainda mais complicada e, ao mesmo tempo, é necessário um número de realizações maior para tornar o campo médio representativo.

A análise do número de realizações necessárias para as componentes radiais para o caso em regime turbulento não será apresentada neste caso, apenas apresentam-se suas componentes médias em várias posições adimensionais, como observado na Figura 94. Quanto maior a distância adimensional z/D , observada na Figura 94, mais próximo de zero aproxima-se a componente V nessa região. Observa-se ainda que, os maiores valores da componente radial situam-se em aproximadamente $r/D=0,2$.

Figura 94 - Vários perfis da componente radial V no nariz da bolha, para $J_l = 0,154$ m/s ($Re=4122$).



A evolução dos campos médios com o número de realizações também foi analisada na região da esteira para o caso de fluxo co-corrente. A seguir, apresentam-se estas análises para a região da esteira da bolha, com fluido escoando ainda sem a presença de um escoamento de bolhas dispersas. Como já comentado, capturar boas imagens na região da esteira é sempre mais complicado, pois na maioria das vezes a cauda não é plana para elevados N_f . As Figuras 95 a 97 apresentam as componentes axiais da evolução das médias com o número de realizações, na região da esteira para o caso de Re da fase líquida igual a 1717, nas posições adimensionais $z/D=0,25$, $0,5$ e $1,0$ respectivamente. Constatou-se que a partir de aproximadamente 120 realizações, mesmo na esteira, é possível obter um campo médio representativo.

Figura 95 - Evolução da componente axial U na esteira em $z/D=0,25$, para $J_t = 0,0644$ m/s ($Re=1717$).

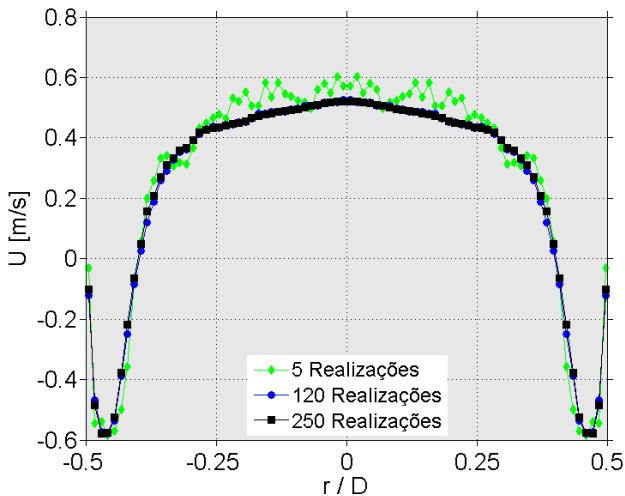


Figura 96 - Evolução da componente axial U na esteira em $z/D=0,5$, para $J_t = 0,0644$ m/s ($Re=1717$).

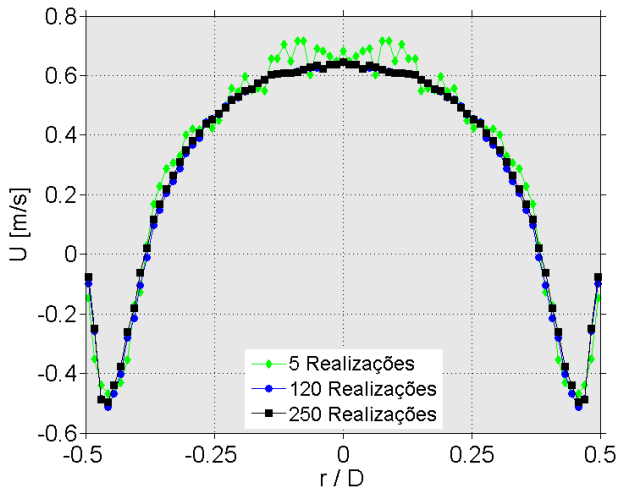
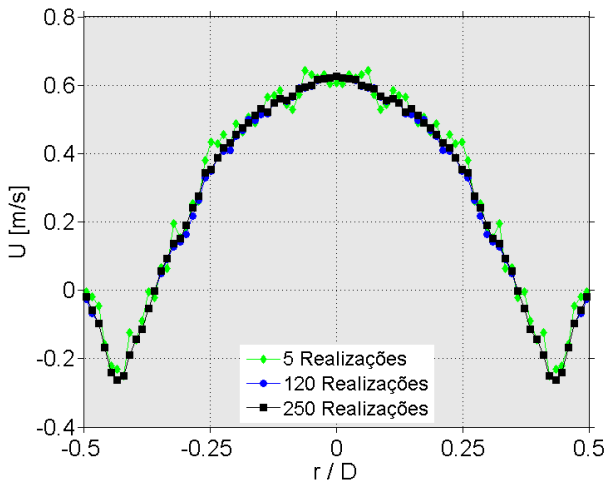


Figura 97 - Evolução da componente axial U na esteira em $z/D=1.0$, para $J_l=0.0644$ m/s ($Re=1717$).



As Figuras 98 a 100, apresentam a evolução das médias com o número de realizações da componente axial U, para o caso com $J_l = 0,154$ m/s ($Re=4122$), nas posições adimensionais $z/D=0,25$, $0,5$ e $1,0$ respectivamente. Embora sejam apresentados os resultados com 260 realizações, observou-se que as médias se comportam bem a partir de 190 realizações.

Figura 98 - Evolução da componente axial U na esteira em $z/D=0,25$, para $J_1 = 0,154$ m/s ($Re=4122$).

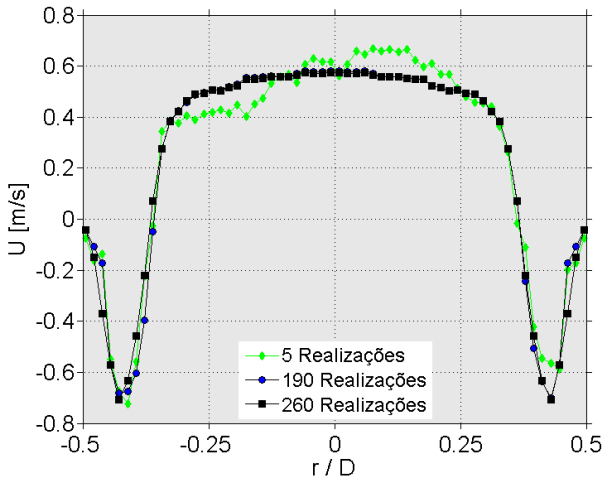


Figura 99 - Evolução da componente axial U na esteira em $z/D=0,5$, para $J_1 = 0,154$ m/s ($Re=4122$).

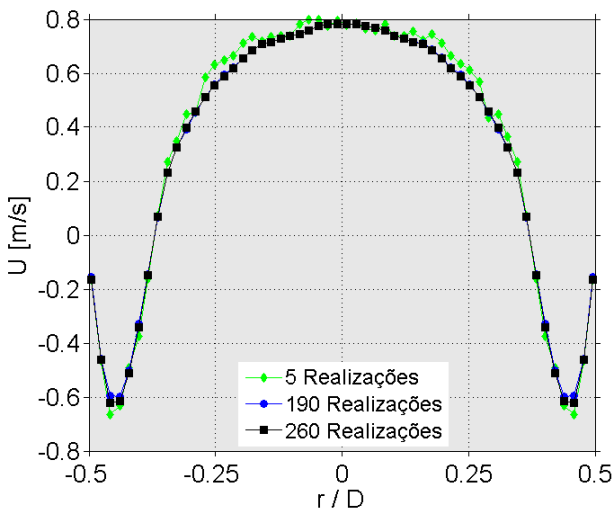
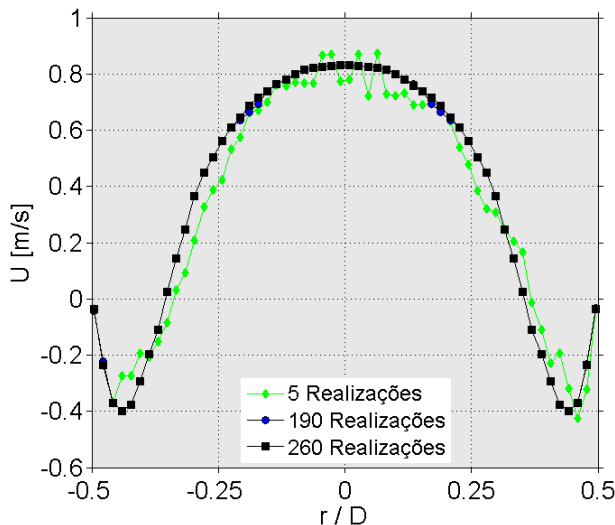
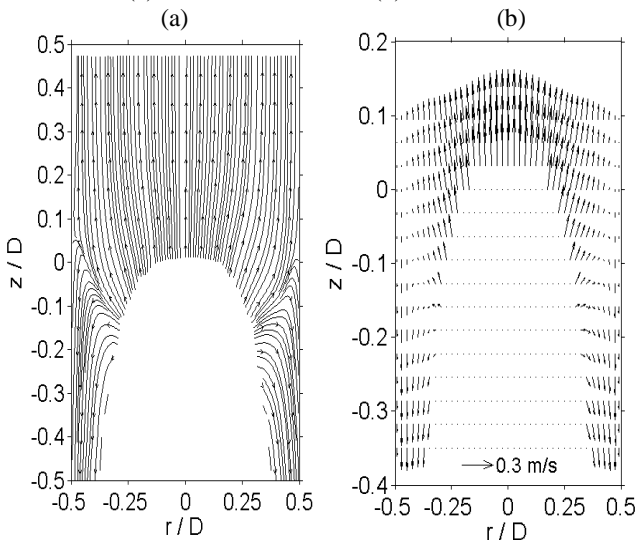


Figura 100 - Evolução da componente axial U na esteira em $z/D=1,0$, para $J_1 = 0,154$ m/s ($Re=4122$).



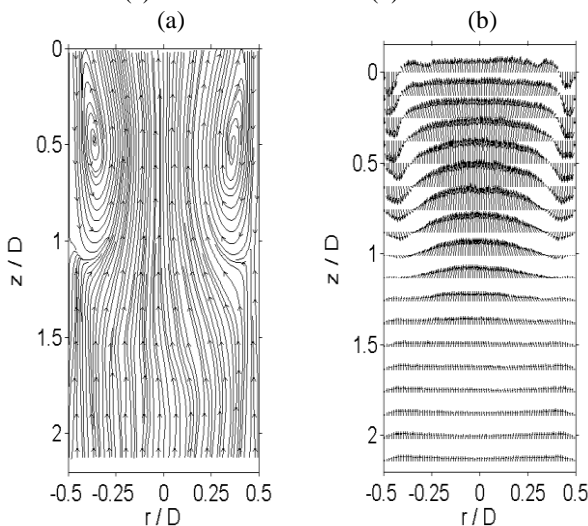
As Figuras 101 (a) e (b) apresentam as linhas de corrente e o campo vetorial médio, para o caso de fluxo co-corrente em regime laminar, na região do nariz e filme de líquido também. A formação do campo vetorial e linhas de corrente no caso turbulento, apresentam muita semelhança ao regime laminar, e não serão apresentados, uma vez que este tipo de gráficos fornecem apenas informações qualitativas. Observa-se claramente na Figura 101 (a) que a região de reversão do fluxo de líquido, ocorre aproximadamente em $z/D=-0,1$ abaixo da ponta do nariz da bolha, diferente do caso em fluido estagnado. Na Figura 101 (b) é possível observar o formato que os vetores assumem na região acima do nariz e filme, quando a bolha de Taylor é submetida a uma determinada velocidade superficial da fase líquida, diferentemente do caso em fluido estagnado.

Figura 101 - Região no nariz da bolha, em fluxo co-corrente para $J_l = 0,0644$ m/s representando as (a) Linhas de corrente e (b) Vetores velocidade.



Na região da esteira, observa-se novamente a formação da região de recirculação, visto na Figura 102 (a) e (b). As linhas de corrente são apresentadas na Figura 102 (a), enquanto os vetores velocidade pode ser visto na Figura 102 (b) no caso de regime laminar.

Figura 102 - Região da esteira da bolha, em fluxo co-corrente para $J_l = 0,0644$ m/s representando as (a) Linhas de corrente e (b) Vetores velocidade.



4.4.2 Medição da velocidade terminal das bolhas de Taylor com fluido escoando

Como realizado em fluido estagnado, a técnica de emissor de laser e fotocélula foi empregada para obter os valores do comprimento e velocidade média terminal das bolhas de Taylor, com fluido escoando sem a presença de bolhas dispersas ainda. No entanto, não foi analisada a dependência do comprimento da bolha na velocidade terminal com fluido escoando. Foi obtido um valor para velocidade terminal $U_{TB} = 0,333$ m/s com a técnica de emissor de laser, e um valor de $U_{TB} = 0,336$ m/s com a técnica PIV, nos casos com $J_l = 0,0644$ m/s. Já para o caso com $J_l = 0,154$ m/s, foi obtido para $U_{TB} = 0,386$ m/s com emissor de laser, e $U_{TB} = 0,374$ m/s com a técnica PIV. O comprimento médio obtido a partir de emissor de laser em todos os casos foi de aproximadamente $4,0 \pm 0,4D$. Para cada velocidade e comprimento médio da bolha calculados, foram obtidas 20 realizações. Estes resultados são repetidos na Tabela 13, onde são comparados com os valores obtidos para o caso com bolhas dispersas.

4.5 ESCOAMENTO AO REDOR DE BOLHAS DE TAYLOR EM FLUXO CO-CORRENTE NA PRESENÇA DE BOLHAS DISPERSAS

Finalmente, procurando se aproximar o máximo possível de um escoamento em padrão *slug* real, realizou-se um estudo detalhado do escoamento de bolhas de Taylor na presença de bolhas dispersas onde a fração destas é controlada.

Como já mencionado, a metodologia utilizada foi gerar um escoamento em padrão de bolhas dispersas, com velocidades superficiais do líquido e gás controladas e, nesse escoamento, injetar bolhas de Taylor com tamanho controlado, de modo que os campos médios de velocidades possam ser avaliados ao redor destas bolhas, através de vários campos instantâneos obtidos com PIV. Nesta situação, as velocidades terminais, assim como os campos de escoamento ao redor das diferentes bolhas serão próximos, a menos de uma flutuação. Se as bolhas de Taylor não apresentarem tamanhos uniformes, as velocidades terminais serão muito diferentes assim como os campos de velocidades ao redor das mesmas, tornando as medias não representativas.

Além disso, quando as velocidade terminais são muito diferentes a captura na mesma posição destas bolhas torna-se muito difícil, e o que também impossibilita a realização das médias.

De maneira a utilizarmos variáveis mais representativas nas análises visando, por exemplo, o fechamento de correlações de engenharia ou a validação de modelos em escoamentos bifásicos, os resultados foram apresentados como função da fração volumétrica das bolhas dispersas presentes na coluna de líquido e também das velocidades superficiais das fases. Para o cálculo estimado da fração de gás da fase dispersa, deve-se especificar as velocidades superficiais das fases utilizadas nos testes, e, considerando escoamento plenamente desenvolvido, assume-se que as bolhas dispersas atingiram sua velocidade terminal, considerando o diâmetro médio observado. Assim, a fração volumétrica pode ser estimada da seguinte maneira:

A relação de vazões volumétricas é dada por:

$$\beta = \frac{Q_G}{Q_G + Q_L} = \frac{U_G A_G}{U_G A_G + U_L A_L} \quad (12)$$

onde A_G é a área ocupada pela fase gasosa na seção transversal do duto. A fração volumétrica de gás na seção é expressa por:

$$\alpha_{gd} = \frac{A_G}{A_{TOTAL}} \quad (13)$$

Combinando as Equações 12 e 13 chega-se à seguinte expressão:

$$\beta = \frac{S\alpha_{gd}}{S\alpha_{gd} + 1 - \alpha_{gd}} \quad (14)$$

onde S é a chamada razão de escorregamento, dada pela razão entre U_G e U_L . Assim é possível obter ainda a seguinte expressão para a fração de gás disperso,

$$\alpha_{gd} = 1 + \frac{\beta}{S} - \frac{1}{S} \quad (15)$$

Por fim, considerando ainda, $U_{Term} = U_G - U_L$, sendo $U_L = J_l / (1 - \alpha_{gd})$ e $U_G = J_{gd} / \alpha_{gd}$, é possível obter a seguinte expressão para S:

$$S = \frac{\frac{J_l}{1 - \alpha_{gd}} + U_{Term}}{\frac{J_l}{1 - \alpha_{gd}}} \quad (16)$$

Assim, resolvendo iterativamente as Equações (15) e (16), considerando-se conhecida a velocidade terminal das bolhas dispersas, obtém-se a estimativa da fração de vazio para o escoamento de bolhas dispersas. Observa-se que esta estimativa depende da correta avaliação da velocidade terminal U_{Term} , que por sua vez, depende de uma estimativa coerente do diâmetro das bolhas, que foi obtida a partir de imagens do escoamento das bolhas dispersas com câmera de alta velocidade. Foram analisadas várias imagens e determinou-se um valor médio do diâmetro das bolhas dispersas na ordem de 2,5mm. Com o diâmetro médio, calculou-se a U_{Term} a partir da correlação Ishii e Mishima (1984), e assim a fração de gás da fase dispersa na coluna de líquido. Entretanto, de forma a verificar os valores estimados para a fração volumétrica das bolhas dispersas, foi realizada uma medição dos campos médios do escoamento da fase líquida, para as diferentes velocidades superficiais de gás consideradas. Nas Figuras 103 e 104 são

apresentados os perfis médios da componente axial U , obtidos para cada situação da Tabela 4 apresentada no início deste capítulo.

Figura 103 - Perfis dimensionais da componente axial U para os casos estudados em regime laminar.

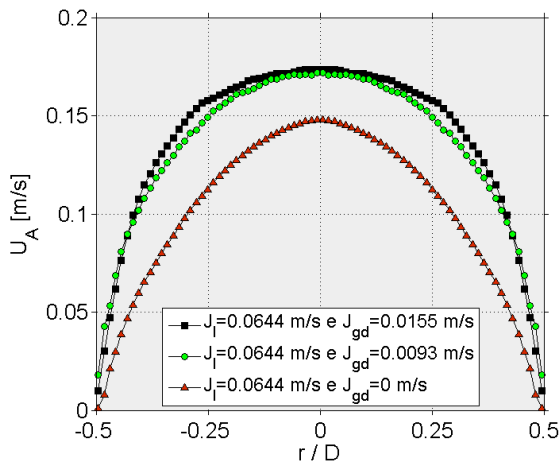
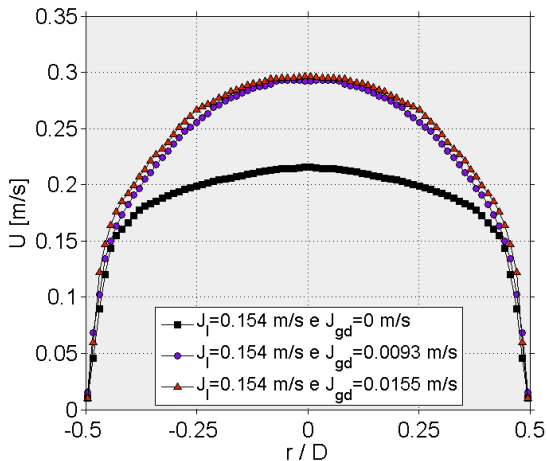


Figura 104 - Perfis dimensionais da componente axial U para os casos estudados em regime turbulento.



A partir da velocidade média na seção, considerando a média das realizações na fase líquida, a fração de gás pode ser calculada a partir da relação $\alpha_1 = J_1 / \langle \bar{U}_1 \rangle_A$, onde k representa a fase, líquida neste caso e J_1 é

calculado como Q/A , a partir da vazão de líquido medida pelo rotâmetro (Q_l). A expressão para o cálculo de $\langle \bar{U}_l \rangle_A$ é dada por:

$$\langle \bar{U}_l \rangle_A(z) = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^{2\pi} \int_0^R \bar{U}_l(r, z) r \, d\theta dr \quad (17)$$

Resolvendo a integral acima de forma numérica, tem-se:

$$\langle \bar{U}_l \rangle_A(z) = \frac{2}{R^2} \sum_{i=1}^N r_i \bar{U}_{li} \Delta r_i \quad (18)$$

onde N é o número de valores fornecidos via PIV, $\langle \bar{U}_l \rangle_A(z)$ é média na seção transversal, da velocidade média das realizações da fase líquida em m/s, \bar{U}_{li} é o valor discreto da velocidade média das realizações em cada janela de interrogação, e Δr_i a distância entre os valores discretos das janelas de interrogação em metros.

De forma a apresentar os resultados como função de um parâmetro representativo em uma caso de escoamento *slug* real, propõe-se obter a velocidade superficial total da fase gasosa em função da velocidade superficial da fase dispersa e da velocidade da bolha de Taylor. A velocidade superficial total da fase gasosa pode ser obtida a partir de:

$$J_{gt} = \frac{V_{azão,gt}}{A_{duto}} \quad (19)$$

onde A_{duto} é a área na seção transversal do duto. Reescrevendo a Equação 19,

$$J_{gt} = \frac{U_{TB} A_{TB}}{A_{duto}} + \frac{U_{gd} A_{gd}}{A_{duto}} \quad (20)$$

$$J_{gt} = \frac{U_{TB} A_{TB} L_{TB}}{A_{duto} L_{TB}} + J_{gd} \quad (21)$$

E finalmente, chega-se a expressão para o cálculo da velocidade superficial total da fase gasosa J_{gt} :

$$J_{gt} = \frac{U_{TB}V_{TB}}{A_{duto}L_{TB}} + J_{gd} \quad (22)$$

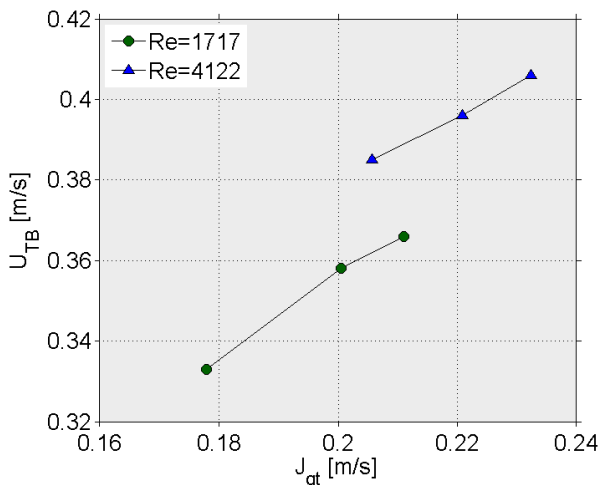
onde, U_{TB} é a velocidade terminal da bolha de Taylor, V_{TB} é o volume de gás da bolha de Taylor, L_{TB} é o comprimento da bolha e J_{gd} é a velocidade superficial das bolhas dispersas. Neste caso, L_{TB} foi determinada para cada situação de escoamento, através do sistema de emissor de laser e fotocélula e V_{TB} foi calculado a partir de análise de imagens obtidas com câmera rápida.

Na Tabela 12, são apresentados os valores de α_{gd} calculados a partir das medidas de PIV, além dos parâmetros citados anteriormente, e comparados com os valores estimados de α_{gd} a partir da Equação 15. Os valores obtidos via PIV concordam muito bem com os valores da fração de vazio estimada. Na Figura 105 é apresentado o comportamento do parâmetro J_{gt} em função da velocidade terminal da bolha de Taylor U_{TB} , para os valores de Re investigados. Observa-se que a relação entre ambas as variáveis é ligeiramente linear.

Tabela 12 - Fração de vazio média calculada e estimada, J_{gd} , J_{gt} e J_l .

J_l [m/s]	J_{gd} [m/s]	J_{gt} [m/s]	α_{gd} Estimado (U_{TERM})[%]	α_{gd} Calculado (PIV)[%]
0,0644	0	0,177	0	0
0,0644	0,0093	0,200	3,18	3,302
0,0644	0,0155	0,210	5,27	5,38
0,1546	0	0,205	0	0
0,1546	0,0093	0,220	2,42	2,55
0,1546	0,0155	0,232	4,00	4,12

Figura 105 - Comportamento de U_{TB} em função da velocidade J_{gt} .



4.5.1 Medição dos campos médios ao redor da bolha de Taylor num escoamento de bolhas dispersas através de PIV

Com já salientado, o estudo do escoamento ao redor de bolhas de Taylor em um escoamento de bolhas dispersas, visa obter informações fundamentais detalhadas de um padrão *slug* realístico. A seguir, apresentam-se os campos médios na região do nariz, esteira e filme da bolha, para as velocidades superficiais escolhidas das fases, sujeitas a um escoamento de bolhas dispersas interagindo com a bolha de Taylor. Além desta análise, será apresentada uma comparação de alguns perfis para casos com diferentes frações de fase dispersa, para observar a influência desta no campo de escoamento. Vale ressaltar aqui que para cada J_{gd} (velocidade superficial da fase dispersa) apresentado nas figuras a seguir, existe um correspondente J_{gt} (velocidade superficial total da fase gasosa), que está referenciado na Tabela 12.

Os perfis médios das componentes axiais U , para o escoamento de bolhas de Taylor, na presença de bolhas dispersas, avaliadas na região do nariz, em diferentes posições adimensionais, para $J_l = 0,0644$ m/s (escoamento laminar do líquido) para os valores de J_{gd} apresentados na Tabela 12, são apresentados nas Figuras 106 e 107.

Como nos casos anteriores foi analisada a evolução das médias com o número de realizações, e observou-se que, em geral, a partir de 100 realizações, as médias já se tornam consistentes nessa região.

Entretanto, todos os resultados são apresentados para um média de 170 realizações.

As Figuras 108 e 109 apresentam os perfis médios da componente axial U , para $J_l = 0,154$ m/s na região do nariz também. Nos casos apresentados, foram utilizadas 170 realizações para compor o campo médio de velocidade. Nota-se nas Figuras 106 a 109, quando z/D aumenta, o perfil torna-se similar a um perfil de escoamento em padrão de bolhas, já apresentado nesse capítulo.

Figura 106 - Vários perfis médios da componente axial U no nariz da bolha para $J_l = 0,0644$ m/s e $J_{gd} = 0,0093$ m/s ($\alpha_{gd} = 3,30\%$).

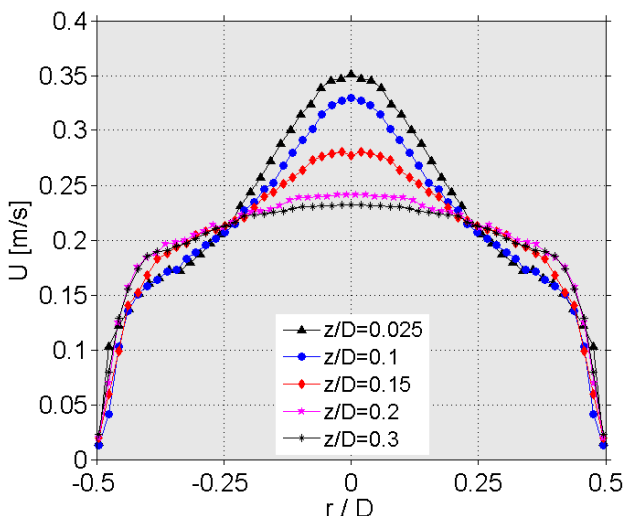


Figura 107 - Vários perfis médios da componente axial U no nariz da bolha para $J_l=0,0644$ m/s e $J_{gd}=0,0155$ m/s ($\alpha_{gd}=5,38\%$).

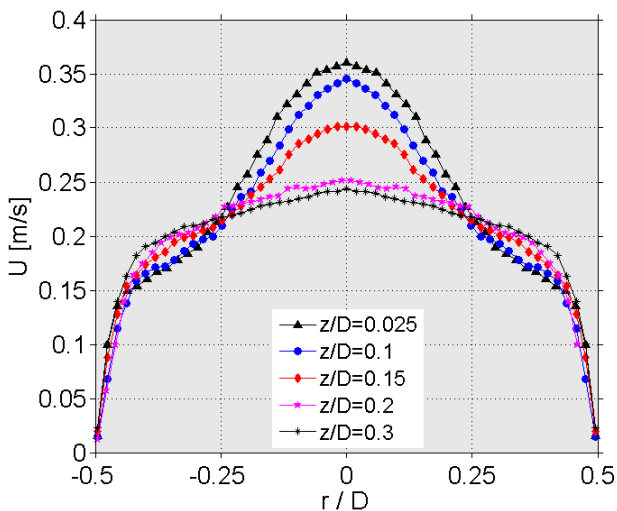


Figura 108 - Vários perfis médios da componente axial U no nariz da bolha para $J_l=0,154$ m/s e $J_{gd}=0,0093$ m/s ($\alpha_{gd}=2,55\%$).

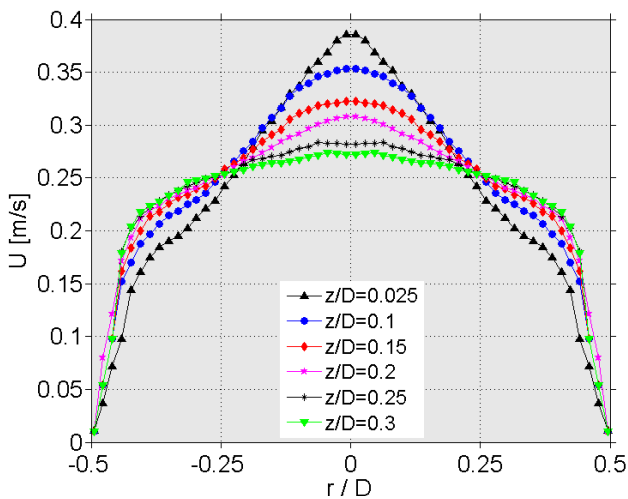
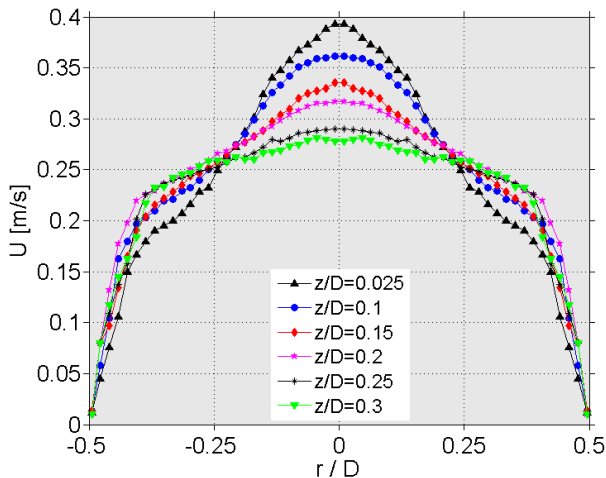


Figura 109 - Vários perfis médios da componente axial U no nariz da bolha para $J_l = 0,154$ m/s e $J_{gd} = 0,0155$ m/s ($\alpha_{gd} = 4,12\%$).



As Figuras 110 e 111, apresentam os perfis da componente radial V, em diferentes posições adimensionais, a partir da ponta do nariz na bolha, para o caso de $J_l = 0,064$ m/s. Quando a fração das bolhas dispersas aumenta, nota-se um leve aumento nos valores dos perfis.

Figura 110 - Vários perfis da componente radial V no nariz da bolha, para $J_l = 0,0644$ m/s e $J_{gd} = 0,0093$ m/s ($\alpha_{gd} = 3,18\%$).

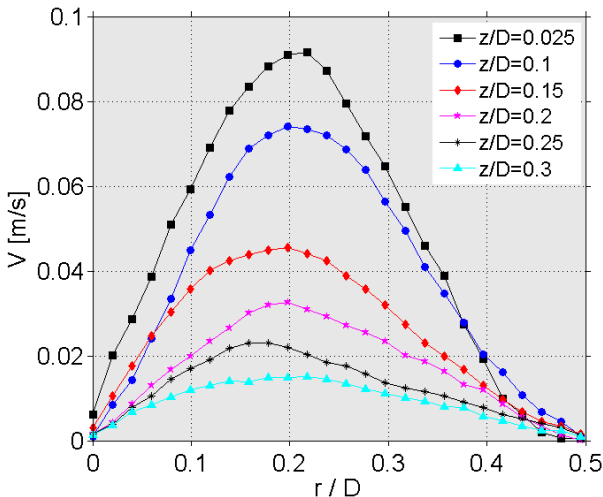
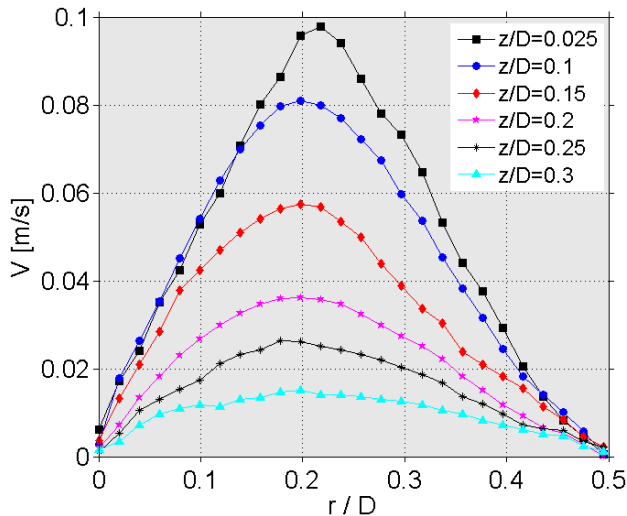


Figura 111 - Vários perfis da componente radial V no nariz da bolha, para $J_l = 0,0644$ m/s e $J_{gd} = 0,0155$ m/s ($\alpha_{gd} = 5,27\%$).



As Figuras 112 e 113, apresentam os perfis da componente radial V, em diferentes posições adimensionais, a partir da ponta do nariz na bolha, para o caso de $J_l = 0,154$ m/s. Nesses casos o campo médio de velocidade foi obtido a partir de 170 realizações. Na maioria dos casos, a componente máxima ocorre também em $r/D=0,2$, como apresentado nos casos anteriores. Para um $\alpha_{gd} = 4,12\%$ (Figura 113), todas as componentes são necessariamente maiores quando comparadas com o caso com $\alpha_{gd}=2,55\%$ (Figura 112).

Figura 112 - Vários perfis da componente radial V no nariz da bolha, para $J_l = 0,154$ m/s e $J_{gd} = 0,0093$ m/s ($\alpha_{gd} = 2,55\%$).

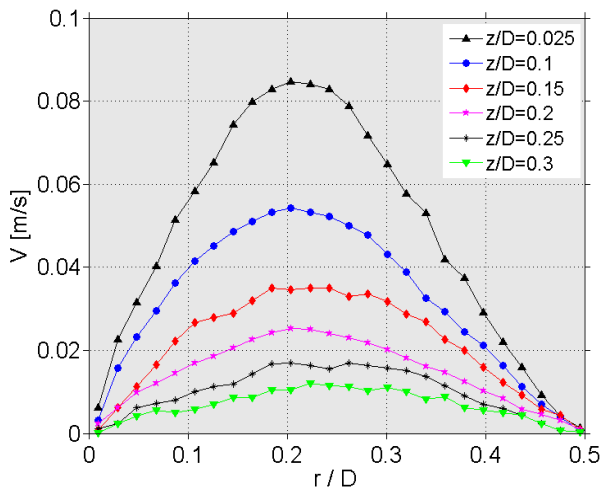
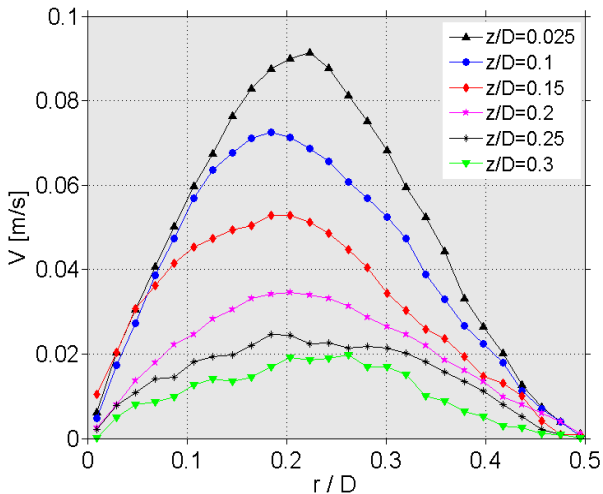


Figura 113 - Vários perfis da componente radial V no nariz da bolha, para $J_l = 0,154$ m/s e $J_{gd} = 0,0155$ m/s ($\alpha_{gd} = 4,12\%$).



A seguir, apresentam-se os perfis de velocidades na região da esteira da bolha, para o caso de $J_l = 0,064$ m/s. As Figuras 114 e 115 apresentam os perfis médios da componente axial U , para $\alpha_{gd} = 3,30$ e $5,38\%$, nas posições adimensionais $z/D = 0,25, 0,5, 1,0$ e $1,2$. Um

pequeno incremento é observado quando a fração de gás dispersa passa de 3,30 para 5,38%.

Figura 114 - Vários perfis médios da componente axial U na esteira da bolha para $J_l = 0,0644$ m/s e $J_{gd} = 0,0093$ m/s ($\alpha_{gd} = 3,30\%$).

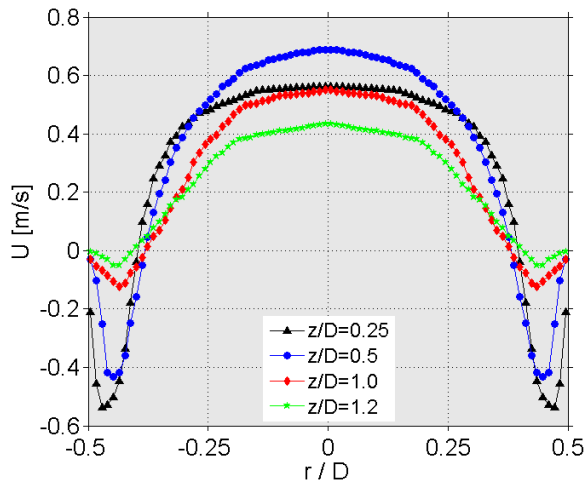
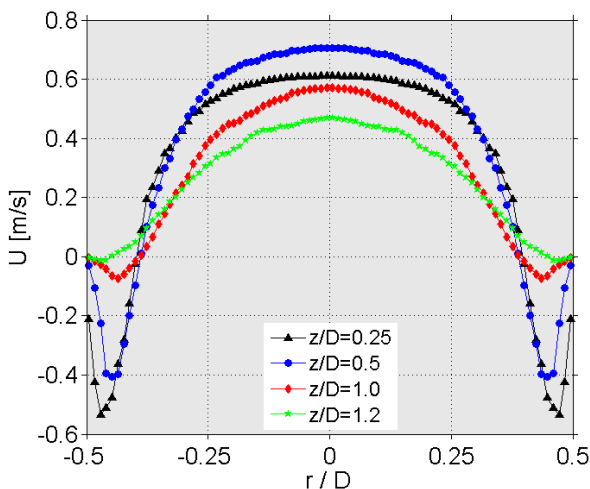


Figura 115 - Vários perfis médios da componente axial U na esteira da bolha para $J_l = 0,0644$ m/s e $J_{gd} = 0,0155$ m/s ($\alpha_{gd} = 5,38\%$).



As Figuras 116 e 117, apresentam os perfis médios da componente U para $J_l = 0,154$ m/s ($Re=4122$), o que corresponde a um

escoamento turbulento da fase líquida, para $\alpha_{gd} = 2,55$ e $4,12\%$, respectivamente, nas posições adimensionais $z/D=0,25, 0,5, 1,0$ e $1,2$. Percebe-se um aumento substancial da componente, quando a fração de vazio aumenta de $2,55\%$ (Figura 116) para $4,12\%$ (Figura 117).

Figura 116 - Vários perfis médios da componente axial U na esteira da bolha para $J_l = 0,154$ m/s e $J_{gd} = 0,0093$ m/s ($\alpha_{gd} = 2,55\%$).

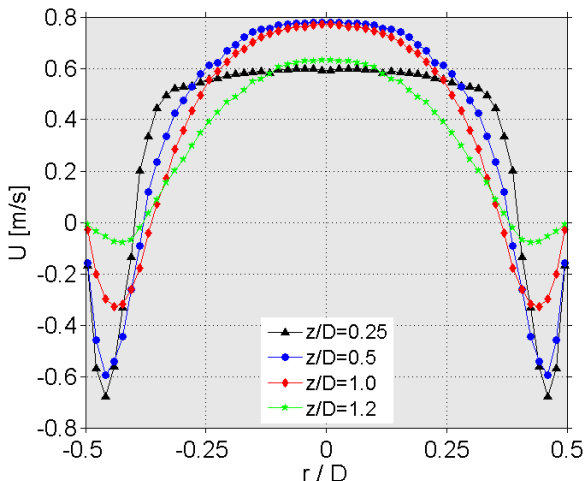
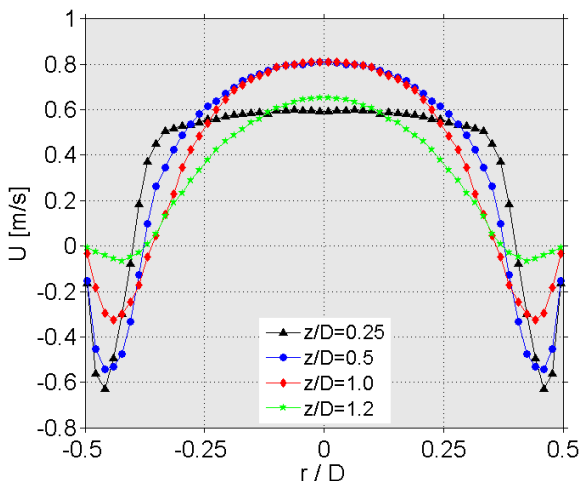


Figura 117 - Vários perfis médios da componente axial U na esteira da bolha para $J_l = 0,154$ m/s e $J_{gd} = 0,0155$ m/s ($\alpha_{gd} = 4,12\%$).



Procurando entender melhor a influência da presença de bolhas dispersas nos campos de escoamento, uma comparação detalhada dos casos estudados deve ser realizada. Essa comparação nos permite perceber as principais diferenças entre os perfis para cada fração volumétrica de bolhas dispersas, e como as bolhas dispersas afetam o campo médio. Serão comparadas as componentes radiais e axiais no nariz e esteira da bolha, além de alguns resultados que apresentam uma visão qualitativa da estrutura do escoamento, como linhas de corrente.

As Figuras 118 a 120, apresentam a comparação da componente axial U , para $Re=1717$, na região do nariz. As comparações foram realizadas nas posições $z/D=0,025$, $0,1$ e $0,2$ respectivamente, nos casos em regime laminar.

Figura 118 - Comparação da componente axial U no nariz em $z/D=0,025$, para $J_l = 0,0644$ m/s ($Re = 1717$).

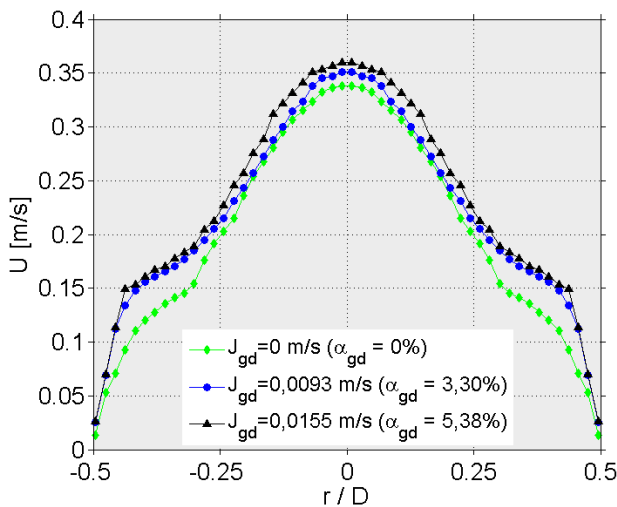
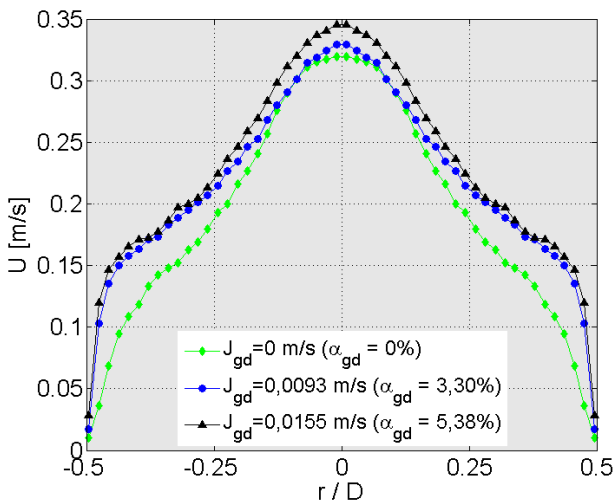


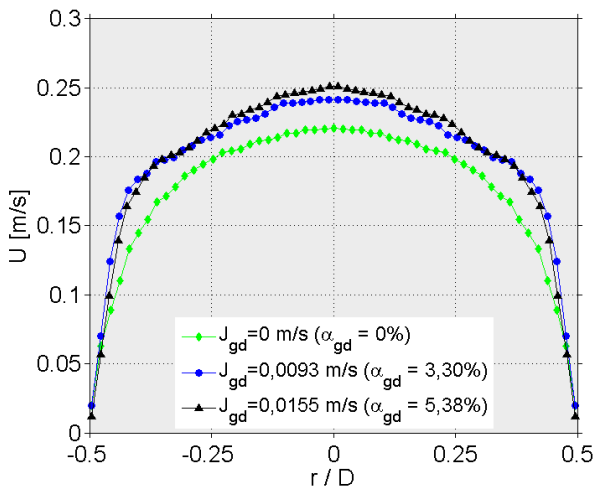
Figura 119 - Comparação da componente axial U no nariz em $z/D=0,1$, para $J_l=0,0644$ m/s ($Re = 1717$).



Como esperado, as velocidades da fase líquida são maiores uma vez que à velocidade superficial do líquido é mantida constante. Esse aumento, a medida que aumenta a fração de vazio, está diretamente atrelado a expressão $\alpha_{gd} = J_{gd} / \langle \bar{U}_{gd} \rangle_A$. Como $\alpha_{gd} = 1 - \alpha_l$, e se α_{gd} aumenta, necessariamente α_l diminui, e a velocidade média na área $\langle \bar{U}_l \rangle_A$ deve aumentar.

Entretanto, especificamente nas Figuras 118 e 119, observa-se uma mudança significativa no formato do perfil, com um aumento relativo da velocidade do líquido entre r/D 0,25 e 0,5. Isto provavelmente se deve ao arraste do líquido por parte das bolhas dispersas, que são afetadas pelo empuxo. Um comportamento similar se observa nos casos com escoamento turbulento da fase líquida, que são apresentados a seguir.

Figura 120 - Comparação da componente axial U no nariz em $z/D=0,2$, para $J_l=0,0644$ m/s ($Re = 1717$).



As Figuras 121 a 123, apresentam a comparação da componente axial U , para $Re=4122$, na região do nariz. As comparações foram realizadas nas posições $z/D=0,025$, $0,1$ e $0,2$ respectivamente.

Figura 121 - Comparação da componente axial U no nariz em $z/D=0,025$, para $J_l=0,154$ m/s ($Re = 4122$).

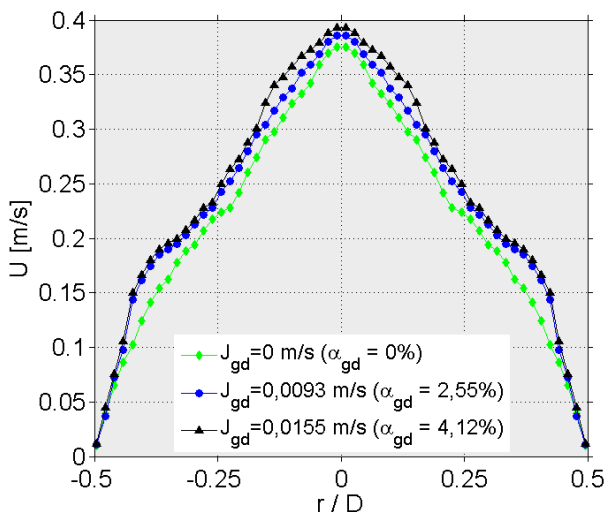


Figura 122 - Comparação da componente axial U no nariz em $z/D=0,1$, para $J_l=0,154$ m/s ($Re = 4122$).

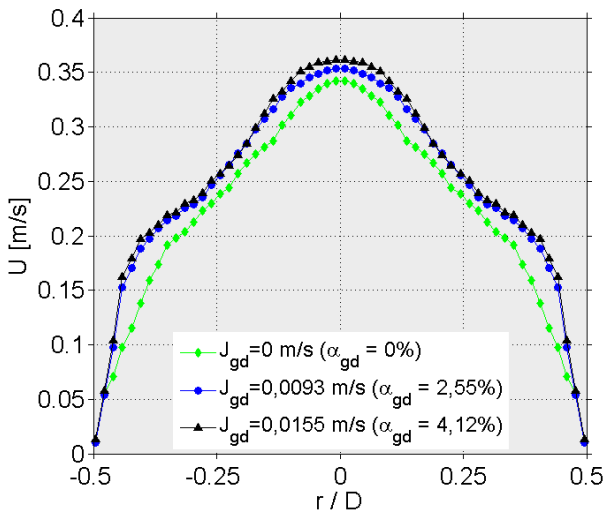
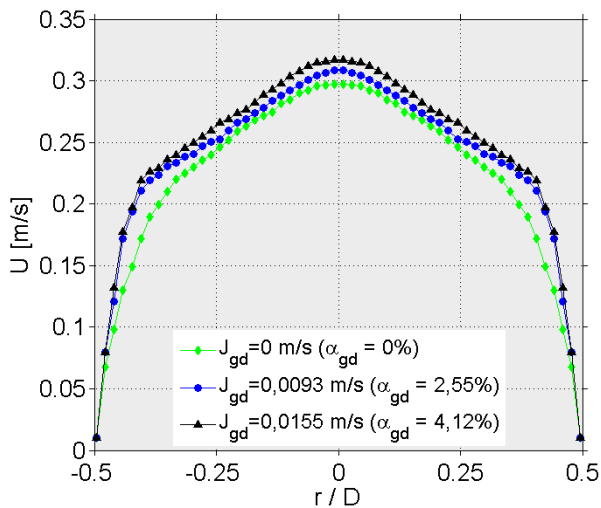


Figura 123 - Comparação da componente axial U no nariz em $z/D=0,2$, para $J_l=0,154$ m/s ($Re = 4122$).



As Figuras 124 a 127 ilustram os perfis da componente radial no nariz da bolha, nos regimes laminar e turbulento. As componentes radiais foram comparadas nas posições adimensionais $z/D=0,1$ e $0,2$, nos

casos com $Re=1717$ e 4122 . As componentes apresentam valores maiores quando a fração de gás dispersa é maior, associadas é claro aos valores das componentes axiais e a conservação da massa, porém, novamente se observam, não apenas valores maiores, como diferenças nos formatos dos perfis.

Figura 124 - Comparação da componente radial V no nariz em $z/D=0,1$, para $J_I = 0,0644$ m/s ($Re = 1717$).

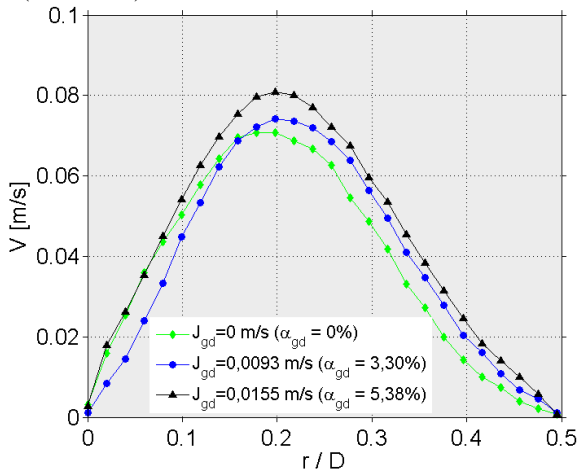


Figura 125 - Comparação da componente radial V no nariz em $z/D=0,2$, para $J_I = 0,0644$ m/s ($Re = 1717$).

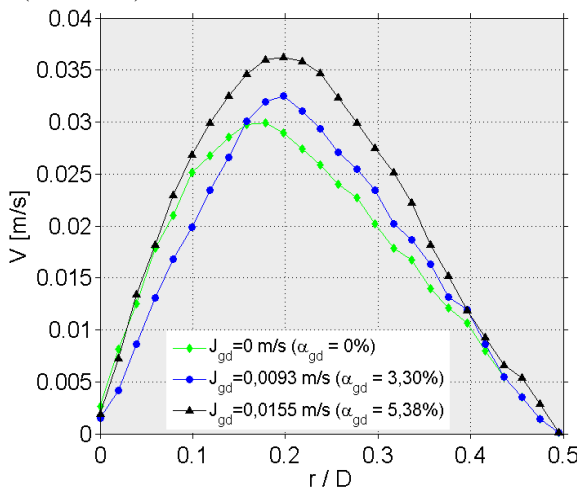


Figura 126 - Comparação da componente radial V no nariz em $z/D=0,1$, para $J_l = 0,154$ m/s ($Re = 4122$).

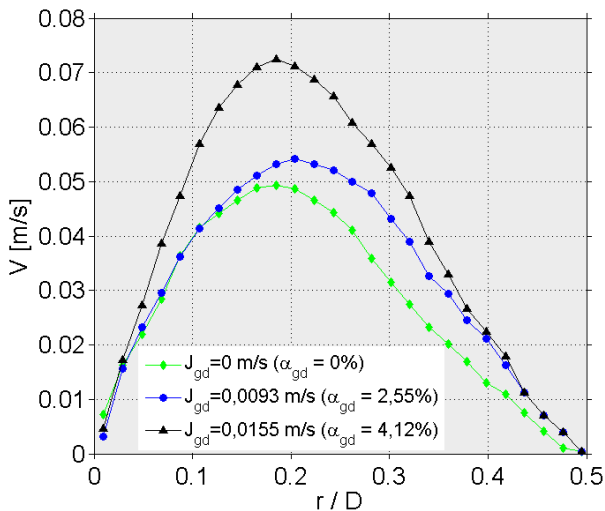
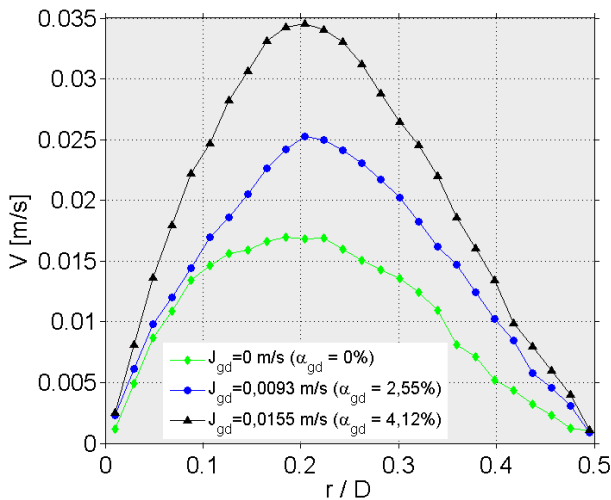


Figura 127 - Comparação da componente radial V no nariz em $z/D=0,2$, para $J_l = 0,154$ m/s ($Re = 4122$).



A seguir, apresentam-se os gráficos comparativos da componente axial U na linha de centro do duto acima do nariz, para os casos estudados em regime laminar e turbulento, vistos nas Figuras 128 e 129,

respectivamente. Nota-se mais uma vez que as maiores velocidades correspondem à maior fração de bolhas dispersas. Os perfis se estabilizam em aproximadamente $z/D=0,4D$, indicando que a presença da bolha de Taylor não tem efeitos significativos além dessa distância.

Figura 128 - Comparação da variação da componente média axial U na linha de centro do duto em função da distância a partir do nariz, $J_l=0,0644$ m/s.

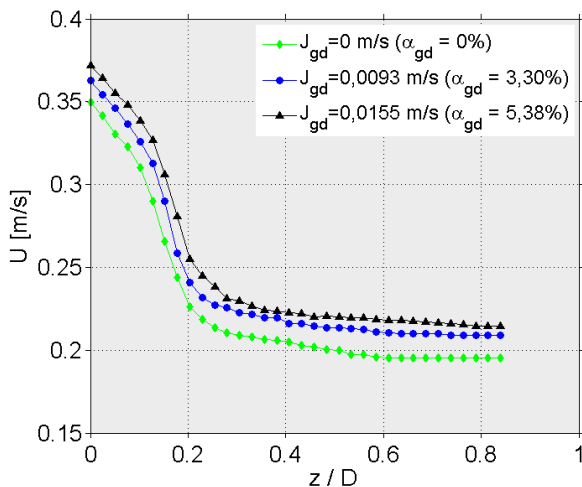
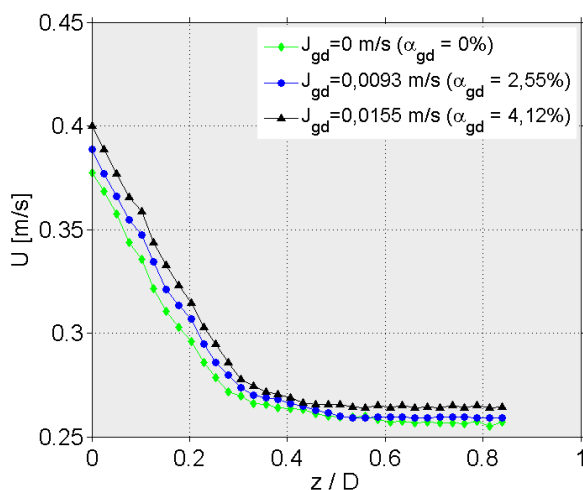


Figura 129 - Comparação da variação da componente média axial U na linha de centro do duto em função da distância a partir do nariz, $J_l=0,154$ m/s.



As componentes axiais também foram analisadas e comparadas na região da esteira da bolha. As Figuras 130 a 133 apresentam a comparação dos perfis da componente axial U , sujeitas às velocidades superficiais indicadas na legenda, nas posições adimensionais $z/D=0,25$, $0,5$, $1,0$ e $1,2$, para $Re=1717$ respectivamente.

Figura 130 - Comparação da componente axial U na esteira, em $z/D=0,25$, para $J_f = 0,0644$ m/s ($Re = 1717$).

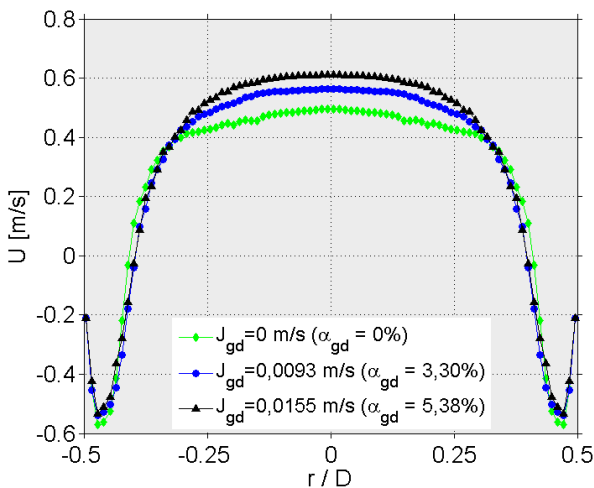


Figura 131 - Comparação da componente axial U na esteira, em $z/D=0,5$, para $J_f = 0,0644$ m/s ($Re = 1717$).

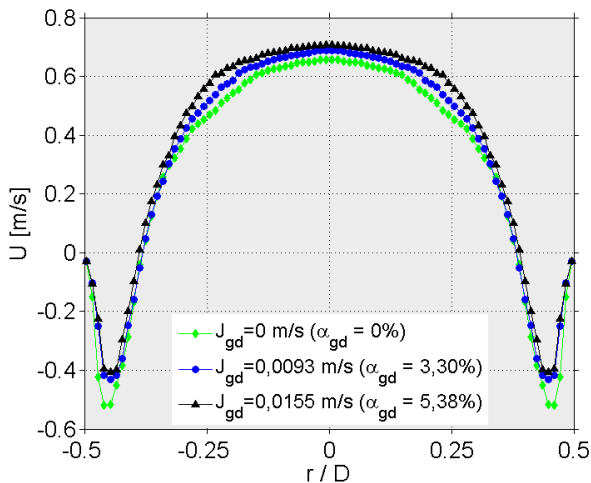


Figura 132 - Comparação da componente axial U na esteira, em $z/D=1,0$, para $J_l = 0,0644$ m/s ($Re = 1717$).

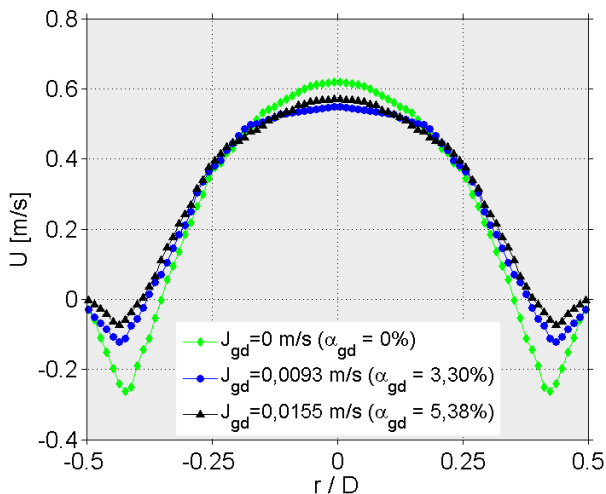
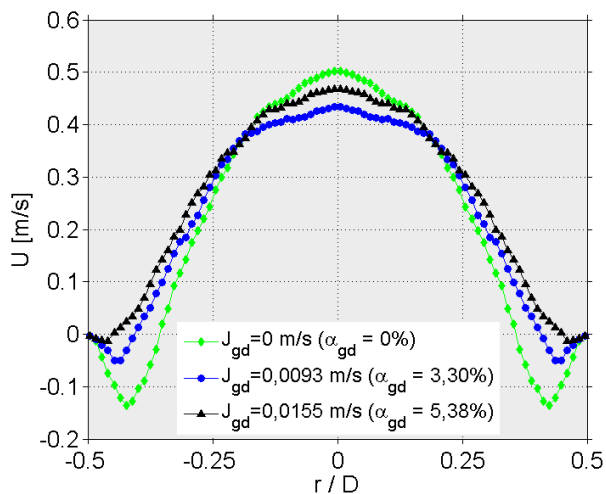


Figura 133 - Comparação da componente axial U na esteira, em $z/D=1,2$, para $J_l = 0,0644$ m/s ($Re = 1717$).



Para o escoamento na região da esteira a influência da fase dispersa na estrutura do escoamento é ainda mais significativa. O aspecto mais evidente é a diminuição da intensidade dos jatos da descarga do filme de líquido na região da cauda, que notadamente

diminui sua intensidade mais rapidamente conforme se distancia da cauda das bolhas, quando comparado com o caso sem bolhas dispersas. Este efeito pode ser atribuído a menor inércia da mistura (líquido e bolhas dispersas) que escoo no filme e se expande contra um gradiente de pressão abaixo da bolha e ao empuxo exercido sobre as bolhas dispersas que arrastam o líquido para cima. Observa-se também uma diminuição relativa das velocidades na região central, nos casos com presença de bolhas dispersas, em relação ao caso com líquido apenas, ocorrendo inclusive uma inversão nos valores máximos, na região central do duto. Estes aspectos são resultado de uma menor intensidade das recirculações na região da cauda, à medida que aumenta a fração da fase dispersa, conforme pode ser observado de forma qualitativa na Figura 140.

A mesma comparação da componente axial U , é apresentada para $J_f=0,154$ m/s, que resulta em escoamento da fase líquida em regime turbulento, como pode ser visto nas Figuras 134 a 137. Foram comparadas as mesmas posições adimensionais, $z/D=0,25, 0,5, 1,0$ e $1,2$, apresentadas anteriormente.

Embora, devido às maiores velocidades da fase líquida, os efeitos da presença das bolhas dispersas são menos significativos que no caso anterior, os mesmos fenômenos discutidos, relacionados ao efeito do empuxo e a inércia da mistura são observados também para esta velocidade superficial de líquido.

Figura 134 - Comparação da componente axial U na esteira, em $z/D=0,25$, para $J_l = 0,154$ m/s ($Re = 4122$).

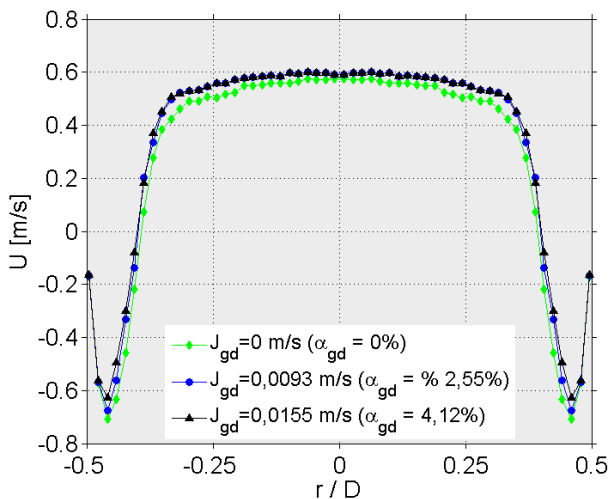


Figura 135 - Comparação da componente axial U na esteira, em $z/D=0,5$, para $J_l = 0,154$ m/s ($Re = 4122$).

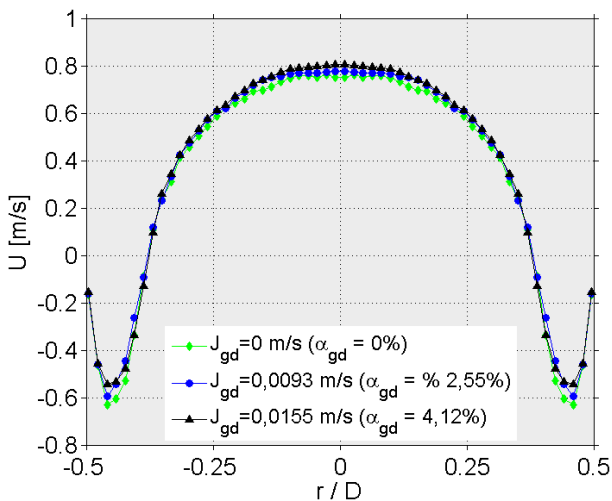


Figura 136 - Comparação da componente axial U na esteira, em $z/D=1,0$, para $J_l = 0,154$ m/s ($Re = 4122$).

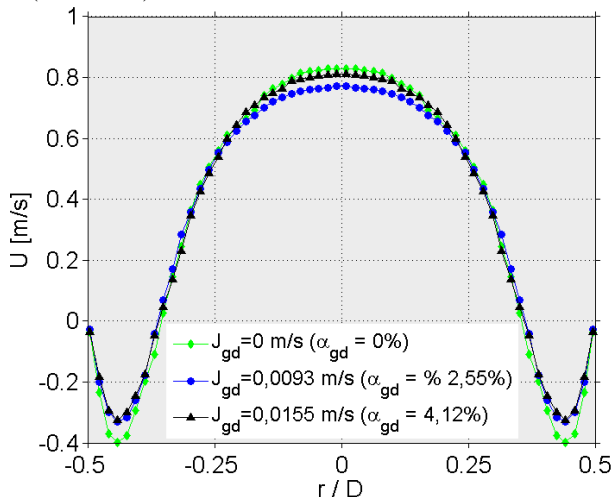
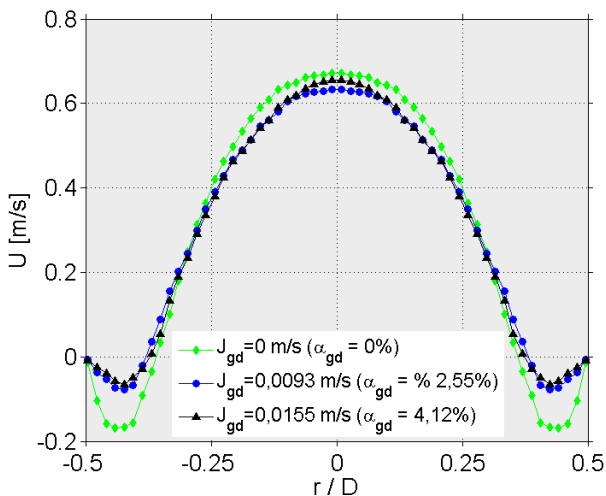


Figura 137 - Comparação da componente axial U na esteira, em $z/D=1,2$, para $J_l = 0,154$ m/s ($Re = 4122$).



A seguir, as Figuras 138 e 139 apresentam a comparação da componente axial U , plotada na linha de centro do duto, com referência a partir da cauda da bolha de Taylor. Nota-se novamente a influência significativa da presença das bolhas dispersas. No caso laminar, para

$Re=1717$ da Figura 138, é notável a diferença das componentes, e a velocidade máxima é observada no caso de maior fração de vazio ($J_l = 0,0644$ m/s e $J_{gd} = 0,0155$ m/s, $\alpha_{gd} = 5,38\%$). Já para o caso turbulento, $Re=4122$ da Figura 139, a diferença não é tão significativa, porém também notável.

Figura 138 - Comparação da variação da componente média axial U na linha de centro do duto em função da distância a partir da esteira, $J_l = 0,0644$ m/s.

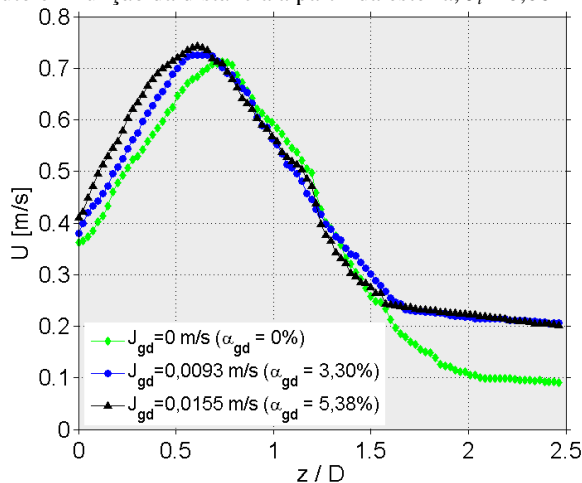
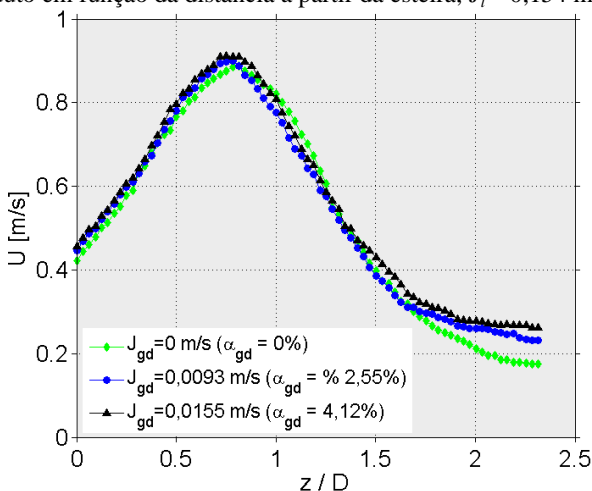


Figura 139 - Comparação da variação da componente média axial U na linha de centro do duto em função da distância a partir da esteira, $J_l = 0,154$ m/s.



Nas Figuras 138 e 139, as componentes axiais permanecem constantes em aproximadamente $z/D=2D$, longe da cauda das bolhas de Taylor.

Para melhor visualizar os efeitos causados pela presença de bolhas dispersas na região da esteira, as Figuras 140 e 141 apresentam as linhas de corrente para os casos em regime laminar e turbulento ($Re=1717$ e 4122), respectivamente. A Figura 140 (a) apresenta as linhas de corrente para um campo médio sem a presença de um escoamento de bolhas dispersas. Já as Figuras 140 (b) e (c) demonstram as linhas de corrente ou linhas de trajetória, para os casos com fração de vazio 3,30% e 5,38% respectivamente, representando o caso para $Re=1717$. É notável a diferença no comprimento das recirculações, conforme já comentado, para os casos estudados com diferentes frações de fase dispersa. No caso onde não há presença de bolhas dispersas, a formação das recirculações atinge um comprimento igual a aproximadamente $1,1D$, enquanto nas Figuras 140 (b) e (c), os vórtices atingem aproximadamente $1D$ e $0,85D$ respectivamente.

As Figuras 141 (a), (b) e (c) apresentam as linhas de corrente para o caso em regime turbulento, para $Re=4122$. A Figura 141 (a) ilustra as linhas de corrente de um campo médio sem a presença de um escoamento de bolhas dispersas. Nas Figuras 141 (b) e (c), é possível visualizar as linhas de corrente, para os casos com fração de vazio 2,55% e 4,12%, respectivamente.

Figura 140 - Linhas de corrente na região da esteira ($Re=1717$) para uma fração de vazio dispersa α_{gd} de (a) 0%, (b) 3,30% e (c) 5,38%.

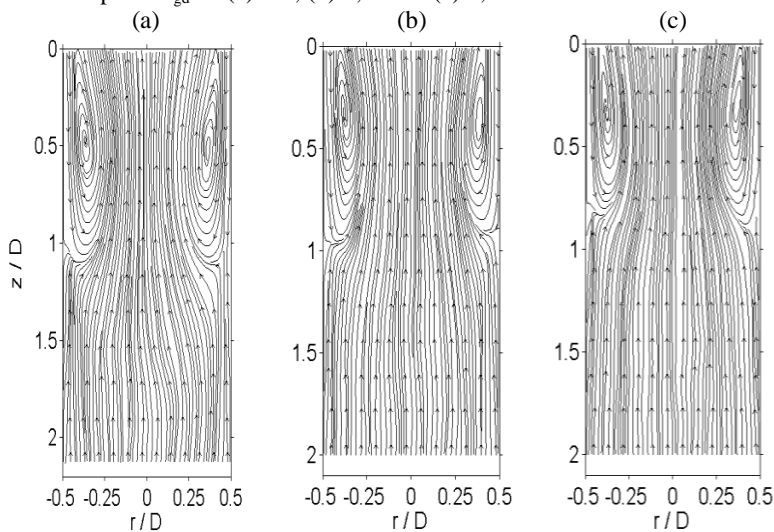
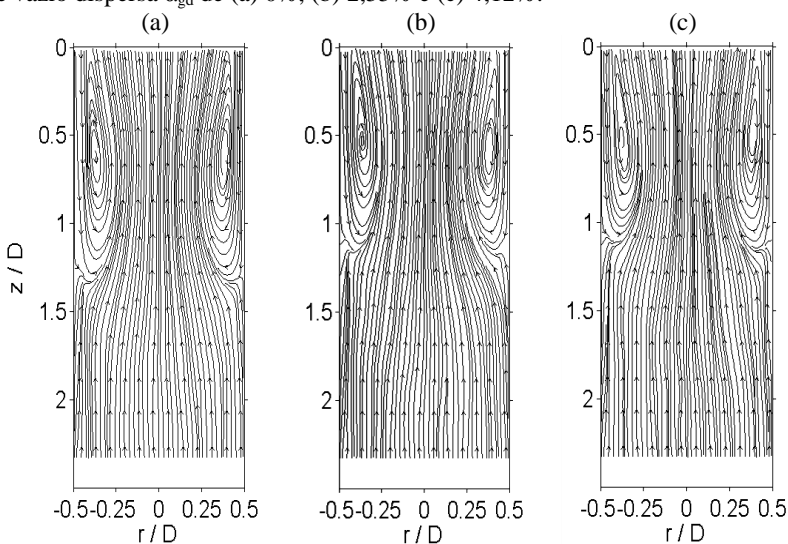


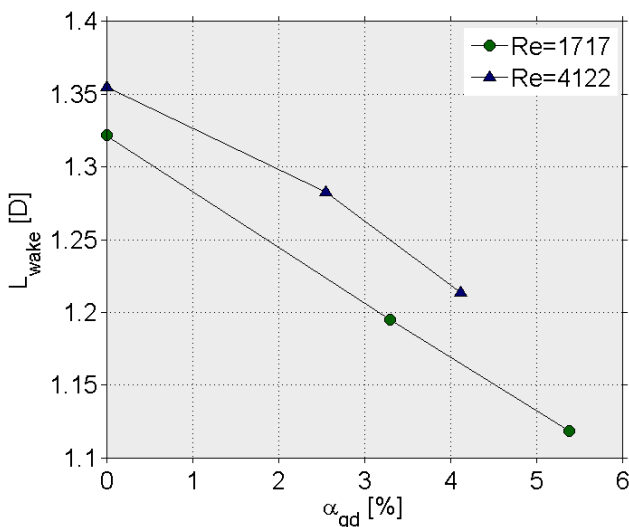
Figura 141 - Linhas de corrente na região da esteira ($Re=4122$) para uma fração de vazio dispersa α_{gd} de (a) 0%, (b) 2,55% e (c) 4,12%.



A seguir, a Figura 142 apresenta o comportamento do comprimento da região de recirculação, calculado considerando o

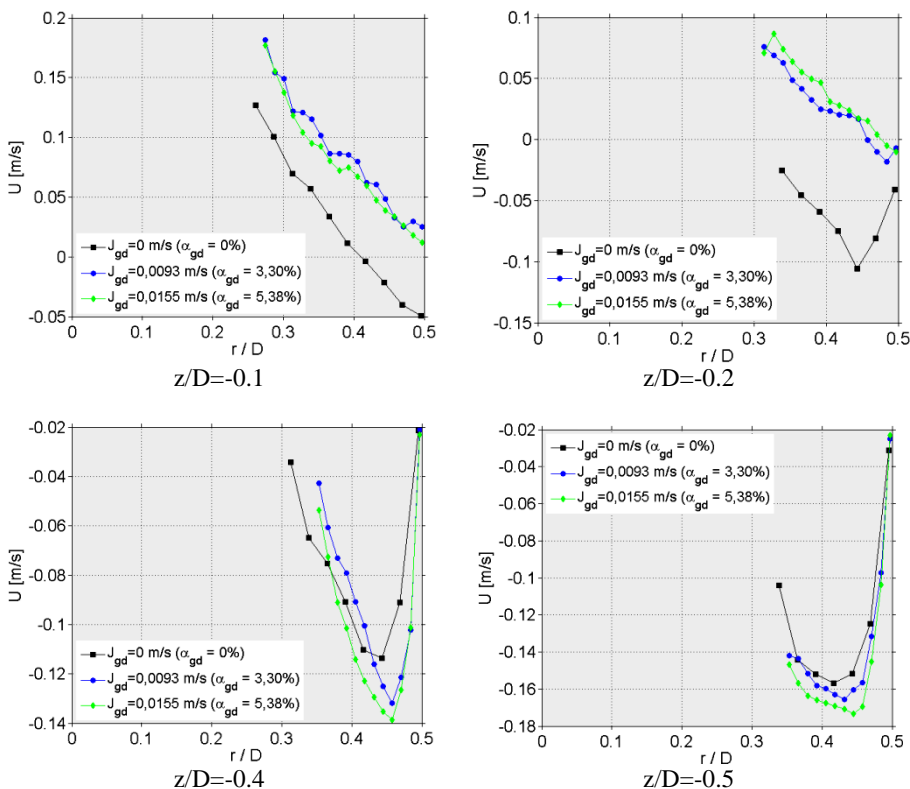
comprimento L_{wake} que é a distância da cauda da esteira até o ponto em que aparece o primeiro $U=0$, para os casos apresentados anteriormente na forma de linhas de corrente. Observa-se um decaimento linear para os casos de α_{gd} estudados, para ambos valores de $Re=1717$ e 4122 .

Figura 142 - Comprimento da região de recirculação L_{wake} em função de α_{gd} .



As componentes axiais e radiais da velocidade na região do filme, também foram analisadas no caso da presença de um escoamento de bolhas dispersas. A comparação dos perfis médios em diferentes posições adimensionais é apresentada para o caso em regime laminar apenas ($Re=1717$). A Figura 143 apresenta a comparação das componentes axiais U da velocidade, nas posições adimensionais $z/D=-0,1, -0,2, -0,4$ e $-0,5$, com referência na ponta do nariz. Em $z/D=-0,1$, as componentes ainda assumem valores positivos, demonstrando que a zona de reversão do fluxo ainda não ocorreu nesse ponto. Já em $z/D=-0,2$, apenas a componente do caso sem bolhas dispersas apresentou valores discretos negativos. Novamente este fenômeno pode ser atribuído ao efeito do empuxo sobre as bolhas dispersas e, no caso da região do nariz, a maior velocidade da fase líquida na região acima da bolha da Taylor.

Figura 143 - Comparação da componente axial U no filme, para $J_l = 0,0644$ m/s ($Re = 1717$).



E já em $z/D = -0,4$ e $-0,5$, da Figura 143, a formação do filme de líquido (*falling film*) é visível, e o caso dos maiores valores absolutos, são representativos de casos com maior fração de vazio.

As Figuras 144 e 145, demonstram a comparação das componentes radiais V na região do filme, nas posições adimensionais $z/D = -0,1$ e $-0,2$ respectivamente. Em ambas posições $z/D = -0,1$ e $-0,2$, a componente ($J_l = 0,0644$ m/s e $J_{gd} = 0,0155$ m/s, $\alpha_{gd} = 5,38\%$) assume os maiores valores em termos absolutos.

Figura 144 - Comparação da componente radial V no filme de líquido, em $z/D=-0,1$, para $J_l = 0,0644$ m/s ($Re = 1717$).

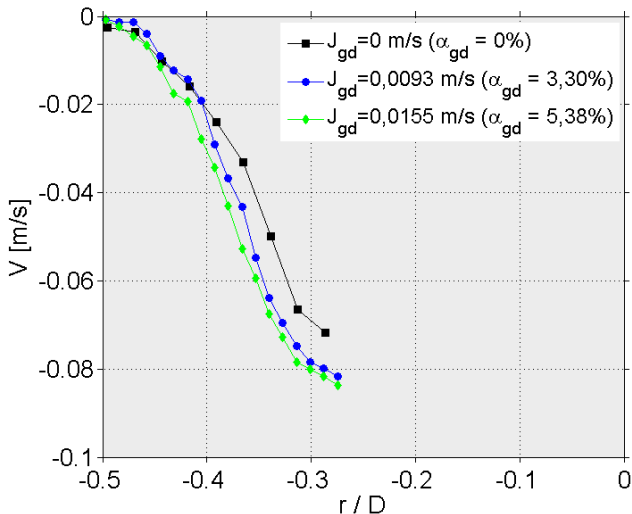
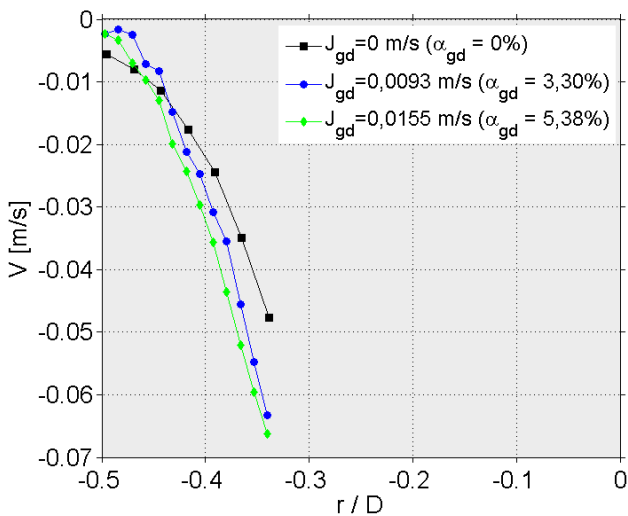


Figura 145 - Comparação da componente radial V no filme de líquido, em $z/D=-0,2$, para $J_l = 0,0644$ m/s ($Re = 1717$).



4.5.2 Medição da velocidade terminal e comprimento das bolhas na presença de um escoamento de bolhas dispersas

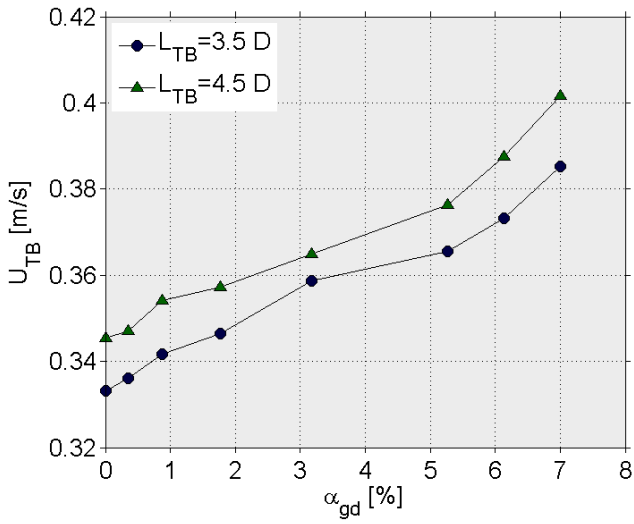
Utilizou-se a técnica de emissor de laser e fotocélula para obter também os valores do comprimento e velocidade média das bolhas de Taylor, para uma faixa de frações de bolhas dispersas. O comprimento médio das bolhas nos casos estudados com PIV na presença de bolhas dispersas foi de $L_{TB}=4D$. A Tabela 13 apresenta os valores da velocidade terminal obtidas via PIV e emissor de laser. No caso de PIV, considerou-se a velocidade do líquido na janela de interrogação imediatamente acima do nariz da bolha de Taylor. Os resultados obtidos com ambas as técnicas comparam muito bem novamente.

Tabela 13 - Valores da velocidade terminal U_{TB} com PIV e emissor de laser.

J_l [m/s]	J_{gd} [m/s]	U_{TB} (PIV) [m/s]	U_{TB} (emissor de laser) [m/s]
0,0644	0	0,336	0,333
0,0644	0,0093	0,355	0,358
0,0644	0,0155	0,364	0,366
0,1546	0	0,374	0,385
0,1546	0,0093	0,388	0,396
0,1546	0,0155	0,398	0,406

A Figura 146 apresenta a velocidade terminal da bolha de Taylor, para dois comprimentos de bolha diferentes, variando com a fração de vazio de bolhas dispersas estimada no duto. Nota-se que a fração de vazio apresenta uma grande influência na velocidade terminal da bolha. Talvez um fato que justifique essa ocorrência, é porque na presença de bolhas dispersas, o nariz da bolha oscila com maior frequência, o que impacta diretamente na velocidade terminal. A influência do comprimento na velocidade terminal, com a presença de bolhas dispersas, não foi investigado nesse âmbito.

Figura 146 - Dependência do comprimento da bolha na velocidade terminal na presença de bolhas dispersas, $J_f = 0,0644$ m/s ($Re = 1717$).



5. CONCLUSÕES E SUGESTÕES

5.1 CONCLUSÕES DESTE TRABALHO

Neste trabalho foi abordado o estudo do escoamento bifásico em padrão *slug* aplicado a dutos verticais circulares, sujeito a uma faixa de velocidades superficiais de ambas as fases. Para tal propósito, uma bancada experimental, munida de instrumentação e equipamentos de medição, que permitiu a criação de condições de escoamento controladas, similares ao escoamento em padrão *slug*, foi projetada e construída no Laboratório de Escoamentos Multifásicos do SINMEC.

Uma importante contribuição do presente estudo foi a obtenção de informações relevantes, de como a presença de bolhas dispersas, pode influenciar a estrutura do escoamento ao redor da bolha de Taylor. Tais resultados foram obtidos aplicando a técnica PIV, combinada com uma instrumentação adequada que permitiu a aquisição de resultados para os campos de velocidades com as bolhas de Taylor sempre na mesma posição. Com isto puderam ser avaliadas as médias das realizações de forma consistente. Em geral, os trabalhos na literatura apresentam resultados para condições onde o escoamento ao redor das bolhas de Taylor é bem comportado, considerando baixo número de viscosidade inversa, ou dutos de pequeno diâmetro. Ainda, em muitos casos os campos de velocidade são medidos apenas para o nariz das bolhas, uma vez que, nessa região, o escoamento é mais comportado, sem presença das recirculações, características da região da esteira. Neste trabalho, a instrumentação desenvolvida permitiu a obtenção dos campos para situações onde o escoamento apresenta importantes flutuações, inclusive, com a presença de bolhas dispersas na fase líquida.

Além disso, foram obtidas imagens com câmera de alta velocidade e realizadas análises qualitativas das interações entre as fases com diferentes escalas de interface e medidas da velocidade e comprimento da bolhas de Taylor a partir de emissor de laser e fotocélula. Estes últimos, diretamente aplicáveis para o fechamento de correlações, sendo a velocidade terminal das bolhas de Taylor um dos principais parâmetros de fechamento de correlações.

Inicialmente, foram realizadas medições dos campos de velocidade para o escoamento monofásico em regime laminar e turbulento, com a técnica PIV, que demonstrou-se ser capaz de reproduzir muito bem resultados disponíveis na literatura. Com a intenção de avaliar os campos médios evolutivos em padrão *slug*, um

estudo foi elaborado para o caso de bolhas de Taylor em fluido estagnado, usando PIV. Nesse estudo, excelentes resultados foram obtidos quando comparados com dados da literatura também. E por fim, na intenção de estudar o padrão *slug* em uma situação mais realística, foram levantados os perfis das componentes da velocidade, para várias velocidades superficiais da fase líquida e gasosa, através de PIV.

Desta forma, os objetivos traçados inicialmente foram cumpridos no desenvolvimento deste trabalho e, a seguir, citam-se as principais conclusões obtidas no presente estudo:

- Uma notável diferença no formato do nariz da bolha foi observado, na presença de bolhas dispersas, em diferentes frações de vazio. Em frações de vazio maiores ainda, o nariz se deforma bastante, ganha aceleração, perdendo a simetria;
- A realização de médias das realizações mostrou-se imprescindível para a obtenção de campos de velocidades consistentes, que representem adequadamente a estrutura do escoamento ao redor das bolhas de Taylor, nas situações estudadas e que possam ser utilizados para a validação de modelos numéricos;
- A técnica de sincronização do PIV, usando emissor de laser e fotocélula, demonstrou-se ser muito eficiente e tornou-se fundamental para a obtenção dos campos médios das realizações, tanto em fluido estagnado, quanto em fluido escoando, e na presença de bolhas dispersas. Sem essa técnica a obtenção dos campos médios seria impraticável;
- Valores da fração de vazio estimadas a partir das velocidades superficiais, e fração de vazio calculada através da velocidade média na área da seção transversal das realizações, obtidas via PIV, apresentaram excelente concordância quando comparadas entre si. Com isso a variável de interesse prático, a fração de vazio da fase dispersa, pode ser utilizada como variável independente na apresentação dos resultados (ao invés da velocidade superficial do gás disperso), e futuramente no fechamento de correlações;
- Uma comparação extensa de alguns perfis de velocidade das componentes radial e axial, foram avaliados e apresentaram excelentes resultados, indicando o aumento teórico na velocidade terminal das bolhas, o qual também foi constatado via uso de emissor de laser e fotocélula. Através de tal comparação foi possível visualizar a influência do escoamento

de bolhas dispersas no campo médio do padrão *slug*, considerado a grande contribuição do presente estudo;

- A presença das bolhas dispersas demonstrou influenciar de forma significativa a estrutura do escoamento ao redor das bolhas de Taylor, assim como na velocidade terminal das mesmas;
- Na região da esteira, no caso de fluido escoando em diferentes frações de vazio, notou-se que a formação dos vórtices assume um comprimento diferente nos casos estudados. O fato é que, nessa região, para elevadas frações de vazio, a concentração de bolhas dispersas perto da cauda aumenta, como visto nas imagens obtidas com câmera de alta velocidade. Essa alta concentração de bolhas é responsável pela diminuição da intensidade e do comprimento dos vórtices, à medida que a fração de vazio aumenta no meio;

Por fim, destaca-se a importância deste trabalho para o aprofundamento e conhecimento em escoamentos bifásicos em padrão *slug*, de grande ocorrência em dutos verticais. Embora não se tenha estudado o escoamento real neste padrão, o experimento desenvolvido permitiu a criação de condições controladas, que permitiram um estudo mais rigoroso da estrutura do escoamento que, entretanto, se aproxima muito mais ao escoamento real do que os trabalhos similares apresentados na literatura.

A seguir, serão apresentadas as principais sugestões de trabalhos futuros nessa área.

5.2 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Como primeira sugestão propõe-se a análise mais aprofundada dos resultados obtidos, explorando também a bancada experimental e a instrumentação desenvolvida neste trabalho, considerando outras condições de escoamento, procurando gerar um maior número de resultados que possibilitem o fechamento de correlações, como, por exemplo, a modificação do coeficiente C na Eq. (2) (Nicklin *et al.* (1962)) de forma a considerar a velocidade terminal como função da concentração de bolhas dispersas.

Sugere-se também a caracterização do escoamento em padrão *slug* em dutos inclinados e horizontais, através de uma abordagem similar a realizada neste trabalho, assim como a consideração de outros

fluidos de trabalho, inclusive, casos onde a solubilidade da fase gasosa no líquido é significativa, podendo inclusive, modificar a estrutura do escoamento.

REFERÊNCIAS

- AKAGAWA, K. **Fluctuation of Void Ratio in Two-Phase Flow.** *JSME*, v. 7, n. 25, pp. 122-128, 1964.
- BARBOSA, J.R. **Phase Change of Single Component Fluids and Mixtures in Annular Flow.** PhD Tesis, *Department of Chemical Engineering and Chemical Technology, University of London, London*, 2001.
- BENDIKSEN, K.H. **On the motion of long bubbles in vertical tubes.** *International Journal of Multiphase Flow*, v. 11, pp. 797–812, 1985.
- BEJAN, A. **Convection Heat Transfer.** John Wiley & Sons, Inc., 3ª Edição.
- BRENNEN, C.E. **Fundamentals of Multiphase Flows.** *Cambridge University Press, California*, 2005.
- BIPM, IEC, IFCC, ISO, IUPAC, IUPAP, OIML. **Guide to the expression of uncertainty in measurement (GUM).** ISO, 1993.
- BROWN, R.A.S. **The Mechanics of Large Gas Bubbles in Tubes - 1. Bubble Velocities in Stagnant Liquids,** *Chinese Journal of Chemical Engineering*, v.43, pp. 217-223, 1965.
- BUGG, J.D.; SAAD, G.A. **The velocity Field around a Taylor Bubble rising in a stagnant viscous fluid: numerical and experimental results.** *International Journal of Multiphase Flow*, v. 28, pp 791-803, 2002.
- BUGG, J.D.; MACK, K.; REZKALLAH, K.S. **A numerical model of Taylor bubbles rising through stagnant liquids in vertical tubes.** *International Journal of Multiphase Flow*, v. 24, pp. 271–281, 1998.
- CAMPOS, J.B.L.M.; GUEDES DE CARVALHO, J.R.F. **An experimental study of the wake of gas slugs rising in liquids.** *Journal of Fluid Mechanics*, v. 196, pp. 27–37, 1988a.

CAMPOS, J.B.L.M.; NOGUEIRA, S.; RIETHMULLER, M.L.; PINTO, A.M.F.R. **Flow in the nose region and annular film around a Taylor bubble rising through vertical columns of stagnant and flowing Newtonian liquids.** *Chemical Engineering Science*, v. 61, pp. 845-857, 2006.

CAMPOS, J.B.L.M.; MAYOR, T.S.; FERREIRA, V.; PINTO, A.M.F.R. **Hydrodynamics of Gas-Liquid Slug Flow Along Vertical Pipes in Turbulent Regime – An Experimental Study.** *Chemical Engineering Science*, v. 61, pp. 845-857, 2008.

CAREY, VAN P. **An Introduction to the thermophysics of Vaporization and Condensation Processes in Heat Transfer Equipment.** Taylor e Francis, 645pp, 1992.

CARR, Z.R.; AHMED, K.A.; FORLITI, D.J. **Spatially Correlated Precision Error in Digital Particle Image Velocimetry Measurements of Turbulent Flows.** *Experiments in Fluids*, v. 47, pp. 95-106, 2009.

COUET, B.; STRUMOLO, G.S. **The effects of surface tension and tube inclination on a two-dimensional rising bubble.** *Journal of Fluid Mechanics*, v. 187, pp. 1-14, 1987.

COLLIER, J.G.; THOME, J.R. **Convective and Boiling Condensation.** *Oxford University Press*, Oxford, 3ª Edição, 1994.

COLLINS, R.; DE MORAES, F. F.; DAVIDSON, J. F.; HARRISON, D. **The motion of large gas bubble rising through liquid flowing in a tube.** *Journal of Fluid Mechanics*, v. 28, pp. 97-112, 1978.

Dantec Dynamics. **Particle Image Velocimetry Measurement Principles.** < <http://www.dantecdynamics.com/measurement-principles-of-piv>>. 08 de Janeiro de 2014.

DAVIES, R.M.; TAYLOR, G.I. **The mechanics of large bubbles rising through extended liquids and through liquids in tubes.** *Proc. R. Soc. London Ser. A* 200, pp. 375-390, 1950.

DE JESUS, J.M.; AHMAD, W.R.; KAWAJI, M. **Experimental Study of Flow Structure in Vertical Slug Flow.** *Advances in Multiphase Flow*, pp. 105–118, 1995.

DEN TOONDER, J.M.J.; NIEUWSTADT, F.T.M. **Reynolds Number Effects in a Turbulent Pipe Flow for Low to Moderate Re.** *Physics of Fluids*, v. 9, pp. 3398-3409, 1997.

DIAS, I.; RIETHMULLER, M.L. **PIV in two-phase flows: simultaneous bubble sizing and liquid velocity measurements.** 9th Symposium on laser techniques applied to fluid dynamics, pp 71-85, 2000.

DUMITRESCU, D. T. **Strömung an einer Luftblase im senkrechten Rohr,** *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, v. 23, pp. 139-149, 1943.

EGGELS, J.; UNGER, F.; WESTERWEEL, J.; ADRIAN, R.; FRIEDRICH, R.; NIEUWSTADT, F. **Fully Developed Pipe Flow: A comparison between Direct Numerical Simulations and Experiments.** *Journal of Fluid Mechanics*, v. 268, pp. 175-209, 1994.

FAGHRI, A.; ZHANG, Y. **Transport Phenomena in Multiphase Systems.** New York: Elsevier, 2006.

FERNANDES, R. C.; SEMIAT, R.; DUKLER, A. E. **Hydrodynamic Model for Gas-Liquid Slug Flow in Vertical Tubes,** *Advances in Chemical Engineering*, v. 29, pp. 981-989, 1983.

FOX, R.W.; MCDONALD, A.T. **Introdução a Mecânica dos Fluidos.** 7ª Edição, Rio de Janeiro, RJ: Editora LTC S.A., 2007

HEWITT, G. F.; HALL-TAYLOR, N. S. **Annular Two-Phase Flow,** 1ª ed., Oxford, 1970.

ISHII, M.; MISHIMA, K. **Two-fluid model and hydrodynamic constitutive relations,** *Nuclear Engineering and Design*, v. 82, pp 107-126, 1984.

JOSHI, J.B.; SATHE, M.J.; THAKER, I.H.; STRAND, T.E. **Advanced PIV/LIF and shadowgraph system to visualize flow structure in two-phase bubbly flows.** *Chemical Engineering Science*, v. 65, pp. 2431-2442, 2010.

KAWAJI, M., DEJESUS, J.M., TUDOSE, G. **Investigation of flow structures in vertical slug flow.** *Nuclear Engineering and Design*, v. 175, pp. 37-48, 1997.

KOCKX, J. P.; NIEUWSTADT, F. T. M.; OLIEMANS, R. V. A.; DELFOS, R. **Gas Entrainment by a Liquid Film Falling Around a Stationary Taylor Bubble in a Vertical Tube.** *International Journal of Multiphase Flow*, v. 31, pp. 1-24, 2005.

LINÉ, A.; GUET, S.; DECARRE, S.; HENRIOT, V. **Void Fraction in Vertical Gas-Liquid Slug Flow: Influence of Slug Content.** *Chemical Engineering Science*, v. 61, pp 7336-7350, 2006.

MAO, Z.S.; DUKLER, A. E. **The Motion of Taylor Bubbles in Vertical Tubes - I. A Numerical Simulation for the Shape and Rise Velocity of Taylor Bubbles in Stagnant and Flowing Liquid.** *Journal of Computational Physics*, v. 91, pp. 132-160, 1990.

MAYOR, T.S.; PINTO, A.M.F.R.; CAMPOS, J.B.L.M. **An image analysis technique for the study of gas-liquid slug flow along vertical pipes — associated uncertainty.** *Flow Measurement and Instrumentation*, v. 18, pp. 139-147, 2007.

MOFFAT, R. **Describing the uncertainties in experimental results.** *Experimental thermal and fluid science*. v. 1, n. 1, p. 3-17, 1988.

MOISSIS, R.; GRIFFITH, P. **Entrance effects in a two-phase slug flow.** *Journal of Heat Transfer*, v. 84, pp. 29-39, 1962.

NICKENS, H.V.; YANNITELL, D.W. **The effect of surface tension and viscosity on the rise velocity of a large gas bubble in a closed vertical liquid-filled tube.** *International Journal of Multiphase Flow*, v. 13, pp. 57-69, 1987.

NICKLIN, D. J.; WILKES, J. O.; DAVIDSON, J. F. **Two-phase flow in vertical tubes**. *Trans. Inst. Chem. Engrs.*, v. 40, pp. 61-68, 1962.

NOGUEIRA, S.; RIETHMULLER, M.L.; CAMPOS, J.B.L.M.; PINTO, A.M.F.R. **Flow patterns in the wake of a Taylor bubble rising through vertical columns of stagnant and flowing Newtonian liquids: An experimental study**. *Chemical Engineering Science*, v. 61, pp. 7199-7212, 2006.

NOGUEIRA, S.; SOUSA, R.G.; PINTO, A.M.F.R.; RIETHMULLER, M.L.; CAMPOS, J.B.L.M. **Simultaneous PIV and pulsed shadow technique in slug flow: a solution for optical problems**. *Experiments in Fluids*, v. 35, pp. 598-609, 2003.

OLIVEIRA, R. P. **Caracterização experimental das propriedades dinâmicas de escoamentos pistonados em tubos verticais**. Dissertação de Mestrado, COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, 2009.

PALADINO, E. E. **Estudo do Escoamento Multifásico em Medidores de Vazão do tipo Pressão Diferencial**. Tese de Doutorado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2005.

PARK, J.T.; WU, B.; NISHIO, S.; JACQUIN, E. **Uncertainty Analysis Particle Imaging Velocimetry**. *25th International Towing Tank Conference*, v 2, pp. 453-455, 2008.

PINTO, A.M.F.R.; CAMPOS, J.B.L.M. **Coalescence of two gas slugs rising in a vertical column of liquid**. *Chemical Engineering Science*. v. 51, pp. 45-54, 1996.

PINTO, A.M.F.R.; PINHEIRO, M.N.; NOGUEIRA, S.; FERREIRA, V.D.; CAMPOS, J.B.L.M. **Experimental study on the transition in the velocity of individual Taylor bubbles in vertical upward co-current liquid flow**. *Chemical Engineering Research and Design*. v. 83, pp. 1103-1130, 2000.

POLONSKY, S.; SHEMER, L.; BARNEA, D. **The relation between the Taylor bubble motion and the velocity field ahead of it**. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 25, pp. 957-975, 1999b.

RAFFEL, M.; Willert, C.; Wereley, S.; Kompenhans, J. **Particle Image Velocimetry**. 2ª ed., Springer, 2007.

REINELT, D.A. **The rate at which a long bubble rises in a vertical tube**. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 175, pp. 557–565, 1987.

SANCHEZ, F.M.P. **Estudo Experimental do Escoamento de fluido Newtoniano em Contração Abrupta Assimétrica com a Técnica de Velocimetria por Imagem de Partícula**. Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica e Materiais, Universidade Tecnologia Federal do Paraná, Curitiba, 2011.

ROSA, E. S. **Escoamento Multifásico Isotérmico**. Editora Bookman, 2012.

STREET, J.R., TEK, M.R. **Dynamics of bullet shaped bubbles encountered in vertical gas liquid slug flow**. *AIChE J*, v. 11, pp. 644–650, 1965.

TAITEL, Y.; DUKLER, A. E. **A model for prediction of flow regime transition in horizontal and near horizontal gas-liquid flow**. *Aiche Journal*, v. 22, pp. 547-555, 1976.

TAITEL, Y., BARNEA, D., DUKLER, A. E. **Modeling Flow Pattern Transitions for Steady Upward Gas-Liquid Flow in Vertical Tubes**. *Advances in Chemical Engineering*, v. 26, n. 3, pp. 345-354, 1980.

TUDOSE, E. T. **Experimental Investigation of Taylor Bubble Acceleration Mechanism in Slug Flow**. *Master Thesis, Department of Chemical Engineering and Applied Chemistry*, University of Toronto, Toronto, 1997.

VAN DOORNE, C.W.H.; WESTERWEEL, J. **Transitional and Turbulent Pipe Flow using Stereoscopic-PIV**. *Experiments in Fluids*, v. 42, pp. 259-279, 2007.

VAN Hout, R.; GULITSKY, A.; BARNEA, D.; SHEMER, L., 2002. **Experimental investigation of the velocity field induced by a Taylor bubble rising in stagnant water**. *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 29, pp.579–596.

VILLAGRA, F. **Estudo numérico do escoamento em padrão slug em tubos verticais**. Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2014.

VISUALIZATION SOCIETY OF JAPAN. **Handbook of Particle Image Velocimetry**. Morikita Publishin Co. Ltd. (in Japanese), 2002.

WALLIS, G. B. **One-dimensional two-phase flow**. New York: Editora McGraw-Hill, 1969.

WESTERWEEL, J.; DRAAD, A.A.; VAN DER HOEVEN, J.G.T.; VAN OORD, J. **Measurement of Fully Developed Turbulent Pipe Flow with Digital Particle Image Velocimetry**. *Experiments in Fluids*, v. 20, pp. 165-177, 1996.

WILLIAMS, J. **Status of Multiphase Flow Measurement Research**, *Proceedings of SPE Annual Technical Conference and Exhibition*, New Orleans, USA , SPE 28515, 1994.

WHITE, E.R.; BEARDMORE, R.H. **The velocity of rise of single cylindrical air bubbles through liquids contained in vertical tubes**. *Chemical Engineering Science*, v. 17, 351–361, 1962.

YAN, K.; CHE, D. **Hydrodynamic and mass transfer characteristics of slug flow in a vertical pipe with and without dispersed small bubbles**. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 37, pp. 299-325, 2011.

YAN, K.; CHE, D. **A coupled model for simulation of the gas-liquid two-phase flow with complex flow patterns** . *International Journal of Multiphase Flow*, v. 36, pp. 333-348, 2010.

ZUKOSKI, E.E. **Influence of viscosity, surface tension, and inclination angle on motion of long bubbles in closed tubes**. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 25, pp. 821-837, 1966.

ZHENG, D.; CHE, D. **Experimental study on hydrodynamic characteristics of upward gas-liquid flow**. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 32, pp. 1191-1218, 2006.

APÊNDICE A – Procedimento Experimental

No presente capítulo, serão apresentados os procedimentos experimentais realizados para a obtenção dos resultados discutidos no capítulo 4, destacando as principais etapas e procedimentos, de operação dos equipamentos e instrumentação que compõem o aparato experimental.

A.1 INICIALIZAÇÃO DO APARATO EXPERIMENTAL:

1. O ar condicionado deve ser ligado algumas horas antes dos testes para controlar a temperatura ambiente;
2. Ligar o microcomputador e inicializar o software *TSI Insight 3G*;
3. Iniciar a operação da bomba centrífuga, ajustando a velocidade superficial do líquido via inversor de frequência e valor indicado pelo rotâmetro;
4. Ajustar vazão da fase gasosa para a geração de bolhas dispersas via rotâmetro;
5. Abrir a válvula da fase gasosa do circuito de geração das bolhas de Taylor;
6. Verificar a ortogonalidade do duto, através de análise de imagem via *TSI Insight 3G*;
7. Ligar a instrumentação das fases líquida e gasosa (transmissores de pressão e temperatura, e emissores de laser);
8. Ligar o sistema eletrônico de comando das válvulas de injeção das bolhas de Taylor;
9. Ligar o sistema de sincronização do PIV e medição de comprimento e velocidade das bolhas (via USB também);
10. Ajustar a pressão no volume entre as válvulas para a formação do tamanho desejado das bolhas de Taylor, através da medição com a técnica emissor de laser e fotocélula, via interface gráfica LabVIEW;
11. Ligar o LASER do PIV;
12. Ligar o sincronizador do sistema PIV;
13. Capturar 10 imagens testes para garantir a quantidade correta e homogeneização das partículas na janela de interrogação;
14. Ajustar os parâmetros de entrada do *Insight 3G* (intervalo de tempo entre os pulsos, potência do LASER nos frames, etc...), de modo que o número de vetores válidos seja o maior possível e condizente com a magnitude da física estudada;

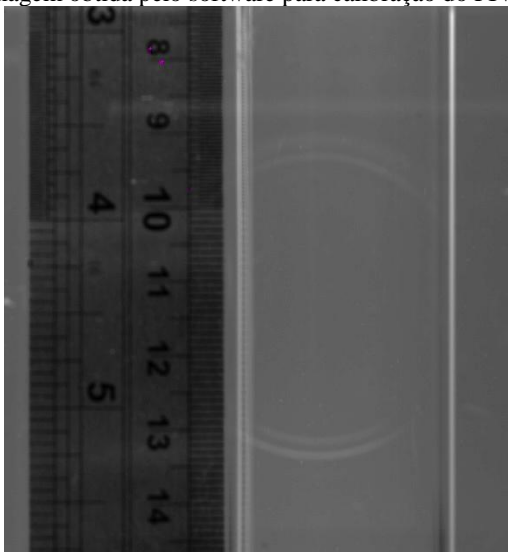
15. Verificar a pressão e temperatura das fases;
16. Ajustar via potenciômetro do sistema de sincronização, a posição adequada da captura das bolhas na imagem via software TSI *Insight 3G*;
17. Iniciar processo de captura das imagens via *Insight 3G*.
18. A cada 10 imagens capturadas, verificar pressão e temperatura das fases, temperatura ambiente, e comprimento e velocidade média da bolha de Taylor.
19. Desligar o LASER;
20. Selecionar e salvar as imagens no *Insight 3G*;
21. Processar as imagens e obter o campo médio via Tecplot;
22. Salvar os dados como comprimento e velocidade média das bolhas de Taylor, temperatura ambiente, e pressão e temperatura no volume da bolha;
23. Desligar a bomba centrífuga;
24. Fechar as válvulas do circuito da fase gasosa;
25. Desligar os transmissores;
26. Repetir os procedimentos 1 ao 25 para qualquer mudança na velocidade superficial da fase gás ou líquida;

APÊNDICE B – Calibração do PIV

O primeiro passo antes de analisarmos qualquer fenômeno através de PIV, é realizar a calibração do mesmo, de forma a correlacionar a distância em pixels na imagem obtida com a distância percorrida pelas partículas, que é dada pelos seguintes passos:

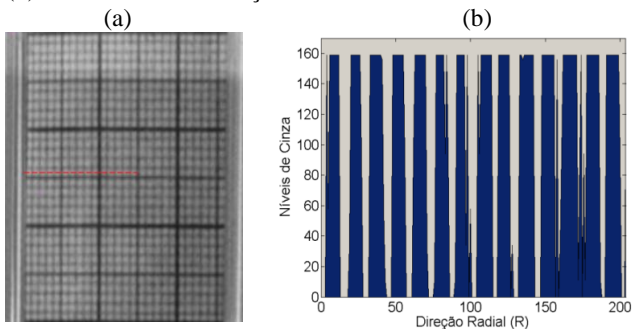
1. Ligar o microcomputador e iniciar o software TSI *Insight 3G*;
2. Ligar o LASER no modo pulsante;
3. Inserir uma régua calibrada com distâncias conhecidas, no plano do laser, no lado oposto da origem do laser;
4. Ligar a câmera tipo CCD;
5. Capturar uma imagem com iluminação de fundo (Figura B.1);
6. Abrir a configuração de calibração do *Insight 3G*;
7. Selecionar na imagem uma distância conhecida e inserir o valor nos parâmetros de cálculo no software;
8. Salvar a imagem e valor obtido em μm equivalente a um pixel na imagem da câmera;

Figura B.1 - Imagem obtida pelo software para calibração do PIV.



Ainda, antes de iniciar os procedimentos experimentais e etapas de obtenção dos campos médios de velocidade, torna-se importante verificar se as imagens obtidas são influenciadas por qualquer efeito óptico, como “efeito barril”, entre outros. Para verificar a presença de tais efeitos, um papel milimetrado foi inserido dentro do tubo, contendo o fluido de trabalho, para representar uma situação real dos experimentos. Com isso, uma imagem de alta resolução foi captada através da câmera focada no plano central do duto, como visto na Figura B.2 (a). Através de um código desenvolvido em Matlab, foi possível obter o gráfico de níveis de cinza na seção transversal (linha vermelha tracejada na Figura B.2 (a)), como observado na Figura B.2 (b). Percebe-se que, a presença dos efeitos ópticos são praticamente desprezíveis, sendo da ordem de 3 centésimos de milímetro a maior diferença encontrada, através de uma análise detalhada dos valores obtidos no código. A utilização de um duto com parede relativamente fina, com espessura de 2 mm, contribuiu bastante para a não formação de tais efeitos.

Figura B.2 - Análise de efeitos ópticos: (a) Imagem do papel milimetrado dentro do duto e (b) níveis de cinza na seção transversal da linha vermelha tracejada.



APÊNDICE C – Incertezas Experimentais

Nesta seção serão estimadas e apresentadas as incertezas nas medidas da velocidade da bolha, e também as incertezas do sistema PIV.

C.1 INCERTEZA NA VELOCIDADE DA BOLHA

A velocidade da bolha U_{TB} , obtida a partir de emissor de laser e fotocélula é determinada através de um cálculo interno via interface em LabVIEW, onde ela é diretamente calculada pela distância que separa os dois emissores e o tempo que o nariz leva para percorrer entre os dois emissores de laser, ou seja, $U_{TB}=L/t$, sendo L o comprimento entre os emissores, e t o tempo de passagem do nariz da bolha pelos emissores. Esta é a fórmula que o código utiliza para obter a velocidade da bolha, e portanto somente as fontes de erros que causam incertezas nas medidas de L e t devem ser levadas em conta no cálculo da incerteza da velocidade da bolha. A grandeza L é considerada invariável, enquanto t pode ser considerado variável, pois os comprimentos das bolhas de Taylor não são rigorosamente uniformes ao longo dos experimentos, e também as vazões das fases não são constantes. Logo, a variação de t é uma consequência direta das variações dos parâmetros citados anteriormente. Assim, na consideração da variação de t , já estão incluídas as variações das vazões, dos comprimentos das bolhas, e inclusive de outras possíveis fontes de erros. O método de cálculo que aqui se apresenta é baseado no documento internacional "Guia para a Expressão da Incerteza na Medição" (GUM, Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement, 1999). A incerteza total é a raiz quadrada da soma dos quadrados das incertezas.

$$u(U_{TB}) = \sqrt{\left(\frac{\partial U_{TB}}{\partial L}\right)^2 \cdot u^2(L) + \left(\frac{\partial U_{TB}}{\partial t}\right)^2 \cdot u^2(t)} \quad (C.1)$$

$$u(U_{TB}) = \sqrt{\left(\frac{U_{TB}(L)}{t}\right)^2 + \left(-\frac{L}{t^2}\right)^2 \cdot u^2(t)} \quad (C.2)$$

onde $u(U_{TB})$ é a incerteza sobre a velocidade U_{TB} , $u(L)$ é a incerteza sobre a variável L , e $u(t)$ é a incerteza sobre a variável t . O primeiro termo da Equação (C.2) representa a incerteza associada ao comprimento L , que é a distância entre os emissores de laser. O segundo

termo da Equação (C.2) refere-se as incertezas relacionadas com a variável t . Lembrando que na variável t já estão inclusos as fontes de erros devido a não uniformidade das vazões, dos diferentes comprimentos de bolhas, e outros possíveis erros associados.

A incerteza sobre o comprimento pode ser escrita como:

$$u(L) = u(R_R) + u(R_{\text{Resolução}}) \quad (\text{C. 3})$$

onde $u(R_R)$ é a incerteza sobre a repetibilidade (relacionado ao número de vezes em que a medida do comprimento entre os emissores L foi obtida) e $u(R_{\text{Resolução}})$ é a incerteza devido a resolução do instrumento de medição. Tais incertezas podem ser obtidas a partir das seguintes expressões:

$$u(R_R) = \frac{S}{\sqrt{n}} \quad (\text{C. 4})$$

$$u(R_{\text{Resolução}}) = \frac{\Delta L}{2\sqrt{3}} \quad (\text{C. 5})$$

onde S é o desvio padrão de " n " medidas de L , e ΔL é a divisão da escala do instrumento de medição utilizado para obter o comprimento L entre os emissores. Nesse caso temos a necessidade de dividir por $2\sqrt{3}$ para não superestimar a incerteza na resolução, e para casos considerando distribuição retangular. A incerteza para o tempo t pode ser estimada a partir de:

$$u(t) = \Delta t_{\text{máx}} + u(R_t) + u(\text{equipamento}) \quad (\text{C. 6})$$

sendo $\Delta t_{\text{máx}}$ a máxima variação de t em relação a média encontrada em n medidas, $u(\text{equipamento})$ representa outras incertezas do equipamento disponíveis e $u(R_t)$ a resolução do instrumento. A expressão de $u(R_t)$ é dada por:

$$u(R_t) = \frac{0.01138}{2\sqrt{3}} \quad (\text{C. 7})$$

A distância conhecida entre os dois emissores de laser foi medida com o auxílio de um paquímetro digital, responsável por medir distâncias mínimas de 0,01mm, sendo o valor médio de $L=150$ mm. A

Tabela C.1 apresenta um resumo das incertezas expandidas U obtidas para os casos de velocidade da bolha U_{TB} apresentados no presente estudo, com 95% de probabilidade dos resultados compor o intervalo.

Tabela C.1 - Resumo da incerteza expandida para cada caso estudado.

J_l [m/s]	J_{gd} [m/s]	Incerteza expandida $U(U_{TB})$ [m/s]
0	0	(0,1735 \pm 0,0122)
0.0644	0	(0,333 \pm 0,0261)
0.0644	0.0093	(0,358 \pm 0,0263)
0.0644	0.0155	(0,366 \pm 0,0302)
0.1546	0	(0,385 \pm 0,0287)
0.1546	0.0093	(0,396 \pm 0,0437)
0.1546	0.0155	(0,406 \pm 0,0376)

C.2 INCERTEZA ASSOCIADA AO SISTEMA PIV

O sistema de medição PIV consiste basicamente de inúmeros subsistemas, e a obtenção das medições necessariamente leva em conta o acoplamento dos subsistemas. O princípio de medição do PIV no cálculo da velocidade u do escoamento é dada por:

$$u = \alpha (\Delta X / \Delta t) + \delta u \quad (C.8)$$

onde ΔX é o deslocamento das partículas na imagem, Δt é o intervalo de tempo entre as imagens sucessivas, α o fator de magnificação e δu é chamado de fator de incerteza.

A obtenção da posição das partículas na imagem e o tempo, x e t respectivamente, também são os objetivos da medição, dados pelas Equações (C.9) e (C.10) respectivamente.

$$x = \alpha [(X_s + X_e) / 2 - X_0] \quad (C.9)$$

$$t = (t_s + t_e) / 2 \quad (C.10)$$

onde X_0 representa a posição de origem no plano de imagem, X_s e X_e são a posição de início e fim na área de correlação, e t_s e t_e indicam o primeiro e segundo tempo do pulso. O valor de α pode ser obtido a partir de:

$$\alpha = \frac{l_r(1 - \theta^2/2)}{L_r} \quad (\text{C. 11})$$

A Tabela C.2 apresenta os principais parâmetros utilizados no presente estudo, dos quais fazem parte a calibração, visualização do escoamento e obtenção das imagens.

Tabela C.2 - Principais parâmetros de medição do sistema PIV.

Parâmetros de Medição do escoamento	
Condição do escoamento	Escoamento bifásico 2D
Área de Medição	100 x 200 mm ²
Máxima velocidade obtida	0.9 m/s
Distância dos pontos de referência l_r	90 mm
Distância da Imagem de referência L_r	2159 pixels
Fator de Magnificação α	0.04167 mm/pixel
Diâmetro médio das partículas d_p	0.01 mm
Espessura do plano do laser	1 mm
Intervalo de tempo entre os pulsos Δt	0.2 até 1.8 ms
Resolução espacial da câmera	2048 x 2048 pixels
Distância até o plano de laser l_t	300 mm

Diversas são as fontes de erros presentes em sistemas PIV. Dentre as principais podemos citar a presença de ruídos, flutuações na potência do laser, cálculo da correlação, erros no processo de média vetorial, distorção causada pelo CCD, iluminação não uniforme na região de interesse, distorção das lentes, erro presente no tempo de pulsação do laser, erros no *trigger timing* (tempo de sincronização), entre outras fontes de erros. O cálculo da incerteza apresentada aqui segue a referência de *Handbook of Particle Image Velocimetry*.

A incerteza padrão para a distância entre os pontos de referência na imagem foi estimada em 0.8 pixels, e o fator de sensibilidade é dado por:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial L_r} = -l_r/L_r^2 = -1.931 \times 10^{-5} \text{ [mm/pixel}^2\text{]}$$

Já a incerteza do comprimento físico real entre os pontos de referência afetam a exatidão do fator de magnificação. A régua de calibração apresenta um erro menor que 0.05 mm. Assim, o fator de sensibilidade é:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial L_r} = 1/L_r = 4.63 \times 10^{-4} \text{ [1/pixel]}$$

A distorção da imagem pode ser estimada em 0.5% do comprimento L_r , ou seja, $0.005 L_r = 10.8$ pixels, e o fator de sensibilidade vale:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial L_r} = -L_r/L_r^2 = -1.931 \times 10^{-5} \text{ [mm/pixel}^2\text{]}$$

A flutuação da potência do laser pode afetar a detecção da posição da partícula na imagem. Caso as condições experimentais estejam bem controladas, a incerteza nesse caso pode-se reduzir a um décimo do diâmetro da partícula, ou seja, $u_{LPF} = 0.001$ mm. Nesse caso o fator de sensibilidade é dado por $1/\alpha = 23.9$ pixel/mm.

O gerador do "delay" entre o pulso duplo de laser, e sua possível flutuação pode chegar a 2 ns, constatada no manual do usuário. Nesse caso o fator de sensibilidade é 1.

O pulso de laser dele próprio, carrega uma incerteza no tempo do pulso. A incerteza nesse caso é estimada em 5 ns, a partir do manual do usuário.

Assim, a incerteza combinada é obtida a partir da raiz da soma das incertezas individuais ao quadrado. A Tabela C.3 apresenta um resumo da análise das incertezas combinadas dos principais parâmetros envolvidos da velocidade u do escoamento.

Tabela C.3 - Sumário das incertezas combinadas dos parâmetros.

Parâmetro	Fonte do erro	$u(x_i)$	c_i	$c_i u(x_i)$	u_c
α	Imagem de referência	0.8 pixel	1.931×10^{-5} [mm/pixel ²]	1.54×10^{-5}	2.10×10^{-4}
	Distância Física	0.05 mm	4.63×10^{-4} [1/pixel]	2.32×10^{-5}	
	Distorção da Imagem	10.8 pixel	1.931×10^{-5} [mm/pixel ²]	2.091×10^{-4}	
	Flutuação da Potência do Laser	0.001 mm	23.9 pixel/mm	2.39×10^{-2}	
Δt	Delay Generator	2×10^{-9} s	1.0	2×10^{-9}	5.39×10^{-9}
	Pulse Time	5×10^{-9} s	1.0	5×10^{-9}	

A Tabela C.4 apresenta um resumo das incertezas combinadas, e a incerteza combinada para a velocidade u do escoamento. Conclui-se que a incerteza expandida na velocidade é (0.90 ± 0.04939) m/s ou 5.5%.

Tabela C.4 - Sumário das incertezas para a velocidade u .

Parâmetro	$u(x_i)$	c_i	$c_i u(x_i)$
A	2.10×10^{-4} mm/pixel	21598 pixel/s	4.54
ΔX	2.39×10^{-2} pixel	81 mm/(s.pixel)	1.94
Δt	5.39×10^{-9} s	1.2 mm/s ²	6.46×10^{-9}
Incerteza Combinada		u_u	4.939 mm/s