



ESTUDOS EXPERIMENTAIS DA ASCENSÃO DE BOLHAS DE TAYLOR  
INDIVIDUAIS EM TUBOS VERTICAIS E LIGEIRAMENTE INCLINADOS

Marcos Bertrand de Azevedo

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Nuclear, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Engenharia Nuclear.

Orientador: Su Jian

Rio de Janeiro  
Março de 2016

ESTUDOS EXPERIMENTAIS DA ASCENSÃO DE BOLHAS DE TAYLOR  
INDIVIDUAIS EM TUBOS VERTICAIS E LIGEIRAMENTE INCLINADOS

Marcos Bertrand de Azevedo

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

Examinada por:

---

Prof. Su Jian, D.Sc.

---

Prof. José Antonio Carlos Canedo Medeiros, D.Sc.

---

Prof. Atila Pantaleão Silva Freire , Ph.D.

---

Dr. José Luiz Horacio Faccini, D.Sc

---

Prof. Luis Fernando Alzuguir Azevedo, Ph.D.

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL

MARÇO DE 2016

Azevedo, Marcos Bertrand de

Estudos Experimentais da Ascensão de Bolhas de Taylor Individuais em Tubos Verticais e Ligeiramente Inclinação/Marcos Bertrand de Azevedo. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2016.

XXVI, 227 p.: il.; 29,7cm.

Orientador: Su Jian

Tese (doutorado) – UFRJ/COPPE/Programa de Engenharia Nuclear, 2016.

Referências Bibliográficas: p. 184 – 195.

1. Bolha de Taylor. 2. Tubos Verticais e Inclinação.  
3. Técnica Ultrassônica. 4. Filme Líquido. 5. Perfil da Bolha. I. Jian, Su. II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Nuclear. III. Título.

*Aos meus pais, Fernando e  
Dimara, que me proporcionaram  
a oportunidade de, através da  
educação e estudo, crescer, não  
apenas profissional e  
academicamente, mas,  
principalmente, na condição de  
Ser Humano.*

# Agradecimentos

Ao concluir o presente trabalho, faz-se necessário um agradecimento especial ao Prof. Su Jian, pela oportunidade que me foi dada de lançar-me a novos desafios numa nova área de atuação, aceitando orientar-me e sempre incentivando a minha evolução profissional.

Ao Dr. José Luiz Horacio Faccini agradeço pela acolhida no Laboratório de Termo-Hidráulica Experimental David Adjuto Botelho (LTE/IEN), quando eu passava por um momento difícil, onde a falta de perspectivas de bons trabalhos era grande e um perigoso desânimo já começava a se instalar. Agradeço a ele pelo constante compartilhamento de suas experiências e conhecimentos técnico-científicos, especialmente em relação a aplicação das técnicas ultrassônicas e de visualização com câmera de vídeo, e pela constante disposição em colaborar com o meu trabalho, através de discussões técnicas sobre diferentes questões envolvendo escoamentos multifásicos.

Agradeço a todos da minha família pelo apoio e compreensão que, sempre, me foi dado, possibilitando o desenvolvimento desse trabalho.

Agradeço ao Instituto de Engenharia Nuclear (IEN/CNEN) e ao Programa de Engenharia Nuclear da COPPE/UFRJ (PEN/COPPE) que me proporcionaram a oportunidade de realizar o presente trabalho de Doutorado em Engenharia Nuclear.

Agradeço aos órgãos de fomento, em particular FAPERJ, CNPq e FINEP, que de alguma forma tornam possível a realização das pesquisas desenvolvidas no LTE/IEN e conseqüentemente do presente trabalho.

Agradeço aos colegas de trabalho no IEN, em especial ao Eng. Marcos Santana que nos dá suporte no que diz respeito à instrumentação eletrônica e aos funcionários das oficinas mecânicas pela fabricação de peças e componentes dos aparatos experimentais.

Agradeço aos alunos de iniciação científica Douglas dos Santos e Nathalia Nunes Araújo pela dedicação e contribuição dadas a esse trabalho.

Finalmente, agradeço a todos os colegas do LTE/IEN e do LASME/PEN pela amizade e colaboração para o bom andamento dos trabalhos realizados e a todos os demais, que de alguma maneira, contribuíram com a realização do mesmo.

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

## ESTUDOS EXPERIMENTAIS DA ASCENSÃO DE BOLHAS DE TAYLOR INDIVIDUAIS EM TUBOS VERTICAIS E LIGEIRAMENTE INCLINADOS

Marcos Bertrand de Azevedo

Março/2016

Orientador: Su Jian

Programa: Engenharia Nuclear

Este trabalho apresenta um estudo da ascensão de bolhas de Taylor em tubos verticais e ligeiramente inclinados, entre  $0^\circ$  e  $15^\circ$ , contendo diferentes misturas de água e glicerina estagnadas, usando-se a técnica ultrassônica de pulso-eco e a de visualização com câmera de vídeo de alta velocidade. Tubos de acrílico com 2,0 m de comprimento e diâmetros internos de 0,019; 0,024 e 0,034 m foram parcialmente enchidos com os líquidos, deixando-se um bolsão de ar de comprimento  $L_0$ , em seu topo. As bolhas foram geradas através da inversão desses tubos. Inicialmente, estudou-se o desenvolvimento dos filmes líquidos em queda ao redor de bolhas ascendendo em tubos verticais, em uma ampla faixa do número da viscosidade inversa  $N_f$  ( $15 \leq N_f \leq 22422$ ). Foram medidas as velocidades das bolhas  $U_b$ , seus comprimentos  $L_b$ , bem como as espessuras de equilíbrio dos filmes  $\delta_{eq}$  e os seus comprimentos de desenvolvimento  $Z^*$ . Correlações disponíveis na literatura para estimar  $\delta_{eq}$  foram avaliadas. Os resultados obtidos indicaram que o filme de líquido tende a atingir uma espessura de equilíbrio. Porém, à medida que  $N_f$  aumenta, bolhas mais longas foram necessárias para que esse equilíbrio ocorresse. Correlações empíricas foram propostas para estimar  $\delta_{eq}$  e  $Z^*$ , respectivamente. Na sequência, a ascensão das bolhas em tubos inclinados foi estudada, levando-se em consideração os seus perfis inferiores, superiores e laterais. Foram identificadas diferenças entre os perfis usualmente descritos na literatura, mais característicos de bolhas bidimensionais, e aqueles observados em tubos cilíndricos. Foram identificadas, também, diferenças no comportamento de bolhas ascendendo em líquidos mais viscosos e menos viscosos. Os resultados obtidos permitem uma melhor compreensão do comportamento das bolhas, no interior de tubos inclinados, e a sua influência sobre parâmetros interfaciais, tais como as velocidades das bolhas  $U_b$ .

Abstract of Thesis presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Science (D.Sc.)

EXPERIMENTAL STUDIES OF SINGLE TAYLOR BUBBLES RISING IN  
VERTICAL AND SLIGHTLY INCLINED TUBES

Marcos Bertrand de Azevedo

March/2016

Advisor: Su Jian

Department: Nuclear Engineering

This work presents a study of Taylor bubbles rising in vertical and slightly inclined (between  $0^\circ$  and  $15^\circ$ ) tubes containing different stagnant mixtures of water and glycerine, using the pulse-echo ultrasonic technique and visualization technique with high-speed video camera. Acrylic tubes with 2.0 m in length and internal diameter of 0.019; 0.024 and 0.034 m were partially filled with liquid, leaving an air pocket of length  $L_0$ , on its top. The bubbles were generated by inverting these tubes. Initially, we studied the development of liquid films falling around rising bubbles in vertical pipes in a wide range of dimensionless number of inverse viscosity  $N_f$  ( $15 \leq N_f \leq 22,422$ ). The speeds of the bubbles  $U_b$ , their lengths  $L_b$ , as well as the equilibrium thickness of the films  $\delta_{eq}$  and its development length  $Z^*$  were measured. Correlations available in the literature to estimate  $\delta_{eq}$  were evaluated. The results indicated that the liquid film tends to reach an equilibrium thickness. However, as  $N_f$  increases, longer bubbles were necessary for the equilibrium to occur. Empirical correlations have been proposed to estimate  $\delta_{eq}$  and  $Z^*$  respectively. The bubbles rising in slightly inclined tubes were then studied, taking into account their lower, upper and side profiles. Differences were found between the profiles usually described in literature, mostly characteristic of two-dimensional bubbles, and those observed in cylindrical tubes. Differences in the behavior of bubbles rising in more viscous and less viscous liquids were also identified. The results obtained allow a better understanding of the behavior of bubbles inside inclined cylindrical tubes, and its influence on interfacial parameters such as the speed of bubbles  $U_b$ .

# Sumário

<b>Lista de Figuras</b>	<b>x</b>
<b>Lista de Tabelas</b>	<b>xx</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2 Revisão Bibliográfica</b>	<b>10</b>
2.1 Fundamentos de Escoamentos Bifásicos . . . . .	10
2.1.1 Parâmetros do Escoamento Bifásico . . . . .	10
2.1.2 Padrões de Escoamentos Bifásicos . . . . .	14
2.1.3 Números Adimensionais Utilizados em Escoamentos Multifásicos . . . . .	15
2.2 Fundamentos da Técnica Ultrassônica . . . . .	18
2.2.1 Sistema Ultrassônico de Avaliação Não-Destrutiva . . . . .	19
2.2.2 Propagação de Ondas Ultrassônicas . . . . .	21
2.3 Técnicas de Medição para Escoamentos Multifásicos . . . . .	26
2.4 Técnicas Ultrassônicas para Escoamentos Multifásicos . . . . .	31
2.5 O Escoamento Intermitente Vertical de Bolhas Alongadas ( <i>Slug Flow</i> )	40
2.5.1 Movimento Ascendente de Bolhas Alongadas . . . . .	40
2.5.2 Filme Líquido em Queda em Torno de uma Bolha de Taylor .	49
2.6 O Escoamento Intermitente de Bolhas Alongadas em Tubos Inclinados	68
<b>3 Equipamentos e Procedimentos Experimentais</b>	<b>93</b>
3.1 Coluna Vertical de Líquido Estagnado em Tubo de Vidro . . . . .	93
3.2 Colunas Verticais e Inclinadas de Líquido Estagnado em Tubos de Acrílico . . . . .	95
3.3 O Sistema Ultrassônico de Alta Velocidade . . . . .	97
3.3.1 Medição de Parâmetros do Escoamento Através da Técnica Ultrassônica de Pulso-Eco. . . . .	100
3.4 O Sistema de Visualização . . . . .	104
3.4.1 Medição de Parâmetros do Escoamento Através da Técnica de Visualização . . . . .	105

3.5	Condições Experimentais . . . . .	111
<b>4</b>	<b>Resultados e Discussões</b>	<b>113</b>
4.1	Ascensão de Bolhas de Taylor Individuais em Colunas Verticais de Líquido Estagnado. . . . .	113
4.1.1	Velocidade de Ascensão. . . . .	114
4.1.2	Espessura dos Filmes Líquidos em Torno das Bolhas. . . . .	116
4.2	Ascensão de Bolhas de Taylor Individuais em Colunas Verticais e Ligeiramente Inclinadas de Líquido Estagnado. . . . .	129
<b>5</b>	<b>Conclusões e Trabalhos Futuros</b>	<b>178</b>
5.1	Conclusões . . . . .	179
5.2	Sugestões para Trabalhos Futuros . . . . .	183
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>184</b>
<b>A</b>	<b>Aprimoramento das Técnicas de Medição de Parâmetros Interfaciais</b>	<b>196</b>
A.1	Medição das Velocidades de Ascensão das Bolhas em uma Coluna Vertical . . . . .	196
A.2	Medição do Perfil e da Espessura do Filme Líquido ao Redor de Bolhas de Taylor . . . . .	207
A.3	Avaliação das Diferenças entre as Medidas de $\delta_{med}$ , $\delta_{eq}$ e $\delta_{graf}$ para Altos $N_f$ . . . . .	214
A.4	Comparação Entre as Metodologias de Processamento de Imagem (Programação em Matlab vs Programa da Fabricante) . . . . .	220
<b>B</b>	<b>Tabelas de Resultados</b>	<b>222</b>

# Lista de Figuras

1.1	Diagrama esquemático e funcionamento básico de um reator PWR. . .	1
1.2	Diagrama esquemático e funcionamento básico de um reator BWR. . .	2
1.3	Escoamento intermitente de bolhas alongadas em tubos verticais. . .	3
1.4	Diagrama esquemático de uma bolha de Taylor e suas quatro distintas regiões. . . . .	4
1.5	Diagrama esquemático e funcionamento básico de um reator de propulsão naval. . . . .	5
1.6	Diferença entre a geometria das bolhas de Taylor para: a) Escoamento vertical; b) Escoamento inclinado. . . . .	6
2.1	Seção transversal de um tubo com escoamento bifásico. . . . .	12
2.2	Padrões de escoamentos bifásicos gás-líquido verticais ascendentes. . .	15
2.3	Diagrama Esquemático de um sistema ultrassônico de avaliação não-destrutiva. . . . .	20
2.4	Características típicas de saída de um emissor ultrassônico. . . . .	20
2.5	Escala de tempo do sinal de uma falha ou interface apresentada na tela de um osciloscópio versus escala de tempo da saída repetitiva do emissor de pulso. . . . .	21
2.6	Representação da propagação das ondas transversais e longitudinais. .	23
2.7	Representação da reflexão e transmissão de uma onda incidente em uma superfície que separa dois meios com diferentes impedâncias acústicas. . . . .	25
2.8	Sinais ultrassônicos obtidos em uma interface ondulada típica (Chang e Morala [41]). . . . .	36
2.9	Esquema do aparato experimental usado por Kamei e Serizawa [42]. .	37
2.10	Esquema do dispositivo ultrassônico desenvolvido por Kamei e Serizawa [42]. . . . .	38
2.11	Célula unitária de um escoamento intermitente vertical de bolhas alongadas. . . . .	41

2.12	Resultados para bolhas de ar alongadas ascendendo em água e soluções aquosas diluídas contidas em tubos verticais (White and Beardmore [67]). . . . .	45
2.13	Dependência dos perfis de tensão de cisalhamento na parede do tubo e de espessura do filme líquido em relação à viscosidade do líquido (Mao e Dukler [72]). . . . .	48
2.14	Perfis de velocidade ao redor de uma bolha de Taylor em ascensão em solução estagnada com $\mu = 0,109$ Pa.s: (a) Com um quadro fixo como referência, (b) Com um quadro de referência que se move junto com a bolha (Nogueira et al. [84]). . . . .	56
2.15	Perfis experimentais de uma bolha de Taylor na região do nariz: (a) Condições de líquido estagnado, (b) Em escoamento simultâneo com a fase líquida ( $\mu = 0,015$ Pa.s), (c) Em escoamento simultâneo ( $\mu = 0,043$ Pa.s) e (d) Comparação com o modelo de Dumitrescu para condições de líquido estagnado (Nogueira et al. [84]). . . . .	57
2.16	Comparação entre valores experimentais de $Z^*/D$ e estimativas teóricas (Nogueira et al. [84]). . . . .	59
2.17	Comparação entre valores experimentais de $\delta$ e estimativas teóricas baseadas no modelo de Brown (Nogueira et al. [84]). . . . .	60
2.18	Diagrama esquemático do aparato experimental utilizado por Llewellyn et al. [79] e exemplos de bolhas obtidas para algumas das condições de trabalho (Llewellyn et al. [79]). . . . .	61
2.19	Relação entre o comprimento da bolha ( $L_b$ ) e o bolsão inicial de ar ( $L_0$ ) para dois conjuntos de dados (Llewellyn et al. [79]). . . . .	62
2.20	Relação entre a espessura adimensional do filme ( $\lambda$ ) e o adimensional da Viscosidade Inversa ( $N_f$ ) e o número de Reynolds da bolha ( $Re_b$ ). Os pontos com barra de erros são valores obtidos experimentalmente por Llewellyn et al. [79] e as cruzes referem-se a valores obtidos por Nogueira et al. [84] (Llewellyn et al. [79]). . . . .	63
2.21	Perfil de uma bolha de Taylor e espessura de filme líquido ao seu redor (Polonsky et al. [94]). . . . .	66
2.22	Região do filme líquido: (a) Perfil da bolha e velocidades axiais, deslocadas de acordo com a distância a partir do nariz da bolha; (b) Variação da máxima velocidade axial ao longo do filme líquido (van Hout et al. [96]). . . . .	67
2.23	Variação da velocidade normalizada com o ângulo de inclinação para sistemas ar-líquido: símbolos não marcados - água; símbolos marcados - acetona. $R$ é o raio do tubo e $g$ é a aceleração da gravidade (ZUKOSKI [68]). . . . .	69

2.24	Varição da velocidade normalizada com o parâmetro de tensão superficial $\Sigma$ para: $\theta = 0^\circ, 45^\circ$ e $90^\circ$ (ZUKOSKI [68]). . . . .	70
2.25	Dependência com a inclinação dos regimes de escoamento das bolhas (MANERI e ZUBER[98]). . . . .	72
2.26	Efeito da inclinação do tubo na velocidade de ascensão de bolhas de ar em água, à $20^\circ C$ (SPEDDING E NGUYEN [99]). . . . .	73
2.27	Efeito do diâmetro do tubo na velocidade de ascensão de bolhas de ar em água, à $20^\circ C$ (SPEDDING E NGUYEN [99]). . . . .	74
2.28	Efeito da inclinação do tubo e da tensão superficial na velocidade de ascensão da bolha (SPEDDING E NGUYEN [99]). . . . .	74
2.29	Efeito da inclinação do tubo e do volume de ar no formato da bolha (SPEDDING E NGUYEN [99]). . . . .	75
2.30	Varição de $Fr$ com o ângulo de inclinação do tubo $\theta$ , em líquido estagnado, para diferentes $\Sigma$ (BENDIKSEN [100]). . . . .	77
2.31	Varição de $Fr$ com o ângulo de inclinação do tubo $\theta$ , em líquido estagnado, para $EO \approx 80$ e diferentes valores de $M$ (WEBER et al. [71]). . . . .	78
2.32	Comparação entre o formato de bolha bidimensional observado em fotografia (MANERI [102]) e aquele obtido por simulação numérica (COUET E STRUMOLO [101]), para o caso vertical. . . . .	79
2.33	Comparação entre o formato de bolha bidimensional observado em fotografia (MANERI [102]) e aquele obtido por simulação numérica (COUET E STRUMOLO [101]), para o caso horizontal. . . . .	79
2.34	Comparação entre o formato de bolha bidimensional observado em fotografia (MANERI [102]) e aquele obtido por simulação numérica, para $\theta = 30^\circ$ (COUET E STRUMOLO [101]). . . . .	80
2.35	Comparação entre o formato de bolha bidimensional observado em fotografia (MANERI [102]) e aquele obtido por simulação numérica, para $\theta = 60^\circ$ (COUET E STRUMOLO [101]). . . . .	80
2.36	Esquema de uma bolha alongada ascendendo em um tubo cilíndrico inclinado (CAREW et al. [105]). . . . .	81
2.37	Comparação dos resultados experimentais de ZUKOSKI [68] com a correlação de CAREW et al. [105] (Eq. 2.64). . . . .	83
2.38	Relação entre $Fr$ e $\theta$ para diferentes líquidos ou $M$ : a) $D = 0,0127$ m; b) $D = 0,0381$ m (SHOSHO E RYAN [106]). . . . .	84
2.39	Relação entre $Fr$ e $\theta$ para diferentes diâmetros internos de tubo $D$ ou diferentes $EO$ : a) Xarope de Milho ( $M = 6,11 \times 10^4$ ); b) Água ( $M = 2,17 \times 10^{-11}$ ) (SHOSHO E RYAN [106]). . . . .	85

2.40	Comparação entre os resultados experimentais de SHOSHO E RYAN [106] com as correlações de BENDIKSEN [100] e de WEBER et al. [71] para xarope de milho ou $M = 6,11 \times 10^4$ (SHOSHO E RYAN [106]). . . . .	86
2.41	Comparação entre os resultados experimentais de SHOSHO E RYAN [106] com as correlações de BENDIKSEN [100] e de WEBER et al. [71] para solução aquosa com 80% de xarope de milho ou $M = 7,46 \times 10^{-2}$ (SHOSHO E RYAN [106]). . . . .	87
2.42	Comparação entre os resultados experimentais de SHOSHO E RYAN [106] com as correlações de BENDIKSEN [100] e de WEBER et al. [71] para solução aquosa com 40% de xarope de milho ou $M = 1,38 \times 10^{-6}$ (SHOSHO E RYAN [106]). . . . .	88
2.43	Dependência da velocidade de ascensão (ou de $Fr$ ) em relação à inclinação do tubo $\theta$ , para óleos com diferentes viscosidades $\mu$ , apresentadas em centipoise (cP) (MOREIRAS et al. [107]). . . . .	89
2.44	Relação entre as velocidades de ascensão medidas experimentalmente e aquelas calculadas pela correlação de MOREIRAS et al. [107], para condições envolvendo fluidos com diferentes viscosidades $\mu$ , ângulos de inclinação $\theta$ e diâmetros de tubo $D$ (MOREIRAS et al. [107]). . . . .	91
3.1	Diagrama esquemático da coluna vertical de líquido estagnado com tubo de vidro. . . . .	94
3.2	Diagrama esquemático das colunas de líquido estagnado com tubos de acrílico: a) Vertical; b) Inclinada. . . . .	95
3.3	Fotografia da montagem experimental utilizando uma coluna de líquido estagnado com tubo de acrílico. . . . .	96
3.4	Fotografia com detalhes da coluna de líquido estagnado com tubo de acrílico. . . . .	98
3.5	Ecograma típico registrado pelo sistema ultrassônico quando se tem um tubo de acrílico cheio com algum fluido de trabalho. . . . .	99
3.6	Interface de aquisição do sistema ultrassônico. . . . .	101
3.7	Sinais ultrassônicos processados para medição da velocidade da bolha. . . . .	102
3.8	Interface do programa desenvolvido em Matlab para processamento dos sinais ultrassônicos. . . . .	104
3.9	Interface do programa de análise de imagens. . . . .	105
3.10	Interface do programa de análise de imagens para medição de deslocamento e velocidade de bolha ascendendo em tubos inclinados. . . . .	106
3.11	Aplicação da técnica de “background” em um quadro do vídeo. . . . .	107

3.12	Técnicas de “limiarização” e filtragem (a) imagem após “limiarização”, (b) filtragem da imagem por “erosão”, (c) recuperação da imagem por “dilatação”. . . . .	108
3.13	Conceito de “esqueletização” aplicado a uma bolha de Taylor: (a) escoamento vertical, (b) escoamento inclinado. . . . .	108
3.14	Restauração da imagem da bolha após o processo de esqueletização: (a) Esqueleto da bolha com presença de falhas. (b) Após passar por um novo processo de dilatação. . . . .	109
3.15	Relação Posição vs Quadro utilizado pelo programa em Matlab para cálculo da velocidade da bolha de Taylor. . . . .	109
4.1	Número de Froude, para tubos verticais, para as diferentes condições experimentais estudadas ( $Fr$ vs $N_f$ ). . . . .	114
4.2	Relação $\delta'$ vs $N_f$ para valores medidos pela técnica ultrassônica e para a correlação de Llewellyn et al. [79]. . . . .	117
4.3	Relação $\delta'$ vs $N_f$ para valores medidos pela técnica ultrassônica e para as correlações de Nusselt [80], Karapantsios e Karabelas [83] e Lel et al. [81]. . . . .	121
4.4	Relação $\delta'$ vs $N_f$ para valores medidos pela técnica ultrassônica e para as correlações de Kang et al. [87], Goldsmith e Mason [74] e Brown [75]. . . . .	123
4.5	Correlação empírica proposta para estimar a espessura adimensional de equilíbrio de filmes líquidos em queda em torno de bolhas de Taylor (Eq.4.15). . . . .	125
4.6	Valores medidos e estimados através da correlação de Sena Esteves e Guedes de Carvalho [91] para a relação $Z^*/D$ em função de $N_f$ . . . . .	126
4.7	Razão entre os valores medidos experimentalmente $Z_{exp}^*$ e aqueles estimados $Z_{teo}^*$ através da correlação de Sena Esteves e Guedes de Carvalho [91] dos comprimentos de desenvolvimento do filme $Z^*$ , para diferentes $N_f$ . . . . .	127
4.8	Sinais ultrassônicos para uma bolha ascendendo em um tubo com $D = 0,019$ m e inclinado à $7,5^\circ$ e contendo uma mistura com 80% de água e 20% de glicerina. . . . .	131
4.9	Relação $Fr$ vs $\theta$ , para bolhas geradas a partir de $L_0 = 0,10$ e $0,20$ m em tubos com diferentes diâmetros internos $D$ e ascendendo em água destilada. . . . .	132
4.10	Relação $Fr$ vs $\theta$ , para bolhas geradas a partir de $L_0 = 0,10$ e $0,20$ m em tubos com diferentes diâmetros internos $D$ e ascendendo em mistura de 80% de água destilada e 20% de Glicerina. . . . .	132

4.11	Relação $Fr$ vs $\theta$ , para bolhas geradas a partir de $L_0 = 0,10$ e $0,20$ m em tubos com diferentes diâmetros internos $D$ e ascendendo em mistura de 50% de água destilada e 50% de Glicerina. . . . .	133
4.12	Relação $Fr$ vs $\theta$ , para bolhas geradas a partir de $L_0 = 0,10$ e $0,20$ m em tubos com diferentes diâmetros internos $D$ e ascendendo em mistura de 20% de água destilada e 80% de Glicerina. . . . .	133
4.13	Relação $Fr$ vs $\theta$ , para bolhas geradas a partir de $L_0 = 0,10$ e $0,20$ m em tubos com diferentes diâmetros internos $D$ e ascendendo em glicerina pura. . . . .	134
4.14	Relação $Fr$ vs $\theta$ , para bolhas ascendendo em líquidos com diferentes $M$ , no interior de tubos com $D = 0,034$ m. As linhas sólidas correspondem aos melhores ajustes lineares para cada condição considerada. . . . .	137
4.15	Relação $Fr$ vs $\theta$ , para bolhas ascendendo em líquidos com diferentes $M$ , no interior de tubos com $D = 0,024$ m. As linhas sólidas correspondem aos melhores ajustes lineares para cada condição considerada. . . . .	137
4.16	Relação $Fr$ vs $\theta$ , para bolhas ascendendo em líquidos com diferentes $M$ , no interior de tubos com $D = 0,019$ m. As linhas sólidas correspondem aos melhores ajustes lineares para cada condição considerada. . . . .	138
4.17	Comparação entre os valores experimentais de $Fr$ e aqueles estimados pelos modelos de Bendiksen [100] e de Weber et al. [71], em função de $\theta$ , para bolhas ascendendo em diferentes líquidos no interior de tubos com $D = 0,034$ m. . . . .	139
4.18	Comparação entre os valores experimentais de $Fr$ e aqueles estimados pelos modelos de Bendiksen [100] e de Weber et al. [71], em função de $\theta$ , para bolhas ascendendo em diferentes líquidos no interior de tubos com $D = 0,024$ m. . . . .	139
4.19	Comparação entre os valores experimentais de $Fr$ e aqueles estimados pelos modelos de Bendiksen [100] e de Weber et al. [71], em função de $\theta$ , para bolhas ascendendo em diferentes líquidos no interior de tubos com $D = 0,019$ m. . . . .	140
4.20	Comparação entre os valores experimentais de $Fr$ e aqueles estimados pelo modelo de Moreiras et al. [107], em função de $\theta$ , para bolhas ascendendo em líquidos com diferentes $M$ ( $D = 0,034$ m). As linhas sólidas representam o modelo. . . . .	142

4.21	Comparação entre os valores experimentais de $Fr$ e aqueles estimados pelo modelo de Moreiras et al. [107], em função de $\theta$ , para bolhas ascendendo em líquidos com diferentes $M$ ( $D = 0,024$ m). As linhas sólidas representam o modelo. . . . .	142
4.22	Comparação entre os valores experimentais de $Fr$ e aqueles estimados pelo modelo de Moreiras et al. [107], em função de $\theta$ , para bolhas ascendendo em líquidos com diferentes $M$ ( $D = 0,019$ m). As linhas sólidas representam o modelo. . . . .	143
4.23	Comparação entre os valores experimentais de $Fr$ e aqueles estimados pelo modelo de Moreiras et al. [107] modificado, em função de $\theta$ , para bolhas ascendendo em líquidos com diferentes $M$ ( $D = 0,034$ m). As linhas sólidas representam o modelo. . . . .	144
4.24	Comparação entre os valores experimentais de $Fr$ e aqueles estimados pelo modelo de Moreiras et al. [107] modificado, em função de $\theta$ , para bolhas ascendendo em líquidos com diferentes $M$ ( $D = 0,024$ m). As linhas sólidas representam o modelo. . . . .	145
4.25	Comparação entre os valores experimentais de $Fr$ e aqueles estimados pelo modelo de Moreiras et al. [107] modificado, em função de $\theta$ , para bolhas ascendendo em líquidos com diferentes $M$ ( $D = 0,019$ m). As linhas sólidas representam o modelo. . . . .	145
4.26	Comparação entre os valores experimentais de $Fr$ e aqueles estimados pelo modelo de Carew et al. [105], em função de $\theta$ , para bolhas ascendendo em água destilada ( $D = 0,034$ m, $0,024$ m e $0,019$ m). As linhas sólidas representam o modelo. . . . .	149
4.27	Ângulos de contato entre a parede do tubo e a interface gás-líquido no ponto de contato do nariz da bolha, entre o ar, a água e a parede do tubo, para bolhas geradas a partir de $L_0 = 0,10$ m, ascendendo em diferentes inclinações ( $0^\circ \leq \theta \leq 15^\circ$ , a partir da vertical). . . . .	150
4.28	Perfis dos filmes para bolhas geradas a partir de $L_0 = 0,20$ m, ascendendo em tubos inclinados com $D = 0,024$ m, contendo glicerina: a) na região inferior das bolhas; b) na região superior das bolhas. . . . .	151
4.29	Perfis dos filmes para bolhas geradas a partir de $L_0 = 0,20$ m, ascendendo em tubos inclinados com $D = 0,024$ m, contendo água destilada: a) na região inferior das bolhas; b) na região superior das bolhas. . . . .	152
4.30	Fotografias de bolhas geradas a partir de $L_0 = 0,20$ m, ascendendo em tubos inclinados à $15^\circ$ com $D = 0,024$ m, contendo: a) Glicerina ( $M = 29,86$ ) ; b) Água destilada ( $M = 1,82 \times 10^{-11}$ ). . . . .	153

- 4.31 Fotografia da região inferior de uma bolha gerada a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos inclinados com  $D = 0,019$  m, contendo mistura com 80% de Água e 20% de Glicerina ( $M = 1,40 \times 10^{-10}$ ). . . 154
- 4.32 Perfis dos filmes para bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos verticais ( $0^\circ$ ) com  $D = 0,024$  m, contendo diferentes misturas de água destilada e glicerina ( $1,82 \times 10^{-11} \leq M \leq 29,86$ ): a) na região inferior das bolhas; b) na região superior das bolhas. 155
- 4.33 Perfis dos filmes para bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos inclinados à  $2,5^\circ$  com  $D = 0,024$  m, contendo diferentes misturas de água destilada e glicerina ( $1,82 \times 10^{-11} \leq M \leq 29,86$ ): a) na região inferior das bolhas; b) na região superior das bolhas. 156
- 4.34 Perfis dos filmes para bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos inclinados à  $5,0^\circ$  com  $D = 0,024$  m, contendo diferentes misturas de água destilada e glicerina ( $1,82 \times 10^{-11} \leq M \leq 29,86$ ): a) na região inferior das bolhas; b) na região superior das bolhas. 157
- 4.35 Perfis dos filmes para bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos inclinados à  $7,5^\circ$  com  $D = 0,024$  m, contendo diferentes misturas de água destilada e glicerina ( $1,82 \times 10^{-11} \leq M \leq 29,86$ ): a) na região inferior das bolhas; b) na região superior das bolhas. 158
- 4.36 Perfis dos filmes para bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos inclinados à  $10^\circ$  com  $D = 0,024$  m, contendo diferentes misturas de água destilada e glicerina ( $1,82 \times 10^{-11} \leq M \leq 29,86$ ): a) na região inferior das bolhas; b) na região superior das bolhas. 159
- 4.37 Perfis dos filmes para bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos inclinados à  $15^\circ$  com  $D = 0,024$  m, contendo diferentes misturas de água destilada e glicerina ( $1,82 \times 10^{-11} \leq M \leq 29,86$ ): a) na região inferior das bolhas; b) na região superior das bolhas. 160
- 4.38 Comparação entre os perfis superior e laterais de bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos verticais ( $0^\circ$ ) com  $D = 0,019$  m, contendo: a) água destilada ( $M = 1,17 \times 10^{-11}$ ) e b) glicerina ( $M = 4,06$ ). . . . . 162
- 4.39 Comparação entre os perfis superior e laterais de bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos inclinados à  $2,5^\circ$  com  $D = 0,019$  m, contendo: a) água destilada ( $M = 1,17 \times 10^{-11}$ ) e b) glicerina ( $M = 4,06$ ). . . . . 163
- 4.40 Comparação entre os perfis superior e laterais de bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos inclinados à  $5,0^\circ$  com  $D = 0,019$  m, contendo: a) água destilada ( $M = 1,17 \times 10^{-11}$ ) e b) glicerina ( $M = 4,06$ ). . . . . 164

4.41	Comparação entre os perfis superior e laterais de bolhas geradas a partir de $L_0 = 0,20$ m, ascendendo em tubos inclinados à $7,5^\circ$ com $D = 0,019$ m, contendo: a) água destilada ( $M = 1,17 \times 10^{-11}$ ) e b) glicerina ( $M = 4,06$ ).	165
4.42	Comparação entre os perfis superior e laterais de bolhas geradas a partir de $L_0 = 0,20$ m, ascendendo em tubos inclinados à $10^\circ$ com $D = 0,019$ m, contendo: a) água destilada ( $M = 1,17 \times 10^{-11}$ ) e b) glicerina ( $M = 4,06$ ).	166
4.43	Comparação entre os perfis superior e laterais de bolhas geradas a partir de $L_0 = 0,20$ m, ascendendo em tubos inclinados à $15^\circ$ com $D = 0,019$ m, contendo: a) água destilada ( $M = 1,17 \times 10^{-11}$ ) e b) glicerina ( $M = 4,06$ ).	167
4.44	Perfis laterais de bolhas alongadas ascendendo em tubos cilíndricos com $D = 0,019$ m, ascendendo em água destilada ( $M = 1,17 \times 10^{-11}$ ), para ângulos de inclinação $\theta$ entre $0^\circ$ e $15^\circ$ .	168
4.45	Perfis laterais de bolhas alongadas ascendendo em tubos cilíndricos com $D = 0,019$ m, ascendendo em glicerina ( $M = 4,06$ ), para ângulos de inclinação $\theta$ entre $0^\circ$ e $15^\circ$ .	169
4.46	Variação do comprimento da bolha $L_b$ com o ângulo de inclinação $\theta$ , para bolhas geradas a partir de $L_0 = 0,20$ m, ascendendo em líquidos com diferentes $M$ , em tubos com $D = 0,019$ m.	170
4.47	Variação do comprimento da bolha $L_b$ com o ângulo de inclinação $\theta$ , para bolhas geradas a partir de $L_0 = 0,20$ m, ascendendo em líquidos com diferentes $M$ , em tubos com $D = 0,024$ m.	171
4.48	Variação do comprimento da bolha $L_b$ com o ângulo de inclinação $\theta$ , para bolhas geradas a partir de $L_0 = 0,20$ m, ascendendo em líquidos com diferentes $M$ , em tubos com $D = 0,034$ m.	171
4.49	Sobreposição dos perfis, inferiores (a) e superiores (b), de bolhas geradas a partir de bolsões de ar $L_0 = 0,20$ m e $L_0 = 0,10$ m, em tubos com $D = 0,024$ m, inclinados entre $0^\circ$ e $15^\circ$ e cheios com água destilada ( $M = 1,82 \times 10^{-11}$ ).	175
4.50	Sobreposição dos perfis, inferiores (a) e superiores (b), de bolhas geradas a partir de bolsões de ar $L_0 = 0,20$ m e $L_0 = 0,10$ m, em tubos com $D = 0,024$ m, inclinados entre $0^\circ$ e $15^\circ$ e cheios com glicerina ( $M = 29,86$ ).	176
A.1	Fotografias dos diferentes tipos de bolhas.	197
A.2	Razão $U_{exp}/U_{Nicklin}$ , utilizando-se as técnicas ultrassônica por pulso-eco e de visualização, para os quatro diferentes tipos de bolhas.	198

A.3	Fotografia de um suporte para fixação dos transdutores ultrassônicos nos tubos, utilizado nos primeiros trabalhos. . . . .	199
A.4	Fotografia mostrando a fixação do suporte dos transdutores ultrassônicos, utilizados nos primeiros trabalhos, em um tubo de vidro.	200
A.5	Fotografia de um suporte para fixação dos transdutores ultrassônicos nos tubos, desenvolvido e utilizado na sequência do mesmo. . . . .	201
A.6	Fotografia mostrando a fixação dos suportes dos transdutores ultrassônicos, desenvolvidos e utilizados na sequência do mesmo, em um tubo. . . . .	202
A.7	Sinais ultrassônicos típicos referentes à passagem de bolhas de Taylor com $L_b \approx 2D$ . . . . .	203
A.8	Razão $U_{exp}/U_{Nicklin}$ , utilizando-se a técnica ultrassônica por pulso-eco, para bolhas geradas a partir de diferentes bolsões de ar $L_0$ . . . . .	204
A.9	Razão $U_{exp}/U_{Nicklin}$ , utilizando-se a técnica ultrassônica por pulso-eco, para bolhas geradas a partir de diferentes bolsões de ar $L_0$ e frequência de aquisição de 230 Hz. . . . .	206
A.10	Perfil de uma bolha de Taylor observado a partir dos sinais ultrassônicos gerados pelo sistema. . . . .	208
A.11	Relação entre $L_b$ e $L_0$ para água destilada e glicerina puras em tubos verticais. . . . .	214
A.12	Razão $\delta'_{eq}/\delta'_{graf}$ para diferentes $N_f$ para bolhas ascendendo em tubos com $D = 0,024$ m. . . . .	215
A.13	Perfis de bolhas geradas a partir de bolsões de ar $L_0 = 0,15$ m, ascendendo em diferentes líquidos e em tubos verticais com $D = 0,024$ m. . . . .	216
A.14	Superposição de perfis bolhas de Taylor subindo em água pura dentro de um tubo vertical de $D = 0,024$ m ( $N_f = 12900$ ) e gerada a partir de diferentes bolsões de ar $L_0$ . . . . .	217
A.15	Relação $L_b$ vs $L_0$ para diferentes comprimentos de bolsão de ar: (a) Separados em $L_b < 6D$ e $L_b > 6D$ ; (b) Sem separação. . . . .	218
A.16	Razão entre os valores determinados para as velocidades das bolhas $U_b$ ascendendo em mistura com 80% de glicerina e 20% de água, através das duas metodologias de processamento de imagens, para diferentes ângulos de inclinação $\theta$ , em tubos com $D = 0,024$ m. . . . .	221
A.17	Razão entre os valores determinados para os comprimentos das bolhas $L_b$ ascendendo em mistura com 80% de glicerina e 20% de água, através das duas metodologias de processamento de imagens, para diferentes ângulos de inclinação $\theta$ , em tubos com $D = 0,024$ m. . . . .	221

# Lista de Tabelas

2.1	Velocidades de propagação de ondas acústicas. . . . .	24
2.2	Impedâncias acústicas relativas à propagação de ondas longitudinais. . . . .	26
2.3	Velocidades e espessuras de filmes para tubos com 0,519 polegadas de raio interno (Brown [75]). . . . .	53
2.4	Parâmetros de ajuste para correlação de escoamento inclinado (MOREIRAS et al.[126]). . . . .	90
3.1	Condições Experimentais. . . . .	112
4.1	Velocidades de ascensão das bolhas de Taylor medidas experimentalmente para diferentes soluções água-glicerina, em tubos verticais com $D = 0,024$ m. . . . .	124
4.2	Resumo das correlações e suas faixas de validação. . . . .	124
4.3	Valores de $Fr_V$ e $Fr_H$ utilizados para a estimativa de $Fr(\theta)$ , através dos modelos baseados na correlação de Bendiksen [100], nas condições estudadas. . . . .	140
4.4	Valores dos ângulos medidos entre a parede do tubo e a interface gás-líquido, no ponto de contato ar, água, parede, dos narizes das bolhas, para bolhas geradas a partir de um bolsão de ar $L_0 = 0,20$ m, ascendendo em tubos com diferentes diâmetros internos $D$ , cheios com água destilada. . . . .	173
4.5	Valores dos ângulos medidos entre a parede do tubo e a interface gás-líquido, no ponto de contato ar, água, parede, dos narizes das bolhas, para bolhas geradas a partir de um bolsão de ar $L_0 = 0,20$ m, ascendendo em tubos com diferentes diâmetros internos $D$ , cheios com solução de 80% água + 20% glicerina. . . . .	173
4.6	Valores dos ângulos medidos entre a parede do tubo e a interface gás-líquido, no ponto de contato ar, água, parede, dos narizes das bolhas, para bolhas geradas a partir de um bolsão de ar $L_0 = 0,20$ m, ascendendo em tubos com diferentes diâmetros internos $D$ , cheios com solução de 50% água + 50% glicerina. . . . .	173

4.7	Valores dos ângulos medidos entre a parede do tubo e a interface gás-líquido, no ponto de contato ar, água, parede, dos narizes das bolhas, para bolhas geradas a partir de um bolsão de ar $L_0 = 0,20$ m, ascendendo em tubos com diferentes diâmetros internos $D$ , cheios com solução de 20% água + 80% glicerina. . . . .	174
4.8	Valores dos ângulos medidos entre a parede do tubo e a interface gás-líquido, no ponto de contato ar, água, parede, dos narizes das bolhas, para bolhas geradas a partir de um bolsão de ar $L_0 = 0,20$ m, ascendendo em tubos com diferentes diâmetros internos $D$ , cheios com glicerina pura. . . . .	174
A.1	Definição dos diferentes tipos de bolhas. . . . .	197
A.2	Parâmetros utilizados para calcular a espessura de equilíbrio do filme em torno de uma bolha de Taylor para o aparato e condições utilizados no presente trabalho experimental. . . . .	209
A.3	Espessura do filme medido para 10 bolhas usando o canal 1 do sistema ultrassônico. . . . .	211
A.4	Espessura do filme medido para 10 bolhas usando o canal 2 do sistema ultrassônico. . . . .	211
A.5	Espessura do filme medido para 10 bolhas usando o canal 3 do sistema ultrassônico. . . . .	211
A.6	Espessura do filme medido para 10 bolhas usando o canal 4 do sistema ultrassônico. . . . .	211
A.7	Espessura média do filme para cada um dos canais do sistema ultrassônico e seus erros relativos para o valor de referência. . . . .	212
B.1	Medição experimental das espessuras de equilíbrio dos filmes $\delta_{eq}$ obtidas, no presente trabalho, através da técnica ultrassônica por pulso-eco. . . . .	222
B.2	Medições experimentais dos comprimentos de desenvolvimento dos filmes $Z^*$ obtidos, no presente trabalho, através da técnica ultrassônica por pulso-eco. . . . .	223
B.3	Velocidades de ascensão $U_b$ das bolhas de Taylor, em m/s, geradas a partir de bolsões de ar $L_0 = 0,10$ m, em tubos com $D = 0,019$ m, medidas experimentalmente, usando a câmera de alta velocidade, para diferentes soluções água-glicerina e diferentes ângulos de inclinação $\theta$ . . . . .	223

B.4	Velocidades de ascensão $U_b$ das bolhas de Taylor, em m/s, geradas a partir de bolsões de ar $L_0 = 0,20$ m, em tubos com $D = 0,019$ m, medidas experimentalmente, usando a câmera de alta velocidade, para diferentes soluções água-glicerina e diferentes ângulos de inclinação $\theta$ . . . . .	224
B.5	Comprimentos $L_b$ das bolhas de Taylor, em m, geradas a partir de bolsões de ar $L_0 = 0,10$ m, em tubos com $D = 0,019$ m, medidas experimentalmente, usando a câmera de alta velocidade, para diferentes soluções água-glicerina e diferentes ângulos de inclinação $\theta$ . . . . .	224
B.6	Comprimentos $L_b$ das bolhas de Taylor, em m, geradas a partir de bolsões de ar $L_0 = 0,20$ m, em tubos com $D = 0,019$ m, medidas experimentalmente, usando câmera de alta velocidade, para diferentes soluções água-glicerina e diferentes ângulos de inclinação $\theta$ . . . . .	224
B.7	Velocidades de ascensão $U_b$ das bolhas de Taylor, em m/s, geradas a partir de bolsões de ar $L_0 = 0,10$ m, em tubos com $D = 0,024$ m, medidas experimentalmente, usando a câmera de alta velocidade, para diferentes soluções água-glicerina e diferentes ângulos de inclinação $\theta$ . . . . .	225
B.8	Velocidades de ascensão $U_b$ das bolhas de Taylor, em m/s, geradas a partir de bolsões de ar $L_0 = 0,20$ m, em tubos com $D = 0,024$ m, medidas experimentalmente, usando a câmera de alta velocidade, para diferentes soluções água-glicerina e diferentes ângulos de inclinação $\theta$ . . . . .	225
B.9	Comprimentos $L_b$ das bolhas de Taylor, em m, geradas a partir de bolsões de ar $L_0 = 0,10$ m, em tubos com $D = 0,024$ m, medidas experimentalmente, usando a câmera de alta velocidade, para diferentes soluções água-glicerina e diferentes ângulos de inclinação $\theta$ . . . . .	225
B.10	Comprimentos $L_b$ das bolhas de Taylor, em m, geradas a partir de bolsões de ar $L_0 = 0,20$ m, em tubos com $D = 0,024$ m, medidas experimentalmente, usando câmera de alta velocidade, para diferentes soluções água-glicerina e diferentes ângulos de inclinação $\theta$ . . . . .	226
B.11	Velocidades de ascensão $U_b$ das bolhas de Taylor, em m/s, geradas a partir de bolsões de ar $L_0 = 0,10$ m, em tubos com $D = 0,034$ m, medidas experimentalmente, usando a câmera de alta velocidade, para diferentes soluções água-glicerina e diferentes ângulos de inclinação $\theta$ . . . . .	226

B.12	Velocidades de ascensão $U_b$ das bolhas de Taylor, em m/s, geradas a partir de bolsões de ar $L_0 = 0,20$ m, em tubos com $D = 0,034$ m, medidas experimentalmente, usando a câmera de alta velocidade, para diferentes soluções água-glicerina e diferentes ângulos de inclinação $\theta$ . . . . .	226
B.13	Comprimentos $L_b$ das bolhas de Taylor, em m, geradas a partir de bolsões de ar $L_0 = 0,10$ m, em tubos com $D = 0,034$ m, medidas experimentalmente, usando a câmera de alta velocidade, para diferentes soluções água-glicerina e diferentes ângulos de inclinação $\theta$ . . . . .	227
B.14	Comprimentos $L_b$ das bolhas de Taylor, em m, geradas a partir de bolsões de ar $L_0 = 0,20$ m, em tubos com $D = 0,034$ m, medidas experimentalmente, usando câmera de alta velocidade, para diferentes soluções água-glicerina e diferentes ângulos de inclinação $\theta$ . . . . .	227

# Lista de Símbolos

$A_G$	Área da seção transversal do tubo ocupada pelo gás, $m^2$
$A_L$	Área da seção transversal do tubo ocupada pelo líquido, $m^2$
$A_T$	Área da seção transversal do tubo, $m^2$
$c_L$	Velocidade do som em um meio líquido, $m/s$
$C_l$	Velocidade das ondas longitudinais em meios elásticos, $m/s$
$C_t$	Velocidade das ondas transversais em meios elásticos, $m/s$
$C_1$	Velocidade de propagação da ondas no meio 1, $m/s$
$C_2$	Velocidade de propagação da ondas no meio 2, $m/s$
$C_w$	Velocidade de propagação da ondas no material da parede, $m/s$
$D$	Diâmetro interno do tubo, $m$
$E$	Módulo de elasticidade do material, $Pa$
$f$	Frequência da onda ultrassônica, $Hz$
$G$	Módulo de cisalhamento do material, $Pa$
$g$	Aceleração da gravidade, $m/s^2$
$L_b$	Comprimento da bolha, $m$
$L_0$	Comprimento do bolsão de ar, $m$
$\dot{m}$	Vazão mássica total, $kg/s$
$\dot{m}_G$	Vazão mássica do gás, $kg/s$
$\dot{m}_L$	Vazão mássica do líquido, $kg/s$
$N$	Número de ciclos no pulso ultrassônico
$Q$	Vazão volumétrica total, $m^3/s$
$Q_G$	Vazão volumétrica do gás, $m^3/s$
$Q_L$	Vazão volumétrica do líquido, $m^3/s$
$R$	Raio interno do tubo, $m$

$T_f$	Tempo de trânsito entre a reflexão na parede interna do tubo e aquela na interface gás-líquido da bolha, s
$T_{r12}$	Tempo de trânsito entre reflexões correspondentes a paredes internas diametralmente opostas do tubo, s
$(t_t - t_n)$	Intervalo de tempo entre os momentos em que a cauda e o nariz da bolha são detectados por um mesmo transdutor, s
$u_{Gs}$	Velocidade superficial do gás, m/s
$u_{Ls}$	Velocidade superficial do líquido, m/s
$U_b$	Velocidade da bolha, m/s
$v_f$	Velocidade do filme líquido, m/s
$Z^*$	Comprimento de desenvolvimento do filme, m
$Z_l$	Impedância acústica longitudinal, Kg/m <sup>2</sup> s
$Z_t$	Impedância acústica transversal, Kg/m <sup>2</sup> s
$Z_1$	Impedância acústica no meio 1, Kg/m <sup>2</sup> s
$Z_2$	Impedância acústica no meio 2, Kg/m <sup>2</sup> s

## Grupos Adimensionais

$Eo$	Número de Eotvos ( $Eo = \rho_L g D^2 / \sigma_L$ )
$Fr$	Número de Froude ( $Fr = U_b / (gD)^{1/2}$ )
$Fr_H$	Número de Froude na direção horizontal
$Fr_V$	Número de Froude na direção vertical
$L_b/D$	Comprimento adimensional da bolha
$M$	Número de Morton ( $M = g\mu^4 / \rho\sigma^3$ )
$N_f$	Número da Viscosidade Inversa ( $N_f = \rho_L \sqrt{gD^3} / \mu_L$ )
$Re_b$	Número de Reynolds da bolha ( $Re_b = \rho_L U_b D / \mu_L$ )
$Re_f$	Número de Reynolds do filme ( $Re_f = 4\rho_L \delta v_f / \mu_L$ )
$Z^*/D$	Comprimento adimensional de desenvolvimento do filme

## Letras Gregas

$\alpha$	Coeficiente linear da relação $L_b$ vs $L_0$
$\beta$	Coeficiente angular da relação $L_b$ vs $L_0$
$\delta$	Espessura do filme, m
$\delta'$	Espessura adimensional do filme
$\delta_{eq}$	Espessura de Equilíbrio do filme, m
$\delta'_{eq}$	Espessura adimensional de equilíbrio do filme
$\delta'_{graph}$	Espessura adimensional do filme pela metodologia gráfica
$\delta_{w,min}$	Espessura mínima da parede, m
$\mu_L$	Viscosidade dinâmica do líquido, Pa.s
$\nu$	Coeficiente de Poisson do material
$\theta$	Ângulo de inclinação do tubo
$\theta_1$	Ângulo de incidência da onda
$\theta_2$	Ângulo de refração da onda
$\rho_L$	Densidade do líquido, kg/m <sup>3</sup>
$\rho$	Densidade do material, kg/m <sup>3</sup>
$\sigma_L$	Tensão Superficial do líquido, N/m
$\sigma_{L_b}$	Desvio-padrão do comprimento da bolha, m
$\sigma_{U_b}$	Desvio-padrão da velocidade da bolha, m/s
$\sigma_{\delta_{eq}}$	Desvio-padrão da espessura de equilíbrio do filme, m
$\sigma_{Z^*}$	Desvio-padrão do comprimento de desenvolvimento do filme, m

# Capítulo 1

## Introdução

Escoamentos multifásicos podem ser encontrados em diversos processos naturais, industriais e do nosso cotidiano. A chuva, o vento, a neve, as ondas do mar ou, mesmo, a nossa corrente sanguínea, formada de glóbulos, plaquetas e plasma, são bons exemplos de escoamentos multifásicos da natureza. Na vida cotidiana esse tipo de escoamento também se faz presente em um bule de chá a ferver, em um coador de café, na condensação de vapor nas paredes ou mesmo em um copo de cerveja gelado. Na indústria, aparecem em coletores solares, caldeiras tubulares, poços geotérmicos e de petróleo, transporte de óleo e gás por tubulações, tratamento de esgotos, refrigeradores, trocadores de calor, condensadores, entre outras aplicações.

No caso da geração nucleoeletrica, dois tipos de reatores são mais amplamente utilizados: o reator à água pressurizada (PWR) e o reator à água fervente (BWR). As Figs. 1.1 e 1.2 apresentam diagramas esquemáticos, com os princípios básicos de funcionamento desses dois tipos de reator.

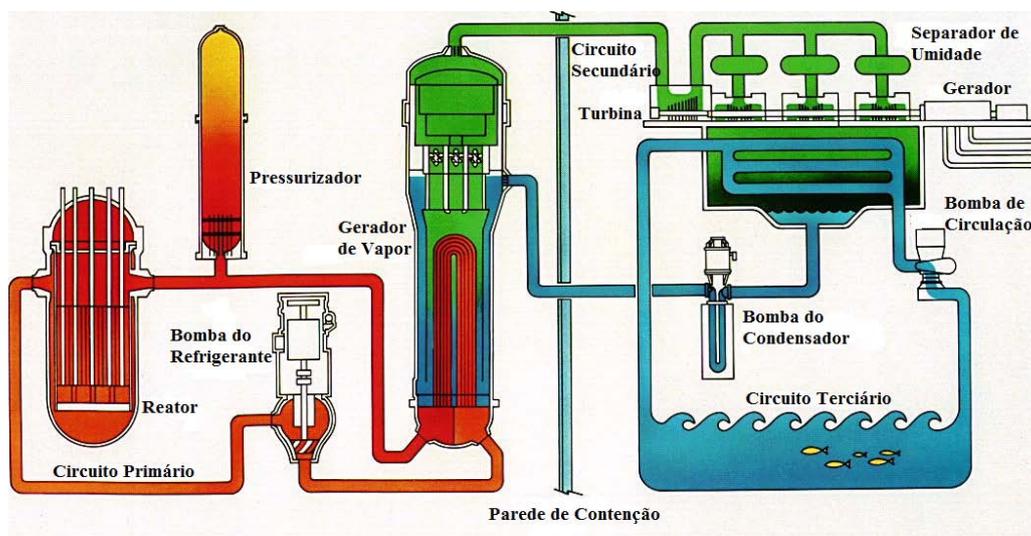


Figura 1.1: Diagrama esquemático e funcionamento básico de um reator PWR.

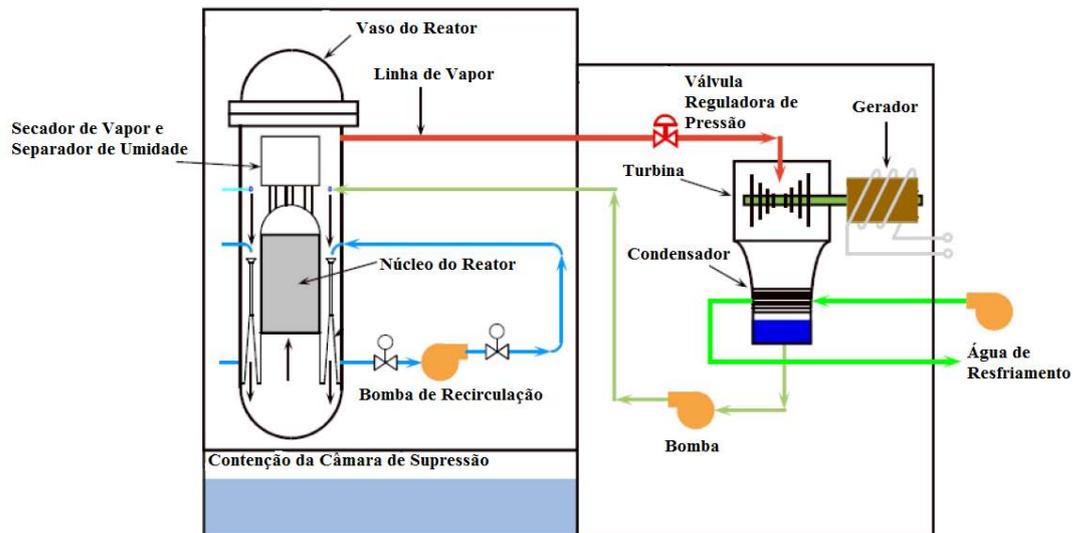


Figura 1.2: Diagrama esquemático e funcionamento básico de um reator BWR.

Em um reator PWR, a energia térmica liberada pela fissão dos átomos de urânio aquece a água no circuito primário, levando-a a temperaturas da ordem de  $300^{\circ}\text{C}$ , o que somente é possível em função da pressurização do sistema. No primário, as pressões encontradas são da ordem de 15 MPa. No gerador de vapor, a água do circuito primário troca calor com a água do circuito secundário, que opera a pressões mais baixas, causando, assim, ebulição da água nesse segundo circuito. Esse vapor gerado, é, então, responsável pela alimentação de uma turbina a vapor, que ligada a um gerador elétrico, produz eletricidade. Após passar pela turbina, o vapor (ou a mistura água-vapor) do secundário passa pelo condensador, onde é resfriado, retornando ao estado líquido e sendo bombeado para, novamente, trocar calor com o primário, dando sequência ao processo (Fig. 1.1).

Já em um reator BWR, uma mistura de água e vapor é produzida, diretamente, quando a água, usada como refrigerante do reator, se move de forma ascendente através do núcleo, absorvendo calor. Essa mistura passa por um secador de vapor e/ou separador de umidade e é levado por linhas de vapor até a turbina ligada a um gerador elétrico. Em seguida, esse vapor passa pelo condensador e é bombeado de volta ao núcleo, para dar sequência ao processo.

Percebe-se, assim, que a maior parte dos reatores nucleares usados para gerar eletricidade são resfriados por água ascendendo em canais verticais através do núcleo do reator e que esse resfriamento precisa ser suficientemente eficiente para evitar que o combustível atinja uma temperatura capaz de causar danos ao núcleo. Desta forma, faz-se muito importante a capacidade de se estimar o coeficiente de transferência de calor sob todas as condições possíveis de ocorrer durante a operação, normal ou anormal, de um reator, incluindo-se condições de acidente.

De maneira geral, o coeficiente de transferência de calor depende da geometria do canal, das propriedades da interface de troca, das condições do escoamento e das propriedades do refrigerante. A possibilidade de ocorrer ebulição no refrigerante aumenta, ainda mais, a complexidade do processo, uma vez que a geração de vapor exerce significativa influência sobre o padrão de escoamento e, conseqüentemente, sobre a taxa de transferência de calor.

Um padrão de escoamento que pode ser encontrado, em reatores nucleares, é o escoamento intermitente de bolhas alongadas (*slug flow*), onde verifica-se a ocorrência de filmes líquidos entre a fase gasosa e a parede do tubo ou canal. Nesse sentido, a compreensão dos mecanismos envolvendo tais filmes se torna muito importante, uma vez que as taxas de transferência, tanto de calor como de massa, são fortemente dependentes de fatores tais como os seus respectivos coeficientes de transferência e a área interfacial de transferência, que, por sua vez, depende das ondulações na interface gás-líquido e da espessura do filme (GHAJAR [1]).

O escoamento intermitente de bolhas alongadas é caracterizado pela alternância quase periódica entre bolhas alongadas com forma de projétil, conhecidas como bolhas de Taylor, e pistões de líquido. No caso de bolhas ascendentes, o líquido em torno da bolha se move na forma de filmes finos em queda, junto à parede do tubo. Cada pistão de líquido verte líquido atrás de si para o filme subsequente, o qual é injetado na esteira da bolha (*bubble wake*) como um jato de parede circular, produzindo uma região de mistura, na forma de um vórtice toroidal. A Fig. 1.3 apresenta uma fotografia e um esquema onde se pode observar esse tipo de escoamento, em tubos verticais.

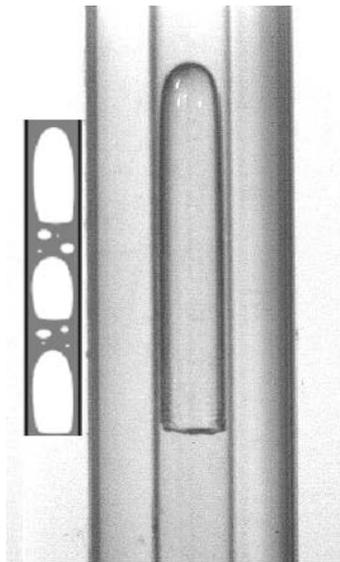


Figura 1.3: Escoamento intermitente de bolhas alongadas em tubos verticais.

Desta forma, uma melhor compreensão do escoamento intermitente vertical de bolhas alongadas, está diretamente relacionada com um melhor entendimento da

estrutura de uma bolha de Taylor, ascendendo em tubos verticais.

Na Fig. 1.4, é apresentado um diagrama esquemático, onde verifica-se que uma bolha de Taylor ascendendo, com velocidade  $U_b$ , em um tubo vertical de diâmetro interno  $D$ , pode ser dividida em quatro regiões: (1) a do nariz de formato aproximadamente esférico, (2) a de um corpo envolto por um filme líquido em queda, (3) a da cauda, cuja morfologia pode variar entre hemisférica, plana ou concava, dependendo das características do fluido de trabalho e (4) a da esteira da bolha, que pode ser aberta e laminar, fechada (com vórtices de recirculação) ou turbulenta. A região do corpo da bolha pode ser subdividida em: (a) parte superior, onde o filme em desenvolvimento acelera e se afina e (b) parte inferior, onde as forças atuando sobre o filme se equilibram e o mesmo apresenta espessura  $\delta$  e perfil de velocidades constantes, caracterizando um filme plenamente desenvolvido. Na figura, pode-se observar, também, a indicação do comprimento da bolha  $L_b$  e do comprimento de desenvolvimento do filme  $Z^*$ , que pode ser definido como o comprimento mínimo da bolha necessário para que o filme em torno dela desenvolva-se plenamente.

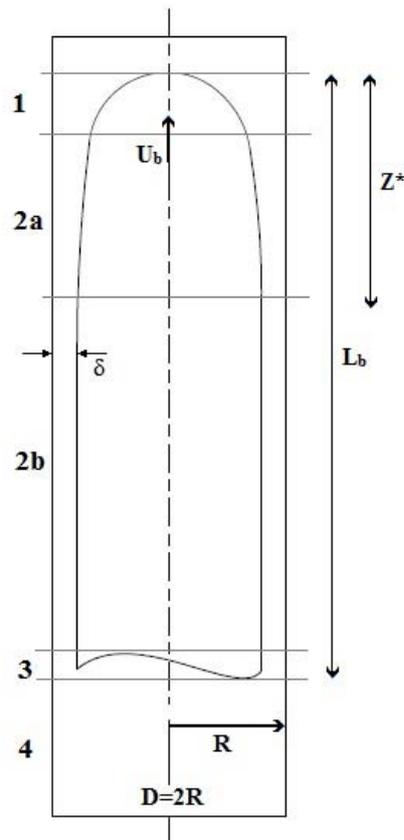


Figura 1.4: Diagrama esquemático de uma bolha de Taylor e suas quatro distintas regiões.

Ainda que bolhas de Taylor venham sendo estudadas há décadas, trabalhos,

principalmente experimentais, focados no estudo sistemático do desenvolvimento desses filmes líquidos em queda em torno de bolhas de Taylor, ascendendo em tubos verticais, são bastante escassos na literatura, havendo, ainda, muitas dúvidas, e até mesmo contradições, em relação à ocorrência do pleno desenvolvimento desses filmes.

Embora a geração de energia elétrica seja uma de suas principais aplicações, os chamados reatores de potência são também utilizados em plantas de dessalinização e na propulsão naval. A Fig. 1.5 apresenta um esquema da aplicação de reatores de potência para a propulsão naval.

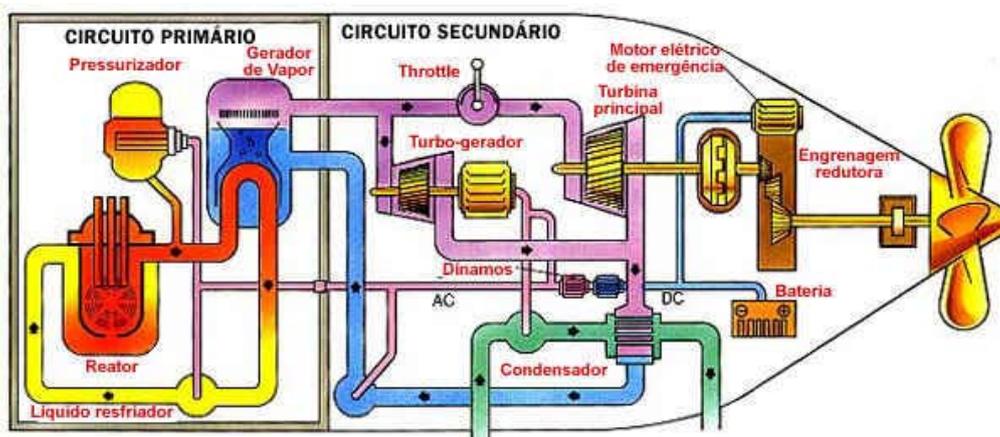


Figura 1.5: Diagrama esquemático e funcionamento básico de um reator de propulsão naval.

Na propulsão nuclear, a embarcação é impulsionada por turbinas que se movem por ação do vapor produzido no gerador de vapor, de forma semelhante àquela apresentada para reatores PWR. Alguns submarinos nucleares usam um motor elétrico para movimentar a hélice, com o propósito de diminuir o nível de ruído (Fig. 1.5).

No caso do Brasil, além da Central Nuclear Almirante Álvaro Alberto, formada pelo conjunto de usinas Angra 1, Angra 2 e Angra 3 (em construção), está em andamento um projeto para a construção de um submarino de propulsão nuclear. Esse tipo de submarino tem vasto alcance, sendo ideal para a dissuasão em águas profundas, mais distantes da costa. Sua principal característica, no entanto, é a autonomia, visto que, enquanto o submarino convencional precisa vir à superfície constantemente, o de propulsão nuclear pode permanecer submerso por tempo indeterminado, conforme as condições da tripulação e o estoque de suprimentos, o que torna bastante difícil a sua detecção. A renovação de ar a bordo é feita por um gerador de oxigênio que também extrai o CO<sub>2</sub>.

As Figs. 1.1, 1.2 e 1.5 revelam semelhanças entre os reatores de potência para geração de energia elétrica e aqueles utilizados na propulsão naval. Pode-se observar, também, que, nos reatores de geração nucleoeleétrica, os escoamentos bifásicos

água-vapor ocorrem, principalmente, em tubos ou canais horizontais e verticais. Por outro lado, a liberdade de movimento encontrada em uma embarcação, especialmente em submarinos, faz com que haja uma grande possibilidade de ocorrência de escoamentos bifásicos inclinados no núcleo do reator.

Desta forma, torna-se evidente a importância de estender-se a compreensão da estrutura dos escoamentos bifásicos, para além dos casos vertical e horizontal, mais tradicionalmente estudados, com o objetivo de se compreender e prever o comportamento de escoamentos bifásicos inclinados, pensando nos aspectos de transferência de calor e, conseqüentemente, na segurança de reatores onde tais escoamentos possam ocorrer, como é o caso da propulsão naval.

A análise dos efeitos da inclinação sobre os diferentes parâmetros interfaciais do escoamento intermitente de bolhas alongadas tende a ganhar complexidade, em relação ao caso de escoamento vertical, devido a alterações na geometria das bolhas de Taylor, em resposta à variação do ângulo de inclinação. Quando a bolha passa a escoar em tubos inclinados, verifica-se uma perda de simetria, em relação ao eixo do tubo, conforme apresentado da Fig. 1.6.

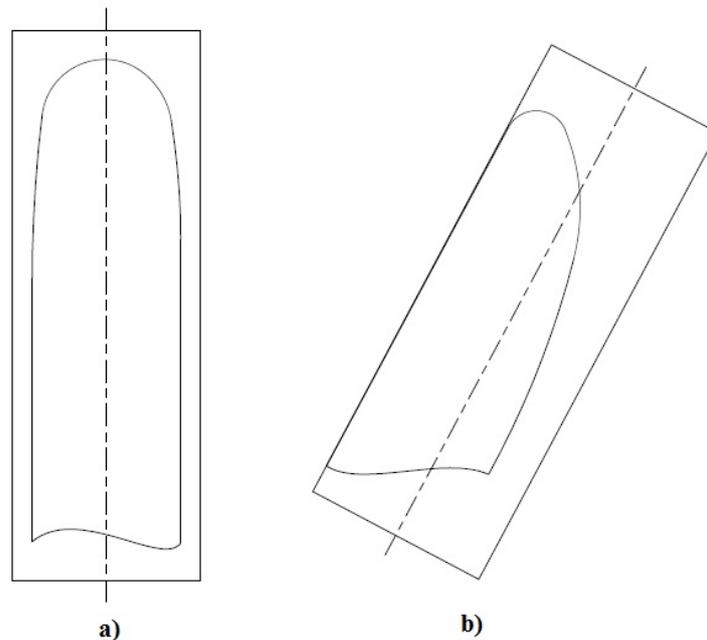


Figura 1.6: Diferença entre a geometria das bolhas de Taylor para: a) Escoamento vertical; b) Escoamento inclinado.

A literatura que trata da ascensão de bolhas de Taylor em tubos inclinados, parece ter concentrado os seus esforços no sentido de estimar as velocidades das bolhas em cada inclinação entre a posição vertical e a horizontal ( $0^\circ$  e  $90^\circ$ ) e na influência de parâmetros adimensionais como os números de Morton  $M$  e de Eotvos  $Eu$ , associados aos líquidos nos quais as bolhas ascendem. De uma maneira geral,

os efeitos do ângulo de inclinação sobre a velocidade são atribuídos às variações do volume de líquido capaz de passar na parte inferior da bolha, quando a componente radial da força de empuxo pressiona a bolha contra a parede superior do tubo, com força cada vez maior, à medida que o tubo é inclinado, a partir da posição vertical ( $0^\circ$ ). Pouco, ou nada, costuma ser comentado em relação ao que ocorre nas outras posições em torno da bolha, como por exemplo, nos filmes que escoam entre ela e as paredes superior e laterais do tubo.

A utilização de códigos CFD (Computational Fluid Dynamics) para a simulação fenomenológica de escoamentos bifásicos tem se tornado cada vez mais comum nos últimos anos. Para isto, é necessário a qualificação dos conceitos básicos do modelo, bem como modelos de fechamento, uma vez que tais aplicações não estão suficientemente bem estabelecidas (BRENNEN [2]). O processo de qualificação inclui o desenvolvimento do método, seu teste e validação. Tais códigos, portanto, são ainda muito dependentes de correlações empíricas que tentam definir a estrutura ou comportamento do escoamento bifásico, como por exemplo para o cálculo de queda de pressão ou taxas de transferência de massa e calor. Deste modo, é cada vez mais importante conhecer-se a distribuição instantânea das fases com a maior resolução espacial e temporal possível, o que pode ser logrado através do levantamento de dados experimentais (PRASSER *et al.* [3] KREPPER *et al.* [4] LUCAS *et al.* [5]).

Levando-se em conta que escoamentos multifásicos são muito comuns nas indústrias de petróleo, química e nuclear, frequentemente envolvendo meios severos, restrições rígidas de segurança, dificuldades de acesso, longas distâncias e ambientes agressivos, é natural que exista um interesse crescente pelo desenvolvimento de técnicas, preferencialmente não-invasivas, para a medição de diferentes parâmetros do escoamento.

Nesse contexto, técnicas ultrassônicas vêm sendo objeto de uma série de estudos para aplicação em sistemas multifásicos, havendo, inclusive, um número significativo de trabalhos publicados na literatura científica, sobre o tema, desde a década de 1980, o que confirma a potencialidade da técnica e amplia sua confiabilidade. Além da técnica já ser muito bem estabelecida em outros campos de aplicação, tais como medicina e detecção de defeitos em materiais sólidos, os transdutores e a eletrônica necessária são prontamente disponíveis comercialmente a custos relativamente baixos. Os sistemas ultrassônicos são também compactos e robustos e os sinais ultrassônicos são ricos em informação e podem penetrar em tubos, vasos e paredes de câmaras de processamento, respondendo, também, a interações com fluidos opacos e suspensões densas. Além disso, os sinais não são significativamente degradados por uma ampla faixa de condições do processo e podem fornecer medições e visualizações “in-situ” e em tempo real. Os principais parâmetros ultrassônicos normalmente utilizados em monitoramento, medição e controle de processos multifásicos

são a intensidade de pressão sonora, atenuação de energia e o tempo de trânsito da onda. Esses parâmetros podem ser medidos através do diâmetro da tubulação, no modo transmissão, ou outro caminho acústico através do escoamento multifásico, como uma reflexão lateral ou total do sinal, no modo pulso-eco (CARVALHO *et al.* [6]).

O presente trabalho apresenta um estudo experimental do movimento ascendente de bolhas de Taylor individuais em tubos cilíndricos verticais e ligeiramente inclinados contendo líquido estagnado, utilizando as técnicas ultrassônica de pulso-eco e de visualização com câmera de vídeo de alta velocidade. No caso de ascensão vertical, o foco principal do estudo foi a caracterização dos perfis dos filmes líquidos em torno das bolhas e a medição de suas espessuras de equilíbrio, bem como das velocidades de ascensão e comprimentos das bolhas. Já no caso inclinado, o interesse principal consistiu na avaliação das velocidades de ascensão e comprimentos das bolhas, levando-se em consideração os seus perfis inferior, superior e laterais, visto que neste caso as bolhas perdem a condição de simetria, comumente observada nos casos verticais, conforme foi apresentado na Fig. 1.6.

Os experimentos foram conduzidos em colunas de líquido estagnado com diferentes diâmetros internos e diferentes fluidos de trabalho, de modo a observar-se os efeitos do ângulo de inclinação e das propriedades da fase líquida nos diversos parâmetros medidos do escoamento. Isto permitiu a realização de estudos numa ampla faixa de números adimensionais adequados, em particular do Número Adimensional da Viscosidade Inversa ( $N_f$ ), do Número de Morton ( $M$ ) e do Número de Eotvos ( $EO$ ).

Em uma primeira etapa do trabalho foi desenvolvida a técnica ultrassônica para a determinação dos perfis dos filmes líquidos em torno das bolhas alongadas e para a medição das suas espessuras de equilíbrio (no caso vertical). Além disso, foram otimizados os conceitos teóricos e procedimentos de ajuste, tanto do sistema ultrassônico como da câmera de vídeo, de modo a permitir a obtenção da melhor exatidão possível para as medições realizadas.

Na sequência, os valores dos parâmetros medidos foram apresentados, possibilitando uma avaliação da influência de uns sobre os outros, bem como uma comparação dos resultados obtidos com modelos e correlações adequadas, disponíveis na literatura.

Com o objetivo de revelar a sua importância e contribuição sob os pontos de vista acadêmico e científico, esse trabalho é apresentado subdividido em 5 capítulos.

O Capítulo 2 consiste de uma revisão bibliográfica sobre diferentes temas relacionados com o estudo proposto. Inicialmente, são apresentados conceitos e definições fundamentais para o entendimento dos escoamentos multifásicos, juntamente com a descrição dos padrões de escoamentos verticais. Além disso, são apresentados alguns

números adimensionais muito utilizados nessa área e que aparecerão com relativa constância ao longo do presente trabalho. Em seguida, são apresentados alguns fundamentos da técnica ultrassônica, incluindo os elementos de hardware de um sistema ultrassônico típico de avaliação não-destrutiva e conceitos da propagação da onda ultrassônica. Na sequência, são apresentadas informações sobre diferentes técnicas de medição aplicadas a escoamentos multifásicos, bem como um breve histórico a respeito da utilização de técnicas ultrassônicas na caracterização de tais escoamentos. Finalmente, é apresentada uma série de trabalhos que revelam o “estado da arte” no que diz respeito aos escoamentos intermitentes vertical e inclinado de bolhas alongadas e à ascensão de bolhas de Taylor individuais, que serão úteis na discussão dos resultados obtidos.

No Capítulo 3 são descritos os aparatos e os procedimentos experimentais utilizados no desenvolvimento do trabalho. São apresentadas uma coluna vertical de líquido estagnado com tubo de vidro e as colunas verticais e levemente inclinadas de líquido estagnado com tubos de acrílico, bem como o sistema ultrassônico de alta velocidade e o sistema de visualização com câmera de vídeo de alta velocidade, que foram utilizados na medição dos parâmetros interfaciais das bolhas de Taylor.

O Capítulo 4 apresenta os resultados obtidos referentes às medições das velocidades de ascensão e dos comprimentos de bolhas de Taylor, bem como do perfil do filme líquido em queda ao redor deste tipo de bolha, em tubos verticais e inclinados contendo líquido estagnado. No caso de ascensão vertical, são apresentados, também, os resultados relativos à medição da espessura de equilíbrio do filme em torno da bolha. Nesse capítulo, os resultados apresentados são discutidos e comparados com modelos e correlações disponíveis da literatura.

No Capítulo 5 podem ser encontradas as principais conclusões relativas ao desenvolvimento do presente trabalho e sugestões para trabalhos futuros, com base nos resultados e observações aqui obtidos, de modo a explorar as oportunidades para o desenvolvimento de estudos experimentais relevantes e pouco explorados pela comunidade científica.

# Capítulo 2

## Revisão Bibliográfica

### 2.1 Fundamentos de escoamentos Bifásicos

O termo “escoamento multifásico” é, usualmente, aplicado para referir-se a qualquer escoamento de fluido constituído por mais de uma fase ou componente. Considerando-se a definição da termodinâmica clássica, na qual “fase” é um estado macroscópico da matéria com estrutura física e composição química homogêneas, os escoamentos bifásicos poderiam ser considerados as classes mais simples dos chamados escoamentos multifásicos e envolveriam o escoamento de duas fases de um único componente ou substância.

Há, entretanto, na literatura, autores que são mais rigorosos em tal definição, separando os conceitos de sistemas multifásicos e sistemas multicomponentes. TODREAS e KAZIMI [7], por exemplo, consideram que um sistema bifásico pode ser classificado em sistemas monocomponentes ou multicomponentes, onde o termo “componente” se refere a diferentes substâncias. Assim, a mistura água-vapor seria um sistema bifásico monocomponente, enquanto que a mistura água-ar seria um sistema bifásico de dois componentes.

Na prática, entre os vários tipos de escoamentos bifásicos encontrados em processos industriais ou da natureza, o escoamento gás-líquido pode ser considerado o de maior complexidade, uma vez que combina características de interfaces deformáveis e de compressibilidade da fase gasosa. A distribuição das interfaces gás-líquido pode assumir um número infinito de estruturas possíveis para uma determinada condição de escoamento em uma tubulação.

#### 2.1.1 Parâmetros do Escoamento Bifásico

Para que se possa modelar escoamentos multifásicos, usualmente, é necessário determinar suas propriedades, calculadas em médias espaciais e temporais sobre as fases. Uma certa familiaridade com estas definições se faz importante antes da discussão de

fenômenos específicos. No caso de sistemas bifásicos gás-líquido, é bastante comum identificar-se cada fase através dos subscritos G e L. Assim, a *vazão mássica total* do escoamento pode ser definida por:

$$\dot{m} = \dot{m}_G + \dot{m}_L, \quad (2.1)$$

onde:

- $\dot{m}$  é a vazão mássica total;
- $\dot{m}_G$  é a vazão mássica do gás;
- $\dot{m}_L$  é a vazão mássica do líquido.

Da mesma maneira, a *vazão volumétrica total* é definida como sendo:

$$Q = Q_G + Q_L = \frac{\dot{m}_G}{\rho_G} + \frac{\dot{m}_L}{\rho_L}, \quad (2.2)$$

onde:

- $Q$  é a vazão volumétrica total;
- $Q_G$  é a vazão volumétrica do gás;
- $Q_L$  é a vazão volumétrica do líquido;
- $\rho_G$  é a densidade do gás;
- $\rho_L$  é a densidade do líquido.

Um conceito muito utilizado na análise de escoamentos bifásicos é o de velocidade superficial. Define-se velocidade superficial de uma fase como sendo a velocidade com a qual esta fase escoaria isoladamente (escoamento monofásico) no duto, à mesma vazão volumétrica do escoamento bifásico. Assim, a *velocidade superficial das fases* é definida pela relação entre a vazão da fase e a área da seção transversal do tubo, conforme as seguintes relações:

$$u_{Gs} = \frac{Q_G}{A_T} \quad (2.3)$$

$$u_{Ls} = \frac{Q_L}{A_T}, \quad (2.4)$$

onde:

- $u_{Gs}$  é a velocidade superficial do gás;

- $u_{Ls}$  é a velocidade superficial do líquido;
- $Q_G$  é a vazão volumétrica do gás;
- $Q_L$  é a vazão volumétrica do líquido;
- $A_T$  é a área da seção transversal do duto.

No interior de um duto, toda e qualquer parte de um escoamento bifásico é ocupada pela fase de gás ou pela fase de líquido. Assim, outro parâmetro de fundamental importância em escoamentos bifásicos é a fração de vazio. Esta é definida como a fração da área total da seção transversal do duto ocupada pela fase gasosa. O seu valor pode ser expresso em percentagem, variando entre 0 e 100 %, ou como um valor situado entre 0 e 1. A Fig. 2.1 apresenta um esquema da seção transversal do duto com escoamento bifásico para auxiliar na visualização do conceito de fração de vazio. Logo, pode-se definir a *fração de vazio* como:

$$\alpha = \frac{A_G}{A_T}, \quad (2.5)$$

onde:

- $A_G$  é a área da seção transversal do tubo ocupada pelo gás;
- $A_T$  é a área total da seção transversal do tubo.

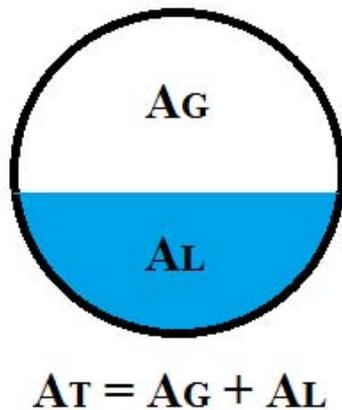


Figura 2.1: Seção transversal de um tubo com escoamento bifásico.

Da mesma forma, para a fase líquida:

$$1 - \alpha = \frac{A_L}{A_T}, \quad (2.6)$$

onde:

- $A_L$  é a área da seção transversal do tubo ocupada pelo líquido.

Pode-se, então, escrever que

$$\frac{A_G}{A_T} + \frac{A_L}{A_T} = 1$$

A partir dos conceitos de velocidades superficiais das fases e de fração de vazio, define-se as *velocidades das fases* como sendo:

$$u_G = \frac{u_{Gs}}{\alpha} \quad (2.7)$$

$$u_L = \frac{u_{Ls}}{1 - \alpha}, \quad (2.8)$$

onde:

- $u_G$  é a velocidade da fase gasosa;
- $u_L$  é a velocidade da fase líquida;
- $u_{Gs}$  é a velocidade superficial do gás;
- $u_{Ls}$  é a velocidade superficial do líquido;
- $\alpha$  é a fração de vazio.

Finalmente, é, também, bastante comum definir-se a *fração volumétrica das fases* como:

$$\beta = \frac{Q_G}{Q} \quad (2.9)$$

$$1 - \beta = \frac{Q_L}{Q}, \quad (2.10)$$

onde:

- $\beta$  é a fração volumétrica de gás;
- $Q_G$  é a vazão volumétrica do gás;
- $Q_L$  é a vazão volumétrica do líquido;
- $Q$  é a vazão volumétrica total.

## 2.1.2 Padrões de Escoamentos Bifásicos

Uma distinção importante em escoamentos monofásicos é se o mesmo é laminar ou turbulento, ou, ainda, se existe separação ou escoamentos secundários. Esta informação ajuda a modelar fenômenos específicos, uma vez que fornece informações sobre as características do escoamento para uma geometria particular. Analogamente, em escoamentos multifásicos, a chave para a compreensão dos fenômenos é a capacidade de identificar a geometria interna do escoamento, isto é, a posição relativa das interfaces entre as fases e como estas são afetadas pela pressão, pelo próprio escoamento, pelo fluxo de calor e geometria do canal, entre outras variáveis (CORRADINE [8]).

Em escoamentos bifásicos gás-líquido, as fases distribuem-se de maneira bastante particular, caracterizando diversos arranjos topológicos, conhecidos como padrões de escoamento. Estes arranjos podem, então, ser considerados estruturas dinâmicas do escoamento, determinadas pelas propriedades físicas das fases, dimensões do sistema e condições operacionais, tais como: densidade, viscosidade, tensão superficial, diâmetro interno do duto, inclinação da tubulação, vazão das fases, pressão, entre outras.

Na literatura científica, é comum haver divergências entre autores, em relação a alguns aspectos relacionados com a classificação dos padrões de escoamentos bifásicos gás-líquido, o que acaba por comprometer a clareza na identificação de um determinado padrão. Além disso, há alguns aspectos relacionados com a nossa língua nativa que, em alguns casos, não dispõe de termos adequados para nomear os padrões bifásicos, levando a diferentes traduções e tornando adequado a utilização de uma terminologia na língua inglesa.

Uma classificação bem aceita para os padrões de escoamento em sistemas bifásicos gás-líquido ascendentes em tubos verticais foi proposta por HEWITT e HALL-TAYLOR [9] e por TAITEL *et al.* [10], sendo adotada por outros autores, tais como TODREAS e KAZIMI [7]. A seguir, é apresentada uma descrição dos padrões básicos encontrados em escoamentos verticais ascendentes:

- Escoamento de Bolhas Dispersas (*Bubbly Flow*): A fase gasosa encontra-se distribuída de maneira aproximadamente uniforme em uma fase líquida contínua, na forma de bolhas discretas (Fig. 2.2a).
- Escoamento Intermitente de Bolhas Alongadas (*Slug Flow*): A maior parte da fase gasosa encontra-se na forma de bolhas alongadas com formato de projétil, que ocupam praticamente todo o diâmetro da parede interna do duto e são separadas por pistões de líquido. Podem concomitantemente existir bolhas pequenas de gás distribuídas por toda a fase líquida (Fig. 2.2b).

- Escoamento Intermitente Agitado (*Churn Flow*): O escoamento agitado de certa forma é semelhante ao escoamento de bolhas alongadas, apresentando, porém, um maior nível de turbulência. A bolha alongada, que tinha o formato de projétil, torna-se mais estreita e o seu formato é distorcido. A continuidade da fase líquida nos pistões de líquido entre sucessivas bolhas é repetidamente destruída por uma concentração local da fase gasosa no pistão de líquido, fazendo com que este escoe no sentido descendente do tubo. Este líquido é acumulado e elevado novamente pelo movimento ascendente do gás. Características típicas do escoamento intermitente agitado são a instabilidade e o seu caráter oscilatório (Fig. 2.2c).
- Escoamento Anular (*Anular Flow*): O escoamento anular caracteriza-se pela continuidade da fase gasosa ao longo da parte central do duto. A fase líquida move-se no sentido ascendente parcialmente como um filme aquoso com superfícies onduladas e na forma de gotas imersas na fase gasosa que escoam na região central do tubo (Fig. 2.2d).

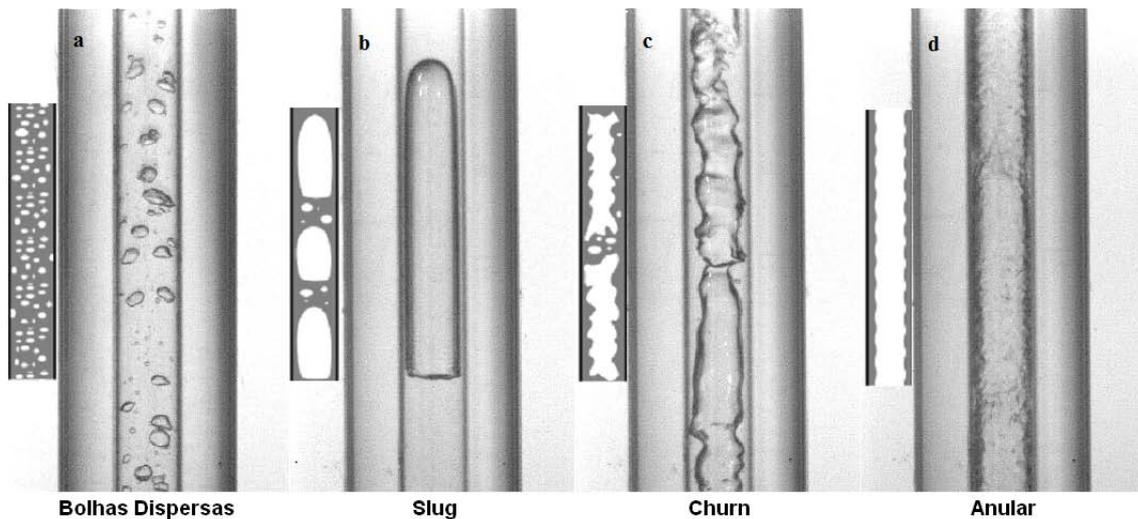


Figura 2.2: Padrões de escoamentos bifásicos gás-líquido verticais ascendentes.

### 2.1.3 Números Adimensionais Utilizados em Escoamentos Multifásicos

As características e parâmetros de um escoamento multifásico são fortemente influenciados pelas propriedades físicas dos fluidos envolvidos, pelas dimensões do sistema e condições operacionais. Raros são os escoamentos reais que podem ser descritos com exatidão através do emprego exclusivo de métodos analíticos, o que leva à necessidade de realização de caracterizações experimentais para a sua melhor compreensão.

Entretanto o desenvolvimento de trabalhos experimentais em laboratório pode ser bastante dispendioso, tanto em tempo como em custos, tornando desejável a obtenção de um máximo de informações com um mínimo de experimentos. Por isso, ao invés de trabalhar-se, separadamente, com cada um dos parâmetros físicos que influenciam o escoamento, é comum agrupá-los em parâmetros adimensionais, igualmente capazes de descrevê-los.

Além disso, a realização de ensaios ou experimentos em escala real pode envolver altos custos ou mesmo ser virtualmente impossível. Por isso, é comum a utilização de testes em modelos, quase sempre em escalas reduzidas. Para que esses testes sejam válidos e seus resultados possam ser aproveitados na escala real, é necessário que as relações entre as forças envolvidas no modelo e no caso real sejam iguais.

A seguir, serão descritas algumas das grandezas ou grupos adimensionais muito utilizados na descrição de escoamentos bifásicos. São os chamados “números adimensionais”.

### **Número de Reynolds ( $Re$ )**

O coeficiente, módulo ou, como mais conhecido, número de Reynolds ( $Re$ ) é um número adimensional usado em mecânica dos fluidos para a identificação do regime de escoamento de um determinado fluido em uma superfície.

O número de Reynolds pode ser interpretado como uma relação entre forças inerciais e forças viscosas. Valores mais baixos para  $Re$  caracterizam um escoamento laminar, com predomínio das forças de natureza viscosa. Já valores mais altos de  $Re$  caracterizam um escoamento turbulento, onde há predomínio das forças inerciais.

O número de Reynolds ( $Re$ ) pode ser definido pela seguinte expressão:

$$Re = \frac{\rho U D}{\mu},$$

onde:  $\rho$  é a densidade do fluido,  $U$  é a velocidade do fluido,  $\mu$  é a viscosidade dinâmica do fluido e  $D$  o diâmetro interno do tubo.

### **Número de Froude ( $Fr$ )**

O número de Froude ( $Fr$ ) é um número adimensional que relaciona os efeitos das forças inerciais com aqueles das forças gravitacionais que atuam no fluido e pode ser definido pela expressão:

$$Fr = \frac{U}{\sqrt{gD}},$$

onde:  $U$  é a velocidade do fluido,  $g$  é a aceleração da gravidade e  $D$  é o diâmetro interno do tubo.

### Número de Eotvos ( $EO$ )

O número de Eotvos ( $EO$ ) é um número adimensional que relaciona os efeitos das forças de empuxo com aqueles das forças relacionadas com a tensão superficial e que atuam no fluido, podendo ser definido pela expressão:

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

onde:  $\Delta\rho$  é a diferença entre as densidades das duas fases,  $g$  é a aceleração da gravidade,  $D$  é o diâmetro interno do tubo e  $\sigma$  é a tensão superficial.

### Número de Morton ( $M$ )

O número de Morton ( $M$ ) é um número adimensional muito usado, em mecânica dos fluidos, juntamente com o Número de Eotvos ( $EO$ ), para caracterizar o formato de uma bolha de ar ou gota de um líquido. Este pode ser definido através da seguinte relação:

$$M = \frac{g \mu_L^4 \Delta\rho}{\rho_L^2 \sigma^3},$$

onde:  $g$  é a aceleração da gravidade,  $\mu_L$  é a viscosidade dinâmica do líquido,  $\Delta\rho$  é a diferença entre as densidades das fases líquida e gasosa,  $\rho_L$  é a densidade da fase líquida e  $\sigma$  é a tensão superficial.

### Número da Viscosidade Inversa ( $N_f$ )

O número adimensional da Viscosidade Inversa tem origem em uma combinação entre os números de Morton ( $M$ ) e de Eotvos ( $EO$ ), que levam à eliminação da tensão superficial (WALLIS [11]):

$$N_f = \left[ \frac{EO^3}{M} \right]^{1/4} = \frac{\rho}{\mu} \sqrt{g D^3},$$

onde:  $\rho$  é a densidade do fluido,  $\mu$  é a viscosidade dinâmica do fluido,  $g$  é a aceleração da gravidade e  $D$  é o diâmetro interno do tubo.

Algumas vezes,  $N_f$  é apresentado como número de Reynolds de empuxo (VIANA *et al.* [12]). Esse parâmetro é muito útil para descrever bolhas de Taylor, utilizando-se, para isso, apenas as propriedades do fluido e o diâmetro do tubo.

Certamente, existe uma série de outros números adimensionais utilizados na descrição de escoamentos multifásicos. Entretanto, os adimensionais descritos anteriormente são alguns daqueles que mais aparecerão ao longo do presente trabalho, por apresentar maior relevância ao seu desenvolvimento.

## 2.2 Fundamentos da Técnica Ultrassônica

Estudar ultrassom é estudar uma forma de energia. Ultrassom vem despertando o interesse de pesquisadores desde a Primeira Guerra Mundial, porém seu uso industrial cresceu em proporções consideráveis apenas a partir da Segunda Grande Guerra (ENSMINGER [13]).

Ultrassom, que é um campo da acústica, lida com ondas vibratórias em frequências acima daquelas presentes na faixa audível de pessoas normais, ou seja, frequências acima de 16.000 kHz. Usualmente, a faixa audível para pessoas jovens se estende para até 20.000 kHz, fazendo com que a definição do limite inferior da faixa ultrassônica seja um tanto quanto arbitrária.

As ondas ultrassônicas são ondas de tensão e, por consequência, elas somente se propagam em meios materiais. Nesse ponto, elas diferem da luz ou de outras formas de radiações eletromagnéticas que se propagam livremente através do vácuo. Em outros aspectos, estas duas formas de energia obedecem leis de propagação semelhantes.

Ondas ultrassônicas costumam ser também denominadas como ondas elásticas, uma vez que as propriedades elásticas do meio são as responsáveis pelas vibrações necessárias para a sua propagação. Alguns aspectos do fenômeno das ondas elásticas serão apresentados na sequência deste trabalho.

As aplicações do ultrassom costumam ser classificadas em duas categorias:

- Aplicações de baixa intensidade.
- Aplicações de alta intensidade.

As aplicações de baixa intensidade são aquelas nas quais o objetivo principal é transmitir energia através de um meio de modo a obter-se informações sobre esse meio ou passar informações através dele, sem jamais alterar o seu estado. Alguns exemplos de aplicações de baixa intensidade são os ensaios não-destrutivos para testes de materiais ou dispositivos, a medição de propriedades físicas dos materiais, diagnósticos médicos, sonares de profundidade, comunicações submarinas, detecção de submarinos e, é claro, a identificação de parâmetros de escoamentos multifásicos, que é o objetivo principal desse trabalho.

Já as aplicações de alta intensidade têm como objetivo produzir efeitos sobre o meio ou sobre aquilo contido nesse meio pelo qual a onda se propaga. São exemplos típicos as terapias médicas por ultrassom, a pulverização de líquidos, a limpeza de dispositivos, a ruptura de células biológicas, a soldagem de plásticos e metais, além da homogeneização e mistura de materiais.

Para que tais aplicações possam ser postas em prática, dois dispositivos ou instrumentos são fundamentais:

- Transmissores ultrassônicos.
- Receptores ultrassônicos.

Transmissores ultrassônicos são instrumentos designados para gerar a perturbação a partir da qual a energia ultrassônica emana. Portanto, qualquer dispositivo capaz de gerar pulsos ultrassônicos pode ser considerado um transmissor ultrassônico, não implicando esse termo em nenhum tipo específico de transdutor. Embora, diversos dispositivos possam ser utilizados para gerar pulsos ultrassônicos, os transmissores mais frequentemente utilizados são os materiais piezoelétricos, que possuem a capacidade de converter sinais elétricos em mecânicos e vice-versa.

Já os receptores ultrassônicos são dispositivos capazes de detectar o ultrassom. Eles atendem a uma função semelhante à dos ouvidos que recebem os sinais sonoros e os transformam em outra forma de energia, usualmente elétrica, de modo que possam ser processados e analisados conforme o interesse. Os transdutores mais comumente utilizados como receptores ultrassônicos são, também, aqueles compostos por materiais piezoelétricos.

### 2.2.1 Sistema Ultrassônico de Avaliação Não-Destrutiva

Esta seção apresenta os elementos de hardware de um sistema ultrassônico típico de avaliação não-destrutiva e apresenta algumas terminologias comumente utilizadas neste campo. A Fig. 2.3 apresenta um desenho esquemático dos componentes básicos de um sistema de medição ultrassônico que pode ser usado na avaliação de falhas em materiais ou na caracterização de parâmetros de um escoamento multifásico (SCHEMERR JR. [14]).

O controlador do sistema é a seção emissora de um gerador-receptor de pulsos, que, tipicamente, emite pulsos elétricos muito curtos (da ordem de  $0,1\mu s$  em duração), repetitivos (aproximadamente 1ms entre eles) e com amplitudes na faixa de algumas centenas de volts, como pode ser visto na Fig. 2.4. Esses pulsos elétricos são gerados no interior de transdutores, que usualmente possuem algum cristal piezoelétrico e está em contato com a parte ou peça a ser examinada. Este sinal elétrico é, então, convertido em energia mecânica que se propaga na forma de um feixe de ultrassom no interior da parte ou peça.

Se uma falha ou interface estiver presente no caminho desse feixe, então uma porção da energia ultrassônica incidente é espalhada como ondas mecânicas adicionais através da peça e podem ser captadas tanto pelo mesmo transdutor como por um segundo transdutor receptor, conforme mostrado na Fig. 2.3. O cristal piezoelétrico do transdutor receptor transforma os pulsos espalhados pela falha ou interface em sinais elétricos. Estes sinais são amplificados na seção receptora do emissor-receptor

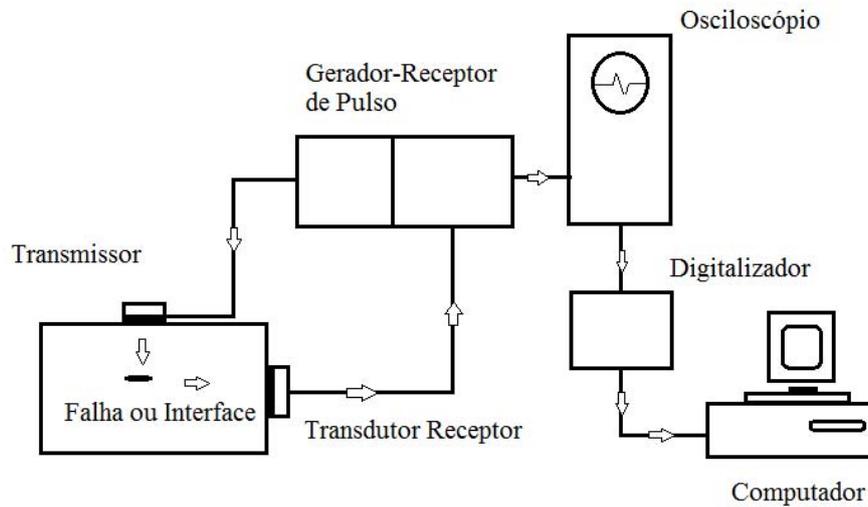


Figura 2.3: Diagrama Esquemático de um sistema ultrassônico de avaliação não-destrutiva.

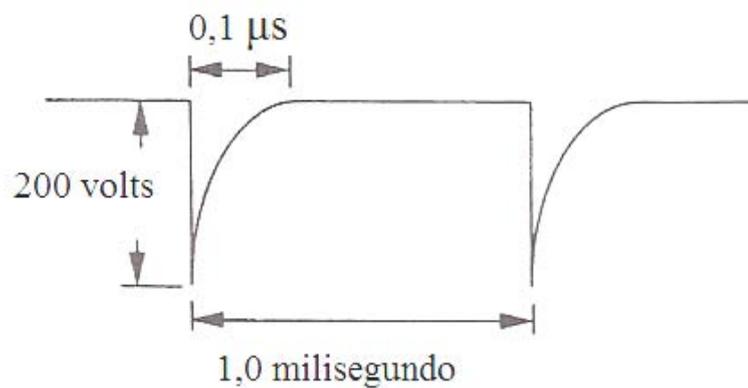


Figura 2.4: Características típicas de saída de um emissor ultrassônico.

de pulsos, sendo, então, apresentados na forma de um gráfico tensão vs tempo, na tela de um osciloscópio. Isto é feito em sincronia com a frequência de repetição do pulso. Embora o emissor de pulsos gere sinais repetitivos, o que se vê na tela do osciloscópio é a resposta de apenas uma excitação individual, uma vez que a escala de tempo durante o qual os sinais da falha ou interface são vistos é normalmente muito menor do que a escala de tempo característica dos pulsos repetitivos, como

pode ser observado na Fig. 2.5.

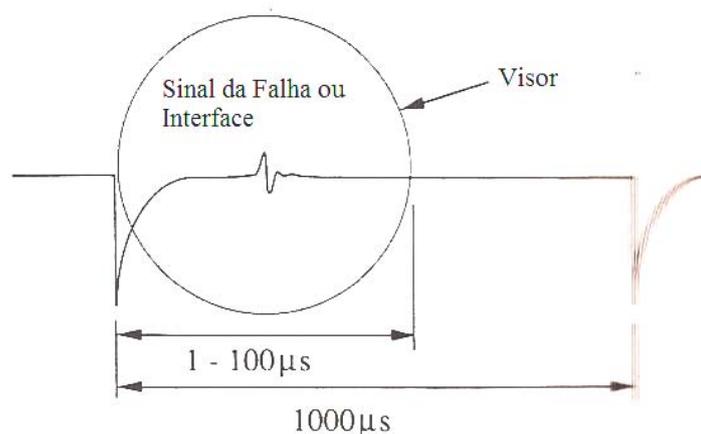


Figura 2.5: Escala de tempo do sinal de uma falha ou interface apresentada na tela de um osciloscópio versus escala de tempo da saída repetitiva do emissor de pulso.

Em sistemas ultrassônicos modernos, faz-se necessário capturar os sinais recebidos para que possam ser processados posteriormente e avaliados quantitativamente. Isto é feito através de um processo de conversão analógico-digital, que pode ser feita no próprio osciloscópio, caso esse seja um equipamento digital, ou utilizando-se um digitalizador externo, conforme Fig. 2.3. Uma vez digitalizados, os sinais podem ser transferidos e armazenados em um computador para serem analisados.

## 2.2.2 Propagação de Ondas Ultrassônicas

De uma forma bastante ampla, uma onda pode ser definida como um sinal qualquer que se transmite de um ponto a outro de um meio com velocidade definida. Em geral, fala-se em onda quando a transmissão do sinal entre dois pontos distantes se dá sem que haja transporte direto de massa entre eles.

Para que se possa fazer o uso mais adequado da energia ultrassônica, é necessário o conhecimento de alguns princípios básicos da propagação das ondas ultrassônicas (ondas elásticas) e fenômenos associados. Na sequência desse tópico, serão abordados alguns destes princípios.

Em vários aspectos, o ultrassom se assemelha à luz e outras formas de radiação eletromagnética, uma vez que trata-se de um movimento de onda e obedece a uma equação geral. Cada tipo de onda em um dado meio homogêneo, viaja a uma velocidade característica que depende das propriedades desse meio. De forma semelhante à luz, o ultrassom é refletido em superfícies, refratado quando passa de um meio a outro, causando alteração na velocidade de propagação da onda e é difratado nas bordas de uma superfície ou em torno de obstáculos.

Por outro lado, ultrassom também pode se assemelhar à eletricidade. Forças que atuam através de uma área em um dado ponto na onda podem ser consideradas análogas à tensão elétrica, enquanto a velocidade neste mesmo ponto seria análoga à corrente elétrica. Assim, da mesma forma que a razão entre tensão e corrente elétricas consiste na impedância elétrica, a razão entre força e velocidade num ponto da onda consiste na impedância acústica. Nos dois casos, as impedâncias são utilizadas de maneiras semelhantes, por exemplo, para calcular reflexões e transmissões em descontinuidades de impedância ou na combinação de componentes para a transferência efetiva de energia entre eles (ENSMINGER [13]).

À medida que a onda se propaga através do meio, sua amplitude diminui ou é atenuada. Existem diversas causas para essa atenuação, tais como difusão da frente de onda, transformação de energia acústica em calor (absorção) e espalhamento em superfícies irregulares. Um fator que afeta a atenuação é a chamada relaxação, que descreve a defasagem de tempo entre uma perturbação inicial e o rearranjo da distribuição de energia induzida por essa perturbação. O estudo do fenômeno de relaxação fornece um considerável nível de informação a respeito da natureza dos estados sólido, líquido e gasoso da matéria.

As ondas ultrassônicas costumam ser classificadas, segundo o modo de movimentação das partículas, em:

- Ondas Transversais;
- Ondas Longitudinais;
- Ondas de Lamb;
- Ondas Superficiais.

Para a aplicação das técnicas ultrassônicas em escoamentos multifásicos, as ondas transversais e longitudinais apresentam-se como de maior importância.

As ondas transversais são também chamadas ondas de cisalhamento e são, usualmente, definidas como aquelas nas quais as direções de vibração e propagação são perpendiculares, ou seja, cada partícula do meio vibra em direção perpendicular àquela de propagação da onda. Esse tipo de onda não consegue se propagar nos meios gasosos e líquidos. Nos gases, as forças de atração entre as moléculas são tão pequenas que as ondas cisalhantes não são capazes de se propagar. O mesmo acontece com os líquidos, exceto nos casos em que estes sejam muito viscosos ou se apresentem em uma camada muito fina.

Já as ondas longitudinais são, as vezes, chamadas ondas de compressão. Este tipo de onda se propaga em materiais elásticos como uma série alternada de compressões e dilatações, nas quais as partículas transmitem a vibração da onda, para frente e para

trás, na direção de propagação da mesma. Desta forma, são, muitas vezes, definidas como aquelas nas quais as direções de vibração e propagação são paralelas. Essas ondas propagam-se facilmente em meios líquidos e gasosos, bem como em meios sólidos elásticos. A Fig. 2.6, a seguir, apresenta uma representação da propagação de ondas transversais e longitudinais, auxiliando na visualização desse conceito.

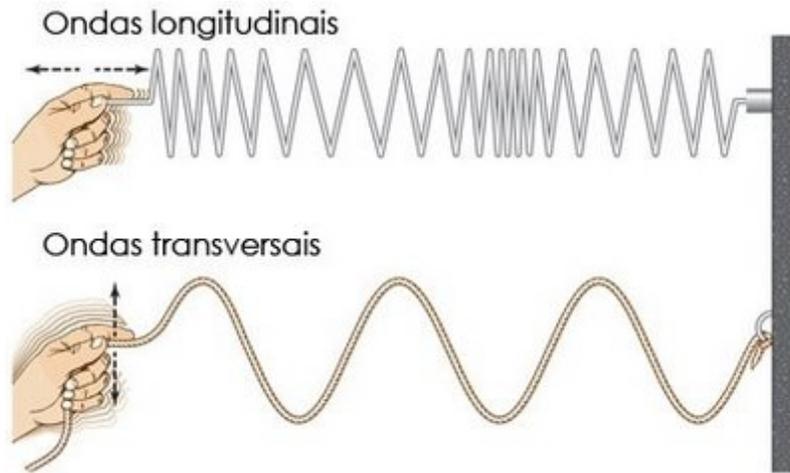


Figura 2.6: Representação da propagação das ondas transversais e longitudinais.

No que diz respeito à velocidade do som, devemos estar atentos ao fato de que a natureza da perturbação que origina a onda é um fator importante para esta velocidade, ou seja, o tipo de movimento oscilatório que a perturbação produz é um fator na velocidade com a qual essa perturbação viaja através do meio. Desta forma, a taxa de propagação depende do tipo de onda, das propriedades elásticas do meio, da densidade do meio e, algumas vezes, da frequência de propagação. Uma vez que o som, ou o ultrassom, representam energias transmitidas como ondas de tensão, a velocidade do som também depende do modo de vibração com o qual está associado.

Desta forma, a velocidade de propagação das ondas transversais em meios sólidos elásticos pode ser obtida a partir da relação abaixo (ENSMINGER [13], KRAUTKRAMER e KRAUTKRAMER [15] e KUTTRUFF [16]):

$$C_t = \sqrt{\frac{G}{\rho}}, \quad (2.11)$$

onde:

- $C_t$  é a velocidade de propagação das ondas transversais em meios sólidos elásticos;
- $G$  é o Módulo de Cisalhamento ou Módulo de Elasticidade Transversal do material;

- $\rho$  é a densidade do material.

Já a velocidade de propagação das ondas longitudinais em meios sólidos elásticos pode ser obtida a partir da equação a seguir (ENSMINGER [13] e KRAUTKRAMER e KRAUTKRAMER [15]):

$$C_l = \sqrt{\frac{E(1 - \nu)}{\rho(1 + \nu)(1 - 2\nu)}}, \quad (2.12)$$

onde:

- $C_l$  é a velocidade de propagação das ondas longitudinais em meios sólidos elásticos;
- $E$  é o Módulo de Elasticidade ou Módulo de Young do material;
- $\nu$  é o Coeficiente de Poisson do material;
- $\rho$  é a densidade do material.

As Eqs. 2.11 e 2.12 fornecem valores para as velocidades de propagação das ondas acústicas bem próximas de valores obtidos experimentalmente. A Tab. 2.1 apresenta valores das velocidades acústicas de materiais normalmente utilizados para armazenamento ou condução de misturas bifásicas (KUTTRUFF [16]).

Tabela 2.1: Velocidades de propagação de ondas acústicas.

Material	Velocidade Longitudinal (m/s)	Velocidade Transversal (m/s)
Aço Inoxidável	5790	3100
Acrílico	2680	1100
Alumínio	6420	3040

Quando uma onda ultrassônica encontra uma interface entre dois meios, a energia da onda é repartida de um modo que depende do tipo de onda incidente, de como a onda se aproxima da interface e das propriedades acústicas dos dois meios. Esta condição é, geralmente, mais complicada do que o caso ótico análogo, onde um feixe de luz incide na superfície de um objeto transparente. Assim como no caso da luz, a lei de Snell é usada para determinar os ângulos de reflexão e de refração, mas o problema acústico é mais complexo por conta de um maior número de modos de onda e pelo maior comprimento de onda, usualmente, associado com as energias ultrassônicas e que são de fundamental importância nas técnicas para a sua aplicação. A Fig. 2.7 apresenta uma representação da reflexão e da transmissão (com refração) de uma onda ultrassônica que incide sobre uma superfície que separa dois meios de impedâncias acústicas diferentes.

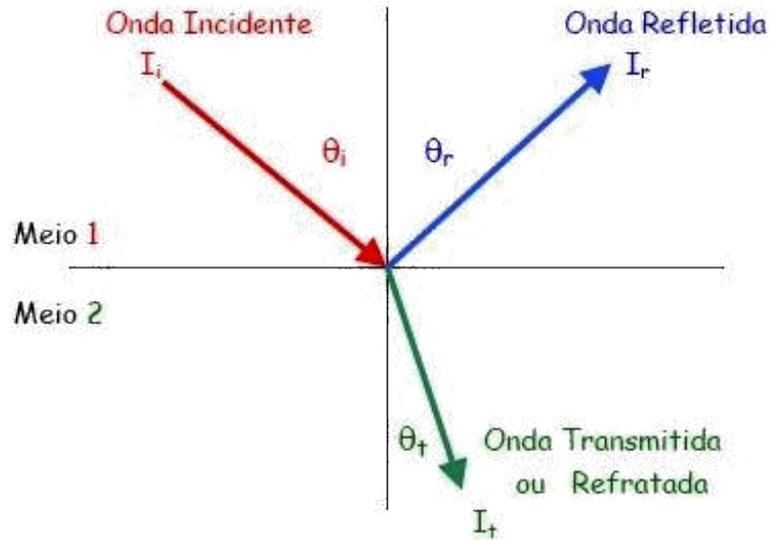


Figura 2.7: Representação da reflexão e transmissão de uma onda incidente em uma superfície que separa dois meios com diferentes impedâncias acústicas.

A relação entre as velocidades e ângulos de propagação das ondas acústicas obedece a Lei de Snell, sendo expressa pela equação:

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{\text{sen}\theta_1}{\text{sen}\theta_2}, \quad (2.13)$$

onde:

- $C_1$  é a velocidade de propagação da onda no meio 1;
- $C_2$  é a velocidade de propagação da onda no meio 2;
- $\theta_1$  é o ângulo de incidência da onda;
- $\theta_2$  é o ângulo de refração da onda.

A impedância acústica de um meio está relacionada com a resistência ou dificuldade desse meio à passagem do som. Corresponde ao produto da densidade do material pela velocidade do som no mesmo e, portanto, existem impedâncias acústicas relativas à propagação das ondas longitudinais e das ondas transversais. As impedâncias acústicas relativas à propagação das ondas são expressas pelas equações abaixo:

$$Z_l = \rho C_l, \quad (2.14)$$

$$Z_t = \rho C_t, \quad (2.15)$$

onde:

- $Z_l$  e  $Z_t$  são as impedâncias acústicas longitudinais e transversais, respectivamente;
- $\rho$  é a densidade do material;
- $C_l$  e  $C_t$  são as velocidades de propagação das ondas longitudinais e transversais no meio, respectivamente.

Se considerarmos a Eq. 2.14 e a Eq. 2.15, é possível reescrever a Eq. 2.13 (Lei de Snell) da seguinte maneira:

$$\frac{Z_1}{Z_2} = \frac{\text{sen}\theta_1}{\text{sen}\theta_2}, \quad (2.16)$$

onde  $Z_1$  e  $Z_2$  são as impedâncias acústicas dos meios 1 e 2, respectivamente.

Quando o feixe sonoro atravessa uma interface entre dois meios com a mesma impedância acústica, não há reflexão e a onda é toda transmitida ao segundo meio. Por outro lado, quanto maior a diferença de impedância entre os dois meios, maior será a intensidade da reflexão.

A Tab. 2.2 apresenta valores de impedâncias acústicas relativas à propagação das ondas longitudinais em materiais e substâncias normalmente encontrados no armazenamento ou condução de misturas bifásicas (KRAUTKRAMER e KRAUTKRAMER [15] e KUTTRUFF [16]).

Tabela 2.2: Impedâncias acústicas relativas à propagação de ondas longitudinais.

Material	Impedância Acústica ( $Z$ ) ( $\text{Kg}/\text{m}^2\text{s}$ )
Aço Inoxidável (Série 300)	$45,5 \times 10^6$
Acrílico	$3,2 \times 10^6$
Alumínio	$17,2 \times 10^6$
Água ( $20^\circ\text{C}$ )	$1,48 \times 10^6$
Ar ( $0^\circ\text{C}$ )	$0,0033 \times 10^6$

A Tab. 2.2 mostra que existe uma grande diferença entre as impedâncias acústicas do ar e da água, o que acaba gerando fortes reflexões nas interfaces entre esses dois materiais. Isso é de fundamental importância para a utilização do ultrassom no estudo de escoamentos bifásicos, uma vez que a onda que se propaga pela água, reflete-se, quase integralmente, quando encontra uma interface água-ar.

## 2.3 Técnicas de Medição para Escoamentos Multifásicos

Em função da importância de se determinar as propriedades e parâmetros de escoamentos multifásicos, ao longo dos anos, diversas técnicas vêm sendo desenvolvidas

para esse fim, utilizando-se diferentes princípios físicos. Naturalmente, cada técnica tende a apresentar vantagens e desvantagens em relação às outras, sendo a opção por sua aplicação definida a partir de avaliações que levem em consideração aspectos técnicos e econômicos, caso a caso.

De modo a contribuir para a avaliação das técnicas de medição de escoamentos multifásicos, é comum buscar-se classificar as mesmas, segundo critérios adequados, que as diferencie entre si, possibilitando algum tipo de comparação. Há na literatura científica, diversos trabalhos e autores que propuseram diferentes classificações para tais técnicas, dentre eles: JONES JR. e DELHAYE [17], ROUHANI e SOHAL [18], SNOEK [19], HARVEL e CHANG [20] e TIBIRICA *et al.* [21].

O sucesso de uma técnica de medição aplicada a escoamentos multifásicos depende da capacidade dessa técnica em lidar com os problemas inerentes à medição de parâmetros que são fortemente influenciados pelas deformações nas interfaces, pelas intensas flutuações temporais das propriedades físicas e pela complexidade geométrica dos sistemas e processos envolvidos (JONES JR. e DELHAYE [17]).

Uma primeira, e quase intuitiva, classificação que se pode fazer em relação às técnicas de medição para escoamentos multifásicos é separá-las em técnicas invasivas e não-invasivas:

- Técnicas Invasivas são aquelas que interagem diretamente com o escoamento. Utilizam-se, normalmente, da medição de propriedades elétricas do meio bifásico por meio de eletrodos, procurando relacioná-las com parâmetros bifásicos.
- Técnicas Não-Invasivas são aquelas onde não há interação direta com o escoamento. Seriam exemplos, as técnicas de visualização, atenuação de radiação (Raios X, Raios  $\gamma$  e neutronografia) e técnicas ultrassônicas.

Faz-se importante ter em mente esse critério de classificação no momento da escolha da técnica de medição a ser utilizada, visto que o fato das técnicas invasivas interagirem diretamente com o escoamento, faz com que esta possa ter influência sobre o escoamento, modificando localmente alguns de seus parâmetros.

ROUHANI e SOHAL [18] estabeleceram uma classificação das técnicas de medição em outros dois grupos distintos:

- Técnicas de Observação Direta, que, como o nome indica, incluem as técnicas de visualização, raios-X, raios  $\gamma$ , sensores elétricos e óticos.
- Técnicas de Observação Indireta, onde se faz necessário a análise de sinais provenientes de sensores de pressão estática, detetores de raios-X, detetores de nêutrons térmicos ou transdutores de ultrassom.

Já HARVEL e CHANG [20] examinaram técnicas que se utilizam das propriedades eletrostáticas das fases de um escoamento multifásico e as classificaram em: Técnicas Capacitivas, Técnicas Condutivas, Técnicas Resistivas, Descarga de Corona, Técnicas de Ultrassom, Técnicas de Radiação. Outras técnicas e aparatos eletrostáticos foram analisados por esses autores, havendo uma extensa lista de referências bibliográficas.

Em função da grande variedade de técnicas atualmente disponíveis para medição de escoamentos multifásicos utilizando diferentes princípios físicos, TIBIRICA *et al.* [21] propuseram uma nova forma de classificação dessas técnicas, levando em consideração a natureza do sinal e o princípio de medição, de modo a agrupar os métodos semelhantes e descrevê-los de uma maneira mais organizada. As técnicas são agrupadas em 4 grandes grupos: Técnicas Acústicas, Técnicas Elétricas, Técnicas Óticas e Técnicas Nucleônicas.

### **Técnicas Acústicas**

A técnicas acústicas, fundamentalmente, consistem nas ondas ultrassônicas e vêm sendo uma importante ferramenta na caracterização de escoamentos multifásicos. A técnica ultrassônica se baseia no fato de que as ondas ultrassônicas são atenuadas e refletidas quando encontram descontinuidades em um meio, tais como as interfaces gás-líquido. Desta forma, uma série de parâmetros multifásicos podem ser medidos através do uso dessa técnica. Levando-se em conta as outras formas de classificação apresentadas anteriormente, pode-se dizer que a técnica ultrassônica seria, então, uma técnica acústica de observação indireta e não-invasiva.

### **Técnicas Elétricas**

Técnicas elétricas utilizam-se, usualmente, da medição da impedância elétrica do meio bifásico por meio de eletrodos, buscando, assim, relacioná-la com parâmetros do escoamento. Elas se subdividem em técnicas resistivas e técnicas capacitivas:

*Técnicas Condutivas ou Resistivas* consistem na imposição de uma diferença de potencial elétrico entre eletrodos e na medição da corrente resultante. Como as fases líquido e gás apresentam diferentes condutividades elétricas, tais resultados podem ser relacionados com parâmetros do escoamento multifásico.

Como exemplo desse tipo de técnica, pode-se citar a Anemometria de Filme Quente (AFQ), cujo funcionamento baseia-se na transferência de calor de um pequeno sensor aquecido eletricamente e exposto ao escoamento, estabelecendo uma relação de pertinência entre a velocidade do escoamento e a resistência observada no filamento aquecido.

*Técnicas Capacitivas* se baseiam no fato de que, quando duas placas metálicas submetidas a uma corrente elétrica são confrontadas uma à outra, cria-se uma capacitância cujo valor depende da área das placas, da distância entre elas e da constante

dielétrica do meio entre as mesmas. Se o meio for composto pelas fases líquido e gás, cujas constantes dielétricas possuem diferentes valores, a capacitância irá variar de acordo com a morfologia do escoamento. Desta forma, é possível relacionar os resultados com parâmetros do escoamento multifásico.

Nesta categoria, pode-se citar como exemplo a técnica de Tomografia de Sensores de Malha de Eletrodos, desenvolvida por PRASSER *et al.* [3] e, a partir de então, muito utilizada no estudo de escoamentos multifásicos. O sensor de malha de eletrodos é um dispositivo que permite a visualização de escoamentos, com alta resolução espacial e temporal e é constituído por dois planos de fios (eletrodos) estendidos ao longo do tubo. Os planos de eletrodos transmissores e receptores se cruzam em ângulos de  $90^\circ$  e estão separados por uma pequena distância. Em um mesmo plano, os eletrodos são igualmente espaçados ao longo da seção transversal da tubulação. A eletrônica do sistema é capaz de calcular a capacitância em cada um dos cruzamentos, determinando assim a distribuição instantânea das fases na seção transversal do tubo.

As técnicas elétricas, em geral, são técnicas intrusivas, uma vez que precisam interagir com o meio, tornando-se, muitas vezes, susceptíveis a vazamentos. Além disso, devido ao fato dos eletrodos permanecerem fixos nos locais de medição, torna-se, muitas vezes, difícil a sua calibração e quase impossível a alteração dos pontos de medição.

## **Técnicas Óticas**

As técnicas óticas podem ser subdivididas e descritas conforme a seguir:

*Técnicas de Detecção de Interface* se baseiam na detecção das interfaces, por exemplo a interface gás-líquido. A luz emitida por cada fase pode apresentar diferentes características, como cor e intensidade, de tal modo que gradientes de luz são gerados nessas interfaces.

Câmeras fotográficas e câmeras de vídeo de alta velocidade (técnicas de visualização) são utilizadas para registrar imagens do escoamento multifásico, que, posteriormente, são analisadas para determinar parâmetros característicos do escoamento, tais como perfil, tamanho e velocidade das bolhas.

Outras diferentes técnicas podem ser usadas para criar gradientes de luz nas interfaces, tais como líquidos coloridos, sombras, introdução de partículas e de corantes fluorescentes. As interfaces podem também ser detectadas através de métodos baseados na reflexão externa da luz. Nesses casos, a imobilidade da fonte de luz, lentes, espelhos e sensores de luz deve ser assegurada e o sistema não pode ser submetido a nenhum tipo de vibração.

*Técnicas de Atenuação da Luz* se baseiam na capacidade de um meio translúcido absorver luz visível, o que, conseqüentemente, causa uma atenuação da intensidade

da luz durante sua passagem através desse meio. Diferentes fluidos absorvem radiação em diferentes comprimentos de onda. Desta forma, não apenas a luz visível é considerada quando se utiliza essa técnica, mas também o infravermelho e as microondas. Basicamente, essa técnica envolve uma fonte de feixes de laser, lentes e um sensor adequado. O feixe de laser é lançado no escoamento em um tubo transparente e sua intensidade é medida após passar pelo mesmo. Essa atenuação pode ser, então, relacionada com os parâmetros e morfologia do escoamento, fornecendo informações sobre o mesmo.

*Técnicas de Total Reflexão Interna da Luz* se baseiam no fato de que, quando a radiação passa de um meio transparente a outro, uma parte de sua intensidade é refletida pela interface e a outra parte penetra no segundo meio, segundo um ângulo de refração medido a partir de uma linha normal à interface e definido pela lei de Snell. Quando a radiação (luz) propaga-se de um meio a outro que possui índice de refração menor que o primeiro, a radiação é totalmente refletida para o meio incidente para ângulos maiores ou igual a um determinado valor crítico. Este princípio pode ser utilizado para a medição de alguns parâmetros de escoamento multifásico.

*Técnicas de Sombra de Feixe de Laser* envolvem uma fonte única colimada de luz e se baseia no fato de que, quando a luz que incide não perpendicularmente a uma interface, encontra um segundo meio transparente, parte dessa luz é refletida e parte é refratada. Esta distorção cria uma variação espacial na intensidade da luz que pode ser detectada tanto por observação visual, quanto por transdutores óticos e relacionados com os parâmetros do escoamento multifásico. Um exemplo seria a Técnica de Sombra Pulsada (*Pulsed Shadow Technique - PST*).

*Técnicas de Espalhamento de Feixe de Laser* se baseiam no espalhamento da luz promovido por partículas muito menores que o comprimento de onda da luz, dissolvidas na fase líquida e também permitem a determinação e estudo de parâmetros de escoamentos multifásicos.

*Técnicas de Intensidade de Fluorescência* se baseiam tanto na adição de corantes a uma base líquida como na alteração desse corante de uma forma sem cor para uma colorida quando irradiado com um comprimento de onda específico. A intensidade dessa cor aumenta com o aumento do número de moléculas de corante e isso pode ser usado na caracterização de alguns parâmetros multifásicos. Como exemplo desse tipo de técnica, pode-se citar a Fluorescência Induzida por Laser (*Laser Induced Fluorescence - LIF*).

*Técnicas de Deslocamento de Foco de Laser* envolvem um feixe cônico de laser passando por um espelho e por lentes objetivas, consecutivamente. Assim, a luz refletida pelo alvo (interface gás-líquido, por exemplo) passa de volta na lente objetiva, reflete no espelho e depois de passar por um orifício, alcança um sensor. Tal

fato pode ser utilizado em estudos de escoamentos multifásicos.

*Técnicas de Interferometria* são baseadas em interferências óticas que correspondem à interação de duas ou mais ondas luminosas produzindo uma irradiância resultante que se desvia da soma das componentes das irradiâncias.

As técnicas óticas, embora na maioria das vezes sejam técnicas não invasivas, apresentam a desvantagem de necessitar de tubulações transparentes para a sua aplicação, além de não poder ser utilizada em fluidos opacos.

### **Técnicas Nucleônicas**

Técnicas nucleônicas são baseadas na atenuação de radiação (nêutron, raios X e raios  $\gamma$ ) durante sua passagem através da estrutura do escoamento multifásico. Uma vez que a atenuação em líquidos e sólidos é maior que aquela em gases, a perda de intensidade na radiação depois de passar pelo escoamento é uma forma de identificar a estrutura desse escoamento.

Os dispositivos para sua aplicação incluem fontes blindadas, havendo uma abertura com colimador para formar o feixe de radiação e um sensor para detectar a intensidade da radiação atenuada.

Essas técnicas apresentam como maior desvantagem a necessidade de um aparato de proteção radiológica, o que aumenta os custos e reduz a viabilidade de sua aplicação.

## **2.4 Técnicas Ultrassônicas para Escoamentos Multifásicos**

As técnicas ultrassônicas, por se tratarem, conforme já visto anteriormente, de técnicas não-intrusivas, tornaram-se bastante interessantes para serem aplicadas no estudo de escoamentos multifásicos, visto que seus transdutores não interagem fisicamente com o escoamento e, portanto, não causam modificações em seus parâmetros. A aplicação das técnicas, propriamente dita, não necessita de cuidados especiais de proteção para os seus operadores, além de apresentar baixo custo e poder ser utilizada em escoamentos a altas pressões e temperaturas. Outra vantagem, principalmente em relação às técnicas óticas, é o fato das técnicas ultrassônicas poderem ser aplicadas em tubulações e recipientes de diferentes materiais e em fluidos transparentes ou opacos.

Em geral, as técnicas ultrassônicas para estudo de escoamentos multifásicos, costumam ser classificadas em: técnicas ultrassônicas por pulso-eco, por transmissão e por efeito Doppler.

A aplicação da técnica por pulso-eco utiliza-se de transdutores que exercem, simultaneamente, a função de emissores e receptores das ondas ultrassônicas. Tais

transdutores emitem pulsos de ondas ultrassônicas, em intervalos periódicos, que atravessam a parede do tubo e propagam-se através do escoamento. Ao encontrarem uma descontinuidade, como a interface gás-líquido, ou alguma interface refletora, como a parede do tubo no lado oposto à emissão, essas ondas são refletidas e retornam ao transdutor pelo mesmo caminho. Desta forma, podem ser obtidas informações a respeito dos tempos de trânsito e de atenuações das ondas ultrassônicas, o que permite, através de uma interpretação adequada, a determinação de uma série de parâmetros desse escoamento.

Na técnica ultrassônica por transmissão são utilizados dois transdutores, um emissor e outro receptor. Esses transdutores são posicionados em lados opostos do tubo e alinhados segundo o mesmo eixo. Um transdutor emite pulsos de ondas ultrassônicas que atravessam a parede do tubo, propagam-se através do escoamento, atravessam a parede oposta e são captados pelo segundo transdutor. Tal qual ocorre na técnica por pulso-eco, é através das informações relativas aos tempos de trânsito ou das atenuações das ondas ultrassônicas que é realizada a análise dos parâmetros do escoamento.

O princípio de técnicas por efeito Doppler, em geral, baseia-se no movimento relativo entre as ondas emitidas por um transdutor e as ondas refletidas por interfaces, por exemplo interfaces gás-líquido, que apresentam entre si variações de frequência. A essas variações de frequência normalmente atribui-se o nome de desvios Doppler ou desvios de frequência. Deste modo, a técnica ultrassônica por efeito Doppler mede os desvios de frequência entre as velocidades das ondas ultrassônicas emitidas pelo transdutor e as refletidas por interfaces dispersas no meio líquido, possibilitando a determinação de parâmetros do escoamento.

Todas essas técnicas ultrassônicas podem ser aplicadas em escoamentos bifásicos verticais, horizontais ou inclinados para medição de velocidades de fases, alturas de interfaces, frações de vazão, comprimentos de bolhas alongadas, entre outros parâmetros.

Segundo FACCINI [22], que realizou uma breve, porém interessante, revisão histórica das descobertas e aplicações relacionadas com ultrassom, pode-se considerar que a aplicação de técnicas ultrassônicas às medições de escoamentos teve início a partir da invenção do SONAR (*Sound Navigation and Ranging*), que vem a ser um dispositivo emissor/receptor de ondas sonoras sob a água que permite a identificação e medição da distância de um corpo material submerso, em relação ao ponto onde se encontra o dispositivo. A motivação para o desenvolvimento do SONAR teria sido o naufrágio do Titanic, ocorrido em 1912, e o auxílio à navegação de uma nova arma de guerra, empregada pela primeira vez durante a I Guerra Mundial: o submarino.

Já para escoamentos no interior de dutos, a primeira aplicação da técnica ultrassônica talvez tenha sido na medição de vazão, cuja primeira patente para um

medidor ultrassônico de vazão para utilização em tubulações comerciais é atribuída à Rutten, em 1928, na Alemanha.

Em função da grande importância das medições das vazões volumétricas e vazões mássicas na engenharia de processos em redes de dutos fechados, grande interesse a respeito da utilização da técnica ultrassônica para esse fim foi despertado, gerando uma série de estudos e trabalhos publicados na literatura, dentre os quais pode-se citar: KALMUS [23], DEL GROSSO e SPURLOCK [24], LYNNWORTH [25], LYNNWORTH [26], LYNNWORTH [27], LYNNWORTH e MAGORI [28], ROOSNEK [29], SANDERSON e YEUNG [30], AO *et al.* [31], entre outros. Ainda assim, somente na década de 70, do século passado, é que foram produzidos os primeiros medidores industriais, o que pode ser atribuído ao forte desenvolvimento da área de eletrônica, em particular em sistemas de chaveamento, microprocessadores, multiplexadores, sistemas de frequências duplas AM/FM e filtros antirruídos (FACCINI [22]).

Um dos primeiros trabalhos, utilizando a técnica pulso-eco para a medição de escoamentos multifásicos, foi realizado por DUFFEY e HALL [32]. Esses autores desenvolveram um sistema ultrassônico para detecção da interface líquido-vapor em bolhas geradas em uma superfície aquecida e imersa em água estagnada, através da medição dos tempos de trânsito dos sinais ultrassônicos que percorriam a fase líquida e eram refletidos na interface, retornando ao transdutor. Os resultados foram comparados com aqueles obtidos com um sistema de vídeo de alta velocidade. Segundo os autores, os resultados apresentados foram considerados excelentes e o sistema ultrassônico desenvolvido foi capaz de detectar as interfaces líquido-vapor para velocidades de crescimento das bolhas de até 100m/s.

Um sistema ultrassônico, utilizando um gerador de pulsos de frequência variável, foi desenvolvido por POOLE [33] para a detecção do movimento transitório de interfaces líquido-vapor. Esse sistema representou um aperfeiçoamento daquele reportado anteriormente por DUFFEY e HALL [32] e sua utilização permitiu a detecção de bolhas com diâmetros da ordem de 1mm e velocidades de crescimento de até 400m/s.

A partir daí, a técnica ultrassônica por pulso-eco passou a ser utilizada, em escoamentos multifásicos, com diferentes objetivos. BANERJEE e LAHEY JR. [34] e MORALA *et al.* [35] a utilizaram para observar a localização e o tamanho de uma bolha individual em um meio líquido. MATIKAINEN *et al.* [36] e ISHIGAKI *et al.* [37] utilizaram a técnica para analisar o comportamento de jatos de gás em líquidos. A técnica foi ainda aplicada para a caracterização de padrões de escoamento e para a medição da espessura de filmes líquidos, incluindo-se aqueles produzidos a partir da condensação de vapor em superfícies resfriadas.

CHANG *et al.* [38] utilizaram a técnica por pulso-eco para realizar um estudo de medição de altura de líquido e caracterização dos padrões de escoamentos bifásicos

horizontais água-ar e mercúrio-ar. Na primeira parte do trabalho, esses autores utilizaram tubos cilíndricos de diferentes diâmetros internos, na posição horizontal e fechados nas extremidades. Esses tubos eram cheios, gradualmente, com volumes conhecidos dos dois líquidos de trabalho, no caso água e mercúrio, sendo a temperatura do líquido constantemente monitorada, de modo a se obter as velocidades de propagação do som, em função da temperatura, por meio de tabelas termodinâmicas de vapor. Posicionando adequadamente um transdutor pulso-eco na parte inferior do tubo, foi possível determinar os valores das alturas de líquido, para diferentes temperaturas da água e do mercúrio, através dos tempos de trânsito dos sinais ultrassônicos refletidos na interface ar-líquido. Foi observada uma boa concordância entre os valores de altura determinados pela técnica ultrassônica e aqueles calculados em função dos volumes de líquido introduzidos nos tubos.

A segunda parte deste trabalho teve como objetivo caracterizar qualitativamente padrões de escoamentos horizontais água-ar e mercúrio-ar. Para isso, os autores simularam escoamentos no interior de tubos, classificando-os, visualmente, como monofásico de água, estratificados suaves e ondulados, slug e bolhas dispersas, para o sistema água-ar e monofásico de mercúrio, estratificados suaves e ondulados e slug, para o sistema mercúrio-ar. Utilizando o mesmo sistema usado na primeira parte do trabalho, CHANG *et al.* [38] observaram ondas características para cada um dos padrões simulados, concluindo que a técnica ultrassônica empregada foi capaz de identificar, de modo claro, cada um dos padrões de escoamento.

PARK e CHUN [39] realizaram um estudo com o objetivo de avaliar os efeitos da espessura da parede, da frequência ultrassônica e da impedância acústica do material da parede, na medição da espessura de filmes líquidos através da técnica ultrassônica por pulso-eco. Foram realizadas uma série de medições de tais parâmetros em um sistema horizontal ar-água estratificado, empregando-se seções de testes do tipo superfícies planas ou na forma de tubos. Durante os experimentos, foram variadas as espessuras das paredes das seções de testes e a frequência do transdutor. Para examinar o efeito da impedância acústica do material da parede nas medições, foram utilizados aço inoxidável e poliacrilato, como materiais.

Esses autores concluíram que a técnica pode ser usada para a medição da espessura de filmes no interior de tubos quando a espessura da parede for maior que um valor mínimo dado pela seguinte expressão:

$$\delta_{w,min} \geq \frac{NC_w}{2f}, \quad (2.17)$$

onde:

- $\delta_{w,min}$  é a espessura mínima da parede;
- $N$  é o número de ciclos no pulso ultrassônico;

- $C_w$  é a velocidade de propagação da onda ultrassônica no material da parede;
- $f$  é a frequência da onda ultrassônica.

Além disso, a impedância acústica do material da parede precisa ser suficientemente baixa, de modo a permitir a identificação da interface ar-líquido.

LU *et al.* [40] usaram a técnica ultrassônica pulso-eco para medir a espessura de filmes líquidos gerados a partir do processo de condensação na superfície inferior resfriada de um duto. Medindo-se essas espessuras em diferentes pontos ao longo da superfície de condensação, podem ser determinados os coeficientes de transferência de calor por convecção médios e locais. A validade da técnica ultrassônica aplicada foi estabelecida comparando-se os coeficientes médios de transferência de calor obtidos a partir das medições de espessura dos filmes condensados com aqueles medidos através da coleta do condensado e através da medição da taxa de transferência de massa do escoamento e do aumento da temperatura do fluido refrigerante utilizado para resfriar a superfície de condensação.

Esses autores verificaram que, para o sistema ultrassônico por eles utilizado na realização desse trabalho, a técnica pulso-eco poderia ser aplicada para a medição da espessura de filmes líquidos, desde que esse filme fosse suave ou apresentasse pequenas amplitudes nas ondulações superficiais. Para a medição dessas espessuras na presença de ondulações superficiais mais significativas, seria necessário um esforço no sentido de obter-se os sinais em modo digital e com uma maior taxa de aquisição de dados.

CHANG e MORALA [41] utilizaram a técnica por pulso-eco para medir o nível instantâneo de líquido ou geometria interfacial, a fração de vazios e a área interfacial no escoamento bifásico gás-líquido.

As interfaces entre as fases, durante um escoamento, não apresentam comportamento estacionário, mas sim são dinamicamente alteradas pela estrutura do escoamento. Segundo CHANG e MORALA [41], essa seria a razão para que técnica ultrassônica por pulso-eco não fosse, até aquele momento, mais explorada no estudo de escoamentos bifásicos.

Para demonstrar o processamento de sinal envolvido, na técnica por pulso-eco, esses autores apresentaram uma figura onde se pode observar um escoamento ondulado (Fig. 2.8a) e seus correspondentes sinais obtidos para a onda ultrassônica (Fig. 2.8b). O pulso incidente é periodicamente gerado a taxas superiores aos tempos de trânsito envolvidos no processo ( $T_1, T_2, T_3, \dots, T_n$ ) e rápido o suficiente para detectar o movimento da interface. Os valores individuais dos tempos de trânsito ( $T$ ) foram apresentados, graficamente, em função do número de incidência,  $I_n$ , como visto na figura 2.8c.

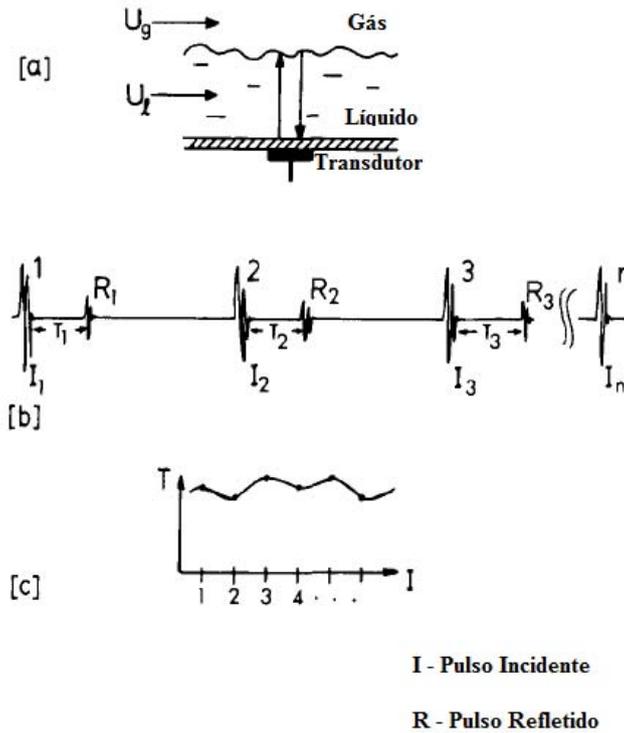


Figura 2.8: Sinais ultrassônicos obtidos em uma interface ondulada típica (Chang e Morala [41]).

Se a velocidade do som,  $C$ , é conhecida para o meio líquido de trabalho, então o nível instantâneo de líquido,  $S(t)$ , pode ser determinado através da seguinte relação:

$$S(t) = \frac{1}{2}CT, \quad (2.18)$$

onde  $C$  é a velocidade do som no meio líquido e  $T$  é o tempo de trânsito entre a emissão e a recepção da onda ultrassônica.

CHANG e MORALA [41] concluíram, então, que a técnica ultrassônica por pulso-eco poderia ser aplicada na medição da área interfacial, do nível instantâneo de líquido e da fração de vazio média no tempo para sistemas bifásicos horizontais. Mais do que isso, esses autores afirmaram que a utilização de dois transdutores, adequadamente sincronizados, torna possível a medição da velocidade de bolhas em escoamentos bifásicos.

KAMEI e SERIZAWA [42] utilizaram a técnica ultrassônica por pulso-eco para desenvolver um método para medir o comportamento de filmes líquidos que variam no tempo e no espaço, formado na parte externa de pequenos tubos, como uma barra de combustível nuclear. Este método incorpora um refletor, que gira a uma velocidade de até 15.000 rpm. Através do posicionamento adequado dos componentes do sistema e de um processamento adequado dos sinais, foi possível obter, em interva-

los de tempo de 4 ms, uma imagem reconstruída da distribuição circunferencial da espessura do filme líquido, em torno do tubo.

O aparato experimental utilizado por esses autores é mostrado na Fig. 2.9. A seção de testes consiste de um anel com 1000 mm de comprimento, formado por um tubo com 30 mm de diâmetro interno e outro com 15 mm de diâmetro externo, simulando barras de combustível nuclear. Ambos os tubos são feitos de resina acrílica transparente para permitir a observação visual. As vazões de ar e água foram controladas, sendo esses componentes levados até um misturador, onde a água é injetada no ar escoando na parte externa do tubo menor, através de uma fenda estreita formada em torno da periferia do tubo. As distribuições de espessura do filme de líquido em torno do tubo foram medidas pelo dispositivo de medição desenvolvido, que foi posicionado no tubo interno e localizado a 950 mm da entrada da seção de testes.

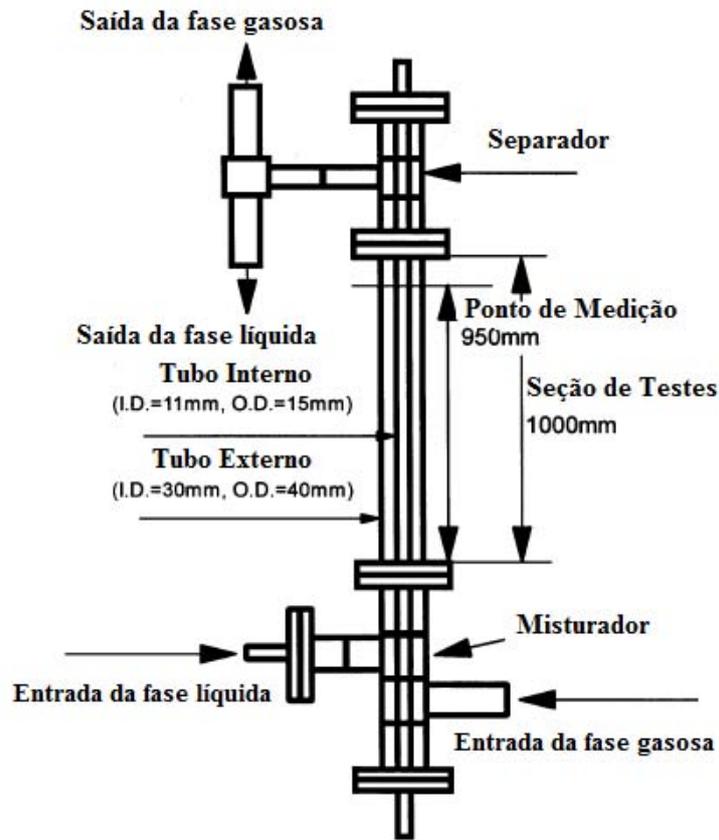


Figura 2.9: Esquema do aparato experimental usado por Kamei e Serizawa [42].

A Fig. 2.10 apresenta um esquema do novo dispositivo ultrassônico com refletor giratório, desenvolvido por KAMEI e SERIZAWA [42].

Segundo esses autores, os testes realizados com escoamento de filme anular no sistema água-ar mostrou, claramente, a natureza promissora do método desenvolvido. O tempo para a formação de cada imagem de distribuição da espessura do

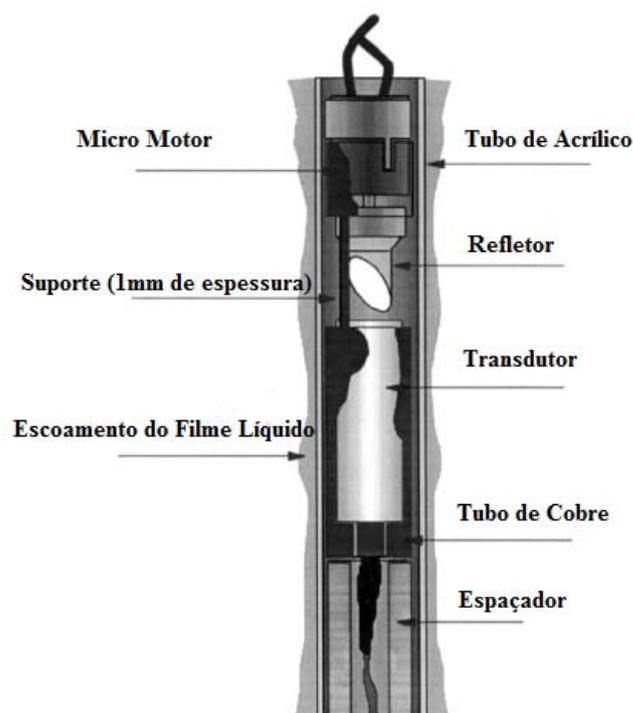


Figura 2.10: Esquema do dispositivo ultrassônico desenvolvido por Kamei e Serizawa [42].

filme pode ser reduzido através do aumento da velocidade de rotação do refletor.

Outros trabalhos podem ser encontrados na literatura com o objetivo de medir e estudar filmes líquidos, utilizando técnicas ultrassônicas, com base nos tempos de trânsito do pulso. Dentre esses trabalhos pode-se citar CHEN *et al.* [43] que fizeram um monitoramento ultrassônico do movimento interfacial de filmes líquidos condensados e não-condensados e KIMBALL *et al.* [44] que realizaram medições da espessura de filmes líquidos condensados, utilizando a técnica ultrassônica.

No que se refere à técnica ultrassônica por transmissão, um dos primeiros trabalhos realizados pode ser atribuído à LYNWORTH *et al.* [45], que aplicaram a técnica para a medição da velocidade de um escoamento bifásico gás-líquido com bolhas de vapor dispersas em polietileno líquido.

Interações entre bolhas isoladas ou de baixa densidade com as ondas ultrassônicas foram estudadas, teoricamente, por MORALA *et al.* [35] e JONES *et al.* [46] com o objetivo de aplicar a técnica por transmissão na determinação da velocidade e do comprimento de bolhas. BENSLEER *et al.* [47] e DELHAYE [48] ampliaram a aplicação da técnica para a determinação da área interfacial em escoamentos de bolhas dispersas.

CHANG *et al.* [49] desenvolveram uma técnica por transmissão para a medição da fração de vazios em colunas de borbulhamento gás-líquido verticais, introduzindo melhorias em relação ao modelo anteriormente apresentado por MORALA *et al.* [35],

enquanto que, em outro estudo, a técnica por transmissão foi aplicada, por CHANG e MORALA [41], para medir a área interfacial média no tempo, para sistemas possuindo muitas interfaces, como é o caso do escoamento de bolhas dispersas.

A aplicação da técnica ultrassônica por efeito Doppler apresenta relativa vantagem quando aplicada à medição das velocidades das fases líquida e gasosa, em escoamentos com baixas frações de vazio (BANERJEE e LAHEY JR. [34] e LYNNWORTH [50]). Entretanto, segundo CHANG e MORALA [41], os trabalhos realizados com a técnica indicariam que velocidades para bolhas isoladas poderiam ser medidas, enquanto que a análise dos dados se torna mais difícil quando muitas bolhas estão presentes.

BOYER *et al.* [51] avaliaram a utilização da técnica por efeito Doppler em escoamentos gás-líquido e verificaram que a aplicação desta técnica exige um foco pontual do feixe ultrassônico, uma vez que a resolução espacial e a relação sinal-ruído diminuem com o aumento da distância do transdutor.

Atualmente, é muito comum encontrar-se trabalhos que utilizam-se das técnicas ultrassônicas de modo complementar, aproveitando-se das vantagens e do potencial de cada uma delas.

FACCINI *et al.* [52] utilizaram uma técnica híbrida, que combinava as técnicas por pulso-eco e transmissão, para identificar os padrões de escoamento e medir a fração de vazios em escoamentos horizontais bifásicos estratificados e intermitentes em uma tubulação com diâmetro de 50,8 mm. Em outro trabalho, FACCINI *et al.* [53] aplicaram as técnicas ultrassônicas por pulso-eco e transmissão para medir a espessura do filme de líquido sob a bolha e a velocidade do pistão de líquido em escoamento pistonado horizontal, também, em tubulação com diâmetro de 50,8 mm.

As técnicas ultrassônicas podem ainda ser utilizadas de forma combinada com outras técnicas não-ultrassônicas, bem como em conjunto com metodologias matemáticas e de modelagem computacional. CARVALHO *et al.* [6] aplicaram as técnicas ultrassônica e de visualização com câmera de vídeo de alta velocidade para estudar a estrutura de escoamentos água-ar de bolhas dispersas. FACCINI *et al.* [53] usaram as técnicas ultrassônicas em conjunto com câmeras de vídeo de alta resolução para estudar as bolhas alongadas em escoamentos pistonados.

XU *et al.* [54], XU e XU [55], ABDUL HAHIM *et al.* [56], entre outros, buscaram desenvolver técnicas de tomografia por ultrassom para a obtenção de imagens do escoamento bifásico gás-líquido, possibilitando, por exemplo, a identificação de padrões de escoamento.

SUPARDAN *et al.* [57] estudaram o “holdup” local de gás e a transferência de massa em coluna de borbulhamento usando a técnica ultrassônica em conjunto com redes neurais. Já FACCINI *et al.* [58] utilizaram as técnicas ultrassônicas por pulso-eco e transmissão para a medição das interfaces gás-líquido em condições dinâmicas

de escoamento, juntamente com uma seção de modelagem numérica com formulação matemática baseada nas equações de Navier-Stokes médias de Reynolds e no modelo de turbulência  $\kappa - \omega$  (energia cinética turbulenta - taxa de dissipação turbulenta específica).

É possível, assim, perceber o grande, e já reconhecido, potencial das técnicas ultrassônicas no estudo dos escoamentos multifásicos, em particular do escoamento bifásico gás-líquido, e na determinação de seus diferentes parâmetros.

## 2.5 O Escoamento Intermitente Vertical de Bolhas Alongadas (*Slug Flow*)

O comportamento de uma bolha de gás lançada numa coluna de líquido contida em tubos verticais depende de seu tamanho. Quando as bolhas são muito pequenas, estas tendem a tomar uma forma esférica e se movimentar de forma vertical e retilínea. Bolhas um pouco maiores tomam formas elipsoidais e irregulares, tendendo a movimentar-se em trajetórias helicoidais ou em zig-zag. Aumentando-se ainda mais o tamanho das bolhas, estas ganham um formato de calota esférica e, novamente, se movimentam de forma retilínea. Finalmente, maiores aumentos de tamanho das bolhas, levam a um formato cilíndrico, definido pela restrição das paredes do tubo.

### 2.5.1 Movimento Ascendente de Bolhas Alongadas

O ponto de partida para estudos relacionados com o movimento de bolhas de gás pode ser atribuído à HADAMARD [59] e a RYBCZYNSKI [60], que supuseram formatos esféricos para as bolhas que estudaram. Tais trabalhos foram publicados no ano de 1911.

Já no caso de bolhas cilíndricas ascendendo em colunas de líquido, no caso água, os primeiros estudos podem ser atribuídos à GIBSON [61], publicado no ano de 1913. Entretanto, os trabalhos mais amplamente citados na literatura científica e considerados como pioneiros no estudo de bolhas cilíndricas ou alongadas são aqueles desenvolvidos por DUMITRESCU [62] e por DAVIES e TAYLOR [63] e publicados em 1943 e 1950, respectivamente.

Entre outras conclusões, que serão melhor apresentadas na sequência deste trabalho, DUMITRESCU [62] calculou o formato aproximado de uma bolha cilíndrica ascendendo em um tubo vertical a partir de considerações teóricas e chegou à conclusão de que esta bolha teria um nariz arredondado e se assemelharia a um projétil. Da mesma forma, DAVIES e TAYLOR [63] mostraram através de cálculos e fotografias, que tais bolhas, quando ascendem em tubos cilíndricos, realmente possuem esse formato. Por esta razão, tais bolhas são conhecidas, na literatura, como “Bolhas de

Dumitrescu”, “Bolhas de Dumitrescu-Taylor” ou, ainda mais comumente, como “Bolhas de Taylor”. Neste trabalho, para esse tipo de bolha serão utilizados os termos mais usualmente encontrados na literatura, a saber: “Bolhas de Taylor”, “Bolhas Alongadas” e “Bolhas em Forma de Projétil” (*Bullet-Shaped Bubbles*). Este tipo de bolha é aquele que caracteriza o padrão de escoamento conhecido como intermitente de bolhas alongadas.

Para descrever a natureza do escoamento de bolhas alongadas, vários modelos foram desenvolvidos. Estes modelos são baseados no conceito de célula unitária equivalente, introduzido pela primeira vez por WALLIS [11] e desenvolvido por DUKLER e HUBBARD [64] para escoamentos horizontais e por FERNANDES *et al.* [65] para o caso vertical. De acordo com esse conceito, a complexa estrutura do escoamento é simplificada e tida como uma sequência de células unitárias que consistem de uma bolha alongada com um filme de líquido escoando ao seu redor e com uma porção de líquido atrás da cauda da bolha. O escoamento é dito totalmente desenvolvido quando as células unitárias se repetem numa sequência estável, com as bolhas ascendendo em iguais velocidades, o que não é a condição normal para certas distâncias acima do ponto em que o gás é injetado continuamente na coluna. Nessa região existe uma significativa interação entre as bolhas, levando à coalescência. A Fig. 2.11 apresenta o conceito de célula unitária equivalente para um escoamento de bolhas alongadas.

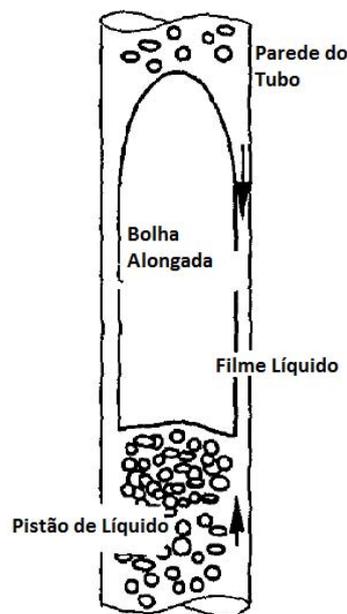


Figura 2.11: Célula unitária de um escoamento intermitente vertical de bolhas alongadas.

Os estudos pioneiros de DUMITRESCU [62] e DAVIES e TAYLOR [63] tiveram motivação, principalmente, no desenvolvimento de tecnologia submarina e conside-

raram a propagação de longas bolhas de ar em tubos cilíndricos verticais. Esse seria o tipo de bolha que ocorre em explosões submarinas.

DUMITRESCU [62], além de calcular o formato da bolha e defini-lo como tomando a forma de um projétil, conforme já citado anteriormente, estudou a propagação da bolha e mostrou teórica e experimentalmente que, para tubos cilíndricos verticais:

$$U_0 = \lambda\sqrt{gR}, \quad (2.19)$$

onde,

- $U_0$  é a velocidade de propagação da bolha;
- $g$  é a aceleração da gravidade;
- $R$  é o raio do tubo;
- $\lambda \approx 0,5$ .

Da mesma forma, DAVIES e TAYLOR [63], além de confirmarem através de cálculos e fotografias, que a parte superior desse tipo de bolha possui formato esférico, também realizaram estudos, teóricos e experimentais, sobre a propagação dessa bolha em tubos cilíndricos cheios de água e esvaziados pelo fundo, chegando à conclusão de que:

$$U_0 = 0,46\sqrt{gR}, \quad (2.20)$$

onde  $U_0$ ,  $g$  e  $R$  representam os mesmos parâmetros definidos na Eq. 2.19.

Experimentos com tubo de 7,9 cm de diâmetro resultaram em valores de velocidade de ascensão que correspondem a valores de  $U_0/\sqrt{gR}$  variando entre 0,466 e 0,490.

NICKLIN *et al.* [66] desenvolveram uma teoria para escoamento intermitente de bolhas alongadas, baseada nos trabalhos de DUMITRESCU [62] e DAVIES e TAYLOR [63], que haviam estudado a taxa de ascensão de bolhas que são formadas quando líquidos são drenados de tubos verticais inicialmente cheios e fechados no topo. A teoria e os experimentos mostraram que a velocidade de ascensão dessas bolhas é definida pelas Eqs. 2.19 ou 2.20, agora escrita de uma outra forma e amplamente conhecida e citada na literatura científica:

$$U_0 = 0,35\sqrt{gD}, \quad (2.21)$$

onde,

- $U_0$  é a velocidade de propagação da bolha;
- $g$  é a aceleração da gravidade;
- $D$  é o diâmetro interno do tubo.

Os experimentos descritos por NICKLIN *et al.* [66] mostraram que bolhas alongadas de tamanho finito ascendem relativamente ao líquido imediatamente a sua frente com uma velocidade exatamente igual àquela das bolha de Dumitrescu e de Taylor. Se não houver nenhum escoamento de líquido através da seção à frente da bolha, bolhas de qualquer tamanho ascendem com velocidade definida pela Eq. 2.21. Em um tubo aberto no topo, a expansão da bolha devido a mudanças da carga estática à medida que ela sobe, fornece ao líquido a sua frente uma velocidade de ascensão. Uma vez que as bolhas sobem com uma velocidade  $U_0$  relativa ao líquido à sua frente (acima), a velocidade no espaço será maior por uma quantidade que dependerá do comprimento da bolha. Isto evidencia que a velocidade dessas bolhas dependem somente da hidrodinâmica de seu nariz e, de modo algum é afetada pela perturbação em sua cauda.

A velocidade absoluta de uma bolha é expressa pela velocidade característica de ascensão,  $U_0$ , mais uma componente devida ao movimento da fase líquida. O conhecimento do comportamento de bolhas movendo-se em correntes líquidas foram aplicados ao problema de escoamento bifásico em tubos verticais. Em um escoamento bifásico intermitente de bolhas alongadas, as bolhas são separadas por zonas de líquido e o movimento desse líquido fornece importante contribuição para a velocidade de ascensão das bolhas. NICKLIN *et al.* [66] assim definiram a velocidade absoluta da bolha, para número de Reynolds ( $Re$ ) maiores que 8000.

$$U_b = 1,2 \frac{(Q_G + Q_L)}{A_T} + 0,35 \sqrt{gD}, \quad (2.22)$$

onde,

- $U_b$  é a velocidade de ascensão da bolha,
- $Q_G$  é a vazão volumétrica da fase Gasosa;
- $Q_L$  é a vazão volumétrica da fase líquida;
- $A_T$  é a área da seção transversal do tubo;
- $g$  é a aceleração da gravidade;
- $D$  é o diâmetro interno do tubo.

Uma interessante situação que surge a partir da equação acima, é quando  $Q_L = 0$ , o que corresponde a um borbulhamento de gás através de líquido estagnado. Pela Eq. 2.22:

$$U_b = 1,2\left(\frac{Q_G}{A_T}\right) + 0,35\sqrt{gD}. \quad (2.23)$$

Assim, mesmo com o escoamento de líquido sendo nulo, a bolha ascende com velocidade maior do que a velocidade característica definida pela Eq. 2.21. De acordo com NICKLIN *et al.* [66], isso leva a um importante teorema:

*“Bolhas geradas continuamente e ascendendo em líquido estagnado, sobem com velocidades maiores do que bolhas individuais ou grupos de bolhas que não são continuamente geradas. Um incremento extra, proporcional à velocidade superficial da fase gasosa ( $U_{Gs} = Q_G/A_T$ ) precisa ser acrescida à velocidade característica de ascensão.”*

Com base nos estudos de NICKLIN *et al.* [66], a velocidade de bolhas de Taylor individuais ascendendo em líquido não estagnado (líquido escoando) costuma ser definida pela seguinte expressão:

$$U_b = CU_L + U_0, \quad (2.24)$$

onde  $U_b$  é a velocidade de ascensão da bolha,  $U_L$  é a velocidade da fase líquida,  $U_0$  é a velocidade da bolha no caso de líquido estagnado, também conhecida como velocidade de arrasto (*drift velocity*) e  $C$  é uma constante.

WHITE e BEARDMORE [67] buscaram estender as informações sobre ascensão de bolhas de gás cilíndricas em tubos verticais para cobrir todos os líquidos e definir as condições sobre as quais os efeitos individuais das forças de retardo envolvidas no processo assumem importâncias que podem ser consideradas desprezíveis, visto que, até aquele momento, o caso mais amplamente estudado era o de tubos contendo “fluidos ideais”, ou seja, fluidos sem viscosidade ou tensão superficial. Para isso, mediram as velocidades terminais de bolhas alongadas de ar ascendendo em líquidos com diferentes propriedades e em tubos com diferentes diâmetros internos (0,5 a 3,87 cm).

Inicialmente, WHITE e BEARDMORE [67] apresentaram um gráfico linear-logarítmico, relacionando o número de Froude com o número de Eotvos ( $EO$ ), para soluções aquosas diluídas. A Fig. 2.12 apresenta este gráfico.

Através desta figura, os autores verificaram que os fluidos tornaram-se “fluidos ideais”, com  $U/\sqrt{gD}$  constante em 0,345 para  $EO > 70$ , o que significa dizer que a velocidade não é afetada pela tensão superficial ( $\sigma$ ), quando  $EO > 70$ . Além disso, o número de Froude, e conseqüentemente a velocidade de ascensão, assumem valores nulos ( $Fr = 0$  e  $U = 0$ ) quando  $EO < 4$ , revelando que as bolhas de ar não ascendem

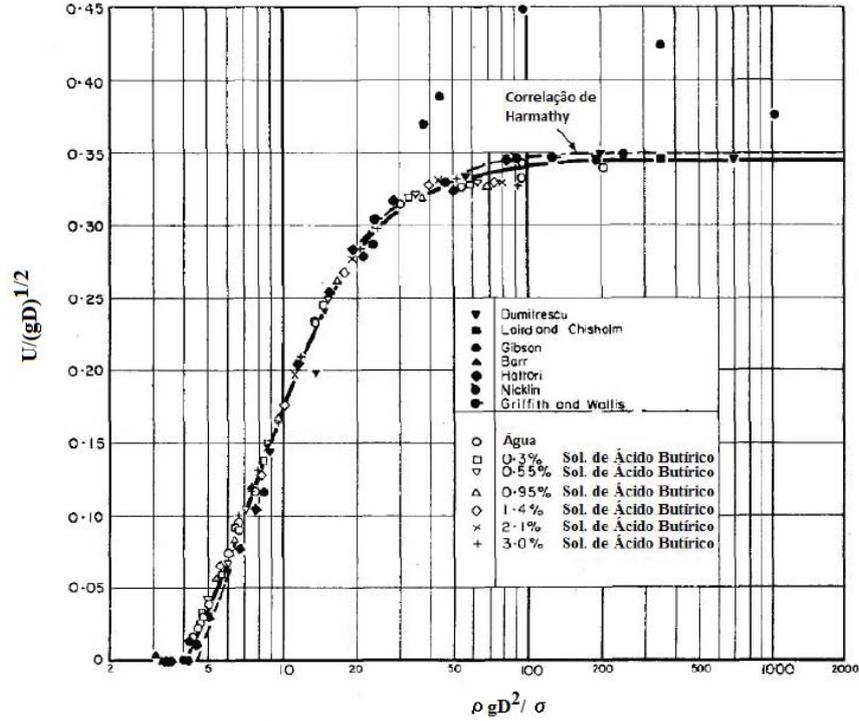


Figura 2.12: Resultados para bolhas de ar alongadas ascendendo em água e soluções aquosas diluídas contidas em tubos verticais (White and Beardmore [67]).

em fluidos, até que o número de Eotvos assumira valor superior a 4 ( $Eo > 4$ ).

Ao elaborarem o mesmo tipo de gráfico para todos os fluidos considerados, WHITE e BEARDMORE [67] observaram uma separação das curvas para o caso de líquidos mais viscosos, o que foi atribuído ao aumento da relevância das forças viscosas na velocidade terminal das bolhas. Esses autores concluíram que a velocidade de ascensão das bolhas não é afetada pela viscosidade ( $\mu$ ) quando  $\rho^2 g D^3 / \mu^2 > 3 \times 10^5$ .

ZUKOSKI [68] realizou um extensivo estudo experimental sobre a influência de variáveis relevantes na velocidade de ascensão de bolhas de Taylor, entre elas: viscosidade ( $\mu$ ), densidade ( $\rho$ ), tensão superficial ( $\sigma$ ), diâmetro do tubo ( $D$ ) e ângulo de inclinação ( $\theta$ ). Esse autor reuniu dados disponíveis na literatura científica, acrescentando dados levantados por ele próprio, e utilizou um conjunto de parâmetros adimensionais para analisá-los. Além de confirmar os resultados apresentados por outros autores, como DUMITRESCU [62], DAVIES e TAYLOR [63], NICKLIN *et al.* [66] e WHITE e BEARDMORE [67], ZUKOSKI [68] também revelou a importante influência da inclinação do tubo na velocidade de propagação das bolhas.

WALLIS [11] propôs uma correlação geral para a velocidade de ascensão de bolhas alongadas, em termos de todos os parâmetros relevantes:

$$U_b = k \sqrt{\frac{Dg(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l}}, \quad (2.25)$$

onde:

- $D$  é o diâmetro interno do tubo;
- $\rho_l$  é a densidade da fase líquida;
- $\rho_g$  é a densidade da fase gasosa;
- $g$  é a aceleração da gravidade.

$$k = 0,345 \left(1 - e^{-0,01N_f/0,345}\right) \left(1 - e^{(3,37 - Eo)/m}\right), \quad (2.26)$$

onde,  $Eo$  é o número de Eotvos e  $N_f$  é o número da Viscosidade Inversa, definidos anteriormente, e  $m$  uma função de  $N_f$  que tem o seu valor definido da seguinte maneira:

$$\begin{aligned} N_f > 250: m &= 10, \\ 18 < N_f < 250: m &= 69N_f^{-0,35}, \\ N_f < 18: m &= 25. \end{aligned}$$

Com as Eqs. 2.25 e 2.26, WALLIS [11] tentou levar em conta a influência das forças inerciais, viscosas e de tensão superficial sobre a velocidade de ascensão de bolhas de Taylor em líquidos estagnados.

TUNG e PARLANG [69] estudaram bolhas alongadas de gás ascendendo em tubos verticais cilíndricos fechados e de grande diâmetro, nos quais os efeitos da viscosidade foram suprimidos e os efeitos da tensão superficial podiam ser isolados. Uma solução analítica foi apresentada para a velocidade de ascensão da bolha alongada em função da tensão superficial ( $\sigma$ ), da gravidade ( $g$ ), do diâmetro do tubo ( $D$ ) e da densidade do líquido ( $\rho_l$ ):

$$Fr = \frac{U}{\sqrt{gD}} = \left(0,136 - 0,944 \frac{\sigma}{\rho_l g D^2}\right)^{1/2}. \quad (2.27)$$

A Eq. 2.27 revela que a velocidade de ascensão diminui à medida que aumenta os efeitos da tensão superficial. Para o caso particular onde o efeito interfacial é desprezível ( $\sigma = 0$ ), a Eq. 2.27 fornece um valor de 0,369 para o número de Froude ( $Fr = 0,369$ ), o qual pode ser comparado com o valor de 0,351 determinado por DUMITRESCU [62]. Este trabalho apresenta excelente concordância entre as soluções teóricas, obtidas com a Eq. 2.27 e observações experimentais.

FERNANDES *et al.* [65] desenvolveram um modelo detalhado para este padrão de escoamento, demonstrando que as características do escoamento intermitente de bolhas alongadas (oscilação da pressão, comprimento de bolha e de pistão de líquido,

perda de pressão, etc.) dependem criticamente da velocidade de ascensão das bolhas de Taylor.

BENDIKSEN [70] estudou o movimento de bolhas alongadas em tubos verticais, considerando um escoamento potencial em torno da bolha, porém incluindo efeitos da tensão superficial. Ele seguiu os procedimentos sugeridos por DUMITRESCU [62], mas utilizou termos adicionais às séries de expansão, encontrando valores para o número de Froude ( $Fr$ ) não muito diferentes daqueles originalmente encontrados por DUMITRESCU [62].

WEBER *et al.* [71] investigaram a ascensão de bolhas alongadas em líquidos Newtonianos altamente viscosos e apresentou dados sobre a dependência do número de Froude ( $Fr$ ) com o número de Eotvos ( $Eo$ ) e o número de Morton ( $Mo$ ). Tentativas meramente empíricas foram realizadas para correlacionar os valores de  $Fr$  obtidos com tubos inclinados em termos dos valores limites para tubos verticais e horizontais. Verificou-se que, em escoamentos dominados pela viscosidade, o retardo friccional aumentou à medida que as bolhas se propagavam a partir da entrada do tubo, levando a uma diminuição das velocidades com o aumento dos comprimentos das bolhas.

MAO e DUKLER [72] realizaram estudos experimentais e de simulação para escoamentos laminar e turbulento sobre o movimento de bolhas de Taylor em tubos verticais, tanto em líquido estagnado como em líquido com movimento ascendente. Os resultados desses estudos sugeriram que as bolhas de Taylor ascendem através do líquido estagnado criando um filme em livre desenvolvimento ao seu redor. Mesmo para bolhas mais longas, o filme na cauda da bolha não atinge seu estado de equilíbrio entre a tensão de cisalhamento na parede e a força gravitacional. Ao longo da parede, camadas limites se desenvolvem e perto de um determinado valor para o número de Reynolds ( $Re$ ), esta camada limite experimenta uma transição para escoamento turbulento. Como o filme se desenvolve atrás do nariz da bolha, a interface torna-se ondulada de modo similar àquela observada para filmes líquidos caindo na ausência de interfaces de cisalhamento.

No que diz respeito aos efeitos da viscosidade e tensão superficial, os resultados computacionais, obtidos por MAO e DUKLER [72], de uma maneira geral, apresentaram concordância com observações de WHITE e BEARDMORE [67], onde, para pequenos valores da viscosidade  $\mu$  e da tensão superficial  $\sigma$ , a velocidade de ascensão da bolha  $U_b$  é essencialmente independente das propriedades físicas do líquido.

Por outro lado, os perfis de espessura de filme e de tensão na parede mostraram-se fortemente influenciados pela viscosidade, como revelam a Fig. 2.13. Nesta figura,  $x$  é a distância axial em relação à ponta do nariz da bolha. Assim, ainda que alterações na viscosidade tenham pequena influência na velocidade de ascensão da bolha e no modelo hidrodinâmico resultante para escoamento intermitente de bolhas alongadas,

pode-se esperar um papel importante dessa propriedade na modelagem de processos de transporte com eles relacionados.

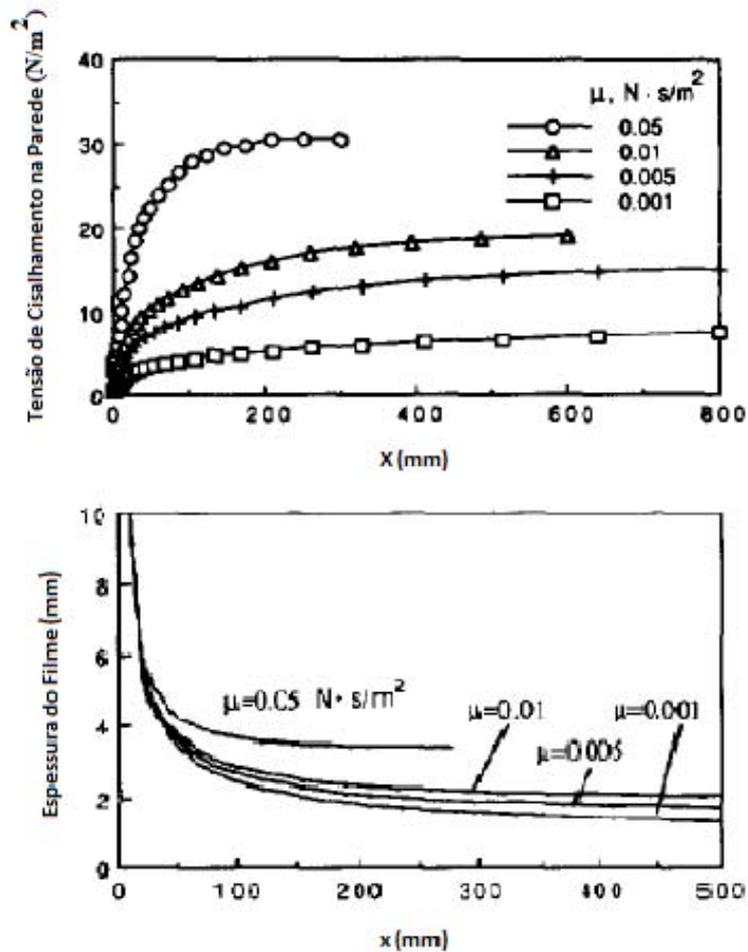


Figura 2.13: Dependência dos perfis de tensão de cisalhamento na parede do tubo e de espessura do filme líquido em relação à viscosidade do líquido (Mao e Dukler [72]).

FABRE e LINE [73] estudaram o escoamento intermitente de bolhas alongadas e propuseram uma correlação para a velocidade de ascensão dessas bolhas ( $U$ ), relacionando o número de Froude ( $Fr$ ) com o número de Eotvos ( $Eo$ ):

$$Fr = 0,344 \frac{1 - 0,96e^{-0,0165Eo}}{(1 - 0,52e^{-0,0165Eo})^{3/2}} \sqrt{1 + \frac{20}{Eo} \left(1 - \frac{6,8}{Eo}\right)}, \quad (2.28)$$

onde:

- $Eo$  é o Número de Eotvos ( $\rho g D^2 / \sigma$ );
- $Fr$  é o Número de Froude ( $U / \sqrt{gD}$ );

Pode-se perceber que para altos números de Eotvos (tensão superficial desprezível), a Eq. 2.28 conduz a um valor constante para o Número de Froude, como sugerido por DUMITRESCU [62] e DAVIES e TAYLOR [63], com  $Fr \approx 0,35$ . Este resultado está de acordo com WHITE e BEARDMORE [67] e WALLIS [11], porém apresentando diferentes limites. Para WHITE e BEARDMORE [67] a tensão superficial é desprezível para  $Eo > 70$ , enquanto que WALLIS [11] considera que tal condição ocorre para  $Eo > 100$ .

VIANA *et al.* [12] realizaram uma coletânea de dados publicados na literatura sobre velocidade de ascensão de bolhas alongadas de gas em fluidos estagnados contidos em tubos circulares. A partir dos resultados de 255 experimentos da literatura e mais 7 novos experimentos por eles realizados, propuseram uma nova correlação para a velocidade de bolhas alongadas ascendendo em tubos de seção circular. A correlação proposta, embora apresente boa concordância com resultados experimentais, recebe como principal crítica o fato de que a mesma não dispõe de conceitos físicos para embasá-la. Essa correlação seria apenas o melhor ajuste da curva que representava os diferentes resultados experimentais obtidos da literatura.

Um resultado interessante apresentado por esses autores diz respeito à influência da tensão superficial na velocidade de ascensão das bolhas de Taylor. Tal influência poderia ser considerada desprezível para valores de  $Eo > 40$ . Tal condição seria menos rigorosa do que aquelas apresentadas por WHITE e BEARDMORE [67] ( $Eo > 70$  e por WALLIS [11] ( $Eo > 100$ )).

A sequência de trabalhos apresentados acima, juntamente com seus relevantes resultados, revelam, então, a importância de se estudar a estrutura e o movimento de bolhas de Taylor individuais, ascendendo em líquido estagnado, na compreensão da estrutura do escoamento intermitente de bolhas alongadas.

## 2.5.2 Filme Líquido em Queda em Torno de uma Bolha de Taylor

A compreensão da mecânica envolvida no escoamento de filmes líquidos é de grande importância em situações envolvendo escoamentos bifásicos onde ocorra transferências de calor e massa.

Dentre os fatores que afetam essas taxas de transferência estão os respectivos coeficientes de transferência e a área interfacial de transferência, a qual apresenta dependência com os movimentos ondulatórios na interface gás-líquido e, para líquidos escoando em superfícies não-planas, com a espessura do filme.

Na literatura científica é usual considerar-se que, quando o filme em torno de uma bolha de Taylor é fino, a curvatura local do tubo pode ser desprezada e o comportamento desse filme em queda torna-se semelhante àquele de um líquido em queda

livre nas paredes internas ou externas de um tubo, ou ainda numa superfície plana. Esta suposição de filme fino pode ser considerada válida em diversas situações de engenharia que envolvem a ascensão de bolhas alongadas em tubos cheios com água ou outro líquido de baixa viscosidade. Deste modo, a literatura que trata de filmes finos apresenta grande relevância no estudo de filmes líquidos em queda em torno de bolhas de Taylor (GOLDSMITH e MASON [74]; BROWN [75] ; KARAPANTSIOS *et al.* [76]).

Filmes finos em queda são comumente caracterizados, na literatura, pelo número de Reynolds do Filme ( $Re_f$ ), o qual é definido em termos de um parâmetro do escoamento do filme representado por ( $\Gamma$ ) (DUCKLER e BERGELIN [77]; DROSOS *et al.* [78]; LLEWELLIN *et al.* [79]):

$$Re_f = 4 \frac{\Gamma}{\mu_L}, \quad (2.29)$$

sendo  $\Gamma$  definido pela relação

$$\Gamma = \rho_L \delta v_f, \quad (2.30)$$

onde:

- $\mu_L$  é a viscosidade dinâmica do líquido,
- $\rho_L$  é a densidade do líquido,
- $\delta$  é a espessura do filme líquido,
- $v_f$  é a velocidade média do filme líquido.

NUSSELT [80], em 1916, fazendo uma análise do fenômeno de transferência de calor em filmes em queda vertical, apresentou uma das primeiras correlações para a espessura de filmes. Suas relações foram obtidas a partir do balanço de forças em um elemento do filme líquido, realizado com a suposição de escoamento viscoso, onde não ocorre nem cisalhamento e nem movimento ondulatório da superfície do líquido. A expressão para espessura média do filme em queda foi definida por:

$$\Gamma = \frac{\rho_L^2 g \delta^3}{3\mu_L}, \quad (2.31)$$

onde  $g$  é a aceleração da gravidade e os demais parâmetros foram definidos nas Eqs. 2.29 e 2.30, imediatamente anteriores a essa.

Combinando-se as Eqs. 2.29 e 2.31, a relação para a espessura do filme líquido em queda pode ser escrita da seguinte maneira:

$$\delta = \left( \frac{3\mu_L^2}{4\rho_L^2 g} Re_f \right)^{1/3}. \quad (2.32)$$

DUCKLER e BERGELIN [77] verificaram que a Eq. 2.32 apresentou boa concordância com resultados experimentais para  $Re_f < 1000$ , mas que ela subestimava a espessura do filme para escoamentos com maiores números de Reynolds. Esses autores concluíram que a quebra do modelo se devia à transição para regime turbulento do escoamento do filme em queda e desenvolveram um novo modelo teórico para a espessura do filme, cobrindo a faixa de escoamento laminar a turbulento, baseada em equações originalmente desenvolvidas para descrever a camada limite laminar em escoamentos em tubos. Eles propuseram a seguinte relação implícita para a espessura do filme:

$$\frac{\Gamma}{\mu_L} + 64 = 3,0\eta + 2,5\eta \ln \eta, \quad (2.33)$$

sendo  $\eta$  definido por:

$$\eta = \frac{\rho_L \sqrt{g\delta^3}}{\mu_L}. \quad (2.34)$$

Segundo esses autores, para qualquer escoamento, o valor de  $\Gamma$  pode ser calculado e, com isso, o valor de  $\eta$  é determinado através da Eq. 2.33. Conhecendo-se o valor de  $\eta$ , a espessura do filme em queda ( $\delta$ ) pode ser, então, determinada diretamente pela Eq. 2.34. Essas equações se aplicariam a escoamentos sobre superfícies planas, bem como em tubos, quando a espessura do filme for menor que a curvatura da superfície.

Para avaliar o modelo por eles proposto, DUCKLER e BERGELIN [77] realizaram experimentos para determinar a espessura do filme em queda em uma superfície plana vertical numa faixa de escoamentos variando de laminar a turbulento ( $300 < Re_f < 3000$ ). Eles verificaram que, nesta faixa de  $Re_f$ , as espessuras variaram, ao longo do tempo, na forma de ondulações na superfície do filme e que as espessuras médias dos filmes mantinham boa concordância com o modelo para uma ampla faixa de  $Re_f$ .

A Eq. 2.33 pode ser combinada com a Eq. 2.29, resultando numa relação entre  $Re_f$  e  $\eta$ :

$$Re_f = 4\eta(3 + 2,5 \ln \eta) - 256, \quad (2.35)$$

onde  $\eta$  continua definido pela Eq.2.34.

A natureza implícita da Eq. 2.35 costuma limitar a sua aplicação prática, o que gerou uma série de estudos experimentais com o objetivo de se determinar correlações

mais práticas para a espessura de filmes. KARAPANTSIOS *et al.* [76], LEL *et al.* [81] e ZHOU *et al.* [82] reuniram informações geradas a partir de diversos estudos, que trabalharam com diferentes fluidos e aparatos experimentais. Em conjunto, esses dados cobriam uma faixa de número de Reynolds entre 10 e 15000.

Diversas correlações empíricas foram propostas para a espessura do filme em função do número de Reynolds, sendo que o Modelo de LEL *et al.* [81], talvez, tenha sido o de maior sucesso na reprodução dos dados experimentais para  $Re_f < 3000$ :

$$\delta \left( \frac{\rho_L^2 g}{\mu_L^2} \right)^{1/3} = 1 + 0,321 Re_f^{0,47} . \quad (2.36)$$

Já para  $Re_f > 3000$ , o modelo de KARAPANTSIOS e KARABELAS [83] seria o que apresentou melhor concordância com os dados experimentais analisados:

$$\delta \left( \frac{\rho_L^2 g}{\mu_L^2} \right)^{1/3} = 0,214 Re_f^{0,538} . \quad (2.37)$$

Os modelos até aqui apresentados foram desenvolvidos para descrever filmes líquidos em queda em superfícies verticais quando o filme é fino o suficiente para que a curvatura local da superfície possa ser desprezada. Na literatura podem ser encontrados, também, outros trabalhos focados na espessura de filmes em queda ao redor de bolhas de Taylor.

GOLDSMITH e MASON [74] estudaram o movimento de bolhas alongadas isoladas em líquido estagnado e aplicaram a Equação de Navier-Stokes para escoamento laminar em um filme líquido caindo ao redor de uma bolha de Taylor, chegando a uma correlação entre a velocidade de ascensão da bolha e a espessura de equilíbrio do filme em queda, supondo a condição de filme fino:

$$U_b = \frac{2\rho_L g \delta^3}{3\mu_L R} , \quad (2.38)$$

onde  $U_b$  é a velocidade de ascensão da bolha e  $R$  é o raio interno do tubo.

BROWN [75] ampliou a análise de GOLDSMITH e MASON [74], sem a suposição de filme fino, obtendo a seguinte relação entre a velocidade de ascensão da bolha e a espessura do filme em queda:

$$U_b = \frac{2\rho_L g \delta^3}{3\mu_L (R - \delta)} . \quad (2.39)$$

BROWN [75] estudou o movimento de bolhas alongadas em líquidos estagnados em tubos verticais, para diferentes fluidos de trabalho, medindo a velocidade de ascensão das bolhas por meio da medição do tempo decorrido para se deslocar entre dois pontos separados por uma distância conhecida e obtendo a espessura do filme líquido em torno da bolha de Taylor através de uma técnica fotográfica. A Tab. 2.3

apresenta alguns dos resultados obtidos por esse autor.

Tabela 2.3: Velocidades e espessuras de filmes para tubos com 0,519 polegadas de raio interno (Brown [75]).

Fluido	Viscosidade (cp)	$U_b$ (ft/s)	$U_b/\sqrt{gR}$	$\delta$ (pol)	$U_b/\sqrt{g(R-\delta)}$
Água	0,977	0,577	0,489	0,0272	0,502
Varsol	0,942	0,571	0,484	0,0290	0,498
Marcol	19,420	0,558	0,472	0,0733	0,510
Primol	142,300	0,494	0,418	0,1302	0,484

Os resultados indicam que a solução considerando escoamento potencial para prever a velocidade de ascensão de uma bolha alongada, definida por DUMITRESCU [62] e representada pela Eq. 2.19, descreve relativamente bem as velocidades de bolhas ascendendo em líquidos de baixa viscosidade. Porém, não se aplica quando líquidos com maiores viscosidades são utilizados. Para facilitar tal observação, a Eq. 2.19 será reescrita a seguir:

$$U_b = \lambda\sqrt{gR}$$

onde,  $R$  é o raio interno do tubo e  $\lambda$  é uma constante cujo valor é de aproximadamente 0,5.

Observando-se, na Tab. 2.3, a coluna referente à  $U_b/\sqrt{gR}$ , verifica-se que ocorre um afastamento desse parâmetro, em relação ao valor esperado ( $\lambda \approx 0,5$ ), à medida que aumenta a viscosidade do líquido de trabalho.

Por outro lado, se o valor medido, para cada fluido, da espessura de equilíbrio do filme líquido em queda ao redor da bolha for subtraído do raio interno do tubo, os valores de  $U_b/\sqrt{g(R-\delta)}$  se mantêm próximos a 0,5. Desta forma, BROWN [75] propôs uma correlação para a velocidade de ascensão de uma bolha de Taylor em líquido estagnado, levando em conta não o raio interno do tubo, mas sim o que chamou de *raio cilíndrico de equilíbrio* ( $R_c = R - \delta$ ), segundo a equação a seguir:

$$U_b = 0,496\sqrt{gR_c} \quad (2.40)$$

A Eq. 2.40 relaciona a velocidade de ascensão com a espessura de equilíbrio do filme líquido em torno de uma bolha de Taylor. Esta foi resolvida simultaneamente com a Eq. 2.39, que também relaciona a espessura do filme com a velocidade de ascensão da bolha alongada. Eliminando a velocidade de ascensão entre as duas equações, BROWN [75] chegou à seguinte expressão para a espessura de equilíbrio do filme líquido:

$$\delta = \frac{-1 + \sqrt{1 + 2NR}}{N}, \quad (2.41)$$

sendo:

$$N = \sqrt[3]{14,5 \frac{\rho_L^2 g}{\mu_L^2}}. \quad (2.42)$$

NOGUEIRA *et al.* [84] apresentaram uma extensão para o caso de escoamento simultâneo de líquido e gás, baseado na dedução teórica de uma expressão para o perfil de velocidade em um filme líquido em queda laminar em torno de uma bolha de Taylor, realizada por BROWN [75]. Nesta dedução, a espessura do filme foi dada por:

$$\delta = \left[ \frac{3\mu_L}{2g(R-\delta)} ((R-\delta)^2 U_b - R^2 U_L) \right]^{1/3} \quad (2.43)$$

onde  $U_L$  é a velocidade média da fase líquida.

Assumindo-se a condição de filme fino ( $\delta \ll R$ ), a Eq. 2.43 pode ser simplificada e escrita da seguinte maneira:

$$\delta = \left[ \frac{3\mu_L R}{2g} (U_b - U_L) \right]^{1/3} \quad (2.44)$$

Nos últimos anos, as simulações numéricas vem se tornando cada vez mais sofisticadas, permitindo o estudo da ascensão de bolhas de Taylor através do que alguns autores chamam de “experimentos numéricos”. Utilizando tal ferramenta, FENG [85] encontrou que a espessura de um filme líquido em queda diminui com o aumento do número de Reynolds da bolha ( $Re_b$ ). De maneira equivalente, TAHA e CUI [86] e KANG *et al.* [87] verificaram que tal espessura diminui com o aumento do parâmetro adimensional  $N_f$  ( $N_f = \rho_L \sqrt{gD^3} / \mu_L$ ) ou com o aumento do número de Arquimedes ( $A_r = N_f^2$ ).

KANG *et al.* [87] foi além e realizou simulações para  $Eo > 200$  (Número de Eotvos), utilizando as informações para propor uma correlação empírica que relaciona a espessura do filme com  $A_r$ :

$$\frac{\delta}{D} = 0,32 A_r^{-0,1}. \quad (2.45)$$

Esta correlação foi obtida utilizando-se informações de simulações realizadas com  $A_r$  variando entre  $10^2$  e  $2 \times 10^5$ .

Percebe-se, assim, a existência de uma série de modelos teóricos para estimar a espessura de equilíbrio do filme líquido em queda em torno de uma bolha de Taylor em ascensão. Entretanto, parece não existir, na literatura científica, trabalhos experimentais sistemáticos que validem tais modelos na ampla faixa de parâmetros adimensionais apropriados para a aplicação do escoamento intermitente de bolhas alongadas na indústria, incluindo a indústria nuclear.

Segundo LLEWELLIN *et al.* [79], em seu trabalho publicado no ano de 2012, informações experimentais quantitativas para a espessura de equilíbrio de um filme líquido em queda em torno de uma bolha de Taylor em ascensão seriam bastante escassas e somente um trabalho sobre o assunto poderia ser encontrado. Este trabalho seria atribuído a NOGUEIRA *et al.* [84] e publicado no ano de 2006, onde foi estudado o escoamento na região do nariz e no filme anular em torno de uma bolha de Taylor ascendendo em colunas verticais de líquidos Newtonianos estagnados e em escoamento simultâneo com a fase gasosa.

NOGUEIRA *et al.* [84] consideraram que havia dúvidas em relação às condições de contorno para as velocidades e tensões de cisalhamento na interface gás-líquido. Experimentos conduzidos por MAO e DUKLER [72], usando técnicas intrusivas, teriam mostrado que um filme líquido com espessura constante jamais seria atingido. Por outro lado, NICKLIN *et al.* [66] observaram um filme com velocidade e espessura estabilizados a certas distâncias abaixo do nariz da bolha alongada.

Para tentar dirimir essas dúvidas, esses autores buscaram caracterizar o escoamento na região do nariz e no filme anular em torno de uma bolha de Taylor, aplicando as técnicas de Velocimetria por Imagem de Partículas (PIV) e de Sombra Pulsada (PST). Uma descrição precisa dessas técnicas foi elaborada em outro trabalho publicado por NOGUEIRA *et al.* [88]. A utilização dessas duas técnicas combinadas permitiu a determinação do formato da bolha e dos perfis de velocidade no filme líquido em torno dela. Experimentos foram realizados utilizando-se água e soluções aquosas de glicerol em uma faixa de viscosidades que variou entre  $1 \times 10^{-3}$  e 1,5 Pa.s e cujo diâmetro interno do tubo de acrílico utilizado foi de 32 mm.

Observou-se que, à medida que a espessura do filme líquido diminuía, a velocidade axial do líquido aumentava, garantindo uma constante vazão volumétrica no escoamento. O ponto de velocidade máxima do líquido na direção axial em uma dada seção transversal aproxima-se da interface gás-líquido e a espessura do filme líquido tende a tornar-se constante. O equilíbrio entre a massa de cada elemento infinitesimal do fluido e as forças viscosas atuando em seus limites é, então, alcançado e o escoamento no filme líquido torna-se plenamente desenvolvido. Isto pode ser observado na Fig. 2.14, onde  $z$  é a distância axial, tendo a ponta do nariz da bolha como referência e  $r$  é a distância radial tendo como referência o centro do tubo ou da bolha.

NOGUEIRA *et al.* [84] também estudaram o formato ou perfil das bolhas alongadas ascendendo em fase líquida. Os perfis na região do nariz da bolha foram apresentados em gráficos que podem ser observados na Fig. 2.15. Na Fig. 2.15a, os formatos são apresentados para condições de líquido estagnado e diferentes viscosidades da fase líquida. Pode-se verificar que a curvatura do nariz diminui a medida que aumenta a viscosidade, revelando um aumento da influência das forças viscosas

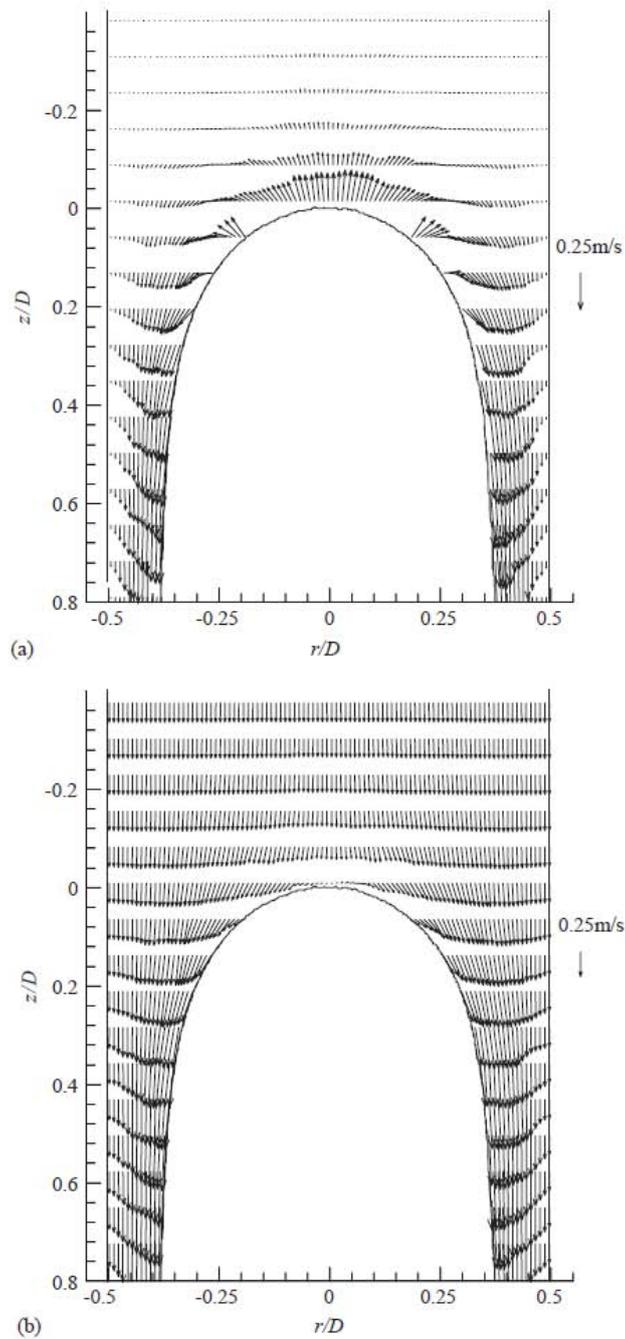


Figura 2.14: Perfis de velocidade ao redor de uma bolha de Taylor em ascensão em solução estagnada com  $\mu = 0,109$  Pa.s: (a) Com um quadro fixo como referência, (b) Com um quadro de referência que se move junto com a bolha (Nogueira et al. [84]).

no movimento da bolha. As Figs. 2.15b e 2.15c apresentam os perfis das bolhas de Taylor ascendendo, em escoamento simultâneo, através de soluções aquosas de glicerol com viscosidades de 0,015 e 0,043 Pa.s, respectivamente, correspondendo a um regime de controle inercial, conforme descrito por WHITE e BEARDMORE [67]. Para as duas soluções, observa-se que o raio de curvatura torna-se menor à

medida que a bolha ascende com maior velocidade, com o objetivo de acomodar a maior vazão de líquido movimentando-se para baixo.

Os perfis obtidos experimentalmente para condições de líquido estagnado foram comparados com os perfis deduzidos por DUMITRESCU [62], para escoamento potencial (Fig. 2.15d). Percebe-se que os perfis se aproximam do modelo de DUMITRESCU [62] à medida que a viscosidade diminui, encontrando excelente concordância para o caso de água como líquido de trabalho.

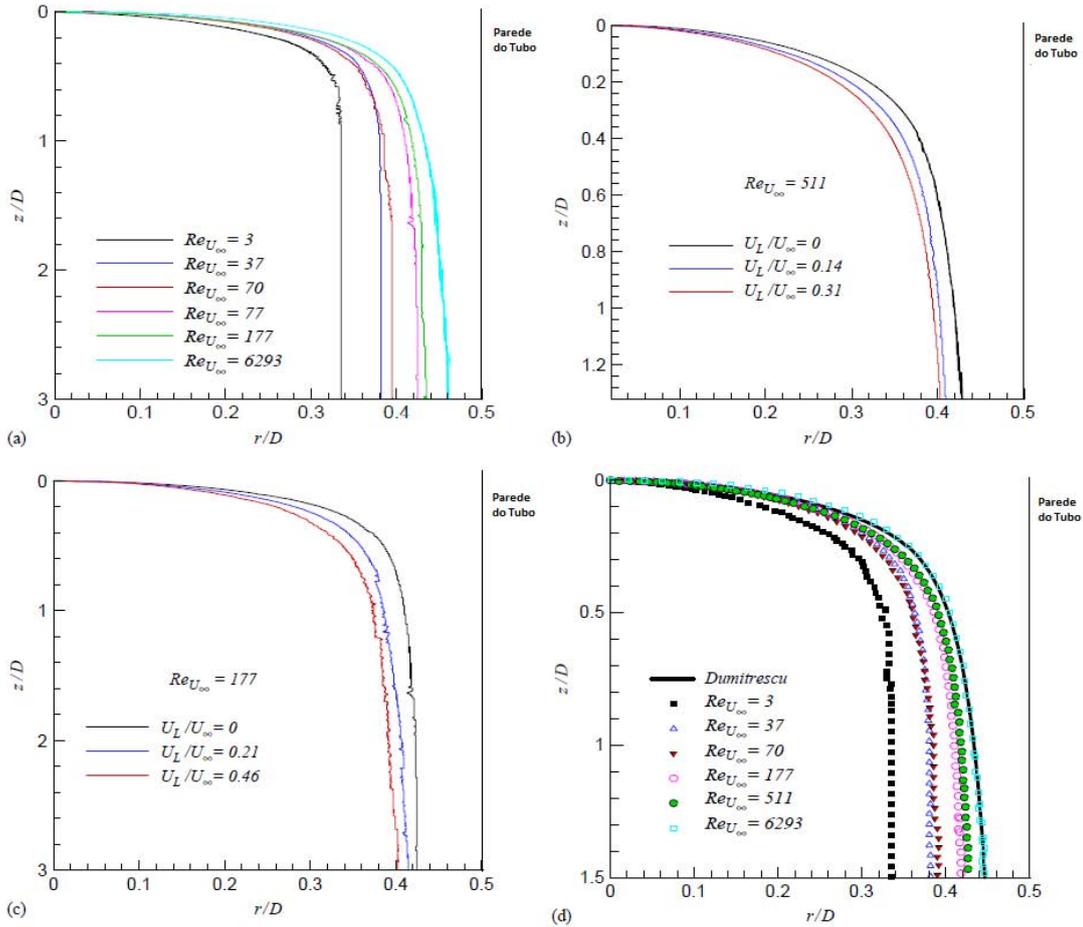


Figura 2.15: Perfis experimentais de uma bolha de Taylor na região do nariz: (a) Condições de líquido estagnado, (b) Em escoamento simultâneo com a fase líquida ( $\mu = 0,015$  Pa.s), (c) Em escoamento simultâneo ( $\mu = 0,043$  Pa.s) e (d) Comparação com o modelo de Dumitrescu para condições de líquido estagnado (Nogueira et al. [84]).

Esse modelo de DUMITRESCU [62] pode ser dividido em duas regiões, uma referente ao nariz da bolha e outra ao filme líquido, e também apresentou muito boa concordância com dados experimentais obtidos por MAO e DUKLER [72], para o sistema água-ar. Tal modelo, pode ser representado através das seguintes equações:

$$\frac{z}{D} = 0,375 \left[ 1 - \sqrt{1 - 7,112 \left( \frac{r}{D} \right)^2} \right], \quad (2.46)$$

quando  $z/D \leq 0,25$ ;

$$\frac{z}{D} = \frac{0,0615}{\left( 1 - 4 \left( \frac{r}{D} \right)^2 \right)^2}, \quad (2.47)$$

quando  $z/D \geq 0,25$ .

Conforme já abordado anteriormente, quando o perfil de velocidades se torna plenamente desenvolvido, a espessura do filme ( $\delta$ ) tende a se tornar constante. Desta forma, a distância a partir do nariz da bolha alongada na qual o filme líquido alcança uma espessura constante,  $Z^*$ , bem como a espessura desse filme estabilizado, são importantes parâmetros que devem ser determinados.

Observações experimentais (NOGUEIRA *et al.* [84]) e simulações numéricas (ZHENG *et al.* [89] e FENG [85]) indicaram que essa distância de desenvolvimento do filme depende do número de Reynolds ( $Re$ ), ou de forma equivalente ao número adimensional da Viscosidade Inversa ( $N_f$ ) e que a distância necessária para o desenvolvimento do filme torna-se maior à medida que as forças inerciais se tornam mais importantes.

É de se esperar que o regime de escoamento na esteira de uma bolha de Taylor seja independente de seu comprimento, para comprimentos de bolha superiores a  $Z^*$ , uma vez que é o perfil de velocidades que determina o regime de escoamento na esteira da bolha. Por outro lado, tal regime seria fortemente dependente da espessura do filme ( $\delta$ ).

No que diz respeito às medidas da espessura de filmes líquidos em queda ao redor de bolhas de Taylor, alguns modelos já foram apresentados, anteriormente, no presente trabalho. Já no que tange a estimativas do valor de  $Z^*$ , uma relação foi proposta por CAMPOS e GUEDES DE CARVALHO [90] e é apresentada a seguir:

$$Z^* \approx \frac{[(g\delta^2/2\nu) + U_B]^2}{2g} \quad (2.48)$$

onde:

- $g$  é a aceleração da gravidade,
- $\nu$  é a viscosidade cinemática do líquido,
- $U_B$  é a velocidade de ascensão da bolha.

NOGUEIRA *et al.* [84] determinaram os valores de  $Z^*/D$  para diferentes números de Reynolds do filme ( $Re_{U_\delta}$ ), baseados na velocidade média absoluta no filme líquido

( $U_\delta$ ) e na espessura do filme ( $\delta$ ), para as condições estudadas e os comparou com o modelo de CAMPOS e GUEDES DE CARVALHO [90]. A Fig. 2.16 apresenta a razão entre os valores experimentais de ( $Z^*/D$ ) e as previsões feitas pela Eq. 2.48 em relação ao número de Reynolds do filme.

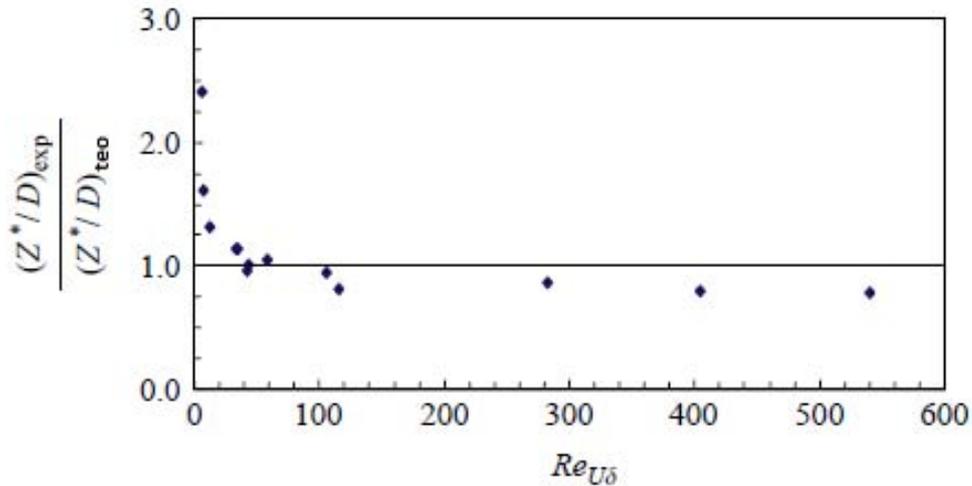


Figura 2.16: Comparação entre valores experimentais de  $Z^*/D$  e estimativas teóricas (Nogueira et al. [84]).

De acordo com esses autores, a Eq. 2.48 subestima o comprimento de desenvolvimento do filme  $Z^*$  para baixos valores de  $Re_{U_\delta}$ . Isto se pode atribuir à hipótese de escoamento potencial assumida durante a sua dedução. Para valores intermediários de  $Re_{U_\delta}$ , o modelo parece prever relativamente bem o valor de  $Z^*$ . Já para valores de  $Re_{U_\delta} > 80$ , os valores experimentais apresentam-se menores do que aqueles previstos, o que poderia indicar a transição entre os regimes laminar e turbulento no escoamento do filme.

Outra evidência de tal transição teria sido obtida quando NOGUEIRA *et al.* [84] analisaram graficamente a relação entre os valores de espessuras do filme em torno das bolhas de Taylor medidos experimentalmente e aqueles previstos pelo Modelo de Brown (Eq. 2.43), em função dos números de Reynolds do filme ( $Re_{U_\delta}$ ). Tal gráfico é apresentado na Fig. 2.17, onde pode ser observado que a razão  $\delta_{exp}/\delta_{teo}$  desvia-se significativamente do valor unitário, para  $Re_{U_\delta} > 80$ .

SENA ESTEVES e GUEDES DE CARVALHO [91] também apresentaram uma expressão para estimar o comprimento de desenvolvimento do filme ( $Z^*$ ). Eles seguiram NICKLIN *et al.* [66] e assumiram que o filme líquido encontra o desenvolvimento quando a velocidade do líquido em torno do nariz da bolha, determinado através da análise de DUMITRESCU [62], considerando escoamento potencial, se iguala à velocidade do líquido do filme em queda, determinado mediante a análise de

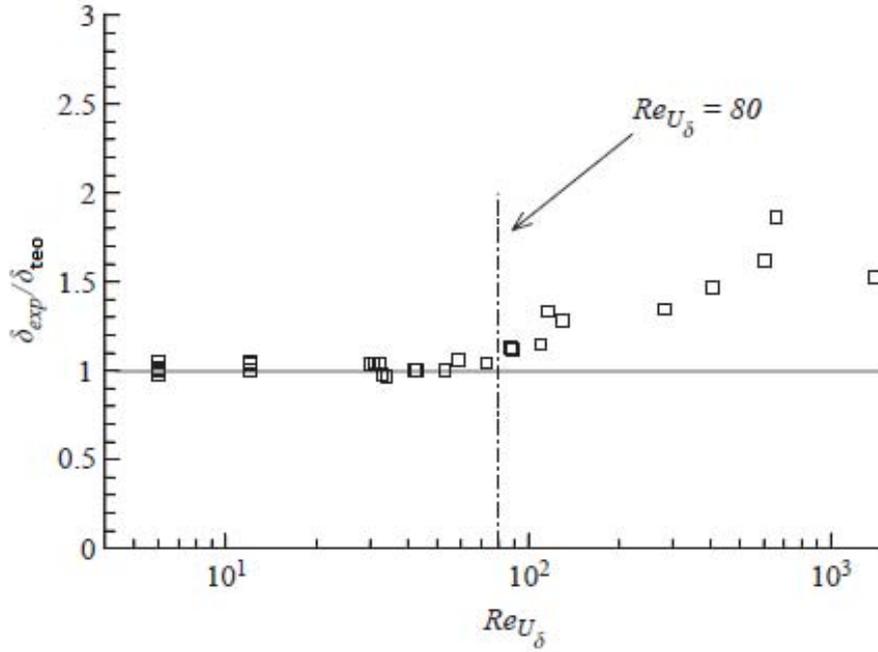


Figura 2.17: Comparação entre valores experimentais de  $\delta$  e estimativas teóricas baseadas no modelo de Brown (Nogueira et al. [84]).

BROWN [75]. Assumindo-se a condição de filme fino, tal expressão pode ser escrita da seguinte forma:

$$\frac{Z^*}{D} = 0,0852 (Fr^2 N_f)^{2/3}, \quad (2.49)$$

onde,  $Fr$  é o número de Froude ( $Fr = U_b/\sqrt{gD}$ ) e  $N_f$  é o número adimensional da Viscosidade Inversa ( $N_f = \rho_L \sqrt{gD^3}/\mu_L$ ).

Faz-se importante ressaltar que a Eq.2.49, fundamentalmente, corresponde à Eq.2.48, porém escrita em função de parâmetros adimensionais.

LLEWELLIN *et al.* [79] realizaram um estudo sobre a espessura do filme em queda ao redor de uma bolha de Taylor em líquido estagnado, utilizando tubos com 3 diferentes raios internos ( $R = 0,01; 0,02$  e  $0,04$  m) e com 2 m de comprimento cada. Como líquido de trabalho foram utilizados variados líquidos Newtonianos, com o objetivo de cobrir uma faixa de valores de viscosidade e tensão superficial.

As bolhas alongadas foram formadas através do enchimento parcial dos tubos com o líquido de trabalho desejado, deixando-se um bolsão de ar de comprimento  $L_0$ . O tubo foi então fechado e invertido de posição (girado em  $180^\circ$ ), gerando uma bolha que ascende pela fase líquida. A Fig. 2.18 apresenta um diagrama esquemático do aparato experimental utilizado e algumas imagens como exemplo de bolhas de Taylor obtidas. Foram realizados experimentos com diferentes comprimentos do bolsão de ar ( $0,01 \leq L_0 \leq 0,3$  m) e para a caracterização dos parâmetros de escoamento foi

utilizada uma câmara de vídeo de alta resolução.

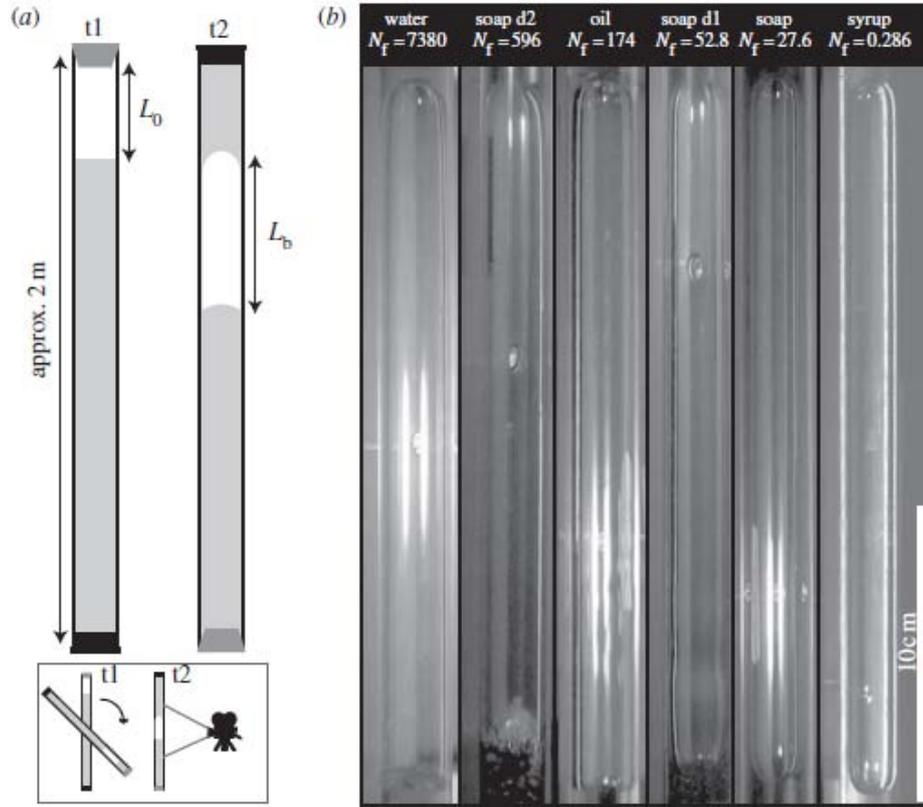


Figura 2.18: Diagrama esquemático do aparato experimental utilizado por Llewellyn et al. [79] e exemplos de bolhas obtidas para algumas das condições de trabalho (Llewellyn et al. [79]).

LLEWELLYN *et al.* [79] mediram o comprimento de cada bolha desde o seu nariz até a cauda ( $L_b$ ) e apresentaram esses valores, em forma gráfica, relacionando-os com os bolsões de ar ( $L_0$ ) para cada conjunto de dados, definidos pelo fluido de trabalho e raio do tubo. Dois exemplos podem ser observados na Fig. 2.19.

Uma relação linear foi encontrada para todos os conjuntos, de acordo com a seguinte expressão:

$$L_b = \alpha + \beta L_0, \quad (2.50)$$

onde  $\beta = (1 - \lambda')^{-2}$  e  $\alpha$  é uma constante relacionada com o comprimento das regiões do nariz e da cauda das bolhas.  $\lambda'$  foi definida pelos autores como sendo a razão entre a espessura do filme líquido e o raio interno do tubo e denominada *espessura adimensional do filme*. Cabe aqui ressaltar que esses autores optaram por denominar a espessura do filme por  $\lambda$ , no lugar de  $\delta$ , em função de procurarem não trabalhar com a hipótese de filme fino. A linearidade da relação entre  $L_b$  e  $L_0$  indicaria que apenas a parte cilíndrica ou inferior (região 2b na Fig. 1.4) do corpo da bolha de

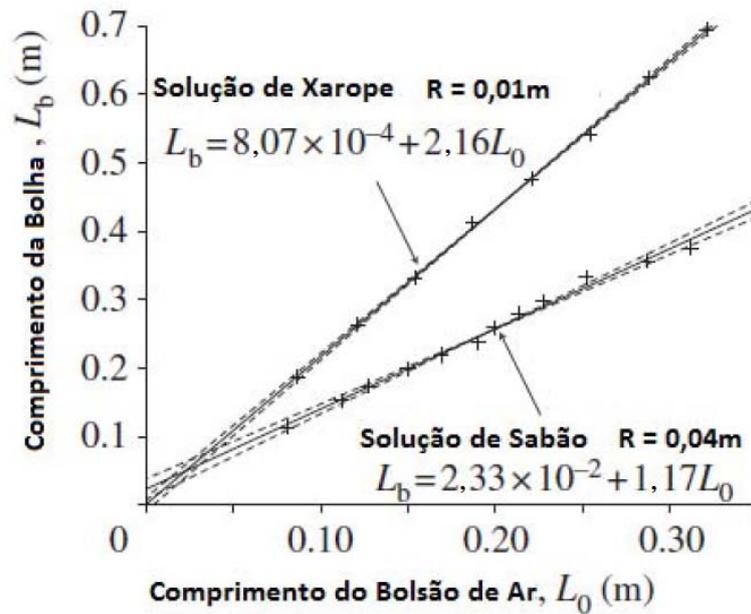


Figura 2.19: Relação entre o comprimento da bolha ( $L_b$ ) e o bolsão inicial de ar ( $L_0$ ) para dois conjuntos de dados (Llewellyn et al. [79]).

Taylor tem seu comprimento alterado à medida que o volume de gás se modifica. O nariz, a parte superior do corpo e a cauda das bolhas (regiões 1, 2a e 3 na Fig. 1.4) permanecem inalterados, evidenciando que a espessura do filme em queda na região cilíndrica do corpo é independente do comprimento da bolha, para bolhas maiores que a distância de desenvolvimento do filme ( $Z^*$ ). Resultado similar foi obtido por NICKLIN *et al.* [66], onde uma perda de linearidade foi detectada para pequenos tamanhos de bolhas ( $L_0 < 6D$ ), o que foi atribuído à insuficiente distância para que ocorresse o pleno desenvolvimento do filme em queda e o consequente equilíbrio da espessura do filme.

Para cada conjunto de dados, o que equivale a dizer, para cada valor de  $N_f$ , o valor de melhor ajuste de  $\beta$  foi encontrado através da regressão linear da Eq. 2.50 e, a partir desses valores foram determinadas as espessuras adimensionais dos filmes ( $\lambda'$ ). Esses resultados foram apresentados na forma de um gráfico, que pode ser visto na Fig. 2.20.

A Fig. 2.20 mostra que a espessura do filme depende fortemente de  $N_f$  e ainda que todos os dados acabam convergindo para uma única curva, indicando que as adimensionalizações, da espessura do filme ( $\lambda'$ ) e das propriedades do material e diâmetro do tubo para  $N_f$ , foram apropriadas e seriam suficientes para caracterizar o sistema quando a tensão superficial pode ser desprezada ( $Eu > 40$ ). A linha tracejada no gráfico representa a curva com o melhor ajuste, combinando os dados experimentais de LLEWELLIN *et al.* [79] e aqueles de NOGUEIRA *et al.* [84].

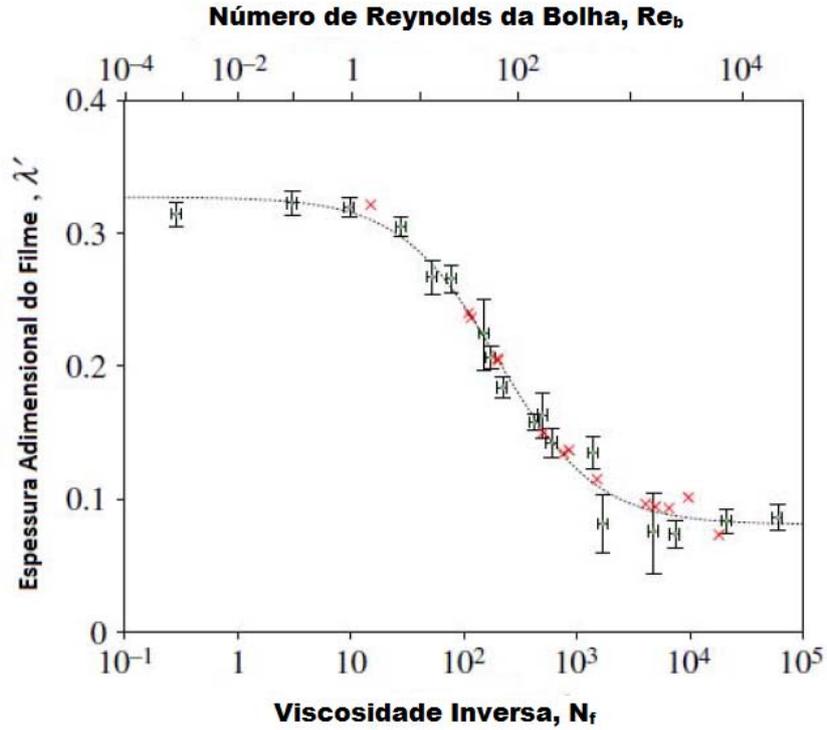


Figura 2.20: Relação entre a espessura adimensional do filme ( $\lambda'$ ) e o adimensional da Viscosidade Inversa ( $N_f$ ) e o número de Reynolds da bolha ( $Re_b$ ). Os pontos com barra de erros são valores obtidos experimentalmente por Llewellyn et al. [79] e as cruzes referem-se a valores obtidos por Nogueira et al. [84] (Llewellyn et al. [79]).

LLEWELLIN *et al.* [79] buscaram adimensionalizar alguns dos modelos acima descritos, reescrevendo-os em relação ao número da Viscosidade Inversa  $N_f$  e comparando-os com os seus resultados experimentais de medição indireta do valor da espessura do filme. De uma maneira geral, foi possível observar que cada modelo comporta-se de maneira mais ou menos apropriada de acordo com a faixa de  $N_f$  que se está levando em conta.

Esses autores propuseram dois novos modelos para a espessura adimensional do filme ( $\lambda'$ ) em função da Viscosidade Inversa ( $N_f$ ). O primeiro modelo é baseado em teoria e pode ser dividido em duas partes. Para  $N_f \leq 1372$ , onde o escoamento no filme é laminar, o modelo proposto é baseado nas análises de BROWN [75] e pode ser definido conforme as seguintes relações:

$$\lambda'^3 + a \lambda' - a = 0, \quad (2.51)$$

onde:  $a = 6Fr/N_f$ .

Uma solução para essa equação, seria:

$$\lambda' = \frac{\sqrt[3]{b^2 - \sqrt{12a}}}{\sqrt[3]{18b}}, \quad (2.52)$$

onde:  $b = 9a + \sqrt{12a^3 + 81a^2}$ .

Ao conjunto das Eqs. 2.51 e 2.52 foi atribuído o nome de Modelo Cúbico de Brown.

Já para  $N_f > 1372$ , onde o escoamento no filme experimenta a transição de laminar para turbulento, o modelo proposto é uma versão da teoria de DUCKLER e BERGELIN [77], originalmente desenvolvida para filme em queda em superfícies e adaptada, pelos autores, para o caso de filme em queda em torno de bolhas de Taylor. Para isso, foi mostrado que, assumindo-se a condição de filme fino ( $\lambda' \rightarrow 0$ ), os números de Reynolds do filme e da bolha poderiam ser considerados iguais ( $Re_f = Re_b$ ). Desta forma, a Eq. 2.35 poderia ser reescrita da seguinte maneira:

$$Re_b = 4\eta(3 + 2,5 \ln \eta) - 256, \quad (2.53)$$

onde  $\eta$  pode também ser reescrito em relação à espessura adimensional do filme ( $\lambda$ ) e à Viscosidade Inversa:

$$\eta = N_f \left( \frac{\lambda'}{2} \right)^{3/2}. \quad (2.54)$$

LLEWELLIN *et al.* [79] desenvolveram relações entre os diferentes números adimensionais envolvidos e mostraram que, a partir das Eqs. 2.53 e 2.54, as espessuras de equilíbrio dos filmes seriam função apenas de  $N_f$ . Este modelo em duas partes apresentaria boa concordância com os dados experimentais na faixa de  $N_f$  entre 0,1 e 20000.

O segundo modelo, proposto por esses autores, é meramente empírico e baseado no ajuste da curva  $\lambda'$  vs  $N_f$  para os dados experimentais por eles obtidos combinados com os aqueles obtidos por NOGUEIRA *et al.* [84] e que pode ser definido através da seguinte relação:

$$\lambda' = a + b \tanh(c - d \log N_f), \quad (2.55)$$

onde os valores das quatro constantes são definidos pelo melhor ajuste:  $a = 0,204$ ;  $b = 0,123$ ;  $c = 2,66$  e  $d = 1,15$ .

Este modelo empírico teria apresentado excelente concordância com dados experimentais na faixa de  $N_f$  entre 0,1 e 100000.

Embora o trabalho de LLEWELLIN *et al.* [79] tenha sido focado no comportamento de bolhas de Taylor no caso em que a tensão superficial ( $\sigma$ ) pode ser desprezada ( $EO > 40$ ), a natureza do Modelo Cúbico de Brown fez com que os autores tentassem generalizar o modelo para os casos em que a tensão superficial não pode ser desprezada. Para isto, os autores se utilizaram de relações, aplicando-as fora da faixa para a qual teriam validade, o que, certamente, compromete a validade

de seus resultados. Apesar disso, consideram que a análise realizada sugere que os filmes tornam-se mais finos à medida que a tensão superficial ganha importância no processo.

AHMAD *et al.* [92] estudaram a hidrodinâmica do filme em queda em escoamento intermitente de bolhas alongadas, utilizando técnicas óticas. Segundo esses autores, a compreensão detalhada da hidrodinâmica deste padrão de escoamento não é simples de se obter experimentalmente, uma vez que o filme líquido que envolve as bolhas de Taylor são muito finos (da ordem de 1 mm), o que torna difícil medições sem que o mesmo seja fisicamente perturbado. O foco deste trabalho foi o estudo do perfil de velocidades no filme líquido, sem apresentar, entretanto, resultados ou discussões a respeito da espessura desses filmes.

POLONSKY *et al.* [93] utilizaram técnicas de processamento digital de imagens de vídeo e Velocimetria por Imagem de Partículas (PIV) para estudar a relação entre o movimento de bolhas de Taylor e o perfil de velocidades à sua frente. Embora não tenham sido apresentados resultados ou discussões específicas sobre a espessura do filme em torno das bolhas, foram medidos os perfis de velocidades no filme. Verificou-se que as velocidades axiais no filme não se estabilizaram para a faixa de comprimentos de bolha estudados ( $L_b < 6,4D$ ), sugerindo que o escoamento no filme permanece em desenvolvimento e, conseqüentemente, a espessura do filme não atingiria a região de equilíbrio ( $\delta = \text{constante}$ ). Tal observação mostra-se compatível com o trabalho de NICKLIN *et al.* [66], que considera uma distância mínima, da ordem de 6 diâmetros internos do tubo ( $D$ ), para que o filme atinja o seu equilíbrio.

Em outro trabalho, sobre o movimento de bolhas alongadas em tubos verticais, utilizando uma técnica de processamento de séries consecutivas de imagens de vídeo digitalizadas, POLONSKY *et al.* [94] determinaram o perfil de bolhas de Taylor em ascensão. A Fig. 2.21 apresenta tais perfis para dois valores diferentes de vazão de líquido. A espessura do filme líquido, no nariz da bolha, tende a aumentar com o aumento da velocidade do líquido. Este efeito é bastante moderado e desaparece para pontos distantes do nariz. Experimentos realizados com bolhas de diferentes comprimentos também mostraram que o perfil da bolha não dependeria do seu comprimento.

Na Fig. 2.21, os perfis das bolhas medidos experimentalmente foram comparados com um modelo unidimensional simplificado (BARNEA [95]). Neste modelo, a espessura do filme é calculada através da solução simultânea da equação de balanço de massa e da equação de momento para o filme líquido em um sistema de referência que se move com a bolha. A concordância entre esse modelo simplificado e os resultados experimentais mostraram-se razoáveis, embora o modelo subestime a espessura real do filme nas vizinhanças do nariz da bolha.

VAN HOUT *et al.* [96], estudando os perfis de velocidade induzidos por uma

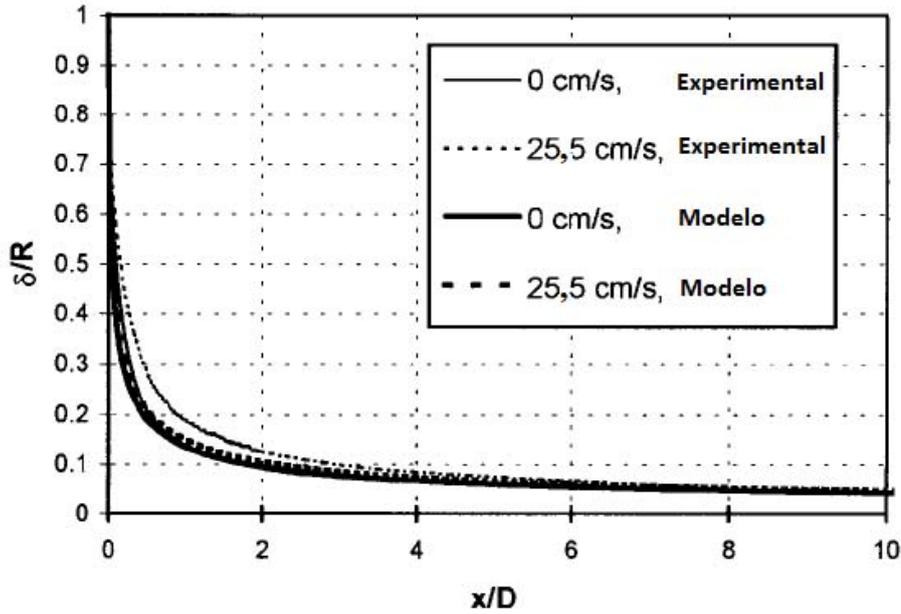


Figura 2.21: Perfil de uma bolha de Taylor e espessura de filme líquido ao seu redor (Polonsky et al. [94]).

bolha de Taylor ascendendo em líquido estagnado, apresentou uma distribuição de velocidades na região do filme líquido, conforme a Fig. 2.22. Nesta figura, o perfil da bolha é apresentado juntamente com os perfis de velocidade para várias distâncias  $x/D$  a partir da ponta do nariz da bolha (Fig. 2.22a). Todos os perfis de velocidades foram apresentados utilizando-se a mesma escala e deslocados de acordo com suas posições axiais relativas, de modo que as velocidades nas paredes do tubo desaparecessem. Na região do filme líquido, os perfis de velocidade exibem tensão de cisalhamento nula na interface da bolha. Na saída da região do filme, é difícil estimar a velocidade perto das interfaces das bolhas devido às oscilações de suas caudas.

A Fig. 2.22b revela a variação da máxima velocidade axial dentro da região do filme líquido em função da distância axial a partir do nariz da bolha. Essas velocidades atingem valores da ordem de 1 m/s na saída do filme. Para bolhas com tamanhos da ordem de  $3,6D$ , estudadas por esses autores, a velocidade do filme está abaixo dos valores terminais de um filme em queda balanceados pela tensão de cisalhamento na parede. Esses resultados estão de acordo com aqueles obtidos por AHMAD *et al.* [92] e POLONSKY *et al.* [93].

Por tudo o que foi exposto até este ponto do presente trabalho, pode-se perceber a grande complexidade envolvida nos estudos de escoamentos bifásicos, em particular do escoamento intermitente de bolhas alongadas. Uma série de estudos teóricos, experimentais e de simulações numéricas vêm sendo desenvolvidos, considerando diferentes condições ou características de escoamento, para melhor compreender a

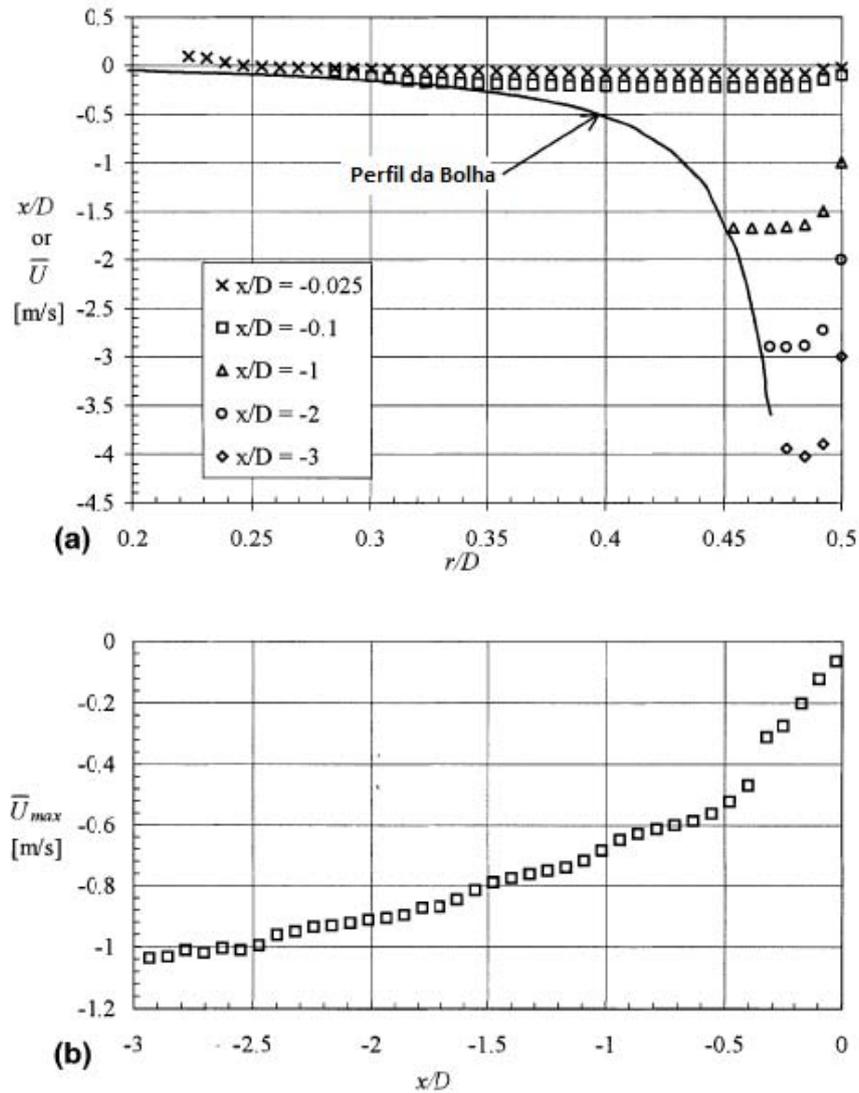


Figura 2.22: Região do filme líquido: (a) Perfil da bolha e velocidades axiais, deslocadas de acordo com a distância a partir do nariz da bolha; (b) Variação da máxima velocidade axial ao longo do filme líquido (van Hout et al. [96]).

estrutura deste padrão de escoamento, principalmente através dos diferentes aspectos envolvidos no movimento das bolhas de Taylor, tais como a geometria do tubo e, no caso de seção transversal circular, o seu diâmetro  $D$ , além das propriedades dos fluidos (densidade, viscosidade, tensão superficial), do regime de escoamento da bolha, do regime de escoamento na esteira da bolha que vem à sua frente, entre outros.

De maneira geral, as observações e resultados dos vários trabalhos publicados na literatura científica tendem a se completar, ampliando a compreensão dos fenômenos envolvidos com o escoamento intermitente de bolhas alongadas. Entretanto, não é incomum que haja resultados e visões conflitantes entre os diferentes autores. Dois pontos onde parecem haver conflito estão relacionados com o pleno desenvolvimento

do escoamento e ao desenvolvimento dos filmes líquidos em torno de bolhas de Taylor.

No que diz respeito ao desenvolvimento do escoamento, alguns autores chegam a afirmar que o pleno desenvolvimento nunca seria atingido em um escoamento real, visto que haveria variações de pressão ao longo da tubulação, levando à expansão e compressão das bolhas, com a conseqüente variação de sua velocidade de translação. É importante observar que, sobre esse tema, um grande número de estudos, incluindo experimentais, vêm sendo desenvolvidos com o objetivo de compreender o fenômeno de interação entre bolhas consecutivas, o que fornece um maior embasamento a tal discussão.

Já no tocante ao desenvolvimento de filmes líquidos em torno de bolhas de Taylor, há autores que afirmam que os perfis de velocidade e a espessura do filme nunca atingem um estado de equilíbrio ou de completo desenvolvimento, enquanto outros observaram o completo desenvolvimento desses filmes. Neste caso, a discussão parece ainda carecer de um maior embasamento, visto que poucos trabalhos com foco nesses filmes podem ser encontrados na literatura, principalmente no que se refere a trabalhos experimentais.

## 2.6 O Escoamento Intermitente de Bolhas Alongadas em Tubos Inclinados

WHITE e BEARDMORE [67] foram os primeiros a reconhecer os efeitos da inclinação no movimento de bolhas em tubos, porém não com o objetivo de estudá-los, mas sim de destacar a importância e necessidade de posicionar adequadamente a seção de testes. Um dos primeiros estudos envolvendo bolhas cilíndricas em tubos inclinados foi realizado por RUNGE e WALLIS [97], para uma ampla faixa de líquidos. Esses autores observaram um comportamento não sistemático de seus resultados em relação ao número de Eotvos ( $Eo = \rho g D^2 / \sigma$ ) e ao número da Viscosidade Inversa  $N_f$ , não tendo sido realizada nenhuma análise teórica.

Um dos primeiros trabalhos relevantes sobre o efeito do ângulo de inclinação sobre parâmetros interfaciais de bolhas de Taylor pode ser atribuído à ZUKOSKI [68]. Esse autor estudou os efeitos da viscosidade, da tensão superficial e do ângulo de inclinação sobre o movimento das bolhas, em particular sobre a sua velocidade de propagação ou ascensão  $U_b$ . De modo geral, verificou-se que  $U_b$  aumentou até um valor máximo à medida que o ângulo de inclinação diminuía a partir da posição vertical ( $90^\circ$ ) até próximo de  $45^\circ$ , e que a continuação na redução do ângulo causou uma redução de  $U_b$ , até atingir a posição horizontal ( $0^\circ$ ). A Fig. 2.23 apresenta a relação entre a velocidade normalizada  $U_b \sqrt{gR}$ , como chamou ZUKOSKI [68], e o

ângulo de inclinação  $\theta$  para bolhas de ar ascendendo em água e em acetona.

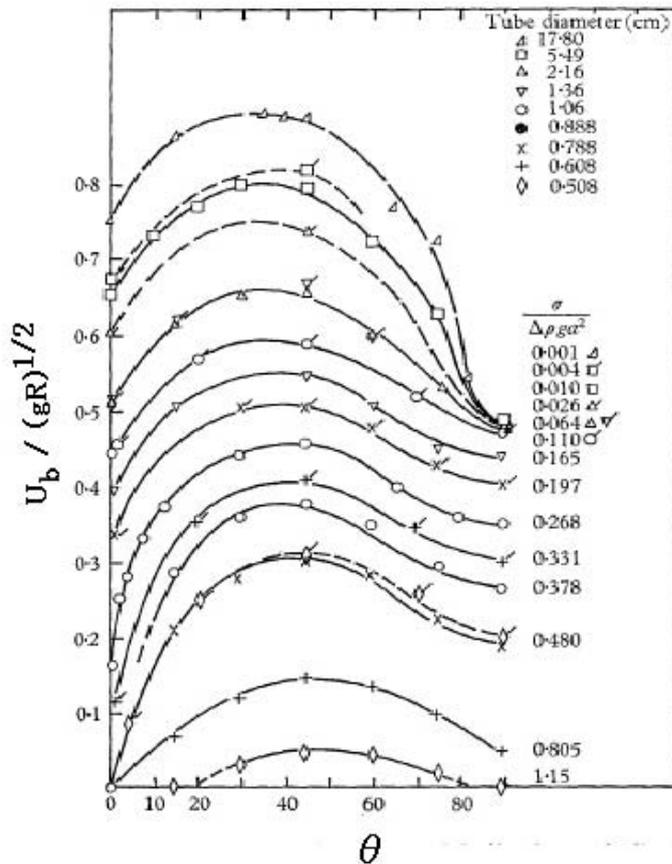


Figura 2.23: Variação da velocidade normalizada com o ângulo de inclinação para sistemas ar-líquido: símbolos não marcados - água; símbolos marcados - acetona.  $R$  é o raio do tubo e  $g$  é a aceleração da gravidade (ZUKOSKI [68]).

Analisando a variação de  $U_b \sqrt{gR}$  em função do chamado “parâmetro de tensão superficial”  $\Sigma$  ( $\Sigma = \sigma / \rho g R^2$ ), ZUKOSKI [68] verificou que, para o caso de tubos verticais ( $90^\circ$ ), quando  $\Sigma$  se aproxima de zero, a velocidade normalizada  $U_b \sqrt{gR}$  tende para um valor limite, enquanto para outros ângulos de inclinação esta continua a crescer. A Fig. 2.24 apresenta a relação  $U_b \sqrt{gR}$  vs  $\Sigma$ , para três diferente ângulos.

Deve-se ressaltar que o resultado obtido para o caso vertical, onde  $U_b \sqrt{gR}$  mostra-se independente de  $\Sigma$  para  $\Sigma < 0,1$  está em absoluta concordância com resultados mais recentes, obtidos por VIANA *et al.* [12], que verificaram que  $U_b$  independe da tensão superficial para valores de  $Eu > 40$ .

MANERI e ZUBER [98] estudaram as características da ascensão de bolhas em tanques bidimensionais, que consistiam, basicamente, de duas placas, separadas por uma certa distância. Bolhas de ar individuais, com diferentes volumes, foram injetadas pelas partes inferiores desses tanques que podiam tomar a posição vertical ou inclinada. Embora não seja um estudo específico sobre bolhas de Taylor, esse trabalho apresenta alguns resultados relevantes para uma melhor compreensão do

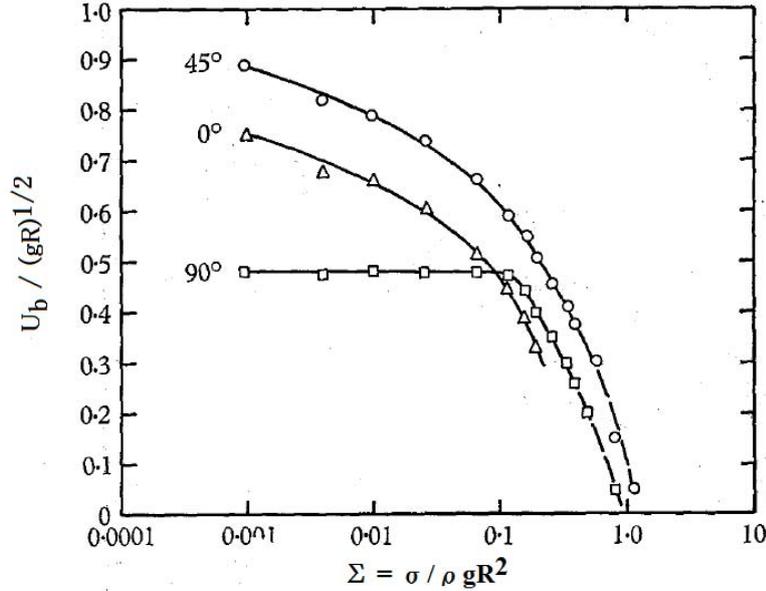


Figura 2.24: Variação da velocidade normalizada com o parâmetro de tensão superficial  $\Sigma$  para:  $\theta = 0^\circ$ ,  $45^\circ$  e  $90^\circ$  (ZUKOSKI [68]).

movimento de bolhas desse tipo ascendendo em tubos inclinados. Os líquidos utilizados foram água e metanol, que são líquidos com viscosidades  $\mu$  e densidades  $\rho$  semelhantes, porém com a tensão superficial  $\sigma_{met}$  do metanol sendo de menos de um terço daquela da água ( $\sigma_{agua}$ ). Foi, então, observado por esses autores que, no caso vertical, as forças que governavam a ascensão das bolhas eram as inerciais, uma vez que não foram observadas diferenças significativas para os dois fluidos, apesar da grande diferença entre  $\sigma_{met}$  e  $\sigma_{agua}$ . Por outro lado, com a inclinação, a grande curvatura na região frontal das bolhas, tanto nas espessuras das placas quanto nos seus espaçamentos, se combinaram para criar uma considerável força superficial. Esses autores consideraram, então, que essa força poderia ser, logicamente, modelada através de  $EO$ . Desta forma, a velocidade da bolha em uma determinada inclinação  $U(\theta)$  poderia ser expressa como:

$$U(\theta) = f(1/Eo), \quad (2.56)$$

onde:

$$f(1/Eo) \rightarrow 1; Eo \rightarrow \infty. \quad (2.57)$$

Deve-se observar que a proposta de MANERI e ZUBER [98], apresentada através das Eqs. 2.56 e 2.57, estão em plena concordância com os resultados de ZUKOSKI [68] apresentados na Fig. 2.24, onde, para o caso vertical ( $90^\circ$ ), não foi observada influência de  $\Sigma$  nas velocidades das bolhas em água ou em metanol, pois, provavelmente, para os líquidos e condições experimentais utilizados,  $\Sigma < 0,1$  ou  $Eo > 40$ .

Já no caso inclinado, verifica-se uma dependência entre  $U_b$  e  $\Sigma$  ou  $U_b$  e  $EO$ .

MANERI e ZUBER [98] consideraram, também, que o movimento da bolha em relação à inclinação poderia ser descrito qualitativamente como o resultado da combinação de dois efeitos competitivos: a alteração do perfil ou formato da bolha, que atua no sentido de aumentar a sua velocidade, e uma diminuição na componente axial da força de empuxo, que atua no sentido de diminuí-la. Desta forma, propuseram expressar o número de Froude  $Fr$  conforme a equação:

$$Fr = S\sqrt{\cos \theta}, \quad (2.58)$$

onde  $S$  é a função de forma representada em termos do raio frontal de curvatura, que por sua vez é dependente do ângulo de inclinação.

Para bolhas de maior volume, como as bolhas de Taylor, esses autores consideraram que as bolhas em ascensão de forma inclinada eram assimétricas, com o escoamento de líquido em seu entorno desequilibrando-se progressivamente e tendendo a ocorrer apenas por um dos lados da bolha (bolha bidimensional), à medida que a inclinação aumentava, em relação à vertical. Faz-se importante ressaltar que, para MANERI e ZUBER [98], a posição vertical é que corresponde à  $0^\circ$ . Essa mudança do escoamento do líquido de dois filmes para um filme único os levou a sugerir uma interpretação para o comportamento da velocidade com o ângulo de inclinação, com base no que chamaram de regime de escoamento das bolhas, conforme apresentado na Fig. 2.25.

O primeiro regime se estenderia entre  $0^\circ$  e  $10^\circ$  de inclinação e seria caracterizado por bolhas com raios frontais relativamente grandes. O líquido cai livremente pelos dois lados da bolha, formando dois filmes de espessuras constantes, porém diferentes. Apenas no caso especial de escoamento vertical, as espessuras dos filmes seriam iguais. No segundo regime, que ocorre entre  $30^\circ$  e  $90^\circ$  de inclinação, a componente transversal da força de empuxo pressiona a bolha contra o bordo superior do tanque, resultando em uma massa desprezível de líquido escoando ao longo da superfície superior da bolha. Em contraste com o primeiro regime, a razão entre o raio frontal de curvatura da bolha e a largura do tanque é pequena, exibindo então dependência tanto em relação à inclinação quanto em relação às propriedades do líquido. Entre esses dois regimes há um regime de transição entre um sistema de bolhas com narizes mais rombudos e duplo filme para outro com narizes mais estreitos e filme único. O acentuado aumento de  $Fr$  é característico de tal região de transição.

SPEDDING e NGUYEN [99] estudaram os efeitos do tamanho e do ângulo de inclinação  $\theta$  no movimento de bolhas de ar ascendendo em água destilada, utilizando tubos com diferentes diâmetros internos  $D$ . Esses autores consideraram a posição horizontal como referência, sendo o ângulo atribuído a ela de  $0^\circ$ . Consequentemente,

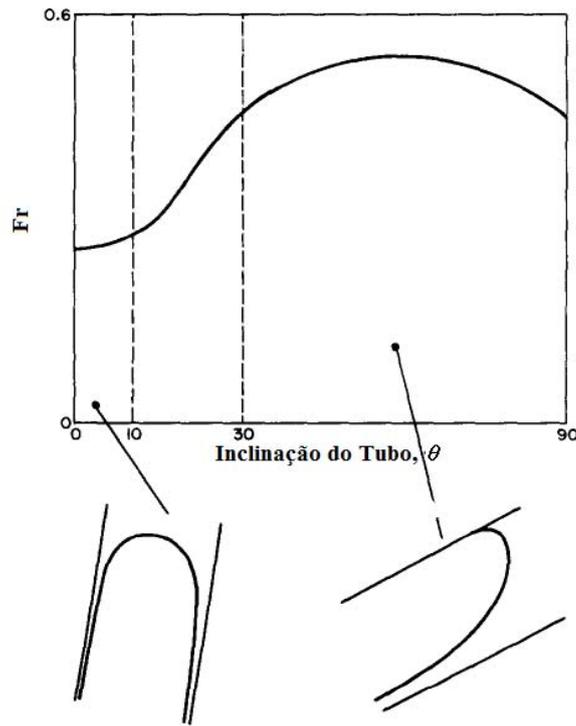


Figura 2.25: Dependência com a inclinação dos regimes de escoamento das bolhas (MANERI e ZUBER[98]).

a posição vertical corresponde a um ângulo de  $90^\circ$ . Deve-se ressaltar que esse não foi um trabalho que envolveu apenas bolhas de Taylor. Foram, também, estudadas bolhas de pequenos tamanhos.

Esses autores observaram um marcante aumento na velocidade das bolhas em tubos com ângulos próximos da horizontal ( $\approx 2^\circ$ ), com o aumento do volume ou do tamanho da bolha, até um determinado limite, quando o tamanho passou a não mais ter influência. Nesses pequenos ângulos de inclinação, a bolha precisou de um volume mínimo para ela pudesse se movimentar. Tal fato foi explicado através da necessidade da força de empuxo atuando sobre a bolha precisar sobrepor-se à força de tensão superficial que tende a mantê-la em uma posição fixa na parte superior interna da parede do tubo. Deste modo, somente um aumento do volume da bolha ou do ângulo de inclinação, que aumentam a componente da força de empuxo na direção do movimento, poderiam proporcionar a movimentação da bolha. Para  $\theta > 2^\circ$ , foi ainda observado um aumento da velocidade, ou do número de Froude ( $Fr$ ), com o aumento do tamanho da bolha, porém de forma menos acentuada. Nesses casos, também, verificou-se que  $Fr$  atingiu um limite para bolhas acima de um determinado tamanho, o que justifica-se pelo fato das bolhas tomarem o aspecto característico de bolhas de Taylor, não havendo mais alterações na região de seu nariz, à medida que o volume ou comprimento da bolha aumenta. De maneira geral, os resultados apresentados por SPEDDING e NGUYEN [99] revelaram que,

à medida que  $\theta$  aumenta, para um dado volume ou tamanho de bolha, a velocidade de ascensão aumenta, passando por um máximo em torno de  $35^\circ$  e volta a cair até o valor de  $Fr$  para a posição vertical, que é menor do que o caso horizontal, conforme mostrado na Fig. 2.26.

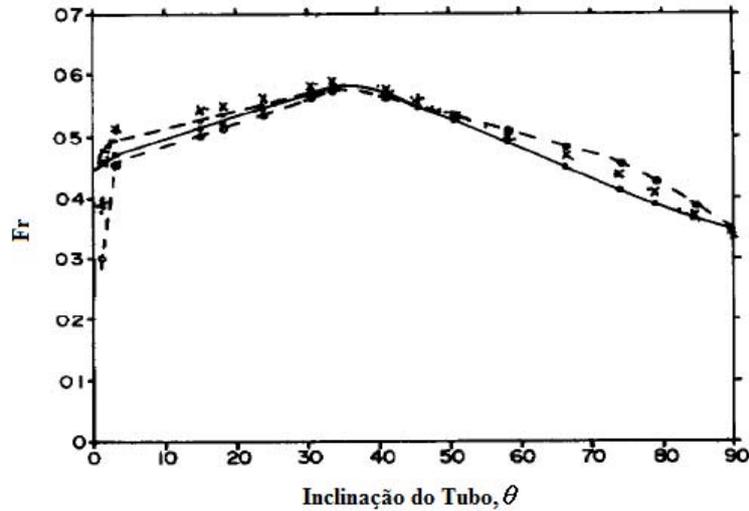


Figura 2.26: Efeito da inclinação do tubo na velocidade de ascensão de bolhas de ar em água, à  $20^\circ\text{C}$  (SPEDDING E NGUYEN [99]).

A Fig. 2.26 indica que o volume ou tamanho das bolhas pode ter influência no valor de suas velocidade de ascensão, porém não afetariam o ângulo de inclinação  $\theta$  para o qual a velocidade máxima ocorre. Considerando-se o caso específico de bolhas de Taylor, tais resultados estariam em concordância com aqueles obtidos por ZUKOSKI [68], para o qual foi observado um máximo de velocidade na faixa de  $30^\circ < \theta < 50^\circ$  (Fig. 2.23).

SPEDDING e NGUYEN [99] identificaram, também, que o diâmetro interno do tubo  $D$  exerce um importante papel nesse contexto. Conforme ilustrado na Fig. 2.27, de uma maneira geral, a velocidade da bolha aumenta com o diâmetro do tubo até um certo limite máximo. Os resultados apresentados nessa figura referem-se a bolhas de comprimento infinito, o que equivale a dizer que referem-se a bolhas de Taylor. Segundo os autores, a Fig. 2.27 não apresenta, de fato, máximos de  $Fr$  para  $\theta < 25^\circ$ , porém, dados adicionais indicariam a existência de um máximo para tubos com  $D > 30$  cm.

Utilizando-se de tubos com diâmetros internos bastante grandes, SPEDDING e NGUYEN [99] determinaram a influência do número de Eotvos ( $Eo$ ) na velocidade das bolhas, para diferentes ângulos de inclinação  $\theta$ , conforme pode ser observado na Fig. 2.28. Tais resultados apresentam concordância com aqueles obtidos por ZUKOSKI [68], onde verifica-se uma independência de  $Fr$  com  $Eo$ , para o caso vertical ( $90^\circ$ ) e uma tendência de aumento de  $Fr$  com o aumento de  $Eo$  (ou diminuição de

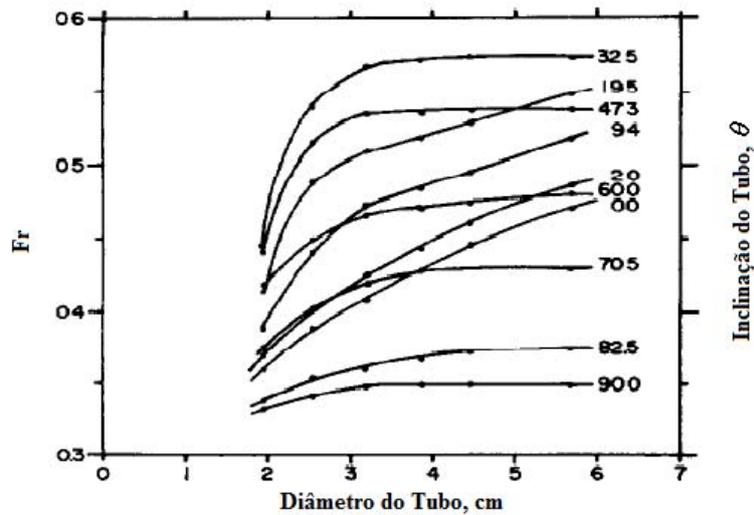


Figura 2.27: Efeito do diâmetro do tubo na velocidade de ascensão de bolhas de ar em água, à 20°C (SPEDDING E NGUYEN [99]).

$\Sigma$ ), para os demais casos (Fig. 2.24).

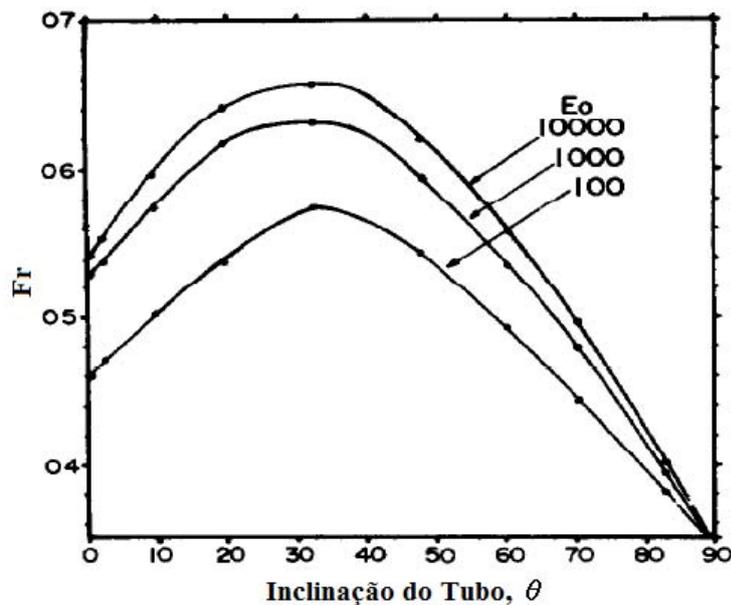


Figura 2.28: Efeito da inclinação do tubo e da tensão superficial na velocidade de ascensão da bolha (SPEDDING E NGUYEN [99]).

Na Fig. 2.28 pode-se, também, observar que o máximo de velocidade ocorreu para  $\theta \approx 35^\circ$ . Segundo esses autores, não haveria nenhuma evidência em relação a um aumento adicional de  $Fr$ , para  $Eo > 10000$ , o que teria sido verificado através da adição de detergente à água, para o maior diâmetro interno de tubo, utilizado no trabalho.

SPEDDING e NGUYEN [99] apresentaram um modelo conceitual para explicar a influência de  $\theta$  sobre  $Fr$  (Figs. 2.26 e 2.28), relacionando-a com o formato da

bolha, em especial na região do nariz. Para ângulos até  $30^\circ$ , a partir da horizontal, as bolhas tendem a aderir na superfície superior do tubo, como mostrado na Fig. 2.29, permitindo, assim, que o líquido em queda passe entre a bolha e a superfície inferior do tubo. Para ângulos além de  $40^\circ$ , a bolha começa a ocupar uma porção substancial da área interna total do tubo, de modo a causar uma interferência no escoamento do líquido a partir do nariz da bolha. Este efeito é maximizado no caso vertical ( $90^\circ$ ), onde o líquido escoar na forma de um filme fino anular.

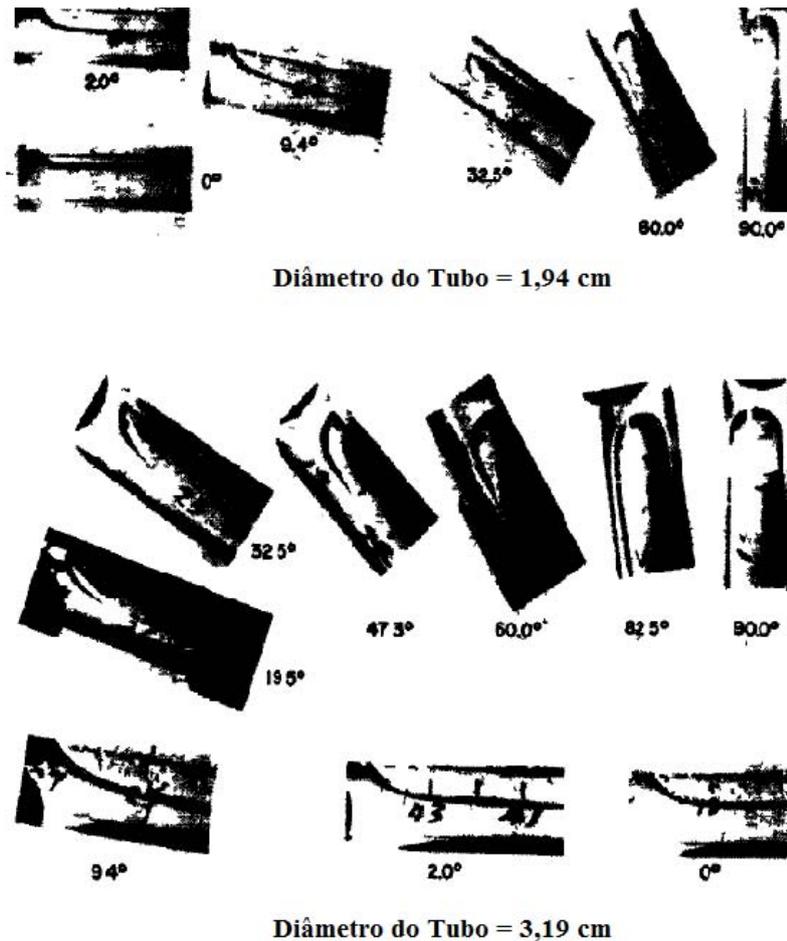


Figura 2.29: Efeito da inclinação do tubo e do volume de ar no formato da bolha (SPEDDING E NGUYEN [99]).

Segundo esses autores, detalhes que podem ser observados na Fig. 2.29 indicaram que, para  $\theta < 30^\circ$ , o ângulo entre a parede do tubo e a interface gás-líquido no ponto de contato do nariz da bolha, entre o ar, a água e a parede do tubo, mostrou-se agudo. Para ângulos além de  $40^\circ$ , esse ângulo de contato mostrou-se obtuso. O ponto de transição, onde o ângulo de contato reto foi observado, ocorreu, justamente, para  $\theta \approx 35^\circ$ , o que corresponde ao ponto de máxima velocidade da bolha.

Deste modo, à medida que o ângulo de inclinação  $\theta$  é aumentado, a partir da horizontal ( $0^\circ$ ), parecem haver duas forças de sentidos opostos atuando sobre as

bolhas. Uma caracterizada pelo aumento da força de impulso, que causa um aumento da velocidade da bolha, à medida que  $\theta$  aumenta. Em oposição a essa força, tem-se uma força de resistência originada a partir da drenagem do líquido em queda ao redor da bolha que ascende.

A velocidade de propagação de bolhas alongadas individuais através de líquidos em escoamento em tubos com diferentes diâmetros internos  $D$  e diferentes ângulos de inclinação  $\theta$ , tendo a posição horizontal como referência ( $0^\circ$ ), foi, também, estudada por BENDIKSEN [100]. As velocidades correspondentes à ascensão em líquidos estagnados foram obtidas a partir de gráficos das velocidades das bolhas em função da velocidade do líquido para os vários ângulos, extrapolando os dados para o caso de velocidade zero do líquido. Segundo esse autor, para iguais condições, os valores assim obtidos para a ascensão de uma única bolha em líquido seriam concordantes com aqueles obtidos diretamente por ZUKOSKI [68].

BENDIKSEN [100] propôs uma correlação para estimar a velocidade de bolhas alongadas ascendendo em líquido estagnado contido em tubos inclinados:

$$Fr(\theta) = Fr_H \cos\theta + Fr_V \sin\theta, \quad (2.59)$$

onde,  $Fr(\theta)$ ,  $Fr_H$  e  $Fr_V$  são os números de Froude para um determinado ângulo  $\theta$ , para tubo horizontal e para tubo vertical, respectivamente.

A Fig. 2.30 apresenta uma comparação da correlação definida pela Eq. 2.59 com os resultados de BENDIKSEN [100], bem como aqueles obtidos por ZUKOSKI [68] para a variação de  $Fr$  com  $\theta$  para diferentes valores do parâmetro de tensão superficial ( $\Sigma = \sigma/\rho g R^2$ ). Conforme pode-se observar, a correlação apresentou uma boa concordância com os valores medidos ou extrapolados, especialmente para o caso de menores valores de  $\Sigma$ , ou maiores valores de  $Eo$  (curva superior na figura).

WEBER *et al.* [71] estudaram a velocidade de propagação de bolhas alongadas em tubos inclinados para diferentes líquidos, caracterizados por seus respectivos números de Morton ( $M = g\mu^4/\rho\sigma^3$ ) e para diferentes diâmetros de tubos, caracterizados por seus números de Eotvos ( $Eo = \rho g D^2/\sigma$ ). Os resultados, por eles obtidos, revelaram que a correlação proposta por BENDIKSEN [100], definida pela Eq. 2.59, é capaz de estimar adequadamente o valor de  $Fr$ , com erros da ordem de 15%, enquanto  $Fr_H \geq Fr_V$ . Para líquidos com  $M \leq 10^{-10}$ , isto corresponderia a  $Eo \geq 50$ . Já para o caso de líquidos com maiores valores de  $M$ , a aplicação da Eq. 2.59 somente seria satisfatória para grandes valores de  $Eo$  ou tubos de maiores diâmetros internos  $D$ .

Deste modo, WEBER *et al.* [71] propuseram um fator de correção  $Q$  para a correlação de BENDIKSEN [100], que ampliaria a sua faixa de aplicação e apresentaria concordância com todos os dados experimentais disponíveis naquele momento. A

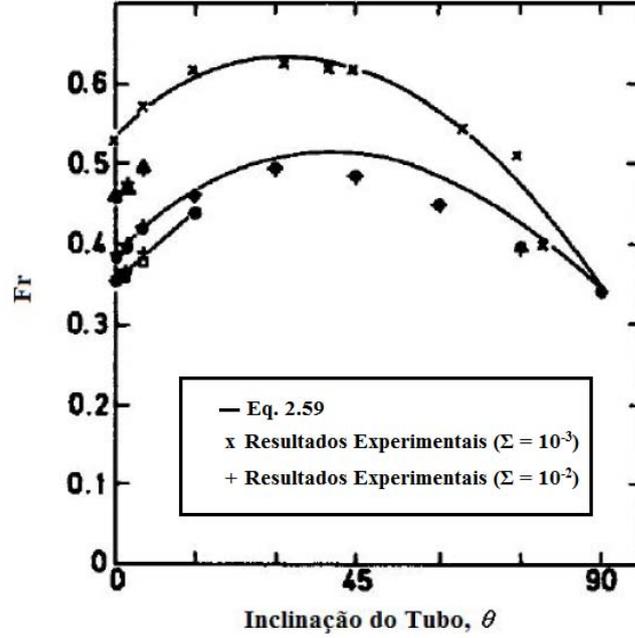


Figura 2.30: Variação de  $Fr$  com o ângulo de inclinação do tubo  $\theta$ , em líquido estagnado, para diferentes  $\Sigma$  (BENDIKSEN [100]).

nova correlação pode ser apresentada da seguinte maneira:

$$Fr(\theta) = Fr_H \cos\theta + Fr_V \sin\theta + Q, \quad (2.60)$$

onde  $Q$  é o fator de correção, dependente da diferença entre  $Fr_V$  e  $Fr_H$  ( $\Delta Fr$ )

$$\Delta Fr = Fr_V - Fr_H \quad (2.61)$$

e do ângulo de inclinação. Para  $\Delta Fr \leq 0$ ,

$$Q = 0, \quad (2.62)$$

enquanto para  $\Delta Fr > 0$ ,

$$Q = 1,37(\Delta Fr)^{2/3} \sin\theta(1 - \sin\theta). \quad (2.63)$$

A Fig. 2.31 apresenta uma comparação entre as correlações de WEBER *et al.* [71] e BENDIKSEN [100] com resultados experimentais, para  $EO \approx 80$  e diferentes valores de  $M$ .

Na Fig. 2.31 pode-se observar a boa concordância entre os resultados experimentais e a correlação de WEBER *et al.* [71], que segundo esses autores, apresentariam erros relativos médios menores do que 10%. Além disso, pode-se, também, observar a diferença entre as correlações, para o caso de  $M = 1,08$  ( $\Delta Fr > 0$ ), com a

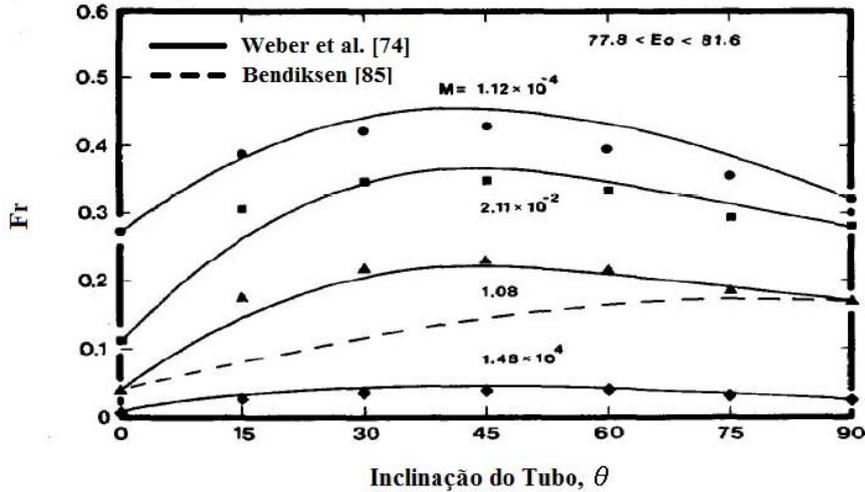


Figura 2.31: Variação de  $Fr$  com o ângulo de inclinação do tubo  $\theta$ , em líquido estagnado, para  $Eo \approx 80$  e diferentes valores de  $M$  (WEBER et al. [71]).

correlação de WEBER *et al.* [71] apresentando muito melhor concordância com os valores experimentais do que aquela proposta por BENDIKSEN [100].

COUET e STRUMOLO [101] estudaram, através de simulação numérica, os efeitos da tensão superficial  $\sigma$  e do ângulo de inclinação  $\theta$  sobre bolhas bidimensionais em ascensão, ou seja, sobre bolhas injetadas na base de um duto retangular estreito, formado, basicamente, por duas placas separadas por uma pequena distância. Sendo a razão entre a largura das placas e a distância entre elas grande (da ordem de 12 a 15), pode-se, então, fazer uma aproximação para o caso bidimensional.

Para realizar tais simulações, esses autores ignoraram os efeitos da viscosidade do líquido e determinaram o formato da bolha, impondo a condição de pressão constante ao longo da interface gás-líquido. Neste trabalho, a referência é a posição vertical, para a qual os autores atribuíram o valor de ( $0^\circ$ ). Em relação à influência de  $\sigma$ , foi encontrada uma variação de  $Fr$ , em relação ao parâmetro  $\Sigma$  ( $\Sigma = \sigma/\rho g R^2$ ), semelhante àquele encontrado por ZUKOSKI [68], onde, para o caso vertical,  $Fr$  tende a estabilizar-se para  $\Sigma < 0,1$  e com  $Fr$  aumentando com a diminuição de  $\Sigma$  (Fig. 2.24), para os casos inclinados. Importante ressaltar que, nessa figura, a posição vertical corresponde à  $90^\circ$ , em função de ZUKOSKI [68] ter usado a posição horizontal como referência.

A Figs. 2.32 e 2.33 apresentam comparações entre os resultados das simulações para o formato da bolha, realizado por COUET e STRUMOLO [101] e fotografias obtidas por MANERI [102], para os casos vertical e horizontal, respectivamente.

Pode-se verificar, nas Figs. 2.32 e 2.33, uma excelente concordância entre as fotografias de MANERI [102] e os resultados simulados por COUET e STRUMOLO [101], tanto para o caso vertical como para o horizontal. Já para o caso inclinado,

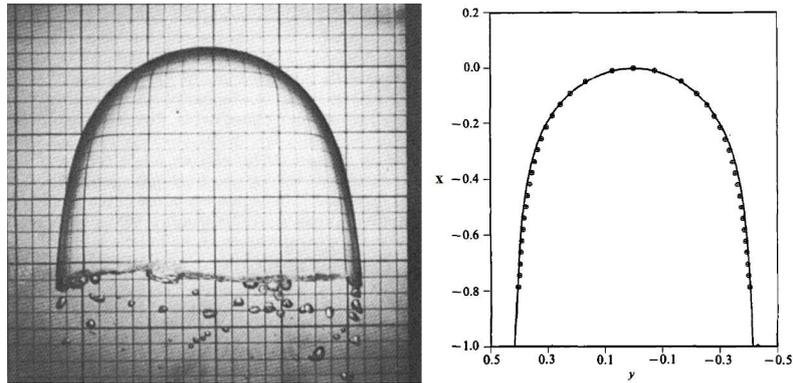


Figura 2.32: Comparação entre o formato de bolha bidimensional observado em fotografia (MANERI [102]) e aquele obtido por simulação numérica (COUET E STRUMOLO [101]), para o caso vertical.

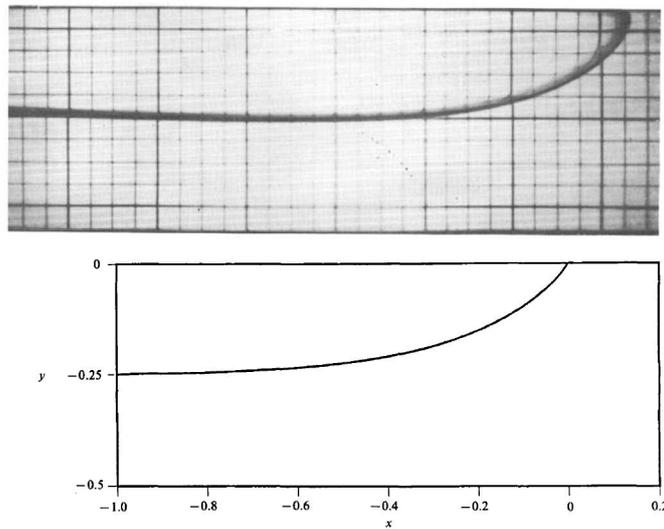


Figura 2.33: Comparação entre o formato de bolha bidimensional observado em fotografia (MANERI [102]) e aquele obtido por simulação numérica (COUET E STRUMOLO [101]), para o caso horizontal.

pode-se observar uma perda de concordância, em especial, na região da cauda das bolhas, conforme mostrado nas Figs. 2.34 e 2.35, que apresentam as mesmas comparações, para os casos de  $\theta = 30^\circ$  e  $\theta = 60^\circ$ , respectivamente.

Embora os autores tenham considerado que a concordância era boa, pode-se verificar, através das fotografias nas Figs. 2.34 e 2.35, que  $\theta$  exerceu uma influência sobre o formato da região da cauda da bolha, e tal influência, não foi prevista pelo modelo utilizado na simulação.

ALVES *et al.* [103] aplicaram uma teoria para escoamento não viscoso para determinar a velocidade de arrasto (*Drift Velocity*) de bolhas alongadas em tubos inclinados, baseada na abordagem de BENJAMIN [104] para tubos horizontais e realizaram experimentos para a medição direta desse parâmetro, utilizando querosene como líquido de trabalho. Tanto a abordagem teórica, quanto as medições experi-

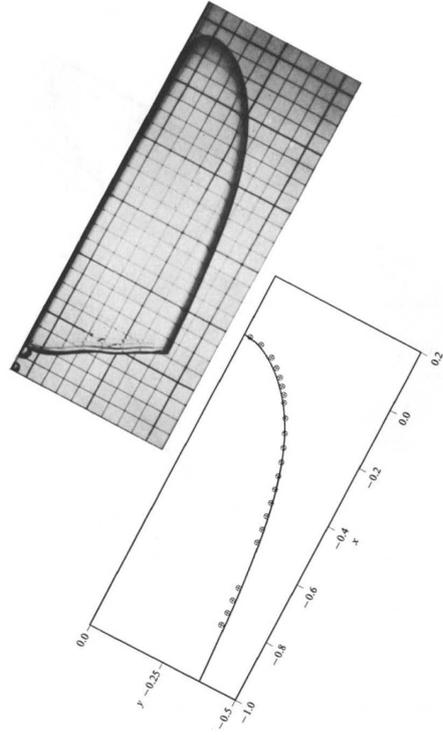


Figura 2.34: Comparação entre o formato de bolha bidimensional observado em fotografia (MANERI [102]) e aquele obtido por simulação numérica, para  $\theta = 30^\circ$  (COUET E STRUMOLO [101]).

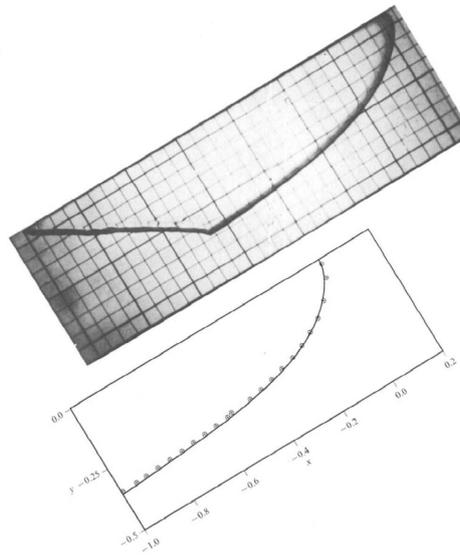


Figura 2.35: Comparação entre o formato de bolha bidimensional observado em fotografia (MANERI [102]) e aquele obtido por simulação numérica, para  $\theta = 60^\circ$  (COUET E STRUMOLO [101]).

mentais mostraram concordância com a tendência de comportamento da velocidade da bolha  $U_b$  (ou  $Fr$ ) em relação ao ângulo de inclinação  $\theta$ , onde a velocidade aumenta até um valor máximo, para uma inclinação de  $\approx 40^\circ$ , em relação à horizontal,

e em seguida diminui até um valor correspondente ao caso vertical ( $90^\circ$ ).

CAREW *et al.* [105], também, propuseram uma extensão para a abordagem teórica de BENJAMIN [104], para estudar o movimento de bolhas alongadas em tubos cilíndricos inclinados. Essa nova abordagem concentrou o seu foco no excesso de líquido na região do nariz da bolha, que deveria equilibrar a força de empuxo nessa região, conforme a Fig. 2.36.

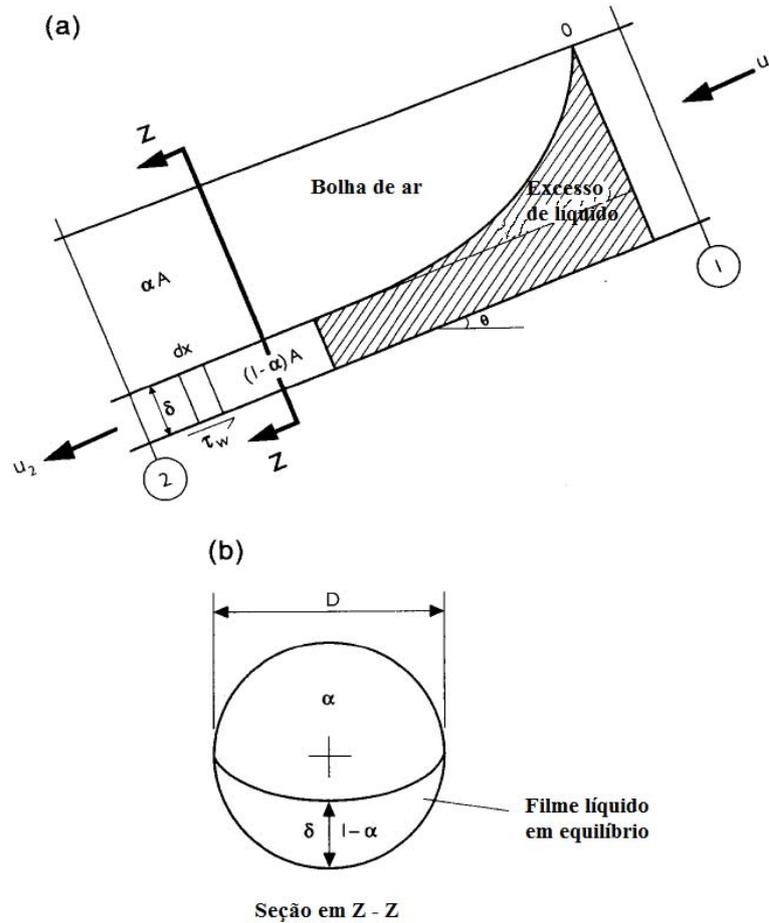


Figura 2.36: Esquema de uma bolha alongada ascendendo em um tubo cilíndrico inclinado (CAREW *et al.* [105]).

Segundo esses autores, o peso do líquido escoando a jusante do nariz da bolha (Seção Z-Z) é balanceado pelo atrito na parede do tubo e, portanto, não exerceria influência sobre a velocidade de ascensão. O ponto O, na Fig. 2.36, seria o ponto de estagnação e a pressão seria constante (no presente caso nula) em qualquer ponto ao longo da interface. Considerando escoamento não viscoso e realizando um balanço entre o momento linear a montante e a jusante do nariz da bolha, CAREW *et al.* [105] propuseram uma correlação para estimar a velocidade de ascensão  $U_b$ , ou mais precisamente estimar  $Fr$ , de bolhas de Taylor ascendendo em tubos cilíndricos inclinados.

$$Fr = \sqrt{\frac{2(1-\epsilon)}{(1+\epsilon)} \left\{ \frac{V}{AD} \text{sen}\theta - \left[ \epsilon^2 \left( 1 - \frac{4}{3\pi} \right) + \epsilon \left( \frac{4}{3\pi} - \frac{3}{2} \right) \right] \cos\theta \right\}}, \quad (2.64)$$

sendo:

$$\epsilon = 0,59 + 0,3031 \left( \frac{\theta}{90} \right)^{0,2308} \quad (2.65)$$

e

$$\frac{V}{AD} \text{sen}\theta = a \text{sen}2\theta + m \left( \frac{\theta}{90} \right) + c; \quad (2.66)$$

onde:

$$a = 8,347 (\log Eo)^{0,2} - 8,359; \quad (2.67)$$

$$m = -0,164 \log Eo + 1,555; \quad (2.68)$$

$$c = 0,164 \log Eo - 0,463. \quad (2.69)$$

Nas Eqs. 2.64 a 2.69,  $\theta$  é o ângulo de inclinação, em relação à horizontal,  $(V/AD)\text{sen}\theta$  representa o volume de excesso de líquido na região do nariz e  $Eo$  é o número de Eotvos. Assim, na correlação descrita pela Eq. 2.64 já se encontra incorporado o efeito da tensão superficial, o que pode ser observado na comparação dos resultados estimados com aqueles obtidos por ZUKOSKI [68], apresentada na Fig. 2.37 e que revela uma excelente concordância para toda a faixa de inclinações e, também, para os diferentes valores de  $Eo$ .

A correlação de CAREW *et al.* [105] destaca e atribui, então, grande importância ao excesso de massa de líquido que flui na parte inferior do nariz da bolha. O termo referente a essa massa de líquido aumenta quando a região do nariz torna-se mais pronunciada, resultando em maiores velocidades de ascensão, o que é consistente com evidências reportadas na literatura (WEBER *et al.* [71]). Aumentando-se a viscosidade ou a tensão superficial, o nariz da bolha tende a tornar-se mais rombudo e, conseqüentemente, a velocidade diminui. Segundo esses autores, para condições de viscosidade dominante ( $Re < 1$ ), o aumento de velocidade seria menos dependente da inclinação, devido ao lento escoamento do líquido em torno do nariz.

SHOSHO e RYAN [106] realizaram um estudo experimental do movimento de bolhas alongadas em tubos inclinados, usando tubos cilíndricos com 1,22 m de comprimento e com diferentes diâmetros internos ( $0,0127 \text{ m} < D < 0,0381 \text{ m}$ ) e diferen-

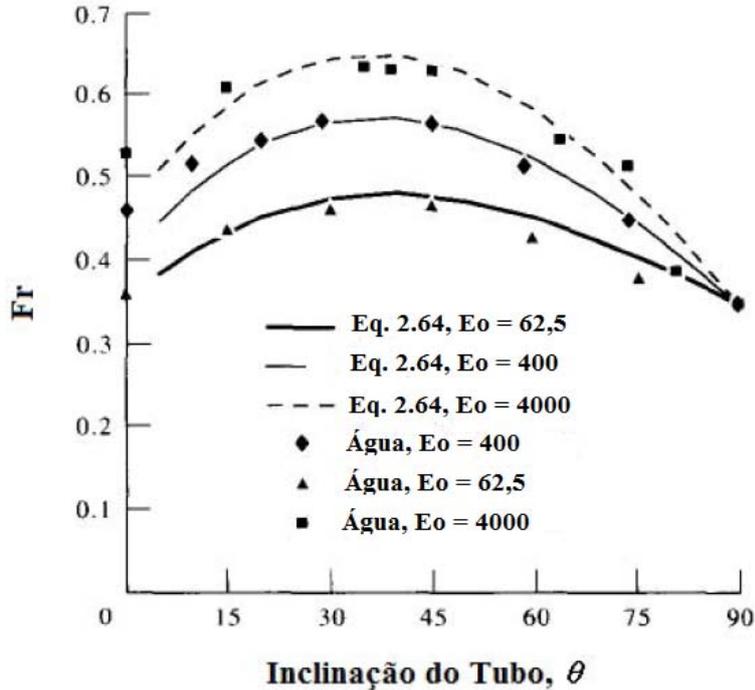


Figura 2.37: Comparação dos resultados experimentais de ZUKOSKI [68] com a correlação de CAREW et al. [105] (Eq. 2.64).

tes líquidos, de modo a obter-se resultados para uma ampla faixa de viscosidades. Os resultados experimentais foram correlacionados através de três números adimensionais, a saber: número de Froude ( $Fr = U_b / \sqrt{gD}$ ); número de Eotvos ( $Eo = \rho g D^2 / \sigma$ ) e número de Morton ( $M = g\mu^4 / \rho\sigma^3$ ). Nesse trabalho, foi utilizada como referência a posição horizontal ( $0^\circ$ ).

A Fig. 2.38 apresenta a relação obtida entre a velocidade da bolha, ou  $Fr$ , e o ângulo de inclinação  $\theta$ , para diferentes fluidos, caracterizados por  $M$ , em dois tubos com diferentes diâmetros internos  $D$ . Pode-se observar que todas as curvas apresentam a mesma tendência básica, ou seja, à medida que o ângulo aumenta, a partir da horizontal,  $Fr$  aumenta até um valor máximo, voltando a diminuir até a posição vertical ( $90^\circ$ ), o que está em concordância com a literatura anterior que trata do mesmo assunto (ZUKOSKI [68], BENDIKSEN [100], WEBER *et al.* [71], CAREW *et al.* [105], entre outros). Segundo SHOSHO e RYAN [106], o ângulo  $\theta$  para o qual ocorre o valor máximo de  $Fr$  varia de  $\theta \approx 60^\circ$ , para  $M > 10^4$ , até  $\theta \approx 45^\circ$ , para  $M < 1$ , o que estaria de acordo com observações de WEBER *et al.* [71], que teriam identificado uma tendência da velocidade máxima ocorrer para ângulos menores, à medida que  $M$  diminui.

SHOSHO e RYAN [106] observaram que, em geral, à medida que  $M$  diminui para um mesmo ângulo de inclinação  $\theta$ , o valor de  $Fr$  aumenta. Os resultados indicam que fluidos com  $M < 10^{-4}$  apresentaram uma dependência qualitativamente similar

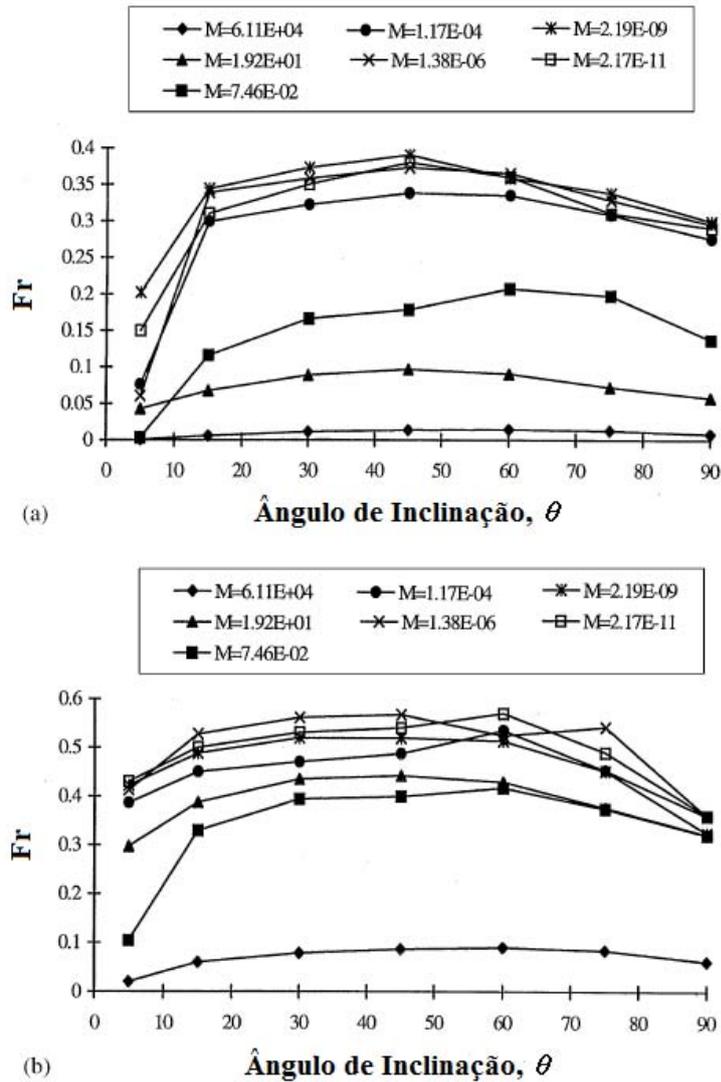


Figura 2.38: Relação entre  $Fr$  e  $\theta$  para diferentes líquidos ou  $M$ : a)  $D = 0,0127$  m; b)  $D = 0,0381$  m (SHOSHO E RYAN [106]).

de  $Fr$  em relação à  $\theta$ , especialmente para  $\theta > 15^\circ$ . Tal fato levou esses autores a sugerir que as propriedades do líquido não apresentariam efeito significativo sobre  $Fr$  para líquidos com baixos  $M$ .

Também pode ser observado, na Fig. 2.38, que, para os dois diâmetros internos  $D$  de tubo apresentados, o líquido com  $M = 6,11 \times 10^4$  (xarope de milho) apresentou valores de  $Fr$  muito menores do aqueles para os outros fluidos. Tal fato foi observado para todos os diâmetros estudados. Para tubos com menores  $D$  e  $M < 10^{-4}$ , os valores de  $Fr$  exibiram um significativo aumento, à medida que  $\theta$  aumenta de  $5^\circ$  até  $15^\circ$ . Já para tubos maiores, entretanto, esse aumento não é tão pronunciado. No caso de  $M = 7,46 \times 10^{-2}$  (80% de xarope de milho), verifica-se que um aumento razoável ocorre para os diferentes diâmetros de tubo, enquanto que, para  $M = 6,11 \times 10^4$  (xarope de milho) e  $M = 1,92 \times 10^1$  (glicerina), não se observa esse

comportamento, para nenhum dos tubos estudados, com esses líquidos apresentando apenas um modesto aumento de  $Fr$ , à medida que  $\theta$  aumenta. Essas observações apresentam concordância com observações que indicam que a dependência de  $Fr$  com o ângulo de inclinação diminui, à medida que os efeitos viscosos aumentam (COUET e STRUMOLO [101]).

Na Fig. 2.39, é apresentada a relação de  $Fr$  vs  $\theta$  para diferentes valores de  $Eo$ , o que, na prática, significa para diferentes diâmetros de tubo  $D$ . Pode-se verificar que, para um dado ângulo de inclinação  $\theta$ ,  $Fr$  aumenta com o aumento de  $D$ , ou de  $Eo$ . Tais resultados estão em concordância com aqueles obtidos por ZUKOSKI [68] (Fig. 2.23), BENDIKSEN [100] (Fig. 2.30) e CAREW *et al.* [105] (Fig. 2.37). Deve-se ter em mente que  $Eo$  é inversamente proporcional a  $\Sigma$  ( $Eo \approx 1/\Sigma$ ), ao se avaliar as figuras citadas.

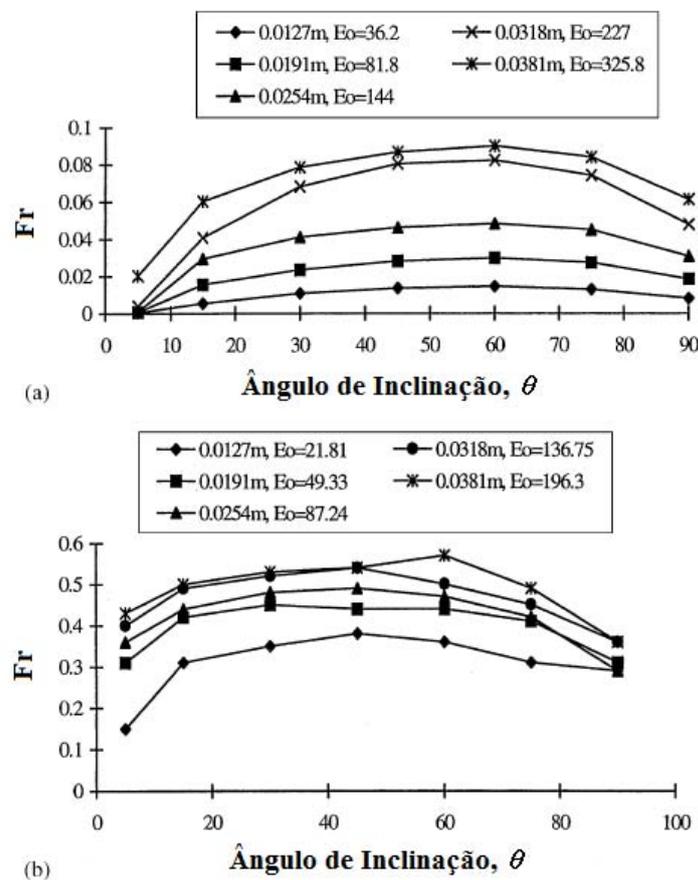


Figura 2.39: Relação entre  $Fr$  e  $\theta$  para diferentes diâmetros internos de tubo  $D$  ou diferentes  $Eo$ : a) Xarope de Milho ( $M = 6, 11 \times 10^4$ ); b) Água ( $M = 2, 17 \times 10^{-11}$ ) (SHOSHO E RYAN [106]).

SHOSHO e RYAN [106] compararam os seus resultados experimentais com as correlações de BENDIKSEN [100] e WEBER *et al.* [71] (Eqs. 2.59 a 2.63), conforme mostrado na Fig. 2.40, para xarope de milho como líquido de trabalho ( $M = 6, 11 \times 10^4$ ) e três diferentes diâmetros internos de tubo  $D$ . Pode-se observar que a

correlação de BENDIKSEN [100] estima valores de  $Fr$  muito menores do que aqueles obtidos experimentalmente para todos os diâmetros de tubo. Já a correlação de WEBER *et al.* [71] estima valores relativamente maiores de  $Fr$ , quando comparados com os valores experimentais para  $\theta < 45^\circ$ . Para  $\theta > 45^\circ$ , essa correlação tende a estimar valores de  $Fr$  menores do que aqueles obtidos experimentalmente.

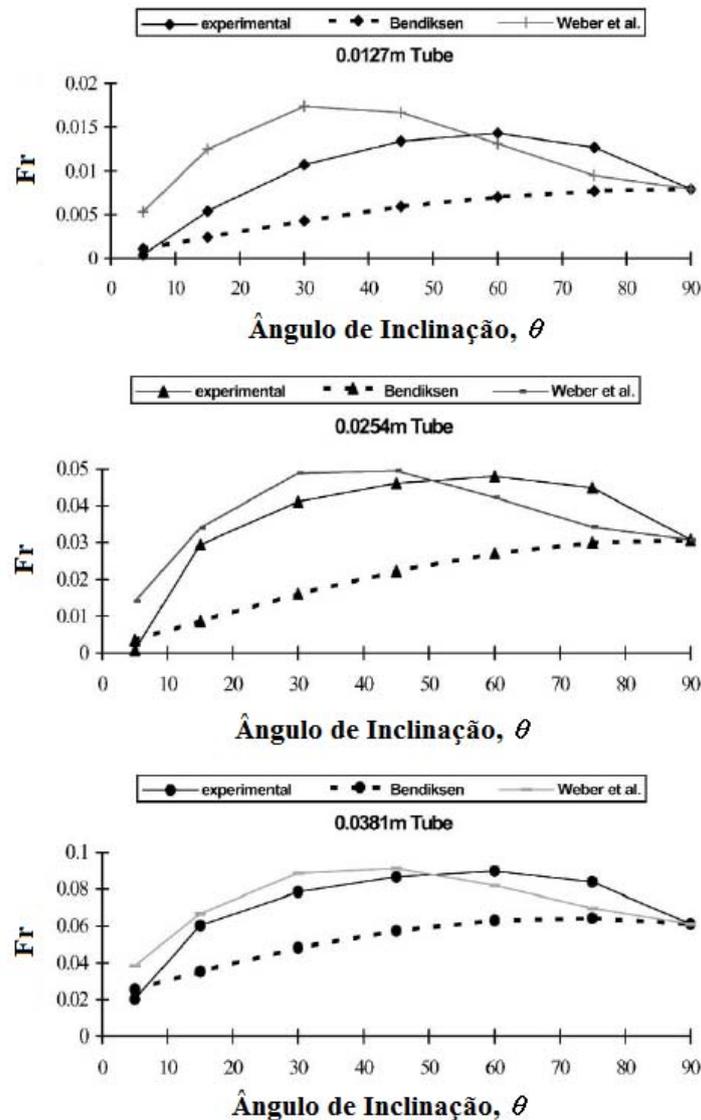


Figura 2.40: Comparação entre os resultados experimentais de SHOSHO E RYAN [106] com as correlações de BENDIKSEN [100] e de WEBER *et al.* [71] para xarope de milho ou  $M = 6, 11 \times 10^4$  (SHOSHO E RYAN [106]).

À medida que  $M$  diminui, ambas as correlações tendem a estimar  $Fr$  com menores diferenças em relação aos valores experimentais de SHOSHO e RYAN [106], especialmente para tubos de maiores diâmetros  $D$ , conforme pode ser observado na Fig. 2.41, que apresenta a comparação entre os valores estimados e medidos, para soluções aquosas com 80% de xarope de milho ( $M = 7, 46 \times 10^{-2}$ ).

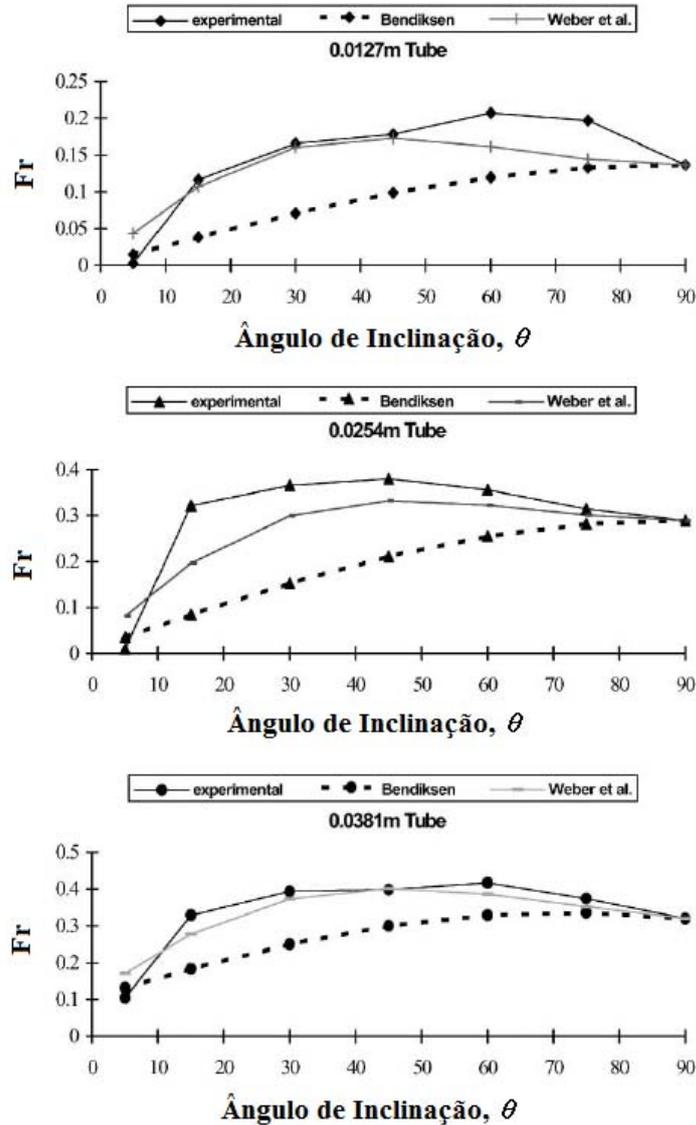


Figura 2.41: Comparação entre os resultados experimentais de SHOSHO E RYAN [106] com as correlações de BENDIKSEN [100] e de WEBER et al. [71] para solução aquosa com 80% de xarope de milho ou  $M = 7,46 \times 10^{-2}$  (SHOSHO E RYAN [106]).

Para valores muito baixos de  $M$ , os resultados experimentais apresentam concordância razoavelmente boa tanto com a correlação de BENDIKSEN [100], quanto com a correlação de WEBER *et al.* [71], em especial para tubos com maiores diâmetros  $D$ . Isso pode ser observado na Fig. 2.42, para o caso de solução aquosa com 40% de xarope de milho ( $M = 1,38 \times 10^{-6}$ ). Faz-se importante ressaltar que, para  $\Delta Fr \leq 0$ , ambas correlações tomam a mesma forma, ou seja, correlação de BENDIKSEN [100] torna-se uma forma particular da correlação de WEBER *et al.* [71].

Conforme já se poderia esperar, considerando-se todos os fluidos, a correlação de WEBER *et al.* [71] apresentou melhor concordância com os valores experimentais

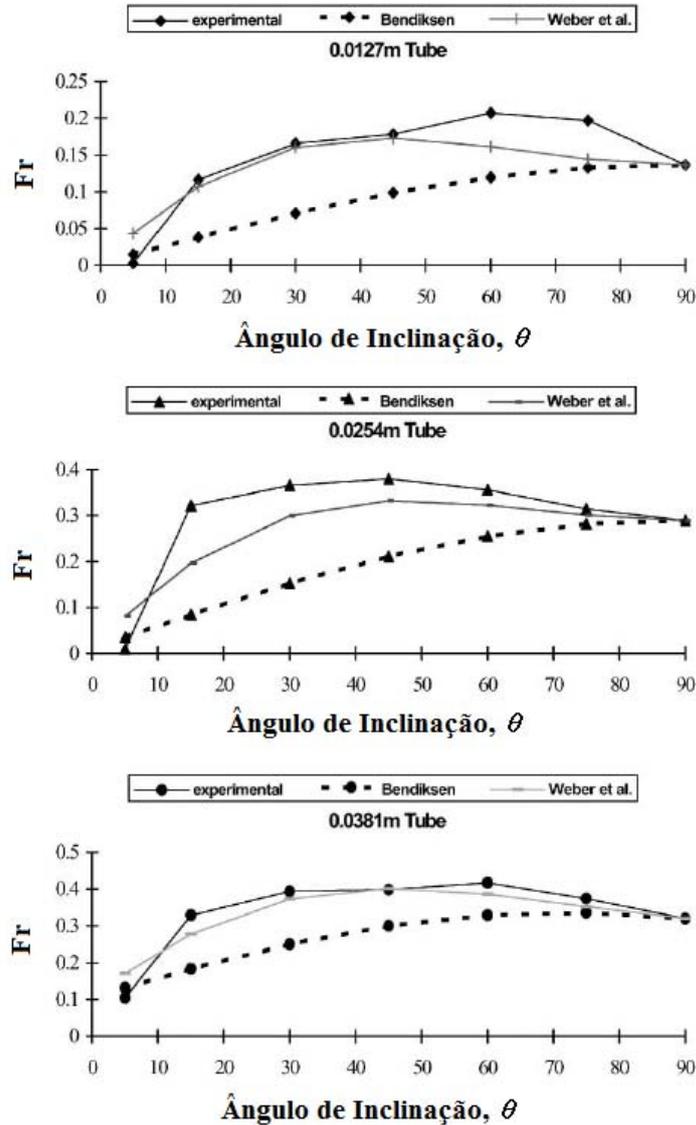


Figura 2.42: Comparação entre os resultados experimentais de SHOSHO E RYAN [106] com as correlações de BENDIKSEN [100] e de WEBER et al. [71] para solução aquosa com 40% de xarope de milho ou  $M = 1,38 \times 10^{-6}$  (SHOSHO E RYAN [106]).

do que a correlação de BENDIKSEN [100].

MOREIRAS *et al.* [107] estudaram os efeitos da viscosidade  $\mu$ , do diâmetro do tubo  $D$  e do ângulo de inclinação  $\theta$  na velocidade de ascensão de bolhas alongadas  $U_b$  em líquido estagnado, utilizando óleos com viscosidades intermediárias ( $0,039 < \mu < 0,166$  Pa.s) e propuseram uma correlação para estimar  $U_b$ , baseada nas correlações de BENDIKSEN [100] e de WEBER *et al.* [71]. Nesse trabalho foram, também, utilizados resultados de outros trabalhos disponíveis na literatura.

As medições experimentais realizadas apresentaram concordância com a tendência, já anteriormente comentada, de aumento da velocidade com o aumento da inclinação, a partir da posição horizontal ( $\theta = 0^\circ$ ), com um máximo na região

de  $30^\circ < \theta < 50^\circ$  e subsequente redução até chegar à posição vertical ( $\theta = 90^\circ$ ). Entretanto, esses resultados experimentais não apresentaram boa concordância com a correlação de BENDIKSEN [100]. Mais do que isso, esses autores, conforme esperado, observaram que os seus resultados, para óleos de viscosidades intermediárias, apresentaram valores entre aqueles obtidos por GOKCAL *et al.* [108], para óleos de altas e baixas viscosidades. Isso é mostrado na Fig. 2.43, onde os valores das viscosidades são apresentados em centipoise ( $1 \text{ cP} = 10^{-3} \text{ Pa.s}$ ).

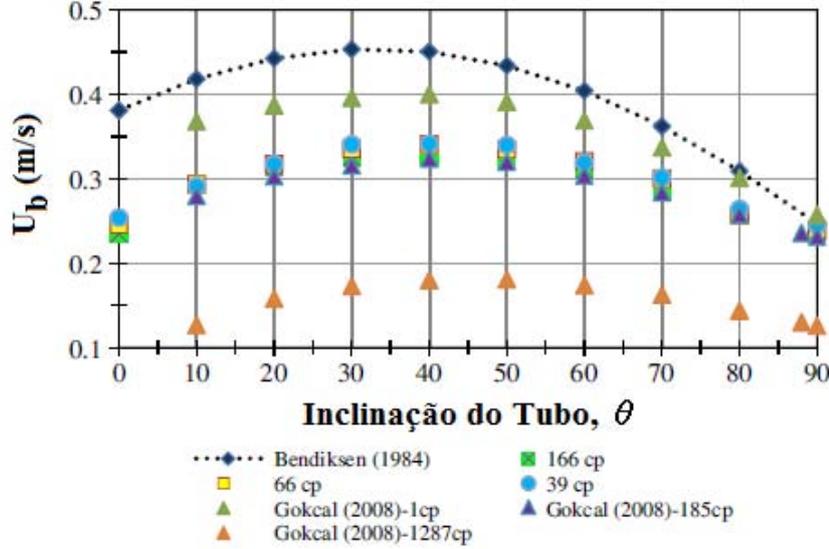


Figura 2.43: Dependência da velocidade de ascensão (ou de  $Fr$ ) em relação à inclinação do tubo  $\theta$ , para óleos com diferentes viscosidades  $\mu$ , apresentadas em centipoise (cP) (MOREIRAS *et al.* [107]).

Desta forma, MOREIRAS *et al.* [107] propuseram uma correlação para estimar a velocidade de ascensão de bolhas de Taylor, em função do ângulo de inclinação  $\theta$ :

$$Fr(\theta) = Fr_H \cos \theta^a + Fr_V \sin \theta^b + Q, \quad (2.70)$$

onde  $Q$  é um fator de correção, semelhante àquele proposto por WEBER *et al.* [71], e dependente da diferença entre  $Fr_V$  e  $Fr_H$  ( $\Delta Fr$ )

$$\Delta Fr = Fr_V - Fr_H \quad (2.71)$$

e do ângulo de inclinação. Para  $\Delta Fr < 0$ ,

$$Q = 0, \quad (2.72)$$

enquanto para  $\Delta Fr \geq 0$ ,

$$Q = c(\Delta Fr)^d \text{sen}\theta(1 - \text{sen}\theta). \quad (2.73)$$

Para estimar os valores de  $Fr_H$  e  $Fr_V$  foram propostas as seguintes correlações:

$$Fr_H = 0,54 - \frac{N_{vis}}{1,886 + 0,01443N_{vis}}, \quad (2.74)$$

onde,  $N_{vis} = \mu_L [gD^3 (\rho_L - \rho_G) \rho_L]^{-0,5} = 1/N_f$ .

Segundo os autores, essa correlação (Eq. 2.74) seria válida para tubos com diâmetros internos  $D$  maiores do que 0,03 m.

$$Fr_V = -\frac{8}{3}N_{vis} + \sqrt{\frac{2}{9} \frac{\rho_L}{\rho_L - \rho_G} + \frac{64}{9}N_{vis}^2} - \left( \frac{\sqrt{2}}{3} - 0,35 \right) \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_L - \rho_G}} \quad (2.75)$$

Nas Eqs. 2.70 a 2.75,  $\mu_L$  é a viscosidade do líquido,  $\rho_L$  é a densidade do líquido,  $\rho_G$  é a densidade do gás,  $g$  é a aceleração da gravidade,  $D$  é o diâmetro interno do tubo e  $\theta$  é o ângulo de inclinação, em relação à posição horizontal ( $\theta = 0^\circ$ ).

Os parâmetros de ajuste  $a$ ,  $b$ ,  $c$  e  $d$ , foram determinados pelos autores e são apresentados na Tab. 2.4, juntamente com seus intervalos para 95% de confiança.

Tabela 2.4: Parâmetros de ajuste para correlação de escoamento inclinado (MOREIRAS et al.[126]).

Parâmetro	Valor	Intervalo 95% Confiança
$a$	1,2391	0,0872
$b$	1,2315	0,1150
$c$	2,1589	1,4764
$d$	0,70412	0,2926

Esse modelo, ou correlação, foi verificado, utilizando-se os dados disponíveis, conforme apresentado na Fig. 2.44, que apresenta a relação entre valores experimentais das velocidades de ascensão e aqueles calculados pela correlação de MOREIRAS *et al.* [107], para condições envolvendo diferentes fluidos, ângulos de inclinação  $\theta$  e diâmetros de tubo  $D$ . Na figura, pode-se observar que a correlação apresenta muito boa concordância com os valores experimentais apresentados nessa comparação.

Assim, de acordo com tudo o que foi até aqui discutido, uma série de trabalhos foram desenvolvidos para estudar a ascensão de bolhas de Taylor em líquido estagnado contido em tubos inclinados. A partir desses estudos, algumas correlações foram propostas com o objetivo de descrever o movimento desse tipo de bolha, em tais condições, estimando a sua velocidade, principalmente, em função do ângulo de inclinação  $\theta$ , das propriedades dos fluidos e do diâmetro interno do tubo  $D$ . De

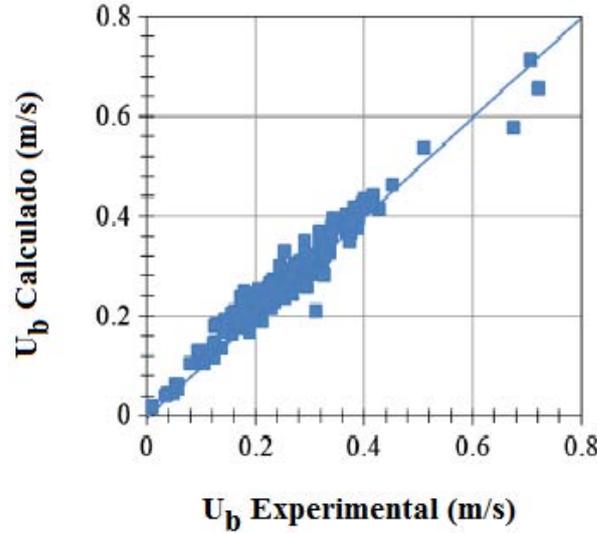


Figura 2.44: Relação entre as velocidades de ascensão medidas experimentalmente e aquelas calculadas pela correlação de MOREIRAS et al. [107], para condições envolvendo fluidos com diferentes viscosidades  $\mu$ , ângulos de inclinação  $\theta$  e diâmetros de tubo  $D$  (MOREIRAS et al. [107]).

uma maneira geral, tais correlações foram desenvolvidas empiricamente, a partir de dados experimentais que, na maioria das vezes, relacionavam importantes grupos adimensionais, tais como  $Fr$ ,  $EO$ ,  $M$  e  $N_f$ .

Todos os estudos experimentais apresentados indicaram que, para tubos inclinados, a velocidade, inicialmente, aumenta com o aumento da inclinação  $\theta$ , a partir da posição horizontal ( $\theta = 0^\circ$ ), atinge um valor máximo para  $30^\circ < \theta < 50^\circ$ , e, então, diminui até atingir a posição vertical ( $\theta = 90^\circ$ ). Ficou evidente, também, a grande influência do diâmetro do tubo  $D$ , da viscosidade do líquido  $\mu_L$  e de sua tensão superficial  $\sigma$  sobre a velocidade de ascensão das bolhas alongadas.

De uma maneira geral, a variação da velocidade com o ângulo de inclinação é explicada através da concentração da bolha na parede superior do tubo, o que aumenta a espessura do filme líquido na parte inferior à bolha, facilitando a passagem do líquido. Com exceção do modelo de CAREW *et al.* [105] (Fig. 2.36), que tenta considerar toda a geometria do volume de líquido abaixo da bolha, os outros modelos não fazem nenhuma referência à essa geometria, passando a ideia de uma bolha bidimensional, onde são consideradas as espessuras do líquido na parte inferior e, eventualmente, na parte superior da bolha. A palavra “eventualmente” foi aqui utilizada, em função de, na maioria das vezes, os modelos parecerem considerar que a bolha adere à parede superior, não havendo escoamento de líquido naquela região.

A dificuldade de se encontrar um modelo absolutamente adequado para descrever o movimento de bolhas alongadas em tubos inclinados se dá, naturalmente,

em função da grande complexidade da estrutura das bolhas nessas condições. Comparando-se com o escoamento vertical, onde o filme líquido anular em torno da bolha apresenta simetria radial, o escoamento inclinado apresenta bolhas totalmente assimétricas, devido ao deslocamento da bolha em relação ao eixo do tubo, da deformação de seu nariz e, até mesmo, por diferenças no formato de sua cauda. Para complicar um pouco mais, o modo como se dá essa assimetria apresenta forte dependência com a inclinação  $\theta$ . O comportamento do filme líquido passa, então, a apresentar uma dependência radial e, talvez, por isso, seja mais simples avaliar-se sua estrutura através de algumas posições mais características, como aquelas exatamente acima e abaixo da bolha, tratando-a como uma bolha bidimensional.

Por tudo o que foi exposto, torna-se evidente que ainda existe um amplo campo de estudos de modo a obter-se uma melhor compreensão da estrutura e do movimento de bolhas alongadas ascendendo em tubos inclinados.

# Capítulo 3

## Equipamentos e Procedimentos Experimentais

Para o desenvolvimento do presente trabalho, foi utilizada a estrutura disponível no Laboratório de Termo-Hidráulica Experimental David Adjuto Botelho, localizado no Instituto de Engenharia Nuclear (LTE/IEN). Os experimentos foram realizados em colunas verticais e inclinadas de líquido estagnado, com diferentes diâmetros internos, sendo uma constituída por um tubo de vidro e as demais por tubos de acrílico.

A medição dos parâmetros multifásicos associados com as bolhas de Taylor foi realizada utilizando-se as técnicas ultrassônica de pulso-eco e de visualização com câmera de vídeo de alta velocidade.

A seguir, serão descritos os equipamentos e os procedimentos experimentais utilizados.

### 3.1 Coluna Vertical de Líquido Estagnado em Tubo de Vidro

A coluna vertical consistiu de um tubo cilíndrico de vidro com 1,5 m de comprimento, espessura de parede de 0,0023 m e diâmetro interno de 0,024 m conectados através de flanges a um sistema de injeção de ar. Ar foi injetado e aprisionado no interior de um reservatório, atuando-se sobre uma válvula de suprimento de ar, com o objetivo de eliminar os efeitos relacionados com as instabilidades da linha de ar comprimido. O ar suprido pela linha passava por um secador, onde era eliminada a umidade. A Fig. 3.1 apresenta um desenho esquemático deste aparato.

As bolhas alongadas foram formadas atuando-se sobre uma válvula de controle, localizada entre o reservatório de ar e a parte inferior do tubo de vidro, permitindo que ar fosse injetado no tubo contendo o líquido de trabalho. As bolhas foram

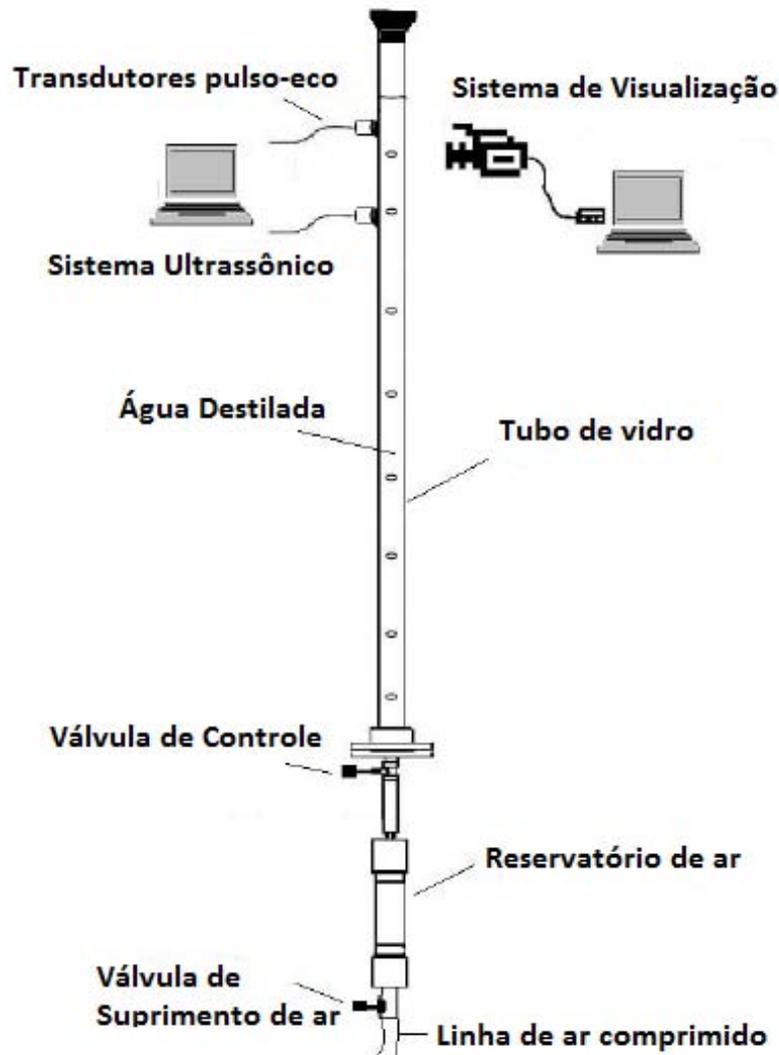


Figura 3.1: Diagrama esquemático da coluna vertical de líquido estagnado com tubo de vidro.

geradas uma por vez ou em sequência, dependendo da forma de atuação sobre a válvula. Entretanto, o volume de ar injetado, e conseqüentemente os comprimentos das bolhas geradas, eram limitados pela altura da coluna e pelo fato de ser necessário uma distância adequada, a partir do ponto de injeção, para que fossem medidos os parâmetros desejados, de modo que o processo de injeção não influenciasse no movimento das bolhas. A temperatura do líquido de trabalho foi medida através de um termômetro imerso no topo do tubo.

Uma câmera de vídeo de alta velocidade e transdutores ultrassônicos de pulso-eco foram, devidamente, posicionados ao longo do tubo de vidro, de modo a medirem diferentes parâmetros do escoamento.

## 3.2 Colunas Verticais e Inclínadas de Líquido Estagnado em Tubos de Acrílico

As colunas verticais e inclinadas consistiram de tubos cilíndricos de acrílico com 2,0 m de comprimento e diâmetros internos de 0,019; 0,024 e 0,034 m, fechados nas extremidades por tampões de borracha. A bolha de Taylor foi formada através da inversão do tubo parcialmente cheio com o líquido de trabalho, onde foi deixado um bolsão de ar de comprimento  $L_0$ . A Fig. 3.2 apresenta um desenho esquemático destas colunas.

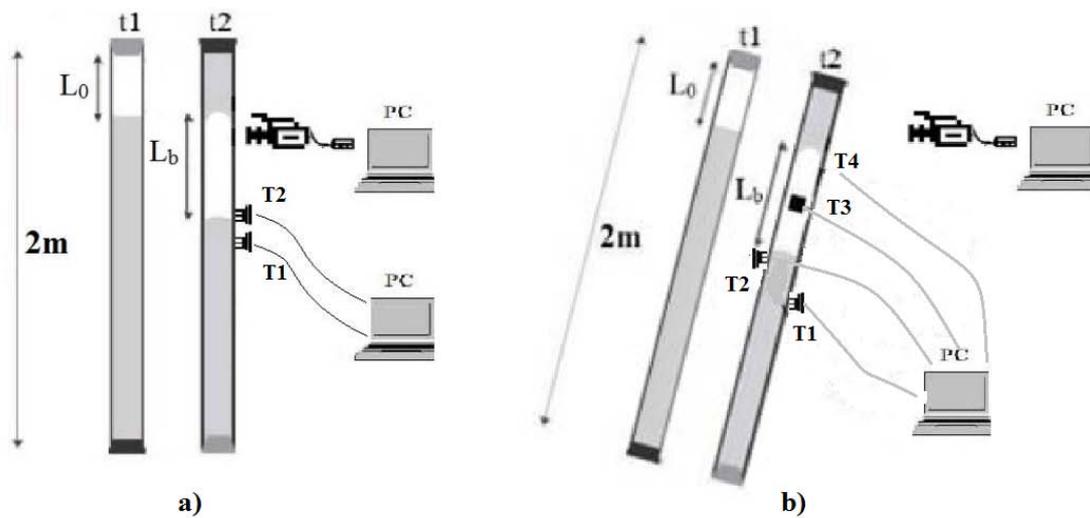


Figura 3.2: Diagrama esquemático das colunas de líquido estagnado com tubos de acrílico: a) Vertical; b) Inclínada.

Nessas colunas, as bolhas somente podem ser geradas uma por vez. Ao variar o comprimento do bolsão de ar  $L_0$ , é possível controlar o volume de ar dentro do tubo e, conseqüentemente, gerar bolhas individuais com diferentes comprimentos  $L_b$ .

Os tubos de acrílico foram fixados em suportes metálicos que, por sua vez, estão fixados em um sistema que permite o seu giro em  $360^\circ$  e, conseqüentemente, o seu posicionamento no ângulo de trabalho desejado. O ângulo de inclinação utilizado em cada experimento foi determinado através da utilização de um medidor de inclinação digital.

Da mesma forma que na coluna de vidro, uma câmera de vídeo de alta velocidade e transdutores ultrassônicos de pulso-eco foram, devidamente, posicionados ao longo do tubo de acrílico, de modo a medirem os diferentes parâmetros do escoamento. No caso do estudo da espessura de filmes ao redor de bolhas de Taylor em tubos verticais, dois transdutores foram alinhados, em uma mesma posição radial, e separados por uma distância axial de 0,05 m, entre eles (Fig. 3.2a). Já no caso de tubos inclinados, quatro transdutores foram fixados em posições radiais separadas por  $90^\circ$  entre elas,

nas partes superior, inferior e laterais dos tubos (Fig. 3.2b). As distâncias axiais entre eles, também, foram fixadas em 0,05 m.

A Fig. 3.3 apresenta uma fotografia da montagem experimental, onde pode ser observada a coluna de líquido estagnado com tubo de acrílico, bem como o posicionamento dos sistemas ultrassônico e de visualização. Pode-se observar que a câmera de alta velocidade foi posicionada sobre um tripé e alinhada paralelamente ao solo, o que equivale a dizer que a câmera ficou em posição perpendicular ao plano de movimento das bolhas, para todos os ângulos de inclinação estudados.

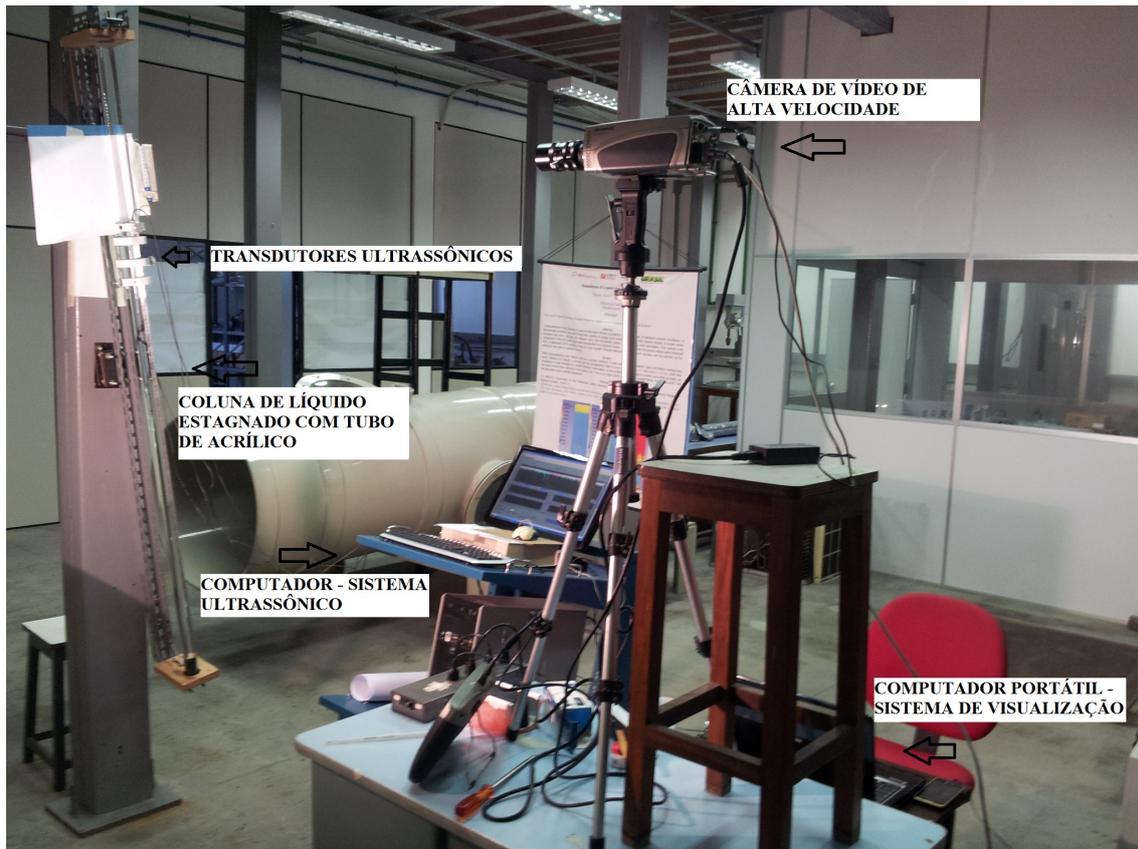


Figura 3.3: Fotografia da montagem experimental utilizando uma coluna de líquido estagnado com tubo de acrílico.

Na Fig. 3.4 podem ser observados detalhes da coluna de líquido estagnado utilizada nesse trabalho. Cuidados foram tomados para garantir uma perfeita fixação do tubo ao suporte metálico, evitando qualquer movimento do tubo durante o giro da coluna ou durante a obtenção dos dados experimentais. Para isso, foram utilizados os suportes de madeira, vistos na Fig. 3.4. O primeiro deles possui um furo com as mesmas dimensões da cabeça do tampão de borracha utilizado na vedação dos tubos e é adequadamente preso ao suporte metálico, de modo a garantir a fixação do tubo na parte inferior da coluna. O segundo é utilizado como guia na parte superior do tubo. Esse segundo suporte em madeira possui um furo com dimensão levemente superior ao diâmetro do tubo. A fixação desses dois suportes, garantem que não

haja movimentos ou oscilações na direção radial do tubo de acrílico, o que poderia interferir nos resultados obtidos.

Finalmente, um suporte metálico é utilizado para a fixação do tubo na parte superior da coluna, evitando qualquer movimento na direção axial do tubo, especialmente durante o giro da coluna. O atrito obtido através de uma leve pressão desse suporte metálico sobre o tampão de borracha também evita que o tubo possa girar em torno do seu eixo, o que acarretaria um desalinhamento dos transdutores, em relação às posições desejadas, além de, também, poderem interferir nos resultados obtidos.

Na Fig. 3.4 pode ser observado um anteparo fixado na coluna e que tem como função reduzir sombras e reflexos, otimizando a qualidade da imagem obtida através da técnica de visualização.

### 3.3 O Sistema Ultrassônico de Alta Velocidade

O sistema ultrassônico de alta velocidade consiste de uma placa geradora multiplexadora, transdutores e um computador (PC) com um programa em Lab View, desenvolvido no Instituto de Engenharia Nuclear (IEN), para controlar o sistema de medição e com capacidade de trabalhar com até quatro transdutores (4 canais), nos modos pulso-eco ou transmissão.

Os transdutores ultrassônicos utilizados foram os da marca Olympus do tipo piezoelétrico Modelo V112 de 10 MHz e com 6,35 mm de diâmetro.

A placa Ultratek, modelo DSPUT5000-4, controlada por um programa em Lab View, é responsável pela geração e multiplexação do sinal e pela aquisição dos dados. Os sinais ultrassônicos são digitalizados na placa, a partir de cada transdutor, a uma taxa de amostragem de 100 MHz, o que equivale a intervalos de tempo de 10 ns. Esta é a resolução temporal do sistema. O sistema ultra-sônico não realiza, efetivamente, as aquisições dos quatro transdutores ao mesmo tempo, uma vez que só é possível a emissão de um pulso por vez, para cada canal ou para cada transdutor. O tempo decorrido entre cada pulso é cerca de 200  $\mu$ s, podendo ocorrer pequenas variações.

Os sinais são emitidos e captados pelos transdutores, sendo continuamente enviados para a placa de aquisição, que os registra em forma de planilhas. A programação do sistema foi desenvolvida de modo que a aquisição dos sinais ultrassônicos em alta velocidade somente registre os sinais com tempos de trânsito menores do que aquele equivalente ao percurso do diâmetro interno do tubo. Este procedimento tem como objetivo remover sinais espúrios, incluindo as múltiplas reflexões oriundas da parede oposta do tubo, eliminando a necessidade de utilização de filtros e minimizando a exigência de uma alta capacidade de armazenamento de dados (buffer) durante a aquisição dos sinais.



Figura 3.4: Fotografia com detalhes da coluna de líquido estagnado com tubo de acrílico.

O intervalo de tempo referente ao percurso da onda ultrassônica (tempo de trânsito) é obtido através do intervalo de tempo entre dois pontos de referência previamente estabelecidos através dos ajustes do sistema ultrassônico. Os pontos de referência são o ponto de máxima intensidade de reflexão na interface ar-líquido e a reflexão referente à parede interna do tubo. Através destes pontos o programa realiza o cálculo do tempo de propagação da onda ultra-sônica que, após processamento, fornece o perfil das bolhas e as espessuras do filme líquido ao seu redor. A Fig. 3.5 apresenta um ecograma (amplitude vs tempo de propagação) típico regis-

trado pelo sistema ultrassônico quando se tem um tubo de acrílico cheio com algum líquido de trabalho.

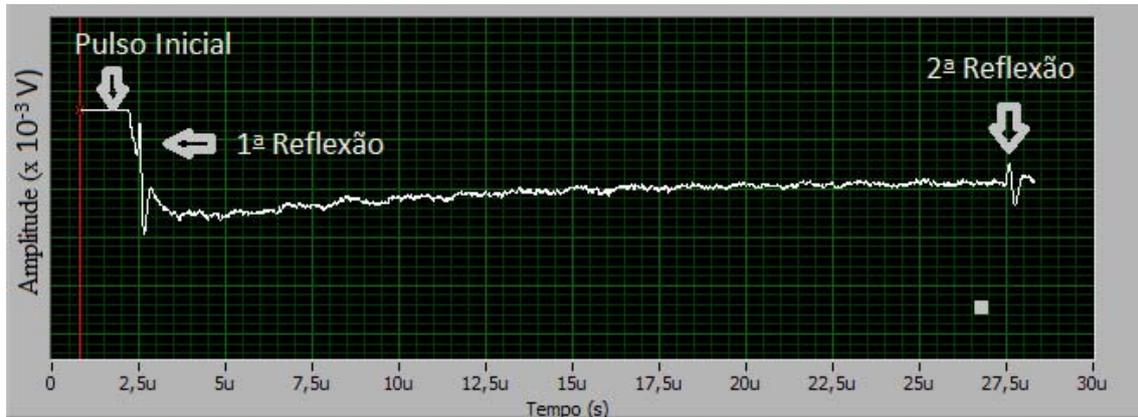


Figura 3.5: Ecograma típico registrado pelo sistema ultrassônico quando se tem um tubo de acrílico cheio com algum fluido de trabalho.

Na Fig. 3.5, observa-se, primeiramente, o pulso inicial do transdutor que está fixado na parede externa do tubo. Após percorrer a espessura da parede do tubo, aparece o sinal referente à reflexão na parede interna do tubo (primeira reflexão), do mesmo lado onde está o transdutor. Na sequência, o pulso atravessa todo o diâmetro interno do tubo, sendo refletido na parede interna do lado oposto ao do transdutor (segunda reflexão). Assim, conhecendo-se a velocidade do som no material do qual é fabricado o tubo, é possível usar o intervalo de tempo entre as máximas intensidades do pulso inicial e da primeira reflexão para medir a espessura da parede do tubo. Da mesma forma, conhecendo-se a velocidade do som no fluido de trabalho, pode-se medir o diâmetro interno do tubo, usando-se o intervalo de tempo entre a primeira e a segunda reflexão. Usando raciocínio semelhante, conhecendo-se a espessura da parede do tubo e o seu diâmetro interno, pode-se medir as velocidades de propagação do som no material de fabricação do tubo e no fluido de trabalho, respectivamente.

É importante destacar que outros sinais ou reflexões são detectados pelo sistema, tais como uma terceira reflexão correspondente à parede externa do tubo do lado oposto ao do transdutor e as reflexões sucessivas referentes a cada uma das paredes do tubo, que perdem intensidade com o tempo de propagação. Entretanto, para o presente trabalho, a região de interesse encontra-se entre a primeira e a segunda reflexões, visto que a bolha passa entre as paredes internas do tubo.

O ajuste do sistema ultrassônico consiste, então, em adequar-se as escalas, observadas na Fig. 3.5, tornando clara a visualização dos sinais (picos) na tela, como se faria em um osciloscópio, e em definir os pontos de referência para a medição dos intervalos de tempo entre eles. Para isso, faz-se necessária a atuação sobre alguns parâmetros do sistema: “atraso”, “comprimento do buffer” e “ganho”.

O “atraso” está relacionado com o deslocamento dos sinais observados (Fig. 3.5)

para a direita ou para a esquerda, o que possibilita retirar da tela sinais que não sejam necessários para a medição desejada. Como exemplo, atuando-se sobre o “atraso”, pode-se remover da tela o sinal referente ao pulso inicial.

O “comprimento do buffer” refere-se à ampliação ou redução da escala de tempo de propagação, o que permite a observação de um número maior ou menor de reflexões sucessivas na tela. Deste modo, atuando-se, conjuntamente, sobre o “atraso” e o “comprimento do buffer” é possível manter-se na tela do sistema apenas a primeira e segunda reflexões, que, conforme já mencionado, são aquelas que mais interessam.

Já o “ganho” está relacionado com a intensidade dos sinais. Um aumento nesse parâmetro tende a levar a uma melhor identificação dos sinais. Entretanto, há um limite para esse aumento visto que um “ganho” excessivo pode levar a um corte dos sinais (achatamento dos picos), o que implicaria na introdução de erros na medição desejada, já que o sistema mede o intervalo de tempo entre as máximas intensidades de duas reflexões.

O sistema conta ainda com um “filtro de passa-alta” e um “filtro de passa-baixa” que possibilitam uma melhor qualidade dos sinais observados.

É possível, ainda, escolher a frequência de aquisição de dados, dentre alguns valores predeterminados, bem como o número de pontos de aquisição. A combinação desses dois parâmetros determina o tempo de aquisição, que é limitado pela memória do sistema. De maneira geral, a frequência de aquisição mais utilizada foi de 440 Hz com 2000 pontos de aquisição, o que resultava em tempos de aquisição da ordem de 4,5 s. Esses tempos eram suficientes para a detecção integral das bolhas, exceto nos casos de bolhas mais longas e/ou mais lentas, quando, então, a frequência era reduzida para aumentar o tempo de aquisição. A Fig. 3.6 apresenta a interface de aquisição do sistema ultrassônico.

### **3.3.1 Medição de Parâmetros do Escoamento Através da Técnica Ultrassônica de Pulso-Eco.**

A passagem de bolhas de Taylor, movimentando-se numa fase líquida, pode ser detectada por transdutores ultrassônicos no modo pulso-eco devido à grande diferença entre as impedâncias acústicas das fases líquida e gasosa, o que faz com que a onda sonora incidente seja quase que totalmente refletida na interface gás-líquido (CHANG e MORALA [41]). Sabendo-se processar e interpretar os sinais ultrassônicos gerados em tal detecção, é possível a obtenção de informações sobre a estrutura dessas bolhas e a medição de uma série de parâmetros desse escoamento.

Para o presente trabalho, os parâmetros mais importantes foram as velocidades de ascensão e os comprimentos das bolhas alongadas, e as espessuras dos filmes líquidos em seu entorno. É possível medir-se também as velocidades e os compri-



Figura 3.6: Interface de aquisição do sistema ultrassônico.

mentos dos pistões de líquido, em escoamentos intermitentes de bolhas alongadas (CUNHA FILHO [109]).

A velocidade de ascensão da bolha pode ser determinada através da relação:

$$U_b = \frac{\Delta Z}{\Delta t}, \quad (3.1)$$

onde,

- $U_b$  é a velocidade de ascensão da bolha;
- $\Delta Z$  é a distância entre os dois transdutores;
- $\Delta t$  é o intervalo de tempo entre os momentos em que a bolha é detectada por cada um dos dois transdutores.

A Fig. 3.7 mostra sinais processados (tempo de trânsito vs pontos de aquisição) para a medição da velocidade de ascensão. Cada sinal na tela representa o momento em que cada transdutor detecta a passagem de uma bolha. Como a distância entre os transdutores pode ser definida de acordo com o interesse do operador e o programa de processamento é capaz de identificar a defasagem de tempo entre os dois sinais, a velocidade da bolha pode ser determinada.

O comprimento da bolha pode ser determinado através da relação:

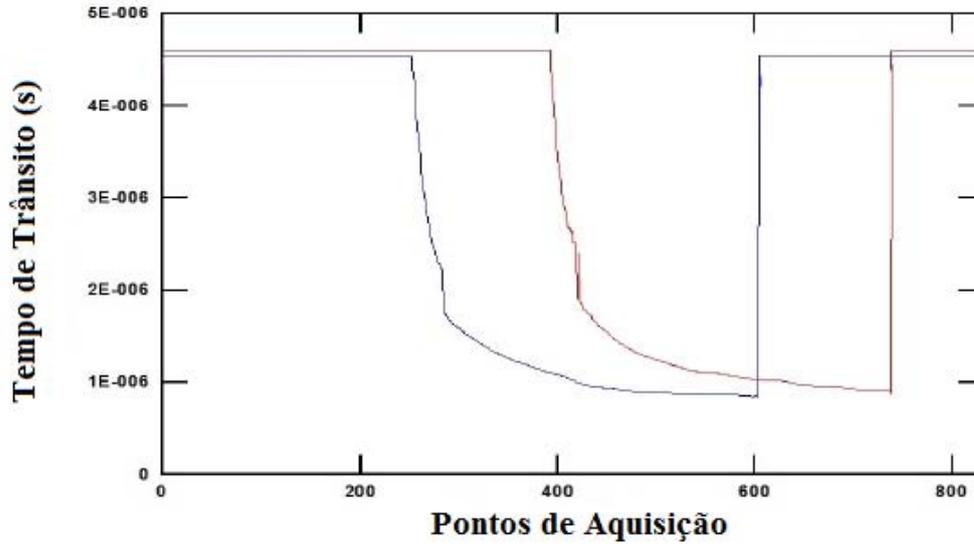


Figura 3.7: Sinais ultrassônicos processados para medição da velocidade da bolha.

$$L_b = U_b(t_t - t_n), \quad (3.2)$$

onde,

- $L_b$  é o comprimento da bolha;
- $(t_t - t_n)$  é o intervalo de tempo entre os momentos nos quais a cauda e o nariz da bolha são detectados por um mesmo transdutor.

Usando-se uma metodologia baseada no tempo de trânsito entre o sinal referente à parede interna do tubo, próxima ao transdutor, e os sinais referentes à interface gás-líquido da bolha, é possível medir-se as espessuras dos filmes líquidos em queda em torno das bolhas de Taylor, através da seguinte relação:

$$\delta = \frac{T_f c_L}{2}, \quad (3.3)$$

onde,

- $\delta$  é a espessura do filme em torno da bolha de Taylor;
- $T_f$  é o tempo de trânsito entre o sinal referente à parede interna do tubo e aquele referente à interface da bolha;
- $c_L$  é a velocidade do som na fase líquida.

Os resultados referentes à  $U_b$ ,  $L_b$  e  $\delta$ , em uma determinada condição experimental, são apresentados na forma de uma média aritmética simples ( $\bar{X}$ ) dos valores medidos

para cada bolha individual ( $X_j$ ), juntamente com o seu desvio padrão ( $\sigma$ ), conforme as relações a seguir:

$$X = \bar{X} \pm \sigma, \quad (3.4)$$

$$\bar{X} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n X_j, \quad (3.5)$$

$$\sigma = \sqrt{\sum \frac{(X_j - \bar{X})^2}{n - 1}}, \quad (3.6)$$

onde  $n$  é o número de bolhas para as quais foram medidos os parâmetros  $X_j$  e  $X$  pode ser  $U_b$ ,  $L_b$  ou  $\delta$ .

Para que se possa determinar  $\delta$ , é necessário que se conheça  $c_L$ .  $c_L$  pode ser determinado através da seguinte relação:

$$c_L = \frac{2D}{T_{r12}}, \quad (3.7)$$

onde,

- $D$  é o diâmetro interno do tubo;
- $T_{r12}$  é o tempo de trânsito entre reflexões correspondentes à parede interna do tubo e a parede interna diametralmente oposta, em um tubo totalmente cheio com o líquido.

Os sinais ultrassônicos obtidos foram processados através de um programa desenvolvido em Matlab, que realiza os cálculos para a determinação de  $U_b$ ,  $L_b$  e  $\delta$ , com base em um par de transdutores (DOS SANTOS *et al.* [110]). Para tal, é necessário que sejam fornecidos ao programa alguns parâmetros de entrada, tais como número de pontos de aquisição (N. Pontos), tempo de aquisição (T. Aquisição), distância entre os transdutores (Dist T1-T2), posição do nariz da bolha em cada transdutor (Nariz T1 e Nariz T2), posição da cauda da bolha em cada transdutor (Cauda T1 e Cauda T2) e o ponto sobre a interface gás-líquido onde se inicia a região de equilíbrio do filme, em cada transdutor (P. de Equi1 e P. de Equi 2). O programa utiliza os arquivos do tipo TXT, referentes aos sinais gravados para cada bolha, apresentando-os na forma de gráficos semelhantes àquele apresentado na Fig. 3.7, o que possibilita a identificação dos parâmetros de entrada necessários. A partir de outro arquivo do tipo TXT, o programa determina também a velocidade do som medida em cada um dos dois transdutores considerados (Vel. Som T1 e Vel. Som T2).

A Fig. 3.8 apresenta a interface do programa, onde podem ser observados os parâmetros da bolha que são calculados pelo programa: velocidade do nariz, veloci-

dade da cauda, espessura do filme nos dois transdutores (Comp. Filme T1 e T2) e os comprimentos das bolhas medidos nos dois transdutores, com base nas velocidades de nariz e de cauda (Comp Bolha T1 e T2 / Cauda e Nariz).

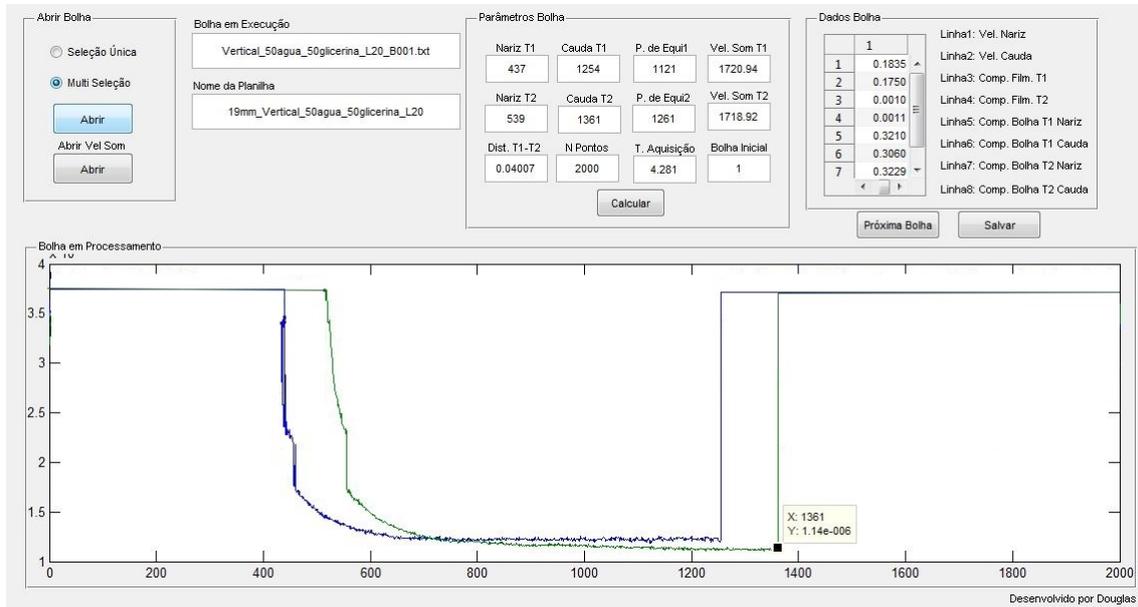


Figura 3.8: Interface do programa desenvolvido em Matlab para processamento dos sinais ultrassônicos.

### 3.4 O Sistema de Visualização

O sistema de visualização é composto por uma câmera de vídeo de alta velocidade Olympus i-Speed 2, com resolução máxima de 800 X 600 pixels, lentes de zoom, um programa de aquisição e análise de imagens (Olympus i-Speed Software Suite) e um computador portátil.

O sistema é capaz de obter imagens a uma taxa de até 1000 quadros por segundo, com resolução máxima, ou de até 33000 quadros por segundo com resolução de 96 X 72 pixels. A sequência de imagens exibidas na tela do computador é armazenada em arquivos do tipo AVI e utilizadas, posteriormente, para analisar em detalhes o movimento das bolhas.

Uma iluminação adequada é fundamental para a aplicação da técnica de visualização, de modo que se possa observar a posição e o contorno das interfaces com boa nitidez. O sistema de iluminação foi composto por dois refletores, um da Lowel PRO 250W e o outro da Sargent 1000 W, podendo também ser usadas duas luminárias de lâmpadas fluorescentes de 20 W cada.

No presente trabalho, foram utilizadas velocidades ou taxas de gravação entre 60 e 150 quadros por segundo, o que se mostrou adequado para a medição dos parâmetros desejados.

Essa técnica pode ser aplicada para a medição de parâmetros do escoamento, tais como velocidades e comprimentos tanto das bolhas como dos pistões de líquido (CUNHA FILHO [109]).

### 3.4.1 Medição de Parâmetros do Escoamento Através da Técnica de Visualização

O programa de análise das imagens possui um par de eixos situado no plano de filmagem, que permite a determinação da posição e da velocidade de um ponto de interesse, em relação a uma referência calibrada. O procedimento de processamento de imagem inicia-se com a escolha de um ponto de referência na interface gás-líquido, por exemplo o nariz da bolha. Avançando-se os quadros, um novo ponto de referência é escolhido na nova posição da interface, possibilitando que o programa calcule o deslocamento e, conseqüentemente, a velocidade desta interface. A Fig. 3.9 apresenta a interface do programa de análise, com a ponta do nariz da bolha escolhido como referência.

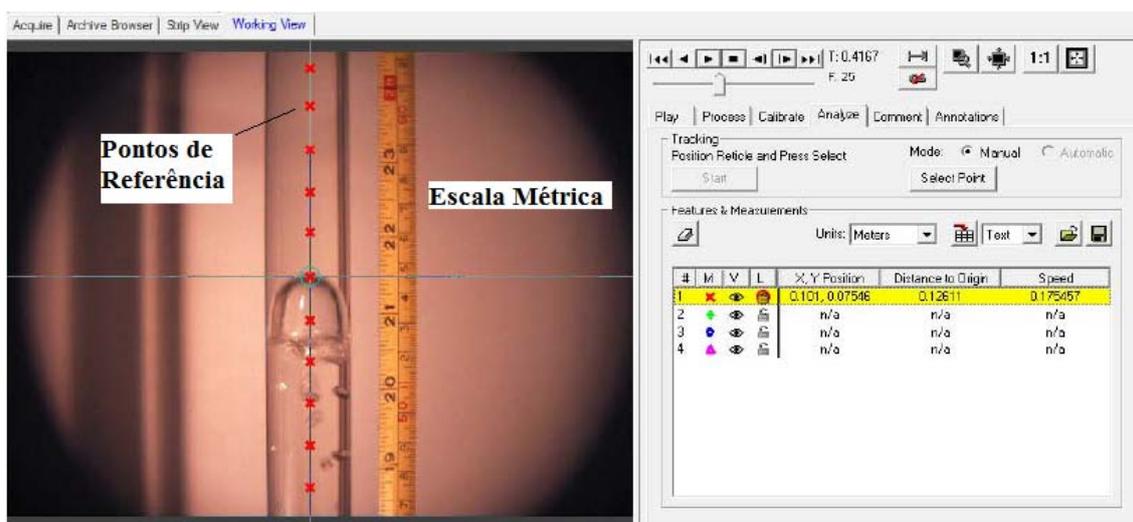


Figura 3.9: Interface do programa de análise de imagens.

Cada marca vermelha na Fig. 3.9 representa um ponto de referência escolhido na interface gás-líquido, na ponta do nariz da bolha, à medida que a mesma é deslocada um número de quadros adequado ao processamento. A escala métrica é utilizada como referência externa para a calibração do sistema. Destacados em amarelo, podem ser observados os valores processados para a velocidade entre os dois últimos pontos.

A calibração do sistema consiste em definir dois pontos, preferencialmente na direção do escoamento, e informar ao programa a distância entre eles (leitura direta na escala métrica). A partir daí, o programa passa a ter referências que permitem a determinação de distâncias e tempos, visto que a velocidade de gravação das

imagens é conhecida. Ao final do processamento, o programa gera uma planilha com informações sobre as distâncias percorridas, os tempos de percurso e as velocidades de ascensão das bolhas entre cada dois pontos de referência consecutivos. Para obter-se um valor mais significativo da velocidade de ascensão de cada bolha ( $U_{bi}$ ), esta é calculada através da média aritmética simples dos valores medidos entre cada par de pontos.

A determinação dos comprimentos das bolhas  $L_b$  é realizado através da seguinte relação:

$$L_b = \frac{\Delta q U_b}{F_{fps}} \quad (3.8)$$

onde,

- $\Delta q$  é o número de quadros de filmagem entre o nariz e a cauda da bolha;
- $F_{fps}$  é a taxa de filmagem em quadros por segundo.

No processamento dos escoamentos inclinados, utiliza-se uma linha na direção do eixo do tubo, conforme mostrado na Fig. 3.10, traçada usando-se um recurso do próprio programa, para melhor exatidão na marcação dos pontos.

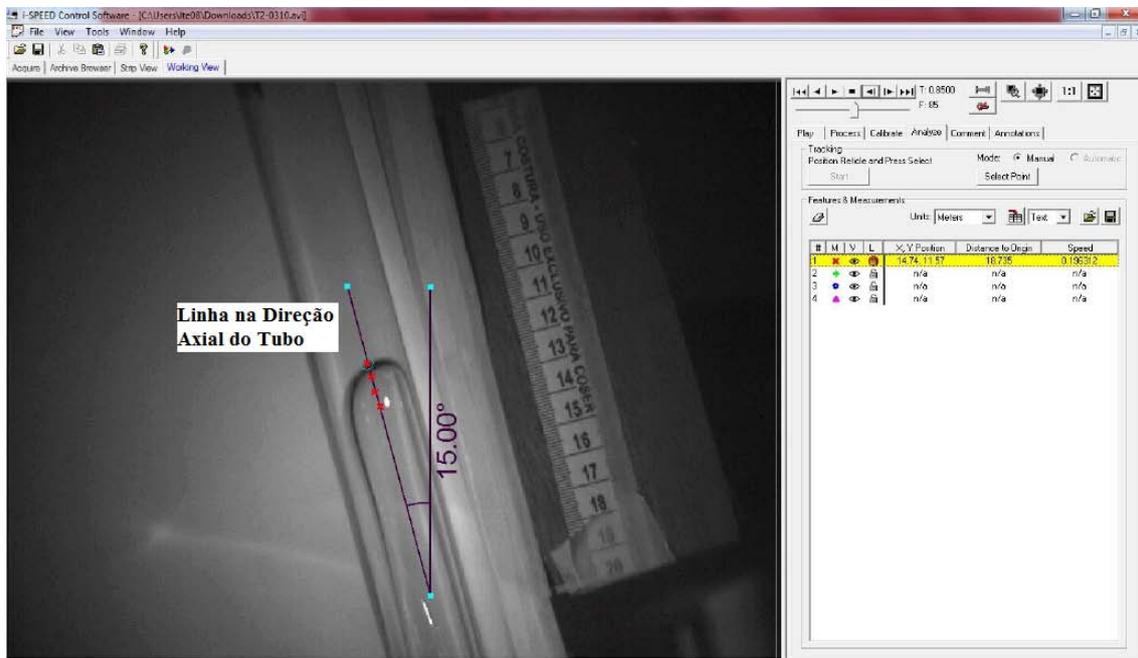


Figura 3.10: Interface do programa de análise de imagens para medição de deslocamento e velocidade de bolha ascendendo em tubos inclinados.

Para o processamento das imagens foi, também, desenvolvido um aplicativo em Matlab, que consiste em converter os filmes das bolhas alongadas em matrizes binárias de colunas de pixels. Foi aplicada sobre a imagem uma técnica de processamento conhecida como “background”, que consiste em determinar uma imagem

de referência que servirá de base para se comparar com a imagem analisada. Dessa forma as imagens estáticas podem ser retiradas, dando destaque ao objeto móvel de interesse na análise (Fig. 3.11).

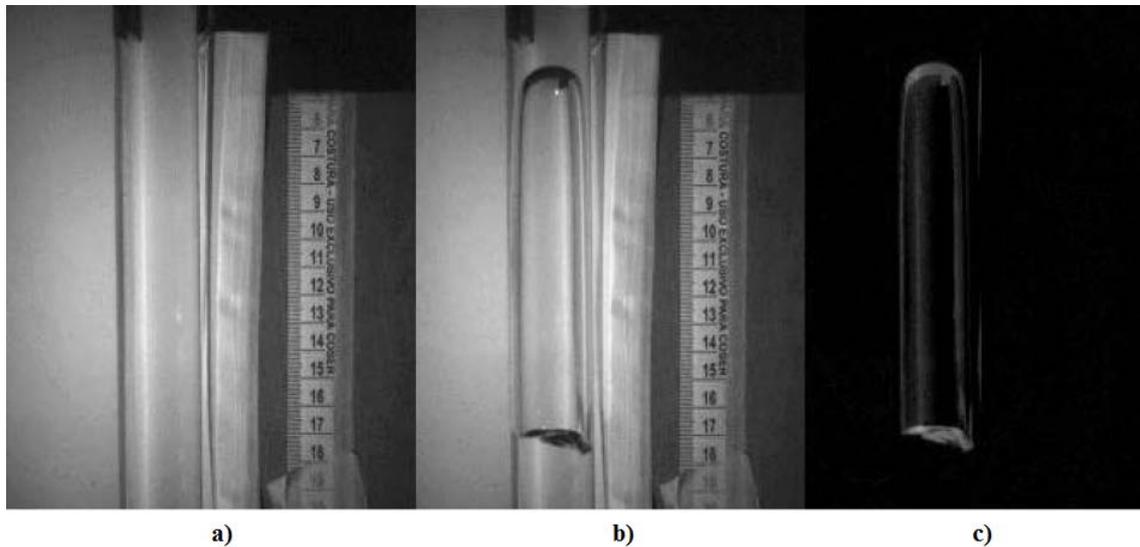


Figura 3.11: Aplicação da técnica de “background” em um quadro do vídeo.

A imagem obtida após o processo de “background” será “binarizada” (Fig. 3.12), através de um processo conhecido como “limiarização”, no qual um valor limite de pixel deve ser escolhido de tal forma que os pixels acima desse valor representem os contornos da bolha de Taylor, assumindo o valor 1 (branco). Essa imagem binarizada pode apresentar interferências, tornando necessária a aplicação de técnicas conhecidas como “erosão” e “dilatação”, de modo a eliminar-se os ruídos. Tais técnicas consistem em alterar as bordas das imagens, através da retirada ou acréscimo de pixels com valores unitários.

Depois de limpa, a imagem da bolha é comprimida em uma única coluna (Fig. 3.13), através de um processo denominado “esqueletização”, que manterá as informações necessárias para calcular a velocidade e o comprimento da bolha. Após passar pela “esqueletização”, é recomendável submeter a imagem a um novo processo de “dilatação”, com o objetivo de garantir que a bolha esteja representada por uma coluna contínua, pois a presença de falhas pode prejudicar o cálculo dos parâmetros, indicando o fim da coluna antes do ponto correto (Fig. 3.14). Nessa imagem, o nariz da bolha é definido pelo primeiro pixel branco da coluna, enquanto que a cauda é definida pelo último pixel branco.

Para efetuar os cálculos de velocidade da bolha, oito regiões com espessuras de cinquenta pixels foram estabelecidas ao longo da matriz, cobrindo assim toda área de análise. Deve-se ressaltar que os primeiros e os últimos cem pixels da vertical foram removidos, em função de estarem nos limites da área de filmagem, apresentando grandes distorções de luz e sombra. Tais procedimentos, além de auxiliar na limpeza

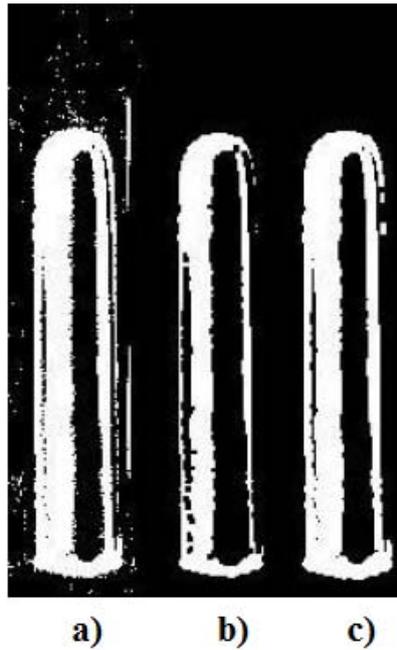


Figura 3.12: Técnicas de “limiarização” e filtragem (a) imagem após “limiarização”, (b) filtragem da imagem por “erosão”, (c) recuperação da imagem por “dilatação”.

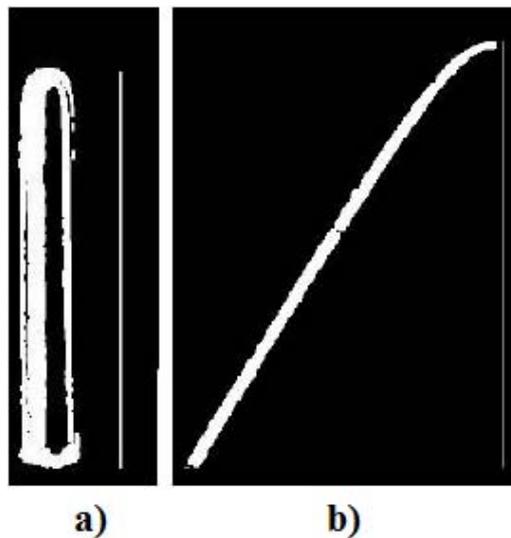


Figura 3.13: Conceito de “esqueletização” aplicado a uma bolha de Taylor: (a) escoamento vertical, (b) escoamento inclinado.

da imagem, auxiliam na diminuição do tempo de processamento, pois reduzem as dimensões das matrizes. Quando o nariz da bolha esqueletizada atinge pela primeira vez uma determinada região, a posição (pixel) em que ele a atinge e o quadro (frame) em que isso ocorre são armazenados ou registrados. Da mesma forma, o número de quadros em que a bolha permanece em cada região, também, é armazenado. Através dessas informações é possível calcular-se a velocidade e o comprimento de cada bolha.

Conforme apresentado na Fig. 3.15, o programa considera a relação Posição vs



Figura 3.14: Restauração da imagem da bolha após o processo de esqueletização: (a) Esqueleto da bolha com presença de falhas. (b) Após passar por um novo processo de dilatação.

Quadro, interpolando linearmente os pontos desse gráfico para obter o coeficiente angular da reta e, conseqüentemente, a velocidade  $V_T$  da bolha em pixels/frame. Para garantir uma interpolação adequada, a programação estabeleceu um mínimo de cinco pontos, o que significa dizer que, para ser considerada, a bolha deve passar, ao menos, por cinco das oito regiões definidas, garantindo, assim, que ela tenha atravessado mais da metade da área de análise.

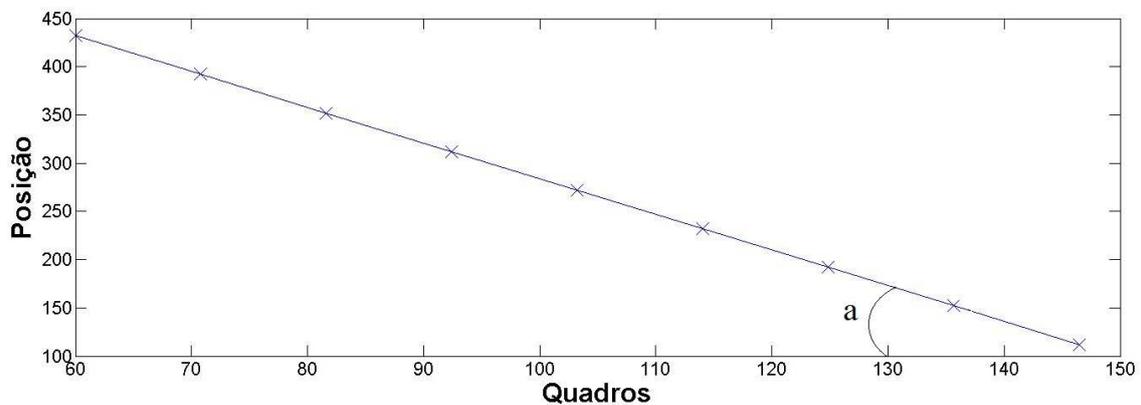


Figura 3.15: Relação Posição vs Quadro utilizado pelo programa em Matlab para cálculo da velocidade da bolha de Taylor.

O comprimento da bolha de Taylor, em pixels, para cada região  $L_{Rg_n}$  pode ser calculado através da relação:

$$L_{Rg_n} = N_{Rg} V_T, \quad (3.9)$$

onde,

- $N_{Rg}$  é o número de quadros em que a bolha permaneceu na região  $n$ .

Já o comprimento da bolha de Taylor  $L_T$ , em pixels, pode ser determinado através da média dos comprimentos de cada região:

$$L_T = \frac{1}{n} \sum_{n=1}^{Rg_k} L_{Rgn}, \quad (3.10)$$

onde,

- $Rg_k$  é o número de regiões nas quais a bolha passou.

Finalmente, os valores de velocidade e comprimento de bolha são convertidos para as unidades do Sistema Internacional:

$$U_b = \frac{V_T F_{fps}}{P_S}, \quad (3.11)$$

onde,

- $U_b$  é a velocidade da bolha em m/s;
- $V_T$  é a velocidade terminal da bolha em pixels/frame;
- $F_{fps}$  é a taxa ou velocidade de filmagem;
- $P_S$  é uma calibração realizada utilizando-se o programa comercial da Olympus.

De forma semelhante, o comprimento da bolha  $L_b$ , em m, é definido por:

$$L_b = \frac{L_T}{P_S} \quad (3.12)$$

Maiores detalhes sobre o programa desenvolvido em Matlab para o processamento das imagens e determinação das velocidades e comprimentos de bolhas de Taylor podem ser encontrados em VINHAS [111].

Os resultados para a velocidade de ascensão  $U_b$  e comprimento das bolhas alongadas  $L_b$ , medidos pela técnica de visualização em uma determinada condição experimental ( $X$ ), são apresentados na forma de uma média aritmética simples ( $\bar{X}$ ) dos valores medidos para cada bolha individual ( $X_j$ ), juntamente com o seu desvio padrão ( $\sigma$ ), de forma idêntica àquela utilizada para a apresentação dos resultados obtidos pela técnica ultrassônica (Eqs. 3.4 a 3.6).

### 3.5 Condições Experimentais

O trabalho foi dividido em duas partes: a) Estudo do desenvolvimento de filmes líquidos em queda em torno de bolhas de Taylor ascendendo em colunas verticais de líquido estagnado e b) estudo do movimento de bolhas de Taylor ascendendo em colunas verticais e ligeiramente inclinadas de líquido estagnado.

Para o caso (a), estudou-se diferentes combinações de diâmetro interno do tubo ( $D = 0,019; 0,024$  e  $0,034$  m), fluidos de trabalho (água destilada pura, glicerina pura e misturas de ambos) e comprimentos do bolsão de ar  $L_0$  (usualmente cobrindo a faixa  $0,01 \leq L_0 \leq 0,60$  m, dependendo do líquido utilizado). Para cada uma destas condições ( $D$ , líquido e  $L_0$ ), pelo menos, dez bolhas individuais foram geradas. Assim, os resultados apresentados correspondem a valores médios de, pelo menos, dez medições dos parâmetros desejados para cada um destes conjuntos de dados.

Os valores médios de  $U_b$ ,  $L_b$  e  $\delta_{eq}$  foram calculados juntamente com seus desvios-padrão  $\sigma_{U_b}$ ,  $\sigma_{L_b}$  and  $\sigma_{\delta_{eq}}$ , respectivamente. Além da medição desses parâmetros, foram também determinados os perfis ou formatos das bolhas.

Para o caso (b), estudou-se as mesmas combinações de diâmetro interno do tubo ( $D = 0,019; 0,024$  e  $0,034$  m) e fluidos de trabalho (água destilada pura, glicerina pura e misturas de ambos). Porém, os comprimentos do bolsão de ar  $L_0$  foram fixados em  $L_0 = 0,10$  m e  $L_0 = 0,20$  m. Da mesma forma que no caso (a), os parâmetros medidos  $U_b$  e  $L_b$  foram calculados juntamente com seus desvios-padrão  $\sigma_{U_b}$  e  $\sigma_{L_b}$ . Os perfis ou formatos das bolhas também foram identificados e os ângulos estudados foram  $0^\circ/2, 5^\circ/5^\circ/7, 5^\circ/10^\circ/15^\circ$ , em relação à referência vertical.

As propriedades dos líquidos foram calculadas através de correlações propostas por CHENG [112] para a densidade ( $\rho_L$ ) e a viscosidade ( $\mu_L$ ) das misturas de glicerina em água na faixa de 0-100% e temperaturas variando de 0 a 100 °C. Os valores calculados de  $\mu_L$  foram comparados com três bases de dados (SEGUR e OBERSTAR [113] SHANKAR e KUMAR [114] e CHENLO *et al.* [115]), revelando que o erro médio máximo das estimativas foi de 2,3%. Para  $\rho_L$ , os valores calculados foram comparados com um conjunto de dados originalmente compilado por MINER e DALTON [116], o que levou a erros muito menores do que 1%. No caso da tensão superficial ( $\sigma_L$ ) das misturas, estas foram estimadas a partir de gráficos que relacionam  $\sigma_L$  com a temperatura, para diferentes composições de mistura água-glicerina, entre 20 e 100°C, disponíveis na mesma base de dados originalmente compilada por MINER e DALTON [116].

A Tab 3.1 apresenta as condições experimentais, incluindo as densidades ( $\rho_L$ ), as viscosidades ( $\mu_L$ ), as tensões superficiais ( $\sigma_L$ ) e os números adimensionais de Morton ( $M$ ), de Eotvos( $EO$ ) e de Viscosidade Inversa ( $N_f$ ), definidos na Subseção 2.1.3, para cada líquido e diâmetro de tubo  $D$  utilizados.

Tabela 3.1: Condições Experimentais.

Percentagens em volume (A-Água; G-glicerina);  $g = 9,81\text{m/s}^2$

Liquido	$D$ (m)	$T$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	$\rho_L$ ( $\text{kg/m}^3$ )	$\mu_L$ (Pa.s)	$\sigma_L$ (N/m)	$M$	$Eo$	$N_f$
100%A	0,019	29,0	995,8	0,0008	0,0702	$1,17 \times 10^{-11}$	50	10000
80%A+20%G	0,019	30,0	1058,3	0,0015	0,0694	$1,40 \times 10^{-10}$	54	5703
50%A+50%G	0,019	30,0	1141,6	0,0057	0,0668	$3,04 \times 10^{-8}$	60	1638
20%A+80%G	0,019	30,0	1214,1	0,0499	0,0646	$1,86 \times 10^{-4}$	66	200
100%G	0,019	30,0	1257,4	0,5979	0,0626	4,06	71	17
100%A	0,024	24,0	997,1	0,0009	0,0708	$1,82 \times 10^{-11}$	79	12900
80%A+20%G	0,024	26,0	1059,9	0,0017	0,0699	$2,26 \times 10^{-10}$	85	7321
50%A+50%G	0,024	25,0	1144,2	0,0068	0,0672	$6,04 \times 10^{-8}$	96	1952
20%A+80%G	0,024	26,0	1216,5	0,0629	0,0654	$4,51 \times 10^{-4}$	105	224
100%G	0,024	24,0	1261,3	0,9875	0,0628	29,86	113	15
100%A	0,034	26,0	996,6	0,0009	0,0711	$1,80 \times 10^{-11}$	159	22442
80%A+20%G	0,034	29,0	1058,7	0,0016	0,0694	$1,82 \times 10^{-10}$	173	13320
50%A+50%G	0,034	28,0	1142,7	0,0061	0,0668	$3,99 \times 10^{-8}$	194	3650
20%A+80%G	0,034	28,0	1215,3	0,0559	0,0646	$4,68 \times 10^{-4}$	213	427
100%G	0,034	28,5	1258,7	0,7035	0,0626	7,8	228	35

Antes de receber os fluidos de trabalho, os tubos de acrílico foram lavados com detergente e enxaguados com água, sendo o último enxague realizado com água destilada. Essa lavagem teve como objetivo a eliminação de vestígios de gordura e da solução água-glicerina utilizada nos experimentos anteriores.

# Capítulo 4

## Resultados e Discussões

Conforme relatado nos capítulos anteriores, existe uma estrita relação entre a velocidade de ascensão das bolhas de Taylor em tubos verticais e a espessura do filme líquido em queda entre essas bolhas e a parede desses tubos. No que concerne à velocidade de ascensão das bolhas, diferentes trabalhos foram apresentados onde tal parâmetro foi medido por diversas técnicas. Já no caso da espessura do filme líquido em torno de bolhas de Taylor, raros são os trabalhos que apresentam resultados experimentais e discussões que envolvam a medição deste parâmetro.

Além disso, o crescente interesse na compreensão da estrutura de escoamentos inclinados, em especial daqueles ligeiramente inclinados em relação à vertical, faz com que a realização de trabalhos experimentais envolvendo a medição de parâmetros interfaciais, em tais condições, ganhe ainda mais relevância.

Sendo um dos principais focos deste trabalho medir e relacionar as velocidades e as espessuras dos filmes líquidos em torno de bolhas de Taylor, entre si e com as propriedades dos fluidos, quando estas ascendem em tubos verticais e ligeiramente inclinados, importante se faz aprimorar e/ou desenvolver técnicas capazes de medir com boa exatidão tais parâmetros. No Apêndice A são apresentados alguns trabalhos preliminares que tiveram como objetivo o aprimoramento das técnicas utilizadas. O presente capítulo apresenta os resultados obtidos a partir de estudos, utilizando-se as duas técnicas de caracterização disponíveis no LTE/IEN: a técnica ultrassônica e a técnica de visualização com câmera de vídeo de alta velocidade.

### **4.1 Ascensão de Bolhas de Taylor Individuais em Colunas Verticais de Líquido Estagnado.**

Nesta seção, serão apresentados os resultados relativos ao movimento ascendente de bolhas de Taylor em tubos verticais e ao desenvolvimento do filme líquido em queda ao seu redor.

Durante a realização dos experimentos, foi realizado o monitoramento da temperatura ambiente. Considerou-se que o fluido de trabalho estaria em equilíbrio térmico com o mesmo. Foram realizados testes, onde as temperaturas dos líquidos no interior do tubos foram medidas e comparadas com as temperaturas ambientes, revelando que as diferenças entre elas se mostraram inferiores à  $0,5^\circ\text{C}$ .

As condições experimentais são aquelas apresentadas na Tab. 3.1.

#### 4.1.1 Velocidade de Ascensão.

A Fig. 4.1 apresenta os valores experimentais de  $Fr$  ( $Fr = U_b/\sqrt{gD}$ ) em função do  $N_f$ , juntamente com a Eq. 2.21, proposta por NICKLIN *et al.* [66] para bolhas ascendendo em água. Na figura, é apresentada, também, uma simplificação proposta por LLEWELLIN *et al.* [79] para a correlação proposta por VIANA *et al.* [12] para estimar  $Fr$  quando a influência da tensão superficial do líquido  $\sigma_L$  pode ser considerada desprezível ( $Eo = \rho g D^2 / \sigma_L > 40$ ) e definida pela relação:

$$Fr = 0,34 \left[ 1 + \left( \frac{31,08}{N_f} \right)^{1,45} \right]^{-0,71}. \quad (4.1)$$

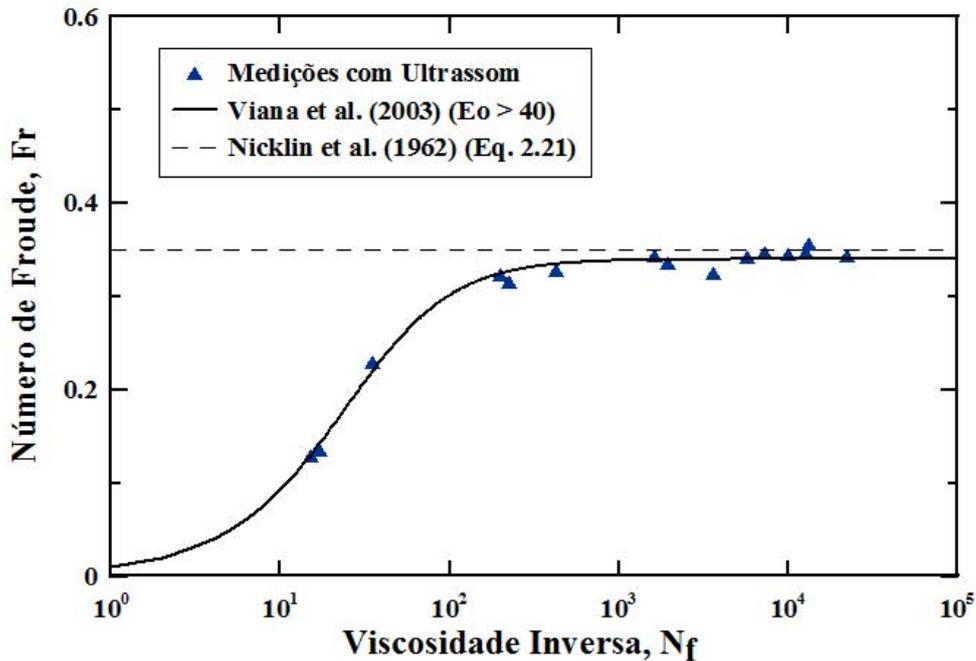


Figura 4.1: Número de Froude, para tubos verticais, para as diferentes condições experimentais estudadas ( $Fr$  vs  $N_f$ ).

Como esperado, as velocidades das bolhas  $U_b$  diminuíram com a diminuição de  $N_f$ . Pode-se verificar, também, que a relação de NICKLIN *et al.* [66] ( $U_b = 0,35\sqrt{gD}$ ) aplica-se melhor para altos valores de  $N_f$  e não apenas para o caso da

água destilada. Vale lembrar que altos  $N_f$ , geralmente, estão associados a uma combinação de líquidos com baixas viscosidades e tubos com maiores diâmetros internos. Na Fig. 4.1, pode-se, ainda, observar uma concordância muito boa entre as medidas experimentais e os valores estimados pela correlação.

Conforme comentado anteriormente, quando  $EO > 40$  (VIANA *et al.* [12]), a influência das forças relacionadas com a tensão superficial  $\sigma_L$  podem ser consideradas desprezíveis. Uma vez que, para as condições estudadas,  $EO$  esteve acima destes valores ( $EO \geq 50$ ), pode-se considerar os efeitos da tensão superficial desprezíveis. Portanto, é natural atribuir a redução observada da velocidade de ascensão das bolhas, com o aumento de  $N_f$ , ao crescimento da influência de forças viscosas, em função tanto do aumento da viscosidade do líquido de trabalho, como da redução do diâmetro interno do tubo.

As medições experimentais realizadas, também, estiveram em concordância com NICKLIN *et al.* [66] e ZUKOSKI [68] no que diz respeito à independência da velocidade de ascensão da bolha alongada em relação ao seu comprimento, para  $L_b \geq 3R$ . Os resultados obtidos revelaram que os valores de  $U_b$  medidos para bolhas geradas a partir de diferentes  $L_0$ , e, portanto, com diferentes comprimentos  $L_b$ , não apresentaram diferenças significativas, especialmente considerando-se os desvios-padrão de suas medidas, para todos os líquidos estudados, com uma pequena exceção para o caso da glicerina pura, onde, para bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,30$  m, a velocidade  $U_b$  mostrou-se um pouco menor do que aquelas para bolhas geradas a partir de  $L_0$  menores. Uma explicação para isso, pode ser o maior comprimento  $L_b$  da bolha gerada, o que torna possível que, nesse caso, a bolha não tenha atingido a sua condição plena de desenvolvimento ( $U_b = cte$ ), em função do comprimento do tubo utilizado nos experimentos e, principalmente, pela necessidade de se posicionar os transdutores ultrassônicos mais distantes do seu topo, de modo a detectar a passagem integral da bolha, antes que o nariz da mesma atinja o topo do tubo, colapsando-se.

Uma questão importante a ser comentada é a influência exercida pela temperatura. Encontra-se na literatura uma série de correlações que busca estimar as velocidades de ascensão das bolhas. Essas correlações possuem em comum o fato de considerarem as velocidades dependentes, basicamente, do diâmetro interno  $D$  do tubo no qual se propagam e das propriedades das fases gasosas e líquidas envolvidas (WALLIS [11], TUNG e PARLANG [69], FABRE e LINE [73], VIANA *et al.* [12]). Como as propriedades dos fluidos envolvidos dependem da temperatura (CHENG [112]), é natural que a velocidade de propagação das bolhas  $U_b$  possa ser influenciada pela temperatura na qual foi realizado o experimento.

Durante a realização do presente trabalho, observou-se que tal influência foi muito pequena para o caso de líquidos pouco viscosos, uma vez que a variação das

propriedades do fluido, com a temperatura, é muito pequena, podendo ser considerada desprezível. Já no caso de líquidos mais viscosos, a variação das propriedades dos fluidos se torna mais importante e é possível observar-se a influência da temperatura sobre o valor medido para a velocidade de propagação da bolha. Como exemplo, no caso da glicerina pura, foram encontrados erros relativos da ordem de 10% entre os valores de  $U_b$  medidos à 25°C e a 28°C, para bolhas ascendendo em um mesmo tubo. Entretanto, se for levado em consideração a variação das propriedades desse líquido, especialmente de  $\mu_L$ , quando a temperatura varia, o valor do adimensional da viscosidade inversa  $N_f$  poderá ser recalculado. Desta forma, essa diferença dos valores medidos de  $U_b$  não implicarão em erros, na análise dos resultados.

Tal fato reforça a importância do monitoramento da temperatura durante os experimentos e de se apresentar os resultados, o tanto quanto possível, através de números adimensionais adequados, levando-se em consideração as propriedades dos fluidos, seja através de medição direta ou de cálculos, usando correlações como aquelas propostas por CHENG [112].

#### 4.1.2 Espessura dos Filmes Líquidos em Torno das Bolhas.

Os resultados experimentais indicaram que a espessura do filme aumentou, à medida que o líquido tornou-se mais viscoso, ou que diminuiu o  $N_f$  (Fig. A.13 do Apêndice A3). Além disso, foi observado que uma redução no  $N_f$  fez com que os filmes atingissem a condição de equilíbrio (espessura constante) cada vez mais próximos da região do nariz da bolha. Nesta parte do trabalho, esses dados foram quantificados, através da medição das espessuras de equilíbrio  $\delta_{eq}$  dos filmes líquidos em torno de bolhas de Taylor, para as condições experimentais descritas na Tab. 3.1.

É importante ressaltar que não foram identificados filmes totalmente desenvolvidos para  $N_f > 12900$ , considerando-se o maior comprimento de bolha estudado ( $L_b \approx 0,65$  m). Adicionalmente, as medições para  $N_f = 13320$  e  $N_f = 22422$  revelaram fortes ondulações na interface gás-líquido. Estes resultados são consistentes com aqueles obtidos por MAO e DUKLER [72], que reportaram uma estrutura ondulada na superfície livre de filmes líquidos em queda em torno de bolhas de Taylor para  $N_f \approx 35861$ . Seus experimentos revelaram que o filme continuou a acelerar para longas distâncias a partir do nariz da bolha ( $L_b \approx 11D$ ).

Uma vez que o trabalho de LLEWELLIN *et al.* [79] aparece como o único a estudar sistematicamente a estrutura de bolhas alongadas com o foco na espessura dos filmes líquidos ao seu redor, os resultados experimentais do presente trabalho foram comparados com valores dados pela Eq. 2.55, reescrita a seguir:

$$\delta' = a + b \tanh(c - d \log N_f),$$

onde os valores das quatro constantes são definidos pelo melhor ajuste:  $a = 0,204$ ;  $b = 0,123$ ;  $c = 2,66$  e  $d = 1,15$ .

LLEWELLIN *et al.* [79] não mediram diretamente a espessura do filme, mas sim a determinaram através da relação entre os comprimentos das bolhas  $L_b$ , medidos por meio de uma técnica de visualização com câmera de vídeo, e os comprimentos dos bolsões de ar  $L_0$ , a partir dos quais estas foram formadas, em uma coluna de líquido estagnado semelhante àquela usada no presente trabalho (Fig. 3.2a).

A Fig. 4.2 apresenta a relação de  $\delta'$  em função de  $N_f$ , de acordo com a Eq. 2.55 e para os valores medidos, no presente trabalho, através da técnica ultrassônica por pulso-eco. Pode-se observar uma excelente concordância entre os valores medidos e aqueles estimados pela correlação, para valores baixos e intermediários de  $N_f$ , porém é bastante clara a não concordância entre esses valores para altos  $N_f$ , com a correlação sempre superestimando o valor da espessura do filme.

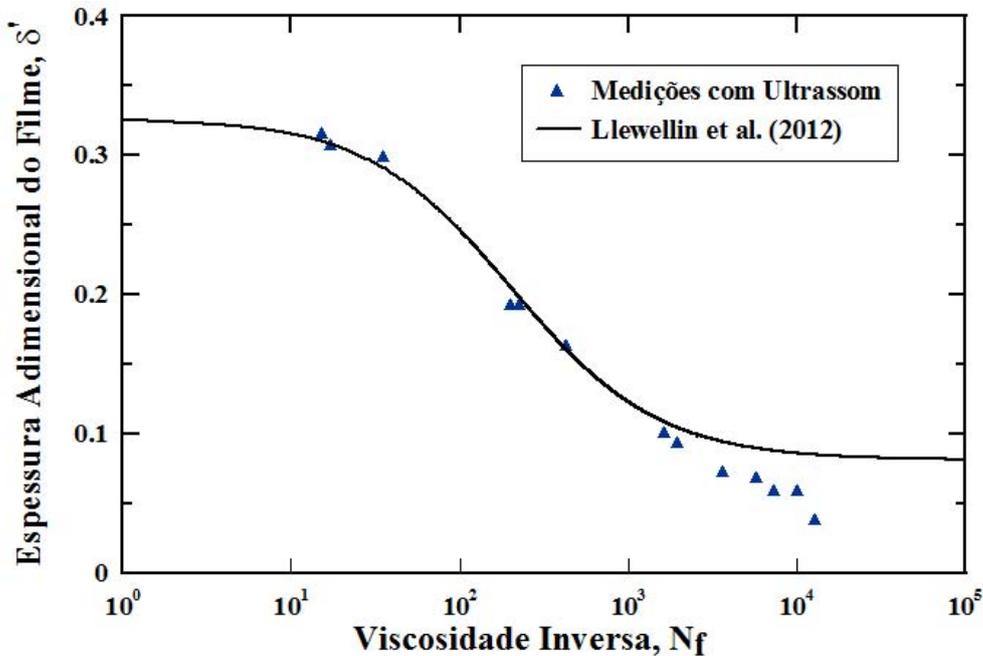


Figura 4.2: Relação  $\delta'$  vs  $N_f$  para valores medidos pela técnica ultrassônica e para a correlação de Llewellyn et al. [79].

Foi observado que  $L_b > 6D$  não é condição suficiente para que o filme se desenvolva completamente, especialmente para maiores valores de  $N_f$  (Apêndice A3). Além disso, verificou-se que o fato de se obter um bom ajuste linear para a relação  $L_b$  vs  $L_0$ , a partir de dados experimentais, também, não se constitui em garantia de que os filmes tenham atingido o equilíbrio e que, portanto, a metodologia utilizada por LLEWELLIN *et al.* [79] tende a superestimar os seus valores quando incluídos comprimentos de bolhas para os quais os filmes ainda estejam em desenvolvimento (Apêndice A3). De acordo com os bolsões de ar ( $0,01 \leq L_0 \leq 0,3$  m) e diâmetros

de tubos ( $D = 0,02; 0,04$  e  $0,08$  m) usados por esses autores, este parece ter sido o caso das suas medições em condições de altos  $N_f$ .

Durante o desenvolvimento do trabalho, LLEWELLIN *et al.* [79] chegaram a considerar a possibilidade dos filmes líquidos não terem atingido a condição de desenvolvimento, em algumas das condições experimentais, em especial para as condições de altos  $N_f$ . Entretanto, tal discussão não foi levada adiante, devido à excelente concordância entre os valores por eles determinados e aqueles medidos experimentalmente por NOGUEIRA *et al.* [84] e que teriam identificado condições de filme plenamente desenvolvido.

NOGUEIRA *et al.* [84] utilizaram duas técnicas óticas, que em conjunto foram capazes de determinar o perfil da bolha e o perfil de velocidades no filme líquido ao seu redor. Parte desse trabalho foi desenvolvida em líquido estagnado, com injeção controlada de ar, usando água e soluções aquosas de glicerina, em tubos com  $0,032$  m de diâmetro interno  $D$ . Uma análise atenta desse trabalho permite observar que os autores informaram que os volumes de ar utilizados nos experimentos variaram entre  $40 \times 10^{-6} \text{ m}^3$  e  $265 \times 10^{-6} \text{ m}^3$ . Considerando-se líquidos de baixas viscosidades ou altos  $N_f$ , onde as espessuras dos filmes são muito pequenas, permitindo a suposição de filme fino ( $\delta \ll R$ ), verifica-se que, para tais fluidos, os maiores comprimentos de bolha utilizados nos experimentos foram da ordem de  $0,08$  m ( $L_b \approx 2,5D$ ). Conforme discutido anteriormente, tais valores de  $L_b$  seriam insuficientes para que o filme atingisse o seu equilíbrio, particularmente para o caso de líquidos pouco viscosos ou altos  $N_f$  e, portanto, qualquer medição, nessas condições, tenderia a superestimar as espessuras de equilíbrio dos filmes.

Desta forma, as discrepâncias observadas entre os valores experimentais obtidos no presente trabalho e aqueles obtidos por LLEWELLIN *et al.* [79] constituem-se em uma oportunidade para ampliar-se a discussão e os conhecimentos em relação ao desenvolvimento de filmes líquidos em queda ao redor de bolhas de Taylor.

Conforme já mencionado, existe na literatura uma série de correlações teóricas e/ou empíricas que tenta estimar as espessuras de filmes líquidos em torno de bolhas de Taylor. Algumas delas foram desenvolvidas para filmes líquidos escoando em superfícies, porém podem ser aplicadas para filmes ao redor de bolhas alongadas se for considerada a hipótese de filme fino ( $\delta \ll R$ ). Porém, poucos são os trabalhos experimentais que tenham como foco principal a medição e discussão de questões relacionadas com o filme ao redor dessas bolhas. Deste modo, os valores medidos das espessuras dos filmes para diferentes líquidos foram utilizados para verificar a validade de tais correlações, utilizando a abordagem teórica desenvolvida por LLEWELLIN *et al.* [79].

Inicialmente, foram avaliadas as correlações de NUSSELT [80] (Eq. 2.32), de LEL *et al.* [81] (Eq. 2.36) e de KARAPANTSIOS e KARABELAS [83] (Eq. 2.37).

Essas três relações foram escritas, originalmente, em função do número de Reynolds do filme  $Re_f$  (Eq. 2.29). Entretanto, LLEWELLIN *et al.* [79] mostraram que, quando o filme é fino ( $\delta \ll R$ ), existe uma relação direta entre  $Re_f$  e o número de Reynolds da bolha  $Re_b$ , definido por:

$$Re_b = \frac{\rho_L U_b D}{\mu_L}, \quad (4.2)$$

onde  $\rho_L$  é a densidade do líquido,  $\mu_L$  a viscosidade dinâmica do líquido e  $U_b$  a velocidade da bolha.

Segundo esses autores, a vazão volumétrica de líquido em queda no filme  $Q_L$  deve ser balanceada pela vazão volumétrica do gás ascendente na bolha  $Q_G$ , ou seja,  $Q_G = -Q_L$ . Para filme fino, a vazão de líquido é dada por  $Q_L = -\pi D \Gamma / \rho_L$  e, uma vez que o raio da bolha  $R_b$  é igual ao raio do tubo  $R$  ( $R_b = R$ ) no limite de  $\delta \ll R$ , a vazão de gás é dada por  $Q_G = \pi D^2 U_b / 4$ . Logo,  $4\Gamma = \rho_L D U_b$ . Dividindo-se os dois lados da equação por  $\mu_L$  e observando-se as Eqs. 2.29 e 4.2, verifica-se que, para filme fino,  $Re_f = Re_b$ .

Desta forma, as Eqs. 2.32, 2.36 e 2.37 podem ser reescritas em função de  $Re_b$ :

- Correlação de NUSSELT [80]:

$$\delta = \left( \frac{3\mu_L^2}{4\rho_L^2 g} Re_b \right)^{1/3}, \quad (4.3)$$

- Correlação de LEL *et al.* [81]:

$$\delta \left( \frac{\rho_L^2 g}{\mu_L^2} \right)^{1/3} = 1 + 0,321 Re_b^{0.47}, \quad (4.4)$$

- Correlação de KARAPANTSIOS e KARABELAS [83]:

$$\delta \left( \frac{\rho_L^2 g}{\mu_L^2} \right)^{1/3} = 0,214 Re_b^{0.538}. \quad (4.5)$$

Utilizando as definições de  $Re_b$ ,  $N_f$  e  $Fr$  e lembrando-se que  $\delta' = \delta/R$ , é possível reescrever-se as Eqs. 4.3, 4.4 e 4.5, de forma adimensional:

- Correlação de NUSSELT [80]:

$$\delta' = \left( 6 \frac{Re_b}{N_f^2} \right)^{1/3}, \quad (4.6)$$

- Correlação de LEL *et al.* [81]:

$$\delta' = \frac{2 + 0,641Re_b^{0,47}}{\sqrt[3]{N_f^2}}, \quad (4.7)$$

- Correlação de KARAPANTSIOS e KARABELAS [83]:

$$\delta' = \frac{0,428R_b^{0,538}}{\sqrt[3]{N_f^2}}. \quad (4.8)$$

Considerando-se a simplificação proposta por LLEWELLIN *et al.* [79] para a correlação de VIANA *et al.* [12], quando  $EO > 40$  (Eq. 4.1), pode-se verificar que, nas condições onde  $\sigma_L$  pode ser desprezada,  $Fr$  é função apenas de  $N_f$ . Além disso, é possível escrever-se  $Re_b$  como o produto da Viscosidade Inversa e do número de Froude:

$$Re_b = N_f Fr \quad (4.9)$$

Deste modo, observando-se as Eqs. 4.1 e 4.9, verifica-se que  $Re_b$  é função apenas de  $N_f$ , permitindo que as Eqs. 4.6, 4.7 e 4.8 sejam escritas totalmente em função de  $Re_b$  ou de  $N_f$ . No caso da avaliação das medições das espessuras dos filmes em torno das bolhas de Taylor, a relação entre a espessura e  $N_f$  parece mais adequada, uma vez que este parâmetro depende apenas das propriedades dos fluidos e das características do tubo (diâmetro interno  $D$ ), eliminando a necessidade de se conhecer a velocidade de propagação da bolha  $U_b$ .

A seguir, as Eqs. 4.6, 4.7 e 4.8 serão reescritas em função apenas de  $N_f$ , levando-se em conta as Eqs. 4.1 e 4.9:

- Correlação de NUSSELT [80]:

$$\delta' = 1,268 \left[ \frac{(1 + 145,914N_f^{-1,45})^{-0,71}}{N_f} \right]^{1/3}, \quad (4.10)$$

- Correlação de LEL *et al.* [81]:

$$\delta' = \frac{2 + 0,386 \left[ \frac{N_f}{(1 + 145,914N_f^{-1,45})^{0,71}} \right]^{0,47}}{\sqrt[3]{N_f^2}}, \quad (4.11)$$

- Correlação de KARAPANTSIOS e KARABELAS [83]:

$$\delta' = \frac{0,239 \left[ \frac{N_f}{(1+145,914N_f^{-1,45})^{0,71}} \right]^{0,538}}{\sqrt[3]{N_f^2}}. \quad (4.12)$$

A Fig. 4.3 apresenta as curvas relativas às Eqs. 4.10, 4.11 e 4.12 e os valores medidos, no presente trabalho, através da técnica ultrassônica por pulso-eco. Inicialmente, verifica-se uma boa concordância entre os valores medidos e aqueles estimados pela correlação de NUSSELT [80], com uma maior diferença relativa no caso de líquidos mais viscosos ou menores  $N_f$ . Tal fato pode ser explicado pela suposição de filme fino ( $\delta \ll R$ ) necessária para a aplicação dessa correlação, originalmente desenvolvida para a estimativa de espessura de filmes em superfícies planas, ao caso de filmes ao redor de bolhas de Taylor.

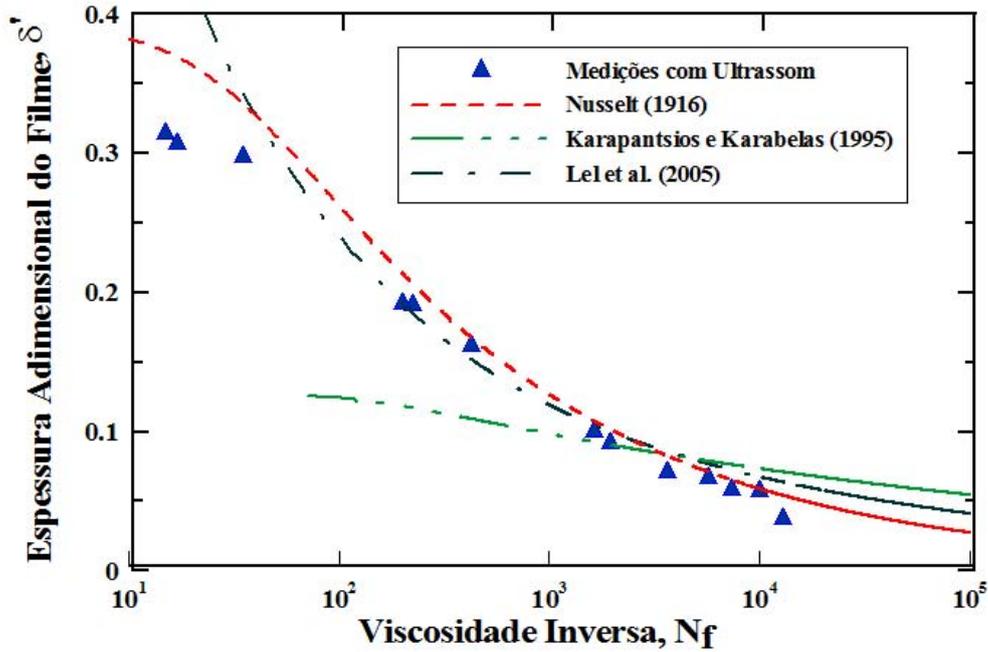


Figura 4.3: Relação  $\delta'$  vs  $N_f$  para valores medidos pela técnica ultrassônica e para as correlações de Nusselt [80], Karapantsios e Karabelas [83] e Lel et al. [81].

LLEWELLIN *et al.* [79] encontraram boa concordância com a correlação de NUSSELT [80] para  $N_f < 3000$ , em especial na faixa  $100 < N_f < 3000$ . Já os resultados obtidos nesse trabalho mostraram boa concordância numa faixa mais ampla de  $N_f$  ( $224 < N_f < 10000$ ).

Na Fig. 4.3, pode-se observar, para a correlação de LEL *et al.* [81], resultados semelhantes àqueles obtidos para a correlação de NUSSELT [80], com uma grande diferença relativa entre os valores medidos e estimados apenas para os casos de

menores  $N_f$ . Da mesma forma que no caso anterior, tal fato pode ser atribuído à suposição de filme fino.

Segundo LLEWELLIN *et al.* [79], os valores determinados apresentaram excelente concordância com a correlação de LEL *et al.* [81], na faixa de  $40 < N_f < 9000$ . Já a comparação entre os valores medidos no presente trabalho e essa correlação indicou boa concordância na faixa  $35 < N_f < 10000$ .

Já no caso da correlação de KARAPANTSIOS e KARABELAS [83], a Fig. 4.3 mostra boa concordância entre os valores medidos e aqueles estimados, na faixa entre  $1952 < N_f < 7321$ . Para essa correlação, LLEWELLIN *et al.* [79] encontraram boa concordância na faixa de  $2000 < N_f < 20000$ .

A Fig. 4.3 revelou que, de fato, as correlações de NUSSELT [80], LEL *et al.* [81] e KARAPANTSIOS e KARABELAS [83], desenvolvidas para a estimativa das espessuras de filmes líquidos em queda em superfícies verticais, planas ou de tubos, podem ser aplicadas para estimar a espessura de filmes ao redor de bolhas de Taylor, desde que sejam respeitadas as faixas de  $N_f$  nas quais tais correlações mostraram-se válidas.

Outra correlação para estimar a espessura do filme ao redor de bolhas alongadas é a de KANG *et al.* [87] (Eq. 2.45). Tal correlação foi proposta a partir de simulações numéricas para estudar a ascensão deste tipo de bolha. Levando-se em conta que  $Ar = N_f^2$  e  $D = 2R$ , a Eq. 2.45 pode ser escrita conforme a seguir:

$$\delta' = 0,64N_f^{-0,2}. \quad (4.13)$$

GOLDSMITH e MASON [74] observaram que a Eq. 2.38 já havia sido deduzida, anteriormente, por NUSSELT [80] e, de fato, se os termos dessa equação forem reorganizados, esta recupera a forma adimensional, definida pela Eq. 4.6.

Já a correlação de BROWN [75] pode ser reescrita, em uma forma adimensional, segundo a expressão a seguir (LLEWELLIN *et al.* [79]):

$$\delta' = 2 \frac{-1 + \sqrt{1 + 2,44N_f^{2/3}}}{2,44N_f^{2/3}}. \quad (4.14)$$

A Fig. 4.4 apresenta as curvas relativas às Eqs. 4.10, 4.13 e 4.14 e os valores medidos, no presente trabalho. Os resultados apresentados nessa figura indicam uma pobre concordância entre os valores medidos e aqueles estimados pela correlação de KANG *et al.* [87]. O mesmo foi observado por LLEWELLIN *et al.* [79], que identificou uma boa concordância entre seus valores e aqueles estimados apenas em uma faixa muito restrita de  $N_f$ .

Na Fig. 4.4 pode ser observado, também, que os modelos de GOLDSMITH e MASON [74] e de BROWN [75] apresentam boa concordância com os dados expe-

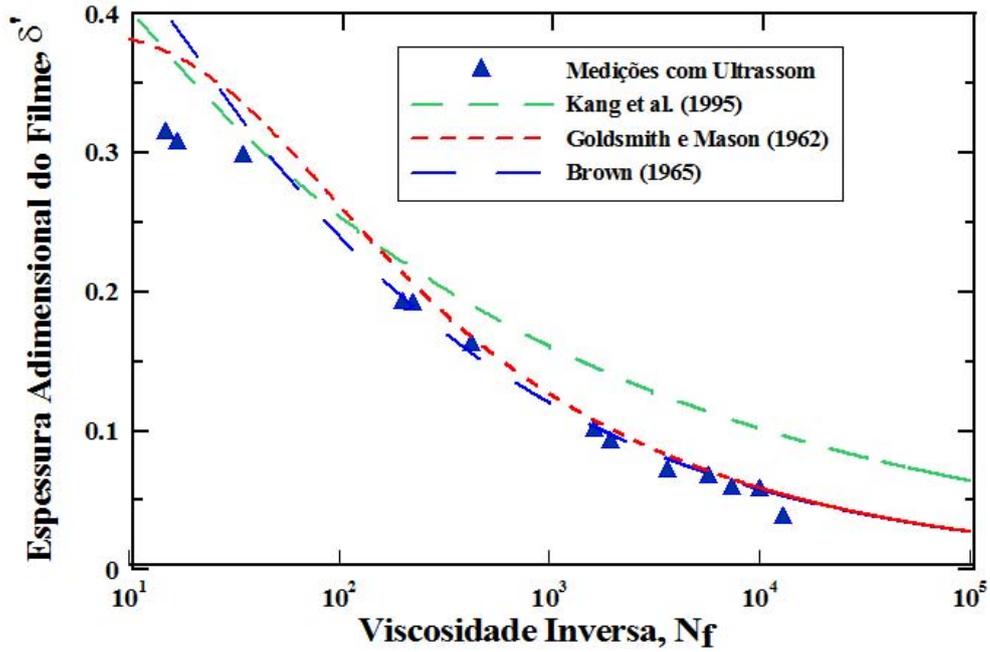


Figura 4.4: Relação  $\delta'$  vs  $N_f$  para valores medidos pela técnica ultrassônica e para as correlações de Kang et al. [87], Goldsmith e Mason [74] e Brown [75].

rimentais para maiores  $N_f$ , porém os erros relativos entre os valores estimados e os experimentais tendem a aumentar quando  $N_f$  diminui. No primeiro caso, este comportamento pode ser atribuído à suposição de filme fino utilizado no desenvolvimento do modelo teórico. Para a correlação de BROWN [75], não existe qualquer hipótese de filme fino, porém esse autor assumiu uma razão constante  $U_b/\sqrt{g(D - 2\delta)}$ , que não foi verificada para valores mais baixos de  $N_f$  e pode explicar a discordância observada.

A Tab. 4.1 apresenta os valores medidos das velocidades da bolha  $U_b$  para os diferentes líquidos (diferentes  $N_f$ , em tubos com  $D = 0,024$  m), bem como as relações  $U_b/\sqrt{gD}$  e  $U_b/\sqrt{g(D - 2\delta_{eq})}$ . Faz-se importante ressaltar que as expressões  $U_b/\sqrt{g(R - \delta_{eq})}$  (usada por BROWN [75]) e  $U_b/\sqrt{g(D - 2\delta_{eq})}$  (usada no presente trabalho) são equivalentes, sendo apenas uma escrita em função do raio interno do tubo  $R$  e a outra em função do diâmetro interno  $D$  ( $D = 2R$ ). Para a primeira é esperado um valor da ordem de 0,496 (DAVIES e TAYLOR [63]) e para a segunda um valor de 0,351 (NICKLIN *et al.* [66]).

Os resultados apresentados na Tab. 4.1 estão em concordância com o observado por BROWN [75], que verificou a tendência da relação  $U_b/\sqrt{gD}$  se afastar do valor esperado de 0,351, quando a viscosidade do material aumenta ou o  $N_f$  diminui. Mais do que isso, pode-se verificar que ao utilizar-se a relação  $U_b/\sqrt{g(D - 2\delta)}$ , fazendo-se uma correção de  $Fr$ , que leva em consideração a espessura do filme, os valores tendem a se manter próximos àquele esperado, exceto para o caso de baixos  $N_f$ .

Tabela 4.1: Velocidades de ascensão das bolhas de Taylor medidas experimentalmente para diferentes soluções água-glicerina, em tubos verticais com  $D = 0,024$  m.

	100% Água	80% Água	50% Água	20% Água	100% Glicerina
$N_f$	12900	7321	1952	224	15
$U_b$ (m/s)	0,1683	0,1679	0,1629	0,1531	0,0624
$\delta_{eq}$ (m)	0,000453	0,000809	0,001119	0,002258	0,003834
$U_b/\sqrt{gD}$	0,347	0,346	0,336	0,315	0,129
$U_b/\sqrt{g(D - 2\delta_{eq})}$	0,353	0,358	0,352	0,350	0,156

Uma comparação direta entre os modelos de BROWN [75] e de GOLDSMITH e MASON [74], revela que o primeiro estima melhor a espessura  $\delta$  do filme líquido ao redor de bolhas de Taylor, considerando sua velocidade de ascensão  $U_b$ , para uma faixa mais ampla de  $N_f$ . O modelo de BROWN [75] apresentou boa concordância na faixa de  $35 < N_f < 10000$ , enquanto que o de GOLDSMITH e MASON [74] comportou-se bem na faixa  $224 < N_f < 10000$ . Para altos  $N_f$  ambas as correlações apresentam boa concordância com os valores medidos, entretanto, à medida que o  $N_f$  diminui, a suposição de filme fino, assumida por GOLDSMITH e MASON [74], parece exercer um efeito mais negativo do que a suposição de  $Fr$  constante, assumida por BROWN [75].

A Tab. 4.2 resume as faixas de  $N_f$  para os quais as correlações concordaram com as medições experimentais obtidas neste trabalho, juntamente com as faixas observadas por LLEWELLIN *et al.* [79] e com as faixas de validade originais de cada um deles, definidos pelos seus autores e reescrito como uma função de  $N_f$ . Comparando-se os resultados do presente trabalho com aqueles obtidos por LLEWELLIN *et al.* [79], pode-se observar que as maiores diferenças ocorrem para os limites superiores das faixas, em função das diferenças entre os valores das espessuras dos filmes  $\delta_{eq}$ , medidos pela técnica ultrassônica de pulso-eco e aqueles determinados por esses autores.

Tabela 4.2: Resumo das correlações e suas faixas de validação.

Correlação	Validade Original	LLEWELLIN <i>et al.</i> [79]	Este Trabalho
NUSSELT [80]	$N_f < 3000$	$N_f < 3000$	$224 < N_f < 10000$
LEL <i>et al.</i> [81]	$40 < N_f < 9000$	$40 < N_f < 9000$	$35 < N_f < 10000$
KARAPANTSIOS e KARABELAS [83]	$9000 < N_f < 44000$	$2000 < N_f < 20000$	$1952 < N_f < 7321$
KANG <i>et al.</i> [87]	$10 < N_f < 450$	$N_f \approx 100$	Sem Concordância
GOLDSMITH e MASON [74]	$N_f < 3000$	$N_f < 3000$	$224 < N_f < 10000$
BROWN [75]	$N_f > 120$	$50 < N_f < 3000$	$35 < N_f < 10000$
LLEWELLIN <i>et al.</i> [79]	-	$0,1 < N_f < 100000$	$15 < N_f < 1952$

Para as correlações de NUSSELT [80], GOLDSMITH e MASON [74] e BROWN [75], é interessante notar que, apesar destes modelos terem sido desenvolvidos para escoamento laminar, boas concordâncias foram observadas além da região normalmente aceita para a transição laminar/turbulento de filmes líquidos em  $1000 < Re_f < 2000$  (FULFORD [117], DUCKLER e BERGELIN [77], KARAPANTSIOS e KARABELAS [83]), o que corresponderia a  $N_f$  entre 3000 e 6000, aproximadamente.

Com base nos resultados obtidos no presente trabalho, foi proposta uma correlação empírica capaz de estimar a espessura adimensional de equilíbrio do filme  $\delta'_{eq}$ , na faixa de  $N_f$  em que foram observados filmes plenamente desenvolvidos ( $15 < N_f < 12900$ ). Esta correlação teve origem no melhor ajuste dos pontos obtidos através das medições experimentais e pode ser definida por:

$$\delta'_{eq} = -0,0419 \ln N_f + 0,4247. \quad (4.15)$$

A Fig. 4.5 mostra a correlação descrita pela Eq. 4.15 em comparação com os dados experimentais. Não é recomendado ampliar a validade da correlação para  $N_f > 12900$ , uma vez que não foram encontradas evidências sobre filmes totalmente desenvolvidos, nessas condições. No limite inferior, uma ampliação da validade é limitada pelas condições experimentais usadas neste estudo.

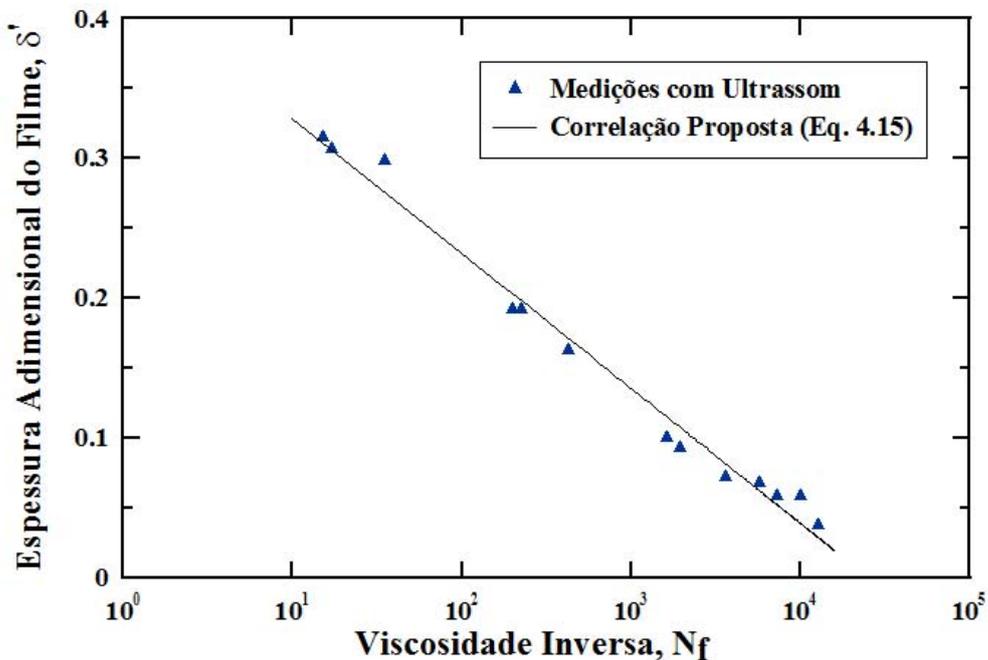


Figura 4.5: Correlação empírica proposta para estimar a espessura adimensional de equilíbrio de filmes líquidos em queda em torno de bolhas de Taylor (Eq.4.15).

Conforme comentado anteriormente, SENA ESTEVES e GUEDES DE CARVALHO [91] propuseram uma correlação para estimar  $Z^*$  (Eq. 2.49), onde  $Z^*/D$  seria

função de  $Fr$  e de  $N_f$ . Substituindo-se a Eq. 4.1 na Eq. 2.49, esta correlação pode, então, ser escrita somente em relação à  $N_f$ :

$$\frac{Z^*}{D} = 0,0222 \left[ \frac{N_f}{(1 + 145,914N_f^{-1,45})^{1,42}} \right]^{2/3}, \quad (4.16)$$

onde,  $D$  é o diâmetro interno do tubo.

A Fig. 4.6 apresenta os valores medidos experimentalmente no presente trabalho e aqueles definidos pela correlação de SENA ESTEVES e GUEDES DE CARVALHO [91], onde pode-se observar uma tendência de aumento da discrepância entre os valores medidos e estimados, com o aumento de  $N_f$ . Para menores  $N_f$ , verifica-se uma razoável concordância, enquanto que, para maiores  $N_f$ , torna-se evidente a discrepância entre os valores medidos e aqueles estimados pela correlação.

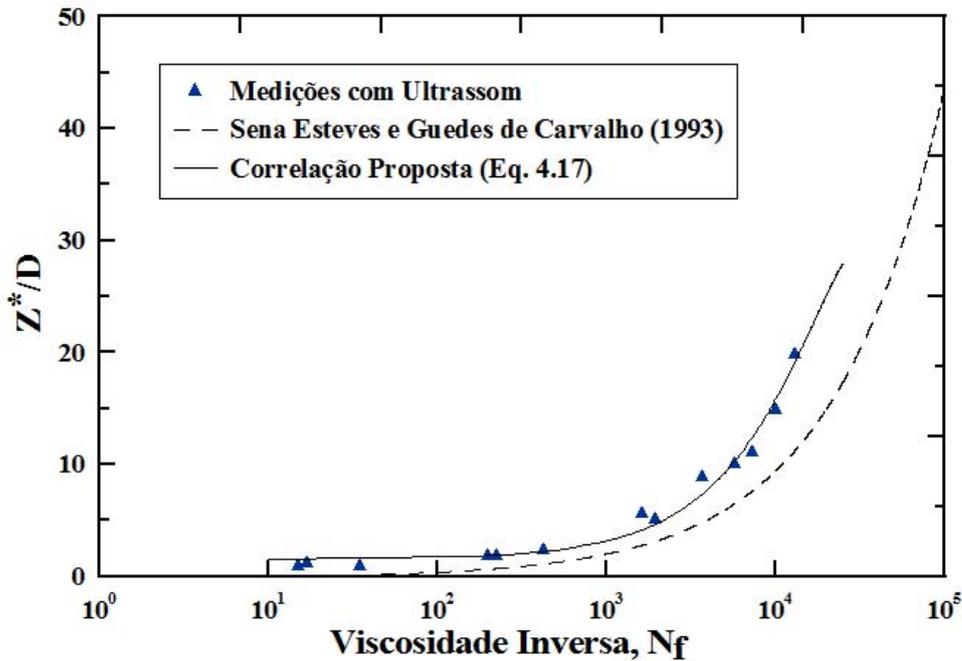


Figura 4.6: Valores medidos e estimados através da correlação de Sena Esteves e Guedes de Carvalho [91] para a relação  $Z^*/D$  em função de  $N_f$ .

Os resultados apresentados na Fig. 4.6 suscitam uma interessante discussão, visto que um olhar mais distraído poderia considerar que os mesmos apresentam uma absoluta discordância com aqueles apresentados por NOGUEIRA *et al.* [84]. Observando-se a Fig. 2.16, percebe-se uma grande discrepância entre os valores medidos experimentalmente e aqueles estimados pela correlação de SENA ESTEVES e GUEDES DE CARVALHO [91], para valores mais baixos do número de Reynolds do filme  $Re_{U_\delta}$ . Esses menores valores de  $Re_{U_\delta}$  corresponderiam a escoamentos laminares, mais característicos dos líquidos de maiores viscosidades, caracterizados, no presente trabalho, pelas condições de mais baixos  $N_f$ . As melhores concordâncias

entre os valores medidos por NOGUEIRA *et al.* [84] e aqueles estimados, através da correlação, corresponderiam a líquidos menos viscosos ou com maiores  $Re_{U_\delta}$  (maiores  $N_f$ ). Por outro lado, a Fig. 4.6 parece revelar um comportamento totalmente diferente, onde as melhores concordâncias seriam encontradas para os casos de menores  $N_f$ , com a diferença entre os valores, medidos e estimados, aumentando com o aumento de  $N_f$ . Para esclarecer essa aparente discordância de resultados, a Fig. 4.7 apresenta a razão entre os valores do comprimento de desenvolvimento do filme, medidos experimentalmente, no presente trabalho, e aqueles estimados pela correlação de SENA ESTEVES e GUEDES DE CARVALHO [91], para diferentes  $N_f$ .

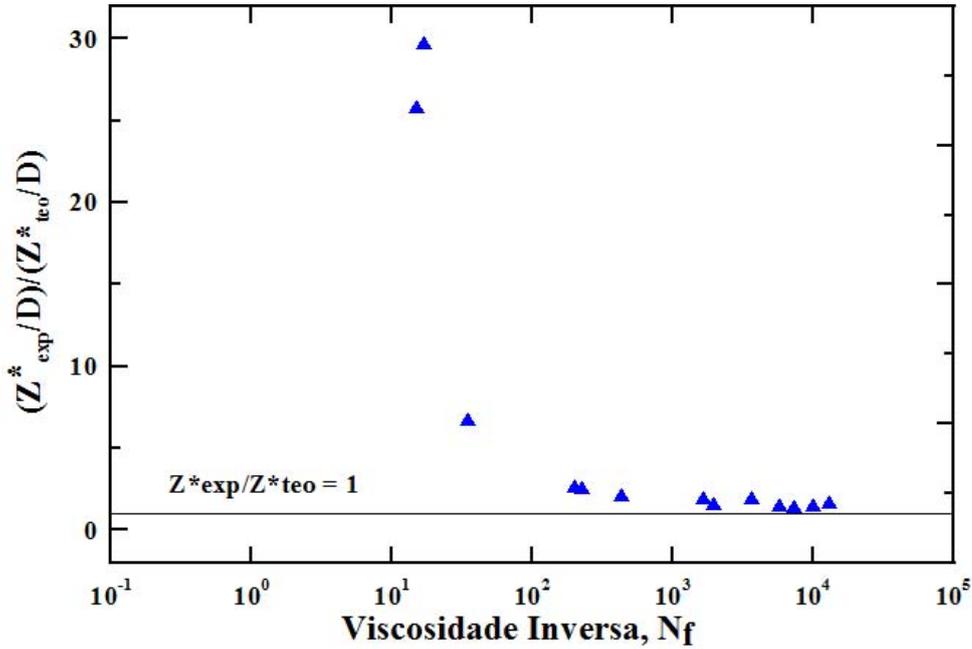


Figura 4.7: Razão entre os valores medidos experimentalmente  $Z^*_{exp}$  e aqueles estimados  $Z^*_{teo}$  através da correlação de Sena Esteves e Guedes de Carvalho [91] dos comprimentos de desenvolvimento do filme  $Z^*$ , para diferentes  $N_f$ .

Através da Fig. 4.7 verifica-se que, em linhas gerais, a variação da razão  $Z^*_{exp}/Z^*_{teo}$  com  $N_f$  mostrou-se semelhante àquela observada por NOGUEIRA *et al.* [84], com maiores discrepâncias para os casos de menores  $N_f$  ou  $Re_{U_\delta}$  e menores diferenças relativas para maiores  $N_f$  ou  $Re_{U_\delta}$ . Entretanto, deve-se ressaltar que essas menores diferenças relativas correspondem, na realidade, a grandes diferenças absolutas, como se pode verificar comparando as Figs. 4.6 e 4.7. Para o caso de  $N_f = 15$  (glicerina em tubo de  $D = 0,024$  m), a diferença relativa entre os valores medidos e estimados chega a 2500%, enquanto que a diferença absoluta seria da ordem de 0,8 diâmetro interno do tubo  $D$  ( $Z^*_{teo} \approx 0,03D$ ;  $Z^*_{exp} \approx 0,87D$ ). Já para o caso de  $N_f = 12900$  (água destilada em tubo de  $D = 0,024$  m), a diferença relativa foi da ordem de 73%, porém com um erro absoluto superior a 8D ( $Z^*_{teo} \approx 11D$ ;  $Z^*_{exp} \approx 20D$ ). Isto revela o quão importante é a forma como são apresentados e/ou interpretados

os resultados referentes a trabalhos experimentais. Mais do que uma análise fria dos números, faz-se essencial uma análise dos conceitos físicos envolvidos e da forma como aquele dado será aplicado. Assim, sob o ponto de vista estritamente matemático, seria possível considerar que os valores medidos em condições de baixos  $N_f$  apresentam grande discrepância para aqueles estimados através da correlação em questão e que os melhores resultados corresponderiam ao casos de mais altos  $N_f$  (Fig. 4.7). Entretanto, se for levado em consideração o conceito do comprimento de desenvolvimento do filme  $Z^*$  e o que ele representa para a compreensão da estrutura de uma bolha de Taylor ascendendo em tubos verticais, torna-se claro que a correlação faz uma razoável estimativa do valor de  $Z^*$  para condições de baixos  $N_f$  e que essa estimativa se torna cada vez mais inexata à medida que o  $N_f$  aumenta, conforme foi mostrado na Fig. 4.6. Apesar das discrepâncias observadas, os resultados obtidos no presente trabalho confirmaram, qualitativamente, o comportamento esperado através da correlação de SENA ESTEVES e GUEDES DE CARVALHO [91], com uma forte dependência de  $Z^*/D$  com  $N_f$ , indicando que ao aumentar-se o  $N_f$ , maiores comprimentos de bolha  $L_b$  são necessários para que o filme em torno da bolha de Taylor possa atingir, efetivamente, a condição de equilíbrio.

Com base nos resultados obtidos no presente trabalho e nas discrepâncias observadas entre os valores medidos e aqueles estimados pela correlação de SENA ESTEVES e GUEDES DE CARVALHO [91], foi proposta uma correlação para estimar a distância de desenvolvimento do filme  $Z^*$ , na faixa de  $N_f$  em que foram observados filmes plenamente desenvolvidos ( $15 < N_f < 12900$ ). Esta correlação teve origem no melhor ajuste dos pontos obtidos através das medições experimentais e pode ser definida por:

$$\frac{Z^*}{D} = 1,5109 + 0,0017N_f - 2,4523 \times 10^{-8}N_f^2. \quad (4.17)$$

Uma comparação entre a correlação definida pela Eq. 4.17 e os resultados experimentais pode ser observada na Fig. 4.6.

A forte dependência de  $Z^*/D$  com  $N_f$  observada na Fig. 4.6 ajuda a explicar o fato de não se ter observado filmes plenamente desenvolvidos para  $N_f = 13320$  e  $N_f = 22422$ , conforme comentado anteriormente. Pode-se verificar que, para estes valores de  $N_f$ , comprimentos de bolha  $L_b$  muito grandes seriam necessários para permitir o pleno desenvolvimento dos filmes, o que excede os maiores comprimentos de bolha estudados no presente trabalho ( $L_b \approx 0,65$  m). No entanto, devido às fortes ondulações observadas na interface gás-líquido, em tais condições, não é possível assegurar que os filmes líquidos iriam, efetivamente, atingir o equilíbrio para bolhas maiores.

Anteriormente, outros autores estudaram os filmes em torno de bolhas de Taylor,

medindo seus perfis de velocidade e seus formatos. No entanto, os comprimentos de bolha  $L_b$  estudados por eles se mostraram insuficientes para permitir que os filmes atingissem o seu equilíbrio. VAN HOUT *et al.* [96] e POLONSKY *et al.* [93] estudaram bolhas com comprimentos  $L_b$  de até  $3,6D$  e  $6,4D$ , respectivamente, com  $N_f \approx 12500$ , e verificaram que os filmes permaneceram subdesenvolvidos para estas condições. AHMAD *et al.* [92] estudaram bolhas de Taylor com  $L_b \approx 4,5D$  ascendendo em querosene, dentro de um tubo vertical com  $0,025$  m de diâmetro interno ( $N_f \approx 4200$ ) e observaram que o perfil de velocidades medido era característico de um filme em desenvolvimento. Esses resultados estão de acordo com os resultados experimentais obtidos no presente trabalho.

NOGUEIRA *et al.* [84] realizaram experimentos em uma ampla gama de  $N_f$  ( $15 < N_f < 18000$ ), porém os volumes de ar, relatados por esses autores, não eram suficientes para gerar bolhas com comprimentos  $L_b$  que permitissem o pleno desenvolvimento do filme, para condições de mais altos  $N_f$ .

Os experimentos de LLEWELLIN *et al.* [79] foram conduzidos com bolhas mais longas e em uma gama bastante ampla de  $N_f$  ( $0,2 < N_f < 59000$ ). No entanto, a metodologia gráfica utilizada por esses autores tende a superestimar a espessura de equilíbrio do filme  $\delta_{eq}$ , especialmente para valores mais elevados de  $N_f$ , como já discutido anteriormente. Além disso, não foram apresentadas evidências de que os filmes realmente atingem os seus equilíbrios para valores mais elevados de  $N_f$ .

Deste modo, os experimentos realizados, nesta parte do presente trabalho, com comprimentos de bolha  $L_b$  suficientemente longos para permitir o pleno desenvolvimento dos filmes líquidos, numa vasta gama de  $N_f$  ( $15 < N_f < 22422$ ), podem contribuir para uma melhor compreensão de questões envolvendo filmes líquidos ao redor de bolhas de Taylor. Uma vez que a mecânica envolvendo esses filmes está diretamente relacionada com os processos de transferência de massa e calor, bem como com os mecanismos que envolvem as interações entre bolhas sucessivas durante o escoamento intermitente de bolhas alongadas, os resultados apresentados mostram-se relevantes, inclusive para a validação de códigos CFD para simulação deste padrão de escoamento.

## 4.2 Ascensão de Bolhas de Taylor Individuais em Colunas Verticais e Ligeiramente Inclínadas de Líquido Estagnado.

Neste tópico serão apresentados os resultados relativos ao estudo da ascensão de bolhas de Taylor em tubos verticais e ligeiramente inclinados. Foram geradas bolhas a partir de bolsões de ar com comprimento  $L_0 = 0,10$  m e  $L_0 = 0,20$  m. As

inclinações estudadas foram  $0^\circ$ ,  $2,5^\circ$ ;  $5^\circ$ ;  $7,5^\circ$ ;  $10^\circ$  e  $15^\circ$ , a partir da posição vertical. As condições experimentais foram as mesmas apresentadas na Tab. 3.1, onde pode-se observar, também, os números de Morton  $M$  e de Eotvos  $EO$ , correspondentes a cada uma delas.

Para o processamento das imagens geradas nesta etapa do trabalho, foi introduzida uma nova metodologia, utilizando-se um programa desenvolvido em Matlab para a determinação da velocidade de ascensão  $U_b$  e do comprimento da bolha  $L_b$  (Subseção 3.4.1). Desta forma, fez-se necessária uma verificação em relação à confiabilidade dessa metodologia, através da comparação dos seus resultados com aqueles obtidos através do processamento usando-se o programa comercial da fabricante da câmera (Olympus I-Speed Suite), que já havia se mostrado bastante adequado para a medição de tais parâmetros. Os resultados de tal comparação revelaram a eficiência da metodologia (Apêndice A4).

Na Fig. 4.8 podem ser observados os sinais ultrassônicos, referentes à detecção da interface gás-líquido, de uma bolha ascendendo em um tubo inclinado à  $7,5^\circ$  e contendo uma mistura com 80% de água destilada e 20% de glicerina, em tubo com  $D = 0,019$  m. Considerando-se o tubo inclinado, os sinais cinza e vermelho correspondem àqueles gerados a partir dos transdutores localizados nas laterais do tubo ou das bolhas (T3 e T4 na Fig. 3.2b), o que sugere que a bolha poderia apresentar simetria lateral em relação ao eixo do tubo, uma vez que, retirando-se a defasagem entre os momentos em que cada transdutor detecta a passagem da bolha, os sinais referentes a essas posições estariam quase que perfeitamente sobrepostos. O sinal verde corresponde à interface gás-líquido na parte inferior da bolha (T1 na Fig. 3.2b), onde verifica-se que a espessura do filme é maior devido aos efeitos da força de empuxo que desviam a bolha em relação ao eixo do tubo, empurrando-a no sentido da parede superior do tubo. Finalmente, o sinal azul representa o perfil do filme na parte superior da bolha (T2 na Fig. 3.2b). Este comportamento qualitativo foi observado para todos os líquidos e ângulos de inclinação estudados, exceto, é claro, para os casos verticais, onde os filmes apresentam simetria radial.

Conforme já comentado anteriormente, bolhas de Taylor movendo-se em tubos inclinados apresentam estruturas com grande complexidade, tanto no que diz respeito ao seu formato assimétrico, quanto em relação ao seu deslocamento em relação ao eixo do tubo, o que acaba por tornar muito difícil a definição de um melhor modelo para descrever esse movimento. Assim, parece bastante razoável buscar-se uma melhor compreensão do comportamento dessas bolhas, em tubos inclinados, através do estudo de seus perfis nas quatro posições específicas apresentadas na Fig. 4.8. Os resultados apresentados na sequência do presente trabalho levarão em conta os valores medidos para a velocidade  $U_b$  e o comprimento da bolha  $L_b$ , através da técnica de visualização, e os perfis dos filmes nas regiões laterais, superior e inferior das

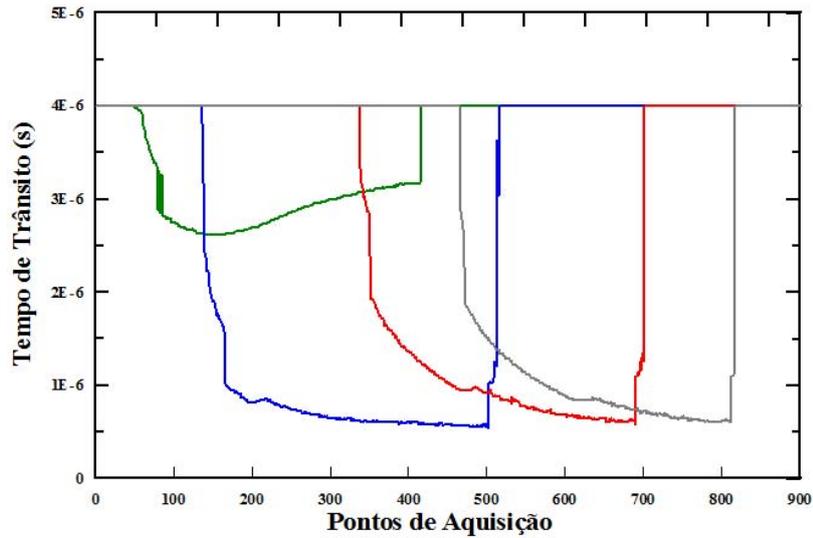


Figura 4.8: Sinais ultrassônicos para uma bolha ascendendo em um tubo com  $D = 0,019$  m e inclinado à  $7,5^\circ$  e contendo uma mistura com 80% de água e 20% de glicerina.

bolhas, determinados através da técnica ultrassônica por pulso-eco.

As Figs. 4.9 a 4.13 apresentam, para cada um dos líquidos utilizados, representados pelos seus números de Morton  $M$ , os valores medidos de  $Fr$ , em cada ângulo de inclinação  $\theta$ , para bolhas geradas a partir de bolsões de ar com comprimentos  $L_0$  de 0,10 e 0,20 m e ascendendo em tubos com diferentes diâmetros  $D$ , ou diferentes números de Eotvos  $EO$ . Nessas figuras pode-se observar, também, as curvas referentes aos melhores ajustes lineares dos pontos correspondentes a cada combinação apresentada de  $M$ ,  $EO$  (ou  $D$ ) e  $L_0$ , que têm, fundamentalmente, como objetivo, indicar as tendências de variação de  $Fr$  com  $\theta$ , nas diferentes condições analisadas.

A partir das Figs. 4.9 a 4.13, uma série de observações pode ser realizada a respeito do movimento de bolhas de Taylor individuais ascendendo em líquidos estagnados com diferentes números de Morton  $M$ , no interior de tubos verticais e ligeiramente inclinados. Inicialmente, pode-se verificar que, para todos os líquidos e comprimentos de bolha estudados,  $Fr$  aumentou com o aumento do ângulo de inclinação  $\theta$ . Tais resultados estão em concordância com o comportamento qualitativo da influência de  $\theta$  sobre a velocidade da bolha, com  $U_b$ , ou  $Fr$ , aumentando com o aumento de  $\theta$ , na faixa estudada, conforme observado por ZUKOSKI [68], BENDIKSEN [100], WEBER *et al.* [71], entre outros, já citados anteriormente nesse trabalho.

As Figs. 4.9 a 4.13 indicam, também, uma semelhança da variação de  $Fr$  com  $\theta$ , em todos os líquidos de trabalho, para bolhas com diferentes comprimentos  $L_b$  (bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,10$  m e  $L_0 = 0,20$  m), o que estaria em concordância com ZUKOSKI [68], que identificou uma independência da velocidade da

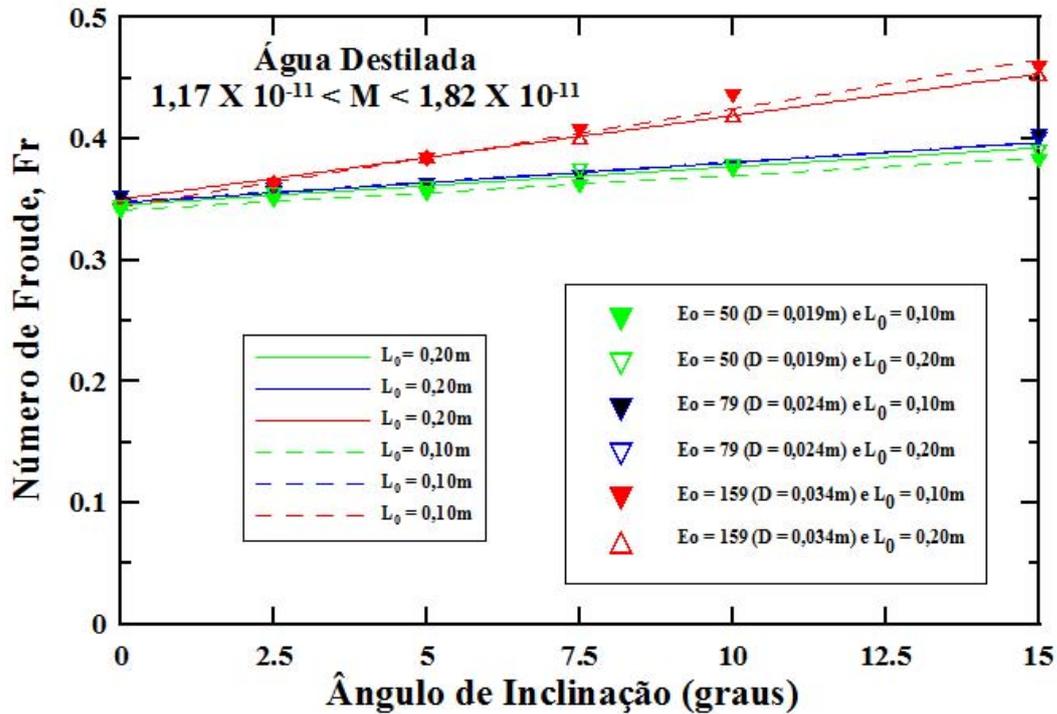


Figura 4.9: Relação  $Fr$  vs  $\theta$ , para bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,10$  e  $0,20$  m em tubos com diferentes diâmetros internos  $D$  e ascendendo em água destilada.

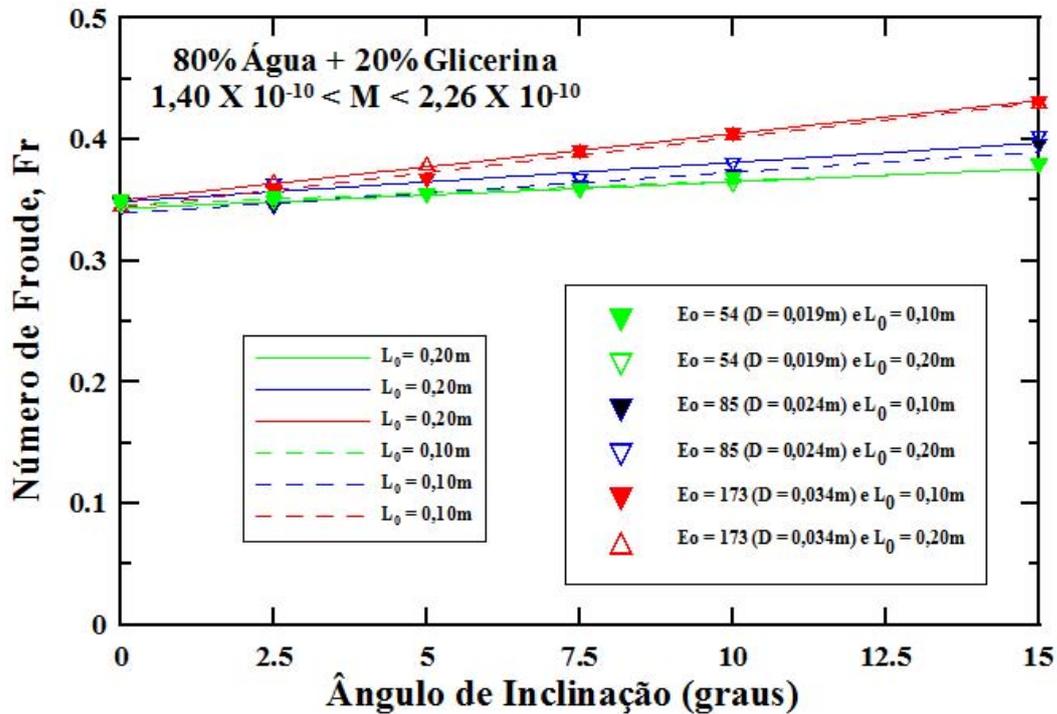


Figura 4.10: Relação  $Fr$  vs  $\theta$ , para bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,10$  e  $0,20$  m em tubos com diferentes diâmetros internos  $D$  e ascendendo em mistura de 80% de água destilada e 20% de Glicerina.

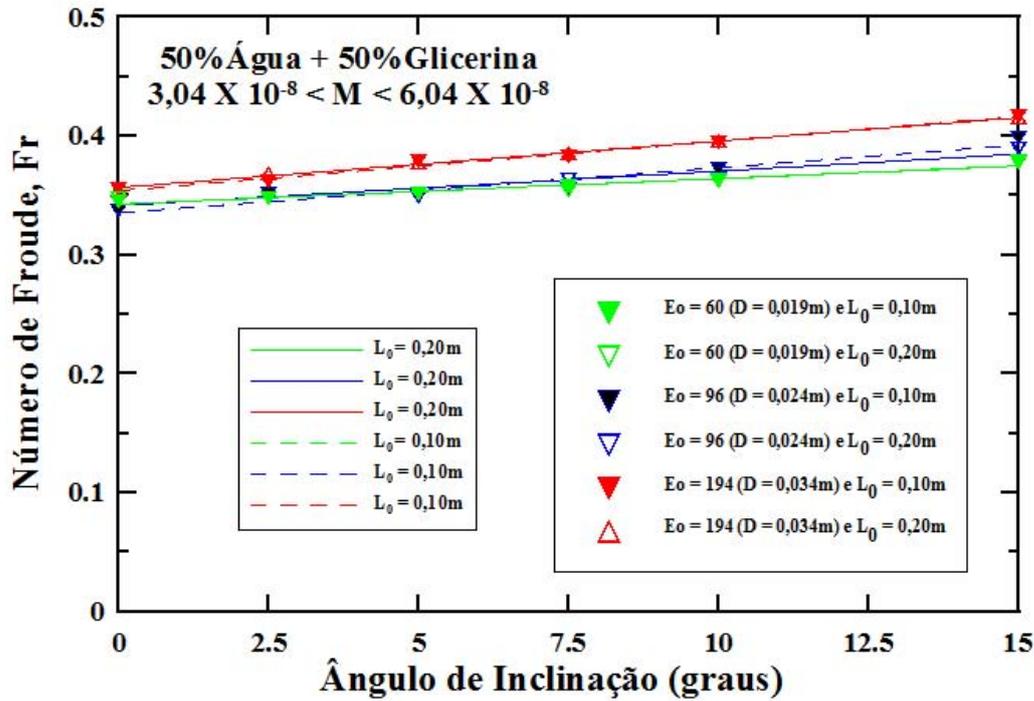


Figura 4.11: Relação  $Fr$  vs  $\theta$ , para bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,10$  e  $0,20$  m em tubos com diferentes diâmetros internos  $D$  e ascendendo em mistura de 50% de água destilada e 50% de Glicerina.

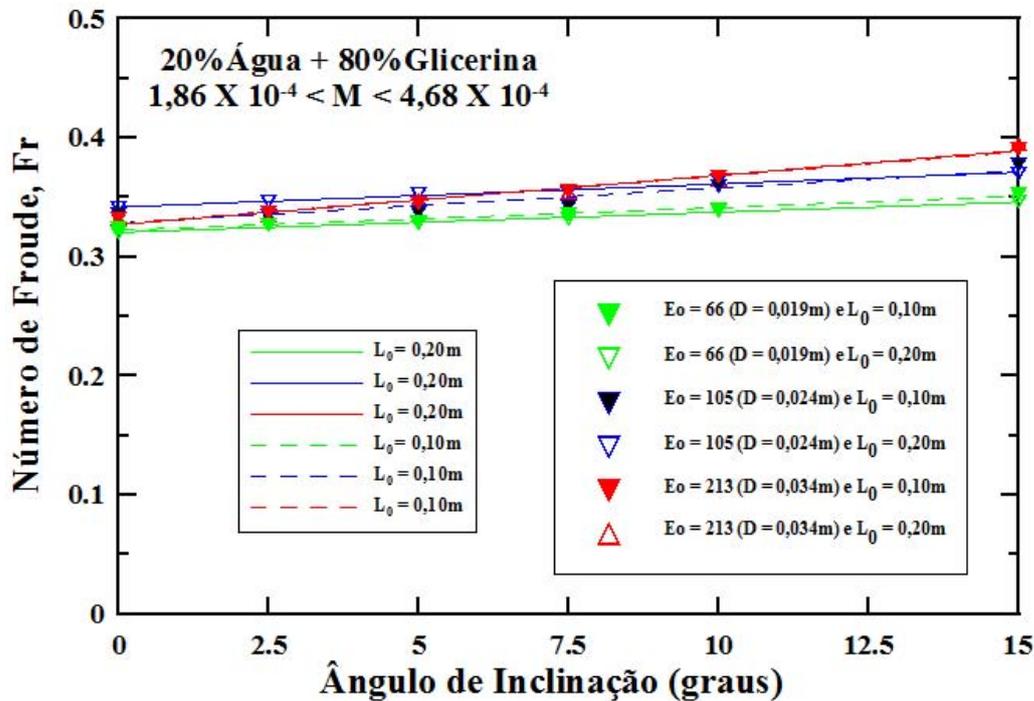


Figura 4.12: Relação  $Fr$  vs  $\theta$ , para bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,10$  e  $0,20$  m em tubos com diferentes diâmetros internos  $D$  e ascendendo em mistura de 20% de água destilada e 80% de Glicerina.

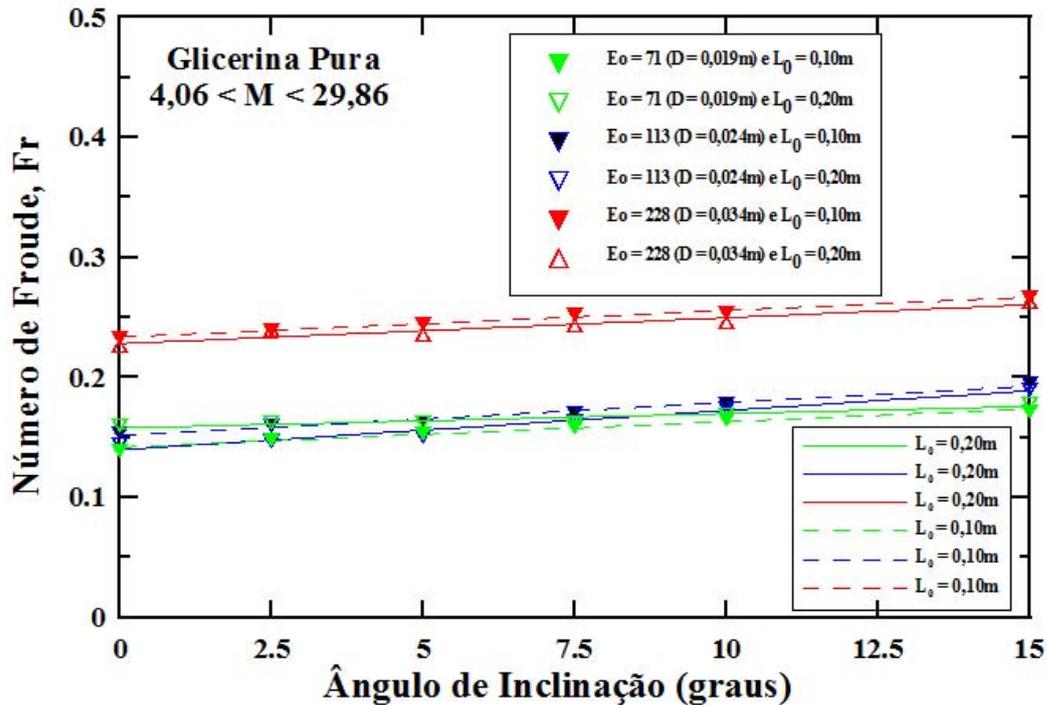


Figura 4.13: Relação  $Fr$  vs  $\theta$ , para bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,10$  e  $0,20$  m em tubos com diferentes diâmetros internos  $D$  e ascendendo em glicerina pura.

bolha  $U_b$  em relação ao seu comprimento  $L_b$ . Desta forma, bolhas com diferentes comprimentos  $L_b$ , sob as mesmas condições ( $\theta$ ,  $E_o$  e  $M$ ), tenderiam a se propagar com a mesma velocidade  $U_b$ .

Entretanto, não se pode desconsiderar as observações feitas por WEBER *et al.* [71], que descreveram um aumento da força de retardo friccional à medida que a bolha se propagava, no interior de tubos, levando a uma diminuição da velocidade das bolhas com o aumento de seus comprimentos. Além disso, JAMES *et al.* [118] verificaram que, à medida que a bolha ascende mesmo em tubos fechados, ela se expande, em resposta à diminuição da pressão hidrostática a qual ela está submetida. Deve-se recordar que a expansão e contração de bolhas ascendendo verticalmente em tubos abertos, leva a uma variação da sua velocidade de ascensão, que tende a ser maior para bolhas com maiores  $L_b$  (NICKLIN *et al.* [66]). Natural seria, então, imaginar que a expansão da bolha à medida que se propaga, em tubos inclinados, possa influenciar sua velocidade, de acordo com o seu comprimento. Um olhar muito mais exigente, sobre as Figs. 4.9 a 4.13 seria capaz de identificar diferenças, ainda que extremamente pequenas, entre as velocidades de bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,10$  m e  $L_0 = 0,20$  m, em algumas condições. Desse modo, fica aqui o registro, para que, futuramente, experimentos possam ser planejados com o objetivo de compreender-se melhor a influência do comprimento da bolha na sua velocidade de propagação, em diferentes condições (líquido de trabalho, diâmetro do tubo,

inclinação, entre outras).

Outra informação que aparece nas Figs. 4.9 a 4.13 diz respeito à influência de  $Eo$  sobre  $Fr$ , para os diferentes ângulos de inclinação. Conforme mencionado anteriormente, SPEDDING e NGUYEN [99], COUET e STRUMOLO [101] e SHOSHO e RYAN [106] verificaram um aumento de  $Fr$  com o aumento de  $Eo$ , no caso de bolhas ascendendo em diferentes líquidos no interior de tubos inclinados, como pode ser observado nas Figs. 2.28 e 2.39. Os resultados apresentados nas Figs. 4.9 a 4.13 indicam que, para todos os líquidos estudados ( $1,17 \times 10^{-11} \leq M \leq 29,86$ ),  $Eo$ , praticamente, não exerceu influência sobre  $Fr$ , na faixa de inclinação  $0^\circ \leq \theta \leq 15^\circ$ , a partir da vertical, para  $50 \leq Eo \leq 113$ . Já para maiores valores de  $Eo$  ( $Eo \geq 159$ ), é possível observar-se uma influência desse parâmetro sobre  $Fr$  para  $M \leq 6,04 \times 10^{-8}$ . Mais do que isso, essa influência parece tender a aumentar, à medida que  $M$  diminui. No caso de  $M \geq 1,86 \times 10^{-4}$ ,  $Eo$  parece não exercer grande influência sobre  $Fr$ , para bolhas ascendendo em tubos com diâmetro  $D$  entre 0,019 e 0,034 m, nas inclinações estudadas.

Em um primeiro momento, a não influência de  $Eo$  sobre  $Fr$ , para a faixa estudada de  $M$  e para  $50 \leq Eo \leq 113$ , parece não ter conformidade com os resultados e observações disponíveis na literatura e citados no parágrafo anterior. Entretanto, deve-se ressaltar que a grande maioria dos trabalhos publicados, envolvendo tubos inclinados, buscou estudar toda a faixa de inclinações, desde a horizontal até a vertical, o que acabou levando a uma boa visão geral do movimento das bolhas nessas condições. Esses trabalhos fizeram medições experimentais de  $Fr$  entre  $0^\circ$  e  $90^\circ$ , em geral, a cada  $10^\circ$  ou  $15^\circ$ . Já o presente trabalho, está focado em ângulos entre  $0^\circ$  e  $15^\circ$ , a partir da vertical, realizando medições, basicamente, a cada  $2,5^\circ$ , o que torna os seus resultados muito mais adequados para a avaliação do movimento das bolhas nessas condições específicas. Assim, observando-se os resultados de  $Fr$  vs  $\theta$  apresentados por SHOSHO e RYAN [106], na Fig. 2.39b, para água ( $M = 2,17 \times 10^{-11}$ ) ascendendo em tubos com diferentes  $D$ , ou diferentes  $Eo$ , verifica-se que os  $Fr$  medidos para  $75^\circ$  e  $90^\circ$ , a partir da horizontal (ou  $15^\circ$  e  $0^\circ$ , a partir da vertical), apresentam, basicamente, os mesmos valores, para  $Eo = 49,33$  e  $Eo = 87,24$ . Para  $Eo \geq 136,75$ ,  $Fr$  tende a aumentar com  $Eo$  para cada  $\theta$ . Este resultado mostra-se, então, em concordância com os resultados experimentais apresentados, no presente trabalho, através da Fig. 4.9, indicando que o estudo de faixas mais restritas de inclinações é capaz de revelar detalhes, que talvez passem despercebidos nos trabalhos que avaliam faixas mais amplas de  $\theta$ .

A Fig. 4.12 mostra que, para  $1,86 \times 10^{-4} < M < 4,68 \times 10^{-4}$ ,  $Fr$ , praticamente, não variou com  $Eo$ , para  $66 \leq Eo \leq 213$  e para  $\theta$  entre  $0^\circ$  e  $15^\circ$ . Já para o caso de  $4,06 \leq M \leq 29,86$ , a Fig. 4.13 apresenta um aumento de  $Fr$ , para todos os ângulos estudados, quando  $Eo$  sobe de 113 para 228. A análise dessa figura

requer uma certa atenção, de modo a evitar equívocos na sua interpretação. Um olhar mais descuidado, poderia considerar que esse aumento em  $Eo$ , claramente, causou o aumento de  $Fr$ . Entretanto, conforme já visto na Subseção 4.1.1, para glicerina como líquido de trabalho e para os diâmetros estudados, tem-se  $N_f = 15$ ,  $N_f = 17$  e  $N_f = 35$ , respectivamente. Observando-se a Fig. 4.1, verifica-se que, mesmo em escoamentos verticais, para esses valores de  $N_f$ , os valores de  $Fr$ , tanto estimados pela correlação de VIANA *et al.* [12], para  $Eo > 40$ , como medidos experimentalmente, são diferentes. Retornando à Fig. 4.13, observa-se que a diferença entre  $Fr$  medido para  $Eo = 228$  e aqueles medidos para os casos de  $Eo = 71$  e  $Eo = 113$ , mantém-se aproximadamente constante, para todos os ângulos estudados. Tais fatos sugerem, que, o aumento de  $Fr$  observado na Fig. 4.13, para o caso de  $D = 0,034$  m, pode não ter sido causado pelo aumento de  $Eo$ , mas sim pelo aumento de  $N_f$ , que poderia ser entendido como uma redução das forças viscosas, levando a um escoamento mais rápido do líquido em torno da bolha.

Conforme já comentado, SHOSHO e RYAN [106] teriam observado que, para um mesmo diâmetro de tubo  $D$  e um mesmo ângulo de inclinação  $\theta$ ,  $Fr$  aumenta com a diminuição do número de Morton  $M$  e que, para  $M < 10^{-4}$ , a dependência de  $Fr$  com  $\theta$  apresentaria um comportamento similar (Fig. 2.38), especialmente para  $\theta > 15^\circ$ , a partir da horizontal. Entretanto, as Figs. 4.14 a 4.16, que relacionam a velocidade da bolha ( $Fr$ ) com o ângulo de inclinação  $\theta$  para os diferentes líquidos de trabalho ( $M$ ), em cada um dos tubos estudados ( $D$ ), revelam, que para os ângulos ligeiramente inclinados a partir da posição vertical, embora  $Fr$ , de fato, aumente com a diminuição de  $M$  para cada  $\theta$ , a dependência de  $Fr$  com  $\theta$ , para diferentes  $M$ , torna-se cada vez mais característica, à medida que aumenta-se  $Eo$  ou  $D$ , mesmo para baixos valores de  $M$ . Assim, diferente do que sugeriram SHOSHO e RYAN [106], as propriedades do líquido exercem, efetivamente, um efeito significativo sobre  $Fr$ , inclusive para baixos  $M$ , particularmente, na faixa de  $0^\circ \leq \theta \leq 15^\circ$ . Pode-se observar que tal influência apresenta-se bastante pequena para menores ângulos e diâmetros de tubo, porém ela tende a aumentar à medida que aumenta-se tanto  $\theta$  quanto  $D$ .

Além disso, levando-se em conta toda a faixa de  $M$  estudada, os resultados obtidos indicaram que a influência de  $\theta$  sobre  $Fr$ , diminui à medida que aumenta o número de Morton  $M$ , ou quando o líquido se torna mais viscoso, o que estaria em concordância com observações feitas por SHOSHO e RYAN [106] e COUET e STRUMOLO [101], que verificaram uma redução da dependência de  $U_b$  com  $\theta$ , à medida que os efeitos viscosos se tornaram mais importantes. Essa característica pode, também, ser observada nas Figs. 4.14 a 4.16, através da redução da tendência de aumento da velocidade com o aumento de  $\theta$ , à medida que  $M$  aumenta.

Os resultados referentes às medições das velocidades de propagação das bolhas

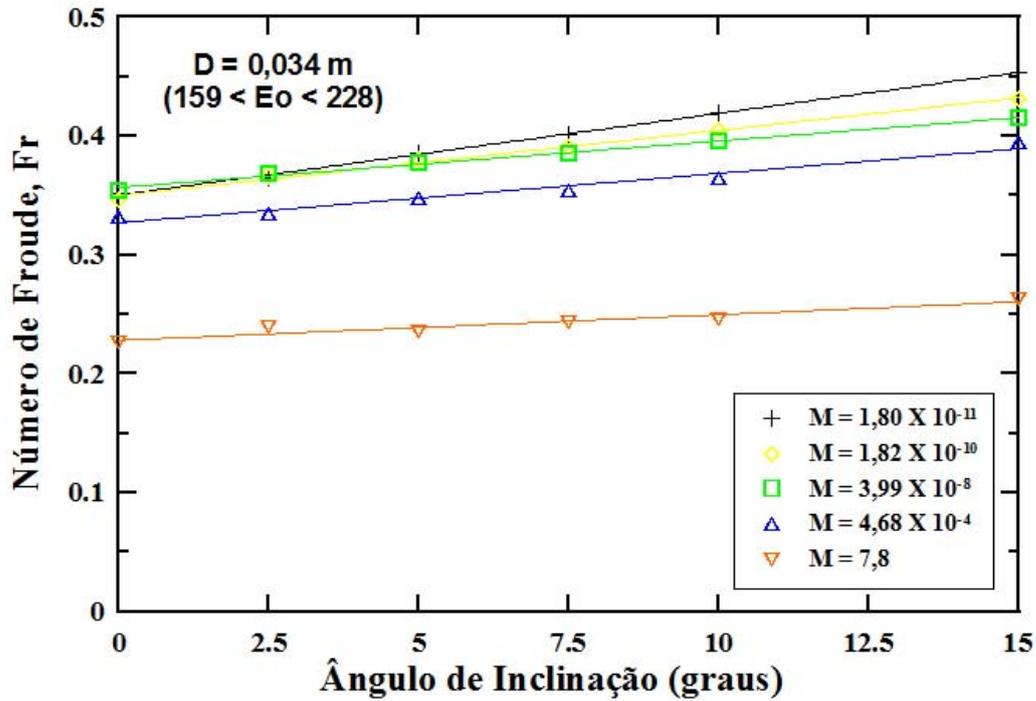


Figura 4.14: Relação  $Fr$  vs  $\theta$ , para bolhas ascendendo em líquidos com diferentes  $M$ , no interior de tubos com  $D = 0,034$  m. As linhas sólidas correspondem aos melhores ajustes lineares para cada condição considerada.

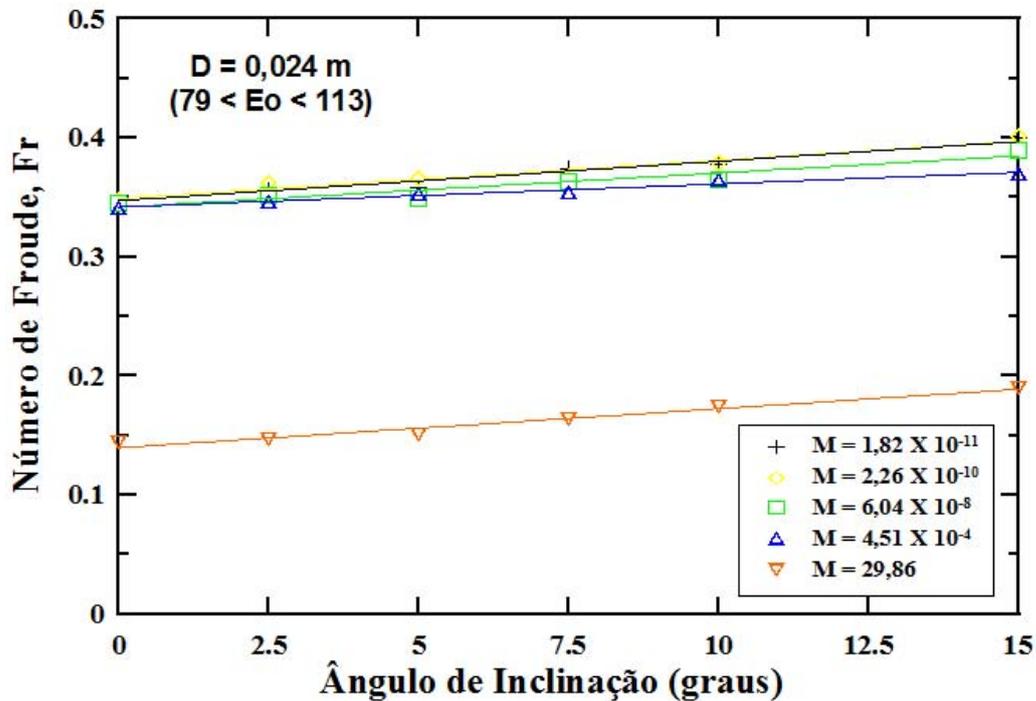


Figura 4.15: Relação  $Fr$  vs  $\theta$ , para bolhas ascendendo em líquidos com diferentes  $M$ , no interior de tubos com  $D = 0,024$  m. As linhas sólidas correspondem aos melhores ajustes lineares para cada condição considerada.

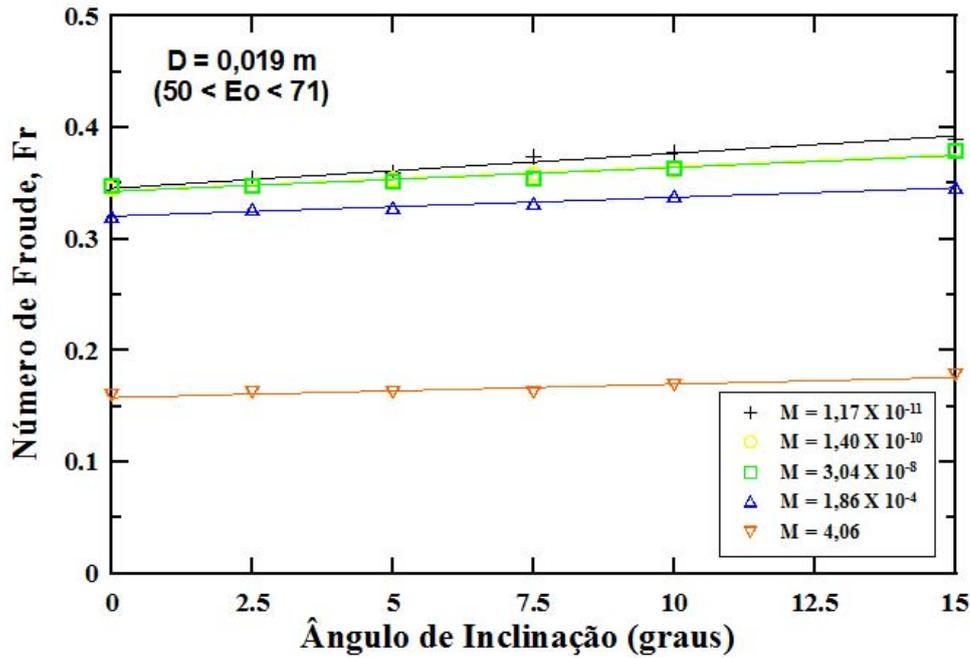


Figura 4.16: Relação  $Fr$  vs  $\theta$ , para bolhas ascendendo em líquidos com diferentes  $M$ , no interior de tubos com  $D = 0,019$  m. As linhas sólidas correspondem aos melhores ajustes lineares para cada condição considerada.

$U_b$  em função do ângulo de inclinação  $\theta$ , para cada líquido e diâmetro interno  $D$  de tubo utilizados, serão comparados com alguns modelos ou correlações disponíveis na literatura para estimá-los.

As Figs. 4.17 a 4.19 apresentam a comparação entre os valores medidos experimentalmente de  $Fr$  e aqueles estimados pelos modelos de BENDIKSEN [100] (Eq. 2.59) e de WEBER *et al.* [71] (Eqs. 2.60 a 2.63), em função de  $\theta$ , para bolhas ascendendo nos diferentes líquidos utilizados e em tubos com  $D = 0,034$ ;  $0,024$  e  $0,019$  m, respectivamente. Nessas figuras, as linhas sólidas correspondem ao modelo de BENDIKSEN [100], enquanto que as tracejadas referem-se ao modelo de WEBER *et al.* [71], quando  $Fr_V - Fr_H > 0$ . Deve-se ter em mente que, quando  $Fr_V - Fr_H \leq 0$ , o modelo de BENDIKSEN [100] passa a ser um caso particular do modelo de WEBER *et al.* [71].

Os valores de  $Fr_V$  utilizados para a estimativa de  $Fr$  pelos modelos de BENDIKSEN [100] e de WEBER *et al.* [71] foram medidos experimentalmente no presente trabalho, enquanto que os valores de  $Fr_H$  foram estimados a partir de medições realizadas por ZUKOSKI [68] e através de um gráfico apresentado por WEBER *et al.* [71], que relaciona  $Fr_H$  com o número de Eotvos  $Eo$ , para diferentes números de Morton  $M$ . A Tab. 4.3 apresenta os valores utilizados para as condições estudadas.

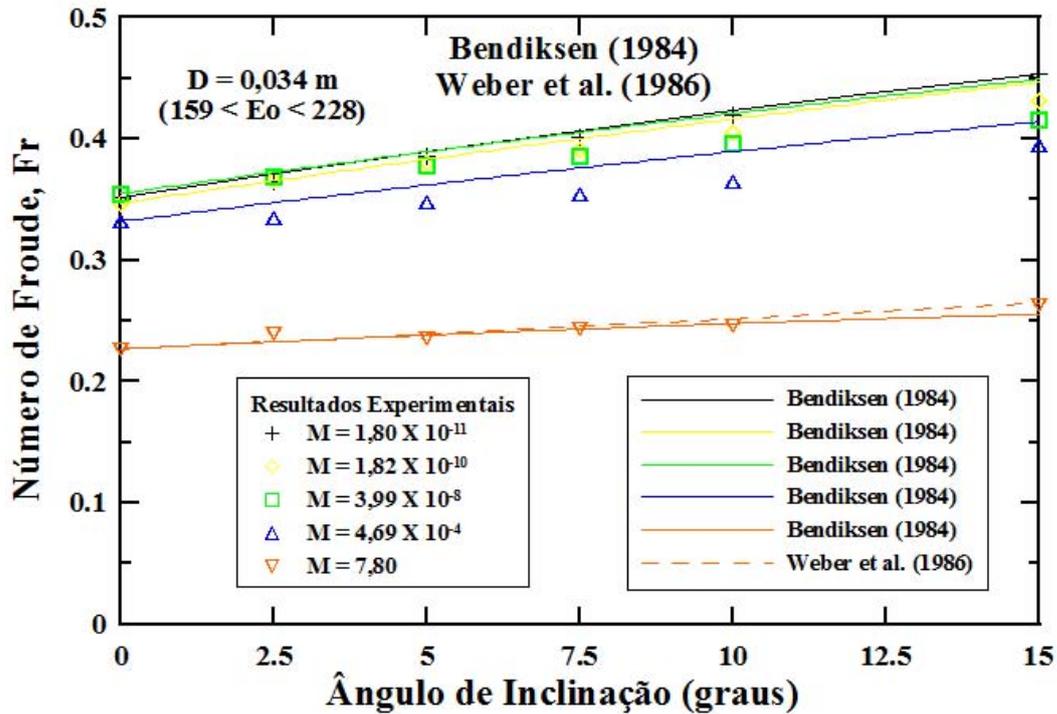


Figura 4.17: Comparação entre os valores experimentais de  $Fr$  e aqueles estimados pelos modelos de Bendiksen [100] e de Weber et al. [71], em função de  $\theta$ , para bolhas ascendendo em diferentes líquidos no interior de tubos com  $D = 0,034$  m.

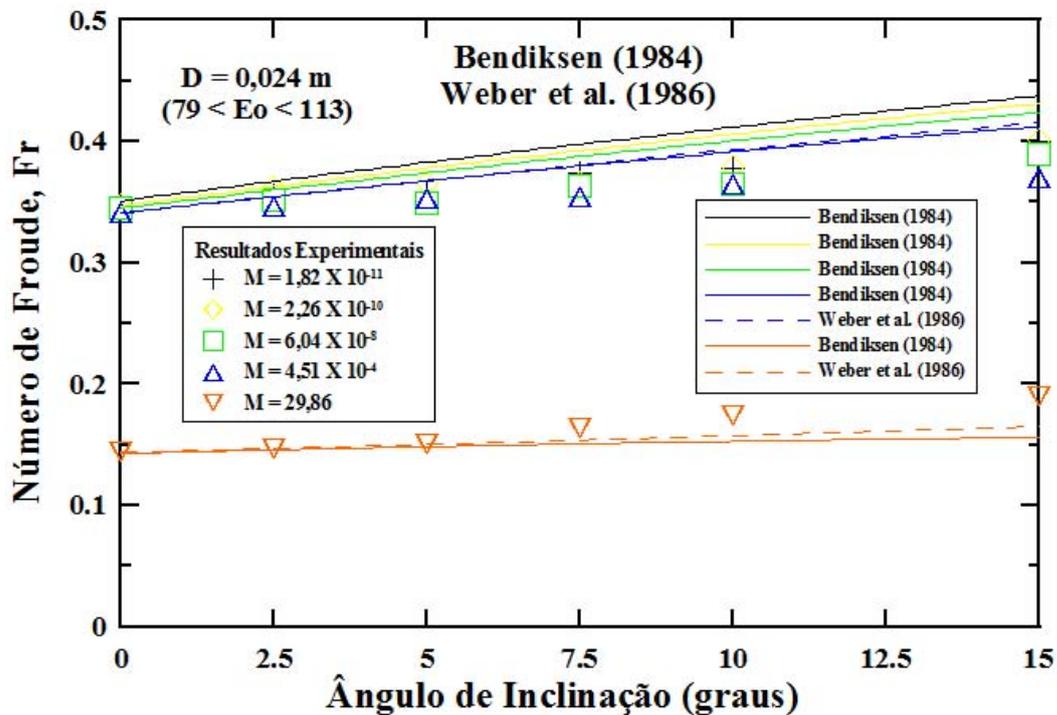


Figura 4.18: Comparação entre os valores experimentais de  $Fr$  e aqueles estimados pelos modelos de Bendiksen [100] e de Weber et al. [71], em função de  $\theta$ , para bolhas ascendendo em diferentes líquidos no interior de tubos com  $D = 0,024$  m.

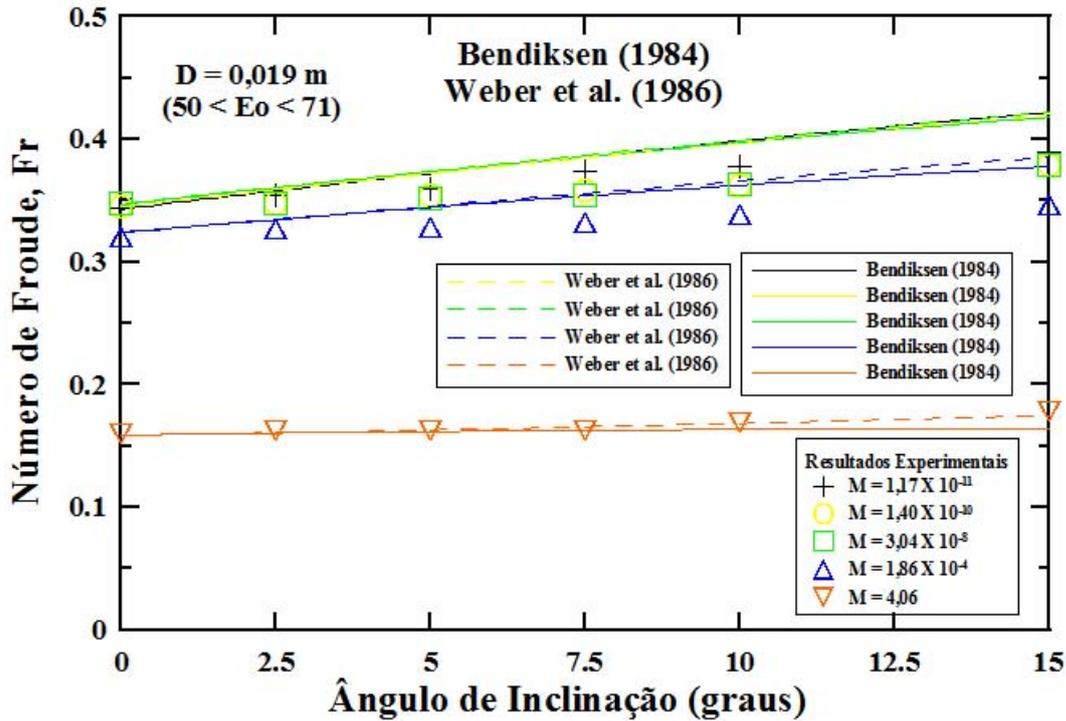


Figura 4.19: Comparação entre os valores experimentais de  $Fr$  e aqueles estimados pelos modelos de Bendiksen [100] e de Weber et al. [71], em função de  $\theta$ , para bolhas ascendendo em diferentes líquidos no interior de tubos com  $D = 0,019$  m.

Tabela 4.3: Valores de  $Fr_V$  e  $Fr_H$  utilizados para a estimativa de  $Fr(\theta)$ , através dos modelos baseados na correlação de Bendiksen [100], nas condições estudadas.

$M$	$Eo$	$Fr_V$	$Fr_H$	$Fr_V$ (Eq. 2.75)	$Fr_H$ (Eq. 2.74)
1,17X10 <sup>-11</sup>	50	0,343	0,350	0,350	0,540
1,40X10 <sup>-10</sup>	54	0,345	0,330	0,349	0,540
3,04X10 <sup>-8</sup>	60	0,347	0,320	0,348	0,539
1,86X10 <sup>-4</sup>	66	0,324	0,250	0,337	0,537
4,06	71	0,159	0,040	0,220	0,509
1,82X10 <sup>-11</sup>	79	0,351	0,380	0,350	0,540
2,26X10 <sup>-10</sup>	85	0,347	0,370	0,349	0,540
6,04X10 <sup>-8</sup>	96	0,345	0,350	0,348	0,539
4,05X10 <sup>-4</sup>	105	0,341	0,320	0,338	0,537
29,86	113	0,144	0,070	0,204	0,504
1,80X10 <sup>-11</sup>	159	0,352	0,440	0,350	0,540
1,82X10 <sup>-10</sup>	173	0,347	0,430	0,350	0,540
3,99X10 <sup>-8</sup>	194	0,355	0,410	0,349	0,054
4,68X10 <sup>-4</sup>	213	0,332	0,360	0,344	0,539
7,80	228	0,220	0,140	0,280	0,525

Nas Figs. 4.17 a 4.19, pode-se observar que o modelo de BENDIKSEN [100] foi capaz de estimar  $Fr$ , para  $0^\circ \leq \theta \leq 15^\circ$ , a partir da vertical, com erros inferiores a 15%, para todos os fluidos ( $M$ ) e diâmetros de tubo  $D$ , ou  $EO$ , estudados. Para os casos, onde  $M \leq 2, 26 \times 10^{-10}$ , tais resultados apresentam concordância com aqueles observados por WEBER *et al.* [71], para o caso mais geral ( $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ ), nos quais a correlação de BENDIKSEN [100] se aplicaria para  $M \leq 10^{-10}$  e  $EO > 50$ . Já para os demais casos, os resultados obtidos para ângulos ligeiramente inclinados a partir da posição vertical, mostraram comportamento diferente daquele observado por WEBER *et al.* [71], para o caso mais geral, o que significa dizer que a correlação de BENDIKSEN [100] foi capaz de estimar  $Fr$  para todos os fluidos estudados ( $1,17 \times 10^{-11} \leq M \leq 29,86$ ), na faixa de  $0^\circ \leq \theta \leq 15^\circ$  e  $50 \leq EO \leq 228$ . Deve-se observar, entretanto, que a concordância entre a correlação de BENDIKSEN [100] e os valores medidos experimentalmente tende a melhorar, à medida que aumenta-se  $D$  ou  $EO$ , para a faixa de  $\theta$  estudada.

Verifica-se, também, através das Figs. 4.17 a 4.19, que o fator de correção  $Q$  proposto por WEBER *et al.* [71], para os casos em que  $Fr_V - Fr_H > 0$ , mostrou-se, praticamente, desprezível, na faixa de ângulos estudada, levando a uma concordância entre os valores estimados através do seu modelo e aqueles estimados pelo de BENDIKSEN [100]. Tal observação mostra-se coerente com resultados apresentados por WEBER *et al.* [71], para  $M = 1,08$  ( $M$  da ordem de grandeza daquele da glicerina) e  $77,8 < EO < 81,6$  (Fig. 2.31), onde a diferença entre os valores estimados através das duas correlações mostra-se mais importante para  $0^\circ < \theta < 75^\circ$ , a partir da horizontal. Para ângulos entre  $75^\circ < \theta < 90^\circ$  ( $0^\circ < \theta < 15^\circ$ , a partir da vertical), pode-se observar que os valores estimados pelas duas correlações não apresentam grande diferença. Esse mesmo comportamento, para ambas as correlações, pode ser observado nas Figs. 2.40 a 2.42, que levaram SHOSHO e RYAN [106] a afirmar que a concordância entre as correlações de BENDIKSEN [100] e de WEBER *et al.* [71] dependeriam muito de  $M$ . Tal observação mostra-se absolutamente verdadeira para os casos de  $0^\circ < \theta < 75^\circ$ , porém pode-se observar, em tais figuras, que, para os ângulos estudados no presente trabalho, as duas correlações apresentaram valores muito parecidos, independente do número de Morton  $M$ . Uma vez mais, verifica-se que a observação do comportamento geral, na faixa de ângulos entre a posição vertical e a horizontal, pode ocultar detalhes, especialmente aqueles relativos às faixas de pequenos ângulos a partir da vertical.

As Figs. 4.20 a 4.22 apresentam a comparação entre os valores medidos experimentalmente de  $Fr$  e aqueles estimados pelo modelo de MOREIRAS *et al.* [107] (Eqs. 2.70 a 2.75), em função de  $\theta$ , para bolhas ascendendo em líquidos com diferentes  $M$ , em tubos com  $D = 0,034; 0,024$  e  $0,019$  m, respectivamente.

Pode-se observar, nas Figs. 4.20 a 4.22, que o modelo de MOREIRAS *et al.*

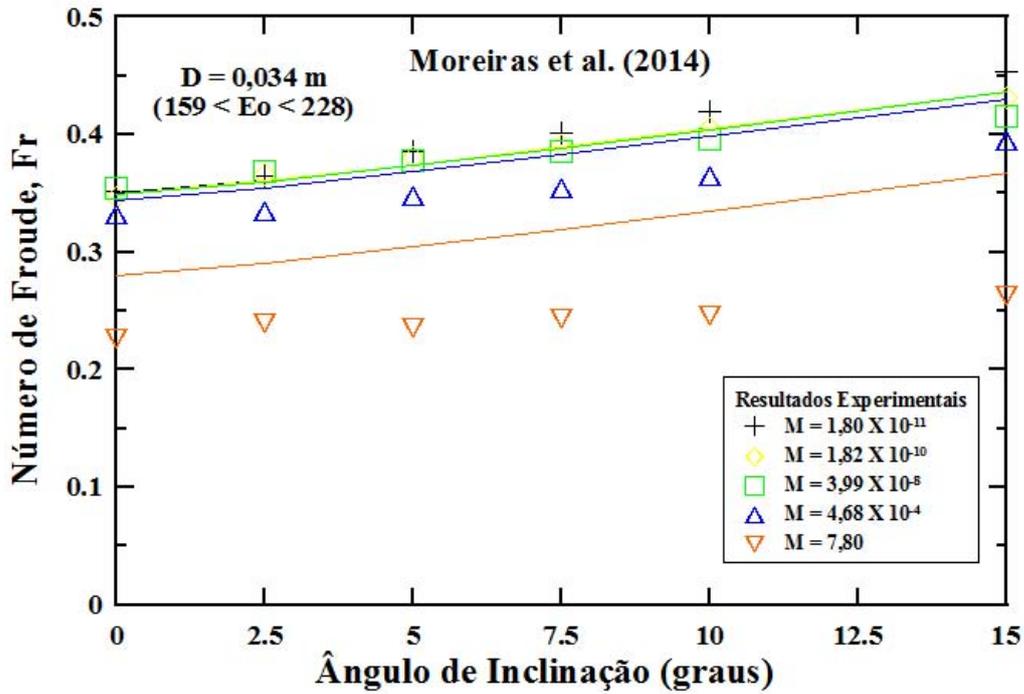


Figura 4.20: Comparação entre os valores experimentais de  $Fr$  e aqueles estimados pelo modelo de Moreiras et al. [107], em função de  $\theta$ , para bolhas ascendendo em líquidos com diferentes  $M$  ( $D = 0,034 \text{ m}$ ). As linhas sólidas representam o modelo.

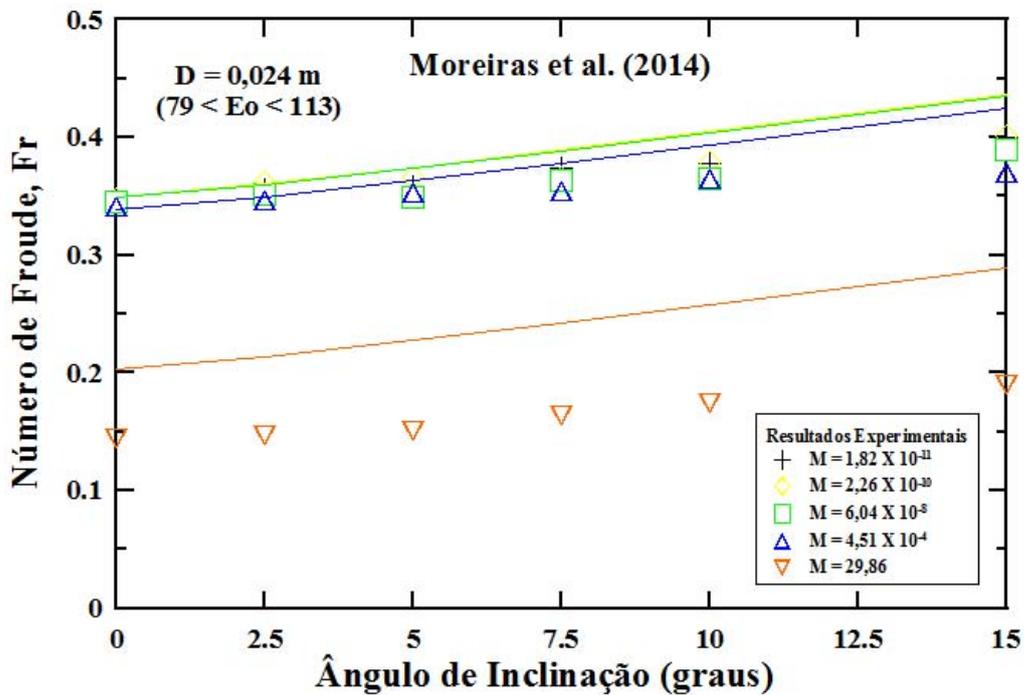


Figura 4.21: Comparação entre os valores experimentais de  $Fr$  e aqueles estimados pelo modelo de Moreiras et al. [107], em função de  $\theta$ , para bolhas ascendendo em líquidos com diferentes  $M$  ( $D = 0,024 \text{ m}$ ). As linhas sólidas representam o modelo.

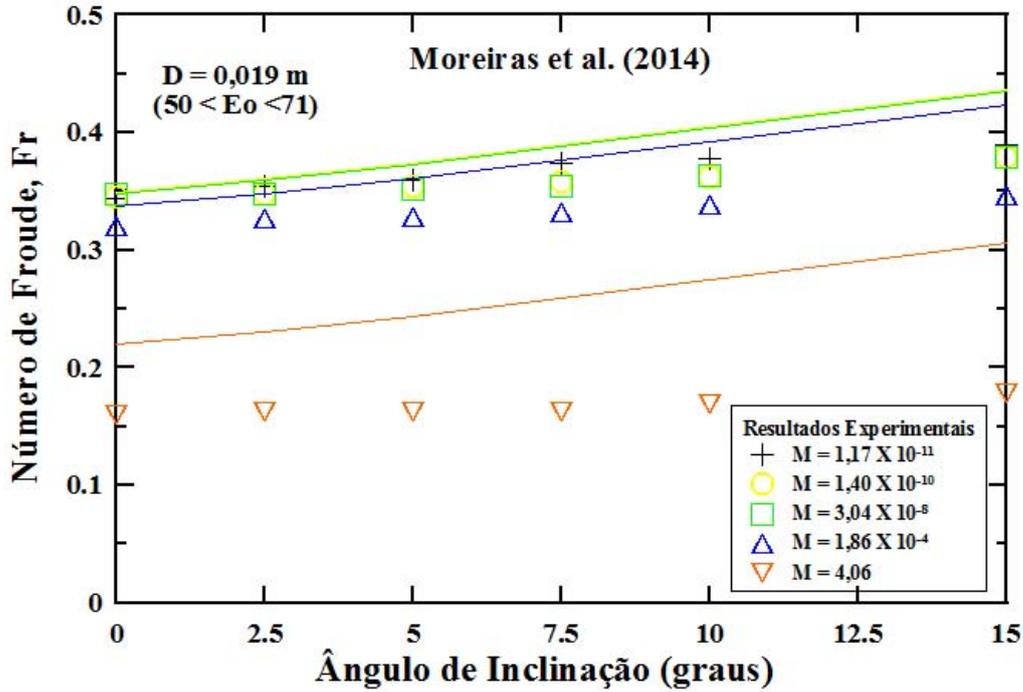


Figura 4.22: Comparação entre os valores experimentais de  $Fr$  e aqueles estimados pelo modelo de Moreiras et al. [107], em função de  $\theta$ , para bolhas ascendendo em líquidos com diferentes  $M$  ( $D = 0,019 \text{ m}$ ). As linhas sólidas representam o modelo.

[107], também, foi capaz de estimar os valores de  $Fr$ , na faixa de ângulos estudada, para  $M \leq 4,68 \times 10^{-4}$  e  $50 \leq Eo \leq 213$ , com erros menores do que 20%. Já para o caso de  $4,06 \leq M \leq 29,86$ , esses erros aumentaram bastante, para a faixa de 30 a 60%. Nessas figuras, verifica-se que as estimativas dos valores de  $Fr_V$  (Eq. 2.75) mostraram-se em concordância com os valores medidos, para os casos de mais baixos  $M$ , entretanto, no caso dos mais altos valores de  $M$  estudados ( $4,06 \leq M \leq 29,86$ ), tais estimativas não mostraram-se adequadas, o que já compromete a aplicação do modelo completo, em tais condições.

Da mesma forma que para os modelos de BENDIKSEN [100] e de WEBER *et al.* [71], a concordância entre o modelo de MOREIRAS *et al.* [107] e os valores medidos experimentalmente tendem a melhorar quando aumenta-se o diâmetro do tubo ou  $Eo$ . No caso deste último modelo, tal observação pode ser atribuída ao fato de que o mesmo foi desenvolvido para tubos de grandes diâmetros, ou mais especificamente para tubos com  $D > 0,03 \text{ m}$ .

Embora MOREIRAS *et al.* [107] tenham sugerido um procedimento para a estimativa de  $Fr$  em uma determinada inclinação  $\theta$ , usando as expressões definidas pelas Eqs. 2.74 e 2.75 para estimar  $Fr_H$  e  $Fr_V$ , respectivamente, a Eq. 2.70 foi definida a partir de dados experimentais, próprios e disponíveis na literatura, incluindo valores de  $Fr_H$  e  $Fr_V$ , que resultaram nos valores finais dos parâmetros  $a$ ,  $b$ ,  $c$  e  $d$  encontrados na Tab. 2.4. Por isso, o modelo de MOREIRAS *et al.* [107] será testado

substituindo-se os valores de  $Fr_H$  e  $Fr_V$  estimados pelas Eqs. 2.74 e 2.75 por aqueles usados para a estimativa de  $Fr$  através das correlações de BENDIKSEN [100] e de WEBER *et al.* [71] e apresentados na Tab. 4.3. Esse modelo será chamado, no presente trabalho, de modelo de MOREIRAS *et al.* [107] modificado.

As Figs. 4.23 a 4.25 apresentam a comparação entre os valores medidos experimentalmente de  $Fr$  e aqueles estimados pelo modelo de MOREIRAS *et al.* [107] modificado, em função de  $\theta$ , para bolhas ascendendo em líquidos com diferentes  $M$ , em tubos com  $D = 0,034$ ;  $0,024$  e  $0,019$  m, respectivamente.

Observa-se, através das Figs. 4.23 a 4.25, que o modelo de MOREIRAS *et al.* [107] modificado apresentou excelente concordância com os valores medidos experimentalmente, para ângulos entre  $0^\circ$  e  $15^\circ$ , nos três diâmetros de tubo ( $50 \leq Eo \leq 228$ ) estudados e na faixa de  $1,17 \times 10^{-11} \leq M \leq 29,86$ . Tal fato revela que a concordância das medições experimentais com as estimativas realizadas a partir de modelos como o de WEBER *et al.* [71] e o de MOREIRAS *et al.* [107], baseados no modelo de BENDIKSEN [100], dependem fortemente dos valores usados de  $Fr_V$  e  $Fr_H$ .

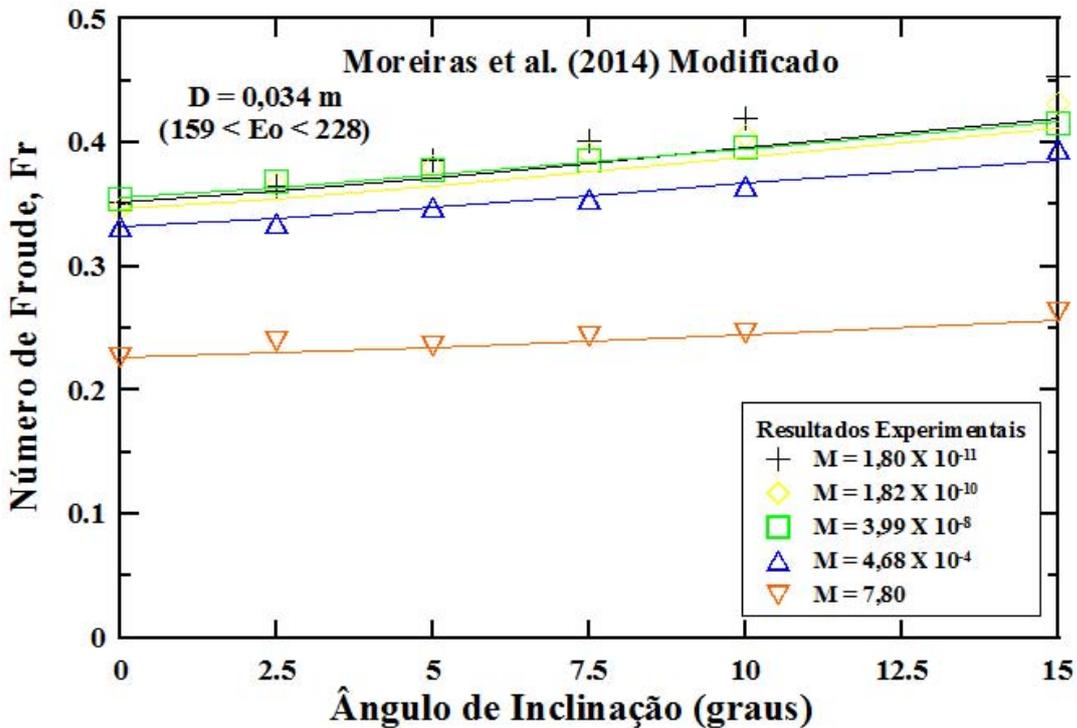


Figura 4.23: Comparação entre os valores experimentais de  $Fr$  e aqueles estimados pelo modelo de Moreiras *et al.* [107] modificado, em função de  $\theta$ , para bolhas ascendendo em líquidos com diferentes  $M$  ( $D = 0,034$  m). As linhas sólidas representam o modelo.

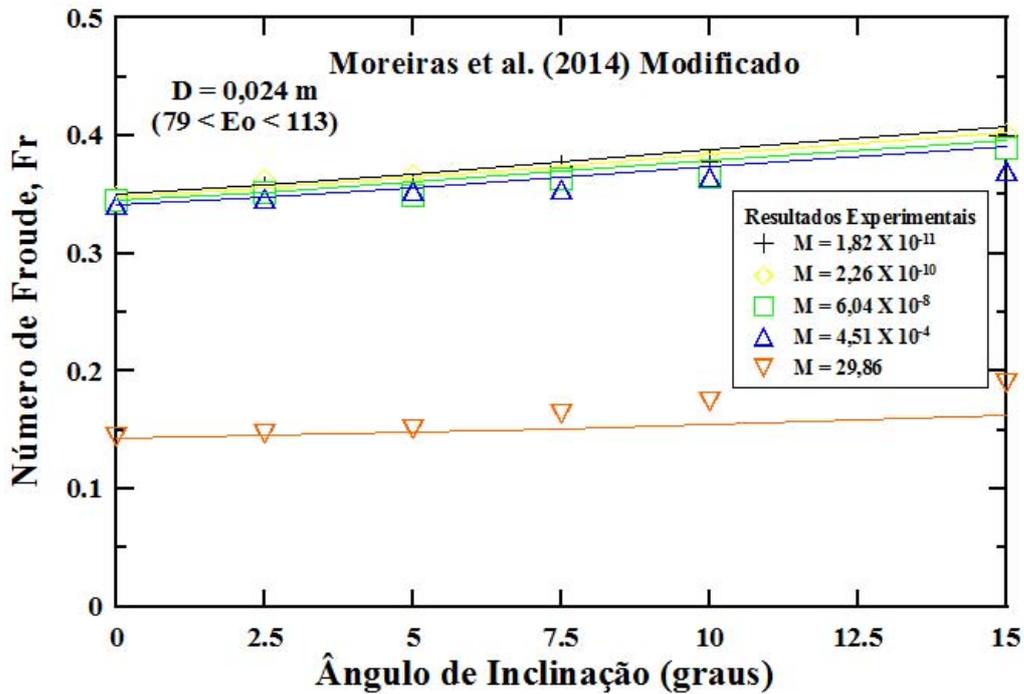


Figura 4.24: Comparação entre os valores experimentais de  $Fr$  e aqueles estimados pelo modelo de Moreiras et al. [107] modificado, em função de  $\theta$ , para bolhas ascendendo em líquidos com diferentes  $M$  ( $D = 0,024 \text{ m}$ ). As linhas sólidas representam o modelo.

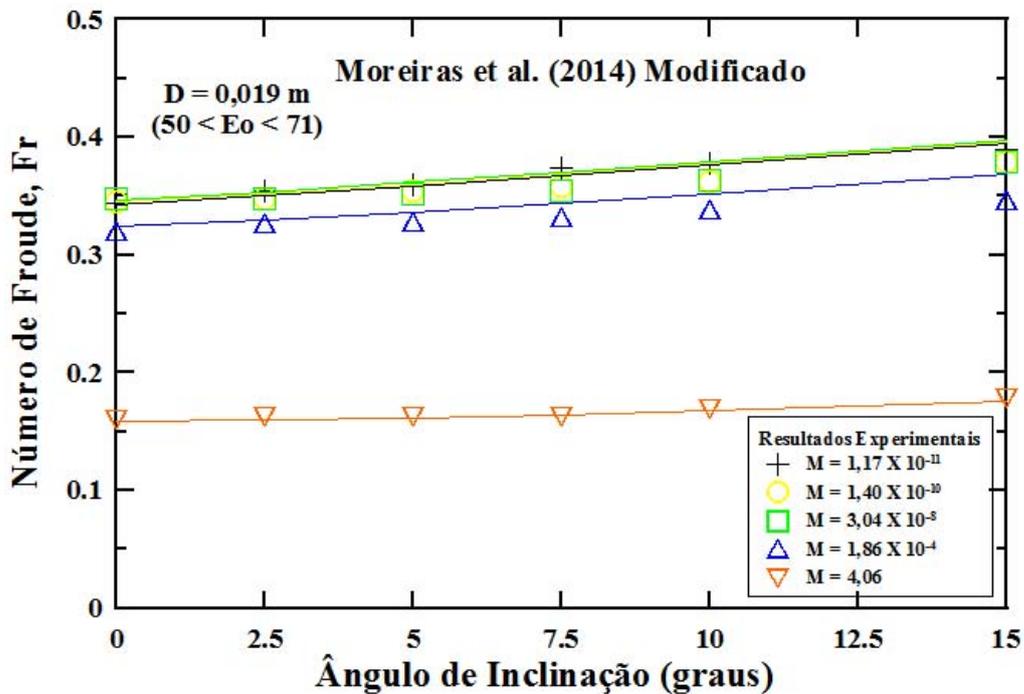


Figura 4.25: Comparação entre os valores experimentais de  $Fr$  e aqueles estimados pelo modelo de Moreiras et al. [107] modificado, em função de  $\theta$ , para bolhas ascendendo em líquidos com diferentes  $M$  ( $D = 0,019 \text{ m}$ ). As linhas sólidas representam o modelo.

Em relação à velocidade de arrasto na direção vertical ( $Fr_V$ ), os fundamentos relacionados com a sua definição, bem como os procedimentos para a sua medição experimental, parecem muito bem estabelecidos na literatura (DUMITRESCU [62], DAVIES e TAYLOR [63], NICKLIN *et al.* [66], VIANA *et al.* [12], LLEWELLIN *et al.* [79], entre outros). De maneira geral, o grande desafio, relacionado a tal parâmetro, seria a obtenção de uma correlação universal capaz de prever ou estimar  $Fr_V$ , levando em conta a geometria do tubo ou canal e as propriedades dos fluidos, incluindo as influências da viscosidade e, principalmente, da tensão superficial. Nesse sentido, VIANA *et al.* [12] propuseram uma correlação que parece ser uma das mais adequadas para estimar tal parâmetro, ainda que receba algumas críticas no sentido de ser uma correlação meramente empírica, desprovida de maiores fundamentações teóricas.

Conforme apresentado na primeira parte do presente trabalho, LLEWELLIN *et al.* [79] propuseram uma simplificação para a correlação de VIANA *et al.* [12], para os casos em que a tensão superficial  $\sigma$  poderia ser considerada desprezível ( $EO > 40$ ). Nesta simplificação,  $Fr_V$  seria função apenas do número adimensional da Viscosidade Inversa  $N_f$ , podendo, então, ser definido a partir das densidades  $\rho_L$  e viscosidades  $\mu_L$ , dos líquidos, bem como dos diâmetros  $D$  dos tubos e da aceleração da gravidade  $g$  (Eq. 4.1). Na Fig. 4.1 pode-se observar a excelente concordância daquela correlação simplificada por LLEWELLIN *et al.* [79] com os valores medidos experimentalmente no presente trabalho, para todos os líquidos ( $1,17 \times 10^{-11} \leq M \leq 29,86$ ) e diâmetros de tubo  $D$  ( $50 \leq EO \leq 228$ ) estudados, o que representa uma ampla faixa de  $N_f$ . Nesse sentido, faz-se possível recomendar a utilização da Eq. 4.1 para a estimativa do valor de  $Fr_V$ , quando  $EO > 40$ , a ser usado nas correlações baseadas no modelo de BENDIKSEN [100], inclusive em substituição à Eq. 2.75, no modelo de MOREIRAS *et al.* [107], que não mostrou-se adequada, especialmente para as soluções mais viscosas (maiores valores de  $M$  ou menores valores de  $N_f$ ). Natural se faz imaginar que a utilização da Eq. 4.1 tenderá a reduzir a discrepância entre os valores medidos e estimados através das correlações acima citadas, não apenas para os pequenos ângulos estudados no presente trabalho, mas também para uma faixa mais ampla de inclinações  $\theta$ .

Já para a velocidade de arrasto na direção horizontal ( $Fr_H$ ), a situação parece menos clara. Alguns autores, como WALLIS [11], DUKLER e HUBBARD [64] e BONNECAZE *et al.* [119] postulavam que  $Fr_H$  seria zero, uma vez que as forças de empuxo não atuariam na direção horizontal de escoamento. Por outro lado, NICHOLSON *et al.* [120], BENDIKSEN [100], KOUBA [121], entre outros, teriam mostrado que a velocidade de empuxo, de fato, existe, para o caso horizontal, podendo, inclusive, exceder o valor de  $Fr_V$  (WEBER *et al.* [71]).  $Fr_H$  resultaria da diferença de elevação ao longo da região do nariz da bolha (ALVES *et al.* [103]), ou

seja, estaria relacionada com a diferença de pressão entre o topo e a parte inferior do nariz da bolha. Uma análise teórica para o cálculo de  $Fr_H$  foi apresentada por BENJAMIN [104], assumindo que a velocidade de arrasto seria igual à velocidade de penetração de uma bolha quando o líquido é esvaziado a partir de um tubo horizontal.

Além disso, verifica-se, a partir de dados disponíveis na literatura, que os valores de  $Fr_H$  são fortemente dependentes tanto do número de Morton  $M$ , quanto do número de Eotvos  $EO$ , o que torna bastante grande o desafio de se obter uma correlação universal para a sua estimativa, levando em conta os efeitos das propriedades dos fluidos e as geometrias e dimensões dos tubos ou canais. Por isso, acaba se tornando comum encontrar-se, na literatura, tentativas de desenvolver-se modelos para estimar a velocidade de arrasto, baseadas em dados experimentais específicos e que acabam por ter a sua validade restrita a determinadas condições de trabalho, como é o caso da Eq. 2.74, usada no modelo de MOREIRAS *et al.* [107].

Soma-se a tudo isso, o fato de que, diferente do que possa parecer, procedimentos experimentais para a medição de  $Fr_H$  não são triviais, levando alguns autores a optarem por não tentar medi-la. Esse é caso de SHOSHO e RYAN [106] que, ao estudar o movimento de bolhas alongadas em tubos inclinados, optou por medições entre  $5^\circ$  e  $90^\circ$ , a partir da horizontal, fazendo  $Fr_H = Fr_5$  (velocidade de arrasto a  $5^\circ$ ) ao comparar seus resultados com a correlações de BENDIKSEN [100] e WEBER *et al.* [71].

Assim, ao usar-se correlações baseadas no modelo de BENDIKSEN [100], que buscam estimar a velocidade de arrasto de uma bolha de Taylor ascendendo em tubos a uma determinada inclinação  $Fr(\theta)$ , através da ponderação dos efeitos de  $Fr_V$  e  $Fr_H$  sobre ela, um cuidado especial deve ser tomado na escolha adequada desses parâmetros, de modo a obter-se um valor para  $Fr(\theta)$ , com o menor erro possível, conforme ficou evidente através da comparação entre os resultados experimentais obtidos no presente trabalho e as correlações de MOREIRAS *et al.* [107] e MOREIRAS *et al.* [107] modificada, onde valores mais adequados de  $Fr_V$  e  $Fr_H$  foram utilizados, levando a uma melhor concordância dessa última correlação.

De qualquer forma, para a faixa de ângulos estudada ( $0^\circ$  a  $15^\circ$ , a partir da vertical), todos os modelos discutidos acima foram capazes de estimar, com erros inferiores à 20%, as velocidades de arraste de bolhas de Taylor, em uma ampla faixa de  $M$  ( $1,17 \times 10^{-11} \leq M \leq 29,86$ ) e para  $50 \leq EO \leq 228$  (Figs. 4.17 a 4.25). A exceção foi o modelo de MOREIRAS *et al.* [107], para os casos de  $4,06 \leq M \leq 29,86$  (Figs. 4.20 a 4.22) e os melhores resultados foram obtidos para o modelo de MOREIRAS *et al.* [107] modificado (Figs. 4.23 a 4.25).

Apesar de muito difundidos na literatura, os modelos discutidos acima não fazem menção aos mecanismos que levariam as bolhas a variar suas velocidades, à medida

que a inclinação  $\theta$  é modificada.

De uma maneira geral, pode-se associar a variação da velocidade de bolhas de Taylor ascendendo em tubos inclinados com o balanço entre a componente axial da força de empuxo e a variação da força de arrasto que se opõe ao seu movimento. Uma vez que, ao inclinar-se um tubo, a partir da posição vertical, a componente axial da força de empuxo tende a diminuir, torna-se evidente a constatação de que, para que a velocidade aumente, a força de arrasto deverá sofrer uma redução mais significativa do que aquela referente ao empuxo. Conforme comentado anteriormente, essa redução da força de arrasto com a inclinação do tubo, a partir da vertical, é compatível com o modelo proposto por DE JESUS *et al.* [122] para explicar a aceleração de bolhas de arrasto e o conseqüente coalescimento de pares de bolhas, ascendendo em tubos verticais. Segundo esses autores, uma deformação do nariz ou um deslocamento da bolha em relação ao eixo central do tubo, causariam uma redução das forças de arrasto atuando sobre ela. Tal redução foi comprovada, posteriormente, por TUDOSE e KAWAJI [123], usando modelos de bolhas de Taylor em resina acrílica, conectados a dinamômetros. Segundo esses autores, a deformação do nariz da bolha, alteraria a distribuição e o fluxo de líquido na região do nariz, ocasionando um deslocamento lateral da bolha, em relação ao eixo do tubo, com a conseqüente redução da força de arrasto e aumento da velocidade da bolha.

A literatura referente ao movimento de bolhas alongadas em tubos inclinados costuma associar essa redução das forças de arrasto com o aumento da área sob a bolha, causado pela ação da força de empuxo, que empurra a bolha contra a parede superior do tubo, com maior intensidade, à medida que o ângulo de inclinação  $\theta$  é aumentado a partir da vertical. Isso facilitaria a drenagem do líquido através da parte inferior da bolha e, conseqüentemente, aumentaria a sua velocidade de propagação.

Nesse sentido, CAREW *et al.* [105] destacou e atribuiu grande importância ao excesso de massa líquida que flui na parte inferior do nariz da bolha, o que resultaria em maiores velocidades de ascensão. Esses autores propuseram um modelo para estimar a velocidade de bolhas de Taylor, ascendendo em tubos inclinados cheios com água (Eqs. 2.64 a 2.69). A Fig. 4.26 apresenta a comparação entre os valores medidos experimentalmente de  $Fr$  e aqueles estimados pelo modelo de CAREW *et al.* [105], em função de  $\theta$ , para bolhas ascendendo em tubos com  $D = 0,034$ ;  $0,024$  e  $0,019$  m, cheios com água destilada.

Pode-se observar, através da Fig. 4.26, que o modelo de CAREW *et al.* [105] foi capaz de estimar as velocidades de propagação das bolhas ascendendo em tubos inclinados, cheios com água, na faixa de  $0^\circ \leq \theta \leq 15^\circ$ , com erros inferiores a 10%. O melhor resultado foi obtido para o caso do tubo com  $D = 0,034$  m, que correspondem aos maiores valores de  $EO$  utilizados ( $EO = 159$ ). Ainda que os autores tenham

considerado que o modelo apresentava bons resultados quando  $Eo > 60$ , verifica-se que uma boa concordância foi observada, mesmo, para o caso de tubo com  $D = 0,019$  m ( $Eo = 50$ ), na faixa de ângulos estudados.

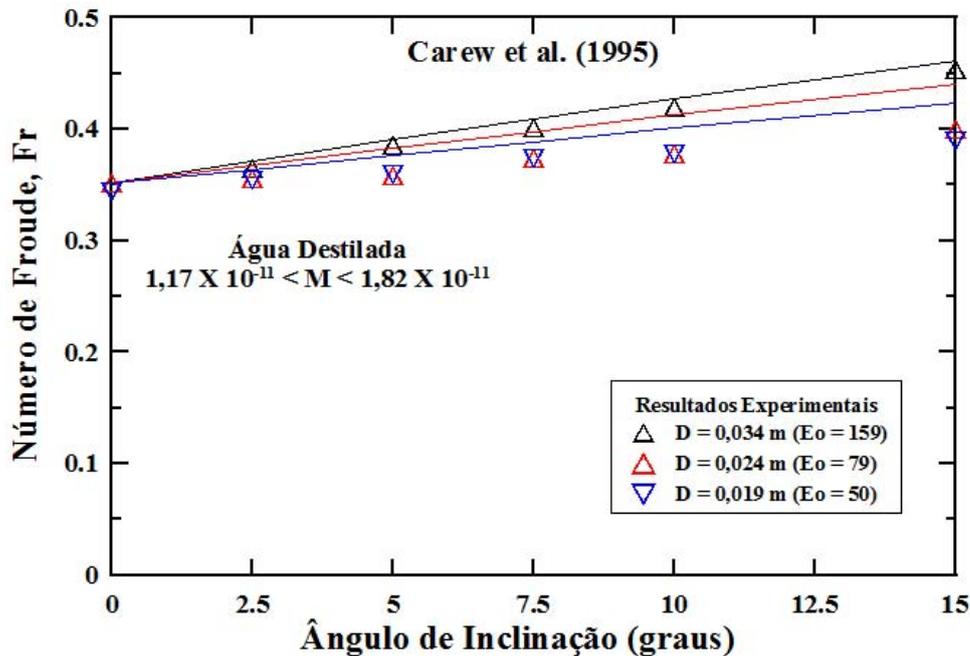


Figura 4.26: Comparação entre os valores experimentais de  $Fr$  e aqueles estimados pelo modelo de Carew et al. [105], em função de  $\theta$ , para bolhas ascendendo em água destilada ( $D = 0,034$  m,  $0,024$  m e  $0,019$  m). As linhas sólidas representam o modelo.

SPEDDING e NGUYEN [99] relacionaram a velocidade de bolhas alongadas, em tubos inclinados, com o formato da bolha, especialmente na região do nariz. Assim, para inclinações mais próximas da horizontal ( $0^\circ$  a  $30^\circ$ ), a bolha tenderia a aderir na parede superior do tubo, permitindo que a água (ou o líquido) escoasse mais facilmente através da parte inferior da bolha. Para ângulos além de  $40^\circ$ , a partir da horizontal, a bolha, e conseqüentemente o seu nariz, começariam a ocupar uma porção cada vez maior da área interna do tubo, interferindo, assim, no livre escoamento da água (ou do líquido) que é drenada a partir do nariz, sendo esse efeito, maximizado para o caso vertical, onde o líquido escoava na forma de um filme anular simétrico, em torno da bolha.

Conforme apresentado na Seção 2.6, esses autores verificaram uma transição do ângulo entre a parede do tubo e a interface gás-líquido no ponto de contato do nariz da bolha, entre o ar, a água e a parede do tubo, à medida que o tubo era inclinado, a partir da horizontal. Para ângulos até  $30^\circ$ , esses ângulos de contato seriam agudos, enquanto que para aqueles maiores do que  $40^\circ$ , os mesmos tornavam-se obtusos. As máximas velocidades de propagação, observadas para  $\theta \approx 35^\circ$ , corresponderiam a ângulos retos no ponto de contato. Aproveitando recurso disponível no programa de

processamento de imagens do fabricante da câmera (Olympus i-Speed Suite), esses ângulos de contato foram medidos para os casos estudados no presente trabalho. A Fig. 4.27 apresenta tais medições obtidas através das imagens referentes a bolhas, geradas a partir de  $L_0 = 0,10$  m, ascendendo em tubos com  $D = 0,024$  m, cheios com água.

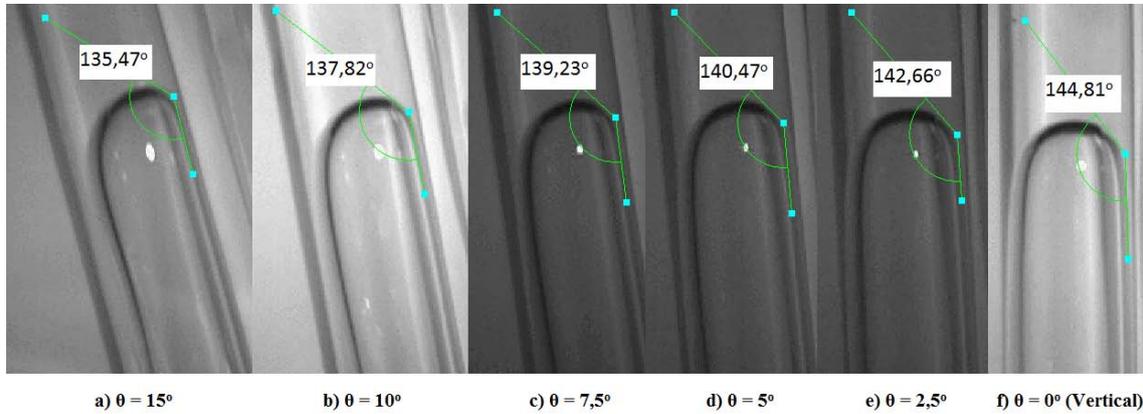


Figura 4.27: Ângulos de contato entre a parede do tubo e a interface gás-líquido no ponto de contato do nariz da bolha, entre o ar, a água e a parede do tubo, para bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,10$  m, ascendendo em diferentes inclinações ( $0^\circ \leq \theta \leq 15^\circ$ , a partir da vertical).

Pode-se observar, na Fig. 4.27, a evolução das alterações de formato do nariz da bolha, à medida que o tubo é inclinado desde a posição vertical ( $0^\circ$ ) até atingir uma inclinação de  $15^\circ$ . Verifica-se que, quanto maior o ângulo de inclinação, mais a bolha é empurrada contra a parede superior do tubo, possibilitando a passagem de um volume maior de líquido na sua parte inferior, em conformidade com os modelos qualitativos, descritos anteriormente, que tentam explicar o aumento da velocidade com o aumento de  $\theta$ , na faixa estudada. Além disso, constata-se que, aumentando-se a inclinação entre  $0^\circ$  e  $15^\circ$ , os ângulos entre a parede do tubo e a interface gás-líquido no ponto de contato dos narizes das bolhas mantém-se obtusos, porém reduzem-se, à medida que a inclinação aumenta, o que está em conformidade com as observações de SPEDDING e NGUYEN [99].

As Figs. 4.28 e 4.29 apresentam os sinais ultrassônicos referentes a bolhas geradas a partir de um bolsão de ar  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubo com  $D = 0,024$  m e inclinações entre  $0^\circ$  e  $15^\circ$ , contendo glicerina ( $M = 29,86$ ) e água destilada ( $M = 1,82 \times 10^{-11}$ ), respectivamente. Nas Figs. 4.28a e 4.29a, pode-se observar as interfaces gás-líquido detectadas por transdutores posicionados na parte inferior do tubo (ou das bolhas), enquanto que nas Figs. 4.28b e 4.29b observa-se os sinais correspondentes à parte superior das bolhas. Nessas figuras, apresentadas na forma adimensional ( $L_b/D$  vs  $\delta/R$ ), os eixos verticais correspondentes à  $\delta/R = 0$ , podem ser vistos como as paredes do tubo, enquanto que aqueles correspondentes à  $\delta/R =$

1 seriam o eixo central do tubo.

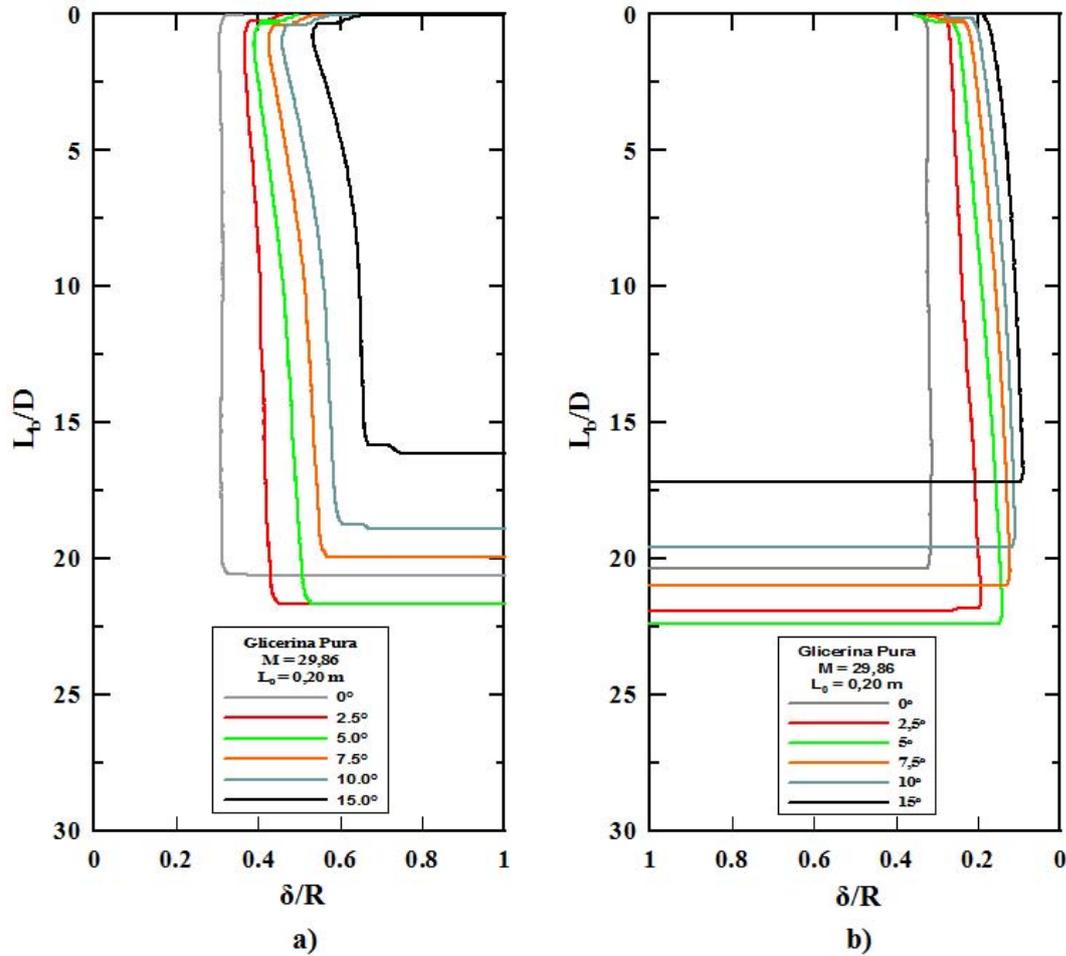


Figura 4.28: Perfis dos filmes para bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos inclinados com  $D = 0,024$  m, contendo glicerina: a) na região inferior das bolhas; b) na região superior das bolhas.

Verifica-se, através das Figs. 4.28 e 4.29, que, em ambos os casos apresentados, à medida que a inclinação do tubo aumenta, a bolha é empurrada mais intensamente, em direção à parede superior, sendo o seu eixo deslocado em relação ao eixo do tubo. Além disso, podem ser observados, especialmente na parte inferior das bolhas (Figs. 4.28a e 4.29a), três diferentes formatos associados às interfaces gás-líquido nas regiões dos corpos das bolhas. O primeiro deles seria caracterizado por um filme líquido cuja espessura  $\delta$  reduz-se, à medida que se afasta do nariz da bolha ou que aumenta o seu comprimento  $L_b$ . Nas figuras citadas, esse seria o caso das bolhas ascendendo em tubos verticais, nos dois líquidos apresentados ( $M = 29,86$  e  $M = 1,82 \times 10^{-11}$ ), e em tubos inclinados à  $\theta = 2,5^\circ$ , cheios com água destilada ( $M = 1,82 \times 10^{-11}$ ).

Um segundo formato pode ser caracterizado pelo aumento da espessura  $\delta$  do filme líquido, na parte inferior da bolha, à medida que afasta-se do seu nariz ou que o seu

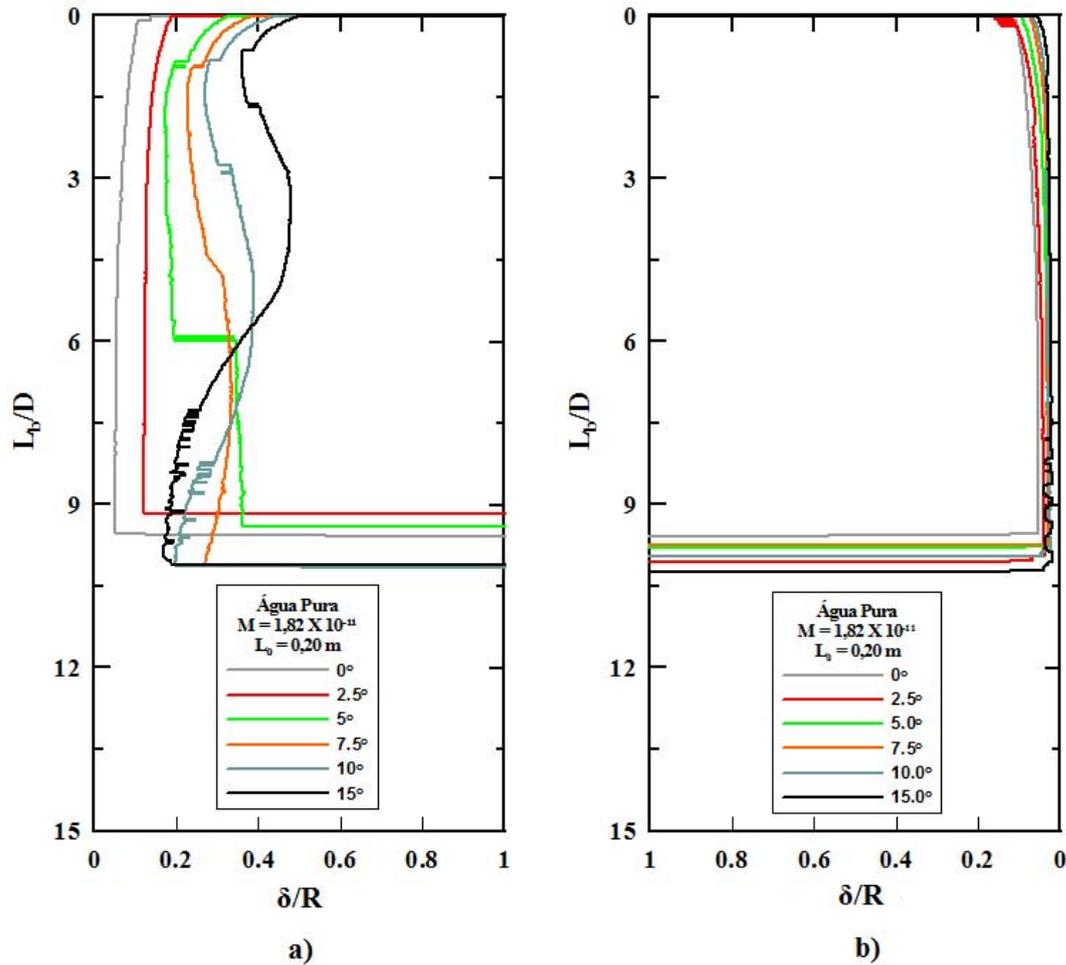


Figura 4.29: Perfis dos filmes para bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos inclinados com  $D = 0,024$  m, contendo água destilada: a) na região inferior das bolhas; b) na região superior das bolhas.

comprimento aumenta. Mais do que isso, observa-se que as interfaces gás-líquido, nas regiões dos corpos das bolhas, também, ganham uma inclinação em relação ao eixo do tubo e apresentam-se cada vez mais inclinadas à medida que  $\theta$  é elevado de  $0^\circ$  a  $15^\circ$ . Tal formato aparece, na Fig. 4.28a, associado a bolhas ascendendo em glicerina ( $M = 29,86$ ), para todas as inclinações, exceto a vertical, onde, conforme já discutido anteriormente, o filme líquido ao seu redor, além de simétrico, desenvolve-se plenamente próximo ao nariz, apresentando espessura  $\delta$  constante ao longo de seu comprimento  $L_b$ .

Finalmente, um terceiro formato de bolha pode ser observado na Fig. 4.29a, caracterizando-se por uma evidente sinuosidade na interface gás-líquido, na parte inferior da bolha, que tende a se intensificar, à medida que o ângulo de inclinação aumenta. Esses três formatos foram identificados durante os experimentos envolvendo bolhas de Taylor, ascendendo em tubos com  $D = 0,019$  ;  $0,024$  e  $0,034$  m, cheios com as diferentes misturas de água destilada e glicerina, usadas no presente

trabalho, e inclinados entre  $0^\circ$  e  $15^\circ$ , a partir da vertical.

Nas Figs. 4.30a e 4.30b, são apresentadas fotografias de bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos inclinados à  $15^\circ$  com  $D = 0,024$  m, contendo glicerina ( $M = 29,86$ ) e água destilada ( $M = 1,82 \times 10^{-11}$ ), respectivamente. Uma comparação entre essas figuras, evidencia uma diferença entre o formato do nariz de uma bolha, ascendendo em um líquido menos viscoso ( $M = 1,82 \times 10^{-11}$ ), e aquele de uma bolha ascendendo em líquido mais viscoso ( $M = 29,86$ ). Além disso, a Fig. 4.30a mostra uma interface gás-líquido uniforme, na parte inferior da bolha ascendendo em glicerina, conforme observado através dos sinais ultrassônicos obtidos nas mesmas condições (Fig. 4.28a). Já a Fig. 4.30b revela uma interface não uniforme na parte inferior da bolha ascendendo em água destilada, o que corresponde à sinuosidade observada nos sinais ultrassônicos, apresentados na Fig. 4.29a.

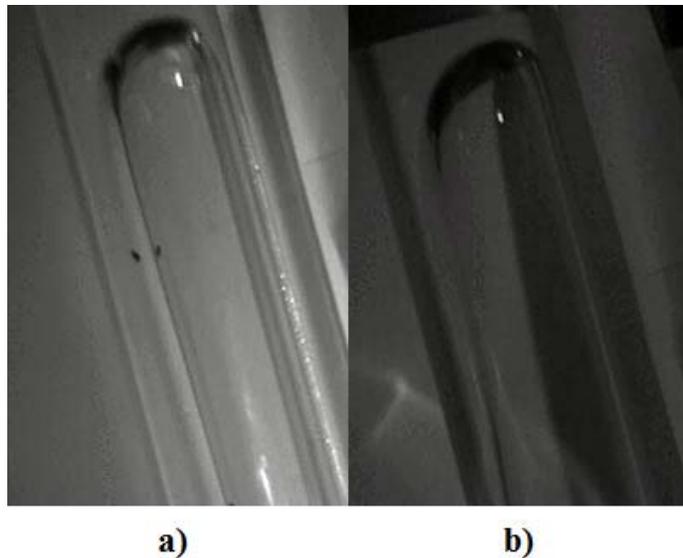


Figura 4.30: Fotografias de bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos inclinados à  $15^\circ$  com  $D = 0,024$  m, contendo: a) Glicerina ( $M = 29,86$ ) ; b) Água destilada ( $M = 1,82 \times 10^{-11}$ ).

De modo a facilitar a visualização do efeito hidrodinâmico detectado pela técnica ultrassônica para bolhas ascendendo em tubos ligeiramente inclinados, contendo líquidos de menores viscosidades, ou menores  $M$  (Fig. 4.29), é apresentada, na Fig. 4.31, uma fotografia da região inferior de uma bolha gerada a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubo inclinado à  $15^\circ$ , com  $D = 0,019$  m, contendo mistura com 80% de água e 20% de glicerina ( $M = 1,40 \times 10^{-10}$ ). Pode-se observar que tal efeito é bastante pronunciado na região do corpo da bolha, mais próximo ao seu nariz.

De uma maneira geral, no que se refere ao formato de bolhas alongadas, ascendendo em tubos inclinados, a situação mais aceita ou descrita na literatura é aquela baseada nos estudos experimentais de MANERI [102] e em simulações numéricas de COUET e STRUMOLO [101] (Figs. 2.32 a 2.35), usando líquidos pouco viscosos,



Figura 4.31: Fotografia da região inferior de uma bolha gerada a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos inclinados com  $D = 0,019$  m, contendo mistura com 80% de Água e 20% de Glicerina ( $M = 1,40 \times 10^{-10}$ ).

onde a bolha, ao ascender em tubos inclinados, tenderia a aderir à parede superior do tubo, enquanto que o seu nariz se tornaria cada vez mais pontiagudo, permitindo um maior escoamento de líquido pela parte inferior da bolha. Nessa região, o filme líquido tenderia a tornar-se mais fino, à medida que se aumenta o comprimento da bolha ou que se afasta da região do seu nariz (Fig. 2.34). Esse formato de bolha, foi, inclusive, assumido por CAREW *et al.* [105] para desenvolver o modelo, previamente apresentado, para estimar a velocidade de propagação de bolhas de Taylor ascendendo em tubos cilíndricos cheios com água e em diferentes inclinações (Fig. 2.36).

O conjunto de resultados obtidos através da técnica ultrassônica de pulso-eco, revelou que esse formato de bolha, observado por MANERI [102] e simulado por COUET e STRUMOLO [101], pode ser encontrado em algumas condições, geralmente, associadas a líquidos de baixas viscosidades, ou menores  $M$ , e/ou tubos a pequenas inclinações, correspondentes ao primeiro formato de bolha descrito acima. Entretanto, diferenças significativas, em relação a esse formato, foram observadas para outras condições estudadas no presente trabalho (filme líquido, na parte inferior da bolha, tornando-se mais espesso com o aumento de  $L_b$  e sinuosidade do perfil).

Para que se possa entender o que leva a essas alterações de formato de bolhas ascendendo em tubos cilíndricos, contendo diferentes líquidos e inclinados entre  $0^\circ$  e  $15^\circ$ , a partir da vertical, as Figs. 4.32 a 4.37 apresentam os sinais ultrassônicos referentes às partes inferior e superior de bolhas alongadas, ascendendo em tubos

com  $D = 0,024$  m, cheios com as diferentes misturas utilizadas nesse trabalho ( $1,82 \times 10^{-11} \leq M \leq 29,86$ ), para cada inclinação  $\theta$ . As Figs. 4.32 a 4.37 não serão apresentadas de forma adimensional e as escalas utilizadas serão ajustadas de modo a permitir uma melhor identificação do comportamento das interfaces gás-líquido, nas partes inferior e superior das bolhas.

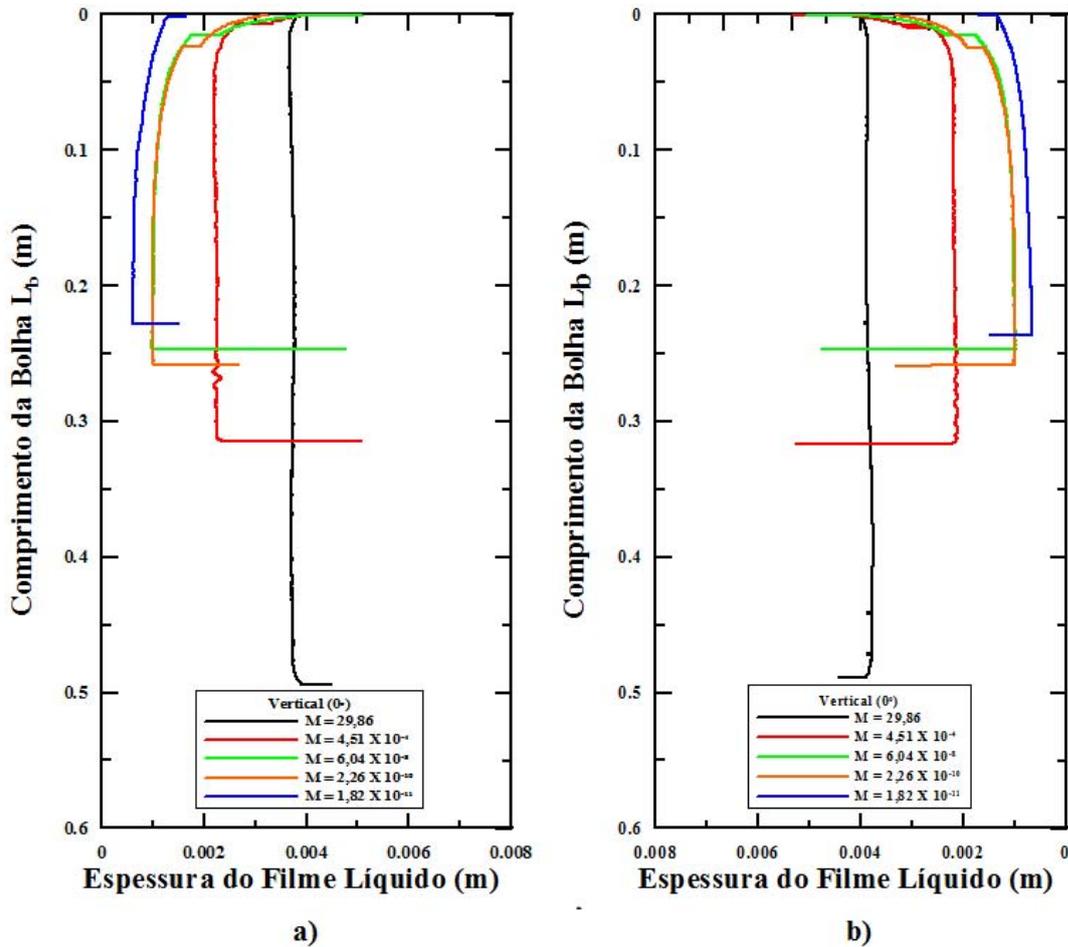


Figura 4.32: Perfis dos filmes para bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos verticais ( $0^\circ$ ) com  $D = 0,024$  m, contendo diferentes misturas de água destilada e glicerina ( $1,82 \times 10^{-11} \leq M \leq 29,86$ ): a) na região inferior das bolhas; b) na região superior das bolhas.

Na Fig. 4.32, observa-se os sinais ultrassônicos referentes a bolhas de Taylor ascendendo em tubos verticais ( $0^\circ$ ), cheios com líquidos com diferentes números de Morton  $M$ . Como já seria de se esperar, as espessuras dos filmes, em ambos os lados das bolhas, apresentaram-se iguais, visto que, para tubos nessa posição, os filmes líquidos em queda ao redor desse tipo de bolhas apresentam simetria radial. De uma maneira geral, esses perfis seriam semelhantes àqueles observados por MANERI [102] e, usualmente, descritos na literatura para bolhas de Taylor ascendendo em tubos verticais (DUMITRESCU [62] e DAVIES e TAYLOR [63]). Na Fig. 4.32, fica evidente a tendência de aumento da espessura do filme  $\delta$ , à medida que aumenta a

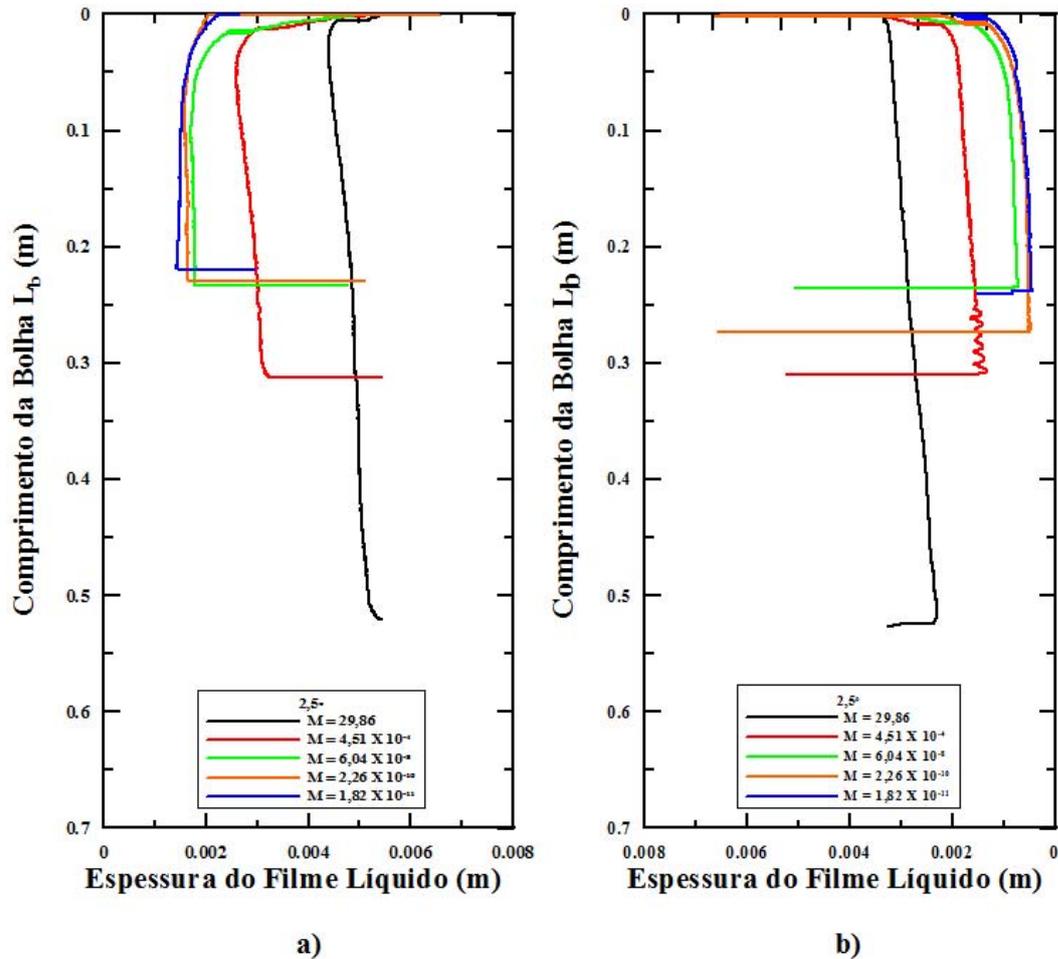


Figura 4.33: Perfis dos filmes para bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos inclinados à  $2,5^\circ$  com  $D = 0,024$  m, contendo diferentes misturas de água destilada e glicerina ( $1,82 \times 10^{-11} \leq M \leq 29,86$ ): a) na região inferior das bolhas; b) na região superior das bolhas.

viscosidade do líquido ou o seu número de Morton  $M$ .

Ao inclinar-se o tubo de  $0^\circ$  a  $2,5^\circ$ , pode-se observar uma diferença de comportamento entre as bolhas ascendendo em líquidos com  $M < 4,51 \times 10^{-4}$  e aquelas ascendendo em líquidos com  $M \geq 4,51 \times 10^{-4}$ , conforme apresentado na Fig. 4.33. Embora seja claro que, para todos os líquidos considerados, a força de empuxo atuou no sentido de deslocar as bolhas na direção da parede superior do tubo, verifica-se que, para  $M < 4,51 \times 10^{-4}$ , as bolhas mantiveram aquele perfil característico, observado por MANERI [102], onde a espessura do filme, na parte inferior da bolha, tende a diminuir à medida que se afasta da região do nariz. Enquanto isso, para  $M \geq 4,51 \times 10^{-4}$ , o perfil na parte inferior das bolhas, apresentou um formato diferente, já descrito anteriormente, onde a espessura tende a aumentar, à medida que se afasta da região do nariz (Fig. 4.33a). Em relação aos perfis na parte superior das bolhas, pode-se observar que, para todos os líquidos utilizados, as espessuras dos filmes tendem a diminuir, à medida que se afasta da região do nariz.

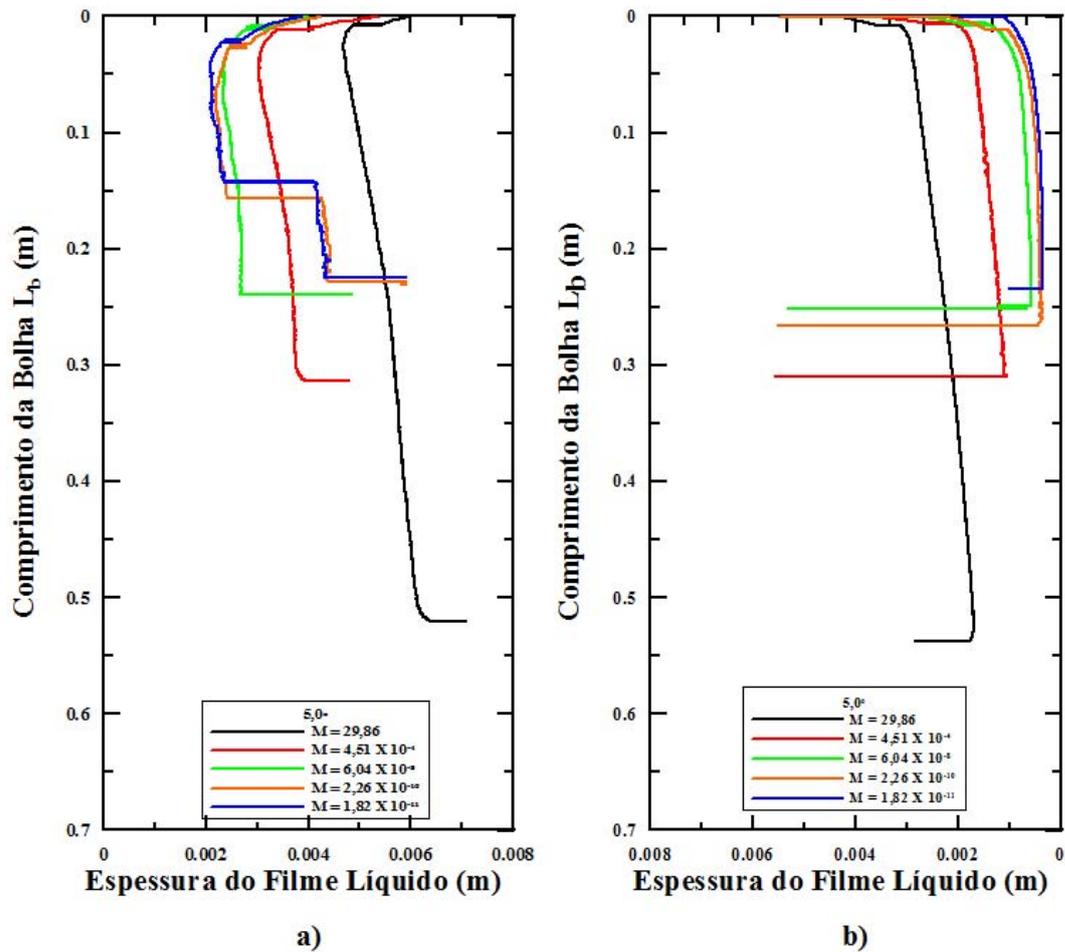


Figura 4.34: Perfis dos filmes para bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos inclinados à  $5,0^\circ$  com  $D = 0,024$  m, contendo diferentes misturas de água destilada e glicerina ( $1,82 \times 10^{-11} \leq M \leq 29,86$ ): a) na região inferior das bolhas; b) na região superior das bolhas.

Aumentando-se a inclinação do tubo de  $2,5^\circ$  para  $5,0^\circ$  (Fig. 4.34), embora a componente da força de empuxo naquela direção aumente, é natural que o deslocamento das bolhas no sentido da parede superior do tubo encontre maior resistência, o que seria caracterizado pela menor variação das espessuras dos filmes, nessa região, ascendendo em todos os líquidos estudados, especialmente quando comparado com a variação de  $\delta$  para a faixa de inclinação anterior ( $0^\circ$  a  $2,5^\circ$ ). Para uma melhor visualização dos efeitos causados por esse aumento da resistência ao deslocamento das bolhas no sentido da parede superior do tubo, pode-se retornar às Figs. 4.28b e 4.29b, onde foram apresentados os perfis superiores das bolhas, para os casos extremos de viscosidades estudados ( $M = 29,86$  e  $M = 1,82 \times 10^{-11}$ ), para cada ângulo de inclinação  $\theta$ . Concomitaneamente a esse aumento da resistência ao deslocamento das bolhas no sentido da parede superior do tubo, observa-se importantes alterações de formato da interface gás-líquido, na parte inferior das bolhas. Para  $M \leq 2,26 \times 10^{-10}$ , verifica-se uma clara transição no sentido de um perfil com for-

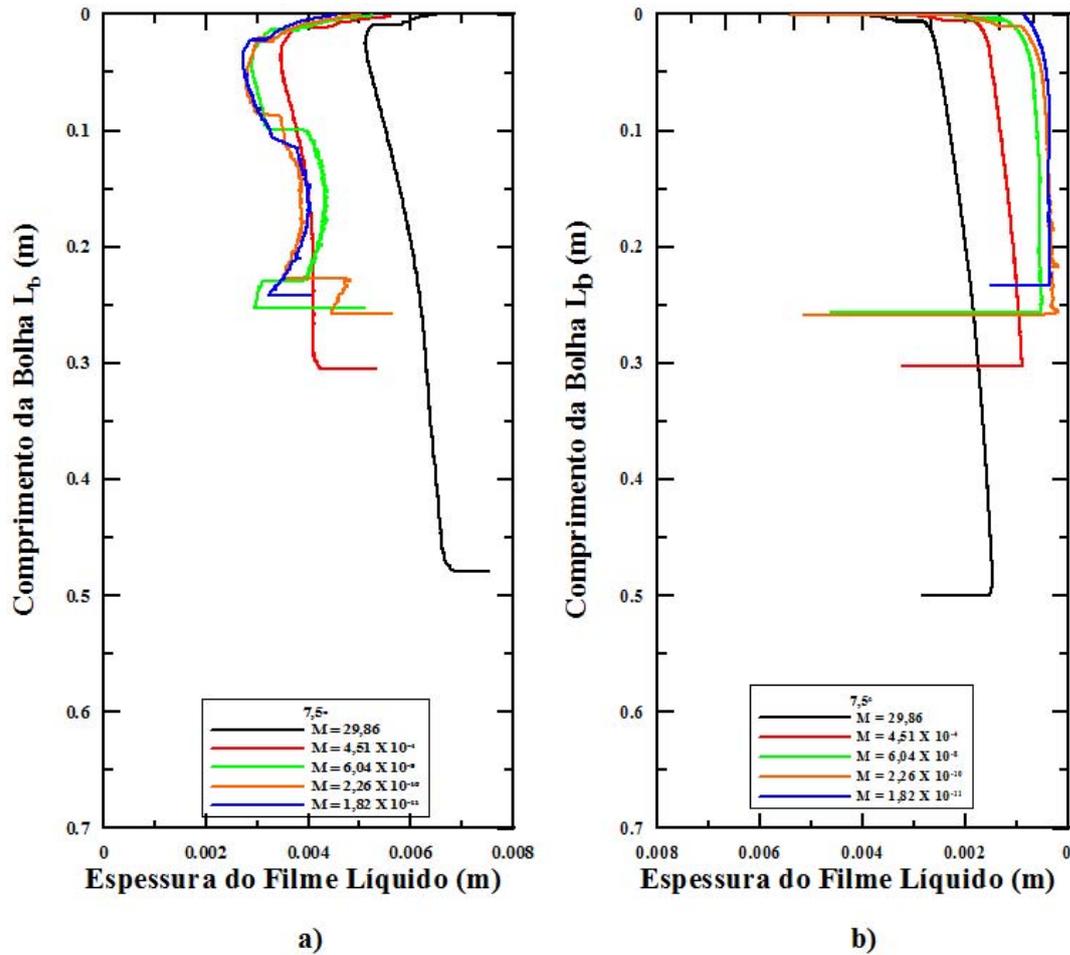


Figura 4.35: Perfis dos filmes para bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos inclinados à  $7,5^\circ$  com  $D = 0,024$  m, contendo diferentes misturas de água destilada e glicerina ( $1,82 \times 10^{-11} \leq M \leq 29,86$ ): a) na região inferior das bolhas; b) na região superior das bolhas.

mato mais sinuoso. Para  $M = 6,04 \times 10^{-8}$ , verifica-se uma transição de formato, entre aquele observado por MANERI [102] para outro, já descrito anteriormente, onde a espessura  $\delta$  tende a aumentar com o aumento de  $L_b$ . Finalmente, para  $M \geq 4,51 \times 10^{-4}$ , o tipo de formato é mantido com o aumento de  $\theta$  para  $5,0^\circ$ , entretanto observa-se que a espessura do filme, na parte inferior, apresenta um aumento mais significativo do que a redução de  $\delta$ , na parte superior. Além disso, pode-se verificar que a interface gás-líquido, na parte inferior, aumentou a sua inclinação, em relação ao eixo do tubo, e passou a apresentar uma maior curvatura, à medida que  $\theta$  aumenta. Isto pode ser melhor visualizado na Fig. 4.28a.

Nas Figs. 4.35 a 4.37, pode-se observar que, ao aumentar-se  $\theta$ , a resistência ao deslocamento da bolha no sentido da parede superior tende a aumentar ainda mais. Para  $M \leq 6,04 \times 10^{-8}$ , verifica-se uma transição brusca no perfil do filme líquido, na região superior da bolha, onde a espessura  $\delta$ , que vem diminuindo, à medida que se afasta da região do nariz da bolha, repentinamente parece atingir

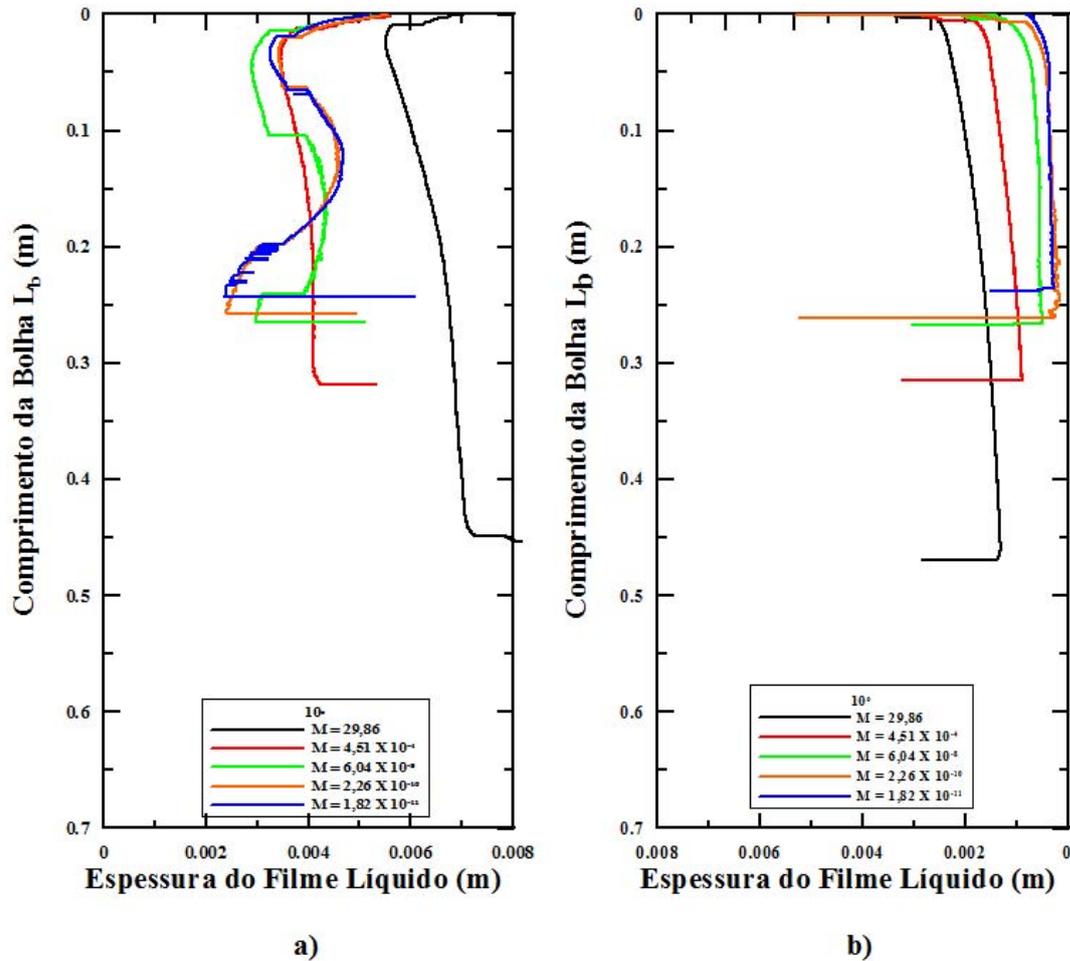


Figura 4.36: Perfis dos filmes para bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos inclinados à  $10^\circ$  com  $D = 0,024$  m, contendo diferentes misturas de água destilada e glicerina ( $1,82 \times 10^{-11} \leq M \leq 29,86$ ): a) na região inferior das bolhas; b) na região superior das bolhas.

uma espessura, aproximadamente, constante, o que representaria uma barreira ao deslocamento da bolha, no sentido da parede superior do tubo. Através das Figs. 4.35b, 4.36b e 4.37b, percebe-se que essa transição tende a ocorrer cada vez mais próxima do nariz da bolha, à medida que  $\theta$  aumenta. Por outro lado, nas Figs. 4.35a, 4.36a e 4.37a, percebe-se, claramente, um aumento na intensidade das alterações de formato da interface gás-líquido, na região inferior das bolhas, através do aumento da sinuosidade detectada pelos transdutores ultrassônicos localizados nessa posição.

No caso do líquido mais viscoso estudado ( $M = 29,86$ ), ao aumentar-se  $\theta$ , não se verifica o atingimento de um limite para a espessura do filme líquido ( $\delta = \text{constante}$ ), na parte superior da bolha. Entretanto, pode-se observar que as espessuras dos filmes, próximo às caudas das bolhas, são, aproximadamente, as mesmas, para  $5^\circ \leq \theta \leq 15^\circ$  (Fig. 4.28b). Enquanto isso, na parte inferior, observa-se um aumento da curvatura das interfaces gás-líquido, bem como um aumento das espessuras dos filmes líquidos, à medida que  $\theta$  aumenta, conforme já mencionado anteriormente

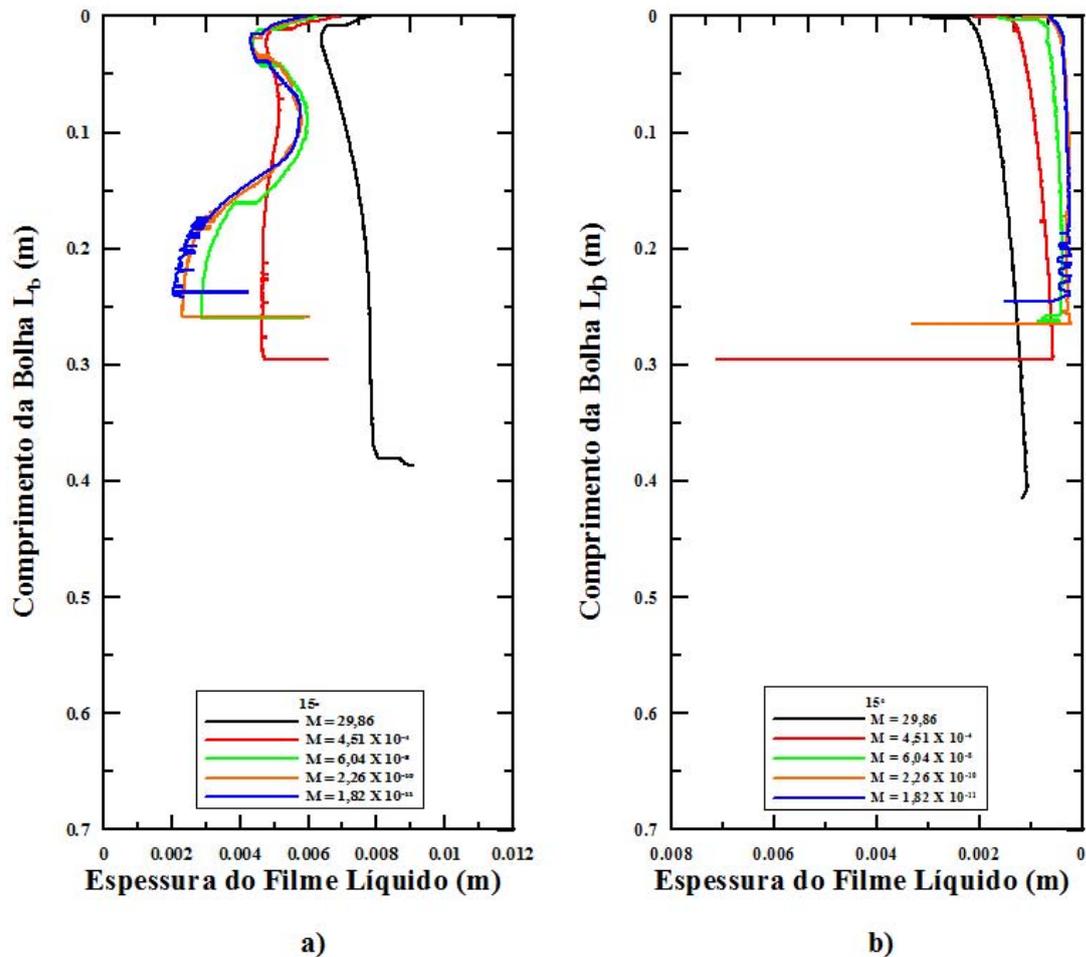


Figura 4.37: Perfis dos filmes para bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos inclinados à  $15^\circ$  com  $D = 0,024$  m, contendo diferentes misturas de água destilada e glicerina ( $1,82 \times 10^{-11} \leq M \leq 29,86$ ): a) na região inferior das bolhas; b) na região superior das bolhas.

(Fig. 4.28a).

Finalmente, para o líquido com  $M = 4,51 \times 10^{-4}$ , verifica-se que, ao aumentar-se  $\theta$ , os perfis superiores e inferiores das bolhas tendem a apresentar comportamento semelhante ao caso do líquido mais viscoso ( $M = 29,86$ ). Porém, é possível observar, para  $\theta = 15^\circ$ , um início de transição do formato da bolha, em sua parte inferior, que parece querer assumir um formato mais sinuoso, típico dos líquidos menos viscosos ou de menores  $M$  (Fig. 4.37a).

Essas observações, descritas a partir das Figs. 4.28 a 4.37 sugerem, então, que os formatos de bolhas ascendendo em tubos cilíndricos, cheios com líquido estagnado e inclinados entre  $0^\circ < \theta \leq 15^\circ$ , estão, intimamente, relacionados com as propriedades desses líquidos, que podem ser representadas por seus números de Morton  $M$ , e, principalmente, com o comportamento do filme líquido que escoia entre a bolha e a parede superior do tubo, à medida que o ângulo de inclinação  $\theta$  é variado.

Ao aumentar-se  $\theta$ , a bolha é empurrada, com intensidade cada vez maior, contra a parede superior do tubo, devido ao aumento da componente da força de empuxo naquela direção, encontrando, naturalmente, uma resistência crescente ao deslocamento da bolha nesse sentido. Ao ser pressionada contra a parede superior do tubo, com intensidade cada vez maior, a bolha tenderia a causar, também, um aumento gradual da resistência à passagem do filme líquido, entre ela e a parede do tubo nessa região, à medida que  $\theta$  aumenta.

Deste modo, o efeito hidrodinâmico observado na Fig. 4.31 e detectado pela técnica ultrassônica (Figs. 4.28 e 4.29 e Figs. 4.32 a 4.37), seria causado por uma reorganização do escoamento de líquido em torno da bolha de Taylor, em função da resistência encontrada, por esse líquido, para passar pela parte superior da mesma. Quanto maior o ângulo de inclinação, maior a resistência à passagem do líquido na parte superior e mais intensa seria, então, a redistribuição do escoamento desse líquido, em torno da bolha.

Faz-se importante ressaltar que os trabalhos de MANERI [102] e COUET e STRUMOLO [101] trataram de bolhas ascendendo entre duas placas paralelas, de grandes dimensões, separadas por uma pequena distância (equivalente aos diâmetros de tubos cilíndricos), o que a literatura costuma denominar de bolhas bidimensionais. Nesse caso, o movimento da bolha é limitado, apenas, por uma parede (placa) superior e outra inferior. Assim sendo, ao variar-se a inclinação das placas, as bolhas teriam grande liberdade para deformar-se ao longo do plano dessas placas, expandindo-se lateralmente e permitindo que o líquido que escoava ao seu redor se reorganize sem grandes restrições. Entretanto, no caso de bolhas ascendendo em tubos inclinados com a geometria da seção transversal bem definida, como a circular utilizada no presente trabalho, o comportamento observado é bem diferente. Qualquer alteração de formato da bolha ou expansão lateral da mesma, bem como qualquer reorganização do escoamento do líquido ao seu redor, estão sujeitos a condições mais restritas, com volumes muito bem definidos. Isso pode ajudar a explicar as diferenças observadas entre os formatos das bolhas estudadas no presente trabalho e aqueles estudados por MANERI [102] e COUET e STRUMOLO [101] e, mais comumente, descritos na literatura.

As Figs. 4.38 a 4.43 apresentam uma comparação entre os sinais ultrassônicos obtidos a partir de um transdutor posicionado na parte superior do tubo (Perfil Superior) e aqueles relativos a transdutores posicionados nas duas laterais (Perfis Laterais 1 e 2), para bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubo com  $D = 0,019$  m, contendo água destilada ( $M = 1,17 \times 10^{-11}$ ) e glicerina ( $M = 4,06$ ), em diferentes inclinações ( $0^\circ \leq \theta \leq 15^\circ$ ).

O ponto de partida, na comparação entre os perfis superior e laterais, será o caso vertical, onde, sabidamente, existe simetria radial e as espessuras  $\delta$  dos filmes

líquidos em torno de bolhas de Taylor são iguais, em todas as direções. Isso pode ser observado na Fig. 4.38. Deve-se atentar para o fato de que, visando uma melhor visualização das variações de  $\delta$ , as escalas dos sinais referentes à água destilada (Fig. 4.38a) e à glicerina (Fig. 4.38b) não são as mesmas. No caso da água destilada, as espessuras  $\delta$  estão na faixa dos 500  $\mu\text{m}$ , enquanto que para a glicerina, esta fica na faixa dos 3 mm.

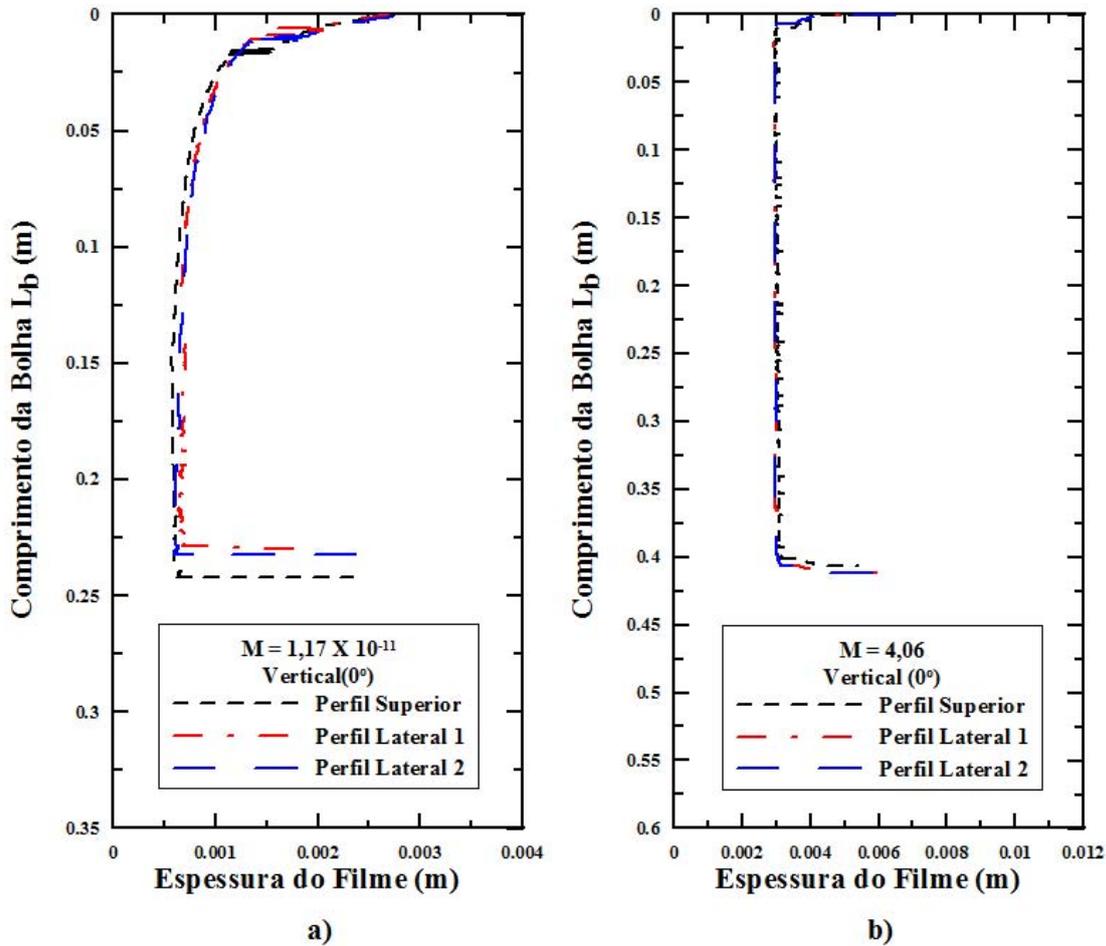


Figura 4.38: Comparação entre os perfis superior e laterais de bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos verticais ( $0^\circ$ ) com  $D = 0,019$  m, contendo: a) água destilada ( $M = 1,17 \times 10^{-11}$ ) e b) glicerina ( $M = 4,06$ ).

Quando o tubo é inclinado à  $2,5^\circ$ , verifica-se que a espessura do filme, na parte superior, diminui de maneira mais forte do que nas laterais, tanto para o líquido menos viscoso ( $M = 1,17 \times 10^{-11}$ ), quanto para o mais viscoso ( $M = 4,06$ ), ainda que, no primeiro caso, as espessuras tenham se mostrado iguais na região bem próxima a cauda da bolha, como pode ser observado na Fig. 4.39.

Inclinando-se, ainda mais o tubo, até  $5,0^\circ$  (Fig. 4.40), pode-se observar um comportamento diferente entre o que ocorre em líquidos menos viscosos e aquilo que se passa em líquidos mais viscosos. Enquanto a diferença entre a espessura  $\delta$  no

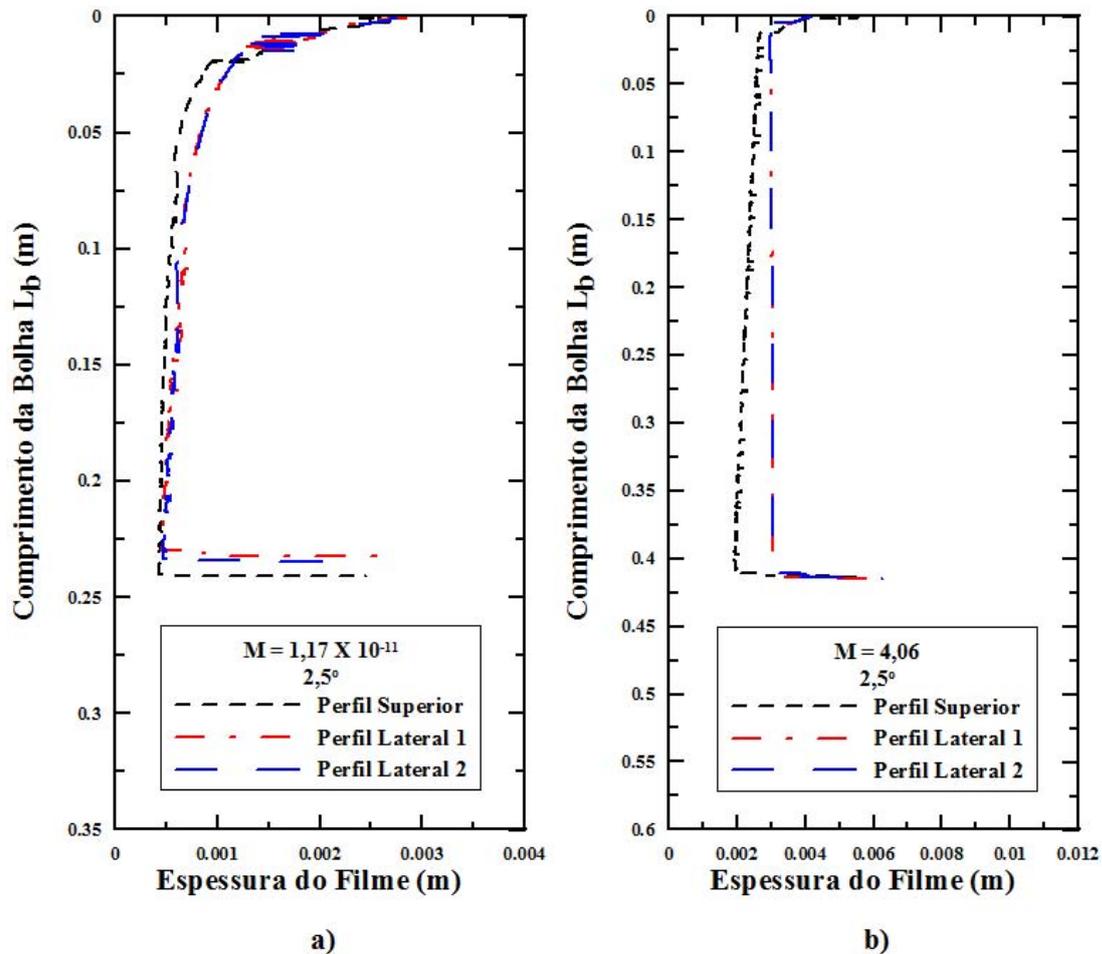


Figura 4.39: Comparação entre os perfis superior e laterais de bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos inclinados à  $2,5^\circ$  com  $D = 0,019$  m, contendo: a) água destilada ( $M = 1,17 \times 10^{-11}$ ) e b) glicerina ( $M = 4,06$ ).

perfil superior e aquelas nos perfis laterais aumenta, no caso de  $M = 4,06$  (Fig. 4.40b), tem-se uma redução dessa diferença, para o caso de  $M = 1,17 \times 10^{-11}$ . Mais do que isso, verifica-se que as espessuras dos filmes superior e laterais tornam-se iguais (sobreposição dos sinais), neste último caso, praticamente, para toda a segunda metade do comprimento  $L_b$  da bolha (Fig. 4.40a).

Ao aumentar-se a inclinação do tubo para  $7,5^\circ$  (Fig. 4.41), observa-se que a diferença entre a espessura do filme superior e aquelas dos filmes laterais não se altera muito para o caso de líquidos com maiores números de Morton ( $M = 4,06$ ), enquanto que, para  $M = 1,17 \times 10^{-11}$ , os perfis referentes às interfaces gás-líquido superior e laterais da bolha, praticamente, se sobrepõem completamente.

Levando-se o tubo a inclinações de  $10^\circ$  e  $15^\circ$  (Figs. 4.42 e 4.43), verifica-se uma manutenção da sobreposição dos sinais superior e laterais das interfaces gás-líquido das bolhas, para o caso de  $M = 1,17 \times 10^{-11}$ . Entretanto, é possível observar-se sinais ultrassônicos menos uniformes na região mais próxima à cauda da bolha, com

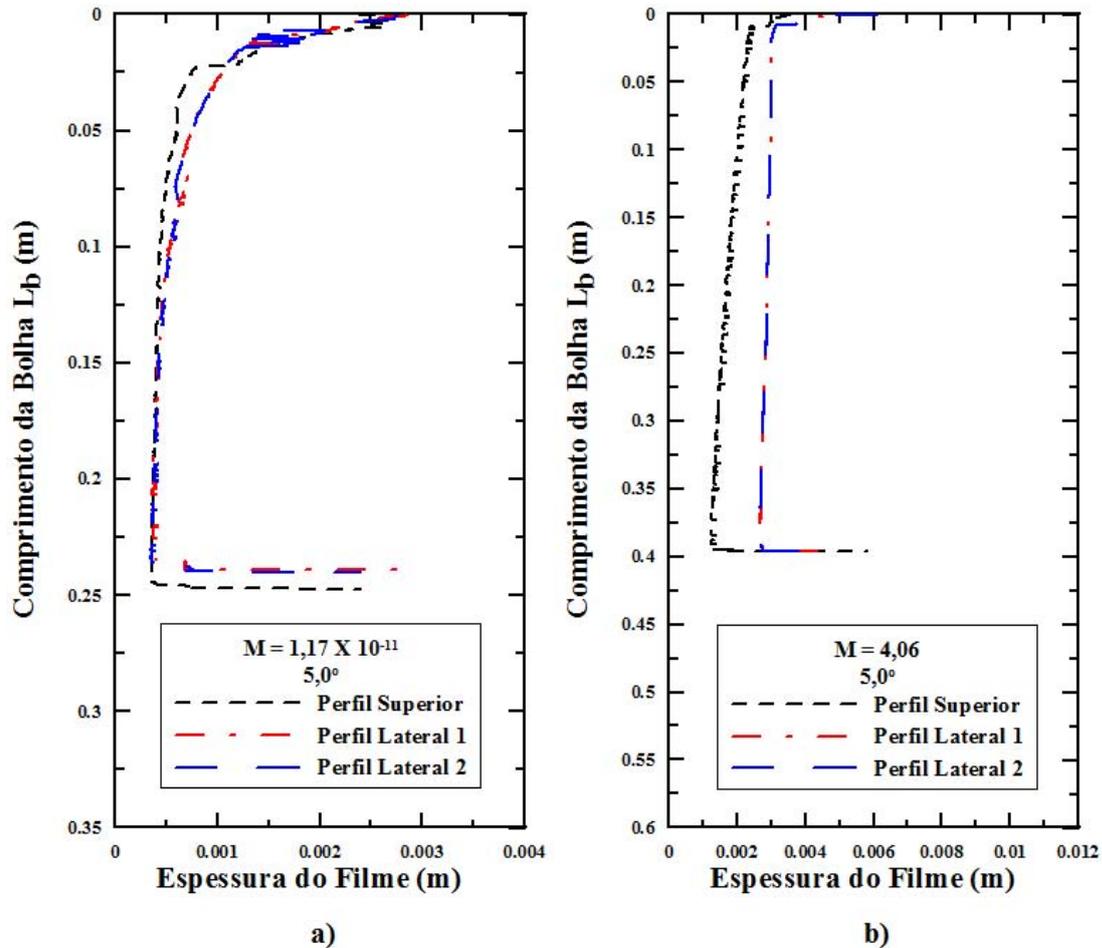


Figura 4.40: Comparação entre os perfis superior e laterais de bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos inclinados à  $5,0^\circ$  com  $D = 0,019$  m, contendo: a) água destilada ( $M = 1,17 \times 10^{-11}$ ) e b) glicerina ( $M = 4,06$ ).

oscilações que se intensificam à medida que  $\theta$  aumenta (Figs. 4.42a e 4.43a). Tal fato pode ser atribuído à maior resistência à passagem do líquido e à turbulência, associada às grandes velocidades do filme, esperadas para essa região, nas condições estudadas. Já em relação às bolhas ascendendo em líquidos com  $M = 4,06$ , observa-se uma pequena redução na diferença entre a espessura do filme, na parte superior, e aquelas referentes às laterais da bolha (Figs. 4.42b e 4.43b). Entretanto, é bastante evidente que as espessuras dos filmes laterais são, ainda, muito menores do que as espessuras do filme superior à bolha, com a diferença entre elas apresentando valores da ordem de 1 mm.

Os resultados apresentados nas Figs. 4.38 a 4.43 ajudam a compreender melhor o que se passa, tanto com a bolha, quanto com o filme líquido que escoar ao seu redor, quando o tubo é inclinado na faixa de  $0^\circ < \theta \leq 15^\circ$ . Ao ser o tubo inclinado, a bolha é empurrada pela ação da componente da força de empuxo, no sentido da parede superior. Quanto maior a inclinação, maior será a força que empurra a bolha

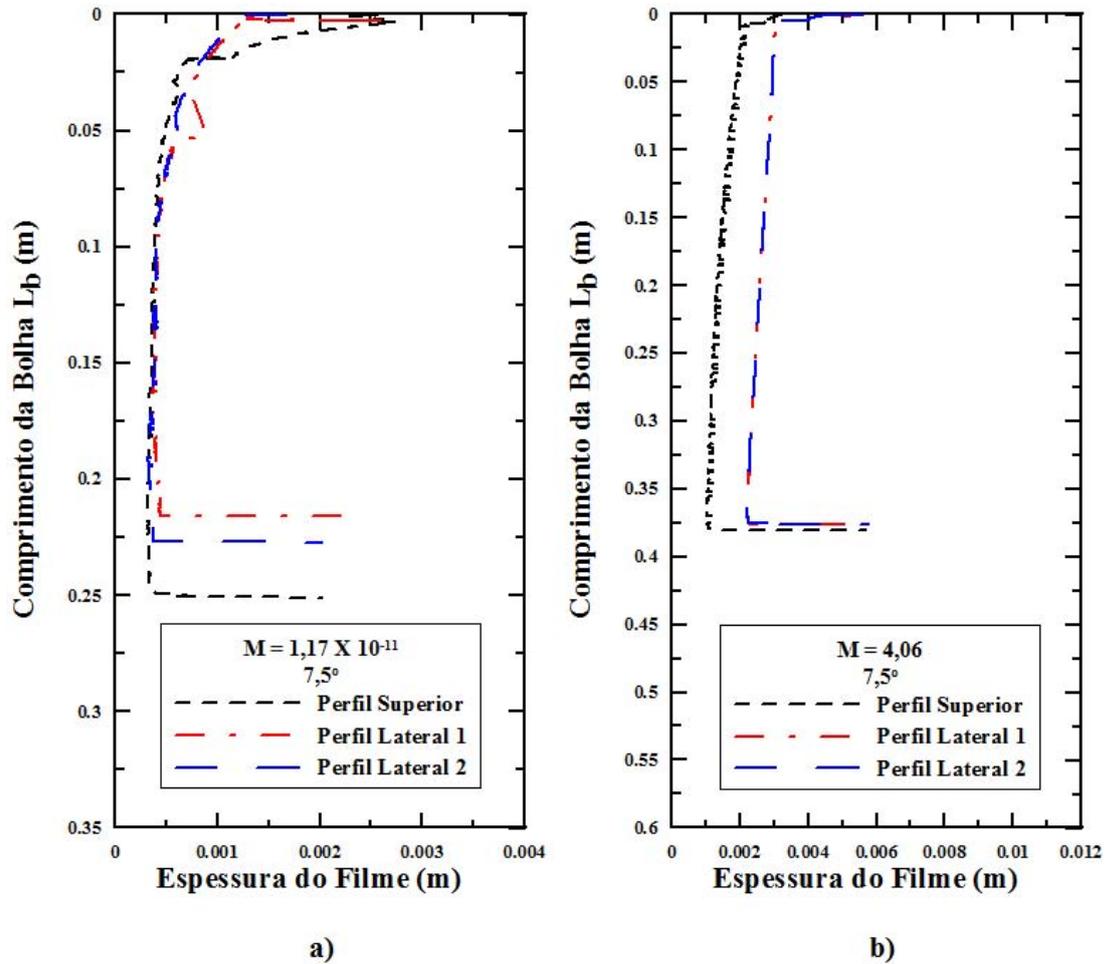


Figura 4.41: Comparação entre os perfis superior e laterais de bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos inclinados à  $7,5^\circ$  com  $D = 0,019$  m, contendo: a) água destilada ( $M = 1,17 \times 10^{-11}$ ) e b) glicerina ( $M = 4,06$ ).

e, conseqüentemente, maior será a resistência ao deslocamento dessa bolha, naquela direção, em função desta se encontrar no interior de um tubo cilíndrico fechado. Ao ser comprimida contra a parede, haverá, então, uma tendência da bolha deformar-se, expandindo-se para as suas laterais.

Para bolhas ascendendo em líquidos com menores  $M$  (Figs. 4.38a a 4.43a), a deformação lateral da bolha encontra grande resistência, o que seria caracterizado pela sobreposição, cada vez mais evidente, dos sinais ultrassônicos obtidos por transdutores posicionados nas partes superior e laterais do tubo, à medida que o ângulo de inclinação  $\theta$  aumenta. Tal sobreposição seria, também, um forte indício da existência de um limite mínimo para a espessura dos filmes líquidos ( $\delta_{limite}$ ), escoando ao redor de bolhas de Taylor, no interior de tubos cilíndricos, o que significa dizer que a bolha estaria sempre envolta por um filme líquido, onde a espessura não atingiria um valor menor do que  $\delta_{limite}$ , ao menos para  $0^\circ \leq \theta \leq 15^\circ$ . Além disso, a sobreposição entre os perfis superior e laterais da bolha, sugerem uma tendência, para as condições onde

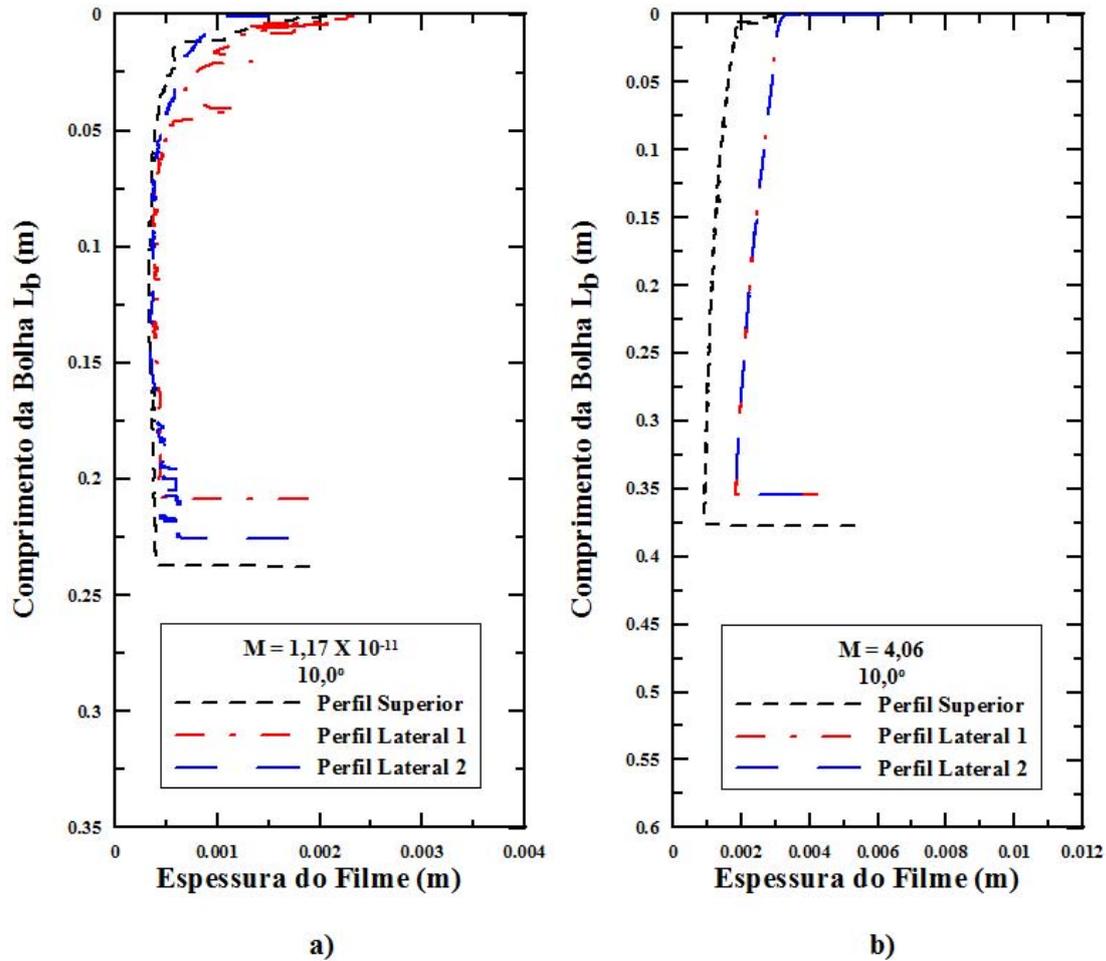


Figura 4.42: Comparação entre os perfis superior e laterais de bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos inclinados à  $10^\circ$  com  $D = 0,019$  m, contendo: a) água destilada ( $M = 1,17 \times 10^{-11}$ ) e b) glicerina ( $M = 4,06$ ).

ela ocorre, de que todo o hemisfério superior do tubo esteja ocupado por uma parte da bolha, cercada por filme líquido com espessura, ao menos próxima, de  $\delta_{limite}$ . Conforme comentado anteriormente, o atingimento dessa espessura limite, associada à crescente força que empurra a bolha contra a parede superior, faz com que a resistência à passagem do líquido naquela região, também, se torne maior, à medida que se aumenta o ângulo de inclinação do tubo. Dessa forma, faz-se necessária uma reorganização do escoamento de líquido ao redor da bolha, o que acaba se dando, de uma maneira brusca, através da sua parte inferior, onde essa resistência à passagem do líquido é menor, devido ao maior espaço entre a interface gás-líquido e a parede inferior do tubo. Essa reorganização acaba sendo cada vez mais intensa, à medida que  $\theta$  aumenta, dando origem ao efeito hidrodinâmico observado nas Figs. 4.29 a 4.37, e sugerindo que essa intensidade na reorganização do líquido contribua fortemente para o aumento da velocidade de ascensão das bolhas  $U_b$  (ou  $Fr$ ), com o aumento do ângulo de inclinação  $\theta$ , para líquidos menos viscosos ( $M \leq 10^{-4}$ ).

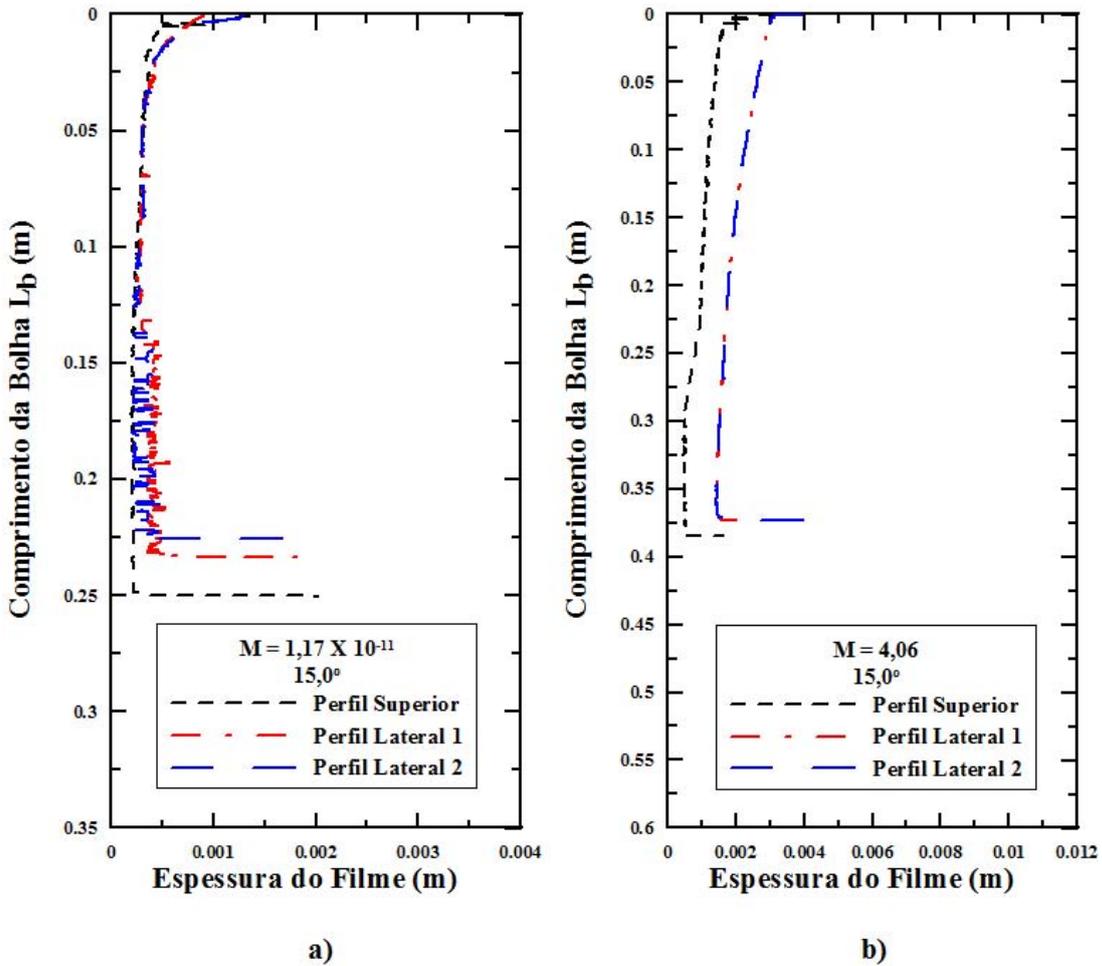


Figura 4.43: Comparação entre os perfis superior e laterais de bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos inclinados à  $15^\circ$  com  $D = 0,019$  m, contendo: a) água destilada ( $M = 1,17 \times 10^{-11}$ ) e b) glicerina ( $M = 4,06$ ).

A quantificação de  $\delta_{limite}$  não será realizada no presente trabalho, entretanto, os procedimentos experimentais desenvolvidos para a medição das espessuras de equilíbrio  $\delta_{eq}$  de filmes líquidos em queda ao redor de bolhas de Taylor ascendendo em tubos verticais (primeira parte do trabalho) podem ser adaptadas para a medição daquelas espessuras limites. Assim sendo, futuramente, novos estudos deverão ser desenvolvidos com o objetivo de se confirmar, efetivamente, a existência desse limite de espessura em torno de bolhas ascendendo em tubos inclinados, bem como de quantificá-las e analisá-las através de algum número adimensional adequado, como, por exemplo, o número da Viscosidade Inversa  $N_f$ .

Já no caso de maiores  $M$  (Figs. 4.38b a 4.43b), as bolhas parecem não sofrer grande resistência para deformarem-se lateralmente, uma vez que as espessuras dos filmes laterais mantiveram-se, sempre, inferiores àquelas referentes ao filme superior. Isso seria um indicativo de que as espessuras dos filmes não teriam atingido um limite, especialmente nos perfis laterais, sugerindo que a bolha, de fato, tem liber-

dade para deformar-se lateralmente. Desta forma, a reorganização do escoamento do líquido ao seu redor tende a se dar de maneira mais suave ou menos brusca. Deve-se levar em conta, também, que, em função do incremento das forças viscosas envolvidas, a movimentação do líquido, nesses casos, é mais lenta, constituindo-se em outro fator que dificulta uma reorganização mais abrupta do seu escoamento em torno das bolhas de Taylor.

As Figs. 4.44 e 4.45 apresentam a evolução dos perfis laterais de bolhas alongadas ascendendo em tubos cilíndricos com  $D = 0,019$  m, ascendendo em água destilada ( $M = 1,17 \times 10^{-11}$ ) e glicerina ( $M = 4,06$ ), respectivamente, à medida que a inclinação  $\theta$  do tubo é variada entre  $0^\circ$  e  $15^\circ$ .

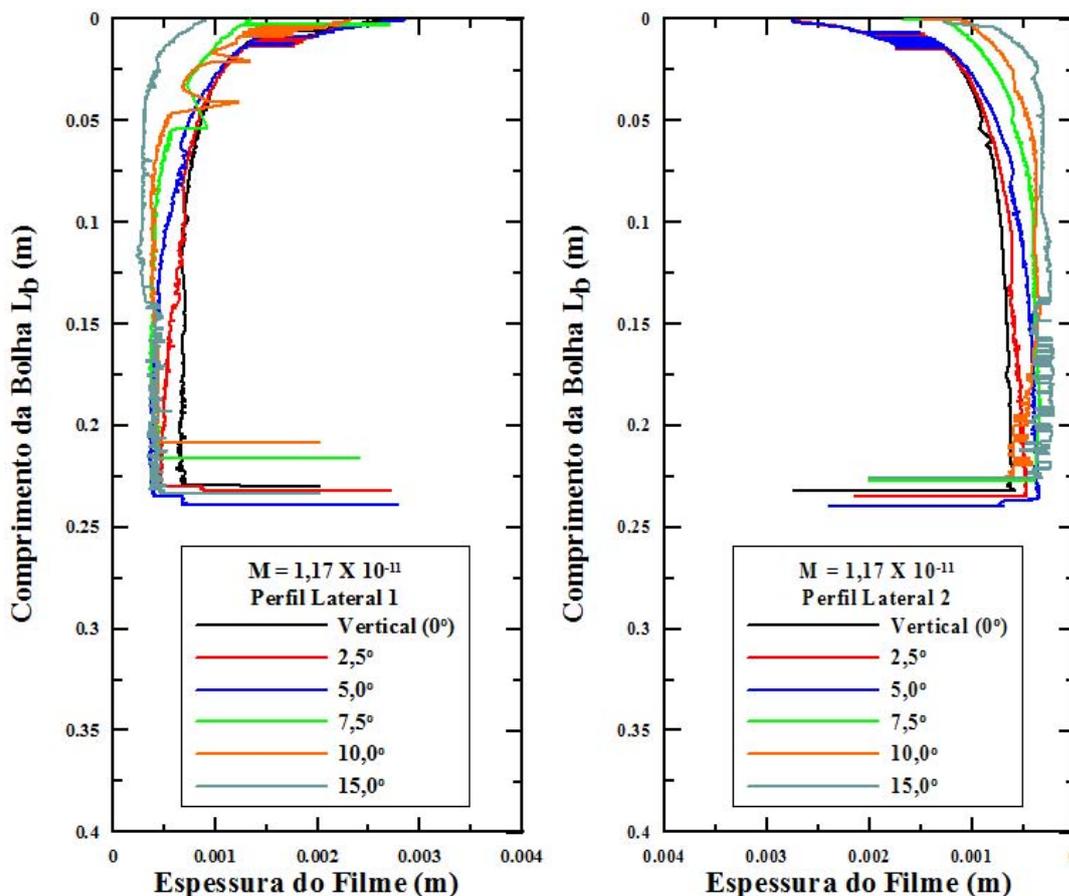


Figura 4.44: Perfis laterais de bolhas alongadas ascendendo em tubos cilíndricos com  $D = 0,019$  m, ascendendo em água destilada ( $M = 1,17 \times 10^{-11}$ ), para ângulos de inclinação  $\theta$  entre  $0^\circ$  e  $15^\circ$ .

Na Fig. 4.44, verifica-se a dificuldade encontrada pela bolha, ascendendo em líquidos menos viscosos, para expandir-se lateralmente, especialmente para  $\theta \geq 5,0^\circ$ , o que coincide com o início das transições mais intensas de formato, identificadas pelo transdutor posicionado na parte inferior dos tubos contendo líquidos com tais características. Por outro lado, para o caso de líquidos mais viscosos (Fig. 4.45), observa-se, claramente, que a bolha sofreu grandes deformações, expandindo-se, cada

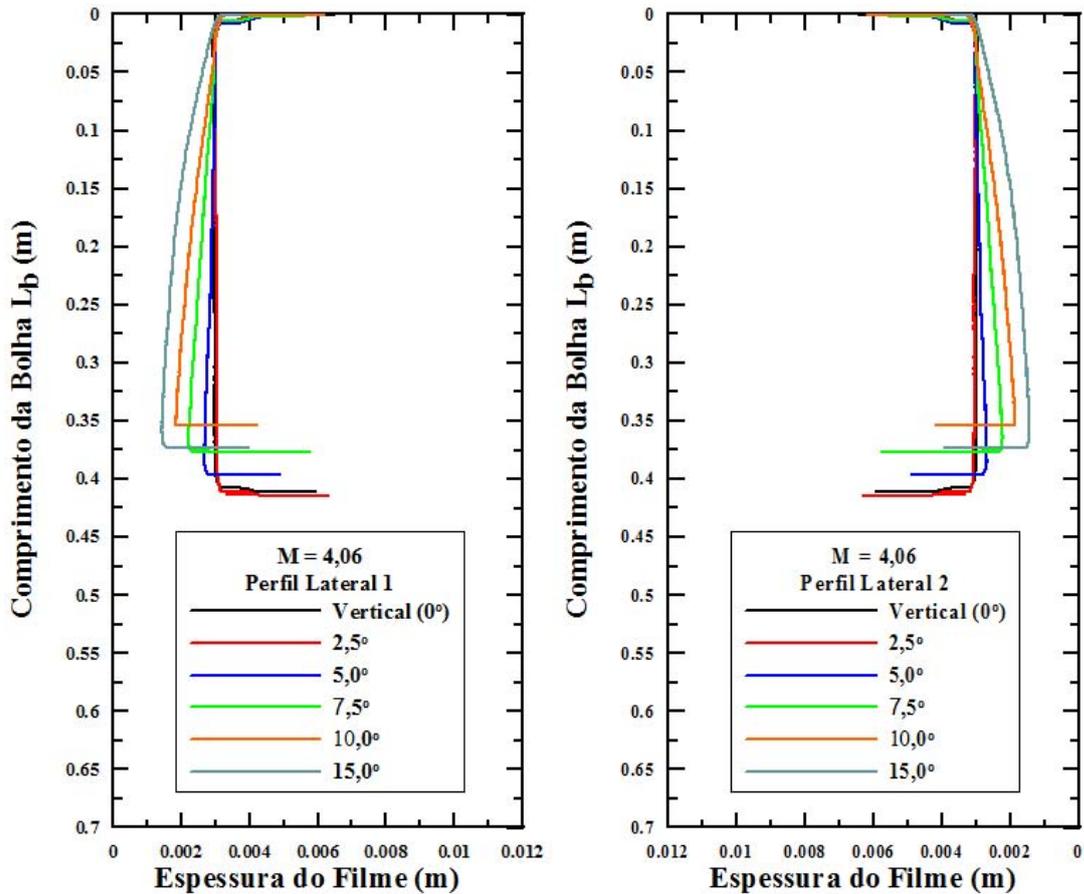


Figura 4.45: Perfis laterais de bolhas alongadas ascendendo em tubos cilíndricos com  $D = 0,019$  m, ascendendo em glicerina ( $M = 4,06$ ), para ângulos de inclinação  $\theta$  entre  $0^\circ$  e  $15^\circ$ .

vez mais, para as suas laterais, à medida que a inclinação  $\theta$  era aumentada.

Essas diferenças no comportamento ou formato das bolhas, no interior de tubos cilíndricos cheios com diferentes líquidos, quando estes são inclinados, juntamente com as diferentes intensidades com que os líquidos reorganizam os seus escoamentos ao redor das bolhas, ajudam, também, a explicar o fato da influência de  $\theta$  sobre  $Fr$  diminuir, à medida que se aumentam os efeitos viscosos ou aumenta-se  $M$ , conforme observado por COUET e STRUMOLO [101] e, também, apresentado anteriormente, no presente trabalho (Figs. 4.14 a 4.16). Além disso, a grande capacidade de reorganização do escoamento do líquido em torno das bolhas, para  $M \leq 10^{-4}$ , ajudam a compreender as pequenas diferenças observadas na relação  $Fr$  vs  $\theta$ , que levaram SHOSHO e RYAN [106] a considerar que as propriedades do líquido poderiam não exercer um efeito significativo sobre  $Fr$ , para baixos  $M$ . Entretanto, conforme mostrado nas Figs. 4.14 a 4.16, as propriedades ( $M$ ) parecem sim exercer influência sobre a relação  $Fr$  vs  $\theta$  e essa influência parece intensificar-se, à medida que aumenta-se o diâmetro  $D$  do tubo.

Outros resultados obtidos no presente trabalho, que evidenciam a limitada expansão lateral das bolhas ascendendo em líquidos menos viscosos, ou de menores  $M$ , e a efetiva expansão lateral de bolhas ascendendo em líquidos mais viscosos, são apresentados nas Figs. 4.46 a 4.48. Essas figuras apresentam os comprimentos medidos, para cada ângulo de inclinação  $\theta$ , usando-se a técnica de visualização com câmera de vídeo de alta velocidade, para bolhas ascendendo em tubos com  $D = 0,019$ ;  $0,024$  e  $0,034$  m, respectivamente, nas cinco misturas de água e glicerina estudadas (diferentes  $M$ ). Podem ser vistos, também, nas figuras, os melhores ajustes lineares dos pontos referentes à cada  $M$ , para cada diâmetro  $D$  do tubo, com o intuito único de revelar eventuais tendências de variação de  $L_b$  com  $\theta$ .

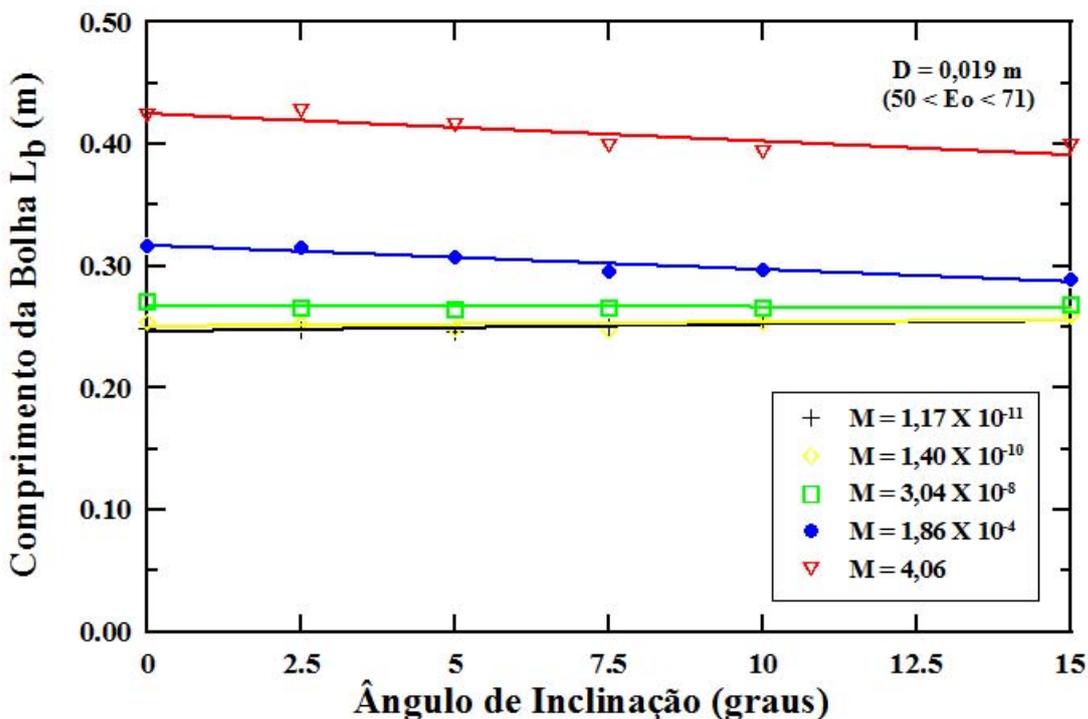


Figura 4.46: Variação do comprimento da bolha  $L_b$  com o ângulo de inclinação  $\theta$ , para bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0, 20$  m, ascendendo em líquidos com diferentes  $M$ , em tubos com  $D = 0,019$  m.

Nas Figs. 4.46 a 4.48 observa-se que, para os líquidos com menores  $M$ , os comprimentos  $L_b$  de bolhas geradas a partir de um mesmo bolsão de ar  $L_0$ , praticamente, não sofreram alterações, à medida que o ângulo de inclinação  $\theta$  foi variado entre  $0^\circ$  e  $15^\circ$ , para os três diâmetros de tubos estudados, indicando que, nessas condições, as bolhas não sofrem deformações (expansão ou contração) significativas.

Por outro lado, para os líquidos mais viscosos (maiores  $M$ ), as figuras indicam uma tendência, bastante clara, de diminuição do comprimento da bolha  $L_b$  à medida que  $\theta$  aumenta. Tal fato, pode ser atribuído à crescente expansão lateral das bolhas, que faz com que os seus comprimentos sejam reduzidos, à medida que  $\theta$  aumenta,

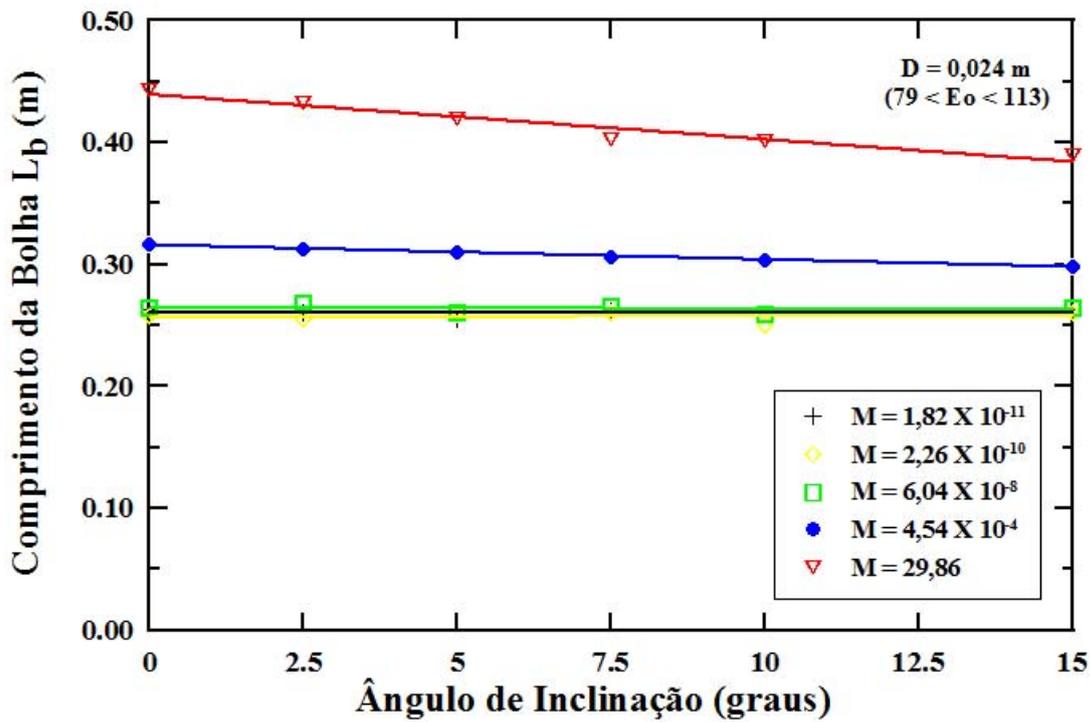


Figura 4.47: Variação do comprimento da bolha  $L_b$  com o ângulo de inclinação  $\theta$ , para bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em líquidos com diferentes  $M$ , em tubos com  $D = 0,024$  m.

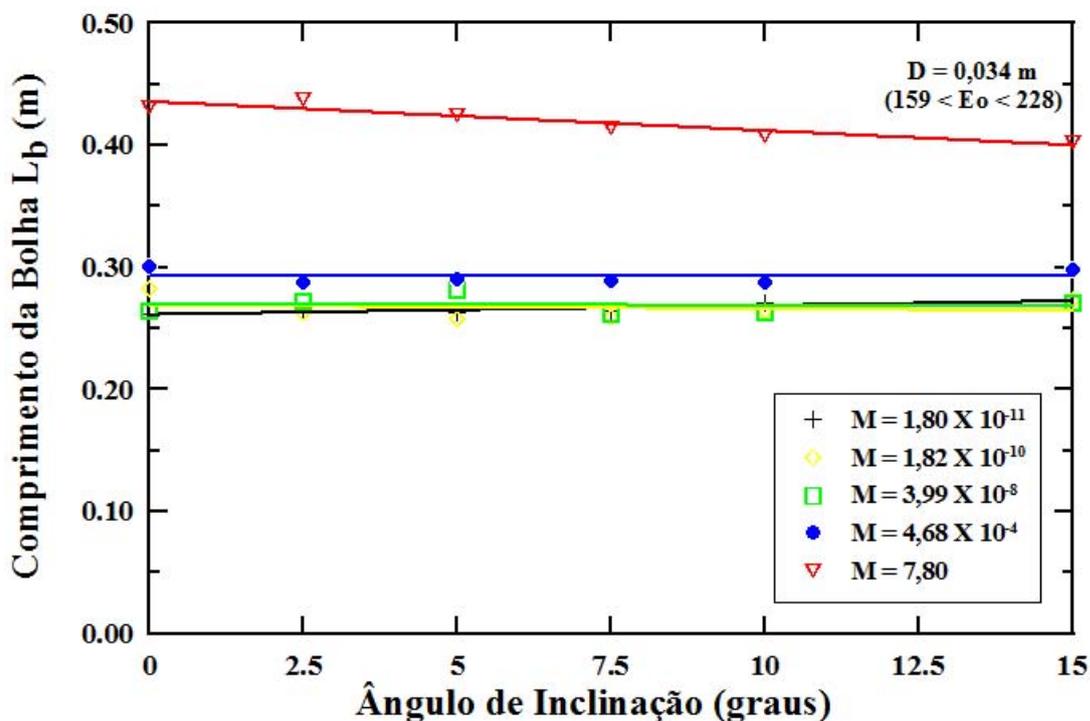


Figura 4.48: Variação do comprimento da bolha  $L_b$  com o ângulo de inclinação  $\theta$ , para bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em líquidos com diferentes  $M$ , em tubos com  $D = 0,034$  m.

em função dos volumes das bolhas serem constantes.

Cabe aqui um comentário, à respeito da reorganização do escoamento do líquido ao redor de bolhas de Taylor, ascendendo em tubos inclinados, especialmente entre  $0^\circ$  e  $15^\circ$ , cheios com diferentes líquidos. A literatura referente ao tema (MANERI e ZUBER [98], SPEDDING e NGUYEN [99], CAREW *et al.* [105], entre outros) pode, muitas vezes, passar a impressão de que a distribuição do escoamento de líquido ao redor da bolha se daria, quase que exclusivamente, em função do formato assumido pelo seu nariz, quando o tubo é inclinado. Ao ser o tubo inclinado, o nariz da bolha se tornaria assimétrico e o escoamento do líquido ao redor da bolha se distribuiria, simplesmente, de acordo com essa assimetria do nariz. Entretanto, resultados obtidos no presente trabalho, analisando o que ocorre nos filmes ou nos perfis superior, inferior e laterais de uma bolha de Taylor, ascendendo em tubos inclinados, sugerem que a resistência à passagem do líquido, especialmente nas partes superiores, forçariam uma redistribuição do escoamento do líquido, que se torna mais intensa, à medida que aumenta aquela resistência ou aumenta o ângulo de inclinação do tubo, o que acabaria exercendo um efeito significativo no formato dos narizes das bolhas. As Tabs. 4.4 a 4.8 apresentam os valores dos ângulos medidos entre a parede do tubo e a interface gás-líquido, no ponto de contato ar, água, parede, dos narizes das bolhas, para bolhas geradas a partir de um bolsão de ar  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos com diferentes diâmetros internos  $D$ , cheios com os diferentes líquidos estudados.

Conforme mostrado na Fig. 4.27, os ângulos apresentados nas Tabs. 4.4 a 4.8 podem ser associados aos formatos dos narizes das bolhas e, também, com as velocidades de ascensão das mesmas (SPEDDING e NGUYEN [99]). Assim, pode-se verificar que, para o caso da glicerina, onde a reorganização do escoamento do líquido se dá de maneira mais suave, conforme já discutido anteriormente, a evolução daqueles ângulos de contato, e conseqüentemente, dos formatos dos narizes das bolhas, se dão de forma, também, suave, à medida que o ângulo de inclinação  $\theta$  aumenta (Tab. 4.8).

Para o caso da solução com 20% de água e 80% de glicerina (Tab. 4.7), verifica-se que a evolução é suave, até  $\theta \approx 10^\circ$ . Porém, para ângulos maiores, pode-se observar uma variação mais significativa no valor do ângulo medido, indicando uma mais forte alteração de formato do nariz da bolha, o que está em concordância com as mais forte alterações nos perfis, especialmente nas partes inferiores, das bolhas ascendendo nesse líquido (Figs. 4.36 e 4.37).

Tabela 4.4: Valores dos ângulos medidos entre a parede do tubo e a interface gás-líquido, no ponto de contato ar, água, parede, dos narizes das bolhas, para bolhas geradas a partir de um bolsão de ar  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos com direntes diâmetros internos  $D$ , cheios com água destilada.

$\theta$ ( $^\circ$ )	$D = 0,019$ m ( $EO = 50$ )	$D = 0,024$ m ( $EO = 79$ )	$D = 0,034$ m ( $EO = 159$ )
0	146,89 $^\circ$	148,46 $^\circ$	166,91 $^\circ$
2,5	144,75 $^\circ$	147,74 $^\circ$	166,04 $^\circ$
5,0	143,98 $^\circ$	146,08 $^\circ$	161,42 $^\circ$
7,5	141,57 $^\circ$	140,48 $^\circ$	160,09 $^\circ$
10,0	140,76 $^\circ$	139,44 $^\circ$	158,90 $^\circ$
15,0	139,24 $^\circ$	135,99 $^\circ$	155,06 $^\circ$

Tabela 4.5: Valores dos ângulos medidos entre a parede do tubo e a interface gás-líquido, no ponto de contato ar, água, parede, dos narizes das bolhas, para bolhas geradas a partir de um bolsão de ar  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos com direntes diâmetros internos  $D$ , cheios com solução de 80% água + 20% glicerina.

$\theta$ ( $^\circ$ )	$D = 0,019$ m ( $EO = 54$ )	$D = 0,024$ m ( $EO = 85$ )	$D = 0,034$ m ( $EO = 173$ )
0	150,38 $^\circ$	147,13 $^\circ$	162,12 $^\circ$
2,5	149,15 $^\circ$	144,00 $^\circ$	158,66 $^\circ$
5,0	148,08 $^\circ$	141,79 $^\circ$	153,16 $^\circ$
7,5	145,05 $^\circ$	136,98 $^\circ$	152,61 $^\circ$
10,0	142,64 $^\circ$	134,19 $^\circ$	149,41 $^\circ$
15,0	141,65 $^\circ$	133,34 $^\circ$	147,89 $^\circ$

Tabela 4.6: Valores dos ângulos medidos entre a parede do tubo e a interface gás-líquido, no ponto de contato ar, água, parede, dos narizes das bolhas, para bolhas geradas a partir de um bolsão de ar  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos com direntes diâmetros internos  $D$ , cheios com solução de 50% água + 50% glicerina.

$\theta$ ( $^\circ$ )	$D = 0,019$ m ( $EO = 60$ )	$D = 0,024$ m ( $EO = 96$ )	$D = 0,034$ m ( $EO = 194$ )
0	151,99 $^\circ$	154,18 $^\circ$	163,89 $^\circ$
2,5	146,37 $^\circ$	147,04 $^\circ$	162,60 $^\circ$
5,0	144,65 $^\circ$	144,89 $^\circ$	159,20 $^\circ$
7,5	137,75 $^\circ$	140,76 $^\circ$	153,88 $^\circ$
10,0	135,73 $^\circ$	140,58 $^\circ$	149,29 $^\circ$
15,0	133,79 $^\circ$	136,03 $^\circ$	147,65 $^\circ$

Tabela 4.7: Valores dos ângulos medidos entre a parede do tubo e a interface gás-líquido, no ponto de contato ar, água, parede, dos narizes das bolhas, para bolhas geradas a partir de um bolsão de ar  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos com direntes diâmetros internos  $D$ , cheios com solução de 20% água + 80% glicerina.

$\theta$ ( $^\circ$ )	$D = 0,019$ m ( $Eu = 66$ )	$D = 0,024$ m ( $Eu = 105$ )	$D = 0,034$ m ( $Eu = 213$ )
0	149,72 $^\circ$	150,57 $^\circ$	162,75 $^\circ$
2,5	149,20 $^\circ$	149,98 $^\circ$	162,46 $^\circ$
5,0	148,25 $^\circ$	144,54 $^\circ$	159,17 $^\circ$
7,5	147,26 $^\circ$	142,99 $^\circ$	158,16 $^\circ$
10,0	146,20 $^\circ$	138,10 $^\circ$	153,90 $^\circ$
15,0	144,78 $^\circ$	131,46 $^\circ$	147,55 $^\circ$

Tabela 4.8: Valores dos ângulos medidos entre a parede do tubo e a interface gás-líquido, no ponto de contato ar, água, parede, dos narizes das bolhas, para bolhas geradas a partir de um bolsão de ar  $L_0 = 0,20$  m, ascendendo em tubos com direntes diâmetros internos  $D$ , cheios com glicerina pura.

$\theta$ ( $^\circ$ )	$D = 0,019$ m ( $Eu = 71$ )	$D = 0,024$ m ( $Eu = 113$ )	$D = 0,034$ m ( $Eu = 228$ )
0	142,25 $^\circ$	154,15 $^\circ$	160,73 $^\circ$
2,5	141,19 $^\circ$	152,69 $^\circ$	159,09 $^\circ$
5,0	139,76 $^\circ$	150,81 $^\circ$	158,22 $^\circ$
7,5	138,89 $^\circ$	149,31 $^\circ$	156,59 $^\circ$
10,0	138,82 $^\circ$	145,89 $^\circ$	155,48 $^\circ$
15,0	137,48 $^\circ$	144,28 $^\circ$	154,12 $^\circ$

Já para os casos de líquidos com menores viscosidades, ou menores  $M$  (Tabs. 4.4 a 4.6), verifica-se que, de uma maneira geral, fortes variações do ângulo medido ocorrem para  $2,5^\circ \leq \theta \leq 7,5^\circ$ , que, também, correspondem às faixas de  $\theta$  onde foram observadas as transições no formato de bolha, que deram origem aos efeitos hidrodinâmicos descritos anteriormente e observados nas partes inferiores das bolhas. Conforme proposto no presente trabalho, esses efeitos seriam causados pela brusca redistribuição do escoamento de líquido em torno das bolhas de Taylor (Figs. 4.32 a 4.34).

Desse modo, a concordância entre as faixas de  $\theta$  onde ocorreram as mais fortes alterações dos ângulos apresentados nas Tabs. 4.4 a 4.8 e as mais fortes transições no perfil inferior das bolhas (Figs. 4.32 a 4.37), indicariam que a redistribuição do escoamento do líquido exerce um significativo efeito na variação do formato do nariz de bolhas, ascendendo em tubos cilíndricos inclinados, especialmente, nos casos de líquidos poucos viscosos, ou de menores  $M$ .

Em relação à influência do comprimento da bolha  $L_b$ , os resultados obtidos no presente trabalho não identificaram diferenças significativas, tanto em relação às velocidades de propagação das bolhas  $U_b$  (Figs. 4.9 a 4.13), nos diferentes  $\theta$ , como em relação ao comportamento das bolhas e seus formatos no interior dos tubos, à medida que esses são inclinados. As Figs. 4.49 e 4.50 apresentam os perfis, inferiores e superiores, de bolhas geradas a partir de bolsões de ar  $L_0 = 0,20$  m e  $L_0 = 0,10$  m, ascendendo em tubos, com  $D = 0,024$  m, inclinados entre  $0^\circ$  e  $15^\circ$ , a partir da vertical, e cheios com água destilada ( $M = 1,82 \times 10^{-11}$ ) e glicerina ( $M = 29,86$ ), respectivamente.

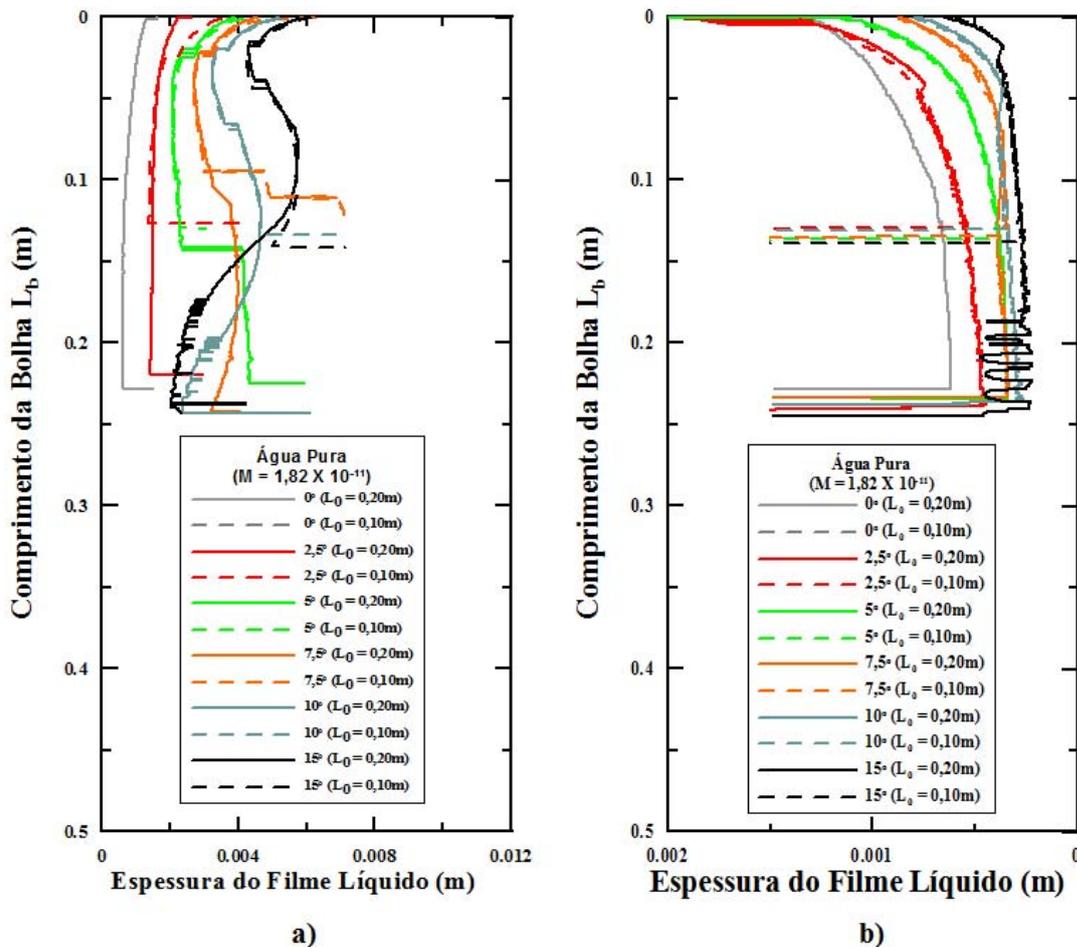


Figura 4.49: Sobreposição dos perfis, inferiores (a) e superiores (b), de bolhas geradas a partir de bolsões de ar  $L_0 = 0,20$  m e  $L_0 = 0,10$  m, em tubos com  $D = 0,024$  m, inclinados entre  $0^\circ$  e  $15^\circ$  e cheios com água destilada ( $M = 1,82 \times 10^{-11}$ ).

Nas Figs. 4.49 e 4.50, pode-se observar uma excelente sobreposição dos perfis, inferiores e superiores, de bolhas geradas a partir de diferentes bolsões de ar  $L_0$ , ou de bolhas com diferentes comprimentos  $L_b$ , ascendendo em tubos inclinados à um mesmo  $\theta$ , tanto para os líquidos menos viscosos (Fig. 4.49) quanto para aqueles mais viscosos (Fig. 4.50), o que significa que o comportamento das bolhas no interior dos

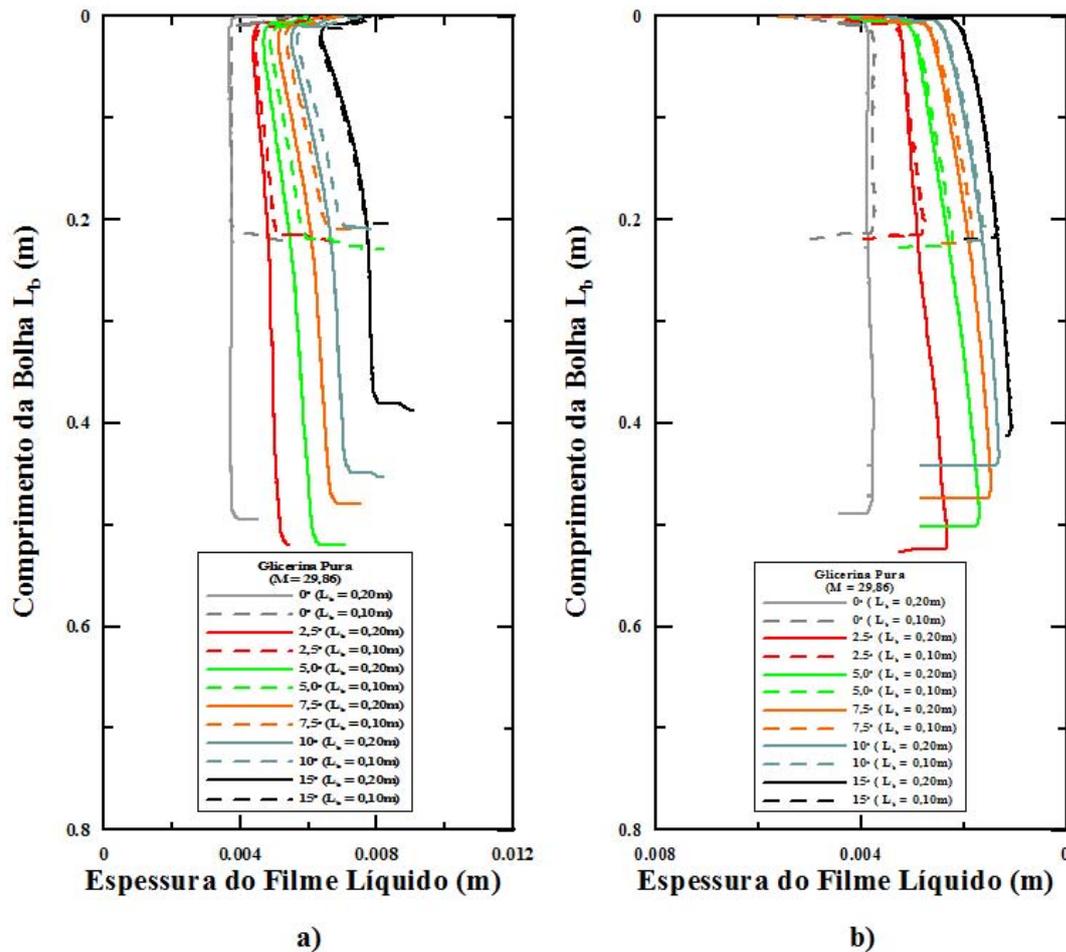


Figura 4.50: Sobreposição dos perfis, inferiores (a) e superiores (b), de bolhas geradas a partir de bolsões de ar  $L_0 = 0,20$  m e  $L_0 = 0,10$  m, em tubos com  $D = 0,024$  m, inclinados entre  $0^\circ$  e  $15^\circ$  e cheios com glicerina ( $M = 29,86$ ).

tubos foi o mesmo para os dois comprimentos de bolha, em cada condição estudada.

Nessa parte do presente trabalho, foi apresentado, então, um estudo sobre ascensão de bolhas de Taylor em tubos verticais e ligeiramente inclinados, entre  $0^\circ$  e  $15^\circ$ , cheios com diferentes líquidos. O grande diferencial desse trabalho, talvez, tenha sido a utilização da técnica ultrassônica por pulso-eco para avaliar, também, o que se passa no topo e nas laterais das bolhas ascendendo em tubos cilíndricos, visto que, em geral, as discussões anteriores sempre foram muito focadas no que ocorria na parte inferior das bolhas. Foram observadas diferenças significativas entre os perfis de bolhas fotografados por MANERI e ZUBER [98], e simulados por COUET e STRUMOLO [101], para bolhas bidimensionais, e aqueles medidos, no interior de tubos cilíndricos, através da técnica ultrassônica. Identificou-se, também, diferenças entre o comportamento de bolhas ascendendo em líquidos mais viscosos (maiores  $M$ ) e daquelas ascendendo em líquidos menos viscosos (menores  $M$ ), no interior de tubos fechados e ligeiramente inclinados. Essas observações acabam por contribuir para uma melhor compreensão do comportamento de bolhas alongadas

no interior de tubos inclinados e de como isso pode ter influência sobre parâmetros interfaciais, tais como a velocidade de ascensão dessas bolhas, o que pode ser útil em simulações do escoamento intermitente de bolhas alongadas (*Slug Flow*).

## Capítulo 5

# Conclusões e Trabalhos Futuros

O presente trabalho relatou estudos experimentais da ascensão de bolhas de Taylor individuais em tubos verticais e ligeiramente inclinados, usando-se uma técnica ultrassônica de pulso-eco e outra de visualização com câmera de vídeo de alta velocidade.

Numa primeira parte do trabalho, estudou-se o desenvolvimento dos filmes líquidos em queda, ao redor das bolhas. Poucos trabalhos, na literatura, especialmente experimentais, haviam discutido adequadamente tal tema e resultados, muitas vezes, contraditórios foram relatados, principalmente, em relação ao filme atingir ou não o seu pleno desenvolvimento.

Utilizando-se uma técnica ultrassônica de pulso-eco, foi possível determinar os perfis das bolhas ascendendo no interior de tubos de acrílico, com diferentes diâmetros internos e cheios com cinco misturas de água e glicerina, cobrindo uma ampla faixa do número da Viscosidade Inversa  $N_f$ . Mais do que isso, o uso dessa técnica possibilitou a medição das espessuras desses filmes.

Na segunda parte do trabalho, foi estudada a ascensão de bolhas de Taylor individuais em tubos verticais e ligeiramente inclinados, entre  $0^\circ$  e  $15^\circ$ , cheios com diferentes líquidos.

De uma maneira geral, a literatura que trata do movimento desse tipo de bolha em tubos inclinados, parece ter concentrado os seus esforços no sentido de estimar as velocidades de ascensão para cada inclinação entre a posição vertical e a horizontal ( $0^\circ$  e  $90^\circ$ ), justificando a influência do ângulo de inclinação sobre essa velocidade, como resultado da variação do volume de líquido capaz de passar sob a bolha, quando a componente da força de empuxo desloca a bolha no sentido da parede superior do tubo com força cada vez maior, à medida que o tubo é inclinado. Pouco, ou nada, costumava ser comentado em relação ao que ocorre, por exemplo, no filme que escoia sobre a bolha.

Foram, então, medidas, usando-se uma técnica de visualização com câmera de vídeo, as velocidades e comprimentos de bolhas de Taylor ascendendo em tubos

inclinados, entre  $0^\circ$  e  $15^\circ$  e, uma vez mais, utilizando-se uma técnica ultrassônica de pulso-eco, foi possível determinar-se os perfis das interfaces gás-líquido, nas partes inferior, superior e laterais dessas bolhas.

Apesar do grande número de estudos focados em bolhas de Taylor, ascendendo em diferentes líquidos e no interior de tubos verticais, horizontais ou inclinados, parece, ainda, haver muitas questões relacionadas com o movimento e a estrutura deste tipo de bolha que carecem de uma melhor compreensão. Assim, a seguir, serão apresentadas as conclusões relativas aos resultados obtidos no presente trabalho e algumas sugestões para trabalhos futuros, visando explorar oportunidades para o desenvolvimento de estudos experimentais relevantes e pouco explorados pela comunidade científica.

## 5.1 Conclusões

- Os filmes líquidos em queda ao redor de bolhas de Taylor, ascendendo em tubos verticais, tendem, efetivamente, a atingir uma condição de pleno desenvolvimento, onde a sua espessura  $\delta$  torna-se constante. Mais do que isso, observou-se que a espessura adimensional de equilíbrio  $\delta'_{eq}$  ( $\delta_{eq}/R$ ) é fortemente dependente do número da Viscosidade Inversa  $N_f$ , conforme havia sido proposto por LLEWELLIN *et al.* [79].
- Verificou-se que, à medida que  $N_f$  aumenta, maiores ou mais longas devem ser as bolhas de Taylor, para que o filme ao seu redor atinja o equilíbrio, o que confirma a tendência da correlação proposta por SENA ESTEVES e GUEDES DE CARVALHO [91] (Eqs. 2.49 e 4.16).
- Não foram identificados filmes plenamente desenvolvidos para  $N_f > 12900$ , considerando-se o maior tamanho de bolha estudado ( $L_b \approx 0,65$  m). As medições para  $N_f = 13320$  e  $N_f = 22422$  revelaram fortes ondulações nas interfaces gás-líquido, o que é consistente com observações feitas por MAO e DUKLER [72]. A presença dessas ondulações faz com que não seja possível garantir se os filmes líquidos em tais condições atingiriam, efetivamente, o equilíbrio, para maiores comprimentos de bolha  $L_b$ .
- As correlações de NUSSELT [80], de KARAPANTSIOS e KARABELAS [83] e de LEL *et al.* [81] para a estimativa da espessura de filmes líquidos em queda sobre superfícies verticais podem ser aplicadas para estimar a espessura de equilíbrio  $\delta_{eq}$  de filmes em queda ao redor de bolhas de Taylor, ascendendo em tubos verticais. Entretanto, devem ser respeitadas as faixas de  $N_f$ , para as quais cada uma delas mostrou-se válida (Tab. 4.2).

- As correlações de GOLDSMITH e MASON [74] e de BROWN [75], que relacionam as velocidades das bolhas  $U_b$ , ascendendo em tubos verticais, com as espessuras  $\delta$  dos filmes líquidos ao seu redor, também, mostraram-se adequadas para a estimativa de  $\delta_{eq}$ , dentro de uma faixa bem definida de  $N_f$  (Tab. 4.2).
- As faixas de validade sugeridas para cada uma das correlações avaliadas para estimar  $\delta_{eq}$ , a partir dos resultados experimentais do presente trabalho, mostraram-se diferentes daquelas, anteriormente, propostas por LLEWELLIN *et al.* [79], bem como das faixas originais de validade de cada uma delas (Tab. 4.2).
- Em função das limitações das faixas de  $N_f$  para a aplicação de cada uma dessas correlações, uma correlação empírica, com base nas medições realizadas no presente trabalho, foi proposta para estimar a espessura de equilíbrio  $\delta_{eq}$ , dentro da faixa de  $15 \leq N_f \leq 12900$  (Eq. 4.15).
- Devido à discrepância observada entre os valores medidos experimentalmente, no presente trabalho, e aqueles estimados através da correlação de SENA ESTEVES e GUEDES DE CARVALHO [91], definidas pelas Eqs. 2.49 ou 4.16 (Fig. 4.6), uma correlação empírica foi proposta para estimar o comprimento de equilíbrio dos filmes em queda ao redor das bolhas de Taylor  $Z^*$ , ascendendo em tubos verticais (Eq. 4.17).
- Em relação ao movimento de bolhas de Taylor em tubos ligeiramente inclinados, entre  $0^\circ$  e  $15^\circ$ , a partir da vertical ( $0^\circ$ ), verificou-se que, para todos os fluidos e comprimentos de bolha estudados,  $Fr$  aumentou com o aumento do ângulo de inclinação  $\theta$ , o que está em concordância com a literatura (ZUKOSKI [68], BENDIKSEN [100], WEBER *et al.* [71], entre outros).
- Não foram identificadas diferenças significativas entre as velocidades das bolhas  $U_b$ , ou de  $Fr$ , para cada  $\theta$ , no caso de bolhas com diferentes comprimentos  $L_b$  (bolhas geradas a partir de bolsões de ar  $L_0 = 0,10$  m e  $L_0 = 0,20$  m), ascendendo em cada um dos líquidos de trabalho, o que estaria em concordância com observações feitas por ZUKOSKI [68] de que  $L_b$  não teria influência sobre  $Fr$ .
- Os resultados obtidos no presente trabalho (Figs. 4.9 a 4.13) indicam que, para todos os fluidos estudados ( $1,17 \times 10^{-11} < M < 29,86$ ),  $EO$ , praticamente, não exerceu influência sobre  $Fr$ , na faixa de inclinação  $0^\circ \leq \theta \leq 15^\circ$ , a partir da vertical, para  $50 \leq EO \leq 113$ . Nos casos de  $M \leq 6,04 \times 10^{-8}$ , somente para

maiores valores de  $Eo$  ( $Eo \geq 159$ ) foi possível observar-se uma influência desse parâmetro sobre  $Fr$ , sendo que essa influência parece tender a aumentar, à medida que  $M$  diminui. Já para  $M \geq 1,86 \times 10^{-4}$ , não foi observada significativa influência de  $Eo$  sobre  $Fr$ , para bolhas ascendendo em tubos nas inclinações estudadas. Esses resultados divergem, em parte, de observações feitas por SPEDDING e NGUYEN [99], COUET e STRUMOLO [101] e SHOSHO e RYAN [106], que teriam verificado uma tendência de aumento de  $Fr$  com o aumento de  $Eo$ , no caso de bolhas ascendendo em diferentes fluidos no interior de tubos inclinados, para  $0^\circ < \theta < 90^\circ$ .

- A velocidade da bolha  $U_b$ , ou  $Fr$ , tende a aumentar com a diminuição de  $M$  para cada  $\theta$ , dentro da faixa estudada. Além disso, a dependência de  $Fr$  com  $\theta$ , para diferentes  $M$ , torna-se cada vez mais característica, à medida que aumenta-se  $Eo$  ou  $D$ , mesmo para baixos valores de  $M$  (Figs. 4.14 a 4.16). Assim, diferente do que sugeriram SHOSHO e RYAN [106], as propriedades do líquido exercem, efetivamente, um efeito significativo sobre  $Fr$ , inclusive para baixos  $M$  ( $M < 10^{-4}$ ), particularmente, na faixa de  $0^\circ \leq \theta \leq 15^\circ$ . Essa influência apresenta-se bastante pequena para menores ângulos e diâmetros de tubo, porém ela tende a aumentar à medida que aumenta-se tanto  $\theta$  quanto  $D$ .
- Levando-se em conta toda a faixa de  $M$  estudada, verificou-se que a influência de  $\theta$  sobre  $Fr$ , diminui à medida que aumenta o número de Morton  $M$  (Figs. 4.14 a 4.16), ou quando o fluido se torna mais viscoso, o que estaria em concordância com observações feitas por SHOSHO e RYAN [106] e COUET e STRUMOLO [101].
- Para a faixa de ângulos estudada ( $0^\circ$  a  $15^\circ$ , a partir da vertical), todas as correlações avaliadas, baseadas no modelo de BENDIKSEN [100] (correlações de BENDIKSEN [100], de WEBER *et al.* [71], de MOREIRAS *et al.* [107] e de MOREIRAS *et al.* [107] modificada), foram capazes de estimar, com erros inferiores à 20%, as velocidades de arraste de bolhas de Taylor  $Fr(\theta)$ , em uma ampla faixa de  $M$  ( $1,17 \times 10^{-11} \leq M \leq 29,86$ ) e para  $50 \leq Eo \leq 228$  (Figs. 4.17 a 4.25). A exceção foi o modelo de MOREIRAS *et al.* [107], para os casos de  $4,06 \leq M \leq 29,86$  (Figs. 4.20 a 4.22) e os melhores resultados foram obtidos para a correlação de MOREIRAS *et al.* [107] modificada (Figs. 4.23 a 4.25). Um cuidado especial deve ser tomado na escolha adequada de  $Fr_V$  e  $Fr_H$ , de modo a obter-se um valor para  $Fr(\theta)$ , com o menor erro possível.
- O modelo de CAREW *et al.* [105], que destacou a grande influência do excesso de massa líquida que flui na parte inferior do nariz da bolha sobre as suas

velocidades de ascensão (Eqs. 2.64 a 2.69), foi capaz de estimar as velocidades de propagação das bolhas ascendendo em tubos inclinados, cheios com água, na faixa de  $0^\circ \leq \theta \leq 15^\circ$ , com erros inferiores a 10% (Fig. 4.26).

- Foram identificados, para os três tubos estudados ( $D = 0,019 ; 0,024$  e  $0,034$  m), na parte inferior das bolhas (Figs. 4.28a e 4.29a), três diferentes formatos associados às interfaces gás-líquido nas regiões dos corpos das bolhas, que mostraram-se dependentes, principalmente, do fluido de trabalho ( $M$ ) e do ângulo de inclinação do tubo  $\theta$ . O primeiro deles seria caracterizado por um filme líquido cuja espessura reduz-se, à medida que se afasta do nariz da bolha ou que aumenta o seu comprimento  $L_b$ . Esse perfil se assemelharia àquele observado por MANERI [102] e simulado por COUET e STRUMOLO [101], para o caso de bolhas bidimensionais. Um segundo formato pode ser caracterizado pelo aumento da espessura do filme líquido, à medida que afasta-se do seu nariz ou que o comprimento aumenta, e por uma inclinação das interfaces gás-líquido, nas regiões dos corpos das bolhas, em relação ao eixo do tubo. Finalmente, um terceiro formato de bolha pôde ser caracterizado através de uma evidente sinuosidade na interface gás-líquido, que tende a se intensificar, à medida que o ângulo de inclinação aumenta, dentro da faixa estudada.
- A análise dos sinais ultrassônicos relativos aos perfis inferior, superior e laterais das bolhas de Taylor, ascendendo em tubos ligeiramente inclinados (Figs. 4.28a e 4.29a e Figs. 4.38 a 4.43), indicou que, ao ser o tubo inclinado, a bolha é empurrada pela ação da componente da força de empuxo, no sentido da parede superior. Quanto maior a inclinação, maior será a força que empurra a bolha e, conseqüentemente, maior será a resistência ao deslocamento dessa bolha naquela direção, em função desta se encontrar no interior de um tubo cilíndrico fechado. Ao ser comprimida contra a parede, haverá, então, uma tendência da bolha deformar-se, expandindo-se para as suas laterais. Para bolhas ascendendo em líquidos com menores  $M$ , essa expansão lateral das bolhas encontra uma resistência, que tende a aumentar com o aumento do ângulo de inclinação  $\theta$  do tubo. Isto faz com que a resistência à passagem do líquido naquela região, também, se torne maior, à medida que se aumenta  $\theta$ . Dessa forma, faz-se necessária uma reorganização do escoamento de líquido ao redor da bolha, o que acaba se dando, de uma maneira brusca, através da sua parte inferior, onde essa resistência à passagem do líquido é menor, devido ao maior espaço entre a interface gás-líquido e a parede inferior do tubo. Essa reorganização se dá de maneira cada vez mais intensa, à medida que  $\theta$  aumenta, dando origem ao efeito hidrodinâmico observado nas Figs. 4.29 a 4.37,

e sugerindo que essa intensidade na reorganização do líquido exerça grande influência no aumento da velocidade de ascensão das bolhas  $U_b$  (ou  $Fr$ ), com o aumento de  $\theta$ , para líquidos menos viscosos ( $M \leq 10^{-4}$ ). Já no caso de maiores  $M$ , os resultados indicaram que as bolhas tiveram liberdade para deformar-se lateralmente, fazendo com que a reorganização do escoamento do líquido ao seu redor se desse de maneira mais suave ou menos brusca. Deve-se levar em conta, também, que, em função do incremento das forças viscosas envolvidas, a movimentação do líquido, nesses casos, é mais lenta, constituindo-se em outro fator que dificulta uma reorganização mais abrupta do seu escoamento em torno das bolhas de Taylor.

## 5.2 Sugestões para Trabalhos Futuros

- Verificar a real influência do comprimento  $L_b$  sobre parâmetros do escoamento, tais como a velocidade de ascensão  $U_b$  de bolhas ascendendo em tubos inclinados, bem como sobre o comportamento dessas bolhas no interior de tais tubos, no que diz respeito aos seus perfis inferior, superior e laterais.
- Verificar a existência de um limite mínimo para a espessura de filmes líquidos em torno de bolhas ascendendo em tubos inclinados e, em caso positivo, quantificá-las e analisá-las através de algum número adimensional adequado.
- Ampliar os estudos referentes a ascensão de bolhas de Taylor em colunas inclinadas de líquido estagnado, usando-se as técnicas ultrassônicas e de visualização, para outros ângulos além da faixa de  $0^\circ$  a  $15^\circ$ , estudada no presente trabalho.
- Conclusão de uma seção bifásica água-ar vertical e inclinável, em fase de montagem no LTE/IEN, com tubos com  $D = 0,024$  m e  $D = 0,050$  m.
- Ampliar os estudos realizados, no presente trabalho, para casos de escoamento bifásico gás-líquido, em especial, o escoamento bifásico água-ar, vertical e inclinado ascendente. Para isso, faz-se muito importante a sincronização da aquisição de dados usando-se a técnica ultrassônica e a técnica de visualização com câmera de vídeo de alta velocidade, de modo a permitir uma melhor comparação entre os eventos estudados.

# Referências Bibliográficas

- [1] GHAJAR, A. J. “Non-Boiling Heat Transfer in Gas-Liquid Flow in Pipes - a Tutorial”, *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Science and Engineering*, v. 27, n. 1, pp. 46–73, 2005.
- [2] BRENNEN, C. E. *Fundamentals of Multiphase Flow*. Pasadena - California, Cambridge University Press, 2005.
- [3] PRASSER, H. M., BOETTGER, A., ZSCHAU, J. “A New Electrode-Mesh Tomograph for Gas-Liquid Flows”, *Flow Measurements and Instrumentation*, v. 9, pp. 111–119, 1998.
- [4] KREPPER, E., DOUGLAS, D., PRASSER, H. M. “On the Modelling of Bubbly Flow in Vertical Pipes”, *Nuclear Engineering and Design*, v. 235, pp. 597–611, 2005.
- [5] LUCAS, D., BEYER, M., SZALINSKY, L., et al. “A New Database on the Evolution of Air-Water Flows Along a Large Vertical Pipe”, *International Journal of Thermal Sciences*, v. 49, pp. 664–674, 2010.
- [6] CARVALHO, R., VENTURINI, O. J., TANAHASHI, E. I., et al. “Application of the Ultrasonic Technique and High-Speed Filming for the Study of the Structure of Air-Water Bubbly Flows”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 33, pp. 1065–1086, 2009.
- [7] TODREAS, N. E., KAZIMI, M. S. *Nuclear Systems I - Thermal Hydraulic Fundamentals*. 2 ed. New York, Hemisphere Publishing Corporation, 1990.
- [8] CORRADINE, M. L. *Fundamentals of Multiphase Flow*. 2 ed. Madison, Department of Engineering Physics - University of Wisconsin, 1998.
- [9] HEWITT, G. F., HALL-TAYLOR, N. S. *Annular Two-Phase Flow*. Pergamon Press, 1970.
- [10] TAITEL, Y., BORNEA, D., DUKLER, A. E. “Modelling Flow Pattern Transitions for Steady Upward Gas-Liquid Flow in Vertical Tubes”, *AIChE Journal*, v. 26, pp. 345–354, 1980.

- [11] WALLIS, G. B. *One-Dimensional Two-Phase Flow*. New York, McGraw-Hill, 1969.
- [12] VIANA, F., PARDO, R., YÁÑEZ, R., et al. “Universal correlation for the rise velocity of long gas bubbles in round pipes”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 494, pp. 379–398, 2003.
- [13] ENSMINGER, D. *Ultrasonics - Fundamentals, Technology and Applications*. Columbus - Ohio, Taylor and Francis Group, 1988.
- [14] SCHEMERR JR., L. W. *Fundamentals of Ultrasonic Nondestructive Evaluation*. New York, Plenum Press, 1998.
- [15] KRAUTKRAMER, J., KRAUTKRAMER, H. *Physical Principles of Ultrasonic Testing Materials*. Springer-Verlag, 1990.
- [16] KUTTRUFF, H. *Ultrasonics Fundamentals and Applications*. Elsevier Applied Science, 1991.
- [17] JONES JR., O., DELHAYE, J. M. “Transient and Statistical Measurement Techniques for Two-Phase Flows: A Critical Review”, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 25, pp. 201–206, 1976.
- [18] ROUHANI, S. Z., SOHAL, M. S. “Two-Phase Flow Patterns: A Review of Research Results”, *Progress in Nuclear Energy*, v. 11, pp. 219–259, 1983.
- [19] SNOEK, C. W. “A Selection of New Developments in Multiphase Flow Measurement Techniques”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 3, pp. 60–73, 1990.
- [20] HARVEL, G. D., CHANG, J. S. “Electrostatic Multiphase Flow Measurement Techniques”. In: *Handbook of Electrostatic Processes*, New York, Marcel Dekker Inc.
- [21] TIBIRICA, C. B., NASCIMENTO, F. J., RIBATSKI, G. “Film Thickness Measurement Techniques Applied to Micro-Scale Two-Phase Flow Systems”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 34, pp. 463–473, 2010.
- [22] FACCINI, J. L. H. *Estudos de Escoamentos Bifasicos Estratificados Usando Tecnicas Ultra-Sonicas*. Tese de D.Sc., Programa de Engenharia Nuclear/COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 2008.
- [23] KALMUS, H. P. “Electronic Flowmeter System”, *The Review of Scientific Instruments*, v. 50, n. 25, pp. 201–206, 2007.

- [24] DEL GROSSO, V. A., SPURLOCK, E. M. “The Feasibility of Using Wholly External Ultrasonics to Measure Fluid Flow within Thick-Walled Metal Pipes”, *Technical Report NRL-4967, Naval Research Lab.*, 1957.
- [25] LYNNWORTH, L. C. “Industrial Applications of Ultrasound - A Review II. Measurements, Tests and Process Control Using Low-Intensity Ultrasound”, *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, v. 22, n. 2, pp. 71–101, 1975.
- [26] LYNNWORTH, L. C. “Ultrasonic Flowmeters”, *Physical Acoustics*, v. 14, pp. 407–525, 1979.
- [27] LYNNWORTH, L. C. “Ultrasonic Flowmeters - Part 2: Generation and Propagation of Pulses in Single Path Contrapropagating Flowmeters”, *Transactions of the Institute of Measurement and Control*, v. 4, pp. 2–24, 1982.
- [28] LYNNWORTH, L. C., MAGORI, V. *Industrial Process Control Sensors and Systems*. San Diego, Academic Press, 1999.
- [29] ROOSNEK, M. “Novel Digital Signal Processing Techniques for Ultrasonic Gas Flow Measurements”, *Flow Measurement and Instrumentation*, v. 11, n. 2, pp. 89–99, 2000.
- [30] SANDERSON, M. L., YEUNG, H. “Guidelines for the Use of Ultrasonic Non-Invasive Metering Techniques”, *Flow Measurement and Instrumentation*, v. 13, n. 4, pp. 125–142, 2002.
- [31] AO, X. S., LYNNWORTH, L. C., LI, X. S. *Ultrasonic Damping Material - US 20040123666 A1*. 2004.
- [32] DUFFEY, R. B., HALL, R. S. “An Ultrasonic Technique for Measuring the Transients Movements of a Liquid-Vapour Interface”, *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, v. 2, pp. 193–194, 1969.
- [33] POOLE, D. H. “An Ultrasonic Technique for Measuring Transients Movements of a Phase Boundary in a Liquid”, *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, v. 3, pp. 726–728, 1970.
- [34] BANERJEE, A., LAHEY JR., R. T. “Advances in Two-Phase Flow Instrumentation”, *Adv. Nuclear Science and Technology*, v. 13, pp. 297–298; 396–398, 1981.
- [35] MORALA, E. C., CHEONG, D., WAN, P. T., et al. *Ultrasonic Wave Propagations in a Bubbly Gas-Liquid Two-Phase Flow, Multi-Phase Flow and Its Applications*. Amsterdam, Elsevier Science, 1984.

- [36] MATIKAINEN, L., IRONS, E. C., MORALA, E. C., et al. “An Ultrasonic Measuring System for Submerged Gas Injection”. In: *AIME Proceedings 5th Process Technology Conference*, v. 5, pp. 65–77, 1985.
- [37] ISHIGAKI, M., KOBAYASHI, S., TOKUDA, M. “Application of The Pulsed Ultrasonic Technique to Analyse the Behaviour of Bubbles and Jets in Liquid”. In: *AIME Proceedings 6th Process Technology Conference*, v. 6, pp. 385–392, 1986.
- [38] CHANG, J., ICHIKAWA, Y., IRONS, G. *Flow Regime Characterization and Liquid Film Thickness Measurement in Horizontal Gas-Liquid Two-Phase Flow by Ultrasonic Method*. Measurements in polyphase flow ed. New York, American Society of Mechanical Engineers, 1982.
- [39] PARK, J. R., CHUN, M. H. “Liquid Film Thickness Measurement by an Ultrasonic Pulse Echo Method”, *Journal of Korean Nuclear Society*, v. 17, n. 1, pp. 25–33, 1985.
- [40] LU, Q., SURYANARAYANA, N. V., CHRISTOUDOLU, C. “Film Thickness Measurement With an Ultrasonic Transducer”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 7, n. 4, pp. 354–361, 1993.
- [41] CHANG, J. S., MORALA, E. C. “Determination of Two-Phase Interfacial Areas by Ultrasonic Technique”, *Nuclear Engineering and Design*, v. 122, pp. 143–156, 1990.
- [42] KAMEI, T., SERIZAWA, A. “Measurement of 2-Dimensional Local Instantaneous Liquid Film Thickness Around Simulated Nuclear Fuel Rod by Ultrasonic Transmission Technique”, *Nuclear Engineering and Design*, v. 184, n. 2-3, pp. 349–362, 1998.
- [43] CHEN, Z. Q., HERMANSON, J. C., SHEAR, M. A., et al. “Ultrasonic Monitoring of Interfacial Motion of Condensing and No-condensing Liquid Films”, *Flow Measurement and Instrumentation*, v. 16, n. 6, pp. 353–364, 2005.
- [44] KIMBALL, J. T., BAILEY, M. R., HERMANSON, J. C. “Ultrasonic Measurement of Condensate Film Thickness”, *Journal of Acoustic Society Am.*, v. 4, n. 124, 2008.
- [45] LYNWORTH, L. C., PEDERSEN, N. E., BRADSHAW, J. E., et al. “Ultrasonic Flowmeter Optimization Study for Two-Phase Prepolymer”. In: *Ultrasonics Symposium Proceedings IEEE*, pp. 129–132, 1976.

- [46] JONES, S. W., AMBLARD, A., FARREAU, C. “Interaction of an Ultrasonic Wave with Bubbly Mixture”, *Experiments in Fluids*, v. 4, n. 6, pp. 341–349, 1986.
- [47] BENSLER, H. P., DELHAYE, J. M., FARREAU, C. “Measurement of Interfacial Area in Bubbly Flow by Means of an Ultrasonic Technique”. In: *Proc. ANS Nacional Heat Transfer Conference*, pp. 240–246, 1987.
- [48] DELHAYE, J. M. *Recent Advances in Two-Phase Flow Instrumentation*. Heat transfer ed. Hemisphere - New York, C. L. Tien, V. P. Carey and J. K. Ferrel, 1986.
- [49] CHANG, J. S., ICHIKAWA, Y., IRONS, G. A., et al. “Void Fraction Measurement by an Ultrasonic Transmission Technique in Bubbly Gas-Liquid Two-Phase Flow”. In: *Proceedings of Measurement Techniques in Gas-Liquid Two-Phase Flow*, 1984.
- [50] LYNNWORTH, L. C. *Ultrasonic Flowmeters, Physical Acoustics*. Vol 14 ed. New York, Academic Press, 1980.
- [51] BOYER, C., DUQUENNE, A., WILD, G. “Measuring Techniques in Gas-Liquid and Gas-Liquid-Solid Reactors”, *Chemical Engineering Science*, v. 57, pp. 3185–3215, 2002.
- [52] FACCINI, J. L. H., HARVEL, G. D., SU, J., et al. “An Advanced Ultrasonic Technique for Flow and Void Fraction Measurement of Two-Phase Flow”. In: *Proceedings of ICONE 2012*, 2004.
- [53] FACCINI, J. L. H., SAMPAIO, P. A. B., SU, J. “Experimental Study of Horizontal Plug Flow by Ultrasonic and Visualization Techniques”. In: *Proceedings of the 15th Brazilian Congress of Thermal Science and Engineering*, 2006.
- [54] XU, L., HAN, Y. T., XU, L. A., et al. “Applications of Ultrasonic Tomography to Monitoring Gas-Liquid Flow”, *Chemical Engineering Science*, v. 13, n. 52, pp. 2171–2183, 1997.
- [55] XU, L., XU, L. A. “Gas-Liquid Two-Phase Flow Regime Identification by Ultrasonic Tomography”, *Flow Measurement and Instrumentation*, v. 8, n. 3-4, pp. 145–155, 1998.
- [56] ABDUL HAHIM, R., FAZALUL RAHIMAM, M. H., CHAN, K. S., et al. “Non-Invasive Imaging of Liquid-Gas Flow Using Ultrasonic Transmission-Mode Tomography”, *Sensors and Actuators A*, v. 135, n. 2, pp. 337–345, 2004.

- [57] SUPARDAN, M. D., MASUDA, Y., MAEZAWA, A., et al. “Local Gas Holdup and Mass Transfer in a Bubble Column Using an Ultrasonic Technique and a Neural Network”, *Journal of Chemical Engineering of Japan*, v. 8, n. 37, pp. 927–932, 2004.
- [58] FACCINI, J. L. H., SAMPAIO, P. A. B., SU, J. “Estudos Experimentais e Numericos de Escoamentos Bifasicos Gas-Liquido em Duto Circular Horizontal”. In: *Proceedings of EBECEM 2008*, 2008.
- [59] HADAMARD, J. S. “Mouvement Permanent Lent d’une Sphere Liquide et Visqueuse dans un Liquide Visqueux”, *CR Acad. Sci.*, v. 152, pp. 1735, 1911.
- [60] RYBCZYNSKI, W. “Über die Fortschreitende Bewegung einer Flussgen Kugel in Einem Zahen Medium”, *Bull. Acad. Sci. Cracovie*, v. A, pp. 40–46, 1911.
- [61] GIBSON, A. H. “Long Air Bubbles in a Vertical Tube”, *Phil. Mag. Series*, v. 6, pp. 952–965, 1913.
- [62] DUMITRESCU, D. T. “Stromung an Einer Luftblase im Senkrechten Rohr”, *Z. Angew. Muth. Mech.*, v. 23, pp. 139–149, 1943.
- [63] DAVIES, R. M., TAYLOR, G. “The mechanics of large bubbles rising through extended liquids and through liquids in tubes”, *Proceedings of the Royal Society A Mathematical Physical and Engineering Sciences*, v. 200, pp. 375–390, 1950.
- [64] DUKLER, A. E., HUBBARD, M. “A Model for Gas-Liquid Flow in Horizontal and Near Horizontal Tubes”, *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, v. 14, pp. 337–347, 1975.
- [65] FERNANDES, R., SEMIAT, R., DUKLER, A. E. “A Hydrodynamic Model for Gas-Liquid Slug Flow in Vertical Tubes”, *AichE Journal*, v. 29, pp. 981–989, 1983.
- [66] NICKLIN, D., J.O., W., DAVIDSON, J. “Two-Phase Flow in Vertical Tubes”, *Trans. Instn. Chem. Engr*, v. 40, pp. 61 – 68, 1962.
- [67] WHITE, E. T., BEARDMORE, R. H. “The velocity of rise of single cylindrical air bubbles through liquids contained in vertical tubes”, *Chem. Eng. Sci.*, v. 17, pp. 351–361, 1962.

- [68] 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, n. 4, pp. 821–837, 1966.
- [69] TUNG, K. W., PARLANG, J. Y. “Note on the Motion of Long Bubbles in Closed Tubes - Influence of Surface Tension”, *Acta Mechanica*, v. 24, pp. 313 – 317, 1976.
- [70] BENDIKSEN, K. H. “On the Motion of Long Bubbles in Vertical Tubes”, *Intenational Journal of Multiphase Flow*, v. 11, n. 6, pp. 797–812, 1985.
- [71] WEBER, M. E., ALARIE, A., RYAN, M. E. “Velocities of Extended Bubbles Tubes in Inclined Tubes”, *Chemical Engineering Science*, v. 41, n. 9, pp. 2235–2240, 1986.
- [72] MAO, Z.-S., DUKLER, A. “The motion of Taylor bubbles in vertical tubesâII. Experimental data and simulations for laminar and turbulent flow”, *Chemical Engineering Science*, v. 46, n. 8, pp. 2055–2064, jan. 1991.
- [73] FABRE, J., LINE, A. “Modeling of two-phase slug flow”, *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 24, pp. 21–46, 1992.
- [74] GOLDSMITH, H. L., MASON, S. G. “The Movement of Single Large Bubbles in Closed Vertical Tubes”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 14, pp. 42–58, 1962.
- [75] BROWN, R. A. S. “Mechanics of Large Gas Bubbles in Tubes. I. Bubbles Velocities in Stagnant Liquids”, *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, v. 43, pp. 217–223, 1965.
- [76] KARAPANTSIOS, T. D., PARAS, S. V., KARABELAS, A. J. “Statistical Characteristics of Wavy Falling Films”, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 15, pp. 1–21, 1989.
- [77] DUCKLER, A. E., BERGELIN, O. P. “Characteristics of Flow in Falling Liquid Films”, *Chemical Engineering Progress*, v. 48, n. 11, pp. 557–563, 1952.
- [78] DROSOS, E. I. P., PARAS, S. V., KARABELAS, A. J. “Characteristics of Developing Free Falling Films at Intermediate Reynolds and High Kapitza Numbers”, *Internacional Journal of Multiphase Flow*, v. 30, pp. 853–876, 2004.
- [79] LLEWELLIN, E. W., DEL BELLO, E., TADDEUCCI, J., et al. “The Thickness of the Falling Film of Liquid Around a Taylor Bubble”, *Proceedings of The Royal Society A*, v. 468, pp. 1041–1064, 2012.

- [80] NUSSELT, W. “Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes”, *Zeitschrift des Vereines Deutschem Ingenieure*, v. 60, pp. 541–546, 1916.
- [81] LEL, V. V., AL-SIBAI, F., LEEFKEN, A., et al. “Local thickness and wave velocity measurement of wavy films with a chromatic confocal imaging method and a fluorescence intensity technique”, *Experiments in Fluids*, v. 39, n. 5, pp. 856–864, 2005.
- [82] ZHOU, D., GAMBARYAN-ROISMAN, T., STEPHAN, P. “Measurement of water falling film thickness to flat plate using confocal chromatic sensing technique”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 33, n. 2, pp. 273–283, 2009.
- [83] KARAPANTSIOS, T. D., KARABELAS, A. J. “Longitudinal Characteristics of Wavy Falling Films”, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 21, pp. 119–127, 1995.
- [84] NOGUEIRA, S., RIETHMULLER, M. L., CAMPOS, J. B. L. M., et al. “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.
- [85] FENG, J. Q. “Buoyancy-driven motion of a gas bubble through viscous liquid in a round tube”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 609, pp. 377–410, 2008.
- [86] TAHA, T., CUI, Z. “CFD modelling of slug flow in vertical tubes”, *Chemical Engineering Science*, v. 61, n. 2, pp. 676–687, 2006.
- [87] KANG, C.-W., QUAN, S., LOU, J. “Numerical study of a Taylor bubble rising in stagnant liquids”, *Physical Review E*, v. 81, n. 6, pp. 066308, 2010.
- [88] NOGUEIRA, S., SOUSA, R. G., PINTO, A. M. F. R., et al. “Simultaneous PIV and Pulsed Shadow Technique in Slug Flow: A Solution for Optical Problems”, *Experiments in Fluids*, v. 35, pp. 598–609, 2003.
- [89] ZHENG, D., HE, X., CHE, D. “CFD simulations of hydrodynamic characteristics in a gas-liquid vertical upward slug flow”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 50, n. 21-22, pp. 4151–4165, 2007.
- [90] CAMPOS, L. 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, 1988.

- [91] SENA ESTEVES, M. T., GUEDES DE CARVALHO, J. R. F. “Liquid-Side Mass Transfer Coefficient for Gas Slugs Rising in Liquids”, *Chemical Engineering Science*, v. 48, pp. 3497–3506, 1993.
- [92] AHMAD, W. R., DE JESUS, J. M., KAWAJI, M. “Falling Film Hydrodynamics in Slug Flow”, *Chemical Engineering Science*, v. 53, n. 1, pp. 123–130, 1998.
- [93] 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, 1999.
- [94] POLONSKY, S., BARNEA, D., SHEMER, L. “Averaged and Time-Dependent Characteristics of the Motion of an Elongated Bubble in a Vertical Pipe”, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 25, pp. 795–812, 1999.
- [95] BARNEA, D. “Effect of Bubble Shape on Pressure Drop Calculations in Vertical Slug Flow”, *International Journal Multiphase Flow*, v. 16, pp. 79–89, 1999.
- [96] VAN HOUT, R., GULITSKI, A., BARNEA, D., et al. “Experimental Investigation of the Velocity Field Induced by a Taylor Bubble Rising in Stagnant Water”, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 28, pp. 579–596, 2002.
- [97] RUNGE, D. E., WALLIS, G. B. “The Rise Velocity of Cylindrical Bubbles in Inclined Tubes”, *Report NYO-3114-8*, 1965.
- [98] MANERI, C. C., ZUBER, N. “An Experimental Study of Plane Bubbles Rising at Inclination”, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 1, pp. 623–645, 1974.
- [99] SPEDDING, P. L., NGUYEN, V. T. “Bubble Rise and Liquid Content in Horizontal and Inclined Tubes”, *Chemical Engineering Science*, v. 33, pp. 987–994, 1978.
- [100] BENDIKSEN, K. H. “An Experimental Investigation of the Motion of Long Bubbles in Inclined Tubes”, *Intenational Journal of Multiphase Flow*, v. 10, n. 4, pp. 467–483, 1984.
- [101] COUET, B., STRUMOLO, G. S. “The Effects of Surface Tension and Tube Inclination on a Two-Dimensional Rising Bubble”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 184, pp. 1–14, 1987.

- [102] MANERI, C. C. *The Motion of Plane Bubbles in Inclined Ducts*. Ph.D. thesis, Polytechnic Institute of Brooklyn, New York, USA, 1970.
- [103] ALVES, I. N., SHOHAM, O., TAITEL, Y. “Drift Velocity of Elongated Bubbles in Inclined Pipes”, *Chemical Engineering Science*, v. 48, n. 17, pp. 3063–3070, 1993.
- [104] BENJAMIN, T. B. “Gravity Currents and Related Phenomenon”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 31, n. 2, pp. 209–248, 1968.
- [105] CAREW, P. S., THOMAS, N. H., JOHNSON, A. B. “A Physically Based Correlation for the Effects of Power Law Rheology and Inclination on Slug Bubble Rise Velocity”, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 21, n. 6, pp. 1091–1106, 1995.
- [106] SHOSHO, C. E., RYAN, M. E. “An Experimental Study of the Motion of Long Bubbles in Inclined Pipes”, *Chemical Engineering Science*, v. 56, pp. 2191–2204, 2001.
- [107] MOREIRAS, J., PEREYRA, E., SARICA, C., et al. “Unified Drift Velocity Closure Relationship for Large Bubbles Rising in Stagnant Viscous Fluids in Pipes”, *Journal of Petroleum Science and Engineering*, v. 124, pp. 359–366, 2014.
- [108] GOKCAL, B., AL-SARKHI, A., SARICA, C. “Effects of High Oil Viscosity in Drift Velocity for Horizontal Pipes”. In: *Proceedings of BHR Conference of Multiphase Production Technology*, Banff - Canada, 2008.
- [109] CUNHA FILHO, J. *Estudo Experimental de Escoamento Bifasico em Tubo Circular Inclinado Usando Tecnicas Ultrassonicas e de Visualizacao*. Tese de D.Sc., Programa de Engenharia Nuclear/COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 2010.
- [110] DOS SANTOS, D., DE AZEVEDO, M. B., FACCINI, J. L. H., et al. “Estudo Experimental de Bolhas de Taylor Individuais Ascendendo em Coluna Vertical de Liquido Estagnado Atraves da Tecnica Ultrassonica de Pulso-Eco”. In: *Proceedings of The International Nuclear Atlantic Conference*, Sao Paulo - Brazil, 2015.
- [111] VINHAS, P. A. M. *Estudo do Movimento da Bolha de Taylor em Colunas Vertical e Ligeiramente Inclinaavel de Liquido Estagnado Utilizando uma Tecnica de Visualizacao*. Projeto de graduacao, Escola Politecnica/Engenharia Nuclear/UFRJ, Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 2015.

- [112] CHENG, N. S. “Formula for the viscosity of a glycerol-water mixture”, *Industrial & Engineering Chemistry Research*, v. 47, n. 9, pp. 3285–3288, 2008.
- [113] SEGUR, J. B., OBERSTAR, H. E. “Viscosity of glycerol and its aqueous solutions”, *Industrial & Engineering Chemistry*, v. 43, n. 9, pp. 2117–2120, 1951.
- [114] SHANKAR, P. N., KUMAR, M. “Experimental determination of the kinematic viscosity of glycerol-water mixtures”, *Proceedings of the Royal Society A - Mathematical Physical and Engineering Sciences*, v. 444, n. 1922, pp. 573–581, 1994.
- [115] CHENLO, F., MOREIRA, R., PEREIRA, G., et al. “Kinematic viscosity and water activity of aqueous solutions of glycerol and sodium chloride”, *European Food Research and Technology*, v. 219, n. 4, pp. 403–408, 2004.
- [116] MINER, C. S., DALTON, N. N. *Glycerol (American Chemical Society monograph 117)*. New York, Reinhold Publishing Corp., 1953.
- [117] FULFORD, G. D. “The flow of liquids in thin films”, *Advances in Chemical Engineering*, v. 5, pp. 151–236, 1964.
- [118] JAMES, M. R., LANE, L. J., CHOUET, B., et al. “Pressure Changes Associated with the Ascent and Bursting of Gas Slugs in Liquid-Filled Vertical and Inclined Conduits”, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, v. 129, pp. 61–82, 2004.
- [119] BONNECAZE, R. H., ERISKINE, W. J., GRESKOVICH, E. J. “Holdup and pressure drop for two-phase slug flow in inclined pipelines”, *Advances in Chemical Engineering*, v. 17, pp. 1109–1113, 1975.
- [120] NICHOLSON, M. K., AZIZ, K., GREGORY, G. A. “Intermittent two-phase flow in horizontal pipes: predictive models”, *Canadian Journal of Chemical Engineering*, v. 56, pp. 653–663, 1978.
- [121] KOUBA, G. E. *Horizontal slug flow modeling and metering*. Phd. thesis, University of Tulsa, Tulsa - Oklahoma, 1986.
- [122] DE JESUS, J. M., AHMAD, W., KAWAJI, M. “Experimental Study of Flow Structure in Vertical Slug Flow”, *Advances in Multiphase Flow*, pp. 105–118, 1995.

- [123] TUDOSE, E. T., KAWAJI, M. “Experimental Investigation of Taylor Bubble Acceleration Mechanism in Slug Flow”, *Chemical Engineering Science*, v. 54, pp. 5761–5775, 1999.
- [124] DE AZEVEDO, M. B., VINHAS, P. A. M., FACCINI, J. L. H., et al. “Characterization of Velocity and Shape of Rising Bubbles in a Stagnant Liquid Vertical Column by Ultrasonic and Visualization Techniques”. In: *Proceedings of the 18th Brazilian Congress of Thermal Science and Engineering*, Rio de Janeiro, Brazil, 2012.
- [125] DE AZEVEDO, M. B., FACCINI, J. L. H., SU, J. “Ultrasonic Measurements of Bubble Shape and Liquid Film Thickness of a Taylor Bubble Rising in a Stagnant Water Column”. In: *Proceedings of the International Atlantic Nuclear Conference - INAC2013*, Recife, Brazil, 2013.
- [126] ARAUJO, N. N., VINHAS, P. A. M., DE AZEVEDO, M. B., et al. “Estudo Experimental Do Movimento De Bolhas Alongadas Individuais Em Tubos Vertical e Ligeiramente Inclinaados Usando Uma Tecnica De Visualizacao”. In: *Proceedings of The International Nuclear Atlantic Conference*, Sao Paulo - Brazil, 2015.

# Apêndice A

## Aprimoramento das Técnicas de Medição de Parâmetros Interfaciais

### A.1 Medição das Velocidades de Ascensão das Bolhas em uma Coluna Vertical

Um dos primeiros estudos realizados, no presente trabalho, consistiu na utilização das técnicas de visualização com câmera de vídeo e ultrassônica de pulso-eco, para medir as velocidades de bolhas de Taylor ascendendo em tubos verticais fechados nas extremidades (DE AZEVEDO *et al.* [124]). O líquido de trabalho utilizado foi água destilada e as velocidades medidas foram apresentadas, discutidas e comparadas com um valor de referência definido pela Eq. 2.21. Tal equação é amplamente conhecida e citada na literatura científica, tendo sido definida por NICKLIN *et al.* [66], confirmando relações previamente apresentadas por DUMITRESCU [62] e DAVIES e TAYLOR [63] para a velocidade de ascensão de bolhas alongadas em tubos verticais cheios com água e fechados nas extremidades. Para facilitar a leitura, a Eq. 2.21 será reescrita a seguir:

$$U_0 = 0,35\sqrt{gD},$$

onde  $U_0$  é a velocidade de ascensão da bolha,  $g$  é a aceleração da gravidade e  $D$  é o diâmetro interno do tubo.

Nesse estudo, foi utilizada uma coluna vertical de líquido estagnado com tubo de vidro disponível no LTE/IEN e já descrita com mais detalhes na Seção 3.1. A câmera de vídeo e os transdutores ultrassônicos por pulso-eco foram posicionados na parte superior do tubo com o objetivo de medir as velocidades terminais das bolhas

alongadas. Os transdutores pulso-eco foram separados por uma distância de 0,14 m um do outro. Nesse estudo, uma única bolha de Taylor foi formada e injetada no tubo, em cada experimento, o que facilita a medição das velocidades e a comparação direta entre os valores medidos pelas duas técnicas.

Quatro tipos ou formatos de bolhas foram usados neste estudo. A Tab. A.1, a seguir, apresenta as definições de cada tipo de bolha utilizado e a Fig. A.1 apresenta fotografias que permitem visualizar esses quatro formatos de bolhas.

Tabela A.1: Definição dos diferentes tipos de bolhas.

Tipo1	Bolhas com comprimentos e diâmetros menores que $D$ .
Tipo2	Bolhas de Taylor com comprimentos menores que $D$ .
Tipo3	Bolhas de Taylor com comprimentos da ordem de $D$ .
Tipo4	Bolhas de Taylor com comprimentos maiores que 2 vezes $D$ .

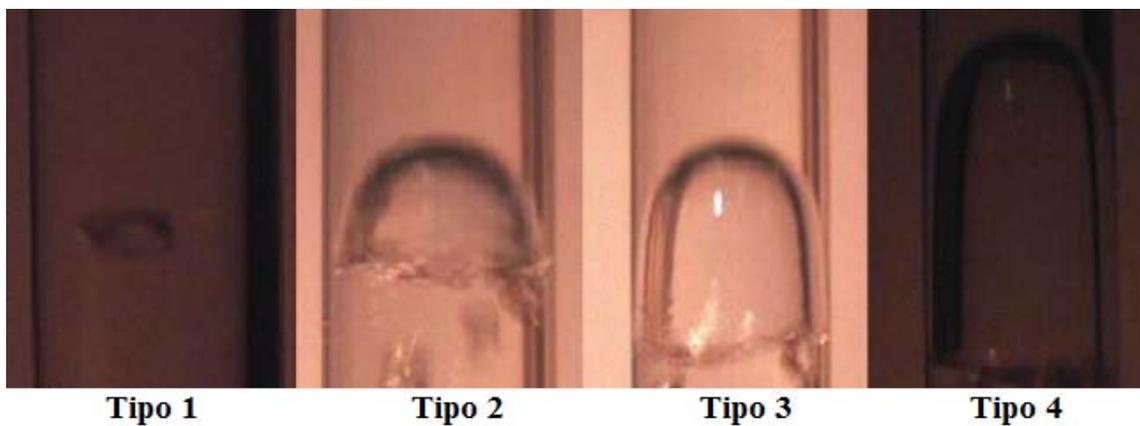


Figura A.1: Fotografias dos diferentes tipos de bolhas.

Durante os experimentos, a temperatura da água se manteve na faixa dos  $27^{\circ}C$ .

A Fig. A.2 apresenta a razão entre as velocidades medidas experimentalmente ( $U_{exp}$ ) e o valor teórico ( $U_{Nicklin}$ ) proposto por NICKLIN *et al.* [66] e definido pela Eq. 2.21, utilizando-se as técnicas ultrassônica por pulso-eco e de visualização, para os quatro diferentes tipos ou formatos de bolhas. Os valores utilizados na elaboração da Fig. A.2 correspondem às médias das velocidades de 50 bolhas medidas para cada tipo de bolha estudada. Os fundamentos relativos ao processamento dos sinais ultrassônicos e das imagens obtidos para a medição das velocidades das bolhas foram apresentados nas Subseções 3.3.1 e 3.4.1.

A Fig. A.2, revela que as velocidades das bolhas do tipo 1 se mostraram maiores do que aquelas para os tipos 2, 3 e 4 e apresentaram grande diferença em relação ao valor teórico. Esta não é uma surpresa, uma vez que a Eq. 2.21 é aplicável apenas às chamadas bolhas de Taylor, que possuem o formato de projétil. A Fig. A.1 mostra que apenas bolhas dos tipos 2, 3 e 4 apresentam tal formato, ainda que o tipo 2 apresente comprimentos muito pequenos.

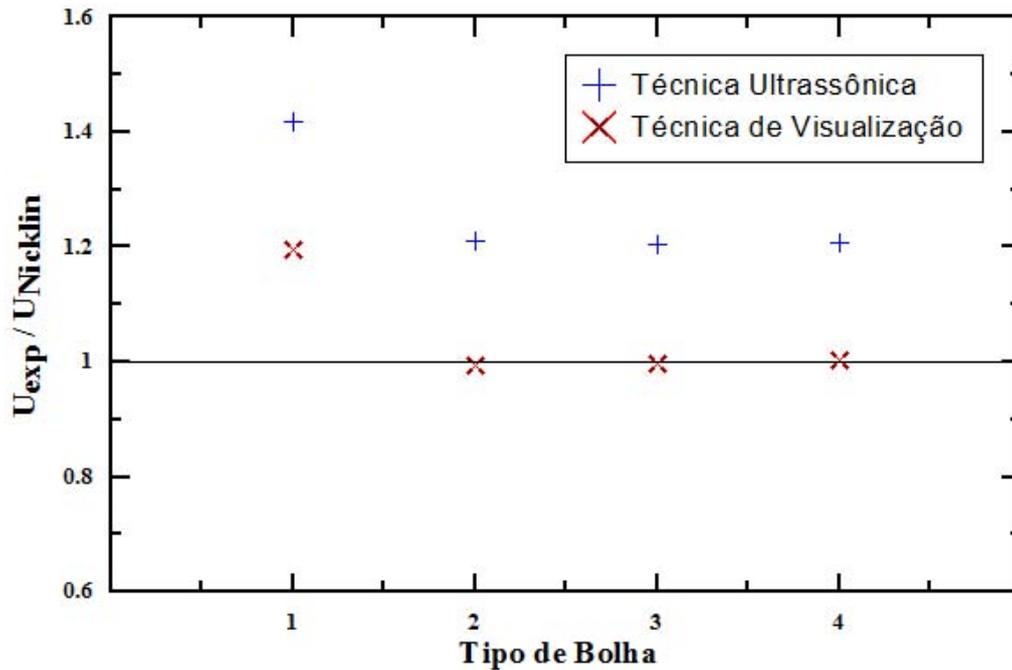


Figura A.2: Razão  $U_{exp}/U_{Nicklin}$ , utilizando-se as técnicas ultrassônica por pulso-eco e de visualização, para os quatro diferentes tipos de bolhas.

A explicação para isto são os diferentes efeitos causados pelas várias forças (gravidade, arraste, empuxo) que atuam sobre as bolhas do tipo 1 e sobre bolhas em forma de projétil. Isto influencia diretamente o movimento das bolhas, levando a diferentes trajetórias e velocidades de ascensão das mesmas.

Na Fig. A.2 também pode ser observado que, para ambas as técnicas utilizadas, as velocidades de ascensão das bolhas dos tipos 2, 3 e 4 são basicamente as mesmas, isto é, a diferença entre elas é muito pequena, da ordem de 0,5%. Isto está em concordância com NICKLIN *et al.* [66] e ZUKOSKI [68].

Os valores medidos pela técnica de visualização, mostrados na Fig. A.2, indicam que as velocidades de ascensão das bolhas dos tipos 2, 3 e 4 apresentaram diferenças muito pequenas em relação ao valor teórico definido pela Eq. 2.21. Isto significa que o procedimento experimental adotado para tais medições foi adequado e capaz de realizar a medição das velocidades de ascensão das bolhas de Taylor com muito boa exatidão. Assim, pode-se perceber que a técnica de visualização com câmera de vídeo de alta velocidade apresenta-se como uma poderosa ferramenta para a medição de parâmetros bifásicos gás-líquido, em especial as velocidades de ascensão das bolhas.

Por outro lado, os valores medidos por meio da técnica ultrassônica, como é mostrado na Fig. A.2, indicou que as velocidades de ascensão das bolhas de Taylor (tipos 2, 3 e 4) apresentaram uma diferença de cerca de 20% em relação àqueles medidos utilizando-se a técnica de visualização e, conseqüentemente, em relação ao

valor teórico. Portanto, era razoável supor que seria necessário melhorar o processo de medição das velocidades de ascensão das bolhas, pela técnica de ultrassom, tanto na coleta de dados como no seu processamento, logrando-se, assim, um aumento da exatidão das medições experimentais realizadas.

No tocante à medição ultrassônica, é muito importante o posicionamento e alinhamento dos transdutores na parede externa da tubulação, principalmente considerando-se que se trata de uma superfície não plana. Assim, foram projetados e fabricados suportes mais adequados ao posicionamento dos transdutores, que abraçam os tubos e possuem dimensões definidas a partir das características de cada tubo individualmente. Esta ação permitiu um aperfeiçoamento da qualidade do sinal gerado e, conseqüentemente, um melhor ajuste dos parâmetros do sistema ultrassônico, levando, assim, a uma melhoria dos resultados obtidos. A Fig. A.3 apresenta uma fotografia de um tipo de suporte usado para a fixação dos transdutores nos tubos durante os primeiros trabalhos realizados.

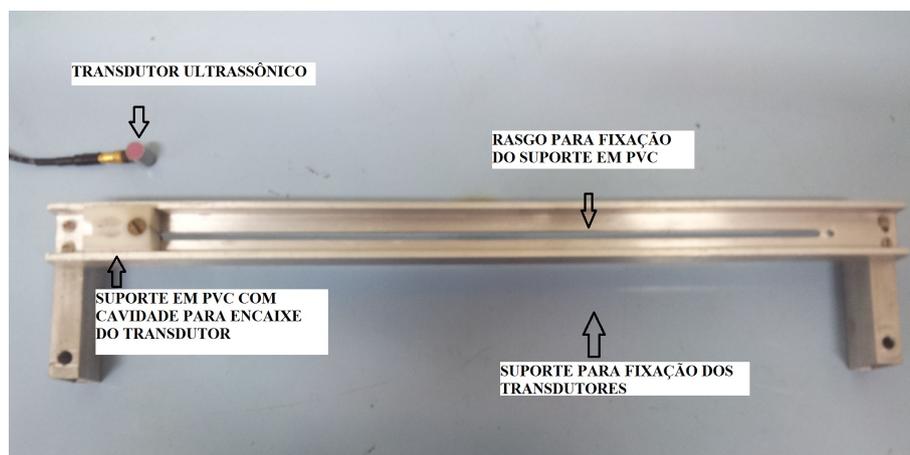


Figura A.3: Fotografia de um suporte para fixação dos transdutores ultrassônicos nos tubos, utilizado nos primeiros trabalhos.

Na Fig. A.3 pode-se observar um suporte em alumínio, contendo um rasgo entre as suas extremidades, onde podem ser posicionados um certo número de pequenos suportes em PVC para a fixação dos transdutores (na figura há apenas um desses suportes). Tais suportes em PVC possuem uma cavidade com o formato exato para o encaixe dos transdutores e suas posições são fixadas através de parafusos (visto na figura), arruelas e porcas. Assim, o número de transdutores utilizados e a distância entre eles pode ser definida pelo operador.

A fixação do suporte a um tubo é apresentado na Fig. A.4, onde é possível observar que a fixação é realizada através de garras presas através de parafusos e porcas tipo borboleta. Nesta figura, pode-se ver também, na parte posterior do suporte, os parafusos referentes aos suportes em PVC e as porcas usadas para sua fixação.

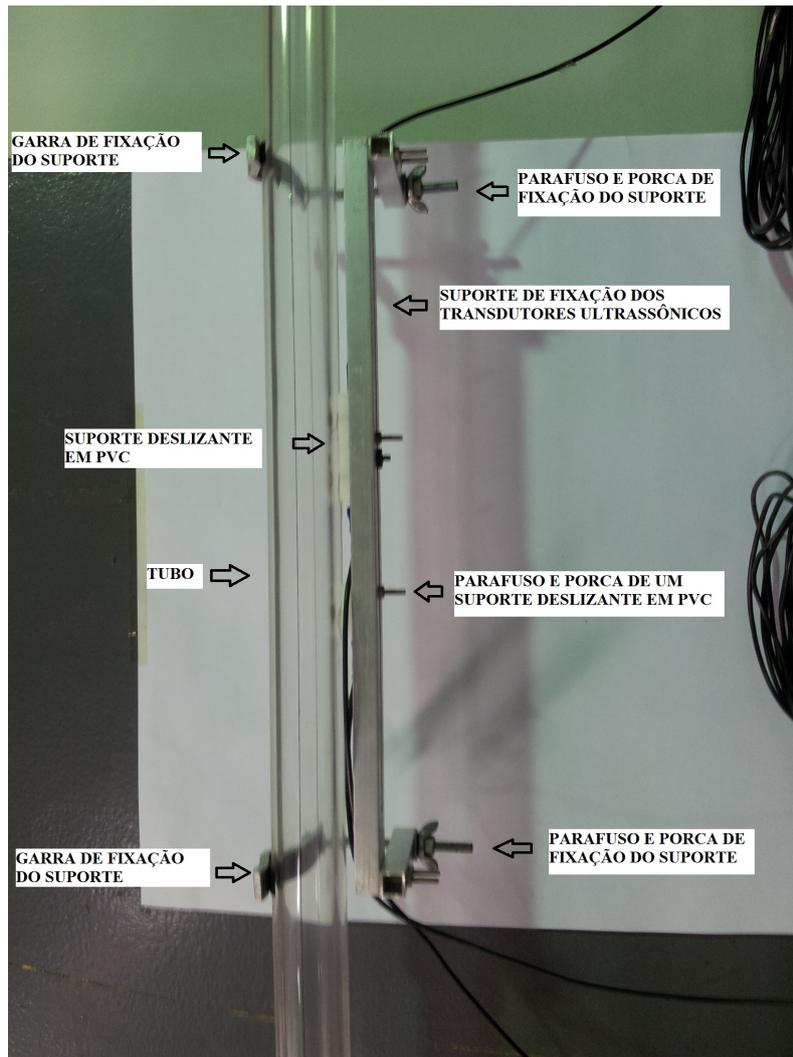


Figura A.4: Fotografia mostrando a fixação do suporte dos transdutores ultrassônicos, utilizados nos primeiros trabalhos, em um tubo de vidro.

As Figs. A.5 e A.6 apresentam, respectivamente, a fotografia de um suporte desenvolvido para a fixação dos transdutores no tubo e utilizado em toda a sequência do presente trabalho e a forma como esse suporte é fixado no tubo.

Na Fig. A.5 pode-se observar um suporte em PVC, bipartido e com uma cavidade para o encaixe do transdutor ultrassônico, capaz de abraçar o tubo. A fixação desse suporte é realizada através de dois parafusos. Para garantir um bom contato entre o transdutor e a parede do tubo, um parafuso é utilizado para pressionar o transdutor contra a parede. Esse parafuso pode ser observado na Fig. A.6. Nessa figura pode-se também verificar um maior grau de liberdade no posicionamento dos transdutores, visto os mesmos não precisam estar todos alinhados em um mesmo lado do tubo, como acontece na outra versão de suporte (Fig. A.4).

Já em relação ao processamento dos sinais obtidos para a medição da velocidade da bolha, é importante ressaltar que, nesta etapa do trabalho, o mesmo foi realizado

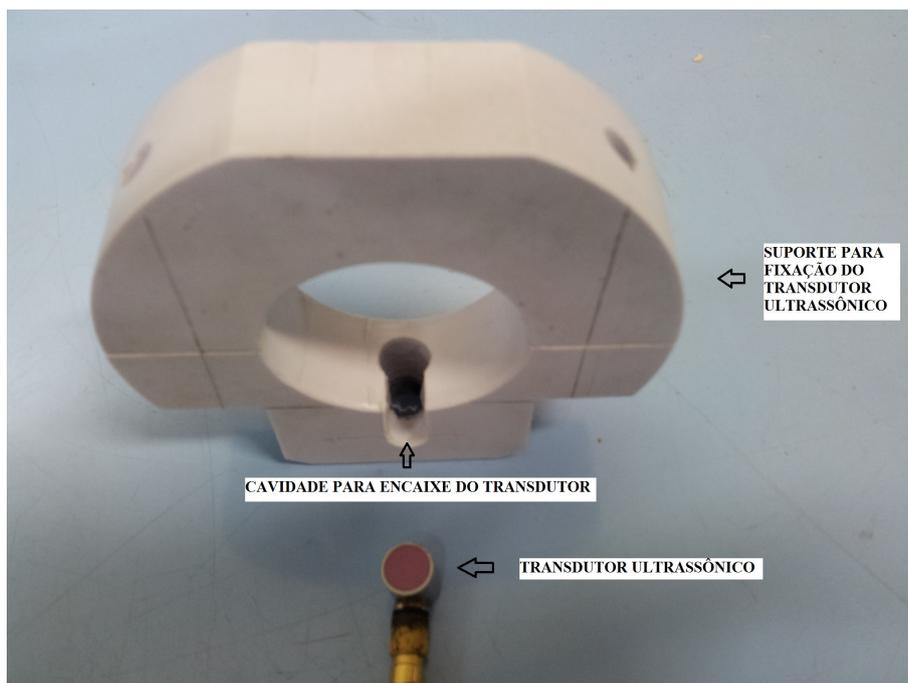


Figura A.5: Fotografia de um suporte para fixação dos transdutores ultrassônicos nos tubos, desenvolvido e utilizado na sequência do mesmo.

utilizando-se um programa em linguagem LABVIEW, desenvolvido no LTE/IEN. Esse programa, fundamentalmente, identifica os sinais referentes à passagem da bolha em dois transdutores. Considerando-se que se trata de sinais obtidos em dois transdutores, relativamente próximos, e que referem-se à detecção da passagem da mesma bolha, pode-se esperar que ambos os sinais possuam características semelhantes. Desta forma, o programa desloca um dos sinais até que este se sobreponha ao outro. Em seguida é identificado, numa escala de tempo, o quanto o sinal foi deslocado. Desta forma, determina-se o intervalo de tempo entre a detecção da bolha pelos dois transdutores. Finalmente, conhecendo-se a distância entre os transdutores e o intervalo de tempo entre a detecção da passagem da bolha em cada transdutor, é possível determinar-se a velocidade dessa bolha.

No estudo, anteriormente apresentado, sobre medição de velocidade de ascensão de bolhas de Taylor, as bolhas estudadas possuíam comprimentos relativamente pequenos (Fig. A.1), pouco maiores do que 2 vezes o diâmetro do tubo, o que acabou gerando sinais que, embora registrassem a passagem da bolha, não identificavam o seu perfil, conforme pode ser observado na Fig. A.7. É possível observar-se que a sobreposição dos dois sinais vistos nessa figura não é perfeita (os sinais não possuem exatamente o mesmo formato), o que pode introduzir distorções nos resultados de medição das velocidades das bolhas pela técnica ultrassônica, quando processadas da forma descrita acima.

Trabalhando-se com bolhas de comprimentos maiores, um perfil mais carac-

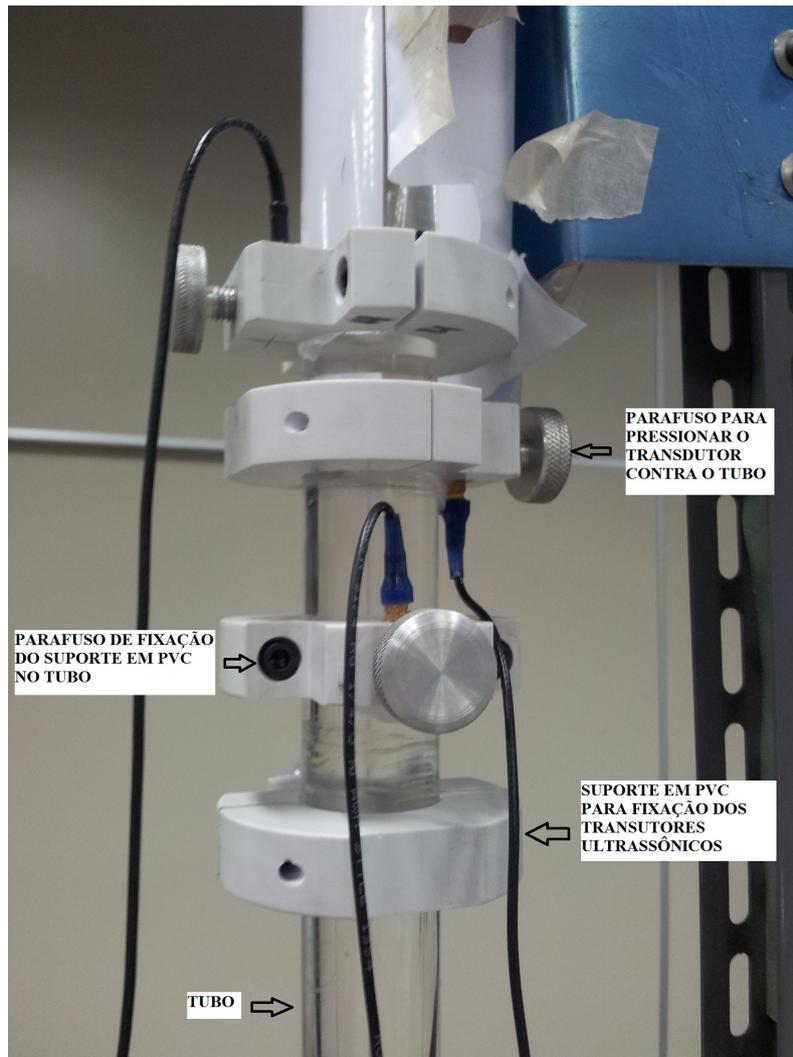


Figura A.6: Fotografia mostrando a fixação dos suportes dos transdutores ultrassônicos, desenvolvidos e utilizados na sequência do mesmo, em um tubo.

terístico da bolha alongada pode ser detectado pelos transdutores, permitindo uma melhor sobreposição dos sinais e, conseqüentemente, levando à obtenção de resultados com maior exatidão.

Assim, todas essas ações visaram viabilizar a obtenção de resultados, para as velocidades de ascensão das bolhas, com a maior exatidão possível. Deve-se observar que o fato de lograr-se um melhor posicionamento e alinhamento dos transdutores, com a conseqüente melhora da qualidade do sinal, também tende a proporcionar uma melhoria dos resultados obtidos para o perfil da bolha e para a espessura de equilíbrio do filme líquido ao seu redor.

Para o presente trabalho, foi, também, avaliado o conceito de funcionamento das colunas a serem utilizadas, bem como o material que constitui os tubos das mesmas. Verificou-se que a coluna descrita na Fig. 3.2 apresentou uma série de vantagens em relação àquela descrita pela Fig. 3.1. Por se tratar de um sistema

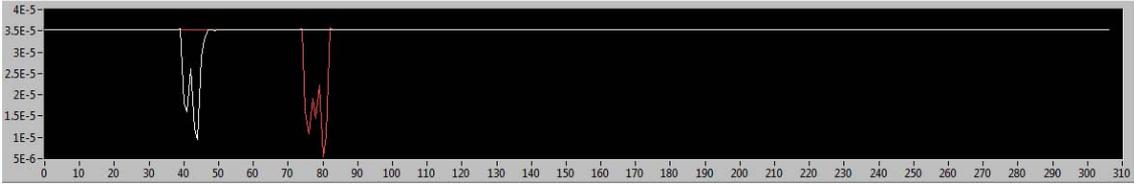


Figura A.7: Sinais ultrassônicos típicos referentes à passagem de bolhas de Taylor com  $L_b \approx 2D$ .

fechado, onde a bolha é gerada através da inversão do tubo, o controle do volume da bolha e, conseqüentemente, do seu comprimento, se torna mais simples, levando à obtenção de bolhas com características absolutamente semelhantes, aumentando a reprodutibilidade do experimento. Nesse sistema, torna-se mais fácil alterar, de maneira controlada, o comprimento das bolhas geradas, bastando para isso variar o comprimento do bolsão de ar deixado quando o tubo é parcialmente cheio com o líquido de trabalho. Para usar a coluna composta por tubo de vidro e ter-se um controle semelhante, seria necessária a instalação de válvulas de injeção controlada, bem como de medidores de vazão de ar, o que aumentaria a complexidade técnica do aparato e, conseqüentemente, o seu custo.

Além disso, a coluna descrita na Fig. 3.2 possuía 1,80 m de altura, contra 1,50 m da outra coluna. Desta forma, na primeira, era possível a medição dos parâmetros multifásicos a distâncias maiores em relação ao ponto de injeção, o que garante um melhor desenvolvimento do escoamento e proporciona uma mínima influência do processo de geração da bolha no movimento da mesma. Para se aproveitar toda a altura útil da coluna de vidro, seria necessário a colocação de um reservatório na parte superior do tubo, de modo a compensar o aumento do volume da mistura gás-líquido, no momento em que uma bolha é injetada no sistema.

Faz-se importante, também, ressaltar que a velocidade do som no acrílico é, aproximadamente, três vezes menor do que a velocidade do som no vidro. Somado ao fato de que, devido à sua menor resistência mecânica, as espessuras das paredes em tubos de acrílico costumam ser maiores do aquelas em tubos de vidro, a identificação dos sinais ultrassônicos característicos (pulso inicial, reflexão na primeira parede, etc.) do sistema em repouso (tubo cheio com líquido) torna-se mais clara, o que permite um melhor ajuste do sistema ultrassônico para a detecção da passagem da bolha. Isto é de suma importância, particularmente, no processo de medição das espessuras de equilíbrio do filme líquido em torno de bolhas de Taylor, já que, para tais medições, os tempos de transito envolvidos são muito pequenos (da ordem de  $1 \mu s$ ).

Portanto, em função de tudo o que foi exposto anteriormente e devido à maior simplicidade na execução do procedimento experimental, na seqüência do presente trabalho, foi utilizado o conceito de coluna com tubo de acrílico, apresentado na

Fig. 3.2, para os estudos em líquido estagnado.

Buscando melhorar os procedimentos para medição da velocidade de ascensão de bolhas de Taylor individuais e testar os suportes elaborados para a fixação dos transdutores, uma coluna vertical de líquido estagnado com tubo de acrílico com diâmetro interno de 0,25 m (Fig.3.2) foi utilizada, tendo água como líquido de trabalho. Foram deixados bolsões de ar  $L_0 = 0,40$ ; 0,30 e 0,20 m, respectivamente, tendo sido usados 3 transdutores alinhados e com as distâncias entre eles conhecidas. Os resultados aqui apresentados se referem às velocidades de ascensão medidas entre dois transdutores (Canais 1 e 2) separados por uma distância de 0,06 m.

A Fig. A.8 apresenta a razão entre as velocidades medidas experimentalmente ( $U_{exp}$ ) e o valor teórico ( $U_{Nicklin}$ ) proposto por NICKLIN *et al.* [66] e definido pela Eq. 2.21, utilizando-se a técnica ultrassônica por pulso-eco, para bolhas geradas a partir de diferentes bolsões de ar  $L_0$ . Os valores utilizados na elaboração da Fig. A.8 correspondem às médias das velocidades de 30 bolhas medidas para cada bolsão de ar  $L_0$  estudado.

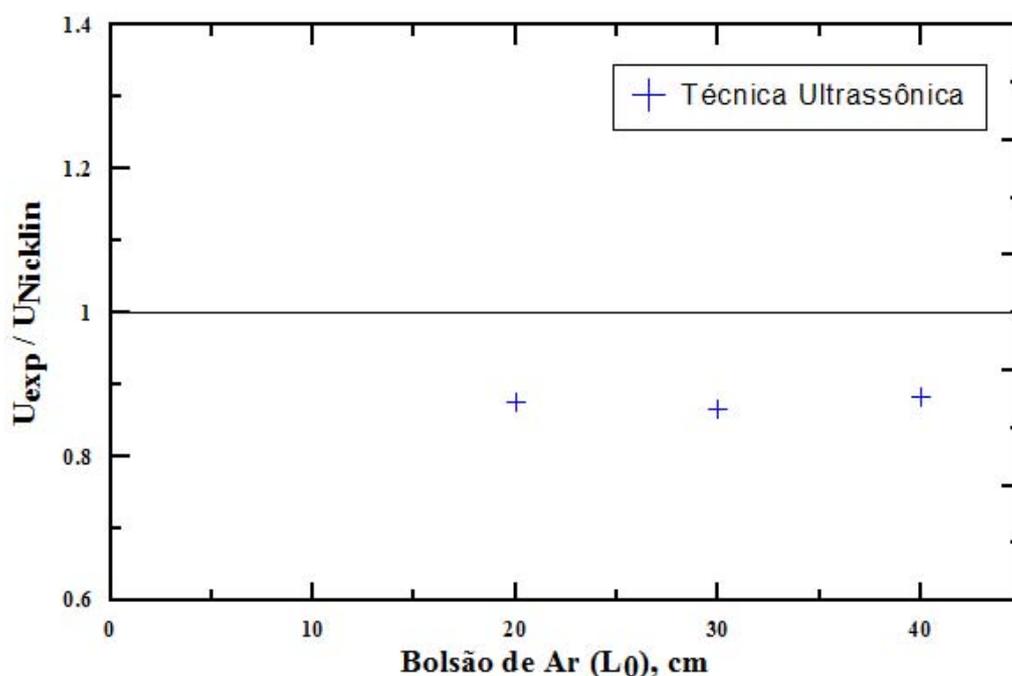


Figura A.8: Razão  $U_{exp}/U_{Nicklin}$ , utilizando-se a técnica ultrassônica por pulso-eco, para bolhas geradas a partir de diferentes bolsões de ar  $L_0$ .

A Fig. A.8 revela que as velocidades medidas para as bolhas alongadas geradas a partir de bolsões de ar  $L_0 = 0,40$ ; 0,30 e 0,20 m foram, praticamente, as mesmas, uma vez mais em concordância com NICKLIN *et al.* [66] e ZUKOSKI [68]. As diferenças relativas entre os valores medidos para diferentes  $L_0$  ficaram abaixo de 1,8%.

Embora os resultados apresentados nas Figs. A.2 e A.8 correspondam a veloci-

des medidas em duas colunas de água estagnada diferentes, os valores das diferenças relativas entre seus valores medidos e seus valores teóricos podem ser utilizados para avaliar a exatidão dos procedimentos de medição dessas velocidades, pela técnica ultrassônica. Pode-se observar que as diferenças relativas, entre os valores medidos e aqueles esperados, caíram de valores da ordem de 20,5 - 21,2% para algo em torno de 11,6 - 13,3%. Essa melhora deve-se, principalmente, ao uso do suporte para fixação dos transdutores que melhorou a qualidade do sinal ultrassônico e ao fato de se trabalhar com bolhas maiores, cujos perfis característicos se mostraram mais evidentes, permitindo uma melhor sobreposição dos sinais das bolhas detectados pelos dois transdutores durante o processamento dos mesmos.

Feito isto, foram realizados testes com o objetivo de minimizar, ainda mais, os erros das medições, em relação ao valor esperado, alterando algumas condições do sistema ultrassônico, em particular a frequência de aquisição de dados. No início dos trabalhos experimentais foi usada uma frequência de aquisição da ordem de 52 Hz, que vem a ser o valor padrão do sistema. Entretanto, pode-se alterar esse valor para alguns valores específicos, a saber: 187Hz, 230 Hz, 320 Hz, 440 Hz e 900 Hz. Faz-se importante ressaltar, que a escolha da frequência de aquisição dos dados está intimamente ligada às características dos experimentos que estão sendo realizados, visto que ao aumentá-la, o tempo de aquisição reduz-se drasticamente, limitado pela memória do sistema, podendo não ser suficiente para a conclusão com êxito do experimento proposto. No caso específico dos estudos realizados no presente trabalho, tal escolha deve levar em conta, entre outras coisas, o líquido de trabalho, o comprimento das bolhas estudadas e o ângulo de inclinação, já que tais características podem influenciar na velocidade de ascensão das bolhas e/ou no tempo que estas levarão para cruzar todo o conjunto de transdutores necessários para as medições desejadas.

A Fig. A.9 apresenta a razão entre as velocidades medidas experimentalmente ( $U_{exp}$ ) e o valor teórico ( $U_{Nicklin}$ ) proposto por NICKLIN *et al.* [66] e definido pela Eq. 2.21, utilizando-se as técnicas ultrassônica por pulso-eco e de visualização, para bolhas geradas, em tubos verticais, a partir de diferentes bolsões de ar  $L_0$ , onde foi empregada uma frequência de aquisição de 230 Hz. Os valores utilizados na elaboração da Fig. A.9 correspondem às médias das velocidades de 50 bolhas medidas para cada bolsão de ar  $L_0$  estudado. No caso da técnica de visualização foram realizadas medições apenas para dois bolsões de ar  $L_0$ .

Observando-se a Fig. A.9, verifica-se que o uso de frequências de aquisição mais elevadas, no caso 230 Hz, permitiu a redução das diferenças relativas entre os valores medidos com ultrassom e aqueles usando a técnica de visualização, e conseqüentemente, em relação ao valor esperado ( $U_{Nicklin}$ ). Tais diferenças relativas apresentaram valores inferiores a 2%.

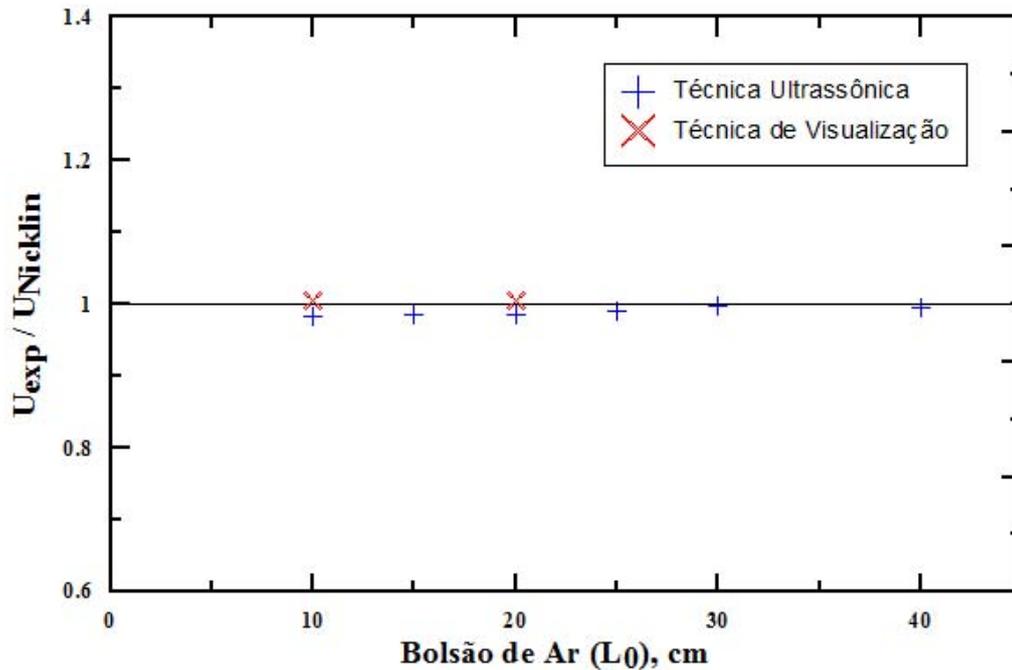


Figura A.9: Razão  $U_{exp}/U_{Nicklin}$ , utilizando-se a técnica ultrassônica por pulso-eco, para bolhas geradas a partir de diferentes bolsões de ar  $L_0$  e frequência de aquisição de 230 Hz.

Deste modo, pode-se verificar que os procedimentos experimentais para aplicação das técnicas ultrassônica e de visualização para medição das velocidades de propagação de bolhas de Taylor ascendendo em colunas de líquido estagnado foram testadas e aprimoradas, de modo a gerar resultados confiáveis e com muito boa exatidão.

É importante lembrar que os valores medidos para as velocidades de translação das bolhas ( $U_b$ ) são utilizados na determinação de seus comprimentos ( $L_b$ ) e, portanto, uma boa exatidão na medição de  $U_b$  tende, naturalmente, a promover uma melhor determinação de  $L_b$ , através das duas técnicas aqui consideradas.

Cabe também ressaltar que o programa em LabView utilizado no processamento dos sinais ultrassônicos apresentou muito boas respostas para os casos em que a frequência de aquisição dos dados foi de 52 Hz, entretanto o mesmo não se mostrou adequado para o processamento de dados obtidos a maiores frequências de aquisição. Isto levou ao desenvolvimento do programa em Matlab apresentado na Subseção 3.3.1, que foi utilizado na sequência do trabalho.

## A.2 Medição do Perfil e da Espessura do Filme Líquido ao Redor de Bolhas de Taylor

Assim como no caso da medição das velocidades das bolhas alongadas, um grande esforço se fez necessário para desenvolver e aprimorar a técnica ultrassônica por pulso-eco para a medição do perfil e da espessura do filme líquido ao seu redor, de forma confiável e com adequada exatidão. Tal esforço se fez ainda mais relevante quando foi levado em consideração o fato de que não foram encontradas publicações envolvendo a aplicação dessa técnica para medição da espessura de filmes ao redor de bolhas de Taylor, ainda que a mesma já houvesse sido aplicada anteriormente para a medição da espessura de filmes líquidos em superfícies planas ou em paredes de tubos (PARK e CHUN [39], LU *et al.* [40] e KAMEI e SERIZAWA [42]).

Para a medição destes parâmetros, a técnica de visualização com câmera de vídeo de alta velocidade não se mostrou muito adequada, visto que as dimensões dos filmes são bastante pequenas, o que exigiria grandes investimentos financeiros e de tempo para que fossem eliminados quaisquer ruídos (sombrias, reflexos, distorções, etc.), sem a garantia de que o resultado obtido seria satisfatório. Desta forma, o caminho escolhido foi, de fato, o desenvolvimento de uma técnica ultrassônica para realizar tais medições.

Foi, então, realizado um estudo para verificar a viabilidade de observar-se o perfil ou formato da bolha e de medir-se a espessura do filme líquido ao redor de uma bolha de Taylor individual ascendendo em coluna de líquido estagnado fechado nas extremidades, utilizando-se a técnica ultrassônica por pulso-eco (DE AZEVEDO *et al.* [125]).

Conforme apresentado na Fig. 1.4 do presente trabalho, uma bolha de Taylor pode ser dividida em quatro regiões: (1) o nariz de formato aproximadamente hemisférico, (2) a região do corpo rodeado por um filme líquido movendo-se em sentido contrário ao da bolha, (3) a região da cauda da bolha, e (4) a região da esteira da bolha. A região do corpo pode ser subdividida: (2a) na parte superior, onde o filme em desenvolvimento acelera e se afina, e (2b) na parte inferior, onde as forças que atuam sobre o filme estão em equilíbrio e o filme tem espessura constante ( $\delta_{eq}$ ).

Para a realização deste estudo, foi utilizada a coluna vertical de líquido estagnado com tubo de acrílico, já descrita em detalhes na Seção 3.2, que foi enchida parcialmente com água destilada, deixando-se um bolsão de ar  $L_0$  em sua parte superior. Levando-se em consideração o diâmetro interno do tubo  $D$ , que é de 0,025 m,  $L_0$  foi definido em 0,40 m, de modo a garantir a formação de uma bolha com comprimento superior ao mínimo definido por NICKLIN *et al.* [66] para que o filme líquido fosse capaz de atingir o seu equilíbrio ( $L_b > 6D$ ).

Um transdutor ultrassônico pulso-eco foi adequadamente posicionado próximo

ao topo do tubo de acrílico para tornar possível a detecção da passagem da bolha de Taylor e a observação de seu perfil. A técnica ultrassônica por pulso-eco é baseada no fato de que as ondas ultrassônicas são refletidas quando encontram descontinuidades em um meio como uma interface gás-líquido. Portanto, essa reflexão pode ser usada para observar o perfil ou formato de uma bolha de Taylor e para medir a espessura do filme líquido em queda ao seu redor, com base no tempo de trânsito.

O perfil da bolha alongada pode ser observado diretamente a partir dos sinais ultrassônicos analisados e digitalizados pelo sistema ultrassônico. A Fig. A.10 apresenta os sinais do ultrassom que representam a detecção da passagem de uma bolha de Taylor, onde é possível observar o seu perfil ou formato.

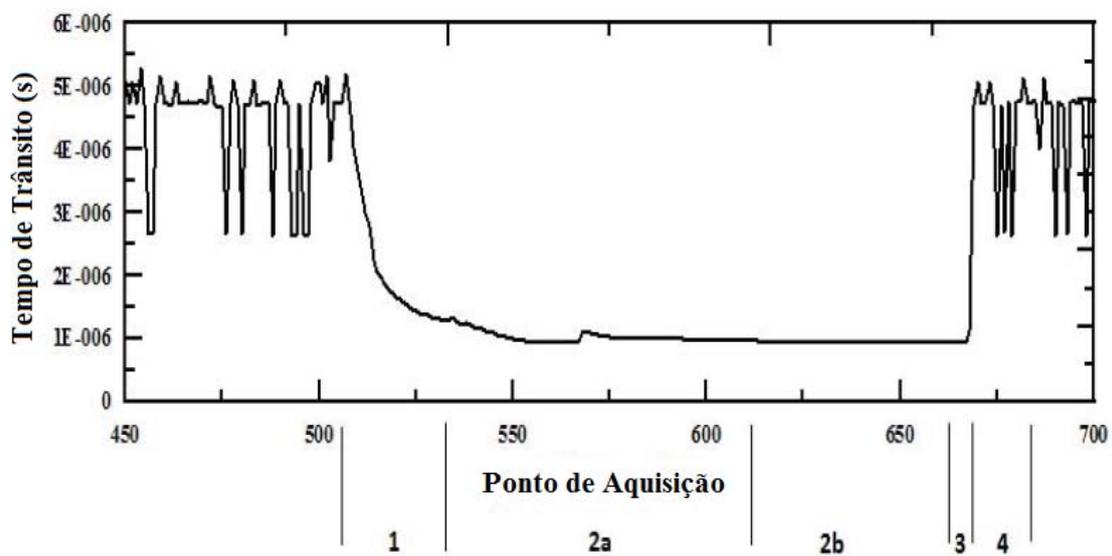


Figura A.10: Perfil de uma bolha de Taylor observado a partir dos sinais ultrassônicos gerados pelo sistema.

Na Fig. A.10, as quatro regiões da bolha alongada, descritas na Fig. 1.4, podem ser observadas e identificadas. A bolha observada apresenta um nariz aproximadamente hemisférico, um corpo rodeado por um filme líquido em queda, uma região de cauda e uma região de esteira. Para o objetivo do presente estudo, a região do corpo da bolha, em que a espessura do filme é constante (2b), é a região de maior importância.

Cabe aqui um comentário a respeito dos ruídos observados, na Fig. A.10, em frente e atrás da bolha. Conforme foi apresentado na Seção 3.4 deste trabalho, o intervalo de tempo referente ao percurso da onda ultrassônica (tempo de trânsito) é obtido através do intervalo de tempo entre dois pontos de referência previamente estabelecidos através do ajuste do sistema ultrassônico. Como um dos objetivos principais do trabalho é realizar a medição da espessura do filme líquido em torno da bolha, o ajuste do sistema privilegiou a região próxima à parede interna do tubo,

ou seja, teve tal parede como primeira referência. A segunda referência seria então a interface gás-líquido da bolha, quando esta fosse detectada pelos transdutores, possibilitando a observação do seu perfil, especialmente na região do filme. Entretanto, enquanto a bolha não era detectada pelos transdutores, o sistema ultrassônico permanecia sem uma segunda referência, o que levou, então, à geração dos ruídos observados na Fig. A.10. Tais ruídos são, portanto, desprovidos de um significado físico que possa influenciar no processamento dos sinais e, conseqüentemente, na medição dos parâmetros desejados.

Ao usar um método baseado no tempo de trânsito entre a emissão de pulsos e o seu retorno após a sua reflexão na interface gás-líquido, é possível medir a espessura de equilíbrio de um filme em queda em torno de uma bolha de Taylor. A espessura do filme é determinada pela metade do produto entre o tempo de trânsito na região do filme em equilíbrio (Região 2b nas Figs. 1.4 e A.10) e a velocidade do som na fase líquida. Note-se que o tempo de trânsito registrado pelo sistema refere-se a duas vezes a distância equivalente à espessura do filme, visto que o pulso cruza o filme líquido, é refletido na interface da bolha e retorna ao transdutor.

Antes de apresentar os resultados das medições realizadas, é importante haver um valor de referência do parâmetro que está sendo medido. Isto pode ser feito utilizando-se o modelo simplificado de Brown, definido pela equação 2.44. Essa equação será reescrita a seguir:

$$\delta = \left[ \frac{3\nu_L R}{2g} (U_B - U_L) \right]^{1/3},$$

onde  $\delta$  indica a espessura de equilíbrio do filme,  $\nu_L$  a viscosidade cinemática do líquido,  $g$  a aceleração da gravidade,  $R$  é o raio do tubo,  $U_B$  a velocidade de ascensão da bolha e  $U_L$  é a velocidade média do líquido.

A Tab. A.2 apresenta os valores de cada parâmetro usado para calcular a espessura do filme em queda em torno de uma bolha de Taylor para o aparato e condições utilizadas no presente trabalho experimental. Este valor de referência será chamado  $\delta_{ref}$ .

Tabela A.2: Parâmetros utilizados para calcular a espessura de equilíbrio do filme em torno de uma bolha de Taylor para o aparato e condições utilizados no presente trabalho experimental.

$\nu_{\acute{a}gua}$ (m <sup>2</sup> /s)	$R$ (m)	$g$ (m/s <sup>2</sup> )	$U_B$ (m/s)	$U_L$ (m/s)	$\delta_{ref}$ ( $\mu m$ )
$8,95 \times 10^{-7}$	0,012605	9,81	0,1740	0	669

Na Tab. A.2,  $R$  é o raio interno do tubo ( $D = 2R$ ); a velocidade de ascensão das bolhas  $U_B$  foi calculada usando-se a Eq. 2.21 e a velocidade de líquido  $U_L$  foi

considerada zero em função de tratar-se de água estagnada. De acordo com a Eq. 2.44, a espessura do filme em torno da bolha de Taylor pode ser estimada como  $669 \mu\text{m}$  para as condições experimentais adotadas. Este foi o valor de referência utilizado neste estudo preliminar.

Vale ressaltar que o procedimento experimental adotado nessa fase do presente trabalho, visou não apenas verificar a viabilidade da medição dos parâmetros desejados, mas, também, avaliar eventuais diferenças nas medições realizadas pelos diferentes canais do sistema ultrassônico. Conforme já comentado na Seção 3.4, o sistema tem capacidade para trabalhar com até quatro transdutores simultaneamente, onde cada transdutor é conectado a um dos seus quatro canais disponíveis. Entretanto, o ajuste do sistema ultrassônico não pode ser realizado de forma individualizada, para cada canal, ou seja, os quatro canais são controlados por um único ajuste do sistema. Assim sendo, faz-se importante conhecer eventuais diferenças nessas medições, de modo a minimizá-las, permitindo que se possa realizar eventuais comparações entre os valores medidos das espessuras ou dos perfis, por diferentes transdutores (ou canais).

Foram, então, realizadas medições da espessura do filme, usando-se um único transdutor ultrassônico. Inicialmente, o transdutor foi conectado ao canal 1 do sistema e todos os ajustes foram realizados com base nesse canal, sendo então realizadas as medições para 10 bolhas. Em seguida, o mesmo transdutor foi desconectado do canal 1 e conectado ao canal 2, sem que houvesse alteração nos ajustes iniciais do sistema ultrassônico, sendo realizadas medições para outras 10 bolhas. O mesmo procedimento foi realizado, desconectando-se o transdutor do canal 2 e o conectando ao canal 3 e desconectando-o do canal 3 para conectá-lo ao canal 4, totalizando 40 bolhas estudadas, 10 bolhas em cada canal.

As Tabs. A.3 a A.6 apresentam os valores das espessuras ( $\delta$ ) dos filmes medidos para cada bolha e seus respectivos desvios-padrão ( $\sigma$ ) nos diferentes canais do sistema ultrassônico. Para determinar os valores destas espessuras, não foi utilizado o tempo de trânsito em apenas um ponto de aquisição na interface da bolha, mas sim uma média dos tempos de trânsito em diferentes pontos de aquisição na região do filme (Região 2 na Fig. A.2). Assim, os valores apresentados nas Tabs. A.3 a A.6 são valores médios das espessuras para cada bolha e os desvios-padrão apresentados correspondem aos valores nos diferentes pontos de aquisição na região do filme.

É importante notar que os procedimentos experimentais adotados para formar todas as 40 bolhas apresentam as mesmas características (bolsão de ar  $L_0$  deixado no tubo com comprimentos iguais, gerando bolhas de volumes e comprimentos praticamente iguais também) e, por isso, o valor esperado para a espessura do filme em torno de cada uma das bolhas pode ser considerado o mesmo para todos os casos. Os resultados apresentados nas tabelas foram obtidos a partir de procedimentos si-

milares e a única diferença é o canal do sistema ao qual o transdutor ultrassônico foi conectado.

Tabela A.3: Espessura do filme medido para 10 bolhas usando o canal 1 do sistema ultrassônico.

Bolha	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\delta$ ( $\mu\text{m}$ )	723	717	724	717	721	714	715	717	723	715
$\sigma$ ( $\mu\text{m}$ )	27	30	32	26	32	24	25	28	28	27

Tabela A.4: Espessura do filme medido para 10 bolhas usando o canal 2 do sistema ultrassônico.

Bolha	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\delta$ ( $\mu\text{m}$ )	734	720	734	719	725	738	730	727	727	742
$\sigma$ ( $\mu\text{m}$ )	32	23	32	21	27	35	30	28	29	35

Tabela A.5: Espessura do filme medido para 10 bolhas usando o canal 3 do sistema ultrassônico.

Bolha	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\delta$ ( $\mu\text{m}$ )	734	728	722	728	736	732	739	735	735	741
$\sigma$ ( $\mu\text{m}$ )	32	29	24	29	31	28	31	30	33	37

Tabela A.6: Espessura do filme medido para 10 bolhas usando o canal 4 do sistema ultrassônico.

Bolha	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\delta$ ( $\mu\text{m}$ )	729	731	734	738	731	735	726	735	734	740
$\sigma$ ( $\mu\text{m}$ )	30	31	32	33	37	31	29	33	33	37

Observando as Tabs. A.3 a A.6, é possível verificar que as espessuras dos filmes em torno das bolhas de Taylor se mostraram compatíveis com o valor de referência calculado através do modelo simplificado de Brown, definido pela Eq. 2.44. Para quantificar a concordância das medidas experimentais com o valor de referência, a Tab. A.7 apresenta os valores médios das espessuras medidas  $\bar{\delta}$  e a média dos desvios-padrão  $\bar{\sigma}$  para cada um dos canais do sistema de ultrassom e seus erros relativos  $e_{rel}$  a este valor de referência. O erro relativo foi calculado através da seguinte relação:

$$e_{rel} = \frac{\bar{\delta} - \delta_{ref}}{\delta_{ref}}, \quad (\text{A.1})$$

Já as espessuras médias  $\bar{\delta}$  e desvios-padrão médios  $\bar{\sigma}$ , para cada canal, foram calculados conforme as relações a seguir:

$$\bar{\delta} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \delta_i, \quad (\text{A.2})$$

e

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \sigma_i, \quad (\text{A.3})$$

sendo  $n = 10$

Tabela A.7: Espessura média do filme para cada um dos canais do sistema ultrassônico e seus erros relativos para o valor de referência.

Canal	1	2	3	4
$\bar{\delta} (\mu\text{m})$	718,6	729,6	733,0	733,3
$\bar{\sigma} (\mu\text{m})$	27,9	29,2	30,4	32,6
$e_{rel}$	0,0741	0,0905	0,0956	0,0911

A Tab. A.7 mostra que os valores medidos para a espessura do filme líquido em cada um dos quatro canais, considerando-se os desvios-padrão, não apresentaram diferenças significativas. A diferença relativa entre o maior valor medido (canal 4) e o menor (canal 1) ficou na faixa dos 2%. Entretanto, percebe-se que os resultados obtidos no canal 1 se mostraram melhores (menor diferença em relação ao valor de referência) do que aqueles obtidos para os outros canais, conforme poderia ser esperado, já que os ajustes do sistema foram realizados tomando-se esse canal como referência. Em futuros estudos, utilizando-se mais de um transdutor, dever-se-á, portanto, tomar os devidos cuidados para que o ajuste dos parâmetros do sistema ultrassônico seja o mais adequado possível para otimizar os resultados obtidos em todos os canais envolvidos.

As Tabs. A.3 a A.6 revelam, também, a excelente reprodutibilidade tanto do método de medição através da técnica ultrassônica, quanto do aparato experimental utilizado para gerar as bolhas de Taylor individuais com características controladas, visto que a diferença relativa entre o maior e o menor valores medidos, para as 40 bolhas, ficou abaixo de 4%.

Apesar da excelente reprodutibilidade do experimento e do erro relativo entre os valores medidos e o valor de referência escolhido (Eq. 2.44 e Tab. A.2) terem sido inferiores a 10%, não foi, ainda, possível verificar se os resultados obtidos eram, efetivamente, confiáveis, visto que existem na literatura científica outras correlações que permitem estimar a espessura do filme líquido em torno de bolhas alongadas, respeitando-se, é claro, as condições e os limites para a aplicação de cada uma delas. Fazendo-se um levantamento sobre os valores estimados através de diferentes correlações, para as condições experimentais deste trabalho, verificou-se que cada uma delas apresenta valores diferentes. Deste modo, faz-se necessário definir qual a

melhor referência a ser utilizada como base para garantir a confiabilidade dos valores medidos no presente trabalho.

Conforme comentado anteriormente, raros são os trabalhos encontrados na literatura científica que tratam de uma discussão mais ampla a respeito da espessura de filmes em torno de bolhas alongadas, em particular usando-se técnicas experimentais de medição. O único trabalho que se propôs a tal discussão é aquele atribuído a LLEWELLIN *et al.* [79], que, fundamentalmente, reuniu uma série de correlações existentes para estimativa da espessura do filme, as adimensionalizou e verificou suas faixas de validação através da determinação das espessuras dos filmes, por meio de uma metodologia na qual relaciona o comprimento da bolha  $L_b$  e o comprimento do bolsão de ar  $L_0$  usado para gerar a bolha, em um aparato experimental semelhante ao utilizado no presente trabalho. Tal relação foi apresentada na Eq. 2.50 e será reproduzida, a seguir:

$$L_b = \alpha + \beta L_0,$$

onde  $\beta = (1 - \delta')^{-2}$  e  $\alpha$  é uma constante relacionada com o comprimento das regiões do nariz e da cauda das bolhas, sendo  $\delta' = \delta/R$ , onde  $\delta$  é a espessura do filme líquido e  $R$  é o raio interno do tubo.

A metodologia consiste, então, em medir os comprimentos de bolhas  $L_b$  geradas a partir de diferentes comprimentos de bolsão de ar  $L_0$  e elaborar um gráfico de  $L_b$  em função de  $L_0$ . LLEWELLIN *et al.* [79] observaram uma linearidade em tal relação, levando-os a determinar a espessura do filme, através do coeficiente angular  $\beta$  da reta de ajuste.

Em função do sucesso da proposta do trabalho desses autores e, também, da relativa simplicidade do procedimento experimental, natural se fez a ideia de determinar-se as espessuras dos filmes através de tal metodologia e compará-las com os valores medidos por meio da técnica ultrassônica.

Nesta fase do trabalho, foram utilizados outros fluidos e não mais apenas água destilada pura, uma vez que o trabalho tem, também, a proposta de avaliar a influência das propriedades do líquido nos parâmetros interfaciais das bolhas alongadas. As condições experimentais utilizadas foram apresentadas na Tab. 3.1.

Inicialmente, foram estudadas bolhas geradas em tubos com  $D = 0,024$  m, a partir de 5 diferentes comprimentos de bolsão de ar  $L_0$ , para cada um dos fluidos de trabalho apresentados na Tab. 3.1. Foram geradas 50 bolhas (10 bolhas para cada  $L_0$ ) em cada fluido estudado.

A Fig. A.11 apresenta a relação entre  $L_b$  e  $L_0$  para água destilada e glicina puras em tubos verticais, confirmando o comportamento linear observado por LLEWELLIN *et al.* [79] e permitindo a aplicação de sua metodologia para determi-

nar a espessura dos filmes em torno das bolhas de Taylor.

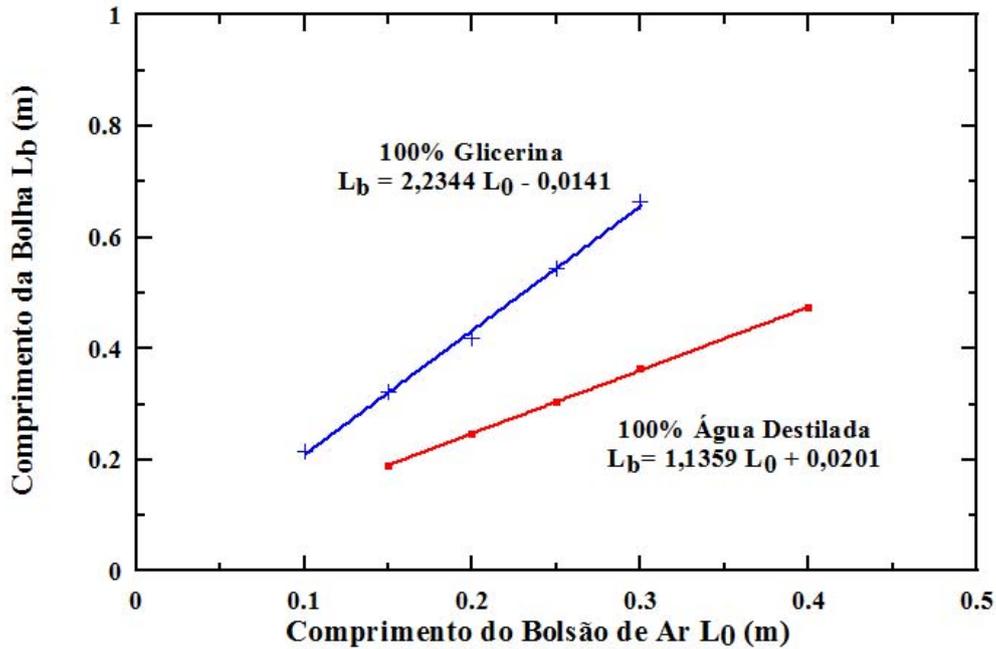


Figura A.11: Relação entre  $L_b$  e  $L_0$  para água destilada e glicerina puras em tubos verticais.

Uma comparação entre as espessuras adimensionais de equilíbrio medidas usando-se a técnica ultrassônica de pulso-eco ( $\delta'_{eq} = \delta_{eq}/R$ ) e aquelas determinadas pela metodologia gráfica ( $\delta'_{graf}$ ) (Eq. 2.50), para diferentes  $N_f$ , é apresentada na Fig. A.12. Os resultados revelaram uma boa concordância entre os valores determinados por ambas as metodologias, para menores valores de  $N_f$ . No entanto, para maiores  $N_f$ ,  $\delta'_{eq} < \delta'_{graf}$ . Esses resultados revelaram a necessidade de se compreender o que leva às diferenças observadas, especialmente na região de altos  $N_f$ , de modo a definir-se quais seriam os valores mais confiáveis para a espessura do filme. Isso se mostrou fundamental para a sequência do presente trabalho.

### A.3 Avaliação das Diferenças entre as Medidas de $\delta_{med}$ , $\delta_{eq}$ e $\delta_{graf}$ para Altos $N_f$

Antes de se iniciar a avaliação das diferenças entre as medidas de  $\delta_{eq}$  e  $\delta_{graf}$  para altos  $N_f$ , faz-se conveniente comentar que, considerando-se o perfil do corpo de uma bolha de Taylor, ascendendo verticalmente, duas variáveis podem ser definidas. Uma delas seria a espessura média do filme  $\delta_{med}$ , que consiste na média dos valores medidos ao longo de toda a região do filme líquido (2a e 2b nas Figs. 1.4 e A.10). A outra é a espessura de equilíbrio do filme  $\delta_{eq}$ , que ocorre na região do filme onde seu perfil de

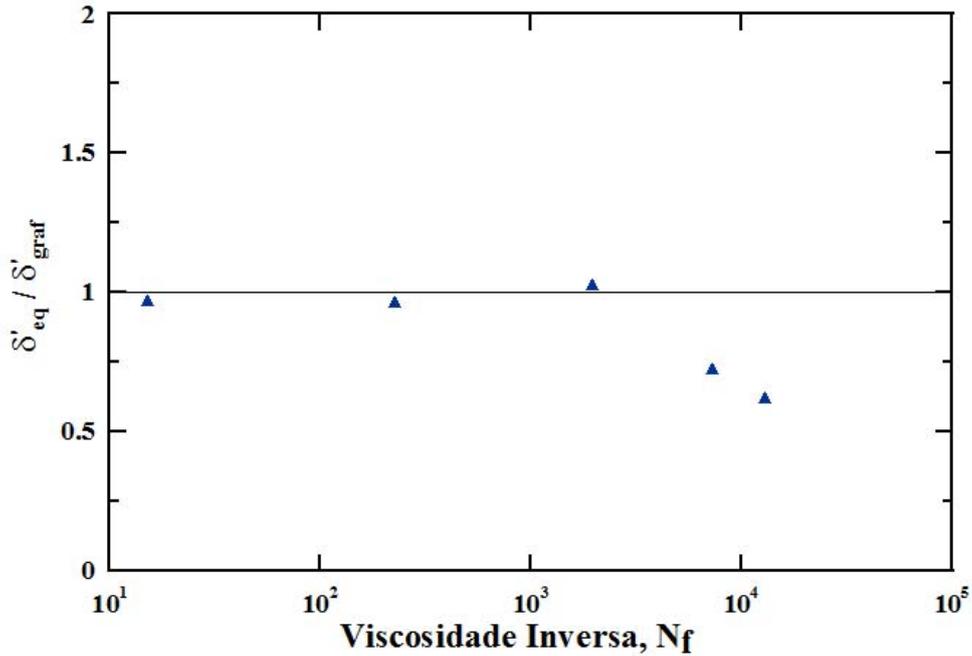


Figura A.12: Razão  $\delta'_{eq}/\delta'_{graf}$  para diferentes  $N_f$  para bolhas ascendendo em tubos com  $D = 0,024$  m.

velocidades e sua espessura podem ser consideradas constantes (2b nas Figs. 1.4 e A.10).

Verificou-se que os valores medidos de  $\delta_{med}$  se mostraram semelhantes àqueles medidos de  $\delta_{eq}$ , para menores  $N_f$ , enquanto que para maiores  $N_f$ ,  $\delta_{eq} < \delta_{med}$ . Tal fato torna-se evidente ao observar-se a Fig. A.13 onde são apresentados os perfis nas regiões dos filmes de bolhas geradas a partir de bolsões de ar  $L_0 = 0,15$  m, em tubo com  $D = 0,024$  m, o que equivale a dizer que as bolhas formadas possuem, basicamente, o mesmo volume.

A Fig. A.13 indica que a espessura do filme aumenta, à medida que o líquido torna-se mais viscoso, ou que diminui o  $N_f$ . Além disso, pode-se observar que essa redução no  $N_f$  (aumento da viscosidade do líquido) faz com que o filme atinja o equilíbrio (espessura constante) cada vez mais próximo da região do nariz da bolha. Isto é capaz de explicar as diferenças observadas para os casos de altos  $N_f$ , visto que nessas condições a região de transição, onde o filme ainda está acelerando e afinando, ganha muita importância na medição de  $\delta_{med}$ , através da média dos valores ao longo de toda a região do filme (2a e 2b nas Figs. 1.4 e A.10). Comparando-se os casos extremos apresentados, pode-se observar que, para o caso da glicerina (menor  $N_f$ ), a região de equilíbrio ocorre em praticamente todo o corpo da bolha, fazendo com que os valores de  $\delta_{med}$  e  $\delta_{eq}$  sejam bastante próximos. Já no caso da água destilada (maior  $N_f$ ), o corpo da bolha é, praticamente, todo formado por filme em transição, com o filme não atingindo sua condição de equilíbrio, levando a um valor medido de  $\delta_{med}$  maior do que aquele para  $\delta_{eq}$ .

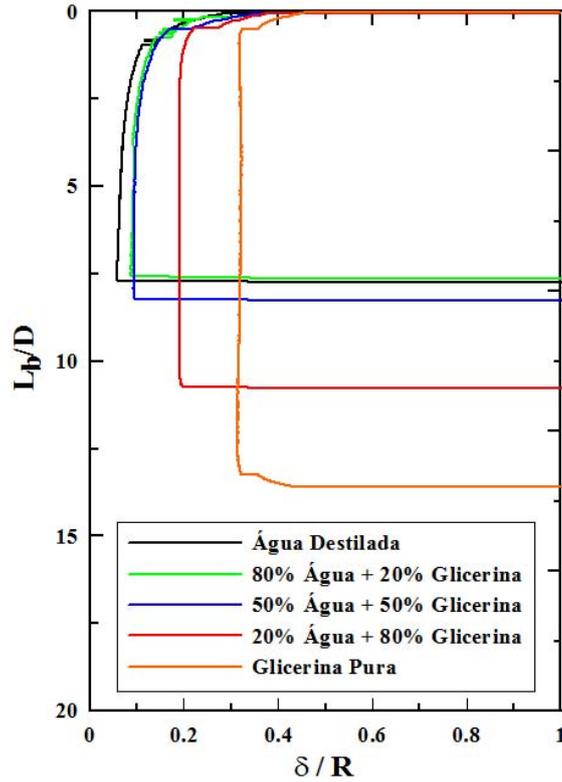


Figura A.13: Perfis de bolhas geradas a partir de bolsões de ar  $L_0 = 0,15$  m, ascendendo em diferentes líquidos e em tubos verticais com  $D = 0,024$  m.

Já para a avaliação das diferenças encontradas entre  $\delta_{graf}$  e  $\delta_{eq}$ , foi necessário montar-se um experimento, onde bolhas foram geradas, em água destilada, a partir de um maior número de bolsões de ar  $L_0$ . Foram, então, utilizados 18 valores de  $L_0$ , na faixa de  $0,01 \text{ m} \leq L_0 \leq 0,40 \text{ m}$ .

A motivação para tal experimento advém do fato de LLEWELLIN *et al.* [79] terem considerado que a linearidade da relação  $L_b$  vs  $L_0$ , observada na Fig. A.11, seria uma garantia de que o filme atingiu o seu equilíbrio para o líquido em questão. Essa consideração teve como base observações experimentais feitas por NICKLIN *et al.* [66], que, trabalhando com água ascendendo em um tubo com diâmetro interno  $D$  de aproximadamente uma polegada ( $N_f \approx 12000$ ), relacionaram o volume medido de líquido ao redor da bolha com o seu comprimento. A relação entre esses parâmetros mostrou-se linear, porém foi observada uma perda dessa linearidade para comprimentos de bolhas inferiores a 6 polegadas, o que levou NICKLIN *et al.* [66] a atribuírem tal fato a comprimentos de bolhas insuficientes para que os filmes atingissem as suas condições de equilíbrio ( $\delta = cte$ ). LLEWELLIN *et al.* [79] fizeram, então, uma comparação entre essas duas relações lineares e consideraram que  $L_b > 6D$  seria uma condição suficiente para que o filme ao redor de uma bolha alongada atingisse o seu equilíbrio. Mais do que isso, esses autores consideraram

que o fato de haverem obtido relações lineares em todos os seus experimentos, representou uma garantia de que o equilíbrio teria sido atingido em todos os casos por eles estudados.

Entretanto, os resultados obtidos, no presente trabalho, indicaram que, para a água destilada, apesar da relação  $L_b$  vs  $L_0$  ter apresentado comportamento linear (Fig. A.11), os filmes não teriam atingido os seus equilíbrios para bolhas com  $L_b \approx 6D$ . A Fig. A.14 apresenta a sobreposição dos perfis de bolhas de Taylor com diferentes comprimentos  $L_b$  ascendendo verticalmente em água, onde é possível observar que, mesmo para bolhas com  $L_b \approx 19D$ , o filme ainda apresenta uma tendência de redução de sua espessura, atingindo a condição de equilíbrio apenas para valores de  $L_b$  maiores que  $19D$ . Estes resultados estão de acordo com POLONSKY *et al.* [93] que estudaram bolhas com comprimentos  $L_b \leq 6,4D$  e observaram que os filmes em torno delas permaneceram subdesenvolvidos ou em desenvolvimento. Essa figura mostra, também, uma excelente sobreposição dos perfis de bolhas com diferentes comprimentos  $L_b$ , indicando que, ao aumentar-se os comprimentos do bolsão de ar  $L_0$ , ou os volumes de ar, as bolhas alongadas geradas a partir deles tendem a manter os seus formatos, crescendo sempre a partir de sua cauda.

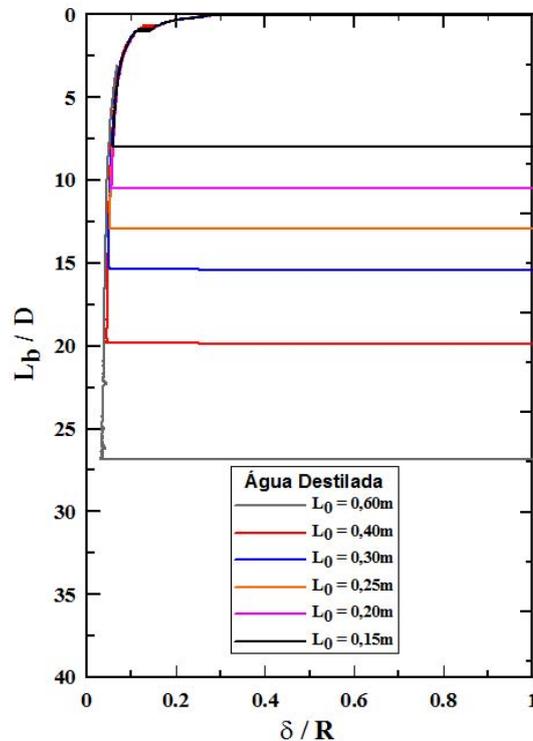


Figura A.14: Superposição de perfis bolhas de Taylor subindo em água pura dentro de um tubo vertical de  $D = 0,024$  m ( $N_f = 12900$ ) e gerada a partir de diferentes bolsões de ar  $L_0$ .

A Fig. A.15 apresenta a relação  $L_b$  vs  $L_0$  para os diferentes comprimentos de bolsão de ar descritos anteriormente. No item (a) foram separados os valores referentes a bolhas com  $L_b < 6D$  e aqueles onde  $L_b > 6D$ , enquanto no item (b) os mesmos pontos são apresentados, sem essa separação e cobrindo a faixa de  $0,78D < L_b < 19D$ .

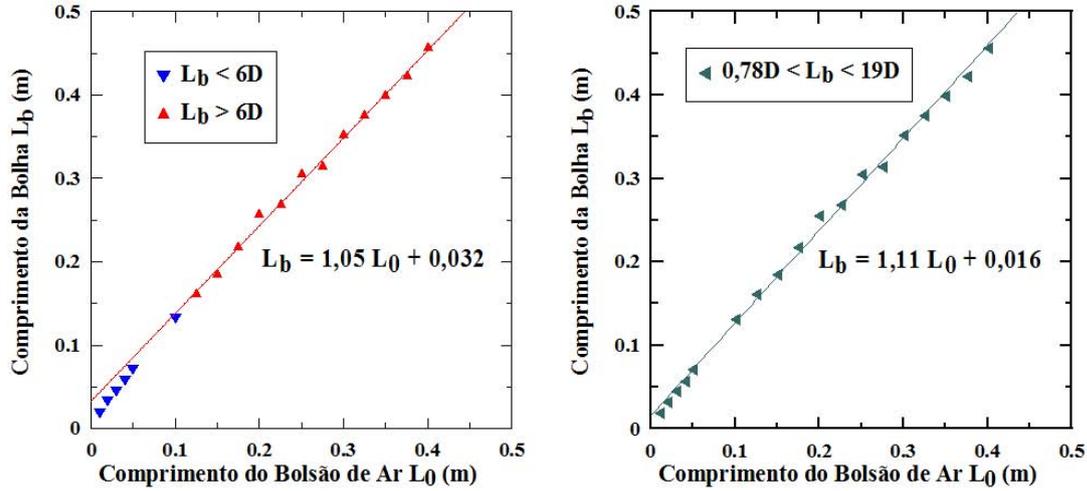


Figura A.15: Relação  $L_b$  vs  $L_0$  para diferentes comprimentos de bolsão de ar: (a) Separados em  $L_b < 6D$  e  $L_b > 6D$ ; (b) Sem separação.

Cada um dos pontos apresentados na Fig. A.15 representam a média dos comprimentos  $L_b$  medidos para 10 bolhas geradas a partir de cada bolsão de ar  $L_0$ . Os resultados obtidos, no presente experimento, assemelharam-se bastante àqueles obtidos por NICKLIN *et al.* [66], com uma clara perda de linearidade da relação  $L_b$  vs  $L_0$ , quando  $L_b < 6D$  (Fig. A.15a). Porém, observando-se a Fig. A.14, fica bastante evidente que para bolhas com valores de  $L_b$  da ordem de  $6D$ , o filme ainda encontra-se em desenvolvimento, não tendo atingido a sua espessura de equilíbrio ( $\delta = cte$ ).

O raciocínio desenvolvido por NICKLIN *et al.* [66] para explicar essa perda de linearidade na relação  $L_b$  vs  $L_0$ , para bolhas menores, mostrou-se bastante lógico e constituiu-se em uma importante observação a respeito do desenvolvimento de filmes líquidos em torno de bolhas alongadas. Considerando-se uma bolha na qual o filme tenha alcançado uma espessura constante, qualquer aumento de  $L_0$  (ou do volume de ar), ocasionaria uma alteração apenas na região cilíndrica do corpo da bolha, próximo à sua cauda, justificando o comportamento linear dessa relação. Para bolhas menores, onde o filme não atinge a espessura de equilíbrio, o crescimento não se daria apenas na região cilíndrica, ou seja, envolveria parte da região na qual o filme está em desenvolvimento (espessura afinando), ocasionando a perda observada da linearidade da relação  $L_b$  vs  $L_0$ .

Observando-se as Figs. A.14 e A.15a, verifica-se que o desvio mais acentuado

em relação ao melhor ajuste da relação  $L_b$  vs  $L_0$ , para  $L_b > 6D$ , ocorre para valores de  $L_b$  muito pequenos ( $L_b < 0,05$  m), onde o desenvolvimento do filme líquido é bastante acentuado (forte redução da espessura do filme). Assim, considerando-se os resultados aqui apresentados, parece razoável propor que a perda da linearidade observada para bolhas de menores  $L_b$  não se deve, necessariamente, a um comprimento insuficiente para que o filme atinja o seu equilíbrio, como propôs NICKLIN *et al.* [66], mas sim ao fato de se estar trabalhando numa região onde o filme líquido ainda se encontra em acentuado processo de desenvolvimento, com sua espessura reduzindo-se de uma maneira capaz de ser detectada através da medição de seus comprimentos  $L_b$ . A Fig. A.14 revela que, para comprimentos maiores, a variação da espessura do filme, à medida que aumenta-se o comprimento  $L_b$ , é muito mais suave, quando comparada com o caso de bolhas menores, impactando de maneira quase desprezível na linearidade da relação em questão. Deste modo, os resultados apresentados nas Figs. A.14 e A.15a deixam bem claro que  $L_b > 6D$  não é condição suficiente para que o filme ao redor de uma bolha de Taylor atinja a condição de equilíbrio, especialmente para líquidos pouco viscosos ou para maiores valores de  $N_f$ .

Tal resultado é importante para explicar a diferença entre os valores de  $\delta_{eq}$  e  $\delta_{graf}$ , observados na Fig. A.12, especialmente para altos  $N_f$ . Nesta figura, é possível observar que para líquidos mais viscosos (baixos  $N_f$ ), os valores desses parâmetros apresentam pequenas diferenças relativas entre eles, o que pode ser justificado pelo fato de que, nessas condições, o filme atinge a sua condição de equilíbrio mais rapidamente, próximo ao nariz da bolha, fazendo com que, mesmo para bolhas pequenas, o crescimento da mesma se dê, efetivamente, na região cilíndrica, melhorando a exatidão da técnica gráfica baseada no coeficiente angular da relação  $L_b$  vs  $L_0$  e definida pela Eq. 2.50.

Já para líquidos menos viscosos, ou maiores  $N_f$ , em especial para a água, percebe-se uma considerável diferença entre os valores de  $\delta_{eq}$  e  $\delta_{graf}$ . A Fig. A.15b revela que a inclusão de pontos obtidos a partir de bolhas onde os filmes não atingiram as suas condições de equilíbrio, tende a aumentar a inclinação ou o coeficiente angular  $\beta$  da reta de melhor ajuste da relação  $L_b$  vs  $L_0$  e, conseqüentemente, a superestimar o valor da espessura de equilíbrio determinada por tal metodologia. Isto pode ser melhor observado, comparando-se o ajuste realizado para bolhas com  $L_b > 6D$  e aquele para  $0,78D < L_b < 19D$ , que leva em consideração todos os  $L_b$  estudados.

Os resultados apresentados revelaram, então, que um bom ajuste linear para a relação  $L_b$  vs  $L_0$ , a partir de dados obtidos experimentalmente, não garantem que os filmes líquidos ao redor de bolhas alongadas atingiram as suas condições de equilíbrio e que, a aplicação da metodologia gráfica, usando a Eq. 2.50, para determinar a espessura de equilíbrio do filme, tende a superestimar o seu valor, quando utilizados

pontos relativos a bolhas com comprimentos insuficientes para que o equilíbrio do filme seja atingido . Mais do que isso, os resultados fornecem bons indícios de que a técnica ultrassônica está bem ajustada para medir a espessura de equilíbrio  $\delta_{eq}$  dos filmes, de forma confiável.

## A.4 Comparação Entre as Metodologias de Processamento de Imagem (Programação em Matlab vs Programa da Fabricante)

A Fig. A.16 apresenta as razões entre os valores determinados de  $U_b$ , usando-se o programa de processamento de imagens da fabricante da câmera (Olympus) e aqueles processados através da programação desenvolvida em Matlab, no LTE/IEN, para diferentes ângulos de inclinação  $\theta$ , nos casos de bolhas geradas a partir de um bolsão de ar  $L_0 = 0,20$  m e ascendendo em tubo com  $D = 0,024$  m contendo solução com 80% de glicerina e 20% de água destilada. Pode-se observar uma excelente concordância entre os valores determinados através das duas metodologias, o que significa que o processamento usando-se o programa em Matlab mostrou-se confiável, apresentando a vantagem de seu uso ser mais simples e menos trabalhoso, resultando em um tempo menor de processamento (ARAÚJO *et al.* [126]). Esse mesmo nível de concordância foi observado para o processamento das imagens referentes a todos os líquidos de trabalho e inclinações estudados, tanto para bolhas geradas a partir de  $L_0 = 0,20$  m, como para aquelas geradas a partir de  $L_0 = 0,10$  m.

Da mesma forma, a Fig. A.17 indica que os resultados obtidos nas mesmas condições da Fig. A.16, para  $L_b$ , também, se mostraram concordantes, quando determinados através das duas metodologias de processamento de imagem.

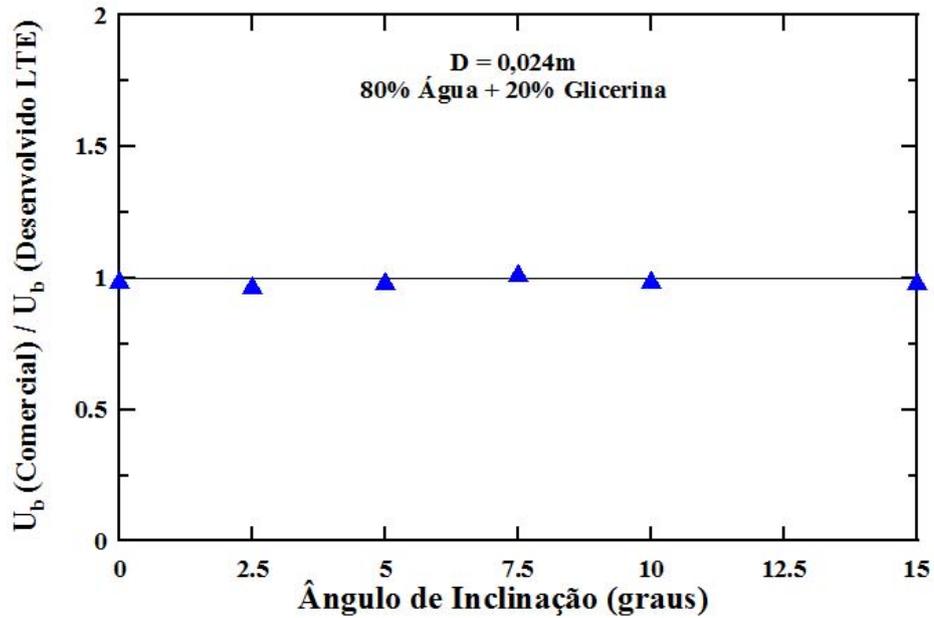


Figura A.16: Razão entre os valores determinados para as velocidades das bolhas  $U_b$  ascendendo em mistura com 80% de glicerina e 20% de água, através das duas metodologias de processamento de imagens, para diferentes ângulos de inclinação  $\theta$ , em tubos com  $D = 0,024$  m.

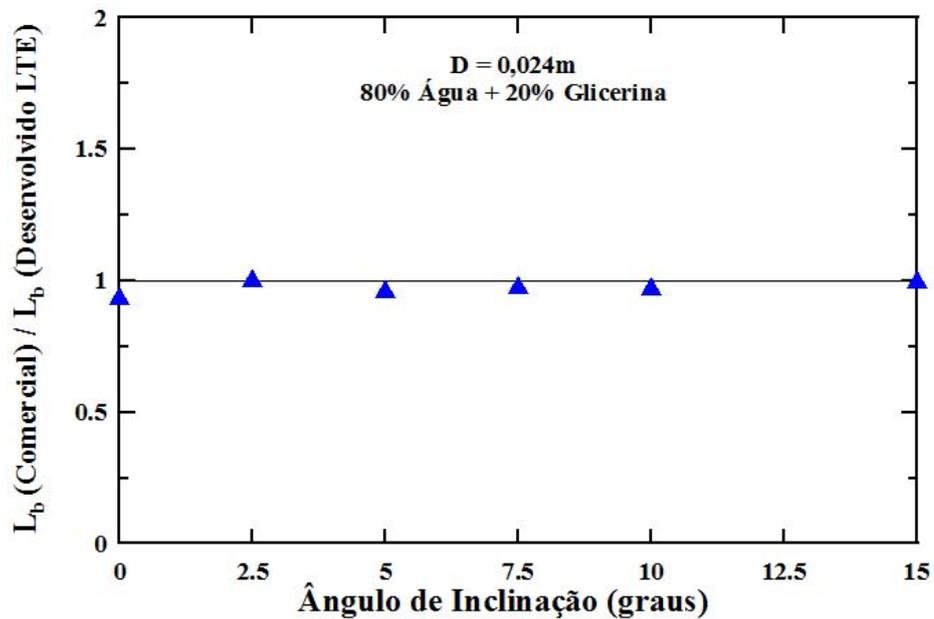


Figura A.17: Razão entre os valores determinados para os comprimentos das bolhas  $L_b$  ascendendo em mistura com 80% de glicerina e 20% de água, através das duas metodologias de processamento de imagens, para diferentes ângulos de inclinação  $\theta$ , em tubos com  $D = 0,024$  m.

# Apêndice B

## Tabelas de Resultados

Tabela B.1: Medição experimental das espessuras de equilíbrio dos filmes  $\delta_{eq}$  obtidas, no presente trabalho, através da técnica ultrassônica por pulso-eco.

$N_f$	$\bar{\delta}_{eq}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\sigma_{\delta_{eq}}$ ( $\mu\text{m}$ )	Max $\delta_{eq}$ ( $\mu\text{m}$ )	Min $\delta_{eq}$ ( $\mu\text{m}$ )
15	3778	19	3799	3738
17	2915	10	2931	2901
35	5072	83	5189	4935
200	1824	8	1844	1814
224	2294	14	2317	2279
427	2764	11	2784	2744
1638	954	18	971	918
1952	1109	4	1113	1104
3650	1215	6	1226	1206
5703	637	12	664	618
7321	702	9	717	684
10000	553	13	604	548
12900	453	24	501	437
13320	-	-	-	-
22422	-	-	-	-

Tabela B.2: Medições experimentais dos comprimentos de desenvolvimento dos filmes  $Z^*$  obtidos, no presente trabalho, através da técnica ultrassônica por pulso-eco.

$N_f$	$\overline{Z^*}$ (m)	$\sigma_{Z^*}$ (m)	Max $Z^*$ (m)	Min $Z^*$ (m)
15	0,021	0,007	0,030	0,010
17	0,022	0,004	0,030	0,020
35	0,031	0,006	0,040	0,020
200	0,033	0,005	0,040	0,030
224	0,042	0,006	0,050	0,030
427	0,077	0,005	0,080	0,070
1638	0,106	0,009	0,110	0,090
1952	0,122	0,006	0,110	0,130
3650	0,301	0,010	0,320	0,290
5703	0,191	0,010	0,200	0,180
7321	0,266	0,007	0,270	0,250
10000	0,282	0,008	0,290	0,270
12900	0,475	0,011	0,490	0,460
13320	-	-	-	-
22422	-	-	-	-

Tabela B.3: Velocidades de ascensão  $U_b$  das bolhas de Taylor, em m/s, geradas a partir de bolsões de ar  $L_0 = 0,10$  m, em tubos com  $D = 0,019$  m, medidas experimentalmente, usando a câmera de alta velocidade, para diferentes soluções água-glicerina e diferentes ângulos de inclinação  $\theta$ .

	100% Água	80% Água	50% Água	20% Água	100% Glicerina
$M$	$1,17 \times 10^{-11}$	$1,40 \times 10^{-10}$	$3,04 \times 10^{-8}$	$1,86 \times 10^{-4}$	4,06
$Eu$	50	54	60	66	71
$N_f$	10000	5703	1638	200	17
$0^\circ$	$0,1469 \pm 0,0004$	$0,1507 \pm 0,0002$	$0,1491 \pm 0,0017$	$0,1401 \pm 0,0003$	$0,0604 \pm 0,0013$
$2,5^\circ$	$0,1510 \pm 0,0007$	$0,1519 \pm 0,0003$	$0,1502 \pm 0,0006$	$0,1414 \pm 0,0008$	$0,0641 \pm 0,0013$
$5^\circ$	$0,1531 \pm 0,0007$	$0,1522 \pm 0,0002$	$0,1516 \pm 0,0005$	$0,1420 \pm 0,0010$	$0,0661 \pm 0,0005$
$7,5^\circ$	$0,1559 \pm 0,0015$	$0,1543 \pm 0,0008$	$0,1547 \pm 0,0011$	$0,1452 \pm 0,0010$	$0,0683 \pm 0,0008$
$10^\circ$	$0,1615 \pm 0,0014$	$0,1586 \pm 0,0009$	$0,1562 \pm 0,0009$	$0,1469 \pm 0,0011$	$0,0712 \pm 0,0002$
$15^\circ$	$0,1650 \pm 0,0007$	$0,1629 \pm 0,0011$	$0,1622 \pm 0,0012$	$0,1523 \pm 0,0010$	$0,0743 \pm 0,0010$

Tabela B.4: Velocidades de ascensão  $U_b$  das bolhas de Taylor, em m/s, geradas a partir de bolsões de ar  $L_0 = 0,20$  m, em tubos com  $D = 0,019$  m, medidas experimentalmente, usando a câmera de alta velocidade, para diferentes soluções água-glicerina e diferentes ângulos de inclinação  $\theta$ .

	100% Água	80% Água	50% Água	20% Água	100% Glicerina
$M$	$1,17 \times 10^{-11}$	$1,40 \times 10^{-10}$	$3,04 \times 10^{-8}$	$1,86 \times 10^{-4}$	4,06
$Eu$	50	54	60	66	71
$N_f$	10000	5703	1638	200	17
$0^\circ$	0,1484±0,0006	0,1491±0,0002	0,1499±0,0002	0,1385±0,0008	0,0689±0,0005
$2,5^\circ$	0,1529±0,0014	0,1502±0,0005	0,1502±0,0003	0,1409±0,0004	0,0703±0,0007
$5^\circ$	0,1554±0,0016	0,1532±0,0009	0,1520±0,0004	0,1416±0,0006	0,0703±0,0004
$7,5^\circ$	0,1614±0,0024	0,1547±0,0014	0,1527±0,0013	0,1432±0,0016	0,0705±0,0008
$10^\circ$	0,1633±0,0017	0,1562±0,0015	0,1568±0,0012	0,1460±0,0008	0,0712±0,0012
$15^\circ$	0,0000±0,0000	0,1635±0,0007	0,1636±0,0012	0,1496±0,0008	0,0771±0,0005

Tabela B.5: Comprimentos  $L_b$  das bolhas de Taylor, em m, geradas a partir de bolsões de ar  $L_0 = 0,10$  m, em tubos com  $D = 0,019$  m, medidas experimentalmente, usando a câmera de alta velocidade, para diferentes soluções água-glicerina e diferentes ângulos de inclinação  $\theta$ .

	100% Água	80% Água	50% Água	20% Água	100% Glicerina
$M$	$1,17 \times 10^{-11}$	$1,40 \times 10^{-10}$	$3,04 \times 10^{-8}$	$1,86 \times 10^{-4}$	4,06
$Eu$	50	54	60	66	71
$N_f$	10000	5703	1638	200	17
$0^\circ$	0,1428±0,0009	0,1387±0,0009	0,1293±0,0015	0,1587±0,0004	0,1852±0,0029
$2,5^\circ$	0,1440±0,0012	0,1343±0,0003	0,1285±0,0006	0,1581±0,0009	0,1936±0,0038
$5^\circ$	0,1435±0,0022	0,1324±0,0002	0,1293±0,0004	0,1566±0,0013	0,1880±0,0014
$7,5^\circ$	0,1452±0,0015	0,1323±0,0007	0,1289±0,0009	0,1562±0,0011	0,1839±0,0021
$10^\circ$	0,1511±0,0020	0,1342±0,0008	0,1322±0,0007	0,1563±0,0009	0,1832±0,0006
$15^\circ$	0,1582±0,0020	0,1377±0,0009	0,1343±0,0010	0,1550±0,0011	0,1821±0,0025

Tabela B.6: Comprimentos  $L_b$  das bolhas de Taylor, em m, geradas a partir de bolsões de ar  $L_0 = 0,20$  m, em tubos com  $D = 0,019$  m, medidas experimentalmente, usando câmera de alta velocidade, para diferentes soluções água-glicerina e diferentes ângulos de inclinação  $\theta$ .

	100% Água	80% Água	50% Água	20% Água	100% Glicerina
$M$	$1,17 \times 10^{-11}$	$1,40 \times 10^{-10}$	$3,04 \times 10^{-8}$	$1,86 \times 10^{-4}$	4,06
$Eu$	50	54	60	66	71
$N_f$	10000	5703	1638	200	17
$0^\circ$	0,2481±0,0014	0,2544±0,0024	0,2708±0,0025	0,3163±0,0019	0,4238±0,0011
$2,5^\circ$	0,2471±0,0041	0,2528±0,0034	0,2656±0,0006	0,3149±0,0009	0,4269±0,0042
$5^\circ$	0,2465±0,0042	0,2486±0,0015	0,2645±0,0007	0,3079±0,0014	0,4162±0,0023
$7,5^\circ$	0,2497±0,0037	0,2471±0,0022	0,2651±0,0040	0,2961±0,0033	0,3983±0,0048
$10^\circ$	0,2442±0,0027	0,2534±0,0030	0,2653±0,0021	0,2966±0,0016	0,3929±0,0065
$15^\circ$	0,0000±0,0000	0,2595±0,0010	0,2681±0,0019	0,0000±0,0000	0,3994±0,0025

Tabela B.7: Velocidades de ascensão  $U_b$  das bolhas de Taylor, em m/s, geradas a partir de bolsões de ar  $L_0 = 0,10$  m, em tubos com  $D = 0,024$  m, medidas experimentalmente, usando a câmera de alta velocidade, para diferentes soluções água-glicerina e diferentes ângulos de inclinação  $\theta$ .

	100% Água	80% Água	50% Água	20% Água	100% Glicerina
$M$	$1,82 \times 10^{-11}$	$2,26 \times 10^{-10}$	$6,04 \times 10^{-8}$	$4,05 \times 10^{-4}$	29,86
$Eu$	79	85	96	105	113
$N_f$	12900	7321	1952	224	15
$0^\circ$	0,1708±0,0003	-	0,1637±0,0002	0,1631±0,0005	0,0747±0,0002
$2,5^\circ$	0,1737±0,0006	-	0,1710±0,0002	0,1627±0,0002	0,0778±0,0004
$5^\circ$	0,1756±0,0004	-	0,1694±0,0002	0,1637±0,0004	0,0788±0,0003
$7,5^\circ$	0,1791±0,0005	-	0,1723±0,0001	0,1664±0,0001	0,0824±0,0003
$10^\circ$	0,1826±0,0002	-	0,1805±0,0001	0,1743±0,0002	0,0866±0,0001
$15^\circ$	0,1955±0,0004	-	0,1932±0,0002	0,1832±0,0003	0,0948±0,0004

Tabela B.8: Velocidades de ascensão  $U_b$  das bolhas de Taylor, em m/s, geradas a partir de bolsões de ar  $L_0 = 0,20$  m, em tubos com  $D = 0,024$  m, medidas experimentalmente, usando a câmera de alta velocidade, para diferentes soluções água-glicerina e diferentes ângulos de inclinação  $\theta$ .

	100% Água	80% Água	50% Água	20% Água	100% Glicerina
$M$	$1,82 \times 10^{-11}$	$2,26 \times 10^{-10}$	$6,04 \times 10^{-8}$	$4,05 \times 10^{-4}$	29,86
$Eu$	79	85	96	105	113
$N_f$	12900	7321	1952	224	15
$0^\circ$	0,1705±0,0003	0,1688±0,0018	0,1675±0,0009	0,1593±0,0002	0,0698±0,0004
$2,5^\circ$	0,1723±0,0003	0,1760±0,0020	0,1707±0,0003	0,1602±0,0002	0,0715±0,0004
$5^\circ$	0,1735±0,0017	0,1775±0,0003	0,1697±0,0002	0,1636±0,0001	0,0730±0,0005
$7,5^\circ$	0,1815±0,0006	0,1777±0,0004	0,1766±0,0002	0,1668±0,0006	0,0795±0,0002
$10^\circ$	0,1836±0,0015	0,1840±0,0002	0,1771±0,0001	0,1715±0,0002	0,0849±0,0002
$15^\circ$	0,1938±0,0019	0,1944±0,0002	0,1891±0,0002	0,1787±0,0002	0,0921±0,0005

Tabela B.9: Comprimentos  $L_b$  das bolhas de Taylor, em m, geradas a partir de bolsões de ar  $L_0 = 0,10$  m, em tubos com  $D = 0,024$  m, medidas experimentalmente, usando a câmera de alta velocidade, para diferentes soluções água-glicerina e diferentes ângulos de inclinação  $\theta$ .

	100% Água	80% Água	50% Água	20% Água	100% Glicerina
$M$	$1,82 \times 10^{-11}$	$2,26 \times 10^{-10}$	$6,04 \times 10^{-8}$	$4,05 \times 10^{-4}$	29,86
$Eu$	79	85	96	105	113
$N_f$	12900	7321	1952	224	15
$0^\circ$	0,1456±0,0008	-	0,1445±0,0004	0,1748±0,0018	0,2411±0,0003
$2,5^\circ$	0,1458±0,0010	-	0,1523±0,0007	0,1708±0,0004	0,2339±0,0004
$5^\circ$	0,1448±0,0007	-	0,1465±0,0004	0,1681±0,0002	0,2320±0,0010
$7,5^\circ$	0,1456±0,0026	-	0,1441±0,0004	0,1657±0,0003	0,2252±0,0006
$10^\circ$	0,1449±0,0016	-	0,1494±0,0003	0,1709±0,0016	0,2300±0,0003
$15^\circ$	0,1470±0,0004	-	0,1539±0,0002	0,1698±0,0004	0,2280±0,0004

Tabela B.10: Comprimentos  $L_b$  das bolhas de Taylor, em m, geradas a partir de bolsões de ar  $L_0 = 0,20$  m, em tubos com  $D = 0,024$  m, medidas experimentalmente, usando câmera de alta velocidade, para diferentes soluções água-glicerina e diferentes ângulos de inclinação  $\theta$ .

	100% Água	80% Água	50% Água	20% Água	100% Glicerina
$M$	$1,82 \times 10^{-11}$	$2,26 \times 10^{-10}$	$6,04 \times 10^{-8}$	$4,05 \times 10^{-4}$	29,86
$EO$	79	85	96	105	113
$N_f$	12900	7321	1952	224	15
$0^\circ$	0,2632±0,0013	0,2584±0,0083	0,2638±0,0006	0,3160±0,0004	0,4433±0,0028
$2,5^\circ$	0,2609±0,0016	0,2548±0,0024	0,2680±0,0009	0,3124±0,0007	0,4323±0,0011
$5^\circ$	0,2558±0,0033	0,2596±0,0007	0,2603±0,0008	0,3102±0,0005	0,4193±0,0016
$7,5^\circ$	0,2622±0,0009	0,2599±0,0006	0,2661±0,0004	0,3064±0,0011	0,4024±0,0005
$10^\circ$	0,2595±0,0021	0,2500±0,0005	0,2598±0,0007	0,3038±0,0003	0,4008±0,0003
$15^\circ$	0,2627±0,0026	0,2604±0,0004	0,2647±0,0007	0,2979±0,0005	0,3895±0,0008

Tabela B.11: Velocidades de ascensão  $U_b$  das bolhas de Taylor, em m/s, geradas a partir de bolsões de ar  $L_0 = 0,10$  m, em tubos com  $D = 0,034$  m, medidas experimentalmente, usando a câmera de alta velocidade, para diferentes soluções água-glicerina e diferentes ângulos de inclinação  $\theta$ .

	100% Água	80% Água	50% Água	20% Água	100% Glicerina
$M$	$1,80 \times 10^{-11}$	$1,82 \times 10^{-10}$	$3,99 \times 10^{-8}$	$4,68 \times 10^{-4}$	7,80
$EO$	159	173	194	213	228
$N_f$	22442	13320	3650	427	35
$0^\circ$	0,1988±0,0004	0,2006±0,0051	0,2052±0,0024	0,1916±0,0013	0,1347±0,0014
$2,5^\circ$	0,2383±0,0035	0,2079±0,0040	0,2091±0,0027	0,1950±0,0017	0,1382±0,0011
$5^\circ$	0,2215±0,0029	0,2117±0,0056	0,2187±0,0027	0,1990±0,0029	0,1412±0,0018
$7,5^\circ$	0,2334±0,0025	0,2250±0,0061	0,2211±0,0035	0,2057±0,0026	0,1463±0,0031
$10^\circ$	0,2510±0,0035	0,2329±0,0040	0,2280±0,0036	0,2118±0,0019	0,1470±0,0009
$15^\circ$	0,2604±0,0076	0,2484±0,0028	0,2411±0,0024	0,2259±0,0034	0,1540±0,0022

Tabela B.12: Velocidades de ascensão  $U_b$  das bolhas de Taylor, em m/s, geradas a partir de bolsões de ar  $L_0 = 0,20$  m, em tubos com  $D = 0,034$  m, medidas experimentalmente, usando a câmera de alta velocidade, para diferentes soluções água-glicerina e diferentes ângulos de inclinação  $\theta$ .

	100% Água	80% Água	50% Água	20% Água	100% Glicerina
$M$	$1,80 \times 10^{-11}$	$1,82 \times 10^{-10}$	$3,99 \times 10^{-8}$	$4,68 \times 10^{-4}$	7,80
$EO$	159	173	194	213	228
$N_f$	22442	13320	3650	427	35
$0^\circ$	0,2031±0,0009	0,2002±0,0013	0,2049±0,0004	0,1924±0,0017	0,1313±0,0007
$2,5^\circ$	0,2095±0,0035	0,2113±0,0046	0,2126±0,0004	0,1937±0,0025	0,1386±0,0003
$5^\circ$	0,2229±0,0020	0,2196±0,0028	0,2184±0,0006	0,2008±0,0026	0,1354±0,0014
$7,5^\circ$	0,2302±0,0059	0,2255±0,0054	0,2226±0,0026	0,2044±0,0042	0,1405±0,0020
$10^\circ$	0,2394±0,0054	0,2342±0,0037	0,2286±0,0038	0,2109±0,0028	0,1426±0,0018
$15^\circ$	0,2609±0,0040	0,2487±0,0036	0,2395±0,0037	0,2277±0,0067	0,1522±0,0031

Tabela B.13: Comprimentos  $L_b$  das bolhas de Taylor, em m, geradas a partir de bolsões de ar  $L_0 = 0,10$  m, em tubos com  $D = 0,034$  m, medidas experimentalmente, usando a câmara de alta velocidade, para diferentes soluções água-glicerina e diferentes ângulos de inclinação  $\theta$ .

	100% Água	80% Água	50% Água	20% Água	100% Glicerina
$M$	$1,80 \times 10^{-11}$	$1,82 \times 10^{-10}$	$3,99 \times 10^{-8}$	$4,68 \times 10^{-4}$	7,80
$EO$	159	173	194	213	228
$N_f$	22442	13320	3650	427	35
$0^\circ$	$0,1428 \pm 0,0009$	$0,1311 \pm 0,0033$	$0,1461 \pm 0,0059$	$0,1658 \pm 0,0015$	$0,2192 \pm 0,0009$
$2,5^\circ$	$0,1440 \pm 0,0012$	$0,1420 \pm 0,0026$	$0,1491 \pm 0,0030$	$0,1602 \pm 0,0014$	$0,2153 \pm 0,0020$
$5^\circ$	$0,1435 \pm 0,0022$	$0,1432 \pm 0,0038$	$0,1493 \pm 0,0018$	$0,1624 \pm 0,0023$	$0,2188 \pm 0,0028$
$7,5^\circ$	$0,1452 \pm 0,0015$	$0,1463 \pm 0,0040$	$0,1443 \pm 0,0024$	$0,1605 \pm 0,0021$	$0,1888 \pm 0,0040$
$10^\circ$	$0,1511 \pm 0,0020$	$0,1444 \pm 0,0027$	$0,1466 \pm 0,0023$	$0,1606 \pm 0,0013$	$0,1821 \pm 0,0012$
$15^\circ$	$0,1582 \pm 0,0020$	$0,1492 \pm 0,0017$	$0,1531 \pm 0,0015$	$0,1668 \pm 0,0024$	$0,1775 \pm 0,0026$

Tabela B.14: Comprimentos  $L_b$  das bolhas de Taylor, em m, geradas a partir de bolsões de ar  $L_0 = 0,20$  m, em tubos com  $D = 0,034$  m, medidas experimentalmente, usando câmara de alta velocidade, para diferentes soluções água-glicerina e diferentes ângulos de inclinação  $\theta$ .

	100% Água	80% Água	50% Água	20% Água	100% Glicerina
$M$	$1,80 \times 10^{-11}$	$1,82 \times 10^{-10}$	$3,99 \times 10^{-8}$	$4,68 \times 10^{-4}$	7,80
$EO$	159	173	194	213	228
$N_f$	22442	13320	3650	427	35
$0^\circ$	$0,2613 \pm 0,0023$	$0,2694 \pm 0,0104$	$0,2605 \pm 0,0052$	$0,3005 \pm 0,0021$	$0,4297 \pm 0,0026$
$2,5^\circ$	$0,2624 \pm 0,0048$	$0,2630 \pm 0,0051$	$0,2710 \pm 0,0041$	$0,2883 \pm 0,0037$	$0,4378 \pm 0,0017$
$5^\circ$	$0,2633 \pm 0,0020$	$0,2585 \pm 0,0032$	$0,2814 \pm 0,0036$	$0,2905 \pm 0,0036$	$0,4244 \pm 0,0043$
$7,5^\circ$	$0,2625 \pm 0,0147$	$0,2593 \pm 0,0062$	$0,2620 \pm 0,0032$	$0,2886 \pm 0,0060$	$0,4121 \pm 0,0067$
$10^\circ$	$0,2680 \pm 0,0054$	$0,2537 \pm 0,0043$	$0,2631 \pm 0,0047$	$0,2883 \pm 0,0037$	$0,4079 \pm 0,0042$
$15^\circ$	$0,2809 \pm 0,0035$	$0,2730 \pm 0,0039$	$0,2660 \pm 0,0048$	$0,2986 \pm 0,0088$	$0,4021 \pm 0,0093$