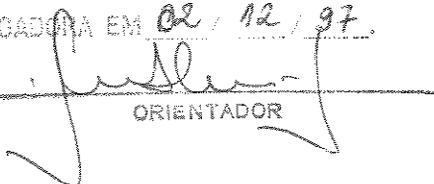


ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE A RELAÇÃO FINAL DA
TESE DEFENDIDA POR DANIEL CLEVERSON
PEDROSO E APROVADA PELA
COMISSÃO JULGADORA EM 02 / 12 / 97.


ORIENTADOR

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA

**Estudo Experimental e Caracterização
Estatística da Hidrodinâmica do escoamento
Bifásico Vertical Ascendente em Padrão
Pistonado**

Autor: Daniel Cleverson Pedroso
Orientador: Prof. Dr Fernando de Almeida França

12/97

P343e

33946/BC

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DE PETRÓLEO

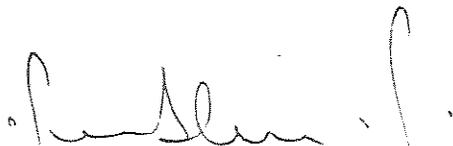
DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**Estudo Experimental e Caracterização
Estatística da Hidrodinâmica do Escoamento
Bifásico Vertical Ascendente em Padrão
Pistonado**

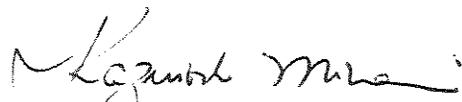
Autor: **Daniel Cleverson Pedroso**

Orientador: **Prof. Dr Fernando de Almeida França**

Banca Examinadora:



**Prof. Dr Fernando de Almeida França, Presidente
Universidade Estadual de Campinas**



**Prof. Dr Kazuioshi Minami
Petróleo Brasileiro S/A**



**Prof. Dr Antônio Carlos Bannwart
Universidade Estadual de Campinas**

Campinas, 03 de dezembro de 1997

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA**

**Estudo Experimental e Caracterização
Estatística da Hidrodinâmica do Escoamento
Bifásico Vertical Ascendente em Padrão
Pistonado**

Autor: Daniel Cleverson Pedroso

Orientador: Prof. Dr Fernando de Almeida França

Curso: Engenharia de Petróleo

Dissertação de mestrado apresentada à comissão de Pós-Graduação da Faculdade de Engenharia Mecânica, como requisito para a obtenção do título de mestre em Engenharia de Petróleo

Campinas, 1997
S.P. - Brasil

Agradecimentos

Expresso agradecimentos sinceros:

À PETROBRAS e CEPETRO, pelo apoio financeiro e técnico concedido durante a realização deste trabalho;

Aos colegas do Departamento de Energia: Alcimar, Edmur e Geraldo, pela presteza na montagem no aparato experimental e bons momentos de convivência;

Ao Eng. Marcelo Morandin, pelas valiosas sugestões e confecção do programa de aquisição de dados;

Ao Prof. Fernando França, pelo apoio e oportunidades concedidas;

A todos os colegas do DEP, que contribuíram direta ou indiretamente para a conclusão deste trabalho.

Resumo

PEDROSO, Daniel Cleverson. *Estudo Experimental e Caracterização Estatística da Hidrodinâmica do escoamento Bifásico Vertical Ascendente em Padrão Pistonado*. Campinas: Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 1997. 167 p. Dissertação (Mestrado).

Foi desenvolvido projeto experimental com objetivo de estudar a fluidodinâmica do fluxo vertical bifásico em padrão pistonado, utilizando a técnica da sonda de fios paralelos. Parâmetros importantes para a caracterização do fluxo, como a frequência, velocidade e comprimento de golfadas de líquido, a espessura de filme descendente e a fração de vazio na golfada de líquido foram obtidos para uma extensiva série de testes experimentais utilizando sistemas ar-água e ar-líquidos viscosificados. Os dados obtidos são objeto de análise, bem como são avaliados, a título de comparação, os modelos de Fernandes, Sylvester e Orell-Rembrand. O caráter estocástico do escoamento em padrão pistonado é discutido, sendo apresentados e discutidos histogramas de distribuição das variáveis hidrodinâmicas para alguns testes experimentais. Os resultados obtidos permitem apresentar inúmeras conclusões sobre a viabilidade da utilização da técnica da sonda de fios paralelos em escoamentos pistonados, sobre as limitações e melhorias necessárias aos modelos existentes e sobre as implicações do caráter estocástico do fluxo pistonado na caracterização deste padrão de escoamento.

Palavras-chave:

Escoamento multifásico

Sondas (equipamentos eletrônicos)

Dinâmica dos fluidos

Abstract

PEDROSO, Daniel Cleverson. Experimental Study and Statistical Characterisation of the Fluid Dynamics of Vertical Upward Two-Phase Slug Flow. Campinas: Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 1997. 167 p. Dissertação (Mestrado).

An experimental loop was designed and built to study the fluid dynamics of vertical upward two-phase slug flow, using two-wire parallel conductance probes. Some important parameters such as frequency, velocity and length of Taylor bubbles and liquid slugs were obtained for an extensive grid of experimental tests, using air-water and air-viscous liquid systems. The obtained data, as well as the models of Fernandes, Sylvester and Orell-Rembrand are analysed. The stochastic characteristic of slug flows is discussed, presenting histograms of some specific experimental tests. The results of this work allowed the drawing of some conclusions on the use of two-wire conductance probes in slug flows, their limitations, the need for improvements in the existing models and on the influence of the stochastic nature of slug flow on the characterisation of this flow pattern.

Keywords:

Multiphase flow

Fluid dynamics

Conductance probes

Índice

Lista de Figuras	viii
Lista de Tabelas	xii
Nomenclatura	xiii
CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO	
1.1 Ocorrência e aplicações	01
1.2 Motivação para o trabalho	02
1.3 Objetivos	02
1.4 Organização do trabalho	03
CAPÍTULO 2 - REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	
2.1 Características básicas do fluxo em padrão pistonado vertical	05
2.2 escoamento de uma bolha em fluido estagnante	06
2.3 Equações básicas do fluxo pistonado - modelo da célula unitária	10
2.4 Variáveis do fluxo pistonado vertical e sua importância	14
2.5 Propostas de modelagem do escoamento pistonado vertical	19
2.6 Caracterização das variáveis hidrodinâmicas	28
2.7 Trabalhos experimentais em fluxo pistonado vertical	33
CAPÍTULO 3 - APARATO EXPERIMENTAL	
3.1 Descrição geral	37
3.2 Tubulação vertical de testes	38
3.3 Circulação de líquido	40
3.4 Circulação de gás	42
3.5 Instrumentação aplicada	43
3.6 Sistema de aquisição de dados	50
CAPÍTULO 4 - ANÁLISE DE SINAIS	
4.1 Objetivos	51
4.2 Natureza do sinal na ocorrência de filme de líquido descendente e golfadas de líquido	51

4.3 Sinal elétrico característico do escoamento pistonado	54
4.4 Metodologia de aquisição e tratamento de sinais	58
CAPÍTULO 5 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS	
5.1 Propósito dos experimentos	60
5.2 Testes experimentais	60
5.3 Testes ar-água	65
5.4 Testes ar-líquidos viscosificados	73
CAPÍTULO 6 - ANÁLISE DE MODELOS	
6.1 Propósito da análise de modelos	85
6.2 Testes ar-água	86
6.3 Testes ar-líquidos viscosificados	99
CAPÍTULO 7 - ANÁLISE ESTATÍSTICA	
7.1 Importância da caracterização estatística	108
7.2 Estudos publicados	108
7.3 Análise de coeficientes de variação	109
7.4 Histogramas de distribuições	120
CAPÍTULO 8 - ANÁLISES E CONCLUSÕES	
8.1 Resultados experimentais	132
8.2 Modelos fenomenológicos analisados	135
8.3 Caracterização estatística	136
8.4 Sugestões a próximos trabalhos	136
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	138
APÊNDICE A - CALIBRAÇÕES DE INSTRUMENTOS	
A.1 Transmissores de pressão	141
A.2 Sondas de fios paralelos	143
A.3 Placas de orifício	152
APÊNDICE B - ANÁLISE DE ERROS	
B.1 Introdução	155
B.2 Natureza dos erros	155
B.3 Análise da propagação das incertezas	156
B.4 Análise de erros no projeto experimental	156
APÊNDICE C - EXEMPLOS DE TABELAS DE DADOS	
C.1 Propósito	164
C.2 Apresentação de planilhas-exemplo	164

Lista de Figuras

2.1	Escoamento pistonado, em sucessão de B.T. e golfadas de líquido	07
2.2	Características básicas do fluxo pistonado	11
2.3	Forças envolvidas no escoamento pistonado	16
2.4	Fluxos de gás e líquido considerados por Fernandes	21
2.5	Perfis de velocidade admitidos por Fernandes	22
2.6	Modelo de Orell e Rembrand	26
3.1	Fluxograma simplificado do aparato experimental	38
3.2	Seção vertical de testes e vaso separador	39
3.3	Misturador líquido-ar na região inferior da seção de testes	40
3.4	Bomba e filtro de líquido	41
3.5	Sistema de medida e controle da vazão de ar	42
3.6	Seção vertical de testes	45
3.7	Formação de ponte de líquido entre os fios na ascensão de bolha isolada	47
3.8	Configuração simplificada das sondas de fios paralelos	48
3.9	Sondas de fios paralelos em série, em fotografia de bancada	49
4.1	Sinal característico do escoamento em bolhas	52
4.2	Sinal de bolhas aplicado à calibração de filme	53
4.3	Sinal médio para escoamento em bolhas, 500 Hz	54
4.4	Distribuição de fração de vazio típica de escoamento pistonado	55
4.5	Sinal elétrico característico de fluxo pistonado	56
4.6	Sobreposição dos sinais das sondas instaladas em série	57
4.7	Obtenção de velocidades e comprimentos de B.T. e golfadas de líquido através de correlação de sinais	58
4.8	Procedimento de aquisição e interpretação de sinais	59
5.1	Condições operacionais dos testes ar-água e linhas de transição de Taitel et al. (1980)	62
5.2	Condições operacionais dos testes ar-líquido 4 cP água e linhas de transição de Taitel et al. (1980)	63
5.3	Condições operacionais dos testes ar-líquido 40 cP e linhas de transição de Taitel et al. (1980)	64
5.4	Velocidade de ascensão das bolhas de Taylor - testes ar-água	65
5.5	Fração de vazio na golfada de líquido - testes ar-água	66
5.6	Volume de gás na golfada de líquido em relação ao volume de gás em uma unidade característica - testes ar-água	67
5.7	Relação β - testes ar-água	68
5.8	Comprimento médio das bolhas de Taylor - testes ar-água	69
5.9	Frequência de passagem das B.T. - testes ar-água	70

5.10 Comprimento médio das golfadas de líquido - testes ar-água	70
5.11 Espessura média de filme de líquido descendente - testes ar-água	71
5.12 Detalhe de um perfil de espessura de filme descendente	72
5.13 Velocidade de ascensão das bolhas de Taylor - testes ar-líquido 4 cP	73
5.14 Velocidade de ascensão das bolhas de Taylor - testes ar-líquido 40 cP	74
5.15 Fração de vazio média na golfada de líquido - testes ar-líquido 4 cP	74
5.16 Fração de vazio média na golfada de líquido - testes ar-líquido 40 cP	75
5.17 Volume de gás na golfada de líquido em relação ao volume de gás em uma unidade característica - testes ar-líquido 4 cP	76
5.18 Volume de gás na golfada de líquido em relação ao volume de gás em uma unidade característica - testes ar-líquido 40 cP	77
5.19 Relação β - testes ar-líquido 4 cP	78
5.20 Relação β - testes ar-líquido 40 cP	79
5.21 Comprimento médio das bolhas de Taylor - testes ar-líquido 4 cP	79
5.22 Comprimento médio das bolhas de Taylor - testes ar-líquido 40 cP	80
5.23 Comprimento médio das golfadas de líquido - testes ar-líquido 4 cP	80
5.24 Comprimento médio das golfadas de líquido - testes ar-líquido 40 cP	81
5.25 Frequência de passagem das B.T. - testes ar-líquido 4 cP	82
5.26 Frequência de passagem das B.T. - testes ar-líquido 40 cP	82
5.27 Espessura média de filme de líquido descendente - testes ar-líquido 4 cP	83
5.28 Espessura média de filme de líquido descendente - testes ar-líquido 40 cP	83
6.1 Sinal de sonda de fios paralelos na golfada de líquido - sistema ar-água	87
6.2 Fração de vazio média na golfada de líquido comparada a modelos de fluxo pistonado - sistema ar-água	88
6.3 Cálculo de V_{LF} por balanço material	89
6.4 Velocidade de filme de líquido adimensionalizada pela velocidade de queda livre em função do comprimento da B.T. - testes ar-água	91
6.5 Relação da velocidade de filme descendente adimensionalizada pela velocidade obtida por uma relação de Blasius com o número de Reynolds	91
6.6 Tensão de atrito e interfacial - sistema ar-água	93
6.7 Presença de bolhas no filme descendente - testes ar-água	94
6.8 Espessura de filme descendente experimental comparada a modelos de fluxo pistonado - sistema ar-água	95
6.9 Fração de vazio total do escoamento comparada a modelos de fluxo pistonado - sistema ar-água	97
6.10 - Valor de β experimental comparado a modelos de fluxo pistonado - sistema ar-água	98
6.11 Fração de vazio média na golfada de líquido comparada a modelos de fluxo pistonado - sistema ar-líquido 4 cP	100
6.12 Fração de vazio média na golfada de líquido comparada a modelos de fluxo pistonado - sistema ar-líquido 40 cP	101
6.13 Presença de bolhas no filme descendente - sistema ar-líquido 4 cP	102
6.14 Fração de vazio total do escoamento comparada a modelos de fluxo pistonado - sistema ar-líquido 4 cP	104
6.15 Fração de vazio total do escoamento comparada a modelos de fluxo pistonado - sistema ar-líquido 40 cP	105
6.16 Valor de β experimental comparado a modelos de fluxo pistonado - sistema ar-líquido 4 cP	106

6.17 Valor de β experimental comparado a modelos de fluxo pistonado - sistema ar-líquido 40 cP	107
7.1 Coeficiente de variação do comprimento de bolhas de Taylor - sistema ar-água	111
7.2 Coeficiente de variação do comprimento de bolhas de Taylor - sistema ar-líquido 4 cP	111
7.3 Coeficiente de variação do comprimento de bolhas de Taylor - sistema ar-líquido 40 cP	112
7.4 Coeficiente de variação do comprimento de golfadas de líquido - sistema ar-água	113
7.5 Coeficiente de variação do comprimento de golfadas de líquido - sistema ar-líquido 4 cP	113
7.6 Coeficiente de variação do comprimento de golfadas de líquido - sistema ar-líquido 40 cP	114
7.7 Coeficiente de variação da velocidade de ascensão de B.T. - sistema ar-água	115
7.8 Coeficiente de variação da velocidade de ascensão de B.T. - sistema ar-líquido 4 cP	116
7.9 Coeficiente de variação da velocidade de ascensão de B.T. - sistema ar-líquido 40 cp	116
7.10 Coeficiente de variação da velocidade de golfadas de líquido - sistema ar-água	117
7.11 Coeficiente de variação da velocidade de golfadas de líquido - sistema ar-líquido 4 cP	117
7.12 Coeficiente de variação da velocidade de golfadas de líquido - sistema ar-líquido 40 cP	118
7.13 Coeficiente de variação da fração de vazio na golfada de líquido - sistema ar-água	119
7.14 - Coeficiente de variação da fração de vazio na golfada de líquido - sistema ar-líquido 4 cP	119
7.15 Histogramas de comprimento de B.T. - sistema ar-água	121
7.16 Histogramas de comprimento de B.T. - sistema ar-líquido 4 cP	121
7.17 Histogramas de comprimento de B.T. - sistema ar-líquido 40 cP	122
7.18 Histogramas de comprimento de golfada de líquido - sistema ar-água	123
7.19 Histogramas de comprimento de golfada de líquido - sistema ar-líquido 4 cP	123
7.20 Histogramas de comprimento de golfada de líquido - sistema ar-líquido 40 cP	124
7.21 Histogramas de velocidade de B.T. - sistema ar-água	125
7.22 Histograma de velocidade de golfadas de líquido - sistema ar-água	125
7.23 Histogramas de velocidade de B.T. - sistema ar-líquido 4 cP	126
7.24 Histogramas de velocidade de golfadas de líquido - sistema ar-líquido 4 cP	126
7.25 Histogramas de velocidade de B.T. - sistema ar-líquido 40 cP	127
7.26 Histogramas de velocidade de golfadas de líquido - sistema ar-líquido 40 cP	127
7.27 Histogramas de fração de vazio na golfada de líquido - sistema ar-água	128
7.28 Histogramas de fração de vazio na golfada de líquido - sistema ar-líquido 4 cP	129
7.29 Histogramas de fração de vazio na golfada de líquido - sistema ar-líquido 40 cP	129
7.30 Histogramas de espessura de filme de líquido - sistema ar-água	130
7.31 Histogramas de espessura de filme de líquido - sistema ar-líquido 4 cP	132
7.32 Histogramas de espessura de filme de líquido - sistema ar-líquido 40 cP	132
A-1 Curvas de calibração dos transmissores de pressão	142
A-2 Técnica de calibração das sondas de fios paralelos	143
A-3 Calibração dinâmica utilizando ultra-som	144
A-4 Curvas de calibração das sondas de fios paralelos (água)	145

A-5	Curvas de calibração das sondas de fios paralelos (líquido 4 cP)	146
A-6	Curvas de calibração das sondas de fios paralelos (líquido 40 cP)	147
A-7	Calibração das sondas de fios paralelos para escoamento em bolhas (água)	148
A-8	Calibração das sondas de fios paralelos para escoamento em bolhas (líquido 4 cP)	150
A-9	Calibração das sondas de fios paralelos para escoamento em bolhas (líquido 40 cP)	151
A-10	Calibração da placa de medição da vazão de ar	153
A-11	Calibração da placa de medição da vazão de líquido	154

Lista de Tabelas

2.1 Critérios de força predominante em um escoamento de bolha alongada	09
5.1 Sistemas de fluidos utilizados	61
5.2 Testes ar-água	61
5.3 Testes ar-líquido 4 cP	63
5.4 Testes ar-líquido 40 cP	64
5.5 Quadro resumo das tendências observadas neste trabalho	84
7.1 Testes com histogramas apresentado	120
B.1 Possíveis erros cometidos no projeto experimental	163
C.1 Planilha de dados hidrodinâmicos - exemplo	166
C.2 Análise estatística de dados	167

Nomenclatura

Letras latinas

A	área da seção transversal, m ²
C _O	Coefficiente de distribuição, adimensional
C _w	parâmetro adimensional de Orell-Rembrand
cv	coeficiente de variação, adimensional
D	diâmetro da seção transversal, m
D ⁺	diâmetro adimensional da região da bolha de Taylor
Eo	número de Eotvos
f _f	fator de fricção de parede
f _i	fator de fricção interfacial
f _{TP}	fator de fricção bifásico
g	aceleração da gravidade, m/s ²
j	velocidade superficial da mistura, m/s
j _G	velocidade superficial da fase gás, m/s
j _L	velocidade superficial da fase líquida, m/s
L	comprimento de uma unidade característica, m
L _F	comprimento da bolha de Taylor, m
L _S	comprimento de um golfada de líquido, m
Q _{BOT}	vazão de gás incorporada à interface inferior da B.T, m ³ /s
Q _{GSL}	vazão de gás desprendida da B.T e incorporada à golfada de líquido, m ³ /s
Q _{LF}	vazão de líquido no filme descendente, m ³ /s
Q _{TOP}	vazão de gás incorporada ao nariz da B.T, m ³ /s
Re _F	número de Reynolds do filme de líquido
Re _{GS}	número de Reynolds do gás, definido em função da velocidade superficial

Re_{LS}	número de Reynolds do líquido, definido em função da velocidade superficial
s	desvio padrão
S	perímetro molhado, m
t_b	momento de indicação de início de bolha de Taylor, s
t_{pb}	tempo de passagem de bolha de Taylor por uma sonda, s
t_{ps}	tempo de passagem de uma golfada de líquido por uma sonda, s
t_s	momento de indicação de início de golfada de líquido, s
V^*	velocidade de fricção, adimensional
V^+	velocidade relativa, adimensional
V_B	velocidade de bolha em meio a uma população de bolhas, m/s
V_G	velocidade média da fase gás, m/s
V_{GF}	velocidade do gás na bolha de Taylor, m/s
V_G^l	velocidade local do gás na B.T., m/s
V_{GS}	velocidade da fase gás na golfada de líquido, m/s
v_L	velocidade média da fase líquida, m/s
V_{LF}	velocidade da fase líquida na região da bolha de Taylor, m/s
V_{LS}	velocidade da fase líquida na golfada de líquido, m/s
V_N	velocidade da bolha de Taylor, m/s
V_{oo}	velocidade de uma bolha isolada em meio infinito, m/s
V_R^l	velocidade local do gás na B.T. relativa a V_N , m/s
y^+	distância adimensional, medida da superfície do filme de líquido
x	média aritmética

Letras gregas

α	fração de vazio média
β	relação entre o comprimento de uma B.T. e o comprimento de uma unidade característica
κ	frequência de passagem de unidades características, s^{-1}
μ	viscosidade, kg/(m.s)
ν	viscosidade cinemática, m^2/s
σ	tensão superficial, N/m
α_f	fração de vazio média na bolha de Taylor
τ_f	tensão de atrito com parede, N/m^2

δ_G^+	espessura de camada de gás, adimensional
α_H	fração de vazio no topo da golfada de líquido
τ_i	tensão interfacial, N/m ²
ρ_K	massa específica da fase k, kg/m ³
Φ_L	volume de líquido em uma unidade característica, m ³
ΔP_f	perda de carga por atrito, N/m ²
ΔP_{mix}	perda de carga por aceleração, N/m ²
α_S	fração de vazio média na golfada de líquido
κ_S	frequência de ocorrência de unidades características de fluxo, s ⁻¹
Δs	distância entre sondas de fios paralelos, m
α_T	fração de vazio de transição de padrão de fluxo
Δt	tempo de passagem de uma unidade característica, s
Δt_F	tempo de passagem de uma B.T., s
Δt_S	tempo de passagem de uma golfada de líquido, s
ΔV	diferença de potencial, volts
δ_L	espessura do filme de líquido na região da bolha de Taylor, m

Subscritos

G	fase gás
L	fase líquida
1,2	refere-se às sondas 1 e 2

Sobrescritos

l	variável local
---	----------------

Capítulo 1

Introdução

1.1 Ocorrência e aplicações

O escoamento simultâneo de gás e líquido em uma tubulação pode ocorrer em diversas aplicações nas indústrias de processos químicos, na indústria do petróleo e nas usinas nucleares, em ocasiões de emergência. Ao contrário do escoamento monofásico, no escoamento multifásico há uma série de fenômenos ainda não suficientemente explicados, com as modelagens existentes assumindo uma série de simplificações para possibilitar a obtenção de resultado.

Em um escoamento bifásico, as fases distribuem-se de maneira muito particular, caracterizando diversos padrões de fluxo. O conhecimento destes padrões é essencial para a elaboração de modelos confiáveis, construídos através da observação dos fenômenos característicos de cada padrão de fluxo, objetivando o conhecimento de parâmetros como a queda de pressão, o coeficiente global de transferência de calor e a fração de vazio do escoamento, entre outros.

Entre os regimes de fluxo reconhecidos, o padrão pistonado (“slug flow”) é um dos que requer maiores esforços em sua caracterização e modelagem, devido a características marcantes da distribuição espacial entre fases, que impõe intermitências ao escoamento. Este escoamento ocorre em larga faixa de vazões de gás e líquido em tubulações de diâmetro médio e pequeno, com variação periódica da densidade, fração de vazio e pressões na seção transversal da tubulação.

1.2 Motivação para o trabalho

Na Engenharia de Petróleo, sabe-se que a produção de óleo e gás se dá frequentemente em padrão de escoamento pistonado (Dhulesia e Bernicot, 1997) e que este tem como característica principal a presença intermitente de massas de gás e líquido na seção transversal da tubulação. Esta característica torna necessário prever com maior exatidão os parâmetros deste padrão de fluxo, especialmente para líquidos viscosos, casos de maior aplicação real. Este conhecimento é necessário especialmente para a previsão correta de variáveis de projeto de sistemas de produção e controle na superfície.

A literatura é relativamente pobre ao apresentar dados experimentais de fluxos pistonados, especialmente no que se refere a líquidos viscosos, e à apresentação de dados estatísticos de distribuição de magnitude de variáveis como velocidade e comprimento de golfadas de líquido e bolhas de Taylor, concentração de gás na golfada de líquido e espessura de filme descendente.

Este trabalho busca preencher em parte esta lacuna, mostrando resultados médios e estatísticos de um escoamento vertical ascendente, obtidos a partir de uma série de experimentos utilizando sistemas água-ar e água viscosificada-ar.

1.3 Objetivos

Os principais objetivos pretendidos neste trabalho foram:

- projetar e construir aparato experimental instrumentado adequadamente para estudo de fluxo bifásico vertical em padrão pistonado;
- verificar a viabilidade e utilidade da técnica de sondas fios paralelos quando aplicada em um escoamento vertical pistonado;
- obter dados experimentais para misturas água-ar e líquido viscoso-ar escoando em padrão pistonado;
- aplicar as condições dos testes experimentais nos modelos de fluxo pistonado disponíveis na literatura para comparação e verificação de suas limitações;
- tratar estatisticamente os dados experimentais, revelando a natureza estocástica das variáveis características de escoamentos pistonados;

- apresentar análises conclusivas sobre os resultados obtidos de modelos disponíveis e sobre os efeitos da utilização de líquido viscoso sobre as características fundamentais do escoamento.

1.4 Organização do trabalho

Este trabalho está estruturado de maneira semelhante à ordem cronológica de desenvolvimento das atividades.

O Capítulo 2 apresenta a revisão bibliográfica, iniciando pelos trabalhos considerados “clássicos”, que abordam o escoamento de bolhas isoladas em meio líquido. São mencionados e discutidos os modelos de Fernandes, Sylvester e Orell-Rembrand, assim como propostas encontradas em literatura para caracterizar parâmetros hidrodinâmicos como o comprimento de bolhas de Taylor e golfadas de líquido e fração de vazio na golfada de líquido.

A descrição do aparato experimental aparece no Capítulo 3, onde os equipamentos e procedimentos utilizados nos testes experimentais são descritos em detalhes.

No Capítulo 4 são discutidas as ações necessárias para converter os sinais elétricos provenientes das sondas de fios paralelos em parâmetros hidrodinâmicos, bem como as limitações desta técnica quando aplicada à caracterização do fluxo pistonado vetical.

Os dados obtidos em uma série extensiva de testes são o assunto do Capítulo 5, discutindo-se uma série de questões sobre a evolução do comportamento das variáveis hidrodinâmicas médias frente a diferentes condições de vazão de gás, vazão de líquido e viscosidade de líquido. Por facilidade de entendimento, visualização e quantidade de dados a apresentar, optou-se predominantemente pela apresentação de dados em forma gráfica.

A aplicação dos modelos matemáticos citados no Capítulo 2 às condições dos testes experimentais e comparação de resultados aparece no Capítulo 6.

O Capítulo 7 apresenta dados estatísticos dos testes realizados, com apresentação de coeficientes de variação de parâmetros hidrodinâmicos e histogramas de distribuição de alguns testes experimentais.

Uma compilação das conclusões e análises apresentadas no transcorrer do trabalho é apresentada no Capítulo 8.

Os apêndices trazem informações complementares necessárias ao entendimento da metodologia de trabalho empregada: o Apêndice A mostra as curvas de calibração da instrumentação utilizada; o Apêndice B trata de análise de erros no projeto experimental; no Apêndice C, finalmente, aparecem de forma ilustrativa o formato das tabelas de dados que geraram os gráficos apresentados no trabalho

Capítulo 2

Revisão Bibliográfica

2.1 Características básicas do fluxo em padrão pistonado vertical

O padrão de fluxo pistonado ou intermitente possui características bastante particulares. A distribuição espacial das fases induz a intermitência local em uma seção transversal da tubulação, a qual leva à variação temporal dos parâmetros do escoamento. Em uma representação física simplificada, é usual representar as variáveis por seus valores médio-temporais. Este é o caso da abordagem da “célula unitária”, que parte da premissa de que os fluidos se distribuem entre duas sub-células, uma contendo parcela substancial de gás e outra carreando a maior parte do líquido em escoamento.

A caracterização exata da distribuição das fases, entretanto, devido à característica estocástica do fluxo, é uma tarefa de difícil realização. Por isso, são normalmente adotadas algumas premissas simplificadoras para tornar possível a descrição do fluxo pistonado, as quais serão posteriormente utilizadas na elaboração de modelos descritivos:

- o escoamento é axissimétrico e unidimensional no sentido do fluxo;
- o escoamento é formado por unidades características, representadas por uma bolha alongada (bolha de Taylor, ou B.T.) escoando no centro da tubulação e com velocidade maior que a golfada de líquido. Há a formação de um filme de líquido ao redor da B.T. deslocando-se com velocidade de sentido inverso ao da bolha ascendente;
- a golfada de líquido que ocorre entre as B.T. possui bolhas de gás dispersas, em escoamento semelhante ao escoamento em bolhas;

- a espessura do filme descendente na periferia da B.T. é considerada menor que o diâmetro das bolhas dispersas na golfada de líquido, de maneira que o filme descendente é composto somente de líquido;

- na base da bolha de Taylor o filme em fluxo descendente é desacelerado e incorporado à golfada de líquido, causando a formação de vórtices e o desprendimento de gás da B.T., em processo denominado de remistura. A massa de gás na bolha de Taylor mantém-se constante; assim, ocorre incorporação de gás disperso do pistão de líquido acima da bolha, à mesma taxa do processo de remistura.

Além do escoamento pistonado "estável" propriamente dito, em que o padrão de fluxo é resultado de condições determinadas de vazão de gás e líquido, que é o objeto de estudo deste trabalho, em tubulações longas pode ocorrer a formação de grandes golfadas de líquido ("terrain slugging"). Este fenômeno ocorre quando os fluxos volumétricos de gás e líquido são pequenos, com padrão de fluxo estratificado, e ocorre mudança de inclinação da tubulação, permitindo acumulação de líquido em determinada região. A formação de grandes golfadas não é possível se as vazões são elevadas o suficiente para gerar fluxos em padrão pistonado, anular ou disperso (Taitel, 1994).

2.2 Escoamento de uma bolha em fluido estagnante

2.2.1 Conceito de unidade característica

O fluxo pistonado é normalmente abordado como composto por duas unidades distintas: a bolha de Taylor, estrutura que transporta predominantemente gás, e a golfada de líquido, estrutura com bolhas dispersas que transporta predominantemente a fase líquida.

Bolhas de Taylor (B.T.) e golfadas de líquido, ocorrendo sucessivamente no escoamento, constituem o escoamento em padrão pistonado (Figura 1). As propostas de modelagem do fluxo pistonado utilizam correlações obtidas de avaliações separadas destas duas estruturas, conforme visto a seguir.

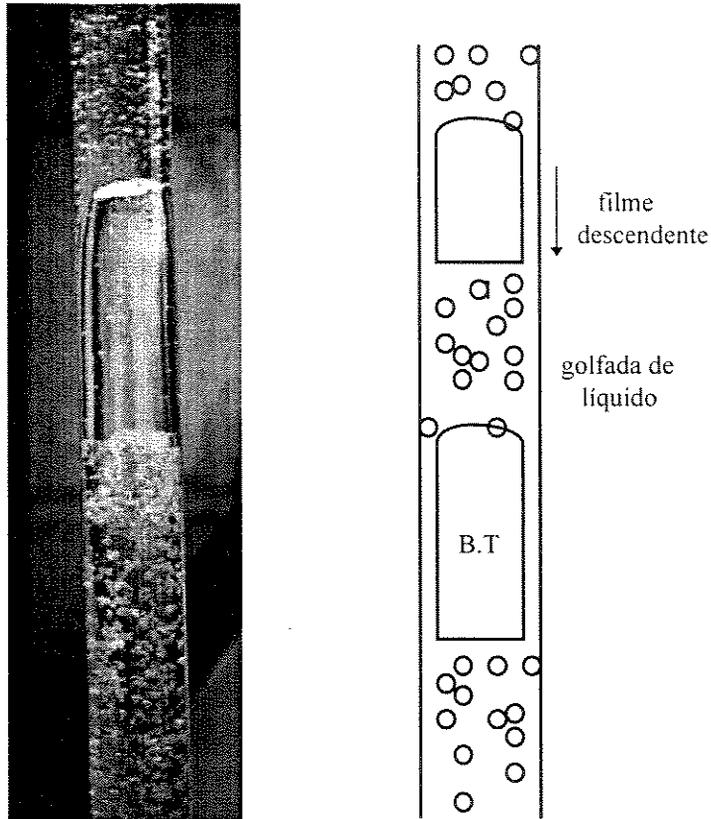


Figura 2.1 - Escoamento pistonado, em sucessão de B.T. e golfadas de líquido

As proposições de modelagem do fluxo pistonado que adotam o conceito de célula unitária como premissa básica são baseados na aplicação das equações de conservação da massa a volumes de controle fixos, deslocando-se com a velocidade das estruturas fundamentais. O fechamento destes modelos é realizado recorrendo-se a equações constitutivas que descrevem o movimento relativo da B.T e das bolhas dispersas através das respectivas massas de líquido. Estas equações constitutivas serão mostradas a seguir.

2.2.2 Bolhas de Taylor

Os primeiros estudos referentes ao fluxo pistonado referem-se ao escoamento de uma bolha alongada em um fluido estagnante. Dimitrescu (1943), Davies e Taylor (1950), Nicklin et al. (1962), entre outros, correlacionaram a velocidade terminal de uma bolha ao número de Froude:

$$Fr = \frac{V_N}{\sqrt{gD}} \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_L - \rho_G}} \quad (2.1)$$

O número de Froude encontrado é constante e igual a 0.35, resultando:

$$V_N = 0.35 \sqrt{\frac{gD\Delta\rho}{\rho_L}} \quad (2.2)$$

A velocidade de ascensão da bolha é resultado do equilíbrio entre o empuxo e as forças de inércia, viscosa e de tensão superficial da fase líquida. A relação apresentada é válida para baixas viscosidade e tensão superficial da fase líquida, ou seja, quando a inércia é dominante sobre o movimento da bolha.

Wallis (1969) generalizou esta relação para casos onde as forças viscosas e de tensão superficial têm papel importante no movimento da B.T., nominando três grupos adimensionais:

$$K_1 = \frac{\rho_L V_N^2}{Dg(\rho_L - \rho_G)} = Fr^2 \quad (2.3)$$

$$K_2 = \frac{V_N \mu_L}{D^2 g(\rho_L - \rho_G)} \quad (2.4)$$

$$K_3 = \frac{\sigma}{D^2 g(\rho_L - \rho_G)} \quad (2.5)$$

Os casos de solução mais simples ocorrem quando o movimento da B.T. é governado por somente um desses grupos adimensionais.

O primeiro grupo representa o movimento da bolha dominada por efeitos de inércia, predominante nos escoamentos característicos das indústrias petrolífera e de processos. O valor de K_1 é o mesmo determinado por estudos anteriores, ou seja, $K_1^{1/2}=0.35$. O segundo grupo representa o movimento determinado preponderantemente por forças viscosas. Wallis determinou $K_2=0.01$.

Na predominância da tensão superficial, a bolha seria estática, isto é, não haveria fluxo.

Para definir qual a força predominante no movimento da B.T., Wallis (1969) utilizou o número de Eötvös e o número inverso da viscosidade, dados por:

$$Eo = \frac{gD^2(\rho_L - \rho_G)}{\sigma} \quad (2.6)$$

$$N_{\mu} = \frac{\sqrt{D^3 g \rho_L (\rho_L - \rho_G)}}{\mu_L} \quad (2.7)$$

Os critérios de predominância utilizados pelo autor são mostrados na Tabela 2.1.

Tabela 2.1 - Critérios de força predominante em um escoamento de bolha alongada

(Wallis, 1969)

Força predominante	Critério	Constantes
Inércia	$N_{\mu} > 300$ " $Eo > 100$	$K_1=0.35$
Viscosidade	$N_{\mu} < 2$ " $Eo > 100$	$K_2=0.01$
Tensão superficial	" $Eo < 3.37$	

No caso específico do presente trabalho, dadas as condições de viscosidade, densidade e tensão superficial dos fluidos utilizados, os efeitos de inércia são predominantes.

2.2.3 Bolhas dispersas

O escoamento de bolhas dispersas é um tópico importante em fluxo bifásico gás-líquido, sendo objeto de estudos intensivos nas décadas de 50 e 60.

Vários autores apresentam correlações experimentais para a velocidade terminal de ascensão de uma bolha em meio líquido estagnante. Uma das correlações mais conhecidas e utilizadas foi proposta por Harmathy (1960):

$$V_{\infty} = 1.53 \left[\frac{g(\rho_L - \rho_G)\sigma}{\rho_L^2} \right]^{0.25} \quad (2.8)$$

Para líquidos em escoamento em meio restrito, é sugerida a utilização da velocidade terminal da bolha em meio estagnante como a velocidade relativa do gás em relação à fase líquida. A velocidade de uma bolha específica em meio multiparticulado, ou seja, em meio à uma população de bolhas, como ocorre em uma golfada de líquido, é inferior em relação à velocidade de bolha isolada. A correlação mais aceita para correção do efeito da população de bolhas é:

$$V_B = V_\infty (1 - \alpha)^n \quad (2.9)$$

Wallis (1969) e Gouvier e Aziz (1972) sugerem utilizar $n=1.5$. Fernandes (1983) utilizou, para golfada de líquido em fluxo pistonado, $n=0.5$. Mishima e Ishii (1984) utilizam $n=1.75$. Taitel e Barnea (1990) sugerem que o valor mais correto para utilização na golfada de líquido seria $n=0$.

2.3 Equações básicas do fluxo pistonado - modelo da célula unitária

Salvo indicações em contrário, todas as variáveis referenciadas no fluxo pistonado são dadas por seu valor médio, calculadas pela integral em toda a área de seção transversal. Seja, por exemplo, uma variável genérica ε . O valor médio de ε em função de valores locais ε_i é dado por:

$$\langle \varepsilon \rangle = \varepsilon = \frac{1}{A} \int_A \varepsilon_i dA \quad (2.10)$$

O procedimento mostrado a seguir é o balanço de massa considerando o volume de controle fixo em relação a um referencial inercial mostrado na Figura 2.2.

O volume de líquido em uma unidade característica é:

$$\phi_L = A(V_{LF}(1 - \alpha))_F \Delta t_F + A(V_{LS}(1 - \alpha))_S \Delta t_S \quad (2.11)$$

Fazendo $(V_{LF}\alpha)_F = V_{LF}\alpha_F$ e $(V_{LS}\alpha)_S = V_{LS}\alpha_S$ e considerando negativa a velocidade de líquido no filme descendente, vem:

$$\phi_L = AV_{LS}(1 - \alpha_S)\Delta t_S - AV_{LF}(1 - \alpha_F)\Delta t_F \quad (2.12)$$

Dividindo os termos por $A\Delta t$, resulta:

$$j_L = V_{LS}(1 - \alpha_S) \frac{\Delta t_S}{\Delta t} - V_{LF}(1 - \alpha_F) \frac{\Delta t_F}{\Delta t} \quad (2.13)$$

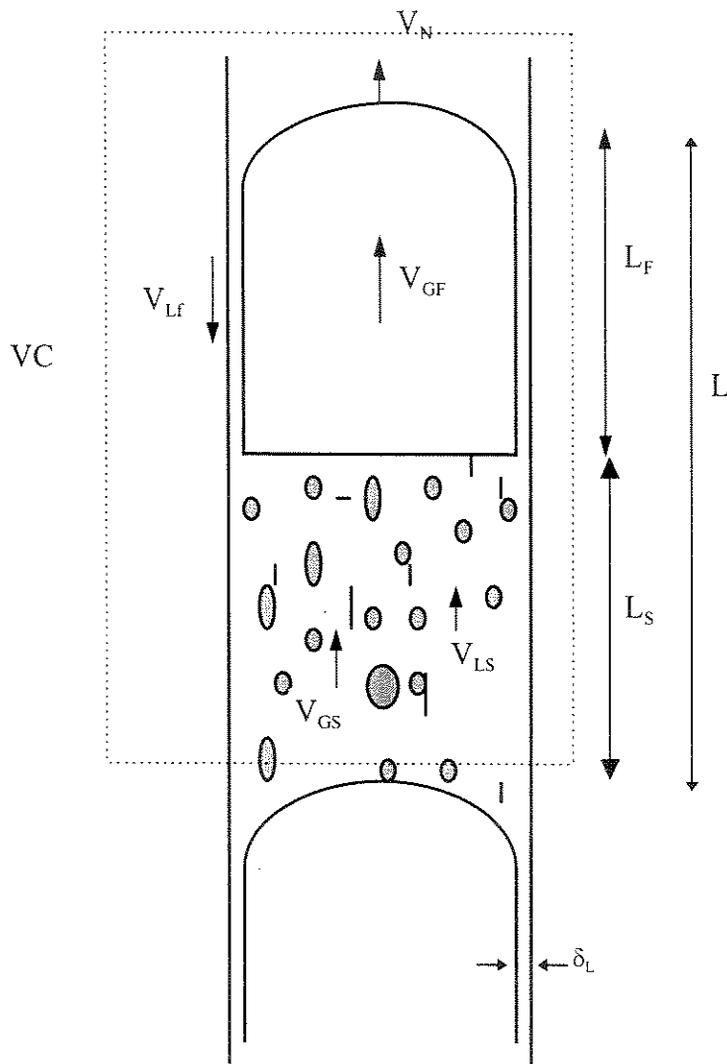


Fig 2.2 - Características básicas do fluxo pistonado

Na equação (2.13), j_L é a velocidade superficial média de líquido, dada por:

$$j_L = (1 - \alpha)v_L \quad (2.14)$$

Para a fase gás, o mesmo procedimento resulta:

$$j_G = V_{GS}\alpha_S \frac{\Delta t_S}{\Delta t} - V_{GF}\alpha_F \frac{\Delta t_F}{\Delta t} \quad (2.15)$$

$$j_G = \alpha V_G \quad (2.16)$$

Sendo V_N a velocidade de translação da interface superior da B.T., o balanço de massa para o filme de líquido fica:

$$\rho_L (V_N - V_{LS})A_{LS} = \rho_L (V_N + V_{LF})A_{LF} \quad (2.17)$$

Dividindo por $\rho_L A$, vem:

$$(V_N - V_{LS})(1 - \alpha_S) = (V_N + V_{LF})(1 - \alpha_F) \quad (2.18)$$

Semelhantemente, para o balanço de massa para o gás na B.T. obtém-se:

$$\rho_G (V_N - V_{GS})A_{GS} = \rho_G (V_N + V_{GF})A_{GF} \quad (2.19)$$

Dividindo por $\rho_G A$, vem:

$$(V_N - V_{GS})\alpha_S = (V_N + V_{GF})\alpha_F \quad (2.20)$$

Para uma única bolha escoando em um meio líquido, Nicklin et al. (1962) determinaram experimentalmente:

$$V_N = 1.2j + 0.35\sqrt{gD} \quad (2.21)$$

Na equação 2.12, j é a velocidade superficial total. Para Zuber e Findlay (1965) a formulação do modelo de deslizamento segue uma correlação diferente:

$$V_G = C_o j + V_{GJ} \quad (2.22)$$

$$\text{onde: } V_{GJ} = 0.35 \sqrt{\frac{g(\rho_L - \rho_G)D}{\rho_L}} \quad (2.23)$$

A relação para V_{GJ} é a equação para o movimento de bolhas em meio estagnante. Ou seja, Zuber e Findlay consideram a velocidade da fase gás em relação à velocidade do centro da mistura equivalente à velocidade de ascensão de uma bolha alongada em um meio líquido que não escoia. A relação sugerida para V_{GJ} é válida somente para fluidos de baixa viscosidade.

O coeficiente C_o reflete a distribuição das fases na seção transversal da tubulação, sendo dado por:

$$C_o = \frac{\int_A j_l \alpha_l dA}{\left[\int_A j_l dA \right] \frac{1}{A} \int_A \alpha dA} = \frac{\langle \alpha j \rangle}{\langle \alpha \rangle \langle j \rangle} \quad (2.24)$$

Nesta última relação, os subscritos l denominam variáveis locais e o símbolo $\langle \rangle$ significa variável local integrada em toda a área transversal. Se existir distribuição equivalente de gás e líquido na seção transversal da tubulação, C_o assumirá valor unitário; se houver

concentração de perfis de velocidade de gás e fração de vazio na região central da tubulação, o valor de C_o será tal que $C_o > 1$.

Nicklin et al. (1962) sugerem que o coeficiente multiplicador da velocidade superficial total igual a 1.2 possui relação com o perfil de velocidades de um escoamento turbulento, em que a velocidade máxima é de aproximadamente 1.2 vezes a velocidade média, e a B.T. escoar na região central do tubo, onde a velocidade é máxima. O trabalho de Nicklin et al. (1962), realizado em sistema ar-água, é de natureza totalmente empírica, enquanto que a proposta de Zuber e Findlay (1965) possui base analítica e é geral, vindo a confirmar a correção da correlação empírica de Nicklin et al. (1962).

Fernandes (1983), baseando-se em trabalhos experimentais, propôs a modificação do valor do coeficiente multiplicador para 1.29, contemplando o efeito de expansão das B.T. devido à incorporação de gás da golfada de líquido na interface superior.

Hamaguchi e Sakaguchi (1997), estudando o movimento de bolhas isoladas em fluidos viscosos, concluem que o parâmetro C_o é a função de dois grupos adimensionais: o número de Eötvös, já definido, e o número de Galileo, definido por $Ga = \frac{gD^3}{\nu}$. Concluem também que este parâmetro não possui relação com o perfil de velocidades na tubulação, ao contrário da suposição de Nicklin et al. (1962).

2.4 Variáveis hidrodinâmicas do fluxo pistonado vertical e sua importância

2.4.1 Transição de padrão de fluxo

Durante muito tempo, a caracterização dos padrões de fluxo restringiu-se a trabalhos empíricos onde, para fluidos específicos e para condições particulares, procurava-se relacionar o padrão de fluxo através de variáveis dimensionais, sem consideração que justificasse a escolha dos parâmetros envolvidos. Taitel et al. (1980) citam neste grupo os trabalhos de Sternling (1965) e Wallis (1969), que apresentaram mapas que possuem como coordenadas as velocidades superficiais de líquido e gás e de Hewitt e Roberts (1969), que apresentaram mapa com coordenadas $\rho_G j_G^2$ vs $\rho_L j_L^2$.

Posteriormente, na tentativa de generalizar os mapas de padrão de fluxo, criaram-se grupos adimensionais que procuravam correlacionar o padrão de fluxo a estes números adimensionais. Trabalhos representativos desta abordagem são os de Griffith e Wallis (1961), Dun e Ros (1963) e de Gould (1974) (citados por Taitel et al., 1980).

Todos esses mapas de fluxo limitam a possibilidade de obter bons resultados a casos próximos aos estudados na identificação dos padrões de fluxo, isto é, fluidos com propriedades físicas e reológicas similares, em sistemas sob condições operacionais semelhantes às utilizadas.

Para o fluxo bifásico ascendente concorrente vertical, o desenvolvimento de parâmetros de transição com base teórica foi iniciado por Taitel et al. (1980) e por Mishima e Ishii (1984) que, considerando a existência de quatro padrões básicos de fluxo, desenvolveram metodologia para cálculo da transição de fases. Cada transição mereceu tratamento diferente quanto ao mecanismo de controle da mudança de padrão de fluxo.

A transição bolhas-pistonado ocorre, segundo Taitel et al. (1980), quando a fração de vazio do escoamento em bolhas homogêneas atinge 25%. O critério de transição do escoamento em padrão pistonado para o padrão agitante, segundo os mesmos autores, surge da consideração de uma fração de vazio de 25% nas golfadas de líquido e de um comprimento estável destas golfadas tal que $l_g/D > 16$.

Para Mishima e Ishii (1984), o valor de fração de vazio onde ocorre transição bolhas-pistonado é de 0.3. A proposição dos autores para a transição bolhas-pistonado exige o conhecimento do comprimento da bolha de Taylor no momento da transição, que é estimado realizando um balanço de forças no filme descendente.

2.4.2 Perda de carga

Uma unidade típica de escoamento pistonado é uma estrutura não-homogênea, acarretando que a queda de pressão na direção axial não é constante. É necessário então considerar a média de queda de pressão em uma unidade característica, composta por uma B.T. e uma golfada de líquido.

Para a determinação da queda de pressão é necessário o conhecimento prévio de parâmetros hidrodinâmicos da unidade característica: comprimento da B.T. e da golfada de líquido, velocidades e frações de vazio.

Normalmente, são realizadas algumas suposições que tornam o cálculo possível, em detrimento da qualidade do resultado obtido.

A queda de pressão em uma unidade pode ser calculada genericamente:

$$\Delta P = \rho g l_T + \frac{\tau_s \pi D}{A} l_s + \int_0^{l_F} \frac{\tau_F S_F + \tau_l S_G}{A} dZ \quad (2.25)$$

$$\text{onde } \rho = \alpha \rho_G + (1 - \alpha) \rho_L \quad (2.26)$$

O primeiro termo representa a contribuição gravitacional e o segundo e terceiro termos a contribuição do atrito na golfada de líquido e B.T., respectivamente.

O método de cálculo de utilização mais frequente consiste em considerar nula a perda de pressão na região da B.T. e realizar o cálculo somente na região de golfada de líquido:

$$\Delta P = \rho_s g l_s + \frac{\tau_s \pi D}{A} l_s + \Delta P_{MIX} \quad (2.27)$$

$$\rho_s = \alpha_s \rho_G + \lambda_s \rho_L \quad (2.28)$$

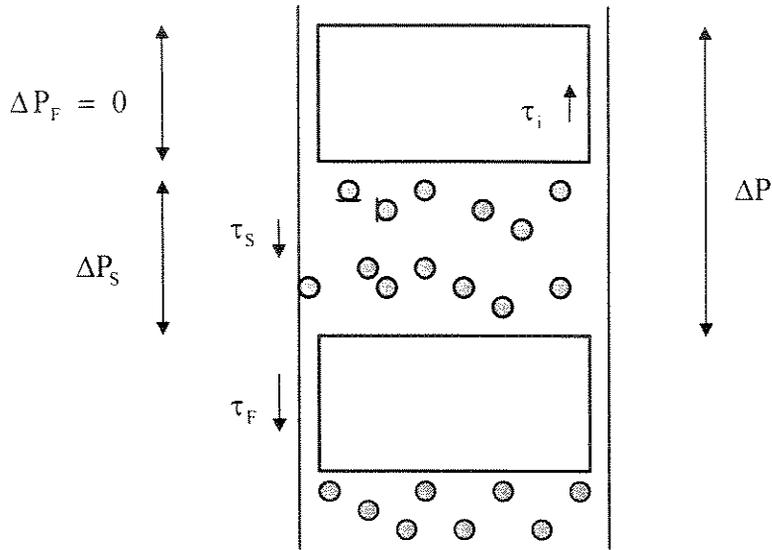


Figura 2.3 - Forças envolvidas no escoamento pistonado

O primeiro termo da equação (2.27) representa a contribuição gravitacional, o segundo termo é o atrito e o terceiro termo é normalmente associado à perda de pressão por aceleração, causada pela inversão do sentido de velocidade do filme de líquido descendente quando este é incorporado à golfada de líquido (Taitel e Barnea, 1990).

A consideração de B.T. de formato cilíndrico é usual, estando presente na maioria dos trabalhos realizados nesta área. Mao e Dukler (1990), resolvendo numericamente as equações de Navier-Stokes em torno da B.T., propõe metodologia para cálculo de campo de velocidades e da forma da bolha de Taylor, para líquido estagnante e para escoamento concorrente.

Barnea (1990) deduz a fração de vazio média em uma unidade característica como:

$$\alpha = \frac{j_G - V_{GS}\alpha_S + V_N\alpha_S}{V_N} \quad (2.29)$$

Esta relação mostra que a fração de vazio média é independente da forma e comprimento da bolha de Taylor, do comprimento da golfada de líquido e da espessura do filme descendente. Para o cálculo do gradiente de pressão devido à contribuição gravitacional não é necessário, portanto, o conhecimento destes parâmetros.

Barnea (1990) cita cinco maneiras diferentes de realizar o cálculo da queda de pressão, todas com desenvolvimento apresentado na literatura :

1. A B.T. é assumida como composta de uma região superior de forma curva, onde o líquido é acelerado pela força gravitacional, e uma região inferior onde esta força gravitacional é balanceada pelo atrito, com espessura de filme constante. A perda de pressão por atrito na região superior é desprezada. Inclui-se o termo aceleracional de mudança de sentido da velocidade na base da bolha;

2. Método idêntico ao anterior, incluindo adicionalmente o cálculo de ΔP por atrito na região superior da bolha de Taylor;

3. A B.T. é considerada em formato cilíndrico, considerando o termo aceleracional de mudança de sentido de velocidade do filme de líquido, ΔP_{MIX} .

4. A B.T. é cilíndrica, calculando-se a perda de carga por $\Delta P = \rho_s g l_s + \frac{\tau_s \pi D}{A} l_s$. É idêntico ao método anterior, desconsiderando o termo aceleracional ΔP_{MIX} ;

5. Cálculo por método que não necessita de parâmetros geométricos da B.T. e da golfada de líquido. A queda de pressão causada pela coluna hidrostática é calculada através da fração de vazio média, independente destes parâmetros, e o termo de atrito é calculado por

$$\frac{dP}{dx} = \frac{2f_{TP}\rho J^2}{D}.$$

Na comparação de resultados fornecidos por estes métodos, Barnea (1990) conclui que os métodos 1 e 2 são praticamente equivalentes, visto que na região superior da B.T. há uma mudança de sentido na velocidade do líquido, com baixas velocidades e conseqüente termo de atrito desprezível. São também os métodos mais acurados disponíveis.

O terceiro método citado resulta valores de perda de pressão superiores aos dois primeiros, efeito que é pronunciado em vazões elevadas. A consideração de uma B.T. cilíndrica leva a um menor comprimento de unidade característica, e a velocidade do filme de líquido ao longo da bolha é constante e igual à velocidade terminal em queda livre, o que ocasiona o incremento no termo de aceleração.

A desconsideração do termo de aceleração (método 4) causa previsão de queda de pressão inferior aos dois primeiros métodos, porém com desvio inferior ao terceiro método.

O quinto método resulta valores superiores aos métodos de números 1 e 2 para vazões baixas de líquido. Em vazões maiores, o método resulta valores muito próximos aos métodos

considerados acurados (1 e 2). A explicação é que em elevadas vazões de líquido a fração de vazio diminui, tornando o termo gravitacional dominante sobre a queda de pressão total. Como o cálculo do termo gravitacional não depende de fatores geométricos do escoamento, em condições de elevada retenção de líquido este método é bastante satisfatório.

O conhecimento de parâmetros como o comprimento e fração de vazio das golfadas de líquido é necessário para que o cálculo da perda de pressão do escoamento seja efetuada da forma mais acurada possível.

2.5 Propostas de modelagem do escoamento pistonado vertical

2.5.1 Simplificações comuns

A modelagem do fluxo pistonado vertical é normalmente realizada considerando parâmetros médios e modelos unidimensionais. O comprimento de golfada de líquido, a velocidade de ascensão das bolhas de Taylor e a fração de vazão nas golfadas de líquido são variáveis computadas a partir de relações empíricas, havendo ainda grande necessidade de melhoria destas relações empíricas para que os modelos possam ser utilizados com maior confiabilidade (Nydal et al., 1992).

2.5.2 Modelo de Fernandes (1983)

A modelagem do escoamento em padrão pistonado requer o pré-estabelecimento de algumas variáveis geométricas, sem as quais não é possível compatibilizar o número de incógnitas e equações formuladas.

O modelo hidrodinâmico mais citado na literatura, e que serviu de base a diversas outras tentativas de modelar o escoamento pistonado, é aquele descrito no trabalho de Fernandes et al.(1983). Este modelo considera as seguintes simplificações:

- bolha de Taylor cilíndrica;
- o escoamento na golfada de líquido segue o padrão de escoamento em bolhas;
- o filme de líquido tem espessura constante, é isento de bolhas e escoar em queda livre;
- a tensão interfacial é negligenciável na região da B.T.;
- o comprimento da bolha de Taylor é constante ao longo do escoamento, ou seja, o comprimento total considerado é pequeno ou a pressão é alta o suficiente para não haver variações significativas de densidade do gás;
- considera-se que a variação de comprimento entre diversas golfadas de líquido e bolhas de Taylor é pequena a ponto de a média destes valores representar bem o escoamento;

- a densidade e viscosidade do gás são pequenas em relação às mesmas propriedades do líquido; assim, o gradiente de pressão por atrito é desprezível na região da B.T.;
- é introduzida a variável auxiliar β , definida como a relação entre o comprimento de B.T. e o comprimento da unidade característica.

O trabalho de Fernandes modela o fluxo pistonado considerando as seguintes equações:

Fração de vazio em uma unidade característica:

$$\alpha_T = \beta\alpha_F + (1 - \beta)\alpha_S \quad (2.30)$$

Balço de massa para a fase gás:

$$j_G = \beta\alpha_F V_{GF} + (1 - \beta)\alpha_S V_{GS} \quad (2.31)$$

Balço de massa para a fase líquida:

$$j_L = (1 - \beta)(1 - \alpha_S)V_{LS} - \beta(1 - \alpha_F)V_{LF} \quad (2.32)$$

Balço de massa para o gás na B.T.:

$$(V_N - V_{GS})\alpha_S = (V_N - V_{GF})\alpha_F \quad (2.33)$$

Balço de massa para o líquido na bolha de Taylor:

$$(V_N - V_{LS})(1 - \alpha_S) = (V_N + V_{LF})(1 - \alpha_F) \quad (2.34)$$

Velocidade de ascensão da bolha de Taylor:

$$V_N = 0.35\sqrt{gD} + 1.29(j_G + j_L) \quad (2.35)$$

Velocidade das bolhas de gás na golfada de líquido:

$$V_{GS} = V_{LS} + 1.53 \left[\frac{g(\rho_L - \rho_G)\sigma}{\rho_L^2} \right]^{0.25} (1 - \alpha_S)^{0.5} \quad (2.36)$$

Relação entre a espessura de filme e a velocidade de filme descendente, obtida de uma relação empírica para filmes em queda livre (Brotz, 1954, citado por Fernandes et al. (1983)):

$$V_{LF} = 9.916 \left[gD(1 - \alpha_F^{0.5}) \right]^{0.5} \quad (2.37)$$

Relação geométrica entre a espessura de filme descendente e a fração de vazio:

$$\delta_L = \frac{D}{2}(1 - \alpha_F^{0.5}) \quad (2.38)$$

Para o fechamento das equações Fernandes sugere utilizar a fração de vazio na golfada de líquido constante e igual a 25%, que é o valor de transição proposto por Taitel et al. (1980), ou utilizar o procedimento descrito a seguir. O processo de transferência da fase gás da B.T. para o topo da golfada de líquido assume a configuração mostrada na Figura 2.4.

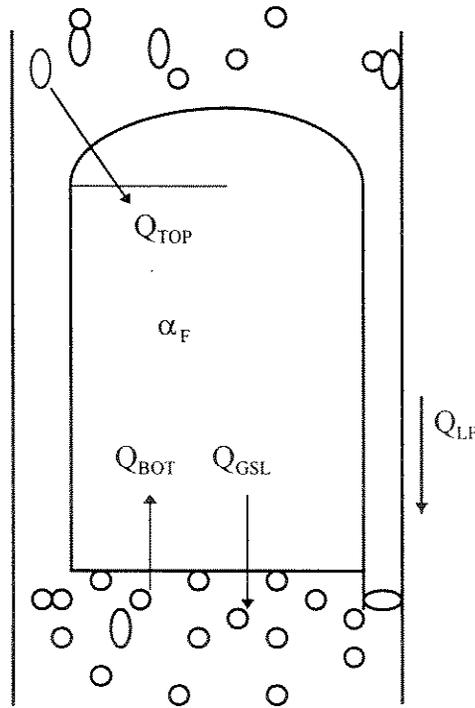


Figura 2.4 - Fluxos de gás e líquido considerados por Fernandes

Balço de massa para o gás na B.T. (de comprimento constante durante o escoamento):

$$Q_{GSL} = Q_{BOT} + Q_{TOP} \quad (2.39)$$

Fluxo de gás incorporado à interface superior da bolha de Taylor devido à diferença de velocidades entre o nariz da bolha e a golfada de líquido:

$$Q_{TOP} = \frac{\pi}{4} D^2 \alpha_S (V_N - V_{GF}) \quad (2.40)$$

O gás na B.T. possui um perfil de velocidades V_G^l , variando de $-1.15V_{LF}$ junto ao filme de líquido até um valor maior que V_N na linha central. Todos os pontos onde $V_G^l < V_N$ são suscetíveis à captura do gás pelo líquido e conseqüente “*entrainment*” do gás na golfada de líquido

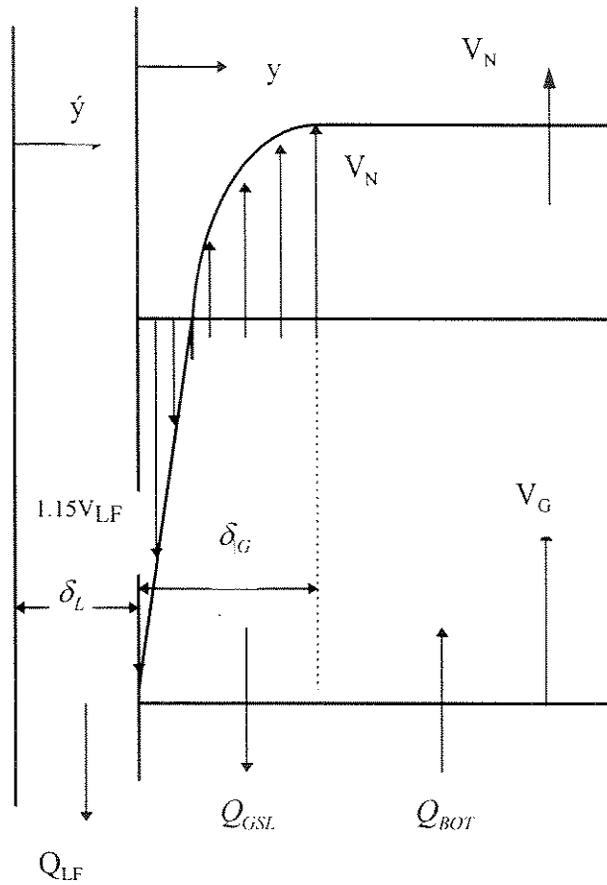


Figura 2.5 - Perfis de velocidade admitidos por Fernandes

Admite-se também um perfil de velocidade para o filme de líquido, variando de velocidade nula junto às paredes da tubulação à velocidade de $1.15V_{LF}$ junto à B.T.. Introduzindo a variável V_R^l como a velocidade local do gás na bolha de Taylor relativas à velocidade da B.T. ($V_R^l = V_N - V_G^l$) e chamando de δ_G a distância do filme onde o escoamento se desenvolve à velocidade V_N , introduz-se as condições de contorno:

$$y = \delta_L \dots \dots \dots V_R^l = 1.15V_{LF} + V_N$$

$$y = \delta_L + \delta_G \dots \dots \dots V_R^l = 0$$

Definindo novas variáveis:

$$V^l = V_G^l + 1.15V_{LF} \tag{2.41}$$

$$y^l = y - \delta_L \tag{2.42}$$

As condições de contorno transformam-se em:

$$y^l=0 \dots\dots\dots V^l = 0$$

$$y^l=\delta_G \dots\dots\dots V^l = 1.15V_{LF} + V_N$$

A vazão de gás desprendido da B.T. e incorporado à golfada de líquido fica:

$$Q_{GSL} = 2\pi \int_{\delta_L}^{\delta_L + \delta_G} \left(\frac{D}{2} - y \right) V_R^l dy \quad (2.43)$$

Fernandes introduz então variáveis adimensionais:

$$V^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \text{ (velocidade de fricção)} \quad (2.44)$$

$$V^+ = \frac{V^l}{V^*} \quad (2.45)$$

$$y^+ = \frac{y^l V^*}{v_G} \quad (2.46)$$

$$\delta_G^+ = \frac{\delta_G V^*}{v_G} \quad (2.47)$$

$$\frac{D^+}{2} = \left(\frac{D}{2} - \delta_L \right) \frac{V^*}{v_G} \quad (2.48)$$

Substituindo variáveis, chega-se ao valor de Q_{GSL} , gás desprendido da bolha de Taylor e incorporado à golfada de líquido:

$$Q_{GSL} = \pi \delta_G (1.15V_{LF} + V_N) (D - 2\delta_L - \delta_G) - \frac{2\pi v_G^2}{V_*} \int_0^{2\delta_G^+} \left(\frac{D^+}{2} - y^+ \right) u^+ dy^+ \quad (2.49)$$

Utilizando as mesmas variáveis adimensionais, uma relação envolvendo V_{GF} é obtida:

$$\int_0^{D^+/2} \left(\frac{D^+}{2} - y^+ \right) u^+ dy^+ = \frac{\left(\frac{D}{2} - \delta_L \right)^2}{2v_G^2} V_* (1.15V_{LF} + V_{GF}) \quad (2.50)$$

Estas integrais são resolvidas utilizando a distribuição de velocidades característica do fluxo turbulento:

$$u^+ = y^+ \rightarrow 0 \leq y^+ < 5$$

$$u^+ = 5 \ln y^+ - 3.05 \rightarrow 5 \leq y^+ \leq 30$$

$$u^+ = 2.5 \ln y^+ + 5.5 \rightarrow 30 \leq y^+$$

Fluxo de gás incorporado ao fundo da B.T.:

$$Q_{\text{BOT}} = \frac{\pi}{4} [D - 2(\delta_L + \delta_G)]^2 \alpha_H [0.25(1.15V_{\text{LF}} + V_N)] \quad (2.51)$$

Na Equação 2.51, α_H é a fração de vazio junto à interface inferior da B.T.

A fração de vazio resultante no topo da golfada de líquido é estimada por:

$$\alpha_H = \frac{Q_{\text{GSL}}}{Q_{\text{GSL}} + Q_{\text{LF}}} \quad (2.52)$$

A vazão de líquido no filme descendente é dada por:

$$Q_{\text{LF}} = \frac{\pi D^2}{4} (1 - \alpha_F)(V_{\text{LF}} + V_N) \quad (2.53)$$

O modelo de Fernandes constitui-se, então de 17 equações independentes para 17 variáveis. A partir do modelamento e do conhecimento das variáveis calculadas, é possível obter parâmetros como a frequência de ocorrência da unidade característica e a perda de carga do escoamento, o que, em última instância, é o objetivo do modelo desenvolvido. A frequência de ocorrência de unidades características é dada por:

$$\kappa_S = \frac{V_N}{L} = \frac{V_N(1 - \beta)}{L_S} \quad (2.54)$$

Neste ponto, torna-se necessário definir um valor para o comprimento da golfada de líquido. Fenandes (1983) sugere então a adoção do comprimento estável e igual a 20D, caso em que a frequência seria dada por:

$$\kappa_S = \frac{[1.29(V_{\text{GS}} + V_{\text{LS}}) + 0.35\sqrt{gD}](1 - \beta)}{20D} \quad (2.55)$$

O termo de aceleração, causado pela reversão de sentido de velocidade do filme de líquido, é dado por:

$$\Delta P_{\text{MIX}} = \rho_L V_{\text{LF}}(1 - \alpha_F)(V_{\text{LF}} + V_{\text{LS}}) \quad (2.56)$$

A perda de carga por atrito fica:

$$\Delta P_F = \frac{2f_{TP}\rho_{TP}V_{LS}^2}{D}L_S = 40f_{TP}\rho_{TP}V_{LS}^2 \quad (2.57)$$

2.5.3 Modelo de Sylvester (1987)

Sylvester (1987) alterou o modelo de Fernandes, utilizando as nove primeiras equações e utilizando para a fração de vazio na golfada de líquido uma relação típica de modelo de deslizamento na forma:

$$\alpha_s = \frac{j_G}{C_2 + C_3 j} \quad (2.58)$$

Correlacionando com os dados experimentais de Fernandes (1983), Sylvester propôs os valores para sistemas ar-água:

$$C_2 = 0.425$$

$$C_3 = 2.65$$

É evidente que o modelo de Sylvester reduz sensivelmente a quantidade de cálculos necessários no modelo de Fernandes, adicionando porém mais variáveis empíricas ao cálculo.

O grande inconveniente do modelo de Sylvester é a falta de dados publicados em literatura para sistemas diferentes de ar-água, o que torna a utilização do modelo inviável para sistemas de interesse real, dada a pouca disponibilidade de dados em literatura.

2.5.4 Modelo de Orel e Rembrand (1986)

O modelo de Orel e Rembrand (1986) considera essencialmente as mesmas simplificações do modelo de Fernandes, exceto pela suposição de que não há velocidade relativa de gás em relação ao líquido na região da golfada de líquido:

- fluxo unidimensional, completamente desenvolvido;
- o fluxo de líquido na golfada de líquido e no filme descendente é turbulento;

- o filme de líquido não contém bolhas dispersas;
- a B.T. é aproximada por um cilindro de diâmetro uniforme;
- na golfada de líquido não há escorregamento entre as bolhas de gás e o líquido.

O modelo desenvolvido por Orell e Rembrand (1986) é bastante similar à análise desenvolvida por Fernandes et al. (1983) quanto aos balanços de massa na unidade característica. A abordagem difere quanto à definição da fração de vazio na golfada de líquido.

Define-se C_w como a fração de área ocupada na região onde a velocidade local $V_{LS}(r)$ é menor que a velocidade média na golfada de líquido (raio maior que r_A). Sem maiores explicações, Orell e Rembrand estabelecem que a área da tubulação onde o fluxo de líquido está sujeito à incorporação pelo filme descendente (seção A-B) é dada por $A_{AB}=0.6C_wA$.

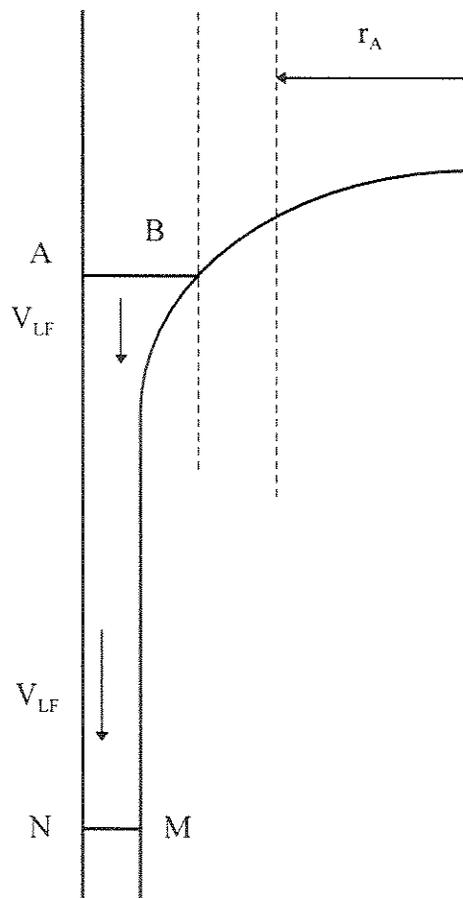


Fig 2.6 - Modelo de Orell e Rembrand (1986)

Combinando a aplicação da equação de Bernoulli entre as seções AB e MN, o balanço de massa para a fase líquida e considerações geométricas, chegam a uma expressão para a fração de vazio na golfada de líquido:

$$\alpha_s = 1 - \frac{4\delta(V_{LF} + V_N)}{0.6C_w D \sqrt{\left[(V_{LF} + V_N)^2 - 2g \left((0.6C_w R^2 - D \delta_L)^{1/2} + D \right) \right]}} \quad (2.59)$$

C_w é deduzido em função de Reynolds e do fator de atrito, com valor constante sugerido de $C_w=0.29$. As sete equações do modelo de Orell e Rembrand (1987), que no mesmo trabalho sugerem um algoritmo de solução, são as seguintes:

$$j = j_L + j_G \quad (2.60)$$

$$V_N = 12j + 0.35\sqrt{gD} \quad (2.61)$$

$$j = V_N \left(1 - \frac{4\delta}{D} \right) - V_{LF} \frac{4\delta_L}{D} \quad (2.62)$$

Orell e Rembrand consideram, para o filme descendente, equilíbrio de forças considerando o atrito de parede, utilizando uma relação empírica para cálculo do fator de atrito. A tensão interfacial gás ascendente/líquido descendente não é considerada:

$$\delta_L = \frac{f_F V_{LF}^2}{2g} \quad (2.63)$$

O fator de atrito é dados por uma relação empírica:

$$\frac{1}{\sqrt{\frac{f_F}{2}}} = 1.75 + 5.75 \log \left[\frac{\text{Re}_F}{2} \sqrt{\frac{f_F}{2}} \right] \quad (2.64)$$

Balanços de massa resultam relações para α_s e β :

$$\alpha_s = 1 - \frac{4\delta(V_{LF} + V_N)}{0.6C_w D \sqrt{\left[(V_{LF} + V_N)^2 - 2g \left((0.6C_w R^2 - D \delta_L)^{1/2} + D \right) \right]}} \quad (2.65)$$

$$\beta = \frac{j_G - \alpha_s j}{V_N \left(1 - \frac{4\delta_L}{D} \right) - \alpha_s j} \quad (2.66)$$

2.6 Caracterização das variáveis hidrodinâmicas

2.6.1 Importância da caracterização

A determinação das variáveis características do fluxo pistonado é indispensável quando se trata de modelar o escoamento, calcular perda de pressão, coeficientes de transferência de calor ou estabelecer limites de transição. Reside nesta determinação o ponto frágil da maioria dos trabalhos encontrados em literatura, que normalmente estabelecem estes valores a partir de postulados e correlações empíricas ou modelagens aproximadas.

O conhecimento adequado dos aspectos hidrodinâmicos do escoamento pistonado é a base para qualquer análise de processos de transferência de calor, quantidade de movimento ou massa (Taitel e Barnea, 1990).

2.6.2 Comprimento da golfada de líquido e da bolha de Taylor

Há consenso, nos procedimentos de modelagem, de que as unidades componentes do escoamento pistonado vertical (golfada de líquido e bolha de Taylor) têm comprimento estável quando o escoamento é desenvolvido plenamente. Pequenas golfadas de líquido são característicos de regiões de entrada e coalescem até um comprimento estável, o mesmo ocorrendo com as bolhas de Taylor. Esta consideração não reflete, evidentemente, a realidade: as B.T., por exemplo, tendem a crescer continuamente por efeito da expansão do gás. A alteração no comprimento da B.T. pode modificar o escoamento do filme de líquido e alterar o processo de remistura na interface superior da golfada de líquido, alterando sua fração de vazio. Somente em condições de pressão elevada este efeito seria desprezível.

Mencionando Akagawa (1966), Gouvier e Aziz (1972) e estudos de estabilidade da golfada de líquido, Taitel et al. (1980) concluem que o comprimento estável de uma golfada de líquido é independente das vazões e propriedades das fases em escoamento, sendo função somente do diâmetro da tubulação. Propõe que L_S estável é tal que $L_S/D=16$.

Fernandes et al. (1983) utilizam em seu modelo a relação $\beta = \frac{L_F}{L_F + L_S}$ como uma das incógnitas, conseguindo assim o fechamento do balanço mássico sem necessitar especificar L_S

ou L_F individualmente. O cálculo da frequência das unidades características e da perda de carga por atrito é dependente de definir, após conhecido o valor de β , o valor de L_S ou de L_F . Fernandes et al. (1983) propõe utilizar o valor de $L_S=20D$, baseando-se em seus estudos experimentais.

Mishima e Ishii (1984) desenvolvem uma expressão para L_F na iminência da transição de escoamento pistonado para escoamento em bolhas, ou seja, o mínimo comprimento de B.T. que caracteriza a existência de escoamento pistonado. Este comprimento seria dado por:

$$\sqrt{\frac{2\Delta\rho g L_F}{\rho_L}} = j + 0.75 \sqrt{\frac{\Delta\rho g D}{\rho_L} \left(\frac{\Delta\rho g D^3}{\rho_L v_L^2} \right)^{1/18}} \quad (2.67)$$

Nesta expressão o comprimento da bolha de Taylor, L_F , depende não só das propriedades dos fluidos mas também das vazões e propriedades de ambas as fases.

Barnea e Brauner (1985) analisam a perturbação do fluxo na golfada de líquido causada pelo filme descendente e concluem que, para o escoamento vertical, o comprimento da golfada de líquido estável é tal que $L_S=16D$.

No modelo de Orell e Rembrand (1986) o fator $(1-\beta)$, L_S/L , é introduzido como uma das variáveis de cálculo. Assim como no modelo de Fernandes (1983), é necessário definir ou L_S ou L_F para cálculo da perda de pressão por atrito.

PokusaeV et al. (1991) encontraram, em trabalho experimental, forte dependência de coeficientes de transferência de calor em fluxo pistonado com o comprimento da bolha de Taylor.

Mao e Dukler (1989), em estudo experimental, reportam desvios padrão da ordem de 100% para o comprimento da B.T. e de 70% para o comprimento da golfada de líquido para sistemas ar-água em condições de vazão constante e escoamento desenvolvido.

Barnea (1990) avalia o efeito de considerar diferentes comprimentos de golfada de líquido em diversos modos de cálculo de ΔP encontrados em literatura, concluindo que a estimativa de L_S afeta de modo significativo o cálculo se houver a consideração de bolha cilíndrica, que é a aproximação mais comum. Se L_S for subestimado, o termo de aceleração na perda de pressão cresce a ponto de afetar substancialmente a precisão do cálculo.

O comprimento e frequência das golfadas de líquido para escoamento pistonado horizontal são correlacionados empiricamente ao diâmetro da tubulação e às velocidades superficiais em diversos trabalhos (Scott et al. (1989), Scott e Kouba (1990), Hilll e Wood (1990)). A existência destas correlações empíricas pode ser creditada ao maior interesse em escoamento em gasodutos, tipicamente horizontais ou levemente inclinados. Não foram encontradas correlações empíricas para escoamento ascendente pistonado vertical.

Taitel (1994) cita que a questão do comprimento da golfada de líquido é ainda controversa. Apesar de haver consenso de que a golfadas de líquido cresce até que o perfil de velocidades esteja desenvolvido, há dúvida se a estabilização representa valores reais ou se seria válida somente para tubulações de pequeno comprimento.

2.6.3 Frequência de passagem das unidades características

O comprimento da bolha de Taylor, da golfada de líquido e suas respectivas frequências são propriedades interconectadas, sendo a frequência alternativamente utilizada em alguns trabalhos como relação auxiliar em substituição ao comprimento da golfada de líquido, especialmente em fluxos pistonados horizontais. Existem algumas correlações empíricas que podem ser utilizadas para determinação da frequência de passagem da golfada de líquido neste padrão de escoamento (Taitel e Barnea, 1990).

Se a frequência for utilizada como relação auxiliar, o comprimento da golfada de líquido será obtido como dado de saída do modelo utilizado. Taitel e Barnea (1990) ponderam que a existência de modelagem fisicamente justificada para o comprimento da golfada de líquido (Taitel et al., 1980; Barnea e Brauner, 1985) a torna preferível em relação à frequência, variável que é obtida predominantemente por correlações empíricas. Adicione-se que não foram encontradas relações empíricas para frequência de golfadas de líquido para escoamento vertical, tornando mais contundente a vantagem de utilizar-se o comprimento de golfada de líquido ao invés da frequência neste caso particular.

2.6.4 Fração de vazio da golfada de líquido

A fração de vazio na golfada de líquido tem papel importante na modelagem de transição do escoamento em bolhas para o escoamento pistonado (Taitel et al., 1980) e daí para o escoamento agitante (Brauner e Barnea, 1985).

Barnea e Shemer (1989) citam a existência de modelos mecanicistas que necessitam do valor de α_s como dado de entrada. No mesmo trabalho, os autores encontram experimentalmente valores de até 60% de fração de vazio na região da golfada de líquido para sistemas água-ar. O método de medida utilizado, porém, limitou-se à indicação de fração de vazio na linha central da tubulação de testes, o que pode ser causa de erros significativos devido à distribuição de fração de vazio em um escoamento em bolhas não apresentar uniformidade na seção transversal de uma tubulação em escoamentos verticais. (van Hout et al., 1992).

Mao e Dukler (1989), utilizando sondas de rádio-frequência, encontraram valores de fração de vazio entre 23 e 41% na região da golfada de líquido, também em sistemas água-ar.

Fernandes et al. (1983) consideram que a fração de vazio média da golfada é menor que a fração vazio logo abaixo da bolha de Taylor, sugerindo que isto ocorre devido à elevada turbulência de mistura do filme de líquido descendente com a golfada ascendente. Sugere, porém, que um valor constante $\alpha_s=0.25\%$ pode ser adotado simplificadamente, o que é considerado correto por Brauner e Barnea (1986). Mao e Dukler (1989), Barnea e Shemer (1989) e van Hout et al. (1992) confirmaram experimentalmente que a fração de vazio na golfada de líquido apresenta um perfil decrescente entre duas B.T. consecutivas. Barnea e Brauner (1985) apresentam modelo fenomenológico para cálculo de α_s . Consideram que a velocidade de ascensão da golfada, V_s , equivale aproximadamente à velocidade superficial da mistura. Partindo de um escoamento em bolhas, o aumento da velocidade superficial de gás, mantendo-se constante a velocidade superficial total, causa em certo momento a transição para escoamento pistonado. Os autores propõe que, desde que a velocidade superficial e portanto, a velocidade de ascensão da golfada são constantes, a turbulência gerada na incorporação do filme na golfada de líquido não se altera, tendo como consequência que a fração de vazio na golfada é a mesma fração de vazio do escoamento em bolhas na transição. Utilizam, então, uma equação de transição de padrão bolhas-pistonado onde, para

certa velocidade superficial total fixa calcula-se qual a velocidade superficial de gás e aplicando uma suposição de não deslizamento entre fases, chegam em:

$$\alpha_s = \frac{j_G}{j} \quad (2.68)$$

Nesta relação, a velocidade superficial total j é a mesma do escoamento, enquanto que a velocidade superficial do gás é a velocidade no momento da transição de padrão. Se a fração de vazio calculada resultar menor que 25%, Barnea e Brauner sugerem considerá-la constante e igual a este valor.

2.6.5 Espessura e velocidade de filme de líquido descendente

A bolha de Taylor é uma estrutura que transporta predominantemente gás. A espessura de filme descendente é geometricamente relacionada à fração de vazio na região da B.T., sendo portanto uma das variáveis ligadas ao cálculo da fração de vazio total (componente gravitacional do gradiente de pressão) e à velocidade de filme descendente, que é a variável de maior importância no processo de remistura na golfada de líquido. A velocidade de filme de líquido descendente é de vital importância, por exemplo, nos processos de transferência de calor envolvendo fluxo pistonado. Fernandes et al. (1983) sugerem utilizar velocidade de queda livre e espessura de filme constante; Orell e Rembrand (1986) utilizam equilíbrio de forças com a tensão de atrito de parede, desprezando tensões interfaciais.

Mao e Dukler (1991) encontraram evidências experimentais de que a espessura de filme constante não é atingida em escoamentos pistonados, o que indica que o filme não atinge velocidade terminal, contrariando as suposições anteriores.

2.7 Trabalhos experimentais em fluxo pistonado vertical

2.7.1 Alguns trabalhos publicados em literatura

A realização de estudos experimentais em fluxo bifásico é essencial à observação dos fenômenos para modelamento e posterior validação do modelo construído. No caso específico do fluxo em padrão pistonado, tal afirmativa é fortalecida em razão do padrão intermitente do fluxo e das diferentes variáveis geométricas envolvidas.

Há muitos trabalhos experimentais referentes ao escoamento em padrão pistonado em fluxo horizontal e inclinado; aqui, serão citados somente alguns trabalhos referentes ao escoamento pistonado vertical que possuam propósito genérico de obter variáveis hidrodinâmicas ou servir à construção ou validação de modelos.

A tendência de utilização de sistemas ar/água para estudos experimentais é generalizada. Este fato é atribuído principalmente à facilidade de trabalho com tais sistemas em termos de custo, conhecimento de propriedades, visualização do fluxo e periculosidade nula.

A utilização de sistemas ar/água torna, porém, os resultados disponíveis em literatura bastante restritos quanto à validade de utilização. Muitos mapas de fluxo, por exemplo, são obtidos da observação de tais sistemas, raramente encontrados em qualquer aplicação industrial, e os modelos já desenvolvidos contém uma série de considerações oriundas da observação de sistemas ar/água em condições muito específicas, como temperatura ambiente, baixas pressões e diâmetros limitados à forma circular e a pequenos diâmetros de tubulação.

Por outro lado, muitos modelos desconsideram fenômenos observados no escoamento pistonado ou consideram fenômenos que na realidade não acontecem. Mao e Dukler (1989) citam que os modelos são muito pobres no que se refere à previsão de fração de vazio na golfada de líquido. Quando a velocidade superficial do gás aumenta, os modelos de Fernandes (1983) e Orell-Rembrand (1986) prevêm diminuição da fração de vazio na golfada de líquido, exatamente o contrário do fenômeno observado em trabalhos experimentais (Akagawa (1966), citado por Orell e Rembrand (1986) e Mao e Dukler (1989)). Estes modelos também não consideram a frequência de ocorrência das unidades características de fluxo, que necessita de definição arbitrária de um valor de comprimento de B.T. para ser definida .

As variações radial e axial da fração de vazio na golfada de líquido também são informações não consideradas em modelos. A mesma carência de informações existe para a variação de espessura do filme descendente de líquido na região da bolha de Taylor.

Os primeiros trabalhos realizados em escoamento pistonado vertical são devidos a Dumitrescu (1943) e a Davies e Taylor (1950), e referiam-se a ascensão de uma bolha alongada em um fluido estagnante. Harmathy (1960), Nicklin et al. (1962), White e Beardmore (1962) e Zukoski (1966) e Alves (1991) concordaram que a velocidade de ascensão de uma B.T. é independente das propriedades físicas dos fluidos em uma larga faixa de pequenas viscosidades e tensões superficiais, e pode ser expressa através de um número de Froude.

Fernandes et al. (1983), em trabalho experimental complementar à construção do modelo matemático, realizaram trabalho experimental em sistema ar-água onde verificaram que o modelo desenvolvido correlaciona bem as variáveis envolvidas no escoamento, além de propor modificação na correlação de Nicklin et al. (1962) para a velocidade axial da B.T..

Mao e Dukler (1989,1990) reportaram estudos realizados primeiramente com a ascensão de bolha alongada em um fluido e depois em escoamento concorrente, cujos resultados serão brevemente apresentados a seguir.

O aparato experimental utilizado por Mao e Dukler (1989) consistiu de seção vertical transparente de duas polegadas de diâmetro interno, com nove metros de comprimento total. As variáveis medidas foram as vazões de ar e solução aquosa, comprimento das bolhas de Taylor formadas, comprimento da golfada de líquido, velocidade da B.T., tensão cisalhante causada por atrito, espessura de filme descendente e fração de vazio na golfada de líquido. Foram utilizadas sondas de condutância de fios paralelos e sondas de rádio-frequência para medida da fração de vazio na golfada de líquido.

Em Mao e Dukler (1989) encontra-se a descrição do aparato utilizado e resultados estatísticos sobre o escoamento. Para condições de vazão estável de gás e líquido, o desvio padrão observado para o comprimento da B.T. atinge valores de até de 100%, 70% para o comprimento da golfada de líquido e 30% para as velocidades de propagação da bolha e da golfada de líquido.

A velocidade de ascensão da B.T. medida pelos autores concorda com a relação de Nicklin et al. (1962) modificada por Fenandes (1983). A fração de vazio na golfada de

líquido é elevada na região de entrada do filme líquido e decresce na direção da próxima B.T., confirmando a suposição de Fernandes et al. (1983).

Os parâmetros médios obtidos foram comparados à previsão do modelo de Fernandes (1983), verificando-se que este modelo descreve bem o fluxo em baixas vazões de líquido, com erros progressivos a medida em que aumenta a velocidade da fase líquida.

Mao e Dukler (1991), em interpretação dos dados experimentais apresentados em 1989, concluíram que os modelos existentes são incorretos ao admitir que a velocidade do filme de líquido descendente atinge um valor terminal; até a incorporação à golfada de líquido, o filme foi observado em fase de aceleração e ainda não atingindo uma espessura constante. Mesmo em bolhas longas, o equilíbrio entre a força gravitacional e as forças de atrito não é atingido no filme descendente. O filme descendente também foi observado com grande ondulação superficial, ao contrário das suposições que consideram a interface lisa.

Em concordância com trabalhos anteriores, Mao e Dukler (1989) não encontraram variação significativa da velocidade de ascensão da bolha de Taylor com a variação da viscosidade e da tensão superficial dos fluidos. Estas propriedades, porém, afetaram significativamente a espessura de filme descendente e as tensões causadas por atrito.

Em relação a esta intensa variação das propriedades do fluxo, Fernandes et al. (1983) sugerem que os valores considerados em seu modelo seriam representativos de um valor médio da propriedade em consideração.

Alves (1991) conduziu experimento variando a inclinação do tubo em relação à horizontal, com líquido estagnante e escoamento concorrente. Os resultados obtidos confirmaram os trabalhos anteriores para fluxo vertical e possibilitaram a obtenção de valores empíricos para a velocidade da B.T. em diversas inclinações.

Van Hout et al. (1992) apresentaram histogramas de distribuição de comprimento de bolhas de Taylor e golfadas de líquido para sistemas ar-água em tubulação de 50 mm de diâmetro. O comprimento de golfada de líquido medida variou entre 15-19D. Em condições de elevada vazão de gás, o desvio padrão observado para comprimento de golfadas de líquido foi de até 60%, enquanto que para comprimento de B.T. o desvio padrão máximo observado foi de 100%, em resultado semelhante ao obtido por Mao e Dukler (1989). No mesmo trabalho, os autores apresentam dados sobre a distribuição radial da fração de vazio na golfada de líquido. Van Hout et al. (1992) mediram que a fração de vazio na golfada de líquido,

partindo de valor nulo na região próxima à parede da tubulação, cresce rapidamente e atinge valor máximo, decrescendo progressivamente até o centro da tubulação. Este perfil é semelhante ao perfil obtido de medidas experimentais realizadas para escoamento em bolhas (Dias, 1997).

Na direção axial, van Hout et al. (1992) encontraram grandes variações da fração de vazio na golfada de líquido. Um caso particular citado pelos autores mostra uma fração de vazio de 65% junto à interface inferior da B.T. decrescendo até 25% até o final da golfada.

Capítulo 3

Aparato Experimental

3.1 Descrição geral

Será descrito o aparato experimental projetado para estudo de escoamentos bifásicos verticais em co-corrente, com ênfase no padrão de fluxo pistonado. Os equipamentos descritos estão instalados no laboratório de estudos de fluxo multifásico (Multlab) do Departamento de Energia, Faculdade de Engenharia Mecânica da Unicamp.

O aparato construído constitui-se basicamente de tubulação vertical em acrílico, equipamentos de circulação de ar e água e instrumentação dedicada ao controle de vazão e medida de variáveis de interesse.

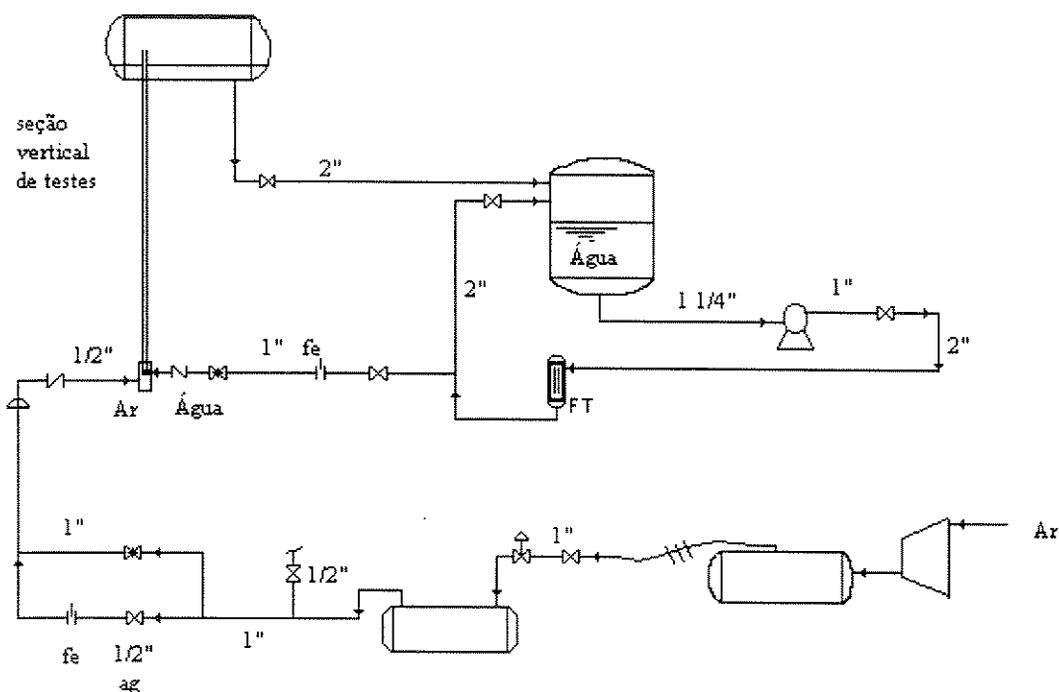


Figura 3.1 - Fluxograma simplificado do aparato experimental

3.2 Tubulação vertical de testes

A tubulação vertical de testes constitui-se de duto vertical em acrílico com altura total de 8 m, com diâmetro externo de 40 mm e diâmetro interno de 34 mm.

O duto vertical de testes, mostrado na Figura 3.2, é composto de segmentos de 2 m, unidos por juntas de PVC usinadas de forma a garantir a perfeita uniformidade do diâmetro interno ao longo do escoamento. A estanqueidade é garantida por anéis de vedação de material elastomérico.

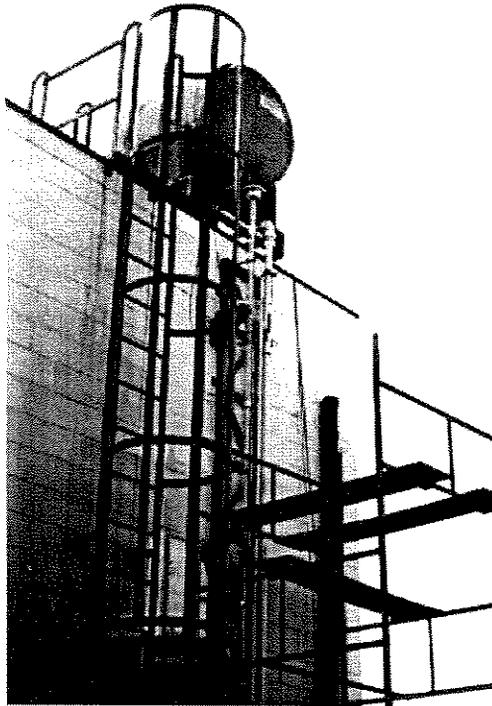


Figura 3.2 - Seção vertical de testes e vaso separador

A entrada de fluidos ocorre na extremidade inferior da tubulação de testes, através de um misturador construído em PVC, mostrado na Figura 3.3. Este misturador possui dreno inferior de 1/2", entrada de água de 1/2" e entrada de ar em sua região superior. A entrada de gás conta ainda com dispositivo rosqueável que permite a substituição do orifício de entrada. A função do orifício de entrada é proporcionar perda de carga suficiente para que as flutuações de pressão na seção vertical de testes não ocasionem flutuações excessivas na vazão de gás. O orifício colocado para cumprir esta função tem diâmetro de 2 mm.

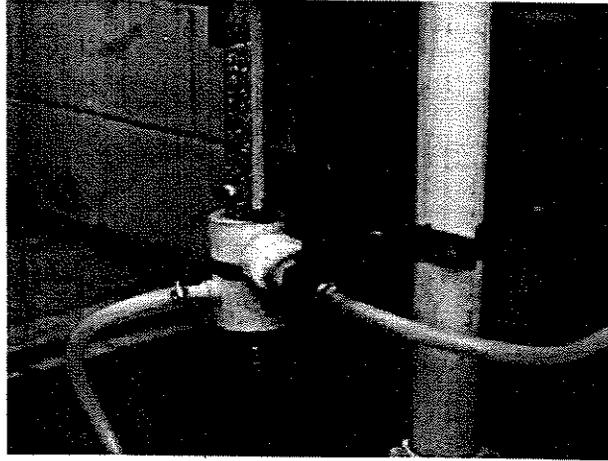


Figura 3.3 - Misturador líquido-ar na região inferior da seção de testes

A região superior da tubulação vertical adentra um vaso separador até uma altura de 0.2 m dentro deste separador. A instrumentação instalada na tubulação de testes será descrita em item separado.

3.3 Circulação de líquido

A descrição será efetuada seguindo o sentido do fluxo. A circulação de líquido ocorre em circuito fechado, podendo ser acompanhada pela Figura 3.1 Água é armazenada em um tanque pulmão de fibra de vidro com capacidade para 3 m³, mantendo-se volume constante em aproximadamente 1 m³ durante a realização dos testes. Do tanque pulmão a água flui por tubulação de 2", reduzida após a 1 1/4", a uma bomba centrífuga KSB-Meganorm modelo C25-150, rotor de 124 mm, com vazão nominal de 3 m³/h e pressão de descarga máxima de 30 mCA, acionada por motor WEG de 2 cv.

A descarga da bomba se dá em tubulação de PVC de 1", passando então o fluxo em um filtro de cartuchos Metpor, com malha de retenção de 5µm, modelo ASF 10.33.F, vazão nominal de 3 m³/h, onde eventuais impurezas sólidas são retidas. Após o filtro há um sistema de *by-pass* ao tanque pulmão, controlado por válvula globo de 1 1/2". O diâmetro é

novamente reduzido a 1" , passando por válvula globo onde, combinando com ajustes na válvula de *by-pass* ao tanque pulmão, é ajustada a vazão desejada.

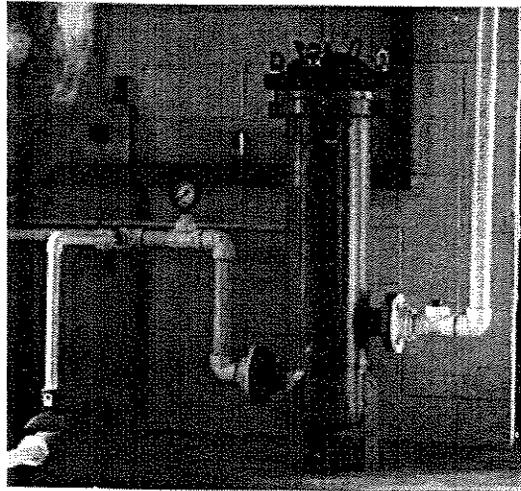


Figura 3.4 - Bomba e filtro de líquido

A água passa então por uma placa de orifício de 15 mm confeccionada em PVC, com tomadas conectadas a um manômetro em "U", com mercúrio como líquido indicador. Junto ao misturador há uma válvula de retenção (1"), com a finalidade de impedir o retorno de líquido acumulado na tubulação vertical de testes. Na tubulação vertical, a água flui ascendentemente juntamente com ar em direção a um vaso separador horizontal, mostrado na Figura 3.2. Este vaso separador é construído em fibra de vidro, possui diâmetro de 1 m e capacidade de 1 m³. Do vaso separador, a água flui por gravidade ao tanque pulmão através de tubulação de 2", fechando o circuito do líquido.

Os instrumentos instalados no circuito da água serão descritos em item separado.

A variação dos diâmetros empregados no circuito de circulação de água ocorre em decorrência da utilização de alguns trechos de tubulação já anteriormente instalados no local.

3.4 Circulação de gás

O circuito de circulação de gás pode ser acompanhado pela Figura 3.1. A descrição será efetuada seguindo o sentido do fluxo.

Ar atmosférico é comprimido por um compressor Dresser, modelo W9601CH, acionado por motor WEG de 15 cv, e é mantido em um reservatório pulmão com capacidade de 0.365 m^3 . Do reservatório pulmão o ar flui através de mangueira flexível de $3/4''$ até o início de tubulação rígida em PVC de $1''$, passa por válvula de bloqueio de $1''$ e por válvula controladora de pressão acionada manualmente, onde pode ser ajustada a pressão do fluxo desejada até o limite de 4 bar. A jusante da válvula controladora há um reservatório pulmão adicional, com capacidade de 0.12 m^3 , colocado com o propósito de evitar oscilações de pressão. A jusante deste reservatório instalou-se uma válvula agulha de $1/2''$ que possibilita o ajuste da vazão de ar desejada.



Figura 3.5 - Sistema medida e controle da vazão de ar

Em modo de operação contínua, o fluxo de ar se dá através da válvula agulha de $1/2''$, e por uma placa de orifício de 4 mm confeccionada em PVC, com tomadas conectadas a um manômetro “U”, com água como fluido indicador. Junto ao misturador há uma válvula de

retenção colocada com a finalidade de impedir o retorno de água da tubulação de testes para o circuito de circulação de ar.

Na tubulação de teste o ar flui em co-corrente com a água até um separador horizontal, onde é liberado para a atmosfera, fechando o circuito do ar.

A instrumentação instalada neste circuito será descrita em item separado.

3.5 Instrumentação aplicada

3.5.1 Objetivos

Toda a instrumentação instalada no circuito de testes é destinada à medida de variáveis importantes do fluxo bifásico. As variáveis cuja medida é possível utilizando a instrumentação instalada no aparato experimental são:

- vazão volumétrica de água;
- vazão volumétrica de ar;
- temperatura do fluxo de água;
- temperatura do fluxo de ar;
- pressão de fundo na seção vertical de testes;
- comprimento e velocidade de bolhas alongadas (bolhas de Taylor);
- comprimento e velocidade de golfadas de líquido;
- pressão na região superior da seção de testes;
- espessura do filme de líquido descendente ao redor da bolha de Taylor.

A instrumentação aplicada em cada circuito de circulação será agora descrita em maiores detalhes.

3.5.2 Circuito de circulação de água

O circuito de circulação de água conta com manômetro na descarga da bomba centrífuga com o propósito de verificação da pressão de descarga, visando a segurança da operação. O controle de fluxo é realizado através do sistema de *by-pass* já descrito, medindo-se a vazão volumétrica através de placa de orifício, cuja descrição e curvas de calibração encontram-se no apêndice A.

A temperatura da água é indicada através de termopar tipo “J” instalado a jusante da bomba de circulação de água e conectado a conversor digital.

3.5.3 Circuito de circulação de ar

O reservatório pulmão de ar locado junto à descarga do compressor possui manômetro acoplado para visualização da pressão, visando a segurança da operação. O controle de pressão no segundo reservatório pulmão é realizado através de válvula controladora de marca Norgren modelo R08-300-RGFA, regulada manualmente, com faixa de controle de 0 a 4 bar. Este reservatório possui igualmente manômetro acoplado.

Trabalhando com fluxo contínuo de ar, é possível regular o fluxo desejado atuando em uma válvula agulha e verificando o fluxo indicado por um sistema de placa de orifício, cuja descrição e curva de calibração encontram-se no apêndice A.

A pressão a montante da placa de orifício é medida através de um transmissor de pressão Zurich®, operando na faixa de 0-3 bar e com sinal de saída de 0-10 V. O procedimento utilizado e a curva de calibração deste transmissor são mostrados no apêndice A.

No vaso pulmão há ainda um termopar tipo “J”, conectado a conversor digital, que fornece a indicação de temperatura de entrada de ar na seção de testes.

3.5.4 Seção vertical de testes

A medida de variáveis do escoamento bifásico na seção vertical de testes é, em última análise, o objetivo principal de todo o aparato experimental.

As vazões de líquido e gás já ajustadas nos respectivos circuitos de circulação são misturadas no segmento inferior da tubulação vertical, conforme já descrito. Em distância vertical de 6.6 metros da entrada de fluidos estão instaladas as sondas de fios paralelos separadas por distância de 0.1 metro e, entre estas, um transmissor de pressão Valydine®.

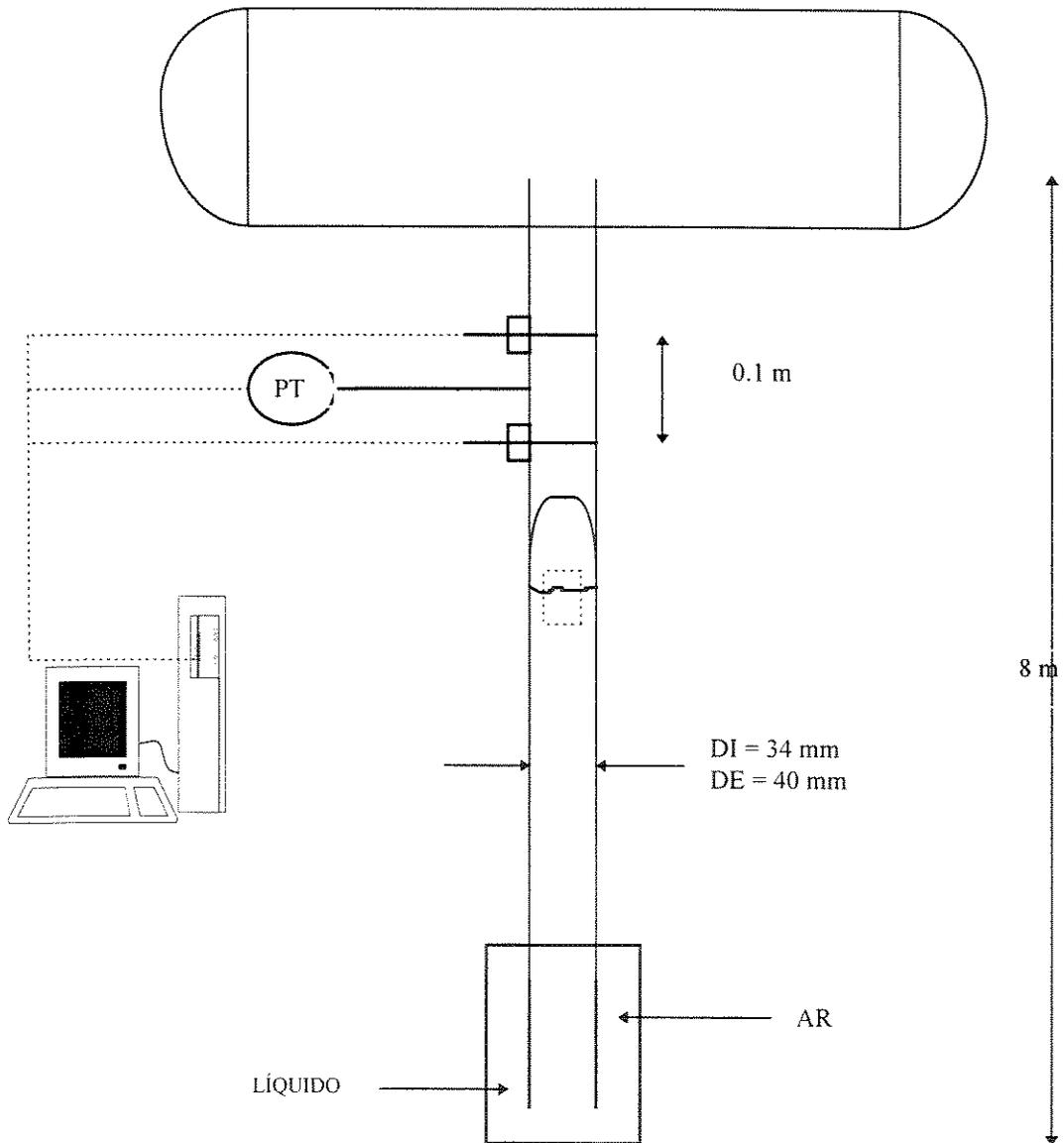


Figura 3.6 - Seção vertical de testes (sem escala)

3.5.5 Sondas de fios paralelos

Os parâmetros geométricos do fluxo pistonado foram medidos utilizando sondas de condutância de fios paralelos, seguindo-se o desenvolvimento de Torres (1992) e Bolonhini (1995), que utilizaram este tipo de sonda para caracterizar interfaces em escoamentos estratificados horizontais. Torres (1992) baseou-se no circuito eletrônico proposto por Koskie et al. (1989).

A técnica de medida baseia-se na diferença de condutividade elétrica entre as fases gás e líquida, obtendo-se um sinal elétrico proporcional à fração de vazio entre os fios paralelos, colocados em posição normal à parede da tubulação. O sinal de resposta depende da geometria da sonda, das propriedades elétricas dos fluidos em escoamento e das características do circuito elétrico acoplado ao sistema.

Assumindo que a resistência elétrica dos fios utilizados é negligenciável em relação à resistência do meio que os separa, e que a corrente elétrica passa preferivelmente através da fase líquida existente entre os fios, Koskie et al. (1989) concluem, através de análise numérica, que entre 90 a 99% da resistência elétrica do sistema provêm da região bidimensional entre os dois fios, e que a resposta de um sistema de condutância de fios paralelos é tanto melhor quanto mais próximos os fios. Os autores recomendam que o diâmetro dos fios seja grande o suficiente para tornar sua resistência desprezível em relação à fase líquida, mas pequeno o suficiente para minimizar o distúrbio no fluxo. O tensionamento deve ser suficiente para que qualquer frequência de vibração seja superior às frequências observadas no fluxo, de maneira a possibilitar a filtragem de sinal.

Torres (1992) cita como principal limitação deste método a sua intrusividade, que pode ser reduzida utilizando fios de menor diâmetro possível. Correlacionando os dados obtidos das duas sondas utilizadas no presente trabalho, porém, verifica-se que no caso do escoamento pistonado não há discordância significativa entre os sinais que possa ser atribuída a qualquer efeito intrusivo. Mao e Dukler (1991), em trabalho com sistema semelhante, verificaram que em velocidades baixas de líquido pode ocorrer de, ao toque da B.T. no sistema de fios paralelos, uma ponte de líquido permanecer entre os fios por alguns centésimos de segundo. Isto acontece principalmente quando se estuda o escoamento de bolhas isoladas, conforme ilustrado na Figura 3.7. Em condições diferentes de velocidade

superficial de líquido nula, não observou-se neste estudo a ocorrência de fenômenos semelhantes.

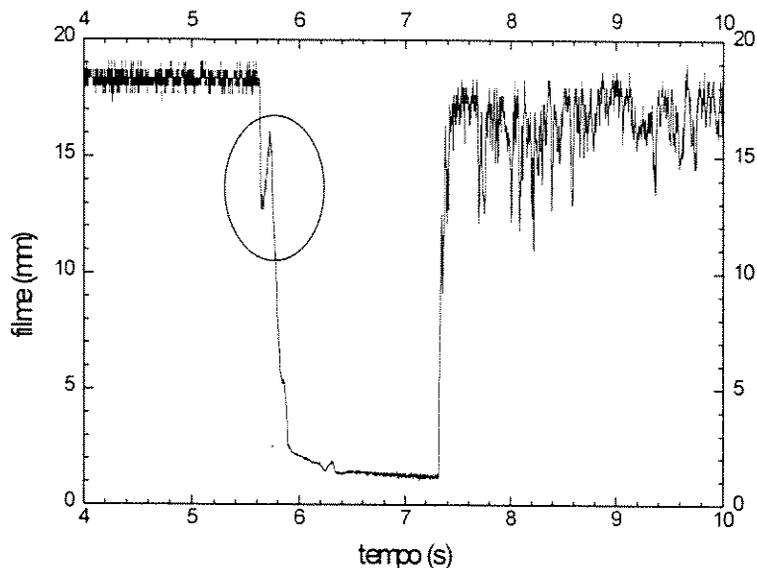


Figura 3.7 - Formação de ponte de líquido entre os fios na ascensão de bolha isolada

Frequência de aquisição: 1000 Hz

A configuração básica das sondas é mostrada na Figura 3.8. Foram utilizados fios de cobre de diâmetro de 0.4 mm, separados por distância de 5 mm. Estes fios, utilizados normalmente em enrolamento de motores, são mantidos isolados até a distância de um raio no interior da tubulação, considerando-se portanto que as variáveis geométricas são simétricas transversalmente. O uso de fios de cobre, alternativo aos fios de tungstênio utilizados por Torres (1992) e Bolonhini (1995), ou de platina (Mao e Dukler, 1989), mostrou-se satisfatória, observando-se boa resistência física dos fios utilizados, sem intrusividade adicional significativa.

Ainda seguindo a configuração de Torres (1992), as eventuais variações de condutividade do líquido foram corrigidas por uma sonda de compensação saturada com líquido nas mesmas condições do líquido em escoamento. A sonda aflorante possui o mesmo circuito da sonda de medida, porém os eletrodos são conectados a uma célula de geometria constante, adimensionalizando a saída da sonda de medida através da divisão de seu sinal

elétrico pelo sinal proveniente da sonda aflorante. Desta maneira, a eventual variação da condutividade do líquido é eliminada como fator causador de mudança de sinal.

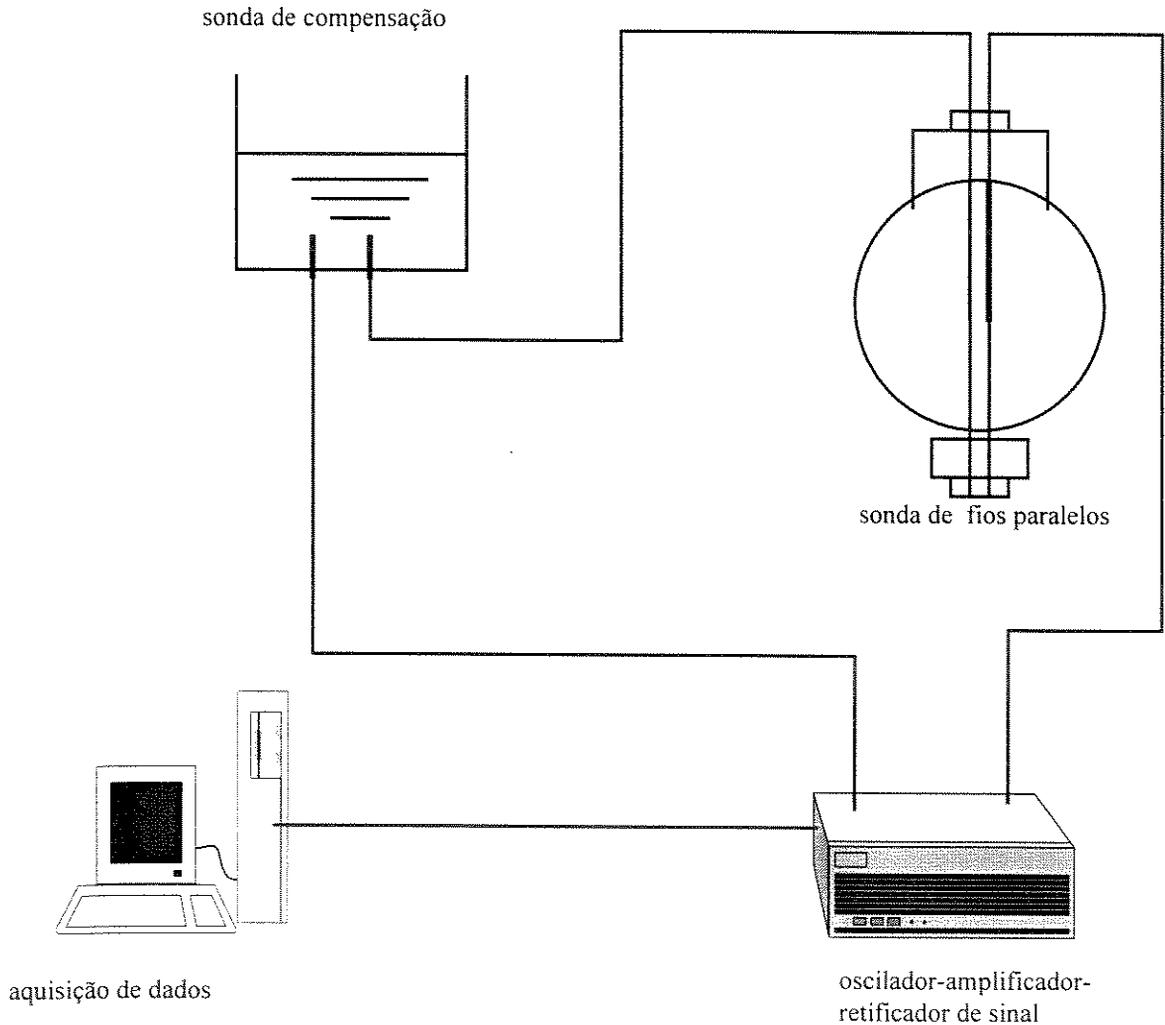


Figura 3.8 - Configuração simplificada das sondas de fios paralelos

A excitação das sondas é efetuada por circuito elétrico comum a ambas as sondas, porque observou-se que a utilização de circuitos diferentes para excitação, com diferentes frequências e potências de excitação, tem como efeito a forte influência dos sinais das sondas entre si através do meio que as separa. A atenuação de ruídos elétricos do sistema se faz com o aterramento cuidadoso de todos os elementos em contato com o a sonda e/ou com os fluidos em escoamento, incluindo os transmissores de pressão.

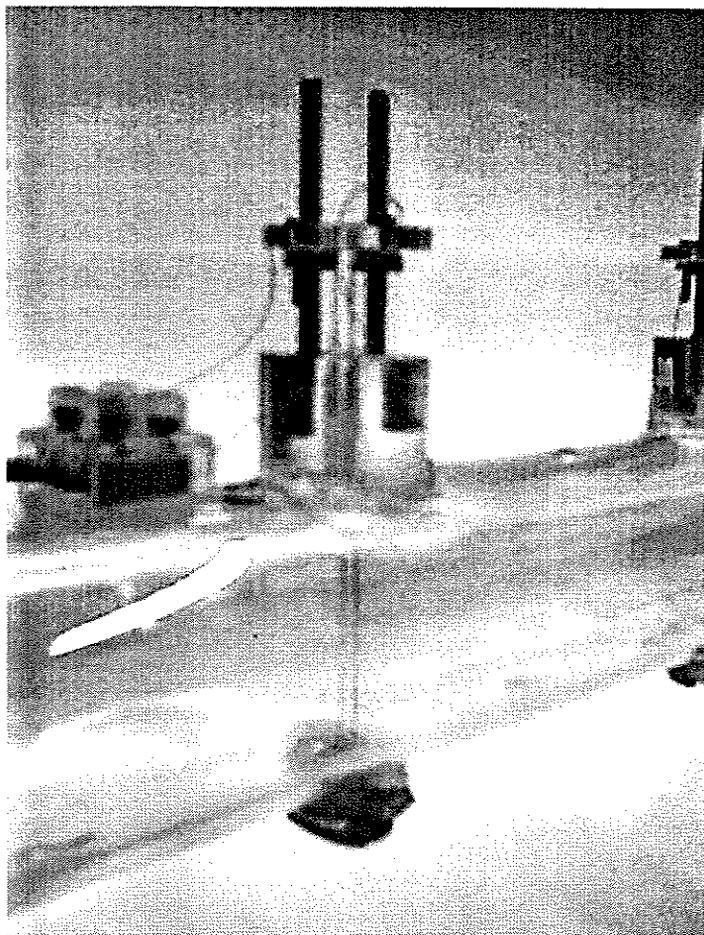


Figura 3.9 - Sondas de fios paralelos em série, em fotografia de bancada

O sinal elétrico destas sondas é amplificado, retificado e filtrado, utilizando-se circuitos elétricos idênticos aos desenvolvidos por Torres (1992). A utilização de duas sondas de fios paralelos em série, mostradas na Figura 3.9, possibilita a obtenção dos seguintes parâmetros do fluxo pistonado:

- comprimento das bolhas de Taylor e golfadas de líquido;
- velocidade e frequência das bolhas de Taylor e golfadas de líquido;
- espessura de filme de líquido descendente ao redor das B.T., inclusive o perfil das B.T.;
- fração de vazio média nas golfadas de líquido.

Trata-se, portanto, de um instrumento de construção relativamente simples e muito poderoso como auxiliar no estudo de escoamentos pistonados.

Os procedimentos de calibração das sondas de fios paralelos, bem como as curvas correspondentes, são encontrados no Apêndice A.

3.6 Sistema de aquisição de dados

O sistema de aquisição de dados constitui-se de placa de aquisição National® gerenciada por aplicativo comercial LabWindows. Os dados adquiridos são provenientes dos transmissores de pressão e das sondas de fios paralelos, em total de quatro canais.

No presente trabalho, utilizou-se tipicamente frequência de aquisição de dados de 2000 Hz, valor este selecionado em função de quantidade de memória computacional disponível e erros admissíveis para a medição da velocidade das B.T. e golfadas de líquido.

Capítulo 4

Interpretação de Sinais

4.1 Objetivos

O tratamento adequado dos sinais elétricos gerados pelas sondas de fios paralelos é essencial para a correta interpretação posterior destes dados. Pretende-se demonstrar a aplicabilidade desta técnica quando aplicada a escoamentos verticais em padrão pistonado, discutindo-se suas vantagens e limitações em relação a outras técnicas conhecidas.

O reconhecimento do padrão de fluxo através desta técnica, bem como alguns aspectos do tratamento matemático do sinal, também serão discutidos com brevidade.

4.2 Natureza do sinal na ocorrência de filme de líquido descendente e de golfadas de líquido

O sinal elétrico proveniente de um sonda de fios paralelos é gerado a partir de diferenças de condutividade elétrica entre as fases gás e líquida presentes entre os fios. É natural, portanto, que exista uma curva de calibração relacionando o sinal elétrico com espessuras de filme, como as mostradas no apêndice A.

Quando, porém, entre os fios não existe um filme, mas líquido e bolhas dispersas, a análise torna-se mais complicada. Deve-se interpretar somente condições médias, pois a passagem de bolhas entre os fios ou através destes é totalmente aleatória, o que torna o sinal oscilatório. Este fenômeno é mostrado na Figura 4.1, onde verifica-se que, para o caso de uma fração de vazão média constante, o sinal elétrico resultante apresenta-se oscilatório.

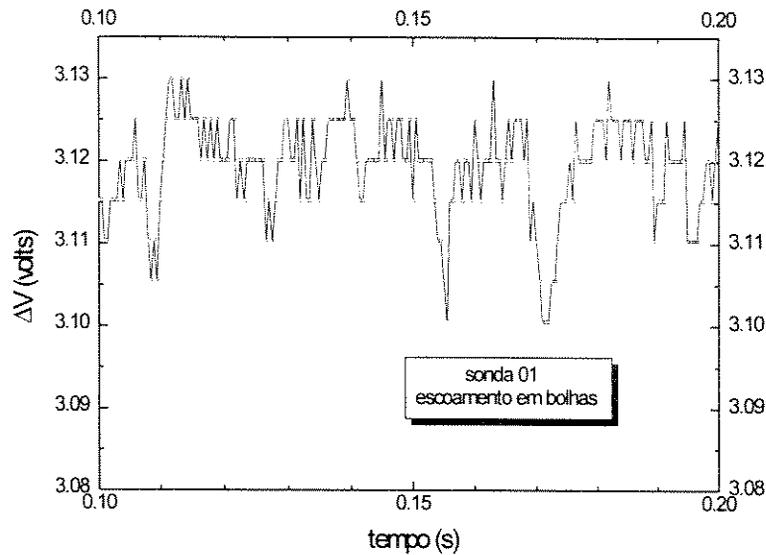


Figura 4.1 - Sinal característico de escoamento em bolhas

O sinal elétrico médio de uma sonda de fios paralelos pode ser relacionado à fração de vazio média de um escoamento em bolhas. Estas curvas são mostradas no Apêndice A deste trabalho. Como seria esperado, as curvas de calibração deste tipo de escoamento não são iguais às obtidas para um filme de líquido. São duas situações distintas, uma em que há uma fronteira definida entre as fases, e outra aleatória, em que a presença de uma bolha de gás entre os dois fios não impede necessariamente o contato elétrico. A aplicação do sinal correspondente a um escoamento em bolhas pode ser vista na Figura 4.2. Verifica-se que, genericamente, o sinal proveniente de escoamento em bolhas resulta em fração de vazio 50% inferior à real se aplicada a correlação de calibração obtida com filme de líquido, ou seja, em duas frações de vazio idênticas, a primeira originada de um filme de líquido e a segunda de um escoamento em bolhas, a primeira resulta sinal elétrico menor que a segunda.

Para a calibração, a medida da fração de vazio foi realizada medindo a pressão resultante de coluna de 1.35 metros de coluna de líquido e ar em escoamento e correlacionando a pressão à fração de vazio. Nesta medida, foram desconsiderados efeitos de expansão acima do ponto de medida de pressão e perda de carga por atrito entre o ponto de medida e a atmosfera.

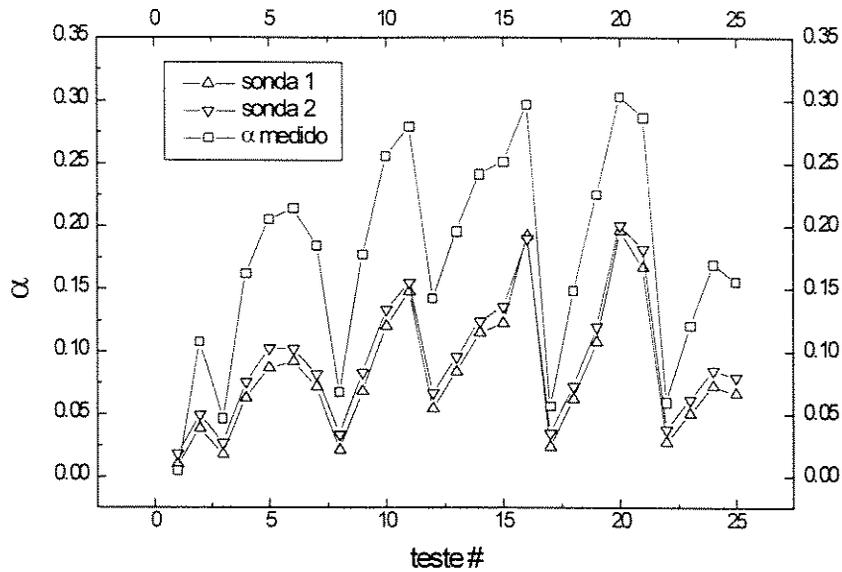


Figura 4.2 - Sinal de bolhas aplicado à calibração de filme

Assim, para diferenciar as regiões do escoamento que caracterizam a célula unitária do escoamento, ou seja, região de filme e região de golfada de líquido, adota-se neste trabalho o valor de 5 mm indicado pela calibração de filme. Acima deste valor, considerado região de golfada de líquido, passa-se a utilizar a equação de calibração do escoamento em bolhas.

A necessidade de se adotar médias para conseguir representatividade da fração de vazio em um escoamento em bolhas leva a outra limitação da utilização desta técnica. Para se obter perfis de variação de fração de vazio, é necessário utilizar frequência de aquisição de dados elevada o suficiente para que possam ser tomadas médias estáveis da fração de vazio na golfada de líquido. O número de pontos, em algumas avaliações realizadas, mostrou-se independente da frequência de aquisição, com valor numérico em torno de 2000, como se pode observar na Figura 4.3. Adicionalmente, pode-se observar nesta figura que a variação de sinal no escoamento em bolhas é de pequena magnitude.

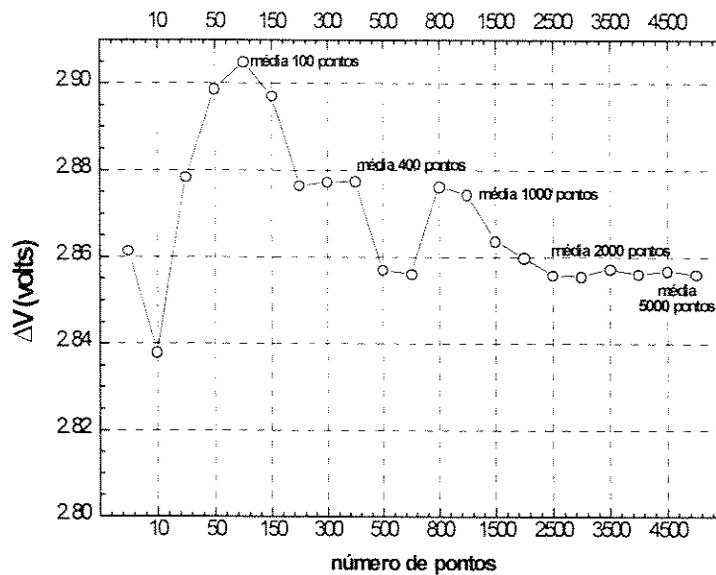


Figura 4.3- Sinal médio para escoamento em bolhas, 500 Hz

4.3 Sinal elétrico característico do escoamento pistonado

4.3.1 Características básicas

Costigan e Whalley (1997) mostram que é possível reconhecer regimes de fluxo, identificando inclusive os regimes de transição, se houver a utilização de um instrumento que forneça a fração de vazio do escoamento. O reconhecimento pode ser realizado por histogramas de fração de vazio ou pelo sinal elétrico em base temporal. O fluxo pistonado caracteriza-se por apresentar um histograma de fração de vazio bi-modal. A acentuada concentração de pontos com fração de vazio elevada indica a presença de bolhas de Taylor (filme de líquido), enquanto que frações de vazio da ordem de 30% ou menos, indicam a presença de uma golfada de líquido. A transição de bolhas de Taylor para golfadas de líquido e vice-versa é abrupta na seção transversal da tubulação, ocasionando que entre 30 e 80% de fração de vazio aparecem poucos pontos, conforme é mostrado na Figura 4.4. A distribuição que aparece neste histograma foi obtida em sistema ar-água, com 15 segundos de aquisição de dados a 500 Hz.

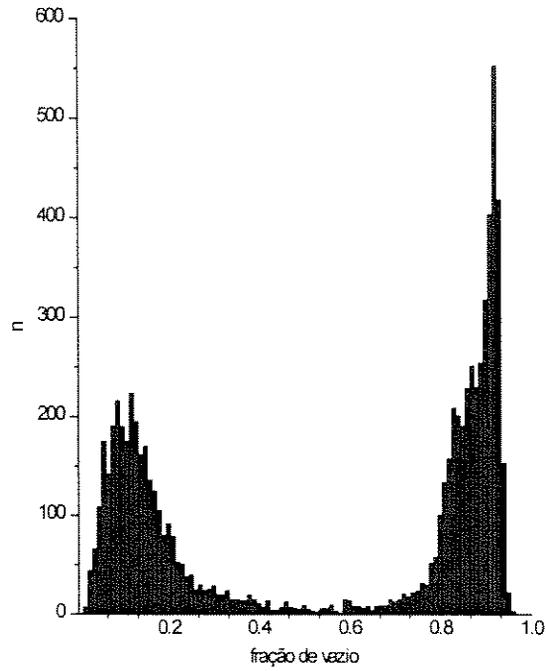


Figura 4.4 - Distribuição de fração de vazio típica de escoamento pistonado
 ar/água, $j_L=0.3$ m/s, $j_G=1.2$ m/s

O sinal elétrico gerado por sondas de condutância colocadas em meio a fluxo pistonado tem como característica principal a acentuada variação de intensidade de sinal entre a região de filme e a região de golfada de líquido. Um sinal típico é mostrado na Figura 4.5, onde os sinais de baixa intensidade representam a ocorrência de filme de líquido (passagem de uma B.T.) e os sinais elevados indicam a ocorrência de golfada de líquido.

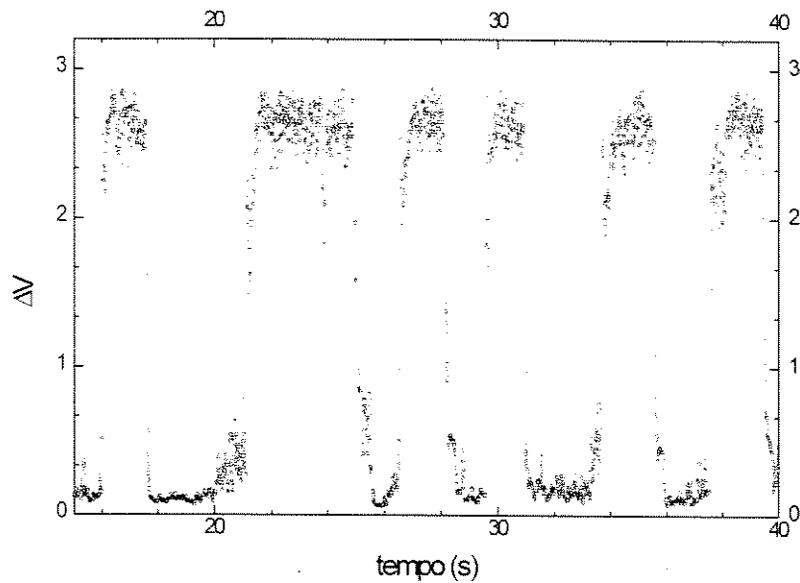


Figura 4.5 - Sinal elétrico característico de fluxo pistonado
ar-água, $j_L=0.22$ m/s , $j_G=0.9$ m/s

4.3.2 Obtenção da parâmetros hidrodinâmicos e geométricos

A utilização de duas sondas de fios paralelos em série permite a obtenção dos comprimentos e velocidades das bolhas de Taylor e golfadas de líquido. Na Figura 4.6 pode ser observado o aspecto do sinal de duas sondas em série sobrepostos, já com a curva de calibração aplicada. A B.T. que aparece entre 54 e 56 segundos é tomada como exemplo, conforme aparece na Figura 4.7.

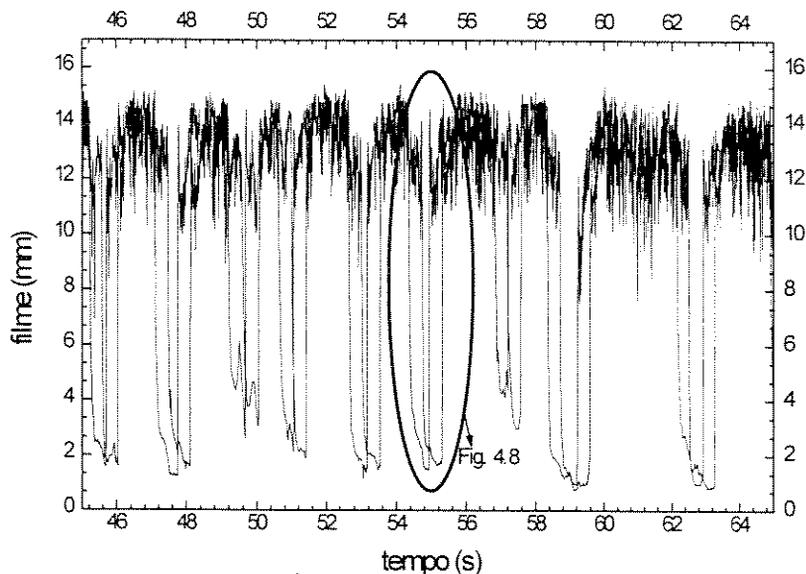


Figura 4.6 - Sobreposição dos sinais das sondas instaladas em série

Sendo Δs a distância entre as duas sondas, a velocidade de bolha é dada por:

$$V_N = \frac{\Delta s}{t_{b1} - t_{b2}} \quad (4.1)$$

A velocidade de ascensão da golfada de líquido, semelhantemente, é dada por:

$$V_S = \frac{\Delta s}{t_{s1} - t_{s2}} \quad (4.2)$$

Conhecidos os valores de V_N e V_S , os comprimentos de bolha e golfada são dados, respectivamente, por:

$$L_F = \frac{V_N}{t_{pb}} \quad (4.3)$$

$$L_S = \frac{V_S}{t_{ps}} \quad (4.4)$$

Nas Equações 4.3 e 4.4, t_{pb} e t_{ps} são os tempos de passagem de bolha e golfada. Os valores obtidos são considerados válidos se apresentarem desvio máximo de 5% entre os tempos de passagem apontados pelas duas sondas utilizadas. A aplicação deste critério garante que não sejam registradas B.T. ou golfadas de líquido em processo de desagregação ou coalescência.

Adota-se como critério de transição entre bolha-golfada e golfada-bolha o valor de 5 mm indicado pela calibração de espessura de filme para os testes ar-água e 7 mm quando utilizando líquidos viscosificados.

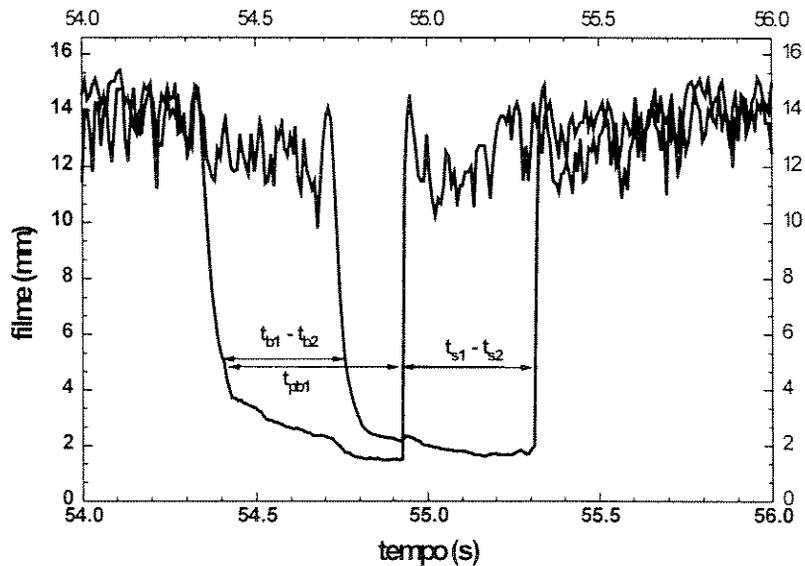


Figura 4.7 - Obtenção de velocidades e comprimentos de B.T. e golfadas de líquido através de correlação de sinais

4.4 Metodologia de aquisição e tratamento de sinais

Os sinais elétricos provenientes das duas sondas de fios paralelos são adquiridos e gravados em forma binária. A transformação para um arquivo *ascii* e conversão dos sinais através das curvas de calibração são realizadas por um programa Fortran, obtendo-se tabelas de dados hidrodinâmicos do escoamento em análise.

Estes dados são interpretados utilizando programas em Fortran, seguindo a metodologia descrita no item 4.3 e acrescentando-se a análise de espessura de filme. Obtém-se assim finalmente tabelas onde aparecem, para cada teste, a velocidade e comprimento de cada bolha de Taylor, a velocidade e comprimento de cada golfada de líquido, a fração de vazio média da golfada de líquido e a espessura de filme descendente média em cada bolha de Taylor. Estas tabelas são interpretadas através de “macros” programadas em planilha comercial Excel®, obtendo-se os parâmetros de análise estatística para cada teste. O procedimento é resumido na Figura 4.8

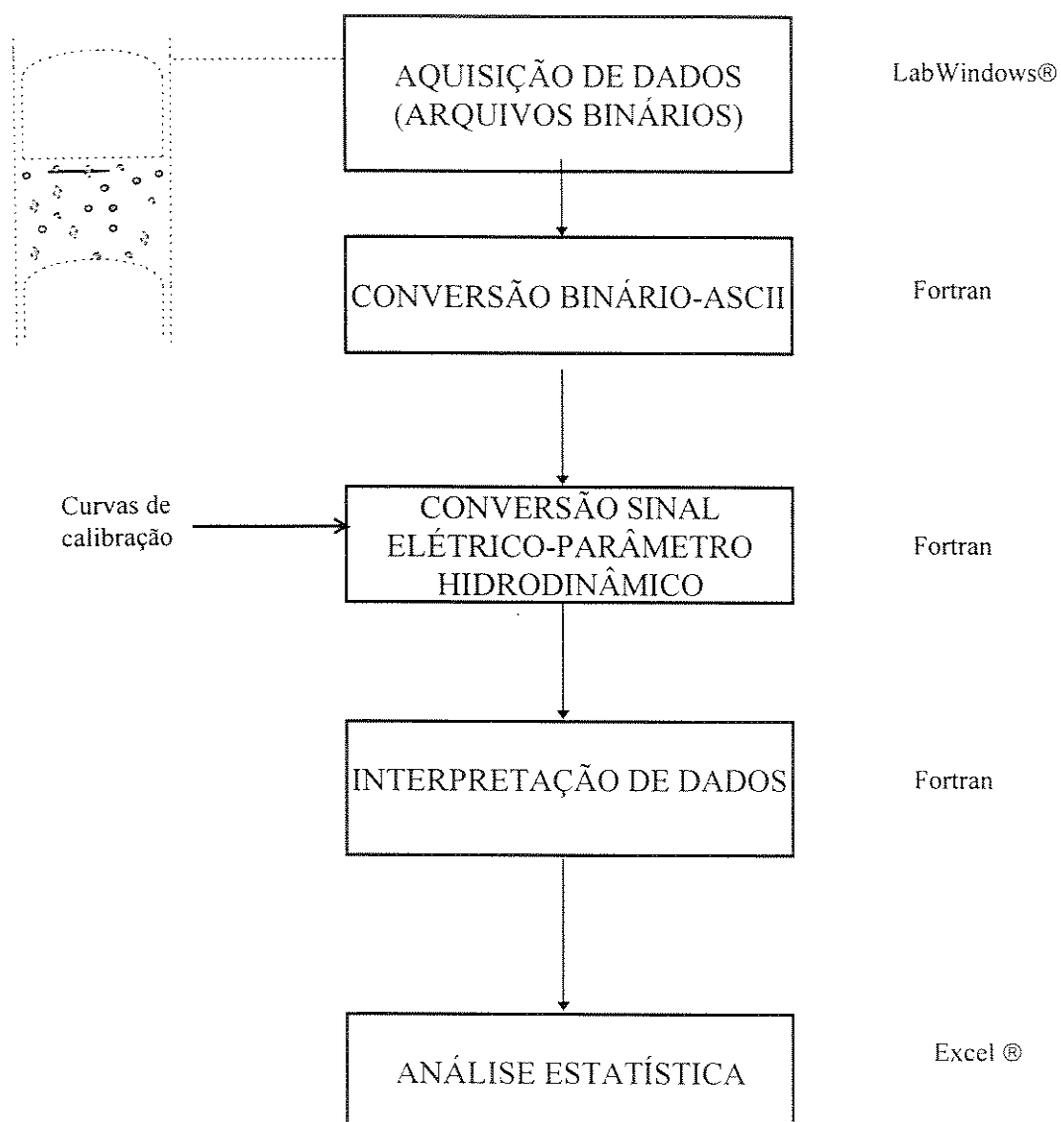


Figura 4.8 - Procedimento de aquisição e interpretação de sinais

No apêndice C são encontrados exemplos ilustrativos da forma e configuração de tabelas de dados obtidas no presente estudo.

Capítulo 5

Dados Experimentais

5.1 Propósito dos experimentos

Os testes experimentais foram realizados objetivando avaliar o fluxo pistonado desenvolvido, em condições operacionais afastadas de qualquer região de transição. Foram utilizados os sistemas de fluidos mostrados na tabela 5.1.

Tabela 5.1 - Sistemas de fluidos utilizados

Fase gás	Fase líquida	Densidade da fase líquida	Tensão superficial (N/m)	Viscosidade da fase líquida (cP)
ar	água	0.997	0.0707	1
ar	solução aquosa de glicose de milho	1.155	0.0483	4
ar	solução aquosa de glicose de milho	1.235	0.0568	40

5.2 Testes Experimentais

5.2.1 Extensão dos experimentos

Foram processados, como válidos, 56 testes utilizando ar e água, 24 testes utilizando ar e líquido de 4 cP e 27 testes com ar e líquido de 40 cP. Cada um destes testes consistiu de aquisição de 600.000 pontos experimentais à frequência de 2000 Hz (500 Hz/canal de

aquisição). Os dados obtidos são, assim, gerados em 5 minutos de fluxo pistonado com vazões de ar e líquido estáveis.

Tabela 5.2 - Testes ar-água

* testes preliminares para ajuste

TESTE	Pressão bar	T oC	jl m/s	ig m/s
T1-T28*	-	-	-	-
T29	0.075	22	0.219	0.364
T30	0.0606	22	0.219	0.527
T31	0.0555	22	0.219	0.667
T31	0.0505	22	0.219	0.793
T33	0.0445	22	0.219	0.905
T34	0.0415	22	0.219	1.071
T35	0.0391	22	0.219	1.199
T36	0.0453	22	0.219	1.334
T37	0.0403	24	0.219	1.533
T38	0.0433	25	0.219	1.666
T39	0.0846	24	0.310	0.362
T40	0.075	23	0.310	0.522
T41	0.0663	24	0.310	0.659
T42	0.0616	25	0.310	0.785
T43	0.0573	23	0.310	0.900
T44	0.0518	23	0.310	1.058
T45	0.0489	23	0.310	1.190
T46	0.0467	23	0.310	1.334
T47	0.0454	23	0.310	1.522
T48	0.0831	23	0.310	1.595
T49	0.0892	24	0.379	0.367
T50	0.0778	25	0.379	0.524
T51	0.0716	25	0.379	0.660
T52	0.0665	25	0.379	0.785
T53	0.0608	25	0.379	0.907
T54	0.0582	25	0.379	1.056
T55	0.0554	25	0.379	1.186
T56	0.0536	25	0.379	1.330
T57	0.0536	25	0.379	1.515
T87	0.0544	24	0.379	1.644
T58	0.0945	25	0.447	0.369
T59	0.0805	26	0.447	0.529
T60	0.0765	26	0.447	0.669
T61	0.0716	26	0.447	0.793
T62	0.0663	26	0.447	0.909
T63	0.0638	27	0.447	1.057
T64	0.0591	27	0.447	1.186
T65	0.0578	27	0.447	1.328
T66	0.0578	27	0.447	1.514
T67	0.0571	26	0.447	1.645
T68	0.1007	22	0.513	0.368
T69	0.0883	23	0.513	0.526
T70	0.0828	23	0.513	0.663
T71	0.076	23	0.513	0.788
T72	0.0727	22	0.513	0.900
T73	0.066	22	0.513	1.047
T74	0.0641	23	0.513	1.174
T75	0.0652	23	0.513	1.310
T76	0.0643	23	0.513	1.494
T77	0.0942	22	0.600	0.524
T78	0.0871	23	0.600	0.662
T79	0.0821	23	0.600	0.785
T80	0.078	24	0.600	0.902
T81	0.074	23	0.600	1.043
T82	0.0711	23	0.600	1.167
T83	0.0704	24	0.600	1.305
T88	0.0683	24	0.600	1.490

A extensão dos testes utilizando ar e água pode ser visualizada na Figura 5.1, onde as linhas cheias representam os critérios de transição bolhas-pistonado e pistonado-agitante propostos por Taitel et al. (1980). O envelope delimitado pelas linhas de transição e eixo x representa, segundo os autores, a região de ocorrência do fluxo pistonado desenvolvido para valor de $L/D=200$, que é aproximadamente a relação determinada pela localização das sondas de fios paralelos neste trabalho.

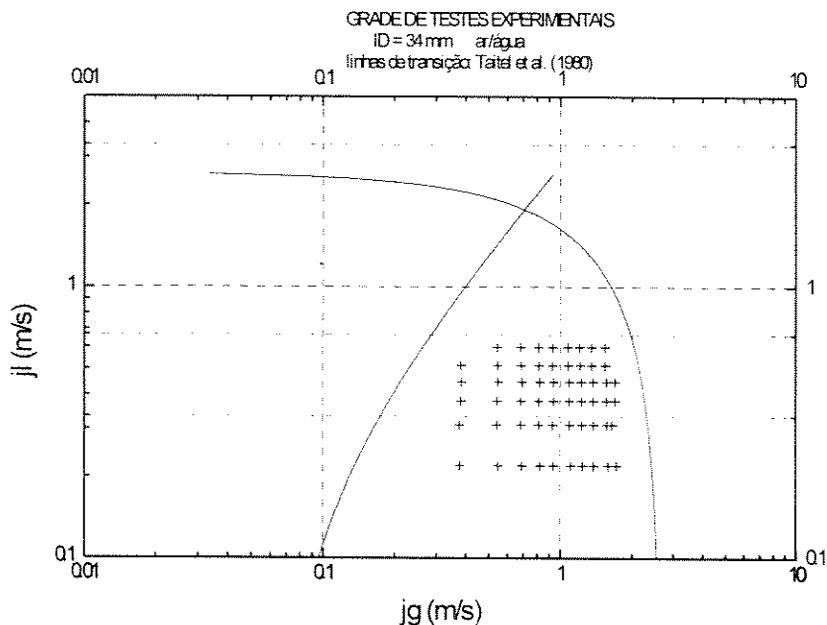


Figura 5.1 - Condições operacionais dos testes ar-água e linhas de transições de Taitel et al. (1980)

Os testes utilizando ar e líquidos viscosificados são mostrados na Tabela 5.3 e Figura 5.2, para o caso de líquido de 4 cP, e na Tabela 5.4 e Figura 5.3 para líquido de 40 cP.

Tabela 5.3 - Testes ar-líquido 4 cP

TESTE	Pressão	T	j_l	j_g
	bar		oC	m/s
T119	0.0735	25	0.204	0.369
T120	0.0573	24	0.204	0.662
T121	0.0501	24	0.204	0.918
T122	0.0469	24	0.204	1.197
T123	0.0458	27	0.204	1.508
T124	0.083	23	0.288	0.372
T125	0.0642	23	0.288	0.666
T126	0.0584	28	0.288	0.919
T127	0.0545	26	0.288	1.189
T129	0.0947	24	0.353	0.377
T130	0.075	25	0.353	0.680
T131	0.0665	24	0.353	0.939
T132	0.0628	26	0.353	1.178
T133	0.0551	26	0.353	1.457
T134	0.1004	25	0.416	0.380
T135	0.0832	25	0.416	0.689
T136	0.0748	25	0.416	0.945
T137	0.068	24	0.416	1.192
T139	0.1058	24	0.478	0.382
T140	0.0892	23	0.478	0.688
T141	0.0775	23	0.478	0.941
T142	0.072	23	0.478	1.207
T144	0.1122	23	0.558	0.383
T145	0.0942	22	0.558	0.691

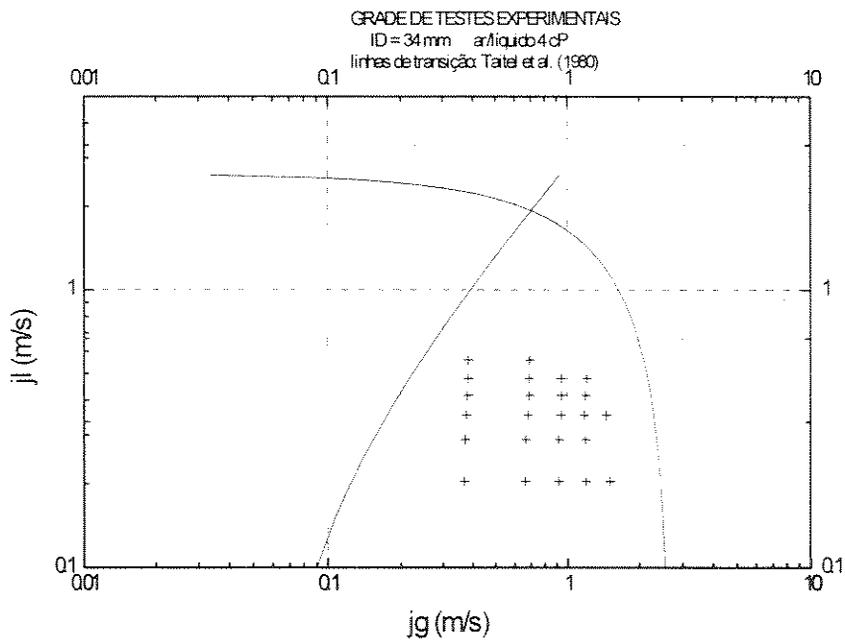


Figura 5.2 - Condições operacionais dos testes ar-líquido 4 cP no e linhas de transição de Taitel et al. (1980)

Tabela 5.4 - Testes ar-líquido 40 cP

TESTE	Pressão	T água	j_l	j_g
	bar	oC	m/s	m/s
T90	0.101	26	0.197	0.378
T91	0.077	26	0.197	0.679
T92	0.070	27	0.197	0.931
T93	0.065	27	0.197	1.194
T94	0.061	26	0.197	1.509
T95	0.102	27	0.279	0.379
T96	0.080	27	0.279	0.682
T97	0.072	27	0.279	0.933
T98	0.066	28	0.279	1.199
T99	0.062	28	0.279	1.517
T100	0.107	26	0.341	0.380
T101	0.075	25	0.341	0.692
T102	0.076	25	0.341	0.936
T103	0.066	25	0.341	1.201
T104	0.063	24	0.341	1.518
T105	0.110	23	0.402	0.382
T106	0.089	22	0.402	0.687
T107	0.081	24	0.402	0.940
T108	0.077	24	0.402	1.191
T109	0.070	26	0.402	1.497
T110	0.113	28	0.462	0.383
T111	0.096	29	0.462	0.692
T112	0.090	26	0.462	0.942
T113	0.081	25	0.462	1.201
T114	0.075	23	0.462	1.496
T115	0.117	22	0.539	0.385
T116	0.099	20	0.539	0.691
T117	0.097	27	0.539	0.944
T118	0.091	27	0.539	1.193

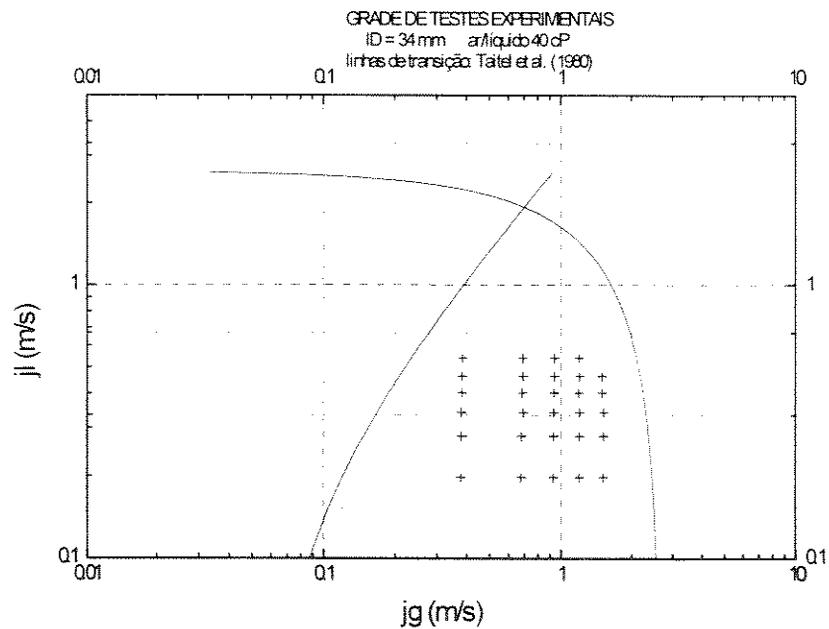


Figura 5.3 - Condições operacionais dos testes ar-líquido 40 cP e linhas de transição de Taitel et al. (1980)

5.3 Testes ar-água

5.3.1 Velocidade de ascensão das bolhas de Taylor

A velocidade de ascensão das B.T. é correlacionada por diversos autores a parâmetros de vazão de líquido e gás. Os modelos de Fernandes, Sylvester e Rembrand utilizam a clássica relação de Nicklin et al. (1962), que realizou testes experimentais utilizando tubulação de 25.4 mm de diâmetro.

Os valores de V_N medidos no presente trabalho são pouco inferiores aos calculados de acordo com a proposição de Nicklin et al. (1962), ajustando-se bem a um valor de $C_o=1.1$. Em valores de velocidade superficial total mais elevada, acentua-se a discordância do valor de V_N em relação ao valor proposto por Nicklin et al., o que pode ser creditado a um possível não-desenvolvimento completo do escoamento para estes pontos, localizados próximos à transição proposta por Taitel et al. (1980).

A maioria dos valores encontrados são coerentes com o trabalho de Bendiksen (1984), que, utilizando seções experimentais de 50 e 60 mm de diâmetro e sistema ar-água, encontrou valores de C_o entre 1.0 e 1.19 para escoamento vertical. As curvas de ajuste apresentadas na Figura 5.4 são da forma $V_N = C_o j + 0.35\sqrt{gD}$

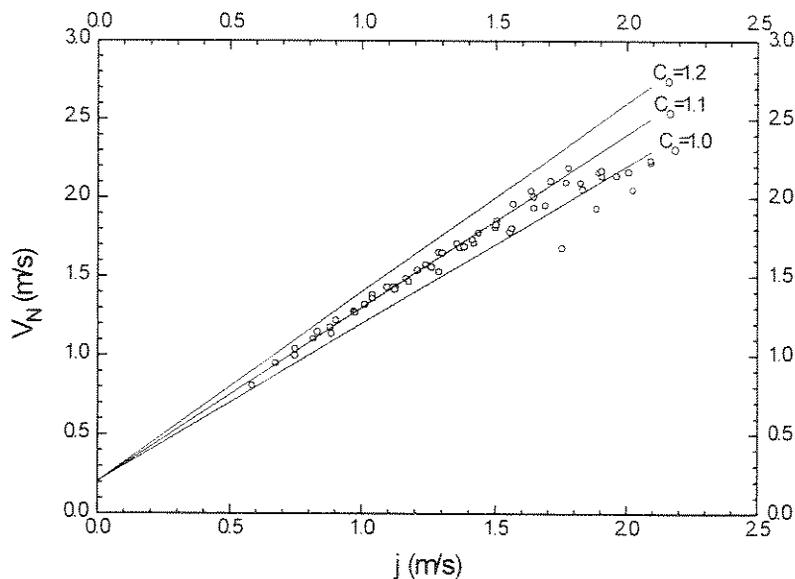


Figura 5.4 - Velocidade de ascensão das bolhas de Taylor - testes ar-água

A utilização da correlação de Nicklin et al. (1962) para escoamentos pistonados é uma simplificação comumente adotada. A correlação destes autores é válida para bolhas isoladas ascendendo em meio líquido. Em um escoamento pistonado, a velocidade de ascensão das B.T. é afetada por fatores como a incorporação de gás da golfada de líquido e perfis de velocidade da golfada fluindo adiante da B.T. (Barnea e Shemer, 1987).

5.3.2 Fração de vazio na golfada de líquido

A fração de vazio na golfada de líquido medida apresenta boa concordância com tendências de variação reportados em literatura (Fernandes et al. (1983); Akagawa(1966), citado por Orell e Rembrand (1986); Mao e Dukler (1989)), verificando-se que o aumento da vazão de líquido causa decréscimo da fração de vazio na golfada de líquido e o aumento na vazão de gás ocasiona acréscimo da fração de vazio na região da golfada.

Em todos os casos verificados, há tendência de convergência do valor de α_s para valor entre 30 e 35%, contradizendo alguns trabalhos que sugerem considerar a fração de vazio na golfada de líquido constante e igual a 25% (Taitel et al. (1980); Fernandes et al. (1983)).

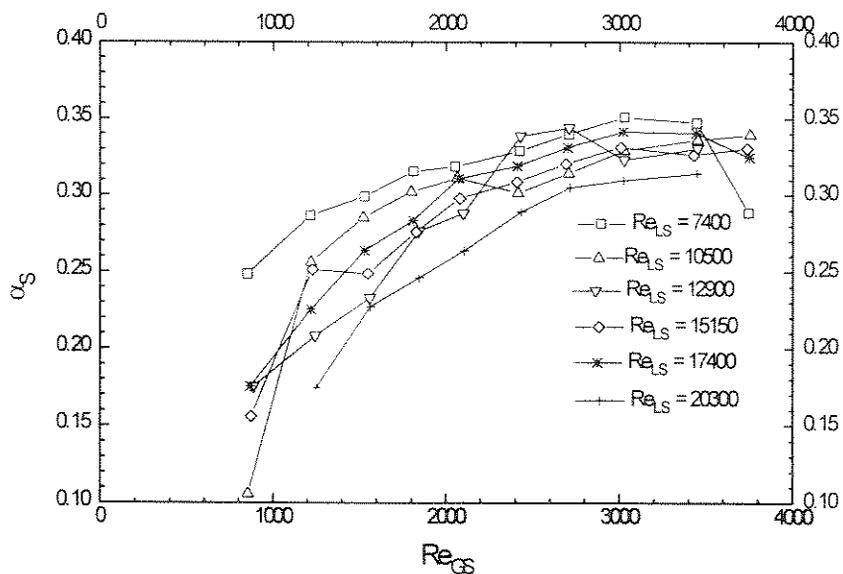


Figura 5.5 - Fração de vazio na golfada de líquido - testes ar-água

Um resultado bastante interessante é mostrado na figura 5.6. Normalmente há a tendência a considerar o gás presente na golfada de líquido pouco significativo em relação à vazão total de gás. Nesta figura, pode-se observar que nos testes utilizando sistemas ar-água, o total de gás transportado pela golfada de líquido atingiu até 45% da total de gás em uma unidade característica. Note-se também que, ao contrário do que intuitivamente seria esperado, a quantidade relativa de gás na golfada de líquido é maior para menores vazões de gás. Isto ocorre pela elevada sensibilidade do comprimento das B.T. à vazão de gás, enquanto que as golfadas de líquido apresentam comprimento relativamente estável, como será mostrado adiante.

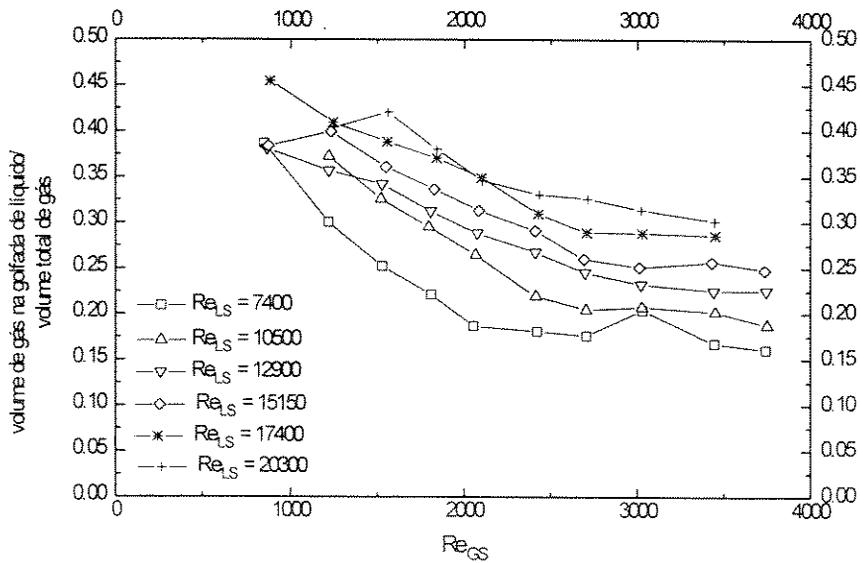


Figura 5.6 - Volume de gás na golfada de líquido em relação ao volume de gás em uma unidade característica - sistema ar-água

5.3.3 Relação entre o comprimento de bolha de Taylor e o comprimento de unidade característica

A Figura 5.7 mostra que, nos testes ar-água, a relação $\beta = \frac{L_f}{L}$ apresenta grande sensibilidade em relação à vazão de gás, em relação linear até aproximadamente $Re_{GS}=2000$, com posterior tendência à estabilização. O aumento da velocidade superficial de líquido ocasiona decréscimo no parâmetro β , ocasionado pelo decréscimo no comprimento das bolhas

de Taylor e consequente aumento de frequência de passagem das unidades características do fluxo pistonado.

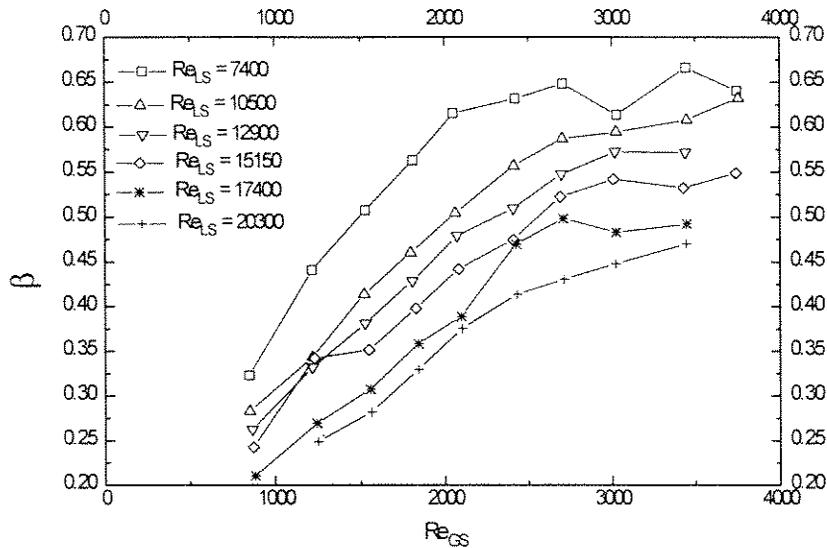


Figura 5.7 - Relação $\beta = \frac{L_f}{L}$ - testes ar-água

5.3.4 Comprimento de golfadas de líquido e bolhas de Taylor

O comprimento médio das bolhas de Taylor mostrou-se ser bastante sensível à mudança de vazão de gás, em relação aproximadamente linear (Figura 5.8). Nesta mesma figura, nota-se que o comprimento das bolhas de Taylor é tanto maior quanto menor a vazão de líquido. Isto mostra que o aumento de vazão de líquido favorece a quebra de coalescência de gás, aumentando a frequência de passagem das bolhas de Taylor.

A Figura 5.9 mostra a frequência de passagem das B.T., onde a afirmação anterior pode ser notada com clareza. Esta variável é fortemente influenciada pela vazão de líquido e decresce levemente com o aumento da vazão de gás. Um aumento de três vezes na vazão de líquido causa um aumento de duas vezes na frequência de passagem das B.T., ao passo que aumento da ordem de quatro vezes na vazão de gás causa decréscimo de somente 10% na frequência das B.T.

Em elevadas vazões de gás o comprimento das bolhas de Taylor tende a certa estabilização. Aparentemente há um valor limite, que é tanto maior quanto maior a vazão de líquido. Taitel et al. (1980) sugerem que a transição pistonado-agitante é dada por um comprimento mínimo da golfada de líquido, proposto como $L_s=16D$. Os resultados encontrados sugerem que o mecanismo de transição é governado por um valor de β máximo e, portanto, pela existência de um comprimento máximo de bolha de Taylor estável para uma certa vazão de líquido, dado que as golfadas de líquido variam pouco em comprimento.

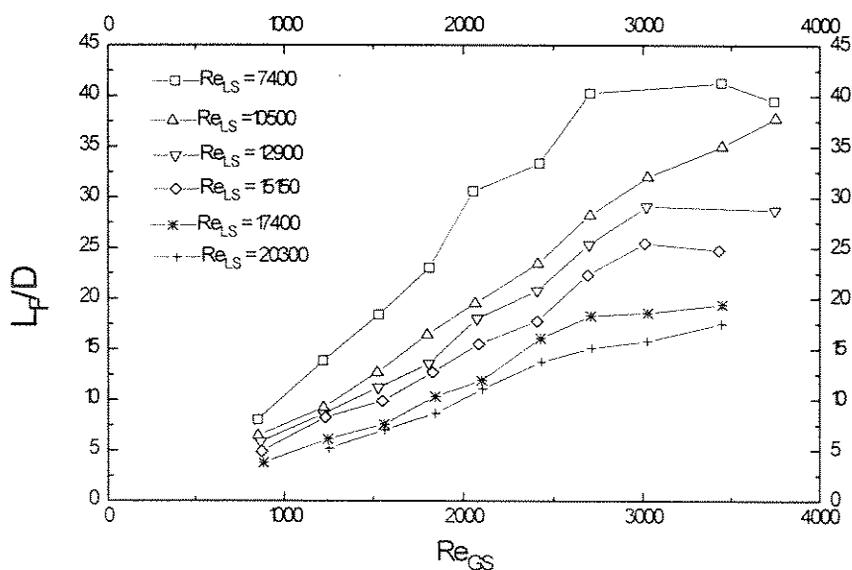


Figura 5.8 - Comprimento médio das bolhas de Taylor - testes ar-água

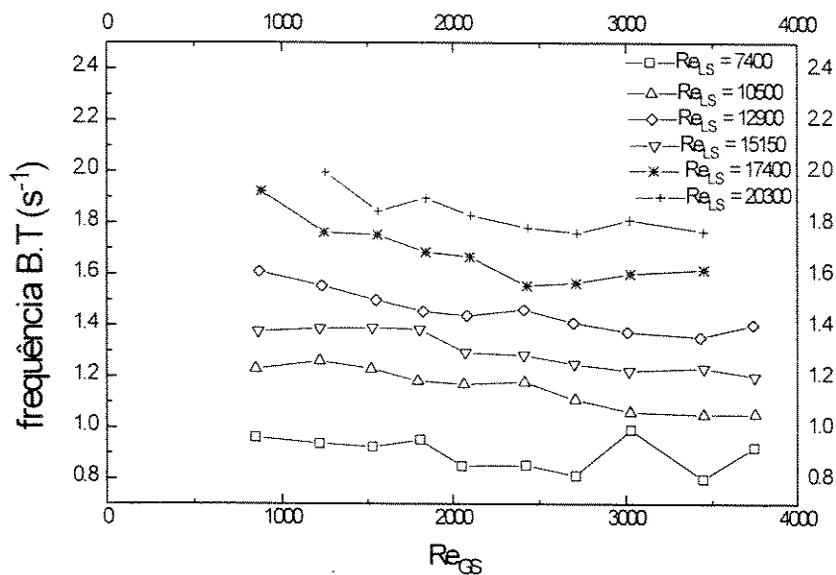


Figura 5.9 - Frequência de passagem das B.T. - testes ar-água

Na Figura 5.10, vê-se que há pouca dependência do comprimento das golfadas de líquido em relação à vazão de líquido, sendo que a tendência é de reduzir o comprimento e aumentar a frequência da golfada ao aumentar a vazão de líquido.

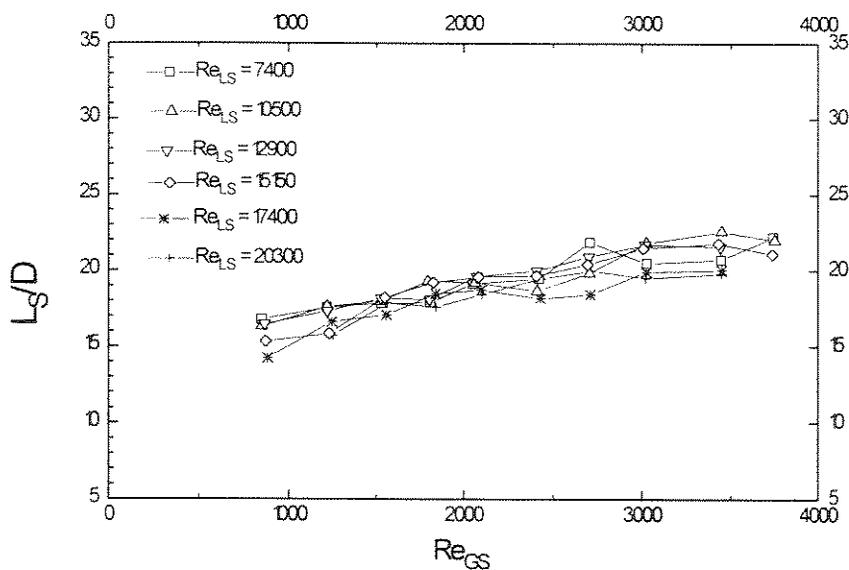


Figura 5.10 - Comprimento médio das golfadas de líquido - testes ar-água

A proposta de utilização de um valor de L_S constante em alguns modelos é bastante coerente com os resultados obtidos. No presente estudo, a média de L_S é tal que $L_S=17.3D$, com desvio padrão de $4.3D$ quando utilizados ar a água.

5.3.5 Espessura de filme de líquido descendente

A espessura de filme de líquido descendente apresenta valores entre 1 e 2 mm para todos os testes realizados. A redução de vazão de líquido é acompanhada de decréscimo de espessura de filme. Para uma vazão de líquido constante, um aumento da vazão de gás ocasiona decréscimo na espessura de filme, o que pode ser atribuído a um maior comprimento de bolhas de Taylor com conseqüente maior velocidade de filme descendente.

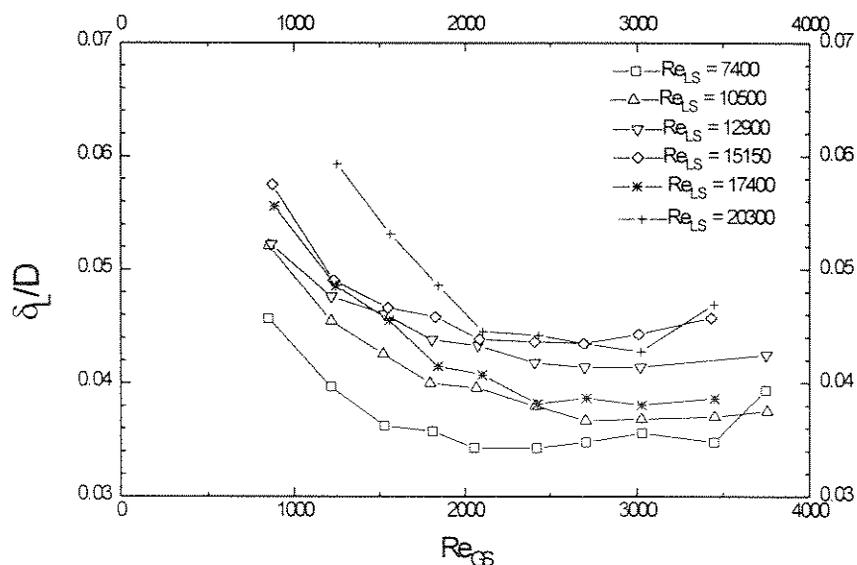


Figura 5.11 - Espessura média de filme de líquido descendente - testes ar-água

A espessura de filme atinge um patamar de equilíbrio em aproximadamente $Re_{GS}=2000$, notando-se certa tendência a aumento de espessura a partir de $Re_{GS}=2500$. Este comportamento pode ser indicativo de que, a partir de determinada vazão de gás ($Re_{GS}=2500$, neste estudo), o efeito de tensão interfacial gás-líquido passa possivelmente a ser significativo. Tal resultado contraria Taitel e Barnea (1990) que afirmam, literalmente: “Afortunadamente, a precisão no cálculo do fator de fricção interfacial é geralmente de pouca importância, visto que na maioria dos casos a tensão interfacial na região de filme descendente é negligenciável”.

As evidências encontradas por Mao e Dukler (1991) de que a espessura de filme constante não é atingida e, por conseguinte, a velocidade terminal não é atingida, podem ser confirmadas por simples análise de sinais provenientes das sondas de fios paralelos, mostrada na Figura 5.12.

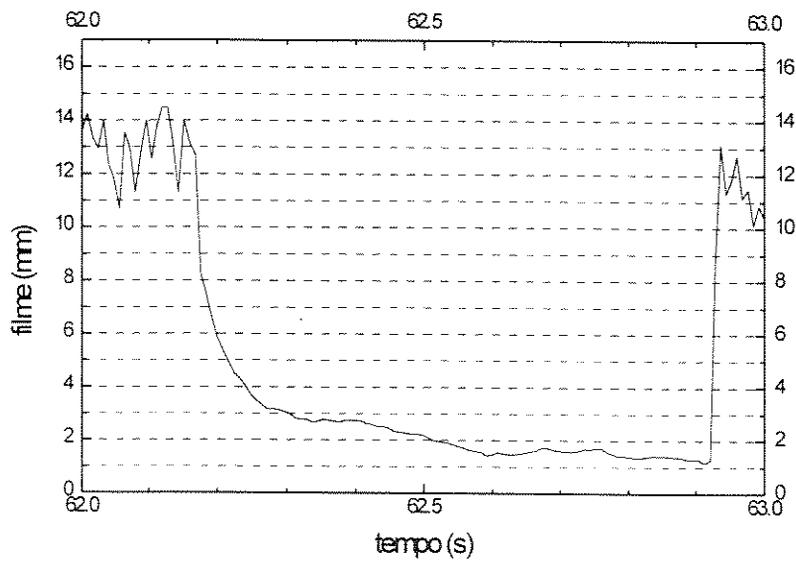


Figura 5.12- Detalhe de um perfil de espessura de filme descendente

ar-água, $j_L=0.45$ m/s, $j_G=0.67$ m/s

comprimento de bolha: aproximadamente 1 metro

A figura, exemplificação típica de todos os testes ar-água realizados, mostra o decréscimo gradual da espessura de filme até o ponto onde ocorre sua incorporação na golfada de líquido, e, ainda, que sua interface é ondulada. Tal ondulação pode ser um fator incrementador das forças interfaciais envolvidas.

5.4 Testes ar-líquidos viscosificados

5.4.1 Velocidade de ascensão das bolhas de Taylor

Para o líquido a 4 cP, a velocidade de ascensão das B.T. concorda bem com um valor de C_0 de 1.2, confirmando que este valor é uma boa aproximação para fluxo turbulento e baixas viscosidades. As curvas de ajuste nas Figuras 5.13 e 5.14 são da forma $V_N = C_0 j + 0.35\sqrt{gD}$.

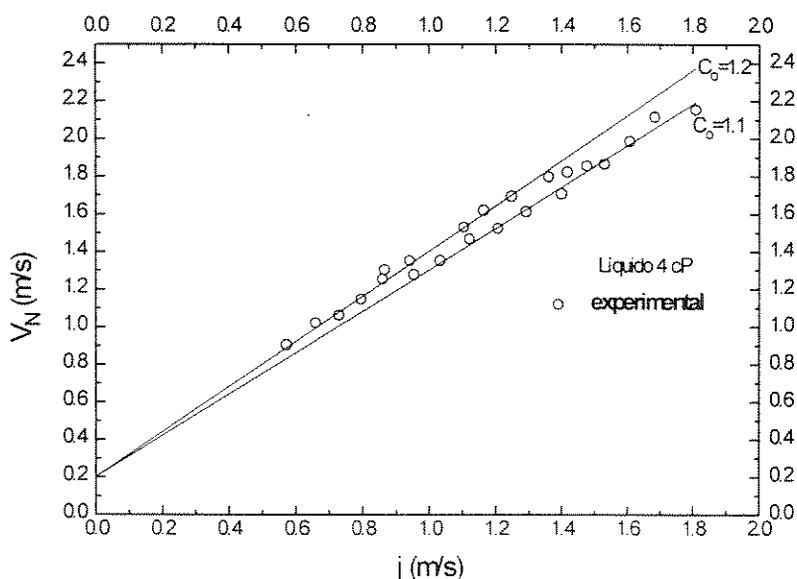


Figura 5.13 - Velocidade de ascensão das bolhas de Taylor - testes ar-líquido 4 cP

Taitel e Barnea (1990) propõe utilizar o valor de C_0 igual a 2.0 para fluxo laminar ($Re < 8000$). O resultado obtido para líquido de 40 cP, porém, é de $C_0=1.55$ (Figura 5.14), o que vem a confirmar os resultados de Hamaguchi e Sakakuchi (1997), de que não existe um ponto de transição como o proposto por Taitel e Barnea.

O valor do coeficiente C_0 encontrado para os testes utilizando líquido 40cP é ilustrativo da diferente distribuição das fases na tubulação quando líquidos viscosos estão envolvidos. A maior espessura de filme, mostrada mais adiante, faz com que a B.T. escoe em região central da tubulação, ocasionando maior velocidade em relação a sistemas com líquidos de baixas viscosidades.

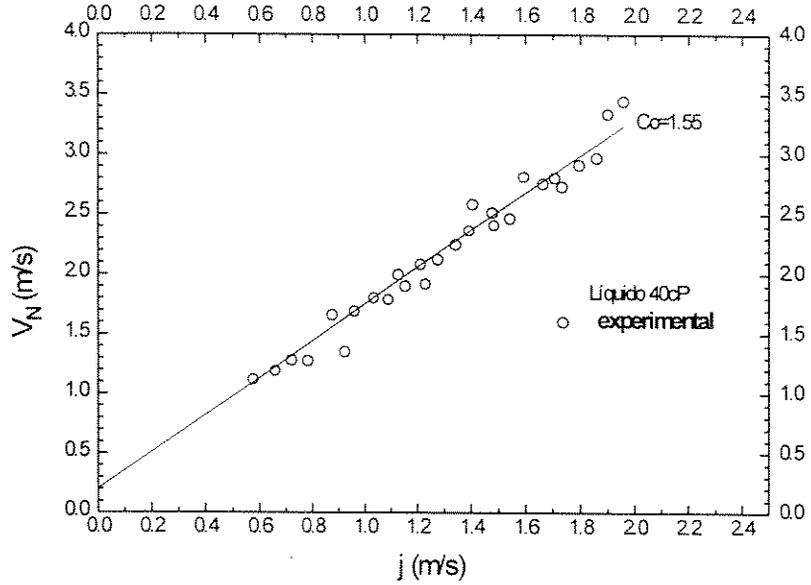


Figura 5.14 - Velocidade de ascensão das bolhas de Taylor - testes ar-líquido 40 cP

5.4.2 Fração de vazio na golfada de líquido

As Figuras 5.15 e 5.17 mostram que a viscosidade e tensão superficial influenciam fortemente a fração de vazio na golfada de líquido, obtendo-se valores significativamente mais elevados que a fração de vazio média observada em sistema ar-água.

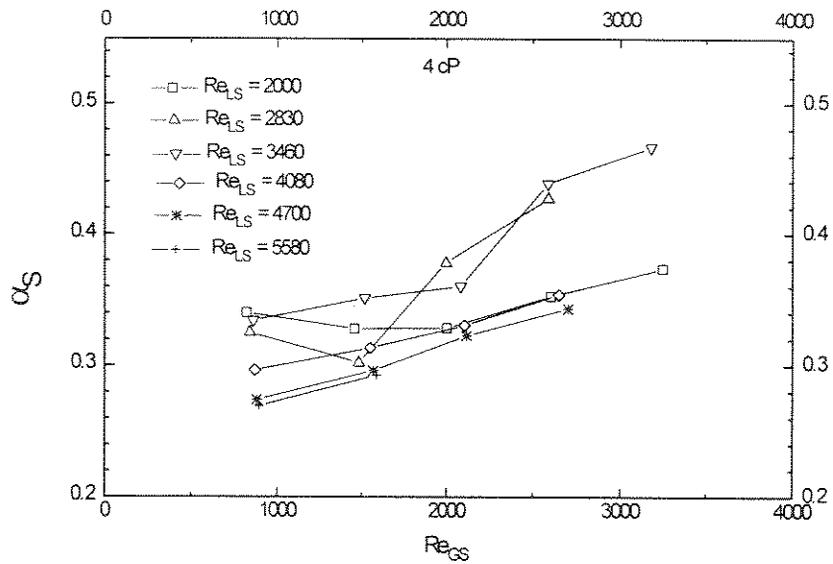


Figura 5.15- Fração de vazio média na golfada de líquido - sistema ar-líquido 4 cP

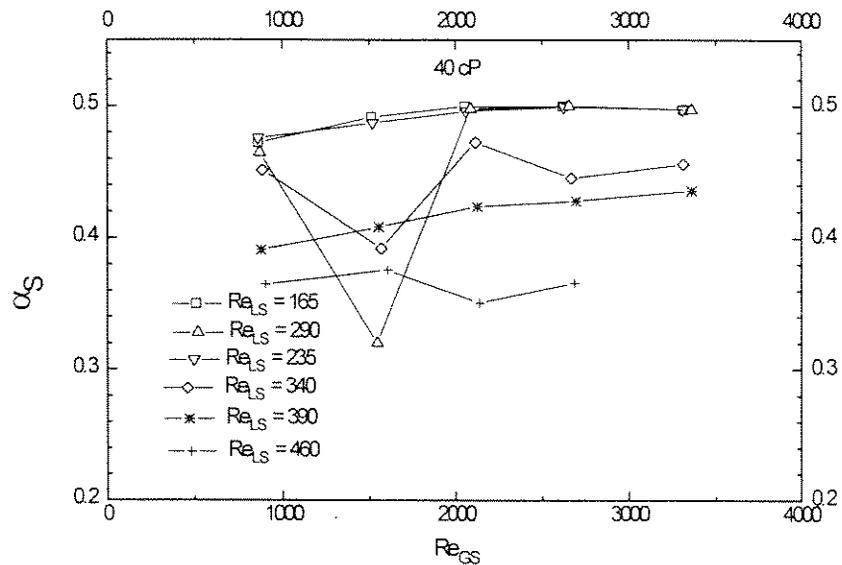


Figura 5.16 - Fração de vazão média na golfada de líquido - sistema ar-líquido 40 cP

Fan (1989) argumenta que o efeito das propriedades do líquido sobre a fração de vazão de um escoamento em bolhas ocorre por um mecanismo duplo, afetando a formação de bolhas e a tendência à coalescência. Um aumento na viscosidade do líquido causa, segundo o autor, a formação de bolhas estáveis de maior diâmetro, com maior velocidade de ascensão, diminuindo a fração de vazão. A redução da tensão superficial, por outro lado, causaria diminuição da tendência à coalescência, proporcionando maior fração de vazão.

Neste trabalho, conforme pode ser observado nas Figuras 5.15 e 5.16, observou-se maior fração de vazão nos testes utilizando líquidos viscosificados, o que contraria a tendência que seria esperada pela argumentação de Fan (1989). Uma das justificativas possíveis ao comportamento observado seria a menor tensão superficial, em relação a esta propriedade da água, dos líquidos viscosificados.

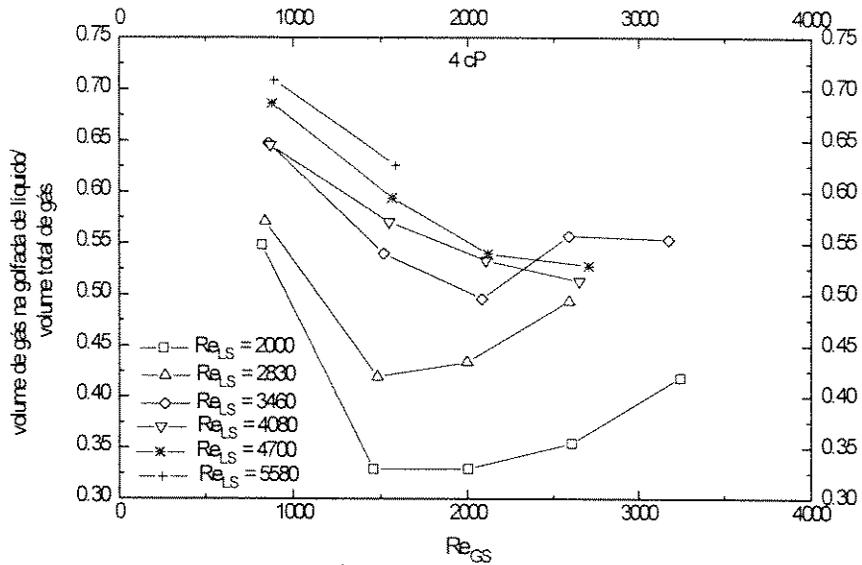


Figura 5.17 - Volume de gás na golfada de líquido em relação ao volume de gás em uma unidade característica - testes ar-líquido 4 cP

A importância relativa da golfada de líquido como estrutura de transporte de gás é acentuada quando utilizam-se líquidos viscosos. Na Figura 5.17, nota-se que nos testes utilizando líquido de 4cP, pode aproximar-se de 75% a vazão de gás presente na golfada de líquido em relação à vazão total de gás, enquanto que, nos testes utilizando líquido de 40 cP (Figura 5.18), este valor atinge surpreendentes 85%. Este efeito é devido principalmente aos pequenos comprimentos de B.T. observado para sistemas com fluidos viscosos, principalmente em elevadas vazões de líquido.

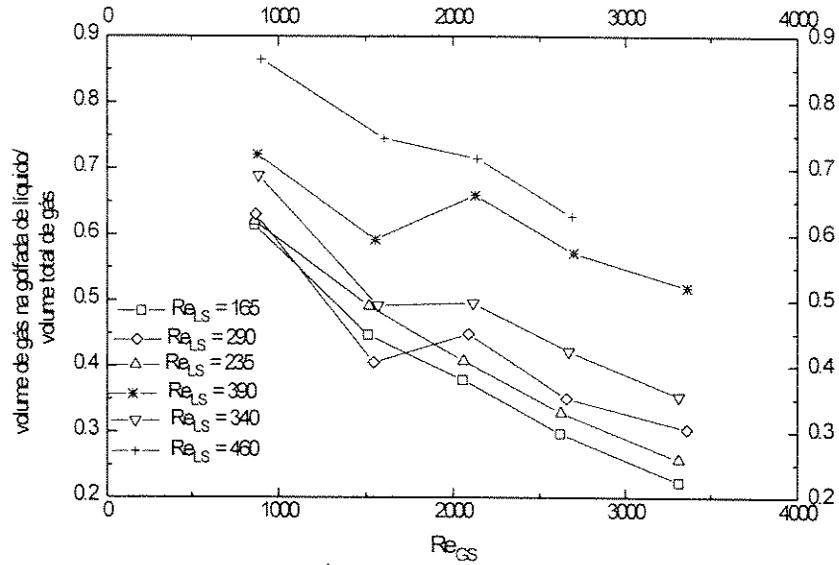


Figura 5.18 - Volume de gás na golfada de líquido em relação ao volume de gás em uma unidade característica - testes ar-líquido 40 cP

Em elevadas vazões de líquido a fração de vazio na golfada de líquido apresenta um aparente aumento linear com o aumento da vazão de gás.

Nos testes utilizando líquido de 40 cP, a aparente convergência para um valor de fração de vazio em torno de 50% para vazões reduzidas de líquido pode ser creditada ao método de calibração de sonda utilizado (ver Apêndice A). A fração de vazio pode atingir até 74% se considerado empacotamento romboédrico, valor este sugerido por Scott e Kouba (1990) para a máxima fração de vazio na golfada de líquido. Barnea e Brauner (1985) sugerem utilizar o valor máximo de 52%, utilizado neste trabalho, resultante de empacotamento cúbico.

5.4.3 Relação entre o comprimento de bolha de Taylor e o comprimento de unidade característica

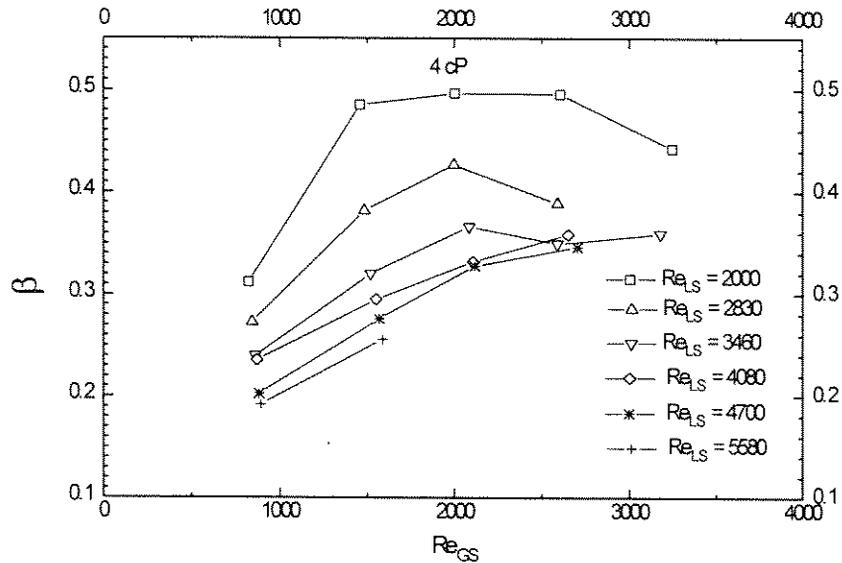


Figura 5.19 - Relação $\beta = \frac{L_F}{L}$ - testes ar-líquido 4 cP

O valor de β , mostrado nas Figuras 5.19 e 5.20, comporta-se de modo similar aos testes com ar e água. Há aumento aproximadamente linear até certo limite de vazão de gás, havendo tendência a atingir um valor estável no caso dos testes utilizando líquido de 4cP. Para líquido de 40cP esta tendência de estabilização não é notada para as vazões atingidas nos testes experimentais.

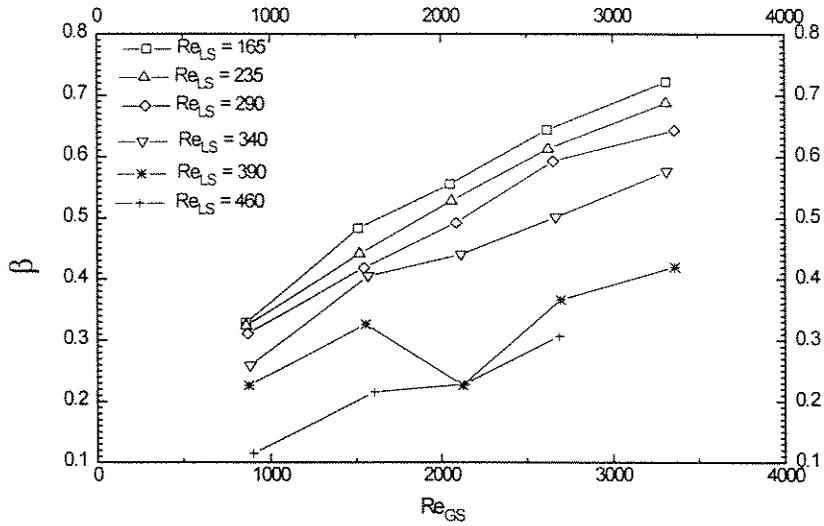


Figura 5.20 - Relação $\beta = \frac{L_F}{L}$ - testes ar-líquido 40 cP

5.4.4 Comprimento de golfadas de líquido e bolhas de Taylor

O comportamento destas variáveis é bastante semelhante ao apresentado nos testes utilizando ar e água.

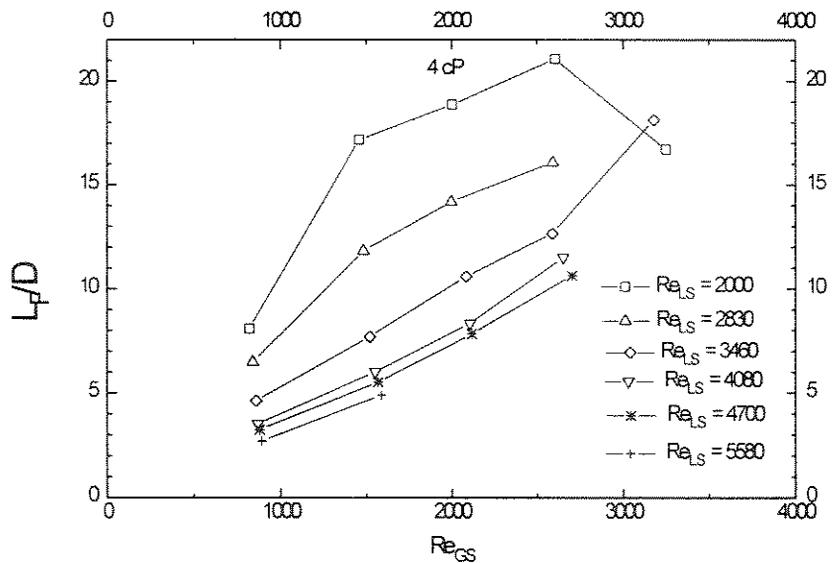


Figura 5.21 - Comprimento médio das bolhas de Taylor - testes ar-líquido 4 cP

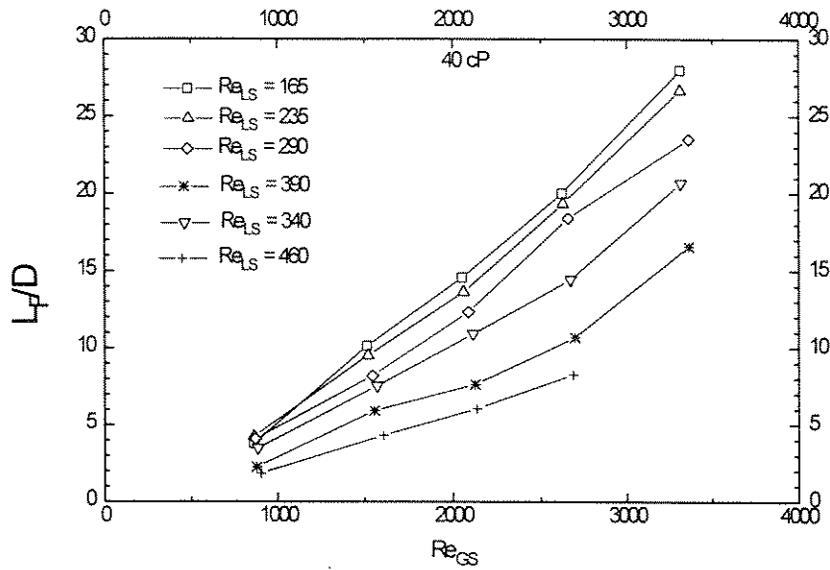


Figura 5.22- Comprimento médio das bolhas de Taylor - testes ar-líquido 40 cP

O comprimento das bolhas de Taylor (Figuras 5.21 e 5.22) apresenta aumento aproximadamente linear com o aumento da vazão de gás.

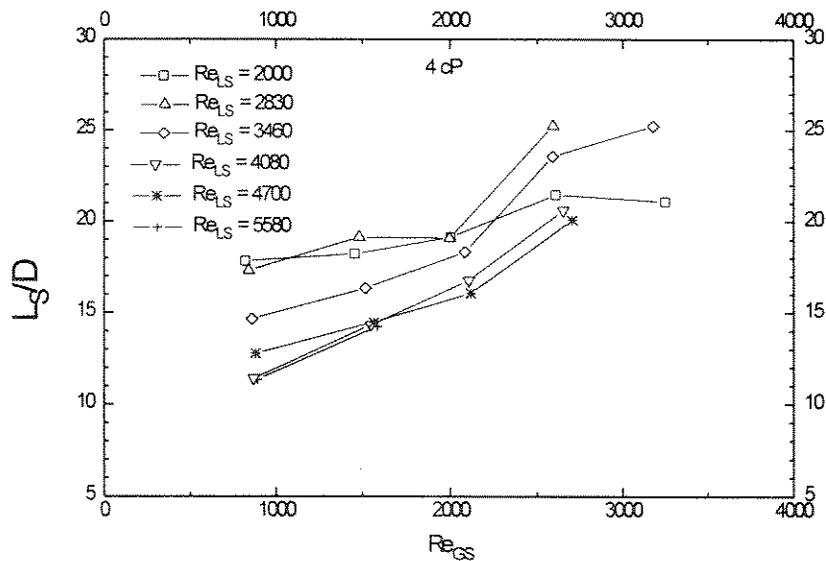


Figura 5.23 - Comprimento médio das golfadas de líquido - testes ar-líquido 4 cP

As golfadas de líquido seguem a mesma tendência de menor variabilidade apresentada nos sistemas ar-água. Nos testes utilizando líquido de 4 cP, a faixa de variação vai de 11D a 25D, com valor médio de 18.1D e desvio padrão de 4.7D.

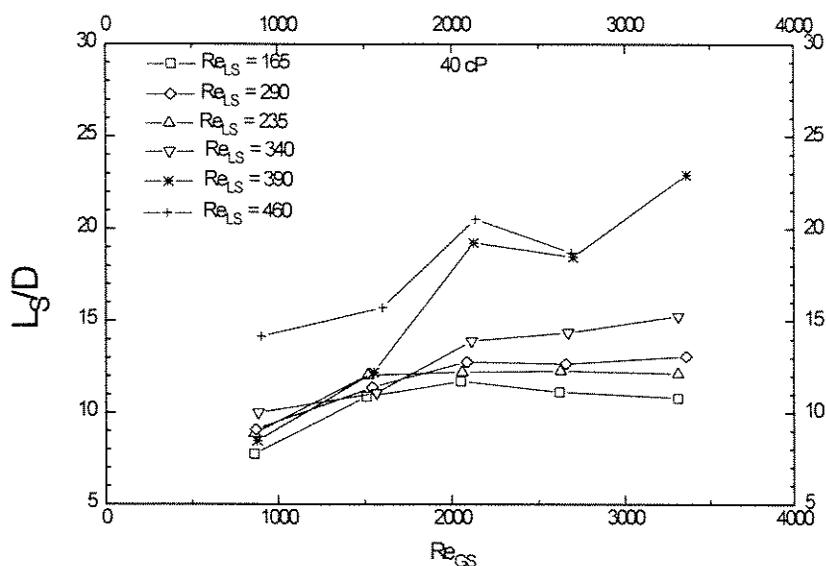


Figura 5.24- Comprimento médio das golfadas de líquido - testes ar-líquido 40 cP

Nos testes utilizando líquido de 40 cP, observa-se que a viscosificação diminui de maneira significativa o comprimento das golfadas, observando-se inclusive tendência de estabilização em torno de 12D para baixas velocidades superficiais de líquido. Nestes testes, a média de comprimento de golfada de líquido foi de 13.2D, com desvio padrão de 3.7D.

A frequência de passagem das bolhas de Taylor é fortemente influenciada pela viscosidade do líquido. Nas Figuras 5.25 e 5.26 vê-se que o comportamento da frequência utilizando líquido de 4cP assemelha-se ao obtido quando utilizando água, obtendo-se, porém, frequências maiores no caso do líquido viscoso.

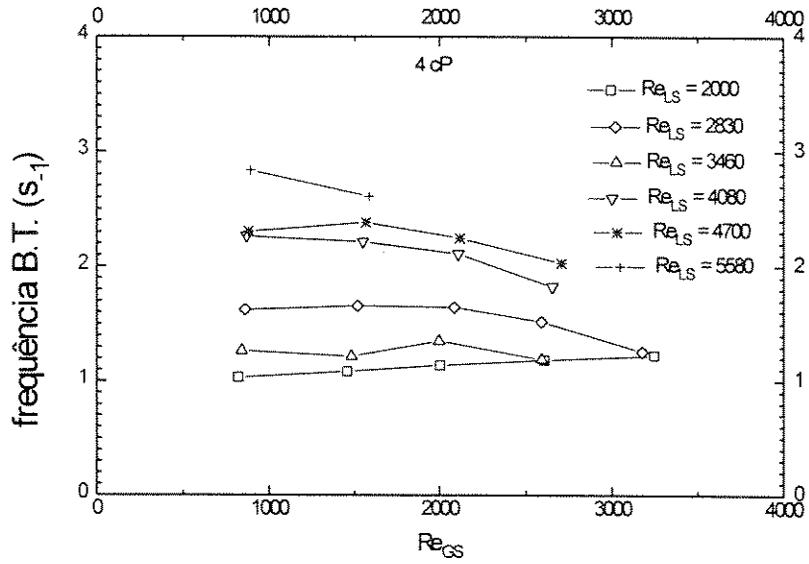


Figura 5.25- Frequência de passagem das B.T. - testes ar-líquido 4 cP

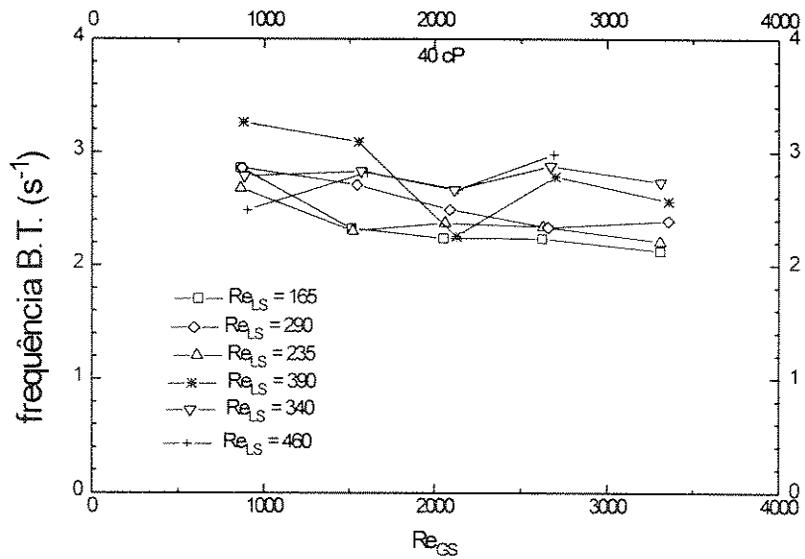


Figura 5.26 - Frequência de passagem das B.T. - testes ar-líquido 40 cP

Ao utilizar líquido de 40cP, porém, a frequência aparentemente deixa de ser função forte da vazão de líquido, apresentando aproximadamente a mesma queda relativa com o aumento na vazão de gás observada para água e líquido de 4cP.

5.4.5 Espessura de filme de líquido descendente

As espessuras de filme descendente obtidas utilizando a técnica de sonda de fios paralelos são questionáveis devido à aderência dos fluidos viscosos ao fio metálico, o que pode ocasionar leitura de espessura maior que a real, além de ocorrer a presença de bolhas no filme descendente. De qualquer forma, a tendência de queda de espessura de filme com o aumento da vazão de gás, apresentada nas Figuras 5.27 e 5.28, é bastante coerente com os resultados obtidos com sistema ar-água.

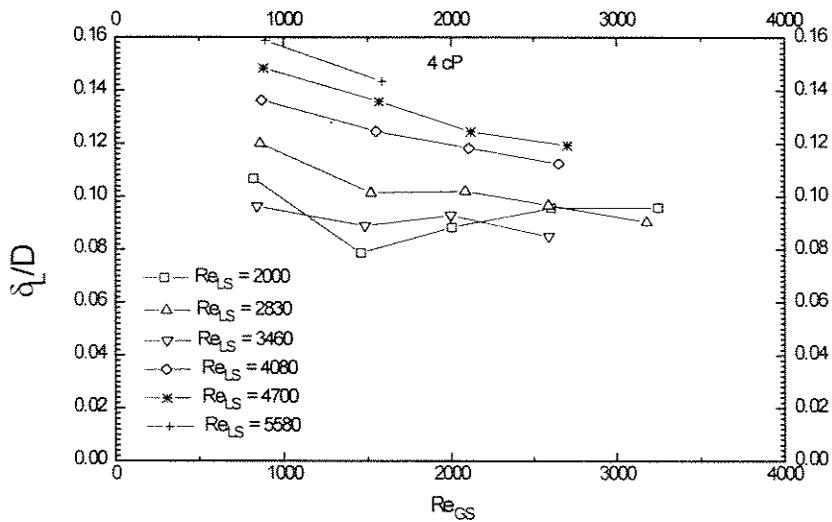


Figura 5.27 - Espessura média de filme de líquido descendente - testes ar-líquido 4 cP

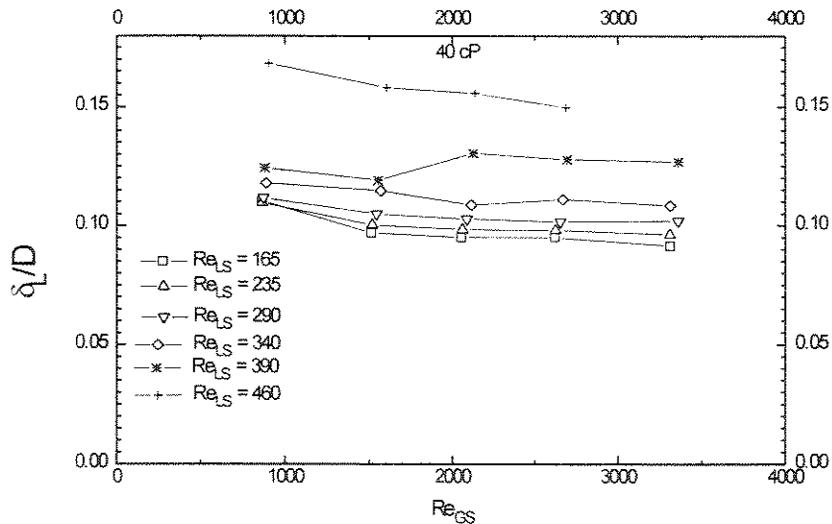


Figura 5.28 - Espessura média de filme de líquido descendente - testes ar-líquido 40 cP

Tabela 5.5 - Quadro resumo das tendências observadas neste trabalho

	FRAÇÃO DE VAZIO NA GOLFADA DE LÍQUIDO	COMPRIMENTO DE GOLFADA	COMPRIMENTO DE B.T	β	FREQUÊNCIA	ESPESSURA DE FILME
AUMENTO DE VAZÃO DE LÍQUIDO	diminui	constante	diminui	diminui	aumenta	aumenta
AUMENTO DE VAZÃO DE GÁS	aumenta	aumenta fracamente	aumenta fortemente	aumenta	constante	diminui
AUMENTO DE VISCOSIDADE	aumenta	diminui	diminui		aumenta fortemente	aumenta fortemente

Capítulo 6

Análise de Modelos

6.1 Propósito da análise de modelos

Os modelos de célula unitária que representam o escoamento pistonado foram aplicados às condições experimentais dos testes realizados, objetivando comparar resultados destes modelos com resultados experimentais. Os modelos em análise, Fernandes (1983), Orell-Rembrand (1986) e Sylvester (1987), foram apresentados originalmente para utilização em sistemas com líquido de baixa viscosidade. O modelo de Sylvester (1987), particularmente, considera equação empírica para a fração de vazio na golfada de líquido válida somente para sistemas ar-água.

A comparação dos resultados dos modelos com variáveis medidas em escoamentos com líquidos viscosos permitirá avaliar a adequação destes modelos para o escoamento pistonado em tais condições. Adicionalmente, mesmo em sistemas ar-água, algumas variáveis não são ainda adequadamente caracterizadas, destacando-se a fração de vazio na golfada de líquido. Com a técnica aplicada neste trabalho, foi possível mensurar a fração de vazio na golfada de líquido em condições operacionais variadas, mesmo quando utilizando líquidos viscosos.

6.2 Testes ar/água

6.2.1 Fração de vazio na golfada de líquido

A fração de vazio resultante dos modelos de Fernandes et al. (1983) e Orell e Rembrand (1986) apresenta tendência inversa à real, conforme já comentado anteriormente por Mao e Dukler (1990) e mesmo por Orell e Rembrand (1986).

Este fato é surpreendente, visto que os maiores esforços de Fernandes e Orell-Rembrand foram despendidos exatamente para caracterizar a fração de vazio na golfada de líquido. Fernandes acrescenta ao modelo nove equações adicionais, enfocando o processo de incorporação do gás pela B.T. e “*entrainment*” do gás da B.T. na golfada de líquido, somente para caracterizar a fração de vazio. Orell e Rembrand desenvolvem metodologia particular, com o mesmo objetivo.

O modelo de Orell e Rembrand possui um fator adicional: o parâmetro adimensional C_w , a fração de área da golfada de líquido onde a velocidade é menor que a velocidade média desta golfada. O valor sugerido de C_w é constante e igual a 0.29 para fluxo turbulento na golfada de líquido. Para fluxo laminar, não considerado por Orell e Rembrand, o valor de C_w encontrado considerando um perfil parabólico de velocidades é $C_w=1/2$. Este valor foi utilizado para o sistema ar-líquido 40 cP.

A Figura 6.1, obtida utilizando frequência de aquisição de dados de 15000 Hz por canal, comprova que a fração de vazio na golfada de líquido é superior na região junto à interface inferior final da B.T., onde ocorre o processo de desaceleração do filme de líquido descendente e incorporação à golfada de líquido. O sinal elétrico é menor nesta região (maior fração de vazio), apresentando certa estabilidade no restante da golfada.

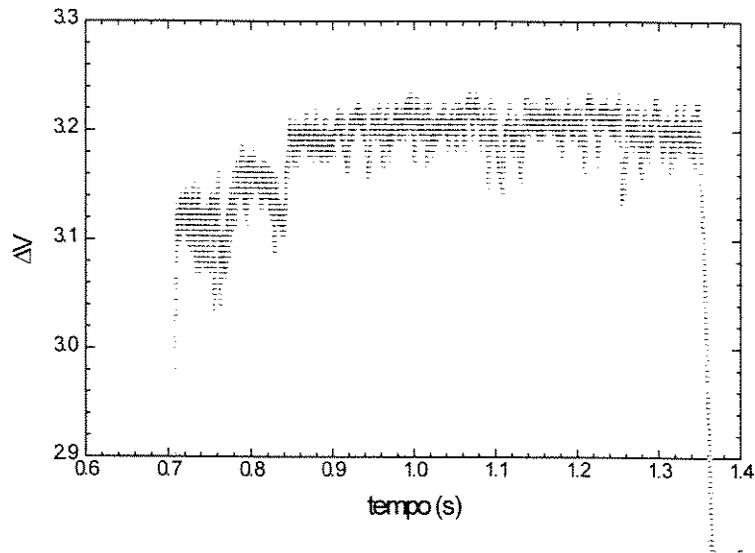


Figura 6.1 - Sinal de sonda de fios paralelos na golfada de líquido - sistema ar-água
(sinal inversamente proporcional à fração de vazio)
frequência de aquisição: 15000 Hz/canal

O modelo de Sylvester (1987), que é uma modificação do modelo de Fernandes (1983), considera uma relação empírica de deslizamento para caracterizar a fração de vazio na golfada, obtida a partir de dados experimentais deste mesmo autor. Esta relação, válida para sistemas ar-água, além de simplificar enormemente a aplicação matemática do modelo, representa com maior realidade esta variável do fluxo pistonado. O ajuste de Sylvester (1987) apresenta diferença absoluta de aproximadamente -6% em relação aos valores medidos no presente trabalho, sendo o que melhor se ajusta aos resultados experimentais (Figura 6.2). Ao elevar a vazão de gás, os modelos de Fernandes (1983) e Orell-Rembrand (1986) passam a apresentar melhor concordância com a fração de vazio na golfada de líquido, inclusive indicando α_S menor que o valor experimental a partir de $Re_{GS} \approx 2000$.

A aplicação da modelagem fenomenológica apresentada por Brauner e Barnea (1985) às condições dos testes experimentais utilizando o sistema ar-água, leva a uma fração de vazio na golfada constante e igual a 25% até a velocidade superficial de 3.5 m/s. Esta velocidade não foi atingida em qualquer dos experimentos deste trabalho.

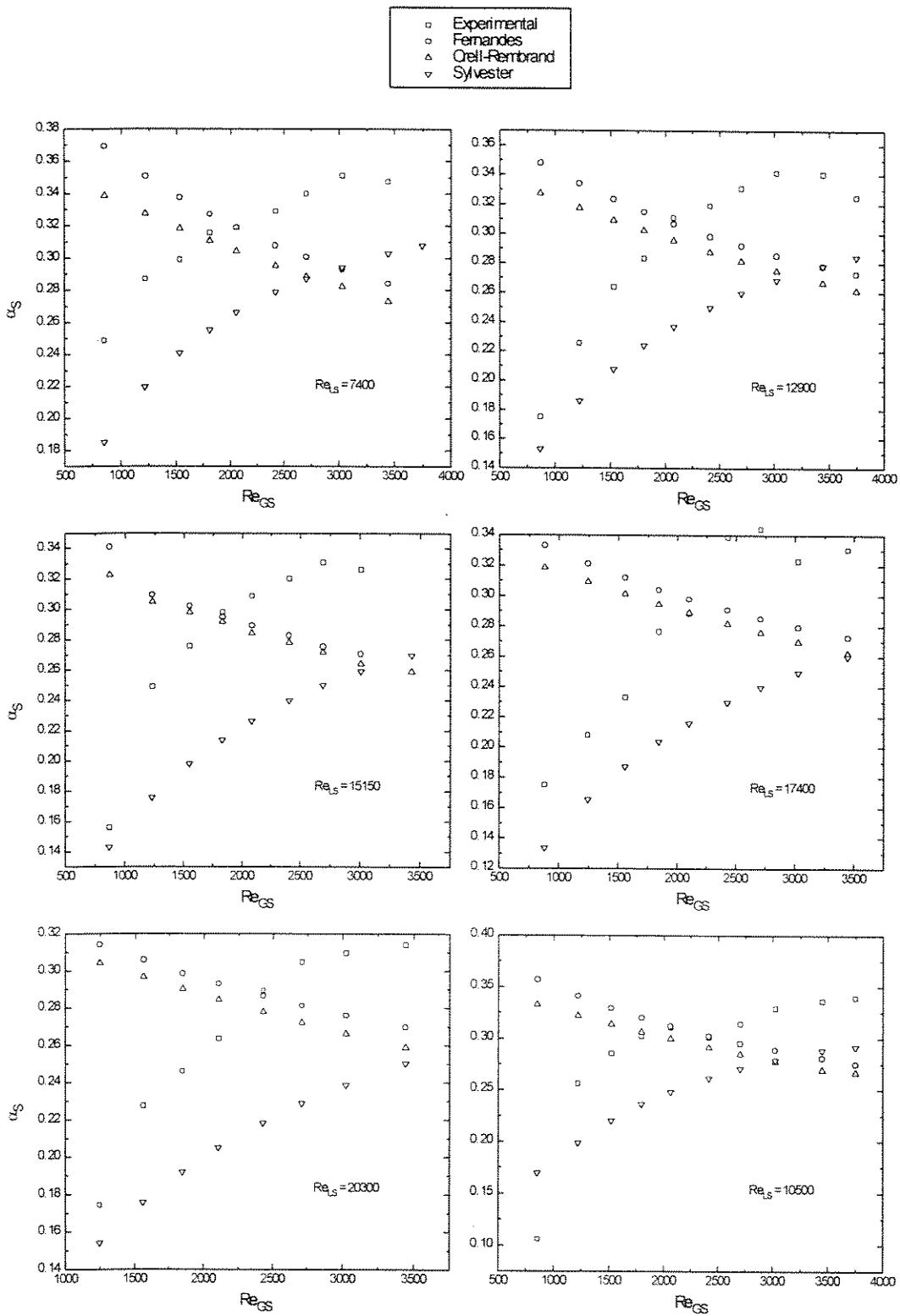


Figura 6.2 - Fração de vazão média na golfada de líquido comparada a modelos de fluxo pistonado sistema ar-água

6.2.2 Espessura e velocidade de filme de líquido descendente

A espessura de filme de líquido descendente medida nos testes utilizando ar e água é superior à calculada por qualquer dos modelos analisados.

O modelo de Fernandes (1983) utiliza uma relação empírica para filmes em queda livre desenvolvida por Brotz (1954). É notório que a velocidade de queda livre não é atingida no fluxo pistonado, primeiramente porque o filme não atinge espessura constante e também porque há efeitos de atrito interfacial.

Orell e Rembrand (1986) consideram que a velocidade final de equilíbrio é atingida, considerando somente atrito de parede. A espessura de filme assim calculada é inferior à obtida utilizando a correlação de Brotz (1954) para filmes em queda livre. Este fato, que coloca dúvidas sobre a correlação empírica de Brotz quando utilizada para sistemas ar-água, foi objeto de comentário no próprio trabalho desses autores.

O modelo de Sylvester (1987), apesar de utilizar a mesma correlação de Fernandes (1983), apresenta resultados mais próximos aos obtidos experimentalmente. Isto ocorre devido à melhor caracterização da fração de vazio na golfada de líquido, que leva à melhor estimativa de espessura de filme descendente.

A velocidade de filme descendente pode ser obtida de maneira indireta através de um balanço material considerando um referencial Lagrangiano movendo-se à velocidade V_N :

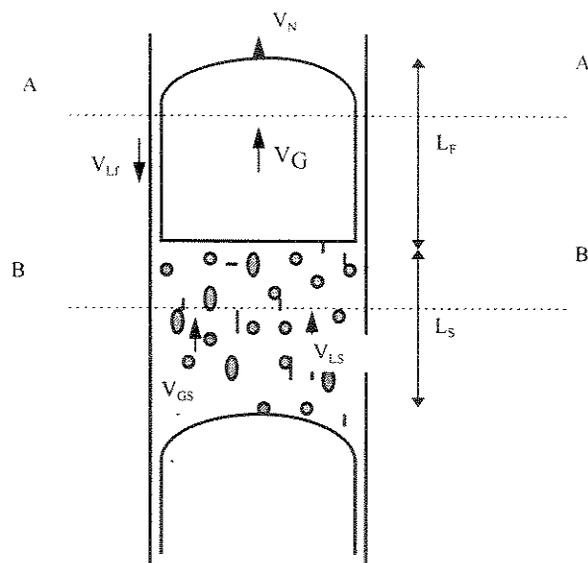


Figura 6.3 - Cálculo de V_{LF} por balanço material

Continuidade da fase líquida entre AA' e BB':

$$(V_N + V_{LF})(1 - \alpha_F) = (V_N - V_{LS})(1 - \alpha_S) \quad (6.1)$$

Continuidade da fase gás entre AA' e BB':

$$(V_N - V_{GF})\alpha_F = (V_N - V_{GS})\alpha_S \quad (6.2)$$

Equação constitutiva na golfada de líquido:

$$V_{GS} = V_{LS} + 1.53 \left[\frac{g(\rho_L - \rho_G)\sigma}{\rho_L^2} \right]^{0.25} (1 - \alpha_S)^{0.5} \quad (6.3)$$

Sendo conhecidos os valores da velocidade superficial de líquido e β , é possível resolver o sistema de equações formado e obter o valor da velocidade de filme descendente:

$$j_L = (1 - \beta)(1 - \alpha_S)V_{LS} - \beta(1 - \alpha_F)V_{LF} \quad (6.4)$$

Ou, rearranjando:

$$V_{LF} = \frac{(1 - \beta)(1 - \alpha_S)V_{LS} - j_L}{\beta(1 - \alpha_F)} \quad (6.5)$$

Os valores de V_{LF} obtidos através desta metodologia mostram com clareza que a velocidade de filme é função da espessura do filme (expressa em α_F), do comprimento relativo da B.T. e da vazão de líquido (expressa em j_L).

A variação de V_{LF} com o comprimento das bolhas de Taylor está mostrado na Figura 6.4. A velocidade de filme, calculada aplicando as variáveis experimentais à Equação 6.5, foi adimensionalizada pela velocidade terminal $V_{blasius}$, que considera equilíbrio entre a força gravitacional e o atrito de parede utilizando a correlação de Blasius. A figura mostra que, mesmo nas bolhas de Taylor de maior comprimento médio, $L_F=40D$, a velocidade de filme não atinge o valor da velocidade terminal $V_{blasius}$. Um gráfico similar, com a mesma conclusão, seria obtido se a velocidade de filme tivesse sido adimensionalizada pela correlação experimental de Brotz (1954).

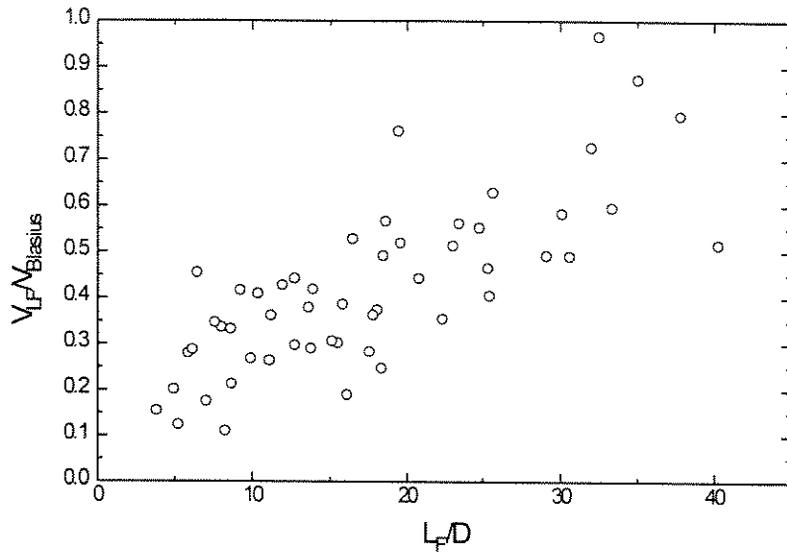


Figura 6.4 - Velocidade de filme de líquido (Blasius) adimensionalizada pela velocidade de queda livre em função do comprimento da B.T. - testes ar-água

Na Figura 6.5 a velocidade de filme adimensionalizada está relacionada ao número de Reynolds do filme de líquido. Observa-se que somente em valores elevados deste adimensional a velocidade do filme aproxima-se da velocidade terminal $V_{Blasius}$.

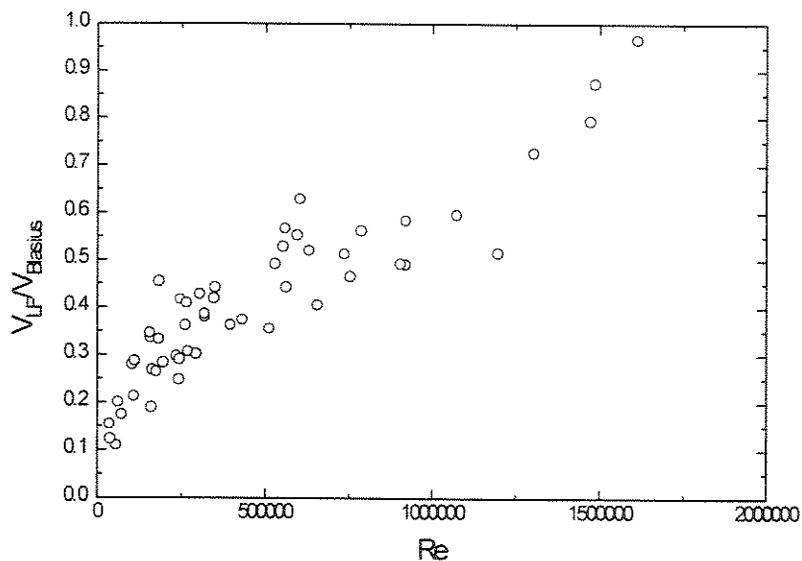


Figura 6.5 - Relação da velocidade de filme descendente adimensionalizada pela velocidade obtida por

uma relação de Blasius com o parâmetro $Re = \frac{\rho_L V_{LF} L_F}{\mu_L}$

Uma das razões de a velocidade do filme de líquido não atingir o valor da velocidade terminal poderia ser a existência de tensões interfaciais significativas. Uma forma de se verificar a importância da consideração da tensão interfacial é calculá-la utilizando-se dos valores experimentais medidos e correlações disponíveis em literatura. Na Figura 6.6 é realizada uma comparação de ordem de grandeza das tensões de atrito e interfacial. A tensão de atrito de parede foi calculada por:

$$\tau_r = f_r \frac{V_{LF}^2}{2} \rho_L \quad (6.7)$$

O fator de atrito de Blasius é dado por:

$$f_r = 0.046 \left(D \frac{V_{LF}}{v_L} \right)^{-0.2} \quad (6.8)$$

A tensão interfacial foi calculada por:

$$\tau_i = f_i \frac{(V_{LF} + V_{GF})^2}{2} \rho_G \quad (6.9)$$

Para o fator de atrito interfacial foi utilizada uma relação empírica proposta por Wallis (1969) para fluxo co-corrente em padrão anular:

$$f_i = 0.005 \left(1 + 300 \frac{\delta_L}{D} \right) \quad (6.10)$$

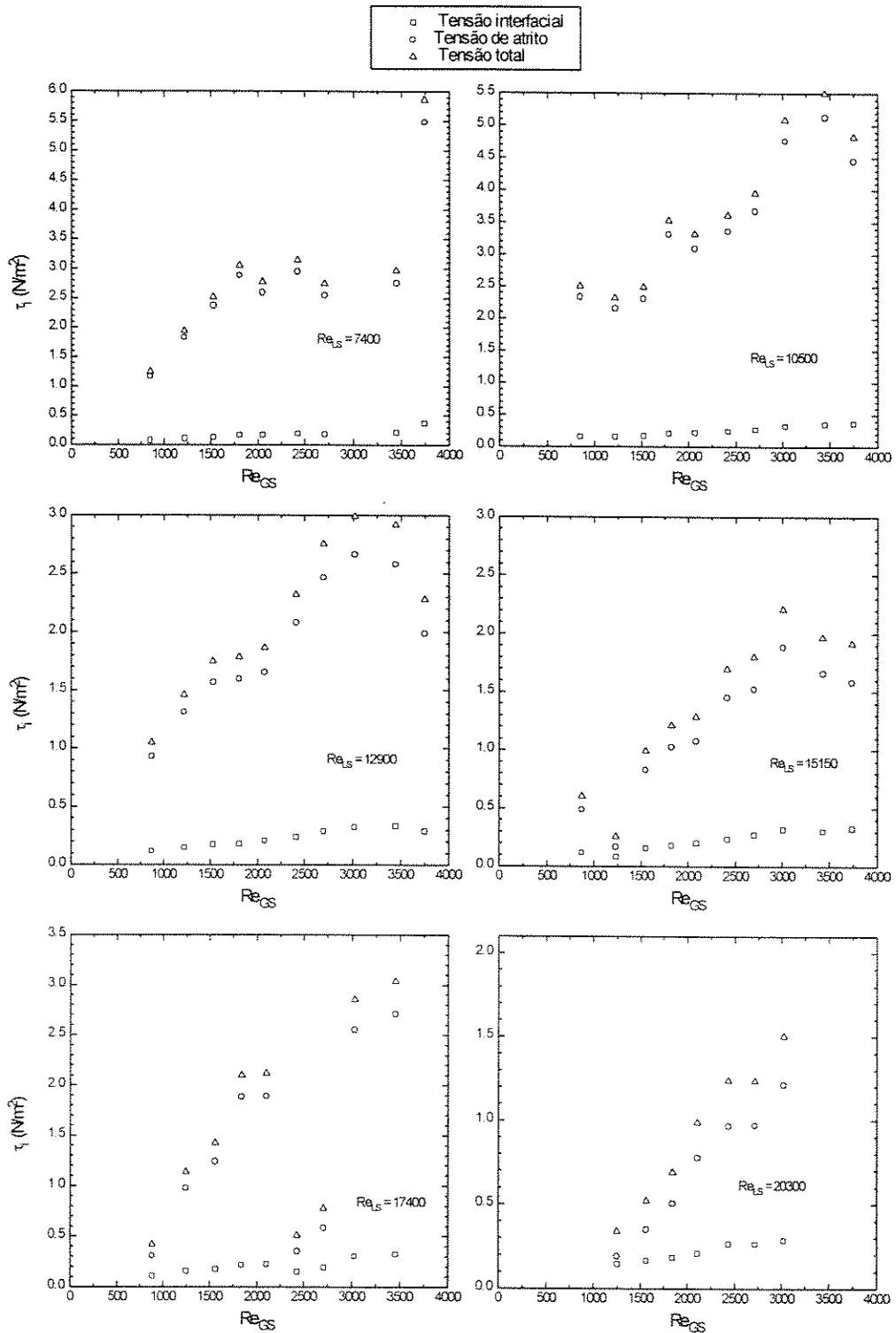


Figura 6.6 - Tensão de atrito e interfacial - sistema ar-água

A tensão interfacial é significativa somente em vazões elevadas de gás, conforme visto na Figura 6.6.

Credita-se, então, à existência de uma tensão interfacial significativa o fato de o filme não atingir valores próximos à velocidade terminal em B.T. de menor comprimento. Bolhas de Taylor de comprimento menores que $20D$ (ver Figuras 5.8 e 5.11) apresentam, geralmente, filmes em aceleração.

A premissa de filme descendente isento de bolhas é adotada em todos os modelos em análise. Neste trabalho, porém, verificou-se, através de fotografia de alta velocidade, que o filme não é isento de bolhas, especialmente em vazões elevadas de gás. A Figura 6.7 exemplifica a presença de bolhas no filme descendente em testes ar-água.

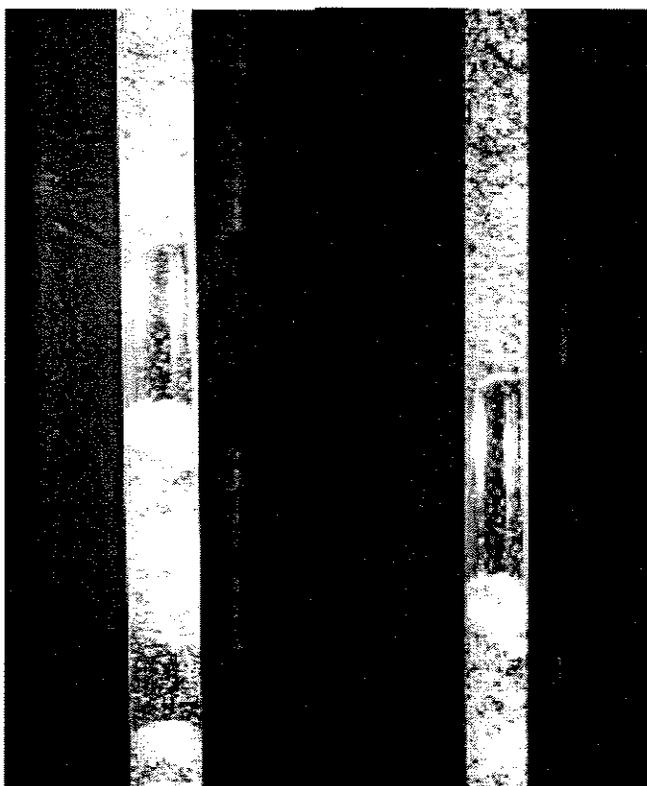


Figura 6.7 - Presença de bolhas no filme descendente - sistema ar-água

A Figura 6.8 mostra a comparação entre valores medidos e calculados de espessura de filme. Em vazões de gás elevadas, a previsão de espessura de filme descendente dos modelos analisados aproxima-se do valor experimental, enquanto que para menores vazões de gás, os modelos foram incapazes de prever a tendência de aumento de espessura. Novamente, fica

evidente que, para pequenos comprimentos de bolha de Taylor, a velocidade e espessura de equilíbrio não são atingidos, sendo fonte de erros nas modelagens.

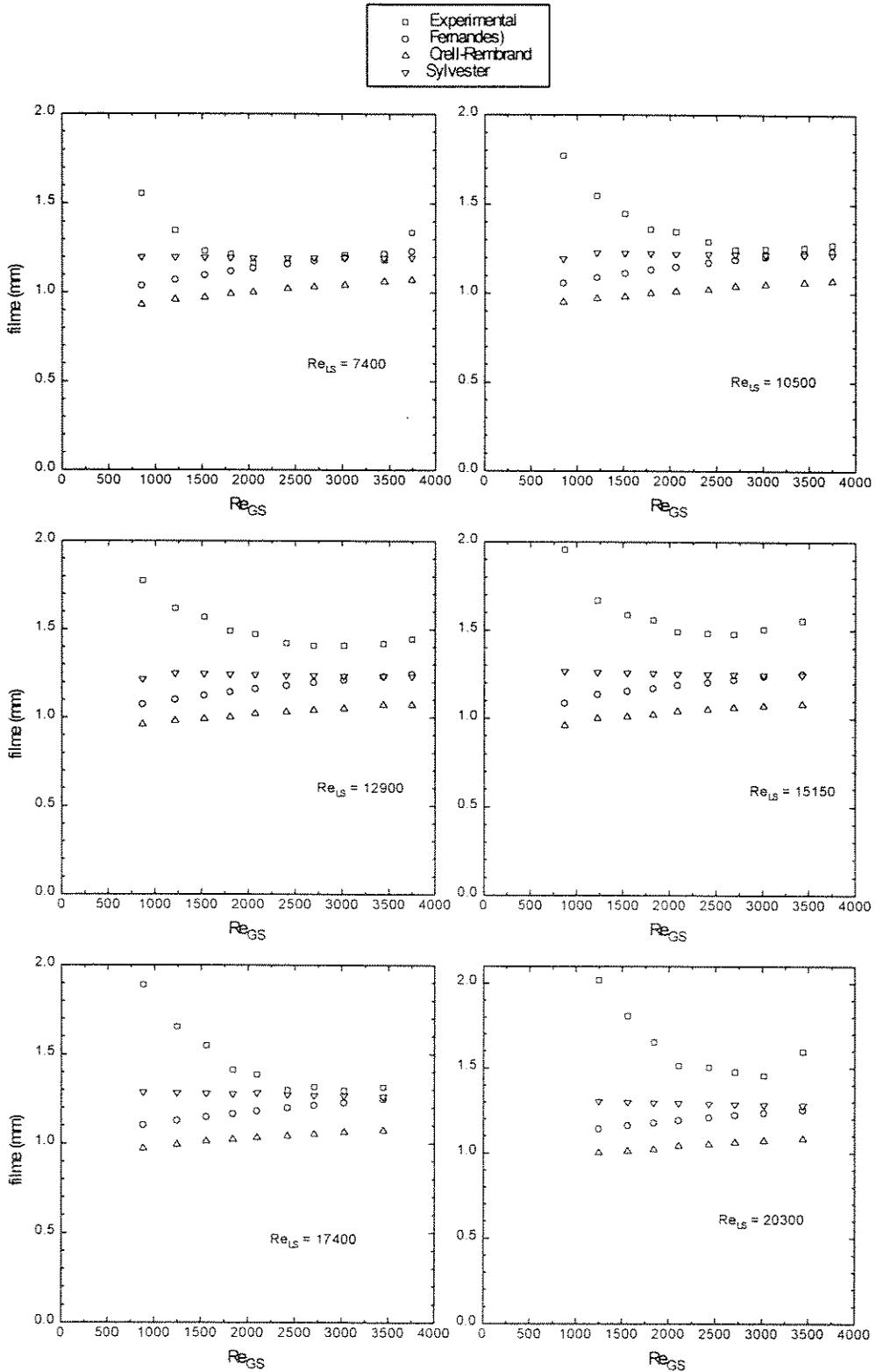


Figura 6.8 - Espessura de filme experimental comparada àquelas calculados por modelos, sistema ar-água

6.2.3 Fração de vazio total

A fração de vazio total do escoamento determina a componente hidrostática da perda de carga. Em muitos casos, como em escoamentos de baixa velocidade e tubulações curtas, esta é a componente principal da perda de pressão total do escoamento.

Na Figura 6.9 é realizada a comparação da fração de vazio total resultante dos modelos analisados em relação à fração de vazio experimental estimada a partir das variáveis medidas, por:

$$\alpha_T = \beta\alpha_F + (1 - \beta)\alpha_S \quad (6.11)$$

É possível avaliar que todos os modelos avaliados apresentam boa estimativa da fração de vazio total, com erros máximos absolutos de aproximadamente 7%. O modelo de Sylvester apresenta desvio próximo a 2% na maioria dos casos analisados.

É interessante notar que, apesar de os modelos apresentarem desvios nos valores de β , α_S e α_F , ao calcular a fração de vazio total todos apresentam boa precisão. Este fato mostra que a caracterização exata de todas estas variáveis não é muitas vezes essencial a um bom resultado final. Se é desejada a componente gravitacional da perda de pressão, por exemplo, os modelos resultam em ótimas estimativas de projeto. Se a aplicação, porém, exige o conhecimento da espessura e velocidade de filme ou comprimento de golfadas e B.T. (como no cálculo do coeficiente de transferência de calor), a aplicação dos modelos pode resultar em erros significativos.

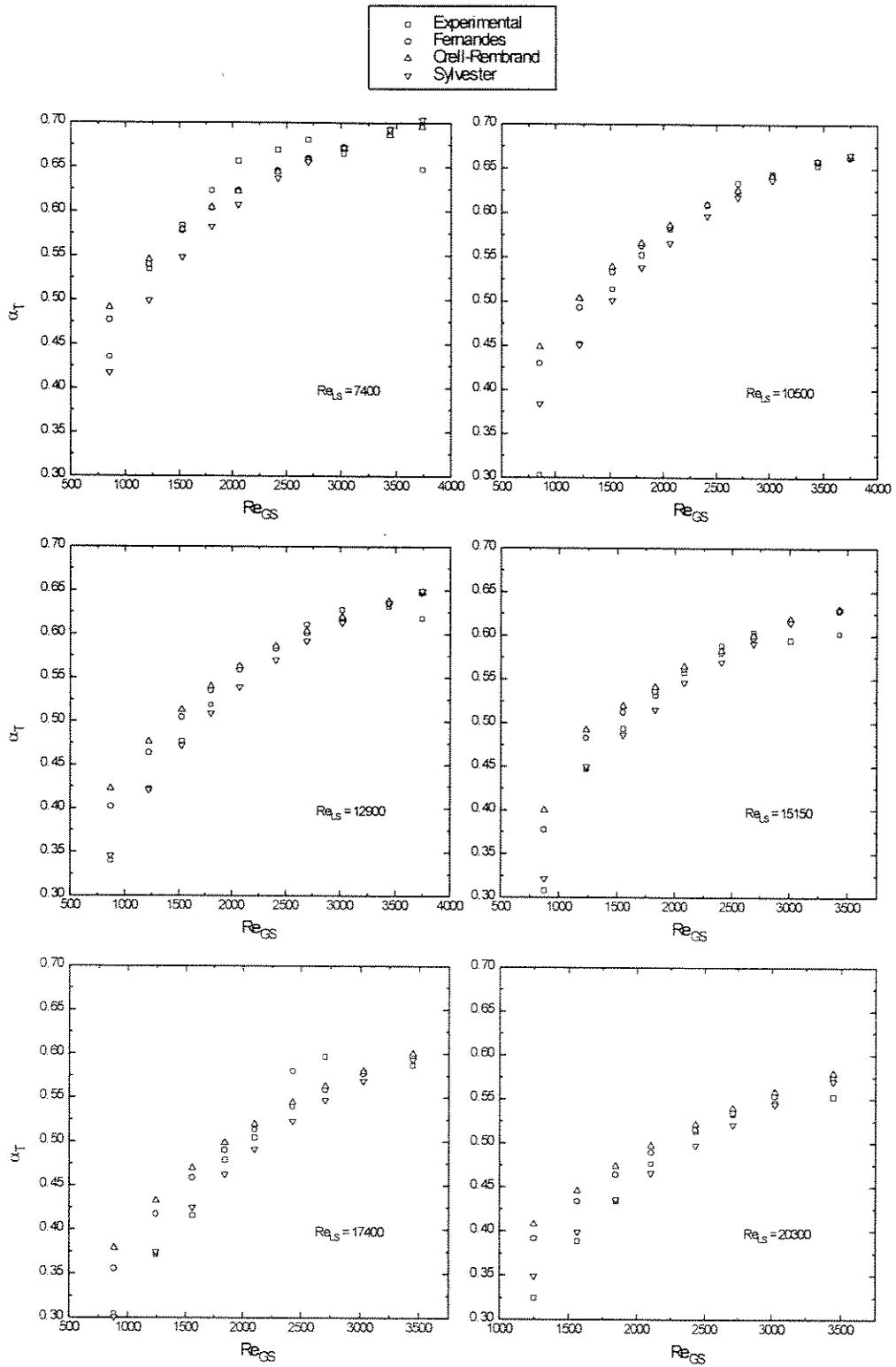


Figura 6.9 - Fração de vazio total do escoamento comparada a modelos de fluxo pistonado sistema ar-água

6.2.4 Razão entre o comprimento de bolha de Taylor e comprimento da unidade característica

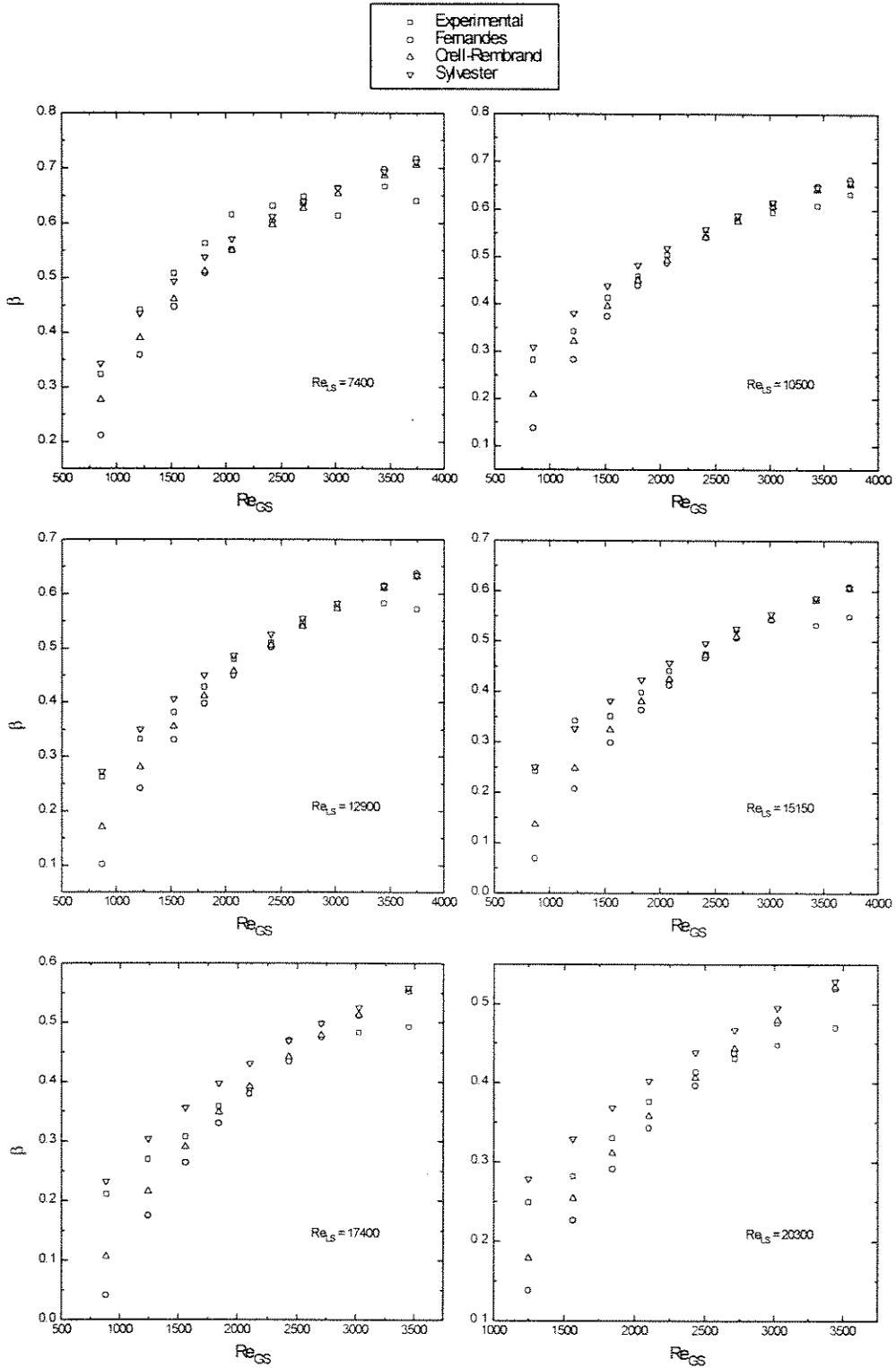


Figura 6.10 - Valor de β experimental comparado a modelos de fluxo pistonado sistema ar-água

Todos os modelos analisados apresentam boa previsão da valor de β , destacando-se o modelo de Sylvester, que apresenta genericamente previsão acima do valor medido, a menos da condição operacional $Re_{LS}=7400$. Os modelos de Fernandes (1983) e Orell-Rembrand (1986) prevêem o valor de β abaixo do valor experimental, com os maiores desvios sendo observados em baixas vazões de gás.

A melhor previsão do valor de β pelo modelo de Sylvester é consequência natural do melhor ajuste da espessura de filme descendente e fração de vazio na golfada de líquido, pois β reflete um ajuste de variáveis hidrodinâmicas para compatibilização das velocidades superficiais de gás e líquido, que são dados de entrada dos modelos.

Em qualquer dos modelos analisados existe a previsão da estabilização do valor do comprimento da bolha de Taylor em vazões elevadas de gás, sendo β superestimado para estas condições. O valor de β estável variou aproximadamente entre 0.47 e 0.64 para todos os testes ar-água realizados, sendo o primeiro valor relativo a $Re_{LS}=20300$ e o segundo referente a $Re_{LS}=7400$.

6.3 Testes ar-líquidos viscosificados

6.3.1 Fração de vazio na golfada de líquido

O modelo de Sylvester utiliza relação empírica válida somente para sistema ar-água. Para os testes utilizando líquidos viscosificados, serão analisados somente os modelos de Fernandes (1983) e Orell-Rembrand (1986).

A fração de vazio na golfada de líquido é subestimada pelos modelos em ambos os casos, verificando-se a mesma tendência, contrária à experimental, de queda na fração de vazio ao aumentar a vazão de gás, já observada nos testes ar-água.

Nos testes utilizando líquido de 40 cP, observa-se que a modificação inserida no modelo de Orell-Rembrand, considerando $C_w=0.5$, é satisfatória, com o modelo citado aproximando-se bem do valor experimental na determinação de α_s .

O modelo fenomenológico de Brauner e Barnea (1985), semelhantemente ao sistema ar-água, prevê fração de vazio constante e igual a 25% para todos os casos em que foram utilizados líquidos viscosos.

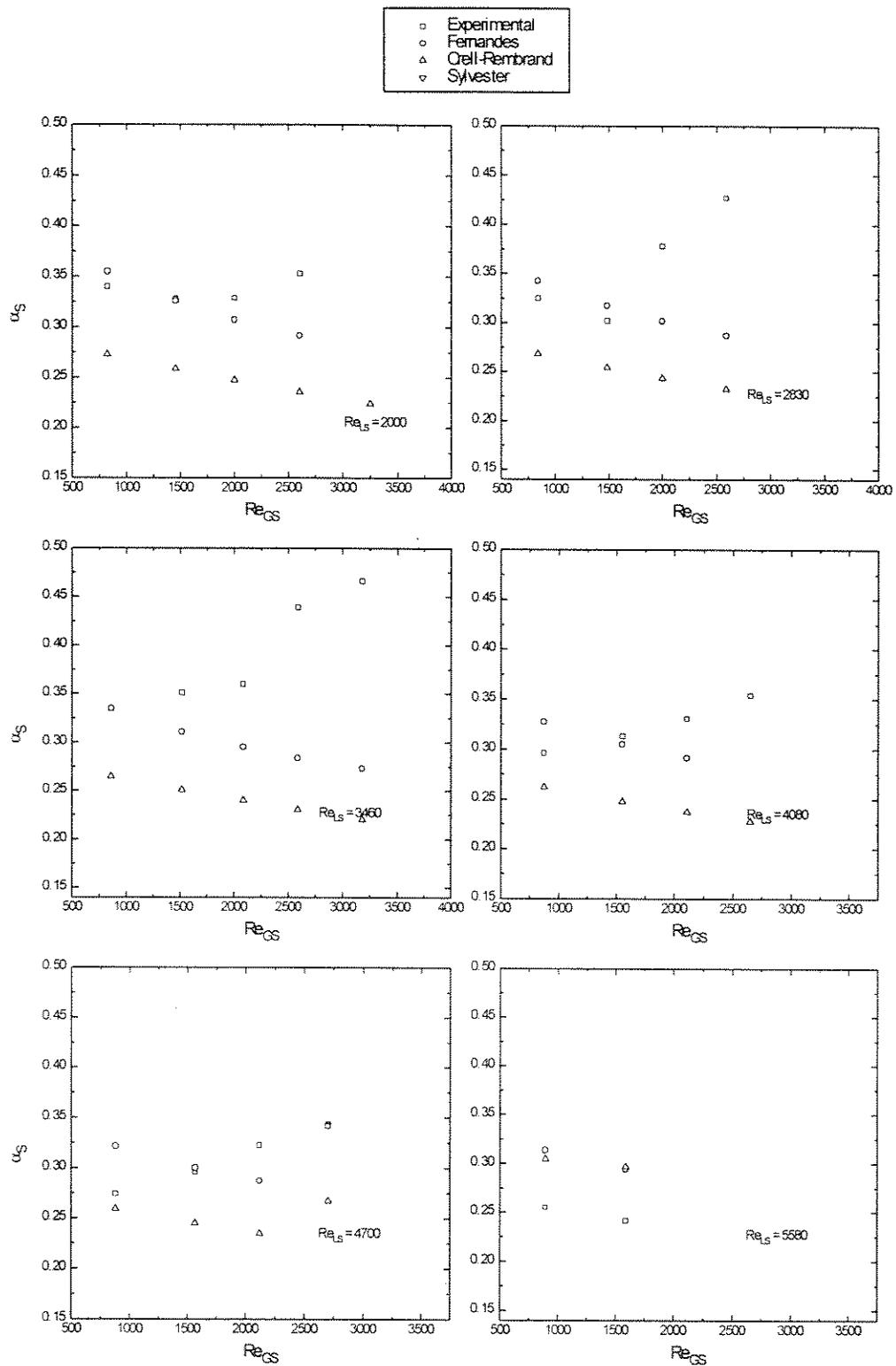


Figura 6.11 - Fração de vazio média na golfada de líquido comparada a modelos de fluxo pistonado sistema ar-líquido 4 cP

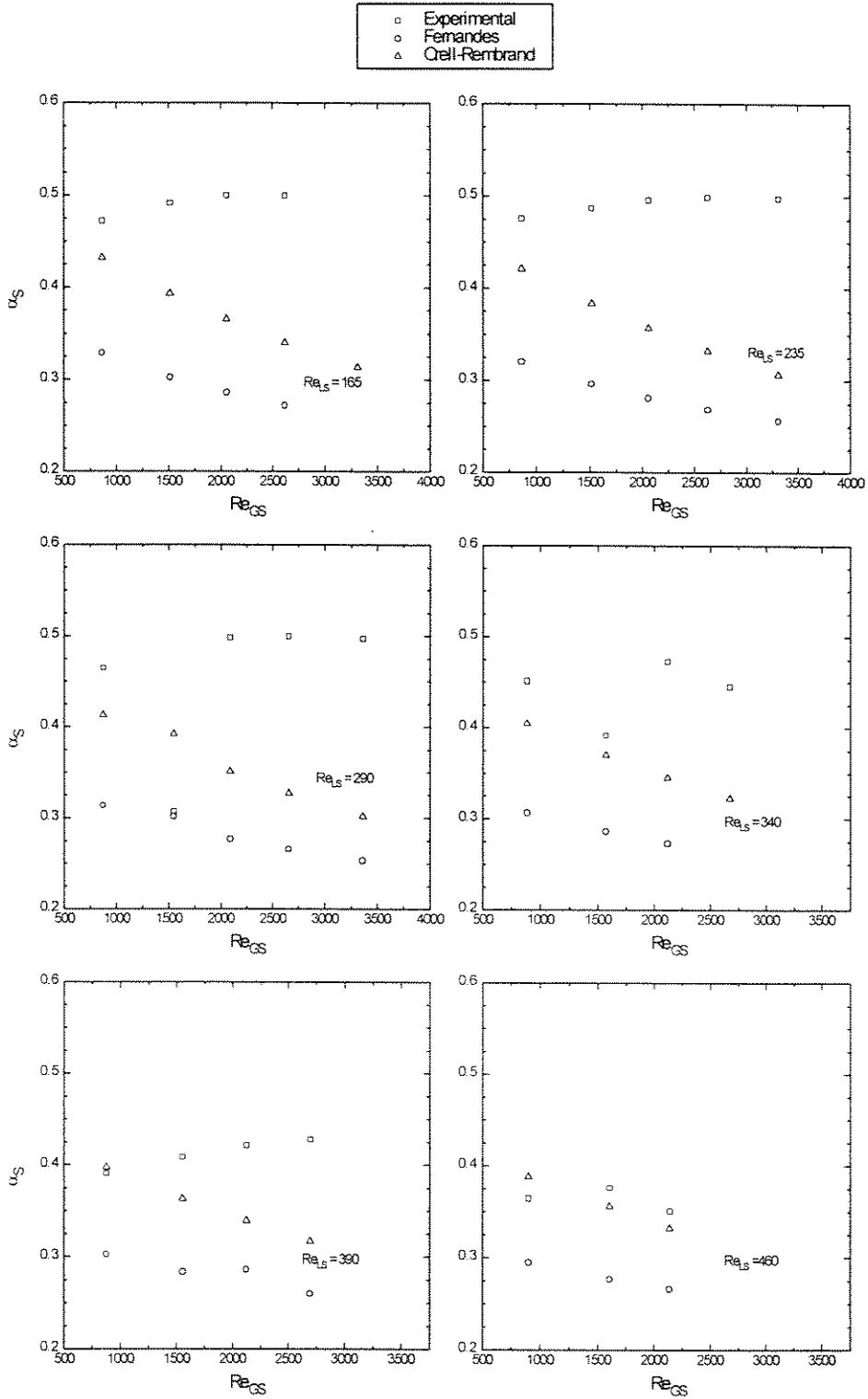


Figura 6.12 - Fração de vazio média na golfada de líquido comparada a modelos de fluxo pistonado sistema ar-líquido 40 cP

6.3.2 Fração de vazio total

Os valores elevados de espessura de filme descendente indicados pela técnica de sondas de fios paralelos colocam algumas dúvidas sobre a aplicação desta técnica em líquidos viscosos. A tentativa de aplicação de ajuste equivalente ao utilizado para sistemas ar-água indica, na maior parte dos casos, velocidade ascendente do filme de líquido, o que pode indicar que líquidos viscosos não desprendem totalmente dos fios paralelos, causando indicação de espessura de filme superior à real. Esta provável indicação incorreta compromete a análise de fração de vazio total.

Um fator complicador adicional é a observação de que, para líquidos viscosos, a concentração de bolhas no filme de líquido é alta, de modo que torna-se uma tarefa bastante complexa realizar ajuste equivalente ao utilizado em sistemas ar-água. A Figura 6.13 mostra a presença de bolhas no filme de líquido em sistema ar-líquido 4 cP.

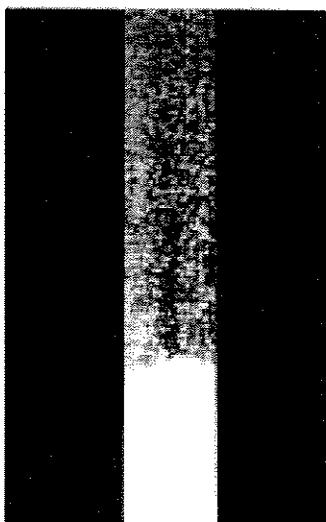


Figura 6.13 - Presença de bolhas de gás no filme descendente - sistema ar-líquido 4 cP

Para o sistema ar-líquido 4 cP, mostrado na Figura 6.14, os modelos analisados apresentam boa previsão da fração de vazio total em valores baixos de velocidade superficial de gás, superestimando esta variável ao aumentar a vazão de gás. Para os sistema ar-líquido 40 cP, mostrado na Figura 6.15, os modelos subestimam o valor de α_T , apresentando, porém, melhor concordância com o valor experimental.

A análise de α_T para os sistemas utilizando líquido viscosificado deve ser vista com muitas reservas, pois este parâmetro é calculado utilizando os valores de α_S , α_F e β . A

espessura de filme descendente indicada pela técnica da sonda de fios paralelos, conforme já discutido, é afetada pela adesão de líquido viscoso aos fios, enquanto que para a determinação da fração de vazio na golfada de líquido recorre-se a uma extrapolação de curva de calibração. O valor experimental de α_T deve, portanto, ser encarado como uma estimativa bastante grosseira.

A má concordância observada para o sistema ar-líquido 4 cP é, ao que tudo indica, consequência destes prováveis erros cometidos na medida de filme de líquido e fração de vazio na golfada de líquido. Adicione-se ainda o fato de haver indícios de início degradação da solução de glicose utilizada quando se realizaram os testes ar-líquido 4 cP, o que pode ter causado modificação na tensão superficial do líquido devido à formação de agentes tensoativos por atividade orgânica fermentativa.

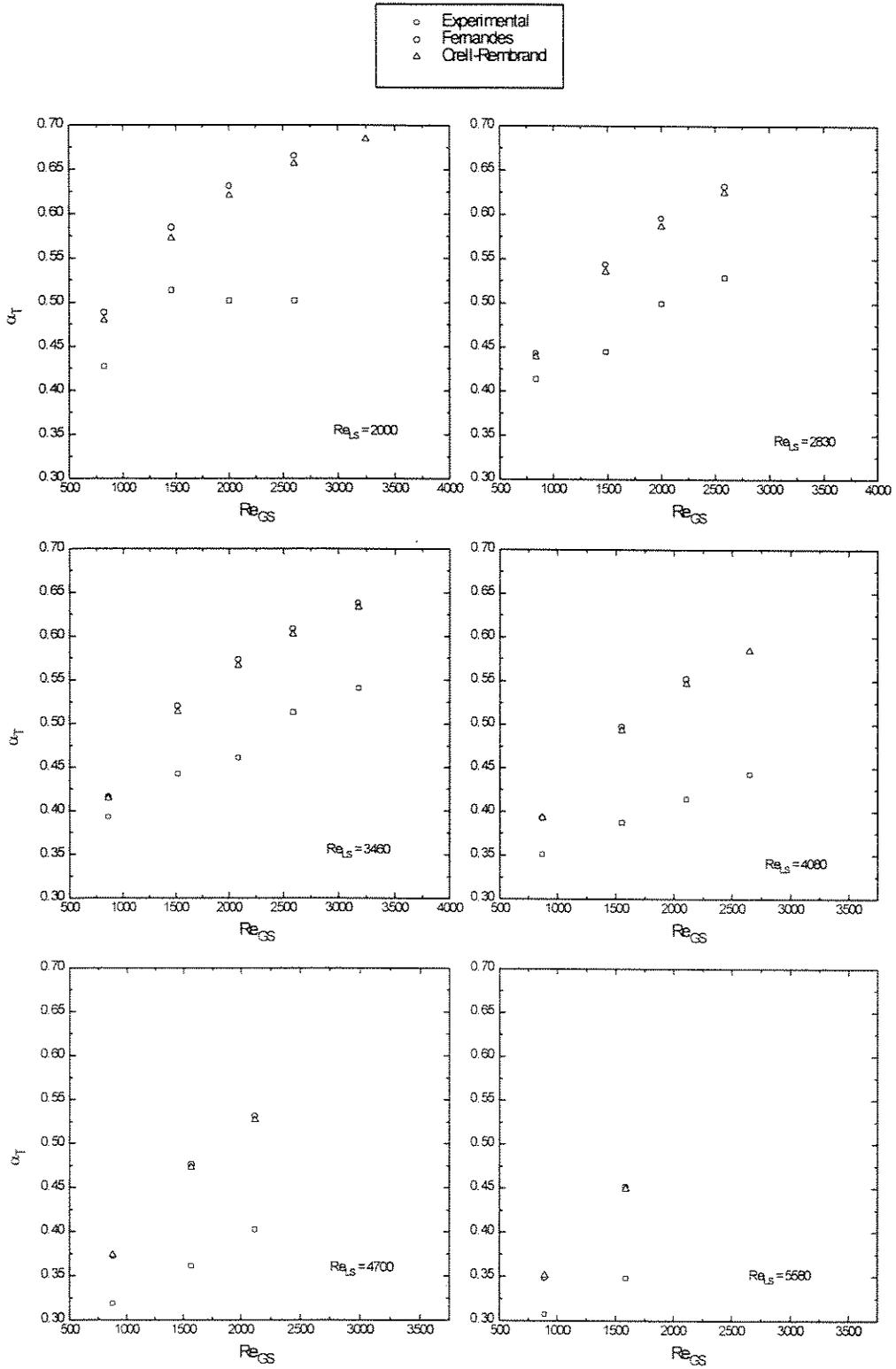


Figura 6.14 - Fração de vazio total do escoamento comparada a modelos de fluxo pistonado sistema ar-líquido 4 cP

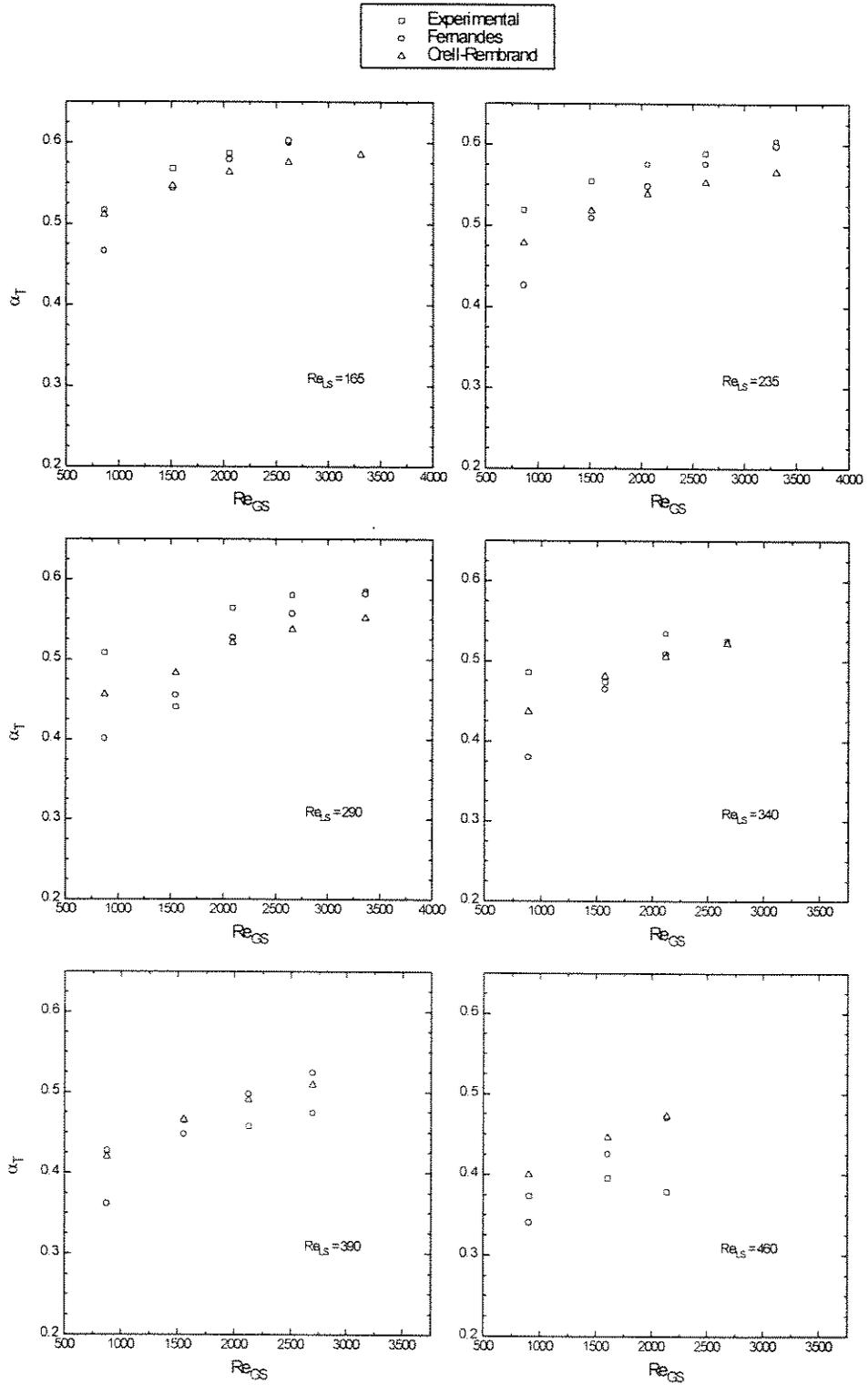


Figura 6.15 - Fração de vazio total do escoamento comparada a modelos de fluxo pistonado sistema ar-líquido 40 cP

6.3.3 Razão entre o comprimento de bolha de Taylor e comprimento da unidade característica

Os modelos de Fernandes e Orell-Rembrand apresentam a mesma tendência ao prever o valor de β em sistema ar-líquido 4 cP observada em sistemas ar-água: prevêem com boa correção este parâmetro em baixas vazões de gás, não prevendo a estabilização de β ao aumentar a vazão de gás.

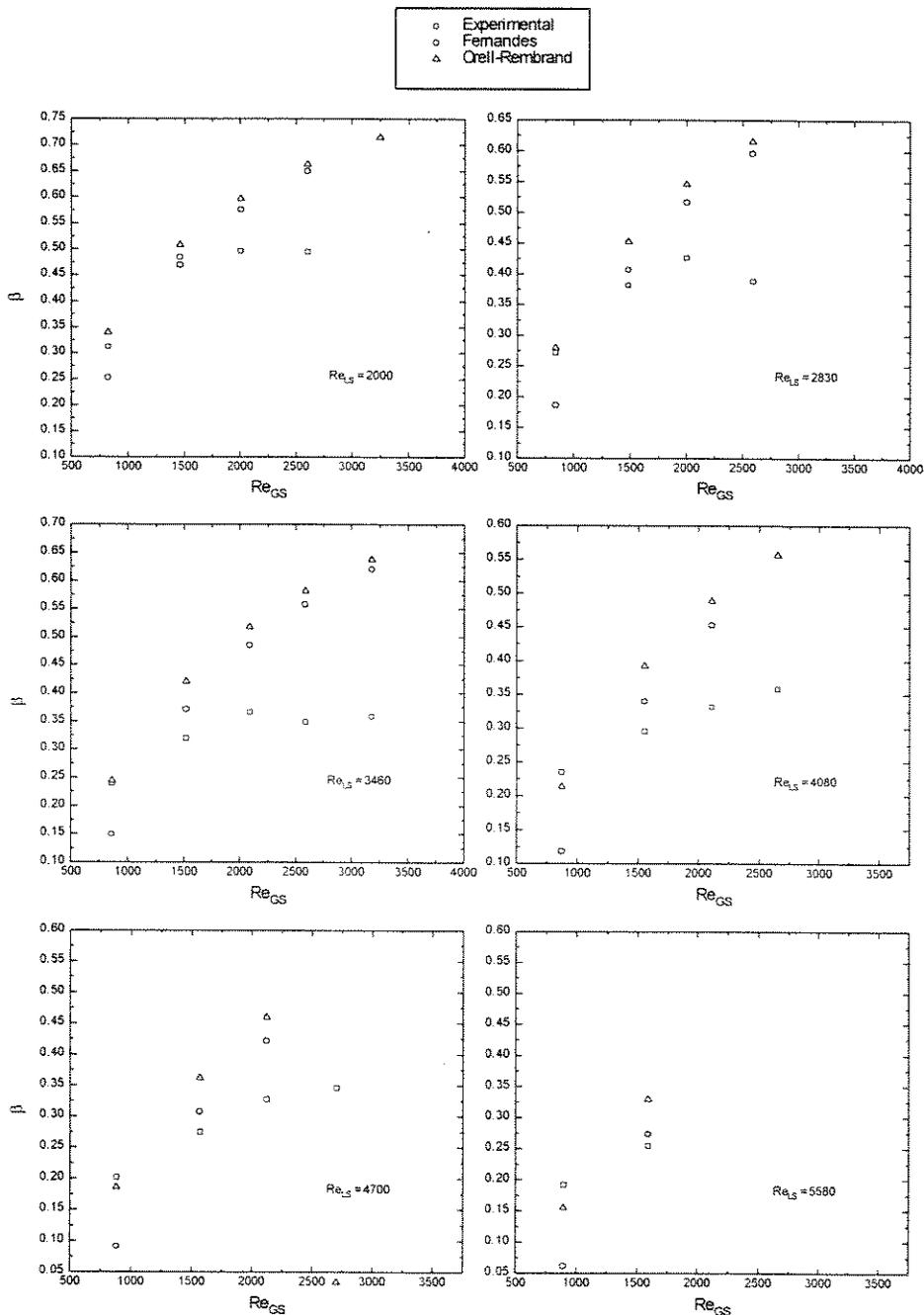


Figura 6.16 - Valor de β experimental comparado a modelos de fluxo pistonado sistema ar-líquido 4 cP

Para os testes utilizando ar e líquido de 40 cP, onde a vazão de gás não foi suficiente para observação da estabilização de β , o modelo de Fernandes prevê com boa previsão este parâmetro em baixas vazões de líquido, ao passo que o modelo de Orell-Rembrand indica este valor aproximadamente 10% menor, em termos absolutos, que o valor experimental.

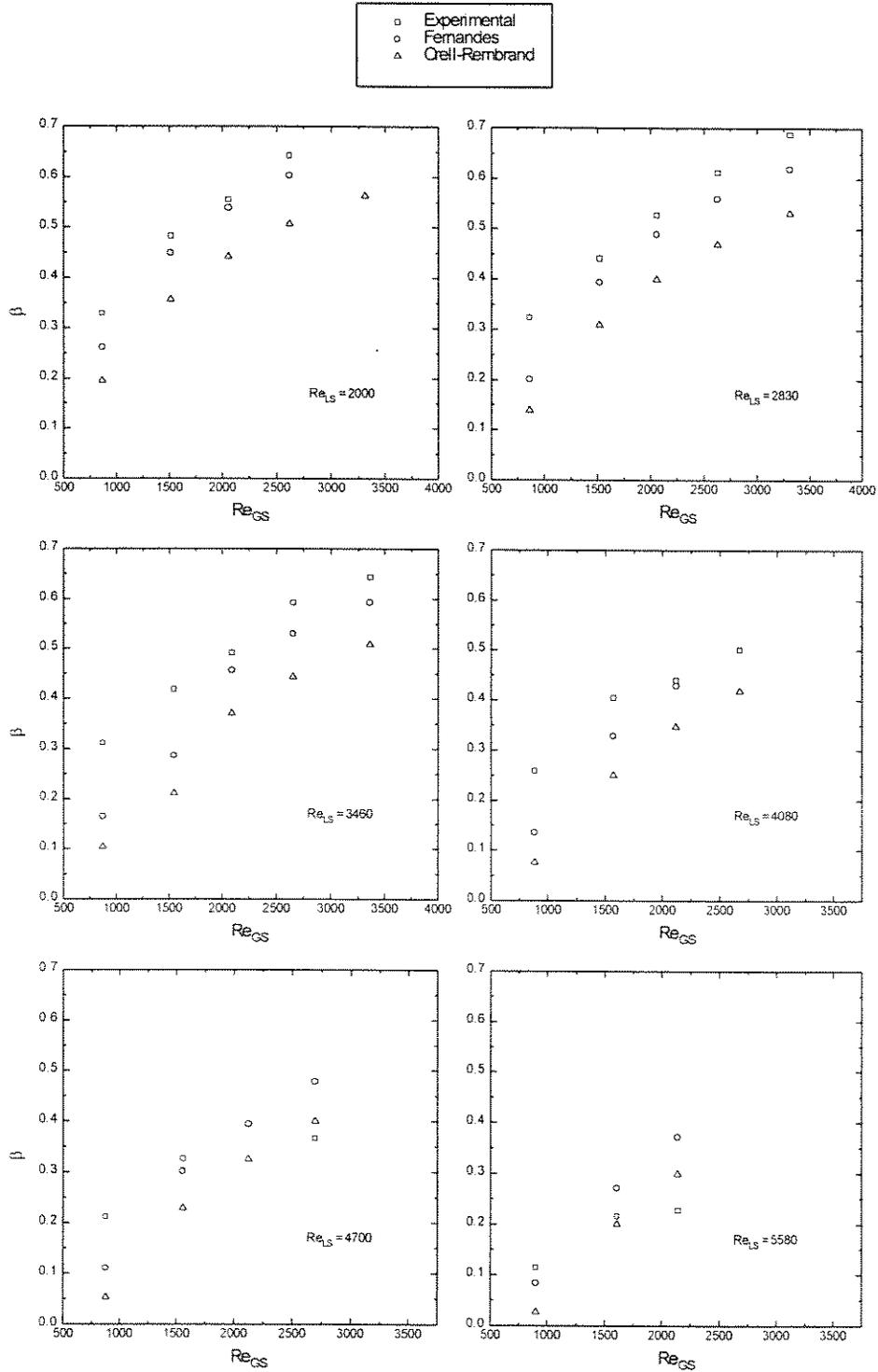


Figura 6.17 - Valor de β experimental comparado a modelos de fluxo pistonado sistema ar-líquido 40 cP

Capítulo 7

Análise Estatística

7.1 Importância da caracterização estatística

O fluxo pistonado possui acentuadas características randômicas, mesmo em condições de vazão estáveis. O conhecimento das condições médias dos parâmetros hidrodinâmicos, conforme consideração dos modelos matemáticos, é adequado a muitos cálculos de engenharia, como a perda de pressão e a fração de vazão total (Taitel, 1994).

Há, contudo, casos em que informações sobre os valores médios não são suficientes, sendo importante conhecer dados sobre a distribuição das variáveis e o máximo valor possível alcançado. O valor máximo do comprimento da golfada de líquido, por exemplo, é de conhecimento essencial no projeto de separadores gás-líquido (Taitel, 1994).

7.2 Estudos publicados

São poucos os trabalhos publicados em literatura que apresentam dados experimentais de distribuição de variáveis de fluxos pistonados verticais. A exigência da especificação do comprimento da golfada de líquido como relação de fechamento da maioria dos modelos ocasiona que a maioria dos trabalhos publicados sejam relacionados à caracterização estatística deste parâmetro hidrodinâmico.

Os testes experimentais de Fernandes et al. (1983) foram bastante restritos em quantidade, o que não permitiu a avaliação de parâmetros de variabilidade. Mao e Dukler (1989) reportam desvios padrões de comprimento e velocidades de B.T. e golfadas de líquido em sistemas ar-água, realizando, porém, um número pequeno de testes experimentais.

Barnea e Shemer (1989) apresentam algumas histogramas de distribuição de comprimento de bolhas de Taylor em sistema ar-água. Van Hout et al. (1992) apresentam histogramas de variação do comprimento de golfada de líquido para diferentes vazões, em sistemas ar-água. Barnea e Taitel (1993) propõe modelo preditivo da distribuição de comprimento de golfada de líquido.

7.3 Análise de coeficientes de variação

7.3.1 Utilização do coeficiente de variação

O coeficiente de variação de uma amostra define o grau de oscilação das variáveis em torno da média, sendo definido por:

$$cv = \frac{\bar{s}}{\bar{x}}(100\%) \quad (7.1)$$

Através do coeficiente de variação, que é um coeficiente adimensional de dispersão, é possível comparar o grau de variação de parâmetros de médias e desvios-padrão. O coeficiente de variação não é representativo de valores máximos e mínimos nem do tipo de distribuição.

7.3.2 Coeficientes de variação do comprimento de bolhas de Taylor e golfadas de líquido

Barnea e Taitel (1993), apresentando modelo preditivo para a distribuição do comprimento de golfadas de líquido, propõe mecanismo de variação e estabilização desta variável, descrito a seguir.

Para estes autores, diferentes comprimentos de golfadas de líquido são resultado de um efeito de entrada da tubulação. A velocidade de uma B.T. é relacionada à velocidade máxima de líquido na golfada, deslocando-se acima desta (Barnea e Shemer, 1987). O perfil de velocidade em uma golfada de líquido evolui de um jato anular junto à parede da tubulação na região de incorporação do filme descendente, até um perfil turbulento desenvolvido em distância onde o processo de remistura não mais afeta o perfil de velocidades, que apresenta-

se então completamente desenvolvido. A velocidade de líquido instantânea local máxima (centro da tubulação) diminui com a distância à interface inferior da B.T., ocasionando que bolhas de Taylor que seguem golfadas de líquido de pequeno comprimento têm maior velocidade que B.T. que seguem pequenas golfadas (Barnea e Shemer, 1987). Como os comprimentos de golfadas são randômicos na região de entrada, a velocidade das bolhas de Taylor é função do comprimento das golfadas de líquido logo à sua frente. A diferença de velocidades entre as B.T. causa sua coalescência, em processo contínuo até que o comprimento das golfadas de líquido seja suficientemente grande para que os perfis de velocidade junto à interface inferior das B.T. sejam idênticos em todas as golfadas de líquido e todas as B.T. tenham a mesma velocidade.

Um resultado interessante do modelo de Barnea e Taitel (1993) é que os comprimentos iniciais de golfadas de líquido apresentariam influência muito pequena no estabelecimento da distribuição de equilíbrio.

O coeficiente de variação de comprimento de B.T. encontrado neste estudo variou entre 30 e 50% para a maioria dos testes experimentais (Figuras 7.1, 7.2 e 7.3). A elevação da vazão de gás causa aumento do coeficiente de variação deste parâmetro, enquanto que a sensibilidade à vazão de líquido é de difícil interpretação, pois as várias curvas correspondentes a diversas vazões de líquido se cruzam entre si. O valor máximo do coeficiente de variação em sistema ar-água (50%) medido neste trabalho corresponde à metade do valor máximo de coeficiente de variação de 100% reportado por Mao e Dukler (1989) para este parâmetro.

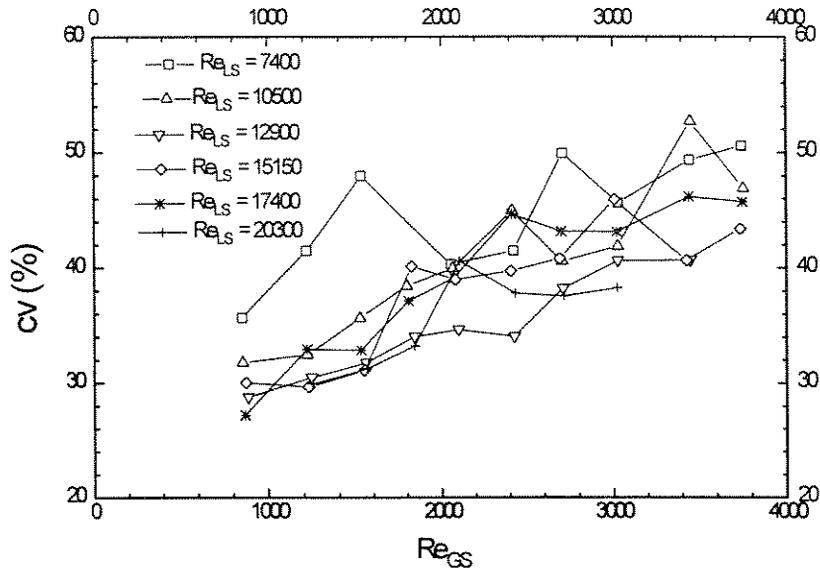


Figura 7.1 - Coeficiente de variação do comprimento de bolhas de Taylor - sistema ar-água

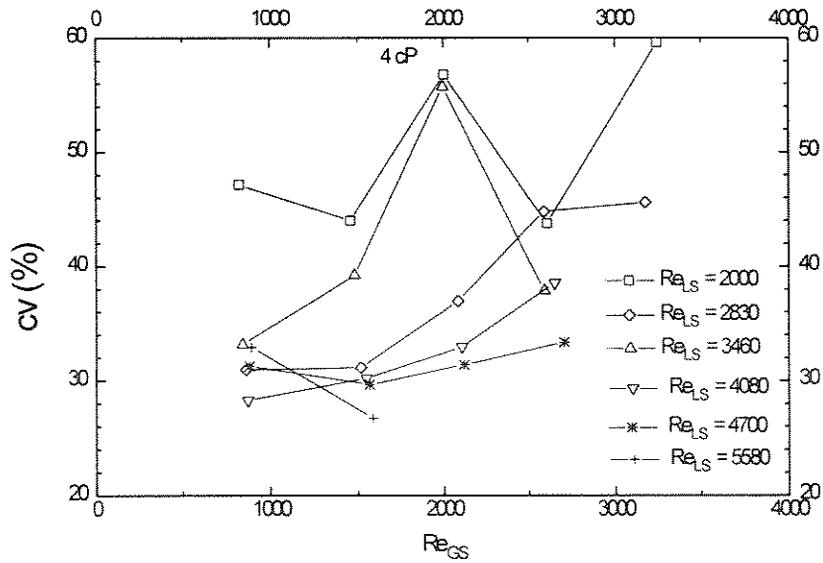


Figura 7.2 - Coeficiente de variação do comprimento de bolhas de Taylor - sistema ar-líquido 4 cP

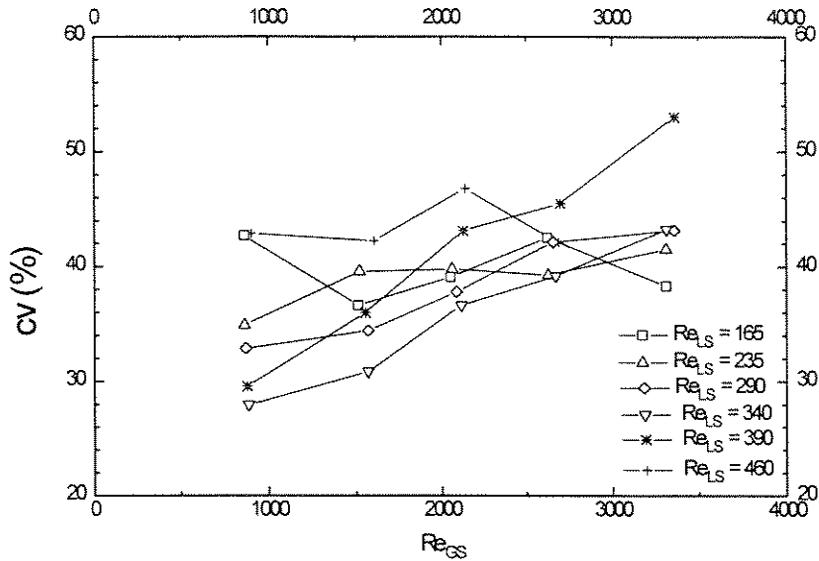


Figura 7.3 - Coeficiente de variação do comprimento de bolhas de Taylor - sistema ar-líquido 40 cP

Mao e Dukler (1989) mediram coeficientes de variação de até 70% para o comprimento das golfadas de líquido. Van Hout et al. (1992) encontraram, para golfadas de líquido em sistemas ar-água, coeficientes de variação variando de 30 a 50%, sendo o último valor relacionado à velocidades superficiais de gás elevadas. Os valores obtidos neste trabalho estão de acordo com os resultados dos últimos autores (Figura 7.4), observando-se coeficientes de variação de até 55% para este parâmetro em sistemas com líquidos viscosos (Figuras 7.5 e 7.6). Novamente, como no caso do comprimento de B.T., não se observa qualquer tendência clara com relação à influência da vazão de líquido.

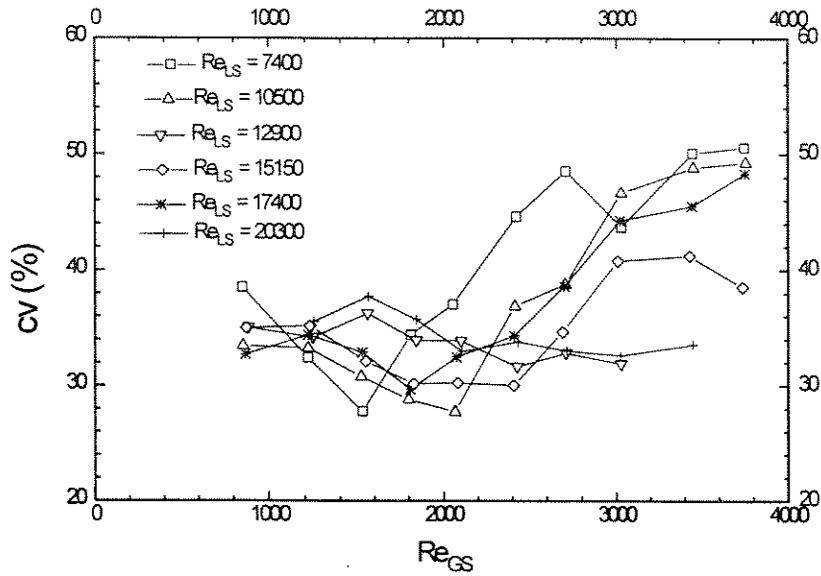


Figura 7.4 - Coeficiente de variação do comprimento de golfadas de líquido - sistema ar-água

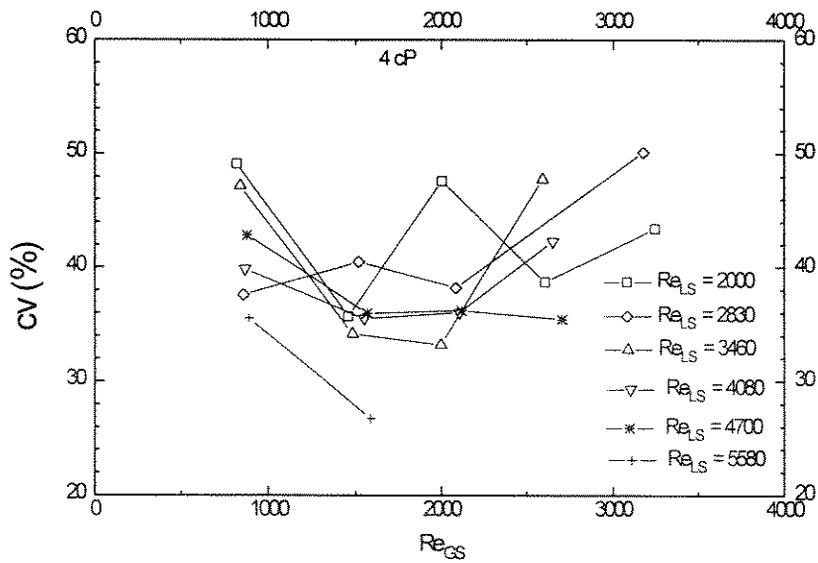


Figura 7.5 - Coeficiente de variação do comprimento de golfadas de líquido - sistema ar-líquido 4 cP

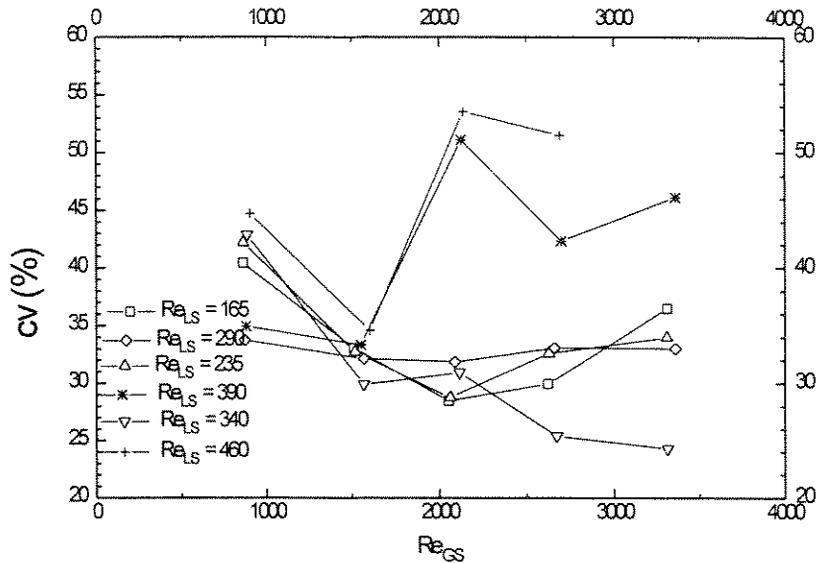


Figura 7.6 - Coeficiente de variação do comprimento de golfadas de líquido - sistema ar-líquido 40 cP

7.3.3 Coeficientes de variação de velocidade de ascensão de bolhas de Taylor e golfadas de líquido

A maioria dos pontos experimentais avaliados neste trabalho mostra comportamentos semelhantes para a velocidade das B.T. e golfadas de líquido, situando-se o coeficiente de variação destes parâmetros entre 5 e 30%. As tendências em relação às vazões de gás e líquido, são basicamente as mesmas apresentadas pelo comprimento de bolhas de Taylor e golfadas de líquido: maiores vazões de gás apresentam maiores coeficientes de variação, sendo pouco clara a tendência em relação à vazão de líquido. O valor máximo do coeficiente de variação da velocidade de ascensão de B.T. medido neste trabalho coincide com o valor reportado por Mao e Dukler (1989) em sistemas ar-água. O comportamento em termos de mudança de vazão é basicamente o mesmo que apresentado pelo comprimento de bolhas de Taylor e golfadas de líquido: maiores vazões de gás apresentam maiores coeficientes de variação, sendo a tendência em relação à vazão de líquido pouco clara.

O modelo de Barnea e Taitel (1993) pressupõe que as golfadas de líquido cessam o processo de coalescência e/ou desagregação das bolhas de Taylor quando estas atingem a mesma velocidade. No presente trabalho, a velocidade de ascensão das B.T. e a comparação com os mapas de transição propostos por Taitel et al., apresentados no Capítulo 5, levam a acreditar que, ao menos para as condições de velocidades superficiais mais baixas, o

escoamento apresenta-se completamente desenvolvido. A velocidade das B.T., entretanto, apresenta variabilidade (Figuras 7.7, 7.8 e 7.9). Estes resultados levam à conclusão de que a velocidade de ascensão das B.T., ao contrário da suposição de Barnea e Taitel (1993), não é constante ao atingir-se o desenvolvimento do fluxo.

Uma explicação possível para a variabilidade deste parâmetro é dada por Andreussi et al. (1992). Os autores atribuíram a variação da velocidade de B.T. e golfadas de líquido em fluxos pistonados horizontais a ondas de choque que se propagariam pela tubulação devido ao decréscimo de pressão a jusante do fluxo, causado, por exemplo, pela presença de um separador gás-líquido. Há ainda a variação de velocidade devido à velocidade de líquido na golfada acima da B.T. (Barnea e Shemer, 1987). Supondo razoáveis estas premissas, é sensato afirmar que as variações encontradas em um sistema de produção de petróleo são bastante intensas, devido às grandes diferenças de pressão entre o *tubing* de produção e o sistema de separação.

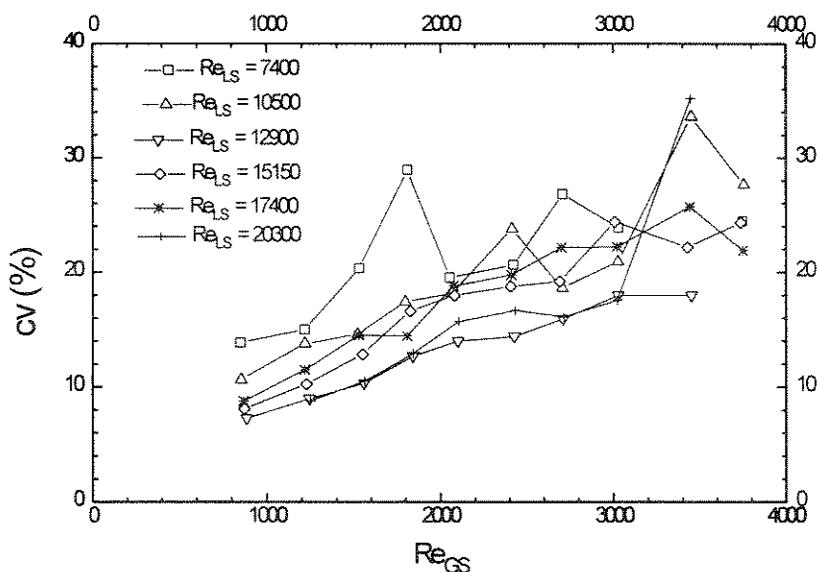


Figura 7.7 - Coeficiente de variação da velocidade de ascensão de B.T. - sistema ar-água

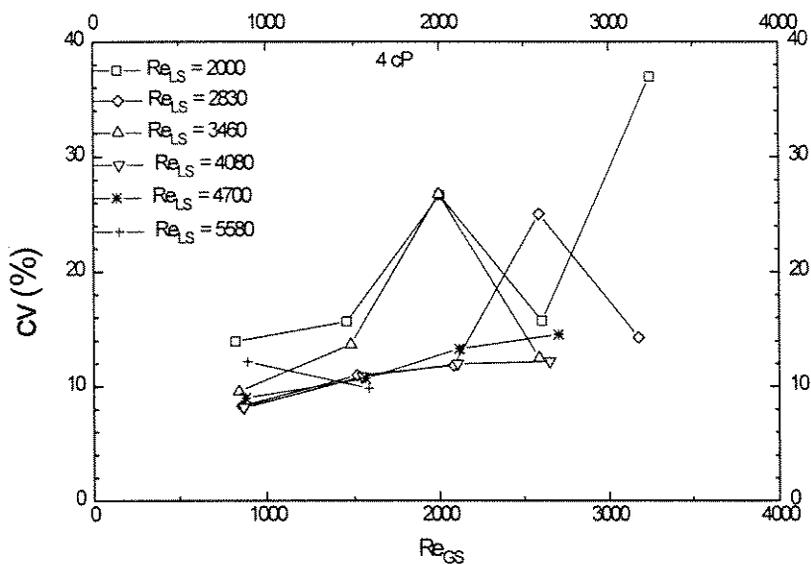


Figura 7.8 - Coeficiente de variação da velocidade de ascensão de B.T. - sistema ar-líquido 4cP

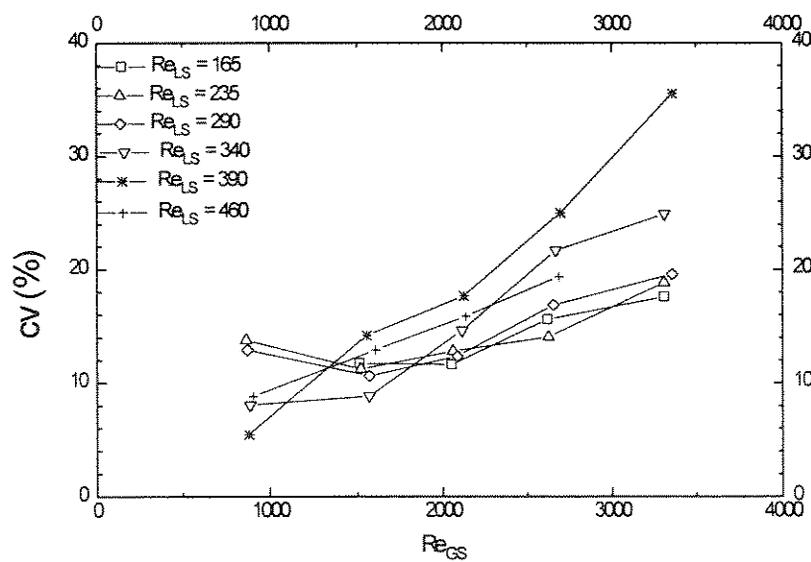


Figura 7.9 - Coeficiente de variação da velocidade de ascensão de B.T. - sistema ar-líquido 40cP

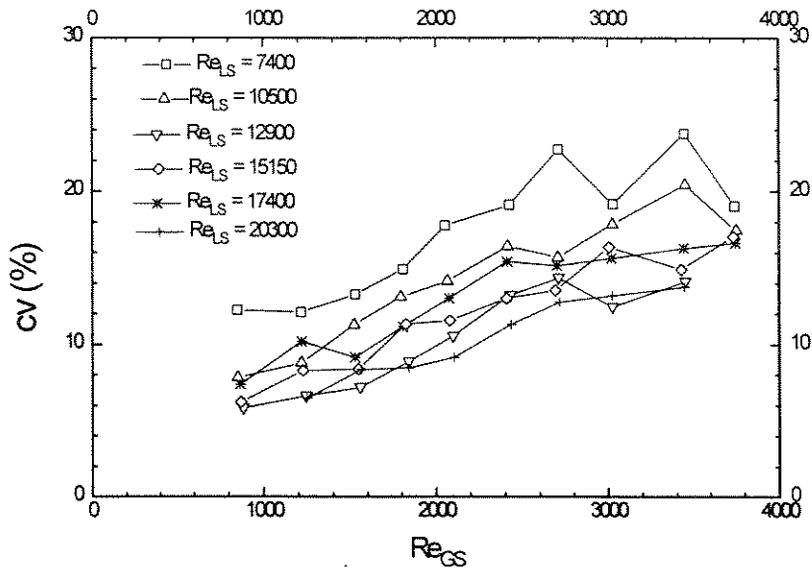


Figura 7.10 - Coeficiente de variação da velocidade de golfadas de líquido - sistema ar-água

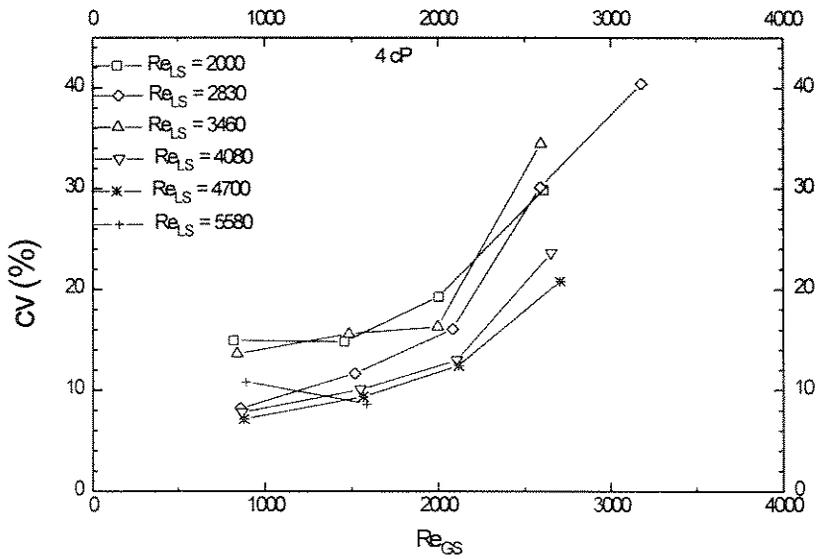


Figura 7.11 - Coeficiente de variação da velocidade de golfadas de líquido - sistema ar-líquido 4cP

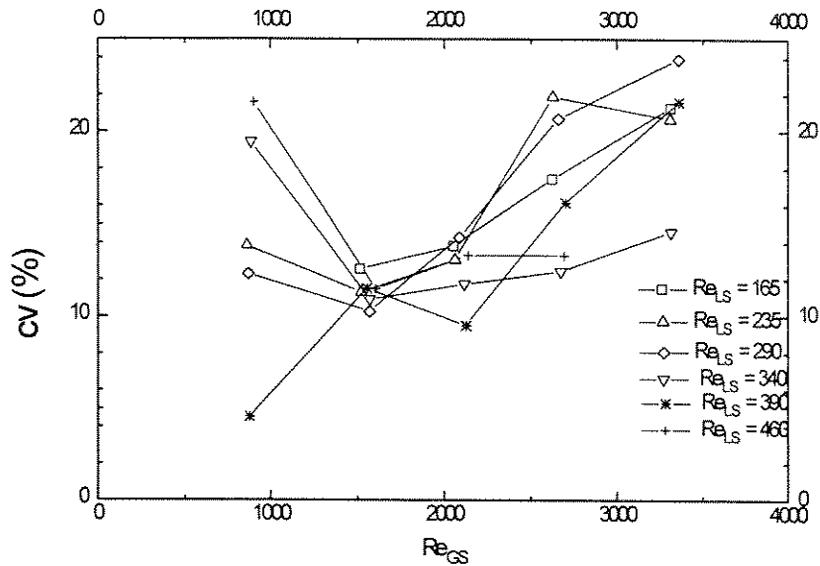


Figura 7.12 - Coeficiente de variação da velocidade de golfadas de líquido - sistema ar-líquido 40cP

7.3.4 Coeficientes de variação da fração de vazio na golfada de líquido

O coeficiente de variação da fração de vazio na golfada de líquido é aproximadamente constante em sistema ar-água, em valor em torno de 18%, conforme visto na Figura 7.13. Em valores de baixa vazão de gás, há certa elevação da variabilidade, chegando a atingir 30%.

Para sistema ar-líquido 4 cP, o coeficiente de variação medido ficou em torno de 10% a 20%, à exceção de alguns pontos com vazão elevada de gás e pequena vazão de líquido, onde o coeficiente de variação chegou a 50%.

Para o sistema ar-líquido 40 cP, a análise é prejudicada em função da concentração de pontos experimentais junto à máxima fração de vazio possível na golfada de líquido definida neste trabalho, como será visto na apresentação de histogramas (item 7.4.4).

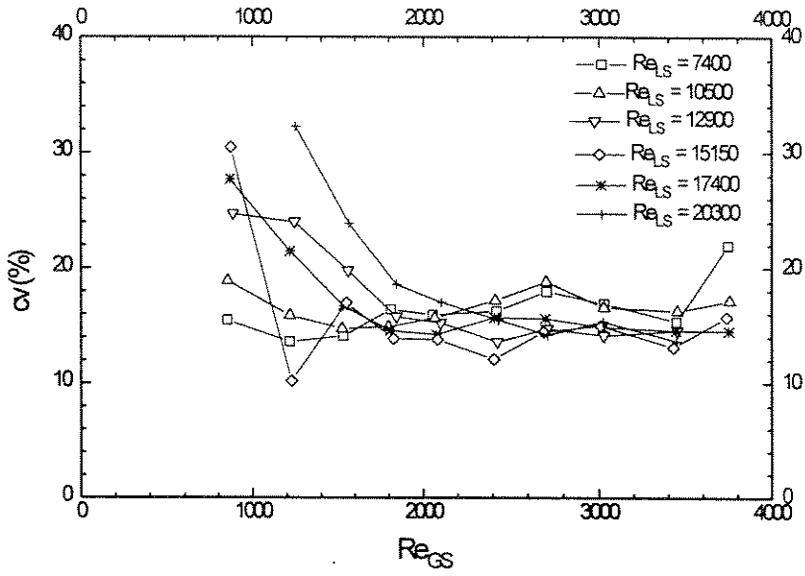


Figura 7.13 - Coeficientes de variação de fração de vazio na golfada de líquido - sistema ar-água

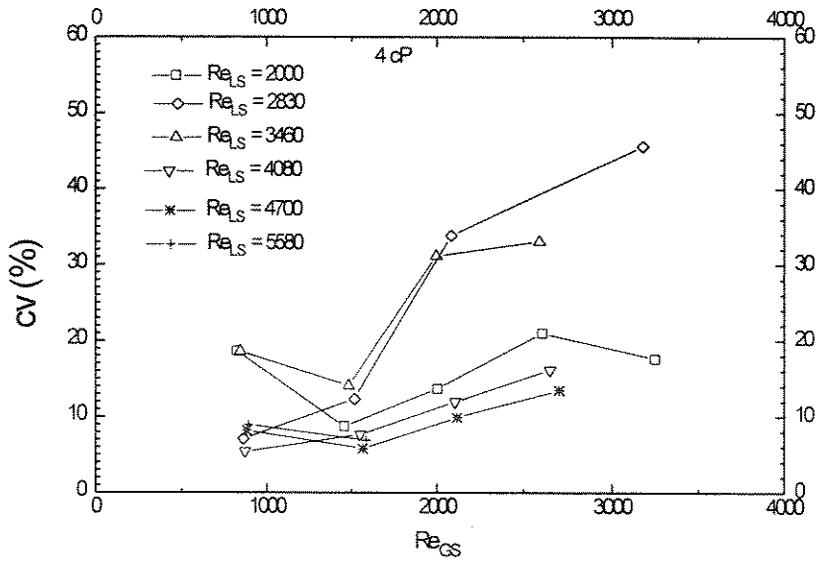


Figura 7.14 - Coeficiente de variação da velocidade de golfadas de líquido - sistema ar-líquido 4cP

7.4 Histogramas de distribuições

7.4.1 Utilização dos histogramas

Um histograma de frequência de variáveis hidrodinâmicas de escoamento pistonado serve à determinação do tipo de distribuição assumida, e é indicativo dos valores máximos e mínimos apresentados pela variável em avaliação.

Neste trabalho, a apresentação de histogramas será realizada para as condições operacionais listadas na Tabela 7.1.

Tabela 7.1 - Testes com histograma

Teste n°	sistema	j_L (m/s)	Re_{LS}	j_G (m/s)	Re_{GS}	n° unidades (B.T. + golfada)	índice
31	ar-água	0.22	7400	0.67	1530	203	(a)
37	ar-água	0.22	7400	1.53	3450	240	(b)
78	ar-água	0.60	20300	0.67	1560	454	(c)
88	ar-água	0.60	20300	1.51	3450	472	(d)
120	ar-líquido 4cP	0.20	1700	0.66	1460	142	(e)
122	ar-líquido 4cP	0.20	1700	1.20	2600	255	(f)
140	ar-líquido 4cP	0.48	4050	0.68	1570	324	(g)
142	ar-líquido 4cP	0.48	4050	1.21	2700	365	(h)
91	ar-líquido 40cP	0.20	165	0.68	1510	256	(i)
94	ar-líquido 40cP	0.20	165	1.51	3310	141	(j)
111	ar-líquido 40cP	0.46	390	0.69	1560	593	(k)
114	ar-líquido 40cP	0.46	390	1.49	3360	580	(l)

7.4.2 Histogramas de comprimentos de bolhas de Taylor e golfadas de líquido

Nas Figuras 7.15, 7.16 e 7.17 é possível observar que o histograma de comprimento das B.T. concentra-se ao aumentar a vazão de líquido e torna-se disperso ao aumentar a vazão de gás, em comportamento similar ao observado por van Hout et al. (1992). Esta conclusão aplica-se aos sistemas estudados: água-ar e ar-líquidos viscosificados.

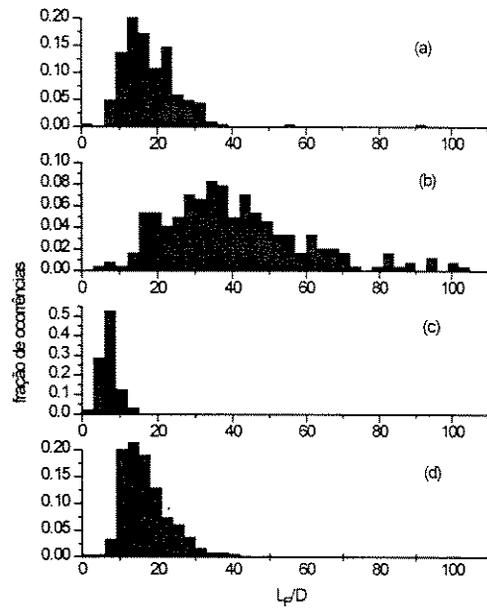


Figura 7.15 - Histogramas de comprimento de B.T. - sistema ar-água

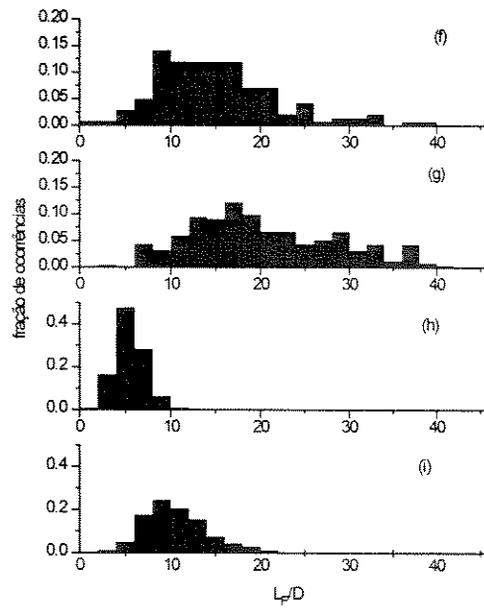


Figura 7.16 - Histogramas de comprimento de B.T. - sistema ar-líquido 4 cP

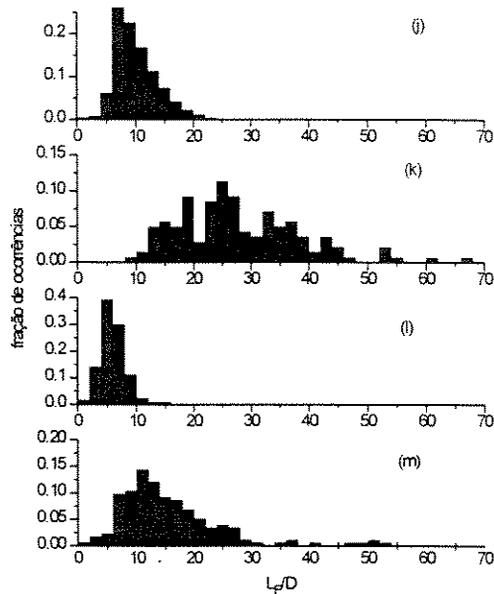


Figura 7.17 - Histogramas de comprimento de B.T - sistema ar-líquido 40 cP

Os histogramas de comprimentos de golfadas de líquido, mostrados nas Figuras 7.18, 7.19 e 7.20, apresentam distribuição aproximadamente normal para todos os casos analisados. Nos casos de vazões de gás mais elevadas, aparecem golfadas de grande comprimento em relação à média. Para o teste (b) (Figura 7.18), para L_s médio de $20.7D$, há golfadas de comprimento de até $60D$; para o teste (l) (Figura 7.20), para L_s médio de $22.6D$, há ocorrência de golfadas de comprimento $55D$.

Da mesma forma que o valor médio do comprimento da golfada de líquido, que não apresenta alteração significativa com as condições operacionais e combinações de fluidos ensaiados, também a forma dos histogramas não se altera significativamente com as condições operacionais. Note-se, entretanto, que os testes realizados com líquidos viscosos produziram golfadas de líquido de menor comprimento, com histograma mais concentrado ao redor do valor médio. Histograma e valor médio similar aos testes ar-água só foram obtidos com líquido de 40 cP, para as maiores vazões de gás e líquido aplicadas (Figura 7.20-l).

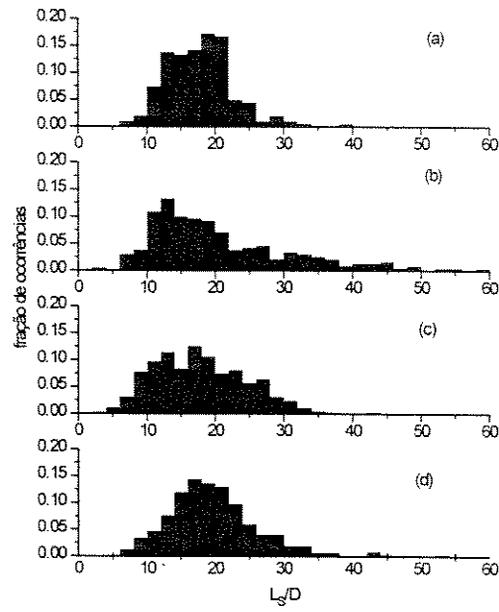


Figura 7.18 - Histogramas de comprimento de golfada de líquido - sistema ar-água

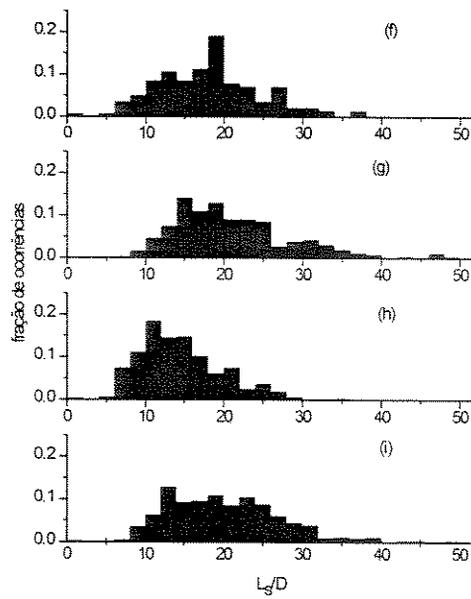


Figura 7.19 - Histogramas de comprimento de golfada de líquido - sistema ar-líquido 4cP

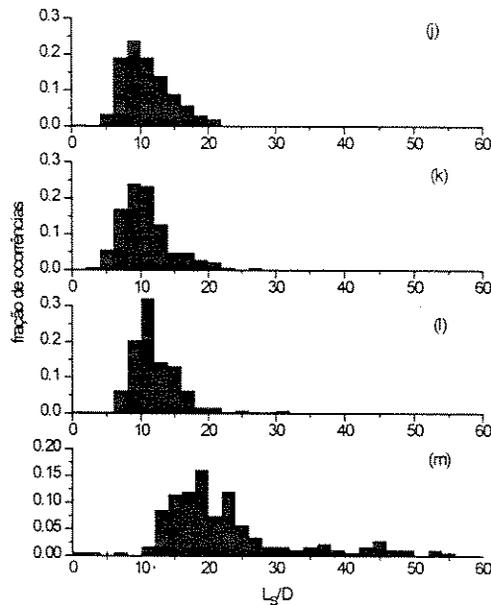


Figura 7.20 - Histogramas de comprimento de golfada de líquido - sistema ar-líquido 40cP

7.4.3 Histogramas de velocidade de bolhas de Taylor e golfadas de líquido

Partindo da premissa da existência de escoamento pistonado desenvolvido, seria esperado encontrar velocidades de B.T. e golfadas de líquido constantes, de acordo com o modelo de Barnea e Taitel (1993). A análise dos histogramas destas variáveis mostra, porém, uma variabilidade intensa em torno dos valores médios. A justificativa de Andreussi et al. (1993), citada no item 7.3.3, poderia explicar o motivo de não haver coalescência de B.T. e agregação de golfadas de líquido subsequentes, havendo diferentes velocidades medidas: as variações causadas pelo decréscimo de pressão originado pela presença de um sistema de separação seriam propagadas em toda a tubulação. Assim, não há em realidade B.T. nem golfadas de líquido com diferentes velocidades: haveria mudanças temporais na velocidade destas estruturas. Neste contexto, a variabilidade destes parâmetros não seria função somente de condições operacionais do escoamento, mas também de condições de fronteira do escoamento.

A sequência de Figuras 7.21 a 7.26 mostra que, independentemente da combinação de fluidos em escoamento, água-ar ou líquido viscoso-ar, os histogramas de velocidade das

bolhas de Taylor e golfadas de líquido tornam-se mais dispersos com o aumento da vazão total (vazão de gás + vazão de líquido).

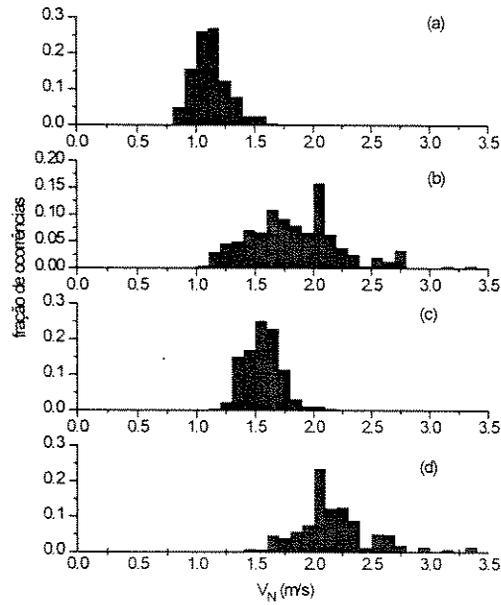


Figura 7.21 - Histogramas de velocidade de bolhas de Taylor - ar-água

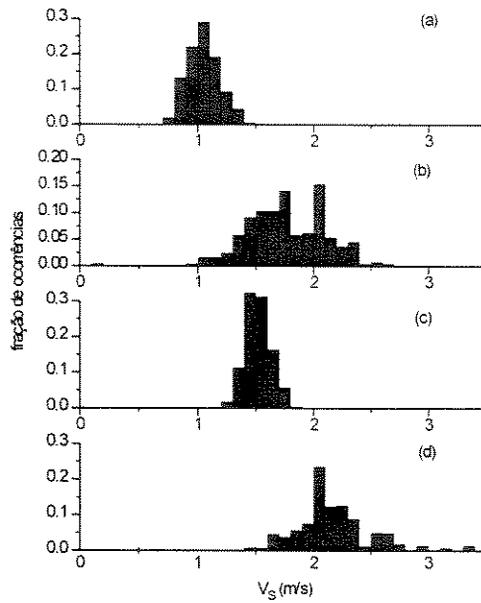


Figura 7.22 - Histogramas de velocidade de golfadas de líquido - ar-água

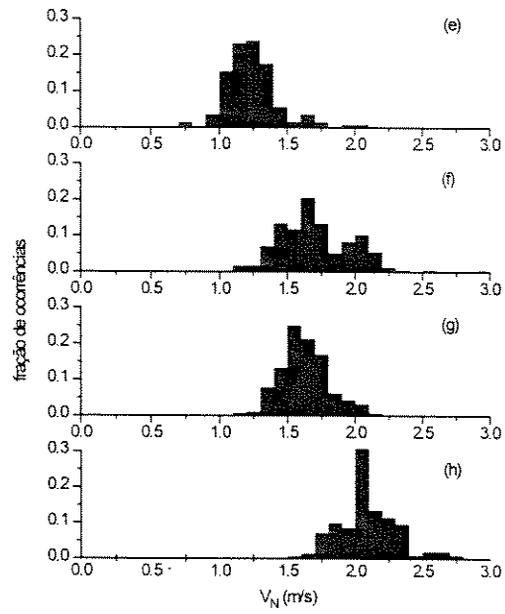


Figura 7.23- Histogramas de velocidade de bolhas de Taylor - sistema ar-líquido 4cP

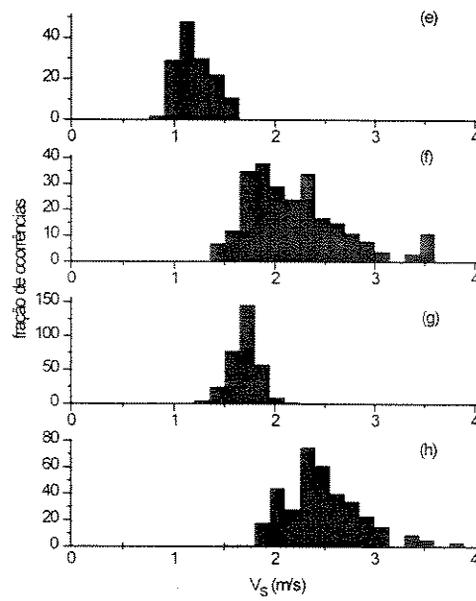


Figura 7.24 Histogramas de velocidade de golfadas de líquido - sistema ar-líquido 4cP

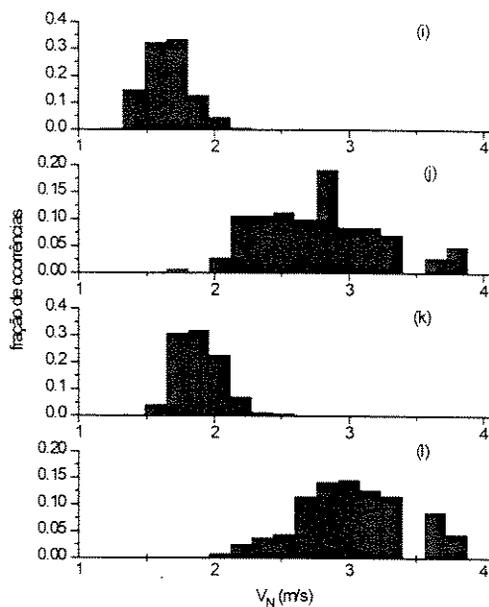


Figura 7.25 - Histogramas de velocidade de bolhas de Taylor - sistema ar-líquido 40cP

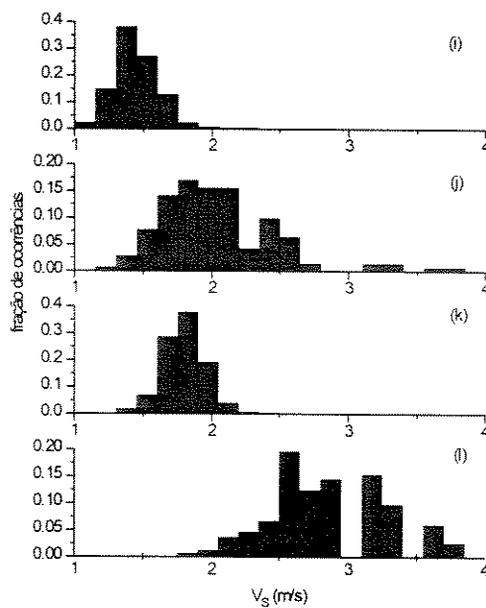


Figura 7.26 - Histogramas de velocidade de golfadas de líquido - sistema ar-líquido 40cP

7.4.4 Histogramas de fração de vazio na golfada de líquido

A presença de gás na golfada de líquido é também função do processo de remistura de gás que ocorre na base da B.T., provocado pelo escoamento do filme periférico à bolha. A variação do comprimento de bolhas de Taylor, com conseqüente variação de velocidade de filme descendente, e a variação de comprimento de golfadas de líquido, tornam previsível que a fração de vazio também será uma variável de natureza estocástica.

Nos testes utilizando líquidos viscosificados, mostrados nas Figuras 6.28 e 6.29, nota-se concentração de frações de vazio nas proximidades do máxima fração de vazio possível (definida como 52%, neste trabalho).

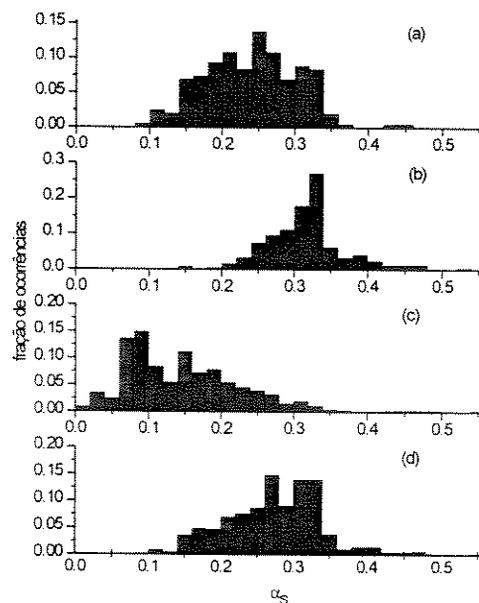


Figura 7.27 - Histogramas de fração de vazio na golfada de líquido - sistema ar-água

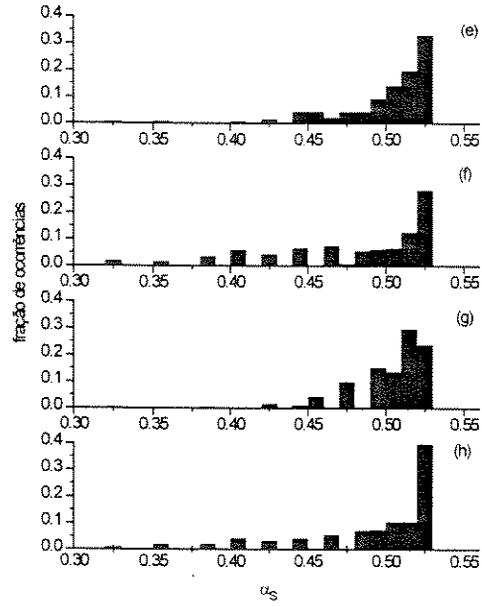


Figura 7.28- Histogramas de fração de vazio na golfada de líquido - sistema ar-líquido 4 cP

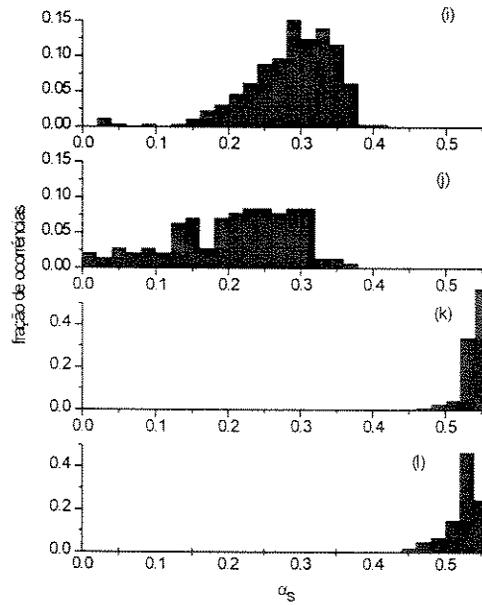


Figura 7.29 - Histogramas de fração de vazio na golfada de líquido - sistema ar-líquido 40 cP

7.4.5 Histogramas de espessura de filme de líquido

Os histogramas de variação da espessura de filme de líquido, mostrados nas Figuras 7.30, 7.31 e 7.32, mostram que a espessura de filme apresenta distribuição aproximadamente normal. A variação neste parâmetro é causada principalmente pela variação de comprimento de bolhas de Taylor, que, conforme apresentado no Capítulo 6, é uma das variáveis que influenciam a espessura de filme.

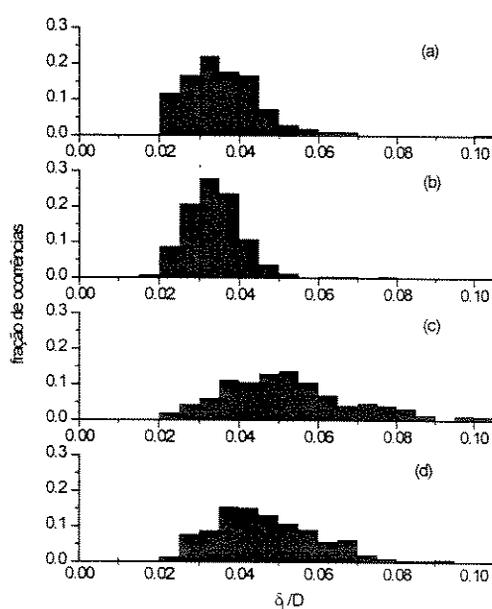


Figura 7.30 - Histogramas de espessura de filme de líquido - sistema ar-água

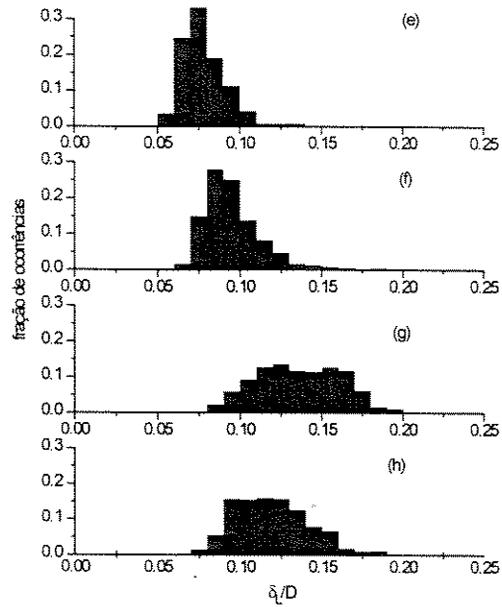


Figura 7.31 - Histogramas de espessura de filme de líquido - sistema ar-líquido 4 cP

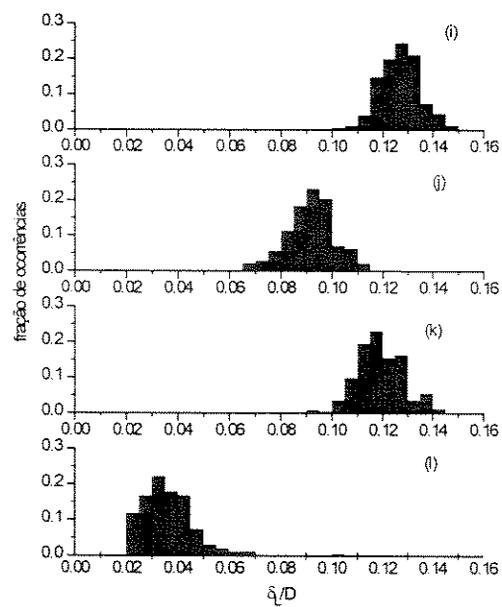


Figura 7.32 - Histogramas de espessura de filme de líquido - sistema ar-líquido 40 cP

Capítulo 8

Análises e Conclusões

8.1 Resultados experimentais

8.1.1 Utilização de sondas de fios paralelos

A utilização da técnica de sondas de fios paralelos instaladas em série em escoamentos pistonados verticais revelou uma ferramenta útil e simples para estudo deste padrão de escoamento. Se a sensibilidade da sonda for tal que permita o estabelecimento de uma curva de calibração para o escoamento em bolhas, praticamente todos os parâmetros hidrodinâmicos do fluxo pistonado vertical podem ser obtidos, a menos das velocidades de líquido e gás. Isto abre perspectivas de utilização desta técnica no reconhecimento de padrões de escoamento e como instrumento de medida de vazão de escoamentos pistonados.

A construção das sondas com fios de cobre de maior diâmetro possibilita maior resistência física do instrumento, aparentemente sem ocasionar intrusividade significativa no escoamento.

As principais limitações referem-se à técnica de calibração utilizada para caracterização da fração de vazio na golfada de líquido. Esta variável é tipicamente mais elevada que a maior fração de vazio conseguida em um escoamento em bolhas, tornando necessário definir frações de vazio máximas em golfadas de líquido e utilizar extrapolações de curvas de calibração para medida deste parâmetro. A calibração horizontal, realizada através da medida

possível obter valores de calibração. Esta dificuldade foi contornada, em sistemas ar-água, com a utilização de técnica de ultra-som e medida dinâmica, obtendo assim alguns pontos de calibração adicionais.

8.1.2 Velocidade de ascensão das bolhas de Taylor

A concordância dos valores obtidos neste trabalho com correlações empíricas já publicadas atesta a correção e qualidade das medidas efetuadas.

Os resultados obtidos mostram que são necessários maiores esforços na caracterização do parâmetro C_0 no escoamento de líquidos viscosos para fluxo laminar, dada a importância da velocidade de ascensão de B.T. para solução dos modelos existentes em literatura.

8.1.3 Fração de vazio na golfada de líquido

Foi demonstrada a importância da golfada de líquido como estrutura de transporte de gás, em especial quando há líquidos viscosos em escoamento. Ainda não há na literatura caracterização adequada desta variável, seja com base teórica ou correlações empíricas.

Os resultados experimentais obtidos com líquidos viscosos mostraram frações de vazio na golfada de líquido significativamente maiores que os obtidos em sistema ar-água, comportamento que, a princípio, contraria a tendência esperada segundo Fan (1989). A dependência desta variável com a viscosidade e tensão superficial ainda é um ponto pouco citado em literatura, havendo necessidade de maiores estudos.

8.1.4 Comprimento e frequência de bolhas de Taylor e golfadas de líquido

Os testes realizados mostraram que o comprimento de B.T. evolui, para pequenas vazões de gás, de forma aproximadamente linear, tanto em sistemas ar-água como em sistemas ar-líquidos viscosos. Em vazões de gás mais elevadas, observa-se estabilização do comprimento da bolha de Taylor.

Em concordância com diversos trabalhos anteriores, o comprimento da golfada de líquido apresenta certa estabilidade, variando entre 15-22D nos testes ar-água, 11-25D nos

testes ar-líquido de 4 cP e entre 8-20D nos testes ar-líquido 40 cP. Observa-se que os comprimentos de golfadas de líquido são significativamente menores ao aumentar a viscosidade de líquido.

A frequência de passagem das unidades características foi observada com reduzida sensibilidade à vazão de gás, sendo basicamente função da vazão de líquido. Com o sistema ar-líquido 40 cP, observou-se redução da sensibilidade da frequência à vazão de líquido, com relativo valor constante deste parâmetro. As frequências obtidas para sistemas com líquidos viscosos são significativamente maiores que as frequências observadas em sistemas ar-água.

Os valores de frequência observados neste trabalho sugerem ser possível propor relações empíricas semelhantes às existentes para fluxos pistonados horizontais, em que a frequência seria função apenas da vazão e propriedades da fase líquida, e utilizá-las nos modelos matemáticos em substituição ao comprimento de golfadas de líquido.

8.1.5 Espessura e velocidade de filme de líquido descendente

As medidas de espessura de filme em sistema ar-água foram adequadas. Dúvidas sobre a indicação da espessura de filme descendente quando utilizando líquidos viscosos, causadas por possível aderência de líquido aos fios e presença de bolhas no filme descendente, prejudicam a avaliação destes parâmetros.

Observou-se, genericamente, que a viscosificação progressiva torna a espessura de filme pouco sensível a mudanças de vazão de gás.

Em sistema ar-água, o aumento da vazão de gás causa decréscimo de espessura média do filme descendente até que, em vazões mais elevadas de gás, o filme apresenta estabilização e certa tendência de aumento, efeito atribuído ao aumento da importância relativa da tensão interfacial entre gás ascendente na B.T. e filme de líquido descendente.

A análise de perfis de espessura de filme mostra interfaces onduladas. A incorporação de filme pela golfada de líquido ocorre com o filme ainda em processo de redução de espessura. Este efeito é pronunciado para pequenas vazões de gás.

A velocidade de filme descendente em sistema ar-água, obtida indiretamente através de balanço de massa em um volume de controle deslocando-se à velocidade da B.T., mostra

velocidades sempre inferiores à velocidade de um filme escoando em queda livre sobre uma placa plana vertical.

A velocidade de filme descendente é função do comprimento de bolhas de Taylor e da velocidade de gás na B.T., comprovando a importância da consideração da tensão interfacial, para as vazões mais elevadas de gás.

8.2 Modelos fenomenológicos analisados

8.2.1 Limitações observadas

As principais limitações observadas nos modelos analisados referem-se à correta caracterização da fração de vazio na região da golfada de líquido e da espessura de filme descendente. Os modelos de Fernandes (1983) e Orell-Rembrand (1986) indicam redução de fração de vazio na golfada ao se aumentar a vazão de gás, tendência contrária à observada neste trabalho. O modelo de Sylvester baseia o cálculo de fração de vazio na golfada em relação empírica obtida de sistema ar-água específico, não possuindo generalidade. A correlação fenomenológica de Brauner e Barnea (1985) indica, para todos os casos testados neste trabalho, fração de vazio constante e igual a 25%. Frações de vazio superiores a este valor são indicadas em região onde, segundo o critério de transição de Taitel et al. (1980), haveria escoamento pistonado não-desenvolvido ou escoamento em padrão agitante. Novas abordagens sobre o fenômeno de incorporação de bolhas por golfadas de líquido ou correlações empíricas generalizadas são necessárias para melhoria de caracterização desta variável.

Os modelos analisados correlacionam bem os valores de β e da fração de vazio total, sendo portanto adequados ao cálculo do gradiente de pressão gravitacional.

A espessura e velocidade de filme descendente não são bem previstas por qualquer dos modelos, exceto em velocidades superficiais de gás elevadas. Os resultados obtidos indicam que o comprimento de B.T. e a tensão interfacial são fatores de influência na velocidade e espessura de filme de líquido descendente.

Outra limitação dos modelos analisados é a consideração de filme isento de bolhas, situação não observada neste trabalho. Quando utilizando líquidos viscosos, a presença de

bolhas revela-se intensa, afetando inclusive a medida experimental de espessura de filme e levando a acreditar que em modelos acurados será necessário considerar a fração de vazio do filme descendente.

8.3 Caracterização estatística

A análise estatística de variabilidade dos parâmetros característicos do escoamento pistonado baseou-se, fundamentalmente, no cálculo do coeficiente de variação.

A apresentação dos coeficientes de variação permitiu traçar algumas conclusões sobre a variabilidade do comprimento e velocidade de B.T. e golfadas de líquido, da fração de vazio na golfada de líquido e da espessura de filme descendente. De modo geral, observa-se que a dispersão das variáveis hidrodinâmicas é crescente com o aumento da velocidade superficial total

Para comprimentos de golfadas de líquido e B.T., os coeficientes de variação ficaram entre 20 e 50%, valores abaixo dos reportados em literatura (Mao e Dukler, 1989). As velocidades de ascensão de B.T. e golfada de líquido apresentaram coeficiente de variação entre 20 e 30% para a maioria dos casos analisados, valores coincidentes com trabalhos anteriores (Mao e Dukler (1989), vanHout et al. (1992).

A fração de vazio na golfada de líquido apresentou coeficiente de variação entre 10 e 25% em sistemas ar-água e entre 5 e 40% em sistema ar-líquido 4 cP.

8.4 Sugestões a próximos trabalhos

Tendo em vista as observações efetuadas neste trabalho, é possível sugerir alguns trabalhos necessários à melhor caracterização e modelagem do escoamento pistonado vertical. Alguns destes trabalhos podem, inclusive, ser realizados a partir da base de dados disponibilizada neste trabalho:

- avaliação do modelo de Barnea e Taitel (1993) para o comprimento da golfada de líquido, para sistemas ar-água e ar-líquidos viscosificados;

- desenvolvimento de correlação empírica para a fração de vazio na golfada de líquido;
- verificação da influência da utilização de líquidos viscosos no sinal elétrico das sondas de fios paralelos;
- verificação da correção de indicação de perfil de bolhas de Taylor por sistemas de sondas de fios paralelos, através de comparação com dados já publicados e modelagens existentes;
- desenvolvimento de metodologia de calibração de sondas de fios paralelos adequada à medida de fração de vazio na região da golfada de líquido;
- apresentação extensiva de histogramas de parâmetros hidrodinâmicos, de modo a possibilitar análise mais aprofundada sobre a variabilidade destes parâmetros;
- adaptação do modelo de Fernandes para líquidos de média e alta viscosidades;
- modelagem matemática adequada à representação da espessura e velocidade de filme de líquido descendente, considerando que a velocidade terminal não é atingida e que o comprimento de bolhas de Taylor é uma das variáveis a considerar;
- caracterização da influência da viscosidade e tensão superficial na fração de vazio na golfada de líquido.

Referências Bibliográficas

- ALVES, I.N. Slug flow phenomena in inclined pipes. PhD dissertation, The U. of Tulsa, 1991.
- BARNEA, D. Effect of bubble shape on pressure drop calculations in vertical slug flow. Int. J. of Multiphase Flow, v. 16, n. 1, p. 79-89, 1990.
- BARNEA, D., Shemer, L. Void measurements in vertical slug-flow. Int. J. of Multiphase Flow, v. 15, p. 494-504, 1989.
- BARNEA, D., Taitel, Y. A model for slug length distribution in gas liquid slug flow. Int. J. of Multiphase Flow, v. 19, p. 829-838, 1993.
- BENDIKSEN, K.H. An experimental investigation of the motion of long bubbles in inclined tubes. Int. J. of Multiphase Flow, v. 10, n. 4, p. 467-483, 1984.
- BOLONHINI, E.H. Geometria de interface e gradiente de pressão em escoamentos horizontais estratificados e anulares com dispersão. Tese de mestrado, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 1995.
- COSTIGAN, G., WHALLEY, P.B. Slug flow identification from dynamic void fraction measurement in vertical air-water flows. Int. J. of Multiphase Flow, v. 23, n. 2, p. 263-282, 1997.
- DUHULESIA, H. et al. Field instalations of an acoustic slug-detection system. SPE Production & Facilities, v. 12, n.1, p. 46-50, 1997.
- FAN, L. Gas-liquid-solid fluidization engineering. Butterwoth, 762 p., 1989.
- FERNANDES, R.D. et al. A hydrodynamic model for gas-liquid slug flow in vertical tubes. AIChE Journal, v. 29, n.6, p. 981-89, 1983.
- HAMAGUCHI, H., SAKAGUCHI, T. Velocity of a large bubble rising in a stationary liquid and a moving liquid in a vertical tube. 4th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, p. 979-985, 1997.

- van HOUT, R. et al. Spatial distribution of void fraction within a liquid slug and some other related slug parameters. Int. J. of Multiphase Flow, v. 18, n. 6, p. 831-845, 1992.
- KOSKIE, J.E. et al.. Parallel-wire probes for measurement of thick liquid films. Int. J. of Multiphase Flow, v. 15, n. 4, p. 521-529, 1989.
- MAO,Z., Dukler,A.E. An experimental study of gas-liquid slug flow. Experiments in Fluids, v. 8, p. 169-182, 1989.
- MAO,Z., Dukler,A.E. The motion of Taylor bubbles in vertical tubes. I: A numerical simulation for the shape and rise velocity of Taylor bubbles in stagnant and flowing liquid. J. of Computational Physics, v. 91, n. 1, p. 132-160, 1990.
- MAO,Z., Dukler,A.E. The motion of Taylor bubbles. II:. Experimental data and simulations for laminar and turbulent flow. Chem. Eng. Science, v. 46, p. 2055-2064, 1991.
- MISHIMA,K., Ishii,M. Flow regime transition criteria for upward two-phase flow in vertical tubes. Int. J. of Heat and Mass Transfer, v. 27, n. 5, 1984.
- NICKLIN,D.J. et al. Two-phase flow in vertical tubes. Trans. Instn Chem.Engrs, v. 40, p. 62-68, 1962.
- NYDAL, O.J. et al. Statistical characterization of slug flow in horizontal pipes. Int. J. of Multiphase Flow, v. 18, n. 3, p. 439-453, 1992.
- ORELL, A., Rembrand, A. A model for gas-liquid slug flow in a vertical tube. Ind. Eng. Chem. Fundam, vol 25, p. 196-206, 1986.
- POKUSAEV, B.G. et al. Interface heat transfer in slug flow. In: Hewitt, G.F. et al. Phase-interphase phenomena in multiphase flow. New York: International Center for Heat and Mass Transfer, p. 41-53, 1991.
- SCOTT, S.L. et al. Prediction of slug length in horizontal large diameter pipes. SPE Production & Facilities, v. 4, p. 335-340, 1989.
- SCOTT, S.L., Kouba, G.E. Advances in slug flow characterization for horizontal and slight inclined pipes. 65th SPE annual technical conference, p. 125-140, 1990.
- TAITEL, Y. Advances in two-phase flow modeling. The University of Tulsa Centennial Petroleum Engineering Symposium, p. 33-51, 1994.
- TAITEL, Y. et al. Modeling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes. AIChE Journal, v. 26, n. 3, 1980.

- TAITEL, Y., Barnea, D. Two phase slug flow. Advances in Heat Transfer, v.20, 1990.
- TORRES, F.R. Caracterização da interface e determinação experimental do fator de atrito interfacial em escoamentos horizontais estratificados. Tese de mestrado, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 1992.
- WALLIS, G.B. One-dimensional two-phase flow. McGraw-Hill, 408 p., 1969.
- ZUBER, N., Findlay, I.A. Average volumetric concentration in two-phase flow systems. J. of Heat Transfer, p. 453-468, 1965.

Apêndice A

Calibrações de Instrumentos

A.1 Transmissores de pressão

O transmissor de pressão Zurich® (transmissor I) utilizado a montante da placa de orifício do circuito de gás possui range de 0 a 3 bar, com sinal de 0 a 10V, apresentando sinal linear na faixa de trabalho. A curva de calibração é mostrada na Figura A-1.

A calibração foi realizada na própria seção vertical de testes, ajustando determinada altura hidrostática, posteriormente convertida a pressão, e verificando o sinal correspondente.

Na seção vertical de testes utilizou-se um transmissor de membrana Validyne® (transmissor II), cujo procedimento de calibração consiste em ajustar o zero e o span do instrumento. Este procedimento foi realizado na própria seção de testes, ajustando o zero com a coluna vazia e o span com uma coluna de líquido conhecida. Segundo o fabricante, pode-se considerar linear a curva de calibração, que aparece na figura A-1.

Durante a realização dos experimentos, a verificação do zero dos instrumentos, bem como a verificação da indicação de pressão correta, através da aplicação de uma altura hidrostática conhecida, foi tarefa realizada com frequência.

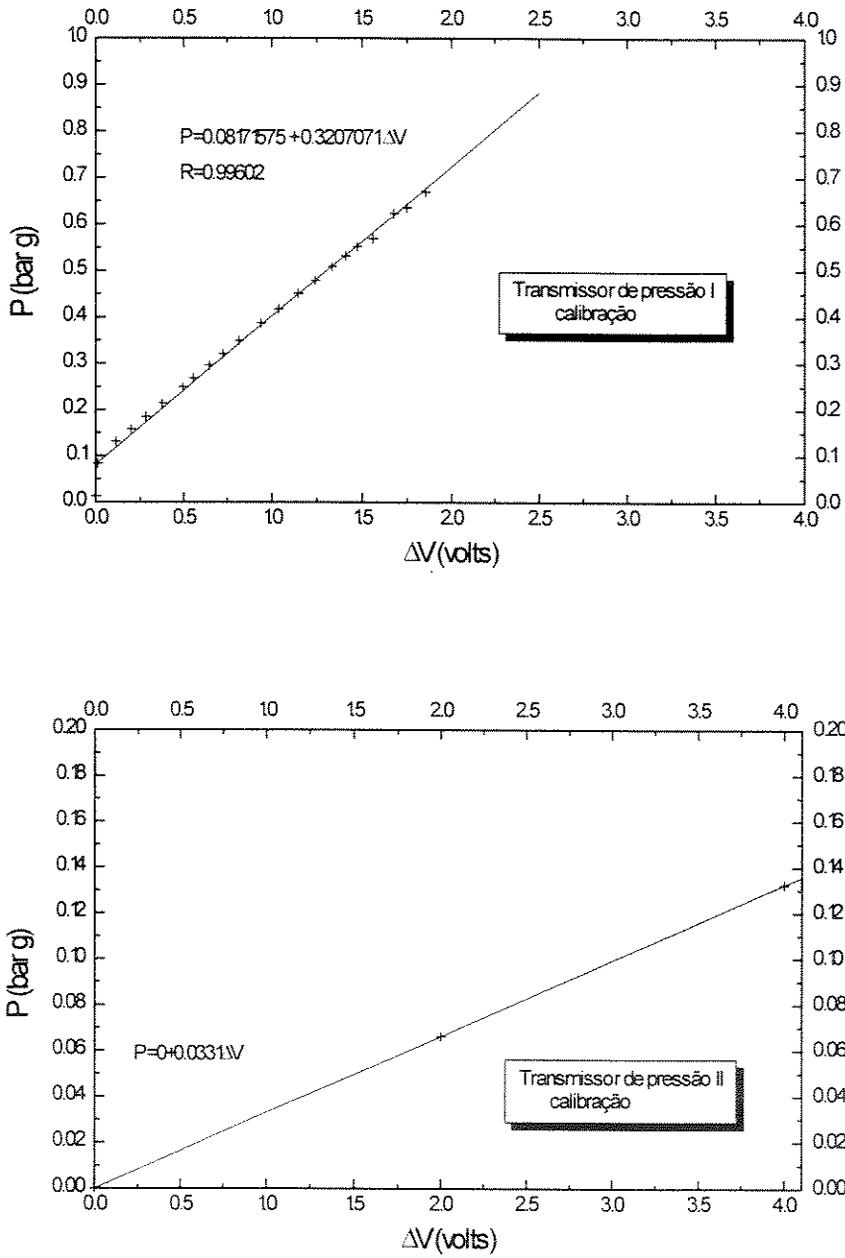


Figura A-1 Curvas de calibração dos transmissores de pressão

A-2 Sondas de fios paralelos

A calibração das sondas para medida de filmes de líquido foi realizada em bancada e horizontalmente, utilizando a mesma configuração em ajustes de amplificador de sinal e fiação utilizados no aparato experimental (Figura A-2). As curvas foram obtidas variando a altura de líquido na tubulação e mensurando-a com um micrômetro graduado em centésimos de polegada especialmente adaptado. Considerando que o escoamento é simétrico transversalmente, os fios das sondas são isolados até aproximadamente um raio dentro da tubulação, de maneira que a calibração é válida quando realizada na horizontal.

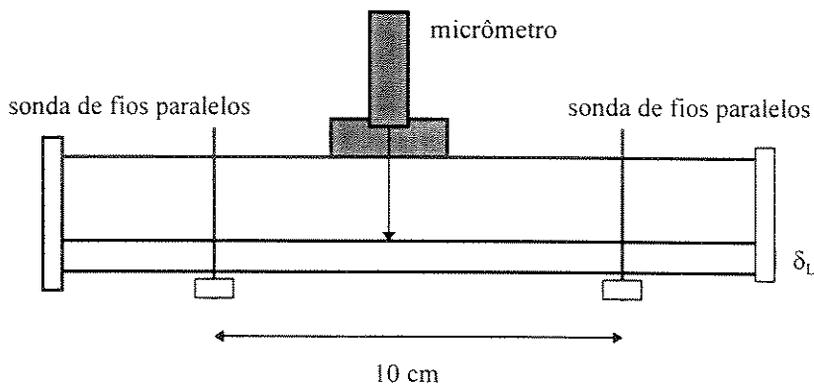


Figura A-2 - Técnica de calibração das sondas de fios paralelos

A técnica de calibração utilizada torna difícil a obtenção de pontos para filmes menores que 2 mm, por efeitos de molhabilidade e dificuldades de obter precisão na medida de filme. Por este motivo, na calibração com água alguns pontos foram obtidos dinamicamente, gerando-se bolhas de Taylor isoladas e medindo a espessura de filme com auxílio de equipamento de ultra-som operando pelo princípio de pulso-eco, conforme mostrado de maneira simplificada na Figura A-3. As espessuras assim medidas, correlacionadas ao sinal elétrico gerado pelas sondas de fios paralelos correspondente, possibilitaram a obtenção de pontos de calibração abaixo de 2 mm, acrescentando confiabilidade à medida. As curvas de calibração são mostradas na Figura A-4.

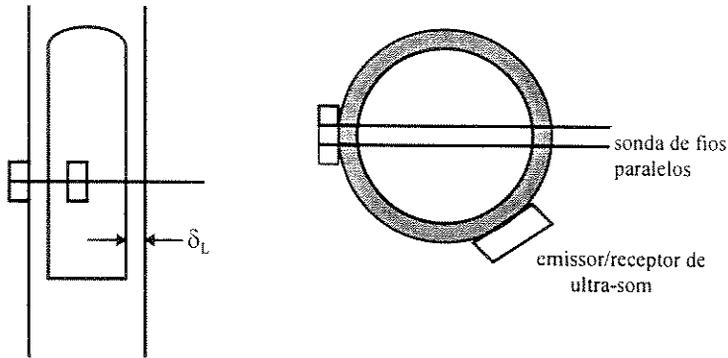


Figura A-3 - Calibração dinâmica utilizando ultra-som

Torres (1992) sugere a utilização de uma equação de calibração na forma:

$$filme = \frac{1}{\frac{A}{\Delta V - offset} + B} \quad (A-1)$$

A disponibilidade de muitos pontos experimentais para a curva de calibração e a maior concordância da curva obtida com os pontos experimentais na região de filme delgado, porém, levaram à decisão de utilização de uma regressão polinomial para ajuste da curva. As curvas para água e fluido viscosificado a 4 e 40 cP são mostradas nas Figuras A-4, A-5 e A-6.

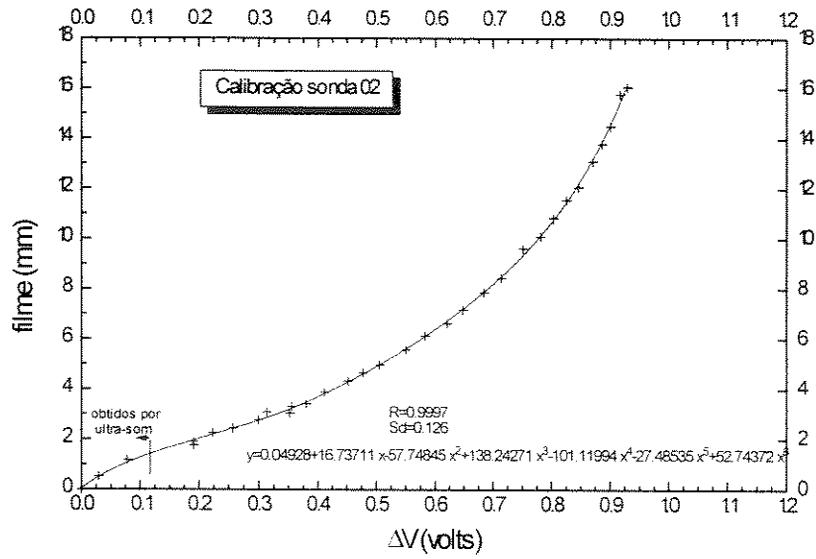
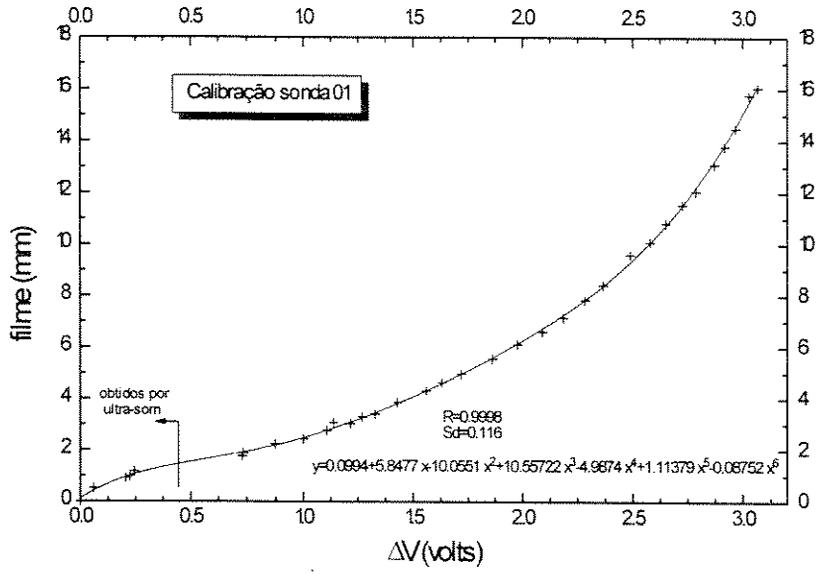


Figura A-4 Curvas de calibração das sondas de fios paralelos
(água)

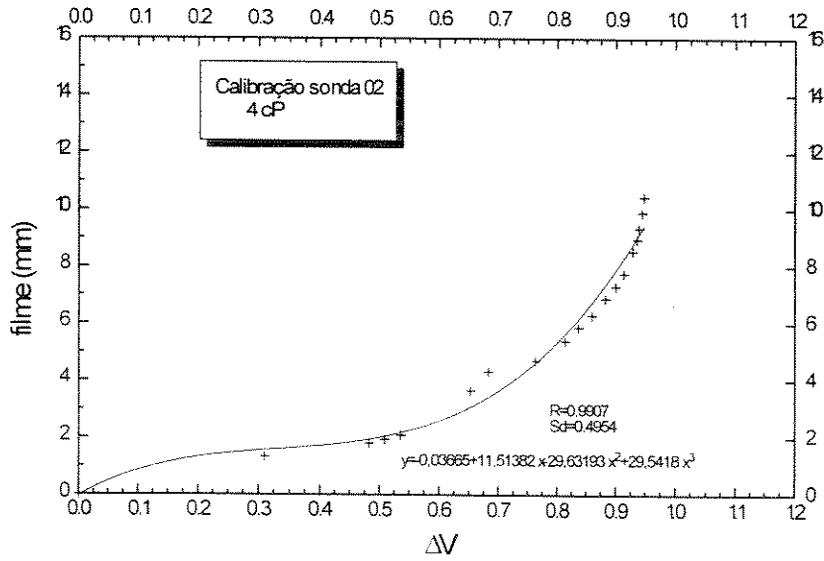
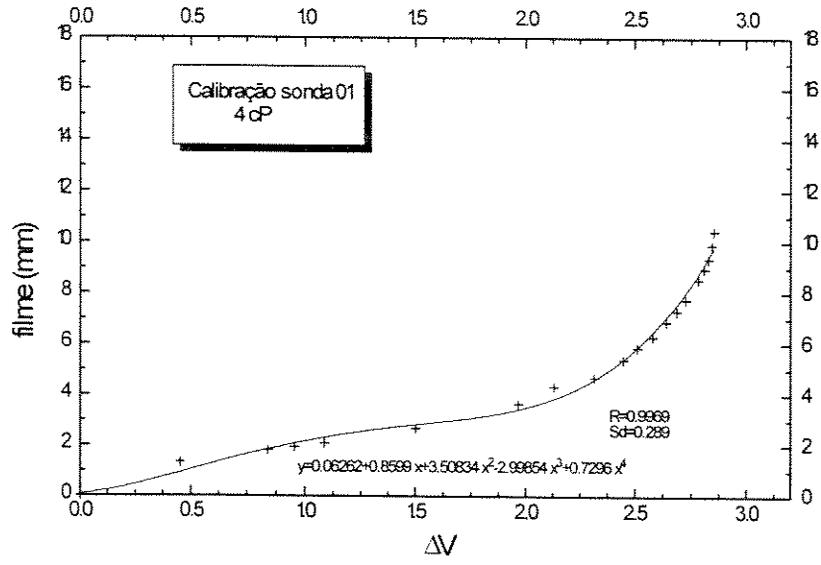


Figura A-5 - Calibração das sondas de fios paralelos
(líquido 4 cP)

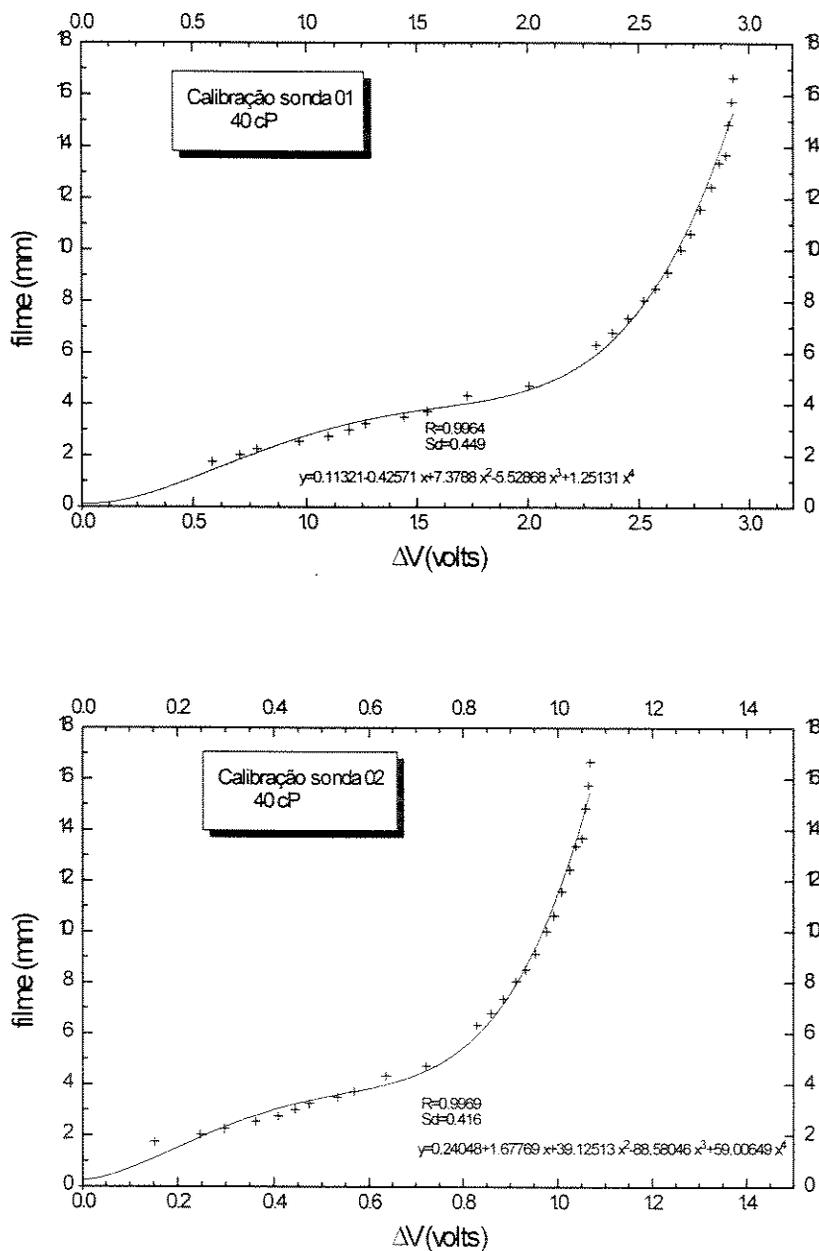


Figura A-6 - Calibração das sondas de fios paralelos

(líquido 40 cP)

Como mencionado no capítulo 04, o sinal obtido de filmes de líquido não é correlacionável à fração de vazio em golfadas de líquido, onde predomina o escoamento em bolhas. Para obter as curvas de calibração correspondentes a este padrão de escoamento, foi realizado o seguinte procedimento: utilizando a própria seção de testes, foram gerados diversos escoamentos em bolhas, realizando-se aquisição do sinal resultante. A fração de vazio foi estimada pela diferença de pressão entre a coluna totalmente preenchida com líquido

e a coluna com bolhas. A consideração de fração de vazio constante acima do ponto de tomada de pressão e a desconsideração do gradiente de pressão por atrito introduz um erro nesta medida, considerado aceitável para este trabalho em função do pequeno comprimento de coluna acima do ponto de medida.

As curvas de calibração assim obtidas, todas em relação de segundo grau de fração de vazio em relação ao sinal elétrico, são mostradas a seguir nas Figuras A-7, A-8 e A-9.

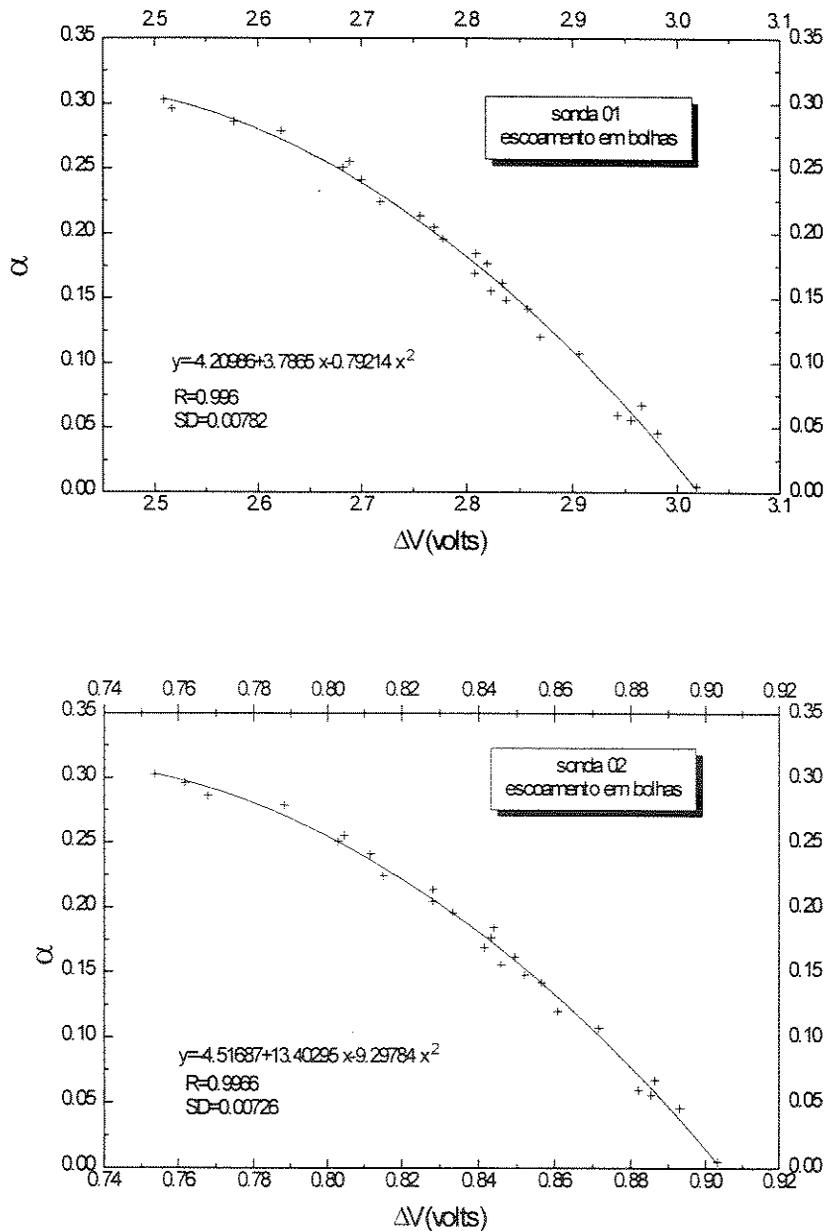


Figura A-7 - Calibração das sondas de fios paralelos para escoamento em bolhas homogêneas

(água)

A limitação mais séria do método de calibração utilizado é o fato de ser possível obter valores de fração de vazio até o limite de aproximadamente 30% no escoamento em bolhas homogêneas, quando então ocorre a transição ao fluxo pistonado. As golfadas de líquido, no fluxo pistonado, podem apresentar valores de fração de vazio bastante superiores a 30%, especialmente quando se utilizam líquidos viscosos, aparecendo então pontos onde não é possível obter diretamente valores de sinal elétrico correspondentes se utilizado este método de calibração.

A solução adotada é a definição de um ponto adicional, com fração de vazio elevada, o que possibilita a extrapolação da curva de calibração. Define-se este ponto utilizando o máximo valor de fração de vazio de um escoamento em bolhas de mesmo diâmetro (52%) em empacotamento cúbico e atribuindo-se esta fração de vazio máxima à menor voltagem média observada em um golfada de líquido de uma série de dados experimentais utilizando o sistema de fluidos em análise. A partir do valor máximo de fração de vazio conseguida durante a calibração, admitiu-se comportamento linear de variação do sinal com a fração de vazio, até o limite máximo de 52%.

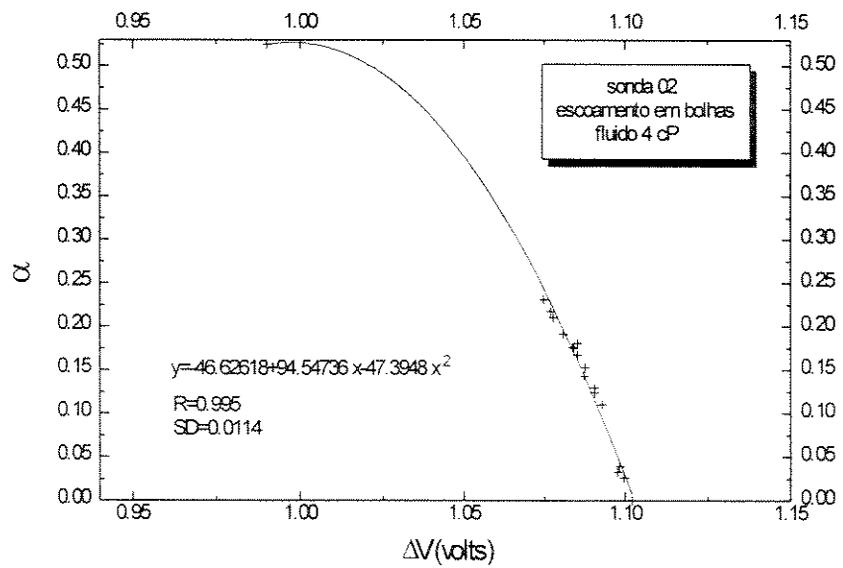
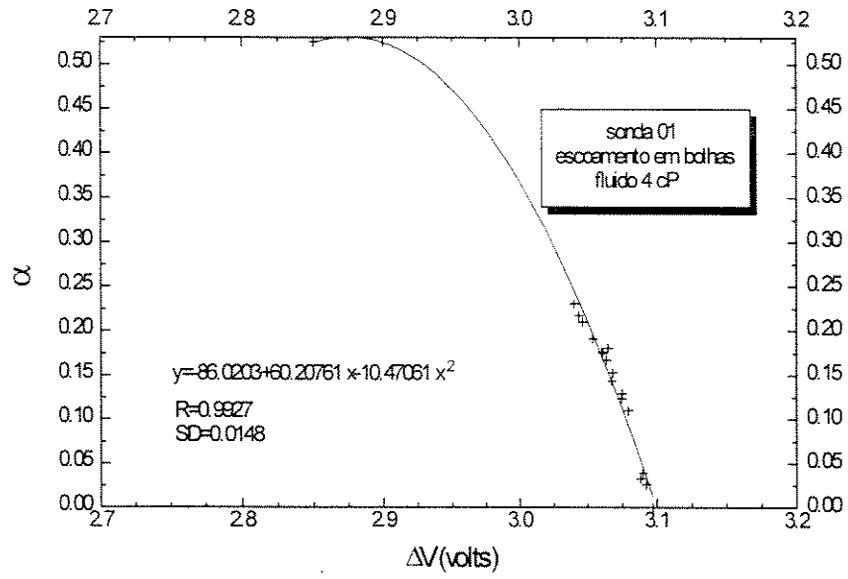


Figura A-8 - Calibração das sondas de fios paralelos para escoamento em bolhas homogêneas
(líquido 4 cP)

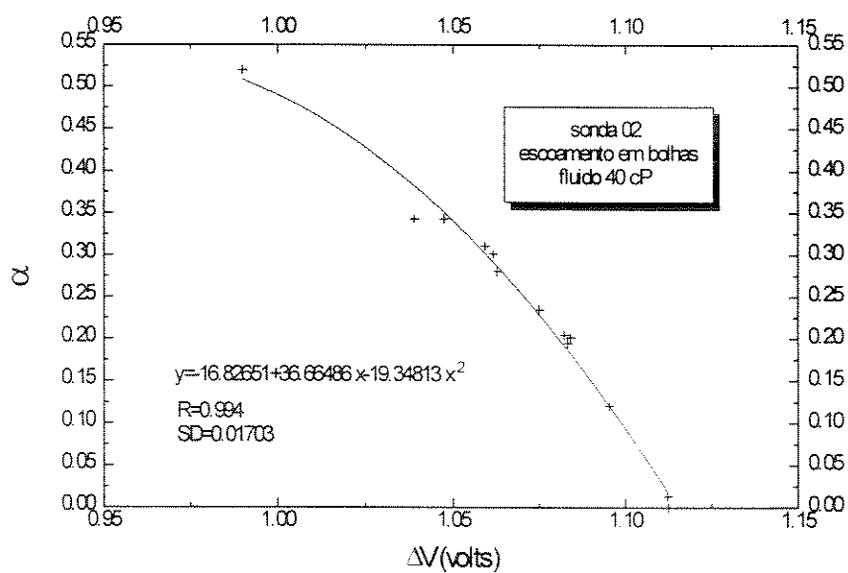
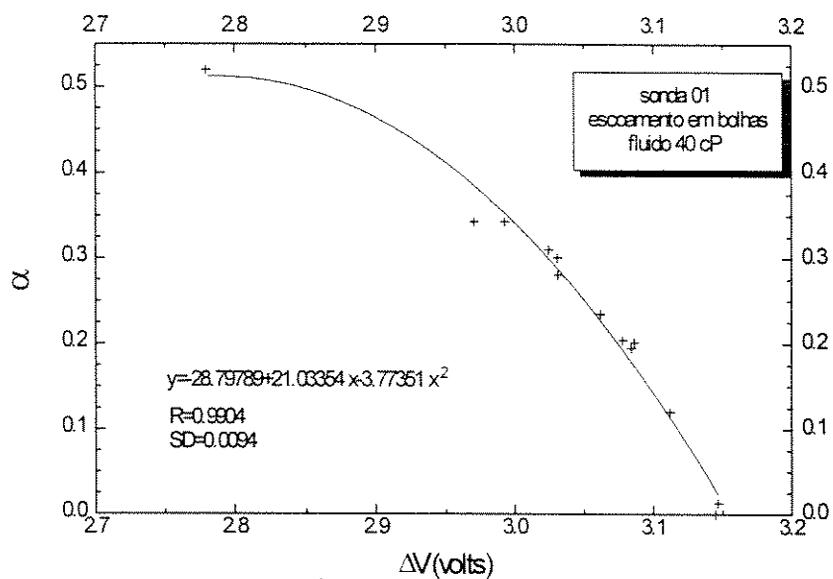


Figura A-8 - Calibração das sondas de fios paralelos para escoamento em bolhas homogêneas
(líquido 40cP)

A-3 Placas de orifício

A-3.1 - Placa de medição da vazão de ar

A placa de orifício para medição da vazão de ar possui as seguintes características:

material: PVC

diâmetro externo: 25.4 mm

diâmetro do orifício: 4.0 mm

A pressão diferencial foi medida utilizando um manômetro tipo “U”, graduado de 0 a 400 mm, fornecido pela IOPE instrumentos, com água como fluido indicador.

A calibração foi realizada contra um elemento laminador de fluxo fornecido pela Merian Instruments®. A vazão mássica ou a vazão volumétrica em condições padrão de um fluido compressível através de um orifício pode ser descrita por: $w \approx Yd^2C\sqrt{\Delta P\rho}$

O fator Y é função da razão entre o diâmetro do orifício e da tubulação e do fator isentrópico do fluido, valores aproximadamente constantes considerando uma faixa pequena de variação de temperatura. C é função somente da razão entre o diâmetro do orifício e o diâmetro da tubulação, de maneira que basta determinar uma constante em função do termo $\sqrt{\Delta P\rho}$.

Em função das baixas vazões envolvidas, a pressão a montante do laminador durante a calibração ficou entre 0.1 e 0.3 polegadas de mercúrio. Em função disso, optou-se por considerar a densidade do gás constante durante a calibração da placa de orifício. Esta consideração não afeta o valor da constante de calibração em mais de 1% em qualquer caso.

O valor de K utilizado foi obtido de média de 27 medidas experimentais. A curva de calibração, juntamente com os pontos experimentais, é mostrada na Figura A-10.

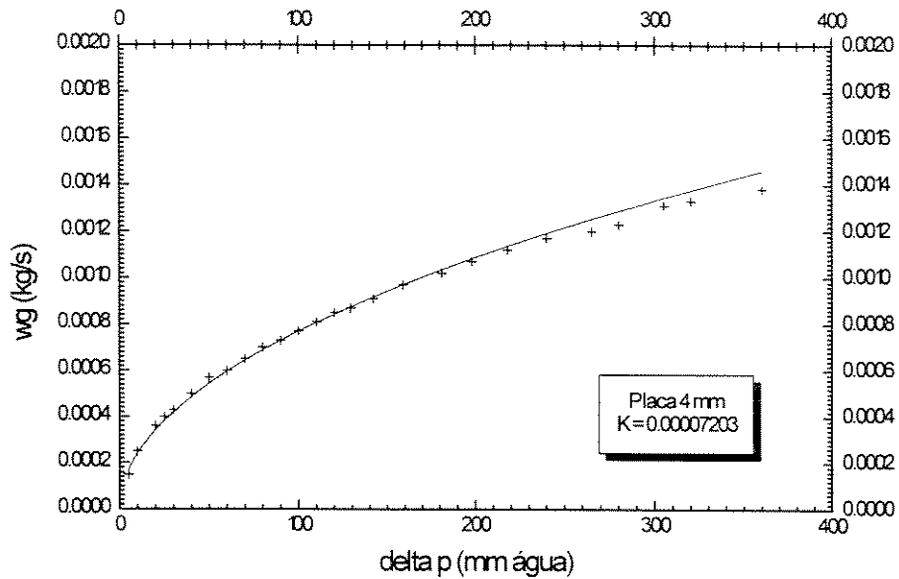


Figura A-10 - Calibração da placa de medição da vazão de ar

A-3.2 - Placa de medição da vazão de líquido

A placa de medição de vazão de líquido possui as seguintes características:

material: PVC

espessura: 3 mm

diâmetro externo: 25.4 mm

diâmetro do orifício: 15 mm

A pressão diferencial foi medida em um manômetro tipo “U” graduado de 0 a 300 mm fornecido pela IOPE instrumentos, utilizando mercúrio como fluido indicador.

A calibração foi realizada utilizando diferenças de peso em balança Filizola®, com precisão de 0.1 Kg, ajustando os pontos experimentais a um polinômio do tipo $Q = K\sqrt{\Delta P}$, onde K é o valor médio de 20 medidas experimentais. A curva de calibração, juntamente com os pontos experimentais, pode ser visualizada na Figura A-11.

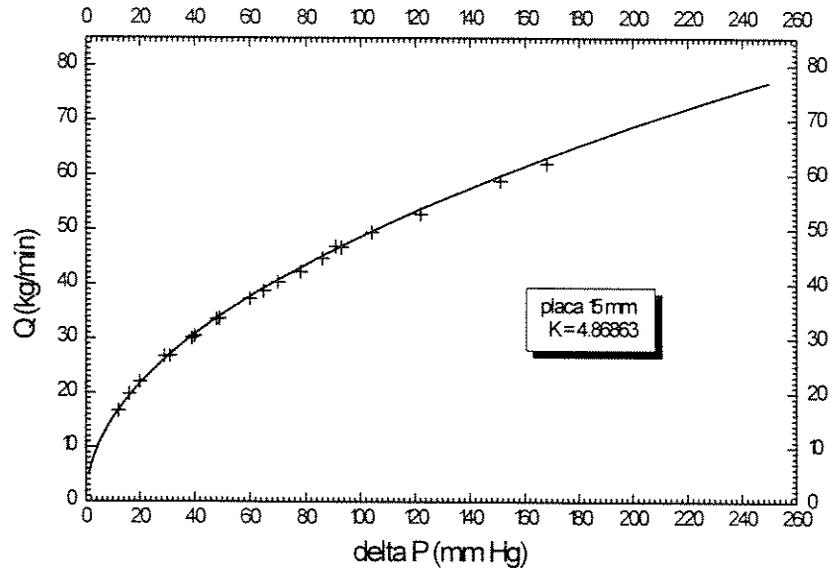


Figura A-11 - Curva de calibração da placa de medição de vazão de líquido

Para os fluidos viscosificados, a constante de calibração foi modificada considerando a mudança de peso específico do fluido. As novas constantes são dadas por:

$$K_{4cP} = \frac{K}{\sqrt{\rho_{4cP}}} \quad (\text{A-2})$$

$$K_{40cP} = \frac{K}{\sqrt{\rho_{40cP}}} \quad (\text{A-3})$$

Os valores obtidos desta forma são $K_{4cP} = 4.5302$ e $K_{40cP} = 4.3810$.

A validade desta consideração foi verificada para o fluido de 4 cP utilizando o método de diferença de pesos, obtendo-se desvio de 1.3% sobre a média de três pontos verificados.

Apêndice B

Análise de Erros

B-1 Introdução

A análise de incertezas é um processo útil quando aplicado à interpretação de dados experimentais, por ser capaz de indicar as fontes de erros mais significativas, sugerindo tópicos onde deve ser priorizada a busca de melhores equipamentos e/ou procedimentos.

Pretende-se aqui apresentar uma análise realística dos prováveis erros cometidos, acentuando porém que isto não significa procurar justificativas a resultados não esperados, mas uma orientação a futuros trabalhos no que se refere à prioridade de busca de precisão experimental.

B-2 Natureza dos erros

A existência de erros em um desenvolvimento experimental é inevitável, seja por fatores não previstos (e algumas vezes não detectados), seja pelo gerenciamento do trabalho por mãos humanas, naturalmente propensas a erros.

Além de erros grosseiros cometidos pelo realizador do experimento, os erros podem ser sistemáticos, quando causados por calibração errada ou equipamento defeituoso, e erros casuais, advindos da precisão dos equipamentos utilizados.

Admitindo que a instrumentação aplicada foi convenientemente escolhida, que as calibrações foram realizadas de modo correto e que as leituras são feitas cuidadosa e criteriosamente, as fontes de erros a analisar restringem-se aos erros casuais. Estes erros incluem as imprecisões de leitura em instrumentos e os desvios de pontos em relação a curvas de calibração obtidas através de médias de algumas medidas experimentais.

B-3 Análise da propagação das incertezas

Supondo que as medidas de variáveis dependentes x_1, \dots, x_n sejam efetuadas experimentalmente, e que a incerteza de cada medida seja u_i . Os erros de x_i propagam-se em um resultado genérico R por:

$$\delta R_i = \frac{\partial R}{\partial x_i} \delta x_i \quad (\text{B-1})$$

Normalizando em R , obtém-se:

$$\frac{\delta R_i}{R} = \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial x_i} \delta x_i = \frac{x_i}{R} \frac{\partial R}{\partial x_i} \frac{\delta x_i}{x_i} \quad (\text{B-2})$$

$$u_{Ri} = \frac{x_i}{R} \frac{\partial R}{\partial x_i} u_i \quad (\text{B-3})$$

Analisando a influência de todas as variáveis x_i em R e considerando a improbabilidade de todas serem desfavoráveis ao mesmo tempo, mostra-se que a melhor combinação das incertezas é dada por:

$$u_R = \pm \left[\left(\frac{x_i}{R} \frac{\partial R}{\partial x_i} u_i \right)^2 + \dots + \left(\frac{x_n}{R} \frac{\partial R}{\partial x_n} u_n \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{B-4})$$

B-4 Análise de erros no projeto experimental

B-4.1 Erros de instrumentos

O transmissor de pressão de marca Zurich®, utilizado para correção da vazão de ar através da placa de orifício, possui precisão mínima de $\pm 1\%$ da pressão de fundo de escala, segundo o fabricante, resultando erro de até 0.03 bar. O procedimento de calibração utilizou

medida direta de coluna de água, de 0 a 8 metros e com escala em centímetros. Admitindo um erro de leitura de ± 1 cm durante a calibração, o erro cometido é de 0.25% para uma coluna média de 4 metros. O erro total admitido para a o transmissor de pressão Zurich resulta de 1.03% do fundo de escala, ou ± 0.031 bar.

O transmissor Validyne®, instalado entre as sondas de fios paralelos, possui, segundo o fabricante, precisão de $\pm 0.5\%$ do fundo de escala, o que resulta erro absoluto de ± 0.007 bar. Não considera-se desvio padrão da curva de calibração porque supõe-se que a resposta de tal transmissor seja linear, conforme sugere o fabricante.

O laminador de fluxo utilizado na calibração da placa de orifício instalada no circuito de ar possui precisão de 0.5%, segundo o fabricante.

Na calibração da placa de orifício do circuito de líquido utilizou-se balança com escala de 100 em 100 gramas, com leitura típica de 100 Kg, o que introduz um erro de $\pm 0.1\%$. As vazões foram aferidas em teste de 120 segundos de duração, admitindo-se erro de até ± 1 segundo no acionamento do cronômetro, o que acarreta erro adicional de $\pm 0.83\%$. Estas incertezas combinadas pela regra de combinação das incertezas resultam um erro de 0.84 % no valor da constante de calibração da placa de orifício do circuito de líquido.

Os manômetros de tubo em “U” são graduados em milímetros. Devido às observações de flutuações de leitura no decorrer dos experimentos, será considerado um possível erro de leitura de até ± 2 mm no manômetro de medida de vazão de gás e de até ± 1 mm no manômetro de medida de vazão de líquido.

Os termopares utilizados estão conectados a pirômetros com escala em graus Celsius, graduados de grau em grau. Considerar-se-á que pode haver erro da ordem de $\pm 1^\circ$ C.

As sondas de fio paralelo são separadas entre si de 100 mm. A ocorrência de um erro de ± 1 mm no posicionamento das sondas será considerada possível.

A frequência de aquisição tipicamente utilizada é de 500 Hz por canal. O sinal de início ou fim de bolha de Taylor ou golfada de líquido pode, então, sofrer um atraso de até + 0.002 segundos.

Na impossibilidade de calcular o erro máximo possível em cada ponto experimental, será considerado o caso de uma medida hipotética, em que todos os valores são coerentes com a maioria das medidas experimentais realizadas. Os valores utilizados na análise são:

- pressão de correção da vazão de gás (P_1) : 1.0 bar manométrico;
- pressão entre as sondas de fios paralelos (P_2) : 0.1 bar manométrico;
- velocidade de ascensão das B.T. e golfadas de líquido: 1.5 m/s;
- vazão de ar: leitura de 100 mm no manômetro;
- vazão de líquido: leitura de 30 mm no manômetro;
- temperatura de ar a líquido: 298 K;
- espessura de filme descendente: 1 mm;
- comprimento de B.T. e golfadas de líquido: 1m.

O pior caso experimental em relação aos erros experimentais será também analisado, considerando:

- pressão de correção da vazão de gás (P_1) : 0.4 bar manométrico;
- pressão entre as sondas de fios paralelos (P_2) : 0.1 bar manométrico;
- velocidade de ascensão das B.T. e golfadas de líquido: 3 m/s;
- vazão de ar: leitura de 20 mm no manômetro;
- vazão de líquido: leitura de 06 mm no manômetro;
- temperatura de ar a líquido: 298 K;
- espessura de filme descendente: 1 mm;
- comprimento de B.T. e golfada de líquido: 0.5 m.

B-4.2 Erros na medida da velocidade superficial de gás

A velocidade superficial de gás é dada por:

$$j_G = \frac{Q_G}{A} \quad (\text{B-5})$$

Em unidades medidas, a velocidade superficial de gás fica:

$$j_G = \frac{K \sqrt{h \rho_G}}{A} \frac{T}{298} \frac{P_1}{P_2} \quad (\text{B-6})$$

Nesta equação, K é a constante de ajuste da placa de orifício, h é a altura de água no manômetro “U”, ρ_G é a densidade do ar, T é a temperatura de ar, P_1 é a pressão a montante da placa de orifício e P_2 é a pressão de fluxo no ponto onde a velocidade é calculada.

O erro devido à leitura no manômetro fica:

$$u_h = \frac{1}{j_G} \frac{\partial j_G}{\partial h} dh \quad (\text{B-7})$$

Fazendo $\frac{\partial j_G}{\partial h} = C \frac{K}{2\sqrt{h\rho_G}}$, vem:

$$u_h = \frac{dh}{2h} \approx \frac{\delta h}{2h} \quad (\text{B-8})$$

Para um valor de h de 100 mm e δ_h de ± 2 mm, temos que $u_h=0.01$ (1%).

Fazendo $\rho_G = C_1 \frac{P_1}{T}$, onde C_1 é uma constante característica de gás ideal, um tratamento semelhante permite obter a contribuição da incerteza na medida de temperatura:

$$u_T = \frac{\delta T}{2T} \quad (\text{B-9})$$

Para $\delta_T=\pm 1$ K e $T=298$ K, $u_T=0.0017$ (0.17%).

O erro na medida de pressão a montante da placa de orifício afeta a medida de velocidade superficial de gás por:

$$u_{P_1} = \frac{1}{j_G} \frac{\partial j_G}{\partial P_1} dP_1 = \frac{\delta P_1}{2P_1} \quad (\text{B-10})$$

Para $\delta P_1=0.031$ bar e $P_1=2$ bar abs, $u_{P_1}=0.008$ (0.8%).

Para o transmissor de pressão localizado na seção de testes, obtém-se:

$$u_{P_2} = \frac{1}{j_G} \frac{\partial j_G}{\partial P_2} dP_2 = -\frac{\delta P_2}{2P_2} \quad (\text{B-11})$$

Para $\delta P_2=0.007$ bar e $P_2=0.1$ bar, $u_{P_2}=0.035$ (3.5%).

O erro no valor de j_G trazida por um eventual incerteza no valor da constante de calibração da placa de orifício é dada por:

$$u_K = \frac{1}{j_G} \frac{\partial j_G}{\partial K} dK = \frac{dK}{K} \approx \frac{\delta K}{K} \quad (\text{B-12})$$

O valor de $\frac{\delta K}{K}$ é de 0.0084, conforme já foi mostrado.

A combinação das incertezas resulta em uma confiabilidade de $\pm 3.8\%$ para a velocidade superficial de gás nas condições típicas citadas.

Verificando o caso mais crítico em relação a erros na medida de j_G , verifica-se que este ocorreu quando utilizou-se a mais baixa vazão de ar (resultante de leitura de 20 mm no manômetro), e $P_1 = 1.4$ bar absoluto, caso este que resulta uma incerteza de $\pm 6.3\%$ na velocidade superficial de gás.

B-4.3 Erros na medida da velocidade superficial de líquido

A velocidade superficial de líquido é dada por:

$$j_L = \frac{Q_L}{A} \quad (\text{B-13})$$

Em unidades medidas, desconsiderando efeitos térmicos e de pressão, a velocidade superficial de líquido fica:

$$j_L = \frac{K\sqrt{h}}{A} \quad (\text{B-14})$$

Utilizando a mesma abordagem utilizada no item anterior, verifica-se que a incerteza na medida da velocidade superficial de líquido compõe-se somente dos termos de incerteza de K e h . A constante de calibração possui erro de até 0.84%, e a altura manométrica de leitura apresenta erro de $\pm 1.7\%$ para uma leitura de 30 mm no tubo em “U”. Estas incertezas combinadas resultam em erro de até $\pm 1.9\%$ na velocidade superficial de líquido.

No caso mais crítico em que se realizaram experimentos (leitura de 06 mm no manômetro) o erro desta variável pode atingir até 8.4%.

B-4.4 Erros na medida do filme de líquido

A calibração das sondas de fio paralelo foi realizada utilizando micrômetro com escala em milésimos de polegada. Verifica-se, em testes de repetibilidade, que é possível determinar com até ± 0.005 polegadas de precisão o momento do toque do micrômetro no filme de líquido. O erro de calibração fica, para um filme de 1 mm de espessura, em $\pm 7.9\%$.

B-4.5 Erros na medida da fração de vazio na região da bolha de Taylor

A fração de vazio na região da bolha de Taylor é dada por:

$$\alpha_F = \left(1 - \frac{2\delta_L}{D}\right)^2 \quad (\text{B-15})$$

O erro na medida da fração de vazio na região da bolha de Taylor devido à incerteza de medida de espessura de filme é dada por:

$$u_\delta = \frac{1}{\alpha_F} \frac{\partial \alpha_F}{\partial \delta_L} \quad (\text{B-16})$$

Calculando a derivada parcial, obtém-se:

$$u_\delta = \frac{4\delta_L}{D \left(1 - \frac{2\delta_L}{D}\right)} \quad (\text{B-17})$$

Para um filme de líquido de 1 mm e incerteza de 7.9%, a incerteza na medida da fração de vazio na região da B.T. é de $\pm 0.99\%$. Para um filme de 2 mm, a incerteza nesta variável é de $\pm 2.2\%$.

B-4.6 Erros na medida de velocidade das bolhas de Taylor e golfadas de líquido

A velocidade das bolhas de Taylor ou golfadas de líquido é calculada por:

$$V_N = \frac{\Delta s}{t_{s2} - t_{s1}} \quad (\text{B-18})$$

Δs é a distância entre as sondas de fios paralelos e t_{s1} e t_{s2} são os momentos em que as B.T. ou golfadas de líquido atingem estas sondas.

O erro introduzido pela incerteza entre a separação das sondas é dado por:

$$u_{\Delta s} = \frac{1}{V_N} \frac{\partial V_{BT}}{\partial s} ds = \frac{ds}{\Delta s} \approx \frac{\delta s}{\Delta s} \quad (\text{B-19})$$

O valor admitido para δs é de ± 1 mm, conforme já citado, o que introduz um erro de $\pm 1\%$ na medida da velocidade das bolhas de Taylor.

A imprecisão no tempo de início das bolhas de Taylor ou golfadas de líquido é devida a frequência de aquisição, sendo dada por:

$$u_{t_{s1,s2}} = \frac{1}{V_{BT}} \frac{\partial V_{N,S}}{\partial t_{s1,s2}} dt_{s1,s2} = \frac{dt_{s1,s2}}{t_{s1} - t_{s2}} \approx \frac{\delta t_{s1,s2}}{t_{s1} - t_{s2}} \quad (\text{B-20})$$

Com um valor de $t_{s2}-t_{s1}$ de 0.07 segundos e incerteza $\delta_{s1,s2}$ de +0.002 segundos, é de até 2.9% o erro introduzido na velocidade superficial das B.T. pela incerteza em t_{s1} e t_{s2} .

O erro combinado na velocidade das bolhas de Taylor fica, para as condições citadas, em 3.1%.

Para o caso mais crítico em relação ao erro ($t_{s1}-t_{s2}= 0.033$), o erro na velocidade das bolhas de Taylor ou golfadas de líquido pode atingir até 6.2%.

B-4.7 Erros na medida de comprimentos das bolhas de Taylor e golfadas de líquido

O comprimento das B.T. é dado por:

$$L_F = V_F \cdot t_{pb} \quad (\text{B-21})$$

V_{BT} é a velocidade das B.T. e t_{pb} é o tempo de passagem de uma bolha de Taylor por uma sonda de fio paralelo, dado por $t_{pb} = t_i - t_f$. O comprimento de uma bolha de Taylor fica então:

$$L_F = \frac{\Delta s}{t_{s2} - t_{s1}} (t_i - t_f) \quad (\text{B-22})$$

Utilizando os valores de incerteza citados no item B-4.6 e considerando uma velocidade de 1.5 m/s, a incerteza de t_i-t_f é de 0.6%, o que acarreta um erro possível de até 3.1% na medida do comprimento da bolha de Taylor.

No pior caso em relação ao erro, considerando velocidade de ascensão de B.T. de 3 m/s, a contribuição da incerteza de medida do termo t_i-t_f sobe para 2.4%, obtendo-se um erro possível de até 6.6%.

A abordagem da incerteza de medida do comprimento das golfadas de líquido é idêntica, pois consideram-se as mesmas condições médias de velocidades e comprimentos.

B-4.8 Quadro resumo - erros experimentais

Tabela B-1 - Possíveis erros cometidos no projeto experimental

VARIÁVEL	ERRO MÉDIO %	ERRO MÁXIMO %
j_L	3.8	6.3
j_G	1.9	8.4
δ_L	7.9	7.9
α_F	1	2.2
V_{BT}, V_S	3.1	6.2
L_F, L_S	3.1	6.6

Apêndice C

Exemplos de Tabelas de Dados

C.1 Propósito

A enorme quantidade de planilhas de dados manipuladas e analisadas neste trabalho torna impossível a apresentação de tabelas completas de dados.

Serão apresentadas a título de exemplo alguns segmentos de planilhas de dados que originaram os gráficos presentes neste trabalho.

C.2 Apresentação de planilhas-exemplo

Cada teste experimental realizado gera um arquivo binário de 150000 linhas e 4 colunas, correspondentes ao sinal elétrico não-convertido proveniente de duas sondas de fios paralelos e dois transmissores de pressão.

A conversão para número decimal interpretação do sinal elétrico resultante das sondas de fios paralelos gera tabelas semelhantes às mostradas na Tabela C-1. Neste trabalho, cada teste experimental de 5 minutos de duração gerou tabelas com 150 até 600 linhas, dependendo da frequência de passagem das unidades características e da compatibilidade dos dados com os fatores de utilização definidos no Capítulo 4. Na Tabela apresentada, por exemplo as unidades 241, 242, 280-283, entre outras, não foram compatíveis com os critérios definidos e não são consideradas. Sobre estes dados aplica-se análise estatística e confeccionam-se histogramas de distribuição.

A aplicação de análise estatística sobre os dados interpretados gera planilhas equivalentes à mostrada na Tabela C-2. Nesta tabela, aparecem dados como a média aritmética, a mediana, o coeficiente de variação, o número de variáveis analisadas, a curtose da população analisada, a variação possível da média para um nível de confiança de 95% e os valores máximo e mínimo assumidos pelas variáveis hidrodinâmicas.

Tabela C-1 - Planilha de dados hidrodinâmicos - exemplo

unidade	lbt	ls	vb	vs	alfas	filme
	m	m	m/s	m/s		mm
231	0.548	0.52	2	2	0.218	1.333
232	0.536	0.52	1.515	1.667	0.293	1.392
233	1.076	0.568	2.381	1.613	0.293	1.676
234	1.143	0.54	2.174	1.667	0.217	1.055
235	0.421	0.737	1.724	1.428	0.244	0.885
236	0.606	0.557	1.563	1.667	0.232	1.353
237	0.418	0.438	2.272	1.724	0.258	2.518
238	0.488	0.583	1.47	1.724	0.265	0.901
239	0.415	0.628	1.515	1.724	0.275	2.075
240	0.275	0.391	1.562	1.563	0.245	1.734
243	0.545	0.7	1.724	1.389	0.262	1.311
244	0.462	0.721	1.724	2.083	0.146	0.957
245	0.51	0.613	1.667	1.613	0.246	1.357
246	0.372	0.448	1.389	1.613	0.126	1.443
247	0.55	0.445	1.667	1.515	0.262	1.276
248	0.7	0.594	1.924	1.471	0.288	1.34
249	0.879	0.625	1.724	1.563	0.269	0.993
250	0.665	0.561	1.923	1.515	0.27	1.152
251	0.3	0.864	1.563	1.786	0.223	2.974
253	0.834	1.161	1.563	1.923	0.146	1.463
254	0.936	0.536	2	1.282	0.287	1.526
255	0.5	0.619	2	1.923	0.304	1.727
256	0.681	0.564	1.613	1.515	0.277	1.406
257	0.836	0.736	1.786	1.613	0.235	1.126
258	0.573	0.881	2.272	1.613	0.278	1.64
259	0.447	0.473	1.389	1.923	0.274	1.337
260	0.892	0.397	1.923	1.389	0.283	0.979
261	0.411	0.629	1.852	1.786	0.293	1.61
262	0.634	0.597	1.428	1.562	0.289	1.138
264	0.41	0.865	1.613	1.351	0.263	1.5
265	0.556	0.642	1.471	2.083	0.314	1.843
266	0.643	0.422	1.786	1.25	0.279	1.515
267	0.438	0.692	1.563	2	0.254	1.199
269	0.36	0.766	2	1.563	0.082	1.734
273	1.268	0.7	2	1.389	0.236	1.044
274	0.6	0.795	1.471	1.316	0.238	1.232
278	0.455	0.529	1.613	1.471	0.281	1.728
279	0.554	0.726	1.786	1.852	0.274	0.912
284	0.603	1.621	1.563	1.515	0.212	1.228
285	0.582	0.693	2.273	1.852	0.259	1.332
286	0.627	0.593	1.515	1.667	0.307	1.474
287	0.709	0.411	2.174	2.778	0.295	2.253
288	0.78	1.122	2	1.351	0.3	1.276
289	1.017	0.486	2.083	1.351	0.287	1.907
290	0.558	0.72	1.923	1.429	0.29	1.238
291	0.423	0.714	1.47	2.272	0.153	1.16
292	1.504	0.694	2	1.613	0.231	1.341

Tabela C-2 - Análise estatística de dados

	LBT	LS	VB	VS	ALFAS	FILME
Média	1.4034875	0.7043	1.68159167	1.78488333	0.3474	1.1819
Erro padrão	0.04469653	0.02277628	0.2175329	0.02736043	0.0025508	0.02342199
Mediana	1.265	0.609	1.852	1.724	0.267	1.1415
Modo	1.224	0.4	2	2	0.276	0.845
Desvio padrão	0.69243572	0.35284859	3.37000526	0.4238659	0.03951684	0.36285194
Variância da amostra	0.47946722	0.12450213	11.3569354	0.1796623	0.00156158	0.13166153
Curtosis	2.00106162	1.21025883	227.890405	25.7846955	-0.02004515	25.7959759
Assimetria	1.2022158	1.2011715	-14.8942149	2.75955432	-0.85474952	3.91682771
Intervalo	4.257	1.949	55.204	5.392	0.171	3.476
Mínimo	0.11	0.089	-49.648	0.167	0.143	0.613
Máximo	4.367	2.038	5.556	5.559	0.314	4.089
Soma	336.837	169.032	403.582	428.372	61.794	283.656
Contagem	240	240	240	240	240	240
Nível de confiança(95.000%)	0.08760347	0.04464062	0.42635603	0.05362537	0.00499947	0.04590619
cv	49.3367926	50.0991892	200.405683	23.7475411	11.3750271 cv	30.7007309
beta	0.66585816				alfaf	0.86578646
vif(Brotz)	1.50922823				alfat	0.69257185
balanço de massa		jg ji				
		1.00633213				
		0.08871738				
vls=			VLF=			
vgs=	1.02536852	AJUSTE:	vis=			
vgf=	1.22594709		vgs=			
	1.4987626		vgf=			
			JL=			
			JG=			