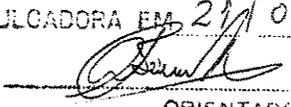


ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE A REDAÇÃO FINAL D
TESE DEFENDIDA POR *Oscar Mauricio Hernandez*
Rodriguez E APROVADA PEL
COMISSÃO JULGADORA EM 21/06/2002.


ORIENTADOR

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
COMISSÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA**

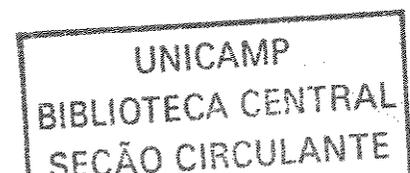
**Forma da Interface e Gradiente de Pressão no
Padrão Líquido-Líquido Anular Vertical
Ascendente**

Autor: Oscar Mauricio Hernandez Rodriguez

Orientador: Antonio Carlos Bannwart

06/02

UNICAMP



**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
COMISSÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENERGIA**

**Forma da Interface e Gradiente de Pressão no
Padrão Líquido-Líquido Anular Vertical
Ascendente**

Autor: Oscar Mauricio Hernandez Rodriguez
Orientador: Antonio Carlos Bannwart

Curso: Engenharia Mecânica
Área de Concentração: Térmica e Fluidos

Tese de doutorado apresentada à comissão de Pós Graduação da Faculdade de Engenharia Mecânica, como requisito para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Mecânica.

Campinas, 2002
S.P. – Brasil

UNIDADE BR
Nº CHAMADA T/UNICAMP
H43f
V _____ EX _____
TOMBO BCI 51548
PROC 16.837/02
C _____ DX _____
PREÇO R\$ 11,00
DATA 14/11/02
Nº CPD _____

CM00176459-2

BIB ID 267013

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

H43f

Hernandez Rodriguez, Oscar Mauricio

Forma da interface e gradiente de pressão no padrão líquido-líquido anular vertical ascendente / Oscar Mauricio Hernandez Rodriguez. --Campinas, SP: [s.n.], 2002.

Orientador: Antonio Carlos Bannwart.
Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica.

1. escoamento multifásico. 2. Hidrodinâmica – Modelos matemáticos. 3. Estabilidade – Modelos matemáticos. 4. Petróleo – Transporte. I. Bannwart, Antonio Carlos. II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Mecânica. III. Título.

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
COMISSÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENERGIA

TESE DE DOUTORADO

**Forma da Interface e Gradiente de Pressão no Padrão
Líquido-Líquido Anular Vertical Ascendente**

Autor: Oscar Mauricio Hernandez Rodriguez

Orientador: Antonio Carlos Bannwart



Prof. Dr. Antonio Carlos Bannwart, Presidente

Instituição: DEP - FEM - UNICAMP



Prof. Dr. Geraldo Afonso Spinelli Martins Ribeiro

Instituição: CENPES - PETROBRAS



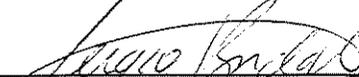
Prof. Dr. Luis Fernando Alzuguir Azevedo

Instituição: PUC - RJ



Prof. Dr. Carlos Alberto Carrasco Altemani

Instituição: DE - FEM - UNICAMP



Prof. Dr. Sérgio Nascimento Bordalo

Instituição: DEP - FEM - UNICAMP

Campinas, 21 de junho de 2002

00 149112

Dedicatória:

Dedico este trabalho à Fabiana, minha amada esposa, amiga e companheira.

Agradecimentos

Este trabalho não poderia ser terminado sem a ajuda de diversas pessoas às quais presto a minha homenagem:

Ao meu pai pelo exemplo e incentivo em todos os momentos da minha vida.

À minha mãe pelo carinho e dedicação e aos meus irmãos pela presença e amizade.

À minha esposa Fabiana pela paciência, compreensão e amor.

Ao Prof. Dr. Antonio Carlos Bannwart pelo incentivo constante, confiança, amizade e acompanhamento durante todas as etapas do trabalho.

Aos professores da Faculdade de Engenharia Mecânica pelos ensinamentos, apoio e colaboração.

Às colegas do Laboratório de *Core-Flow* Isabela Simões Wang, Rosa Maribel Obregon Vara e Claudia Varajão de Carvalho.

À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo pelo suporte financeiro na forma de bolsa de estudos e reserva técnica e ao CENPES-PETROBRÁS pelo suporte técnico e material doado.

Aos amigos e colegas Rigoberto Eleazar Melgarejo Morales e Arlindo de Matos pelo companheirismo e pelas discussões elucidativas.

Ao Prof. Dr. René Oliemans e Dr. Luis Portela pela oportunidade e pelas discussões enriquecedoras.

Aos funcionários do Departamento de Energia Alcimar da Silveira e Adriano Navarro de Moraes e do Departamento de Engenharia do petróleo Luiz Benedicto Pompeo Neto e Geraldo da Conceição Pereira pelo apoio e colaboração.

Aos amigos Antônio Batista de Jesus, Marcelo Cunha da Silva, Maria das Graças da Silva, Edna Santiago Benta e André Dias Bezerra pelo companheirismo e amizade.

A todos que direta ou indiretamente contribuíram para a conclusão deste trabalho.

Resumo

HERNANDEZ RODRIGUEZ, Oscar Mauricio, *Forma da Interface e Gradiente de Pressão no Padrão Líquido-Líquido Anular Vertical Ascendente*, Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 2002, 239 p. Tese (Doutorado)

Neste trabalho foi estudado o padrão de escoamento bifásico líquido-líquido anular vertical ascendente, visando sua aplicação para a elevação de petróleo pesado. Um dos principais problemas referentes à viabilidade econômica da movimentação deste tipo de óleo são os enormes gradientes de pressão por fricção envolvidos. A técnica estudada consiste no transporte hidráulico de fluidos altamente viscosos através da injeção de pequenas quantidades de água, de tal forma a criar uma adequada lubrificação do óleo e estabelecer um padrão de fluxo anular, conhecido por *core-flow* ou *core-annular flow*. O trabalho investigou uma série de tópicos considerados relevantes no estudo do escoamento óleo pesado-água em tubulações: padrões de fluxo, estabilidade hidrodinâmica do padrão anular, forma da interface, fração volumétrica e perda de pressão bifásica. Descreve-se as experiências realizadas em laboratório onde foram visualizados os padrões e geradas cartas de fluxo. São apresentados novos dados de fração volumétrica e propriedades das ondas interfaciais. Apresenta-se também novas medições de gradiente de pressão por fricção para o escoamento anular vertical ascendente. Foram desenvolvidas modelagens matemáticas e interpretações físicas à luz dos resultados experimentais, que permitiram determinar uma solução para a interface óleo-água no padrão anular e propor novos critérios de transição do padrão anular para o padrão intermitente e novas correlações para a previsão da fração volumétrica do óleo e da perda de pressão bifásica. As comparações realizadas entre os dados experimentais e os resultados gerados mostrou-se excelente.

Palavras chave

Escoamento Multifásico, Escoamento Óleo-Água, Padrão Anular, Estabilidade Hidrodinâmica, Modelagem, Óleo Pesado.

Abstract

HERNANDEZ RODRIGUEZ, Oscar Mauricio, *Interface Shape and Pressure Gradient in Upward Vertical Core-Annular Flow*, Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 2002, 239 p. Tese (Doutorado)

This investigation describes the upward vertical annular two-phase flow for application on heavy oil production. One of the main problems concerning the exploitation of this kind of crude is the huge friction pressure gradient involved. The technology that has been studied for the very viscous fluid transportation consists in the continuous injection of little amounts of water in such a way to create a lubrication layer and establish the flow pattern known as core-annular flow or core-flow. The aim of the research was to study the main issues related to heavy oil-water pipe flow, e.g.: flow patterns, hydrodynamic stability, interface shape, holdup and pressure drop. Laboratory experiments have been carried out where the flow patterns were visualized and flow maps generated. Holdup and interfacial properties were also obtained. Besides, pressure drop gradients were measured for upward vertical core-flow. Mathematical modeling has also been developed allowing the physical interpretation of experimental data. A solution has been obtained for the oil-water interface. New transition criteria from core-flow to intermittent flow are suggested and new correlations to predict the holdup and the two-phase pressure drop were developed. Comparisons between experimental data and the theoretical results were made with excellent agreement.

Key Words

Multiphase flow, Oil-water flow, Core flow, Hydrodynamic stability, Modeling, Heavy oil.

Índice

Índice	i
Lista de Figuras	vi
Lista de Tabelas	xv
Nomenclatura	xvi
Capítulo 1: Introdução	1
Capítulo 2: Revisão Bibliográfica	7
2.1 Perda de Pressão em Escoamento Óleo-Água.	11
2.2 Padrões de Fluxo Óleo-Água em Tubulações.	15
2.3 Geometria da Interface Óleo-Água no Padrão de Fluxo <i>Core-Flow</i> .	19
2.4 Estabilidade Hidrodinâmica do Padrão de Fluxo Óleo-Água <i>Core-Flow</i>	22
Capítulo 3: Montagem Experimental, Medições e Tratamento dos Dados	27
3.1 Aparato experimental	27
3.1.1 Sistemas para medição da vazão de óleo	28
3.1.2 Verificação da medida da vazão de óleo	32
3.1.3 Sistema de visualização, filmagem e gravação da interface óleo-água	33
3.2 Organização do trabalho experimental	34
3.3 Medição e Monitoramento das Propriedades Físicas do Óleo	36
3.3.1 Monitoramento da viscosidade do óleo	36
3.3.2 Monitoramento da densidade do óleo	38
3.3.3 Medição da tensão interfacial óleo-água	39
3.4 Medida da Perda de Pressão por Fricção em Escoamento Core-flow Vertical Ascendente	40

3.5	Análise Visual dos Padrões de Fluxo Bifásico Óleo-Água	44
3.6	Varredura da Interface Óleo-Água no Padrão Core-Flow Vertical Ascendente	45
3.7	Medição das Propriedades Geométricas da Interface	46
3.8	Medida da Velocidade da Onda Interfacial	50
3.9	Obtenção Fotográfica da Fração Volumétrica do Óleo	52
Capítulo 4: Resultados Experimentais		55
4.1	Definição dos Padrões e Cartas de Fluxo para escoamento Óleo-Água Vertical Ascendente	55
4.1.1	Definição dos Padrões de fluxo, Sub-padrões e Padrões mistos	55
4.1.2	Cartas de fluxo para escoamento óleo-água vertical ascendente	59
4.2	Propriedades da Interface Óleo-Água no padrão Anular Vertical Ascendente	62
4.2.1	Propriedades Geométricas da interface	63
4.2.2	Velocidade de propagação das ondas interfaciais	66
4.3	Fração Volumétrica <i>in situ</i> no Padrão <i>Core-Flow</i> Vertical Ascendente	68
4.4	Gradiente de Pressão em Core-Flow Vertical Ascendente	70
4.4.1	Gradiente de pressão por fricção	71
4.4.2	Gradiente de pressão por fricção <i>versus</i> gradiente de pressão hidrostático para o óleo	72
4.4.3	Fator de redução do gradiente de pressão por fricção	74
4.4.4	Fator de redução de potência por fricção	76
4.4.5	Gradiente de pressão por fricção para a água escoando à vazão da mistura <i>versus</i> gradiente de pressão por fricção em <i>core-flow</i>	78
4.4.6	Gradiente de pressão por fricção <i>versus</i> gradiente de pressão hidrostático em <i>core-flow</i>	81
4.4.7	Gradiente de pressão total	81
4.4.8	Fator de redução do gradiente de pressão total	82
4.4.9	Fator de redução da potência total	85
Capítulo 5: Estabilidade Hidrodinâmica e Critérios de Transição para o Padrão <i>Core-Flow</i>		88
5.1	Equações Unidimensionais para as Fases	88
5.1.1	Balanços globais instantâneos para escoamento bifásico	89

5.1.2 Equações locais instantâneas para escoamento bifásico	91
5.1.3 Equações instantâneas médias numa seção – Equações unidimensionais	92
5.2 Equações Unidimensionais para Core-Flow Vertical Ascendente	95
5.3 Acoplamento das Equações	99
5.4 Aplicação da Teoria da Estabilidade Linear para <i>Core-Flow</i> Vertical Ascendente	101
5.5 Estabilidade Hidrodinâmica para Escoamento Óleo Leve-Água	103
5.5.1 Testando o código desenvolvido por Trallero (1995)	106
5.5.1.1 Inversão de fase	106
5.5.1.2 Escoamento estratificado	109
5.5.2 Modificações no código fonte de Trallero	111
5.5.3 Análises dos efeitos da viscosidade do óleo e do material da tubulação nas transições de padrão em escoamento óleo leve-água	112
5.5.3.1 Comparações entre os resultados do modelo de Trallero modificado e os dados experimentais de Angeli (1996), para inversão de fase.	112
5.5.3.2 Transições de padrão em função da razão de viscosidades	112
5.5.3.3 Comparação entre os resultados do modelo de Trallero modificado e os dados experimentais de Angeli (1996) e Valle e Utvik (1997) – Mapas de fluxo.	114
5.5.3.4 Efeito da rugosidade da parede do tubo nas transições entre os padrões	118
5.5.4 Geração de cartas de fluxo para uma situação real	122
5.6 Critérios de Transição para <i>Core-Flow</i> Vertical Ascendente	126
5.6.1 Estabilidade de Kelvin-Helmholtz	127
5.6.2 Critério de estabilidade geral para densidades iguais ($\rho_1 = \rho_2$)	133
5.6.3 Transições previstas pelo critério de Kelvin-Helmholtz e critério geral para densidades iguais e comparação com a carta de fluxo obtida neste trabalho	136
5.6.4 Critério geral para densidades diferentes	137

Capítulo 6: Forma da Interface e Modelagem da Fração Volumétrica <i>in situ</i> para <i>Core-Flow</i> Vertical Ascendente	140
6.1 Equações Governantes para <i>Core-Flow</i>	140
6.1.1 Geometria do problema	140
6.1.2 Hipóteses Simplificadoras	141
6.1.3 Análise de ordem de grandeza	141
6.1.4 Equações Gerais para <i>Core-Flow</i>	143
6.1.5 Acoplamento das Equações Gerais para <i>Core-Flow</i>	145
6.1.6 Condições de Contorno	147
6.1.7 Adimensionalização das Equações Gerais para <i>Core-Flow</i>	148
6.1.8 Aplicação das equações gerais ao <i>core flow</i> vertical ascendente	150
6.1.9 Simplificação das equações para <i>core-flow</i> vertical ascendente – Teoria da Lubrificação	151
6.1.10 Considerações a respeito do raio de curvatura da interface	152
6.1.11 Equação para a interface	153
6.2 Fração Volumétrica <i>in situ</i> para <i>Core-Flow</i> Vertical Ascendente	159
6.2.1 Correlação para a estimativa da fração volumétrica <i>in situ</i>	159
6.2.2 Fração volumétrica <i>in situ</i> obtida geometricamente	168
6.3 Metodologia para a Geração da Geometria da Interface	169
6.4 Comparações entre os Resultados Teóricos e os Dados Experimentais	175
6.4.1 Curvatura média da interface	176
6.4.2 Verificação da geometria da onda interfacial gerada	178
Capítulo 7: Correlação para a Perda de Pressão no Padrão <i>Core-Flow</i>	183
7.1 Correlação proposta por Prada (1998)	183
7.2 Nova correlação para o gradiente de pressão por fricção	189
Capítulo 8: Conclusões e Sugestões para Próximos Trabalhos	194
8.1 Conclusões	194
8.1.1 Padrões de fluxo	194
8.1.2 Estabilidade hidrodinâmica do <i>core-flow</i> vertical ascendente	195
8.1.3 Propriedades da interface e fração volumétrica <i>in situ</i> (Holdup)	196
8.1.4 Perda de pressão em <i>core-flow</i> vertical Ascendente	197

8.2 Sugestões para Trabalhos Futuros	198
Referências Bibliográficas	200
Anexo I: Verificação do Efeito da Paralaxe na Medição das Propriedades da Interface e Fração Volumétrica do Óleo	209
Anexo II: Definição dos Padrões e Cartas de Fluxo para Escoamento Óleo-Água Horizontal	212
AII.1 Definição dos Padrões de fluxo, Sub-padrões e Padrões mistos	212
AII.2 Cartas de Fluxo para Escoamento Óleo-água Horizontal	215
Anexo III: Geração das Fronteiras entre o Padrão Anular e o Padrão Intermitente	218
AIII.1 Critério de Kelvin-Helmholtz	218
AIII.2 Critério geral para densidades iguais	220
Anexo IV: Tabelas com os Dados Experimentais	222
IV.1 Padrões de fluxo Perda de Pressão	222
IV.2 Geometria da Interface, Velocidade das ondas e Fração volumétrica	230
Anexo V: Incerteza Experimental	232
V.1 Velocidade superficial da água, J_2	234
V.2 Velocidade superficial do óleo, J_1 – técnica da rotação da bomba	235
V.3 Velocidade superficial do óleo, J_1 – técnica da perda de pressão	237

Lista de Figuras

Figura 2.1	Escoamento óleo pesado-água no padrão core-flow vertical ascendente (óleo cru com densidade 930 kg/m^3 e viscosidade $500 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ a 20°C), onde podem ser observadas as ondas tipo bambu em tubulação de vidro borosilicato de 10 mm de diâmetro interno (foto tomada da montagem experimental apresentada na feira CIENTEC 2001 - Mostra de Ciência e Tecnologia para o Desenvolvimento, Unicamp)	9
Figura 2.2	Padrões de fluxo observados por Trallero, (Trallero, 1995)	16
Figura 2.3	Padrões de fluxo observados por Elseth, (Elseth, 2001)	18
Figura 2.4	Padrão de fluxo core-flow vertical ascendente (ondas bambu) em tubulação de 9,6 mm de diâmetro interno; Da esquerda para a direita ocorre o aumento da vazão de óleo, mantendo-se a vazão de água constante, (Bai, 1996)	20
Figura 2.5	Transição do padrão bolhas para o padrão core-flow vertical ascendente; de (a) para (e) ocorre o aumento da velocidade superficial da fase mais viscosa ou central (Renardy e Li, 2001)	22
Figura 2.6	Ondas previstas pelo modelo de lubrificação (Oliemans, 1986)	23
Figura 2.7	Comparação entre as ondas previstas pelo modelo de lubrificação e pelo modelo de levitação (Bai, 1996).	24
Figura 3.1	Esquema da instalação experimental	29
Figura 3.2	Velocidade superficial do óleo em função da perda de pressão	33
Figura 3.3	Malha de pontos experimentais coletados	35
Figura 3.4	Curvas de viscosidade em função da temperatura obtidas através de reômetro rotativo	37
Figura 3.5	Variação da viscosidade do óleo em função do tempo de operação (25°C)	38

Figura 3.6	Variação da densidade do óleo em função do tempo de operação	39
Figura 3.8	Curva teórica para perda de pressão por fricção para escoamento de água e os pontos experimentais obtidos através do transdutor de pressão diferencial calibrado	41
Figura 3.9	Comparação entre os dados de perda de pressão coletados e duas séries de replicatas	42
Figura 3.10	Sistema para medição da diferença de pressão dinâmica	43
Figura 3.11	Imagens típicas do escoamento core-flow vertical ascendente à velocidade superficial da água constante $J_2 = 0.0576$ m/s: (a) $J_1 = 0.211$ m/s ; (b) $J_1 = 0.370$ m/s ; (c) $J_1 = 0.608$ m/s	45
Figura 3.12	Varredura da interface via software; os pontos vermelhos representam as coordenadas em r e z (baseadas na parede externa do tubo e no centro do tubo)	46
Figura 3.13	Valores de comprimentos de ondas adquiridos para dois pares de vazões de óleo e água especificados	47
Figura 3.14	Valores de raios mínimos de onda adquiridos para dois pares de vazões de óleo e água especificados	48
Figura 3.15	Valores de raios máximos de onda adquiridos para dois pares de vazões de óleo e água especificados	49
Figura 3.16	Imagem fornecida pela câmera digital; logo à direita percebe-se a escala e mais à direita o display onde é fornecido o tempo de filmagem em milisegundos.	51
Figura 3.17	Dados de velocidades de onda obtidos para três pares de vazões	52
Figura 3.18	Frações volumétricas obtidas via técnica fotografica para três pares de vazões	53
Figura 4.1	Visualização dos padrões puros do escoamento óleo-água vertical ascendente	57
Figura 4.2	Padrões mistos do escoamento óleo-água vertical ascendente	59
Figura 4.3	Carta de fluxo para escoamento água-óleo pesado (viscosidade 500 mPa.s e densidade 935 kg/m ³ a 25° C) vertical ascendente em tubulação de vidro borossilicato de 28,4 mm DI (apenas os padrões puros)	60

Figura 4.4	Carta de fluxo para escoamento água-óleo pesado (viscosidade 500 mPa.s e densidade 935 kg/m ³ a 25° C) vertical ascendente em tubulação de vidro borossilicato de 28,4 mm DI (todos os padrões)	61
Figura 4.5	Comparação entre os dados obtidos neste trabalho (pontos) e os padrões de fluxo observados por Joseph e Renardy (a) e Flores <i>et al.</i> (b); linhas cheias delimitam os padrões	63
Figura 4.6	Comprimento de onda em função da razão de velocidades superficiais para 5 diferentes velocidades superficiais de água	64
Figura 4.7	Amplitude da onda em função da razão de injeção	64
Figura 4.8	Raio mínimo (R_{min}) e raio máximo (R_{max}) em função da razão de injeção	66
Figura 4.9	Raio mínimo (R_{min}) e raio máximo (R_{max}) em função do comprimento de onda	66
Figura 4.10	Comparação entre a velocidade de onda obtida experimentalmente (a) e a velocidade superficial da mistura (J)	67
Figura 4.11	comparação entre a velocidade de onda obtida experimentalmente adimensional (a/J_2) e a velocidade superficial da mistura adimensional (J/J_2)	68
Figura 4.12	Fração volumétrica obtida pela técnica fotográfica e a prevista pelo modelo homogêneo em função da razão de injeção	69
Figura 4.13	Deslizamento entre as fases em função do fração volumétrica in situ do óleo	69
Figura 4.14	Comparação entre a fração volumétrica in situ obtida pela técnica fotográfica e a prevista pelo modelo homogêneo	70
Figura 4.15	Gradiente de pressão por fricção experimental em core-flow em função da razão de injeção água-óleo e para diferentes velocidades superficiais de óleo	72
Figura 4.16	Razão entre o gradiente de pressão por fricção e o gradiente de pressão hidrostático em função da velocidade superficial do óleo para o óleo cru (viscosidade 500 mPa.s e densidade 925 kg/m ³ a 25° C) em escoamento monofásico	73
Figura 4.17	Fator de redução do gradiente de pressão por fricção em função da razão de injeção água-óleo e para várias velocidades superficiais do óleo	75
Figura 4.18	fator de redução do gradiente de pressão por fricção em função da razão de injeção água-óleo e para as menores velocidades superficiais do óleo obtidas	76

Figura 4.19	Fator de redução do gradiente de pressão por fricção em função da fração volumétrica de injeção da água para todos os testes realizados	77
Figura 4.20	Fator de redução de potência por fricção em função da fração volumétrica de injeção da água para todos os testes realizados	78
Figura 4.21	Razão entre o gradiente de pressão por fricção em core-flow e o gradiente de pressão por fricção para escoamento monofásico da água à vazão da mistura em função da fração volumétrica de injeção da água	79
Figura 4.22	Razão entre o gradiente de pressão por fricção em core-flow e o gradiente de pressão para escoamento monofásico da água à vazão da mistura em função da fração volumétrica in situ do óleo	80
Figura 4.23	Razão entre o gradiente de pressão por fricção e o gradiente de pressão hidrostático em core-flow e em função da velocidade superficial da mistura	82
Figura 4.24	Gradiente de pressão total em função da razão de injeção água-óleo para várias velocidades superficiais do óleo	83
Figura 4.25	Fator de redução do gradiente de pressão total em função da razão de injeção água-óleo e para várias velocidades superficiais do óleo	84
Figura 4.26	Fator de redução do gradiente de pressão total em função da fração volumétrica de injeção da água para todos os testes realizados	85
Figura 4.27	Fator de redução de potência total em função da fração volumétrica de injeção da água	86
Figura 4.28	Energia específica necessária para elevar óleo em padrão core-flow em função da razão de injeção e para diferentes velocidades superficiais do óleo	87
Figura 5.1	Localização das fases	90
Figura 5.2	Localização da interface e parâmetros geométricos	93
Figura 5.3	Descrição esquemática do padrão <i>core-flow</i> vetical ascendente e principais variáveis	96
Figura 5.4	Transição da emulsão o/w para a emulsão w/o em função do diâmetro do tubo	107
Figura 5.5	Transições da emulsão o/w para a emulsão w/o em função do termo de tensão cisalhante interfacial	108
Figura 5.6	Transições da emulsão o/w para a emulsão w/o em função do ângulo de inclinação	108

Figura 5.7	Transição do ST para ST & MI em função do diâmetro do tubo	110
Figura 5.8	Transição do ST para ST & MI em função da tensão cisalhante interfacial	110
Figura 5.9	Transição do ST para ST & MI em função do ângulo de inclinação	111
Figura 5.10	Resultados do modelo de Trallero e dados experimentais de Angeli (1996) para inversão de fase; tubulação de acrílico	113
Figura 5.11	Resultados do modelo de Trallero e dados experimentais de Angeli (1996) para inversão de fase; tubulação de aço inox	113
Figura 5.12	Limite da emulsão de óleo-em-água em função da razão de viscosidades	114
Figura 5.13	Fronteiras entre o padrão de fluxo estratificado (ST) e o padrão estratificado com mistura na interface (ST & MI)	115
Figura 5.14	Comparação entre a carta de fluxo gerada e os dados experimentais de Angeli (1996) para tubulação de acrílico (DI = 2.4 cm)	115
Figura 5.15	Comparação entre a carta de fluxo gerada e os dados experimentais de Angeli (1996) para tubulação de aço inox (DI = 2.4 cm)	117
Figura 5.16	Comparação entre a carta de fluxo gerada e os dados experimentais de Valle and Utvik para tubulação de aço (DI = 7.79 cm)	118
Figura 5.17	Transição do padrão estratificado (ST) para o padrão estratificado com mistura na interface (ST & MI) em função da rugosidade da parede do tubo ($\mu_1 / \mu_2 = 29.6$)	119
Figura 5.18	Transição do padrão estratificado (ST) para o padrão estratificado com mistura na interface (ST & MI) em função da rugosidade da parede do tubo ($\mu_1 / \mu_2 = 3$)	120
Figura 5.19	Transições entre o padrão estratificado com mistura na interface (ST & MI) e o padrão dispersão de óleo-em-água e água (Do/w & w) e entre o padrão estratificado com mistura na interface (ST & MI) e o padrão dispersão de água-em-óleo e dispersão de óleo-em-água (Dw/o & Do/w), em função da rugosidade da parede do tubo ($\mu_o / \mu_w = 29.6$)	121
Figura 5.20	Transição da emulsão de óleo-em-água (o/w) para a emulsão de água-em-óleo (w/o) (inversão de fase), em função da rugosidade da parede do tubo ($\mu_o / \mu_w = 29.6$)	122

Figura 5.21	Carta de fluxo para razão de viscosidades $\mu_o / \mu_w = 30$, diâmetro interno e rugosidade da tubulação: DI = 4 polegadas e $e = 0.12$ mm, respectivamente	123
Figura 5.22	Carta de fluxo para razão de viscosidades $\mu_o / \mu_w = 30$, diâmetro interno e rugosidade da tubulação: DI = 4 polegadas e $e = 0.06$ mm, respectivamente	123
Figura 5.23	Carta de fluxo para razão de viscosidades $\mu_o / \mu_w = 3$, diâmetro interno e rugosidade da tubulação: DI = 4 polegadas e $e = 0.06$ mm, respectivamente	124
Figura 5.24	Carta de fluxo para razão de viscosidades $\mu_o / \mu_w = 3$, diâmetro interno e rugosidade da tubulação: DI = 4 polegadas e $e = 0.12$ mm, respectivamente	125
Figura 5.25	Comprimentos de onda obtidos experimentalmente em função da razão de injeção e comprimentos de onda máximos fornecidos pelo critério de Kelvin-Helmholtz completo (λ_{max1}) e sem deslizamento (λ_{max2})	131
Figura 5.26	Critério de estabilidade de Kelvin-Helmholtz para core-flow vertical ascendente e para três parâmetros de distribuição diferentes: escoamento laminar, escoamento turbulento e fazendo o parâmetro de distribuição igual à unidade	132
Figura 5.27	Critério geral para core-flow em função da fração volumétrica in situ do óleo e da razão de viscosidades; valido para densidades das fases iguais	135
Figura 5.28	Fronteiras entre o padrão intermitente e core-flow obtidas através do critério de Kelvin-Helmholtz (linha pontilhada) e através do critério geral para densidades iguais (linha vermelha) e carta de fluxo obtida neste trabalho	136
Figura 5.29	Critério geral em função da fração volumétrica in situ do óleo; testado frente aos dados experimentais	139
Figura 6.1	Geometria do problema; core-flow	141
Figura 6.2	Seção transversal do escoamento core-flow	146
Figura 6.3	Raios de curvatura da interface	153
Figura 6.4	Domínio de solução	155
Figura 6.5	Forma da interface óleo-água em core-flow vertical ascendente para diversos valores de k	157
Figura 6.6	Comparação entre a velocidade de onda medida por técnica fotográfica e calculada pela Equação 6.92	165

Figura 6.7	Comparação entre a fração volumétrica do óleo calculada e para o caso da não existência de deslizamento	165
Figura 6.8	Deslizamentos ou razões de velocidades das fases <i>in situ</i> (s) previstos pela Equação 7.16 em função da fração volumétrica <i>in situ</i> do óleo; para $J_2=0,04$ (a) e $J_2=0,5\text{m/s}$ (b)	166
Figura 6.9	Comparação direta entre o deslizamento, s , previsto pela Equação 7.16 e o calculado diretamente através da técnica fotográfica; linha cheia representa a concordância ideal	166
Figura 6.10	Comparação entre a fração volumétrica <i>in situ</i> do óleo medida através de técnica fotográfica com os resultados calculados pela Eq. (3) e pelo modelo homogêneo em função da razão de injeção	167
Figura 6.11	Localização das fases	168
Figura 6.12	Razão entre amplitude e comprimento de onda versus fração volumétrica <i>in situ</i> ; círculos cheios e linha pontilhada representam os dados de Bai et al. (1996)	170
Figura 6.13	Razão entre amplitude e comprimento de onda versus fração de injeção da água; círculos cheios representam os dados de Oliemans (1986) e linhas cheias as médias	170
Figura 6.14	Relação entre o empuxo e a tensão interfacial na onda “bambu”	173
Figura 6.15	Número de Eotvos em função de da fração volumétrica <i>in situ</i> do óleo; círculos cheios são os dados de Bai et al (1996)	175
Figura 6.16	Fluxograma descritivo da metodologia para a geração da geometria da interface	176
Figura 6.17	Parâmetro de curvatura médio k (linha cheia) e parâmetros de curvatura instantâneos (pontos e linhas pontilhadas) em função do comprimento de onda	177
Figura 6.18	Comparações entre o perfil de onda instantâneo gerado (linha cheia) e o perfil de onda instantâneo medido (pontos); (a) $J_1=0.22$, $J_2=0.06$ m/s, $k_i=0.227$; (b) $J_1=0.64$, $J_2=0.3$ m/s, $k_i=0.437$ and (c) $J_1=1.12$, $J_2=0.18$ m/s, $k_i=0.682$	178

Figura 6.19	Amplitude da onda interfacial em função da fração volumétrica in situ do óleo; linha cheia representa a média do resultado fornecido pela presente teoria	179
Figura 6.20	Raios mínimo, R_o , e máximo, R_{max} , em função da fração volumétrica do óleo; linha cheia e linha pontilhada representam as médias dos resultados fornecido pela presente teoria	179
Figura 6.21	Raios mínimo, R_o , e máximo, R_{max} , em função da razão de injeção óleo-água; linha cheia e linha pontilhada representam as médias dos resultados fornecido pela presente teoria	180
Figura 6.22	Interface óleo-água visualizada (à esquerda) e simulada (à direita); $J_1 = 0,22$, $J_2 = 0,06$, $\lambda = 0,038$ m and $\varepsilon = 0,66$	181
Figura 6.23	Interface óleo-água visualizada (à esquerda) e simulada (à direita); $J_1 = 0,64$, $J_2 = 0,06$, $\lambda = 0,018$ m and $\varepsilon = 0,85$	181
Figura 7.1	Comparação direta entre os dados experimentais obtidos neste trabalho e os resultados previstos pela Equação 7.6, utilizando os parâmetros $b = 0,26$, $n = 0,25$ e $\gamma = 0,16$ obtidos por Prada (1998), para o gradiente de pressão por fricção em escoamento <i>core-flow</i> vertical ascendente; linha cheia representa a concordância ideal	187
Figura 7.2	Comparação direta entre os dados experimentais obtidos neste trabalho e os resultados previstos pela Equação 7.6 para o gradiente de pressão por fricção em escoamento <i>core-flow</i> vertical ascendente; linha cheia representa a concordância ideal	188
Figura 7.3	Comparação direta entre os dados experimentais e os resultados gerados pela Equação 7.14 para o gradiente de pressão por fricção em escoamento <i>core-flow</i> vertical ascendente; linha cheia representa a concordância ideal	192
Figura 7.4	Comparação direta entre os dados experimentais e os resultados gerados pela Equação 7.14 para o gradiente de pressão por fricção em escoamento <i>core-flow</i> vertical ascendente, onde foi substituída a Equação 7.16 pelo deslizamento obtido experimentalmente; linha cheia representa a concordância ideal	193

Figura AI	Comparação entre a fração volumétrica fornecida pelo programa (técnica fotográfica) e a fração volumétrica real	211
Figura AII.1	Carta de fluxo simplificada para escoamento óleo-água horizontal	216
Figura AII.2	Carta de fluxo completa para escoamento óleo-água horizontal	217

Lista de Tabelas

Tabela 4.1	Padrões puros do escoamento óleo-água vertical ascendente	56
Tabela 4.2	Sub-padrões do escoamento óleo-água vertical ascendente	57
Tabela 4.3	Padrões mistos do escoamento óleo-água vertical ascendente	58
Tabela AI	Comparação entre a fração volumétrica real e a obtida pela técnica fotográfica	210
Tabela AII.1	Padrões puros do escoamento óleo-água horizontal	212
Tabela AII.2	Sub-padrões do escoamento óleo-água horizontal	214
Tabela AII.3	Padrões mistos do escoamento óleo-água horizontal	215
Tabela AIV.1	dados experimentais coletados: padrões de fluxo e perda de pressão	223
Tabela AIV.2	dados experimentais coletados: geometria da interface, velocidade das ondas e fração volumétrica	230

Nomenclatura

Letras Latinas

a	velocidade da onda medida experimentalmente ou área superficial quando analisadas as equações instantâneas médias numa seção	m/s
a_k	constante adimensional para ajuste do fator de atrito (Equação 6.84)	
A	área da seção transversal do tubo ou área superficial do volume de controle	m ²
A_l	constante	
A_o	área da seção transversal média real ocupada pelo óleo, dada pela Equação (6.99)	m ²
b	constante adimensional para ajuste da correlação para perda de pressão por fricção	
c	velocidade da onda	m/s
c_o	velocidade da onda cinemática	m/s
C	fração volumétrica de injeção ou constante	
d	constante para ajuste da Equação 6.91	
D	diâmetro interno do tubo do teste	m
D_t	diâmetro do tubo onde é feita a medida do diferencial de pressão para o óleo	m

e	rugosidade	m
E	coeficiente da equação da onda (Equação 5.51) ou variância	
$Eo_{(\pi R^2)}$	número de Eötvös baseado em πR^2	
$Eo_{(R\lambda)}$	número de Eötvös baseado em $R\lambda$	
Eo_λ	número de Eötvös baseado em λ	
f	fator de atrito de Darcy ou uma função qualquer	
fe	resultante das forças gravitacionais e de cisalhamento	N
F	coeficiente da equação da onda (Equação 5.51)	
g	vetor aceleração da gravidade	m/s ²
G	diferencial de pressão mais termo gravitacional ou coeficiente da equação da onda (Equação 5.51)	Pa/m
h	constante adimensional exponencial para ajuste da Equação 6.91	
H	altura da coluna manométrica ou coeficiente da equação da onda (Equação 5.51)	m
j	constante adimensional exponencial para a definição do perfil de velocidade médio da água	
J	velocidade superficial ou velocidade superficial da mistura ($J=J_1+J_2$)	m/s
$J_{1\min}$	velocidade superficial do óleo mínima obtida pela técnica da rotação da bomba	m/s
k	parâmetro de curvatura da interface óleo-água médio	m
k_i	parâmetro de curvatura da interface óleo-água instantâneo	m
k	número da onda	m
K	parâmetro de distribuição (de energia cinética)	
L	distância entre as tomadas de pressão	m
m	razão de viscosidades água/óleo	
\dot{m}	vazão mássica	kg/s
M	coeficiente da equação da onda (Equação 5.51)	
n	constante adimensional exponencial para ajuste da correlação para perda de pressão por fricção	

n_k	constante adimensional exponencial do fator de atrito (Equação 6.84)	
\vec{n}	vetor unitário normal à superfície	
$\vec{n}_{k\zeta}$	vetor unitário normal à interface no plano perpendicular à direção axial, quando analisadas as equações instantâneas médias numa seção	
N	coeficiente da equação da onda (Equação 5.51)	
\vec{N}	vetor unitário normal à interface contido no plano Φ	
p	pressão (Capítulo 6)	Pa
P	pressão (Capítulo 5)	Pa
P'	pressão fornecida pelo medidor de pressão diferencial (Validyne)	Pa
q	constante adimensional exponencial para ajuste da Equação 6.91	
\dot{Q}	vazão volumétrica	m ³ /s
Q_v	vazão por volta da bomba de parafuso (óleo)	m ³ /volta
r	coordenada radial	m
r_i	posição da interface em relação ao centro do tubo	m
R	raio interno do tubo do teste	m
R_I	raio da interface para o critério de estabilidade (Capítulo 5)	m
Re	número de Reynolds baseado no diâmetro hidráulico	
Re_λ	número de Reynolds baseado no comprimento de onda (Equação 6.42)	
Re_δ	número de Reynolds baseado na espessura do filme de água (Equação 6.29)	
R_i	raio de curvatura local da interface	m
R_{max}	raio da interface máximo, referente à crista da onda interfacial	m
R_{min}	raio da interface mínimo da onda interfacial	m
R_o	raio da interface referente ao ponto de derivada (dr/dz) nula	m
Rs	Resultado da medição	
s	razão de deslizamento (<i>Holdup ratio</i>)	
s	desvio padrão	

$s_{i,o}$	termo relativo ao deslizamento interfacial na ausência de empuxo	
S	perímetro sobre o qual atua τ	m
t	tempo	s
u	componente da velocidade na direção radial (r)	m/s
u_h	incerteza relativa	
v	volume de controle (Capítulo 5) ou volume ocupado pelo óleo em core-flow	m ³
v	componente da velocidade na direção azimutal (θ) (Capítulo 6)	m/s
v_g	volume ocupado pelo óleo em core-flow obtido geometricamente (Equação 6.97)	m ³
v_r	volume real ocupado pelo óleo em core-flow (Equação 6.98)	m ³
V	velocidade	m/s
\vec{V}	vetor velocidade	m/s
\bar{V}_t	velocidade média de fluido escoando em duto (escoamento monofásico)	m/s
V_{ref}	velocidade de referência (Equação 6.89)	
w	componente da velocidade na direção axial (z)	m/s
w	frequência angular	1/s
w_c	velocidade do centro do tubo (por aproximação é a própria velocidade da fase óleo)	m/s
w_k	perturbação imposta nas velocidades	
W_c	velocidade axial do centro do óleo	m/s
x_i	medidas das variáveis dependentes	
y	distância normal a partir da parede do tubo	m
z	coordenada axial	

Letras Gregas

ΔP	perda de pressão	Pa
$\Delta \rho$	diferença de densidade	kg/m ³

φ	constante adimensional para ajuste da correlação para perda de pressão por fricção	
Φ	plano onde a interface esta contida	
ζ	contorno da interface, quando analisados os volumes de controle das fases	m
ζ_k	contorno da interface em contato com a parede do tubo, quando analisadas as equações instantâneas médias numa seção	m
Γ_f	Gradiente de pressão por fricção calculado pela correlação desenvolvida	Pa/m
Γ_h	Gradiente de pressão hidrostático	Pa/m
Γ_t	Gradiente de pressão total	Pa/m
Γ_{fe}	Gradiente de pressão por fricção obtido experimentalmente	Pa/m
Γ_{2o}	Gradiente de pressão por fricção extrapolado para o fluido do anel sozinho no tubo à vazão total	Pa/m
ξ	ângulo de inclinação	
ε	fração volumétrica do óleo (<i>Holdup</i>)	
δ	espessura do filme de água	m
γ	constante adimensional para ajuste da correlação para perda de pressão por fricção	
η	perturbação imposta na fração volumétrica da fase do núcleo (óleo)	
λ	comprimento de onda	m
λ_{\max_1}	comprimento de onda limite; critério de Kelvin-Helmholtz com deslizamento (Equação 5.66)	m
λ_{\max_2}	comprimento de onda limite; critério de Kelvin-Helmholtz sem deslizamento (Equação 5.67)	m
$\lambda(\varepsilon)$	função que representa o efeito do empuxo no cisalhamento e é aplicada apenas para escoamento inclinado ou vertical.	
ρ	densidade	kg/m ³
ρ_i	densidade superficial	kg/m ²
μ	viscosidade	Pa.s

θ	coordenada azimutal e ângulo referente à seção transversal do tubo	
σ	tensão interfacial	N/m
τ	tensão cisalhante	Pa
τ_{w2}	tensão cisalhante na parede que ocorreria se o fluido do anel (água) escoasse sozinho no mesmo tubo à vazão da mistura	Pa
Π	tensor das tensões	Pa
χ	parâmetro para a eliminação dos efeitos de parede no fenômeno interfacial	

Subscritos

1	óleo
2	água
$calc$	calculado
$core-flow$	escoamento óleo-água no padrão anular (<i>core-flow</i>)
exp	experimental
i	relativo à interface
inv	inversor de frequência
k	relativo às fases
m	mistura bifásica
max	máximo
min	mínimo
$oleo$	escoamento monofásico do óleo
p	partícula
r	direção radial
t	total
w	parede
y	direção vertical (referente à seção transversal do tubo)
z	direção axial
θ	direção azimutal

Superescritos

o	estado de equilíbrio
^	adimensional
'	primeira derivada em z (d/dz)
''	segunda derivada em z (d/dz)

Siglas

A	Anular “core-flow”
AO	Anular ondulado
AOBD	Anular ondulado+ Bolhas Dispersas
AOD	Anular ondulado distorcido
AODBD	Anular ondulado distorcido+ Bolhas Dispersas
AOE	Anular ondulado estratificado
AOEBD	Anular ondulado estratificado + Bolhas dispersas
AOP	Anular perturbado
AOPBD	Anular perturbado + Bolhas Dispersas
AP	Anular perfeito
APBD	Anular perfeito + Bolhas Dispersas
B	Bolhas (vertical) ou bolhas estratificadas (horizontal)
BBD	Bolhas + Bolhas Dispersas (vertical) ou Bolhas estratificadas + Bolhas dispersas (horizontal)
BD	Bolhas Dispersas
BDE	Bolhas dispersas estratificadas
BDH	Bolhas dispersas homogêneas
DO	disperso
Do/w & w	dispersão de óleo em água e água
Dw/o &	
Do/w	Dispensão de água em óleo e óleo em água
E	Estratificado

EBD	Estratificado + Bolhas dispersas
I	Intermitente
IBD	Intermitente + Bolhas Dispersas
K-H	critério de Kelvin-Helmholtz
M (o/w)	misturado, água dominante
M (trans.)	misturado transição
M (w/o)	misturado óleo dominante
o/w	emulsão de óleo em água
PCAF	escoamento anular perfeito (<i>Perfect Core Annular Flow</i>)
S	estratificado
SM/oil	estratificado misturado e camada de óleo
SM/water	estratificado misturado e camada de água
ST	estratificado
ST & MI	estratificado com mistura na interface
SW	estratificado ondulado
SWD	estratificado ondulado e gotas
w/o	emulsão de água em óleo
3L	camada tripla

Capítulo 1

Introdução

Analisando o cenário mundial, sabe-se que os preços do petróleo são função de uma série de fatores e entre os de origem econômica devem ser destacados os custos de produção e transporte. Muitas vezes um grande reservatório é descoberto e acaba sendo descartado, pois após uma avaliação técnica e econômica chega-se à conclusão de que seu aproveitamento é inviável. Um bom exemplo são os óleos pesados, cujas reservas são estimadas como sendo da ordem de trilhões de barris ao redor do mundo (Briggs *et al.*, 1998). Muitas vezes este tipo de petróleo não é aproveitado devido à falta de uma tecnologia viável para a sua produção e transporte.

A produção de óleo pesado no Brasil tem sido bastante problemática devido às dificuldades tecnológicas a serem superadas, especialmente em situações *offshore* e levando em conta a crescente capacitação nacional na exploração do subsolo marinho, especialmente sob lâminas de água profundas. Para facilitar o fluxo de óleos de alta viscosidade através de uma tubulação, costuma-se reduzir a viscosidade do óleo através da adição de óleos diluentes ou através do aquecimento do óleo em pequenos intervalos ao longo da tubulação. O primeiro caso exige, para sua aplicabilidade, a disponibilidade de óleos leves na mesma região do poço, enquanto que o segundo caso é inconveniente e caro.

Uma alternativa relativamente nova para a elevação e o transporte de óleos ultra-viscosos (na faixa dos 10^3 - 10^4 mPa.s) baseia-se na experiência acumulada no transporte de fluidos altamente viscosos por injeção de pequenas quantidades de água, de tal forma a criar uma adequada lubrificação do óleo e estabelecer um padrão de fluxo anular líquido-líquido, chamado

core-flow ou *core-annular flow*. Linhas para o transporte de petróleo pesado de aproximadamente 50 km de extensão e 6 polegadas de diâmetro interno foram construídas e operam com sucesso na Venezuela e nos Estados Unidos. Contudo, essa idéia parece não ter sido ainda testada para a elevação artificial de óleos ultraviscosos.

Em se tratando do projeto de linhas de produção e transporte de óleos pesados, ainda existem muitas questões em aberto. Do ponto de vista acadêmico, percebe-se após análise criteriosa da literatura que ainda existem muitas lacunas, como por exemplo: a descrição matemática completa da interface óleo-água, a modelagem mais refinada da estabilidade hidrodinâmica do padrão anular e posteriormente a geração de critérios de transição, o papel da molhabilidade da parede com o óleo, do escorregamento entre as fases, da inclinação e do diâmetro do duto na manutenção do padrão anular. Além disso, do ponto de vista prático, há também uma série de questões a serem respondidas, como: os efeitos da presença de gás em solução no óleo, a melhor solução para a posterior separação das fases (óleo, água e gás), a garantia da lubrificação no padrão anular em junções, curvas e conexões, as técnicas de controle do escoamento bifásico óleo-água, a geração de correlações mais eficientes para a previsão da fração volumétrica *in situ* das fases e perda de pressão em escoamento bifásico óleo-água e o estudo de outros padrões de fluxo óleo-água que sejam também viáveis para o transporte hidráulico de óleos pesados.

O objetivo deste trabalho de pesquisa é responder a algumas das questões acima citadas, trazendo à luz algumas características ainda desconhecidas do escoamento bifásico óleo-água quanto à física envolvida, e, conseqüentemente, contribuir para a viabilização de uma nova tecnologia para a produção e transporte de petróleo pesado.

Neste trabalho foram realizadas experiências em laboratório que forneceram novas informações quanto: à geometria da interface óleo-água no padrão *core-flow*, aos padrões de fluxo e à perda de pressão atuante em escoamento bifásico óleo-água. Também foram realizadas análises matemáticas na busca por um melhor entendimento dos fenômenos físicos envolvidos no transporte hidráulico de óleos pesados. Foi obtida uma solução para a interface óleo-água no padrão *core-flow* e foram desenvolvidos critérios de transição do padrão anular para o padrão

intermitente e novas correlações para a previsão da fração volumétrica do óleo *in situ* e da perda de pressão em escoamento bifásico óleo pesado-água anular vertical ascendente.

Nesse contexto, o presente trabalho tem por metas:

1. Realizar um estudo experimental do escoamento óleo pesado-água em duto vertical, com especial atenção dada ao escoamento anular óleo-água (*core-flow*) vertical ascendente:
 - Identificar os padrões de fluxo óleo pesado-água e gerar mapas de fluxo;
 - Desenvolver e testar técnica fotográfica para a medição da fração volumétrica do óleo;
 - Medir a perda de pressão;
 - Medir as propriedades geométricas da interface (amplitude e comprimento das ondas interfaciais);
 - Medir a velocidade de propagação das ondas interfaciais e
 - Desenvolver e testar método para a obtenção da curvatura instantânea da interface.
2. Realizar um estudo matemático do escoamento anular óleo-água (*core-flow*) vertical ascendente:
 - Desenvolver modelo matemático visando a descrição e previsão da geometria da interface óleo-água em escoamento *core-flow* vertical ascendente,
 - Desenvolver uma análise unidimensional transiente da estabilidade hidrodinâmica do padrão anular líquido-líquido vertical ascendente visando a obtenção de critérios de transição;

- Desenvolver uma nova correlação para a previsão da fração volumétrica baseada na teoria da onda cinemática e agora levando em conta a turbulência no anel de água.
- Desenvolver uma nova correlação para a previsão da perda de pressão bifásica levando em conta a turbulência no anel de água (na previsão da fração volumétrica) e o deslizamento entre as fases.

O trabalho foi organizado nos seguintes capítulos:

- Capítulo 2: revisão bibliográfica dos trabalhos relacionados ao escoamento bifásico líquido-líquido, com especial atenção dispensada aos seguintes tópicos: padrão anular (*core-flow*), interface óleo-água, estabilidade hidrodinâmica, padrões de fluxo e perda de pressão bifásica;
- Capítulo 3: descrição do trabalho experimental realizado; montagem experimental, calibrações, rotina de obtenção dos dados, técnicas experimentais desenvolvidas e incertezas experimentais;
- Capítulo 4: apresentação e discussão dos dados experimentais adquiridos; definição dos padrões de fluxo, cartas de fluxo, propriedades geométricas da interface, velocidade de propagação das ondas interfaciais, fração volumétrica (*holdup*), razão de deslizamento entre as fases (*holdup ratio*) e dados de perda de pressão bifásica;
- Capítulo 5: desenvolvimento da teoria da estabilidade linear para *core-flow* através de uma formulação unidimensional; estudo da estabilidade hidrodinâmica e geração de critérios de transição para *core-flow* vertical ascendente; são realizadas comparações entre os dados experimentais e resultados teóricos.
- Capítulo 6: modelagem matemática para o padrão *core-flow* vertical ascendente; equações governantes, correlação para a fração volumétrica e solução para a previsão

da geometria da interface óleo-água; são realizadas comparações entre os dados experimentais e resultados teóricos.

- Capítulo 7: nova correlação para a previsão da perda de pressão bifásica em *core-flow* vertical ascendente; são realizadas comparações entre os dados experimentais e resultados teóricos.
- Capítulo 8: conclusões e sugestões para trabalhos futuros.

Capítulo 2

Revisão Bibliográfica

Antes de dar início à revisão da literatura, alguns dos termos básicos do escoamento líquido-líquido serão definidos. Considerando óleo e água escoando simultaneamente em uma tubulação com área de seção transversal A . As vazões volumétricas de injeção do óleo e da água são \dot{Q}_1 e \dot{Q}_2 , respectivamente. As frações volumétricas de injeção do óleo e da água são, respectivamente:

$$C_1 = \frac{\dot{Q}_1}{\dot{Q}_1 + \dot{Q}_2}, \quad C_2 = \frac{\dot{Q}_2}{\dot{Q}_1 + \dot{Q}_2} \quad (2.1)$$

As velocidades superficiais do óleo e da água são baseadas nas vazões volumétricas de injeção e na área de seção transversal do tubo e são definidas como:

$$J_1 = \frac{Q_1}{A}, \quad J_2 = \frac{Q_2}{A} \quad (2.2)$$

Combinado as Equações 2.1 e 2.2 é obtida a relação entre as velocidades superficiais e as frações volumétricas de injeção:

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{C_1}{C_2} \quad (2.3)$$

Em escoamento bifásico de fases separadas, como é o caso do *core-flow*, assume-se que cada fase ocupa diferentes partes da seção transversal do tubo. A velocidade real de cada fase ou velocidade *in situ* é diferente da velocidade superficial, pois é calculada da vazão volumétrica passando por uma área menor do que a área transversal do tubo. Chamando A_1 e A_2 as áreas de seção transversal ocupadas pelo óleo e pela água, respectivamente, as velocidades *in situ* são dadas por:

$$V_1 = \frac{\dot{Q}_1}{A_1}, \quad V_2 = \frac{\dot{Q}_2}{A_2} \quad (2.4)$$

Das Equações 2.2 e 2.4 segue-se que a velocidade *in situ* sempre excede a velocidade superficial para cada fase.

O *holdup* ou fração volumétrica *in situ* da fase ε (média no tempo em certo trecho de tubo) é freqüentemente considerada como uma grandeza local, isto é, num comprimento diferencial de tubo. Portanto, a fração volumétrica *in situ* do óleo e da água é definida da seguinte forma:

$$\varepsilon_1 = \frac{A_1 \delta L}{A \delta L} = \frac{A_1}{A}, \quad \varepsilon_2 = \frac{A_2}{A} \quad (2.5)$$

A velocidade *in situ* e a velocidade superficial de cada fase é relacionada à fração volumétrica *in situ* da seguinte forma:

$$V_1 = \frac{J_1}{\varepsilon_1}, \quad V_2 = \frac{J_2}{\varepsilon_2} \quad (2.6)$$

A velocidade da mistura é definida dividindo a vazão volumétrica total pela seção transversal do tubo:

$$J = \frac{\dot{Q}_1 + \dot{Q}_2}{A} \quad (2.7)$$

que também é igual à soma das velocidades superficiais ($J = J_1 + J_2$).

Quando dois fluidos escoam juntos em uma tubulação, a fração volumétrica *in situ* é geralmente diferente da fração volumétrica de injeção. Diferenças na densidade e/ou viscosidade causam uma importante característica dos escoamentos bifásicos: o deslizamento s . Como descrito em Oliemans (1986), o *holdup ratio* ou deslizamento pode ser definido como a razão das frações volumétricas *in situ* ($\varepsilon_2/\varepsilon_1$) sobre a razão das frações volumétricas de injeção (C_2/C_1), o que é equivalente à razão das velocidades das fases *in situ*, ou seja:

$$s = \frac{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}{\frac{C_2}{C_1}} = \frac{V_1}{V_2} \quad (2.8)$$

Quando o deslizamento é maior do que a unidade a água esta se acumulando no tubo e o óleo esta escoando mais rapidamente. Quando o deslizamento é menor do que a unidade o óleo esta se acumulando no tubo e a água esta escoando mais rapidamente.

Os óleos usualmente denominados “pesados” são aqueles com grau API inferior a 20, ou seja, com densidade superior a 930 kg/m³. Tais óleos crus geralmente contêm metais pesados e tem viscosidades bastante elevadas, porém, ainda assim muitos são fluidos newtonianos. Apesar do termo “óleo pesado”, do ponto de vista prático a viscosidade é a propriedade física mais importante na definição deste tipo de óleo. Sendo a viscosidade função exponencial da temperatura, usualmente consideram-se como óleos pesados aqueles que encontram-se com viscosidades superiores a 100 mPa.s (1 mPa.s = 1 cP) em condições de reservatório (Briggs *et al.* 1988).

Para facilitar o fluxo de óleos de alta viscosidade através de tubulação, costuma-se reduzir a viscosidade do óleo através da adição de óleos leves ou através do aquecimento do óleo em pequenos intervalos ao longo da tubulação. Outra possibilidade é o transporte simultâneo, na tubulação, do óleo pesado com um fluido imiscível e de baixa viscosidade, como a água. São assim observadas diferentes configurações geométricas ou padrões de fluxo para o escoamento óleo-água em dutos: água dispersa no óleo, óleo disperso na água, bolhas, intermitente,

estratificado, anular (*core-flow*) e emulsões. O escoamento óleo pesado-água no padrão *core-flow* pode ser observado na Fig. 2.1.

Briggs *et al.* (1998) estimaram a reserva total de óleo pesado no mundo em 4,6 trilhões de barris (bbl), sendo que as maiores reservas encontram-se no Canadá, Venezuela, Ex-URSS e Estados Unidos. Existem poucos campos produzindo óleo pesado atualmente e entre eles podem ser destacados os campos de Alberta – Athabasca, Cold Lake e Peace River no Canadá, onde o óleo pesado é misturado com diluentes visando a diminuição de sua viscosidade e conseqüentemente a sua produção (Moritis, 1995 e Towson, 1997). Na Venezuela, a Maraven-PDVSA (Petróleos de Venezuela Sociedad Autonoma) tem utilizado com bastante sucesso a técnica do *core-flow* para o transporte de óleos pesados em linhas horizontais de 150 mm DI e 60 km de extensão (Joseph e Renardy, 1992). O campo *offshore* de Beta, localizado ao sul da Califórnia, vem produzindo óleo pesado desde 1981, de acordo com Visser *et al.* (1987).

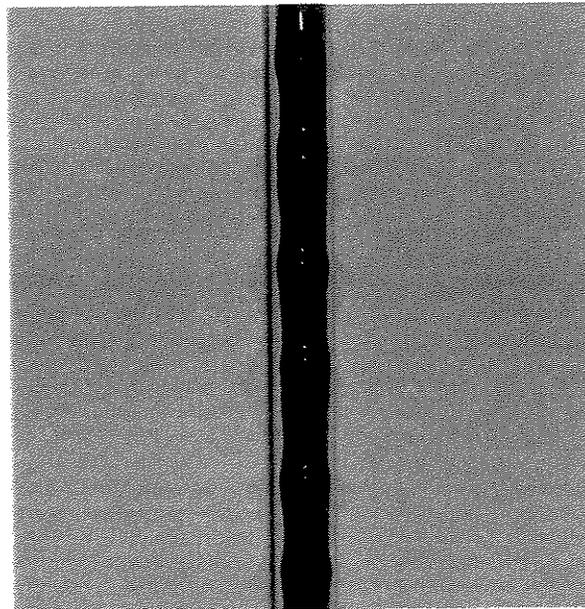


Figura 2.1 – Escoamento óleo pesado-água no padrão *core-flow* vertical ascendente (óleo cru com densidade 930 kg/m^3 e viscosidade $500 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ a 20°C), onde podem ser observadas as ondas tipo bambu em tubulação de vidro borossilicato de 10 mm de diâmetro interno (foto tomada da montagem experimental apresentada na feira CIENTEC 2001 - Mostra de Ciência e Tecnologia para o Desenvolvimento, Unicamp).

Joseph *et al.* (1997) apresentaram uma revisão a respeito do escoamento óleo-água com grande razão de viscosidades entre as fases. Foram citados alguns exemplos de instalações em operação fazendo uso da tecnologia para transporte de óleos pesados e soluções práticas para problemas normalmente encontrados. Os padrões observados foram o anular perfeito ou escoamento *core-flow* perfeito (PCAF-*Perfect Core-Annular Flow*), anular ondulado (*bamboo waves*), intermitente, bolhas de óleo na água e dispersões de óleo em água. Foram apresentadas as equações de quantidade de movimento e parâmetros adimensionais pertinentes ao escoamento em questão, onde a interface é periódica em x (na direção axial) e em θ (na direção azimutal) com um raio médio e independente do tempo. Parte-se de um problema de valor inicial para a prescrição da velocidade e posição da interface e posteriormente são utilizadas as vazões volumétricas das fases juntamente com as condições contorno, de interface e de periodicidade para o fechamento do problema.

Núñez *et al.* analisaram em 1998 as varias tecnologias disponíveis para o transporte de óleo pesado cru. Os autores citam a grande quantidade de reservas de óleo pesado disponíveis no mundo (620,5 bilhões de barris) e o recente interesse da indústria de petróleo em viabilizar a produção e transporte desse tipo de petróleo. As técnicas citadas foram: aquecimento, diluição, melhoramento parcial do poço, emulsões de óleo em água, *self-lubrication*, emulsões de óleo em água lubrificadas e *core-flow*. Os autores apresentaram as vantagens técnicas e econômicas de cada método de transporte. Para o *core-flow* o ganho em potência, que é proporcional à razão das viscosidades, pode ser maior do que 100.000 para crus com viscosidades maiores do que 10^6 mPa.s. Um dos problemas observados é a possibilidade de colapso do padrão anular devido a problemas químicos e de adesão às paredes, mesmo para escoamentos hidrodinamicamente estáveis.

Este trabalho de pesquisa procurou varrer significativamente a literatura relacionada aos escoamentos bifásicos líquido-líquido, dando ênfase ao escoamento óleo-água no padrão *core-flow*. Serão apresentados nesta revisão apenas os trabalhos que foram considerados de maior importância para o desenvolvimento desta pesquisa. A partir deste ponto, a revisão da literatura será dividida em tópicos, buscando com isso uma organização mais clara do texto e uma leitura mais direcionada. Os estudos foram centrados em quatro tópicos principais que foram

considerados importantes na busca por uma melhor compreensão do fenômeno hidrodinâmico conhecido como *core-flow*: perda de pressão bifásica, padrões de fluxo, geometria da interface óleo-água e estabilidade hidrodinâmica.

2.1 Perda de Pressão em Escoamento Óleo-Água.

Russel e Charles (1959) estudaram o efeito da injeção de um líquido menos viscoso no escoamento laminar de dois fluidos imiscíveis. Uma análise matemática foi desenvolvida para o caso de dois líquidos imiscíveis escoando concentricamente entre placas paralelas infinitamente largas em tubo circular. Este trabalho formou a base para trabalhos futuros e apesar da formulação simplificada mostrou a existência de uma espessura ótima do anel de água para a obtenção do gradiente de pressão mínimo e os excelentes fatores de redução do gradiente de pressão (em torno de 500) obtidos com o padrão óleo-água *core-flow*.

Russel *et al.* (1959) estudaram experimentalmente o escoamento óleo-água em tubulação horizontal. O óleo possuía viscosidade 18 mPa.s. Para as vazões estudadas (relativamente baixas) foram observados apenas os padrões bolhas, estratificado e disperso. Os dados de perda de pressão foram correlacionados a um fator de fricção baseado nas propriedades da água e função da velocidade superficial da água.

A idéia de utilizar água para lubrificar óleo altamente viscoso foi a motivação do trabalho de Charles e Redberger (1961), que realizaram uma análise numérica do escoamento óleo-água no padrão estratificado. Foram utilizados óleos hipotéticos com viscosidades variando entre 4 e 1500 mPa.s. Os fatores de redução obtidos foram consideravelmente menores do que os valores experimentais, o que levou a acreditar na influência da movimentação das ondas interfaciais na redução do gradiente de pressão.

Charles *et al.* (1961) estudaram experimentalmente o escoamento óleo-água horizontal, com as fases tendo densidades iguais. Foram utilizados óleos de 6,29; 16,8 e 65 mPa.s. Foram observados os seguintes padrões de escoamento: bolhas dispersas de óleo na água, bolhas de óleo na água, intermitente, anular, bolhas de água no óleo e bolhas dispersas de água no óleo. Os autores verificaram que para uma vazão de óleo constante existe uma vazão de água ótima que

fornece o gradiente de pressão mínimo. Foram verificados deslizamentos ou razões de velocidades *in situ* (*holdup ratios*) maiores que a unidade, ou seja, o óleo com velocidade superior à da água, quando a água era a fase contínua e estava em contato com a parede.

Um modelo bastante reconhecido para a previsão da perda de pressão e fração volumétrica para escoamento *core-flow* pode ser encontrado nos trabalhos de Ooms *et al.* (1984), Oliemans (1986) e Oliemans *et al.* (1987), onde foi proposto o uso da “Teoria da Lubrificação de Reynolds” para a determinação dos gradientes de pressão. A aplicação desta teoria simplifica significativamente as equações governantes, pois os termos inerciais podem ser desprezados. Obtém-se então a equação diferencial de Reynolds da lubrificação, a qual pode ser resolvida se a forma da interface (ondulada) for previamente imposta. Através do método dos elementos finitos foi calculada semi-empiricamente a perda de pressão. Oliemans incluiu o efeito da turbulência no filme de água, mas a teoria sub-estima a perda de pressão. Do ponto de vista energético, pode-se afirmar que a técnica torna-se atrativa para óleos pesados com viscosidades excedendo 500 mPa.s e densidades da ordem de 950 kg/m³. Todos esses estudos, no entanto, referem-se ao escoamento em tubos horizontais.

Arney *et al.* (1993) estudaram experimental e teoricamente as frações volumétricas (*holdups*) e fator de fricção em escoamento *core-flow*. Foi desenvolvida a teoria conhecida por padrão *core-flow* perfeito (PCAF), baseada no escoamento de um centro de óleo altamente viscoso concêntrico e cilíndrico circundado por um filme de água escoando em regime laminar. Foi desenvolvida uma equação semi-empírica para a previsão da fração volumétrica que apresentou boa concordância com os dados experimentais disponíveis na literatura na época. Porém, em se tratando da previsão da perda de pressão bifásica foi observado um espalhamento considerável dos pontos, sugerindo a necessidade de maiores estudos.

Huang *et al.* (1994) estudaram o padrão *core-flow* no qual o centro de óleo é um cilindro perfeito paralelo às paredes do tubo, porém excêntrico. O modelo, que foi desenvolvido para densidades das fases iguais, considera a turbulência do escoamento da água e leva em conta a excentricidade, mas não permite que o centro de óleo toque a parede do tubo. Foram observados melhores resultados na previsão da perda de pressão bifásica, mas ainda foram observadas

discrepâncias relativamente grandes para maiores números de Reynolds (entre 10^5 e 10^6). Foi mostrado que o *holdup ratio* é praticamente função apenas da relação de vazões das fases.

Ho and Li (1994) estudaram o padrão *core-flow* num escoamento cujo fluido do centro era na verdade um meio bifásico composto de uma emulsão de água em óleo e o fluido do anel era água. O experimento foi realizado em tubulação horizontal de 20 e vertical de 75 mm de diâmetro interno. A viscosidade da emulsão chegou a alcançar valores superiores a 120.000 mPa.s e a densidade da emulsão era de 998 kg/m^3 , ambas a 23°C . Um resultado interessante foi a grande redução do gradiente de pressão bifásico obtido, chegando a ser menor do que o gradiente de pressão observado para o escoamento monofásico da água.

Mesmo em se tratando de escoamentos óleo leve-água, onde a razão de viscosidades óleo-água não é muito grande, verifica-se a não existência de uma correlação ou modelo robusto e definitivo para a previsão da perda de pressão bifásica. Valle e Utvik (1997) realizaram um trabalho experimental em tubulação de 77,9 mm de diâmetro interno e com um óleo de viscosidade igual à da água. Foram medidas a perda de pressão, as frações volumétricas *in situ* e os padrões de fluxo. Foi verificado que para o padrão de escoamento disperso e para altas vazões o modelo homogêneo, combinado com o modelo de Pal e Rhodes (1989) para a viscosidade da mistura, prevê com boa concordância a perda de pressão bifásica. Porém, o modelo subdimensiona os dados para baixas vazões. Além disso, foi observada uma inconsistência significativa na aplicação do modelo de dois fluidos para a previsão da perda de pressão bifásica em escoamentos estratificados.

Angeli e Hewit (1998) mediram a perda de pressão bifásica em escoamento óleo-água em tubulações de acrílico e aço inox de 25.4 mm de diâmetro interno e com um óleo leve de viscosidade 1,6 mPa.s. Foram encontradas diferenças significativas entre os resultados para os respectivos materiais das tubulações, as quais, de acordo com os autores, não poderiam ser explicadas apenas em termos da diferença na rugosidade da parede. Os autores postularam que as diferentes características de molhabilidade dos dois materiais das tubulações também seriam responsáveis por essa disparidade. Foi medido um pico de pressão durante a inversão de fase e uma aparente redução na perda de pressão quando o óleo era a fase contínua.

Bannwart (1999)b propõe um modelo simples para a perda de pressão no padrão *core-flow* horizontal. Foi demonstrado que o modelo de fluxo anular perfeito (PCAF), onde o escoamento de ambas as fases é assumido laminar e a interface é circular concêntrica e sem ondas, fornece resultados pouco satisfatórios, pois o modelo não leva em consideração as ondas na interface e a turbulência no anel de água. Os resultados apresentaram boa concordância com os dados experimentais obtidos e também com dados encontrados em outras fontes.

Prada (1999) realizou um trabalho experimental onde foi analisado o escoamento *core flow* horizontal e vertical ascendente, com um óleo combustível 15000 vezes mais viscoso que a água. Foi verificado que durante a elevação, o gradiente de pressão por fricção foi reduzido em 1287 vezes, enquanto que a perda de carga total foi reduzida em 93 vezes, o que em termos de produção de petróleo é um resultado bastante significativo. Foi desenvolvida também uma correlação semi-empírica para o gradiente de pressão em escoamento *core-flow* vertical ascendente, que leva em consideração os efeitos das ondulações na interface, da turbulência da água e do empuxo, reportando resultados satisfatórios.

Lovick e Angeli (2001) mediram a perda de pressão e o *holdup ratio* em escoamento óleo-água horizontal em tubulação de aço de 38 mm de diâmetro interno. A viscosidade do óleo era seis vezes maior do que a da água e a densidade era de 828 Kg/m³. Foi observado apenas o padrão estratificado. Os autores desenvolveram um modelo para a perda de pressão baseado no modelo de dois fluidos, incluindo a turbulência do escoamento. O *holdup ratio* observado experimentalmente variou entre 0,6 e 1,6. O modelo desenvolvido sub-dimensionou o valor do *holdup ratio* e da perda de pressão bifásica.

Sotgia e Tartarini (2001) conduziram um estudo experimental e teórico focando o comportamento fluido-dinâmico do escoamento óleo-água em tubulação horizontal, com diâmetros variando de 3 a 28 mm. Foram utilizados vários óleos com razões de viscosidades e densidades variando entre 10 e 1300 e entre 0,8 e 0,9, respectivamente. Os autores fizeram um amplo estudo sobre o estado da arte e concluíram que as correlações existentes na literatura são eficientes na previsão dos padrões de fluxo, porém discrepâncias foram encontradas na previsão da perda de pressão bifásica. Os autores sugerem que um novo modelo deve ser formulado, levando em conta as novas observações e resultados disponíveis.

Vara (2001) desenvolveu uma nova correlação para a perda de pressão bifásica em escoamento *core-flow* horizontal, levando em conta a turbulência no anel de água, as ondulações da interface e o deslizamento entre as fases. A correlação mostrou boa concordância com os valores medidos em laboratório (incerteza experimental de 15%), sendo sugerida para dutos que apresentem propriedades parietais similares (molhabilidade, rugosidade, etc.).

2.2 Padrões de Fluxo Óleo-Água em Tubulações.

Foi verificado que o melhor padrão de fluxo óleo-água, ou seja, o que possibilita a menor potência de bombeamento por unidade de massa de óleo, é o padrão *core-flow* (Oliemans, 1986), com o óleo altamente viscoso no centro e a água formando um anel junto à parede do tubo. Os experimentos mostraram que a queda de pressão é da mesma ordem (quando não menor) do que a esperada para o escoamento monofásico da água, sendo a vazão da água igual à vazão da mistura. O filme anular de água pode ser bem fino e então requer uma pequena quantidade de água, viabilizando a elevação e o transporte de óleos altamente viscosos.

Joseph e Renardy (1993) apresentaram mapas de fluxo para o escoamento óleo-água vertical ascendente e descendente, utilizando um óleo combustível de refinaria. Foram observados os padrões: bolhas de óleo em água, dispersão de óleo em água, intermitente, anular ondulado (*bamboo waves*) e anular ondulado perturbado. Foram levantadas as curvas de perda de pressão em função da relação de vazões e conclusões quanto a pontos de perda de pressão mínimos foram obtidas. Não foram observados padrões mistos.

Trallero (1995) estudou o escoamento óleo-água em tubulação horizontal de 75 mm de diâmetro interno. Foi utilizado nos experimentos um óleo de motor com viscosidade 29 mPa.s e densidade 884 kg/m³. Foram observados os padrões: estratificado, estratificado com mistura na interface, dispersão de óleo em água sobre camada de água, emulsão de óleo em água, emulsão de água em óleo e dispersão de óleo em água e dispersão de água em óleo. Na Fig. 2.2 podem ser observados os padrões de fluxo definidos por Trallero.

Flores *et al.* (1997) caracterizaram o escoamento óleo leve-água em seus diversos padrões de fluxo. Porém, para o escoamento vertical ascendente não foi observado o padrão *core-flow*,

pois a relação de viscosidades era de apenas 20 e a relação de densidades de 0,85, não caracterizando o óleo com sendo pesado.

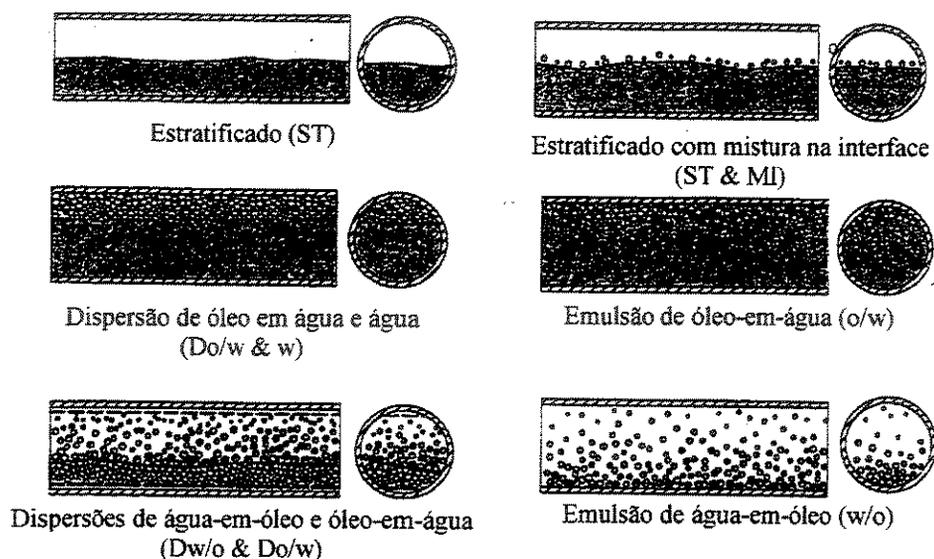


Figura 2.2 – Padrões de fluxo observados por Trallero, (Trallero, 1995).

Nadles e Mewes (1997) realizaram um trabalho experimental em tubulação horizontal de 59 mm e com óleos de viscosidades 22, 27 e 35 mPa.s. Foram observados os seguintes padrões de fluxo: estratificado, estratificado com mistura na interface, emulsão instável de água-em-óleo, dispersão de água-em-óleo e camada de água, camadas de dispersões e camada de água, dispersão de óleo-em-água e camada de água e emulsão instável de óleo-em-água. As perdas de pressão máximas foram observadas na região da inversão de fase. Novamente, não foi observado o padrão anular.

Gorelik e Brauner (1999) demonstraram a importância do número de Eötvös na caracterização dos escoamentos bifásicos líquido-líquido. Eles demonstraram que sistemas onde a capilaridade tem influência não são necessariamente caracterizados por um diâmetro de tubo pequeno. A análise mostrou como os efeitos do diâmetro são incorporados ao número

adimensional de Eötvös e que configurações de curvaturas interfaciais idênticas podem ser obtidas também em grandes diâmetros de tubo.

Brauner e Maron (1999) fizeram um trabalho de classificação dos padrões de escoamento líquido-líquido e proposição de critérios de transição para escoamentos verticais e horizontais. Os autores propõem a divisão dos escoamentos líquido-líquido em sistemas onde o número de Eötvös seria maior do que a unidade e sistemas onde o número de Eötvös seria muito menor do que a unidade. Os autores sugerem que para números de Eötvös maiores do que a unidade o comportamento assemelha-se ao observado nos escoamentos gás-líquido.

Angeli e Hewitt (2000a) estudaram os padrões de escoamento óleo-água em tubulação horizontal. A identificação dos padrões foi feita através de análise visual e através da determinação da fração volumétrica das fases, onde foi utilizada uma sonda de impedância de alta frequência. Para o caso de escoamentos dispersos, a fase contínua foi reconhecida através de uma sonda condutiva de agulha. Os autores trabalharam com uma relação de viscosidades bastante baixa e o padrão anular não foi observado.

Simmons e Azzopardi (2001) analisaram experimentalmente a distribuição do tamanho das bolhas em escoamentos dispersos líquido-líquido em tubulação horizontal. Os experimentos foram feitos em tubulação de 63 mm de diâmetro interno e o óleo utilizado foi querosene. Através de duas técnicas visuais diferentes foram observados os seguintes padrões de fluxo: estratificado, estratificado com mistura na interface, dispersão de óleo-em-água e dispersão de água-em-óleo.

Elseth (2001) estudou o escoamento óleo-água em tubulação horizontal de 56,3 mm de diâmetro interno com um óleo combustível de viscosidade 1,64 mPa.s. Os diferentes padrões de fluxo foram observados através de técnica visual e densitometria transversal por raios gama. Foram observados os seguintes padrões de fluxo: estratificado suave, estratificado ondulado, estratificado misturado com gotas de água no óleo, estratificado misturado com gotas de óleo na água, estratificado misturado com ambas gotas de água no óleo e gotas de óleo na água, dispersão contínua de óleo com camada densa de gotas de água, dispersão contínua de água com camada densa de gotas de óleo, dispersão contínua de óleo – não homogênea, dispersão contínua de água

– não homogênea, dispersão contínua de óleo – homogênea e dispersão contínua de água – homogênea (Fig. 2.3).

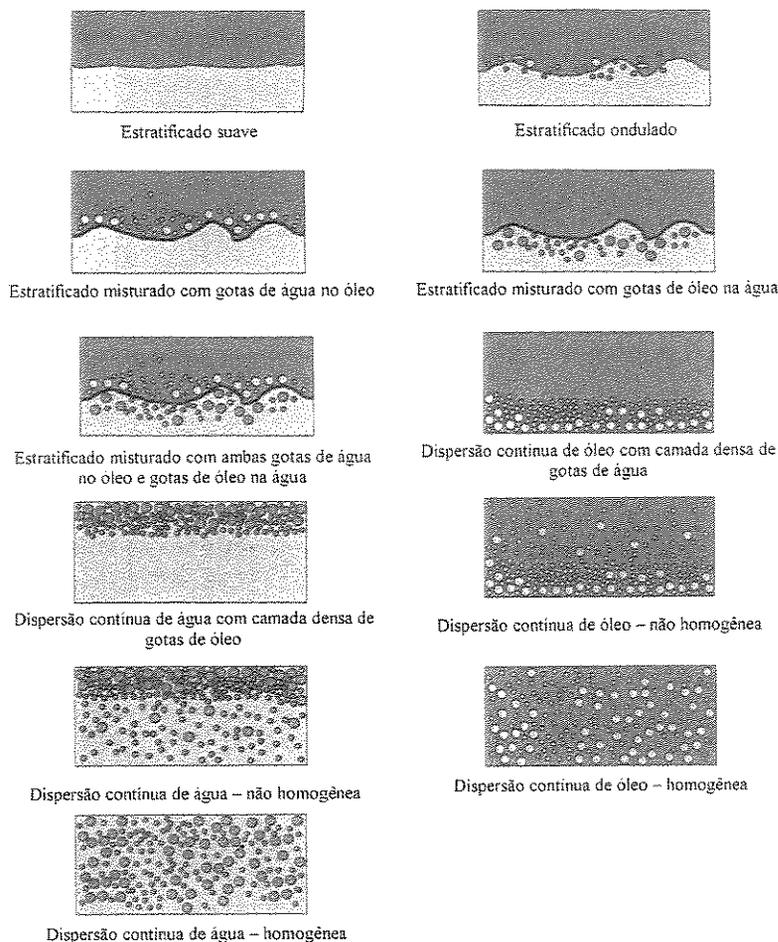


Figura 2.3 – Padrões de fluxo observados por Elseth, (Elseth, 2001).

Brauner (2001) apresentou um modelo unificado para a previsão da transição para padrões dispersos em escoamentos bifásicos gás-líquido e líquido-líquido. O modelo foi baseado nas teorias desenvolvidas para a previsão do tamanho máximo da bolha em um campo turbulento levando em conta a fração volumétrica da fase dispersa. Comparações com os dados experimentais disponíveis mostraram que esses modelos são capazes de prever os efeitos das propriedades físicas dos fluidos, diâmetro e inclinação do tubo. Porém, a extrapolação dos resultados para diferentes diâmetros de tubo deve ser realizada com cuidado.

2.3 Geometria da Interface Óleo-Água no Padrão de Fluxo *Core-Flow*.

Quanto à forma da interface, Bannwart & Kurban (1993) mostraram que o “princípio da mínima dissipação viscosa” (Kelvin-Helmholtz) pode ser usado para prever a forma da interface no escoamento horizontal laminar desenvolvido, quando o efeito da tensão superficial é desprezado. A diferença de densidades dos fluidos foi levada em conta.

Bai *et al.* (1996) apresentaram uma solução numérica por simulação direta para a geometria da interface óleo-água no padrão *core-flow* baseada nas hipóteses de um centro de óleo rígido e deformável e de periodicidade e parâmetros da onda constantes na média. A solução numérica leva em conta os termos inerciais e a tensão interfacial, porém é válida apenas para densidades iguais dos fluidos. Os autores consideraram que a relação de velocidades *in situ* ou *holdup ratio* é constante e independente da relação de vazões e o fechamento das equações foi feito através de cálculo iterativo com o volume ocupado pelas fases sendo o parâmetro de convergência. Não foi utilizada qualquer técnica numérica de captura da interface. A geometria das ondas interfaciais não concorda com a proposta por Ooms *et al.* (1984) e Oliemans (1986).

Uma análise fenomenológica, que permite determinar a forma da interface óleo-água considerando também o efeito da tensão superficial, foi proposta por Bannwart (1999)^a para escoamento horizontal. Foi desenvolvida analiticamente uma solução para a forma da interface no padrão de escoamento *core-flow* totalmente desenvolvido. Porém, não foi definida a posição do centro de óleo (*core*) com relação às paredes da tubulação.

Um dos raros estudos experimentais destinados à interface em escoamento óleo-água vertical foi realizado por Bai (1995). Este autor fotografou e filmou as ondas interfaciais no padrão *core-flow* vertical ascendente em tubulação plástica de 9,6 mm DI, observando sua concentricidade. Pode ser visto na Fig. 2.4 o padrão *core-flow* vertical ascendente para duas situações diferentes. Entretanto, o método utilizado para a medição da fração volumétrica de óleo (*holdup*) foi o de válvulas de fechamento rápido, que apresenta diversas dificuldades quando fluidos altamente viscosos estão envolvidos.

Bannwart (1998)b propôs um método simples para o cálculo da fração volumétrica de óleo através da medida da velocidade das ondas interfaciais, baseado na teoria da onda cinemática. O trabalho apresenta uma correlação semi-empírica para a obtenção da fração volumétrica do óleo e seus resultados estão de acordo com os dados experimentais encontrados na literatura para escoamento laminar do fluido do anel. A correlação pode ser utilizada em escoamentos vertical ascendente e descendente, inclinado e horizontal. A obtenção da fração volumétrica é parâmetro de grande importância para uma posterior solução para a forma da interface óleo-água.

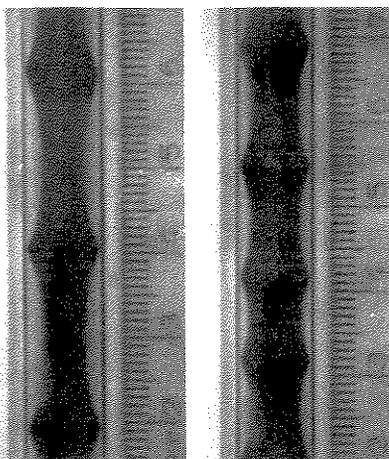


Figura 2.4 – Padrão de fluxo *core-flow* vertical ascendente (ondas bambu) em tubulação de 9,6 mm de diâmetro interno; Da esquerda para a direita ocorre o aumento da vazão de óleo, mantendo-se a vazão de água constante, (Bai, 1996).

Bai e Joseph (2000) descreveram detalhadamente uma técnica numérica onde foi utilizado o método dos volumes finitos para a descrição da geometria da interface no escoamento *core-flow*. Além disso, desenvolveram uma teoria de perturbação para o escoamento estável de uma fase dispersa e altamente viscosa. A teoria foi aplicada ao *core-flow*, apresentando resultados satisfatórios. Nesse trabalho foram considerados o movimento relativo do centro de óleo e as variações de pressão, características que haviam sido desprezadas em seus trabalhos anteriores (Bai *et al.* 1996). Porém, novamente não foi utilizada qualquer técnica numérica de captura da interface. As ondas não são simétricas e as cristas das ondas ficam mais “pontudas” a jusante e menos “pontudas” a montante do escoamento. A razão de deslizamento obtida (1,39) teve boa

concordância com o observado experimentalmente pelos autores em trabalhos anteriores para ondas bambu em escoamento vertical ascendente.

Em Li e Renardy (1999) e Li e Renardy (2000) foi desenvolvida uma simulação numérica direta para o escoamento *core-flow* concêntrico transiente. Foi modelada a turbulência do escoamento da água e foi utilizada uma técnica numérica de captura (VOF - *Volume of Fluid*) para a localização da interface. Foi assumido que as densidades dos fluidos são iguais e que o centro de óleo é um sólido deformável. Os resultados mostraram que com o aumento da velocidade, o comprimento das ondas interfaciais diminui e as cristas das ondas ficam mais “pontudas”. As cristas das ondas ficam mais “pontudas” a montante e menos “pontudas” a jusante do escoamento. As cristas de onda obtidas pelos autores são menos arredondadas do que as obtidas por Bai e Joseph (2000). O deslizamento encontrado para baixos números de Reynolds foi de 1,46, bem menor do que o esperado para *core flow* perfeito (PCAF) e próximo do obtido experimentalmente por Bai *et al.* (1996). Uma nova onda é descoberta, na qual a forma da interface é constante, mas os campos de velocidade e pressão são dependentes do tempo. São investigados os vórtices e as localizações dos valores máximos de pressão para escoamento vertical ascendente e descendente.

Renardy e Li (2001) realizaram uma simulação numérica para descrever a transição do escoamento em bolhas para o escoamento *core-flow*. Bolhas do líquido mais viscoso são transportadas pelo líquido menos viscoso através da tubulação sob um gradiente de pressão. As bolhas aumentam de tamanho até ocorrer a transição para o padrão *core-flow* ondulado estável (ondas bambu), como pode ser observado na Fig. 2.5. Tal solução não está em perfeito acordo com as observações experimentais, que descrevem a existência de um padrão intermitente com bolhas de óleo bastante alongadas (*slug-flow*) ocorrendo antes do padrão *core-flow*.

Ng *et al.* (2001) realizaram um estudo sobre a forma da interface em escoamentos estratificados óleo-água em tubulação horizontal. Os autores defendem a idéia de que quando a diferença de densidades entre os fluidos é pequena (escoamentos líquido-líquido) os efeitos da tensão superficial e do ângulo de contato com a parede do tubo devem ser levados em conta, ou seja, a curvatura da interface é um parâmetro significativo e deve ser levada em conta na

modelagem. A forma da interface depende, portanto, do ângulo de contato, do número de Eötvös e da razão das frações volumétricas *in situ* das fases.

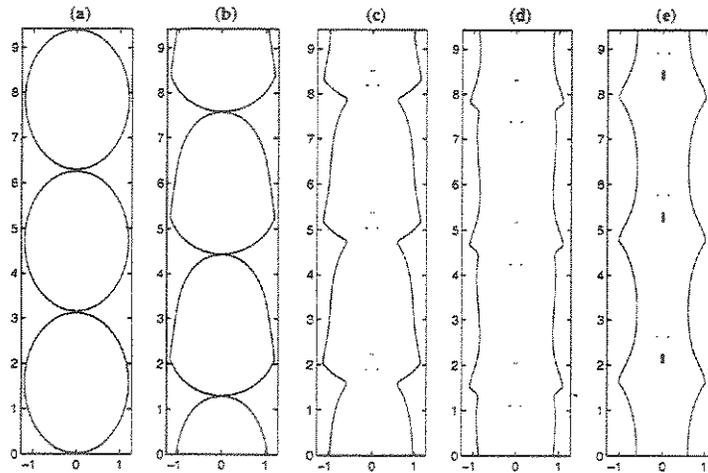


Figura 2.5 – Transição do padrão bolhas para o padrão *core-flow* vertical ascendente; de (a) para (e) ocorre o aumento da velocidade superficial da fase mais viscosa ou central (Renardy e Li, 2001)

2.4 Estabilidade Hidrodinâmica do Padrão de Fluxo Óleo-Água *Core-Flow*

Durante os anos setenta e oitenta foi desenvolvido um dos modelos clássicos para a estabilidade do padrão *core-flow*: o “Modelo de Lubrificação”. O modelo foi desenvolvido na Holanda por um grupo liderado por G. Ooms e R.V.A. Oliemans ligado à *Shell Oil Co.* e em conjunto com a *Delft University of Technology*. Inicialmente, Ooms (1972) considerou dois fatores para a instabilidade da interface em um escoamento *core-flow*: a instabilidade de Rayleigh-Taylor, devida ao efeito combinado da tensão interfacial e os gradientes de densidade, e a instabilidade de Kelvin-Helmholtz, devida a um desequilíbrio das velocidades interfaciais dos fluidos e manifesta-se pelo crescimento de uma onda na interface. O autor concluiu que se a espessura do anel de fluido é muito pequena em comparação com o raio do tubo, o escoamento anular tende à estabilidade. Além disso, uma interface lisa é incondicionalmente instável, portanto, para a existência do *core-flow* estável a interface deve ser ondulada.

Dando seqüência aos estudos envolvendo a estabilidade do *core-flow*, Ooms *et al.* (1984) e posteriormente Oliemans (1986) propuseram que o movimento do núcleo ondulado em relação à parede do tubo produz um campo de pressões na região anular e conseqüentemente forças na direção vertical. As forças de lubrificação contrabalançam as forças de empuxo sobre o núcleo do óleo. Portanto, as ondas interfaciais não devem ser simétricas. Oliemans (1986) demonstrou que a existência das ondas é fundamental para a estabilidade do *core-flow*. Na Fig 2.5 pode ser observada a geometria das ondas previstas pelo modelo de lubrificação. O autor observou que em situações de fluxo particulares ocorre o estabelecimento do padrão, e que bocais apropriados em combinação com agentes físico-químicos, necessários para se obter uma molhabilidade apropriada da parede do tubo pela água, são importantes para a geração e manutenção do padrão.

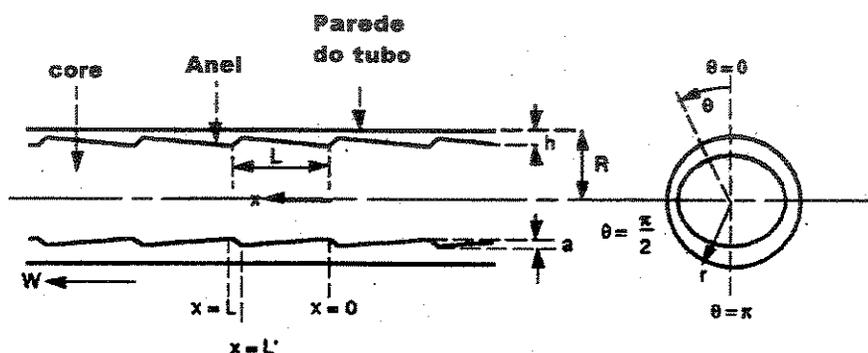


Figura 2.6 – Ondas previstas pelo modelo de lubrificação (Oliemans, 1986)

Outro modelo clássico para a estabilidade do *core-flow* foi desenvolvido na Universidade de Minnessota por um grupo liderado por D.D. Joseph. Trata-se do “Modelo de Levitação”, que apresentou como contribuição a inclusão dos termos inerciais. Ou seja, os mecanismos inerciais também são responsáveis pela manutenção do padrão anular. Para altas velocidades o núcleo levitaria no anel de água.

Joseph *et al.* (1984) estudaram a estabilidade hidrodinâmica de dois fluidos imiscíveis de diferentes viscosidades e densidades iguais escoando em um tubo. A tendência do fluido menos viscoso de encapsular o fluido mais viscoso, o que em escoamentos em tubos representa o escoamento *core-flow*, seria explicada através do princípio da dissipação viscosa. Foi realizada

uma análise da estabilidade linear é foi mostrado que o *core-flow* é estável apenas quando o fluido mais viscoso ocupa a maior parte da seção transversal do tubo. Mostrou-se que o princípio da dissipação viscosa não é suficiente para explicar a estabilidade e que a que fração volumétrica é um fator crucial na análise.

Feng *et al.* (1995) argumentaram que as forças inerciais são responsáveis pela levitação do núcleo de óleo. Os autores realizaram uma simulação numérica bidimensional e investigaram a origem da levitação hidrodinâmica. Os resultados mostraram a coexistência dos efeitos de lubrificação e levitação e que a existência de ondas é imprescindível para a estabilidade hidrodinâmica do *core-flow*. Pode ser vista na Fig. 2.7 uma comparação entre as ondas previstas pelo modelo de lubrificação e pelo modelo de levitação.

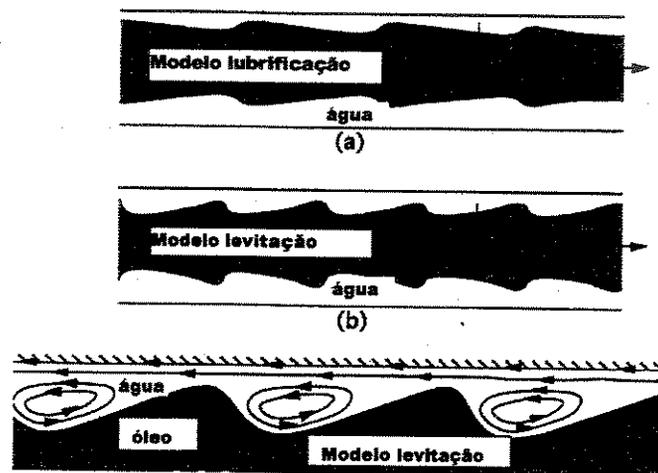


Figura 2.7 – Comparação entre as ondas previstas pelo modelo de lubrificação e pelo modelo de levitação (Bai, 1996).

Huang e Joseph (1995) estudaram a estabilidade hidrodinâmica do padrão *core-flow* perfeito (PCAF) concêntrico e excêntrico. Foi desenvolvida uma análise da estabilidade linear do escoamento para várias configurações, onde a excentricidade do centro de óleo variou de 0 a 0,2. Observou-se que a excentricidade não gera instabilidades e que o escoamento excêntrico é estável nas mesmas regiões onde o *core-flow* concêntrico é estável. Com o aumento da excentricidade

observou-se a evolução das ondas interfaciais de uma forma varicosa (assemelhando-se a um bambu com as cristas arredondadas) para uma forma sinuosa (assemelhando-se a uma cobra).

Howard e Patankar (1995) estudaram a estabilidade do *core-flow* em tubulação vertical através da introdução de perturbações assimétricas. Os autores utilizaram a teoria da estabilidade linear e observaram que quando o centro de óleo é fino o padrão é quase sempre instável e as ondas interfaciais geram uma forma que se assemelham a um saca-rolha (*corkscrew waves*). Um resultado interessante é o efeito estabilizador da tensão interfacial. A tensão interfacial tem um papel relevante na estabilidade do padrão quando ocorrem ondas interfaciais curtas (altos números de onda). Porém, para ondas longas, como o caso das *corkscrew waves*, a tensão interfacial tem um papel pouco relevante.

Trallero (1995) estudou o escoamento óleo-água em tubulação horizontal de 75 mm de diâmetro interno. Foi utilizado nos experimentos um óleo de motor com viscosidade 29 mPa.s e densidade 884 kg/m³. As transições entre os padrões foram previstas através do desenvolvimento de um modelo baseado no modelo de dois fluidos e posterior utilização da teoria da estabilidade linear. As transições entre os padrões dispersos foram previstas através de critérios de transição baseados nos modelos desenvolvidos para a previsão do tamanho máximo da bolha em um campo turbulento (modelo de Hinze). A estabilidade do escoamento estratificado foi prevista pelo critério de Kelvin-Helmholtz viscoso e do escoamento estratificado com mistura na interface foi prevista pelo critério de Kelvin-Helmholtz invíscido.

Renardy (1997) estudou a estabilidade hidrodinâmica do padrão *core-flow* vertical descendente, onde o fluido do centro era sempre o menos denso. Foram testados dois casos. Para o primeiro caso, onde o fluido do centro era mais viscoso, as ondas interfaciais apresentaram as formas saca-rolha (*corkscrew waves*) e sinuosa (*snake wave*) para um anel fino e para um anel largo, respectivamente. Para o caso onde as viscosidades dos fluidos eram as mesmas, observou-se a preferência por ondas saca-rolha, a não ser para o caso de um anel muito largo, onde ocorreram ondas sinuosas.

Song e Ishii (2001) realizaram uma análise da estabilidade das equações diferenciais governantes do modelo de dois fluidos unidimensional. Os autores introduzem parâmetros de

fluxo de quantidade de movimento (ou parâmetro de distribuição) para incorporar os efeitos dos perfis de fração de vazio e perfis de velocidade. Foi desenvolvido um novo critério de transição para escoamento gás-líquido, que foi testado para alguns padrões de escoamento, incluindo o padrão anular vertical. Os autores defendem a idéia que os perfis de velocidade, incorporados nas equações através dos parâmetros de distribuição, devem ser levados em consideração na análise da estabilidade do escoamento.

Vara (2001) desenvolveu um estudo da estabilidade hidrodinâmica do padrão *core-flow* horizontal. Foi desenvolvido um critério de estabilidade de forma analítica que inclui o critério de Kelvin-Helmholtz como caso particular e que permite verificar o efeito de diversas propriedades, como densidades, viscosidades e tensão interfacial. O critério desenvolvido indica a estabilidade do padrão anular quando uma ou mais das seguintes condições são satisfeitas: o núcleo é mais viscoso que o anel e ocupa mais da metade da seção, a força de empuxo do núcleo deve ser pequena em comparação com a força de tensão interfacial (baixo número de Eötvös), a força de inércia no anel deve ser pequena em relação à força de tensão interfacial (baixo número de Weber no anel) e o perfil de velocidades no anel se aproxima do parabólico.

A literatura oferece um sumário de observações quanto a estabilidade hidrodinâmica do padrão *core-flow*, correlações para o gradiente de pressão e cartas de fluxo, mas não tem dado maior atenção ao modelamento físico ou estudo qualitativo dos mecanismos físicos envolvidos para a manutenção do padrão *core-flow* estável. Em se tratando de escoamentos verticais, mais especificamente o escoamento vertical ascendente, existem ainda mais lacunas na literatura.

Capítulo 3

Montagem Experimental, Medições e Tratamento dos Dados

Neste capítulo será apresentado o trabalho experimental realizado no Laboratório de *Core-Flow*, pertencente ao laboratório de escoamento multifásico (Multilab) do Departamento de Energia (DE) da Faculdade de Engenharia Mecânica (FEM) da Universidade Estadual de Campinas (Unicamp). Serão descritas as modificações realizadas no aparato experimental, a rotina para obtenção dos dados, as calibrações da instrumentação, o monitoramento das propriedades físicas do óleo, a análise das incertezas experimentais e o método de tratamento dos dados.

Através dos dados experimentais coletados foram primeiramente geradas as cartas de fluxo, onde foram indicados todos os padrões de escoamento óleo-água vertical ascendente e horizontal observados, além de sub-padrões e padrões mistos. Também foi possível construir curvas de perda de pressão para o escoamento vertical ascendente no padrão *core-flow*. Além disso, foram obtidas imagens da interface óleo-água através de câmera filmadora digital de alta velocidade. Através das imagens foram determinadas experimentalmente as frações volumétricas das fases, além dos comprimentos, amplitudes e forma das ondas interfaciais para posterior comparação com a teoria proposta neste trabalho e com as soluções desenvolvidas. A partir da medição das velocidades médias das ondas interfaciais, foi desenvolvida uma nova correlação para a fração volumétrica baseada na teoria da onda cinemática.

3.1. Aparato Experimental

Para viabilizar a obtenção dos dados experimentais, foi preciso realizar algumas modificações no circuito experimental existente no laboratório de *core-flow*. Tais modificações foram compreendidas no projeto e instalação de um novo sistema para medição da vazão de óleo e na montagem do sistema de visualização, filmagem e gravação da interface óleo-água. A Figura 3.1 apresenta o esquema da instalação experimental.

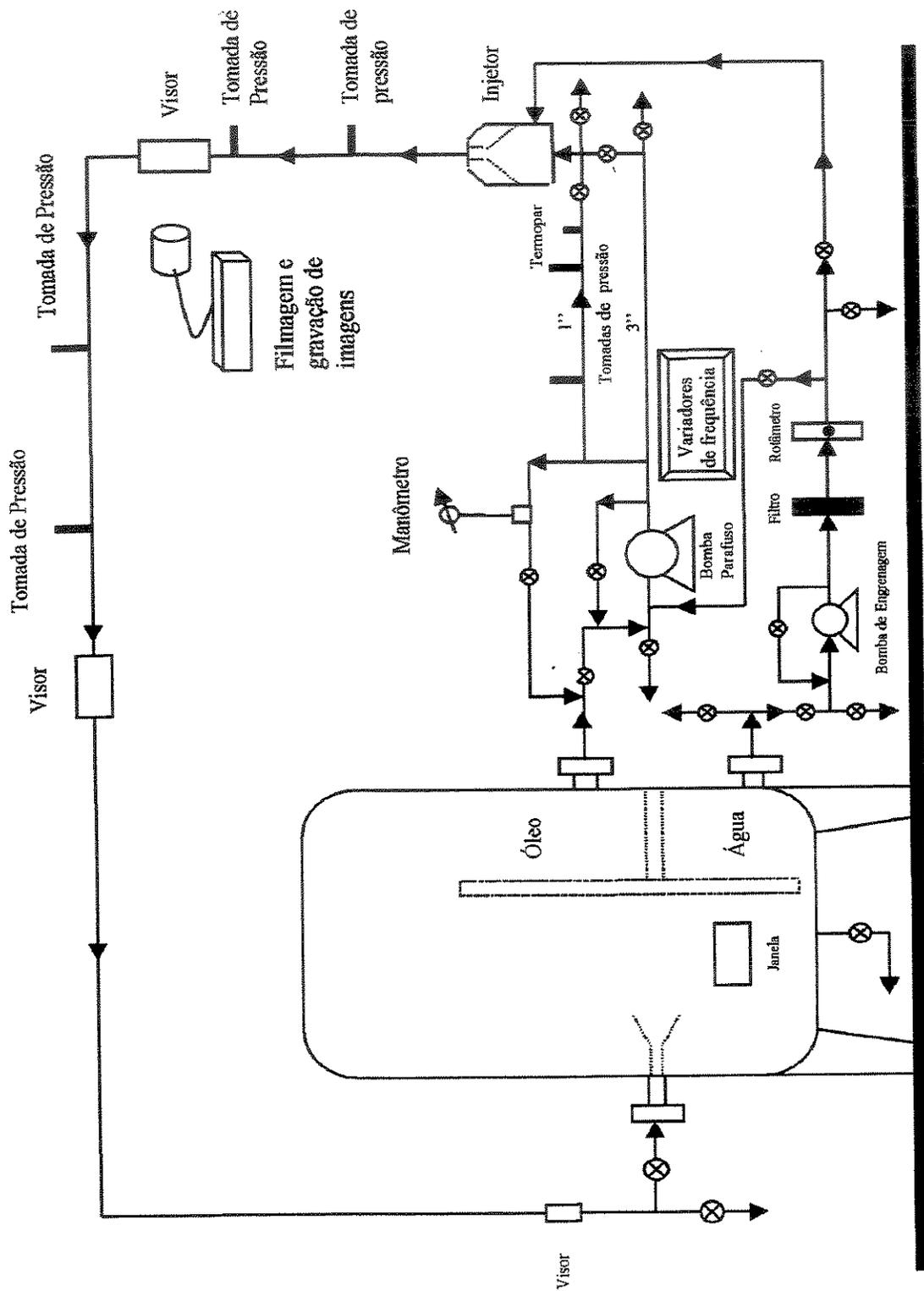
3.1.1 Sistemas para medição da vazão de óleo

Em se tratando do escoamento óleo-água vertical ascendente e de acordo com a análise visual realizada *a priori*, verificou-se que a montagem experimental era capaz de gerar praticamente todos os padrões de fluxo óleo-água conhecidos: dispersões de óleo em água, bolhas, intermitente, anular e emulsões de água em óleo. Porém o problema consistia em medir corretamente as vazões de água e óleo para posteriormente gerar as cartas de fluxo, transições, curvas de perda de pressão e geometria da interface.

No experimento foram utilizados água e óleo cru com viscosidade $\mu_o = 500$ mPa.s (inicial) e densidade $\rho_o = 925,5$ kg/m³ (inicial) a 25 °C. O petróleo foi cedido pelo CENPES-Petrobras (Centro de Pesquisa da Petrobras), proveniente de plataforma marítima sediada na Bacia de Campos-RJ e cujo ponto de amostragem foi oleoduto de exportação. As seções de teste vertical e horizontal foram construídas em tubulação de vidro tipo borosilicato de diâmetro interno 28,4 mm. A montante da seção de teste e visualização foram deixados 56 diâmetros para o desenvolvimento hidrodinâmico do escoamento bifásico. Além disso, o desenvolvimento hidrodinâmico dos padrões, principalmente o anular, foi facilitado através da utilização de um bocal injetor apropriado.

A medida da vazão de água foi realizada através do rotâmetro instalado na linha de água, dentro da seguinte faixa:

$$0,4 < Q_2 < 5,0 \text{ gal/min} ,$$



o que é equivalente à seguinte faixa de velocidades superficiais de água:

$$0,04 < J_2 < 0,5 \text{ m/s.}$$

Tal faixa de velocidades superficiais da água seria suficiente para visualizar todos os padrões de fluxo óleo-água em escoamento vertical ascendente e horizontal, (Joseph e Renardy, 1993). Porém, neste caso, para tornar possível a visualização de todos os padrões de fluxo, seria necessário ainda que a velocidade superficial do óleo variasse dentro da seguinte faixa:

$$0,005 < J_1 < 3 \text{ m/s}$$

Inicialmente, pretendia-se que o cálculo da vazão de óleo fosse realizado somente através da rotação da bomba, que de acordo com o fabricante fornece 0,5 litros por volta. A vazão de óleo foi calculada através da seguinte fórmula:

$$\dot{Q}_1 = Q_v \cdot RPM_{bomba} \quad (3.1)$$

onde Q_v é o volume deslocado por volta e

$$RPM_{bomba} = 0,956 \cdot RPM_{calc} \quad (3.2)$$

onde 0,956 é o fator de deslizamento das correias de transmissão, obtido previamente por calibração (Prada, 1998), e

$$RPM_{calc} = RPM_{inv} \cdot \frac{D_{eixo-motor}}{D_{polia-bomba}} = RPM_{inv} \cdot \frac{89mm}{300mm} = RPM_{inv} \cdot 0,2967 \quad (3.3)$$

onde 0,2967 é a razão entre o diâmetro do eixo do motor elétrico e o diâmetro da polia da bomba de óleo. A rotação do motor é a mesma apresentada pelo visor do inversor de frequência, RPM_{inv} . Portanto, de posse de Q_v é possível calcular \dot{Q}_1 .

Para a obtenção experimental de Q_v foi necessário medir a descarga de óleo em kilogramas por segundo dentro de uma faixa de vazão representativa e esta foi obtida através de balança e cronômetro. O RPM_{inv} foi lido diretamente no visor do inversor de frequência. Após uma série de testes, foi obtido o seguinte valor, $Q_v = 0,515$ litros/volta.

A rotação mínima da bomba é de 16 RPM, portanto foi possível obter a vazão mínima de óleo e conseqüentemente a velocidade superficial de óleo mínima:

$$J_{1_{\min}} = 0,22 \text{ m/s} \quad (3.4)$$

A medida da vazão do óleo através da rotação da bomba está limitada ao valor de 0,22 m/s e, portanto, forneceria uma carta de fluxo que poderia restringir a observação de uma gama variada de padrões de fluxo reportados na literatura.

Como a viscosidade do óleo é bastante elevada era de se esperar que fosse possível medir a vazão de óleo através da perda de pressão na tubulação. Para tanto, foi necessário conhecer o regime do escoamento e o diâmetro de tubo ideal para a obtenção de uma boa leitura da perda de pressão. Para um tubo de diâmetro interno $D_t = 2,66$ cm, chegou-se a um número de Reynolds $Re = 150$ para a velocidade superficial de óleo máxima desejada ($J_o = 3$ m/s). Portanto, o regime de escoamento do óleo seria totalmente laminar. A perda de pressão foi dada, então, por (Fox e McDonald, 1988):

$$\Delta P = \frac{32\mu_1 L \bar{V}_{t,1}}{D_t^2}, \quad (3.5)$$

Foram utilizados para as medidas um tubo de $L = 0,81$ m de comprimento (distância entre as tomadas de pressão) e um manômetro de mercúrio tipo tubo em U existente no laboratório. Considerando que 1 mmHg seria a mínima diferença de pressão a ser medida, a velocidade superficial correspondente seria de 0,007 m/s. Portanto, fazendo uso deste sistema de medição foi

possível medir vazões de óleo bem menores em comparação com a vazão de óleo mínima obtida através da rotação da bomba.

Utilizando as duas técnicas, foi possível varrer a seguinte faixa de velocidades superficiais:

$$0,007 < J_f < 2,5 \text{ m/s} ,$$

faixa considerada bastante abrangente para a geração de uma carta de fluxo que contemple todos os padrões de fluxo óleo-água vertical ascendente. Além disso, foi possível também obter cartas de fluxo abrangentes para o escoamento horizontal.

O tubo de 2,66 cm de diâmetro interno foi escolhido por razões de segurança, pois um tubo de diâmetro menor produziria uma pressão muito maior na linha de teste, aumentando os riscos de acidente.

3.1.2 Verificação da medida da vazão de óleo

A medida das vazões de água e óleo é de suma importância para este trabalho, pois certas transições, como por exemplo do padrão intermitente para o anular ondulado, são de difícil localização e acarretam uma definição muitas vezes subjetiva.

Para a vazão de água foi utilizado um rotâmetro devidamente calibrado. Foram realizados alguns testes de verificação e as incertezas não chegaram a 2 %. Para a vazão de óleo, como já descrito anteriormente, foram utilizadas duas técnicas para a medida da vazão. Uma delas por diferença de pressão e a outra pela rotação da bomba. Para baixas vazões de óleo foi utilizada a primeira técnica, para vazões intermediárias foram utilizadas as duas técnicas simultaneamente e para altas vazões apenas a técnica da rotação da bomba.

Considera-se mais precisa a técnica da rotação da bomba operando com by-pass fechado, pois sendo uma bomba de deslocamento positivo ela sempre bombeará a mesma quantidade de óleo por volta. Tal comportamento foi verificado experimentalmente para vários valores de *RPM*, cobrindo uma faixa representativa de operação.

Uma forma de verificar a incerteza da técnica de medição da vazão de óleo por diferença de pressão é através da geração do gráfico de perda de pressão em função da vazão ou velocidade do óleo e verificar a linearidade. A técnica da diferença de pressão foi utilizada apenas para velocidades do óleo equivalentes às velocidades superficiais menores que 0,7 m/s (entre 0,22 e 0,7 m/s foram utilizadas as duas técnicas simultaneamente). A Figura 3.2 apresenta a curva de velocidades de óleo em função da diferença de pressão obtida através de manômetro de mercúrio tipo tubo U .

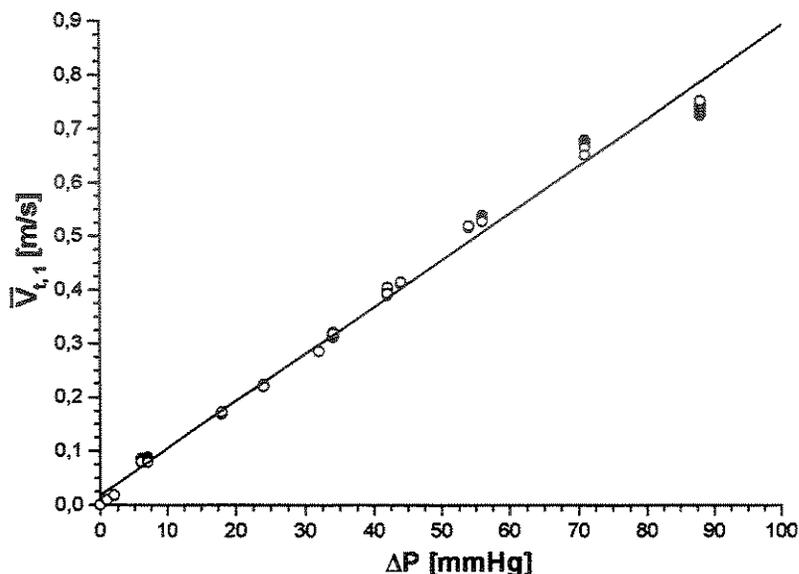


Figura 3.2 - Velocidade do óleo em função da perda de pressão

Analisando a Figura 3.2, percebe-se uma linearidade razoável, dentro da faixa onde a técnica da perda de pressão foi utilizada. É importante ressaltar que para cada medida de perda de pressão era computada a temperatura do óleo equivalente para posterior correção da viscosidade. Além disso, a curva da viscosidade do óleo em função da temperatura era atualizada através de reômetro apropriado, pois é sabido que a formação de emulsão de água em óleo, devido ao constante contato das fases no circuito, causa significativo aumento da viscosidade do óleo.

3.1.3 Sistema de visualização, filmagem e gravação da interface óleo-água.

Para este trabalho de pesquisa foi projetada e construída uma nova tubulação de teste, onde foram gerados e visualizados todos os padrões de escoamento óleo-água vertical ascendente e horizontal nos quais a água manteve-se em contato com a parede. A nova tubulação, inteiramente em vidro borossilicato, de 34 e 28,4 mm de diâmetro externo e interno, respectivamente, possui tomadas de pressão espaçadas em 80 cm, tanto no trecho vertical quanto no horizontal. Através das tomadas foram feitas as medidas de perda de pressão dinâmica. Antes do primeiro ponto de tomada de pressão foram deixados 30 diâmetros para que o escoamento bifásico se desenvolvesse hidrodinamicamente. A visualização dos padrões foi feita através de visores constituídos de uma caixa de acrílico totalmente preenchida com água. O objetivo do visor é a planificação da imagem e a minimização da distorção ótica da curvatura do tubo. O visor se encontra 56 diâmetros após o bocal de injeção.

Foi montado um sistema de filmagem utilizando uma câmera filmadora digital Encore Olympus, modelo Encore MAC-1000, capaz de filmar a 2000 quadros por segundo e posteriormente reproduzir as imagens em até 1 quadro por segundo. Para todas as visualizações foi utilizada uma frequência de 30 quadros por segundo, considerada razoável por apresentar clareza suficiente para todas as observações necessárias. Para a gravação de uma imagem clara da interface óleo-água foi necessário montar um sistema de iluminação, constituído de dois refletores dispostos lateralmente em relação ao visor. A disposição em ângulo dos refletores visava evitar o excesso de reflexão de luz, fato que prejudicava a qualidade das imagens. Além disso, foi utilizado papel poroso para homogeneizar a luz dos refletores e conseqüentemente melhorar a qualidade das imagens. As imagens filmadas foram gravadas em um vídeo cassete convencional e armazenadas em fitas VHS, para posterior tratamento.

3.2. Organização do Trabalho Experimental

Após uma análise inicial do trabalho experimental a ser realizado, concluiu-se que a malha de pontos experimentais teria que ser bastante fina para a geração das cartas de fluxo. Tal fato se deve às transições entre os diversos padrões óleo-água, fenômeno que não se dá de forma abrupta e é de interpretação bastante subjetiva. A mesma malha foi utilizada para a obtenção dos dados de perda de pressão e das imagens da interface óleo-água.

Para a vazão de água foram definidos 12 pontos, de 0,4 a 5,0 gal/min, o que equivale em velocidade superficial a uma faixa entre 0,04 e 0,50 m/s. Os pontos foram espaçados em 0,05 m/s, com exceção do último ponto, espaçado em 0,07 m/s. A velocidade superficial do óleo foi dividida inicialmente em 30 pontos, entre 0,007 e 2,97 m/s, em intervalos de 0,1 m/s. Portanto, pretendia-se seguir uma malha de 360 pontos experimentais.

Durante os experimentos, entretanto, surgiram vários problemas que restringiram a varredura dos pontos escolhidos inicialmente. Para baixas vazões de água e altas vazões de óleo existia o problema do contato do óleo com a parede da tubulação, com a conseqüente perda de lubrificação. Além disso, para altas velocidades superficiais de óleo ocorria o surgimento de dispersões de óleo em água no anel, com o centro do tubo se mantendo apenas com óleo. Tal padrão misto provocava muita dispersão no reservatório, diminuindo a vida útil do filtro de água e dificultando o trabalho experimental. A malha foi sendo espaçada para velocidades superficiais de óleo acima de 1,5 m/s. Na realidade, foram realizados mais testes do que os previstos inicialmente, porém, foi dada maior atenção à região do padrão *core-flow* ondulado, pois este trabalho tem como foco principal a interface óleo-água no citado padrão. Ao todo foram coletados 510 pontos experimentais. A Figura 3.3 apresenta a malha dos pontos experimentais, de fato, coletados.

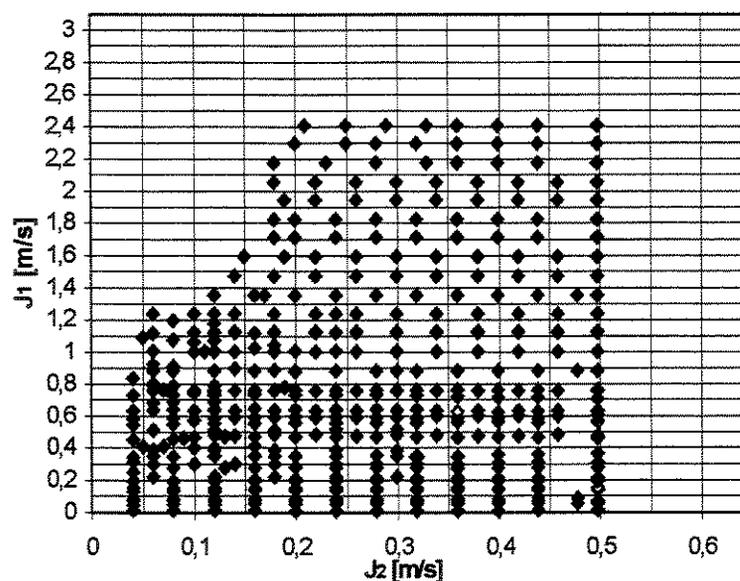


Figura 3.3 - Malha de pontos experimentais coletados

Para cada ponto experimental foi obtida uma série de informações que seriam necessárias para, após tratamento, gerar as curvas, cartas e imagens pretendidas para este trabalho de pesquisa. Na tabela de coleta de dados foram reunidas as seguintes informações: perda de pressão na tubulação e temperatura do óleo, vazão de água, número de referência da imagem filmada, padrões de fluxo observados na tubulação vertical e horizontal e voltagem fornecida pelo transdutor de pressão diferencial. Além disso, a rotação da bomba com by-pass fechado também era monitorada para a verificação da vazão de óleo.

3.3. Medição e Monitoramento das Propriedades Físicas do Óleo

Foram medidas e monitoradas a viscosidade e a densidade do óleo. Além disso, foi medida a tensão interfacial óleo-água e a porcentagem de água em emulsão no óleo.

3.3.1 Monitoramento da viscosidade do óleo

É sabido que a emulsão de água em óleo aumenta dramaticamente a viscosidade da mistura, mesmo a água estando em pequenas porcentagens. Era muito provável que ocorresse a formação de emulsão no decorrer dos experimentos. Além disso, como exposto anteriormente, a medida da vazão do óleo, para baixas velocidades superficiais, depende da viscosidade do óleo e esta é função da temperatura.

A curva da viscosidade em função da temperatura foi obtida em três momentos marcantes do trabalho experimental. A primeira curva foi obtida para o óleo ainda nas bombonas, ou seja, no estado inicial. A segunda antes do início dos testes, ou seja, após terem sido realizados todos os ajustes e pré-testes e a terceira no final dos testes experimentais propriamente ditos. A Figura 3.4 apresenta as curvas de viscosidade em função da temperatura, obtidas através de reômetro rotativo existente no laboratório do Departamento de Engenharia de Petróleo da Faculdade de Engenharia Mecânica da Unicamp.

Portanto, o valor da viscosidade mais correto estaria entre a segunda e a terceira curva gerada (Figura 3.4). Ainda assim, para muitos testes foram utilizadas simultaneamente as técnicas

da perda de pressão e da rotação da bomba para a obtenção da vazão de óleo. Os valores de velocidades superficiais fornecidos pela técnica da rotação da bomba, considerada melhor, foram utilizados para definir qual curva de viscosidade seria mais conveniente para o cálculo da vazão de óleo.

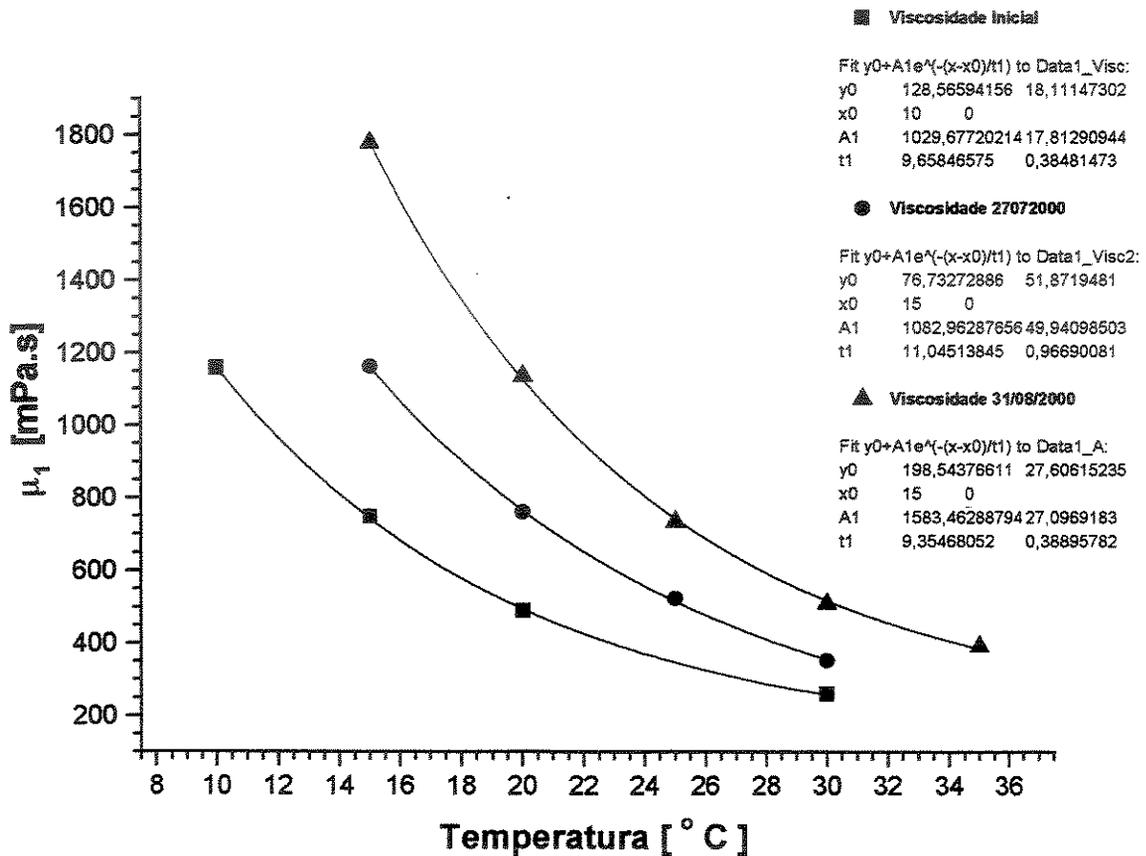


Figura 3.4 - Curvas de viscosidade em função da temperatura obtidas através de reômetro rotativo.

O teste para a verificação da porcentagem de água existente na forma de emulsão no óleo foi realizado no Centro de Pesquisa da Petrobrás (CENPES) e foi constatado que não chegou a ocorrer mais de 0,5 % de água no óleo.

Supondo que a formação de emulsão de água em óleo ocorria principalmente durante a operação do sistema, ou seja, desprezando o tempo em que o sistema esteve em repouso, foi

possível realizar uma análise baseada no tempo de operação do sistema. A Figura 3.5 apresenta a variação da viscosidade em função do tempo de operação.

Percebe-se, analisando a Figura 3.5, que a viscosidade variou exponencialmente em função do tempo de operação. O tempo total de operação do sistema experimental foi de 30 horas e 30 minutos.

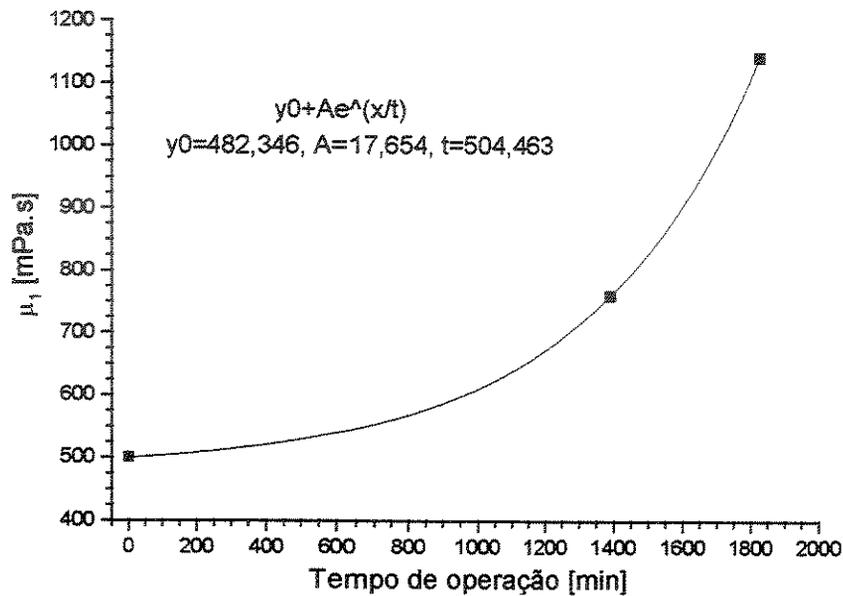


Figura 3.5 - Variação da viscosidade do óleo em função do tempo de operação (25°C).

3.3.2 Monitoramento da densidade do óleo

Era de se esperar que a densidade do óleo variasse também com a formação de uma emulsão de água em óleo. Através de densímetro (por imersão, faixa 0.8-1.0 g/cm³) foram realizadas três medidas da densidade do óleo ao longo do trabalho experimental. A primeira medição foi realizada antes do início dos testes e foi obtido um valor de 925,5 kg/m³. A segunda foi realizada no final dos testes e foi obtido o valor de 946 kg/m³. Portanto, o valor da densidade do óleo estaria localizado entre esses dois valores obtidos.

Para a geração da curva da variação da densidade em função do tempo de operação, foi feita uma terceira medição. Foi realizada mais uma série de testes, não analisados neste trabalho de pesquisa, agregando mais 10 horas de operação. O novo valor obtido foi de 960 kg/m³. Pode ser observada na Figura 3.7 a curva da variação da densidade do óleo em função do tempo de operação.

Analisando a Figura 3.6, percebe-se a variação exponencial da densidade com o tempo de operação. Para a análise da variação da densidade, o tempo total de operação do sistema experimental foi de 40 horas e 30 minutos.

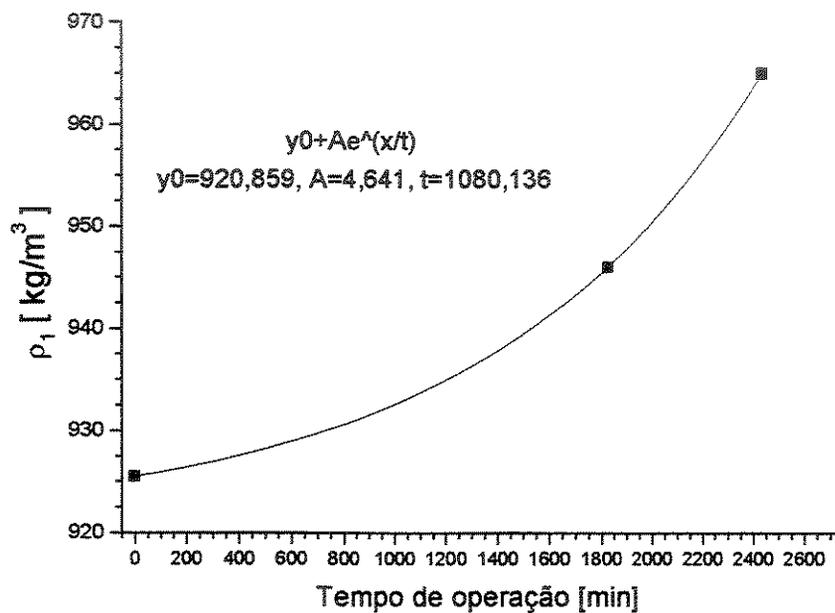


Figura 3.6 - Variação da densidade do óleo em função do tempo de operação.

3.3.3 Medição da tensão interfacial óleo-água

O valor da tensão interfacial óleo-água é de grande importância para a etapa de modelagem matemática.

A tensão interfacial óleo-água foi medida através de tensiômetro localizado na Faculdade de Engenharia Química da Unicamp, utilizando o método do anel. Foram obtidas inicialmente as

tensões superficiais do óleo e da água, sendo os valores, respectivamente: 30,21 e 72,33 mN/m. Finalmente foi obtido o valor a tensão interfacial óleo-água:

$$\sigma = 29,05 \text{ mN/m} .$$

3.4 Medida da Perda de Pressão por Fricção em Escoamento *Core-flow* Vertical Ascendente

Um dos objetivos deste trabalho de pesquisa é obter as curvas de perda de pressão dinâmica ou perda de pressão por fricção. Para tanto, se fez necessário o uso de um transdutor de pressão diferencial com sensibilidade e velocidade de resposta dinâmica apropriadas.

Escolheu-se o transdutor de pressão diferencial de relutância variável da Validyne, modelo DP15, demodulador CD23 e diafragma número 24. O transdutor da Validyne é aplicável para fluidos incompressíveis e possui fundo de escala de 1,4 a 2,2 kPa, considerada suficiente para as faixas de diferença de pressão esperadas. Como os sinais gerados pelo transdutor de pressão eram bastante variáveis, foi utilizado um osciloscópio Hewlett Packard modelo 54501A 100 MHz, onde eram realizadas as médias do sinal.

A calibração do transdutor de pressão foi realizada através de um circuito de ar comprimido e manômetro de álcool inclinado. Foi gerada uma curva de calibração e os desvio máximos encontrados não chegaram a 1% para altas pressões e 3% para baixas pressões.

O próximo passo foi a verificação do transdutor calibrado, conectado ao osciloscópio e instalado na tubulação de teste. A verificação foi realizada escoando apenas água na tubulação e comparando a curva de perda de pressão teórica para escoamento turbulento dada pela lei de fricção de Blasius com a perda de pressão fornecida pelo transdutor, cuja curva de calibração era 1 mmca = 14,59*milivolts. A Figura 3.8 apresenta a curva teórica e os pontos experimentais.

Considerou-se razoável o desvio dos pontos experimentais em relação à curva teórica, não ultrapassando a faixa média de 10%.

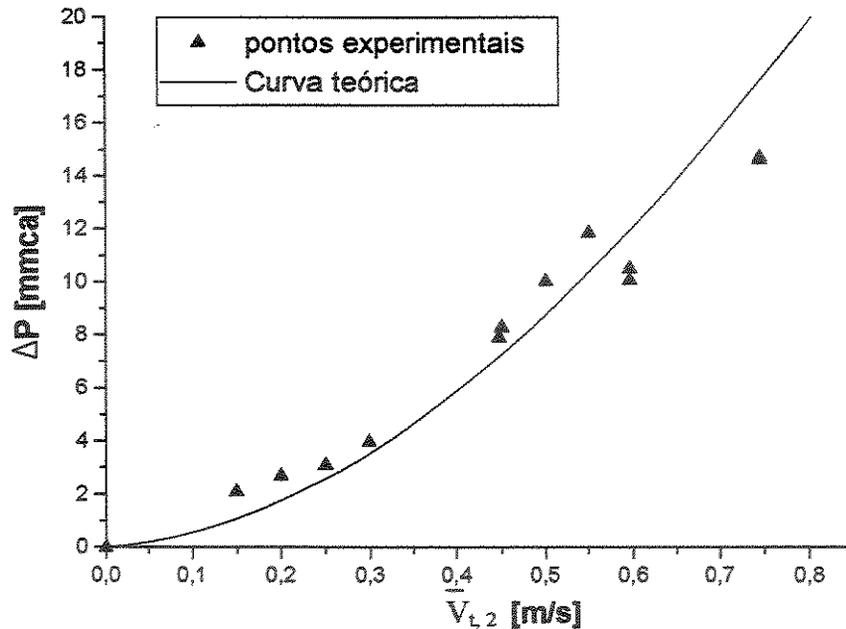


Figura 3.8 - Curva teórica para perda de pressão por fricção para escoamento de água e os pontos experimentais obtidos através do transdutor de pressão diferencial calibrado.

Após a coleta dos dados de perda de pressão bifásica, foi realizado um trabalho de verificação da incerteza relativa experimental. Os dados obtidos para perda de pressão bifásica foram confrontados com duas séries de replicatas. A primeira série foi obtida através da mesma curva de calibração utilizada ao longo do trabalho experimental (1 mmca = 14,59*milivolts) e com a montagem nas mesmas condições. A segunda série de replicatas foi obtida após a desmontagem do sistema de medição (transdutor de pressão Validyne) e obtenção de nova curva de calibração com um novo fundo de escala (1 mmca=20.4*milivolts). Os resultados da comparação podem ser vistos na Figura 3.9.

Como se pode notar na figura 3.9, os dados estão em relativamente boa concordância, com desvios médios entre os pontos variando entre 25% (para os menores valores) e 2,5% (para os maiores valores). Tais desvios entre os pontos representam a incerteza relativa inerente da instrumentação utilizada.

As maiores incertezas experimentais na medida da perda de pressão estariam vinculadas às medidas das vazões de óleo e água (ou velocidades superficiais). Tais incertezas foram estimadas e os resultados encontram-se no Anexo V.

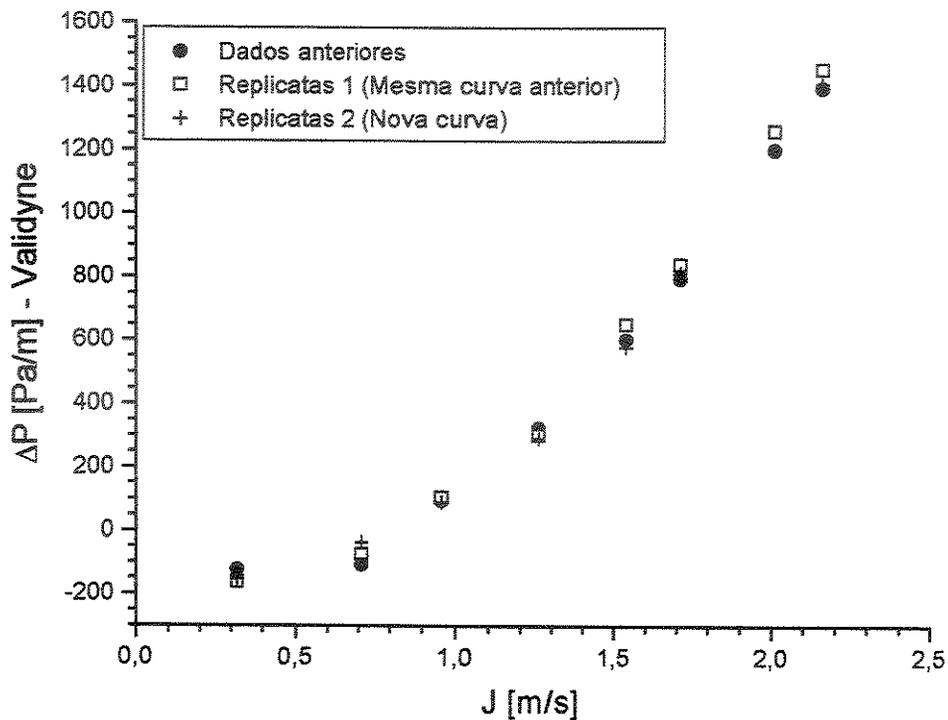


Figura 3.9 - Comparação entre os dados de perda de pressão coletados e duas séries de replicatas.

Além disso, percebe-se que houve, para baixas velocidades superficiais do óleo, valores negativos fornecidos pelo transdutor de pressão (Figura 3.9). Para explicar isto é necessário descrever o sistema para medida da perda de pressão por fricção, montado segundo o esquema apresentado na Figura 3.10.

Na tubulação vertical escoam água e óleo no padrão *core-flow* e o transdutor de pressão diferencial esta conectado à linha através de mangueiras completadas com água. Tem-se a seguinte equação para a perda de pressão na tubulação:

$$P_1 - P_2 = \rho_m g H + \Delta P_{fr} \quad (3.6)$$

onde ΔP_{fr} é a perda de pressão por fricção e ρ_m é a densidade da mistura, dada por:

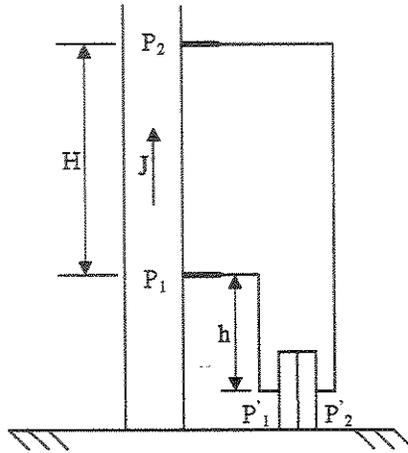


Figura 3.10 - Sistema para medição da diferença de pressão dinâmica

$$\rho_m = \varepsilon_1 \rho_1 + (1 - \varepsilon) \rho_2 \quad (3.7)$$

e ε_1 é a fração volumétrica do óleo.

Analisando a diferença de pressão no transdutor de pressão diferencial, tomando a posição do transdutor como referência:

$$P_1' = P_1 + \rho_2 gh \quad e \quad (3.8)$$

$$P_2' = P_2 + \rho_2 g(H + h) \quad (3.9)$$

Portanto, subtraindo (3.8) de (3.9) e rearranjando:

$$P_1 - P_2 = P_1' - P_2' + \rho_2 gH \quad (3.10)$$

Substituindo (3.10) e (3.7) em (3.6) e rearranjando, tem-se que:

$$P_1' - P_2' = (\rho_1 - \rho_2) gH \varepsilon + \Delta P_{fr} \quad (3.11)$$

A Equação (3.11) apresenta o valor realmente lido pelo transdutor de pressão diferencial. Percebe-se que existe um termo relativo à gravidade, que se faz presente através da diferença de densidades e da fração volumétrica dos fluidos. O termo gravitacional é negativo, pois a densidade da água é maior, e explica a leitura de valores negativos pelo transdutor de pressão diferencial. De fato, para baixas razões de velocidades água-óleo e baixas velocidades superficiais de óleo o termo gravitacional é dominante. Analisando fisicamente, percebe-se que a velocidade relativa entre óleo e água modifica o perfil de velocidades da água. O óleo, devido à sua menor densidade, tende a subir mais rápido e acaba arrastando a água através do efeito do cisalhamento interfacial. Tal efeito reduz o peso da coluna bifásica e é “sentido” pelo transdutor de pressão diferencial. Portanto, para baixas razões de velocidades água-óleo e baixas velocidades superficiais de óleo o escoamento do óleo é favorecido pela simples existência do anel de água e o transdutor de pressão forneceu valores negativos.

O gradiente de pressão por fricção experimental é dado, então, por:

$$\Gamma_{f_{exp}} = \frac{\Delta P_{fr}}{H} = \frac{P'_1 - P'_2}{H} - (\rho_1 - \rho_2)g\varepsilon_1 \quad (3.12)$$

3.5 Análise Visual dos Padrões de Fluxo Bifásico Óleo-água

Para cada ponto da malha de testes, foi realizada uma análise visual do padrão de escoamento óleo-água na tubulação vertical e também na horizontal. Após um breve transiente, que compreendia a estabilização do padrão de escoamento e da temperatura do óleo, eram feitas as medidas de diferença de pressão e a câmera digital de alta velocidade era então acionada. Para altas velocidades superficiais, a definição do padrão era feita através da imagem gravada reproduzida em câmera lenta, pois não mais era possível fazê-la a olho nu.

Posteriormente, após o final dos testes, foi realizada uma análise rigorosa de todas as imagens obtidas e foram, então, verificados os padrões e suas transições. O passo final foi a geração de cartas de fluxo do tipo J_1 versus J_2 .

As maiores incertezas experimentais que ocorrem na geração das cartas de fluxo estariam vinculadas às medidas das vazões de óleo e água (ou velocidades superficiais). Tais incertezas foram estimadas e os resultados encontram-se no Anexo V.

3.6 Varredura da Interface Óleo-água no Padrão *Core-flow* Vertical Ascendente

Foi estudada experimentalmente a geometria da interface óleo-água apenas para o padrão *core-flow* vertical ascendente. Para a visualização da onda interfacial foi utilizada a câmera filmadora digital de alta velocidade, através da qual foi possível obter as imagens apresentadas como exemplo na Figura 3.11, que são perfeitamente compatíveis com as ondas bambu observadas por Bai (1996):

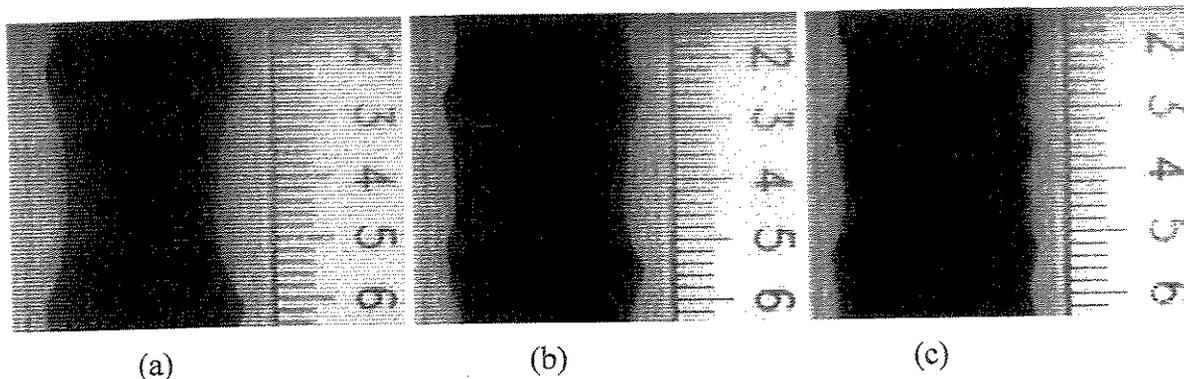


Figura 3.11 – Imagens típicas do escoamento *core-flow* vertical ascendente à velocidade superficial da água constante $J_2 = 0.0576$ m/s: (a) $J_1 = 0.211$ m/s ; (b) $J_1 = 0.370$ m/s ; (c) $J_1 = 0.608$ m/s.

As imagens gravadas em fitas VHS foram posteriormente capturadas através de um *software* de processamento de imagens (HL-IMAGE[®]). Então, as imagens convertidas em arquivos digitais foram transportadas para um programa de varredura de imagens (SACRID[®]). Após a definição das coordenadas, que foram baseadas no diâmetro externo do tubo, o programa permitiu a geração de uma tabela de dados que continha todos os parâmetros geométricos necessários para as análises posteriores. Na Figura 3.12 pode ser observado um exemplo da varredura da interface realizada via *software* (SACRID[®]).

3.7 Medição das Propriedades Geométricas da Interface

Foram medidos os parâmetros geométricos da interface óleo-água no padrão *core-flow* vertical ascendente. Tais parâmetros foram necessários para uma posterior comparação com o modelo desenvolvido para a previsão da geometria da interface. Além disso, as informações coletadas formam um sumário importante a respeito da interface óleo-água no padrão de fluxo acima citado. Os parâmetros medidos foram: comprimentos de onda e amplitude da onda, ou seja, raios mínimos e raios máximos. Considera-se um comprimento de onda (λ) a distância compreendida entre duas cristas de onda, considera-se raio mínimo (R_o) o raio referente à menor área da seção transversal da fase central compreendida entre duas cristas de onda e considera-se raio máximo (R_{max}) o raio referente à crista da onda (Figura 3.12).

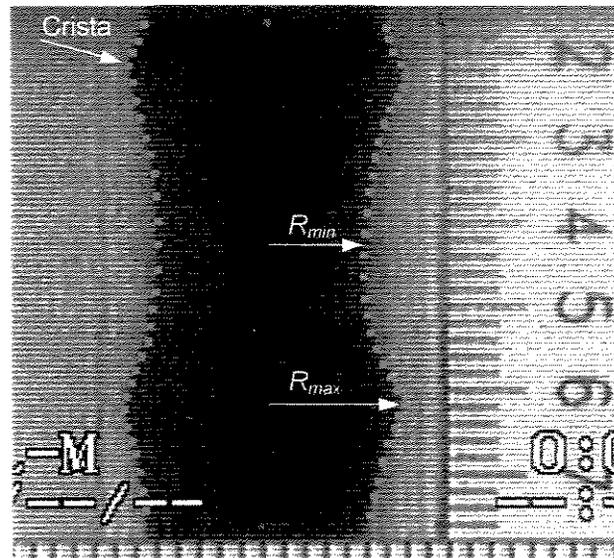


Figura 3.12 – Varredura da interface via software; os pontos vermelhos representam as coordenadas em r e z (baseadas na parede externa do tubo e no centro do tubo).

Para cada ponto experimental, onde cada ponto refere-se a um par de vazões de óleo e água especificado, foram feitas várias imagens até a obtenção de um número confiável de medidas que representasse estatisticamente a média das propriedades geométricas para o definido ponto.

O tempo de filmagem para cada ponto foi definido através da frequência de propagação das ondas. Observando que a velocidade de propagação das ondas interfaciais era próxima da

velocidade superficial total ($J = J_1 + J_2$), a velocidade das ondas analisadas variou aproximadamente entre 0,281 e 1,42 m/s. Supondo que o comprimento das ondas varie entre 10 e 50 mm, na pior das hipóteses, que ocorreria para baixas vazões, a frequência de propagação das ondas seria de apenas 5,6 ondas por segundo. Foi considerado que uma filmagem de 10 segundos para cada ponto seria suficiente para fornecer uma amostra representativa, pois seriam coletadas no mínimo 56 ondas. Para altas vazões seriam coletadas até 1420 ondas interfaciais.

O próximo passo consistiu na captura aleatória de imagens, o que foi realizado via *software* (HL-IMAGE®). O objetivo da captura aleatória de imagens foi obter dados estatisticamente independentes e significativos para posterior análise das propriedades geométricas da interface óleo-água. Para cada ponto experimental ou par de vazões foram obtidas ao menos 10 imagens. Considerando os dois lados, cada imagem forneceu um mínimo de dois comprimentos de onda, dois raios mínimos e quatro raios máximos. Ou seja, para baixas vazões, que no caso representam a pior situação, foram obtidos ao menos 20 comprimentos de onda, 20 raios mínimos e 40 raios máximos. Na Figura 3.13 podem ser observados, como exemplo, os valores de comprimentos de ondas adquiridos para dois pares de vazões de óleo e água especificados.

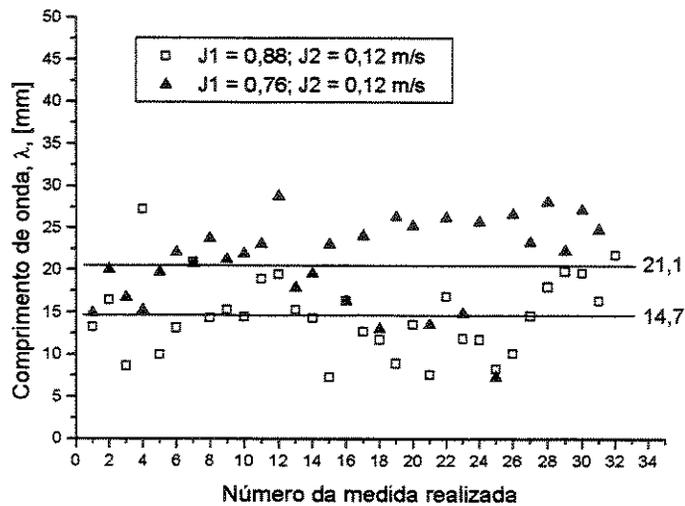


Figura 3.13 - Valores de comprimentos de ondas adquiridos para dois pares de vazões de óleo e água especificados.

Como pode ser observado na Figura 3.13, o valor do comprimento de onda para um ponto fixo oscilava em torno da média. Foi tomado o valor de duas vezes o desvio padrão (s) como medida da incerteza na obtenção do valor médio, o que equivale a dizer que 95% das medidas estarão dentro do intervalo compreendido entre $\pm 2s$. Desse modo, a incerteza do valor medido do comprimento de onda variou entre $\pm 50\%$ (para os menores comprimentos de onda) e $\pm 15\%$ (para os maiores comprimentos de onda).

Na Figura 3.14 podem ser observados, como exemplo, os valores de raios mínimos de onda adquiridos para dois pares de vazões de óleo e água especificados.

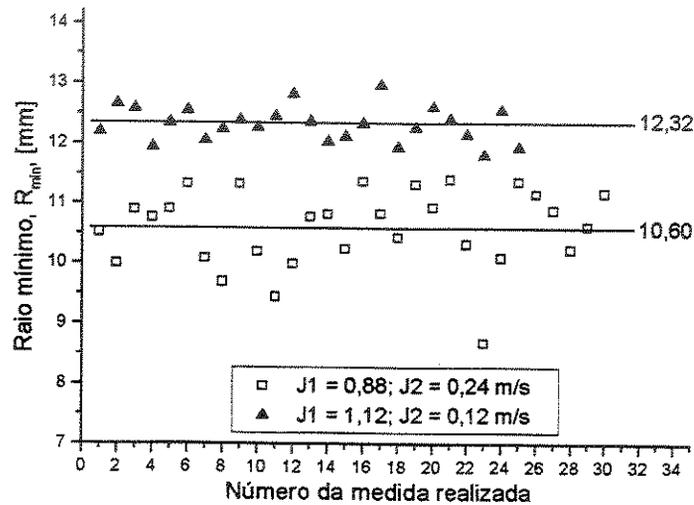


Figura 3.14 - Valores de raios mínimos de onda adquiridos para dois pares de vazões de óleo e água especificados.

Como pode ser observado na Figura 3.14, o valor do raio mínimo para um ponto fixo também oscilava em torno da média. Novamente foi tomado o valor de duas vezes o desvio padrão como medida da incerteza na obtenção do valor médio. Desse modo, a incerteza do valor medido do raio mínimo variou entre $\pm 10\%$ (para os menores raios mínimos de onda) e $\pm 4,7\%$ (para os maiores raios mínimos de onda).

Na Figura 3.15 podem ser observados, como exemplo, os valores de raios máximos de onda adquiridos para dois pares de vazões de óleo e água especificados.

Como pode ser observado na Figura 3.15, o valor do raio máximo para um ponto fixo também oscilava em torno da média. Mais uma vez, foi tomado o valor de duas vezes o desvio padrão como medida da incerteza na obtenção do valor médio. Desse modo, a incerteza do valor medido do raio máximo variou entre $\pm 4.3\%$ (para os menores raios máximos de onda) e $\pm 3.7\%$ (para os maiores raios máximos de onda).

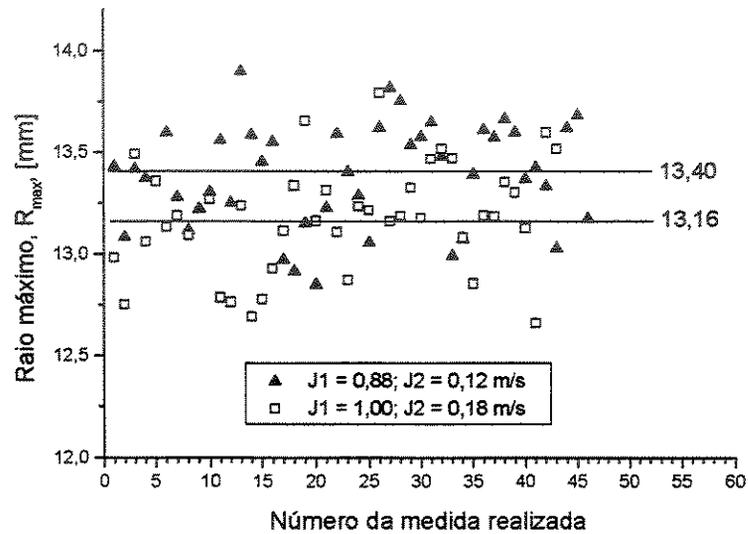


Figura 3.15 - Valores de raios máximos de onda adquiridos para dois pares de vazões de óleo e água especificados.

Como pode ser observado nas Figuras 3.13, 3.14 e 3.15, ocorreu um espalhamento dos pontos experimentais, pois na verdade ocorre uma série de valores de comprimentos de onda, raios máximos e mínimos para cada ponto experimental. Porém, em se tratando de valores médios, os parâmetros geométricos são relativamente estáveis e variam de acordo com o esperado em função da razão de vazões. Desse modo, considera-se que os pontos experimentais seguem uma distribuição normal em torno da média.

Para cada parâmetro geométrico da onda obtido foi calculada também a incerteza experimental relacionada à instrumentação. Para a realização do cálculo foram estimadas as incertezas relativas de cada instrumento envolvido no processo e foi calculada a propagação das incertezas experimentais. Porém, logo foi observado que a incerteza propagada sempre era menor do que a própria variação do parâmetro geométrico no tempo. Portanto, a incerteza experimental foi considerada como sendo a própria incerteza decorrente da oscilação natural do parâmetro em função no tempo.

Uma ressalva deve ser feita quando se vinculam os parâmetros geométricos a um determinado par de vazões. Nesse caso, a incerteza relativa à medida das vazões pode ser maior para algumas situações (Anexo V).

3.8 Medida da Velocidade da Onda Interfacial

Um outro dado de suma importância nesta pesquisa é a velocidade da onda interfacial no padrão *core-flow* vertical ascendente. Os dados experimentais da velocidade da onda foram utilizados para o ajuste da correlação para a fração volumétrica *in situ* do óleo e, conseqüentemente, para o ajuste da correlação para a perda de carga.

Foi verificado que a onda interfacial em escoamento *core-flow*, de fato, pode ser considerada uma onda cinemática. De acordo com as observações realizadas em laboratório, apesar de ter sido verificada uma variação considerável dos parâmetros geométricos para cada par de vazões de óleo e água, a forma de uma onda não variava significativamente dentro do período de tempo definido para análise. Ou seja, dentro do período de tempo utilizado para a medição da velocidade da onda, a forma desta se manteve constante. Tal observação valida a hipótese de um centro de óleo que se comporta como um sólido deformável em relação ao anel de água.

A metodologia empregada para a obtenção das velocidades de propagação das ondas interfaciais consistiu na geração de tabelas com valores de distâncias e tempos percorridos pelas cristas das ondas. A câmera digital de alta velocidade fornece o tempo de filmagem em milissegundos e através de uma escala apropriada obteve-se o espaço percorrido. Analisando

necessárias com relativa facilidade. Pode ser observado na Figura 3.16 um exemplo da imagem fornecida pela câmera que possibilitou a geração das tabelas.

Novamente foi realizada uma análise de significância estatística para definir o número de medidas necessário para a obtenção de um valor confiável para cada razão de vazões. Podem ser observados na Fig 3.17 dados de velocidades de onda, obtidos segundo a metodologia descrita acima, para três pares de vazões.

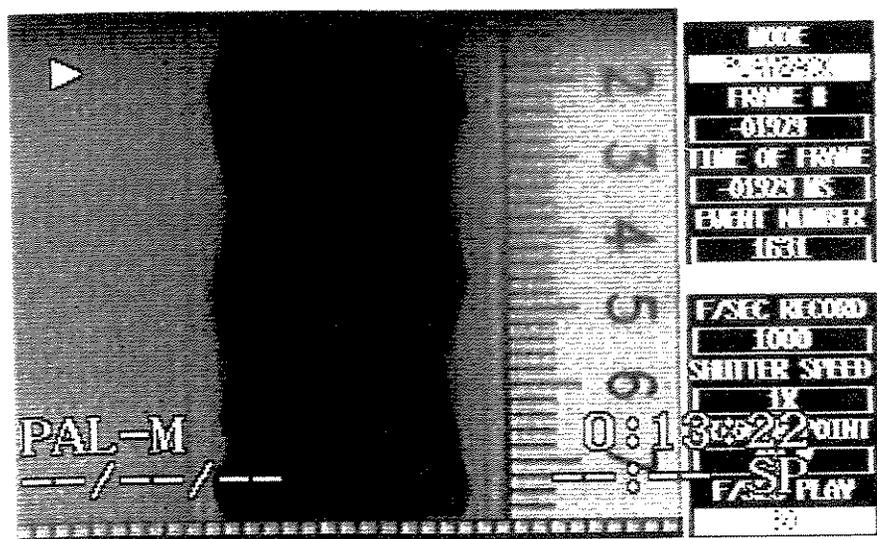


Figura 3.16 - Imagem fornecida pela câmera digital; logo à direita percebe-se a escala e mais à direita o display onde é fornecido o tempo de filmagem em milissegundos.

Também foi considerado que os pontos experimentais seguem uma distribuição normal em torno das médias (Figura 3.17) e que a amostra é estatisticamente representativa da população. O valor de velocidade da onda para um ponto fixo também oscilava em torno da média. Novamente foi tomado o valor de duas vezes o desvio padrão como medida da incerteza na obtenção do valor médio. Desse modo, a incerteza do valor medido da velocidade da onda interfacial variou entre $\pm 13\%$ (para as menores velocidades de onda) e $\pm 3.4\%$ (para as maiores velocidades de onda).

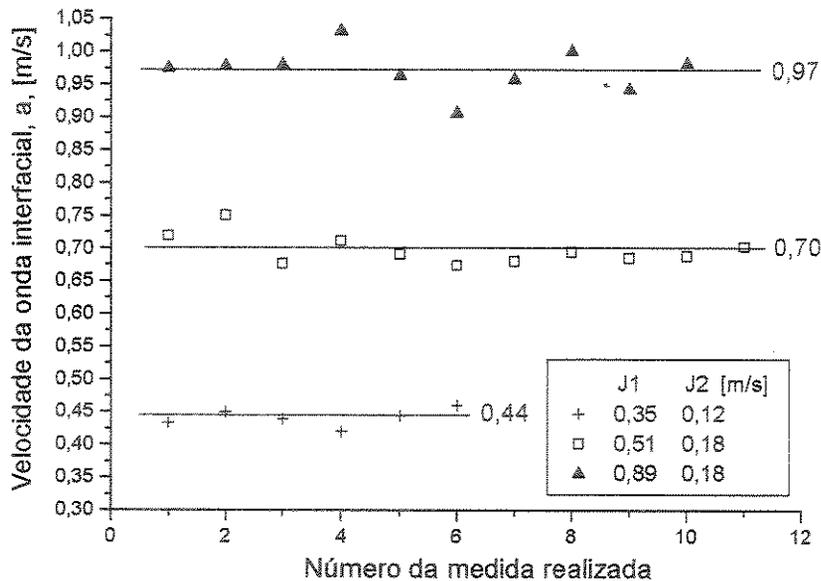


Figura 3.17 - Dados de velocidades de onda obtidos para três pares de vazões.

3.9 Obtenção Fotográfica da Fração Volumétrica do Óleo

A varredura da interface, descrita na seção 3.6, forneceu dados para a obtenção da fração volumétrica de óleo *in situ* experimental, realizada através de técnica fotográfica.

Para a obtenção da fração volumétrica *in situ* experimental foi desenvolvido um programa no *software* MATHEMATICA[®]. Com a tabela de dados gerada através de um programa de varredura da interface (SACRID[®], Figura 3.12) foi possível obter uma função de interpolação do tipo $r_i = f(z)$. Integrando as áreas transversais geradas pela função de interpolação ao longo de z foi possível obter o volume ocupado pela fase óleo para cada imagem coletada. O procedimento de cálculo foi realizado para a interface observada do lado direito e do lado esquerdo da imagem e posteriormente foi realizada uma média, buscando com isso a correção do erro gerado por uma possível excentricidade do centro de óleo.

Como já descrito nas seções anteriores, para cada par de vazões foram coletadas 10 imagens. Novamente foi realizada uma análise de significância estatística para verificar se o número de medidas realizadas (no caso dez) para cada relação de vazões seria suficiente para a obtenção de um valor confiável da fração volumétrica do óleo. Podem ser observados na Fig 3.18, para três pares de vazões, dados de frações volumétricas obtidos segundo a metodologia descrita acima.

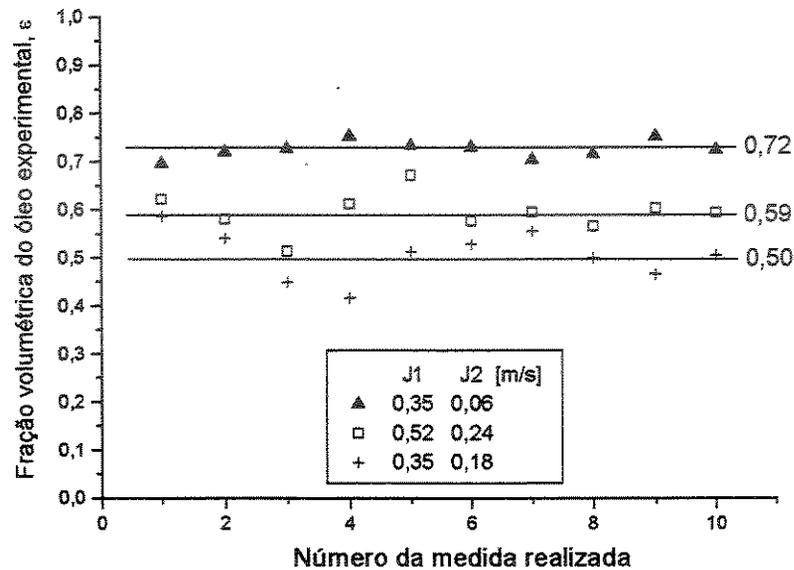


Figura 3.18 - Frações volumétricas obtidas via técnica fotografica para três pares de vazões.

Novamente, foi considerado que os pontos experimentais seguem uma distribuição normal em torno das médias (Figura 3.18) e que a amostra é estatisticamente representativa da população. O valor da fração volumétrica *in situ* medida para um ponto fixo também oscilava em torno da média. Foi tomado o valor de duas vezes o desvio padrão como medida da incerteza na obtenção do valor médio. Desse modo, a incerteza do valor medido da fração volumétrica variou entre $\pm 16\%$ (para as menores frações volumétricas) e $\pm 9\%$ (para as maiores frações volumétricas).

Foi realizado um estudo sobre o efeito da paralaxe na medição via técnica fotográfica das propriedades da interface e fração volumétrica. Foram constatadas algumas distorções

relativamente pequenas da imagem, que foram corrigidas através de fatores de correção apropriados (Anexo I).

Os dados experimentais utilizados para a geração de gráficos e cartas e para a posterior comparação com os resultados teóricos foram inicialmente organizados na forma de tabelas. No Anexo IV podem ser encontradas as tabelas com todos os dados experimentais adquiridos neste trabalho.

Capítulo 4

Resultados Experimentais

Neste capítulo são apresentados e discutidos os dados experimentais obtidos, os quais foram organizados na forma de tabelas, cartas e gráficos. São apresentadas as cartas de fluxo para escoamento óleo-água vertical ascendente, a fração volumétrica *in situ* obtida via técnica fotográfica, as propriedades das ondas interfaciais e os dados de perda de pressão bifásica no padrão *core-flow*. Os resultados experimentais são discutidos ao longo do texto, tendo por base as informações existentes na literatura.

4.1 Definição dos Padrões e Cartas de Fluxo para Escoamento Óleo-Água Vertical Ascendente

Após a realização de uma análise rigorosa de todas as imagens obtidas, foram definidos os padrões de fluxo óleo-água. Além disso, foram definidos os sub-padrões e padrões mistos e foram realizadas observações a respeito das transições entre os padrões.

4.1.1 Definição dos Padrões de fluxo, Sub-padrões e Padrões mistos

Levando em conta a grande variedade de classificações de padrões de fluxo encontrada na literatura, propõe-se neste trabalho uma classificação simples, baseada numa analogia com os padrões de fluxo gás-líquido. A seguir, são apresentados os padrões puros óleo-água observados no escoamento vertical ascendente (Tabela 4.1):

Tabela 4.1 - Padrões puros do escoamento óleo-água vertical ascendente.

Padrão puro	Denominação
BD	Bolhas Dispersas
B	Bolhas
I	Intermitente
A	Anular “core-flow”

- **BD** – Bolhas dispersas. Este padrão foi observado em baixas vazões de óleo e altas vazões de água. Tal padrão poderia ser chamado também de dispersão de óleo em água. As relativamente pequenas bolhas esféricas de óleo são arrastadas pela grande vazão de água seguindo a tendência do perfil de velocidades esperado para o escoamento monofásico de água em tubulações (maiores velocidades no centro do tubo e menores próximo à parede). O padrão difere da emulsão, pois notam-se nitidamente as fases.
- **B** – Bolhas. Observa-se este padrão para maiores vazões de óleo e menores vazões de água, em comparação com o padrão BD. Agora as bolhas possuem um diâmetro maior e foram observadas nas seguintes formas: esférica, calota elíptica e calota esférica (*cap*). As bolhas possuem um movimento independente do perfil parabólico da água, movimentando-se de maneira oscilante em relação ao plano observado. Com a menor turbulência do fluxo de água, algumas bolhas coalescem formando pacotes.
- **I** – Intermitente. Aumentando-se a vazão de óleo, a partir do padrão B, as bolhas tendem a unir-se em grandes bolhas alongadas, separadas por longos trechos de água. O diâmetro da bolha de óleo alongada aproxima-se do diâmetro do tubo e a forma do seu topo lembra as bolhas de Taylor no escoamento gás-líquido.
- **A** – Anular. O padrão anular caracteriza-se por uma fase escoando no centro do tubo (óleo) circundada por uma segunda fase escoando junto à parede do tubo (água). Tal padrão foi observado para maiores vazões de óleo, em comparação com o padrão intermitente. Para escoamento líquido-líquido do tipo óleo pesado-água, onde os fluidos são imiscíveis e a razão de viscosidades é bastante grande, o padrão anular é também chamado de *core-annular flow* ou *core-flow*. Podem ser observadas várias derivações do padrão anular para

o escoamento vertical ascendente.

A Figura 4.1 apresenta os padrões puros do escoamento óleo-água vertical ascendente, observados através de câmera filmadora digital de alta velocidade.

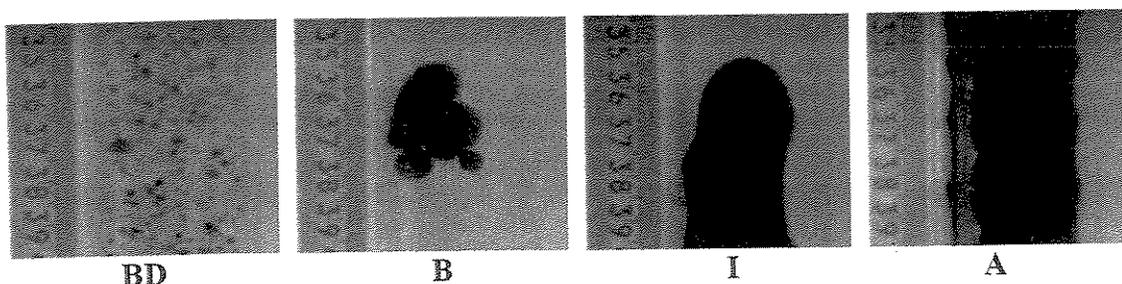


Figura 4.1 – Visualização dos padrões puros do escoamento óleo-água vertical ascendente.

O padrão anular, por sua vez, se apresentou em quatro sub-padrões indicados na Tabela 4.2.

Tabela 4.2 – Sub-padrões do escoamento óleo-água vertical ascendente.

Sub-padrão	Denominação
AOD	Anular ondulado distorcido
AO	Anular ondulado
AOP	Anular perturbado
AP	Anular perfeito

- **AOD** – Anular ondulado distorcido. Tal padrão é observado, dentro da região anular, para altas vazões de água e médias vazões de óleo ($Jo < 0,5$ m/s). Caracteriza-se por um centro de óleo (*core*) sem uma geometria definida, oscilando entre trechos que quase tomam a seção transversal e por outros trechos onde o centro de óleo (*core*) mais parece um fio. As ondulações são do tipo sinuoso, não havendo axisimetria.
- **AO** – Anular ondulado. Este padrão assemelha-se às *bamboo waves* observadas por Bai et al. (1996) e foi observado para médias e altas vazões de óleo e baixas e médias vazões de água. As ondulações assemelham-se a um bambu, com as cristas das ondas separadas por

um caule alongado. O comprimento das ondas é único e depende da relação de vazões, diminuindo com o aumento da vazão de óleo. Verifica-se axisimetria.

- **AOP** – Anular perturbado. Este padrão foi observado para altas vazões de óleo e baixas, médias e altas vazões de água. É caracterizado por ondulações, mas agora as ondas não possuem uma geometria identificável visualmente. O comprimento de onda é bastante pequeno e não mais se verifica axisimetria, ou seja, as cristas das ondas não se encontram mais no mesmo plano transversal ao escoamento.
- **AP** – Anular perfeito. O padrão anular perfeito (PCAF) é caracterizado por um centro de óleo (core) perfeitamente cilíndrico e por um anel de água bastante fino. Tal padrão foi observado para altas vazões de óleo e altas vazões de água.

Os sub-padrões AOD, AOP e AP podem ser interpretados como transições. O padrão AOD seria a transição do padrão anular para o padrão intermitente e os padrões AOP e AP seriam transições do padrão anular para o padrão emulsão de água em óleo.

Observou-se também os seguintes padrões mistos do escoamento anular óleo-água vertical ascendente (Tabela 4.3):

Tabela 4.3 – Padrões mistos do escoamento óleo-água vertical ascendente:

Padrões mistos	Denominação
BBD	Bolhas + Bolhas Dispersas
IBD	Intermitente + Bolhas Dispersas
AODBD	Anular ondulado distorcido+ Bolhas Dispersas
AOBD	Anular ondulado+ Bolhas Dispersas
AOPBD	Anular perturbado + Bolhas Dispersas
APBD	Anular perfeito + Bolhas Dispersas

Os padrões mistos correspondem ao padrão original, definido pelas primeiras letras da nomenclatura utilizada neste trabalho, onde se verificou a existência de bolhas dispersas (BD) no

anel de água. Os padrões mistos foram observados para altas vazões de óleo e médias e altas vazões de água. A Fig. 4.2 apresenta os padrões mistos observados do escoamento óleo-água vertical ascendente.

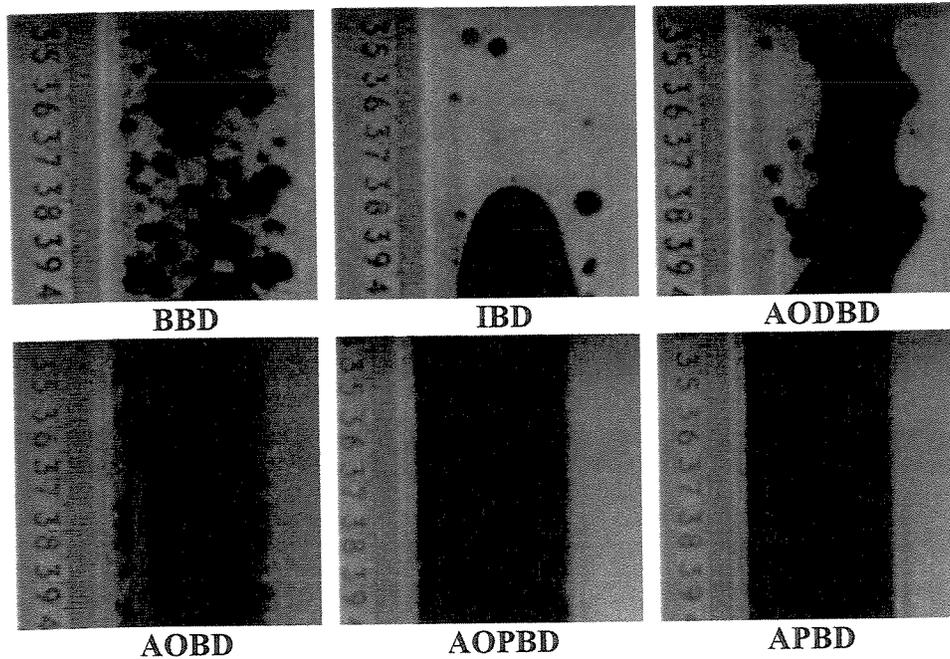


Figura 4.2 - Padrões mistos do escoamento óleo-água vertical ascendente.

Vale ressaltar que não foram observados na sua forma pura os padrões AOP (Anular ondulado perturbado) e AP (Anular perfeito). Apesar disso, esses padrões foram considerados sub-padrões do padrão anular para a manutenção de uma consistência com as classificações encontradas na literatura (Joseph e Renardy, 1993). Foram observados apenas os citados padrões em sua forma mista: AOPBD (Anular ondulado perturbado + Bolhas dispersas) e APBD (Anular perfeito + Bolhas dispersas).

4.1.2 Cartas de fluxo para escoamento óleo-água vertical ascendente

Todos os padrões de fluxo óleo-água vertical ascendente puros estão indicados na carta de fluxo que pode ser observada na Figura 4.3, onde foram utilizadas as velocidades superficiais do óleo (J_1) e da água (J_2) para a confecção da carta ($J_1 = \dot{Q}_1/A$ e $J_2 = \dot{Q}_2/A$, onde \dot{Q}_1 e \dot{Q}_2 são, respectivamente, as vazões volumétricas do óleo e da água e A é a área da seção transversal da

tubulação de teste). Os padrões são similares aos padrões de fluxo gás-líquido em tubos verticais (Taitel, Barnea & Dukler, 1980). Para altas vazões de óleo ($J_l \cong 2,4$ m/s) ocorreu o início da transição do padrão anular para o padrão emulsão de água em óleo, caracterizado por altas perdas de pressão decorrentes do enorme aumento da viscosidade da mistura óleo-água. As linhas contínuas desenhadas no diagrama (Figura 4.3) são para propósitos de visualização das fronteiras somente. Nota-se uma grande semelhança com a carta de fluxo apresentada por Taitel e Duckler e o domínio do padrão anular em ampla faixa.

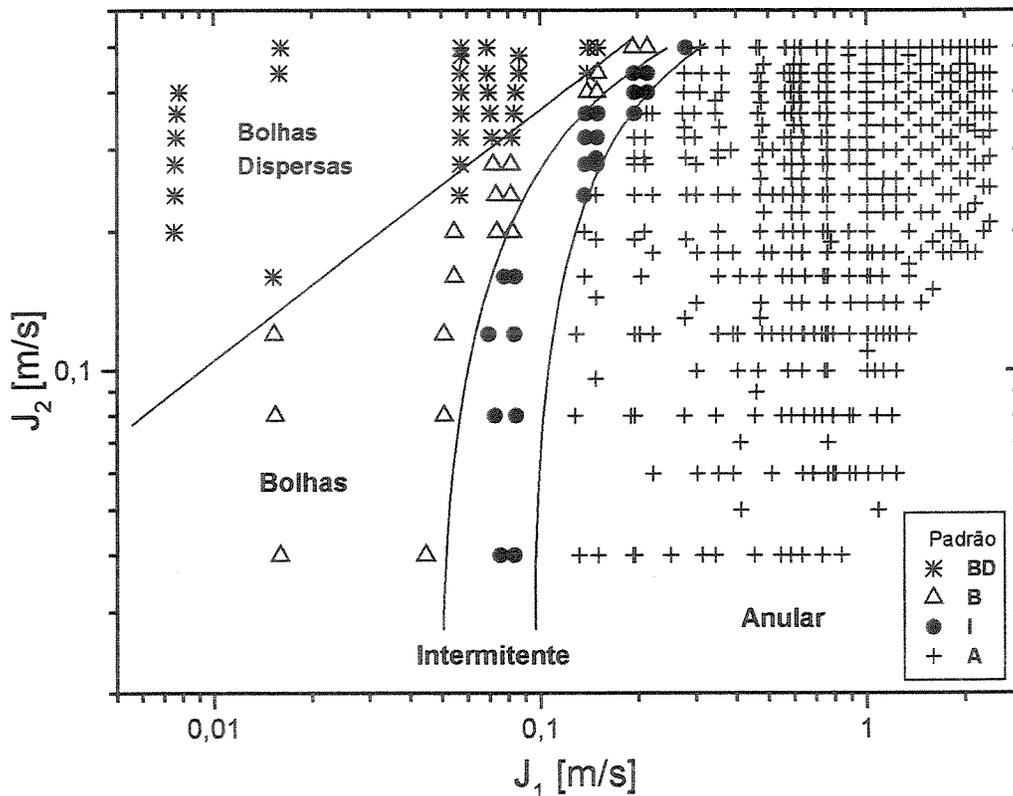


Figura 4.3 – Carta de fluxo para escoamento água-óleo pesado (viscosidade 500 mPa.s e densidade 935 kg/m^3 a 25° C) vertical ascendente em tubulação de vidro borossilicato de 28,4 mm DI (apenas os padrões puros).

Na Figura 4.3, apenas os padrões puros foram apresentados, a fim de se buscar a representação mais simples e clara possível. Na Figura 4.4 podem ser vistos todos os padrões do escoamento óleo-água vertical ascendente visualizados, incluindo, além dos padrões puros, os

sub-padrões e padrões mistos.

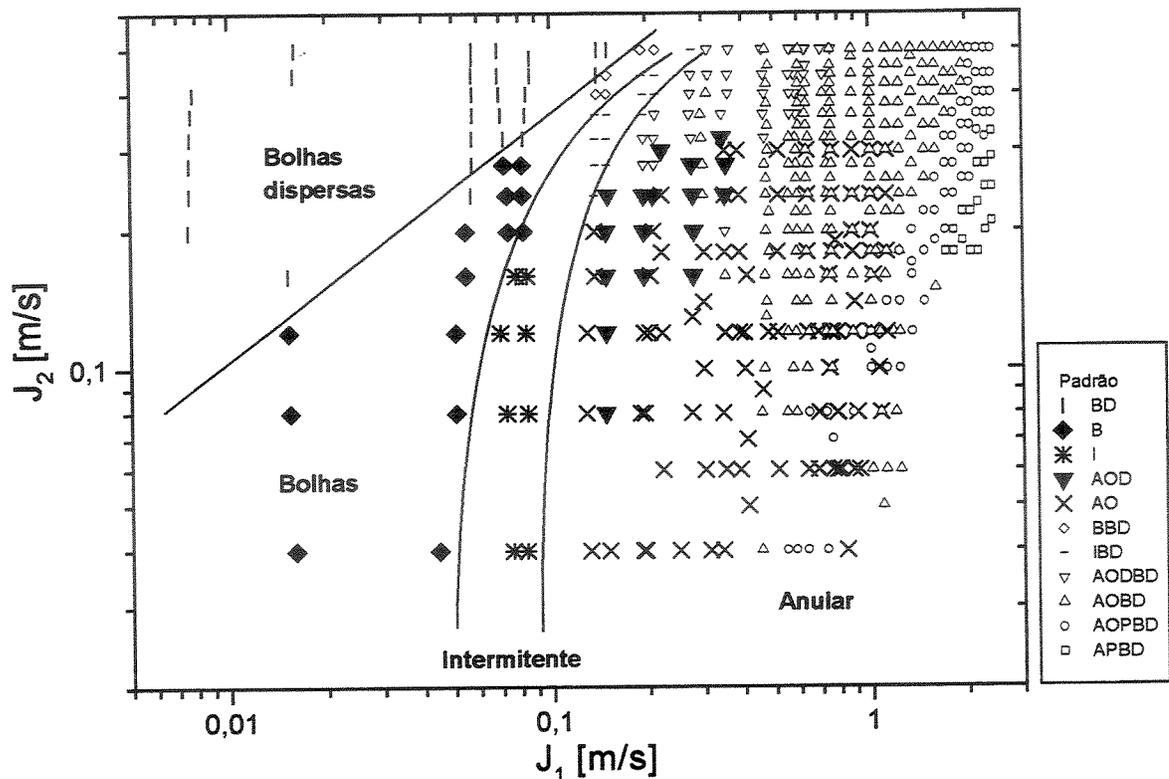


Figura 4.4 – Carta de fluxo para escoamento água-óleo pesado (viscosidade 500 mPa.s e densidade 935 kg/m³ a 25° C) vertical ascendente em tubulação de vidro borossilicato de 28,4 mm DI (todos os padrões).

Na carta de fluxo apresentada na Figura 4.4, podem ser analisadas com maior clareza as transições entre os diversos padrões. Percebe-se que as transições não ocorrem subitamente, mas através da formação de sub-padrões e padrões mistos. O sub-padrão AOD e seu respectivo padrão misto, AODBD, podem ser interpretados como a transição entre o padrão intermitente e o padrão anular. Porém, eles coexistem dentro de uma área considerável com o padrão puro AO. Tais observações levam à conclusão de que a transição entre os padrões de fluxo é um fenômeno gradual e ocorre em uma faixa ampla da carta de fluxo. Uma fronteira representaria tão somente uma média e não exatamente a transição. Os sub-padrões mistos AOPBD e APBD, por sua vez, podem ser interpretados como a transição do padrão anular para o padrão emulsão de água em óleo.

É interessante comentar a semelhança entre a carta de fluxo para escoamento vertical ascendente gerada e a carta proposta por Taitel, Barnea & Dukler, (1980), para escoamento gás-líquido em tubos verticais. Foram visualizados padrões similares, no entanto os critérios de transição sugeridos pelos autores não podem ser aplicados no caso do escoamento óleo-água.

A semelhança é ainda maior em comparação com a carta para escoamento óleo pesado-água vertical ascendente fornecida por Joseph e Renardy, (1993), onde foram utilizados um óleo combustível 10 vezes mais viscoso do que o cru do presente trabalho e uma tubulação de diâmetro interno 3 vezes menor. Aqueles autores observaram padrões de fluxo similares e na mesma seqüência (Figura 4.5-a), porém as fronteiras entre os diversos padrões estão deslocadas para a esquerda, em comparação com os dados obtidos neste trabalho. Tais discrepâncias podem ser explicadas pelo efeito de escala e diferenças nas propriedades físicas dos fluidos.

Em contraste, a carta de fluxo fornecida por Flores *et al.* (1997) para escoamento óleo-água vertical ascendente não apresenta os padrões intermitente e anular (Figura 4.5-b). As grandes discrepâncias observadas entre os dados obtidos por aqueles autores e os dados do presente trabalho podem ser atribuídas às relativamente baixas viscosidade e densidade do óleo e ao diâmetro de tubo relativamente grande utilizados por aqueles autores (2 vezes maior do que o do presente trabalho).

Na Figura 4.5 pode ser vista uma comparação entre os dados obtidos neste trabalho e os padrões de fluxo observados por Joseph e Renardy (1993) e Flores *et al.* (1997).

Também foram definidos os padrões e geradas cartas de fluxo para o escoamento óleo-água horizontal e estes podem ser vistos no Anexo II.

4.2 Propriedades da Interface Óleo-Água no padrão Anular Vertical Ascendente

São apresentados a seguir os dados experimentais referentes à geometria da interface óleo-água e à velocidade de propagação das ondas interfaciais no padrão *core-flow* vertical ascendente.

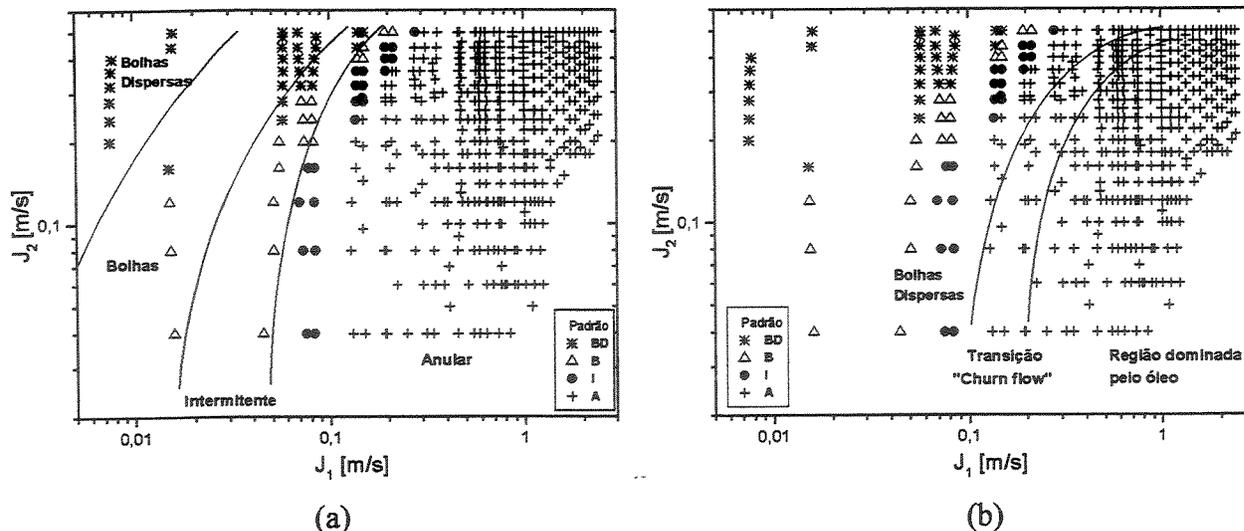


Figura 4.5 - Comparação entre os dados obtidos neste trabalho (pontos) e os padrões de fluxo observados por Joseph e Renardy (a) e Flores *et al.* (b), onde as linhas cheias delimitam os padrões.

4.2.1 Propriedades Geométricas da interface

As propriedades geométricas da onda interfacial investigadas foram o comprimento de onda e a amplitude da onda, sendo a última representada pela diferença entre o raio máximo (R_{max}) e o raio mínimo (R_{min}).

- **Comprimento de onda (λ)**

Como mostrado em Bai *et al.* (1996), existe um comprimento de onda típico para cada combinação de vazões de óleo e água. Este resultado pode ser apresentado em função da razão de velocidades superficiais ou razão de injeção, como pode ser observado na Figura 4.6.

Analisando a Figura 4.6, nota-se que o comprimento de onda diminui com o aumento da razão de injeção. Além disso, para uma razão de injeção constante o comprimento de onda também decresce com o aumento da vazão de água. Estas duas tendências estão de acordo com os resultados apresentados por Joseph & Renardy (1993).

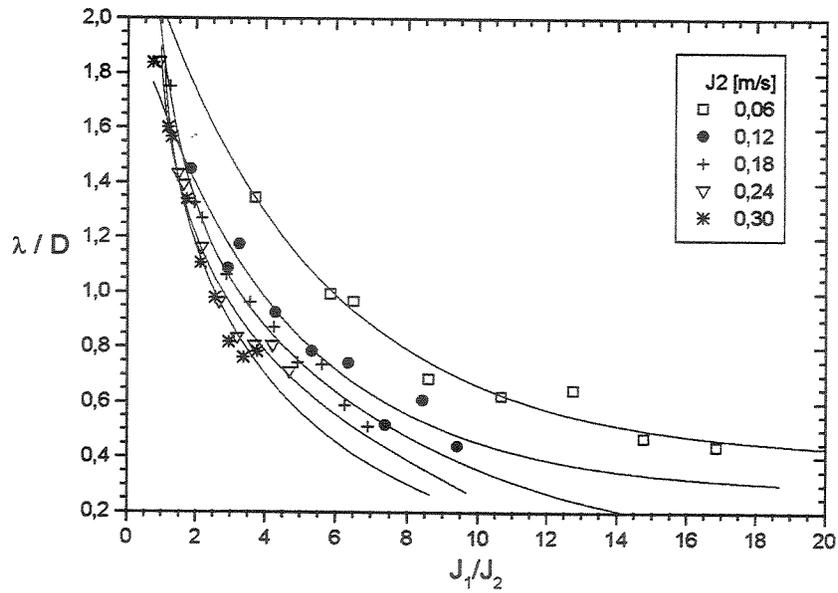


Figura 4.6 – Comprimento de onda em função da razão de velocidades superficiais para 5 diferentes velocidades superficiais de água.

Amplitude da onda ($R_{max} - R_{min}$)

Na Figura 4.7 pode ser observada a relação entre a amplitude da onda obtida experimentalmente e a razão de injeção óleo-água.

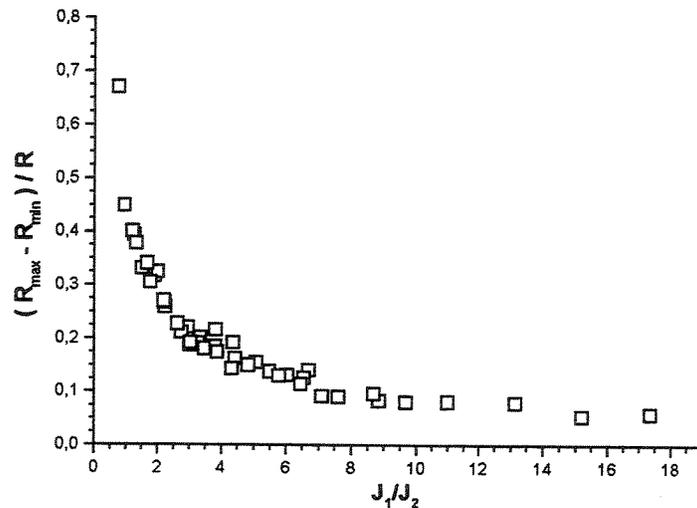


Figura 4.7 - Amplitude da onda em função da razão de injeção.

Analisando a Figura 4.7, percebe-se que a amplitude decresce rapidamente até a razão de injeção $J_1/J_2 \cong 5$. Tal variação relativamente grande da amplitude se deve principalmente à variação do raio mínimo da onda, como será visto mais adiante. Conforme o centro de óleo passa a preencher o volume da tubulação o decréscimo da amplitude passa a ser mais suave. A similaridade entre os comportamentos do comprimento de onda (Figura 4.6) e amplitude (Figura 4.7) sugere que pode haver uma semelhança geométrica entre eles; o que será discutido posteriormente.

Pode ser observada na Figura 4.8 a função exponencial existente entre os raios mínimo e máximo da onda interfacial com a razão de injeção. Para o raio mínimo percebe-se um rápido e significativo crescimento com o aumento da razão de injeção até $J_1/J_2 = 5$, ou seja, dentro da faixa onde as frações volumétricas do óleo são menores. O raio máximo apresenta o mesmo comportamento, porém, em comparação com o raio mínimo, o raio máximo apresenta uma variação bastante pequena. As linhas cheias são para propósitos de visualização apenas.

A dependência linear existente dos raios mínimo e máximo com o comprimento de onda pode ser observada na Figura 4.9. Com o aumento do comprimento de onda ocorre a diminuição dos raios mínimo e máximo da onda. Tal comportamento resulta do afastamento da interface óleo-água da parede da tubulação com a diminuição da fração volumétrica do óleo. Percebe-se uma tendência de queda relativamente pequena do raio máximo, ou seja, em comparação com o raio mínimo, o raio máximo permanece praticamente constante. Analisando ainda a Figura 4.9, percebe-se que para $\lambda D > 1,5$ ocorre uma pequena mudança na tendência linear para ambos os raios. Nessa região foi verificado o início da transição do padrão anular para o padrão intermitente, ou seja, foi verificada a existência do padrão anular ondulado distorcido (AOD), onde o núcleo de óleo tende a romper-se para a formação de bolhas alongadas. As linhas cheias são para propósitos de visualização apenas.

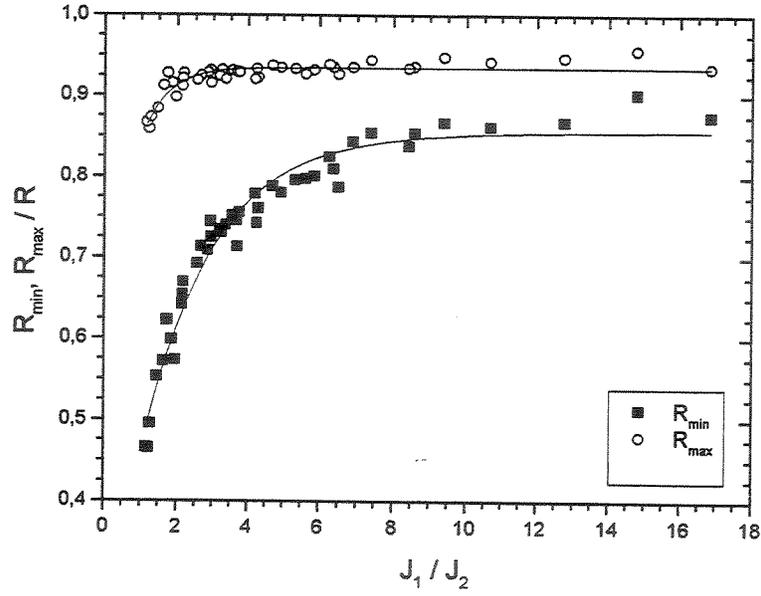


Figura 4.8 - Raio mínimo (R_{min}) e raio máximo (R_{max}) em função da razão de injeção.

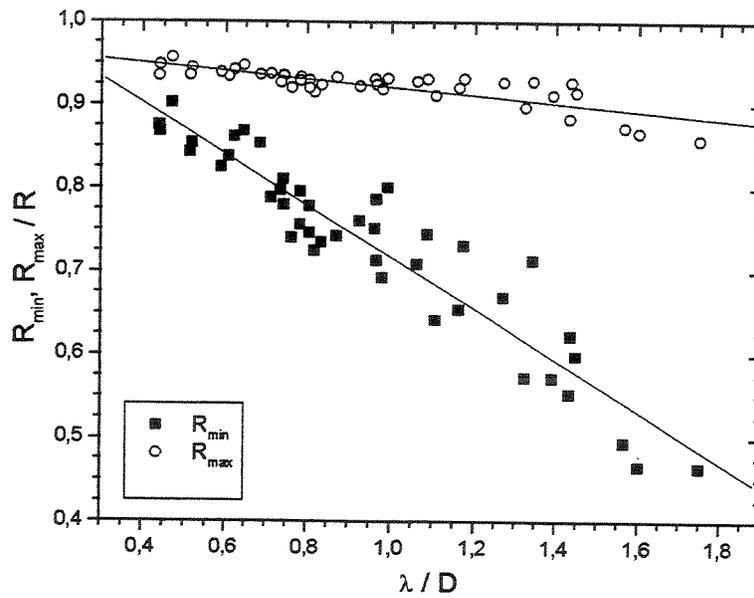


Figura 4.9 - Raio mínimo (R_{min}) e raio máximo (R_{max}) em função do comprimento de onda.

4.2.2 Velocidade de propagação das ondas interfaciais

Na Figura 4.10 pode ser observada a comparação entre a velocidade de onda obtida

experimentalmente (a) e a velocidade superficial da mistura ($J = J_1 + J_2$).

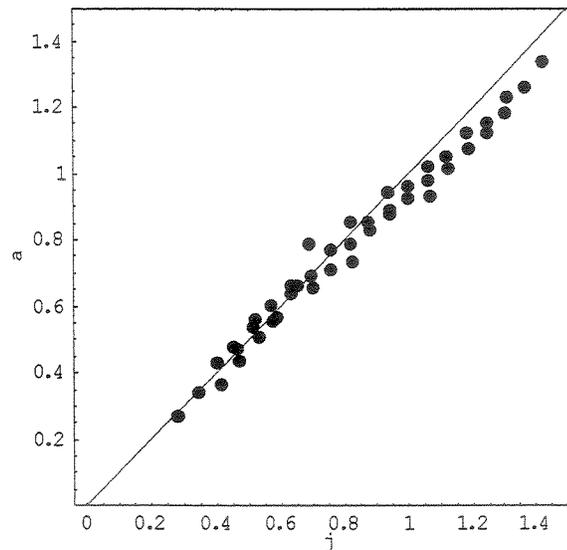


Figura 4.10 - Comparação entre a velocidade de onda obtida experimentalmente (a) e a velocidade superficial da mistura (J).

Analisando a Figura 4.10, percebe-se que para altas vazões a velocidade da onda medida experimentalmente é menor do que a velocidade da mistura, o que era esperado, pois as tensões cisalhantes interfaciais acabam reduzindo a velocidade da onda interfacial (lembrando que devido ao empuxo é esperado que a água escoe com velocidade inferior à do óleo).

Na Figura 4.11 é feita uma nova comparação entre a velocidade de onda obtida experimentalmente e a velocidade superficial da mistura, mas agora utilizando a velocidade superficial da água para adimensionalizar as coordenadas.

Percebe-se com mais nitidez que a onda interfacial move-se com velocidade levemente menor que a mistura (Figura 4.11). Esse efeito fica mais claro para altas razões óleo-água.

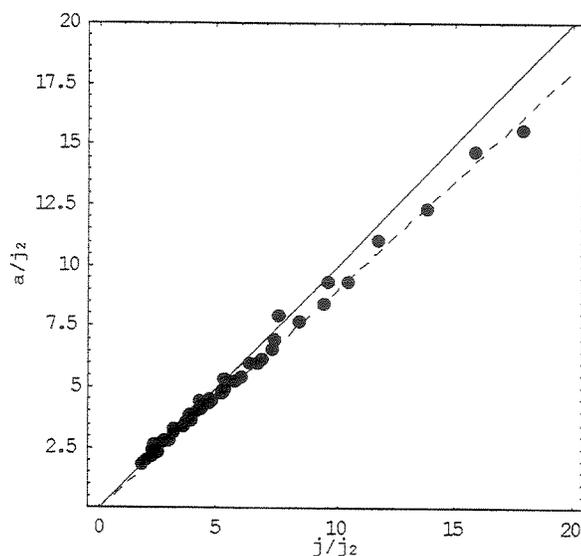


Figura 4.11 - comparação entre a velocidade de onda obtida experimentalmente adimensional (a/J_2) e a velocidade superficial da mistura adimensional (J/J_2).

4.3 Fração Volumétrica *in situ* no Padrão *Core-Flow* Vertical Ascendente

Apresenta-se na Figura 4.12 a fração volumétrica *in situ* da fase central (óleo) obtida através da técnica fotográfica em função da razão de injeção. Para fins de comparação, também foram gerados resultados segundo o modelo homogêneo.

Como esperado (Joseph e Renardy, 1993), os valores da fração volumétrica *in situ* obtidos através da técnica fotográfica estão sempre abaixo dos valores previstos pelo modelo homogêneo (sem deslizamento), o que demonstra a existência de deslizamento entre as fases e que o óleo está de fato se movendo mais rápido do que a água.

Através dos dados experimentais, foi possível obter o deslizamento entre as fases em função da fração volumétrica *in situ* do óleo. Analisando a Figura 4.13, percebe-se que o deslizamento foi sempre maior do que a unidade, o que indica que para *core-flow* vertical ascendente o óleo sempre escoar mais rápido do que a água. O deslizamento variou entre 1,2 e 1,9 e em torno do valor médio 1,55, mas percebe-se uma ligeira tendência de aumento do deslizamento com o aumento da fração volumétrica *in situ* do óleo. A linha cheia é para

propósitos de visualização apenas.

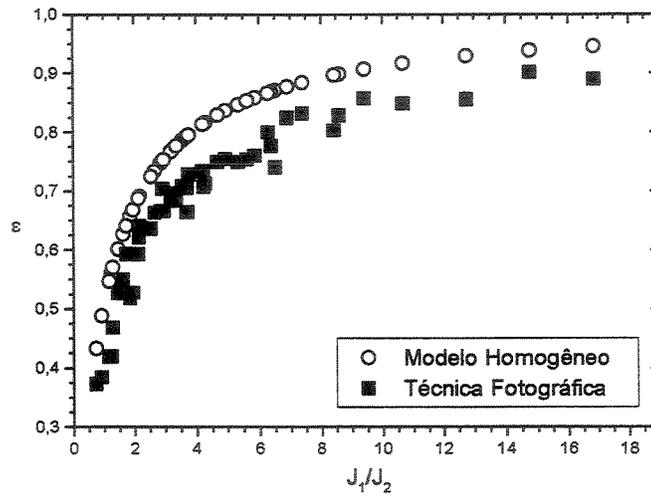


Figura 4.12 – Fração volumétrica obtida pela técnica fotográfica e a prevista pelo modelo homogêneo em função da razão de injeção.

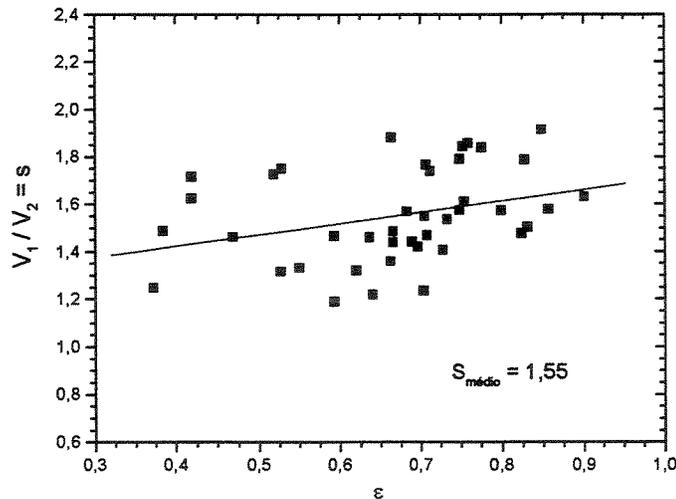


Figura 4.13 – Deslizamento entre as fases em função do fração volumétrica *in situ* do óleo.

Na Figura 4.14 pode ser observada uma comparação direta entre a fração volumétrica *in situ* obtida pela técnica fotográfica e a prevista pelo modelo homogêneo (J_1 / J).

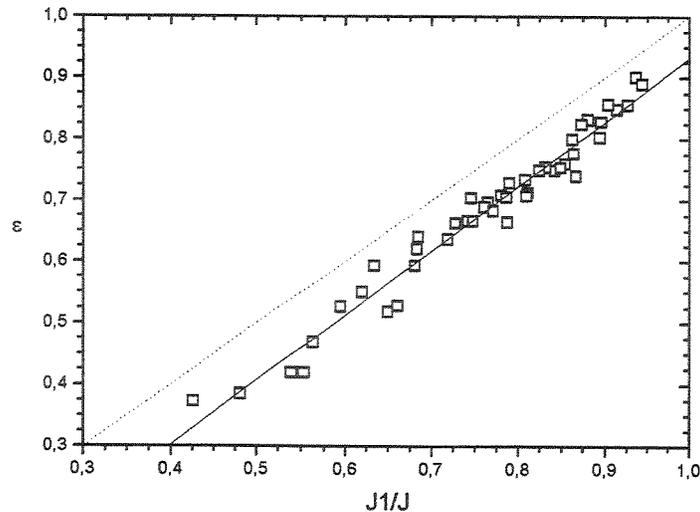


Figura 4.14 - Comparação entre a fração volumétrica *in situ* obtida pela técnica fotográfica e a prevista pelo modelo homogêneo; linha cheia é a regressão linear dos pontos e linha pontilhada é a concordância ideal.

Na Figura 4.14, percebe-se uma ligeira tendência de aproximação entre a fração volumétrica experimental e a fração volumétrica prevista pelo modelo homogêneo com o aumento das vazões. Tal comportamento era esperado, pois para altas vazões a contribuição do empuxo no balanço de forças que regem o escoamento *core-flow* vertical ascendente passa a perder importância em comparação com o gradiente de pressão imposto. A observação de tal comportamento reafirma a qualidade da técnica experimental empregada. A linha cheia é a regressão linear dos pontos experimentais.

4.4 Gradiente de Pressão em *Core-Flow* Vertical Ascendente

Antes de dar início à apresentação dos dados, é interessante definir os gradientes de pressão que serão discutidos ao longo do texto. Em escoamento não horizontal o gradiente de pressão total é expresso da seguinte forma:

$$\Gamma_t = \Gamma_f + \Gamma_h \quad (4.1)$$

onde Γ_t é o gradiente de pressão total, Γ_f é o gradiente de pressão por fricção e Γ_h é o gradiente

de pressão hidrostático.

Para *core-flow*, o gradiente de pressão por fricção foi obtido através da Equação 3.12 (Capítulo 3), onde a fração volumétrica *in situ* do óleo foi calculada pela correlação deduzida neste trabalho (Equação 6.78, Capítulo 6). Para a situação particular deste trabalho, a densidade do óleo foi corrigida segundo a curva apresentada na Figura 3.6 (Capítulo 3). Neste capítulo $\Gamma_f = \Gamma_{fe}$ (gradiente de pressão por fricção experimental), para simplificação da nomenclatura. O gradiente de pressão hidrostático, por sua vez, foi calculado pela seguinte expressão:

$$\Gamma_h = [\rho_1 \varepsilon_1 + \rho_2 (1 - \varepsilon_1)]g \quad (4.1)$$

onde g é a aceleração gravitacional e novamente a densidade do óleo (ρ_l) foi corrigida pela curva apresentada na Figura 3.6 e a fração volumétrica *in situ* do óleo foi calculada pela correlação (Capítulo 6).

4.4.1 Gradiente de pressão por fricção

Os dados experimentais obtidos para o gradiente de pressão por fricção em função da razão de injeção água-óleo e para várias velocidades superficiais do óleo podem ser observados na Figura 4.15.

Na Figura 4.15, percebe-se que para uma dada vazão de óleo, existe uma razão de vazões ótima, ou seja, existe uma vazão de água que gera a menor perda de pressão por atrito. Além disso, percebe-se uma pequena tendência de deslocamento do ponto mínimo para a esquerda com o aumento da vazão de óleo, ou seja, proporcionalmente falando, para maiores vazões de óleo se necessita de cada vez menores quantidades de água para atingir o gradiente de pressão mínimo. Tais resultados estão de acordo com o observado por Joseph e Renardy (1993). Outra observação diz respeito ao comportamento observado para as mais baixas e mais altas velocidades superficiais do óleo (Figura 4.15). Abaixo de $J_l = 0,57$ e acima de $J_l = 2,05$ m/s não mais se observa o comportamento descrito acima, pois aí ocorrem, respectivamente, o início das transições do padrão anular para o padrão intermitente e do padrão anular para o padrão emulsão

de água em óleo.

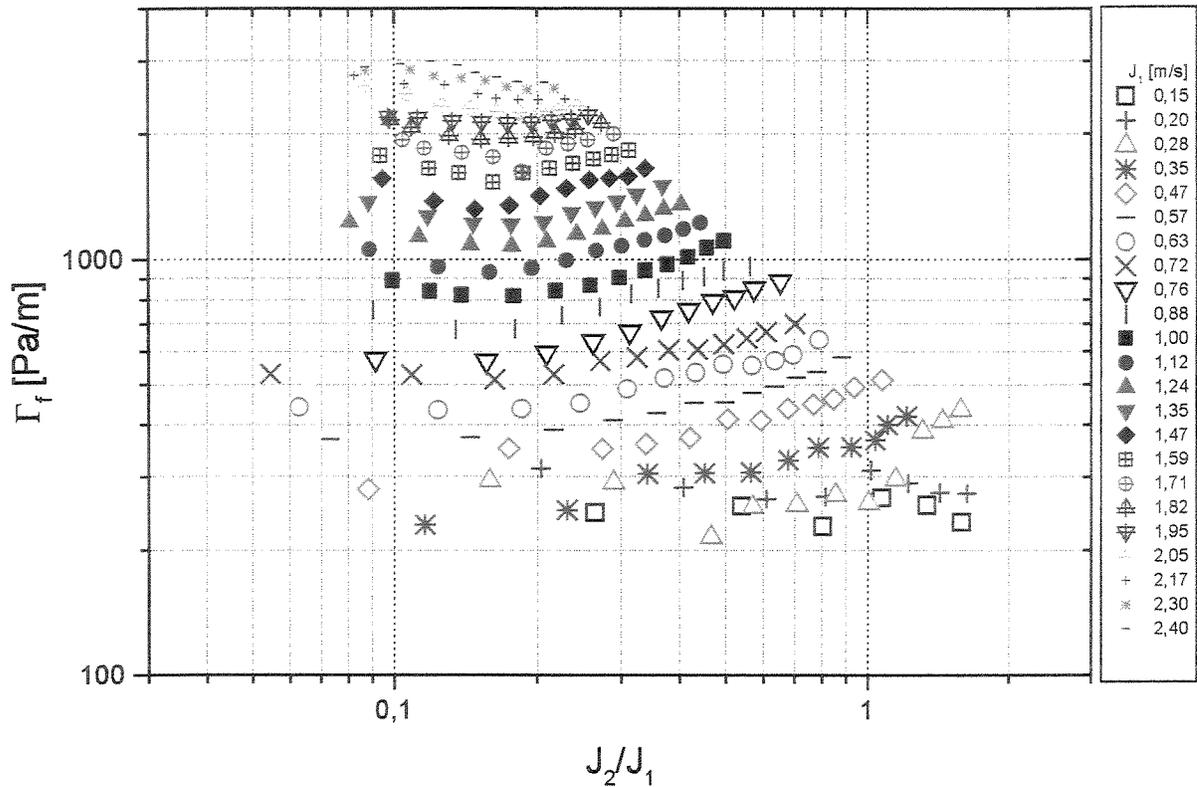


Figura 4.15 – Gradiente de pressão por fricção experimental em *core-flow* em função da razão de injeção água-óleo e para diferentes velocidades superficiais de óleo.

4.4.2 Gradiente de pressão por fricção *versus* gradiente de pressão hidrostático para o óleo

É interessante conhecer a razão entre o gradiente de pressão por fricção e o gradiente de pressão hidrostático para o óleo cru do presente trabalho em escoamento monofásico. Tal informação é comparada posteriormente com o caso onde esse óleo é elevado pela técnica do *core-flow*.

Observa-se na Figura 4.16 a razão entre o gradiente de pressão por fricção e o gradiente de pressão hidrostático em função da velocidade média do óleo escoando sozinho na tubulação. Neste caso, a velocidade média do óleo equivale à velocidade superficial do óleo computada nos testes. Após análise que levou em conta o diâmetro do tubo, as vazões envolvidas e as

propriedades do óleo, verificou-se que o regime de fluxo é laminar. Portanto, calculou-se facilmente o gradiente de pressão por fricção pela expressão clássica para perda de pressão em dutos (Fox e McDonald, 1988). O gradiente de pressão hidrostático, por sua vez, leva em conta a presença do óleo apenas ($= \rho_1 g$). A viscosidade e a densidade do óleo foram corrigidas pelas curvas apresentadas nas Figuras 3.4, 3.5 e 3.6 (Capítulo 3), buscando com isso uma representação mais próxima da realidade e facilitar a comparação com o caso onde o óleo é elevado pela técnica do *core-flow*.

Analisando a Figura 4.16, percebe-se que para o óleo estudado o gradiente de pressão por fricção é quase sempre maior do que o gradiente de pressão hidrostático, chegando a ser 8 vezes maior para as mais altas vazões de óleo computadas. Este resultado demonstra a importância de se diminuir as perdas de energia devidas à fricção em sistemas de produção ou elevação de óleos altamente viscosos.

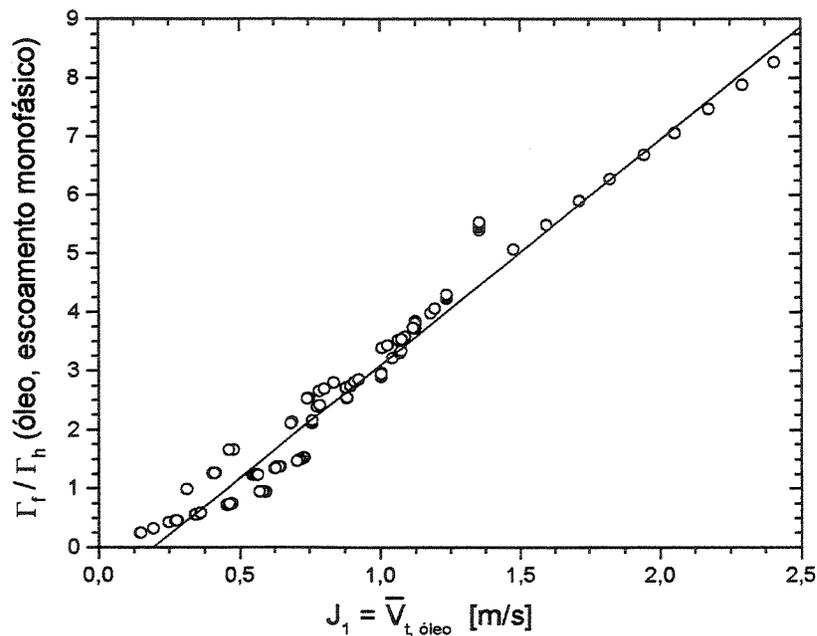


Figura 4.16 - Razão entre o gradiente de pressão por fricção e o gradiente de pressão hidrostático em função da velocidade superficial do óleo para o óleo cru (viscosidade 500 mPa.s e densidade 925 kg/m^3 a 25° C) em escoamento monofásico

4.4.3 Fator de redução do gradiente de pressão por fricção

Uma das formas de quantificar a eficiência do *core-flow* é através da razão entre o gradiente de pressão por fricção em escoamento monofásico do óleo e o gradiente de pressão por fricção em *core-flow*. Esta razão é chamada de fator de redução do gradiente de pressão por fricção:

$$\text{Fator de redução do gradiente de pressão por fricção} = \frac{\Gamma_{f \text{ óleo}}}{\Gamma_{f \text{ core-flow}}} \quad (4.2)$$

Na Figura 4.17 pode ser observado o fator de redução do gradiente de pressão por fricção em função da razão de injeção água-óleo e para várias velocidades superficiais do óleo.

Analisando a Figura 4.17, percebe-se para cada vazão de óleo a existência de um ponto onde ocorre a máxima redução do gradiente de pressão por fricção, associado a uma dada razão de injeção. Além disso, nota-se que ocorre um aumento do fator de redução com a diminuição da vazão de óleo. As reduções no gradiente de pressão por fricção, utilizando o *core-flow*, variaram entre 25 e 45 vezes para o caso estudado. Vanegas Prada (1998) chegou a obter fatores de redução do gradiente de pressão por fricção da ordem de 2000 para óleo combustível de 17600 mPa.s à temperatura ambiente. Naturalmente, eram esperados fatores de redução do gradiente de pressão por fricção menores para o óleo cru do presente estudo (500 mPa.s a 25° C).

O aumento do gradiente de pressão por fricção em *core-flow* se deve tanto ao aumento da velocidade do óleo quanto à diminuição da área de fluxo da água, com conseqüente incremento do cisalhamento parietal.

Também foram computados os fatores de redução do gradiente de pressão por fricção para as menores velocidades superficiais do óleo. Na Figura 4.18 pode-se observar o fator de redução do gradiente de pressão por fricção em função da razão de injeção água-óleo e para as menores velocidades superficiais do óleo obtidas.

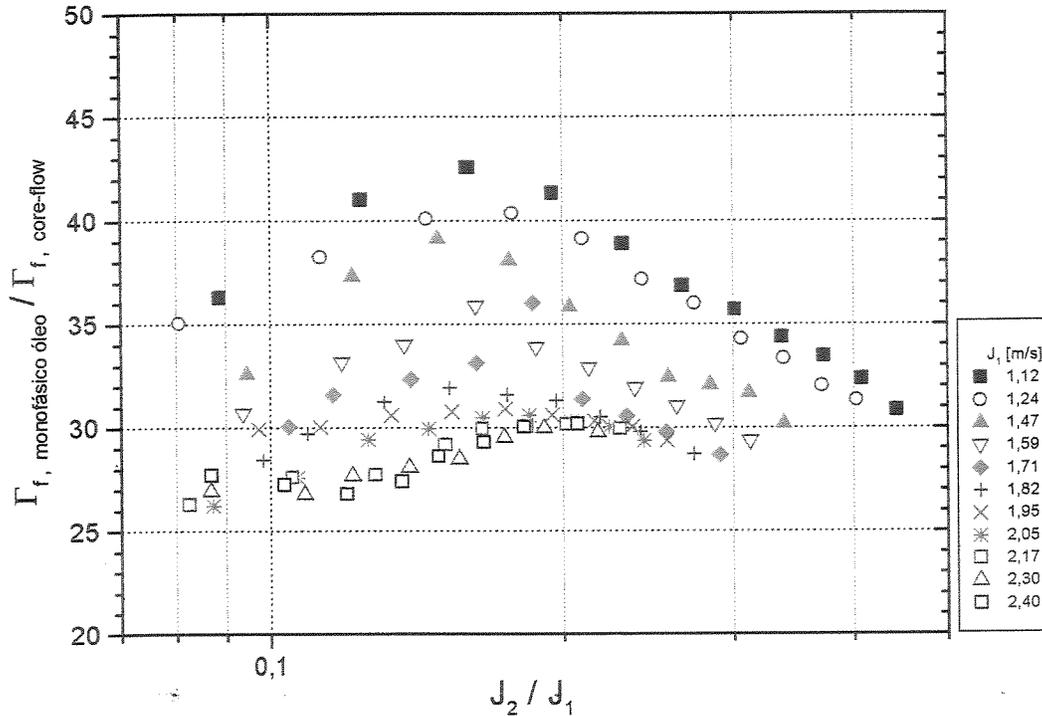


Figura 4.17 - Fator de redução do gradiente de pressão por fricção em função da razão de injeção água-óleo e para várias velocidades superficiais do óleo

Analisando a Figura 4.18, percebe-se um comportamento oposto ao verificado para as maiores vazões de óleo (Figura 4.17): com o aumento da vazão de óleo ocorre um aumento do fator de redução do gradiente de pressão por fricção. Nessa região de baixas vazões de óleo ocorreu com bastante frequência o padrão *core-flow* distorcido (AOD), ou seja, estava-se iniciando a transição do padrão anular para o padrão intermitente, onde são encontrados maiores gradientes de pressão por fricção (Joseph e Renardy, 1993).

Analisando as Figuras 4.17 e 4.18, percebe-se que os maiores fatores de redução do gradiente de pressão por fricção (ou a situação mais eficiente) são obtidos quando o padrão *core-flow* está perfeitamente estabelecido e para uma vazão ótima de óleo (neste caso: $J_1 = 1,12$ m/s) e de água.

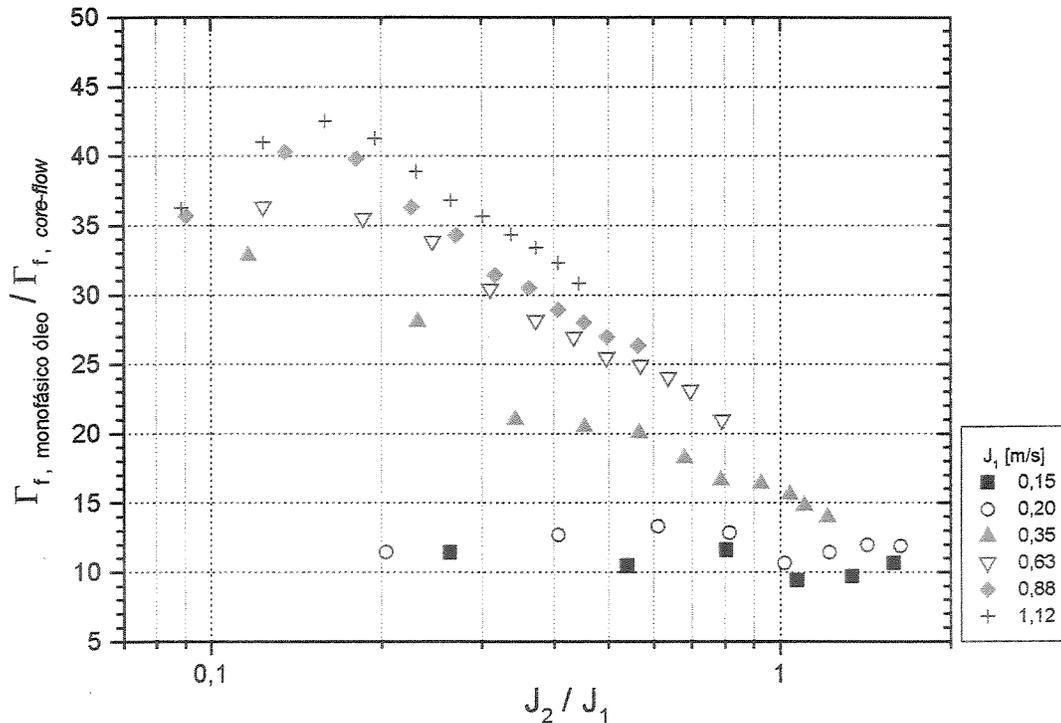


Figura 4.18 - fator de redução do gradiente de pressão por fricção em função da razão de injeção água-óleo e para as menores velocidades superficiais do óleo obtidas.

O fator de redução do gradiente de pressão por fricção também pode ser representado em função da fração volumétrica de injeção da água (Figura 4.19).

Observando a Figura 4.19, percebe-se uma tendência geral de queda do fator de redução do gradiente de pressão por fricção com o aumento da fração volumétrica de injeção da água e seu valor médio foi 29.

4.4.4 Fator de redução de potência por fricção

Uma outra forma de medir a eficiência do *core-flow* é mediante o fator de redução de potência por fricção, definido como a razão entre a potência necessária para vencer as perdas de carga por fricção na elevação do óleo em escoamento monofásico e a potência necessária para

vencer as perdas de carga por fricção na elevação da mesma vazão de óleo utilizando *core-flow*:

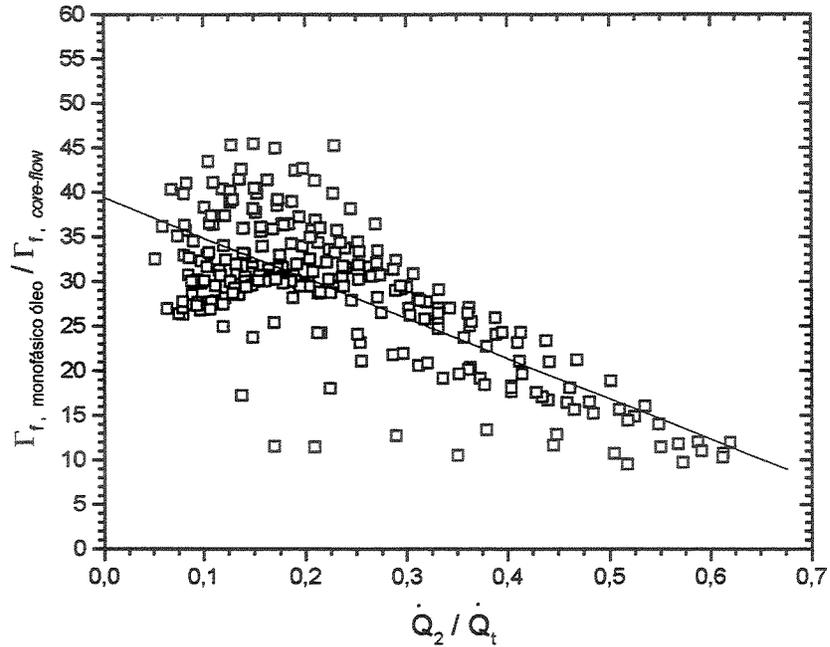


Figura 4.19 - Fator de redução do gradiente de pressão por fricção em função da fração volumétrica de injeção da água para todos os testes realizados.

$$\text{Fator de redução de potência por fricção} = \frac{\Delta P_{f \text{ óleo}} \cdot \dot{Q}_1}{\Delta P_{f \text{ core-flow}} \cdot \dot{Q}_t}, \quad (4.3)$$

onde $\dot{Q}_t = \dot{Q}_1 + \dot{Q}_2$.

Na Figura 4.20 pode ser observado o fator de redução de potência por fricção em função da fração volumétrica de injeção da água para todos os testes realizados.

Em geral, foi observado o mesmo comportamento deste fator em comparação com o fator de redução do gradiente de pressão por fricção e o valor médio foi 22,5.

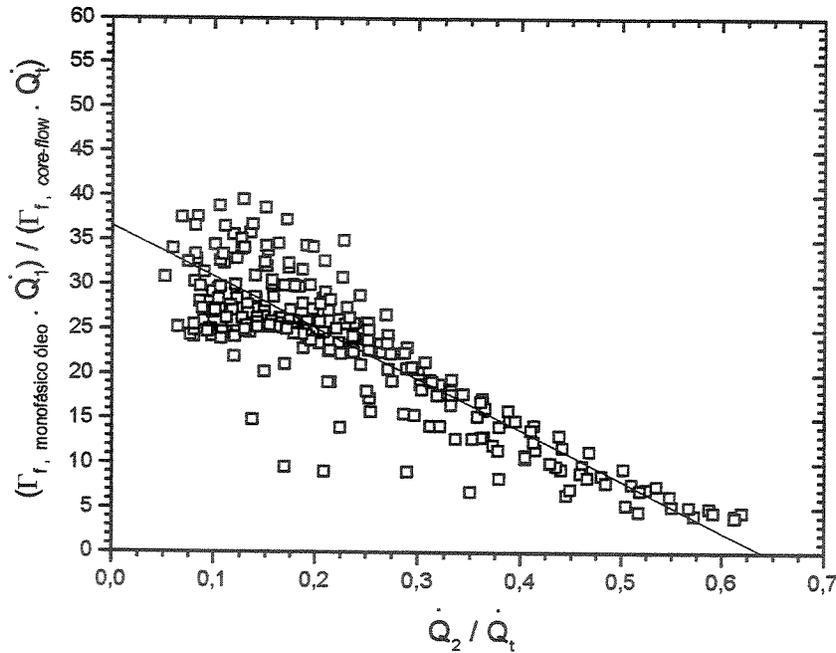


Figura 4.20 – Fator de redução de potência por fricção em função da fração volumétrica de injeção da água para todos os testes realizados.

4.4.5 Gradiente de pressão por fricção para a água escoando à vazão da mistura versus gradiente de pressão por fricção em *core-flow*

Outra observação interessante diz respeito à razão entre o gradiente de pressão por fricção em *core-flow* e o gradiente de pressão por fricção para escoamento monofásico da água escoando à vazão da mistura, que pode ser representada em função da fração volumétrica de injeção da água (Figura 4.21).

Como pode ser observado na Figura 4.21, a grande maioria dos pontos experimentais demonstram que o escoamento óleo-água no padrão *core-flow* fornece perdas de pressão por fricção um pouco maiores, porém da mesma ordem de grandeza das encontradas no escoamento monofásico da água. Tal comportamento pode ser verificado mesmo que o escoamento bifásico ocorra a frações volumétricas de injeção da água bastante baixas (0,025). Além disso, para baixas frações volumétricas de injeção da água verificam-se gradientes de pressão por fricção bifásicos

menores do que os observados para escoamento monofásico da água.

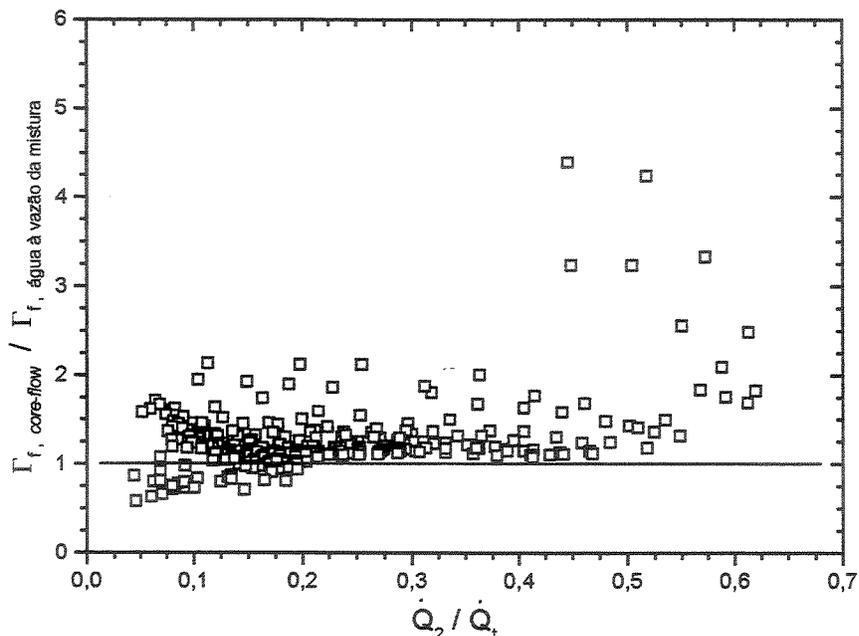


Figura 4.21 - Razão entre o gradiente de pressão por fricção em *core-flow* e o gradiente de pressão por fricção para escoamento monofásico da água à vazão da mistura em função da fração volumétrica de injeção da água.

Na Figura 4.22 pode ser observada novamente a razão entre o gradiente de pressão por fricção em *core-flow* e o gradiente de pressão por fricção para escoamento monofásico da água à vazão da mistura, mas agora em função da fração volumétrica *in situ* do óleo.

Analisando a Figura 4.22, percebe-se que para frações volumétricas *in situ* inferiores a 0,50 começam a surgir alguns pontos com valores bem superiores à unidade. Tais pontos estão relacionados ao início da transição do escoamento *core-flow* para o escoamento intermitente, onde é sabido que ocorrem maiores valores de perda de pressão por fricção em comparação com o padrão anular para uma dada velocidade superficial de óleo (Joseph e Renardy, 1993).

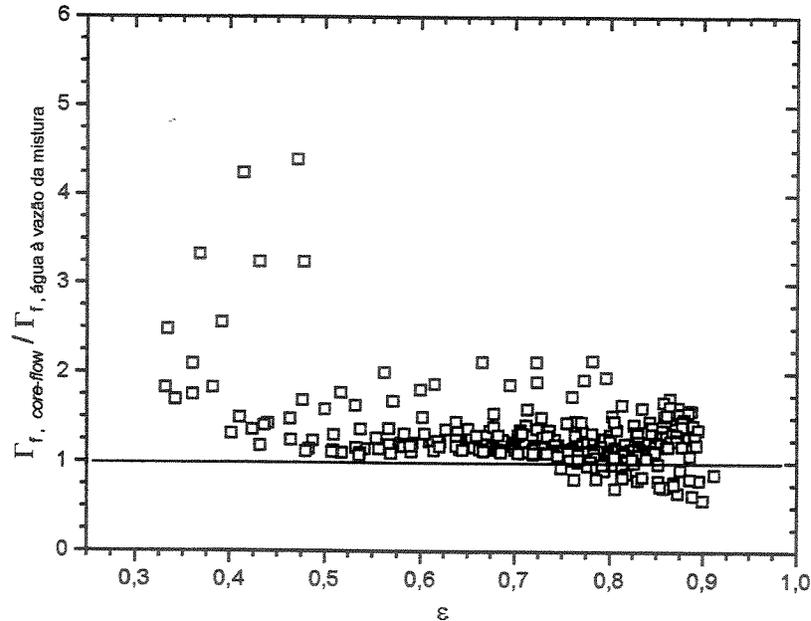


Figura 4.22- Razão entre o gradiente de pressão por fricção em *core-flow* e o gradiente de pressão para escoamento monofásico da água à vazão da mistura em função da fração volumétrica *in situ* do óleo.

Como pode ser observado na Figura 4.22, é possível obter gradientes de pressão por fricção bifásicos menores do que os obtidos para o escoamento monofásico da água, porém apenas para frações volumétricas do óleo superiores a 0,75. Nessa região, ocorrem tanto pontos abaixo da unidade quanto acima. Vale ressaltar que pontos com a mesma fração volumétrica *in situ* podem estar localizados em diferentes padrões na carta de fluxo (Figura 4.4). Os pontos com razões de gradientes de pressão acima da unidade estão localizados no início da transição do padrão anular para o padrão emulsão de água em óleo, onde ocorre um súbito e dramático aumento da perda de pressão por fricção bifásica. Os pontos com razões de gradientes de pressão menores do que a unidade estão localizados no interior da região anular. É interessante notar que para frações volumétricas do óleo superiores a 0,89 (Figura 4.22) foram observados apenas gradientes de pressão por fricção bifásicos menores do que os gradientes obtidos para o escoamento monofásico da água.

Tais resultados indicam a necessidade de se levar em conta o empuxo e o deslizamento

entre as fases na modelagem da perda de pressão em escoamento *core-flow* vertical ascendente. Ou seja, em escoamento bifásico, onde os efeitos da diferença de densidades e viscosidades entre as fases são relevantes, ocorrem fenômenos que terminam por impulsionar o núcleo de óleo, favorecendo seu escoamento, e retardar o anel de água. Em termos de energia, a simples presença do filme de água favorece o escoamento do centro de óleo. A inclusão do empuxo e do deslizamento na modelagem da perda de pressão possibilitaria a previsão de razões de gradientes de pressão por fricção inferiores à unidade.

4.4.6 Gradiente de pressão por fricção *versus* gradiente de pressão hidrostático em *core-flow*

Ao contrário do caso monofásico, uma vez lubrificado o escoamento do óleo pesado (*core-flow*) o valor do gradiente de pressão por fricção é menor do que o valor do gradiente de pressão hidrostático. Na Figura 4.23 pode ser observada a razão entre os gradientes de pressão por fricção e hidrostático para *core-flow* em função da velocidade da mistura.

Para a obtenção do gradiente de pressão hidrostático em *core-flow* foi utilizada a seguinte expressão para a densidade da mistura:

$$\rho_m = \rho_1 \varepsilon + \rho_2 (1 - \varepsilon) , \quad (4.4)$$

sendo que a densidade do óleo foi corrigida através da curva da variação da densidade com o tempo de operação (Figura 3.6, Capítulo 3) e a fração volumétrica *in situ* foi obtida através da correlação que será apresentada no Capítulo 6.

Analisando a Figura 4.23, percebe-se que o gradiente de pressão por fricção pode chegar a menos de 2 % do gradiente de pressão hidrostático para baixas velocidades da mistura.

4.4.7 Gradiente de pressão total

A Figura 4.24 ilustra o gradiente de pressão total em função da razão de injeção água-óleo e

para várias velocidades superficiais do óleo.

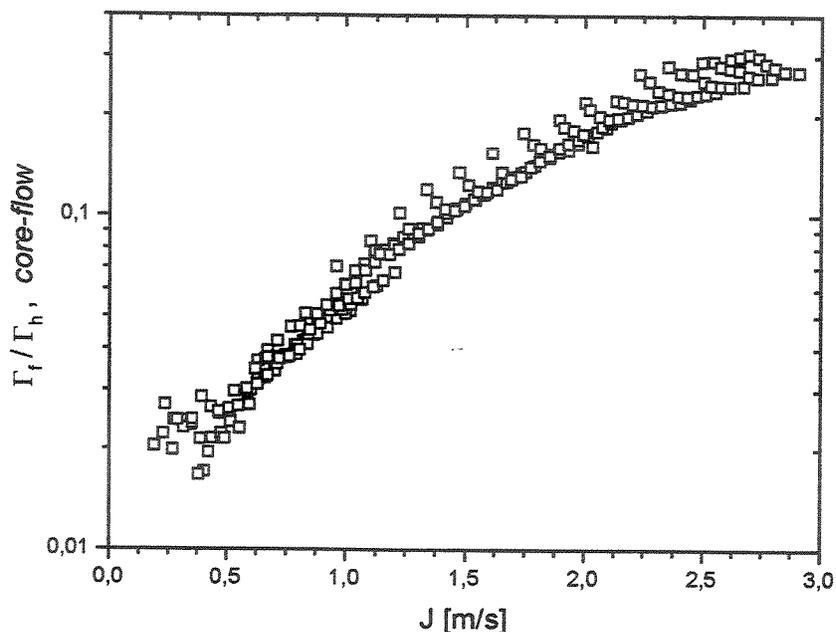


Figura 4.23 - Razão entre o gradiente de pressão por fricção e o gradiente de pressão hidrostático em *core-flow* e em função da velocidade superficial da mistura.

Percebe-se que para baixas vazões de óleo a presença do ponto ótimo de operação é menos evidente em comparação com o caso onde se considera apenas o gradiente de pressão por fricção (Figura 4.15). Nessa região o gradiente de pressão hidrostático é muito maior do que o gradiente de pressão por fricção, portanto a variação deste não é tão influente, resultando numa atenuação da curva. Já para altas velocidades de óleo, o gradiente de pressão total se faz mais significativo (com o aumento proporcionalmente maior do gradiente de pressão por fricção), sendo mais fácil detectar a ótima razão de injeção.

4.4.8 Fator de redução do gradiente de pressão total

O fator de redução do gradiente de pressão total para a elevação do óleo através do *core-flow* pode ser expresso como a razão entre o gradiente de pressão total do escoamento monofásico a uma dada vazão de óleo e o gradiente de pressão total requerido para elevar o óleo

à mesma vazão utilizando o *core-flow*:

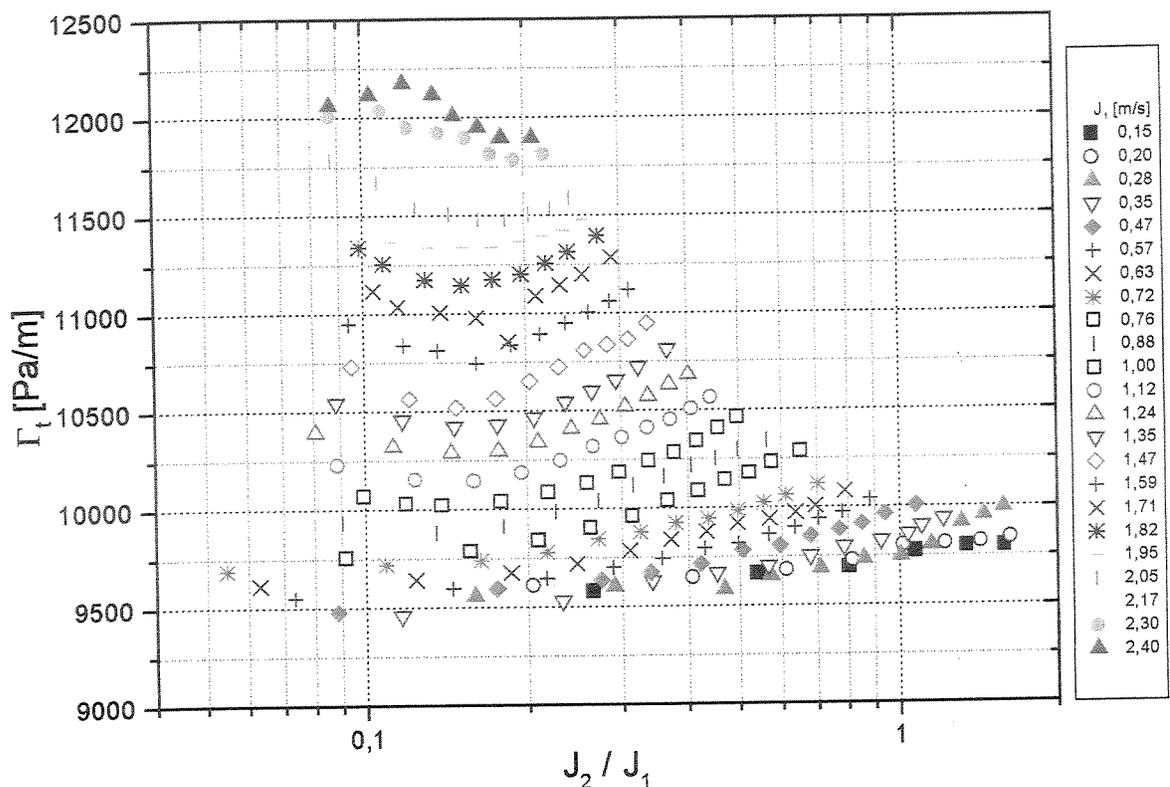


Figura 4.24 - Gradiente de pressão total em função da razão de injeção água-óleo para várias velocidades superficiais do óleo.

$$\text{Fator de redução do gradiente de pressão total} = \frac{\Gamma_{t \text{ óleo}}}{\Gamma_{t \text{ core-flow}}} \quad (4.5)$$

Pode ser observado na Figura 4.25 o fator de redução do gradiente de pressão total em função da razão de injeção óleo-água e para várias velocidades superficiais do óleo.

Na Figura 4.25, percebe-se que o fator de redução do gradiente de pressão total sempre aumenta com o aumento da vazão do óleo. No escoamento monofásico, um incremento da velocidade superficial do óleo implica num aumento no gradiente de pressão por fricção, enquanto que o gradiente hidrostático se mantém constante. No *core-flow* o incremento da velocidade superficial do óleo implica numa diminuição do gradiente hidrostático e ao

mesmo tempo num aumento do gradiente de fricção, o qual é da mesma ordem do requerido no escoamento da água, de tal forma que a soma dessas duas parcelas vai ser da mesma ordem do gradiente hidrostático. Assim, quanto maior a velocidade superficial do óleo, mais vantajoso será o seu transporte via *core-flow*.

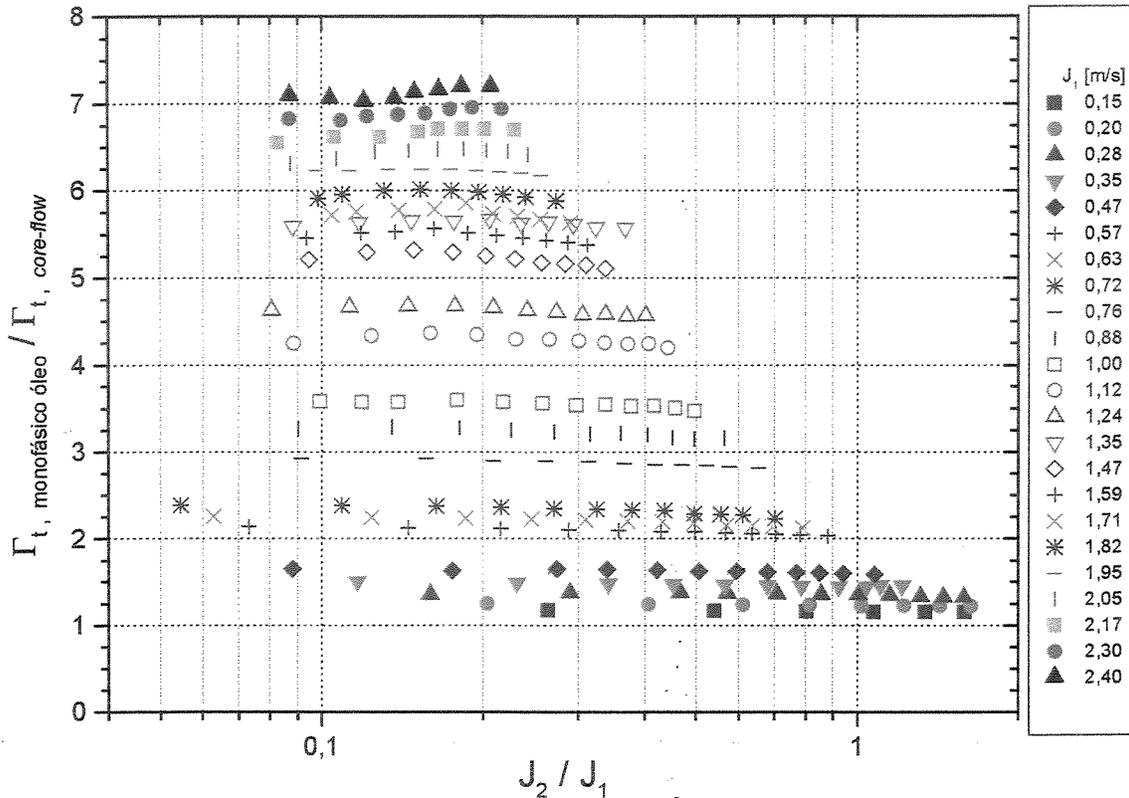


Figura 4.25 - Fator de redução do gradiente de pressão total em função da razão de injeção água-óleo e para várias velocidades superficiais do óleo.

Os fatores de redução do gradiente de pressão total variaram entre 1,5 e 7 e foram significativamente menores em comparação com os obtidos por Vanegas Prada (1988) para um óleo combustível de 17600 mPa.s à temperatura ambiente (entre 40 e 150). Apesar disso, os valores obtidos no presente trabalho (óleo cru com viscosidade 500 mPa.s a 25° C) ainda são significativos quando se pensa em termos de produção de óleo pesado.

O fator de redução do gradiente de pressão total também pode ser expresso em função da

fração volumétrica de injeção da água (Figura 4.26).

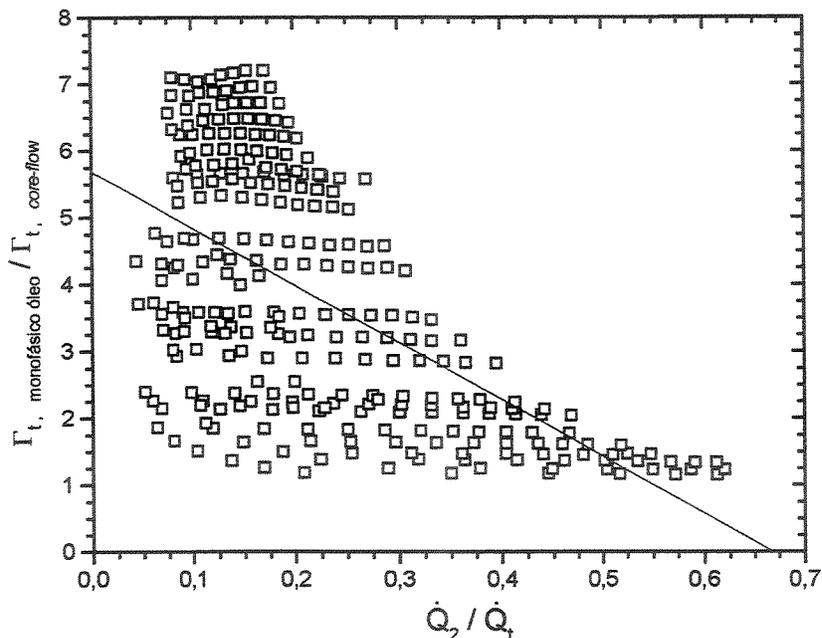


Figura 4.26 - Fator de redução do gradiente de pressão total em função da fração volumétrica de injeção da água para todos os testes realizados.

Observando a Figura 4.26, percebe-se uma tendência geral de queda do fator de redução do gradiente de pressão total com o aumento da fração volumétrica de injeção da água e seu valor médio foi 3,8.

4.4.9 Fator de redução da potência total

O fator de redução da potência total é definido como a razão entre a potência necessária para vencer as perdas de carga totais na elevação do óleo em escoamento monofásico e a potência necessária para vencer as perdas de carga totais na elevação da mesma vazão de óleo utilizando *core-flow*:

$$\text{Fator de redução de potência total} = \frac{\Delta P_{t \text{ óleo}} \cdot \dot{Q}_1}{\Delta P_{t \text{ core-flow}} \cdot \dot{Q}_t} \quad (4.6)$$

Na Figura 4.27 pode ser observado o fator de redução de potência total em função da fração volumétrica de injeção da água.

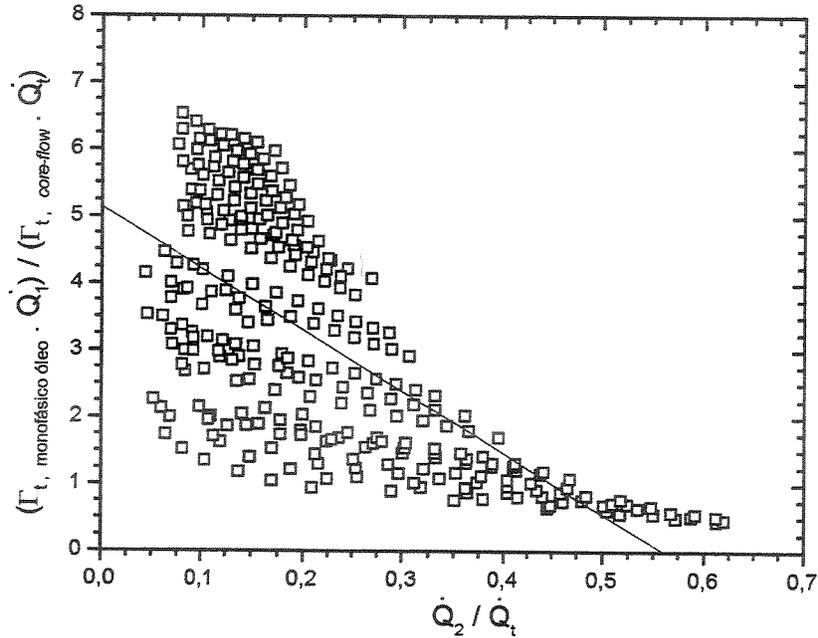


Figura 4.27 - Fator de redução de potência total em função da fração volumétrica de injeção da água.

Observando a Figura 4.27, percebe-se uma tendência geral de queda do fator de redução de potência total com o aumento da fração volumétrica de injeção da água e seu valor médio foi 3.

Uma outra forma de quantificar o consumo energético na produção de óleo utilizando *core-flow* é através do cálculo da energia necessária para elevar uma dada vazão de óleo de uma unidade de altura, isto é:

$$\frac{\text{Energia} / m}{m^3 \text{ óleo}} = \frac{\Gamma_{t \text{ core-flow}} \cdot \dot{Q}_t}{\dot{Q}_1} \quad (4.7)$$

Pode ser observado na Figura 4.28 o comportamento dessa grandeza em função da razão de

injeção água-óleo e para várias velocidades superficiais do óleo.

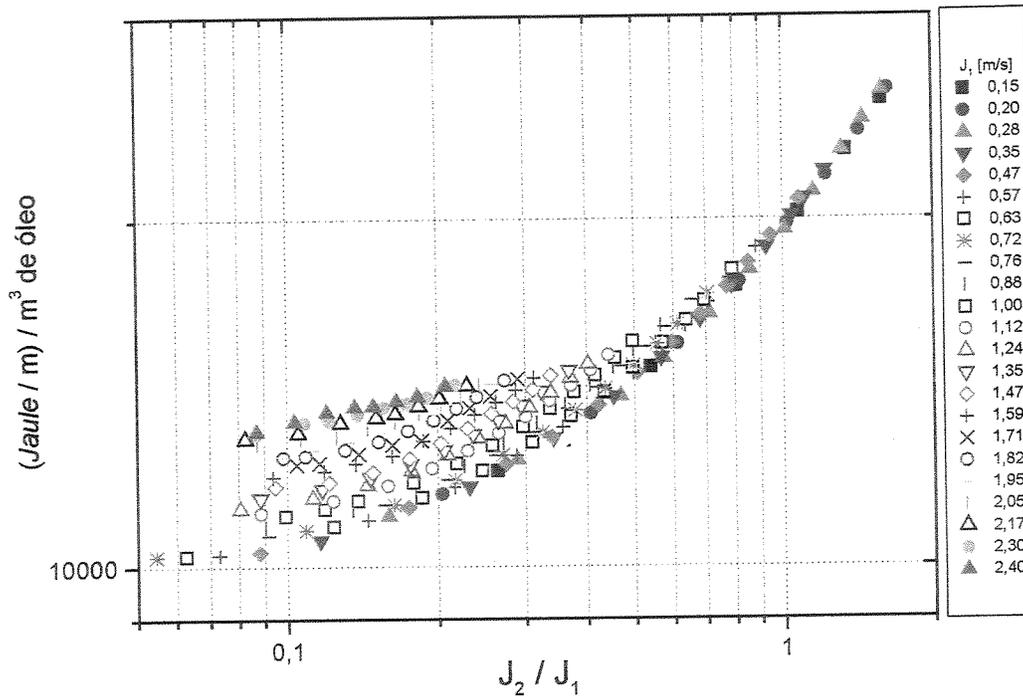


Figura 4.28 – Energia específica necessária para elevar óleo em padrão *core-flow* em função da razão de injeção e para diferentes velocidades superficiais do óleo.

Analisando a Figura 4.28, percebe-se que para velocidades superficiais do óleo maiores do que 1 m/s ocorre uma tendência de aumento da energia necessária para a elevação de 1 m³ de óleo com o incremento da vazão de óleo. Além disso, para uma velocidade superficial constante de óleo, a melhor situação ocorre na região das menores razões de injeção água-óleo. Porém, para velocidades superficiais de óleo menores do que 1 m/s percebe-se um significativo aumento da energia necessária para elevar 1 m³ de óleo a uma determinada vazão com o aumento da razão de injeção água-óleo. Tal resultado se deve ao início da transição do padrão *core-flow* para o padrão intermitente.

Capítulo 5

Estabilidade Hidrodinâmica e Critérios de Transição para o Padrão *Core-Flow*

Neste capítulo é abordado o desenvolvimento de novos critérios de transição baseados na teoria da estabilidade linear para o padrão *core-flow* vertical ascendente. Após a formulação das equações do problema, apresenta-se um estudo da estabilidade hidrodinâmica do escoamento óleo leve-água em tubulação horizontal, segundo o modelo desenvolvido por Trallero (1995). Verificou-se a influência de vários parâmetros nas transições entre os padrões de fluxo e novas conclusões a respeito do papel da rugosidade da parede da tubulação e da molhabilidade são apresentadas. Numa segunda parte, são desenvolvidos os critérios de estabilidade para o padrão *core-flow*, através de um tratamento unidimensional transiente, onde foram incluídos todos os termos pertinentes ao escoamento. Assim, modelou-se tanto o escoamento viscoso como o escoamento invíscido (análise de Kelvin-Helmholtz). Em seguida, é proposto um critério geral para o escoamento viscoso. Para ambos os casos a interface óleo-água foi considerada lisa. O critério de transição geral proposto possui como principais contribuições a simplicidade da modelagem unidimensional e a inclusão do critério de Kelvin-Helmholtz como um caso particular. Além disso, foi demonstrado que a tensão interfacial tem um papel importante na manutenção da estabilidade hidrodinâmica do padrão anular óleo-água. As fronteiras geradas através dos critérios de transição são comparadas com a carta de fluxo obtida experimentalmente e a concordância foi bastante boa.

5.1 Equações Unidimensionais para as Fases

A fim de apresentar claramente o desenvolvimento das equações, seguindo uma seqüência lógica e num formato mais didático, optou-se por partir dos balanços globais instantâneos, passando pelas equações locais instantâneas, para finalmente formular as equações instantâneas médias na seção e particularizar para o caso do *core-flow* vertical ascendente.

5.1.1 Balanços globais instantâneos para escoamento bifásico

Antes da apresentação das equações globais bifásicas instantâneas, serão apresentadas as equações para escoamento monofásico.

- **Conservação da massa – balanço global:**

A equação da conservação da massa, para escoamento monofásico, pode ser apresentada da seguinte forma:

$$\frac{d}{dt} \int_v \rho dv = - \oint_A \rho \vec{V} \cdot \vec{n} dA \quad (5.1)$$

onde o termo do lado esquerdo representa a taxa de variação da massa no volume de controle fixo, v , e o termo da direita representa o fluxo líquido de matéria através da área superficial do volume de controle, A .

Para escoamento bifásico, onde ocorre a existência de uma interface de área definida A_i (Figura 5.1), a Equação (5.1) assume a seguinte forma:

$$\frac{d}{dt} \int_{v_1(t)} \rho_1 dv + \frac{d}{dt} \int_{v_2(t)} \rho_2 dv + \frac{d}{dt} \int_{A_i(t)} \rho_i dA = - \int_{A_1(t)} \rho_1 \vec{V}_1 \cdot \vec{n}_1 dA - \int_{A_2(t)} \rho_2 \vec{V}_2 \cdot \vec{n}_2 dA - \int_{\zeta(t)} \rho_i \vec{V}_p \cdot \vec{N} d\zeta \quad (5.2)$$

onde $A_1(t)$ e $A_2(t)$ não são superfícies fechadas (só fecham com $A_i(t)$, que é a área da interface e que pode deslocar-se entre as fases), \vec{V}_p é igual à velocidade de uma partícula (ou das partículas) na interface, ρ_i é a densidade superficial (massa por unidade de área da interface), \vec{n} é o vetor

normal à superfície, $\zeta(t)$ é o contorno da interface e \vec{N} é o vetor unitário normal à interface contido no plano Φ .

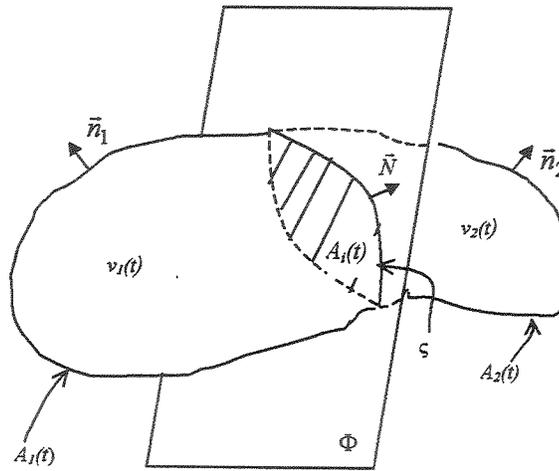


Figura 5.1 – Localização das fases

- **Quantidade de movimento – balanço global**

A equação da quantidade de movimento, para escoamento monofásico, pode ser expressa da seguinte forma:

$$\frac{d}{dt} \int_v \rho \vec{v} dv = \int_v \rho \vec{g} dv + \int_A \vec{n} \cdot \Pi dA - \oint_A \rho \vec{v} (\vec{v} \cdot \vec{n}) dA \quad (5.3)$$

onde o termo da esquerda representa a taxa de variação da quantidade de movimento, o primeiro termo do lado direito é relacionado às forças de campo atuando no volume de controle, o segundo termo do lado direito é relacionado às forças na superfície do volume de controle e o último termo do lado direito representa o fluxo de quantidade de movimento através da superfície do volume de controle. O tensor das tensões pode ser definido da seguinte forma:

$$\Pi = -PI + \tau \quad (5.4)$$

onde P representa as tensões normais e τ as tensões viscosas.

Para escoamento bifásico a Equação (5.3) assume a seguinte forma:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_{v_1(t)} \rho_1 \vec{V}_1 dv + \frac{d}{dt} \int_{v_2(t)} \rho_2 \vec{V}_2 dv + \frac{d}{dt} \int_{A_i(t)} \rho_i \vec{V}_p dA = \int_{v_1(t)} \rho_1 \vec{g} dv + \int_{v_2(t)} \rho_2 \vec{g} dv + \int_{A_i(t)} \rho_i \vec{g} dA + \int_{A_1(t)} \vec{n}_1 \cdot \Pi_1 dA + \\ + \int_{A_2(t)} \vec{n}_2 \cdot \Pi_2 dA + \oint_{\zeta(t)} \sigma \cdot \vec{N} d\zeta - \int_{A_1(t)} \rho_1 \vec{V}_1 (\vec{V}_1 \cdot \vec{n}_1) dA - \int_{A_2(t)} \rho_2 \vec{V}_2 (\vec{V}_2 \cdot \vec{n}_2) dA - \int_{\zeta(t)} \rho_i \vec{V}_p (\vec{V}_p \cdot \vec{N}) d\zeta \end{aligned} \quad (5.5)$$

onde σ é a tensão interfacial (força por unidade de comprimento).

5.1.2 Equações locais instantâneas para escoamento bifásico

- **Conservação da massa – equação local instantânea**

Aplicando a regra de Leibniz e o teorema de Gauss na Equação (5.2) e agrupando as integrais de volume e de área, chega-se à seguinte equação:

$$\begin{aligned} \int_{v_1} \left[\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_1 \vec{V}_1) \right] dv + \int_{v_2} \left[\frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_2 \vec{V}_2) \right] dv + \int_{A_i} \left[\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla_s \cdot (\rho_i \vec{V}_p) - \rho_1 (\vec{V}_1 - \vec{V}_i) \cdot \vec{n}_1 + \right. \\ \left. - \rho_2 (\vec{V}_2 - \vec{V}_i) \cdot \vec{n}_2 + \nabla_s \cdot (\rho_i \vec{V}_\zeta) \right] dA = 0, \quad \forall v_1, v_2, A_i \end{aligned} \quad (5.6)$$

onde ∇_s é o divergente superficial. Portanto, a equação local instantânea da conservação da massa pode ser apresentada da seguinte forma:

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_k \vec{V}_k) = 0, \text{ em } v_k \quad (k = 1, 2) \text{ e} \quad (5.7)$$

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla_s \cdot (\rho_i \vec{V}_p) - \rho_1 (\vec{V}_1 - \vec{V}_i) \cdot \vec{n}_1 - \rho_2 (\vec{V}_2 - \vec{V}_i) \cdot \vec{n}_2 + \nabla_s \cdot (\rho_i \vec{V}_\zeta) = 0, \text{ em } A_i(t). \quad (5.8)$$

A Equação (5.8) é denominada “condição de salto” na interface. O último termo da Equação (5.8) é desprezado, pois, $\vec{V}_\zeta \cdot \vec{N} = 0$ (velocidade de deslocamento da linha $\zeta(t)$).

- **Quantidade de movimento – equação local instantânea**

Aplicando a regra de Leibniz, o teorema de Gauss e a forma especial do teorema de Grem na Equação (5.5) e agrupando as integrais de volume e de área, chega-se à seguinte equação:

$$\begin{aligned} & \int_{v_1} \left[\frac{\partial(\rho_1 \vec{V}_1)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_1 \vec{V}_1 \vec{V}_1) - \rho_1 \vec{g} - \nabla \cdot \Pi_1 \right] dv + \int_{v_2} \left[\frac{\partial(\rho_2 \vec{V}_2)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_2 \vec{V}_2 \vec{V}_2) - \rho_2 \vec{g} - \nabla \cdot \Pi_2 \right] dv + \\ & + \int_{A_i} \left[\frac{\partial(\rho_i \vec{V}_p)}{\partial t} + \nabla_s \cdot (\rho_i \vec{V}_p \vec{V}_p) - \rho_i \vec{g} + \vec{n}_1 \Pi_1 + \vec{n}_2 \Pi_2 + \nabla_s \sigma - (\nabla_s \cdot \vec{n}) \sigma \vec{n} + \right. \\ & \left. - \rho_1 \vec{V}_1 (\vec{V}_1 - \vec{V}_i) \cdot \vec{n}_1 - \rho_2 \vec{V}_2 (\vec{V}_2 - \vec{V}_i) \cdot \vec{n}_2 \right] dA = 0, \quad \forall v_1, v_2, A_i \end{aligned} \quad (5.9)$$

sendo que os últimos dois termos da Equação (5.9) são os termos de transferência de quantidade de movimento pela interface. Portanto, a equação local instantânea da quantidade de movimento pode ser apresentada da seguinte forma:

$$\frac{\partial(\rho_k \vec{V}_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_k \vec{V}_k \vec{V}_k) - \rho_k \vec{g} - \nabla \cdot \Pi_k = 0, \quad \text{em } v_k \quad (k=1,2) \quad (5.10)$$

e a “condição de salto” para a quantidade de movimento é dada por:

$$\frac{\partial(\rho_i \vec{V}_p)}{\partial t} + \nabla_s \cdot (\rho_i \vec{V}_p \vec{V}_p) - \rho_i \vec{g} + \vec{n}_1 \Pi_1 + \vec{n}_2 \Pi_2 + \nabla_s \sigma - (\nabla_s \cdot \vec{n}) \sigma \vec{n} - \rho_1 \vec{V}_1 (\vec{V}_1 - \vec{V}_i) \cdot \vec{n}_1 - \rho_2 \vec{V}_2 (\vec{V}_2 - \vec{V}_i) \cdot \vec{n}_2 = 0 \quad (5.11)$$

5.1.3 Equações instantâneas médias numa seção – Equações unidimensionais

A partir deste ponto serão desenvolvidas as equações instantâneas médias numa seção ou equações governantes unidimensionais, segundo o modelo de dois fluidos desenvolvido por

Delhaye (1981). Na Figura 5.2 podem ser observados os parâmetros geométricos necessários para a formulação.

Algumas considerações matemáticas devem ser feitas *a priori*. A regra de Leibnitz pode ser apresentada na seguinte forma:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{A_k(z,t)} f(x,y,z,t) dA = \int_{A_k(z,t)} \frac{\partial f}{\partial t} dA + \int_{\zeta(z,t)} f \frac{\vec{V}_i \cdot \vec{n}_k}{\vec{n}_k \cdot \vec{n}_{k\zeta}} d\zeta, \quad (5.12)$$

e teorema de Gauss pode ser apresentado na forma:

$$\int_{A_k(z,t)} \nabla \cdot \vec{B} dA = \frac{\partial}{\partial z} \int_{A_k(z,t)} B_z dA + \oint_{\zeta(z,t)+\zeta_k(z,t)} \vec{n}_k \cdot \vec{B} \frac{d\zeta}{\vec{n}_k \cdot \vec{n}_{k\zeta}}, \quad (5.13)$$

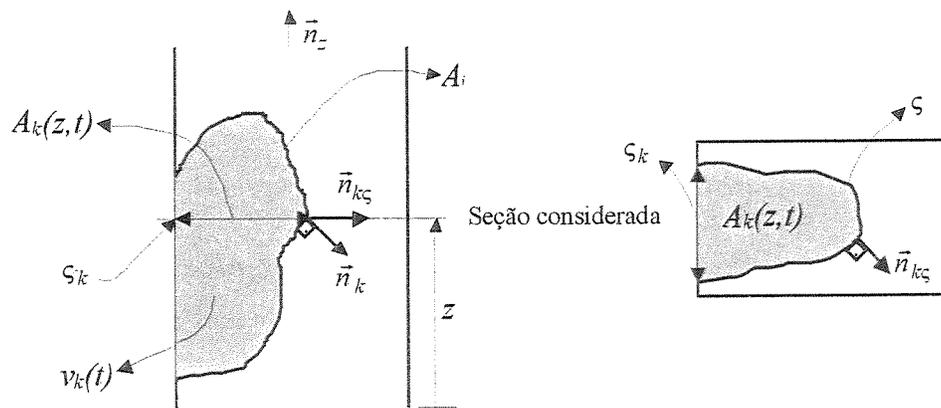


Figura 5.2 – Localização da interface e parâmetros geométricos

se $\vec{B} = \vec{n}_z$, então, $B_z = 1$ e tem-se finalmente o teorema de Gauss modificado:

$$\frac{\partial A_k(z,t)}{\partial z} = - \int_{\zeta(z,t)} \vec{n}_k \cdot \vec{n}_z \frac{d\zeta}{\vec{n}_k \cdot \vec{n}_{k\zeta}} \quad (5.14)$$

Para campos tensoriais, tem-se que:

$$\int_{A_k(z,t)} \nabla \cdot M dA = \frac{\partial}{\partial z} \int_{A_k(z,t)} \bar{n}_z M dA + \oint_{\zeta(z,t)+\zeta_k(z,t)} \bar{n}_k \cdot M \frac{d\zeta}{\bar{n}_k \cdot \bar{n}_{k\zeta}} \quad (5.15)$$

- **Conservação da massa - equação instantânea média numa seção**

Aplicando a regra de Liebnitz e o teorema de Gauss apropriados na Equação (5.7) e agrupando os termos, chega-se finalmente na equação da conservação da massa instantânea média na seção:

$$\frac{\partial}{\partial t} [\langle \rho_k \rangle A_k] + \frac{\partial}{\partial z} [\langle \rho_k w_k \rangle A_k] = - \int_{\zeta(z,t)} \rho_k (\bar{V}_k - \bar{V}_i) \cdot \bar{n}_k \frac{d\zeta}{\bar{n}_k \cdot \bar{n}_{k\zeta}} \quad (5.16)$$

onde o termo da direita representa a transferência de massa pela interface e

$$\frac{\int_{A_k} f_k dA}{A_k} = \langle f_k \rangle \quad (5.17)$$

- **Quantidade de movimento - equação instantânea média numa seção**

Utilizando a Equação (5.4), aplicando a forma especial do teorema de Grem, a regra de Liebnitz e o teorema de Gauss apropriados na Equação (5.10) e agrupando os termos, obtém-se a seguinte equação:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} [\langle \rho_k \bar{V}_k \rangle A_k] + \frac{\partial}{\partial z} [\langle \rho_k w_k \bar{V}_k \rangle A_k] - A_k \langle \rho_k \bar{g} \rangle + \frac{\partial}{\partial z} [\langle \rho_k \cdot \bar{n}_z \rangle A_k] - \frac{\partial}{\partial z} [\langle \bar{n}_z \cdot \tau_k \rangle A_k] = \\ & = - \int_{\zeta(z,t)} (\dot{m}_k \bar{V}_k - \bar{n}_k \cdot \Pi_k) \frac{d\zeta}{\bar{n}_k \cdot \bar{n}_{k\zeta}} + \int_{\zeta_k(z,t)} \bar{n}_k \cdot \Pi_k \frac{d\zeta}{\bar{n}_k \cdot \bar{n}_{k\zeta}} \end{aligned} \quad (5.18)$$

onde o termo que representa a transferência de massa pela interface é,

$$\dot{m}_k = \rho_k (\bar{V}_k - \bar{V}_i) \cdot \bar{n}_k \quad (5.19)$$

A componente z da Equação (5.18) é a equação da quantidade de movimento instantânea média na seção:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} [\langle \rho_k w_k \rangle A_k] + \frac{\partial}{\partial z} [\langle \rho_k w_k^2 \rangle A_k] - A_k \rho_k g_z + \frac{\partial}{\partial z} [\langle p_k \rangle A_k] - \frac{\partial}{\partial z} [\langle (\bar{n}_z \cdot \tau_k) \cdot \bar{n}_z \rangle A_k] = \\ & = - \int_{\zeta(z,t)} \bar{n}_z \cdot (\dot{m}_k \bar{V}_k - \bar{n}_k \cdot \Pi_k) \frac{d\zeta}{\bar{n}_k \cdot \bar{n}_{k\zeta}} + \int_{\zeta_k(z,t)} \bar{n}_z \cdot (\bar{n}_k \cdot \Pi_k) \frac{d\zeta}{\bar{n}_k \cdot \bar{n}_{k\zeta}} \end{aligned} \quad (5.20)$$

5.2 Equações Unidimensionais para *Core-Flow* Vertical Ascendente

A análise do escoamento anular óleo-água foi baseada no modelo de dois fluidos, onde as equações diferenciais transientes unidimensionais da quantidade de movimento e continuidade (Equações 5.20 e 5.16) foram aplicadas para a água e para o óleo e estas foram acopladas através de relações constitutivas apropriadas. Os fluidos foram considerados incompressíveis e o escoamento isotérmico e sem mudança de fase. Será utilizado o índice 1 para a fase óleo (centro) e o índice 2 para a fase água (anel).

Pode ser observada na Figura 5.3 a configuração esquemática do padrão anular vertical ascendente e as principais variáveis do problema.

A equação da conservação da massa para o caso onde não há transferência de massa através da interface assume a seguinte forma:

$$\frac{\partial}{\partial t} [\langle \rho_k \rangle A_k] + \frac{\partial}{\partial z} [\langle \rho_k w_k \rangle A_k] = 0 \quad (5.21)$$

A fração volumétrica da fase é dada por:

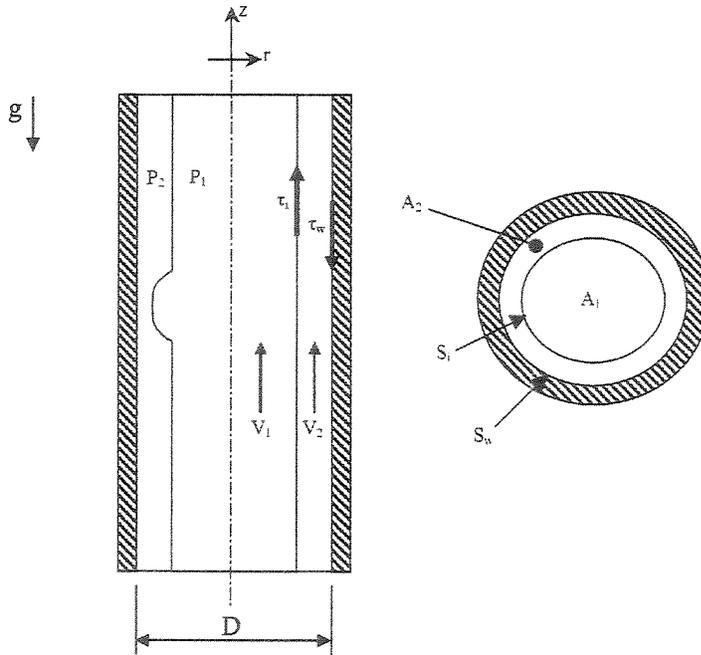


Figura 5.3 – Descrição esquemática do padrão *core-flow* vertical ascendente e principais variáveis

$$\varepsilon_k = \frac{A_k}{A} \quad (5.22)$$

e considerando que os fluidos são incompressíveis, $\rho_k = \text{constante}$.

Substituindo a Equação (5.22) na Equação (5.21) e operando, chega-se na seguinte equação para a conservação da massa,

$$\frac{\partial \varepsilon_k}{\partial t} + \frac{\partial (\varepsilon_k V_k)}{\partial z} = 0, \quad (5.23)$$

onde,

$$\langle w_k \rangle = V_k, \quad (5.24)$$

apenas para simplificação da nomenclatura.

A Equação da quantidade de movimento para o caso onde não há transferência de

quantidade de movimento através da interface assume a seguinte forma:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} [\langle \rho_k w_k \rangle A_k] + \frac{\partial}{\partial z} [\langle \rho_k w_k^2 \rangle A_k] - A_k \rho_k g_z + \frac{\partial}{\partial z} [\langle p_k \rangle A_k] - \frac{\partial}{\partial z} [\langle (\bar{n}_z \cdot \tau_k) \cdot \bar{n}_z \rangle A_k] = \\ & = \int_{\zeta(z,t)} \bar{n}_z \cdot (\bar{n}_k \cdot \Pi_k) \frac{d\zeta}{\bar{n}_k \cdot \bar{n}_{k\zeta}} + \int_{\zeta_k(z,t)} \bar{n}_z \cdot (\bar{n}_k \cdot \Pi_k) \frac{d\zeta}{\bar{n}_k \cdot \bar{n}_{k\zeta}} \end{aligned} \quad (5.25)$$

Substituindo as Equações (5.22) e (5.24) na Equação (5.25), desmembrando o tensor das tensões (Equação 5.4) e operando, obtém-se a seguinte equação:

$$\begin{aligned} & A \rho_1 \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_1 V_1) + A \rho_1 \frac{\partial}{\partial z} (\varepsilon_1 K_1 V_1^2) - A \varepsilon_1 \rho_1 g_z + A \frac{\partial}{\partial z} (\varepsilon_1 p_1) - A \frac{\partial}{\partial z} (\varepsilon_1 \tau_{zz}) = \\ & = - \int_{\zeta(z,t)} \bar{n}_z \cdot (\bar{n}_1 \cdot p_1) \frac{d\zeta}{\bar{n}_k \cdot \bar{n}_{k\zeta}} + \int_{\zeta(z,t)} \bar{n}_z \cdot (\bar{n}_1 \cdot \tau_1) \frac{d\zeta}{\bar{n}_k \cdot \bar{n}_{k\zeta}} + \\ & - \int_{\zeta_k(z,t)} \bar{n}_z \cdot (\bar{n}_1 \cdot p_k) \frac{d\zeta}{\bar{n}_k \cdot \bar{n}_{k\zeta}} + \int_{\zeta_k(z,t)} \bar{n}_z \cdot (\bar{n}_1 \cdot \tau_1) \frac{d\zeta}{\bar{n}_k \cdot \bar{n}_{k\zeta}} \end{aligned} \quad (5.26)$$

onde $g_z = -g$ e o parâmetro de distribuição é dado, genericamente, por:

$$K = \frac{\langle V_k^2 \rangle}{\langle V_k \rangle^2} \quad e \quad (5.27)$$

$$V_k \equiv \langle \langle V_k \rangle \rangle = \frac{\langle \varepsilon_k V_k \rangle}{\langle \varepsilon_k \rangle}. \quad (5.28)$$

A fase 1 não está em contato com a parede, portanto os dois últimos termos do lado direito da Equação (5.26) são eliminados. O último termo do lado esquerdo da Equação (5.26) representa o cisalhamento do fluido contra ele próprio e pode ser desprezado para o caso em estudo. Aplicando o teorema de Gauss modificado (Equação 5.14) no primeiro termo do lado direito da Equação (5.26), tem-se que,

$$\int_{\zeta(z,t)} \vec{n}_z \cdot (\vec{n}_1 \cdot p_1) \frac{d\zeta}{\vec{n}_k \cdot \vec{n}_{k\zeta}} = P_{1i} \frac{\partial A_1}{\partial z}. \quad (5.29)$$

O segundo termo do lado direito da Equação (5.26) representa o cisalhamento interfacial atuante na fase 1 ($-\tau_{1i}$), que no caso do escoamento *core-flow* vertical ascendente é desfavorável ao escoamento. Tal afirmação baseia-se na seguinte observação: o fluido central, mais leve, no caso o óleo, flui com uma velocidade maior do que o fluido mais denso e em contato com a parede da tubulação, no caso a água. O deslizamento entre as fases foi verificado experimentalmente neste trabalho e comprovou-se que o óleo escoava com velocidade 50% maior do que a água, em média.

Para o caso do escoamento vertical, despreza-se o efeito da pressão estática e a curvatura da interface na seção transversal pode ser considerada constante (seção transversal circular), portanto, é possível realizar a seguinte aproximação,

$$P_1 = P_{1i} \quad e \quad (5.30)$$

$$P_2 = P_{2i} \quad (5.31)$$

Aplicando as Equações (5.29), (5.30) e (5.31) na Equação (5.26), eliminando os termos já apontados e operando, chega-se na seguinte equação da quantidade de movimento unidimensional para a fase 1 (óleo):

$$\rho_1 \left[\frac{\partial(\varepsilon_1 V_1)}{\partial t} + \frac{\partial(\varepsilon_1 K_1 V_1^2)}{\partial z} \right] + \varepsilon_1 \frac{\partial P_1}{\partial z} = -\frac{S_i \tau_i}{A} - \varepsilon_1 \rho_1 g \quad (5.32)$$

Para a fase 2 (água), foi eliminado o penúltimo termo da Equação (5.26), pois ele representa a componente da tensão normal na interface e em contato com a parede na direção z , que no caso é nula. O último termo da Equação (5.26) representa o cisalhamento na parede. Levando em conta essas observações e operando de maneira análoga ao que foi realizado para a fase 1, chega-se à seguinte equação da quantidade de movimento unidimensional para a fase 2 (água):

$$\rho_2 \left[\frac{\partial(\varepsilon_2 V_2)}{\partial t} + \frac{\partial(\varepsilon_2 K_2 V_2^2)}{\partial z} \right] + \varepsilon_2 \frac{\partial P_2}{\partial z} = \frac{S_i \tau_i}{A} - \frac{4}{D} \tau_w - \varepsilon_2 \rho_2 g \quad (5.33)$$

onde τ_i e τ_w representam o cisalhamento na interface e na parede, respectivamente,

$$\varepsilon_2 = 1 - \varepsilon_1 \quad , \quad (5.34)$$

$$A = \frac{\pi D^2}{4} \quad \text{e} \quad (5.35)$$

$$S_i = \pi D \sqrt{\varepsilon_1} \quad . \quad (5.36)$$

5.3 Acoplamento das Equações

As equações da quantidade de movimento (Equações 5.32 e 5.33) foram acopladas diretamente através da lei de Young-Laplace, pois para o escoamento anular vertical as pressões atuantes na interface óleo-água podem ser igualadas às pressões atuantes no seio de cada fase, ou seja:

$$P_{1i} - P_{2i} = P_1 - P_2 = \frac{\sigma}{R_1} \frac{\partial}{\partial R_1} \left[\frac{R_1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\partial R_1}{\partial z} \right)^2}} \right] \quad (5.37)$$

onde,

$$R_1 = \frac{D}{2} \sqrt{\varepsilon_1} \quad (5.38)$$

Para a eliminação das pressões efetuou-se a subtração da equação da quantidade de movimento para a água, Equação (5.33), da equação da quantidade de movimento para o óleo,

Equação (5.32), restando:

$$\begin{aligned}
& (1-\varepsilon_1)\rho_1 \left[\frac{\partial(\varepsilon_1 V_1)}{\partial t} + \frac{\partial(\varepsilon_1 K_1 V_1^2)}{\partial z} \right] - \varepsilon_1 \rho_2 \left\{ \frac{\partial[(1-\varepsilon_1) V_2]}{\partial t} + \frac{\partial[(1-\varepsilon_1) K_2 V_2^2]}{\partial z} \right\} + \varepsilon_1 (1-\varepsilon_1) \left[\frac{\partial P_1}{\partial z} - \frac{\partial P_2}{\partial z} \right] = \\
& = -(1-\varepsilon_1) \frac{S_i}{A} \tau_i - \varepsilon_1 \frac{S_i}{A} \tau_i + \varepsilon_1 \frac{4}{D} \tau_w + \varepsilon_1 (1-\varepsilon_1) g (\rho_2 - \rho_1)
\end{aligned} \tag{5.39}$$

Derivando a Equação (5.37) em z , tem-se:

$$\frac{\partial P_1}{\partial z} - \frac{\partial P_2}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{\sigma}{R_1} \frac{\partial}{\partial R_1} \left[\frac{R_1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\partial R_1}{\partial z} \right)^2}} \right] \right\} \tag{5.40}$$

Substituindo a Equação (5.38) na Equação (5.40) e operando, chega-se à seguinte expressão:

$$\frac{\partial P_1}{\partial z} - \frac{\partial P_2}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{2\sigma}{D\sqrt{\varepsilon_1}} \left[1 + \frac{D^2}{32\varepsilon_1} \left(\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial z} \right)^2 - \frac{D^2}{8} \frac{\partial^2 \varepsilon_1}{\partial z^2} \right] \right\} \tag{5.41}$$

Substituindo a Equação (5.41) na Equação (5.39) elimina-se a pressão e a equação da quantidade de movimento acoplada ficou sendo:

$$\begin{aligned}
& (1-\varepsilon_1)\rho_1 \left[\frac{\partial(\varepsilon_1 V_1)}{\partial t} + \frac{\partial(\varepsilon_1 K_1 V_1^2)}{\partial z} \right] - \varepsilon_1 \rho_2 \left\{ \frac{\partial[(1-\varepsilon_1) V_2]}{\partial t} + \frac{\partial[(1-\varepsilon_1) K_2 V_2^2]}{\partial z} \right\} + \\
& + \varepsilon_1 (1-\varepsilon_1) \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{2\sigma}{D\sqrt{\varepsilon_1}} + \frac{D\sigma}{16\varepsilon_1^{\frac{3}{2}}} \left(\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial z} \right)^2 - \frac{D\sigma}{4\sqrt{\varepsilon_1}} \frac{\partial^2 \varepsilon_1}{\partial z^2} \right] = \\
& = -(1-\varepsilon_1) \frac{S_i}{A} \tau_i - \varepsilon_1 \frac{S_i}{A} \tau_i + \varepsilon_1 \frac{4}{D} \tau_w + \varepsilon_1 (1-\varepsilon_1) g_z (\rho_1 - \rho_2)
\end{aligned} \tag{5.42}$$

e as equações da conservação da massa para a fase 1 e para a fase 2 são, respectivamente:

$$\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t} + \varepsilon_1 \frac{\partial V_1}{\partial z} + V_1 \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial z} = 0 \quad \text{e} \quad (5.43)$$

$$-\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t} + (1 - \varepsilon_1) \frac{\partial V_2}{\partial z} - V_2 \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial z} = 0 \quad (5.44)$$

5.4 Aplicação da Teoria da Estabilidade Linear para *Core-Flow* Vertical Ascendente

A estabilidade hidrodinâmica estuda o eventual crescimento de uma perturbação na configuração inicial, ou seja:

$$\begin{aligned} V_1 &= V_1^o + w_1 \\ V_2 &= V_2^o + w_2 \\ \varepsilon_1 &= \varepsilon_1^o + \eta \end{aligned} \quad (5.45)$$

onde o sobrescrito “o” indica condição de equilíbrio (sem perturbação) e w_1 , w_2 e η representam as perturbações impostas nas velocidades e na fração volumétrica da fase 1, respectivamente. Deve-se ressaltar que V_1^o , V_2^o e ε_1^o são constantes e w_1 , w_2 e $\eta = f(z, t)$.

Na teoria da estabilidade linear as perturbações w_1 , w_2 e η são consideradas pequenas e, portanto, podem ser desprezados os termos de segunda ordem ou ordens mais altas. Tal simplificação parece ser bastante coerente em se tratando do escoamento anular óleo-água, pois as ondas interfaciais observadas são relativamente longas e não apresentam grande turbulência. Substituindo a Equação (5.45) nas Equações (5.42), (5.43) e (5.44) e operando, chegou-se às seguintes equações para a continuidade e quantidade de movimento, respectivamente:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \varepsilon_1^o \frac{\partial w_1}{\partial z} + V_1^o \frac{\partial \eta}{\partial z} = 0 \quad , \quad (5.46)$$

$$-\frac{\partial \eta}{\partial t} + (1 - \varepsilon_1^o) \frac{\partial w_2}{\partial z} - V_2^o \frac{\partial \eta}{\partial z} = 0 \quad \text{e} \quad (5.47)$$

$$\begin{aligned} & \varepsilon_1^o (1 - \varepsilon_1^o) \left(\rho_1 \frac{\partial w_1}{\partial t} + \rho_2 \frac{\partial w_2}{\partial t} \right) + \left[\rho_1 V_1^o (1 - \varepsilon_1^o) (1 - 2K_1^o) + \rho_2 V_2^o \varepsilon_1^o (1 - 2K_2^o) \right] \frac{\partial \eta}{\partial t} + \\ & - \left\{ \rho_1 V_1^{o2} (1 - \varepsilon_1^o) \left(K_1^o - \varepsilon_1^o \frac{dK_1}{d\varepsilon_1} \Big|_o \right) + \rho_2 V_2^{o2} \varepsilon_1^o \left(K_2^o - (1 - \varepsilon_1^o) \frac{dK_2}{d\varepsilon_1} \Big|_o \right) + \frac{(1 - \varepsilon_1^o) \sigma}{D \sqrt{\varepsilon_1^o}} \right\} \frac{\partial \eta}{\partial z} + \\ & - \frac{(1 - \varepsilon_1^o) \sqrt{\varepsilon_1^o} D \sigma}{4} \frac{\partial^3 \eta}{\partial z^3} = \frac{\partial fe}{\partial V_1} \Big|_o w_1 + \frac{\partial fe}{\partial V_2} \Big|_o w_2 + \frac{\partial fe}{\partial \varepsilon_1} \Big|_o \eta \end{aligned} \quad (5.48)$$

onde:

$$fe = f(V_1, V_2, \varepsilon_1) = -\frac{Si \tau_i}{A} + \varepsilon_1 (1 - \varepsilon_1) g_z (\rho_1 - \rho_2) + \frac{4 \varepsilon_1 \tau_w}{D} \quad (5.49)$$

Buscou-se, neste ponto, a eliminação dos termos de perturbação da velocidade, w_1 e w_2 . Para a eliminação foram utilizadas as Equações (5.46) e (5.47) e foi realizada a derivação em z da Equação (5.48), restando a seguinte equação:

$$\begin{aligned} & \frac{\sigma D \sqrt{\varepsilon_1^o} (1 - \varepsilon_1^o)}{4} \frac{\partial^4 \eta}{\partial z^4} + \left[\rho_1 (1 - \varepsilon_1^o) + \rho_2 \varepsilon_1^o \right] \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + 2 \left[\rho_1 V_1^o (1 - \varepsilon_1^o) K_1^o + \rho_2 V_2^o \varepsilon_1^o K_2^o \right] \frac{\partial^2 \eta}{\partial t \partial z} + \\ & + \left\{ \rho_1 V_1^o (1 - \varepsilon_1^o) \left(K_1^o - \varepsilon_1^o \frac{dK_1}{d\varepsilon_1} \Big|_o \right) + \rho_2 V_2^o \varepsilon_1^o \left(K_2^o + (1 - \varepsilon_1^o) \frac{dK_2}{d\varepsilon_1} \Big|_o \right) + \frac{(1 - \varepsilon_1^o) \sigma}{D \sqrt{\varepsilon_1^o}} \right\} \frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} + \\ & + \left(-\frac{1}{\varepsilon_1^o} \frac{\partial fe}{\partial V_1} \Big|_o + \frac{1}{(1 - \varepsilon_1^o)} \frac{\partial fe}{\partial V_2} \Big|_o \right) \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{-\frac{V_1^o}{\varepsilon_1^o} \frac{\partial fe}{\partial V_1} \Big|_o + \frac{V_2^o}{1 - \varepsilon_1^o} \frac{\partial fe}{\partial V_2} \Big|_o + \frac{\partial fe}{\partial \varepsilon_1} \Big|_o}{-\frac{1}{\varepsilon_1^o} \frac{\partial fe}{\partial V_1} \Big|_o + \frac{1}{1 - \varepsilon_1^o} \frac{\partial fe}{\partial V_2} \Big|_o} \frac{\partial \eta}{\partial z} = 0 \end{aligned} \quad (5.50)$$

A Equação (5.50) é a equação da onda interfacial e pode ser representada da seguinte forma:

$$M \frac{\partial^4 \eta}{\partial z^4} + N \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + 2E \frac{\partial^2 \eta}{\partial t \partial z} + F \frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} + G \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} + H \frac{\partial \eta}{\partial z} \right) = 0 \quad (5.51)$$

cujos coeficientes são:

$$M = \frac{\sigma D \sqrt{\varepsilon_1^\circ} (1 - \varepsilon_1^\circ)}{4} \quad ; \quad N = \rho_1 (1 - \varepsilon_1^\circ) + \rho_2 \varepsilon_1^\circ \quad ; \quad E = \rho_1 V_1^\circ (1 - \varepsilon_1^\circ) K_1^\circ + \rho_2 V_2^\circ \varepsilon_1^\circ K_2^\circ \quad ;$$

$$F = \rho_1 V_1^{\circ 2} (1 - \varepsilon_1^\circ) \left(K_1^\circ - \varepsilon_1^\circ \frac{dK_1}{d\varepsilon_1} \Big|_o \right) + \rho_2 V_2^{\circ 2} \varepsilon_1^\circ \left[K_2^\circ + (1 - \varepsilon_1^\circ) \frac{dK_2}{d\varepsilon_1} \Big|_o \right] + \frac{(1 - \varepsilon_1^\circ) \sigma}{D \sqrt{\varepsilon_1^\circ}} \quad ;$$

$$G = - \frac{1}{\varepsilon_1^\circ} \frac{\partial fe}{\partial V_1} \Big|_o + \frac{1}{1 - \varepsilon_1^\circ} \frac{\partial fe}{\partial V_2} \Big|_o \quad e \quad H = \frac{- \frac{V_1^\circ}{\varepsilon_1^\circ} \frac{\partial fe}{\partial V_1} \Big|_o + \frac{V_2^\circ}{1 - \varepsilon_1^\circ} \frac{\partial fe}{\partial V_2} \Big|_o + \frac{\partial fe}{\partial \varepsilon_1} \Big|_o}{- \frac{1}{\varepsilon_1^\circ} \frac{\partial fe}{\partial V_1} \Big|_o + \frac{1}{1 - \varepsilon_1^\circ} \frac{\partial fe}{\partial V_2} \Big|_o} = c_o$$

onde c_o é a velocidade da onda cinemática, como deduzido por Wallis (1969).

5.5 Estabilidade Hidrodinâmica para Escoamento Óleo Leve-Água*

Antes de dar início à solução do problema linearizado para *core-flow*, será estudado um modelo similar desenvolvido para escoamento óleo-água, onde parte-se do padrão estratificado até a formação dos diversos tipos de padrões dispersos.

Buscando uma maior compreensão sobre a influência de vários parâmetros na estabilidade hidrodinâmica do escoamento bifásico líquido-líquido e na geração das transições entre os padrões, foi estudado o modelo desenvolvido por Trallero (1995) para escoamento óleo leve-água em tubulações horizontais. Trallero utilizou a teoria da estabilidade linear para formular critérios de transição e posteriormente gerar as cartas de fluxo.

* Trabalho desenvolvido durante estágio no Kramers Laboratorium voor Fysiche Technologie – Delft University of Technology, Holanda, sob supervisão do Prof. Dr. R.V.A. Oliemans e Dr. L. Portela.

A formulação desenvolvida por Trallero partiu também das equações unidimensionais instantâneas médias na seção transversal, mas as hipóteses simplificadoras pertinentes para um escoamento óleo leve-água não são as mesmas, em comparação com escoamentos óleo pesado-água. Foi obtida a equação da onda interfacial no mesmo formato apresentado na Equação 5.51. Porém, o ponto de partida foi o padrão de fluxo estratificado, considerando a interface plana. Conseqüentemente, apenas o raio de curvatura na direção axial foi levado em conta no balanço de pressões através da interface, restringindo a validade do modelo para ondas interfaciais longas apenas. A força relativa à interface ou o efeito explícito da onda interfacial foi modelado segundo a hipótese de Jeffreys (1925), comumente utilizada para escoamentos gás-líquido (Brauner e Maron, 1993). Outra diferença fundamental na formulação apresentada por aquele autor consiste na resultante das forças gravitacional e de cisalhamento (Equação 5.49), pois para o padrão estratificado deve ser levada em conta a tensão cisalhante na parede para a fase óleo. Vale salientar que Trallero considerou os parâmetros de distribuição da energia cinética iguais a unidade ($K_1^o = K_2^o = 1$).

Normalizando a Equação 5.51, através de:

$$\eta(z, t) = \eta_{\max} e^{ik(z-ct)}, \quad (5.52)$$

onde c a velocidade da onda e k é o número de onda, dado por:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (5.53)$$

e onde λ é o comprimento da onda interfacial, Trallero obteve uma relação de dispersão do tipo:

$$w^2 - 2(Ek - Gi)w + Fk^2 - Mk^4 - GHki = 0 \quad (5.54)$$

sendo que w é a frequência angular da onda interfacial.

Resolvendo a Equação (5.54) para w é considerando que a solução é instável quando sua

parte imaginária é negativa (análise temporal), aquele autor obteve dois critérios de transição: invíscido e viscoso. O critério geral proposto por Trallero pode ser representado por:

$$\left(\frac{H}{2} - E\right)^2 - (E^2 - F) - M\kappa^2 < 0 \quad (5.55)$$

ou de maneira simplificada:

$$\overbrace{T_\mu + T_V - T_g - T_\sigma}^{\text{Critério viscoso}} + T_{C_s} < 0 \quad (5.56)$$

Critério invíscido

onde T_μ é o termo viscoso (desestabilizador), T_V é o termo inercial (desestabilizador), T_g é o termo gravitacional (estabilizador), T_σ é o termo de tensão interfacial (estabilizador) e T_{C_s} é o termo de cisalhamento interfacial (desestabilizador).

Os critérios de estabilidade viscoso e invíscido delimitam os padrões estratificado (ST) e estratificado com mistura na interface (ST & MI), respectivamente, como demonstrado por Brauner e Maron, (1993).

Os padrões dispersos foram delimitados através do modelo de Kolmogorov-Hinze (baseado em um balanço entre as forças de gravidade e de turbulência ao longo da tubulação e normal ao escoamento principal), que fornece uma boa estimativa do diâmetro crítico de bolha em escoamentos turbulentos e localizados no núcleo do tubo. Nas regiões onde ocorrem grandes mudanças de velocidade (próximo a parede da tubulação) o diâmetro mínimo de bolha foi estimado através do modelo de Levich (1962). Uma vez obtidas as velocidades limites, eram definidas as transições entre os padrões de fluxo.

O modelo desenvolvido por Trallero possui bases similares em comparação com o estudo de estabilidade desenvolvido neste trabalho para *core-flow*, sendo importante como ponto de partida e útil na análise das propriedades e parâmetros que influenciam a estabilidade

hidrodinâmica dos escoamentos bifásicos óleo-água.

5.5.1 Testando o código desenvolvido por Trallero (1995)

O modelo de Trallero foi analisado e então seu código fonte foi testado. A primeira parte dos testes foi concentrada em reproduzir os resultados obtidos por Trallero. Posteriormente, foi verificada a influência do diâmetro da tubulação, da tensão cisalhante interfacial e do ângulo de inclinação na inversão de fase e na estabilidade hidrodinâmica do escoamento estratificado.

5.5.1.1 Inversão de fase

De acordo com a carta de fluxo gerada por Trallero, onde utilizou-se nos experimentos um óleo de motor com viscosidade 29 mPa.s e densidade 884 kg/m³ à temperatura ambiente, a inversão de fase esta localizada onde ocorre a transição da emulsão de óleo-em-água (o/w) para a emulsão de água-em-óleo (w/o).

A inversão de fase representa um abrupto e dramático aumento da perda de pressão bifásica para valores ainda maiores do que a perda de pressão do óleo em escoamento monofásico e ela é freqüentemente observada em altas velocidades superficiais de óleo e água. Existe um interesse prático em descobrir onde a inversão de fase pode ocorrer e em conhecer corretamente a fração de injeção mínima de água para a manutenção de uma emulsão de óleo-em-água estável.

- Efeito do diâmetro do tubo

Pode ser vista na Figura 5.4 a transição da emulsão o/w (região dominada pela água) para a emulsão w/o (região dominada pelo óleo) em função do diâmetro do tubo.

Como pode ser notado na Figura 5.4, quanto maior o diâmetro do tubo maior é a fração de água necessária para a manutenção de uma emulsão estável de óleo-em-água (o/w).

- Efeito da tensão cisalhante interfacial

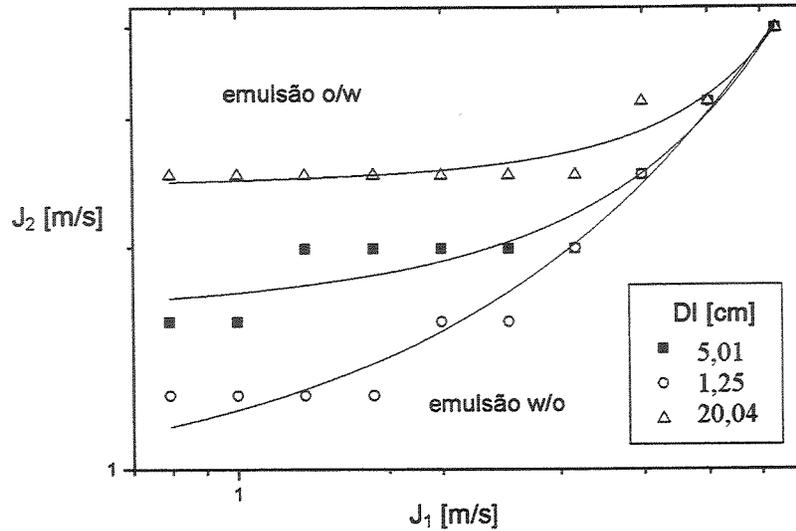


Figura 5.4 – Transição da emulsão o/w para a emulsão w/o em função do diâmetro do tubo.

O modelo de Trallero leva em conta somente a tensão cisalhante da fase contínua para escoamentos dispersos. O termo relativo à tensão cisalhante interfacial é modelado separadamente e, portanto, pode ser eliminado. As comparações podem ser observadas na Figura 5.5, para uma situação com (1) e outra sem (0) o cisalhamento interfacial.

Como pode ser observado na Figura 5.5, não foi notado nenhum efeito da tensão cisalhante interfacial na inversão de fase.

- Efeito do ângulo de inclinação

Pode ser observada na Figura 5.6 a transição da emulsão o/w para emulsão w/o em função do ângulo de inclinação.

Como pode ser notado (Figura 5.6), quanto maior o ângulo de inclinação maior é a fração de água necessária para manter uma emulsão o/w estável.

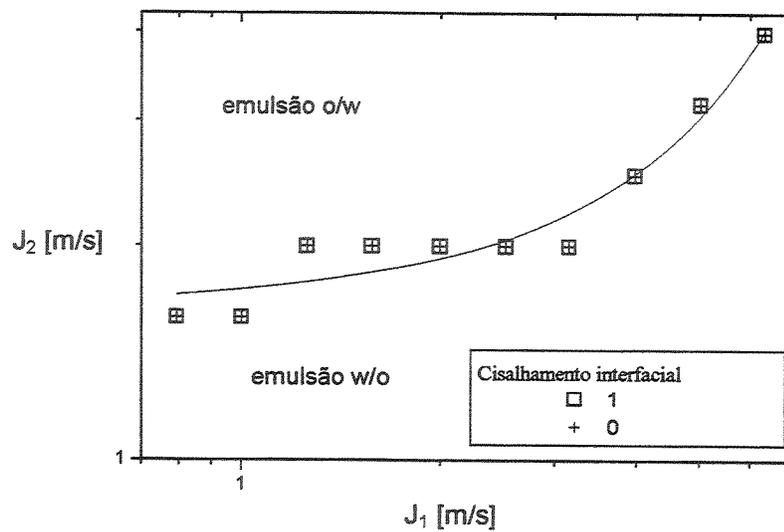


Figura 5.5 – Transições da emulsão o/w para a emulsão w/o em função do termo de tensão cisalhante interfacial.

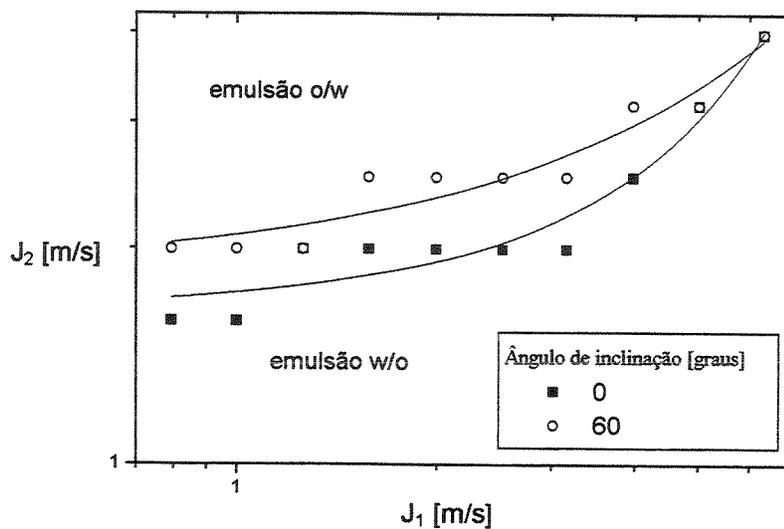


Figura 5.6 - Transições da emulsão o/w para a emulsão w/o em função do ângulo de inclinação

5.5.1.2 Escoamento estratificado

Com o objetivo de prever as fronteiras do escoamento estratificado, Trallero realizou a análise da estabilidade linear para escoamento óleo leve-água. Os critérios de transição de Kelvin-Helmholtz viscoso e invíscido foram utilizados para definir as fronteiras.

Uma característica dos escoamentos estratificados é a baixa perda de pressão envolvida e estes são freqüentemente observados em baixas velocidades superficiais de água e óleo. Várias pesquisas vem sendo realizadas na tentativa de definir quais parâmetros devem ser levados em conta para prever apropriadamente a transição dos padrões de fases separadas para os padrões de fases dispersas.

- Efeito do diâmetro do tubo

Pode ser observada na Figura 5.7 a transição do escoamento estratificado (ST) para o escoamento estratificado com mistura na interface (ST & MI) em função do diâmetro do tubo.

Como pode ser notado (Figura 5.7), quanto maior o diâmetro do tubo, mais estável será o escoamento estratificado.

- Efeito da tensão cisalhante interfacial

Pode ser observada na Figura 5.8 a transição do escoamento estratificado (ST) para o escoamento estratificado com mistura na interface (ST & MI) em função da tensão cisalhante interfacial.

Como pode ser notado (Figura 5.8), o termo da tensão cisalhante interfacial tem um efeito desestabilizador e de fato deve ser levado em conta na modelagem.

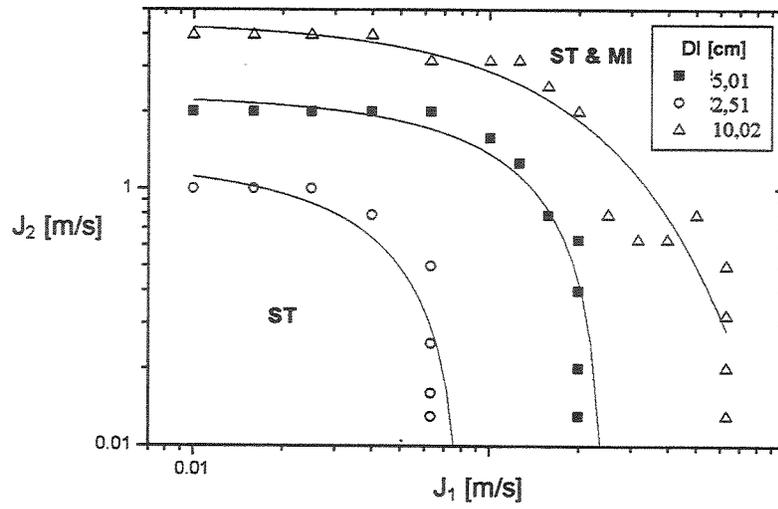


Figura 5.7 – Transição do ST para ST & MI em função do diâmetro do tubo.

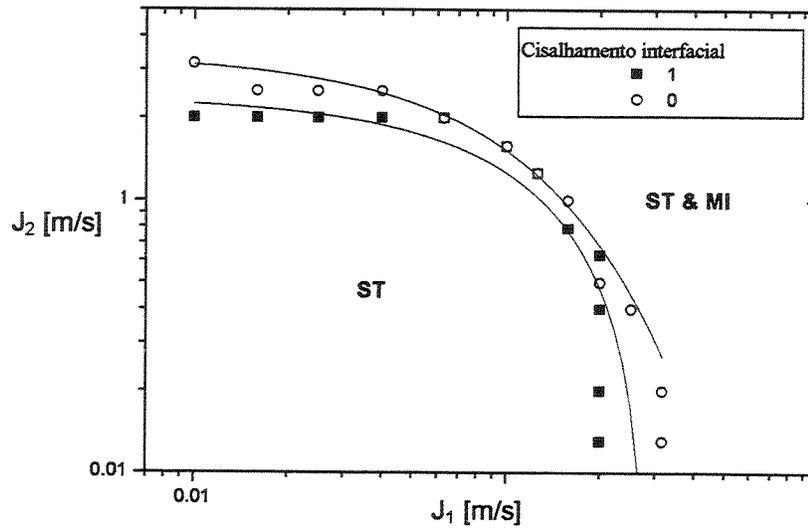


Figura 5.8– Transição do ST para ST & MI em função da tensão cisalhante interfacial.

- Efeito do angulo de inclinação

Pode ser observada na Figura 5.9 a transição do escoamento estratificado (ST) para o escoamento estratificado com mistura na interface (ST & MI) em função do ângulo de inclinação.

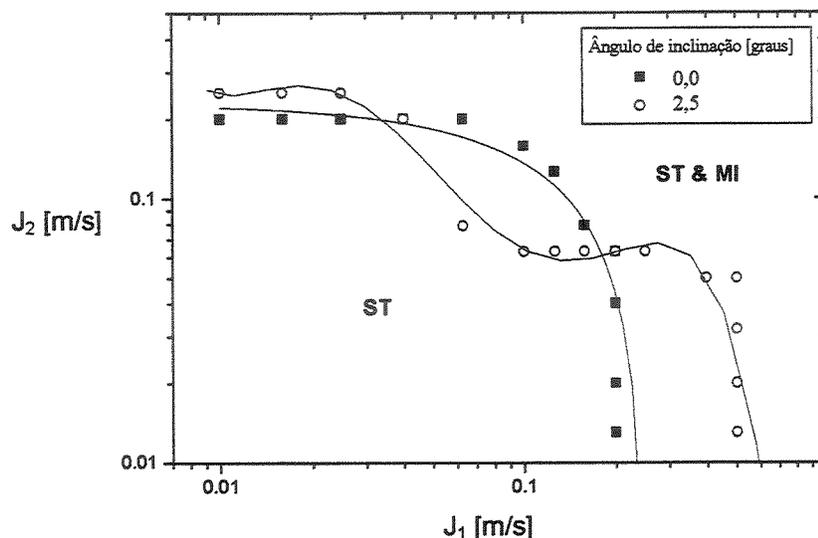


Figura 5.9– Transição do ST para ST & MI em função do angulo de inclinação.

Como pode ser notado (Figura 5.9), mesmo para pequenas inclinações (2,5°) surgem resultados inconsistentes, o que leva a crer que o modelo de Trallero seria aplicável apenas para tubulações horizontais.

5.5.2 Modificações no código fonte de Trallero

O código fonte de Trallero foi modificado para levar em conta a rugosidade da parede da tubulação. Conseqüentemente, o material do tubo é agora uma variável de entrada.

Os fatores de fricção de ambas as fases são agora calculados utilizando a equação desenvolvida por Haaland (1983):

$$f_k = \left[-3.6 \text{Log}_{10} \left(\frac{6.9}{\text{Re}_k} + \left(\frac{e}{3.7D_{hk}} \right)^{1.1} \right) \right]^{-2},$$

onde e é a rugosidade, o subscrito k é o índice de fase, Re_k é o número de Reynolds da fase e D_{hk} é o diâmetro hidráulico da fase.

Uma forma de verificar a validade do novo tratamento do fator de fricção é comparando os resultados utilizando a hipótese de tubo liso com os resultados utilizando a expressão de Haaland (1983) com rugosidade $e = 0.00001$ m, que é a rugosidade da parede do tubo de acrílico. Os resultados são muito similares, como esperado.

5.5.3 Análises dos efeitos da viscosidade do óleo e do material da tubulação nas transições de padrão em escoamento óleo leve-água

O modelo de Trallero modificado foi aplicado e comparado com diversas situações e dados encontrados na literatura. Posteriormente, foram gerados novos dados para diferentes materiais da tubulação e para óleos com viscosidades variando entre 1,6 e 100 mPa.s.

5.5.3.1 Comparações entre os resultados do modelo de Trallero modificado e os dados experimentais de Angeli (1996), para inversão de fase.

Como pode ser observado nas figuras seguintes, o modelo de Trallero prevê com boa concordância os dados experimentais de Angeli (1996) para tubulação de acrílico (Figura 5.10), bem como para tubulação de aço inox (Figura 5.11).

5.5.3.2 Transições de padrão em função da razão de viscosidades

Pode ser observado na Figura 5.12 o limite da emulsão de óleo-em-água (início da inversão de fase) em função da razão de viscosidades.

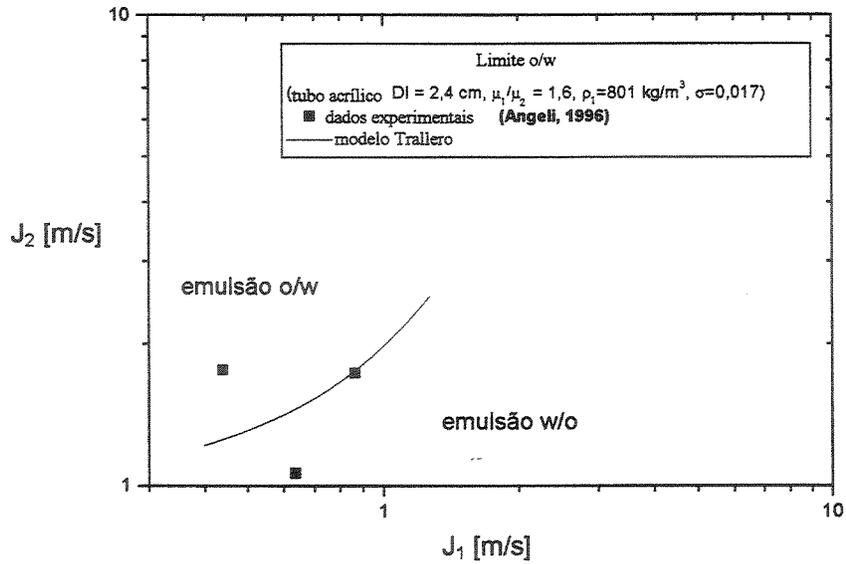


Figura 5.10– Resultados do modelo de Trallero e dados experimentais de Angeli (1996) para inversão de fase; tubulação de acrílico.

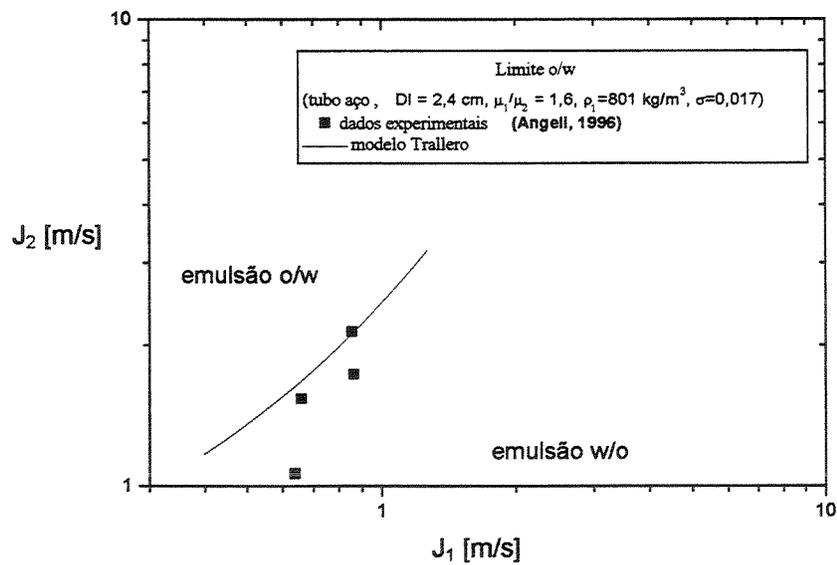


Figura 5.11– Resultados do modelo de Trallero e dados experimentais de Angeli (1996) para inversão de fase; tubulação de aço inox.

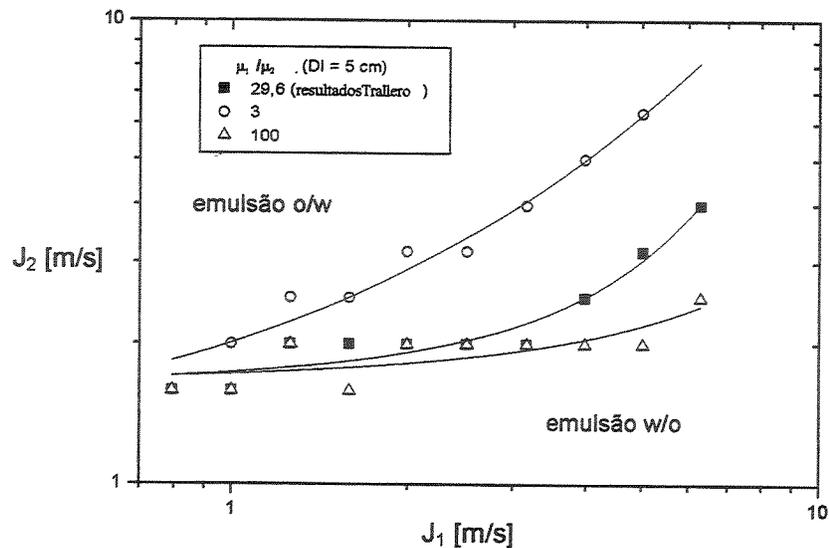


Figura 5.12 – Limite da emulsão de óleo-em-água em função da razão de viscosidades.

A fração volumétrica da água no ponto de inversão decresce com o aumento da viscosidade do óleo (Figura 5.12), como esperado (Nadler and Mewes, 1997).

Na Figura 5.13 são apresentadas as fronteiras entre o padrão de fluxo estratificado (ST) e o padrão estratificado com mistura na interface (ST & MI), o que significa o início da dispersão, em função da razão de viscosidades.

Pode ser notado na Figura 5.13 que quanto maior a razão de viscosidades, mais instável será o escoamento estratificado. Este resultado pode ser explicado pela natureza desestabilizadora do termo viscoso, que tem seu valor incrementado com o aumento da razão de viscosidades.

5.5.3.3 Comparação entre os resultados do modelo de Trallero modificado e os dados experimentais de Angeli (1996) e Valle e Utvik (1997) – Cartas de fluxo.

Foi realizada uma comparação entre os resultados do modelo de Trallero modificado e os dados experimentais de Angeli (1996) e Valle and Utvik (1997). Foram geradas cartas de fluxo completas e então estas foram comparadas com as cartas de fluxo experimentais.

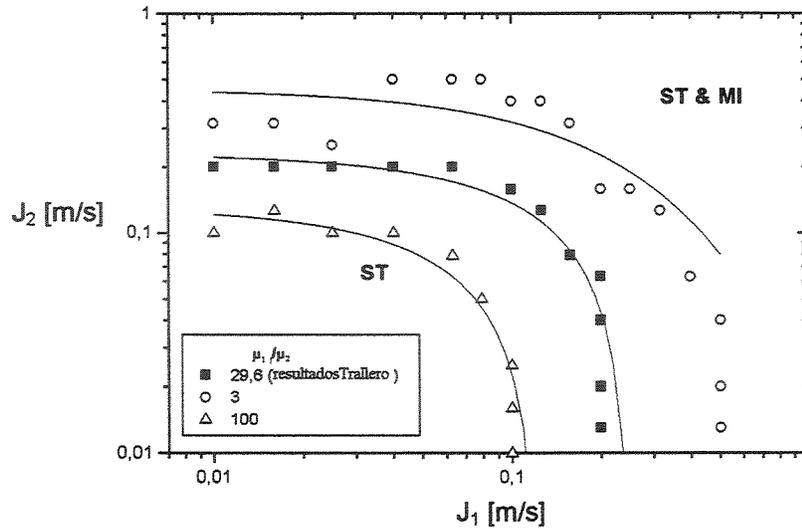


Figura 5.13– Fronteiras entre o padrão de fluxo estratificado (ST) e o padrão estratificado com mistura na interface (ST & MI).

Pode ser observada na Figura 5.14 a comparação entre a carta de fluxo gerada e os dados experimentais de Angeli (1996) para tubulação de acrílico (DI = 2.4 cm).

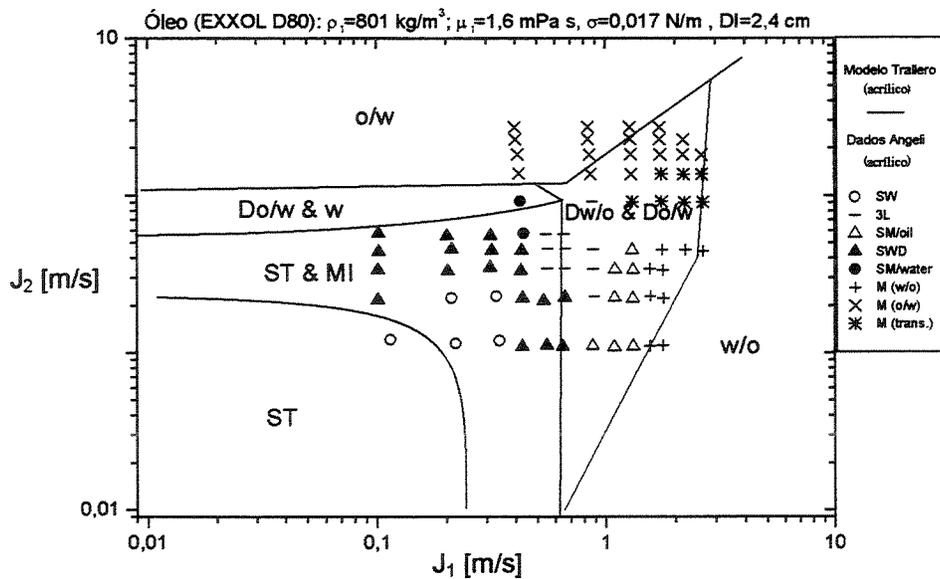


Figura 5.14– Comparação entre a carta de fluxo gerada e os dados experimentais de Angeli (1996) para tubulação de acrílico (DI = 2.4 cm).

Como pode ser observado (Figura 5.14), o modelo de Trallero modificado prevê com boa

concordância os dados experimentais de Angeli (1996) para tubulação de acrílico. Os padrões de fluxo estratificado ondulado (SW), estratificado ondulado com gotas (SWD) e estratificado misturado com camada de água (SM/water), observados por Angeli, estão em concordância praticamente perfeita, estando localizados dentro das áreas previstas pelo modelo de Trallero como sendo padrão estratificado (ST) e estratificado com mistura na interface (ST & MI). Pode ser observada novamente boa concordância no padrão de fluxo camada tripla (3L), que esta principalmente localizado dentro da área prevista pelo modelo como sendo dispersão de água-em-óleo e óleo-em-água (Dw/o & Do/w). O padrão de mistura completa, misturado (M), foi dividido em três sub-padrões: água-em-óleo misturado (M w/o), óleo-em-água misturado (M o/w) e transição misturado (M trans). A concordância entre o modelo e os dados experimentais é relativamente boa, mas foi encontrada uma porcentagem significativa dos dados relativos aos padrões completamente dispersos (M w/o and M o/w) localizados dentro da área de transição (Dw/o & Do/w). Os únicos dados que tiveram uma concordância relativamente ruim com o modelo foram os relacionados ao padrão estratificado misturado com camada de óleo (SM/oil), completamente localizados dentro da área do padrão Dw/o & Do/w.

Pode ser observada na Figura 5.15 a comparação entre a carta de fluxo gerada e os dados experimentais de Angeli (1996) para tubulação de aço inox (DI = 2.4 cm).

Como pode ser observado (Figura 5.15), o modelo de Trallero modificado também prevê com boa concordância os dados experimentais de Angeli (1996) para tubulação de aço inox. Os padrões de fluxo estratificado ondulado (SW) e estratificado ondulado com gotas (SWD), observados por Angeli, estão em concordância praticamente perfeita, estando localizados dentro das áreas previstas pelo modelo de Trallero como sendo padrão estratificado (ST) e estratificado com mistura na interface (ST & MI). Pode ser observada novamente boa concordância no padrão de fluxo camada tripla (3L), que esta principalmente localizado dentro da área prevista pelo modelo como sendo dispersão de água-em-óleo e óleo-em-água (Dw/o & Do/w). O padrão de mistura completa, misturado (M), foi dividido novamente em três sub-padrões. A concordância entre o modelo e os dados experimentais é relativamente boa, mas novamente foi encontrada uma porcentagem significativa dos dados relativos aos padrões completamente dispersos (M w/o and M o/w) localizados dentro da área de transição (Dw/o & Do/w). Foram observadas algumas

comparações relativamente ruins para o padrão estratificado misturado com camada de óleo (SM/oil), completamente localizado dentro da área do padrão Dw/o & Do/w e para o padrão estratificado misturado com camada de água (SM/water), completamente localizado dentro da área ST & MI.

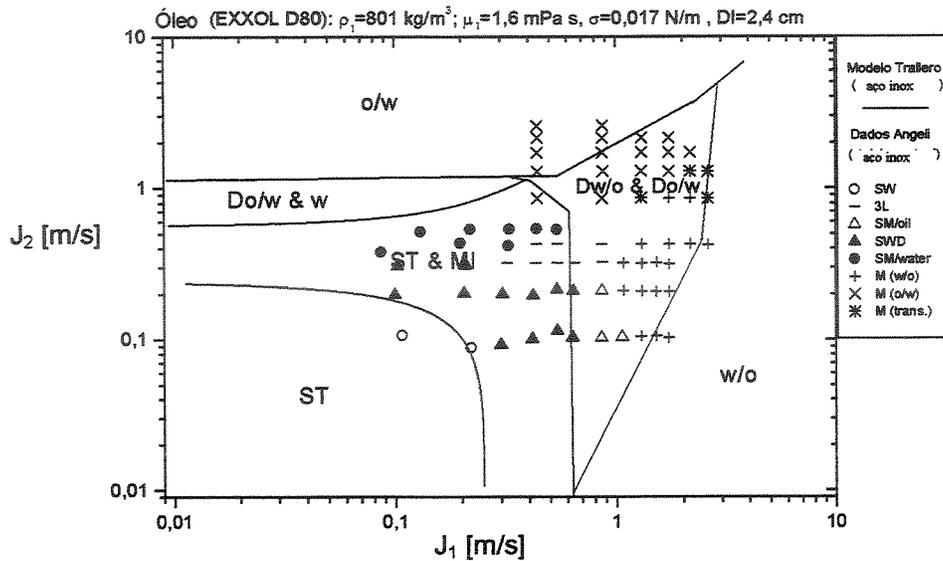


Figura 5.15- comparação entre a carta de fluxo gerada e os dados experimentais de Angeli (1996) para tubulação de aço inox (DI = 2.4 cm).

Pode ser observada na Figura 5.16 a comparação entre a carta de fluxo gerada e os dados experimentais de Valle e Utvik para tubulação de aço (DI = 7.79 cm).

Como pode ser observado (Figura 5.16), o modelo de Trallero prevê com boa concordância os dados experimentais de Valle and Utvik para tubulação de aço de 3 polegadas de diâmetro interno. A maioria dos pontos experimentais relacionados ao padrão disperso (DO) estão localizados dentro da área prevista pelo modelo de Trallero como sendo dispersão de água-em-óleo e dispersão de óleo-em-água (Dw/o & Do/w) e a maioria dos pontos experimentais relativos ao padrão estratificado (S) estão localizados dentro da área prevista pelo modelo como sendo estratificado com mistura na interface (ST & MI). Outra observação interessante diz

respeito aos dois pontos experimentais que estão localizados na área de emulsão de óleo-em-água (o/w), os quais pertencem ao padrão estratificado. Estes dois pontos são relativos a uma fração de injeção de água de 90% e poderiam pertencer na realidade ao padrão disperso (Valle e Utvik, 1997).

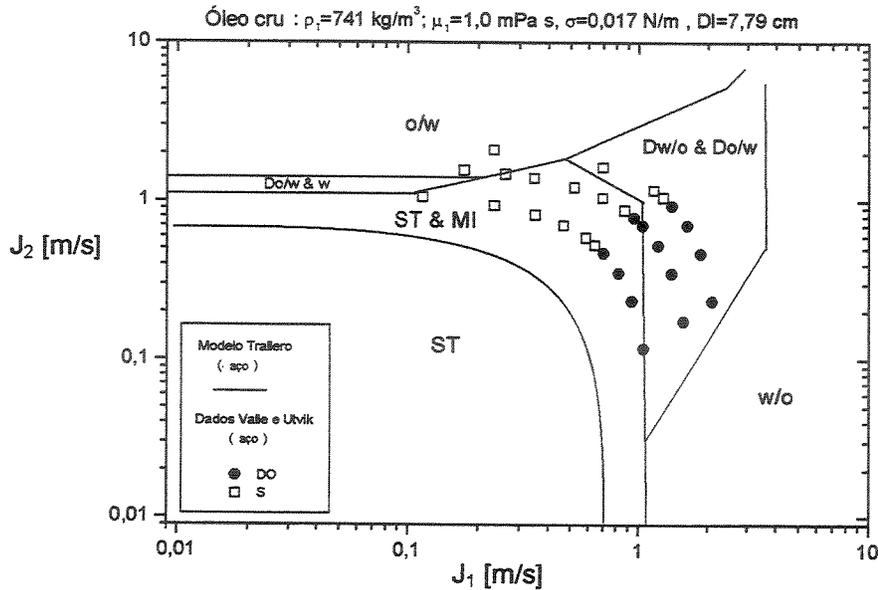


Figura 5.16- Comparação entre a carta de fluxo gerada e os dados experimentais de Valle and Utvik para tubulação de aço ($DI = 7.79 \text{ cm}$).

5.5.3.4 Efeito da rugosidade da parede do tubo nas transições entre os padrões

Após o processo de validação, o efeito da rugosidade da parede da tubulação nas transições entre os padrões de fluxo foi verificado. As seguintes fronteiras de transição foram analisadas, partindo do padrão:

1. estratificado (ST) para o estratificado com mistura na interface (ST & MI),
2. estratificado com mistura na interface (ST & MI) para a dispersão de óleo-em-água e água (Do/w & w),
3. estratificado com mistura na interface (ST & MI) para a dispersão de água-em-óleo e

dispersão de óleo-em-água (Dw/o & Do/w) e

4. emulsão de óleo-em-água (o/w) para a emulsão de água-em-óleo (w/o).

O efeito da rugosidade foi analisado para dois diâmetros de tubo ($DI = 5$ cm e $DI = 20$ cm) e duas razões de viscosidades ($\mu_1 / \mu_2 = 29.6$ e $\mu_1 / \mu_2 = 3$).

1 – Transição do padrão estratificado (ST) para o estratificado com mistura na interface (ST & MI)

Pode ser observada na seguinte figura (Figura 5.17) a transição do padrão estratificado (ST) para o padrão estratificado com mistura na interface (ST & MI) para um diâmetro de tubo $DI = 5$ cm e razão de viscosidade $\mu_1 / \mu_2 = 29.6$, em função da rugosidade da parede do tubo.

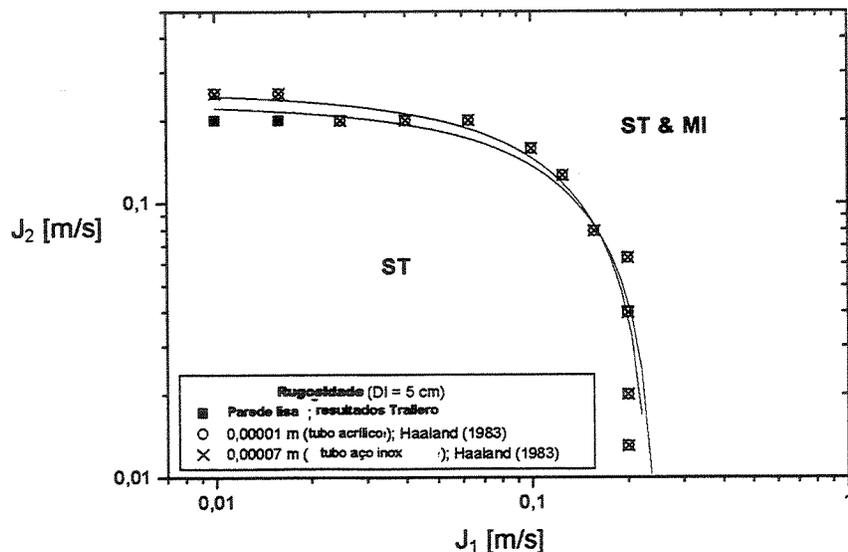


Figura 5.17- Transição do padrão estratificado (ST) para o padrão estratificado com mistura na interface (ST & MI) em função da rugosidade da parede do tubo ($\mu_1 / \mu_2 = 29.6$).

Analisando a Figura 5.17, nota-se que a rugosidade do material não apresenta qualquer influência na transição do padrão estratificado (ST) para o estratificado com mistura na interface (ST & MI) para um diâmetro de tubo de $DI = 5$ cm e razão de viscosidade de $\mu_1 / \mu_2 = 29.6$.

Pode ser observada na figura seguinte (Figura 5.18) a transição do padrão estratificado (ST) para o estratificado com mistura na interface (ST & MI) para um diâmetro de tubo $DI = 5$ cm e uma razão de viscosidades $\mu_1 / \mu_2 = 3$, em função da rugosidade da parede do tubo.

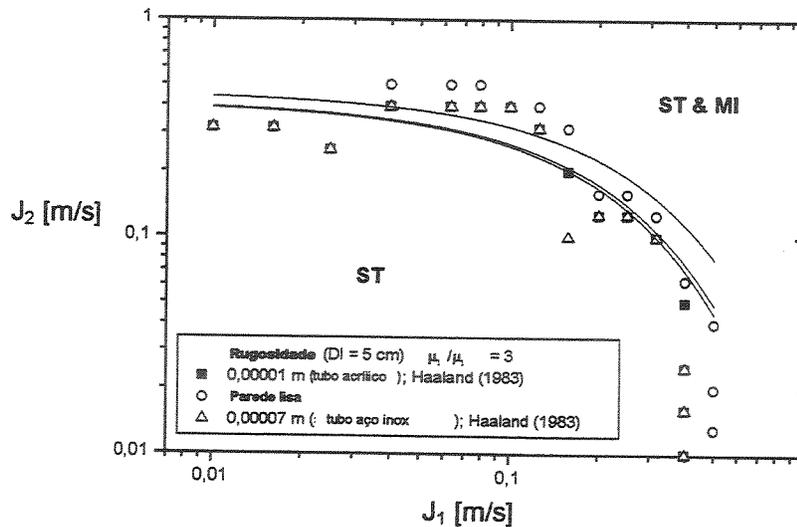


Figura 5.18- Transição do padrão estratificado (ST) para o padrão estratificado com mistura na interface (ST & MI) em função da rugosidade da parede do tubo ($\mu_1 / \mu_2 = 3$).

Novamente, é notado (Figura 5.18) que a rugosidade do material não apresenta uma influência considerável na transição do padrão estratificado (ST) para o padrão estratificado com mistura na interface (ST & MI) para um diâmetro de tubo $DI = 5$ cm e razão de viscosidade $\mu_1 / \mu_2 = 3$.

2 e 3 – Transição do padrão estratificado com mistura na interface (ST & MI) para o padrão dispersão de óleo-em-água e água (Do/w & w) e para o padrão dispersão de água-em-óleo e dispersão de óleo-em-água (Dw/o & Do/w).

Podem ser observadas na figura seguinte (Figura 5.19) duas fronteiras de transição: do padrão estratificado com mistura na interface (ST & MI) para a dispersão de óleo-em-água e água (Do/w & w) e para dispersão de água-em-óleo e dispersão de óleo-em-água (Dw/o & Do/w), para

dois diâmetros de tubo ($DI = 5$ cm and $DI = 20$ cm) e razão de viscosidades $\mu_1 / \mu_2 = 29.6$ e em função da rugosidade da parede do tubo.

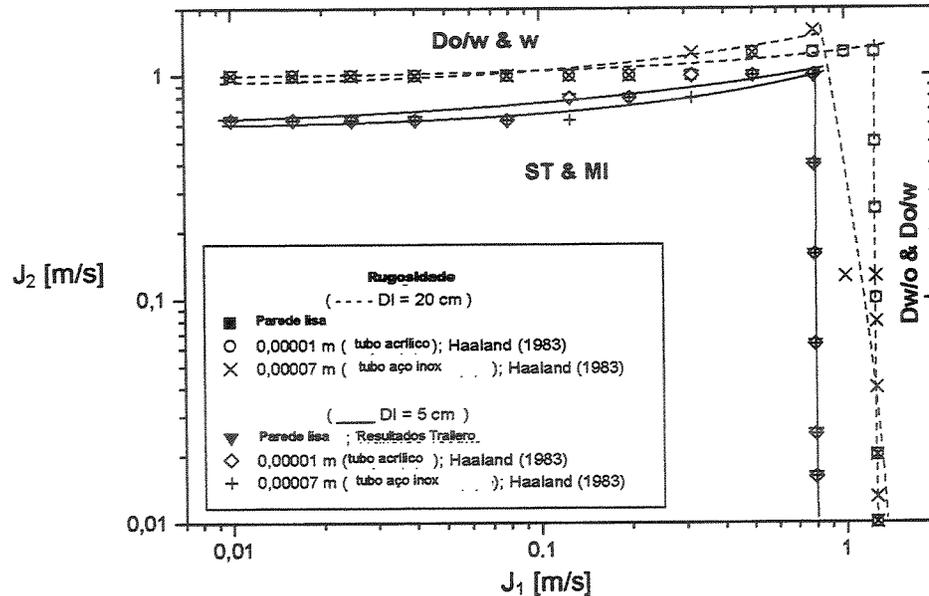


Figura 5.19– Transições entre o padrão estratificado com mistura na interface (ST & MI) e o padrão dispersão de óleo-em-água e água (Do/w & w) e entre o padrão estratificado com mistura na interface (ST & MI) e o padrão dispersão de água-em-óleo e dispersão de óleo-em-água (Dw/o & Do/w), em função da rugosidade da parede do tubo ($\mu_o / \mu_w = 29.6$).

Nota-se (Figura 5.19) que para o diâmetro $DI = 5$ cm praticamente não existe influência da rugosidade do material nas fronteiras das transições analisadas. Buscando aumentar o número de Reynolds da mistura, foi testado também o diâmetro $DI = 20$ cm e neste caso uma pequena mudança foi observada. Assim, para $DI = 20$ cm, aumentando a rugosidade da parede do tubo existe uma tendência de diminuição da área onde ocorre o padrão ST & MI ou o padrão estratificado torna-se mais instável, como esperado (Angeli and Hewitt, 1998).

4 – Transição do padrão emulsão de óleo-em-água (o/w) para o padrão emulsão de água-em-óleo (w/o).

A transição entre a emulsão de óleo-em-água (o/w) e a emulsão de água-em-óleo (w/o) é

bastante significativa porque representa o início da inversão de fase.

Podem ser observadas na seguinte figura (Figura 5.20) as fronteiras da transição da emulsão de óleo-em-água (o/w) para a emulsão de água-em-óleo (w/o) para o diâmetro de tubo $DI = 5$ cm e razão de viscosidade $\mu_o / \mu_w = 29.6$, em função da rugosidade da parede do tubo.

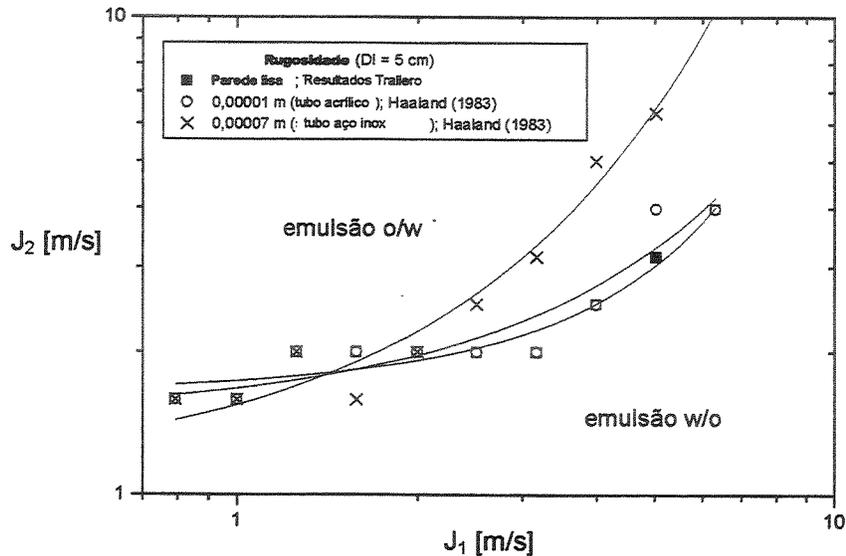


Figura 5.20- Transição da emulsão de óleo-em-água (o/w) para a emulsão de água-em-óleo (w/o) (inversão de fase), em função da rugosidade da parede do tubo ($\mu_o / \mu_w = 29.6$).

Pode ser notado (Figura 5.20) que existe uma variação na transição de o/w para w/o em função da rugosidade da parede da tubulação. A fração volumétrica da água no ponto de inversão aumenta significativamente com o aumento da rugosidade da parede da tubulação.

5.5.4 Geração de cartas de fluxo para uma situação real

Pode ser observada na Figura 5.21 a carta de fluxo para uma razão de viscosidade $\mu_o / \mu_w = 30$, diâmetro interno e rugosidade da tubulação: $DI = 4$ polegadas e $e = 0.12$ mm, respectivamente.

Pode ser observada na Figura 5.22 a carta de fluxo para uma razão de viscosidades $\mu_o / \mu_w = 30$, diâmetro interno e rugosidade da parede da tubulação: $DI = 4$ polegadas e $e = 0.06$ mm, respectivamente.

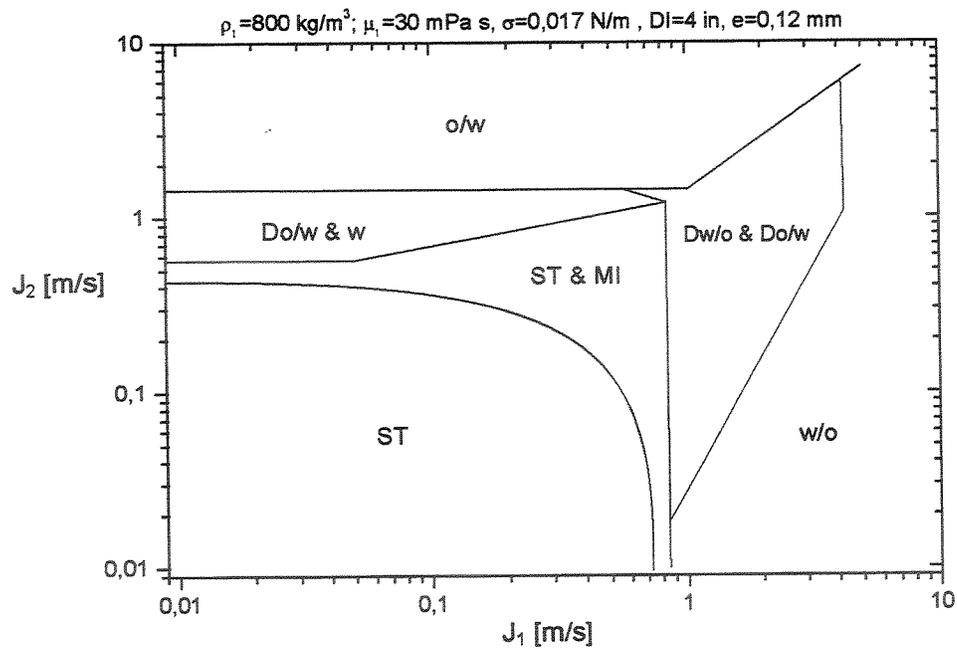


Figura 5.21– Carta de fluxo para razão de viscosidades $\mu_o / \mu_w = 30$, diâmetro interno e rugosidade da tubulação: $DI = 4$ polegadas e $e = 0.12 \text{ mm}$, respectivamente.

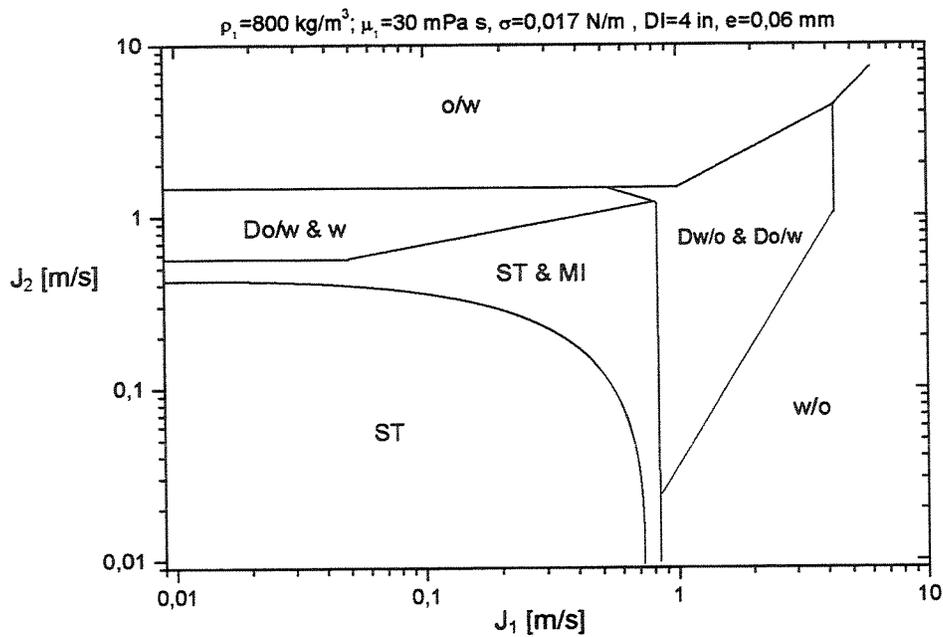


Figura 5.22– Carta de fluxo para razão de viscosidades $\mu_o / \mu_w = 30$, diâmetro interno e rugosidade da tubulação: $DI = 4$ polegadas e $e = 0.06 \text{ mm}$, respectivamente.

Pode ser observada na Figura 5.23 a carta de fluxo para uma razão de viscosidade $\mu_o/\mu_w=3$, diâmetro interno e rugosidade da tubulação: $DI = 4$ polegadas e $e = 0.06$ mm, respectivamente.

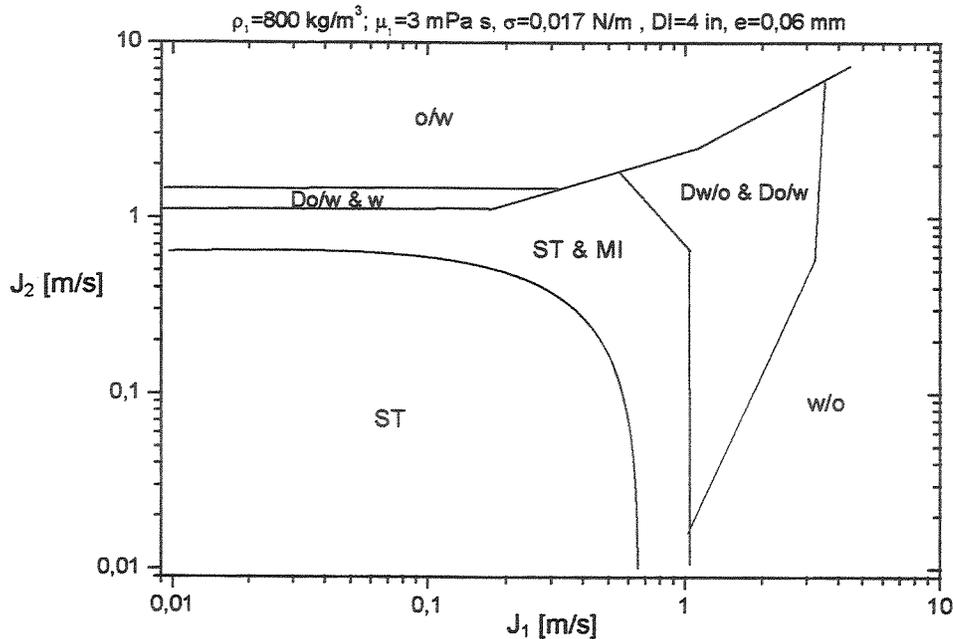


Figura 5.23– Carta de fluxo para razão de viscosidades $\mu_o / \mu_w = 3$, diâmetro interno e rugosidade da tubulação: $DI = 4$ polegadas e $e = 0.06$ mm, respectivamente.

Pode ser observada na Figura 5.24 a carta de fluxo para uma razão de viscosidade $\mu_o/\mu_w=3$, diâmetro interno e rugosidade da tubulação: $DI = 4$ polegadas e $e = 0.12$ mm, respectivamente.

Vale ressaltar que as cartas de fluxo apresentadas (Figs. 5.21 até 5.24) representam situações reais típicas enfrentada pela *Shell Oil Co.*

Através dos resultados obtidos foi possível chegar a várias conclusões, as quais serão apresentadas nos seguintes parágrafos.

Quanto maior o diâmetro da tubulação, maior será a fração de injeção de água necessária para a manutenção de uma emulsão de óleo-em-água estável e mais estável será o escoamento

estratificado.

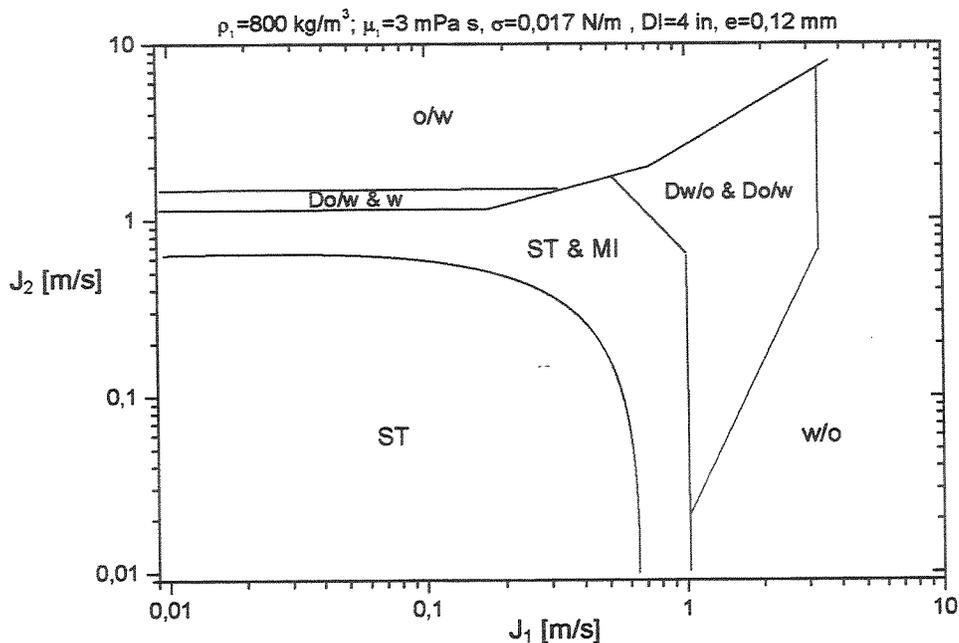


Figura 5.24– Carta de fluxo para razão de viscosidades $\mu_o / \mu_w = 3$, diâmetro interno e rugosidade da tubulação: $DI = 4$ polegadas e $e = 0.12 \text{ mm}$, respectivamente.

A tensão interfacial não parece ter um papel relevante nas transições entre os padrões dispersos, mas seu efeito desestabilizador é importante nos escoamentos estratificados.

Quanto maior o ângulo de inclinação, maior será a fração de injeção de água necessária para a manutenção de uma emulsão de óleo-em-água estável.

Com o aumento da viscosidade do óleo, menor será a fração de injeção de água necessária para a manutenção de uma emulsão de óleo-em-água estável, porém mais instável será o escoamento estratificado. As instabilidades geradas pelas tensões cisalhantes superam o efeito de dissipação viscosa e, portanto, a viscosidade tem um papel desestabilizador para escoamento estratificado óleo leve-água.

Pode-se dizer que os resultados mais interessantes são quanto ao papel da rugosidade da

parede da tubulação e da molhabilidade na estabilidade hidrodinâmica dos escoamentos estratificados e dispersos óleo leve-água. Percebe-se que a rugosidade da parede do tubo não tem um papel importante na estabilidade hidrodinâmica do escoamento estratificado. A diferença significativa entre os resultados de perda de pressão para diferentes materiais (acrílico e aço inox), obtidos por Angeli e Hewit (1998), é explicada principalmente em termos da molhabilidade dos materiais da tubulação. Entretanto, quando analisadas tais diferenças em escoamentos dispersos, percebe-se que a rugosidade da parede da tubulação tem um papel relevante e deve de fato ser levada em conta na modelagem. Além disso, verificou-se que a rugosidade tem um importante papel na previsão e modelagem da inversão de fase.

5.6. Critérios de Transição para *Core-Flow* Vertical Ascendente

A solução exata do problema linearizado foi desenvolvida segundo a metodologia de solução apresentada por Whitham, (1974). Com o intuito de analisar o caráter ondulatório da Equação 5.51, foi utilizado o modo normal, ou seja, substituindo a Equação 5.52 na Equação 5.51, chegou-se à seguinte equação:

$$\kappa \frac{N}{G} \left(c^2 - 2 \frac{E}{N} c + \frac{F - M\kappa^2}{N} \right) + i(c - H) = 0 \quad (5.57)$$

Rearranjando a Equação 5.57 e utilizando o teorema de Viète, tem-se:

$$\kappa \frac{N}{G} (c - c_1)(c - c_2) + i(c - c_o) = 0 \quad (5.58)$$

onde H foi substituído por c_o . Próximo de $c = c_1$ e próximo de $c = c_2$ a Equação 5.58 fornece, respectivamente:

$$w \cong \kappa c_1 - i \frac{G}{N} \frac{c_1 - c_o}{c_1 - c_2} \quad e \quad (5.59)$$

$$w \cong kc_2 - i \frac{G}{N} \frac{c_2 - c_o}{c_2 - c_1}, \quad (5.60)$$

onde w é a frequência angular.

Seguindo uma análise temporal, para a estabilidade ocorrer a parte imaginária de w (Equações 5.59 e 5.60) deve ser negativa. Rearranjando as Equações 5.59 e 5.60 e assumindo que $c_1 > c_2$, foram obtidos os seguintes critérios de transição:

$$\begin{cases} 1 - G > 0 \\ 2 - c_1 e c_2 \\ 3 - c_2 < c_o < c_1 \end{cases}, \text{ devem ser reais (Kelvin-Helmholtz)}. \quad (5.61)$$

Resolvendo a Equação 5.58 para c (parte real) e aplicando os critérios de transição chegou-se ao seguinte critério geral:

$$0 \leq \frac{\left(\frac{c_o}{V_o} - 1\right)^2}{1 + \frac{M\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 - F}{NV_o^2}} \leq 1, \quad (5.62)$$

onde V_o corresponde a E/N e foi denominada como a velocidade média ponderada, conforme definido por Wallis (1969).

5.6.1 Estabilidade de Kelvin-Helmholtz

Uma importante observação a respeito do critério geral apresentado pela Equação 5.62 diz respeito ao seu denominador, que é justamente o critério de Kelvin-Helmholtz, aplicável apenas para escoamentos invíscidos. Eliminando os termos relacionados à viscosidade da Equação 5.51, tem-se:

$$N \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + 2E \frac{\partial^2 \eta}{\partial t \partial z} + F \frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} = 0 \quad (5.63)$$

onde o termo vinculado à derivada de quarta ordem (M) na Equação 5.51 é desprezado, buscando com isso a representação de uma onda hiperbólica (Drazin e Reid, 1981).

Aplicando a Equação 5.52 na Equação 5.62 e operando, chega-se numa equação do segundo grau. Para que as raízes da equação obtida sejam reais:

$$V_o^2 - \frac{F}{N} \geq 0 \quad (5.64)$$

Analisando o critério geral proposto (Equação 5.62) nota-se que a Equação 5.64 é o seu denominador.

Buscando a formulação de um critério de transição, aplicável para escoamentos invíscidos, onde pudesse ser analisada a influência da tensão interfacial na estabilidade hidrodinâmica, foi desenvolvido o critério de Kelvin-Helmholtz levando em conta o termo vinculado à derivada de quarta ordem (M) da Equação 5.51. Portanto, a equação resultante foi:

$$M \frac{\partial^4 \eta}{\partial z^4} + N \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + 2E \frac{\partial^2 \eta}{\partial t \partial z} + F \frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} = 0 \quad (5.65)$$

Novamente, aplicando a Equação 5.52 na Equação 5.65 e operando, chega-se numa equação do segundo grau. Para a ocorrência de raízes reais para a velocidade da onda, c , a seguinte desigualdade deve ser satisfeita:

$$V_o^2 - \frac{F - Mk^2}{N} \geq 0 \quad (5.66)$$

Substituindo os valores dos coeficientes da equação da onda na Equação 5.66, fazendo o parâmetro de distribuição, K_t , para ambas as fases igual à unidade e operando, chegou-se no

seguinte critério de transição para escoamento invíscido:

$$\left(V_1^o - V_2^o\right)^2 \leq \left(\frac{1 - \varepsilon_1^o}{\rho_2} + \frac{\varepsilon_1^o}{\rho_1}\right) \left(\frac{\sigma D k^2}{4\sqrt{\varepsilon_1^o}} - \frac{\sigma}{D\varepsilon_1^{o\frac{3}{2}}}\right) \quad (5.67)$$

Analisando Equação 5.67, percebe-se que o termo à esquerda é sempre desestabilizador do padrão *core-flow* vertical ascendente. Com o aumento do deslizamento entre as fases propicia-se o rompimento do centro de óleo e a conseqüente perda do padrão, sendo iniciada a transição do padrão anular para o padrão intermitente (*slug-flow*). Percebe-se também que o último termo do segundo parênteses do lado direito da Equação 5.67 é também um termo desestabilizador do padrão. O primeiro termo do segundo parênteses do lado direito da Equação 5.67 seria responsável pela estabilidade hidrodinâmica do padrão *core-flow* vertical ascendente para um escoamento invíscido.

Analisando os termos do segundo parênteses do lado direito da Equação 5.67 observa-se a importância da tensão interfacial na estabilidade do padrão *core-flow*, parâmetro muitas vezes desprezado nos modelos bifásicos clássicos.

- **Comprimento de onda máximo (λ_{max})**

Substituindo na Equação 5.67 o número de onda, que é dado pela Equação 5.53, e operando:

$$\left(V_1^o - V_2^o\right)^2 \leq \left(\frac{1 - \varepsilon_1^o}{\rho_2} + \frac{\varepsilon_1^o}{\rho_1}\right) \left(\frac{\sigma D \pi^2}{\sqrt{\varepsilon_1^o}} \frac{1}{\lambda^2} - \frac{\sigma}{D\varepsilon_1^{o\frac{3}{2}}}\right) \quad (5.68)$$

ou seja, de acordo com a Equação 5.68, existe um comprimento de onda máximo, acima do qual estaria se dando a transição do padrão *core-flow* para o padrão intermitente. O comprimento de onda máximo é dado pela seguinte equação:

$$\lambda_{\max 1} = \sqrt{\frac{\sigma D^3 \pi^4 \varepsilon_1^{\circ 1/2} \left(\frac{1 - \varepsilon_1^{\circ}}{\rho_2} + \frac{\varepsilon_1^{\circ}}{\rho_1} \right)}{D^2 \pi^2 \varepsilon_1^{\circ} (V_1^{\circ} - V_2^{\circ})^2 + \frac{\sigma D \pi^2}{\varepsilon_1^{\circ 1/2}} \left(\frac{1 - \varepsilon_1^{\circ}}{\rho_2} + \frac{\varepsilon_1^{\circ}}{\rho_1} \right)}} \quad (5.69)$$

e para o caso simplificado, onde não ocorre o deslizamento entre as fases, o comprimento de onda máximo é dado por:

$$\lambda_{\max 2} = D \pi \sqrt{\varepsilon_1^{\circ}} \quad (5.70)$$

Aplicando os comprimentos de onda máximos definidos acima aos dados experimentais, é possível analisar a validade do critério de Kelvin-Helmholtz para *core-flow* vertical ascendente.

Na Figura 5.25 podem ser observados os comprimentos de onda obtidos experimentalmente em função da razão de velocidades superficiais e para cinco velocidades superficiais da água diferentes. Foram obtidas experimentalmente a fração volumétrica mínima e as velocidades das fases *in situ* na situação crítica da transição do padrão *core-flow* para o padrão intermitente. Assim, foram calculados os valores dos comprimentos de onda máximos ($\lambda_{\max 1}$ e $\lambda_{\max 2}$) e estes foram comparados com os dados experimentais (Figura 5.24).

Analisando a Figura 5.25, percebe-se que o critério de Kelvin-Helmholtz completo (levando em conta o deslizamento) é demasiadamente restritivo. O comprimento de onda máximo previsto ($\lambda_{\max 1}/D = 1,09$) não está de acordo com as observações experimentais, pois considera como instáveis uma boa porcentagem dos dados onde ainda foi observado o *core-flow* estável. Por sua vez, o critério de Kelvin-Helmholtz sem deslizamento fornece um comprimento de onda limite ($\lambda_{\max 2}/D = 2,03$) que concorda bastante bem com os dados experimentais, prevendo como estáveis todos os pontos onde foi observado o padrão *core-flow* estável.

Apesar do resultado aparentemente satisfatório fornecido pelo critério de Kelvin-Helmholtz sem deslizamento, ele não está representando adequadamente a física envolvida no escoamento *core-flow* vertical ascendente. Foi verificado experimentalmente que de fato há um deslizamento

considerável entre as fases e este não poderia deixar de ser levado em consideração. Neste sentido, o critério de Kelvin-Helmholtz completo seria uma melhor opção, porém, seu caráter altamente restritivo inviabiliza a sua aplicação.

Percebe-se, portanto, a necessidade do desenvolvimento do critério geral (Equação 5.62) na busca por uma melhor representação dos fenômenos físicos envolvidos no escoamento óleo pesado-água anular vertical ascendente, pois os termos viscosos, considerados no critério geral, possuem um caráter estabilizador na região de baixas velocidades, ou seja, justamente na região onde ocorrem os maiores comprimentos de onda.

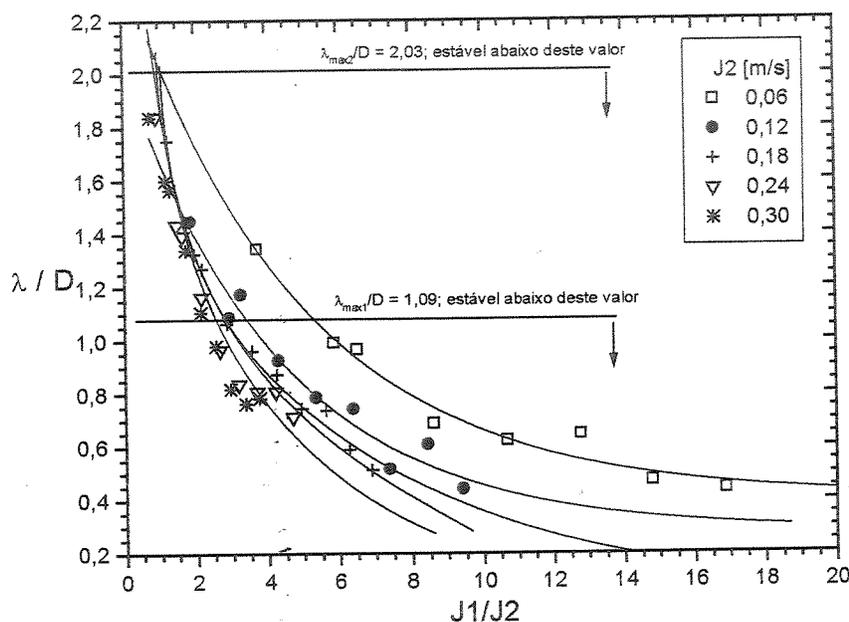


Figura 5.25- Comprimentos de onda obtidos experimentalmente em função da razão de injeção e comprimentos de onda máximos fornecidos pelo critério de Kelvin-Helmholtz completo (λ_{max1}) e sem deslizamento (λ_{max2}).

- **Influência do parâmetro de distribuição na estabilidade de Kelvin-Helmholtz**

Também foi analisado o efeito do perfil de velocidade da água na estabilidade de Kelvin-Helmholtz. As informações sobre o perfil de velocidade são inseridas na formulação através do

parâmetro de distribuição (Equação 5.27), que representa a razão entre a média do quadrado da velocidade e o quadrado da média da velocidade. Pode ser observada na Figura 5.25 a aplicação do critério de Kelvin-Helmholtz para uma mesma situação, porém para dois parâmetros de distribuição diferentes e relativos ao escoamento laminar e ao escoamento turbulento. O perfil laminar foi obtido analiticamente enquanto que o perfil turbulento foi ajustado através dos dados experimentais. Também pode ser observado na Figura 5.26 o resultado obtido quando se considera o parâmetro de distribuição igual à unidade.

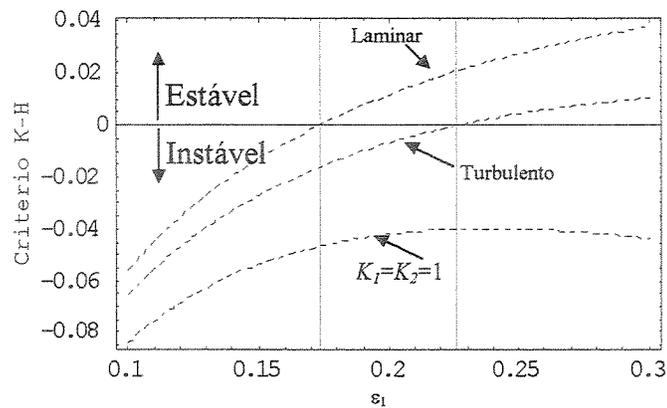


Figura 5.26- Critério de estabilidade de Kelvin-Helmholtz para *core-flow* vertical ascendente e para três parâmetros de distribuição diferentes: escoamento laminar, escoamento turbulento e fazendo o parâmetro de distribuição igual à unidade.

Como pode ser observado na Figura 5.26, para uma mesma situação o critério de Kelvin-Helmholtz prevê a estabilidade do padrão anular (ou resultados maiores do que zero) até uma fração volumétrica *in situ* de óleo limite (linhas azuis), sendo esta menor para o caso laminar em comparação com o caso turbulento. Tal constatação leva à conclusão de que a turbulência é um fator de desestabilização, pois a transição do padrão anular para o padrão intermitente ocorreria primeiro para um escoamento turbulento. Nos trabalhos clássicos (Drazin e Reid, 1981) o parâmetro de distribuição é sempre assumido como sendo igual à unidade. Fazendo o parâmetro K igual à unidade verificou-se que a situação testada sempre seria instável (Figura 5.25). Os resultados demonstram a significativa influência do perfil de velocidades no critério de estabilidade de Kelvin-Helmholtz. A necessidade de se levar em conta o parâmetro de distribuição na formulação da estabilidade hidrodinâmica foi apontada recentemente por Song e

Ishii (2001) para escoamentos gás-líquido, mas nunca havia sido verificada para escoamentos líquido-líquido.

Para a aplicação do critério de estabilidade, foi implementado um programa no MATHEMATICA[®]. Para o escoamento do centro de óleo foi considerado um perfil de velocidades linear, ou seja, o óleo seria praticamente um pistão, o que foi considerado coerente levando em conta a grande viscosidade do óleo em comparação com a viscosidade da água.

Também foi desenvolvida uma metodologia e implementado um programa no MATHEMATICA[®] para a geração de uma fronteira entre o padrão anular e o padrão intermitente, onde foi aplicado o critério de Kelvin-Helmholtz. O objetivo era comparar a fronteira gerada com a carta de fluxo obtida neste trabalho e validar o critério de transição proposto. A metodologia desenvolvida pode ser vista no Anexo III.

5.6.2 Critério de estabilidade geral para densidades iguais ($\rho_1 = \rho_2$)

Para a aplicação do critério de estabilidade geral (Equação 5.62) são necessárias as equações que descrevem a tensão cisalhante na interface óleo-água (τ_i) e na parede da tubulação (τ_w). As equações foram deduzidas para escoamento laminar:

$$\text{Cisalhamento na interface: } \tau_i = \frac{8\mu_1}{D\sqrt{\varepsilon_1}} \left\{ V_1 - \left[sV_2 - \frac{(\rho_1 - \rho_2)g_z D^2}{16\mu_2} \varepsilon_1 \left(2 + \frac{1 + \varepsilon_1}{1 - \varepsilon_1} \text{Ln}\varepsilon_1 \right) \right] \right\} \quad (5.71)$$

$$\text{Cisalhamento na parede: } \tau_w = \frac{8}{D(1 - \varepsilon_1)} \left[V_2 - \frac{1}{4}(\rho_1 - \rho_2)g_z D \varepsilon_1 \left(1 + \varepsilon_1 + \frac{2\varepsilon_1 \text{Ln}\varepsilon_1}{1 - \varepsilon_1} \right) \right] \quad (5.72)$$

O critério geral foi aplicado para o caso onde a densidade dos fluidos era a mesma e para escoamento laminar. Porém, para a aplicação do critério geral ainda era necessário conhecer os valores dos parâmetros de distribuição, K_k . Para tanto, foram deduzidas as equações que descrevem os perfis de velocidades do óleo e da água para escoamento *core-flow*, sendo dadas por:

$$w_1(r) = \frac{(G + \rho_1 g_z)(R_1^2 - r^2)}{4\mu_1} + \frac{(G + \rho_2 g_z)(R^2 - R_1^2)}{4\mu_2} + \frac{(\rho_1 - \rho_2)g_z R_1^2 \ln\left(\frac{R}{R_1}\right)}{2\mu_2} \quad e \quad (5.73)$$

$$w_2(r) = \frac{(G + \rho_2 g_z)(R^2 - r^2)}{4\mu_2} + \frac{(\rho_1 - \rho_2)g_z R_1^2 \ln\left(\frac{R}{r}\right)}{2\mu_2} \quad (5.74)$$

onde G corresponde ao diferencial de pressão mais o termo gravitacional ($G = \rho_k g_z - \Delta P$) e R_1 e R são os raios que correspondem à interface e à parede do tubo, respectivamente. As Equações 5.73 e 5.74 são apropriadas para *core-flow* perfeito (PCAF) e sem deslizamento, porém considerou-se que elas seriam aplicáveis para o caso onde as densidades dos fluidos são iguais.

O próximo passo foi a obtenção dos parâmetros de distribuição, K_k , que são dados por:

$$K_1 = \frac{\int_0^{R_1} 2\pi r w_1^2(r) dr}{\left(\frac{\int_0^{R_1} 2\pi r w_1(r) dr}{\pi R_1^2} \right)^2} \quad e \quad K_2 = \frac{\int_{R_1}^{R_2} 2\pi r w_2^2(r) dr}{\left(\frac{\int_{R_1}^{R_2} 2\pi r w_2(r) dr}{\pi (R^2 - R_1^2)} \right)^2} \quad (5.75)$$

Para densidades iguais, foram obtidos os seguintes valores:

$$K_1 = 1 \quad e \quad (5.76)$$

$$K_2 = 4/3 \quad (5.77)$$

O próximo passo foi a aplicação do critério geral, sendo que a assunção de que as densidades do óleo e da água são iguais simplificou significativamente os cálculos, pois foram eliminados vários termos componentes dos coeficientes da equação da onda (Equação 5.51). Foi

desenvolvido um programa no MATHEMATICA[®] para a aplicação do critério geral.

A Figura 5.27 apresenta as regiões onde ocorre a estabilidade do padrão *core-flow* vertical ascendente em função da fração volumétrica *in situ* do óleo (ε_1) e da razão de viscosidades ($m = \mu_2 / \mu_1$). Analisando a Figura 5.26 percebe-se que a estabilidade ocorre para frações volumétricas da fase central inferiores a 0,50, quando o fluido no anel é mais viscoso do que o fluido no centro, e superiores a 0,50, quando o fluido no centro é mais viscoso do que o fluido no anel.

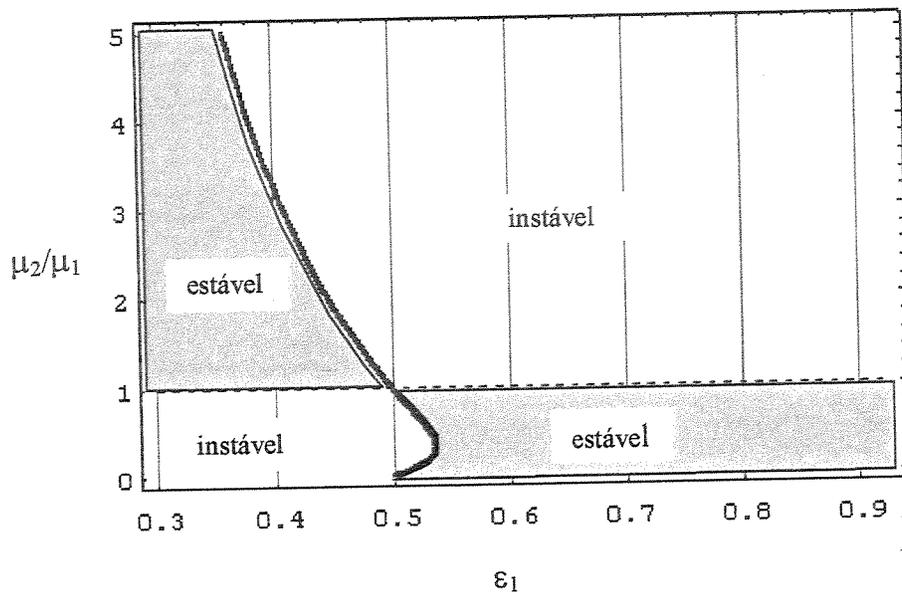


Figura 5.27- Critério geral para *core-flow* em função da fração volumétrica *in situ* do óleo e da razão de viscosidades; valido para densidades das fases iguais.

A segunda constatação está coerente com o observado experimentalmente para o *core-flow* vertical ascendente, onde o fluido no centro, no caso óleo, é muito mais viscoso do que o fluido no anel, no caso a água. Entretanto, o critério proposto não é capaz de prever a existência do padrão anular para frações volumétricas inferiores a 0,50, sendo que foi observada experimentalmente a existência do padrão anular para frações volumétricas *in situ* do óleo até o limite inferior de 0,40.

Também foi desenvolvida uma metodologia e implementado um programa no software

MATHEMATICA[®] para a geração de uma fronteira entre o padrão anular e o padrão intermitente, onde foi aplicado o critério geral para densidades iguais. Novamente, o objetivo era comparar a fronteira gerada com a carta de fluxo obtida neste trabalho e validar o critério de transição proposto. A metodologia desenvolvida pode ser vista no Anexo III.

5.6.3 Transições previstas pelo critério de Kelvin-Helmholtz e critério geral para densidades iguais e comparação com a carta de fluxo obtida neste trabalho

Pode ser observada na Figura 5.28 a comparação das fronteiras obtidas através do critério de Kelvin-Helmholtz e através do critério geral para densidades iguais com a carta de fluxo gerada experimentalmente para *core-flow* vertical ascendente. Podem ser observadas também na Figura 5.27 as curvas médias da fração volumétrica *in situ* do óleo (linhas cheias).

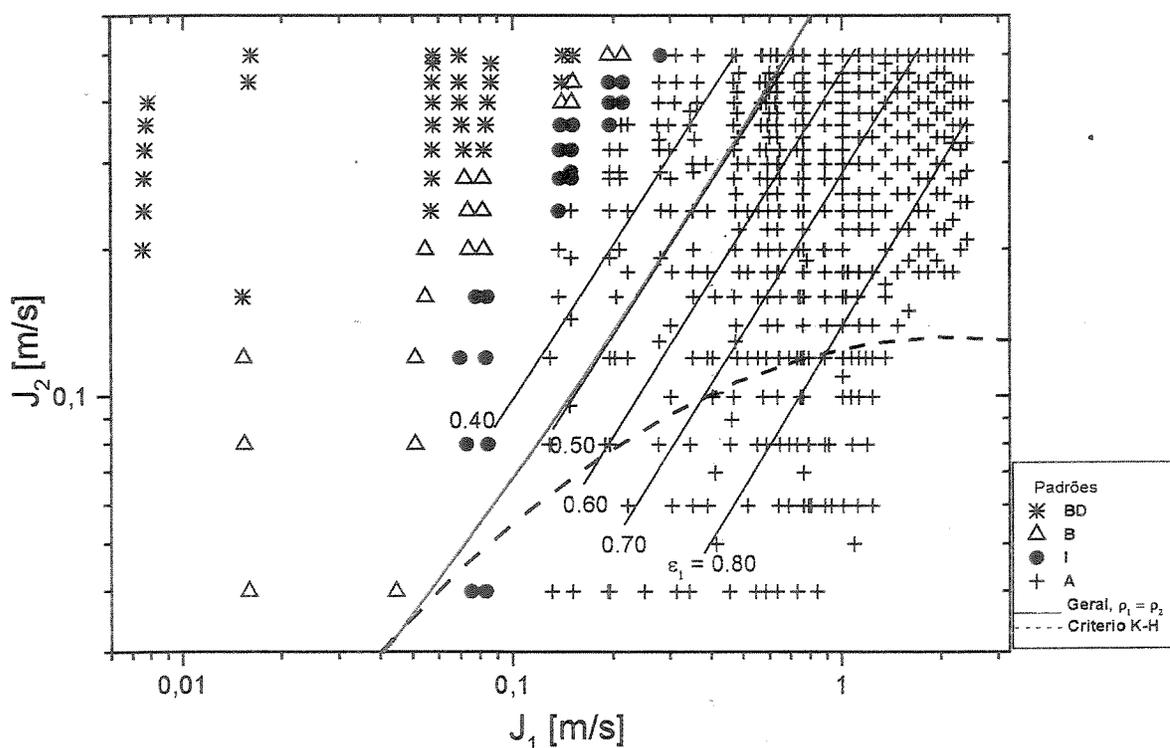


Figura 5.28– Fronteiras entre o padrão intermitente e *core-flow* obtidas através do critério de Kelvin-Helmholtz (linha pontilhada, Equação 5.67) e através do critério geral para densidades iguais (linha vermelha, Equação 5.62) e carta de fluxo obtida neste trabalho.

Analisando a Figura 5.28 percebe-se claramente que o critério geral para densidades iguais (linha vermelha) representa muito melhor a transição do padrão intermitente para o anular, em comparação com o critério de Kelvin-Helmholtz (linha pontilhada). Tal resultado era esperado, uma vez que o critério de Kelvin-Helmholtz é válido somente para escoamentos invíscidos, o que está longe de representar a realidade num escoamento óleo pesado-água. Observando as curvas de fração volumétrica *in situ* constante apresentadas na Figura 5.28 (linhas cheias), percebe-se que o critério de Kelvin-Helmholtz gerou uma fronteira entre o padrão intermitente e o padrão anular para frações volumétricas sempre acima de 0,6, enquanto que o critério geral para densidades iguais chegou a prever pontos com frações volumétricas próximas a 0,5, o que esteve mais próximo dos resultados experimentais obtidos.

Apesar do critério geral para densidades iguais ter apresentado resultados melhores, ele ainda previu como instáveis uma razoável quantidade de pontos obtidos para médias velocidades superficiais de óleo e altas velocidades superficiais de água, onde ainda foi observado experimentalmente o padrão anular. Porém, nessa região a fase central (óleo) tinha um comportamento diferente das “ondas bambu” observadas por Bai (1996), sendo um *core-flow* distorcido (AOD), significando o início da transição do padrão anular para o padrão intermitente. Assim, o critério geral estaria sendo eficiente apenas na previsão do padrão anular totalmente estável ou anular ondulado (AO).

5.6.4 Critério geral para densidades diferentes

No caso de nossos experimentos, o escoamento no núcleo de óleo pode ser considerado laminar ($K_1 = 1$), porém o escoamento no anel é turbulento, visto que o número de Reynolds do anel, $Re_2 = \rho_2 J_2 D / \mu_2$, se situou na faixa $1700 < Re_2 < 8500$. Como o perfil de velocidades nesse regime é mais achatado que o laminar, os valores de K_2 devem ser mais próximos da unidade.

Para a aplicação do critério geral para densidades diferentes foi utilizado o perfil de escoamento turbulento ajustado através dos dados experimentais. Valores obtidos experimentalmente para velocidades superficiais, comprimentos de onda, velocidades de onda e frações volumétricas *in situ* foram utilizados para ajustar o perfil médio de velocidades da água

para cada ponto experimental (ou par de vazões). Para cada ponto foi obtido o expoente j que definiu o perfil de velocidade médio, segundo uma expressão do tipo:

$$w_2(y) = w_c \left(\frac{y}{R} \right)^{1/j}, \quad (5.78)$$

onde y é a distância a partir da parede do tubo ($y = R - r$), $w_2(y)$ é a velocidade da água em função de y , w_c é a velocidade extrapolada do perfil no centro do tubo e R é o raio do tubo. Note que $w_2(R_I) = V_I$, sendo que $R_I = R\sqrt{\varepsilon_1}$. O ajuste do perfil utilizando a razão de deslizamento determinada experimentalmente resultou em $j = 2,14$ (valor médio). A partir da Equação 5.75 obteve-se $K_2 = 1,13$, valor médio localizado entre 1 e $4/3$. Através do resultado obtido para K_2 , chega-se à conclusão que, além da magnitude da tensão interfacial e da existência de ondas interfaciais, o parâmetro de distribuição de fato contribui para a estabilidade do padrão anular.

As operações descritas acima forneceram resultados médios (ajustados experimentalmente), através dos quais foi possível avaliar a eficiência do critério geral proposto para *core-flow* vertical ascendente. Os pontos experimentais utilizados varrem significativamente toda a faixa onde o padrão anular foi verificado. Foi implementado um programa no MATHEMATICA® para a aplicação da metodologia descrita acima e resolução dos cálculos. A Figura 5.29 apresenta o critério geral em função da fração volumétrica do óleo.

Como pode ser observado na Figura 5.29, o critério geral falha para frações volumétricas inferiores a 0,5; lembrando que é considerado estável o ponto que ocorre dentro da faixa compreendida entre 0 e 1 (Equação 5.62). Não foram observados resultados melhores em comparação com o critério para densidades iguais, o que demonstra que a diferença de densidades não é parâmetro relevante para o caso estudado. O critério geral foi capaz de prever a estabilidade em mais de 80% dos pontos experimentais testados. Entretanto, vale ressaltar que os pontos com frações volumétricas *in situ* inferiores a 0,50 estariam relacionados com a transição do padrão anular para o padrão intermitente.

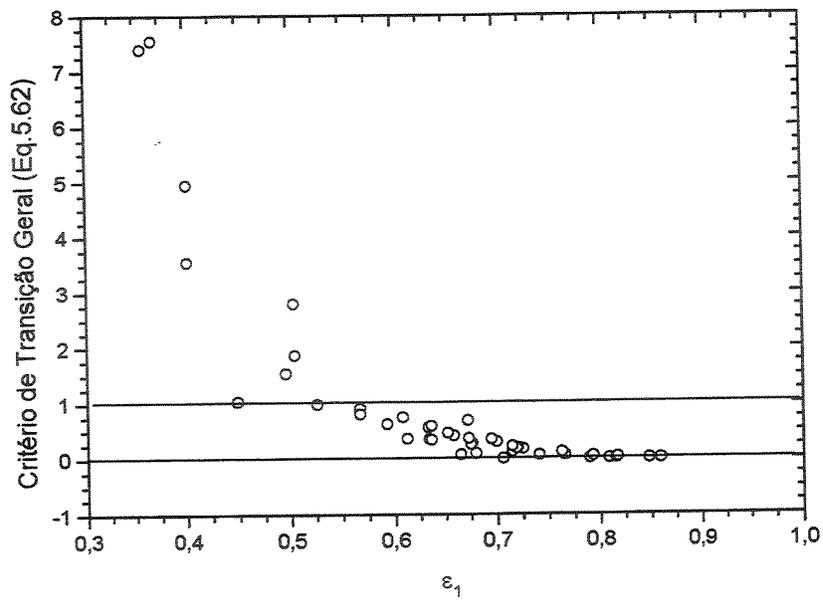


Figura 5.29– Critério geral em função da fração volumétrica *in situ* do óleo; testado frente aos dados experimentais.

Capítulo 6

Forma da Interface e Modelagem da Fração Volumétrica *in situ* para *Core-Flow* Vertical Ascendente

6.1 Equações Governantes para *Core-Flow*

Desenvolveu-se um modelo para a hidrodinâmica do padrão *core-flow*, partindo das equações de Navier-Stokes e baseado na hipótese de que o fluido central (óleo) comporta-se como um sólido deformável, ou seja, possui uma viscosidade infinitamente maior que a do fluido do anel (água). Utilizou-se também a hipótese de anel fino, ou seja, o anel de água se comporta como um filme. Com base nisso, as equações foram adimensionalizadas e simplificadas para o caso particular do *core-flow* vertical ascendente. Uma característica inovadora da modelagem aqui proposta em relação aos modelos da literatura é a inclusão da tensão interfacial líquido-líquido, que permite acoplar as equações das duas fases e determinar a forma da interface como parte da solução geral do problema. Para o completo fechamento das equações a onda interfacial foi considerada geometricamente semelhante. Neste capítulo também são apresentadas as comparações entre os resultados teóricos e os dados experimentais deste trabalho e encontrados na literatura.

6.1.1 Geometria do problema

Parte-se do seguinte esquema (Figura 6.1) para a formulação das equações para *core flow*:

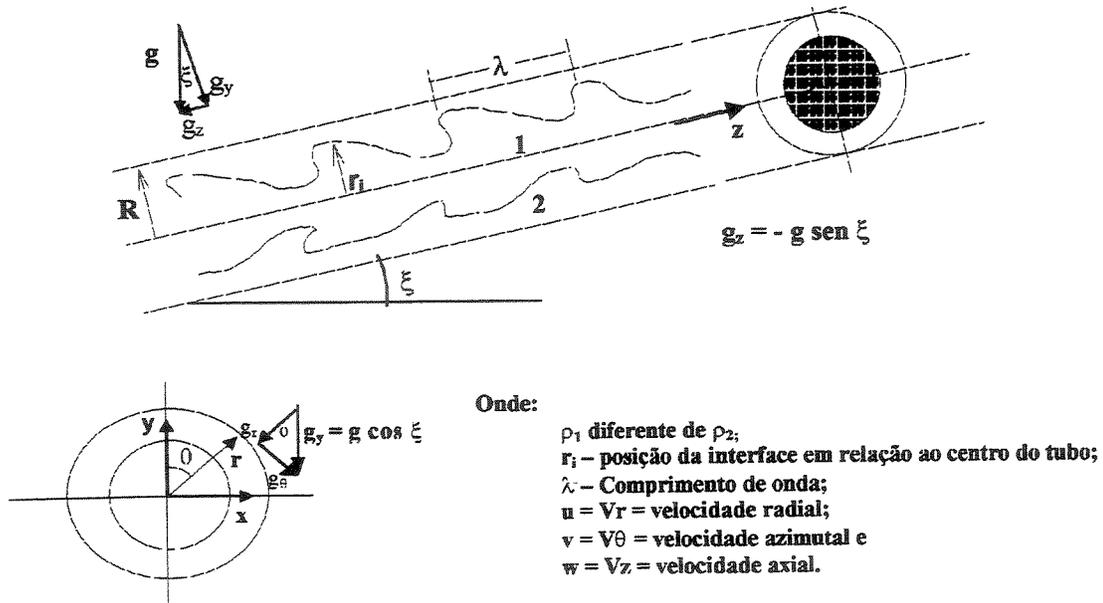


Figura 6.1 – Geometria do problema; *core-flow*

6.1.2 Hipóteses simplificadoras

1. Escoamento incompressível permanente
2. Escoamento laminar em ambas as fases (fluidos Newtonianos)
3. Fluido do núcleo (fase 1) possui uma viscosidade infinitamente maior que o fluido do anel (fase 2) e comporta-se como um sólido deformável com velocidade $V_{z1} = W_c$
4. Anel fino: $R - r_i \ll R$

6.1.3 Análise de ordem de grandeza

Para a simplificação inicial das equações será considerada a hipótese 4 (anel fino). Como exemplo do procedimento de simplificação que será desenvolvido ao longo da modelagem matemática, serão analisados os termos de difusão de quantidade de movimento na direção azimutal das equações da quantidade de movimento para a fase 2 (água) nas direções θ e z . Os termos são desprezados após a realização de uma análise de ordem de grandeza baseada na

hipótese do anel fino. Neste ponto, vale salientar a seguinte nomenclatura:

$$u = V_r; v = V_\theta \text{ e } w = V_z.$$

Tal hipótese leva às seguintes constatações:

$$u_2 \ll v_2 \text{ e } u_2 \ll w_2 \quad \text{e} \quad (6.1)$$

$$\delta \ll R \text{ e } \delta \ll \lambda, \quad (6.2)$$

onde δ é a espessura do anel de água, λ é o comprimento da onda interfacial e R o raio interno do tubo.

Nas equações da quantidade de movimento para a fase 2 (água) nas direções θ e z , os termos de difusão de quantidade de movimento na direção azimutal são, respectivamente:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_2}{\partial \theta^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_2}{\partial \theta} \quad \text{e} \quad (6.3)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 w_2}{\partial \theta^2} \quad (6.4)$$

Realizando uma análise de ordem de grandeza, percebe-se que os termos das Equações 6.3 e 6.4 podem ser traduzidos nas seguintes relações, respectivamente:

$$O\left(\frac{V_{\theta_2}}{R^2}\right) + O\left(\frac{V_{r_2}}{R^2}\right) \rightarrow 0 \quad \text{e} \quad (6.5)$$

$$O\left(\frac{V_{z_2}}{R^2}\right) \rightarrow 0 \quad (6.6)$$

Portanto, nas equações da quantidade de movimento para a fase 2 (água) nas direções θ e z ,

os únicos termos de difusão de quantidade de movimento que permanecem após a análise completa de ordem de grandeza são, respectivamente:

$$\frac{\partial^2 v_2}{\partial r^2} \rightarrow O\left(\frac{V_{\theta_2}}{\delta^2}\right) \rightarrow 1 \text{ e} \quad (6.7)$$

$$\frac{\partial^2 w_2}{\partial r^2} \rightarrow O\left(\frac{V_{z_2}}{\delta^2}\right) \rightarrow 1 \quad (6.8)$$

Numa primeira etapa, a hipótese 4 (anel fino) será utilizada para desprezar apenas os termos relativos à difusão da quantidade de movimento e termos de menor relevância para a análise, como por exemplo os termos relacionados à velocidade radial da equação da quantidade de movimento na direção r . Os termos não lineares ou inerciais ainda serão considerados nas equações da quantidade de movimento nas direções θ e z , buscando com isso a obtenção dos números adimensionais pertinentes ao escoamento *core-flow*.

A hipótese 3 (fluido do núcleo é um sólido deformável) será utilizada para a simplificação das equações para a fase 1. Sendo o escoamento axial e centralizado:

$$u_1 = v_1 = 0$$

6.1.4 Equações gerais para *core-flow*

Adota-se um referencial movendo-se à velocidade das ondas interfaciais, a fim de que as equações possam ser escritas em regime permanente.

Fase 1 (núcleo de óleo):

Equação da quantidade de movimento em r :

$$0 = -\frac{\hat{p}_1}{\sigma} + \rho_1 g_r, \quad (6.9)$$

com $g_r = -g_y \cos \theta$.

Equação da quantidade de movimento em θ :

$$0 = -\frac{1}{r} \frac{\partial p_1}{\partial \theta} + \rho_1 g_\theta, \quad (6.10)$$

com $g_\theta = g_y \sin \theta$.

Equação da quantidade de movimento em z :

$$0 = -\frac{\partial p_1}{\partial z} + \rho_1 g_z \quad \begin{cases} g_z = 0 \rightarrow \text{horizontal} \\ g_z = -g \rightarrow \text{vertical} \end{cases}, \quad (6.11)$$

Nota: para tubo horizontal $g_z = 0$, $g_y = g$.

Fase 2 (anel de água):

Equação da continuidade

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru_2) + \frac{1}{r} \frac{\partial v_2}{\partial \theta} + \frac{\partial w_2}{\partial z} = 0. \quad (6.12)$$

Equação da quantidade de movimento em r :

$$0 = -\frac{\partial p_2}{\partial r} + \rho_2 g_r, \quad (6.13)$$

lembrando que a velocidade radial é desprezada, pois $u_2 \ll v_2$ e $u_2 \ll w_2$, da hipótese 4.

Equação da quantidade de movimento em θ :

$$\rho_2 \left(u_2 \frac{\partial v_2}{\partial r} + \frac{v_2}{r} \frac{\partial v_2}{\partial \theta} + w_2 \frac{\partial v_2}{\partial z} \right) = -\frac{1}{r} \frac{\partial p_2}{\partial \theta} + \rho_2 g_\theta + \mu_2 \frac{\partial^2 v_2}{\partial r^2} \quad (6.14)$$

Equação da quantidade de movimento em z:

$$\rho_2 \left(u_2 \frac{\partial w_2}{\partial r} + \frac{v_2}{r} \frac{\partial w_2}{\partial \theta} + w_2 \frac{\partial w_2}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p_2}{\partial z} + \rho_2 g_z + \mu_2 \frac{\partial^2 w_2}{\partial r^2} \quad (6.15)$$

6.1.5 Acoplamento das equações gerais para *core-flow*

Equação de Laplace-Young será utilizada para o acoplamento das equações:

$$p_{1i} - p_{2i} = 2 \frac{\sigma}{R_i} \quad , \quad (6.16)$$

onde R_i é o raio de curvatura local da interface (não confundi-lo com r_i , que representa a posição da interface relativa ao eixo do tubo).

Através da hipótese 4, obtém-se as seguintes relações:

$$\begin{cases} R - r_i \ll R \\ r - r_i < R - r_i \ll R \end{cases}$$

Com as magnitudes dadas acima e de acordo com a figura abaixo (Figura 6.2), chega-se ao seguinte resultado:

$$p_2 = p_{2i} + \rho_2 g_y (r_i - r) \cos \theta \cong p_{2i} \quad (6.17)$$

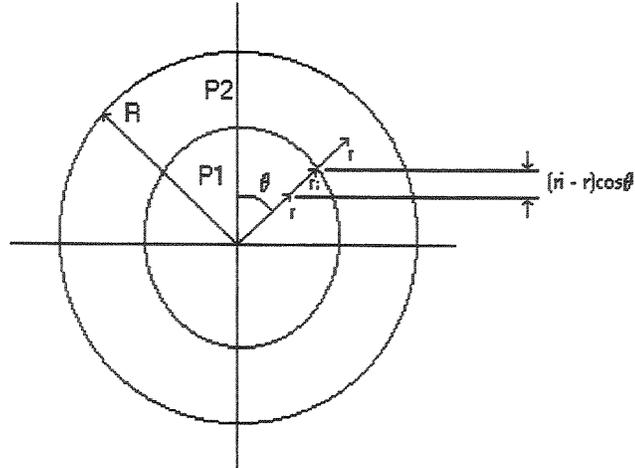


Figura 6.2 – Seção transversal do escoamento *core-flow*

onde a aproximação se justifica pela consideração de um anel fino (hipótese 4). Portanto:

$$\frac{\hat{\phi}_2}{\partial \theta} \cong \frac{\hat{\phi}_{2i}}{\partial \theta} \text{ e} \quad (6.18)$$

$$\frac{\hat{\phi}_2}{\partial z} \cong \frac{\hat{\phi}_{2i}}{\partial z} \quad (6.19)$$

Derivando a Equação 6.16 em θ e rearranjando:

$$\frac{\hat{\phi}_{2i}}{\partial \theta} = \frac{\hat{\phi}_{1i}}{\partial \theta} - 2\sigma \frac{\partial(1/R_i)}{\partial \theta} \quad (6.20)$$

Aplicando a Equação 6.10 na interface, tem-se que:

$$\frac{\hat{\phi}_{1i}}{\partial \theta} = \rho_1 r_i g_y \text{ sen } \theta \quad (6.21)$$

Portanto, substituindo a Equação 6.21 na Equação 6.20 e substituindo o resultado na Equação (6.18), tem-se:

$$\frac{\partial p_2}{\partial \theta} = \rho_1 g_y r_i \sin \theta - 2\sigma \frac{\partial(1/R_i)}{\partial \theta} \quad (6.22)$$

Analogamente, para a direção z tem-se:

$$\frac{\partial p_2}{\partial z} = \rho_1 g_z - 2\sigma \frac{\partial(1/R_i)}{\partial z} \quad (6.23)$$

Substituindo as Equações 6.22 e 6.23 nas equações de quantidade de movimento para a fase 2 (Equações 6.14 e 6.15), tem-se finalmente que:

Em θ :

$$\rho_2 \left(u_2 \frac{\partial v_2}{\partial r} + \frac{v_2}{r_i} \frac{\partial v_2}{\partial \theta} + w_2 \frac{\partial v_2}{\partial z} \right) = (\rho_2 - \rho_1) g_y \sin \theta + \frac{2\sigma}{r_i} \frac{\partial(1/R_i)}{\partial \theta} + \mu_2 \frac{\partial^2 v_2}{\partial r^2} \quad (6.24)$$

Em z:

$$\rho_2 \left(u_2 \frac{\partial w_2}{\partial r} + \frac{v_2}{r_i} \frac{\partial w_2}{\partial \theta} + w_2 \frac{\partial w_2}{\partial z} \right) = (\rho_2 - \rho_1) g_z + 2\sigma \frac{\partial(1/R_i)}{\partial z} + \mu_2 \frac{\partial^2 w_2}{\partial r^2} \quad (6.25)$$

onde a aproximação $r \cong r_i$ foi usada devido à hipótese de filme fino. Fazendo esta mesma consideração na equação da continuidade (Equação 6.12), tem-se:

$$\frac{\partial u_2}{\partial r} + \frac{1}{r_i} \frac{\partial v_2}{\partial \theta} + \frac{\partial w_2}{\partial z} = 0, \quad (6.26)$$

6.1.6 Condições de contorno

Em r :

$$r = r_i \quad u = 0 \quad v = 0 \quad w = 0$$

$$r = R \quad u = 0 \quad v = 0 \quad w = -a$$

onde a é a velocidade da onda interfacial.

Em θ :

$$\theta = 0 \text{ ou } \theta = \pi \quad v = 0 \quad \frac{\partial u}{\partial \theta} = 0 \quad \frac{\partial v}{\partial \theta} = 0 \quad \frac{\partial w}{\partial \theta} = 0$$

$$\theta = \pi$$

Em z :

$$z = 0 \quad u|_{z=0} = u|_{z=\lambda} \quad v|_{z=0} = v|_{z=\lambda} \quad w|_{z=0} = w|_{z=\lambda}$$

$$z = \lambda$$

6.1.7 Adimensionalização das equações gerais para *core-flow*

São definidas as seguintes variáveis adimensionais:

$$\text{Coordenadas: } \hat{r} = \frac{r - r_i(\theta, z)}{R - r_i(\theta, z)} = \frac{r - r_i(\theta, z)}{\delta(\theta, z)} \quad ; \quad \hat{\theta} = \frac{\theta}{\pi} \quad ; \quad \hat{z} = \frac{z}{\lambda}$$

$$\text{Geometria da interface: } \hat{r}_i = \frac{r_i}{R} \quad ; \quad \hat{R}_i = \frac{R_i(\theta, z)}{R}$$

$$\text{Componentes de velocidade: } \hat{v} = \frac{v_2}{(a\pi R/\lambda)} \quad ; \quad \hat{w} = \frac{w_2}{a}$$

Introduzindo-se essas definições nas Equações 6.24, 6.25 e 6.26, chega-se às equações adimensionais da continuidade e quantidade de movimento para *core-flow*:

Equação da continuidade adimensional:

Substituindo as variáveis adimensionais na Equação 6.26, chega-se a:

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial \hat{r}} + \frac{1}{\hat{r}_i} \frac{\partial \hat{v}}{\partial \hat{\theta}} + \frac{\partial \hat{w}}{\partial \hat{z}} = 0 \quad (6.27)$$

Equações da quantidade de movimento adimensionais:

Em θ :

Substituindo as variáveis adimensionais na Equação 6.24 e rearranjando, tem-se:

$$\text{Re}_\delta \frac{\delta}{\lambda} \left(\hat{u} \frac{\partial \hat{v}}{\partial \hat{r}} + \frac{\hat{v}}{\hat{r}_i} \frac{\partial \hat{v}}{\partial \hat{\theta}} + \hat{w} \frac{\partial \hat{v}}{\partial \hat{z}} \right) = \frac{\sigma \lambda \delta^2}{a \pi^2 R^3 \mu_2} \left[Eo_{(\pi R^2)} + \frac{1}{\hat{r}_i} \frac{\partial (2/\hat{R}_i)}{\partial \hat{\theta}} \right] + \frac{\partial^2 \hat{v}}{\partial \hat{r}^2} \quad (6.28)$$

onde:

$$\text{Re}_\delta = \frac{\rho_2 a \delta}{\mu_2} \quad \text{e} \quad (6.29)$$

$$Eo_{(\pi R^2)} = \frac{(\rho_1 - \rho_2) g_y \text{sen } \theta \pi R^2}{\sigma} \quad (6.30)$$

Em z :

Substituindo as variáveis adimensionais na Equação 6.25 e rearranjando, tem-se:

$$\text{Re}_\delta \frac{\delta}{\lambda} \left(\hat{u} \frac{\partial \hat{w}}{\partial \hat{r}} + \frac{\hat{v}}{\hat{r}_i} \frac{\partial \hat{w}}{\partial \hat{\theta}} + \hat{w} \frac{\partial \hat{w}}{\partial \hat{z}} \right) = \frac{\sigma \delta^2}{a R \mu_2 \lambda} \left[Eo_{(R\lambda)} + \frac{\partial (2/\hat{R}_i)}{\partial \hat{z}} \right] + \frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial \hat{r}^2} \quad (6.31)$$

onde:

$$Eo_{(R\lambda)} = \frac{(\rho_2 - \rho_1)g_z R\lambda}{\sigma} \quad (6.32)$$

Analisando as Equações 6.28 e 6.31, percebe-se que para a fase 2 os termos inerciais das equações da quantidade de movimento nas direções θ e z poderiam ser desprezados para baixos números de Reynolds no anel (Re_δ) e para os casos onde ocorreria uma onda interfacial longa e próxima da parede da tubulação.

Desprezando as não linearidades, ou melhor, considerando as velocidades azimutal e axial constantes em θ e em z , respectivamente, percebe-se claramente a relação existente entre o número de Eötvös e a curvatura da interface. Portanto, a forma da interface estaria relacionada a um balanço entre a força de Arquimedes e a força de capilaridade. Tal constatação demonstra a necessidade de se levar em conta a tensão interfacial na modelagem do escoamento óleo-água no padrão *core-flow*.

6.1.8 Aplicação das equações gerais ao *core flow* vertical ascendente

As equações governantes desenvolvidas para *core-flow* são particularizadas para o caso vertical ascendente. Nesse caso, devido à axisimetria, tem-se que:

$$v_2 = 0, \quad (6.33)$$

$$g_z = -g \text{ e} \quad (6.34)$$

$$g_y = 0. \quad (6.35)$$

Substituindo as Equações 6.33, 6.34 e 6.35 em 6.27, 6.28 e 6.31, obtêm-se as seguintes equações:

Continuidade:

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial \hat{r}} + \frac{\partial \hat{w}}{\partial \hat{z}} = 0, \quad (6.36)$$

Quantidade de movimento:

$$\theta \rightarrow \frac{\partial(2/\hat{R}_i)}{\partial \hat{\theta}} = 0, \quad (6.37)$$

ou seja, a seção transversal é circular; e

$$z \rightarrow \text{Re}_\delta \frac{\delta}{\lambda} \left(\hat{u} \frac{\partial \hat{w}}{\partial \hat{r}} + \hat{w} \frac{\partial \hat{w}}{\partial \hat{z}} \right) = \frac{\sigma \delta^2}{aR\mu_2 \lambda} \left[Eo_{(R\lambda)}^V + \frac{\partial(2/\hat{R}_i)}{\partial \hat{z}} \right] + \frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial \hat{r}^2}, \quad (6.38)$$

onde:

$$Eo_{(R\lambda)}^V = \frac{(\rho_1 - \rho_2)gR\lambda}{\sigma}. \quad (6.39)$$

6.1.9 Simplificação das equações para *core-flow* vertical ascendente – Teoria da Lubrificação

A não inclusão dos termos inerciais simplifica bastante a formulação e já foi realizada anteriormente para *core-flow* horizontal (Oliemans, 1986). Levando em conta a teoria da lubrificação de Reynolds, as seguintes condições devem ser satisfeitas:

$$\delta \ll R \text{ e } \delta \ll \lambda$$

Conseqüentemente, ocorre que:

$$\frac{\rho_2 a \lambda}{\mu_2} \frac{\delta^2}{\lambda^2} = \text{Re}_\lambda \frac{\delta^2}{\lambda^2} \ll 1 \quad (6.40)$$

A Equação 6.40 é prerrogativa para a eliminação das não linearidades da Equação 6.38, ou

seja, os termos inerciais podem ser desprezados se a onda interfacial é suficientemente longa e a distância entre a interface e a parede da tubulação é suficientemente pequena.

De acordo com os dados experimentais obtidos neste trabalho, para as maiores frações volumétricas *in situ* do óleo e para os casos onde foi observado o *core-flow* estável (AO ou AOB) a Equação 6.40 fornece resultados próximos ou apenas ligeiramente menores que a unidade. Apesar disso, considerou-se que para *core-flow* vertical ascendente a onda interfacial é suficientemente longa em comparação com a espessura do anel e, conseqüentemente, os termos inerciais são desprezados. Esta consideração baseou-se nas observações realizadas em laboratório, onde foi constatado que a interface possui uma crista de onda ligeiramente arredondada e simetria axial, ou seja, a onda é periódica na direção z . Em outras palavras, não foram observadas assimetrias geradas por campos de pressão decorrentes dos termos inerciais.

Realizando uma análise de ordem de grandeza (nos moldes da análise realizada no tópico 6.1.3), os termos inerciais da Equação 6.38 são desprezados. Portanto, após reagrupar convenientemente os termos, tem-se a equação da quantidade de movimento para *core-flow* vertical ascendente (fase 2):

$$\frac{\sigma \delta^2(\hat{z})}{aR\mu_2\lambda} \frac{\partial(2/\hat{R}_i)}{\partial \hat{z}} - \frac{(\rho_2 - \rho_1)g\delta^2(\hat{z})}{a\mu_2} + \frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial \hat{r}^2} = 0 \quad (6.41)$$

A Equação 6.41 é uma equação diferencial parcial de segunda ordem em \hat{r} e \hat{z} .

6.1.10 Considerações a respeito do raio de curvatura da interface

Antes de dar início à solução da Equação 6.41, serão feitas algumas considerações quanto aos raios de curvatura. A variável \hat{R}_i representa o raio de curvatura médio adimensional. A curvatura da interface óleo-água pode ser descrita pelos raios \hat{R}_{i1} e \hat{R}_{i2} , como pode ser visto na Figura 6.3:

O raio de curvatura é dado por:

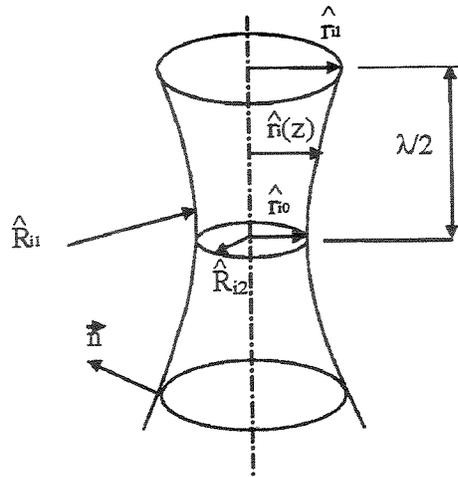


Figura 6.3- Raios de curvatura da interface

$$\frac{2}{\hat{R}_i(z)} = \frac{1}{\hat{R}_{i1}(z)} + \frac{1}{\hat{R}_{i2}(z)} = \frac{1}{\hat{r}_i \sqrt{1 + \hat{r}'_i{}^2}} - \frac{\hat{r}_i''}{(1 + \hat{r}'_i{}^2)^{3/2}} \quad (6.42)$$

A equação diferencial para a curvatura média pode ser representada por:

$$\frac{2}{\hat{R}_i(z)} = \frac{1}{r_i} \frac{d}{dz} \left(\frac{r_i}{\sqrt{1 + r_i'^2}} \right) \quad (6.43)$$

Vale ressaltar ainda que:

$$\delta(\hat{z}) = R - \hat{r}_i(\hat{z}) \quad (6.44)$$

6.1.11 Equação para a interface

Para a solução da Equação 6.41 serão utilizadas as seguintes condições de contorno:

$$\hat{z} = 0 \text{ (no centro)} \Rightarrow \frac{\partial \hat{r}_i}{\partial \hat{z}} = 0, \hat{r}_i = \hat{r}_{i0},$$

$$\hat{z} = \lambda/2 \Rightarrow \hat{r}_i = \hat{r}_{i1}.$$

Lembrando que será imposta uma condição de periodicidade, ou seja, em se tratando das propriedades médias, espera-se que a mesma posição em \hat{r}_i se repita periodicamente.

As Equações dimensionais também serão úteis para a solução do problema e para o caso do escoamento vertical ascendente assumem a seguinte forma:

Equação da continuidade dimensional:

$$\frac{\partial u_2}{\partial r} + \frac{\partial w_2}{\partial z} = 0. \quad (6.45)$$

Equações da quantidade de movimento dimensional:

$$\theta \rightarrow \frac{\partial(2/R_i)}{\partial \theta} = 0 \quad e \quad (6.54)$$

$$z \rightarrow \rho_2 \left(u_2 \frac{\partial w_2}{\partial r} + w_2 \frac{\partial w_2}{\partial z} \right) = (\rho_1 - \rho_2)g + 2\sigma \frac{\partial(1/R_i)}{\partial z} + \mu_2 \frac{\partial^2 w_2}{\partial r^2} \quad (6.46)$$

Logo:

$$\frac{d}{dz} \left[\frac{2}{R_i(z)} \right] = 0 \quad (6.47)$$

Para a solução da Equação 6.47, será utilizada a Equação 6.43:

$$\frac{d}{dz} \left[\frac{1}{r_i} \frac{d}{dr_i} \left(\frac{r_i}{\sqrt{1+r_i'^2}} \right) \right] = 0 \quad , \quad r_i \geq 0 \quad (6.48)$$

Levando em conta a simetria da onda, não há resultante de forças devido à tensão interfacial na direção axial. Portanto, a curvatura da interface é constante.

A primeira integração da Equação 6.48 dá:

$$\frac{1}{r_i} \frac{d}{dr_i} \left(\frac{r_i}{\sqrt{1+r_i'^2}} \right) = A_1 \quad (6.49)$$

A Equação 6.49 representa o raio de curvatura da interface óleo-água e pode ser apresentada da seguinte forma:

$$\frac{1}{r_i \sqrt{1+r_i'^2}} - \frac{r_i''}{(1+r_i'^2)^{3/2}} = A_1 \quad (6.50)$$

Analisando a Figura 6.4, percebe-se que existem as seguintes condições de contorno:

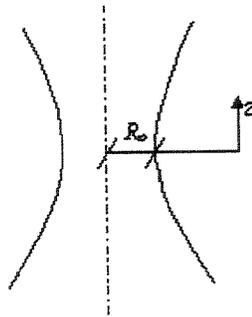


Figura 6.4- Domínio de solução

$$z = 0 \Rightarrow \begin{cases} r_i = R_o \\ r_i' = 0 \end{cases}$$

onde R_o é o raio correspondente ao ponto onde a derivada é nula. Para $z = 0$, a Equação 6.50 é:

$$\frac{1}{R_o} - r_i'' = A_1 \quad (6.51)$$

Para a obtenção de uma solução genérica, propõe-se que:

$$r_i'' = \frac{k}{R_o} \quad (6.52)$$

onde k é o parâmetro de curvatura da interface.

Substituindo a Equação 6.52 na Equação 6.51, chega-se à seguinte expressão para a constante A_1 :

$$A_1 = \frac{1-k}{R_o}, \quad (6.53)$$

onde observa-se que A_1 representa a curvatura média da interface.

Integrando a Equação 6.49, substituindo a Equação 6.53 e rearranjando, tem-se que:

$$\frac{dr_i}{dz} = \sqrt{\frac{\left(\frac{r_i}{R_o}\right)}{\frac{(1-k)}{2} \left[\left(\frac{r_i}{R_o}\right)^2 - 1\right] + 1}} - 1 \quad (6.54)$$

Percebe-se que a derivada (r_i') é nula para $k = 0$ e que ocorre uma variação abrupta de seu valor para $k > 1$, sendo este último um resultado fisicamente não coerente (Equação 6.54). Portanto, para *core-flow* vertical ascendente:

$$0 < k \leq 1 \quad (6.55)$$

Realizando a segunda integração e uma conveniente mudança de variáveis na Equação 6.54, chega-se finalmente à equação geral para a interface óleo-água no padrão *core-flow* vertical ascendente:

$$z = R_o \int_1^{\tilde{r}_{\max}} \frac{d\tilde{r}_i}{\sqrt{\frac{\tilde{r}_i}{(1-k)(\tilde{r}_i - 1) + 1} - 1}} \quad (6.56)$$

onde $\frac{r_i}{R_o} = \tilde{r}_i$.

Resolvendo numericamente a Equação 6.56 para vários valores de k , obtém-se a seguinte família de soluções para a interface óleo-água no padrão *core-flow* vertical ascendente (Figura 6.5):

Analisando os resultados apresentados na Figura 6.5, nota-se uma tendência de diminuição do comprimento de onda (λ) e de aumento do ângulo de inclinação da onda com o aumento de k .

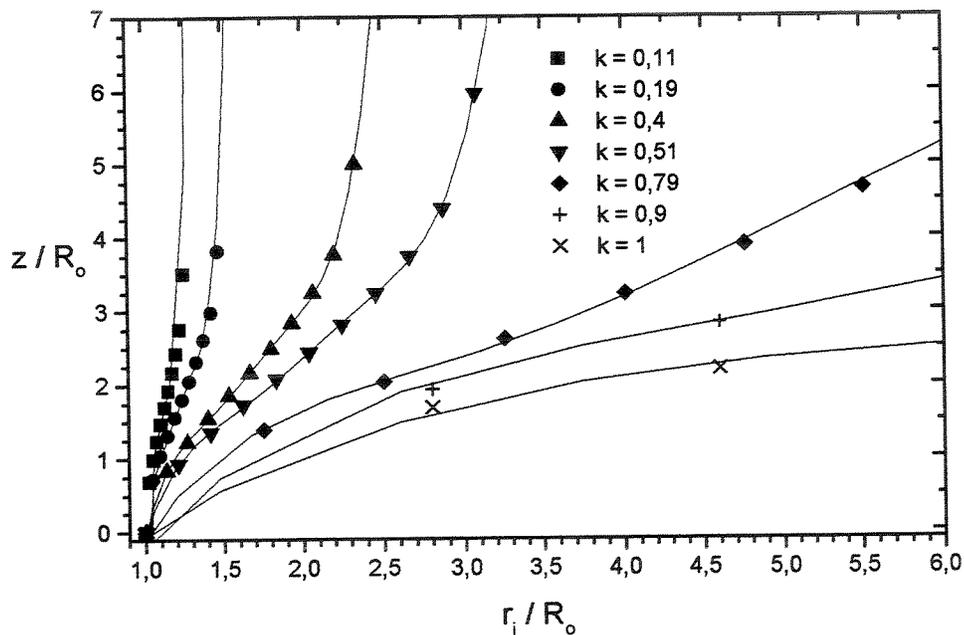


Figura 6.5- Forma da interface óleo-água em *core-flow* vertical ascendente para diversos valores de k .

Retornando à Equação 6.54 e analisando fisicamente, percebe-se que a derivada nula ($k =$

0) representa a não existência de ondas, ou seja, trata-se do *core-flow* perfeito (PCAF). Para $0 < k \leq 1$ surgem ondas semelhantes às ondas bambu observadas experimentalmente por Bai et al. (1996) para *core-flow* vertical ascendente.

Além disso, a partir da Equação 6.54 e para $r'_i = 0$ chega-se à seguinte equação do segundo grau:

$$\left(\frac{r_i}{R_o}\right)^2 - \frac{2}{(1-k)}\left(\frac{r_i}{R_o}\right) + \frac{1+k}{1-k} = 0 \quad (6.57)$$

Resolvendo a Equação 6.57, percebe-se que o raio máximo da onda ($R_{max} \equiv$ crista da onda) está limitado à seguinte faixa:

$$1 \leq \frac{R_{max}}{R_o} \leq \frac{1+k}{1-k} \quad (6.58)$$

Analisando agora a Equação 6.56, percebe-se que para $-1 \leq k < 0$, a solução periódica forma um anular no formato de uma corrente de gotas, semelhante a um colar de pérolas. Além disso, tem-se que:

$$\frac{1+k}{1-k} \leq \frac{r_i}{R_o} \leq 1 \quad (6.59)$$

É interessante salientar que tal formato de onda interfacial com $k > 0$ foi observado experimentalmente no padrão *core-flow* vertical descendente.

De acordo com os experimentos realizados por Joseph e Renardy (1993), com o aumento da fração volumétrica *in situ* do óleo os filamentos que conectam as cristas das ondas engrossam e o comprimento médio das ondas decresce, ou seja, a razão entre o raio máximo e o raio no ponto de derivada nula (R_{max}/R_o) diminui e a razão entre o raio no ponto de derivada nula e o raio interno do tubo (R_o/R) aumenta. Além disso, percebe-se que com a diminuição de λ o ângulo de

inclinação das ondas aumenta. O mesmo comportamento foi observado experimentalmente no presente trabalho.

Comparando as observações físicas com os resultados da Equação 6.56, nota-se que com o incremento tanto de ε_l quanto de k espera-se que R_o aumente, o ângulo de inclinação da onda aumente e λ diminua. Tal comportamento físico pôde ser verificado através da solução da Equação 6.56. O desenvolvimento da onda interfacial com o aumento de k corresponde ao esperado para um aumento de ε_l . Tal resultado permite a consideração da existência de uma relação entre a fração volumétrica do óleo *in situ* e a curvatura da interface.

6.2 Fração Volumétrica *in situ* para *Core-Flow* Vertical Ascendente

Neste ponto é apresentado o desenvolvimento de uma nova correlação para a obtenção da fração volumétrica *in situ* em escoamento *core-flow* vertical ascendente. Além disso, é deduzida uma expressão para a obtenção geométrica da fração volumétrica. Como será visto mais adiante, conhecimento *a priori* da fração volumétrica *in situ* é imprescindível para a geração da geometria da interface.

6.1.1 Correlação para a estimativa da fração volumétrica *in situ*

O padrão de fluxo *core-flow* envolve a existência de um fluido altamente viscoso, o que dificulta a medida da fração volumétrica das fases pelas vias convencionais, por exemplo, utilizando sondas intrusivas ou válvulas de fechamento rápido. Métodos não intrusivos baseados em impedância elétrica ou acústica ainda não tem apresentado bons resultados do ponto de vista técnico. O método fotográfico tem apresentado resultados satisfatórios (Oliemans, 1986), mas requer a existência de axisimetria, ou seja, seria praticamente restrito ao escoamento vertical.

Levando em consideração as observações feitas acima, Bannwart (1998) propôs a determinação da fração volumétrica das fases através da medida da velocidade da onda interfacial. De fato, em escoamento *core-flow* estável, as ondas interfaciais podem ser descritas apenas por balanços massa e são chamadas de “ondas cinemáticas” (Whitham, 1974 e Wallis, 1969, que preferem a denominação “ondas de continuidade”). A velocidade de uma onda

cinemática é definida por:

$$\alpha = \left(\frac{\partial J_1}{\partial \varepsilon} \right)_J \quad (6.60)$$

onde J é a velocidade superficial da mistura e para simplificação da notação toma-se por ε a fração volumétrica *in situ* da fase do núcleo. Tal relação pode ser deduzida através da eliminação do gradiente de pressão das equações da quantidade movimento unidimensionais para cada fase. O resultado é:

$$-\frac{S_i \tau_i}{A} + \frac{S_w \tau_w \chi}{A} \varepsilon + \varepsilon(1-\varepsilon)(\rho_1 - \rho_2)g_z = 0 \quad (6.61)$$

onde τ_i e τ_w são as tensões cisalhantes interfacial e na parede, $S_i (= \pi D / \sqrt{\varepsilon})$ e $S_w (= \pi D)$ são os perímetros da interface e da parede, $A (= \pi D^2 / 4)$ é a área da seção transversal do tubo e g_z é a componente da aceleração gravitacional na direção axial (negativa para vertical ascendente e positiva para vertical descendente). O parâmetro χ é introduzido na equação para permitir a eliminação dos efeitos de parede no fenômeno interfacial: χ é igual a zero quando o cisalhamento na parede pode ser desprezado (Wallis, 1969, p.90) e $\chi = 1$ quando não. Considerar $\chi = 0$ parece ser coerente quando o centro de óleo é praticamente concêntrico e o escoamento no anel é turbulento: efeitos de parede tornam-se menores e um balanço direto entre arraste e empuxo pode ser aplicado.

Para obter a relação expressa pela Equação 6.60 são necessárias expressões para τ_i e τ_w . Para fluidos Newtonianos podem ser utilizadas as seguintes expressões:

$$\tau_i = \tau_i(V_1, V_2, \varepsilon) = \frac{f_{i,1}}{2} \rho_1 |V_1 - V_i| (V_1 - V_i) \quad (6.62)$$

ou

$$\tau_i = \frac{f_{i,2}}{2} \rho_2 |V_i - V_2| (V_i - V_2) + \frac{1}{4} (\rho_1 - \rho_2) g_z D \sqrt{\varepsilon} \lambda(\varepsilon) \quad (6.63)$$

e

$$\tau_w = \tau_w(V_2, \varepsilon) = \frac{f_w}{2} \rho_2 V_2 |V_2| - \frac{1}{4} (\rho_1 - \rho_2) g_z D \varepsilon \lambda(\varepsilon) \quad (6.64)$$

onde V_i é a velocidade na interface, $f_{i,1}$, $f_{i,2}$, f_w são os fatores de fricção dependentes do regime de escoamento em cada fase e que podem ser expressos na seguinte forma:

$$f_{i,1} = a_1 (\text{Re}_1)^{-n_1}, \quad (6.65)$$

$$f_{i,2} = a_i (\text{Re}_i)^{-n_i} \text{ e} \quad (6.66)$$

$$f_w = a_2 (\text{Re}_2)^{-n_2}, \quad (6.67)$$

onde os números de Reynolds Re_1 , Re_i e Re_2 são baseados nos diâmetros hidráulicos, isto é:

$$\text{Re}_1 = \frac{\rho_1 |V_1 - V_i| D \sqrt{\varepsilon}}{\mu_1}, \quad (6.68)$$

$$\text{Re}_i = \frac{\rho_2 |V_i - V_2| D (1 - \varepsilon)}{\mu_2 \sqrt{\varepsilon}}, \quad (6.69)$$

$$\text{Re}_2 = \frac{\rho_2 V_2 D (1 - \varepsilon)}{\mu_2} = \frac{\rho_2 J_2 D}{\mu_2}, \quad (6.70)$$

e os parâmetros a_1 , a_i , a_2 , n_1 , n_i , n_2 são dados por:

Escoamento laminar: ($\text{Re}_k < 2000$): $a_k = 16$; $n_k = 1$;

Escoamento turbulento: ($Re_k \geq 2000$): $a_k = 0.079$; $n_k = 0.25$ (6.71)

Sendo o subscrito $k = 1, i, 2$.

A função $\lambda(\varepsilon)$, observada nas Equações 6.63 e 6.64, representa o efeito do empuxo no cisalhamento e é aplicada apenas para escoamento inclinado ou vertical. Essa função pode ser derivada para escoamento laminar no anel e interface lisa:

$$\lambda(\varepsilon) = \frac{\left(1 + \varepsilon + \frac{2\varepsilon \ln \varepsilon}{1 - \varepsilon}\right)}{1 - \varepsilon} \quad (6.72)$$

Para escoamento turbulento no anel e interfaces onduladas a expressão seria $\lambda(\varepsilon) \cong (1 - \varepsilon)^h$ onde o expoente h pode ser determinado experimentalmente.

Com as Equações 6.62 até 6.72, a Equação 6.61 permite a determinação da fração volumétrica, ε , em termos das propriedades dos fluidos e velocidades superficiais.

Para escoamento *core-flow* vertical ascendente com um centro de óleo infinitamente viscoso, pode ser concluído através da substituição das Equações 6.62 e 6.64 na Equação 6.61 e assumindo $\chi = 0$ que:

$$V_i = V_1 \quad (6.73)$$

Desprezando os efeitos de parede na interface e utilizando as Equações 6.63 e 6.64 na Equação 6.61, obtém-se a seguinte expressão:

$$J_1(1 - \varepsilon) - J_2\varepsilon - \frac{\rho_2^{\frac{n_i-1}{2-n_i}} D^{\frac{n_i+1}{2-n_i}} [(\rho_1 - \rho_2)g_z]^{\frac{1}{2-n_i}}}{\mu_2^{\frac{n_i}{2-n_i}} (2a_i)^{\frac{1}{2-n_i}}} \cdot \varepsilon^{\frac{5-3n_i}{4-2n_i}} (1 - \varepsilon)^{\frac{2}{2-n_i}} [(1 - \varepsilon) - \lambda(\varepsilon)]^{\frac{1}{2-n_i}} \quad (6.74)$$

A Equação 6.74 pode ser apresentada de maneira mais conveniente, através dos seguintes

resultados gerais:

$$\text{Escoamento laminar no anel: } J_1(1-\varepsilon) - 2J_2\varepsilon + V_{ref}\varepsilon^2(1-\varepsilon)\left(2 + \frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon}\ln\varepsilon\right) = 0$$

$$\text{Escoamento turbulento no anel: } J_1(1-\varepsilon) - s_{i,o}J_2\varepsilon + V_{ref}\varepsilon^{\frac{9-5n_i}{4-2n_i}}(1-\varepsilon)^{\frac{n_i}{2-n_i}}\left(\frac{3-\varepsilon}{2} + \frac{\ln\varepsilon}{1-\varepsilon}\right)^{\frac{1}{2-n_i}} = 0$$

(6.75)

onde,

$$V_{ref} = a_i^{\frac{1}{n_i-2}} \sqrt{gD} \left(\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2}\right)^{\frac{1}{2-n_i}} \left(\frac{\rho_2 \sqrt{gDD}}{\mu_2}\right)^{\frac{n_i}{2-n_i}} \quad (6.76)$$

e a_i e n_i são dados pela Equação 6.71, $s_{i,o}$ é termo relativo ao deslizamento interfacial na ausência de empuxo ($=V_1/V_2$) e $g_z = -g$.

A Equação 6.76 para escoamento laminar no anel assume a seguinte forma:

$$V_{ref} = \frac{(\rho_2 - \rho_1)gD^2}{16\mu_2} \quad (6.77)$$

que é a própria velocidade de referência apresentada por Bannwart (1998).

Mesmo quando o escoamento no anel de água é laminar, ainda são observadas ondulações na interface. Portanto, a Equação 6.75 pode ser escrita numa forma aproximada mais simples e conveniente:

$$J_1(1-\varepsilon) - s_{i,o}J_2\varepsilon - dV_{ref}\varepsilon^q(1-\varepsilon)^h = 0 \quad (6.78)$$

As constantes d , t e $s_{i,o}$ podem ser ajustadas através de comparação com as velocidades de

onda medidas experimentalmente. A velocidade da onda cinemática correspondente, definida pela Equação 6.60, é dada por:

$$a = \frac{J_1 + s_{i,o}J_2 + dV_{ref}\varepsilon^{q-1}(1-\varepsilon)^{h-1}[q - (h+q)\varepsilon]}{1 + (s_o - 1)\varepsilon} \quad (6.79)$$

Vale ressaltar que o deslizamento total entre as fases, $s = V_1/V_2$ (ou *holdup ratio*), pode ser representado da seguinte forma:

$$s = s_{i,o} + d \frac{V_{ref}}{J_2} \varepsilon^{q-1} (1-\varepsilon)^h \quad (6.80)$$

onde o segundo termo do lado direito da Equação 6.80 expressa o efeito do empuxo.

Através da Equação 6.79 foi possível ajustar os parâmetros $s_{i,o}$, d e h para a melhor concordância com os dados de velocidades de onda. Foi ainda necessário assumir um valor médio para o parâmetro q . Considerou-se $q = 1,8$ uma aproximação razoável com base na lei de Blasius. Os melhores resultados foram:

$$s_{i,o} = 1,17, d = 0,0122 \text{ e } h = 0. \quad (6.81)$$

Pode ser observada na Figura 6.6 a comparação entre a velocidade de onda experimental e a calculada pela Equação 6.79, onde se percebe uma concordância muito boa.

A correlação resultante para a fração volumétrica do óleo, Equação 6.78, fornece valores menores em comparação com os resultados obtidos através do modelo homogêneo (J_1 / J), como pode ser observado na Figura 6.7. Esse resultado era esperado em vista do deslizamento existente entre as duas fases. Nota-se também que a Equação 6.78 prevê a diminuição do efeito do empuxo quando ε se aproxima de 1.

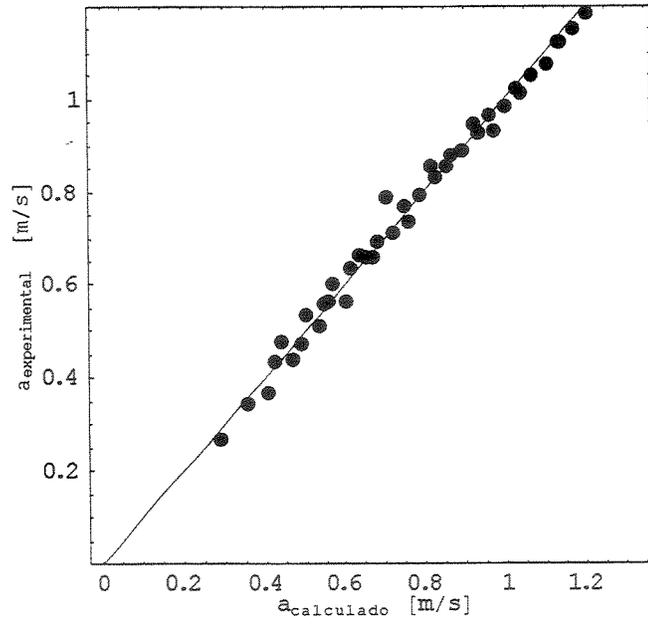


Figura 6.6– Comparação entre a velocidade de onda medida por técnica fotográfica e calculada pela Equação 6.79.

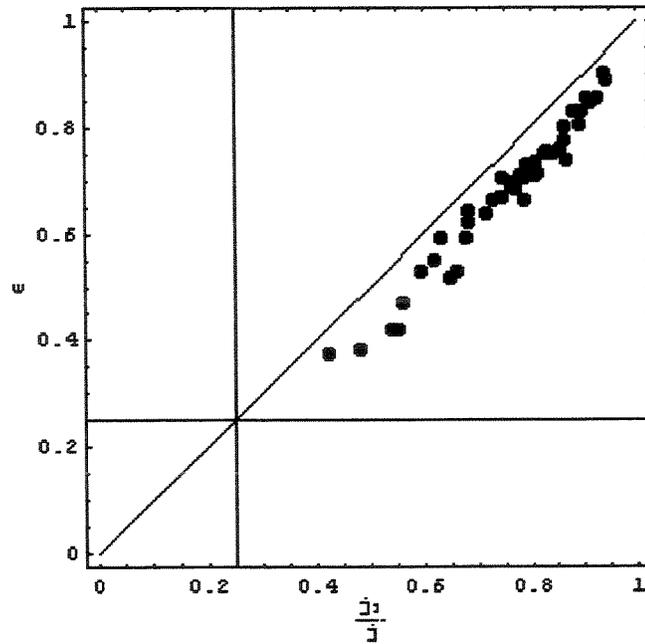


Figura 6.7– Comparação entre a fração volumétrica do óleo calculada e para o caso da não existência de deslizamento.

Quanto ao deslizamento entre as fases, como pode ser observado na Figura 6.8, a Equação 6.80 fornece valores que vão até 1.80 para as menores vazões de água e até 1.22 para as vazões máximas de água alcançadas em laboratório.

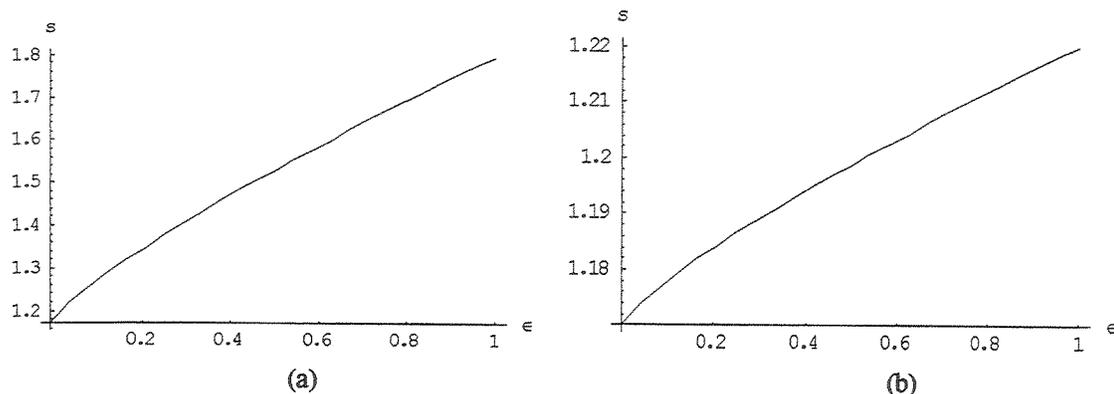


Figura 6.8– Deslizamentos ou razões de velocidades das fases *in situ* (s) previstos pela Equação 6.80 em função da fração volumétrica *in situ* do óleo; para $J_2=0,04$ (a) e $J_2=0,5\text{m/s}$ (b)

A comparação entre o deslizamento, s , calculado pela Equação 6.80 e o obtido via técnica fotográfica pode ser observada na Figura 6.9.

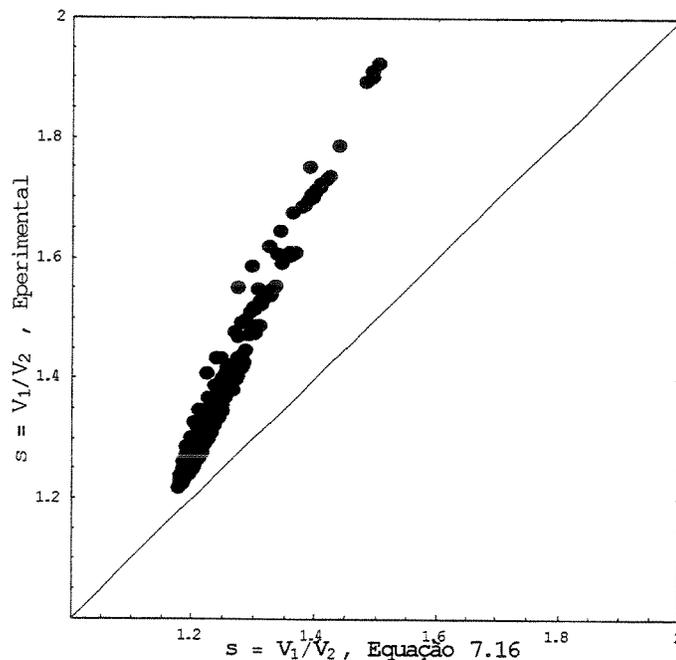


Figura 6.9– Comparação direta entre o deslizamento, s , previsto pela Equação 6.80 e o calculado diretamente através da técnica fotográfica; linha cheia representa a concordância ideal

Percebe-se que a Equação 6.80 subestima o valor do deslizamento (Figura 6.9), sendo que os erros máximos chegam a +20% para as mais altas vazões. Porém, considera-se que a aproximação é razoável e que a Equação 6.80 representa melhor a realidade física em comparação com a simples adoção de um deslizamento constante.

Observa-se na Figura 6.10 a comparação entre a fração volumétrica *in situ* do óleo medida fotograficamente e a determinada através da Equação 6.78 em função da razão de injeção óleo-água. Vale salientar que foram gerados dados para todas as razões de injeção computadas, sendo que razões de injeção de mesmo valor podem ser compostas de diferentes pares de velocidades superficiais e estarem localizadas em diferentes padrões na carta de fluxo. Ou seja, é possível ocorrerem diferentes valores de fração volumétrica *in situ* para a mesma razão de injeção. Como esperado, ambos resultados fornecem valores menores em comparação com o modelo homogêneo (sem deslizamento), demonstrando que a teoria proposta é capaz de prever o deslizamento entre as fases.

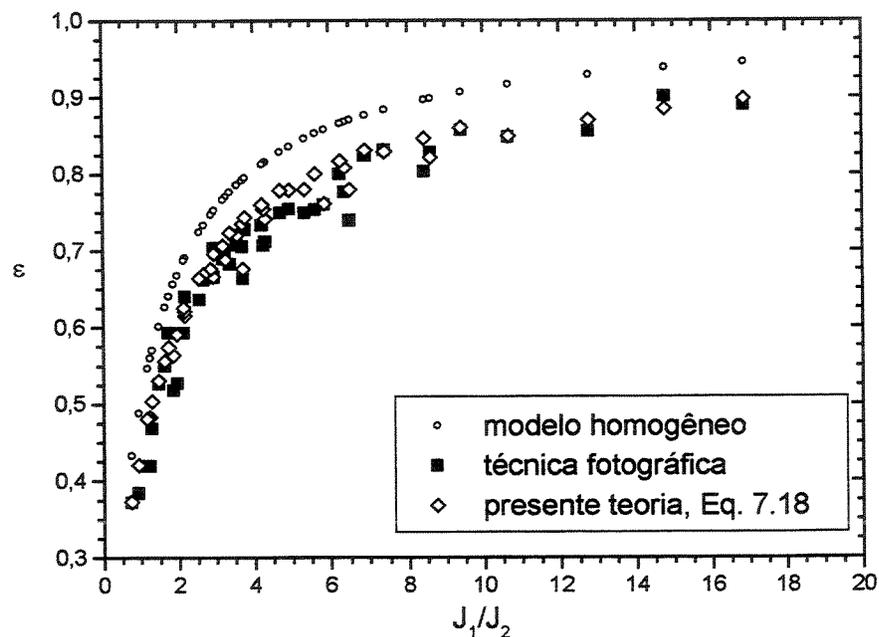


Figura 6.10– Comparação entre a fração volumétrica *in situ* do óleo medida através de técnica fotográfica com os resultados calculados pela Eq. (3) e pelo modelo homogêneo em função da razão de injeção.

Analisando a Figura 6.10, percebe-se a concordância excelente entre os resultados teóricos

e os dados experimentais, o que valida a correlação desenvolvida para a obtenção da fração volumétrica *in situ* do óleo para *core-flow* vertical ascendente.

6.2.2 Fração volumétrica *in situ* obtida geometricamente

Considerando as hipóteses simplificadoras apresentadas, a Fração volumétrica *in situ* para *core-flow* vertical ascendente também pode ser calculada geometricamente.

De acordo com a Figura 6.11:

$$dv_1 = \pi r_i^2 \frac{dz}{dr_i} dr_i \quad (6.82)$$

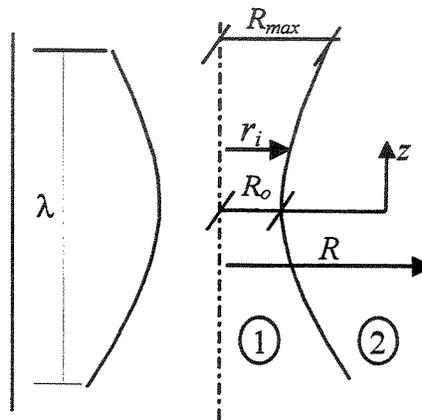


Figura 6.11– Localização das fases

onde v_1 é o volume ocupado pela fase do núcleo, no caso o óleo.

Dividindo v_1 pelo volume total referente a meio comprimento de onda, v_t , tem-se a fração volumétrica *in situ* para o óleo:

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_t} = \frac{1}{R^2(\lambda/2)} \int_{R_o}^{R_{max}} r_i^2 \frac{dz}{dr_i} dr_i ; \quad (6.83)$$

6.3. Metodologia para a Geração da Geometria da Interface

Apresenta-se a metodologia de cálculo desenvolvida para a geração da geometria da interface óleo-água em escoamento *core-flow* vertical ascendente.

A Equação 6.56 é uma equação geral para a interface óleo-água no padrão *core-flow* vertical ascendente. Porém, ainda existem incógnitas que dificultam a sua aplicação de um ponto de vista prático, tendo em mente que a geração da interface é um problema de valor inicial. Portanto, os três parâmetros a serem ajustados são: k , R_o e R_{max} .

Para o início dos cálculos, é necessário conhecer *a priori* o comprimento de onda médio da onda interfacial (λ) para uma dada razão de injeção. Mais adiante será discutida uma teoria para a estimativa do comprimento de onda em *core-flow*. Além disso, para o fechamento das equações é necessário assumir que a razão entre a amplitude e o comprimento de onda é praticamente constante ou conhecer seu comportamento.

A hipótese de uma onda interfacial geometricamente semelhante foi testada frente aos dados gerados neste trabalho e dados encontrados na literatura. Pode ser observada na Figura 6.12 a razão entre a amplitude e o comprimento de onda em função da fração volumétrica *in situ* do óleo. Os experimentos de Bai (1996) apresentam um valor médio de 8% e nossos experimentos um valor médio de 10%, com desvios da ordem de 25%. A consideração de uma razão constante entre a amplitude e o comprimento de onda é uma aproximação razoável, porém nota-se que apesar de ambos decrescerem com o aumento da fração volumétrica a amplitude decresce um pouco mais em virtude da presença da parede da tubulação.

Também foram analisados os dados experimentais obtidos por Oliemans (1986) para uma única velocidade superficial do óleo ($J_l = 0.93$ m/s) e estes foram comparando com os dados obtidos neste trabalho. Analisando a Figura 6.13, percebe-se que para frações de injeção de água menores do que 0,20 a razão entre a amplitude e o comprimento de onda variou numa faixa compreendida entre 0,05 e 0,11, o que esta em boa concordância com os dados obtidos por Oliemans (círculos cheios). Entretanto, os dados do presente trabalho (quadrados abertos) mostram que para frações de injeção de água superiores a 0,20 a razão entre a amplitude e o

comprimento de onda permaneceu praticamente constante, com os pontos experimentais variando em torno do valor médio 0,115, com desvios da ordem de 10%.

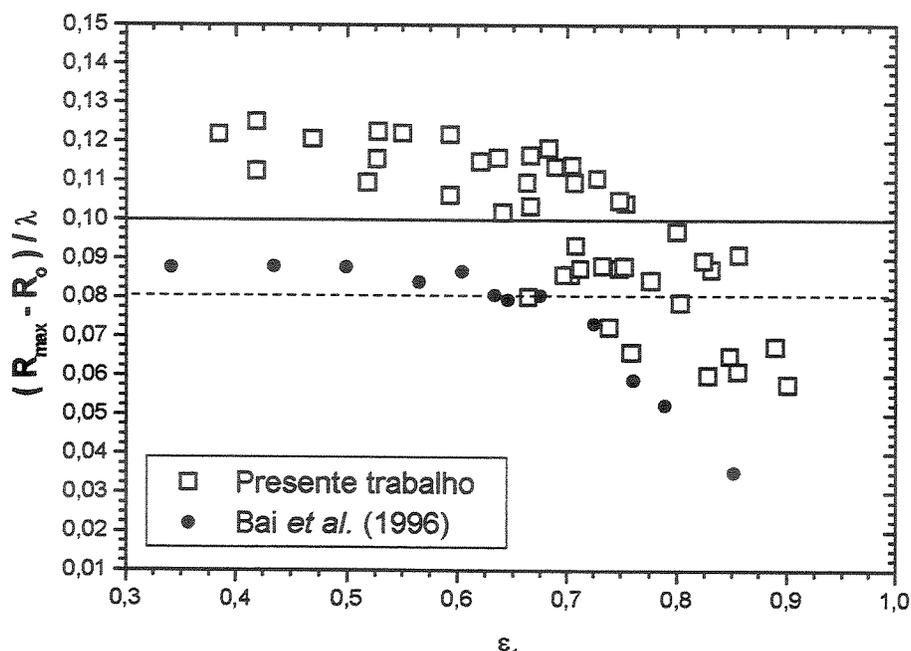


Figura 6.12- Razão entre amplitude e comprimento de onda *versus* fração volumétrica *in situ*; círculos cheios e linha pontilhada representam os dados de Bai *et al.* (1996).

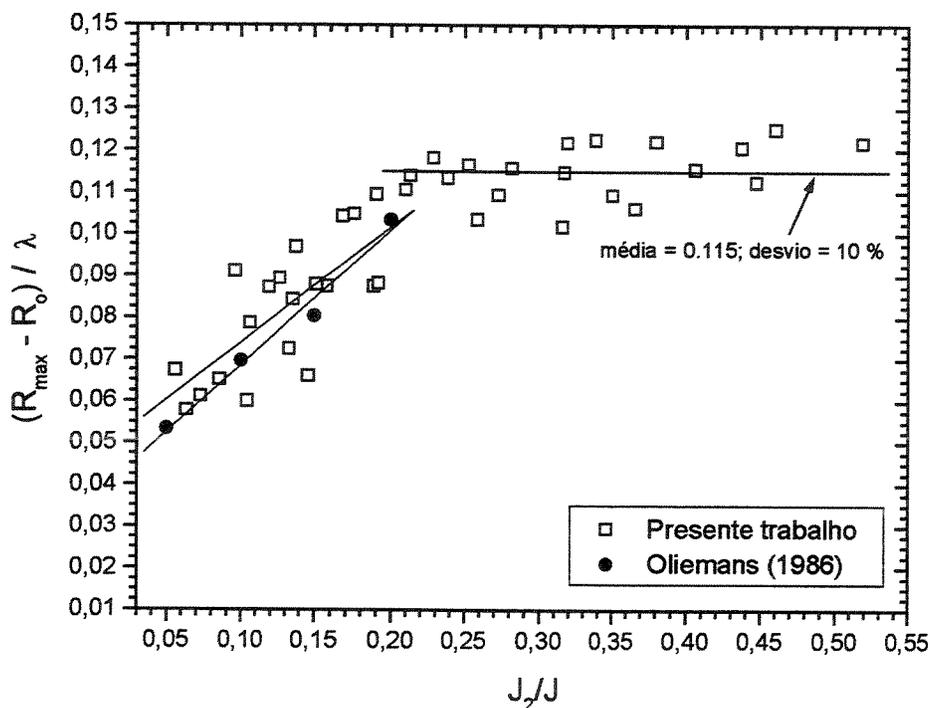


Figura 6.13- Razão entre amplitude e comprimento de onda *versus* fração de injeção da água; círculos cheios representam os dados de Oliemans (1986) e linhas cheias as médias.

Os efeitos de escala não parecem ser significativos quando se leva em conta que os experimentos do presente trabalho foram realizados em tubulação vertical de vidro de 2,84 cm DI (óleo cru, densidade 935 kg/m³ e viscosidade 500 mPa.s à temperatura ambiente), os experimentos de Bai *et al.* (1996) em tubulação vertical de plástico de 0,96 cm DI (óleo Mobil, densidade 905 kg/m³ e viscosidade 6000 mPa.s) e os experimentos de Oliemans (1986) em tubulação horizontal de acrílico de 5,08 cm DI (densidade do óleo 960 kg/m³ e viscosidade 3000 mPa.s).

Portanto, a razão entre a amplitude e o comprimento de onda é relativamente pequena ($\cong 10\%$) e a onda interfacial poderia ser considerada geometricamente semelhante. Por outro lado, para frações volumétricas *in situ* maiores do que 0,70 ou frações de injeção da água menores do que 0,20 uma curva média pode representar a tendência observada com boa aproximação.

O próximo passo é assumir um valor inicial para o raio referente ao ponto de derivada nula (Ro_j). Através da Equação 6.56 e minimizando a variância $E = \left[\left(\frac{\lambda}{Ro} \right)_{\text{calculado}} - \left(\frac{\lambda}{Ro} \right)_{\text{fornecido}} \right]^2$ o parâmetro de curvatura k é ajustado, lembrando que o valor do comprimento de onda médio (λ) é conhecido e é o parâmetro responsável pelo fechamento do problema de valor inicial. Neste ponto, foram obtidos todos os dados necessários para calcular geometricamente o volume médio ocupado pelo núcleo de óleo, informação necessária para a verificação da geometria inicial gerada.

Substituindo a Equação 6.54 na Equação 6.83 e rearranjando, chega-se na seguinte equação para o volume médio ocupado pelo óleo:

$$v_g = 2\pi R_o^3 \int_1^{\tilde{R}_{\max}} \frac{\tilde{r}_i^2 d\tilde{r}_i}{\sqrt{\frac{\tilde{r}_i}{(1-k)(\tilde{r}_i-1)+1} - 1}} \quad (6.84)$$

onde $\frac{R_{\max}}{R_o} = \tilde{R}_{\max}$.

Neste ponto, o volume calculado pela Equação 6.84 precisa ser verificado.

Através da Equação 6.56 calcula-se o comprimento da onda interfacial, sendo uma função de r_i e k . Assim, o volume médio real ocupado pelo óleo é dado pela seguinte equação:

$$v_r = A_o 2R_o \int_1^{\tilde{R}_{\max}} \frac{d\tilde{r}_i}{\sqrt{\frac{\tilde{r}_i}{(1-k)(\tilde{r}_i-1)+1} - 1}}, \quad (6.85)$$

onde A_o é a área da seção transversal média real ocupada pelo óleo, dada por:

$$A_o = \pi R^2 \varepsilon, \quad (6.86)$$

onde a fração volumétrica *in situ* do óleo, ε , é dada pela Equação 6.78.

O valor obtido pela Equação 6.84 pode, então, ser verificado pela Equação 6.85. Se os resultados forem diferentes, é escolhido um novo valor para o raio relativo ao ponto de derivada nula ($R_{o_{j+1}}$). O cálculo iterativo continua até que seja alcançada a convergência entre o volume calculado geometricamente (Equação 6.84) e o volume real (Equação 6.85).

A determinação da geometria da interface é um problema fechado se o comprimento de onda interfacial médio puder ser previsto.

A tendência de queda do comprimento de onda com a fração volumétrica *in situ* (Figura 4.5, Capítulo 4) pode ser explicada como um balanço entre forças de Arquimedes e de Capilaridade. Na seção 6.1.11 do presente capítulo foi mostrado que a tensão interfacial não exerce qualquer força resultante no núcleo de óleo na direção axial. Porém, isso não significa que a força devida à tensão interfacial não tenha um papel importante no balanço de forças. Como no caso do padrão bolhas ascendentes, em *core-flow* a tensão interfacial mantém o núcleo de óleo, preservando a fase contínua e evitando o surgimento de pistões, ou seja, a transição do padrão *core-flow* para o padrão intermitente. Além disso, por analogia com o conceito de diâmetro

crítico de bolha, propõe-se que a tensão interfacial determina o comprimento médio das ondas interfaciais. De fato, enquanto a força de empuxo resultante estica o centro de óleo contra o cisalhamento existente na interface (lembrando que existe uma velocidade relativa entre as fases no escoamento vertical) a tensão interfacial atua de maneira oposta buscando estabilizar o centro de óleo em uma fase contínua.

Portanto, a razão entre a força de Arquimedes e a força capilar, é:

$$Eo_\lambda = \frac{Fa}{Fc} = \frac{\frac{\pi}{4} \Delta \rho g \varepsilon \lambda D^2}{2\pi R_o \sigma} \quad (6.87)$$

onde Eo_λ é o número de Eötvös baseado no comprimento de onda.

A força de capilaridade está relacionada ao raio relativo ao ponto de derivada nula, R_o , pois a onda interfacial tenderia a romper-se justamente na sua seção mínima, como mostrado na Figura 6.14.

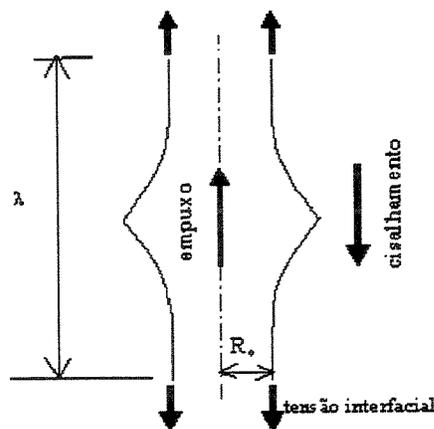


Figura 6.14- Relação entre o empuxo e a tensão interfacial na onda “bambu”.

Supondo que:

$$R_o \cong R_{\max} \quad (6.88)$$

pode ser feita a seguinte simplificação:

$$A_o = \frac{\pi D^2}{4} \varepsilon = \pi R_o^2 \quad (6.89)$$

rearranjando, tem-se que:

$$R_o = \frac{D\sqrt{\varepsilon}}{2} \quad (6.90)$$

Substituindo as Equações 6.89 e 6.90 na Equação 6.87, chega-se ao seguinte número de Eötvös:

$$Eo_\lambda = \frac{\Delta\rho g \lambda D \sqrt{\varepsilon}}{4\sigma} \quad (6.91)$$

Se o número de Eötvös apresentado acima for constante, então $\lambda \sim \varepsilon^{-1/2}$ e a tendência geral de queda exponencial do comprimento de onda em função da fração volumétrica *in situ* do óleo (resultado apresentado por Joseph e Renardy, 1993, e obtido também no presente trabalho) seriam compensados.

Analisando a Figura 6.15, nota-se que o número de Eötvös de fato pode ser considerado constante, levando-se em conta que o parâmetro $\sigma/(\Delta\rho.g.D^2)$ em nossos testes é 5 vezes menor do que nos testes realizados por Bai *et al.*

Além disso, em nossos testes o escoamento no anel de água foi principalmente turbulento, em contraste com os experimentos realizados por Bai *et al.*, onde o escoamento no anel foi principalmente laminar, fato que pode explicar algumas diferenças observadas no número de Eötvös. Assim, propõe-se que é possível correlacionar o comprimento de onda apenas com o número de Eötvös, com boa aproximação.

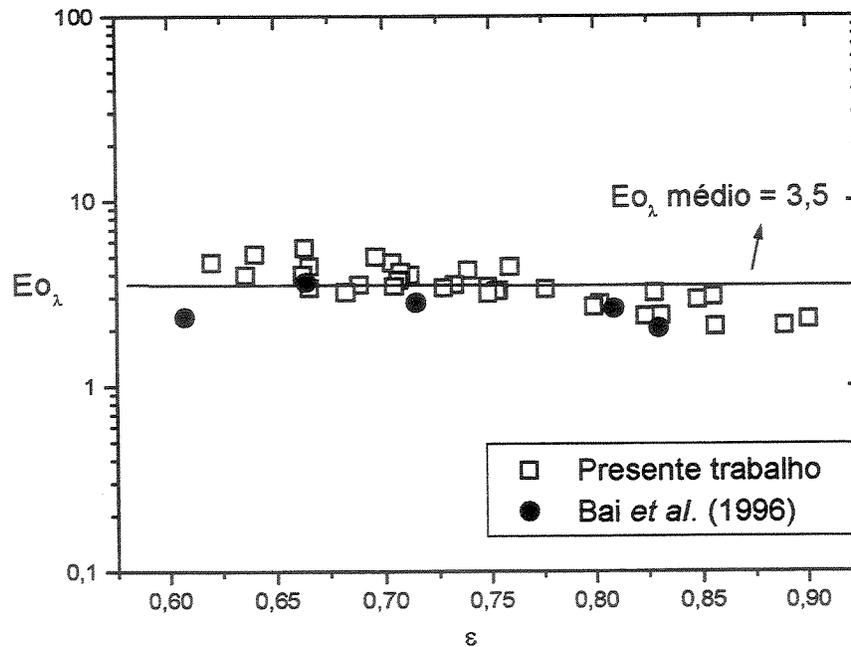


Figura 6.15- Número de Eötvös em função de da fração volumétrica *in situ* do óleo; círculos cheios são os dados de Bai *et al* (1996).

Portanto, conhecendo-se o número de Eötvös característico de um escoamento óleo-água no padrão *core-flow* vertical ascendente e fazendo uso de uma correlação para a estimativa da fração volumétrica *in situ*, sendo esta função da razão de injeção, é possível, através da solução apresentada neste trabalho, prever a geometria da onda interfacial óleo-água com bastante simplicidade e com precisão bastante boa. Foi implementado um programa no MATHEMATICA[®] para a solução dos cálculos e geração da interface. Na Figura 6.16 pode ser observado o fluxograma que descreve de forma simplificada a metodologia desenvolvida.

6.4 Comparações entre os Resultados Teóricos e os Dados Experimentais

São apresentados os resultados gerados através da modelagem proposta para a previsão da geometria da interface óleo-água no padrão *core-flow* vertical ascendente. A consideração de uma curvatura média da interface e a aproximação onde as ondas são consideradas geometricamente semelhantes foram verificadas. Além disso, realizou-se a validação da formulação proposta frente aos dados experimentais.

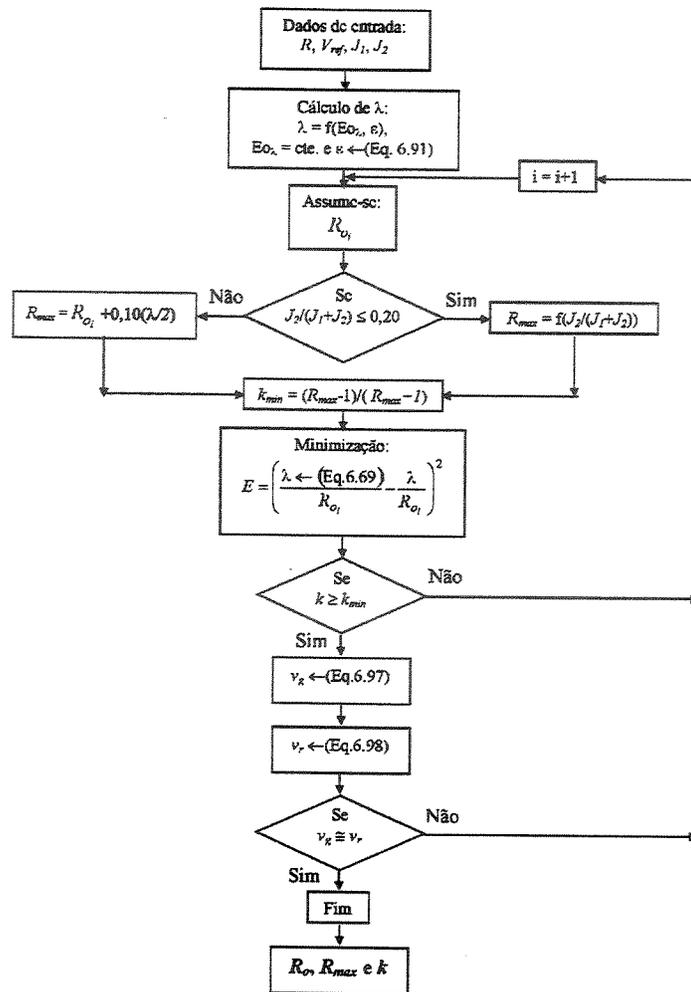


Figura 6.16– Fluxograma descritivo da metodologia para a geração da geometria da interface.

6.4.1 Curvatura média da interface

A metodologia desenvolvida passa pela assunção de uma curvatura média da interface, ou seja, para cada razão de injeção existiria um parâmetro de curvatura médio, k .

O parâmetro de curvatura médio, calculado através da Equação 6.69, pode ser observado na Figura 6.17 (linha cheia). O parâmetro decresce com o aumento do comprimento de onda, ou seja, quanto menor o comprimento de onda, mais “pontuda” será a crista da onda interfacial.

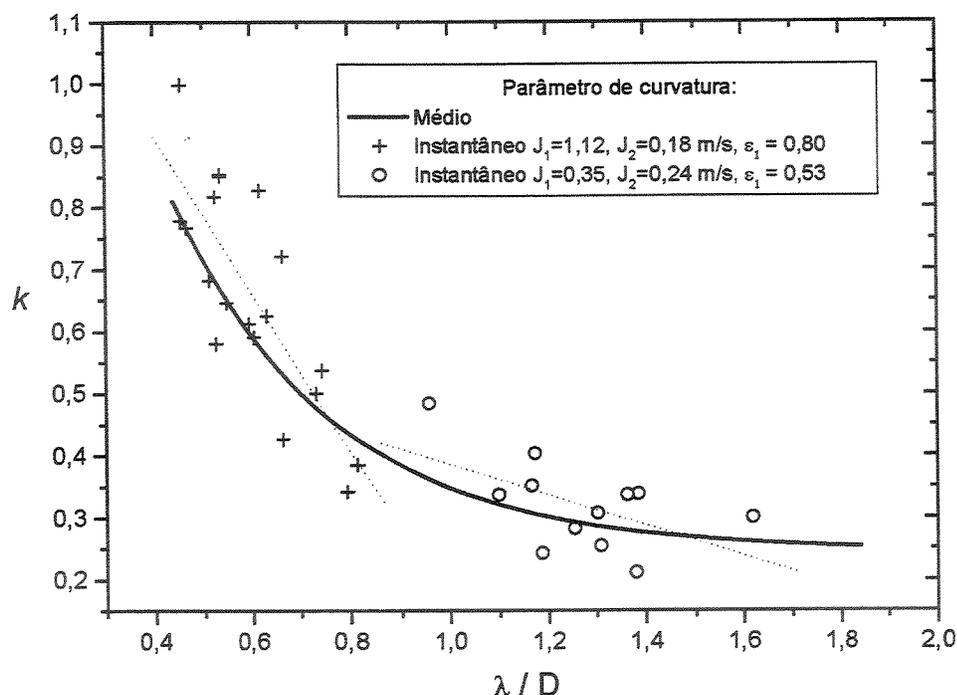


Figura 6.17– Parâmetro de curvatura médio k (linha cheia) e parâmetros de curvatura instantâneos (pontos e linhas pontilhadas) em função do comprimento de onda.

Para verificar o comportamento da curvatura da onda, também foram obtidos os parâmetros de curvatura instantâneos, k_i . Desenvolveu-se uma técnica experimental para a medição da curvatura interfacial instantânea. Através do procedimento de varredura, descrito no Capítulo 3, obtém-se os pontos experimentais que descrevem a interface instantânea. A técnica fotográfica consiste na utilização da Equação 6.56 para reproduzir o perfil de onda adquirido. Como pode ser observado na Figura 6.18, a metodologia gera um perfil de onda que concorda muito bem com os dados experimentais (pontos).

A comparação entre o parâmetro de curvatura instantâneo e o parâmetro de curvatura médio (Figura 6.17) verifica o comportamento físico da curvatura da interface em função do comprimento da onda descrito acima. Conclui-se que o parâmetro de curvatura médio, k , representa com boa aproximação a curvatura da interface. Foi desenvolvido um programa no MATHEMATICA[®] para a execução dos cálculos.

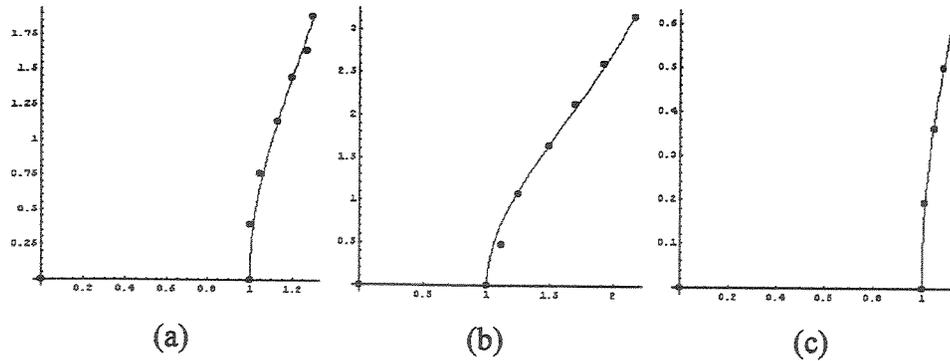


Figura 6.18– Comparações entre o perfil de onda instantâneo gerado (linha cheia) e o perfil de onda instantâneo medido (pontos); (a) $J_1=0.22$, $J_2=0.06$ m/s, $k_1=0.227$; (b) $J_1=0.64$, $J_2=0.3$ m/s, $k_1=0.437$ and (c) $J_1=1.12$, $J_2=0.18$ m/s, $k_1=0.682$.

6.4.2 Verificação da geometria da onda interfacial gerada

Compara-se a interface óleo-água gerada através da metodologia de cálculo com a geometria obtida experimentalmente. Foi considerado que a onda interfacial é geometricamente semelhante, o que representa a aproximação mais simples.

Podem ser vistas na Figura 6.19 as amplitudes de onda prevista e obtida experimentalmente em função da fração volumétrica *in situ* do óleo. A amplitude experimentalmente obtida decresce com o aumento da fração volumétrica e a presente teoria apresenta a mesma tendência com uma concordância bastante boa.

Podem ser observados na Figura 6.20 os raios mínimo e máximo ($R_o \equiv R_{min}$ e R_{max}) em função da fração volumétrica *in situ* do óleo. Os raios obtidos experimentalmente aumentam com o aumento da fração volumétrica e a presente teoria apresenta a mesma tendência, com uma concordância bastante boa. Os maiores desvios foram da ordem de 10% para R_o (para as menores frações volumétricas) e 5% para R_{max} (para as maiores frações volumétricas). Baseando-se nos dados experimentais, pode ser afirmado que R_{max} poderia ser considerado uma constante para frações volumétricas *in situ* maiores do que 0,6. Outra observação é que a hipótese simplificadora de uma onda interfacial geometricamente semelhante acaba por superestimar o valor do raio máximo.

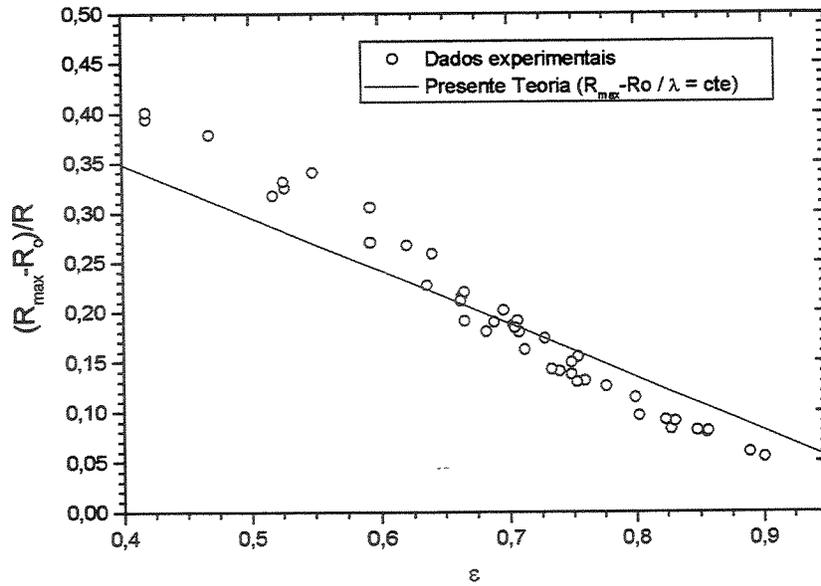


Figura 6.19– Amplitude da onda interfacial em função da fração volumétrica *in situ* do óleo; linha cheia representa a média do resultado fornecido pela presente teoria.

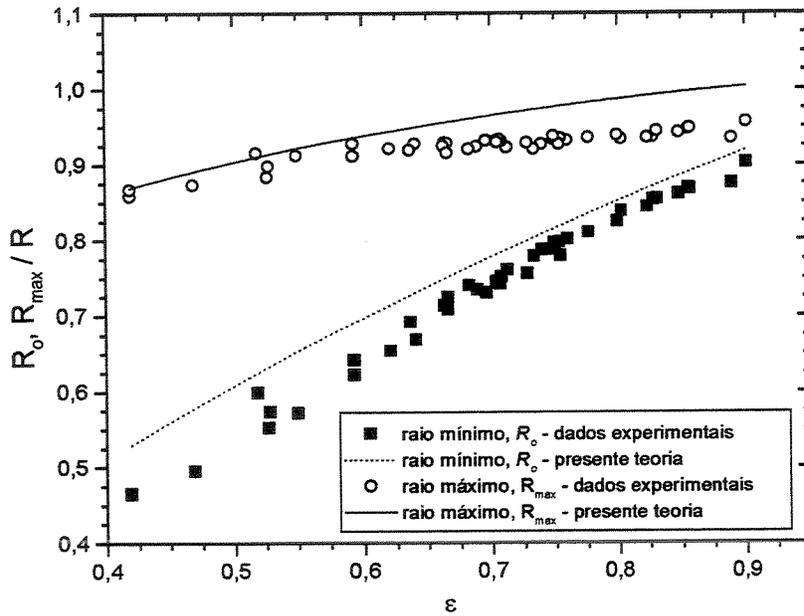


Figura 6.20– Raios mínimo, R_0 , e máximo, R_{max} , em função da fração volumétrica do óleo; linha cheia e linha pontilhada representam as médias dos resultados fornecido pela presente teoria.

Também podem ser observados, na Figura 6.21, os raios mínimo e máximo em função da razão de injeção. Os raios obtidos experimentalmente aumentam com o aumento da razão de

injeção e os maiores desvios são da ordem de 5% para o raio mínimo, R_o , (para as menores razões de injeção) e 6% para o raio máximo, R_{max} , (para as maiores razões de injeção). Percebe-se com mais clareza que a hipótese de uma onda geometricamente semelhante superestima o raio máximo, porém do ponto de vista prático os resultados são bastante satisfatórios.

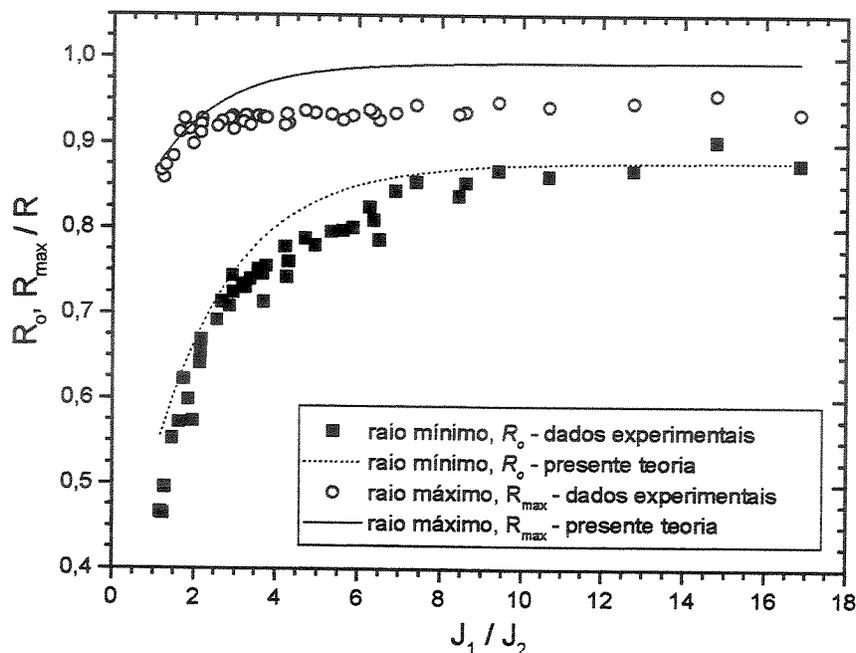


Figura 6.21– Raios mínimo, R_o , e máximo, R_{max} , em função da razão de injeção óleo-água; linha cheia e linha pontilhada representam as médias dos resultados fornecido pela presente teoria.

Analisando as Figuras 6.20 e 6.21 e em comparação com o raio mínimo, conclui-se que de fato o raio máximo poderia ser considerado constante ($R_{max}/R = 0,90$). Tal informação poderia ser utilizada para o fechamento das equações para a geração da interface óleo-água, obtendo-se também bons resultados.

Será apresentada nas figuras seguintes uma comparação direta entre as interfaces óleo-água visualizada e gerada para dois casos típicos. Como descrito no Capítulo 3, para cada par de vazões especificado é possível observar valores significativamente diferentes das propriedades geométricas da interface ao longo do tempo de observação. Portanto, a interface visualizada experimentalmente nas figuras seguintes representa a média das observações para o caso típico apresentado. Podem ser observadas na Figura 6.22 as interfaces para as velocidades superficiais

$J_1 = 0,22$ e $J_2 = 0,06$ m/s, comprimento de onda médio $\lambda = 0,038$ m e fração volumétrica *in situ* do óleo $\varepsilon = 0,66$.

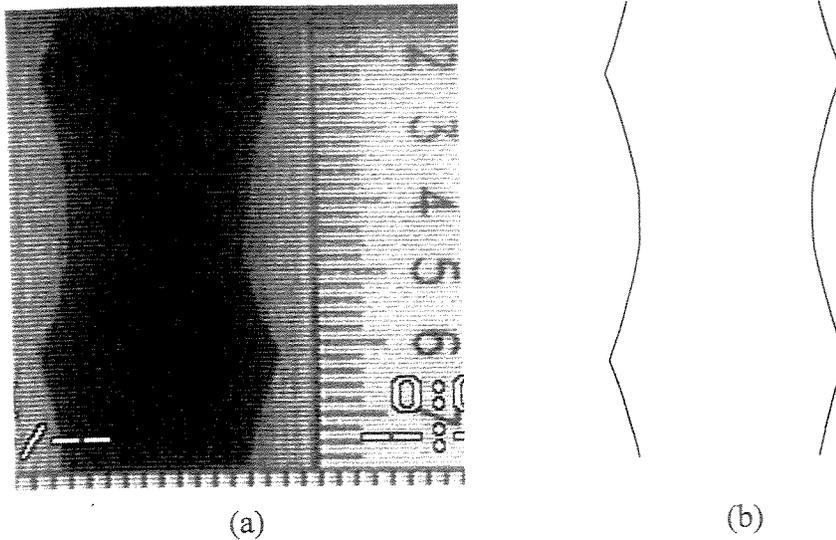


Figura 6.22– Interface óleo-água visualizada (a) e simulada (b); $J_1 = 0,22$, $J_2 = 0,06$, $\lambda = 0,038$ m and $\varepsilon = 0,66$.

Podem ser vistas na Figura 6.23 as interfaces para velocidades superficiais $J_1 = 0,64$ e $J_2 = 0,06$ m/s, comprimento de onda médio $\lambda = 0,018$ m e fração volumétrica *in situ* do óleo $\varepsilon = 0,85$.

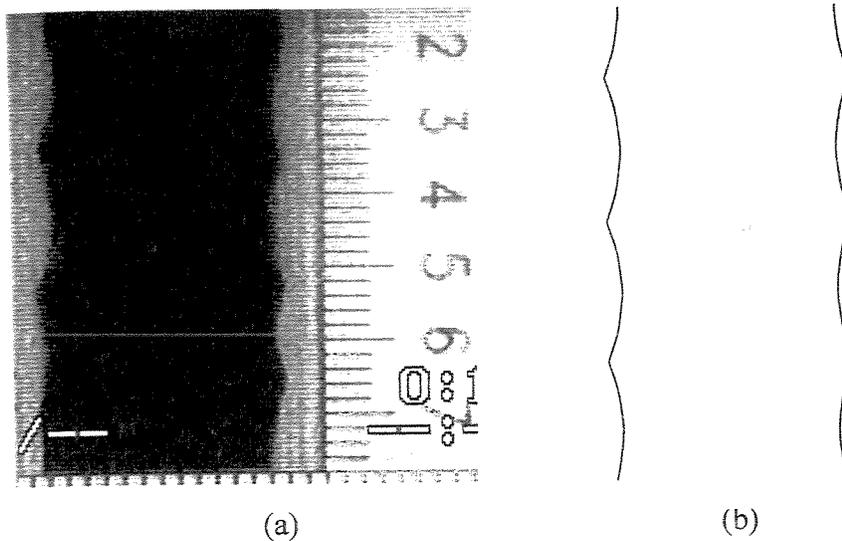


Figura 6.23– Interface óleo-água visualizada (a) e simulada (b); $J_1 = 0,64$, $J_2 = 0,06$, $\lambda = 0,018$ m and $\varepsilon = 0,85$.

Como pode ser observado nas Figuras 6.22 e 6.23, a simulação apresenta resultados bastante satisfatórios, levando em conta a simplicidade da modelagem aqui proposta. Entretanto, é importante salientar que as imagens da interface apresentadas (Figuras 6.22 e 6.23) foram escolhidas segundo os valores médios dos parâmetros geométricos da onda para os casos típicos estudados, ou seja, apesar de serem resultado de uma aquisição instantânea, elas representam uma geometria média.

Vale a pena ressaltar que a variação da curvatura interfacial com a fração volumétrica *in situ* está sendo levada em consideração na formulação. Conseqüentemente, a simulação prevê uma crista de onda mais “pontuda” para frações volumétricas *in situ* do óleo maiores e cristas de onda mais arredondadas para frações volumétricas menores, o que está de acordo com as observações experimentais.

A metodologia proposta apresenta como principal vantagem a sua simplicidade, pois o equacionamento foi reduzido a um problema de solução numérica relativamente rápida. A consideração da existência de uma curvatura média da interface e de que as ondas são geometricamente semelhantes simplificam razoavelmente o problema. A condição de periodicidade imposta elimina a possibilidade da previsão de ondas assimétricas, como observado por Oliemans (1986), Bai et al. (1996) e Li e Renardy (2000). Porém, a concordância entre as geometrias geradas e as observadas experimentalmente foi bastante boa, o que foi de considerável importância na validação da modelagem e metodologia proposta para *core-flow* vertical ascendente.

Considera-se que a solução apresentada é de grande valia para o projeto de sistemas onde se pretenda utilizar ou gerar o padrão anular óleo-água em tubulação vertical e onde o prévio conhecimento da geometria da interface se faça necessário, como por exemplo: sistemas para transporte de óleos altamente viscosos, extração de petróleo em tubos de produção verticais e oleodutos.

Capítulo 7

Correlação para a Perda de Pressão no Padrão *Core-Flow*

Neste capítulo é apresentado o desenvolvimento de uma nova correlação semi-empírica para a previsão da perda de pressão em escoamento óleo-água no padrão *core-flow* vertical ascendente. A correlação tem como novidades a inclusão de termo relativo ao deslizamento entre as fases e a consideração da turbulência do escoamento no anel de água para a obtenção da fração volumétrica *in situ* das fases. A modelagem depende, portanto, da nova correlação para a fração volumétrica desenvolvida neste trabalho (Capítulo 6, 6.2). A consideração dos termos relacionados ao deslizamento e à turbulência no anel tem fundamento nos resultados experimentais obtidos neste trabalho, onde foi verificado que o escoamento da água tende de fato à turbulência e que a velocidade média do óleo é 50% maior do que a da água. Os resultados fornecidos pela correlação apresentaram boa concordância em comparação com os dados experimentais, permanecendo dentro de uma faixa de espalhamento de $\pm 17\%$, resultado significativamente melhor em comparação com as demais correlações para perda de pressão por fricção para *core-flow* desenvolvidas até o presente momento.

7.1 Correlação proposta por Prada (1998)

Em contraste com o escoamento *core-flow* horizontal, onde a força relacionada ao empuxo (força de Arquimedes) causa a excentricidade do núcleo de óleo, em escoamento vertical ascendente essa força favorece o escoamento do fluido mais leve (óleo) pelo núcleo da tubulação, qualquer que seja o padrão de fluxo.

O gradiente de pressão por fricção no *core-flow* (Γ_f) pode ser definido como o gradiente de pressão total menos o termo gravitacional da mistura. Porém, Γ_f ainda é composto por dois termos: um termo irreversível e um termo de empuxo (Arney *et al.* 1993). A determinação experimental foi realizada no presente trabalho através da Equação 3.12 (Capítulo 3), apresentada aqui novamente no seguinte formato:

$$\Gamma_{fe} = \frac{\Delta P_{fricção}}{H} = \underbrace{\frac{\Delta P_{trans}}{H}}_{\text{irreversível}} - \underbrace{(\rho_1 - \rho_2)g\varepsilon}_{\text{empuxo}} \quad (7.1)$$

onde ΔP_{trans} é a diferença de pressão lida pelo transdutor de pressão diferencial, H é o comprimento entre as tomadas de pressão e g é a aceleração da gravidade. A fração *in situ* de óleo, ε , foi determinada através da nova correlação desenvolvida para a fração volumétrica do óleo (Equação 6.91, Capítulo 6), sendo considerado turbulento o escoamento da água no anel e utilizando as constantes obtidas neste trabalho (Equação 6.94).

Prada (1998) realizou um trabalho experimental que permitiu o desenvolvimento de uma correlação semi-empírica para a perda de pressão no padrão *core-flow* vertical ascendente, na qual foi levado em consideração o efeito do empuxo no gradiente de pressão por fricção. Nos experimentos foi utilizado um óleo combustível de 17600 cP e 963 kg/m³ à temperatura ambiente. Os resultados da correlação apresentaram uma boa concordância ($\pm 25\%$) com os dados experimentais obtidos e foram significativamente melhores em comparação com os dados gerados para *core-flow* perfeito (PCAF). Para a obtenção da fração volumétrica do óleo o citado autor utilizou a correlação proposta por Bannwart (1998), que foi deduzida para tubos de pequeno diâmetro (0,95 cm), no qual o escoamento da água no anel era presumivelmente laminar. Porém, os resultados experimentais obtidos por Prada indicam que o escoamento da água no anel era principalmente turbulento. Além disso, não foi levado em consideração na modelagem da viscosidade equivalente da mistura o efeito do deslizamento entre as fases, sendo constatado neste trabalho que a velocidade do óleo é 50% maior do que a da água, em média.

No modelo para *core-flow* perfeito (PCAF) os dois fluidos Newtonianos imiscíveis escoam em um tubo vertical em uma configuração concêntrica com uma interface circular e lisa (sem ondas). O gradiente de pressão por fricção pode ser expresso da seguinte forma:

$$\Gamma_f = \frac{128\mu_2 Q}{\pi D^4 [1 - \varepsilon^2 (1 - m)]} \frac{(\rho_2 - \rho_1) g \varepsilon (1 - \varepsilon) [1 - \varepsilon (1 - m)]}{[1 - \varepsilon^2 (1 - m)]} \cong \frac{128\mu_2 Q}{\pi D^4 (1 - \varepsilon^2)} \frac{(\rho_2 - \rho_1) g \varepsilon (1 - \varepsilon)}{1 + \varepsilon} \quad (7.2)$$

sendo composto por um termo irreversível (primeiro do lado direito da Equação 7.2) e por um termo de empuxo (segundo do lado direito da Equação 7.2) e onde Q é a vazão volumétrica da mistura ($Q = Q_1 + Q_2$) e foi considerado que a razão de viscosidades $m = \mu_2/\mu_1 \cong 0$.

A fração volumétrica *in situ* do óleo nesse modelo é determinada pela seguinte equação:

$$\varepsilon = \frac{1}{1 + s \frac{Q_2}{Q_1}} = \frac{1}{1 + s \frac{J_2}{J_1}} \quad (7.3)$$

onde $s (= V_1/V_2)$ é o deslizamento entre as duas fases, o qual para PCAF é dado por:

$$s_{pcaf} = 1 + \sqrt{1 + m \frac{Q_1}{Q_2}} = 2 + m \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon} \cong 2 \quad (7.4)$$

As aproximações realizadas nas Equações 7.2 e 7.4 são válidas para $m \ll Q_2/Q_1$; A Equação 7.2 pode ser interpretada como a perda de pressão laminar de um pseudo-fluido escoando à vazão Q e tendo uma viscosidade de mistura, μ_m , definida por:

$$\frac{1}{\mu_m} = \frac{\varepsilon^2}{\mu_1} + \frac{1 - \varepsilon^2}{\mu_2} \cong \frac{1 - \varepsilon^2}{\mu_2} \quad (7.5)$$

Prada mostrou que o modelo PCAF não é apropriado para descrever as perdas de pressão em escoamento *core-flow* vertical ascendente. O fato pode ser atribuído à presença de ondas na interface e ao escoamento turbulento da água, sendo que o Reynolds no anel em seus experimentos esteve na faixa de 2000 a 16000.

Para incorporar os efeitos acima mencionados, aquele autor propôs o seguinte modelo para a perda de pressão:

$$\Gamma_f = b \left(\frac{\rho_m J D}{\mu_m} \right)^{-n} \frac{\rho_m J^2}{2D} - \gamma (\rho_2 - \rho_1) g \varepsilon (1 - \varepsilon) \quad (7.6)$$

onde J é a velocidade superficial da mistura ($= Q/A$), ρ_m é a densidade da mistura definida por:

$$\rho_m = \varepsilon \rho_1 + (1 - \varepsilon) \rho_2 \quad (7.7)$$

e μ_m é a viscosidade da mistura dada por:

$$\frac{1}{\mu_m} \cong \frac{1 - \varepsilon}{\mu_2} \quad (7.8)$$

sendo que a expressão escolhida para a viscosidade da mistura é a mais conveniente para escoamento turbulento.

Determina-se a fração volumétrica, ε , através da expressão proposta por Bannwart (1998), presumivelmente mais apropriada para escoamento laminar no anel. Os parâmetros b , n e γ são ajustados através dos experimentos. Prada (1998) obteve, através de seus resultados experimentais, os seguintes parâmetros:

$$b = 0,26; n = 0,25 \text{ (imposto)} \text{ e } \gamma = 0,16.$$

Pode ser observada na Figura 7.1 uma comparação direta entre os dados experimentais obtidos neste trabalho e os resultados previstos pela Equação 7.6, utilizando os parâmetros b , n e

γ obtidos por Prada (1998), para o gradiente de pressão por fricção em escoamento *core-flow* vertical ascendente. Vale salientar que foram eliminados os pontos experimentais localizados nos extremos do padrão anular, ou seja, buscou-se a eliminação da influência do início das transições entre os padrões de fluxo.

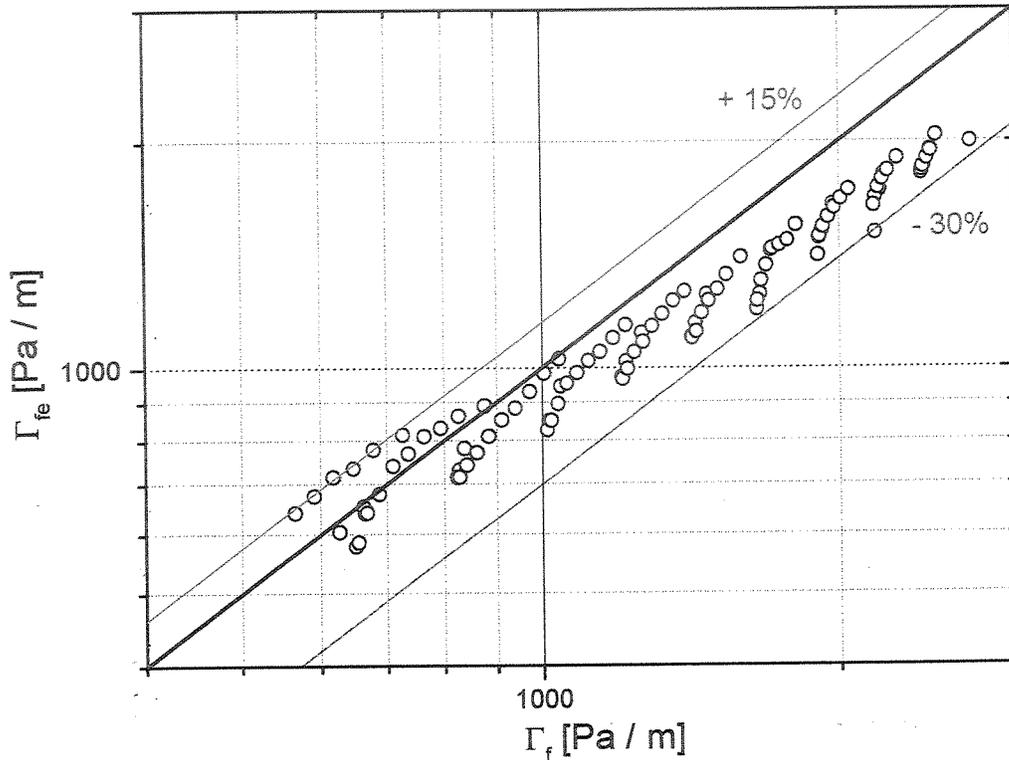


Figura 7.1 - Comparação direta entre os dados experimentais obtidos neste trabalho e os resultados previstos pela Equação 7.6, utilizando os parâmetros $b = 0,26$, $n = 0,25$ e $\gamma = 0,16$ obtidos por Prada (1998), para o gradiente de pressão por fricção em escoamento *core-flow* vertical ascendente; linha cheia representa a concordância ideal

A correlação desenvolvida por Prada superestima o gradiente de pressão por fricção (Figura 7.1), ocorrendo desvios da ordem de -30% . Percebe-se a necessidade de melhores ajustes.

Aplica-se novamente a Equação 7.6, mas agora os parâmetros b , n e γ são ajustados através dos dados experimentais obtidos neste trabalho. Obteve-se:

$$b = 0,13; n = 0,19 \text{ e } \gamma = 0,10.$$

(7.9)

Pode ser observada na Figura 7.2 uma comparação direta entre os dados experimentais obtidos neste trabalho e os resultados previstos pela Equação 7.6 para o gradiente de pressão por fricção em escoamento *core-flow* vertical ascendente.

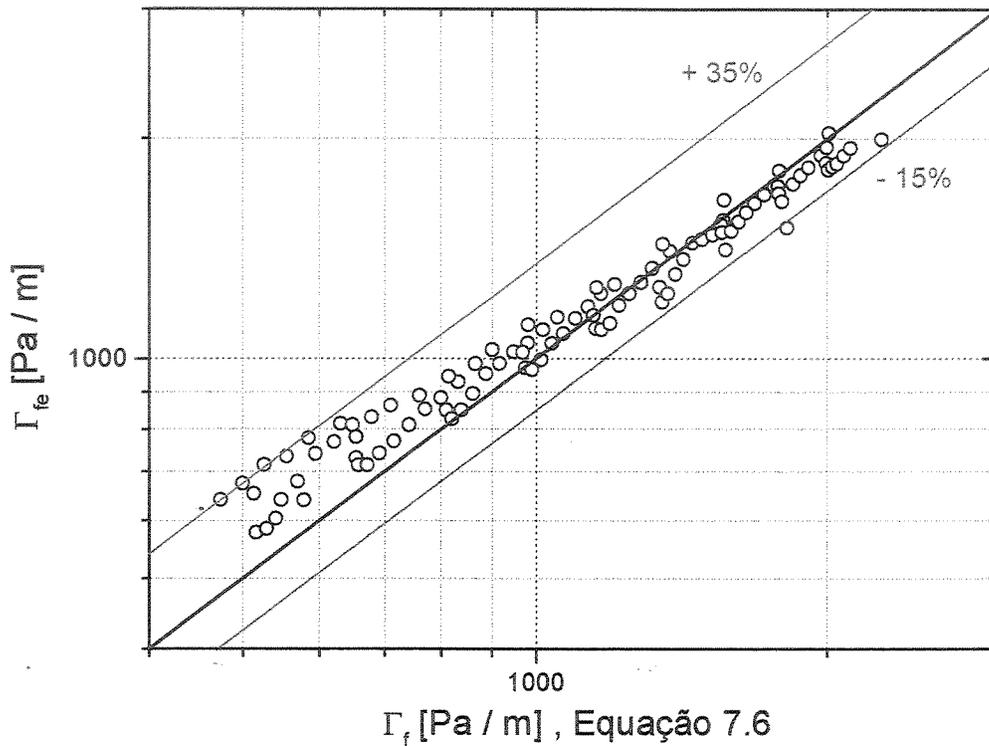


Figura 7.2 - Comparação direta entre os dados experimentais obtidos neste trabalho e os resultados previstos pela Equação 7.6 para o gradiente de pressão por fricção em escoamento *core-flow* vertical ascendente; linha cheia representa a concordância ideal.

A correlação desenvolvida por Prada superestima o gradiente de pressão por fricção para as maiores vazões das fases ou maiores valores do gradiente de pressão e subestima o gradiente de pressão para as menores vazões ou menores valores do gradiente de pressão (Figura 7.1). Para os maiores valores houve um desvio máximo de -15% enquanto que para os menores valores houve um desvio máximo de $+35\%$, caracterizando um desvio médio de $\pm 25\%$. A tendência de aumento do gradiente de pressão por fricção experimental na região das menores vazões pode ser

atribuída à influência, ainda se fazendo presente, do início da transição do padrão anular para o padrão intermitente, onde é sabido que ocorrem maiores perdas de pressão bifásicas (Joseph e Renardy, 1993).

7.2 Nova correlação para o gradiente de pressão por fricção

Uma nova correlação para a perda de pressão por fricção para escoamento *core-flow* vertical ascendente é proposta. Uma vez mais, foram incluídos os efeitos do empuxo, da turbulência no anel, da razão de viscosidades e da característica da interface ondulada. Além disso, pela primeira vez considerou-se o efeito do deslizamento entre as fases e levou-se em conta a turbulência no anel para a obtenção da fração volumétrica *in situ*.

O efeito do deslizamento é considerado através da inclusão da razão das velocidades das fases, $s = V_1/V_2$, na expressão que define a viscosidade da mistura. A viscosidade da mistura, μ_m , é obtida através da razão entre a tensão cisalhante na parede (τ_w) em *core-flow* e tensão cisalhante na parede (τ_{w2}) que ocorreria se o fluido do anel (água) escoasse sozinho no mesmo tubo à vazão da mistura. Para obter uma fórmula que envolva apenas as viscosidades, assume-se que as fases têm a mesma densidade. Utilizando, por simplicidade, a mesma lei de potência para expressar os fatores de fricção em ambos escoamentos, essa razão fica sendo (Substituindo a Equação 7.3 para eliminar as vazões):

$$R_\tau = \frac{\tau_w}{\tau_{w2}} \Big|_{\rho_1=\rho_2} = \frac{b \left(\frac{\rho_2 J_2 D}{\mu_2} \right)^{-n} \frac{\rho_2 V_2^2}{2}}{b \left(\frac{\rho_2 J D}{\mu_2} \right)^{-n} \frac{\rho_2 J^2}{2}} = \frac{1}{(1-\varepsilon)^n [1+(s-1)\varepsilon]^{2-n}} \quad (7.10)$$

Porém, R_τ também é a razão entre as perdas de pressão correspondentes; da Equação 7.6 é obtido:

$$R_\tau = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_{f_{2o}}} \Big|_{\rho_1 = \rho_2} = \left(\frac{\mu_2}{\mu_m} \right)^{-n} \quad (7.11)$$

onde $\Gamma_{f_{2o}}$ é a perda de pressão extrapolada para o fluido do anel sozinho no tubo à vazão total:

$$\Gamma_{f_{2o}} = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \Gamma_f = b \left(\frac{\rho_2 JD}{\mu_2} \right)^{-n} \frac{\rho_2 J^2}{2D} \quad (7.12)$$

Das Equações 7.10 e 7.11 chega-se à seguinte expressão para a viscosidade da mistura:

$$\mu_m = \frac{\mu_2}{(1-\varepsilon)[1+(s-1)\varepsilon]^{(2-n)/n}} \quad (7.13)$$

Pode ser observado na Equação 7.13 que a viscosidade da mistura é em geral afetada pelo deslizamento: quanto mais rápido move-se o núcleo em relação ao anel, menores tendem a ser a viscosidade da mistura e a razão de perdas de pressão. Para o caso simples do PCAF, substituindo $n = 1$ e s da Equação 7.4 na Equação 7.13, retorna-se à Equação 7.5. Por outro lado, para escoamento totalmente turbulento no anel ($n \rightarrow 0$) não faz sentido falar de viscosidade da mistura, porém a Equação 7.10 ainda permanece válida para expressar a razão de perdas de pressão.

Substituindo as Equações 7.7 e 7.13 na Equação 7.6 e rearranjando, obtém-se a seguinte expressão para a previsão da perda de pressão por fricção em escoamento *core-flow* vertical ascendente:

$$\Gamma_f = b \left(\frac{\rho_2 JD}{\mu_2} \right)^{-n} \frac{\rho_2 J^2}{2D} \left[1 - \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \varepsilon \right]^{1-n} (1-\varepsilon)^{-n} [1+(s-1)\varepsilon]^{n-2} - \gamma(\rho_2 - \rho_1)g\varepsilon(1-\varepsilon) =$$

$$= \varphi Q^{2-n} \left[1 - \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \varepsilon \right]^{1-n} (1-\varepsilon) [1 + (s-1)\varepsilon]^{n-2} - \gamma(\rho_2 - \rho_1) g \varepsilon (1-\varepsilon) \quad (7.14)$$

onde:

$$b = 2\varphi \left(\frac{\pi}{4} \right)^{2-n} \rho_2^{n-1} \mu_2^{-n} D^{5-n} \quad (7.15)$$

Para a utilização da Equação 7.14 é necessário conhecer *a priori* (além das vazões das fases, propriedades físicas dos fluidos e geometria do tubo) a fração volumétrica da fase 1 (óleo) e o deslizamento entre as fases. A fração volumétrica do óleo foi obtida através da nova correlação desenvolvida (Equação 6.91, Capítulo 6) para escoamento turbulento no anel. O deslizamento foi calculado através da Equação 6.93 (Capítulo 6), aqui apresentada no seguinte formato:

$$s = 1,17 + \frac{0,025}{J_2} \varepsilon^{0,8}, \quad (7.16)$$

onde foram substituídos todos os parâmetros ajustados (Equação 6.94, Capítulo 6).

Os parâmetros b , n e γ foram ajustados através dos dados experimentais. Manteve-se γ sempre positivo, buscando com isso a manutenção da coerência física do termo do empuxo. Os parâmetros b e n foram ajustados para vários valores de γ , até a obtenção do melhor ajuste. Foram obtidos os seguintes valores:

$$b = 1,44, n = 0,43 \text{ e } \gamma = 0,10. \quad (7.17)$$

A Figura 7.3 apresenta uma comparação entre os dados experimentais obtidos neste trabalho e os resultados previstos pela Equação 7.14 para o gradiente de pressão por fricção em escoamento *core-flow* vertical ascendente.

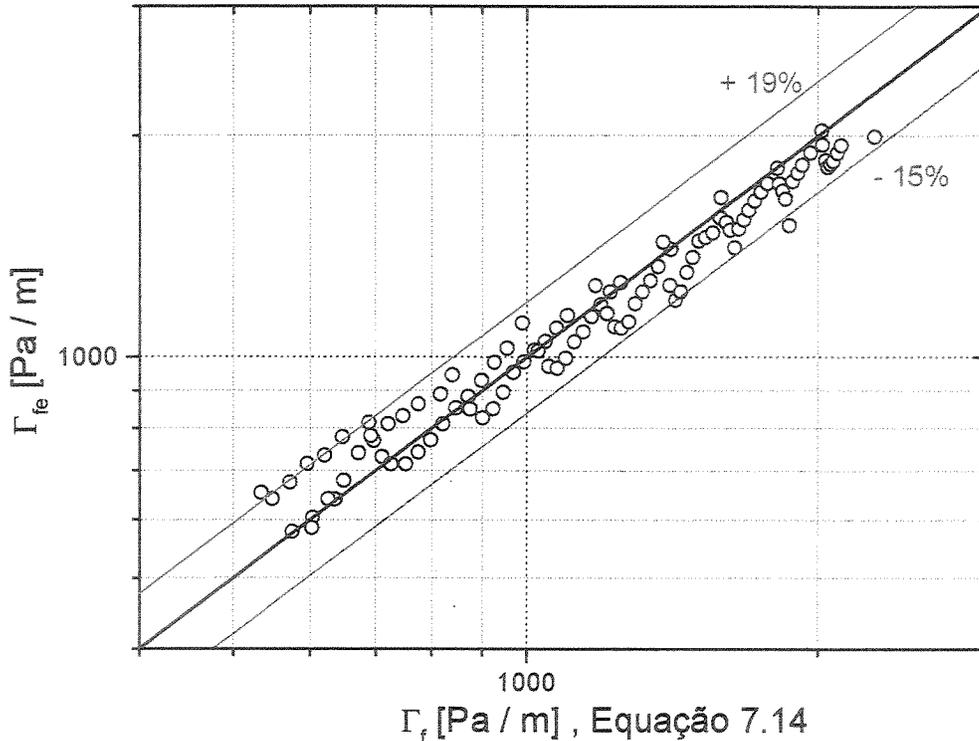


Figura 7.3 - Comparação direta entre os dados experimentais e os resultados gerados pela Equação 7.14 para o gradiente de pressão por fricção em escoamento *core-flow* vertical ascendente; linha cheia representa a concordância ideal

Percebe-se (Figura 7.3) que a correlação desenvolvida neste trabalho também superestima o gradiente de pressão por fricção para as maiores vazões das fases ou maiores valores do gradiente de pressão (-15%). Ela também subestima o gradiente de pressão para as menores vazões ou menores valores do gradiente de pressão (+19%), porém a concordância é melhor em comparação com os resultados fornecidos pela Equação 7.6 (+ 35%). Atribui-se a tendência de aumento do gradiente de pressão por fricção experimental na região das menores vazões à influência do início da transição do padrão anular para o padrão intermitente. Nessa região foi observada uma incidência significativa do sub-padrão anular ondulado distorcido (AOD) e de seu padrão misto correspondente (AODBD), como pode ser observado na carta de fluxo apresentada na Figura 4.4 (Capítulo 4).

Também foi realizada uma comparação entre os dados experimentais obtidos neste trabalho e os resultados previstos pela Equação 7.14, onde foi substituída a Equação 7.16 pelo deslizamento obtido experimentalmente (Figura 7.4).

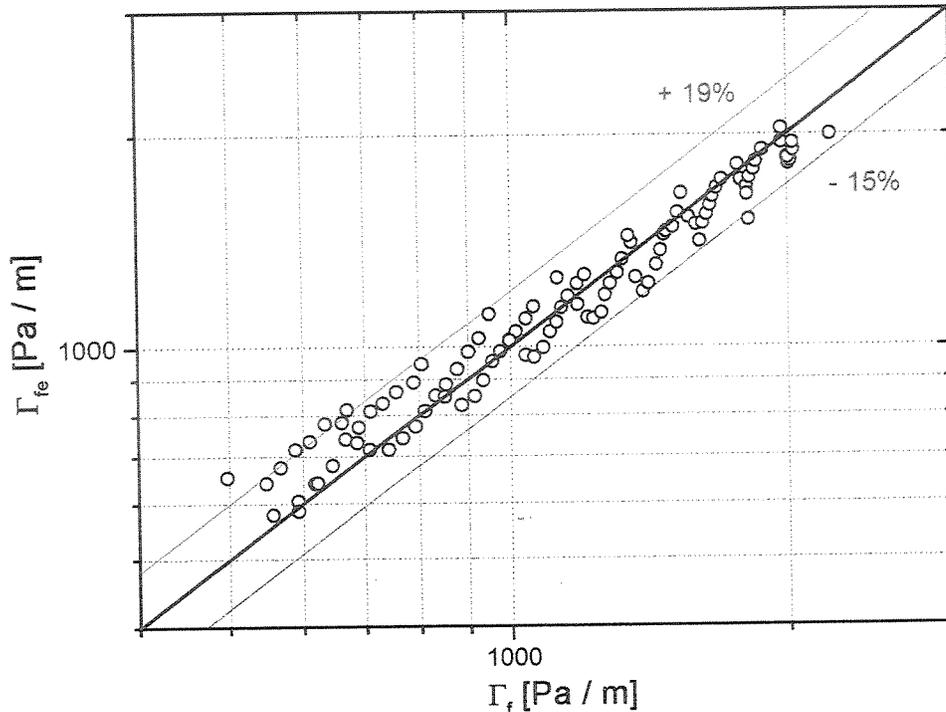


Figura 7.4 - Comparação direta entre os dados experimentais e os resultados gerados pela Equação 7.14 para o gradiente de pressão por fricção em escoamento *core-flow* vertical ascendente, onde foi substituída a Equação 7.16 pelo deslizamento obtido experimentalmente; linha cheia representa a concordância ideal

Como pode ser observado comparando-se a Figura 7.3 com a Figura 7.4, não ocorre melhoria significativa quando se utiliza o deslizamento obtido experimentalmente. Portanto, o erro existente na aplicação da Equação da Equação 7.6 para a previsão do deslizamento é desprezível e não influencia na previsão da perda de pressão por fricção para o caso estudado.

Portanto, os pontos permaneceram dentro de uma faixa de espalhamento média de $\pm 17\%$, o que, em comparação com as demais correlações para perda de pressão por fricção para *core-flow* encontradas na literatura (Prada, 1998; Lovick e Angeli, 2001 e Sotgia e Tartarini, 2001), foi considerado um excelente resultado.

Capítulo 8

Conclusões e Sugestões para Próximos Trabalhos

O Transporte de óleos pesados por injeção lateral de água apresenta-se como uma solução bastante viável e economicamente atraente. Neste trabalho, apresentou-se um estudo experimental e teórico da hidrodinâmica do escoamento óleo-água em um tubo vertical, utilizando uma abordagem unidimensional que possibilitou entender diversos aspectos do escoamento. Foi enfatizado o padrão anular óleo-água, chamado *core-flow* na literatura técnica, pela sua maior razão óleo-água e pela drástica redução que causa na perda de pressão. Deduziram-se novas equações governantes para *core-flow*, baseadas nas equações de Navier-Stokes, e propôs-se uma solução para a previsão da geometria da interface óleo-água. Foram apresentados novos dados de fração volumétrica e propriedades das ondas interfaciais e também novas medições de gradiente de pressão por fricção. Propuseram-se novas correlações para a previsão da fração volumétrica e perda de pressão em *core-flow* vertical ascendente.

8.1 Conclusões

Os principais resultados deste trabalho podem ser assim sintetizados:

8.1.1 Padrões de fluxo

1. O escoamento óleo pesado com água em um tubo vertical (vidro borossilicato, 2,84 cm DI), no qual a água é injetada lateralmente e apresenta maior tendência de molhar a parede, apresenta-se em 4 padrões de fluxo básicos: *bolhas dispersas* (dispersão de óleo

em água), *bolhas* (bolhas de óleo em água), *intermitente* (bolha alongada de óleo) e *anular* (óleo no núcleo); todos esses padrões possibilitam o transporte hidráulico do óleo pesado, uma vez que a água mantém-se em contato com a parede;

2. O escoamento óleo pesado com água em um tubo horizontal (vidro borossilicato, 2,84 cm DI) apresenta-se em 4 padrões de fluxo básicos: *estratificado*, *bolhas estratificadas* (ou intermitente), *bolhas dispersas* e *anular*; todos esses padrões possibilitam o transporte hidráulico do óleo pesado, uma vez que a água mantém-se em contato com a parede;

8.1.2 Estabilidade hidrodinâmica do *core-flow* vertical ascendente

3. Com base em uma análise unidimensional de estabilidade linear do padrão anular líquido-líquido vertical ascendente, foi desenvolvido um critério de estabilidade para o padrão anular, em forma analítica, o qual inclui o critério de Kelvin-Helmholtz como caso particular e permite verificar o efeito de diversas propriedades, como densidades, viscosidades e tensão interfacial;
4. Quando confrontado com as observações, o critério desenvolvido foi capaz de prever a zona de existência do *core-flow* estável, que se apresenta com ondas interfaciais do tipo bambu, em 80% dos pontos testados, sendo que os pontos em desacordo se situavam em sub-padrões anulares vizinhos (anular distorcido e anular distorcido com bolhas dispersas), representando o início da transição do padrão anular para o padrão intermitente;
5. Como tendências gerais, o critério desenvolvido indica a estabilidade do padrão anular quando uma ou mais das seguintes condições são satisfeitas: a) o núcleo é mais viscoso que o anel e ocupa mais da metade da seção; b) a força de empuxo no núcleo deve ser pequena em comparação com a força de tensão interfacial; c) a força de inércia no anel deve ser pequena em relação à força de tensão interfacial; d) O perfil de velocidades no anel se aproxima do parabólico;

6. Embora nem sempre necessárias, as ondas interfaciais favorecem a estabilidade do *core-flow*, pois introduzem uma curvatura que dá ao núcleo uma “rigidez” adicional, a qual cresce conforme o comprimento de onda diminui; note-se, entretanto, que o comprimento de onda não é um dado de entrada do problema e sim uma de suas variáveis dependentes;
7. Foi medido um comprimento de onda máximo 2 vezes superior ao diâmetro do tubo, valor que concorda bem com o determinado por outros autores (Joseph e Renardy, 1993) e também satisfaz o limite pela teoria proposta ($\lambda_{\max_2} / D = 2,03$); se esse valor for considerado como condição necessária para a estabilidade, a Equação 5.70 fornece um critério de estabilidade;
8. O parâmetro de distribuição de energia cinética referente à fase água contribui para a estabilidade do padrão anular e deve ser levado em conta na modelagem ($1 < K_2 < 4/3$).

8.1.3 Propriedades da interface e fração volumétrica *in situ* (holdup)

9. Uma nova formulação é proposta para as equações que governam o escoamento óleo-água vertical ascendente no padrão *core-flow*, onde a tensão interfacial líquido-líquido é levada em conta. A nova característica é a determinação da forma da interface como parte da solução do problema hidrodinâmico. Desprezando os termos inerciais e a turbulência no escoamento no anular, a forma da interface é governada pela lei de Young-Laplace;
10. A tensão interfacial não produz nenhuma força resultante no escoamento axi-simétrico, embora sua ação seja decisiva na definição da forma da interface. As geometrias interfaciais obtidas são soluções periódicas perfeitamente compatíveis com as “ondas bambu” observadas por Bai *et al.* (1996) para escoamento vertical ascendente;

11. São reportadas medições dos parâmetros interfaciais em escoamento óleo pesado cru e água no padrão *core-flow* vertical ascendente, utilizando técnica fotográfica. Além disso, informações sobre a fração volumétrica *in situ* (*Holdup*), curvatura da onda interfacial, comprimento, amplitude e velocidade de onda e deslizamento entre as fases (*Holdup ratio*) são apresentadas na forma de gráficos e tabelas;
12. Foi obtido, através da velocidade das ondas interfaciais, que o núcleo de óleo se move 50% mais rápido do que a água (*Holdup ratio* = 1,50), o que permitiu determinar uma correlação simples para a fração volumétrica *in situ* do óleo (*Holdup*) em função das vazões;
13. O método para a determinação indireta da fração volumétrica *in situ* (*Holdup*) do óleo pela medição da velocidade das ondas interfaciais mostrou boa consistência física e concordância com a medição direta via técnica fotográfica (desvios médios da ordem de $\pm 5\%$).
14. A hipótese de uma onda interfacial geometricamente semelhante mostrou ser uma boa aproximação; a razão amplitude/comprimento de onda é relativamente pequena (aproximadamente 10%); Os comprimentos de onda são menores do que 2 diâmetros de tubo; e o comprimento de onda pode ser correlacionado ao número de Eötvös apenas, com aproximação relativamente boa.
15. Após comparação realizada entre os dados experimentais e os resultados teóricos, conclui-se que a metodologia proposta para a previsão da geometria da interface possui uso prático no projeto de linhas de produção para óleos pesados operando com *core-flow*, de forma a assegurar a completa lubrificação do núcleo viscoso.

8.1.4 Perda de pressão em *core-flow* vertical ascendente

16. As medidas de perda de pressão no padrão *core-flow* resultaram sempre comparáveis à da água escoando sozinha à vazão da mistura, indicando que o padrão é potencialmente

interessante para aplicações em produção, elevação e transporte de óleos pesados;

17. Para frações volumétricas *in situ* do óleo superiores a 75%, foram obtidas perdas de pressão inferiores à da água sozinha com vazão total, podendo este fato ser explicado pela maior velocidade do óleo relativamente à água no padrão anular; o fator de redução de potência por fricção do *core-flow* em relação ao bombeamento do óleo sozinho esteve na faixa de 5 a 40, enquanto que o fator de redução de potência total do *core-flow* em relação ao bombeamento do óleo sozinho esteve na faixa de 1 a 7;
18. Foi desenvolvido um modelo simplificado para o cálculo da perda de pressão no padrão *core-flow* vertical ascendente, o qual leva em conta o deslizamento entre as fases e a turbulência da água para a obtenção da fração volumétrica; o modelo mostrou boa concordância com os valores medidos (desvio médio de 17%), sendo sugerido para dutos que apresentem propriedades parietais similares ao do presente estudo (molhabilidade, rugosidade, etc.).

8.2 Sugestões para Trabalhos Futuros

Como sugestões para continuidade da pesquisa pode-se indicar:

1. Explorar o critério de estabilidade para descrição analítica das transições entre o padrão anular e os padrões vizinhos (intermitente e emulsão de água em óleo);
2. Investigar o efeito de escala nos padrões de escoamento, deslizamento entre as fases, perda de pressão, etc., através do uso de dutos de maior diâmetro e comprimento;
3. Investigar o fenômeno da molhabilidade com vistas a determinar técnicas de baixo custo capazes de evitar/minimizar a deposição de óleo na parede de dutos metálicos;
4. Estudar técnicas de automação e controle da injeção de água, de modo a manter sempre

baixa a queda de pressão na linha.

5. Aprofundar o estudo a respeito da influência dos parâmetros de distribuição de energia cinética na estabilidade de escoamentos óleo-água no padrão anular e em seus padrões vizinhos.

Referências Bibliográficas

- Angeli, Panagiota. *Liquid-liquid dispersed flows in horizontal pipes*, Londres: Imperial College of Science, Technology and Medicine, 1996, 292 p. Tese (Doutorado).
- Angeli P., Hewitt G. F. Pressure gradient in horizontal liquid-liquid flows, *International Journal of Multiphase Flows*, v. 24, pp. 1183-1203, 1998.
- Angeli P., Hewitt, G.F. Flow structure in horizontal oil-water flow, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 26, pp. 1117-1140, 2000a.
- Angeli P., Hewitt G. F. Drop size distributions in horizontal oil-water dispersed flows, *Chemical Engineering Science*, v. 55, pp. 3233-3243, 2000b.
- Arney, M. S., Bai, R., Guevara, E., Joseph, D. D., Liu, K. Friction factor and holdup studies for lubricated pipelining-I, experiments and correlations, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 19, pp. 1061-1076, 1993.
- Arney, M.S., Ribeiro, G.S., Guevara, E., Bai, R., Joseph, D.D. Cement-lined pipes for water lubricated transport of heavy oil, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 22, n. 2, pp. 207-221, 1996.
- Bai, Runyuan. *Traveling waves in a high viscosity ratio and axisymmetric core annular flow*, Minnesota: Faculty of the Graduate School, University of Minnesota, University of Minnesota, 1995, 128 p. Tese (Doutorado).

- Bai, R., Kelkar, K., Joseph, D.D. Direct simulation of interfacial waves in a high-viscosity-ratio and axisymmetric core-annular flow, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 327, pp. 1-34, 1996.
- Bai, R., Joseph, D.D. Steady flow and interfacial shapes of a highly viscous dispersed phase, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 26, pp. 1469-1491, 2000.
- Bakhtiyarov, S.I., Siginer, D.A. Interfacial velocity in the core-annular flow in a tube, *Rheology and Fluid Mechanics of Nonlinear Materials*, ASME, FED-246, MD-81, 1998.
- Bannwart, A.C., Kurban, A.P.A. Prediction of interface in laminar two-phase flows using variational principles. In: Proceedings of 1993 ASME Fluids Engineering Conference, Washington, D.C., 1993, pp. 95-100.
- Bannwart, A.C. Pressure drop in horizontal core-annular flow. In: 3rd International Conference on Multiphase Flow, ICMF'98, Lyon, France, June 8-12, 1998a.
- Bannwart, A.C. Wavespeed and volumetric fraction in core annular flow, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 24, pp. 961-974, 1998b.
- Bannwart A.C. The role of surface tension in core-annular flow. In: 2nd International Symposium on Two-Phase Flow Modeling and Experimentation, Pisa, Italy, 1999a.
- Bannwart, A.C. A simple model for pressure drop in horizontal core annular flow, *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences*, v. 21, n.2, pp. 233-244, 1999b.
- Bannwart, A.C. Bubble analogy and stabilization of core-annular flow. In: Proceedings of ETCE/OMAE 2000-Energy for the New Millennium, New Orleans, LA, 2000.
- Beretta, A., Ferrari, P., Galbiati, L., Andreini, P.A. Horizontal oil-water flow in small diameter tubes. Pressure drop, *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, v. 24, n. 2, pp. 231-239, 1997.
- Brauner, N., Maron, D. M. The role of interfacial shear stress modeling in predicting the stability

of stratified two-phase flow, *Chem. Eng. Sci.*, v. 48, n. 16, pp. 2867-2879, 1993.

Brauner, N., Maron, D.M. Classification of liquid-liquid two-phase flow systems and the prediction of flow pattern maps. In: *Two-Phase Flow Modelling and Experimentation*, Pisa, Italia, 1999, pp. 747-754.

Brauner N. The prediction of dispersed flows boundaries in liquid-liquid and gas-liquid systems, *International Journal of Multiphase Flows*, v. 27, pp. 885-910, 2001.

Briggs, P.J, Baron, R.P., Fulleylove, R.J, Wright, M.S. Development of Heavy-Oil Reservoirs, *SPE 15748*, pp. 206-214, 1988.

Brown, K.E., *The Technology of Artificial Lift Methods*, Tulsa: Penn Well Books, 1980.

Charles, M.E., Govier, G.W., Hodgson, G.W. The horizontal pipeline flow of equal density of oil-water mixtures, *Can. J. Chem. Engng.*, v. 39, n.1, pp. 17-36, 1961.

Charles, M.E., Redberger, P.J. The reduction of pressure gradients in oil pipelines by the addition of water: numerical analysis os stratified flow, *Can. J. Chem. Engng.* , v. 40, n.2, pp. 70-75, 1962.

Chen, K., Bai, R., Joseph, D.D. Lubricated pipelines. Part 3. Stability of core annular flow in vertical pipes, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 214, pp. 251-260, 1990.

Chen, K.P., Joseph, D.D. Interfacial waves in water lubricated pipelines, *European Journal of Mechanics, B/Fluids*, v. 10, n. 2, pp. 113-118, 1991.

Drazin, P.G., Reid, W.H. *Hydrodynamic Stability*, Cambridge: Cambridge University Press, 1981, 527 p.

Elseth, Geir. *An experimental study of oil-water flow in horizontal pipes*. Porsgrunn: Norwegian

University of Science and Technology, 2001, 270 p. Tese (Doutorado).

Everage Jr., A.E. Theory of stratified bicomponent flow of polymer melts-I Equilibrium Newtonian tube flow, *Trans. Soc. Rheology*, v. 17, n. 4, pp. 629-646, 1973.

Feng, J. Huang, P.Y., Joseph, D.D. Dynamic simulation of the motion of capsules in pipelines, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 289, pp. 233-245, 1995.

Flores, J.G., Chen, T., Brill, J.P. Characterization of oil-water flow patterns in vertical and deviated wells, In: SPE Annual Technical Conference and Exhibition, San Antonio, Texas, 1997, pp. 601-610.

Fox, R.W., McDonald, A.T. *Introdução à Mecânica dos Fluidos*, Rio de Janeiro: Editora Guanabara S.A., 1988, 632 p.

Gorelik, D., Brauner, N. The interface configuration in two-phase stratified pipe flows, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 25, pp. 977-1007, 1999.

Hawkes, N. J., Lawrence, C.J., Hewitt, G. F. Studies of wispy-annular flow using transient pressure gradient and optical measurements, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 26, pp. 1565-1582, 2000.

Hickox, C.E. Instability due to viscosity and density stratification in axisymmetric pipe flow, *Phys. Fluids*, v. 14, pp. 251-262, 1971.

Ho, W. S., Li, N. N. Core-annular flow of liquid membrane emulsion, *American Institution of chemical Engineers Journal*, v. 40, n.12, pp. 1961-1968, 1994.

Holman, J.P. *Experimental Methods for Engineers*, New York: McGraw-Hill, 1978.

Holt, A. J., Azzopardi, B. J., Biddulph, M. W. Calculation of two-phase pressure drop for vertical upflow in narrow passages by means of a flow pattern specific model, *Institution of*

Chemical Engineers - Transactions, v. 77, Part A, 1999.

Hu, H. H., Patankar, N. Non-axisymmetric instability of core-annular flow, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 290, pp. 213-224, 1995.

Huang, A., Christodoulou, C., Joseph, D.D. Friction factor and holdup studies for lubricated pipelining-II, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 20, n.3, pp. 481-491, 1994.

Huang, A., Joseph, D.D. Stability of eccentric core-annular flow, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 228, pp. 233-245, 1995.

Jeffreys, H. On the formation of water waves by wind, *Proceedings Royal Society*, A107, 189-206, 1925.

Joseph, D.D. Instability of the flow of two immiscible liquids with different viscosities in a pipe, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 141, pp. 309-317, 1984.

Joseph, D.D., Renardy, Y., Renardy, M. Instability of the flow of immiscible liquids with different viscosities in a pipe, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 141, pp. 309-317, 1985.

Joseph D.D, Renardy Y.Y., *Fundamentals of Two-Fluid Dynamics, Part II: Lubricated Transport, Drops and Miscible Liquids*, New York: Springer-Verlag, 1993.

Joseph, D.D., Bannwart, A.C., Liu, Y.J. Stability of annular flow and slugging, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 22, pp. 1247-1254, 1996.

Joseph, D.D., Bai, R., Chen, K.P., Renardy, Y.Y. Core-annular flows, *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 29, pp. 65-90, 1997.

Joseph, D.D. Lubricated pipelines, *Powder Technology*, v. 94, pp. 211-215, 1997.

Li, J., Renardy, Y. Direct simulation of unsteady axisymmetric core-annular flow with high

- viscosity ratio, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 391, 123-149, 1999.
- Li, J., Renardy, Y., Numerical study of flows of two immiscible liquids at low Reynolds number, *Society for Industrial and Applied Mathematics Review*, v. 42, n.3, pp. 417-439, 2000.
- Lovick, J., Angeli, P. Two-phase liquid flows at the partially dispersed flow regime, In: 4th International Conference of Multiphase Flow, New Orleans, Louisiana, May 27-June 1, 2001.
- MacLean, D. L. A theoretical Analysis of bicomponent flow and the problem of interface shape, *Trans. Soc. Rheology*, v. 17, n.3, pp. 385-399, 1973.
- Morritis, G. Heavy oil expansions gather momentum worldwide, *Oil & Gas Journal*, Aug. 14, pp. 31-38, 1995.
- Nadler M., Mewes D. Flow induced emulsification in the flow of Two immiscible liquids in a Horizontal pipes, *International Journal of Multiphase Flows*, v. 23, n. 1, pp. 55-68, 1997.
- Ng T.S., Lawrence C.J., Hewitt G.F Interface shapes for two-phase laminar stratified flow in a circular pipe, *International Journal of Multiphase Flows*, v. 27, pp. 1301-1311, 2001.
- Núñez, G.A., Rivas, H.J., Joseph, D.D. Drive to produce heavy crude prompts variety of transportation methods, *Oil and Gas Journal*, Oct. 26, 1998.
- Ooms, G. The hydrodynamic stability of core-annular flow of two ideal liquids, *Applied Science Research*, v. 26, pp. 147-158, 1972.
- Ooms, G., Segal, A., Van der Wees, A.J., Meerhoff, R., Oliemans, R.V.A. A theoretical model for core-annular flow of a very viscous oil core and a water annulus through a horizontal pipe, *International Journal of Multiphase Flows*, v. 10, n.1, pp. 41-60, 1984.
- Oliemans, René Victoire Adolf. *The lubricating-film model for core-annular flow*. Delft:

Technische Hogeschool Delft, Technologic University of Delft, 1986, 146 p. Tese (Doutorado).

Oliemans, R.V.A., Ooms, G., Wu, H.L., Duijvestijn, A. Core annular oil-water flow: the turbulent lubricating film model and measurements in a 5 cm pipe loop, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 13, n.1, pp. 23-31, 1987.

Prada, José Walter Vanegas. *Estudo experimental do escoamento anular óleo-água ("core-flow") na elevação de óleos ultraviscosos*. Campinas: Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 1999, 184 p. Dissertação (Mestrado).

Prada, J.W.V., Bannwart, A.C. Pressure drop in vertical core-annular flow. In: XV Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, Águas de Lindóia, Nov. 22-26, 1999.

Renardy, Y.Y. Snakes and corkscrews in core-annular down-flow of two fluids, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 340, pp. 297-317, 1997.

Renardy, Y.Y Snake and Corkscrew waves in core-annular flow. In: Proceedings of the ASME Fluids Engineering Division, v. 244, 1997.

Russel, T.W.F., Hodgson, G.W., Govier, G.W. Horizontal pipeline flow of mixtures of oil and water, *Can. J. Chem. Engng.*, v. 37, n.1, pp. 9-17 1959.

Russel, T.W.F., Charles, M. E. The effect of the less viscous liquid in the laminar flow of two-immiscible liquids, *Can.J.Chem. Engng.*, v. 37, n1, pp. 18-24, 1959.

Simmons M.J.H., Azzopardi B.J. Drop size distributions in dispersed liquid-liquid pipe flow, *International Journal of Multiphase Flows*, v. 27, pp. 843-859, 2001.

Song, J.H., Ishii, M. On the stability of a one-dimensional two-fluid model, *Nuclear Engineering and Design*, v. 204, pp. 101-115, 2001.

- Sotgia, G., Tartarini, P. Experimental and theoretical investigation on pressure drop reductions in oil water flows. In: 4th International Conference of Multiphase Flow, New Orleans, Louisiana, May 27-June 1, 2001.
- Southern, J.H., Ballman, R.L. Stratified bicomponent flow of polymer melts in a tube, *Appl. Polymer Sci.*, v. 20, pp. 175-189, 1973.
- Taitel, Y.T., Dukler, A.E. A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow, *AIChE Journal*, v. 22, n. 1, pp. 47-55, 1976.
- Taitel, Y., Bornea, D., Dukler, A.E. Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes, *AIChE Journal*, v. 26, n. 3, pp. 345-354, 1980.
- Towson, D.E., Towson, D.E., Associates Inc. Canada's heavy oil industry: a technological revolution, *SPE 37922*, pp. 513-523, 1997.
- Trallero, José Luis. *Oil-water flow patterns in horizontal pipes*. Tulsa: The Graduate School, University of Tulsa, 1995, 176, Tese (Doutorado).
- Valle A., Utvik O.H. Pressure drop, flow pattern and slip for two phase crude oil/water flow: Experiments and model predictions. In: International Symposium on Liquid-Liquid Two Phase Flow and Transport Phenomena, Antalya, Turkey, 1997.
- Vara, Rosa Maribel Obregon. *Hidrodinâmica do Escoamento Bifásico óleo pesado-água em um tubo horizontal*. Campinas: Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 2001, 140 p. Dissertação (Mestrado).
- Visser, R.C. Offshore production of heavy oil, *OTC 5494*, pp. 89-96, 1987.
- Wallis, G.B. *One-dimensional Two-Phase Flow*, EUA, McGraw Hill, 1969, 408 p.

Whitham, G. B., *Linear and nonlinear waves*, EUA, John Wiley & Sons, 1974, 639 p.

Williams, M.C. Migration of two-liquid phases in capillary extrusion: an energy interpretation, *AICHE J.*, v. 21, n. 6, pp. 1204-1207, 1975.

Anexo I

Verificação do Efeito da Paralaxe na Medição das Propriedades da Interface e Fração Volumétrica do Óleo

A técnica fotográfica apresentada neste trabalho para a medição dos parâmetros geométricos da interface, velocidades da onda interfacial, deslizamento entre as fases e fração volumétrica *in situ* do óleo depende de uma correta projeção das imagens através da seção de visualização.

Como descrito no Capítulo 3, a seção de visualização é compreendida de uma caixa de acrílico completamente cheia d'água. Tal sistema foi implantado para planificar a imagem e diminuir a provável distorção gerada pela curvatura do tubo de vidro. Porém, as imagens ainda poderiam sofrer uma ampliação ou diminuição nas suas dimensões. Era necessário verificar e corrigir o efeito da paralaxe, que poderia estar gerando uma propagação de erros experimentais.

Num primeiro momento, realizou-se uma análise do efeito da paralaxe relativo apenas à refração da luz que atravessa a parede de acrílico e o volume de água que preenche o visor, ou seja, até a parede externa do tubo de vidro. Para tanto, foi instalada uma escala apropriada junto à parede externa do visor de acrílico. O diâmetro externo do tubo de vidro, dimensão conhecida *a priori*, foi utilizado como dimensão de referência. Acionou-se o sistema de filmagem e gravação e capturaram-se (HL-IMAGE[®]) e analisaram-se (SACRID[®]) as imagens via software. Verificou-se que, para a precisão desejada neste trabalho, esse efeito da paralaxe era desprezível.

O problema restante era verificar o efeito da paralaxe relativo à refração da luz que

atravessa a parede do tubo de vidro e o anel de água, ou seja, da parede externa do tubo de vidro até a interface óleo-água. Para tanto, construiu-se um calibrador com as mesmas dimensões e materiais para simular o escoamento *core-flow* vertical ascendente visualizado neste trabalho. A fração volumétrica *in situ* do núcleo obtida através do programa implementado no MATHEMATICA® (técnica fotográfica) foi comparada com a fração volumétrica real. A fração volumétrica dita real foi obtida através do calibrador, onde o núcleo de óleo foi substituído por três cilindros metálicos negros de geometria conhecida. Os resultados da comparação estão apresentados na Tabela AI:

Tabela AI - Comparação entre a fração volumétrica real e a obtida pela técnica fotográfica

Diâmetro cilindro [mm]	α_{real}	α fotográfico	Erro [%]
25,5	0,810	0,768	5,19
20,2	0,503	0,487	3,18
16,0	0,317	0,309	2,52

A fração volumétrica real é dada por:

$$\alpha_{real} = \left(\frac{D_{cil}}{D_i} \right)^2, \quad (AI)$$

onde D_{cil} é o diâmetro externo do cilindro de metal e D_i é o diâmetro interno da tubulação de vidro.

Observa-se na Figura AI a comparação entre a fração volumétrica obtida através da técnica fotográfica e a fornecida pela Equação AI.

Como pode ser observado, verificou-se a existência de um erro devido à paralaxe que acabava por subestimar a fração volumétrica fornecida pela técnica fotográfica. Verificou-se que o erro era função do raio da interface óleo-água e foi obtido um fator de correção para ajustar os valores da fração volumétrica de óleo. Também foram corrigidos os raios mínimos, R_o , e

máximos, R_{max} , através de fator de correção apropriado.

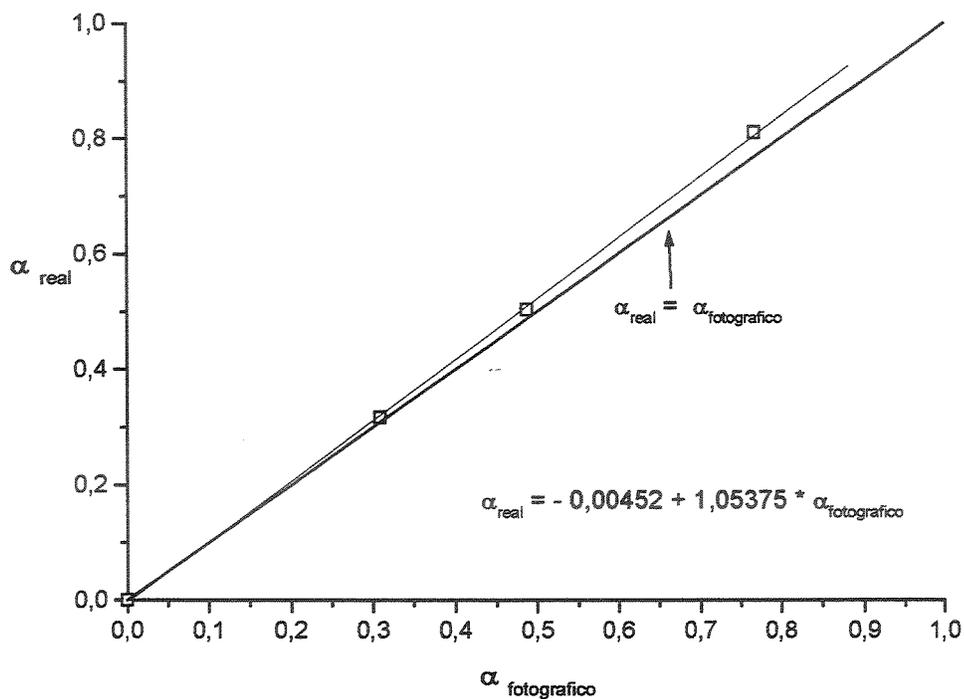


Figura AI – Comparação entre a fração volumétrica fornecida pelo programa (técnica fotográfica) e a fração volumétrica real.

Anexo II

Definição dos Padrões e Cartas de Fluxo para Escoamento Óleo-Água Horizontal

Após a realização de uma análise rigorosa de todas as imagens obtidas, definiram-se os padrões de fluxo óleo-água para escoamento horizontal. Além disso, definiram-se os sub-padrões e padrões mistos e realizaram-se observações a respeito das transições entre os padrões. Posteriormente, geraram-se as cartas de fluxo.

AII.1 Definição dos Padrões de fluxo, Sub-padrões e Padrões mistos

Levando em conta a grande variedade de classificações de padrões de fluxo encontrada na literatura, propõe-se neste trabalho uma classificação simples, baseada numa analogia com os padrões de fluxo gás-líquido. A seguir, são apresentados os padrões puros óleo-água observados no escoamento horizontal (Tabela AII.1):

Tabela AII.1 - Padrões puros do escoamento óleo-água horizontal:

Padrões puros	Denominação
E	Estratificado
B	Bolhas estratificadas
BD	Bolhas dispersas
A	Anular

- **E** – Estratificado. O padrão foi observado para médias e altas vazões de óleo e para baixas, médias e altas vazões de água. A água escoar na parte de baixo do tubo e a fase contínua de óleo escoar na parte superior da tubulação. O escoamento da água se dá a velocidades *in situ* bastante superiores em comparação com o escoamento do óleo. Percebe-se o escoamento do óleo através do deslocamento das ondas interfaciais na parte inferior do tubo, que são perfeitamente visíveis. Não são observadas ondas na parte superior do tubo.
- **B** – Bolhas estratificadas. O escoamento do óleo apresenta-se sob a forma de bolhas ligadas umas às outras, formando o que se poderia chamar de “trem de bolhas”. As bolhas de óleo concentram-se na parte superior do tubo, com a água escoando na parte inferior, e possuem forma esférica, com ligeiro achatamento próximo à parede superior do tubo. As bolhas são observadas para baixas e médias vazões de óleo e baixas, médias e altas vazões de água.
- **BD** – Bolhas dispersas. Bastante semelhante ao padrão BD observado no escoamento vertical ascendente. Porém, pode ocorrer na forma estratificada com uma concentração das pequenas bolhas esféricas na parte superior do tubo. Observa-se este padrão para baixas vazões de óleo e médias e altas vazões de água. Tal padrão poderia ser chamado também de dispersão de óleo em água. O padrão difere da emulsão, pois se notam nitidamente as fases.
- **A** – Anular. O padrão anular caracteriza-se por uma fase escoando no núcleo do tubo (óleo) circundada por uma segunda fase escoando junto à parede do tubo (água). Observam-se ondas interfaciais tanto na parte superior quanto na parte inferior do tubo. Observa-se o padrão para altas vazões de óleo e altas vazões de água. Para escoamento líquido-líquido do tipo óleo pesado-água, onde os fluidos são imiscíveis e a relação de viscosidades é bastante grande, o padrão anular é também chamado de *core-annular flow* ou *core-flow*.

Os padrões bolhas dispersas e anular apresentam os sub-padrões indicados na Tabela AII.2:

Tabela AII.2 - Sub-padrões do escoamento óleo-água horizontal:

Sub-padrão	Denominação
BDE	Bolhas dispersas estratificadas
BDH	Bolhas dispersas homogêneas
AOE	Anular ondulado estratificado
AP	Anular perfeito

- **BDE** – Bolhas dispersas estratificadas. O padrão caracteriza-se por uma dispersão de pequenas bolhas esféricas de óleo em água, onde as bolhas de óleo concentram-se na parte superior do tubo. Tal padrão foi observado para baixas vazões de óleo e médias e altas vazões de água.
- **BDH** – Bolhas dispersas homogêneas. Este padrão foi observado para baixas vazões de óleo e altas vazões de água. É bastante semelhante ao padrão BD observado no escoamento óleo-água vertical ascendente, pois as bolhas tomam de maneira uniforme a seção transversal do escoamento e seguem a tendência do perfil de velocidades esperado para o escoamento monofásico de água em tubulações (maiores velocidades no centro do tubo e menores próximo à parede). O padrão poderia ser chamado de dispersão homogênea de óleo em água. O padrão difere da emulsão, pois notam-se nitidamente as fases.
- **AOE** – Anular ondulado estratificado. O padrão anular caracteriza-se por uma fase escoando no núcleo do tubo circundada por uma segunda fase escoando junto à parede do tubo. O que diferencia o padrão anular estratificado no escoamento horizontal, em comparação com o padrão anular no escoamento vertical ascendente, é a excentricidade do núcleo de óleo, pois devido à diferença de densidades das fases o fluido menos denso, no caso o óleo, tende a deslocar-se para a parte superior do tubo. Além disso, foram observadas ondas interfaciais tanto na parte inferior quanto na parte superior do núcleo de óleo, mas as ondas interfaciais da parte inferior são nitidamente maiores. A espessura do anel de água próximo à parte superior do tubo é menor. Tal padrão foi

observado para altas vazões de óleo e altas vazões de água.

- **AP** – Anular perfeito. O padrão é bastante semelhante ao AP observado no escoamento óleo-água vertical ascendente. O padrão anular perfeito (PCAF) é caracterizado por um núcleo de óleo perfeitamente cilíndrico e por um anel de água bastante fino. Não nota-se excentricidade. Observa-se o padrão para as mais altas vazões de óleo e altas vazões de água.

Observou-se também os seguintes padrões mistos do escoamento anular óleo-água horizontal (Tabela AII.3):

Tabela AII.3 - Padrões mistos do escoamento óleo-água horizontal:

Padrões mistos	Denominação
EBD	Estratificado + Bolhas dispersas
AOEBD	Anular ondulado estratificado + Bolhas dispersas
BBD	Bolhas estratificadas + Bolhas dispersas
APBD	Anular perfeito + Bolhas dispersas

Assim como no padrão óleo-água vertical ascendente, para o escoamento horizontal os padrões mistos correspondem ao padrão original, definido pelas primeiras letras da nomenclatura utilizada neste trabalho, onde se verificou a existência de bolhas dispersas (BD) no anel de água. Observaram-se os padrões mistos para altas vazões de óleo e médias e altas vazões de água.

AII.2 Cartas de Fluxo para Escoamento Óleo-água Horizontal

Todos os padrões puros de escoamento óleo-água horizontal estão indicados na carta de fluxo que pode ser observada na Figura AII.1, onde foram utilizadas as velocidades superficiais do óleo e da água. Aqui, novamente a semelhança com o escoamento gás-líquido é observada (Taitel & Dukler, 1976).

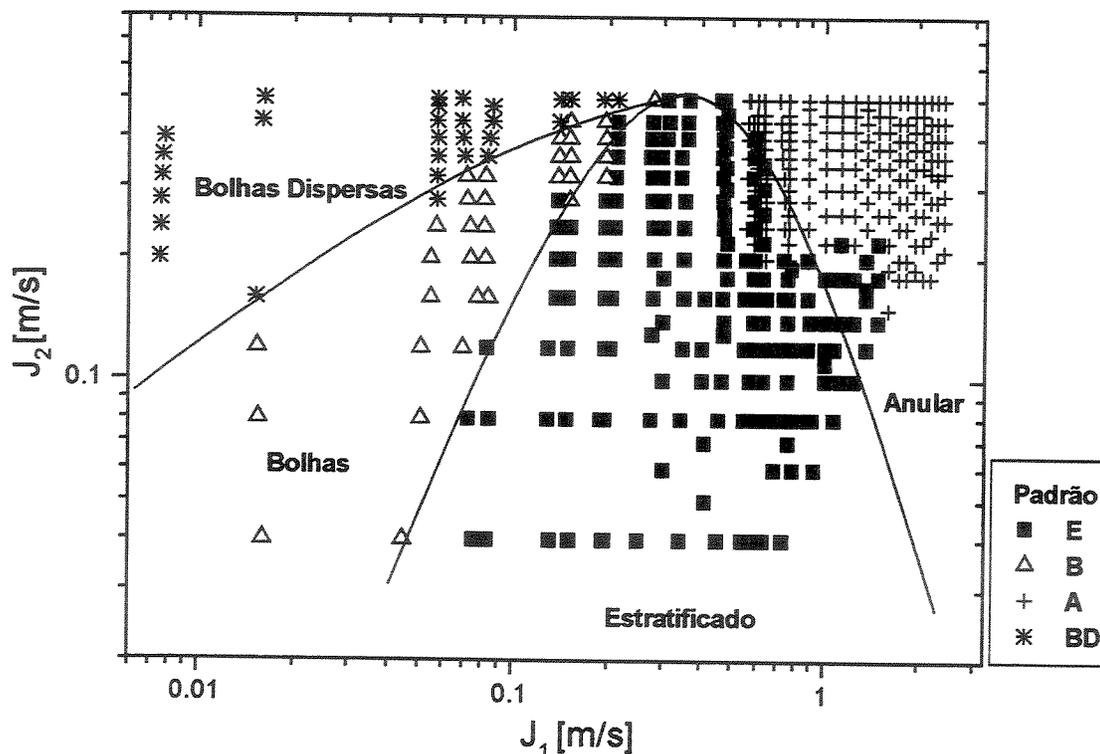


Figura AII.1 - Carta de fluxo simplificada para escoamento óleo-água horizontal.

Na Figura AII.1 apenas os padrões puros foram apresentados, a fim de alcançar a representação mais simples e clara possível. Na Figura AII.2 podem ser vistos todos os padrões do escoamento óleo-água horizontal observados, o que inclui, além dos padrões puros, os sub-padrões e padrões mistos.

Na carta de fluxo apresentada na Figura AII.2 podem ser analisadas com maior clareza as transições entre os diversos padrões. Percebe-se que novamente as transições não ocorrem subitamente, mas através da formação de sub-padrões e padrões mistos.

A carta de fluxo para escoamento óleo-água horizontal (Figura AII.1), apesar de semelhante, apresenta resultados diferentes em comparação com as cartas disponíveis na literatura (Brauner e Moron, 1999, Mandhane, 1974 e Taitel e Dukler, 1976). Não foi observado o padrão intermitente e foram observadas bolhas dispersas na região de alta vazão de água e baixa vazão de óleo. Porém, como já citado, a definição dos padrões depende de uma avaliação

muitas vezes subjetiva. Dependendo da interpretação, poderia ter sido considerado neste trabalho que a transição entre os padrões B e E corresponderia ao padrão intermitente.

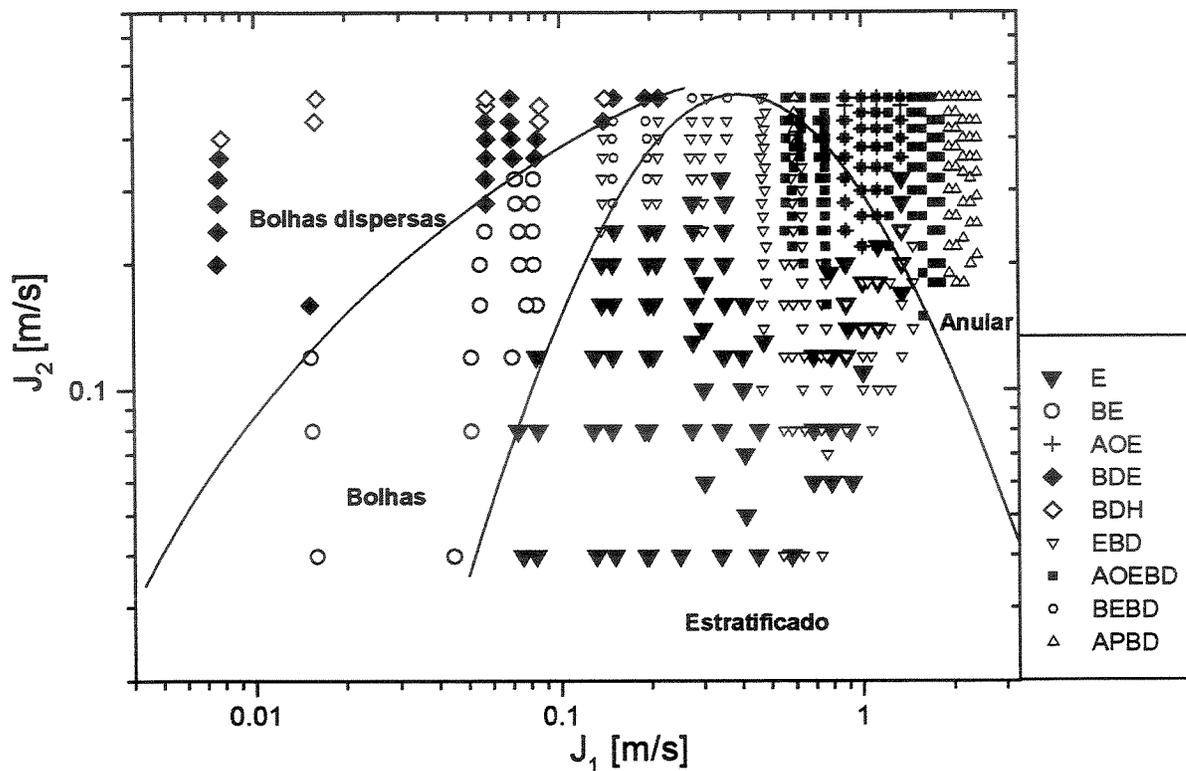


Figura AII.2 - Carta de fluxo completa para escoamento óleo-água horizontal.

Anexo III

Geração das Fronteiras entre o Padrão Anular e o Padrão Intermitente

AIII.1 Critério de Kelvin-Helmholtz

Será apresentada uma metodologia, baseada no critério de Kelvin-Helmholtz, para a geração de fronteira entre o padrão anular e o padrão intermitente. O objetivo desta análise é gerar uma fronteira para o caso estudado e assim, através da carta de fluxo obtida, validar o critério de estabilidade desenvolvido.

Substituindo os parâmetros conhecidos é possível reduzir o critério de transição (Equação 5.67, Capítulo 5) a uma equação do tipo $f = f(\varepsilon_1^o, \lambda)$.

Para o caso estudado, tem-se que:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma = 0,029 \text{ N/m}; \\ D = 0,0284 \text{ m}; \\ \mathbf{k} = \text{número de onda} = 2\pi/\lambda \\ \rho_1 = 935,5 \text{ kg/m}^3 \\ \rho_2 = 1000 \text{ kg/m}^3 \end{array} \right. \quad (\text{AIII.1})$$

Substituindo AIII.1 na Equação 5.67 e operando, obtém-se a seguinte expressão:

$$V_1^o - V_2^o \leq \sqrt{\frac{(0,001 + 8,051 \cdot 10^{-5} \varepsilon_1^o)(0,008 \varepsilon_1^o - 1,021 \lambda^2)}{\varepsilon_1^{o/2} \lambda^2}} \quad (\text{AIII.2})$$

Para a geração de uma fronteira que represente a transição do padrão anular para o padrão intermitente considera-se apenas a igualdade na Equação AIII.2, buscando a situação limite. Vale lembrar que uma fronteira representa meramente uma localização média para a transição, pois esta se dá numa faixa relativamente larga.

O próximo passo é escolher funções médias para a fração volumétrica, ε_1^o , e para o comprimento de onda, λ , com o intuito de reduzir a Equação AIII.2 a uma expressão do tipo $g=g(J_1, J_2)$. Através dos dados experimentais é possível gerar uma função média do tipo:

$$\lambda = \lambda(J_1, J_2) \quad (\text{AIII.3})$$

Através da correlação desenvolvida neste trabalho para a fração volumétrica (Equação 6.91, Capítulo 6), obtém-se uma função do tipo:

$$\varepsilon_1^o = \varepsilon_1^o(J_1, J_2) \quad (\text{AIII.4})$$

Substituindo as Equações AIII.3 e AIII.4 na Equação AIII.2 e considerando apenas a igualdade, obtém-se uma expressão do tipo:

$$V_1^o - V_2^o = f(J_1, J_2) \quad (\text{AIII.5})$$

Para a visualização da fronteira gerada pelo critério de Kelvin-Helmholtz na carta de fluxo, ainda se faz necessária mais uma equação. Utiliza-se o conceito de deslizamento das fases, onde:

$$\frac{V_1^o}{V_2^o} = s \quad (\text{AIII.6})$$

É utilizada a Equação 6.93, deduzida no Capítulo 6, para o deslizamento entre as fases.

Substituindo os parâmetros ajustados (Equação 6.94), tem-se:

$$s = 1,17 + \frac{0,025}{J_2} \varepsilon^{0,8}, \quad (\text{AIII.7})$$

Substituindo a Equação AIII.4 na Equação AIII.7, obteve-se uma equação do tipo:

$$s = s(J_1, J_2) \quad (\text{AIII.8})$$

Substituindo a Equação AIII.8 na Equação AIII.6, tem-se o sistema linear compreendido pelas Equações AIII.5 e AIII.6. Resolvendo o sistema e lembrando que $V_1^o = J_1/\varepsilon_1^o$, obteve-se finalmente à seguinte equação para a velocidade superficial do óleo:

$$J_1 = \frac{s(J_1, J_2)\varepsilon_1^o(J_1, J_2)}{s(J_1, J_2)-1} [V_1^o - V_2^o = f(J_1, J_2)], \quad (\text{AIII.9})$$

Através da Equação AIII.9, gerou-se uma fronteira que foi comparada com a carta de fluxo apresentada neste trabalho (Figura 4.3, Capítulo 4). Foi implementado um programa no MATHEMATICA[®] para a resolução dos cálculos.

AIII.2 Critério geral para densidades iguais

Apresenta-se a metodologia desenvolvida, baseada no critério geral para densidades iguais, para a geração de uma fronteira entre o padrão anular e o padrão intermitente. Substituindo os parâmetros conhecidos (Equação AIII.1), foi possível reduzir o critério de transição geral (Equação 5.62, Capítulo 5) a uma equação do tipo,

$$f = f(\varepsilon_1^o, \lambda, J_1, J_2). \quad \text{AIII.10}$$

Substituindo as Equações AIII.3 e AIII.4 na Equação AIII.10, obtém-se uma equação para o critério de transição que é função apenas da razão de injeção óleo e água. Foi desenvolvido um

programa no MATHEMATICA[®] para a resolução dos cálculos e geração da fronteira.

Anexo IV

Tabelas com os Dados Experimentais

Apresenta-se neste anexo os dados experimentais coletados. Os dados foram organizados inicialmente na forma de tabelas, para posterior tratamento. As informações adquiridas referentes aos padrões de fluxo e perda de pressão foram reunidas numa mesma tabela. As informações referentes à geometria da interface, velocidade das ondas e fração volumétrica foram tratadas via software e posteriormente organizadas em tabela.

IV.1 Padrões de fluxo Perda de Pressão

São apresentados os dados experimentais coletados referentes aos padrões de fluxo e perda de pressão (Tabela AIV.1).

Na tabela de coleta de dados foram reunidas as seguintes informações: data do teste, perda de pressão na tubulação de óleo, vazão de água, temperatura do óleo, número de referência da imagem filmada (E.Number), rotação da bomba com by-pass fechado, voltagem fornecida pelo transdutor de pressão diferencial e padrões de fluxo observados na tubulação vertical e horizontal.

Tabela AIV.1 - dados experimentais coletados: padrões de fluxo e perda de pressão

DADOS EXPERIMENTAIS								
Data	ΔP [mmHg]	Q_2 [gal/min]	T [°C]	E.Number	RPM	Volts	Padrão-V	Padrão-H
1800	4	0.4	33.9	496-7			B	BE
1800	4	0.8	36	498-9			B	BE
1800	4	1.2	36	500-1			B*	BE
1800	4	1.6	37.2	502-3			BD*	BE
1800	4	2	37.2	504			BD	BE
1800	4	2.4	37.9	505-6			BD	BDE
1800	4	2.8	38	509-10			BD	BDE
1800	4	3.2	38	511-12			BD	BDE
1800	4	3.6	38.1	513-14			BD	BDE
1800	4	4	38.1	515-16			BD	BDE
1800	4	4.4	38	517-18			BD	BDE
1800	4	4.8	38.1	519-20			BD	BDH
1800	4	5	38.1	521-22			BD	BDH
2800	10	0.4	29.5	524-27-28			I	E
2800	10	0.8	29.7	529-30			I	E
2800	10	1.2	29.5	531-32			I	E
2800	10	1.6	29.6	533-34			I*	E
2800	10	2	29.3	535-36			B*	BE
2800	10	2.4	29.2	537-38			B*	BE
2800	10	2.8	29.2	539-40			B	BE
2800	10	3.2	29.3	541-42			BD*	BE
2800	10	3.6	29.5	543-44			BD*	BDE
2800	10	4	29.7	545-46			BD	BDE
2800	10	4.4	30	547-48			BD	BDH
2800	10	4.8	30	549			BD	BDH
2800	17	0.4	28.4	552-3			AO	E
2800	17	0.8	28.1	554-5			AO	E
2800	17	1.2	28.2	556-7			AO	E
2800	18	1.6	28.2	558-9			AO	E
2800	18	2	28.2	560-61			AO	E
2800	18	2.4	28.2	562-63			AOD	EBD
2800	18	2.8	28.3	564-65			AOD	EBD
2800	18	3.2	28.3	566-7			IBD	EBD
2800	18	3.6	28.4	568-9			IBD	EBD
2800	18	4	28.5	570-1			BBD	EBD
2800	18	4.4	28.5	572-3			BD	BDE
2800	18	5	28.6	574-5			BD	BDH
4800	32	0.4	25	580-1			AO	E
4800	32	0.8	24.8	582-3			AO	E
4800	34	1.2	24.9	584-5			AO	E
4800	34	1.6	25	586-7			AOD	E
4800	34	2	25.3	588-9			AOD	E
4800	34	2.4	25.3	590-1			AOD**	E
4800	34	2.8	25.4	592-3			AODBD**	EBD
4800	34	3.2	25.4	594-5			AODBD	EBD
4800	34	3.6	25.5	596-7			AODBD	EBD
4800	34	4	25.6	598-9			IBD*	EBD
4800	34	4.4	25.6	600-1			IBD	EBD
4800	34	5	25.6	602-3			BBD	BDE
10800	46	0.6	26.2	620-1			AO	E
10800	45	1	26.4	622-3			AO	E
10800	45	1.4	26.4	624-5			AOBD**	E
10800	45	1.8	26.5	626-7			AOBD**	E
10800	45	2.4	26.4	628-9			AOBD**	EBD
10800	45	2.8	26.4	630-1			AOBD**	EBD
10800	45	3.2	26.3	632-3			AOBD	EBD
10800	45	3.6	26.2	634-5			AODBD***	EBD
10800	47	4	26.2	636-7			AODBD	EBD
10800	48	4.4	26.1	638-9			AODBD	EBD
10800	48	5	26	640-1			AODBD	EBD
10800	71	1	26.2	642-3			AOBD	EBD

10800	70	1.4	26.6	645-6			AOBD	EBD
10800	71	1.8	26.7	647-8			AOBD	EBD
10800	71	2.2	26.7	649-5			AOBD	EBD
10800	70	2.6	26.6	651-2			AOBD	EBD
10800	71	3	26.6	653-4			AOBD	EBD
10800	71	3.4	26.6	655-6			AOBD***	EBD
10800	71	3.8	26.5	657-8			AOBD***	EBD
10800	71	4.2	26.5	659-6			AODBD	EBD
10800	72	4.6	26.5	661-2			AODBD	EBD
10800	71	5	26.4	663			AODBD	EBD
10800	84	1	26.7	671-2-3			AOBD	AOE
10800	86	1.4	26.8	674-5			AOBD	AOE
10800	86	1.8	26.8	676-7			AOBD	AOE
10800	86	2.2	26.8	678-9			AOBD	AOEBD
10800	86	2.6	26.8	680-1			AOBD	AOEBD
10800	86	3	26.8	682-3			AOBD	AOEBD
10800	88	3.4	26.7	687-8			AOBD	AOEBD
10800	88	3.8	26.7	689-0			AOBD	AOEBD
10800	88	4.2	26.7	691-2			AOBD	APBD
10800	88	4.6	26.7	693-6-7			AOBD***	APBD
10800	88	5	26.8	698-9			AOBD***	APBD
11800	110	1	24.1	703-4	163		AOBD	EBD
11800	110	1.4	24.1	705-6	163		AOBD	EBD
11800	112	1.8	24.1	707-8	163		AOBD	EBD
11800	112	2.2	24.1	709-0	163		AOBD	EBD
11800	112	2.6	24.1	711-2	163		AOBD	EBD
11800	112	3	24.1	713-4	163		AOBD	EBD
11800	112	3.4	24	715-6	163		AOBD	EBD
11800	112	3.8	24	717-8	163		AOBD***	AOEBD
11800	112	4.2	24	719-0	163		AOBD***	AOEBD
11800	112	4.6	24	721-2	163		AODBD	AOEBD
11800	112	5	23.9	723-4	163		AODBD	AOEBD
11800	132	1	23.9	727-8	195		AOBD	EBD
11800	134	1.4	23.8	729-0	195		AOBD	EBD
11800	134	1.8	23.7	731-2	195		AOBD	EBD
11800	134	2.2	23.7	733-4	195		AOBD	AOEBD
11800	134	2.6	23.7	735-6	195		AOBD	AOEBD
11800	134	3	23.6	737-8	195		AOBD	AOEBD
11800	134	3.4	23.6	739-0	195		AOBD	AOEBD
11800	134	3.8	23.6	741-2	195		AOBD	AOEBD
11800	134	4.2	23.6	744-5	195		AOBD	AOEBD
11800	134	4.6	23.6	746-7	195		AOBD	AOEBD
11800	134	5	23.6	748-9	195		AOBD***	AOEBD
16800	167	1.2	23.3	767	227		AOBD	E
16800	166	1.6	23.4	768	227		AOBD	E
16800	166	2	23.4	769	227		AOBD	E
16800	167	2.4	23.3	770	227		AOBD	AOE
16800	166	2.8	23.4	771	227		AOBD	AOE
16800	167	3.2	23.4	772	227		AOBD	AOE
16800	167	3.6	23.5	773	227		AOBD	AOE
16800	167	4	23.5	774	227		AOBD	AOE
16800	167	4.4	23.5	775	227		AOBD	AOE
16800	167	4.8	23.5	776	227		AOBD	AOE
16800	167	5	23.4	777	227		AOBD***	AOE
16800	192	1.1	23.5	779	258		AOPBD	E
16800	192	1.4	23.5	780	258		AOBD	E
16800	191	1.8	23.5	781	258		AOBD	E
16800	191	2.2	23.5	782	258		AOBD	AOE
16800	191	2.6	23.5	783	258		AOBD	AOE
16800	191	3	23.4	784	258		AOBD	AOE
16800	191	3.4	23.5	785	258		AOBD	AOE
16800	191	3.8	23.4	786	258		AOBD	AOE
16800	191	4.2	23.5	787	258		AOBD	AOE
16800	191	4.6	23.4	788	258		AOBD	AOE
16800	191	5	23.3	789	258		AOBD	AOE
16800	211	1.4	23.4	794	290		AOPBD	E
16800	211	1.8	23.4	795	290		AOBD	E
16800	211	2.2	23.5	796	290		AOBD	E
16800	211	2.6	23.5	797	290		AOBD	AOE
16800	211	3	23.5	798	290		AOBD	AOE
16800	211	3.4	23.5	799	290		AOBD	AOE
16800	212	3.8	23.5	800	290		AOBD	AOE
16800	212	4.2	23.5	801	290		AOBD	AOE
16800	212	4.6	23.4	802	290		AOBD	AOE
16800	212	5	23.5	803	290		AOBD	AOE

17800	270	1.7	22.9	808	348		AOPBD	E
17800	270	2	22.9	809	348		AOPBD	E
17800	270	2.4	22.8	810	348		AOBD	E
17800	271	2.8	22.8	811	348		AOBD	E
17800	271	3.2	22.8	812	348		AOBD	E
17800	271	3.6	22.6	813	348		AOBD	AOE
17800	271	4	22.6	814	348		AOBD	AOE
17800	271	4.4	22.6	815	348		AOBD	AOE
17800	272	4.8	22.6	816	348		AOBD	AOE
17800	272	5	22.6	817	348		AOBD	AOE
24800	2	0.4	28.9	829		-0.034	B	BE
24800	2	0.8	28.4	830		0.012	B	BE
24800	2	1.2	28.3	831		0.031	B	BE
24800	2	1.6	28.2	832		0.15	B*	BDE
24800	1	2	28.1	833		0.3	BD*	BDE
24800	1	2.4	28.2	834		0.37	BD*	BDE
24800	1	2.8	28.2	835		0.48	BD*	BDE
24800	1	3.2	28.3	836		0.62	BD	BDE
24800	1	3.6	28.4	837		0.69	BD	BDE
24800	1	4	28.6	838		0.77	BD	BDH
24800	2	4.4	28.8	839		0.95	BD	BDH
24800	2	5	29	840		1.33	BD	BDH
24800	6	0.4	35.8	841		-0.337		E
24800	6	0.8	35.2	842		-0.22		E
24800	6	1.2	34.5	843		-0.21		E
24800	7	1.6	33.8	844		-0.16		BE
24800	7	2	33	845		-0.071	*	BE
24800	7	2.4	32.9	846		0.04	B*	BE
24800	7	2.8	32.6	847		0.15	B*	BE
24800	7	3.2	32.5	848		0.23	B*	BE
24800	7	3.6	32.3	849		0.45	BD*	BDE
24800	7	4	32.1	850		0.67	BD	BDE
24800	7	4.4	32	851		0.92	BD	BDE
24800	7	5	32	852		1.12	BD	BDE
24800	18	0.4	29.6	854		-1.28	AO***	E
24800	18	0.8	29.3	855		-0.8	AOD	E
24800	18	1.2	29.4	856		-0.65	AOD	E
24800	18	1.6	29.4	857		-0.2	AOD	E
24800	18	2	29.4	858		-0.07	AOD	E
24800	18	2.4	29.6	859		-0.06	AOD*	E
24800	18	2.8	29.5	860		0.03	IBD	BEBD
24800	18	3.2	29.5	861		0.075	IBD	BEBD
24800	18	3.6	29.6	862		0.28	IBD*	BEBD
24800	18	4	29.5	863		0.58	BBD	BEBD
24800	18	4.4	29.6	864		0.89	BBD*	BEBD
24800	18	5	29.6	865		1.1	BD	BDE
24800	24	0.4	29.2	866		-1.1	AO	E
24800	24	0.8	29.2	867		-0.9	AO***	E
24800	24	1.2	29.2	868		-0.7	AO***	E
24800	24	1.6	29.2	869		-0.45	AOD	E
24800	24	2	29.2	870		-0.02	AOD	E
24800	24	2.4	29.2	871		0.02	AOD	E
24800	24	2.8	29.2	872		0.07	AODBD**	EBD
24800	24	3.2	29.2	873		0.18	AODBD	BEBD
24800	24	3.6	29.2	875		0.2	IBD*	BEBD
24800	24	4	29.2	876		0.7	IBD	BEBD
24800	24	4.4	29.1	877		0.88	IBD*	BEBD
24800	24	5	29	878		1.06	BBD	BDE
24800	32	0.4	28.6	879		-1.4	AO	E
24800	34	0.8	29.1	880		-1.15	AO	E
24800	34	1.3	29.2	881		-1.25	AO***	E
24800	34	1.6	29.3	882		-0.875	AOD	E
24800	34	2	29.4	883		-0.671	AOD	E
24800	34	2.4	29.3	884		-0.421	AOD	E
24800	34	2.8	29.2	885		-0.343	AOD**	E
24800	34	3.2	29.2	886		-0.018	AODBD	EBD
24800	34	3.6	29	887		0.609	AODBD	EBD
24800	34	4	29.1	888		0.828	AODBD	EBD
24800	34	4.4	29.2	889		1.046	AODBD	EBD
24800	34	5	29.3	890		1.375	IBD	DEBD
24800	42	0.4	29.2	892		-1.968	AO	E
24800	42	0.8	29.3	893		-1.562	AO	E
24800	42	1.2	29.5	894		-1.015	AO/(**)(**)	E
24800	42	1.6	29.6	895		-0.796	AOBD***	E
24800	42	2	29.6	896		-0.609	AODBD	E

24800	42	2.4	29.6	897		-0.328	AOD	E
24800	42	2.8	29.7	898		-0.062	AOD	E
24800	42	3.2	29.3	899		0.093	AOD**	E
24800	42	3.6	29.3	900		0.281	AODBD	EBD
24800	44	4	29.3	901		0.515	AODBD	EBD
24800	44	4.4	29.3	902		0.718	AODBD	EBD
24800	44	5	29.4	903		1	IBD*	BEBD
24800	54	0.4	29.6	905		-1.843	AOBD	E
24800	54	0.8	29.7	906		-1.187	AOBD	E
24800	56	1.3	29.7	907		-0.953	AOBD	E
24800	56	1.6	29.6	908		-0.75	AOBD	EBD
24800	56	2	29.7	909		-0.515	AOBD	EBD
24800	56	2.4	29.7	910		-0.137	AOBD***	EBD
24800	56	2.8	29.6	911		-0.012	AOBD***	EBD
24800	56	3.2	29.6	912		0.265	AODBD	EBD
24800	56	3.6	29.5	913		0.437	AODBD	EBD
24800	56	4	29.6	914		0.609	AODBD	EBD
24800	56	4.4	29.5	915		0.875	AODBD	EBD
24800	56	5	29.4	916		1.125	AODBD	EBD
24800	71	0.4	29.3	917		-1.25	AOPBD	E
24800	71	0.8	29.4	918		-0.921	AOBD	EBD
24800	71	1.2	29.4	919		-0.781	AOBD	EBD
24800	71	1.6	29.5	920		-0.546	AOBD	EBD
24800	71	2	29.6	921		-0.406	AOBD	EBD
24800	71	2.4	29.6	922		-0.075	AOBD	EBD
24800	71	2.8	29.5	923		0.14	AOBD***	EBD
24800	71	3.2	29.4	924		0.39	AOBD***	EBD
24800	71	3.6	29.5	925		0.64	AODBD	EBD
24800	71	4	29.4	926		0.781	AODBD	EBD
24800	71	4.4	29.3	927		0.937	AODBD	AOEBD
24800	71	5	29	928		1.4	AODBD	AOEBD
25800	88	0.4	27.5	929		-1.437	AOPBD	EBD
25800	88	0.8	27.6	930		-1.187	AOBD	EBD
25800	88	1.2	27.7	931		-0.906	AOBD	EBD
25800	88	1.6	27.7	932		-0.609	AOBD	EBD
25800	88	2	27.8	933		-0.359	AOBD	EBD
25800	88	2.4	27.8	934		-0.078	AOBD	AOEBD
25800	88	2.8	27.9	935		0.05	AOBD***	AOEBD
25800	88	3.2	27.9	936		0.312	AOBD***	AOEBD
25800	88	3.6	28	937		0.5	AODBD	AOEBD
25800	88	4	28	938		0.75	AODBD	AOEBD
25800	88	4.4	27.9	939		0.937	AODBD	AOEBD
25800	88	5	28	940		1.312	AODBD	AOEBD
25800	98	0.4	28.1	941		-1.093	AOPBD	EBD
25800	98	0.8	28.3	942		-0.937	AOPBD	EBD
25800	98	1.2	28.3	943		-0.734	AOBD	EBD
25800	98	1.6	28.4	944		-0.5	AOBD	EBD
25800	98	2	28.3	945		-0.131	AOBD	AOEBD
25800	98	2.4	28.3	946		0.171	AOBD	AOEBD
25800	98	2.8	28.3	947		0.39	AOBD	AOEBD
25800	98	3.2	28.3	948		0.64	AOBD	AOEBD
25800	96	3.6	28.3	949		0.75	AOBD***	AOEBD
25800	96	4	28.2	950		0.937	AOBD***	AOEBD
25800	96	4.4	28.3	951		1.125	AODBD	AOEBD
25800	96	5	28.3	952		1.531	AODBD	AOEBD
25800	109	0.4	28.6	953		-0.656	AOPBD	EBD
25800	109	0.8	28.6	954		-0.484	AOPBD	EBD
25800	109	1.2	28.6	955		-0.39	AOBD	EBD
25800	109	1.6	28.7	956		-0.156	AOBD	EBD
25800	109	2	28.7	957		0.218	AOBD	EBD
25800	109	2.4	28.7	958		0.406	AOBD	AOEBD
25800	109	2.8	28.7	959		0.656	AOBD	AOEBD
25800	109	3.2	28.6	960		0.781	AOBD	AOEBD
25800	107	3.6	28.7	961		1	AOBD***	AOEBD
25800	107	4	28.6	962		1.218	AOBD***	AOEBD
25800	107	4.4	28.6	963		1.437	AODBD	AOEBD
25800	105	5	28.7	964		1.75	AODBD	AOEBD
28800	148	0.7	24.8	969	196	-0.296	AOPBD	EBD
28800	155	1.2	24.7	970	196	-0.125	AOBD	EBD
28800	155	1.6	24.8	971	196	0.181	AOBD	AOEBD
28800	155	2	24.7	972	196	0.531	AOBD	AOEBD
28800	155	2.4	24.6	973	196	0.859	AOBD	AOEBD
28800	155	2.8	24.6	974	196	1.281	AOBD	AOEBD
28800	155	3.2	24.6	975	196	1.562	AOBD	AOEBD
28800	157	3.6	24.5	976	196	1.875	AOBD	AOEBD

28800	157	4	24.5	977	196	2.062	AOBD***	AOEBD
28800	157	4.4	24.5	978	196	2.375	AOBD***	AOEBD
28800	157	5	24.5	979	196	2.687	AOPBD	AOEBD
28800	184	0.8	24.3	981	227	0.718	AOPBD	EBD
28800	184	1.2	24.3	982	227	0.421	AOBD	EBD
28800	184	1.6	24.3	983	227	0.578	AOBD	EBD
28800	184	2	24.3	984	227	1	AOBD	AOEBD
28800	184	2.4	24.3	985	227	1.312	AOBD	AOEBD
28800	184	2.8	24.3	986	227	1.75	AOBD	AOEBD
28800	184	3.2	24.2	987	227	2	AOBD	AOEBD
28800	184	3.6	24.2	988	227	2.312	AOBD	AOEBD
28800	184	4	24.3	989	227	2.5	AOBD	AOEBD
28800	184	4.4	24.3	990	227	2.75	AOBD	AOEBD
28800	184	5	24.2	991	227	3	AOBD***	AOEBD
28800	200	1	24.1	993	258	1.468	AOPBD	EBD
28800	200	1.2	24.2	994	258	1.25	AOPBD	EBD
28800	210	1.4	24.2	995	258	1.21	AOBD	EBD
28800	210	1.8	24.1	996	258	1.312	AOBD	EBD
28800	210	2.2	24.1	997	258	1.562	AOBD	AOEBD
28800	210	2.6	24.1	998	258	1.812	AOBD	AOEBD
28800	210	3	24.1	1000	258	2.125	AOBD	AOEBD
28800	212	3.4	24	1001	258	2.437	AOBD	AOEBD
28800	212	3.8	24	1002	258	2.687	AOBD	AOEBD
28800	212	4.2	23.9	1003	258	3	AOBD	AOEBD
28800	212	4.6	23.9	1004	258	3.375	AOBD	AOEBD
28800	212	5	24	1005	258	3.687	AOBD***	AOEBD
29800	281	1	22.5	1007	289	2.37	AOPBD	EBD
29800	283	1.4	22.3	1008	289	1.94	AOPBD	EBD
29800	285	1.8	22.2	1009	289	1.9	AOBD	EBD
29800	287	2.2	22.2	1010	289	2.13	AOBD	AOEBD
29800	287	2.6	22.3	1011	289	2.47	AOBD	AOEBD
29800	288	3	22.2	1012	289	2.87	AOBD	AOEBD
29800	289	3.4	22.2	1013	289	3.12	AOBD	AOEBD
29800	289	3.8	22.2	1014	289	3.4	AOBD	AOEBD
29800	289	4.2	22.2	1015	289	3.63	AOBD	AOEBD
29800	291	4.6	22.1	1016	289	3.94	AOBD	AOEBD
29800	291	5	22.2	1017	289	4.25	AOBD	AOEBD
29800	320	1	22.1	1018	318	3.3	AOPBD	EBD
29800	320	1.4	22.1	1019	318	2.875	AOPBD	EBD
29800	321	1.8	22.1	1020	318	2.7	AOPBD	EBD
29800	322	2.2	22.1	1021	318	2.75	AOBD	AOEBD
29800	322	2.6	22.1	1022	318	3	AOBD	AOEBD
29800	322	3	22.1	1023	318	3.37	AOBD	AOEBD
29800	323	3.4	22.1	1024	318	3.63	AOBD	AOEBD
29800	323	3.8	22.1	1025	318	4	AOBD	AOEBD
29800	323	4.2	22	1026	318	4.3	AOBD	AOEBD
29800	324	4.6	22	1027	318	4.63	AOBD	AOEBD
29800	324	5	21.9	1028	318	4.9	AOBD	AOEBD
29800	357	1.2	22.3	1031	348	4.13	AOPBD	EBD
29800	358	1.6	22.3	1032	348	3.63	AOPBD	EBD
29800	361	2	22.3	1033	348	3.44	AOPBD	EBD
29800	362	2.4	22.3	1034	348	3.5	AOBD	EBD
29800	363	2.8	22.2	1035	348	3.69	AOBD	AOEBD
29800	363	3.2	22.2	1036	348	4.13	AOBD	AOEBD
29800	365	3.6	22.1	1037	348	4.44	AOBD	AOEBD
29800	365	4	22.1	1038	348	4.75	AOBD	AOEBD
29800	365	4.4	22.1	1039	348	5.13	AOBD	AOEBD
29800	366	5	22	1040	348	5.63	AOBD	AOEBD
30800		1.4		1043	379	5.19	AOPBD	EBD
30800		1.8		1044	379	4.25	AOPBD	EBD
30800		2.2		1045	379	4	AOPBD	EBD
30800		2.6		1046	379	4.25	AOBD	AOEBD
30800		3		1047	379	4.75	AOBD	AOEBD
30800		3.4		1048	379	5.16	AOBD	AOEBD
30800		3.8		1049	379	5.63	AOBD	AOEBD
30800		4.2		1050	379	5.78	AOBD	AOEBD
30800		4.6		1051	379	5.94	AOBD	AOEBD
30800		5		1052	379	6.4	AOBD	AOEBD
30800		1.5		1054	410	6.4	APBD	AOEBD
30800		1.9		1055	410	5.78	AOPBD	AOEBD
30800		2.2		1056	410	5.625	AOPBD	AOEBD
30800		2.6		1057	410	5.25	AOPBD	AOEBD
30800		3		1058	410	5.78	AOBD	AOEBD
30800		3.4		1059	410	6.09	AOBD	AOEBD
30800		3.8		1060	410	6.41	AOBD	AOEBD

30800		4.2		1061	410	6.72	AOBD	AOEBD
30800		4.6		1062	410	7.03	AOBD	AOEBD
30800		5		1063	410	7.34	AOBD	AOEBD
30800		1.8		1065	441	7.34	APBD	AOEBD
30800		2		1066	441	6.88	AOPBD	AOEBD
30800		2.4		1067	441	6.72	AOPBD	AOEBD
30800		2.8		1068	441	6.56	AOPBD	AOEBD
30800		3.2		1069	441	5.88	AOPBD	AOEBD
30800		3.6		1070	441	7.19	AOBD	AOEBD
30800		4		1071	441	7.5	AOBD	AOEBD
30800		4.4		1072	441	7.81	AOBD	AOEBD
30800		5		1073	441	8.28	AOBD	AOEBD
30800		1.8		1074	469	8.59	APBD	AOEBD
30800		2		1075	469	8.13	APBD	AOEBD
30800		2.4		1076	469	7.66	AOPBD	AOEBD
30800		2.8		1077	469	7.5	AOPBD	AOEBD
30800		3.2		1078	469	7.66	AOPBD	AOEBD
30800		3.6		1079	469	7.81	AOPBD	AOEBD
30800		4		1080	469	8.13	AOBD	AOEBD
30800		4.4		1081	469	8.44	AOBD	AOEBD
30800		5		1082	469	8.91	AOBD	APBD
30800		1.9		1083	500	8.75	APBD	APBD
30800		2.2		1084	500	8.75	APBD	APBD
30800		2.6		1085	500	8.593	AOPBD	APBD
30800		3		1086	500	8.593	AOPBD	APBD
30800		3.4		1087	500	8.593	AOPBD	APBD
30800		3.8		1088	500	8.75	AOPBD	APBD
30800		4.2		1089	500	8.906	AOBD	APBD
30800		4.6		1090	500	9.062	AOBD	APBD
30800		5		1091	500	9.375	AOBD	APBD
30800		1.8		1092	528	11.09	APBD	APBD
30800		2.2		1093	528	10.468	APBD	APBD
30800		2.6		1094	528	9.687	AOPBD	APBD
30800		3		1095	528	9.531	AOPBD	APBD
30800		3.4		1096	528	9.375	AOPBD	APBD
30800		3.8		1097	528	9.375	AOPBD	APBD
30800		4.2		1098	528	9.531	AOPBD	APBD
30800		4.6		1099	528	9.687	AOPBD	APBD
30800		5		1100	528	10	AOPBD	APBD
30800		1.8		1101	559	11.875	APBD	APBD
30800		2.3		1102	559	11.25	APBD	APBD
30800		2.8		1103	559	11.25	APBD	APBD
30800		3.3		1104	559	10.62	AOPBD	APBD
30800		3.6		1105	559	10.312	AOPBD	APBD
30800		4		1106	559	10.312	AOPBD	APBD
30800		4.4		1107	559	10.312	AOPBD	APBD
30800		5		1108	559	10.468	AOPBD	APBD
30800		2		1109	590	12.343	APBD	APBD
30800		2.5		1110	590	12.5	APBD	APBD
30800		2.8		1111	590	12.03	APBD	APBD
30800		3.2		1112	590	11.875	AOPBD	APBD
30800		3.6		1113	590	11.718	AOPBD	APBD
30800		4		1114	590	11.25	AOPBD	APBD
30800		4.4		1115	590	11.093	AOPBD	APBD
30800		5		1116	590	11.25	AOPBD	APBD
30800		2.1		1117	619	12.656	APBD	APBD
30800		2.5		1118	619	12.968	APBD	APBD
30800		2.9		1119	619	13.281	APBD	APBD
30800		3.3		1120	619	12.968	APBD	APBD
30800		3.6		1121	619	12.343	AOPBD	APBD
30800		4		1122	619	12.031	AOPBD	APBD
30800		4.4		1123	619	11.718	AOPBD	APBD
30800		5		1124	619	11.718	AOPBD	APBD
31800	121	1.2	24	1126		-0.8	AO	
31800	121	0.9	23.5	1127		-0.9	AO	
31800	72	0.4	25.2	1128		-1.6	AO	
31800	185	1.6	24.2	1130		-0.3	AO	
31800	185	1.2	24.3	1131		-0.5	AO	
31800	185	1	24.2	1132		-0.7	AO	
31800	194	0.8	24.3	1133		-0.8	AO	
31800	197	0.6	24.4	1134		-1	AO	
31800	205	0.4	24.4	1135		-1.67	AO	
31800	273	1.6	24.4	1137		0.39	AOBD	
31800	291	1.2	24.3	1139		0.11	AOBD	
31800	297	0.8	24.2	1140		0.2	AOBD	

31800	248	2	24.3	1142		0.31	AO	
31800	251	1.6	24.4	1143		0.33	AO	
31800	258	1	24.5	1144		-0.22	AO	
31800	262	0.5	24.6	1145		-0.17	AOBD	
31800	259	0.8	24.6	1147		-0.187	AO	
31800	92	1	25.3			-0.671	AO	E
31800	92	1.2	25.3			-0.671	AO	E
31800	92	0.7	25.5			-1.375	AO	E
31800	92	0.5	25.6			-1.531	AO	E
31800	92	1.6	25.5			-3.43	AO	E
31800	156	1.2	25.4			-0.781	AO	E
31800	156	0.8	25.4			-1.25	AO	E
31800	154	0.6	25.5			-1.562	AO	E
31800	175	1.9	25.5			-0.125	AO	E
31800	177	1.2	25.5			-0.718	AO	E
31800	177	0.8	25.5			-1.062	AO	E
31800	177	0.6	25.5			-1.437	AO	E
31800	199	2	25.4			-0.062	AO	E
31800	201	1.4	25.5			-0.312	AO	E
31800	206	0.8	25.4			-0.812	AO	E
31800	209	0.6	25.4			-1.18	AO	E
31800	236	1.8	25.4			0.015	AOBD	EBD
31800	242	1.2	25.4			-0.156	AOBD	EBD
31800	245	0.8	25.3			0.687	AOBD	EBD
71200		0.6		1604	57		AO	
71200		1.2		1605	57		AO	
71200		1.8		1606	57		AO	
71200		2.4		1607	57		AO***	
71200		3		1608	57		AOD	
71200		0.6		1610	90		AO	
71200		1.2		1611	90		AO	
71200		1.8		1612	90		AO	
71200		2.4		1613	90		AO	
71200		3		1614	90		AO	
71200		0.6		1615	100		AO	
71200		1.2		1616	100		AO	
71200		1.8		1617	100		AO	
71200		2.4		1618	100		AO	
71200		3		1619	99		AO	
71200		0.6		1620	132		AO	
71200		1.2		1621	132		AO	
71200		1.8		1622	132		AO	
71200		2.4		1623	132.5		AO	
71200		3		1624	133		AO	
71200		0.6		1625	164		AO	
71200		1.2		1626	164		AO	
71200		1.8		1627	164		AO	
71200		2.4		1628	164		AO	
71200		3		1629	164		AO	
71200		0.6		1630	196		AO	
71200		1.2		1631	196		AO	
71200		1.8		1632	196		AO	
71200		2.4		1633	196		AO	
71200		3		1634	196		AO	
71200		0.6		1635	227		AO	
71200		1.2		1636	227		AO	
71200		1.8		1637	227.5		AO	
71200		2.4		1638	227		AO**	
71200		3		1639	227		AO**	
71200		0.6		1642	259		AOBD	
71200		1.2		1643	259		AO	
71200		1.8		1644	259		AO	
71200		2.4		1645	259		AO**	
71200		3		1646	259		AO**	
71200		0.6		1648	287		AOBD	
71200		1.2		1650	289		AO**	
71200		1.8		1651	289		AO**	
71200		2.4		1652	288.5		AO**	
71200		3		1653	289		AO**	
71200		0.6		1654	318		AOBD	
71200		1.2		1656	318		AOBD	
71200		1.8		1657	318		AOBD	
71200		2.4		1658	318		AOBD	
71200		3		1659	318		AOBD	

* Transição entre padrões puros; ** Transição para padrão misto; *** Transição entre sub-padrões.

IV.2 Geometria da Interface, Velocidade das ondas e Fração volumétrica

São apresentados os dados experimentais coletados referentes à geometria da interface, velocidade das ondas e fração volumétrica (Tabela AIV.2).

Na tabela de coleta de dados foram reunidas as seguintes informações: número de referência da imagem filmada (E.Number), velocidade superficial do óleo, velocidade superficial da água, comprimento de onda, raio mínimo, raio máximo, velocidade da onda e fração volumétrica *in situ* do óleo.

Tabela AIV.2 - dados experimentais coletados: geometria da interface, velocidade das ondas e fração volumétrica.

DADOS EXPERIMENTAIS							
E.Number	J1 [m/s]	J2[m/s]	λ [mm]	R_{\min} [mm]	R_{\max} [mm]	a [m/s]	ε - fot
1604	0,2217	0,0597	38,18	10,13	13,19	0,2704	0,634
1605	0,2217	0,1195	41,15	8,5	13	0,3441	0,496
1606	0,2217	0,1792	49,73	6,6	12,19	0,4347	0,402
1607	0,2217	0,239	52,28	5,42	11,79	0,4768	0,369
1608	0,2217	0,2987	52,2	2,57	12,09	0,5666	0,358
1610	0,3501	0,0597	28,18	11,37	13,23	0,3682	0,725
1611	0,3501	0,1195	30,87	10,57	13,22	0,4412	0,672
1612	0,3501	0,1792	37,64	8,14	12,75	0,5111	0,505
1613	0,3501	0,239	40,69	7,85	12,55	0,5674	0,504
1614	0,3501	0,2987	45,48	6,62	12,31	0,6634	0,402
1615	0,389	0,0597	27,45	11,17	13,16	0,478	0,706
1616	0,389	0,1195	33,35	10,37	13,23	0,5395	0,665
1617	0,389	0,1792	36,08	9,5	13,17	0,6032	0,612
1618	0,389	0,239	39,56	8,12	12,95	0,6651	0,526
1619	0,3851	0,2987	44,5	7,03	12,4	0,7905	0,449
1620	0,5135	0,0597	19,5	12,12	13,29	0,5592	0,79
1621	0,5135	0,1195	26,3	10,8	13,1	0,6398	0,68
1622	0,5135	0,1792	30,18	10,06	13,18	0,6971	0,636
1623	0,5154	0,239	33,02	9,29	13,08	0,7732	0,593
1624	0,5174	0,2987	40,81	8,84	13,17	0,8593	0,567
1625	0,638	0,0597	17,68	12,23	13,38	0,6626	0,809

1626	0,638	0,1195	22,3	11,3	13,25	0,716	0,715
1627	0,638	0,1792	27,32	10,67	13,22	0,7933	0,676
1628	0,638	0,239	27,43	10,13	13,13	0,859	0,633
1629	0,638	0,2987	31,44	9,11	12,94	0,9488	0,567
1630	0,7624	0,0597	18,33	12,33	13,45	0,7389	0,816
1631	0,7624	0,1195	21,1	11,5	13,28	0,8347	0,741
1632	0,7624	0,1792	24,77	10,54	13,25	0,8924	0,675
1633	0,7624	0,239	23,73	10,43	13,12	0,965	0,658
1634	0,7624	0,2987	27,81	9,83	13,05	1,0267	0,608
1635	0,883	0,0597	13,34	12,81	13,58	0,8809	0,859
1636	0,883	0,1195	14,68	12,13	13,41	0,9273	0,793
1637	0,885	0,1792	21,12	11,07	13,27	0,9846	0,72
1638	0,883	0,239	22,91	10,59	13,2	1,0553	0,673
1639	0,883	0,2987	23,26	10,29	13	1,1241	0,636
1642	1,0075	0,0597	12,47	12,43	13,27	0,9327	0,848
1643	1,0075	0,1195	17,28	11,9	13,26	1,0161	0,766
1644	1,0075	0,1792	20,92	11,32	13,16	1,0795	0,719
1645	1,0075	0,239	22,91	11,05	13,07	1,1547	0,7
1646	1,0075	0,2987	21,66	10,51	13,07	1,2322	0,652
1648	1,1164	0,0597				1,0843	
1650	1,1242	0,1195	12,53	12,32	13,46	1,1231	0,817
1651	1,1242	0,1792	16,72	11,71	13,33	1,1855	0,763
1652	1,1223	0,239	20,23	11,19	13,31	1,2613	0,715
1653	1,1242	0,2987	22,26	10,73	13,19	1,3377	0,695
1654	1,237	0,0597				no	
1656	1,237	0,1195				no	
1657	1,237	0,1792	14,55	11,98	13,28	no	0,786
1658	1,237	0,239				no	
1659	1,237	0,2987				no	

Anexo V

Incerteza Experimental

A análise das incertezas experimentais é um processo utilizado para verificar a significância estatística dos dados colhidos. Ela é muito útil para projetos experimentais e um estudo cuidadoso pode indicar fontes de erros inaceitáveis e sugerir melhores métodos de medidas.

O procedimento para a estimativa das incertezas nas medidas, devidas aos erros casuais experimentais e nos resultados de cálculos, pode ser dividida em três passos (Holman, 1978):

- Estimativa do intervalo de incertezas das medidas
 - Por repetição: para dados normalmente distribuídos, 95% dos dados estão dentro de $\pm 2s$ (duas vezes o desvio padrão) do valor médio do conjunto dos dados.
 - Sem repetição: estimativa da incerteza da medida devida ao erro casual é usualmente a menor divisão da escala do instrumento de medida

A incerteza pode ser expressa da seguinte forma:

$$u_h = \pm \frac{\textit{incerteza relativa}}{\textit{medida}} \quad (\text{AV.1})$$

- Estabelecer o limite de confiabilidade de cada medida

O intervalo de confiabilidade deve ser estabelecido em algarismos significativos e é baseado no conceito de desvio padrão para a distribuição normal. Algarismos de 20 a 1 correspondem a $\pm 2s$ (95% dos erros de leitura estão compreendidos nesse intervalo) e são usados tipicamente nos trabalhos de engenharia.

- Análise da propagação das incertezas nos cálculos

Alguns termos devem ser definidos:

- medidas das variáveis dependentes: x_1, x_2, \dots, x_n ;
- incerteza de cada medida: u_i
- Resultado da experiência: R_s

Em geral, R_s pode ser matematicamente expresso por $R_s = R_s(x_1, x_2, \dots, x_n)$. A variação, δx_i , de x_i causaria a variação de R_s de acordo com a fórmula (analogia com a derivada de uma função):

$$\delta R_{s_i} = \frac{\partial R_s}{\partial x_i} \delta x_i \quad (\text{AV.2})$$

Normalizando em R_s :

$$\frac{\delta R_{s_i}}{R_s} = \frac{1}{R_s} \frac{\partial R_s}{\partial x_i} \delta x_i = \frac{x_i}{R_s} \frac{\partial R_s}{\partial x_i} \frac{\delta x_i}{x_i} \quad (\text{AV.3})$$

A Equação AV.3 deve ser usada para estimar o intervalo de incerteza do resultado devido às variações de x_i . Para isso, substitui-se o intervalo de incerteza para x_i :

$$u_{Rs_i} = \frac{x_i}{Rs} \frac{\partial Rs}{\partial x_i} u_{x_i} \quad (\text{AV.4})$$

Para estimar a incerteza de Rs devida à combinação dos efeitos das incertezas em todos os x_i , a melhor representação é:

$$u_{Rs} = \pm \left[\left(\frac{x_1}{Rs} \frac{\partial Rs}{\partial x_1} u_1 \right)^2 + \left(\frac{x_2}{Rs} \frac{\partial Rs}{\partial x_2} u_2 \right)^2 + \dots + \left(\frac{x_n}{Rs} \frac{\partial Rs}{\partial x_n} u_n \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{AV.5})$$

Neste apêndice serão apresentados em detalhes os cálculos relativos a análise das incertezas experimentais.

Não foram realizadas replicatas dos dados de velocidades superficiais. Portanto, é necessário avaliar se as incertezas devidas à instrumentação estão dentro de faixas consideradas satisfatórias. Foram calculadas as incertezas na obtenção experimental das velocidades superficiais das fases. Para o óleo, são analisadas as duas técnicas utilizadas: via perda de pressão e via rotação da bomba.

V.1 Velocidade superficial da água, J_2

Considera-se a incerteza relativa para a vazão de água, \dot{Q}_2 , a menor divisão da escala do rotâmetro utilizado. Daí, para a velocidade superficial da água:

Incerteza relativa de $J_2 = \pm 9,96 \cdot 10^{-3}$ m/s

De acordo com as medidas realizadas, a incerteza experimental para J_2 variou dentro da seguinte faixa:

$$\pm 0,25 < u_{j_2} < \pm 0,019 ,$$

ou seja, $\pm 25\%$ para a menor e $\pm 1,9\%$ para a maior velocidade superficial da água medida.

V.2 Velocidade superficial do óleo, J_1 – técnica da rotação da bomba

Pela técnica da rotação da bomba, a velocidade superficial do óleo é dada por:

$$J_1 = \frac{Q_v RPM_{bomba}}{A} \quad (AV.6)$$

Desprezando a incerteza na medição do diâmetro interno do tubo, tem-se:

$$J_1 = J_1(Q_v, RPM_{bomba})$$

A incerteza na medição de J_1 pode ser representada por:

$$u_{J_1} = \pm \left[\left(\frac{Q_v}{J_1} \frac{\partial J_1}{\partial Q_v} u_{Q_v} \right)^2 + \left(\frac{RPM_{bomba}}{J_1} \frac{\partial J_1}{\partial RPM_{bomba}} u_{RPM_{bomba}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (AV.7)$$

Para a medição de Q_v , tem-se:

$$Q_v = Q_v(\dot{m}_1, \rho_1, RPM_{bomba})$$

A incerteza na medição de Q_v , poderia ser estimada através da seguinte expressão:

$$u_{Q_v} = \pm \left[\left(\frac{\dot{m}_1}{Q_v} \frac{\partial Q_v}{\partial \dot{m}_1} u_{\dot{m}_1} \right)^2 + \left(\frac{\rho_1}{Q_v} \frac{\partial Q_v}{\partial \rho_1} u_{\rho_1} \right)^2 + \left(\frac{RPM_{bomba}}{Q_v} \frac{\partial Q_v}{\partial RPM_{bomba}} u_{RPM_{bomba}} \right)^2 \right]^{1/2}$$

Porém, para a estimativa da incerteza na medição de Q_v é utilizada a curva de calibração levantada para Q_v em função do RPM lido no display do inversor de frequência, sendo que o

incerteza relativa é dado por $\pm 2s = \pm 0,01414$. Assim, sua incerteza é dada por:

$$u_{Q_v} = \pm \frac{0,01414}{Q_v} = \pm \frac{0,01414}{0,515} = \pm 0,0274 \quad (\text{AV.8})$$

A medição do RPM_{bomba} passou por algumas etapas. Foi verificado através de tacômetro que a rotação do motor era a mesma apresentada no visor do inversor de frequência. Através de calibração foi determinado o deslizamento das correias. Finalmente, foi determinada a razão entre o diâmetro do eixo do motor elétrico e o diâmetro da polia da bomba. Após uma avaliação do procedimento experimental, considera-se apropriada uma incerteza relativa de 1 RPM. De acordo com as medidas realizadas, a incerteza para o RPM da bomba variou dentro da seguinte faixa:

$$\pm 0,0625 < u_{RPM_{bomba}} < \pm 0,0004 \quad (\text{AV.9})$$

Ou seja, $\pm 6.25\%$ para o menor RPM_{bomba} (16 RPM) e praticamente desprezível para as mais elevadas rotações.

A seguir, através de AV.6, são calculados os demais termos da Equação AV.7:

$$\frac{\partial J_1}{\partial Q_v} = \frac{RPM_{bomba}}{A} \rightarrow \frac{Q_v}{J_1} \frac{\partial J_1}{\partial Q_v} = 1 \text{ e} \quad (\text{AV.10})$$

$$\frac{\partial J_1}{\partial RPM_{bomba}} = \frac{Q_v}{A} \rightarrow \frac{RPM_{bomba}}{J_1} \frac{\partial J_1}{\partial RPM_{bomba}} = 1 \quad (\text{AV.11})$$

Substituindo as Equações AV.10, AV.11, AV.9 e AV.8 na Equação AV.7, tem-se finalmente a faixa da incerteza na medição da velocidade superficial do óleo utilizando a técnica da rotação da bomba:

$$\pm 0,0682 < u_{J_1} < \pm 0,0274 \quad (\text{AV.12})$$

Ou seja, $\pm 6,82\%$ para a menor e $\pm 2,74\%$ para a maior velocidade superficial do óleo medida.

V.3 Velocidade superficial do óleo, J_1 – técnica da perda de pressão

Pela técnica da perda de pressão, a velocidade superficial do óleo é dada por:

$$J_1 = \frac{D_t^4}{32D^2L} \frac{\Delta P}{\mu_1} \quad (\text{AV.13})$$

onde D_t é o diâmetro da tubulação onde é feita a medida do diferencial de pressão, L é a distância entre as tomadas de pressão e D é o diâmetro da tubulação de teste.

Desprezando a incerteza na medição dos diâmetros dos tubos e do intervalo entre as tomadas de pressão, tem-se:

$$J_1 = J_1(\Delta P, \mu_1)$$

A incerteza na medição de J_1 pode ser representada por:

$$u_{J_1} = \pm \left[\left(\frac{\Delta P}{J_1} \frac{\partial J_1}{\partial \Delta P} u_{\Delta P} \right)^2 + \left(\frac{\mu_1}{J_1} \frac{\partial J_1}{\partial \mu_1} u_{\mu_1} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{AV.14})$$

Considera-se a incerteza relativa para a perda de pressão, ΔP , a menor divisão da escala do manômetro tipo tubo U utilizado:

Incerteza relativa de $\Delta P = \pm 0,5 \text{ mmHg}$

De acordo com as medidas realizadas, a incerteza para ΔP variou dentro da seguinte faixa:

$$\pm 0,125 < u_{\Delta P} < \pm 0,0014 \text{ ,} \quad (\text{AV.15})$$

ou seja, $\pm 12,5\%$ para a menor e $\pm 0,14\%$ para a maior perda de pressão medida.

Para a viscosidade do óleo, μ_l , foram levantadas curvas em função da temperatura em três momentos diferentes do trabalho experimental. A incerteza referente ao modelo para a geração das curvas é relativamente pequena. Porém, a incerteza maior concentra-se justamente na utilização de mais de uma curva para a obtenção da viscosidade. Considera-se a incerteza relativa para a viscosidade do óleo como sendo o maior intervalo existente entre as curvas (Figura 3.4, Capítulo 4):

Incerteza relativa de $\mu_l = \pm 0,1 \text{ Pa.s}$

De acordo com as medidas realizadas, a incerteza para μ_l variou dentro da seguinte faixa:

$$\pm 0,25 < u_{\mu_l} < \pm 0,06, \quad (\text{AV.16})$$

ou seja, $\pm 25\%$ para a menor e $\pm 6\%$ para a maior viscosidade do óleo medida.

A seguir, através de AV.13, são calculados os demais termos da Equação AV.14:

$$\frac{\partial J_1}{\partial \Delta P} = \frac{D_t^4}{32D^2 L \mu_l} \rightarrow \frac{\Delta P}{J_1} \frac{\partial J_1}{\partial \Delta P} = 1 \text{ e} \quad (\text{AV.17})$$

$$\frac{\partial J_1}{\partial \mu_l} = -\frac{D_t^4 \Delta P}{32D^2 L \mu_l^2} \rightarrow \frac{\mu_l}{J_1} \frac{\partial J_1}{\partial \mu_l} = -1 \quad (\text{AV.18})$$

Substituindo as Equações AV.18, AV.17, AV.16 e AV.15 na Equação AV.14, tem-se finalmente a faixa da incerteza na medição da velocidade superficial do óleo utilizando a técnica da perda de pressão:

$$\pm 0,28 < u_{J_1} < \pm 0,06 \quad (\text{AV.19})$$

Ou seja, $\pm 28\%$ para a menor e 6% para a maior velocidade superficial do óleo medida.