

Este exemplar corresponde a redaçã
da tese defendida por Rosa Ma
Obregón Vara e
pela comissão julgadora em 17/1



Orientador

200205864

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS

Hidrodinâmica do Escoamento Bifásico Óleo Pesado – Água em um Tubo Horizontal

Autor: **Rosa Maribel Obregón Vara**

Orientador: **Antonio Carlos Bannwart**

08/2001

UNICAMP
BIBLIOTECA CENT
-ÇÃO CIRCUL

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

Hidrodinâmica do Escoamento Bifásico Óleo Pesado – Água em um Tubo Horizontal

Autor: Rosa Maribel Obregón Vara
Orientador: Antonio Carlos Bannwart

Curso: Ciências e Engenharia de Petróleo

Dissertação de mestrado apresentada à Sub Comissão de Pós-Graduação Interdisciplinar de Ciências e Engenharia de Petróleo (FEM e IG), como requisito para a obtenção do título de Mestre em Ciências e Engenharia de Petróleo.

Campinas, 2001
S.P. - Brasil

UNIDADE	UN
N.º CHAMADA:	T/UNICAMP
	Ob6h
V.	Ex.
T.º BC/	47414
PROG.	837102
PREÇOS	R\$ 11,00
DATA	04-02-02
N.º CPD	

CM00163512-1

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

Ob6h Obregón Vara, Rosa Maribel
Hidrodinâmica do escoamento bifásico óleo pesado –
água em um tubo horizontal / Rosa Maribel Obregón
Vara. --Campinas, SP: [s.n.], 2001.

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

1. Escoamento bifásico. 2. Petróleo. 3. Tubulação -
Hidrodinâmica. 4. Estabilidade. I. Bannwart, Antonio
Carlos . II. Universidade Estadual de Campinas.
Faculdade de Engenharia Mecânica. III. Título.

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL
SEÇÃO CIRCULANTE

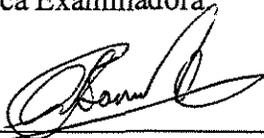
UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

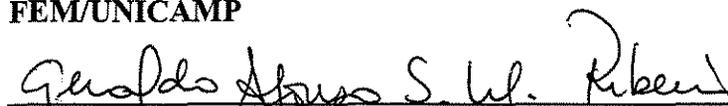
Hidrodinâmica do escoamento Bifásico Óleo Pesado – Água em um Tubo Horizontal

Autor: **Rosa Maribel Obregón Vara**
Orientador: **Antonio Carlos Bannwart**

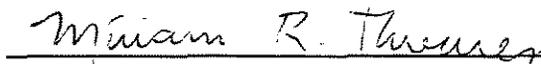
Banca Examinadora:



Prof. Dr. Antonio Carlos Bannwart
FEM/UNICAMP



Prof. Dr. Geraldo Afonso Spinelli Martins Ribeiro
CENPES/PETROBRAS



Prof. Dra. Miriam Rocchi Tavares
POLI/USP

Campinas, 17 de agosto de 2001

Dedicatória:

Dedico este trabalho à minha querida mãe Hilma Nila Vara de Obregón e a meu esposo Pieter Jan de Boer.

Agradecimentos

Este trabalho não poderia ser terminado sem a ajuda de diversas pessoas, às quais expresso meus agradecimentos:

A Deus pela guia e pelo amor que ele nos tem.

A minha mãe pelo incentivo em todos os momentos da minha vida.

A meu esposo Pieter pelo apoio e pelo amor que me brinda.

A meus irmãos e a meus tios Francisco e Dalva por seu constante interesse no meu trabalho.

Ao meu orientador, que me mostrou os caminhos a serem seguidos.

A CAPES pela bolsa de estudos fornecida.

À PETROBRAS-CENPES e à FINEP-CTPETRO pelo suporte financeiro concedido ao laboratório.

Aos professores Fernando França e Eugênio S. Rosa por ceder as instalações do Multlab para a realização dos experimentos.

Aos professores Bordalo, Paulo, Morooka e aos funcionários do departamento Alice, Guiselle, Yoshiko, Leandro, Fátima e Delcio, que ajudaram de forma direta e indireta na conclusão deste trabalho.

A todo o pessoal do Departamento de Energia: Oscar, Gustavo, Alcimar, Jiomar, Adriano, Marcelo, Isabela e Geraldo.

A meus amigos que sempre me ajudaram: Rigoberto, Carlos, Giovana, Cristina, André, Joseli, Pompeo e outros que estão no meu coração.

*Os nossos sonhos constituem a melhor e a mais
doce parte da nossa vida.*

Ernest Renan.



Resumo

OBREGON, Vara Rosa Maribel. *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)

Considerados de grande importância na indústria petroleira, os óleos pesados constituem uma grande reserva a ser explorada e produzida. Devido a dificuldades associadas às propriedades do óleo como densidade e viscosidade, tem-se procurado métodos para produzi-lo e transportá-lo de forma econômica. Uma dessas técnicas é o *core flow*, que é basicamente a injeção lateral de pequenas quantidades de água, com o fim de lubrificar o óleo, formando uma configuração concêntrica anular, onde o óleo ocupa o centro e a água a parte externa. Neste trabalho fizeram-se testes experimentais para obter diversas informações sobre os padrões de fluxo em duto horizontal de um escoamento óleo pesado – água, com ênfase no padrão *core flow*. Estabeleceu-se uma análise de estabilidade unidimensional geral para o padrão anular líquido – líquido horizontal, através da qual chegou-se a um critério geral de estabilidade, o qual inclui o critério de Kelvin-Helmholtz, conseguindo representar bem os resultados experimentais. Os dados coletados no laboratório também permitiram desenvolver um modelo para cálculo das perdas de pressão e da fração volumétrica com correlações que consideram os fenômenos físicos relevantes: turbulência do anel, escorregamento entre as fases, molhabilidade e rugosidade da parede e as ondulações no núcleo de óleo. O uso do *core flow* conseguiu reduzir a perda de pressão em até 225 vezes em comparação com o óleo sozinho.

Palavras Chave

Escoamento óleo-água, *Core flow*, Óleo Pesado, Perda de Pressão, Padrões de Fluxo.

Abstract

OBREGON, Vara Rosa Maribel. *Hidrodinamics of the two phase heavy oil – water flow in a horizontal pipe*. Campinas: Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 2001. 140 p. Dissertação (Mestrado)

Heavy oil has a growing importance in the oil industry, given the amount of its large and unexploited reserves. Because of the natural difficulties related to its physical properties – high viscosity and density – research has been focused on how to produce and transport heavy oil economically. One of the most promising techniques investigated, known as *core-annular flow* or *core flow*, is based on the lateral injection of few amounts of water, so as to lubricate the oil and form an annular liquid-liquid flow pattern, with the oil in the center, surrounded by a water annulus. In this work, experiments were performed in a horizontal pipe, in order to obtain detailed information on different heavy oil-water flow patterns, with special interest on the core flow pattern. A one- dimensional approach to the stability of horizontal liquid-liquid annular flow was developed and a general stability criterion was derived, which includes the Kelvin-Helmholtz criterion as a special case, and gives good agreement with the laboratory measurements. The data collected also allowed to develop pressure drop and holdup models taking into account all relevant physical phenomena: annulus turbulence, slip between the phases, wall wettability and roughness and interface waviness. In the present experiments, pressure drop was reduced up to 225 fold in core flow compared with the flow of an equal amount of the oil.

Key Words

Oil-water flow, Core flow, Heavy Oil, Pressure drop, Flow Pattern.

Índice

Lista de Figuras	xii
Lista de Tabelas	xvi
Nomenclatura	xvii
1. Introdução	1
2. Revisão Bibliográfica	5
2.1 Óleos pesados	5
2.2 Padrões de fluxo	11
2.3 Estabilidade Hidrodinâmica do <i>core flow</i>	15
2.4 Análise Unidimensional da Estabilidade do <i>core flow</i>	20
2.5 <i>Hold up</i>	23
2.6 Fator de atrito e Perda de Pressão	24
3. Análise Unidimensional da Estabilidade do Padrão Anular	28
3.1 Equações Governantes	28
3.2 Lei Constitutiva Mecânica	30
3.3 Solução de Base	32
3.4 Desenvolvimento da Equação da Onda	33

3.5 Análise de Estabilidade	36
4. Estudo Experimental	42
4.1 Descrição do Equipamento	43
4.2 Medições e calibrações	48
4.3 Medição das vazões de óleo e água	51
4.4 Medições Realizadas	56
5. Resultados e comparações	65
5.1 Padrões de Fluxo	65
5.2 Deslizamento e Fração Volumétrica de Óleo no Padrão Anular	70
5.3 Estabilidade do Padrão Anular	73
5.4 Determinação Experimental dos Coeficientes de Distribuição K_1 e K_2	76
5.5 Teste do Critério de Estabilidade	79
5.6 Geometria das Ondas Interfaciais	81
5.7 Queda de pressão	84
5.8 Testes de verificação	95
5.9 Eficiência do <i>Core flow</i>	97
5.10 Modelagem do Gradiente de Pressão no <i>Core Flow</i> Horizontal	98
6. Conclusões e Sugestões	107
Referências Bibliográficas	110
Anexos	
I Influência da tensão interfacial na estabilidade do <i>core flow</i>	115

II Procedimento para eliminar a diferença de pressão	119
III Desenvolvimento dos dois primeiros termos da Equação 3-8	123
IV Resultados experimentais.	125
V Fotos dos sub-padrões	132
VI Desenvolvimento da razão de Dissipação viscosa.	136
Apêndices	
A Perfis de velocidade do <i>core flow</i>	138

Lista de Figuras

1.1	Esquema da Integração e Interação das Etapas de Desenvolvimento de um Campo de Óleos Pesados (Vanegas Prada, 1999).	2
2.1	Padrões de fluxo observados por Brauner <i>et al</i> (1999).	14
2.2	Principais modelos dos mecanismos hidrodinâmicos do <i>coreflow</i>	17
2.3	Padrão <i>core flow</i> obtido dos experimentos do Joseph (Feng et al, 1995)	19
2.4	Arranjos de estabilidade do <i>core flow</i>	21
3.1	Descrição esquemática do padrão de fluxo anular	28
3.2	Esquema do <i>core flow</i> na seção do corte do tubo horizontal	31
4.1	Esquema da instalação experimental	43
4.2	Vista do circuito experimental	44
4.3	Vista do tanque separador	45
4.4	Bico injetor	46
4.5	Visor de acrílico envolvendo o tubo de vidro	46
4.6	Curva teórica para perda de pressão por fricção para escoamento monofásico de água e os pontos experimentais obtidos através do transdutor de pressão diferencial	50
4.7	Malha de pontos experimentais pretendida	57

4.8	Malha de pontos experimentais coletados	58
4.9	Velocidade superficial do óleo em função da perda de pressão	61
4.10	Curvas de viscosidade em função das temperaturas	62
5.1	Escoamento Anular ($J_1 = 0,76$; $J_2 = 0,04$).	66
5.2	Escoamento estratificado ($J_1 = 0,1$; $J_2 = 0,12$).	66
5.3	Escoamento intermitente ($J_1 = 0,114$; $J_2 = 0,28$)	67
5.4	Escoamento em bolhas ($J_1 = 0,068$; $J_2 = 0,32$)	67
5.5	Escoamento em bolhas dispersas ($J_1 = 0,068$; $J_2 = 0,40$)	67
5.6	Comparação entre os padrões estratificado e anular	68
5.7	Mapa de fluxo do escoamento óleo pesado-água horizontal	69
5.8	Mapa de fluxo do escoamento óleo pesado – água horizontal, mostrando todos os padrões de fluxo observados nos testes de laboratório.	70
5.9	Plot do <i>holdup</i> do óleo em função da razão da velocidade superficial do óleo	72
5.10	Comparação dos <i>hold up</i> calculados segundo diversas correlações.	73
5.11	Estabilidade do <i>perfect core annular flow</i> para razão de viscosidade $m = 0,0008$	74
5.12	Efeito da razão de viscosidade na estabilidade do <i>core flow</i> laminar-laminar de iguais densidades	75
5.13	Efeito do comprimento de onda na estabilidade do <i>core flow</i> laminar-laminar de densidades iguais para $We_2 = 500$ e $m = 0,0008$	76
5.14	Efeito do comprimento de onda na estabilidade do <i>core flow</i> laminar-laminar de iguais densidades para $We_2 = 1/2$ e $m = 0,0008$	76

5.15	Efeito de K_2 na estabilidade do <i>core flow</i> ($K_1 = 1, We_2 \rightarrow \infty$)	77
5.16	Perfis de velocidade assumidos	78
5.17	Localização dos pontos experimentais (AOB) no mapa de fluxo do padrão Anular	80
5.18	Razão do comprimento de onda/diâmetro versus J_1/J das ondas superiores do padrão anular de ondas Bambu (AOB).	82
5.19	Razão do comprimento de onda/diâmetro versus J_1/J das ondas inferiores do padrão anular de ondas Bambu (AOB).	82
5.20	Razão amplitude/diâmetro versus J_1/J das ondas superiores do padrão anular de ondas Bambu (AOB)	83
5.21	Razão amplitude/diâmetro versus J_1/J das ondas inferiores anular de ondas Bambu (AOB)	84
5.22	Perda de pressão no padrão anular de ondas bambu (<i>core flow</i>) versus perda de pressão monofásica de água	85
5.23	Razão entre a dissipação viscosa do padrão anular e a da água sozinha à vazão total, Equação 5.13, para $s_0 = 1,23$ e diferentes valores de n	86
5.24	Perda de pressão em todos os sub-padrões anulares versus perda de pressão monofásica de água	88
5.25	Perda de pressão no padrão estratificado versus perda de pressão monofásica de água.	88
5.26	Perda de pressão no padrão intermitente versus perda de pressão monofásica de água	92
5.27	Perda de pressão no padrão bolhas versus perda de pressão monofásica de água.	94
5.28	Perda de pressão no padrão bolhas dispersas versus perda de pressão monofásica de água	95

5.29	Testes de verificação das perdas de pressão para $J_1 = 0,52$ m/s	96
5.30	Testes de verificação das perdas de pressão para $J_1 = 0,76$ m/s	96
5.31	Comparação das perdas de pressão dos testes feitos para $J_1 = 1,01$ m/s	97
5.32	Fator de redução de potência versus fração de água injetada	98
5.33	Comparação entre o gradiente de pressão medido e o da teoria PCAF	100
5.34	Fator de atrito <i>versus</i> número de Reynolds (Equações 5.18-19)	101
5.35	Comparação entre os gradientes de pressão calculados e medidos	105
5.36	Gradientes de pressão medido e calculado <i>versus</i> Q^*	106
I-1	Representação esquemática do núcleo de óleo para $Eo < 0$	115

Lista de Tabelas

2.1	Típicas viscosidades de óleos pesados e gravidades	6
2.2	Comparação do óleo cru convencional e óleo pesado (Canadá)	7
2.3	Fontes principais conhecidas de óleos pesados	8
4.1	Propriedades iniciais dos fluidos	48
4.2	Formato utilizado para a coleta dos dados experimentais. a – para baixas vazões de óleo; b – para altas vazões de óleo	59
4.3	Correlações da viscosidade do óleo	63
5.1	Medida da velocidade da onda para <i>core flow</i> de óleo pesado-água horizontal	71
5.2	Resultados da avaliação do critério de estabilidade com os resultados experimentais	79
5.3	Resultados experimentais da perda de pressão do padrão anular ondas Bambu	85
5.4	Resultados experimentais da perda de pressão em todos os sub-padrões anulares	89
5.5	Resultados experimentais da perda de pressão no padrão estratificado	91
5.6	Resultados experimentais da perda de pressão no padrão intermitente	93
5.7	Resultados experimentais da perda de pressão no padrão bolhas	94
5.8	Resultados experimentais da perda de pressão no padrão bolhas dispersas	95

Nomenclatura

Letras Latinas

A	área da seção transversal	m ²
C	velocidade da onda	m/s
C_w	fração de água injetada	
C_f	fator de atrito de Fanning	
D	diâmetro do tubo do teste	m
E_o[*]	número de Eötvos modificado	
K	coeficientes de distribuição (de energia cinética)	
H	velocidade cinemática	
J	velocidade superficial	m/s
P	pressão	Pa
Q	vazão	m ³ /s
Q[*]	taxa de fluxo modificada	m ³ /s
R	raio da tubulação	m
R_D	razão da dissipação viscosa	
Re	número de Reynolds	
Re_{1,2}	número de Reynolds bifásico	
S	perímetro sobre o qual atua τ	m
V	velocidade axial média	m/s
W	perfil de velocidade	
We	número de Weber	
X	parâmetro Martinelli (adimensional)	

a	amplitude	m
b	constante adimensional	
c	constante adimensional do fator de atrito	
d	diâmetro da seção do óleo, no corte transversal	m
k	constante adimensional	
f	resultante das forças gravitacionais e de cisalhamento	
f	fator de atrito de Darcy	
g	força de gravidade	m/s ²
h	holdup	
m	razão de viscosidade água – óleo.	
n	constante adimensional exponencial do fator de atrito	
p	constante adimensional exponencial	
<p>	pressão média	Pa
s_o	razão de deslizamento	
t	tempo	m
w	perturbação	m
y	distância normal a partir da parede.	m

Letras Gregas

ΔP	perda de pressão	Pa
Δρ	diferença de densidade	Kg/m ³
Γ	gradiente de pressão	Pa/m
β	ângulo de inclinação	
ε	fração volumétrica do óleo (holdup)	
1-ε	fração volumétrica da água	
φ₂₀	multiplicador bifásico	
γ	ângulo de contato do núcleo do óleo	
η	perturbação	
φ	taxa de fluxo	

κ	número de onda	
λ	comprimento de onda	m
λ^*	comprimento de onda limite	m
ρ	densidade	Kg/m ³
σ	tensão interfacial	N/m
τ	tensão cisalhante	Pa

Subscritos

$[\]_1$	óleo
$[\]_2$	água
$[\]_{bif}$	bifásico
$[\]_c$	núcleo
$[\]_{calc}$	calculado
$[\]_{exp}$	experimental
$[\]_i$	interface
$[\]_m$	mistura
$[\]_t$	total
$[\]_w$	parede
$[\]_y$	componente na direção y
$[\]_z$	componente na direção z
$[\]_o$	estado de equilíbrio

Abreviaturas

Crit. Est	critério de estabilidade geral (Equação 3.46)
Crit. K.H.	critério de estabilidade de Kelvin Helmholtz
Exp.	experimento
d.r.	densidade relativa
vs.	versus
max	máximo

Siglas

AOB	escoamento anular com ondas bambu
------------	-----------------------------------



AOD	escoamento anular com ondas distorcidas
AODB	escoamento anular com ondas distorcidas e bolhas
AODBD	escoamento anular com ondas distorcidas e dispersão de bolhas
AODS	escoamento anular com ondas dente de serra
°API	grau API(American Petroleum Institute)
K.H.	critério de Kelvin Helmholtz
PCAF	Escoamento anular perfeito (<i>Perfect Core Annular Flow</i>)



Capítulo 1

Introdução

Os preços do petróleo no cenário mundial têm sofrido algumas mudanças, dependendo de uma série de fatores onde se incluem não só os interesses dos países exportadores e os interesses econômicos dos países desenvolvidos, mas também questões ligadas à oferta de petróleo, as quais estão associadas aos métodos de exploração e exploração dos óleos.

Para países em desenvolvimento é muito importante manter uma produção de óleo capaz de sustentar sua demanda interna, evitando a importação que geralmente impõe preços mais elevados. Analisando a situação deste ponto de vista, é importante não só explorar e encontrar mais reservatórios de óleos, mas também explorar aqueles que já foram descobertos e não foram desenvolvidos, devido à falta de tecnologias para produzi-los economicamente. Esta tem sido a situação dos campos de óleos pesados, especialmente em situações *offshore*.

As reservas de óleos pesados são significativamente grandes: a nível mundial temos a cifra de três trilhões de barris de óleo *in place*. No Brasil, há diversos campos, tanto no Nordeste como no Sudeste, *onshore* e *offshore*. A busca da sonhada autonomia no setor, aqui, passa por encontrar métodos para explorar, produzir, transportar e refinar esses óleos. Para isto, é essencial entender que a maior dificuldade de manuseio e processamento dos óleos pesados levam à necessidade de se estabelecer uma integração de ações e tecnologias, que vão desde a movimentação desses óleos no reservatório, sua elevação até às facilidades de superfície, transporte rumo à refinaria, e por fim seu tratamento e refino. Na Figura 1.1, extraída do trabalho de Vanegas Prada (1999), é

pesados; c) efeito da inclinação e diâmetro do duto no padrão de escoamento; d) critérios de transição entre padrões de fluxo óleo-água; e) efeitos de molhabilidade da parede com óleo na perda de carga, e técnicas para minimizá-la; f) efeitos do escorregamento entre as fases na perda de carga; g) técnicas de controle do escoamento bifásico óleo-água; h) garantia da lubrificação em junções, curvas e conexões; i) separadores para sistemas óleo pesado-água; j) efeitos da presença de gás em solução, etc. Nesse sentido, pode-se dizer que a produção e transporte de óleos pesados por via hidráulica está ainda no início de seu desenvolvimento e aplicação prática.

O presente trabalho é motivado pela crescente importância da exploração dos óleos pesados e pelas questões acima apontadas. A contribuição que se pretende trazer aqui é tentar responder algumas dessas questões, através da realização de experimentos em laboratório e análises matemáticas, buscando entender fisicamente os fenômenos envolvidos no transporte hidráulico de óleos pesados, enfatizando o padrão *core flow* pela sua maior razão óleo-água.

Este trabalho tem por objetivos principais:

Realizar um estudo experimental do escoamento óleo pesado-água em um duto horizontal, com ênfase no escoamento anular óleo – água (*core flow*) no duto horizontal, envolvendo:

Identificar os padrões de fluxo óleo pesado-água e representá-los em mapa;

Medir perda de pressão e fração volumétrica;

Medir as propriedades hidrodinâmicas do *core flow*: comprimento, amplitude e velocidade das ondas interfaciais.

Desenvolver uma análise unidimensional da estabilidade do padrão anular líquido-líquido horizontal, com vistas a obter critérios matemáticos para estabilidade do *core flow*.

Aprimorar o modelamento físico para cálculo da perda de pressão à luz dos novos dados, de modo a contemplar os efeitos de escala, propriedades físicas, escorregamento, molhabilidade, etc.

Os tópicos do trabalho são descritos nos seguintes capítulos:

O Capítulo 2 é voltado à revisão bibliográfica dos trabalhos feitos sobre transporte de óleos pesados, estabilidade, padrões de fluxo e perdas de pressão;

O Capítulo 3 é dedicado ao desenvolvimento da teoria unidimensional da estabilidade do padrão anular líquido – líquido através do modelo de dois fluidos;

O Capítulo 4 descreve a parte experimental realizada no laboratório de escoamento óleo pesado – água no duto horizontal, localizado no Multilab-FEM;

No Capítulo 5 são apresentados os resultados e comparações entre o modelo matemático e os experimentos;

No Capítulo 6 apresenta-se as conclusões do trabalho e sugestões para sua continuidade.

Nos Anexos são realizados os desenvolvimentos de determinadas equações e listados os resultados experimentais. Assim, no Anexo I tem-se o desenvolvimento da lei constitutiva mecânica (lei de Laplace-Young) usada na análise de estabilidade; no Anexo II apresenta-se o procedimento matemático feito para eliminar os termos de diferença de pressão na lei mecânica; no Anexo III desenvolve-se os termos de uma equação (Equação 3.8, Capítulo 3); nos Anexos IV e V estão os resultados experimentais do experimento feito no duto horizontal e das fotografias representativas dos sub-padrões de fluxo, respectivamente; finalmente no Anexo VI apresenta-se o desenvolvimento da razão da dissipação viscosa existente no padrão de fluxo anular.

No Apêndice I apresentam-se o desenvolvimento dos perfis de velocidade do *core flow* para o caso do tubo horizontal.

Capítulo 2

Revisão Bibliográfica

2.1 Óleos pesados

Produção fria, poços sem fim, mecanismos de óleos espumantes, melhoras nos métodos térmicos, e poços horizontais são alguns dos processos e tecnologias que permitiram a expansão da produção mundial de óleo pesado/ betume. Segundo os principais pesquisadores na área, a diferença de preços entre óleos leves e pesados começou no ano de 1991, e em 1995 essa diferença já tinha diminuído ao redor de 50% nos principais reservatórios da Arábia, México e Estados Unidos. Essa diferença de preço entre óleos pesados e leves indica que a demanda para óleo pesado é alta (Moritis, 1995).

A tendência de diminuir essa diferença depende de outros fatores também, entre eles o mais importante é a conversão dos óleos pesados em combustíveis aptos para o consumo. Outro fator muito importante é a baixa produção de óleos pesados, necessitando de futuras expansões e de novos projetos que os viabilizem.

2.1.1 Características dos óleos pesados

Os óleos pesados são usualmente definidos como óleos com grau API inferior a 20° (ou seja, uma densidade relativa superior a 0,93). Estes óleos crus contêm metais pesados como Vanádio e Níquel, e também Enxofre. Apesar de ser muito viscoso, o óleo pesado tem um comportamento de fluido Newtoniano, sendo a viscosidade uma função somente da temperatura.

O °API, porém, não descreve completamente as propriedades do óleo pesado: a viscosidade é uma propriedade mais característica. Por exemplo, alguns crus podem ser pesados, mas tem uma viscosidade relativamente baixa à temperatura do reservatório, se comparado com alguns crus mais leves (Briggs *et al*, 1988). Na Tabela 2.1 apresentam-se as viscosidades típicas dos óleos pesados e grau API.

Tabela 2.1. Típicas viscosidades de óleos pesados e gravidades.

Campo	Localização	°API	Viscosidade no reservatório (cP)
Bachaquero	Venezuela	13	150
Emlichheim	Alemanha	24,5	175
Lost Hills	California	14	400
Cold Lake	Canada	10 - 12	104 – 105

Uma vez que a viscosidade de óleo e sua dependência exponencial com a temperatura são decisivas para a determinação da vazão de produção, e dado que a vazão é o fator mais importante na exploração econômica da reserva do que a gravidade do óleo, usualmente se considera como óleos pesados os crus tendo viscosidades > 100 cP (centipoise = mPa.s) em condições do reservatório.

O termo “betume” é usado junto com o de óleo pesado, embora seu uso não tenda a significar o final pesado da faixa dos óleos pesados. O Instituto das Nações Unidas para o Treinamento e Pesquisa propôs que o betume seja definido como tendo uma viscosidade >10x10⁴. e um grau API <10° (d.r.>1000 kg/m³). Outra definição de betume é a de uma mistura viscosa que ocorre naturalmente, rica em hidrocarbonetos de cadeia mais longa que Pentano, que pode conter compostos de Enxofre e que, no estado natural não é recuperável numa taxa econômica através do poço. Na Tabela 2.2 apresenta-se a comparação entre óleo convencional e o pesado.

Tabela 2.2. Comparação do óleo cru convencional e óleo pesado (Canadá)

Características	Athabasca	Cold Lake	Cru convencional, Alberta
°API	7-8	10-12	35
Tipo de hidrocarboneto, %			
Saturados	18-23	21	70-90
Aromáticos	29	19	
Asfaltenos	17	16	0,1-2
Resinas	35	44	9-15
Enxofre, %	4,7	4,5	0,1-2
Metais, ppm			1-5
Vanádio		250	1-5
Níquel		100	1-5
Viscosidade do óleo no reservatório, cP.	5×10^5	1×10^5	1

2.1.2 Principais reservas

Foi estimada a reserva total descoberta de óleo pesado in place no mundo em $4,6 \times 10^{12}$ barris (bbl) em 1988 (Briggs *et al*, 1988). As principais reservas de óleo pesado no mundo estão apresentadas na Tabela 2.3.

Dados mais recentes foram apresentados por Moritis (1995) e Towson (1997), que apresentou dados sobre os principais reservatórios. No Canadá, os reservatórios de óleos pesados estão em Alberta – Athabasca, Cold Lake e em Peace River. O óleo pesado/betume é misturado com um diluente para formar uma mistura e transportado às refinarias por dutos, ou é transformado em um óleo cru sintético ou outros produtos para abastecimento da refinaria.

Tabela 2.3. Fontes principais conhecidas de óleos pesados.

Pais	Oleo <i>in place</i>, (10⁹ bbl)
Canadá	1860
Venezuela	1200
Ex-URRS	1200
Estados Unidos	55
Iraque	34
Irã	20
Síria	14
China	10
Equador	7
Trinidad e Tobago	5
Colômbia	3

Entre os métodos de movimentação desses óleos no reservatório tem-se o método com vapor e o método frio. No primeiro caso injeta-se vapor para produzir o óleo pesado. O segundo método possibilita vazões mais altas, sendo que na fase inicial areia é produzida junto com o óleo e posteriormente só se produz óleo. Quando não se produz areia, o óleo se comporta como uma espuma, resultando numa dispersão de bolhas de gás retidas no betume. Estas bolhas aparecem à medida em que o reservatório vai se depletando e reduzem significativamente a viscosidade de betume.

Na Venezuela os óleos pesados são produzidos com o método frio, com a ajuda do comportamento espumante do óleo. Não se produz areia. As reservas de óleos pesados no Brasil encontram-se nos campos no Nordeste e Sudeste, *onshore* e *offshore*.

2.1.3 Campos de óleos pesados *offshore*

Atualmente, há poucos campos no mar produzindo óleos pesados. Um desses é o campo de Beta, localizado ao sul de Califórnia, o qual começou a produzir em 1981, de acordo com Visser *et al* (1987). Outro campo similar encontra-se no campo de Rospo Mare na Itália. Existem outros campos em desenvolvimento, entre eles estão: o campo de Vega, localizado no mar Mediterrâneo, e os campos de Point Pedernalis e San Miguel na bacia de Santa Maria na Califórnia.

Estes crus apresentam problemas no seu processo de exploração e transporte. Necessita-se de uma técnica para produzi-los e transportá-los. Entre as técnicas para produzir óleos pesados encontram-se desde a utilização de novos mecanismos com bombas elétricas, gás lift, bombas a jato, como também o aquecimento ou a adição de solventes, tudo isso para conseguir reduzir a viscosidade do fluido. Na tese de Vanegas Prada (1999), foi proposto o uso da técnica de *core flow*, isto é, a injeção de água como método de elevação, cujos testes foram bem sucedidos.

2.1.4 Transporte de óleos pesados

Transportar desde as áreas de produção às refinarias disponíveis e plantas de processo é o problema de maior dificuldade para os óleos pesados. Tipicamente, óleos pesados têm sido deslocados em caminhões ou tubulações aquecidos. Porém, todos esses métodos são caros e aplicáveis principalmente a distâncias curtas. Para deslocamentos eficientes de óleos pesados sobre distâncias significativas, o uso de tubulações convencionais é necessário. Porém a maioria das tubulações tem especificações de viscosidade <100 cP e os óleos pesados, por definição, requerem comparativamente dutos de maior diâmetro e/ou espessura.

2.1.5 Técnicas de transporte

As principais técnicas de transporte de óleos pesados em situações *offshore* e *onshore* são:

- a) Pré-aquecimento do óleo cru a uma temperatura suficiente que permita transportar o óleo sem excessiva pressão de bombeio; pré-aquecimento e isolamento térmico da tubulação que retenha o calor.
- b) Aquecimento do óleo na tubulação, bombeando um líquido quente através de uma linha concêntrica ou através de um aquecimento elétrico.
- c) Emulsões de óleo em água.
- d) Injeção de água para formar um anel lubrificante; este método é o chamado *core flow*.

Vamos explicar em detalhe cada uma dessas técnicas:

a) Tubulações termicamente isoladas

Um número pequeno de tubulações termicamente isoladas têm sido instaladas em diferentes partes do mundo. Muitas dessas linhas foram feitas de modo a prevenir a formação de hidratos ou permitir bombear crus muito viscosos.

b) Aquecimento externo

O propósito do aquecimento externo é manter uma temperatura mínima do óleo, e re-aquecer a tubulação se por alguma razão a tubulação for resfriada. Um método para proporcionar calor e re-aquecer a tubulação é instalar uma tubulação concêntrica com qualquer linha interna ou anular servindo como portador do óleo e com a capacidade de bombear um líquido quente através de outra porção da linha. Este método tem sido usado em campos *offshore* na Indonésia. Esta técnica é muito cara para instalar e está limitada a distâncias curtas.

c) Emulsões de óleo em água

Esta técnica foi desenvolvida nos anos 80 (Stockwell, 1988), e basicamente consiste em duas etapas. A primeira etapa consiste em misturar 90% de óleo pesado com 10% de uma solução de surfactante diluída para formar emulsões. Este óleo é ainda altamente viscoso e a fim de

atingir as especificações de viscosidade da tubulação, numa segunda etapa é agregada mais água na mistura para proporcionar uma emulsão transportável contendo perto de 65% de óleo pesado. Muitos países usaram esta tecnologia, entre eles Venezuela (Stockwell, 1988), e posteriormente China (Zhang, 1991), Itália (Giuggioli et al., 1995; Bertero et al,1994). As razões óleo – água na média estão em 70/30 e o fator de decréscimo da viscosidade do óleo variou entre 20-30 ou 30-50 vezes.

d) Injeção de água (*core flow*)

Consiste em injetar água no duto cheio de óleo para criar uma configuração anular onde o óleo ocupa o centro do tubo e a água as partes laterais, convertendo-se como uma espécie de lubrificante que reduz a perda de carga enormemente e assegurando um transporte muito barato. Foi proposta esta técnica pela primeira vez nos anos 60, no Canadá, por Charles *et al* (1959) e Russell *et al* (1961). Posteriormente foi desenvolvida nos anos 70 por Ooms (1972), Joseph *et al.* (1984) e Ooms e Oliemans (1984).

2.1.6 Critério para a existência do *core flow* estável

O fluxo tipo *core flow* pode ser estabelecido usando água com aditivos (agentes para molhar as paredes com água e aditivos para prevenir a formação de emulsões de água em óleo) como propuseram, Clark e Shapiro (1949). Tem-se sugerido também que um mecanismo especial de injeção é benéfico (patente holandesa, 1967,1977), (Oliemans, 1986).

2.2 Padrões de fluxo

Fluxos líquido-líquido aparecem em muitos processos industriais e na indústria petroleira em particular, onde o óleo e a água são com freqüência produzidos e transportados juntos. Durante seus fluxos num tubo as interfaces deformáveis dos dois fluidos podem adquirir uma variedade de distribuições de características as quais são chamados regimes de fluxo ou padrões de fluxo.

É de se esperar que os padrões de fluxo claramente são determinados pelas vazões, dimensões do duto e propriedades físicas das respectivas fases. Outro fator importante é o material do tubo, pois sua molhabilidade influi nos padrões de fluxo. Dependendo do material (oleofílico-hidrofóbico ou oleofóbico-hidrofílico) pode-se encontrar diferentes configurações dos padrões de fluxo.

2.2.1 Métodos de identificação dos padrões de fluxo

O caminho mais comum para identificar os diferentes padrões de fluxo é observar o fluxo num tubo transparente ou através de uma janela transparente na parede do tubo. Como uma extensão da observação visual, as técnicas fotográficas ou de vídeo tem sido amplamente usadas. Para um fenômeno muito rápido, uma câmera fotográfica ou vídeo de altas velocidades é necessário. Porém, mesmo essas técnicas não são suficientes para dar uma clara delineação dos padrões de fluxo, uma vez que as estruturas interfaciais complexas resultam em reflexões múltiplas e refrações que obscurecem a visão, especialmente no centro do tubo e a altas velocidades do fluxo.

Um dos primeiros trabalhos apresentados foi o de Russel *et al* (1959), que trabalharam com um óleo leve $\mu_1 = 18$ cP e com as seguintes características dos fluidos: fração óleo – água de 0,1 a 10, em 15 velocidades superficiais de água de 0,035 m/s a 1,08 m/s. Padrões observados: bolhas, estratificado e misturas em regimes laminar, transitório ou turbulento.

Outro dos primeiros trabalhos feitos foi o de Charles *et al* (1961), que trabalharam com três tipos distintos de óleos com as seguintes viscosidades 6.29, 16.8 e 65 cP. Esses autores reportaram os seguintes padrões:

Gotas de água em óleo

Óleo concêntrico em água

Pistões de óleo em água

Bolhas de óleo em água

Gotas de óleo em água

Trallero (1995), que estudou o caso de um escoamento de óleo mineral não tão viscoso ($\mu_l=28,8$ cP) encontrou 6 tipos de padrões de fluxo, os quais classificou em dois grupos: padrões segregados e padrões dispersos. No primeiro grupo encontra-se o padrão estratificado e o estratificado com misturas na interface. No segundo grupo encontram-se os padrões de dispersão de óleo em água e vice-versa, emulsões de óleo em água e de água em óleo. A seguir temos a classificação feita por ele:

- 1) Fluxos segregados
 - 1.1 Fluxo estratificado (ST)
 - 1.2 Fluxo estratificado com mistura na interface (ST & MI)

- 2) Fluxos dispersos
 - 1.1 Dominados por água
 - Dispersão de óleo em água e água (DO/W & W)
 - Óleo em emulsão de água (O/W)

 - 1.2 Dominados por óleo
 - Dispersões de água em óleo e óleo em água (DW/O, DO/W)
 - Água em emulsão de óleo (W/O)

Brauner (1999), apresentou um trabalho muito interessante onde classifica os sistemas de fluxo bifásico líquido-líquido de acordo com o número de Eötvos (E_o) do escoamento. Assim, para sistemas onde $E_o > 1$ os padrões típicos são: fluxo estratificado, dispersões e emulsões. E para sistemas onde $E_o < 1$ o padrão de fluxo anular é mais frequentemente encontrado, o que significa sistemas óleo – água de diferença de densidades baixa e/ou diâmetros de tubo pequenos. No total, ela apresentou 18 padrões de escoamento, onde os principais padrões são: Estratificado, Intermitente, Bolhas, Bolhas Dispersas e Anular. Também foram considerados outros sub-padrões que são versões modificadas dos principais padrões, além de dispersões e emulsões. Os principais padrões encontrados pela autora são (ver Figura 2.1):

S - fluxo estratificado

SMM – fluxo estratificado com mistura na interface

Do/w & w = dispersão do óleo em água estratificada e uma fase de água homogênea.

Dw/o&w = óleo e dispersão de óleo em água.

Camadas de estratificadas, Dw/o & o : óleo e óleo em dispersão de água

Dw/o & o: água e água em dispersão de óleo.

g/h) Camadas de dispersões Dw/o&o/w, água em dispersão de óleo sobre óleo em dispersões de água, possivelmente com óleo puro no topo e/ou água no fundo.

i/j) Dispersão completa ou emulsão de um líquido em outro Dw/o ou Do/w.

k) Padrão anular *core flow*: No centro óleo viscoso e água no anular ANw.

l) Quando o óleo está no anel ANNN.

m) Fluxo anular de um líquido com a dispersão no centro (água no anelo) DANw,

n) Se o óleo estivesse no anel DANo

o) *Core flow* anular de duas dispersões: CADw – se a água estivesse no anelo

CADo – se o óleo estivesse no anel

p) Fluxo Intermitente (um líquido alternadamente ocupando o tubo como um líquido livre ou como uma dispersão, Io ou Iw).

q/r) Bolhas alargadas ou esféricas de um líquido em outro: Slo,Bo ou SLWw.

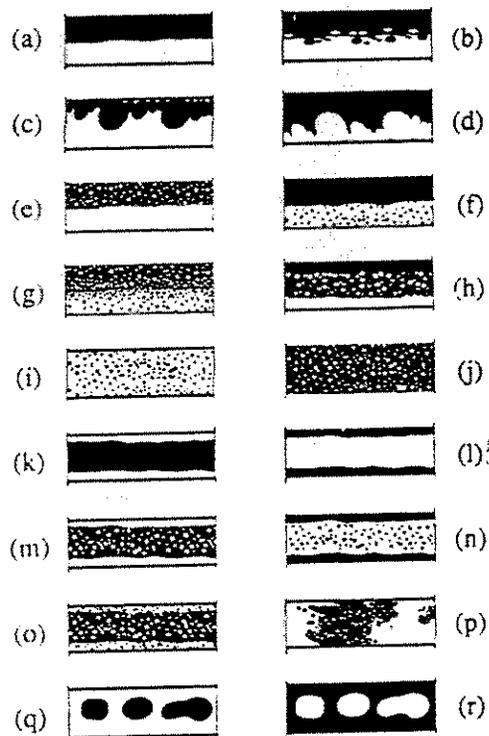


Figura 2.1. Padrões de fluxo observados por Brauner *et al* (1999).

Angeli *et al* (2000) estudaram o caso do fluxo líquido - líquido de um óleo não muito viscoso com as seguintes características: $\mu= 1,6$ cP, $\rho= 801$ kg/m³, e água, escoando num tubo de vidro e aço de $\phi=1$ ". Eles conseguiram os seguintes padrões:

a) Estratificado (SW): aqui os dois fluidos escoam em camadas separadas no fundo e no topo do tubo, de acordo com suas densidades; sua interface mostrou-se perturbada. Este padrão existiu sobre uma grande faixa de condições de operação no tubo acrílico e no tubo de aço.

b) Três camadas (3L); aqui houve distintas camadas contínuas de óleo e água no topo e no fundo do tubo respectivamente, mas na interface existiu uma camada de gotas, assim como gotas de cada fase podiam aparecer na outra fase. Este regime apareceu em baixas velocidades de mistura no tubo de aço e no tubo de acrílico.

c) Estratificado misto (SM): aqui uma fase foi contínua enquanto a outra esteve na forma de gotas ocupando somente parte do tubo. Para altas frações de água, onde a água foi a fase contínua, houve uma camada de gotas de óleo no topo do tubo (SM/fluxo de água), enquanto em baixas frações de água, onde o óleo foi a fase contínua, houve uma camada de gotas de água no fundo do tubo (SM/ fluxo de óleo).

d) Completamente disperso ou fluxo misto (M): Aqui uma fase é dispersa mais ou menos uniformemente na outra e ocupa toda a seção do tubo. Este padrão apareceu a altas velocidades da mistura no tubo de aço e no tubo de acrílico. Em baixas frações de água o óleo é a fase contínua, enquanto em altas frações de água, esta última é a fase continua.

2.3 Estabilidade hidrodinâmica do *core flow*

O problema da estabilidade hidrodinâmica é a determinação das condições (velocidade, propriedades dos fluidos, fração de água) para as quais uma configuração estável do *core flow* pode ser mantida. Ooms (1971,1972) considerou dois fatores para a instabilidade da interface núcleo/água.

1. Uma instabilidade tipo Rayleigh-Taylor, a qual é devida a um efeito combinado da tensão interfacial e/ou os gradientes de densidade desfavoráveis nos dois fluidos, e;
2. Uma instabilidade do tipo Kelvin-Helmholtz, a qual é devida a um desequilíbrio das velocidades interfaciais dos fluidos e manifesta-se por uma ondulação na interface dos dois fluidos.

Ooms (1972) conclui que, se a espessura na camada anular na parede é muito pequena em relação ao raio do tubo, a parede do tubo terá um efeito grande em reduzir o crescimento das possíveis instabilidades de Rayleigh Taylor e Kelvin-Helmholtz. Um fluxo *core-annular* de dois líquidos ideais com uma interface lisa é hidrodinamicamente instável; a interface se tornará ondulada. Num artigo posterior, Ooms e Beckeer (1972) deduziram que o *core flow* horizontal só é possível se a ondulação tem uma forma assimétrica.

A natureza da estabilidade do *core flow* foi também estudada por Hickox (1971), usando um método de perturbação padrão para dois fluidos escoando concêntricamente num tubo reto, circular, vertical. Ele estudou o caso particular onde o fluido mais fino ocupa o centro e demonstrou que é instável. Isto corrobora o princípio de dissipação viscosa, porém não detectou casos em que essa configuração seria estável (Joseph *et al*, 1984).

Dentro dos estudos feitos na área de hidrodinâmica existem dois mecanismos que explicam a ocorrência *core flow* (Vanegas Prada, 1999). Esses modelos tentam explicar a ação das forças hidrodinâmicas causadas pelas ondulações e podem ser assim classificados: o **modelo de lubrificação**, desenvolvido nos anos 80 na Holanda por um grupo da *Shell Oil Co.* em conjunto com a *Delft University of Technology*, liderado por G. Ooms e R.V. Oliemans; e o **modelo de levitação** (Lift) hidrodinâmica, desenvolvido na Universidade de Minnesota, pelo grupo do Prof. Daniel D. Joseph. Na Figura 2.2 mostra-se os esquemas desses modelos.

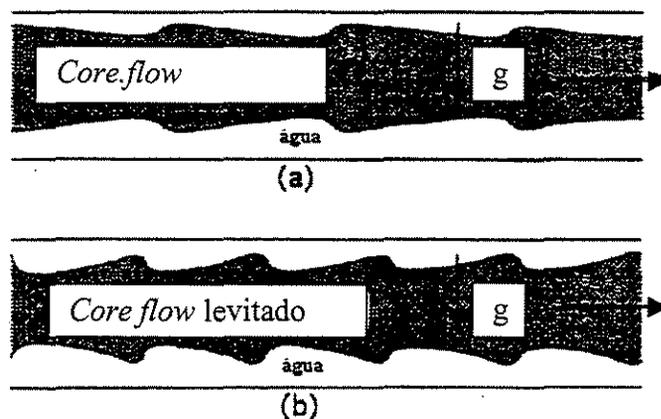


Figura 2.2. Principais modelos dos mecanismos hidrodinâmicos do *core flow*. a) Modelo lubrificado, b) Modelo de levitação.

a) Modelo de Lubrificação

Continuando o trabalho feito em 1972 Ooms *et al* (1984) desenvolveram uma teoria sobre a lubrificação da água no *core flow*, e logo estendida por Oliemans (1986). O modelo de lubrificação hidrodinâmica propõe que o movimento do núcleo ondulado com respeito à parede da tubulação gera distribuições de pressão na região anular, as quais exercem forças na direção vertical, contrabalançando as forças de empuxo (devido à diferença de densidades) sobre o núcleo de óleo. A presença das ondas parece ser fundamental para a lubrificação do núcleo. Se a amplitude destas ondas é nula, o núcleo alcança a parede do duto (Estratificado).

As forças verticais contrabalançam as forças de empuxo se as ondas são de caráter simétrico. Isto significa, que as ondas tem que ter um caráter assimétrico. Os autores propuseram uma teoria de lubrificação semi-empírica a qual, para ser testada precisava dos parâmetros da forma das ondulações do núcleo; como comprimento de onda, espessura da camada anular superior, que foram medidos através das fotografias. Demonstraram que o escoamento para ser estável tem que ter ondas. Calcularam as perdas de pressão através do modelo com ajuda do método dos elementos finitos e compararam com as obtidas experimentalmente para tubos de 2" e 8" polegadas obtendo bom resultados. Oliemans (1986) estendeu o trabalho anterior incluindo o efeito da turbulência no filme de água, mas a teoria sub-avalia a queda de pressão.

b) Modelo de Levitação (Lift)

Nos anos 60, um grupo de pesquisadores do Conselho de Pesquisa de Alberta, Canadá, estiveram comprometidos no estudo de transporte de misturas de líquidos imiscíveis, tais como óleo cru e água, através de tubulações. Estendendo a idéia dessas misturas como sistemas multifásicos, Hodgson & Charles (1963) propuseram o conceito de cápsulas em tubulações, o qual consiste no transporte a longas distâncias de sólidos de formas cilíndrica suspensos e dirigidos pelo fluxo do fluido no tubo.

Este conceito foi depois desenvolvido por D. Joseph e seu grupo na Universidade de Minnesota, que explicou que os mecanismos inerciais (os mesmos que regem a levitação de um aerofólio), também são responsáveis pela estrutura do escoamento anular, onde a altas velocidades, o núcleo de óleo pode literalmente “voar” entre o anel de água.

De acordo com o formato das ondulações, os autores do modelo de levitação hidrodinâmica identificaram os regimes onde os mecanismos de lubrificação ou de levitação são dominantes, e propõem a existência de um número de Reynolds crítico (Re_{crit}), correspondente à mudança de sentido das forças exercidas sobre o núcleo de óleo, devido aos gradientes de pressão gerados no filme de água. Para $Re < Re_{crit}$ – gera-se a sucção do óleo para as paredes do tubo e para $Re > Re_{crit}$ – gera-se compressão do núcleo, puxando-o fora das paredes do duto.

No trabalho feito por Feng, J., Huang, P.Y. e Joseph D.D. (1995) eles comparam o mecanismo hidrodinâmico que acontece na levitação de uma cápsula sólida dentro de um escoamento líquido com o caso do *core flow* de óleos pesados nas tubulações. Argumentaram que as forças inerciais são responsáveis pela levitação do núcleo do óleo cru pesado lubrificado pela água numa tubulação horizontal.

Eles fizeram uma simulação numérica bidimensional e proporcionaram informação detalhada sobre o fluxo do fluido sobre a cápsula. Especificamente, investigaram a origem da levitação hidrodinâmica e o estudo da posição de equilíbrio e orientação da cápsula levitada. A

simulação foi para um fluxo laminar. Eles encontraram que para todos os valores de ρ (razão ρ_c/ρ_f) e Re testados, o movimento da cápsula pode ser descomposto em três estágios: levitação inicial, oscilações transientes e elevação permanente. Na análise da levitação inicial e elevação permanente da cápsula, os estudos foram dirigidos aos casos extremos para identificar os mecanismos hidrodinâmicos envolvidos. Em todas as situações entre esses extremos, observou-se a coexistência dos efeitos da inércia e lubrificação e uma transição suave de importância relativa entre os dois.

Mencionaram que o *core flow* de um núcleo pesado ou leve sem onda não pode ser levantado. As ondas são necessárias se o núcleo é levantado pelas forças de lubrificação proporcional à velocidade (V) ou pelas forças de levitação proporcionais a V^2 . A forma simples da onda não é simétrica e a natureza da assimetria é relacionada ao mecanismo de levitação. Os tipos de formas de ondas assimétricas são vistos na prática que são compatíveis com a forma inercial de levitação e não com a lubrificação (Ver Figura 2.3).

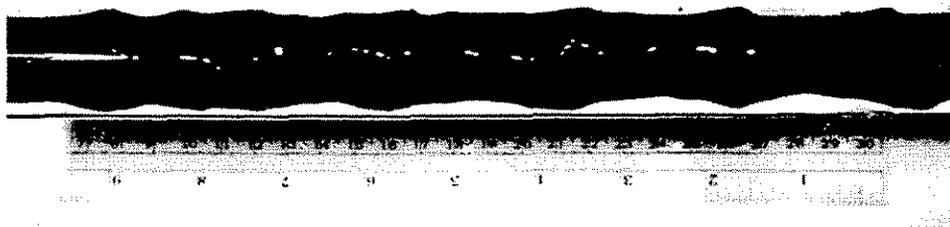


Figura 2.3. Padrão *core flow* obtido dos experimentos do Joseph (Feng *et al*, 1995).

A estabilidade hidrodinâmica envolve parâmetros muitos importantes como velocidade da onda, fração volumétrica do óleo, etc. Assim, alguns trabalhos que estudaram esses parâmetros devem ser mencionados

A velocidade e fração volumétrica no *core flow* anular, foram estudados por Bannwart (1998). Nesse trabalho se estabeleceu uma equação através da teoria das ondas cinemáticas para calcular a fração volumétrica do óleo para os escoamentos óleo pesado/água na linha horizontal e vertical. Para isso é muito importante a informação obtida dos valores experimentais da velocidade da onda, que poderão ser medidos através das imagens gravadas no vídeo, com essa

informação se pode ajustar a equação da onda cinemática para obter o valor de deslizamento entre as fases e logo obter a fração volumétrica do óleo.

Outro fator que influencia muito na estabilidade é a tensão interfacial que foi estudada também por Bannwart (1999). Segundo o autor, a tensão superficial modela a curvatura na interface e isso ajuda a configuração do padrão *core flow*. Assumindo um campo hidrostático da pressão na seção do corte (fluxo totalmente desenvolvido) uma condição de equilíbrio pode ser estabelecida entre a tensão superficial e a força líquida de gravidade no núcleo (empuxo). Demonstrou-se que para números de Eötvos pequenos (isto é, pequenas diferenças de densidades), a curvatura é circular, e com o incremento do número de Eötvos, o raio de curvatura no fundo se torna progressivamente maior que no topo (para um fluido central mais leve que o fluido que o rodeia).

2.4 Análise da estabilidade do *core flow*

Estudos usando uma abordagem unidimensional da estabilidade do *core flow* de óleos pesados – água não foram encontrados. Porém, existem diversos estudos de estabilidade usando modelos bi e tridimensionais.

Um estudo de estabilidade do padrão anular foi feito por Joseph *et al* (1984), que estudaram dois fluidos imiscíveis de diferentes viscosidades e densidades iguais através de um tubo sob um dado gradiente de pressão. O princípio de dissipação viscosa, o qual postula que o valor da dissipação viscosa é minimizado para uma dada taxa de fluxo, explica a estabilidade diante da tendência de que o fluido mais fino encapsula o mais grosso. Os autores consideraram uma análise de estabilidade linear para o tubo circular, onde o fluxo básico é o fluxo de Poiseuille com uma interface concêntrica, encontrando excelentes resultados. Demonstraram que o fluxo é estável quando o fluido mais viscoso se encontra no centro, dependendo da razão do raio R_1/R , ver Figura 2.4. Para pequenas quantidades de fluido leve nas paredes do tubo, o fluxo é estável para ondas compridas e é instável quando há grandes quantidades desse fluido. Outra observação importante sobre este trabalho é que se mencionou que a tensão interfacial é um fator estabilizador. Uma análise linear de estabilidade revela que a configuração *core annular* é estável quando o fluido mais viscoso é localizado no núcleo e ocupa a maior parte da seção.

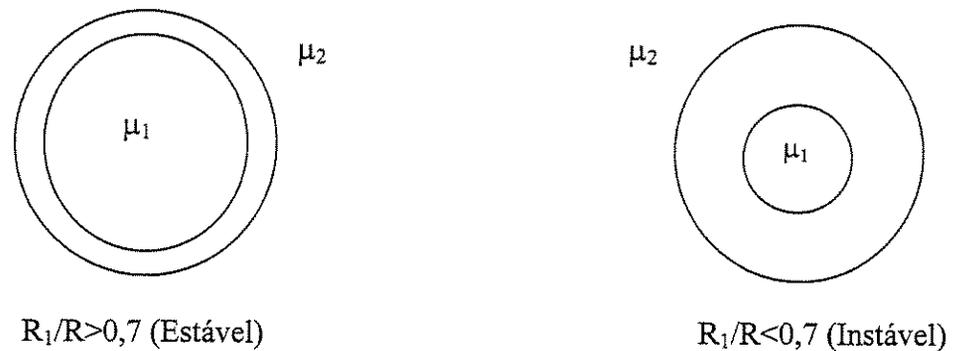


Figura 2.4 - Arranjos de estabilidade do *core flow*

Outro trabalho sobre estabilidade do padrão anular foi feito por Huang & Joseph (1994), que estudaram o caso do *core flow* excêntrico mas com densidades iguais. Considerando que o óleo pode ocupar diferentes posições no tubo, isto quer dizer que existe uma série de soluções desses fluxos excêntricos. Estudou-se a análise linear dessa família de fluxos usando o método de elementos finitos para resolver o grupo de equações diferenciais parciais. Concluíram que o fluxo excêntrico é estável quando o fluxo concêntrico é estável. Um caminho conveniente para moldar este problema é identificar o domínio de parâmetros no qual o *core flow* concêntrico é estável e estudar a estabilidade dos fluxos vizinhos excêntricos. Esta classe de estudo é rotineira em princípio, mas difícil de levar a cabo na prática; para fazer isso eles estenderam o algoritmo numérico de Arnoldi para um domínio complexo.

Estudos unidimensionais da estabilidade do padrão de fluxo estratificado foram encontrados nos trabalhos de Brauner (1992) e Trallero (1995). O primeiro trabalho refere-se ao sistema bifásico líquido-líquido, onde as características da estabilidade das camadas estratificadas são consideradas. Estabeleceram-se as equações governantes de conservação da massa e quantidade de movimento. Considerou-se um escoamento estratificado liso completamente desenvolvido, com uma configuração de equilíbrio constante na qual foram agregadas pequenas perturbações para comprovar se o escoamento consegue manter-se estável. Chega-se a obter um critério de estabilidade do tipo Kelvin-Helmholtz. Também foram consideradas as condições necessárias para que as características reais da velocidade da onda satisfaçam a estabilidade. As relações entre as condições de estabilidade e aquelas para que o problema esteja bem posto, são discutidas na visão de implicações para transições do padrão de fluxo. A convergência das

condições de estabilidade a vários extremos é discutida. Como sistemas líquido-líquido são envolvidos, uma ampla faixa de razões de densidades e viscosidades foram estudadas para várias condições operacionais.

O segundo autor, Trallero (1995) examinou a estabilidade interfacial do fluxo separado (estratificado) por dois tipos de análises lineares de estabilidade (ondas longas): a análise clássica de Kelvin-Helmholtz (KH) que indica se a interface é estável; e uma análise de estabilidade estrutural, que determina se a solução de regime permanente é estável com respeito a uma espessura média do filme, mesmo se a interface é instável de acordo com a análise KH. A análise interfacial compreende dois sub-tipos: a análise viscosa KH (VKH), a qual usa o modelo completo bifásico que leva em conta os esforços cortantes, é usada para o caso do padrão estratificado; e, a teoria invíscida KH (IKH) na qual os termos de esforço cortante são desprezados, é usada para o padrão estratificado com mistura na interface. A estabilidade foi examinada com as equações do modelo bifásico - como no trabalho de Brauner - e foi assumido um fluxo de estado quase permanente para a fase da água baseado em sua alta velocidade. As equações foram reduzidas e resolvidas numericamente usando o método das características.

Um trabalho muito importante nesta linha foi o de Brauner (1992), que à semelhança dos trabalhos feitos nos escoamentos gás - líquido, propôs um critério de transição entre padrões de fluxo para o escoamento líquido - líquido em tubos horizontais. As principais transições são: limites do padrão estratificado, limites do padrão anular, limites do padrão estratificado - e estratificado disperso e limites do padrão completamente desenvolvido.

A fim de determinar se um padrão anular colapsa em estratificado ou intermitente, um modelamento do fluxo anular é requerido. Brauner et al (1992) apresentou um modelo físico para este sistema. O modelo inclui numa mesma estrutura todas as situações possíveis de regimes de fluxo: laminar - laminar, turbulento - turbulento e fluxo misto nas duas fases para uma gama de propriedades físicas (viscosidade e densidade), e de um diâmetro da fase central, D_c (ou *holdup in situ*), e a correspondente perda de carga. Para o caso mais comum de núcleo de óleo viscoso laminar, com qualquer fase laminar ou turbulenta anular (água), simples soluções explícitas para D_c foram obtidas.

Um critério de transição foi deduzido olhando para uma situação limite de uma configuração anular. Na região onde o fluxo anular estável é observado, encontrou-se que $A_2/A \ll 1$, o qual corresponde a uma camada anular relativamente fina. Incrementando a vazão da fase anular, J_2 , de uma camada anular ondulante mais delgada, o crescimento das ondas interfaciais pode bloquear o espaço do núcleo, originando a formação de pistões de óleo ou bolhas.

Este mecanismo da desintegração do núcleo resulta da instabilidade de Rayleigh que tipicamente ocorre em jatos livres cilíndricos de líquidos. Porém, no fluxo anular outras complicações devido aos efeitos de molhabilidade da parede do duto no *core flow* excêntrico devem ser levados em conta. Por exemplo, um critério de transição muito realista pode ser estabelecido explorando o *holdup in situ* crítico, o qual gera condições favoráveis para o crescimento das ondas interfaciais para alcançar o centro do núcleo.

Uma transição para um padrão intermitente é estabelecida procurando as velocidades (J_1 , J_2) para os quais as equações do modelo anular obedecem a um critério prescrito, tal como qualquer $D_c \approx D/2$ ou $A_c \approx A_2 \approx A/2$.

E notável que o padrão anular esteja limitado por dois fenômenos. Enquanto a discussão acima estabelece a ocorrência do colapso da fase núcleo no caso de uma camada anular relativamente densa (ondulante), o outro limite relaciona a dissolução do filme fino no topo da parede devido à tendência de flutuação da fase do núcleo mais leve. Neste caso, a destruição da configuração anular resulta no padrão estratificado.

2.5 Holdup

No estudo do *core flow*, uma das tarefas mais difíceis é obter o *holdup* – aqui considerado como a fração volumétrica de cada fase. Foram apresentados diversos métodos para sua determinação: os primeiros métodos são de medição direta, posteriormente trabalhos feitos nas áreas de estabilidade permitiram obter analiticamente correlações que permitiram calculá-lo.

Para medir o *holdup* na seção de teste, Russel *et al* (1959) empregaram a técnica das válvulas de fechamento rápido. As vazões de óleo e de água foram ajustadas a valores desejados para permitir que o fluxo fosse permanente. As válvulas foram fechadas rapidamente e a bomba foi parada simultaneamente. Os conteúdos da linha foram coletados do tubo num cilindro de 4 litros injetando ar comprimido no tubo e elevando-o. Foi achado geralmente que 95% do material podia ser recuperado por medição, através desse método. Os volumes de água e óleo foram separados e medidos e o *holdup* calculado. Na região laminar, o *holdup* é uma função da razão de injeção dos líquidos e da razão de viscosidades. Na região de turbulência, o *holdup* é também uma função da velocidade superficial da água.

Uma técnica similar foi usada por Charles *et al* (1961): depois das tomadas de pressão, as válvulas no final da seção do teste foram fechadas simultaneamente e as bombas do óleo e da água foram paradas. Usou-se um *pig*, o qual isolava uma parte interna da tubulação, que foi introduzido no fluxo do tubo da seção de teste, e, quando forçado através de ar pressurizado, lançava o óleo e água acumulados num equipamento de medição de volume.

2.6 Fator de atrito e perda de pressão

A técnica do *core flow* possibilita uma grande economia na potência de bombeamento. É necessária uma abordagem sistemática para o projeto de linhas operando nesse padrão de fluxo. No século XIX, o desenvolvimento da carta de Moody envolvendo o número de Reynolds e o fator de fricção facilitou o projeto e desenvolvimento de sistemas simples de tubulação. Este tipo de análise foi estendido em trabalhos posteriores para tubos lubrificados.

O número de autores aqui também não é grande. Russel & Charles (1959) sugeriram um fator de atrito baseado na velocidade superficial da água. A perda de pressão foi obtida para qualquer fluido Newtoniano de uma fase no tubo horizontal usando a equação de Fanning $\Delta P = \frac{2f\Delta LV^2\rho}{g_c D}$ e relações empíricas entre f , fator de fricção, ε/D = rugosidade relativa, e $DV\rho/\mu$ (número de Reynolds).

O fluxo de duas fases líquidas num tubo circular é mais complicado, mas o fator de atrito arbitrário foi descrito como $f_w = \frac{\Delta P g_c D}{2 \Delta L V_w^2 \rho}$. Neste caso f_w dependia das variáveis: $D, V_2, V_1, \rho_2, \rho_1, \mu_2, \mu_1$. Esta formulação funcionou para um problema em particular, mas não conseguiu ser estendida a outros casos. Devido a que os autores apresentaram seus dados de perda de pressão em termos do fator de atrito calculado com base na velocidade superficial da água e da densidade da água, a técnica não permitiu uma visualização do efeito da introdução da água no gradiente de pressão da corrente fluindo de óleo.

Charles *et al* (1961) desenvolveram uma teoria onde o núcleo viscoso é tratado como uma “cápsula” sólida. Russel & Charles (1959) também publicaram dados para o fluxo estratificado e bolhas de óleo em fluxo de água no tubo usando um óleo de baixa viscosidade. Seus trabalhos precederam o de Charles *et al* (1961), que mostraram resultados para três diferentes óleos e resultados qualitativamente similares, incluindo uma descrição e mapa de todos os diferentes padrões de fluxo para sistemas óleo-água através de um tubo. Mas, eles não compararam seus resultados com outras tubulações, já que não existiam dados anteriores.

Mais tarde, Sinclair (1970) também desenvolveu uma correlação do número de Reynolds vs fator de atrito similar à de Russel & Charles (1959) e aplicou-a, com razoável sucesso, a tubos maiores. Sinclair apresentou dados de três tubulações diferentes, mas ele não fez medições do *holdup* e usou uma razão de injeção constante em todos os seus experimentos.

Oliemans (1986) não tratou de uma formulação do número de Reynolds - fator de atrito; no lugar de isso ele analisou o caso de um núcleo muito viscoso, ondulado e excêntrico e um anel em fluxo laminar fluindo no tubo. Por balanço entre a flutuação (empuxo) com as forças de lubrificação ele obteve a excentricidade do núcleo, e através de métodos numéricos obteve diretamente a perda de pressão. Este método funcionou bem no caso laminar, quando o espaço entre o núcleo e o tubo são dados e tem uma vantagem agregada de usar um modelo que é realista. Como já foi mencionado, seu modelo explicou bem o mecanismo da lubrificação, porém sub-avaliou a perda de pressão.

Brauner *et al* (1991) propuseram um método de cálculo do gradiente de pressão bifásico na forma adimensional. Dado um padrão de fluxo anular, as variáveis como vazões, propriedades físicas, diâmetro do tubo podem ser expressas em termos de um diâmetro adimensional \tilde{D}_c . O procedimento da solução é de fato de uma natureza iterativa, desde que as constantes c_1 e c_2 , n_1 , n_2 do fator de atrito, os quais referem aos regimes de fluxo, sejam determinados através do procedimento iterativo. Uma análise adimensional mostrou que, em contraste com fluxo gás-líquido, onde a perda de pressão e o *holdup* são bem correlacionados pelo parâmetro Martinelli X, sistemas líquido-líquido são geralmente dependentes de ambos X e da taxa de fluxo $\phi = \frac{J_1}{J_2}$. Também há um trabalho de Bai *et al* (1992), o qual foi feito só para o caso vertical.

Arney *et al* (1993) apresentaram a solução do problema do *core flow* laminar-laminar de densidades iguais e interface lisa concêntrica (por eles nomeado “*perfect core annular flow*”) em função de um fator de atrito. A perda de pressão vs. os dados da taxa de fluxo é reduzida usando o número de Reynolds e o fator de atrito. Os dados mostraram considerável dispersão dos pontos para baixos números de Reynolds, mas teve certo êxito para altos números de Reynolds.

A técnica apresentada não conseguiu obter uma curva que compreenda todos os pontos experimentais dispersos, devido a que não considerou fatores muito importantes como um núcleo ondulado e excêntrico, assim como o fato que o óleo gruda na parede e afeta consideravelmente o fator de atrito.

Outro trabalho foi de Angeli *et al* (1998) que determinou o fator de fricção através da formula de Colebrook para ajustar os dados e estimar a rugosidade de cada tubo. Também plotou-se gradientes de pressão normalizados (gradientes de pressão bifásicos medidos divididos por gradientes de pressão para o óleo fluindo sozinho no tubo). Os autores concluíram que o material do tubo pode influenciar fortemente no gradiente de pressão durante o fluxo bifásico. Fez a comparação entre gradientes de pressão para tubos de aço e acrílico e achou que para o primeiro os resultados são maiores que no segundo caso.

No trabalho feito por Bannwart (1998), considerou-se os seguintes fenômenos físicos: incrustação de óleo na parede, turbulência da camada anular e a ondulação do núcleo óleo na determinação da perda de pressão. Consegue-se ajustar com os resultados experimentais as perdas de carga, obtendo-se um desvio padrão relativo entre os resultados experimentais e os calculados em 14%.

Capítulo 3

Análise Unidimensional da Estabilidade do Padrão Anular

3.1 Equações Governantes

A análise da estabilidade do padrão de fluxo anular aqui realizada é baseada no modelo unidimensional de dois fluidos, onde as equações transientes de continuidade e de quantidade de movimento (Delhaye, 1981) são aplicadas ao óleo e à água, empregando-se relações constitutivas para fechamento do modelo.

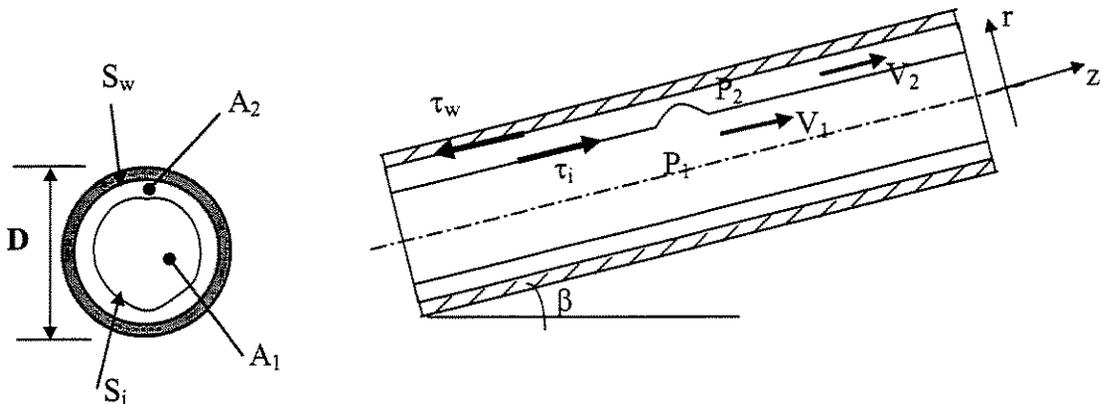


Figura 3.1. Descrição esquemática do padrão de fluxo anular

A Figura 3.1 mostra esquematicamente a configuração do padrão anular e as principais variáveis do problema. As hipóteses iniciais são as seguintes:

- Escoamentos incompressíveis e isotérmicos
- Não há transferência de massa entre as fases nem mudança de fase

- Escoamento anular de líquidos completamente imiscíveis

Nessas condições os seguintes balanços podem ser formulados, utilizando-se os subscritos “1” para a fase no núcleo (óleo) e “2” para a fase no anel (água):

- *Conservação da Massa:*

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial(\varepsilon V_1)}{\partial z} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial(1-\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial[(1-\varepsilon)V_2]}{\partial z} = 0 \quad (3.2)$$

- *Conservação de Quantidade de Movimento:*

$$\rho_1 \left[\frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon V_1) + \frac{\partial}{\partial z} (\varepsilon K_1 V_1^2) \right] + \varepsilon \frac{\partial P_1}{\partial z} = -\frac{S_i \tau_i}{A} + \varepsilon \rho_1 g_z \quad (3.3)$$

$$\rho_2 \left[\frac{\partial}{\partial t} [(1-\varepsilon)V_2] + \frac{\partial}{\partial z} [(1-\varepsilon)K_2 V_2^2] \right] + (1-\varepsilon) \frac{\partial P_2}{\partial z} = \frac{S_w \tau_w}{A} + (1-\varepsilon) \rho_2 g_z - \frac{S_w \tau_w}{A} \quad (3.4)$$

onde os coeficientes K_1 e K_2 são coeficientes de distribuição definidos por:

$$K_1 = \frac{\langle w_1^2 \rangle}{V_1^2} = \frac{\frac{1}{\pi r^2} \int_0^{R_1} w_1^2 d(\pi r^2)}{\left(\frac{1}{\pi r^2} \int_0^{R_1} w_1 d(\pi r^2) \right)^2} \quad (3.5)$$

e

$$K_2 = \frac{\langle w_2^2 \rangle}{V_2^2} = \frac{\frac{1}{\pi R_1^2} \int_{R_1}^{D/2} w_2^2 d(\pi r^2)}{\left(\frac{1}{\pi R_1^2} \int_{R_1}^{D/2} w_2 d(\pi r^2) \right)^2} \quad (3.6)$$

sendo $R_1 = \frac{D\sqrt{\varepsilon}}{2}$ (raio do núcleo).

3.2 Lei Constitutiva Mecânica

Uma vez que as Equações 3.1-3.4 envolvem 5 incógnitas, $\varepsilon, V_1, V_2, P_1, P_2$, faz-se necessário uma lei constitutiva que possibilite o fechamento do problema. Essa lei é escolhida de modo a relacionar as pressões nas duas fases através da tensão interfacial (lei de Laplace-Young). A seguinte relação é proposta:

$$P_1 - P_2 = \frac{\sigma}{R_1} \left[\frac{\partial}{\partial R_1} \left(\frac{R_1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\partial R_1}{\partial z}\right)^2}} \right) - \frac{0,166 \Delta \rho g_y \varepsilon A}{\sigma} \right] \quad (3.7)$$

O primeiro termo do lado direito na equação acima corresponde ao efeito de variações na curvatura do núcleo na direção axial (ondas), conforme a Figura 3.2.a. O segundo termo é devido à distorção do contorno do núcleo causada pela diferença de densidades, sendo obtido pela solução da forma da interface para ângulo de contacto nulo com a parede realizada por Bannwart (2001) encontra-se no Anexo I. Essa distorção pode ser associada ao número de Eötvos $\frac{\Delta \rho g_y \varepsilon A}{\sigma}$: quanto menor for esse parâmetro mais próxima da forma circular será a interface.

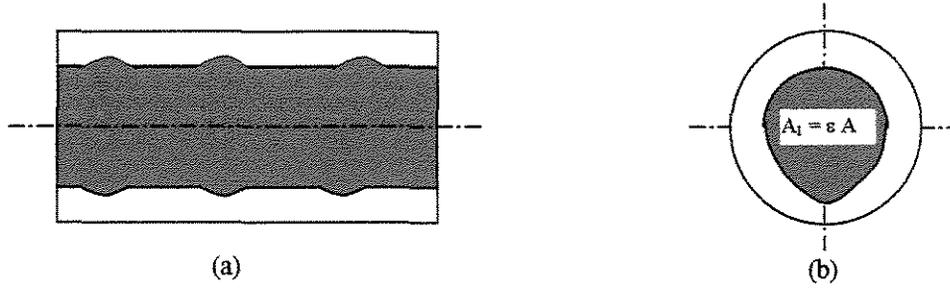


Figura 3.2. Esquema do *core flow* na seção do corte do tubo horizontal

Usando a Equação 3.7, pode-se eliminar as pressões do sistema de equações original. Para isto, multiplica-se a Equação 3.3 por $(1 - \varepsilon)$ e a Equação 3.4 por ε , e, subtraindo uma da outra, obtém-se,

$$\rho_1(1 - \varepsilon) \left[\frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon V_1) + \frac{\partial}{\partial z} (\varepsilon K_1 V_1^2) \right] - \rho_2 \left[\frac{\partial}{\partial t} [(1 - \varepsilon) V_2] + \frac{\partial}{\partial z} [(1 - \varepsilon) K_2 V_2^2] \right] + \varepsilon(1 - \varepsilon) \left(\frac{\partial P_1}{\partial z} - \frac{\partial P_2}{\partial z} \right) = (1 - \varepsilon) \left(-\frac{S_i \tau_i}{A} + \varepsilon \rho_1 g_z \right) - \varepsilon \left(\frac{S_i \tau_i}{A} + (1 - \varepsilon) \rho_2 g_z - \frac{S_w \tau_w}{A} \right) \quad (3.8)$$

Para eliminar o termo contendo as diferenças de pressão, derivamos a Equação 3.7 em relação a “z” (ver Anexo II), o que resulta em:

$$\frac{\partial P_1}{\partial z} - \frac{\partial P_2}{\partial z} = -\frac{\sigma}{D \alpha^{3/2}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} - \frac{3}{32} \frac{D \sigma}{\varepsilon^{5/2}} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right)^3 + \frac{D \sigma}{4 \varepsilon^{3/2}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial z^2} - \frac{D \sigma}{4 \sqrt{\varepsilon}} \frac{\partial^3 \varepsilon}{\partial z^3} - 0,13 \frac{\Delta \rho g_y D}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \quad (3.9)$$

Substituindo a Equação 3.9 na Equação 3.8, desenvolvendo os dois primeiros termos desta (Anexo III), e ordenando os termos obtém-se:

$$\begin{aligned}
& \left(\rho_1 \frac{\partial V_1}{\partial t} - \rho_2 \frac{\partial V_2}{\partial t} \right) (1-\varepsilon)\varepsilon + [\rho_1(1-\varepsilon)V_1(1-2K_1) + \rho_2\varepsilon V_2(1-2K_2)] \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} - \\
& \left[\left(K_1 - \varepsilon \frac{dK_1}{d\varepsilon} \right) V_1^2 \rho_1 (1-\varepsilon) + \left(K_2 + (1-\varepsilon) \frac{dK_2}{d\varepsilon} \right) V_2^2 \rho_2 \varepsilon + \right. \\
& \left. \frac{\sigma(1-\varepsilon)}{D} \frac{D\sigma(1-\varepsilon)}{\varepsilon^{1/2}} \frac{\partial^2 \varepsilon}{4 \varepsilon^{1/2} \partial z^2} + 0,13\sqrt{\varepsilon}(1-\varepsilon)\Delta\rho g_y D \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right] \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} - \frac{3D\sigma(1-\varepsilon)}{32 \varepsilon^{3/2}} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right)^3 + \\
& \frac{D\sigma}{4} \sqrt{\varepsilon}(1-\varepsilon) \frac{\partial^3 \varepsilon}{\partial z^3} = f
\end{aligned} \tag{3.10}$$

onde

$$f = -\frac{4\tau_i}{A} + \varepsilon(1-\varepsilon)(\rho_1 - \rho_2)g_z + \frac{S_w\tau_w}{A}\varepsilon \tag{3.11}$$

Notar que os coeficientes de distribuição K_1 e K_2 são considerados funções de ε apenas, enquanto que as tensões τ_i e τ_w dependem de V_1 , V_2 e ε . Dessa forma, as Equações 3.1, 3.2 e 3.10 formam um sistema nas incógnitas V_1 , V_2 e ε .

3.3 Solução de Base

A solução de base das Equações 3.1-3.4, cuja estabilidade será estudada, corresponde ao escoamento permanente e desenvolvido no padrão anular. Essa solução, indicada pelo subscrito "0", é descrita por:

$$V_{1,0} = J_1/\varepsilon_0 = \text{const} \tag{3.12}$$

$$V_{2,0} = J_2/(1-\varepsilon_0) = \text{const} \tag{3.13}$$

$$\varepsilon_0 \left. \frac{\partial P_1}{\partial z} \right|_0 = - \left. \frac{S_i \tau_i}{A} \right|_0 + \varepsilon_0 \rho_1 g_z \tag{3.14}$$

$$(1-\varepsilon_0) \left. \frac{\partial P_2}{\partial z} \right|_0 = \left. \frac{S_i \tau_i}{A} \right|_0 - \left. \frac{S_w \tau_w}{A} \right|_0 + (1-\varepsilon_0) \rho_2 g_z \tag{3.15}$$

$$\left. \frac{\partial P_1}{\partial z} \right|_0 = \left. \frac{\partial P_2}{\partial z} \right|_0 \quad (3.16)$$

Notar que a igualdade entre os gradientes de pressão acima resulta diretamente da Equação 3.7 para o escoamento desenvolvido. Multiplicando a Equação 3.14 por $(1-\varepsilon_0)$ e a Equação 3.15 por ε_0 , e subtraindo-as obtém-se:

$$f_0 = \frac{4\varepsilon_0}{D} \tau_w - \frac{4\sqrt{\varepsilon_0}}{D} \tau_i + \varepsilon_0(1-\varepsilon_0)(\rho_1 - \rho_2)g_z = 0 \quad (3.17)$$

3.4 Desenvolvimento da Equação de Onda

Assumindo que o campo de escoamento instantâneo (V_1, V_2, ε) é a soma da solução de base $(V_{1,0}, V_{2,0}, \varepsilon_0)$ satisfazendo as Equações 3.12, 3.13. e 3.17, com pequenas perturbações (w_1, w_2, η) , temos:

$$\varepsilon(z,t) = \varepsilon_0 + \eta(z,t); \quad V_1(z,t) = V_{1,0} + w_1(z,t); \quad V_2(z,t) = V_{2,0} + w_2(z,t) \quad (3.18)$$

Substituindo essas decomposições nas Equações 3.1, 3.2 e 3.10 e desprezando-se termos de segunda ou maior ordem, tem-se:

$$\frac{\partial(\varepsilon_0 + \eta)}{\partial t} + \frac{\partial[(\varepsilon_0 + \eta)(V_{1,0} + w_1)]}{\partial z} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial w_1}{\partial z} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \left[\frac{\partial \eta}{\partial t} + V_{1,0} \frac{\partial \eta}{\partial z} \right] \quad (3.19)$$

$$\frac{\partial(1-\varepsilon_0-\eta)}{\partial t} + \frac{\partial[(1-\varepsilon_0-\eta)(V_{2,0} + w_2)]}{\partial z} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial w_2}{\partial z} = \frac{1}{(1-\varepsilon_0)} \left[\frac{\partial \eta}{\partial t} + V_{2,0} \frac{\partial \eta}{\partial z} \right] \quad (3.20)$$

O mesmo procedimento para a Equação 3.10 resulta em:

$$\begin{aligned}
& (1-\varepsilon_0)\varepsilon_0\left(\rho_1\frac{\partial w_1}{\partial t}-\rho_2\frac{\partial w_2}{\partial t}\right)+\left[\frac{\rho_1(1-\varepsilon_0)V_{1,0}(1-2K_{1,0})}{\rho_2\varepsilon_0V_{2,0}(1-2K_{2,0})}+\right]\frac{\partial\eta}{\partial z}- \\
& \left[\left(K_{1,0}-\varepsilon_0\frac{dK_1}{d\varepsilon}\Big|_0\right)V_{1,0}^2\rho_1(1-\varepsilon_0)+\left(K_{2,0}+(1-\varepsilon_0)\frac{dK_2}{d\varepsilon}\Big|_0\right)V_{2,0}^2\rho_2\varepsilon_0+\right. \\
& \left.(1-\varepsilon_0)\frac{\sigma}{D\varepsilon_0^{1/2}}-(1-\varepsilon_0)\frac{D\sigma}{4\varepsilon_0^{1/2}}\frac{\partial^2\eta}{\partial z^2}+0,13\Delta\rho g_y D\varepsilon_0^{1/2}(1-\varepsilon_0)\right]\frac{\partial\eta}{\partial z}+ \\
& -\frac{3}{32}(1-\varepsilon_0)\frac{D\sigma}{\varepsilon_0^{3/2}}\left(\frac{\partial\eta}{\partial z}\right)^3+\frac{D\sigma\varepsilon_0^{1/2}(1-\varepsilon_0)}{4}\frac{\partial^3\eta}{\partial z^3}= \\
& -\frac{4\sqrt{\varepsilon_0}\tau_i}{D}+(1-\varepsilon_0)\varepsilon_0g_z[\rho_1-\rho_2]+4\varepsilon_0\frac{\tau_w}{D}
\end{aligned} \tag{3.21}$$

Nessa equação, termos de segunda ou mais alta ordem são desprezíveis, como

$$\frac{3}{32}(1-\varepsilon_0)\frac{D\sigma}{\varepsilon_0^{3/2}}\left(\frac{\partial\eta}{\partial z}\right)^3 \approx 0 \quad \text{e} \quad (1-\varepsilon_0)\frac{D\sigma}{4\varepsilon_0^{1/2}}\frac{\partial^2\eta}{\partial z^2}\frac{\partial\eta}{\partial z} \approx 0,$$

e os termos que se encontram no lado direito da Equação 3.21 podem ser linearizados por expansão em série de Taylor até a primeira ordem. Assim procedendo, essa equação se torna:

$$\begin{aligned}
& (1-\varepsilon_0)\varepsilon_0\left(\rho_1\frac{\partial w_1}{\partial t}-\rho_2\frac{\partial w_2}{\partial t}\right)+\left[\frac{\rho_1(1-\varepsilon_0)V_{1,0}(1-2K_{1,0})}{\rho_2\varepsilon_0V_{2,0}(1-2K_{2,0})}+\right]\frac{\partial\eta}{\partial z}- \\
& \left[V_{1,0}^2\rho_1(1-\varepsilon_0)\left(K_{1,0}-\varepsilon_0\frac{dK_1}{d\varepsilon}\Big|_0\right)+V_{2,0}^2\rho_2\varepsilon_0\left(K_{2,0}+(1-\varepsilon_0)\frac{dK_2}{d\varepsilon}\Big|_0\right)+\right. \\
& \left.(1-\varepsilon_0)\frac{\sigma}{D\varepsilon_0^{1/2}}+0,13\Delta\rho g_y D\varepsilon_0^{1/2}(1-\varepsilon_0)\right]\frac{\partial\eta}{\partial z}+ \\
& +\frac{D\sigma\varepsilon_0^{1/2}}{4}(1-\varepsilon_0)\frac{\partial^3\eta}{\partial z^3}=f_0+\frac{\partial f}{\partial V_1}\Big|_0 w_1+\frac{\partial f}{\partial V_2}\Big|_0 w_2+\frac{\partial f}{\partial \alpha_1}\Big|_0 \eta.
\end{aligned} \tag{3.22}$$

Para eliminar as derivadas $\frac{\partial w_1}{\partial t}$ e $\frac{\partial w_2}{\partial t}$, deriva-se toda a Equação 3.22 em relação a z, e usa-se as Equações 3.19 e 3.20. O resultado final é uma equação diferencial descrevendo a propagação de perturbações $\eta(z,t)$:

$$\begin{aligned}
& \frac{D\sigma\varepsilon_0^{1/2}(1-\varepsilon_0)}{4} \frac{\partial^4 \eta}{\partial z^4} + [\rho_1(1-\varepsilon_0) + \rho_2\varepsilon_0] \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + 2 \left[\begin{array}{l} \rho_1 V_{1,0}(1-\varepsilon_0) K_{1,0} \\ + \rho_2 V_{2,0} \varepsilon_0 K_{2,0} \end{array} \right] \frac{\partial^2 \eta}{\partial t \partial z} + \\
& \left[\begin{array}{l} V_{1,0}^2 \rho_1 (1-\varepsilon_0) \left(K_{1,0} - \varepsilon_0 \frac{dK_1}{d\varepsilon} \Big|_0 \right) + V_{2,0}^2 \rho_2 \varepsilon_0 \left(K_{2,0} + (1-\varepsilon_0) \frac{dK_2}{d\varepsilon} \Big|_0 \right) \\ (1-\varepsilon_0) \frac{\sigma}{D\varepsilon_0^{1/2}} + 0,13\Delta\rho g_y D\varepsilon_0^{1/2} (1-\varepsilon_0) \end{array} \right] \frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} + \\
& + \left(-\frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\partial f}{\partial V_1} \Big|_0 + \frac{1}{1-\varepsilon_0} \frac{\partial f}{\partial V_2} \Big|_0 \right) \left[\begin{array}{l} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{-\frac{V_{1,0}}{\varepsilon_0} \frac{\partial f}{\partial V_1} \Big|_0 + \frac{V_{2,0}}{1-\varepsilon_0} \frac{\partial f}{\partial V_2} \Big|_0 + \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} \Big|_0}{-\frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\partial f}{\partial V_1} \Big|_0 + \frac{1}{1-\varepsilon_0} \frac{\partial f}{\partial V_2} \Big|_0} \frac{\partial \eta}{\partial z} \right] = 0
\end{aligned} \tag{3.23}$$

Essa equação pode ser representada na seguinte forma:

$$M \frac{\partial^4 \eta}{\partial z^4} + N \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + 2E \frac{\partial^2 \eta}{\partial t \partial z} + F \frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} + G \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} + H \frac{\partial \eta}{\partial z} \right) = 0 \tag{3.24}$$

onde

$$M = \frac{D\sigma\varepsilon_0^{1/2}(1-\varepsilon_0)}{4} \tag{3.25}$$

$$N = [\rho_1(1-\varepsilon_0) + \rho_2\varepsilon_0] \tag{3.26}$$

$$E = [\rho_1 V_{1,0}(1-\varepsilon_0) K_{1,0} + \rho_2 V_{2,0} \varepsilon_0 K_{2,0}] \tag{3.27}$$

$$\begin{aligned}
F = & V_{1,0}^2 \rho_1 (1-\varepsilon_0) \left(K_{1,0} - \varepsilon_0 \frac{dK_1}{d\varepsilon} \Big|_0 \right) + V_{2,0}^2 \rho_2 \varepsilon_0 \left(K_{2,0} + (1-\varepsilon_0) \frac{dK_2}{d\varepsilon} \Big|_0 \right) + \\
& (1-\varepsilon_0) \frac{\sigma}{D\varepsilon_0^{1/2}} + 0,13\Delta\rho g_y D\varepsilon_0^{1/2} (1-\varepsilon_0)
\end{aligned} \tag{3.28}$$

$$G = -\frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\partial f}{\partial V_1} \Big|_0 + \frac{1}{1-\varepsilon_0} \frac{\partial f}{\partial V_2} \Big|_0 \tag{3.29}$$

$$H = \frac{-\frac{V_{1,0}}{\varepsilon_0} \frac{\partial f}{\partial V_1} \Big|_0 + \frac{V_{2,0}}{1-\varepsilon_0} \frac{\partial f}{\partial V_2} \Big|_0 + \frac{\partial f}{\partial \varepsilon_0} \Big|_0}{-\frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\partial f}{\partial V_1} \Big|_0 + \frac{1}{1-\varepsilon_0} \frac{\partial f}{\partial V_2} \Big|_0} \quad (3.30)$$

Os coeficientes M e F dependem da tensão interfacial, enquanto que N, E, G e H dependem das densidades e viscosidades dos fluidos e das velocidades das fases. A variável H representa a velocidade da onda cinemática definida por Wallis (1969), sendo doravante denotada por C_0 . Essas ondas são fenômenos de estado quase permanente e ocorrem quando há uma relação entre a vazão e a concentração (ε) de uma das fases. Um valor de estado permanente simplesmente propaga-se em outro e não há efeitos dinâmicos de inércia ou quantidade de movimento.

3.5 Análise de Estabilidade

A fim de que a Equação 3.24 represente uma equação de onda, certas condições devem ser obedecidas. Além disso, as ondas não podem crescer localmente (estabilidade temporal). Isso cria um conjunto de critérios para estabilidade do *core flow*. Para obter esses critérios, impõe-se uma solução elementar na forma:

$$\eta(z, t) = \eta_{\max} \cdot e^{i(\kappa \cdot z - \omega \cdot t)} = \eta_{\max} \cdot e^{i \frac{2\pi}{\lambda}(z - C \cdot t)} \quad (3.31)$$

onde $C = \frac{\omega}{\kappa}$ representa a velocidade de propagação da onda e $\lambda = \frac{2\pi}{\kappa}$ o comprimento de onda. A análise pode ser realizada de acordo com a magnitude do parâmetro

$$\frac{E}{G \cdot D} = Re_{1,2} \quad (3.32)$$

o qual permite determinar a ordem dominante da equação de onda. Esse parâmetro pode ser interpretado como um número de Reynolds bifásico, uma vez que $[E] = [\rho][V]$ e $[G] = [\mu]/[D]^2$. Para valores elevados ou moderados de $Re_{1,2}$ a Equação (3.24) é de segunda ordem no tempo, para baixos valores de $Re_{1,2}$ ela é de primeira ordem.

Caso A. $Re_{1,2} \gg 1$: Estabilidade de Kelvin-Helmholtz

Neste caso G é desprezível, ou seja, a magnitude dos efeitos viscosos pode ser ignorada, e a Equação (3.24) se torna:

$$N \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + 2E \frac{\partial^2 \eta}{\partial t \partial z} + M \frac{\partial^4 \eta}{\partial z^4} + F \frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} = 0 \quad (3.33)$$

Substituindo a solução dada pela Equação 3.31 obtém-se a seguinte equação característica:

$$NC^2 - 2EC - M\kappa^2 + F = 0 \quad (3.34)$$

cujas raízes são:

$$C_{1,2} = \frac{E \pm \sqrt{E^2 - N(F - M\kappa^2)}}{N} \quad (3.35)$$

Para que a velocidade da onda seja real é preciso satisfazer a condição $E^2 - N(F - M\kappa^2) > 0$. Esse é o requisito essencial do critério de Kelvin-Helmholtz (Ishii, 1982). A partir das definições de E , N , F e M , essa condição pode ser expressa na forma:

$$\left[\rho_1 V_{1,0} (1 - \varepsilon_0) K_{1,0} + \rho_2 V_{2,0} \varepsilon_0 K_{2,0} \right]^2 > \left[\rho_1 (1 - \varepsilon_0) + \rho_2 \varepsilon_0 \right] \times \left\{ \begin{aligned} & V_{1,0}^2 \rho_1 (1 - \varepsilon_0) \left(K_{1,0} - \varepsilon_0 \frac{dK_1}{d\varepsilon} \Big|_0 \right) + V_{2,0}^2 \rho_2 \varepsilon_0 \left(K_{2,0} + (1 - \varepsilon_0) \frac{dK_2}{d\varepsilon} \Big|_0 \right) + (1 - \varepsilon_0) \frac{\sigma}{D \varepsilon_0^{1/2}} + \\ & 0,13 \Delta \rho g_y D \varepsilon_0^{1/2} (1 - \varepsilon_0) + \frac{D \sigma \varepsilon_0^{1/2} (1 - \varepsilon_0)}{4} \kappa^2 \end{aligned} \right\} \quad (3.36)$$

e assumindo que os perfis de velocidade são uniformes ($K_1=K_2=1$) obtém-se o critério de estabilidade do padrão anular:

$$\underbrace{(V_{1,0} - V_{2,0})^2}_{desestab.} < \left[\frac{(1 - \varepsilon_0)}{\rho_2} + \frac{\varepsilon_0}{\rho_1} \right] \left(\underbrace{\frac{\sigma D \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2}{4\sqrt{\varepsilon_0}}}_{estab.} - \underbrace{\frac{\sigma}{D\varepsilon_0^{3/2}}}_{desestab.} - \underbrace{\frac{0,13\Delta\rho g_y D}{\sqrt{\varepsilon_0}}}_{desestab.} \right) \quad (3.37)$$

Uma vez que o único termo estabilizador é o que contém o comprimento de onda, conclui-se que a estabilidade do padrão anular, quando os efeitos viscosos são desprezíveis, depende da existência de ondas interfaciais, e que quanto menor for o comprimento de onda mais estável será o escoamento no padrão anular. Essas ondas dão uma rigidez ao núcleo, graças à curvatura e à magnitude da tensão interfacial.

O papel essencial exercido pela tensão interfacial para garantir a adequada curvatura da interface no *core flow* foi demonstrado por Bannwart (2001), que concluiu que para números de Eötvos pequenos essa curvatura é quase circular e propôs o seguinte critério:

$$Eo^* = \frac{(\rho_1 - \rho_2)g_y \varepsilon A}{\sigma} < 8 \quad (3.38)$$

Uma vez que $A_1 = \varepsilon A$, a condição acima pode ser entendida como a existência de uma área máxima do fluido 1 que pode ser mantida pela tensão interfacial com ângulo de contato nulo com a parede. Se assumirmos que as velocidades são iguais na Equação 3.37, chega-se ao seguinte resultado:

$$Eo^* < 60 \left(\frac{\varepsilon D^2}{\lambda^2} - \frac{1}{\pi^2} \right) \quad (3.39)$$

e, se tomarmos $\varepsilon = 0,5$ como valor mínimo para existência do padrão anular e $\lambda_{\max} \approx 1,2 D$, o lado direito da equação acima se torna 15, fornecendo um critério similar ao da Equação 3.38. Resultados experimentais do comprimento de onda, obtidos neste trabalho (ver Capítulo 5) e por outro autor (Oliemans, 1986) confirmam a validade dessas considerações. Deve ser notado, entretanto, que esse tipo de critério pressupõe que não haja escorregamento entre as fases: quando

êle ocorre (tal como constatado nos experimentos reportados no Capítulo 5) o efeito do número de Weber aparece, e a Equação 3.37 se torna:

$$Eo^* < 24 \left[\frac{\varepsilon D^2}{\lambda^2} - \frac{1}{\pi^2} - 2We_2 \left(\frac{s_o - 1}{1 - \varepsilon} \right)^2 \frac{\varepsilon^{3/2} \rho_1}{\rho_1(1 - \varepsilon) + \rho_2 \varepsilon} \right] \quad (3.40)$$

onde

$$We_2 = \frac{\rho_2 J_2^2 D}{2\sigma} \quad (3.41)$$

é o número de Weber da fase 2 e $s_o = \frac{V_1}{V_2}$ é o deslizamento das fases.

Caso B. $Re_{1,2} \ll 1$: Estabilidade de Rayleigh-Tolmien

Neste caso, G é elevado e os efeitos viscosos preponderam, de modo que a Equação 3.24 se torna:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + C_0 \frac{\partial \eta}{\partial z} = 0 \quad (3.42)$$

O critério de estabilidade neste caso requer que C_0 seja real e positivo, o que normalmente é satisfeito para perfis de velocidade sem pontos de inversão (parabólicos, leis de potência, etc). Nesse sentido, a estabilidade pode aqui ser considerada como do tipo de Rayleigh-Tolmien (White, 1991). Uma análise das implicações da condição $C_0 > 0$ não será feita aqui, visto que o escoamento horizontal não deve apresentar pontos de inversão.

Caso C. $Re_{1,2} \approx 1$: Critério Geral de Estabilidade

Neste caso, a Equação 3.24 deve ser mantida com todos os seus termos, e a imposição de uma solução como a dada na Equação 3.31 fornece seguinte equação característica:

$$-NC^2 + 2EC + M\kappa^2 - F - i\frac{G}{\kappa}(C - C_0) = 0 \quad (3.43)$$

A condição de que uma dada perturbação não cresce localmente no tempo requer, nesta situação, que a parte imaginária de C seja negativa. Seguindo um procedimento proposto por Whitham (1974), a solução para as velocidades da onda de C podem ser aproximadas por (assumindo $C_1 > C_2$):

$$C \cong \begin{cases} C_1 - i \frac{G}{\kappa N} \frac{C_1 - C_0}{C_1 - C_2} \\ C_2 - i \frac{G}{\kappa N} \frac{C_0 - C_2}{C_1 - C_2} \end{cases} \quad (3.44)$$

onde C_1 e C_2 são as soluções da parte real da Equação 3.43. Uma vez que $G/(\kappa N)$ é positivo, a condição de que a parte imaginária de C tem que ser negativa ($\text{Im}[C] < 0$) fornece:

$$C_2 \leq C_0 \leq C_1 \quad (C_1, C_2 \text{ são reais}) \quad (3.45)$$

A condição de que C_1 e C_2 são reais corresponde ao critério de estabilidade de Kelvin-Helmholtz (Ishii, 1982) e pode ser expressa como:

$$V_0^2 + \frac{M\kappa^2 - F}{N} \geq 0 \quad (3.46)$$

onde $V_0 = E/N$. A Equação 3.46 será em geral satisfeita para comprimentos de ondas relativamente pequenos, através da tensão interfacial. As Equações. 3.45-3.46 podem ser combinadas em um critério geral:

$$0 \leq \frac{\left(\frac{C_0}{V_0} - 1\right)^2}{1 + \frac{M\kappa^2 - F}{NV_0^2}} \leq 1 \quad (3.47)$$

O denominador da expressão acima pode ser reconhecido como o discriminador de Kelvin-Helmholtz, Equação 3.46. Dessa forma, quando o valor do critério acima é negativo, isso significa que o critério de Kelvin-Helmholtz está sendo violado, enquanto que se o valor do critério for superior à unidade, isso significa que a Equação 3.45 não está sendo satisfeita. A validade desse critério será testada com nossos dados experimentais no Capítulo 5.

Capítulo 4

Estudo Experimental

Os experimentos e medições foram realizados no Laboratório de *Core Flow* do Multilab/FEM/UNICAMP Figura 4.1, visando investigar a utilização da tecnologia *core flow* no transporte de um óleo cru real de produção, em condições de superfície (óleo morto).

Nosso trabalho consistiu em escoar um óleo pesado e água a diferentes velocidades das fases. Com os dados coletados foi possível obter as cartas de fluxo, onde estarão apresentados todos os padrões de escoamento óleo-água horizontal observados até então na literatura, além de padrões mistos. Também foi possível obter curvas de perda de pressão para o escoamento horizontal óleo-água no padrão *core-flow* anular. Além disso, foram obtidas imagens através de câmera filmadora digital de alta velocidade e através das quais obtivemos as informações sobre frações volumétricas das fases e comprimentos, amplitudes, velocidades médias e formas das ondas interfaciais.

No experimento em questão, foram utilizados água e óleo cru com viscosidade $\mu_1 = 1193$ cP e densidade $\rho_1 = 946$ kg/m³ a 25° C. O petróleo foi proveniente de uma plataforma marítima e cujo ponto de amostragem foi o oleoduto de exportação.

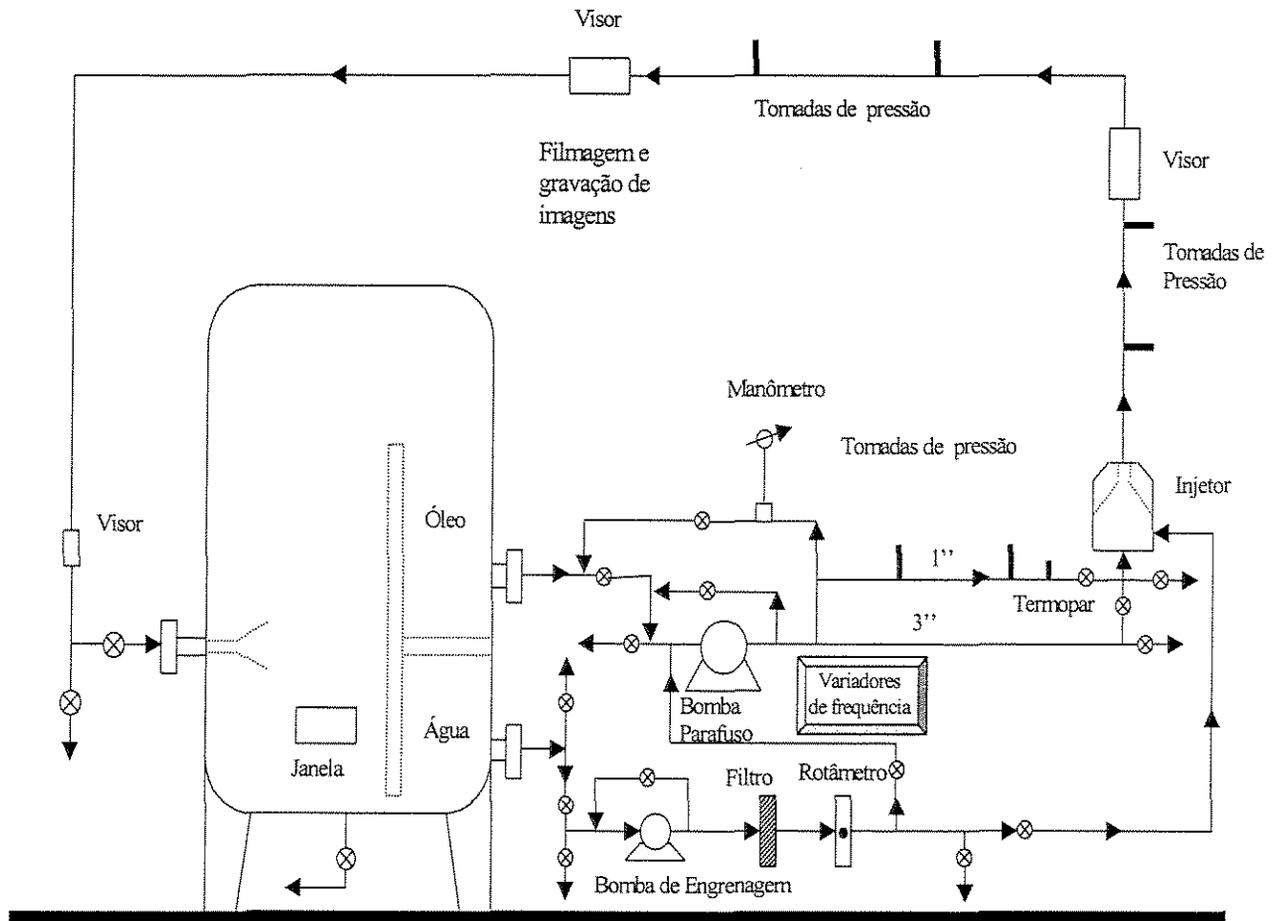


Figura 4.1 - Esquema da instalação experimental.

4.1 Descrição do Equipamento

A bancada utilizada na realização dos ensaios (Figura 4.2), consta de um tanque separador, uma linha para a água e outra para o óleo, que se juntam no injetor, uma linha para o *core-flow*, duas bombas, um filtro, um rotâmetro, um manômetro, dois reguladores de frequência e dois visores de acrílico.

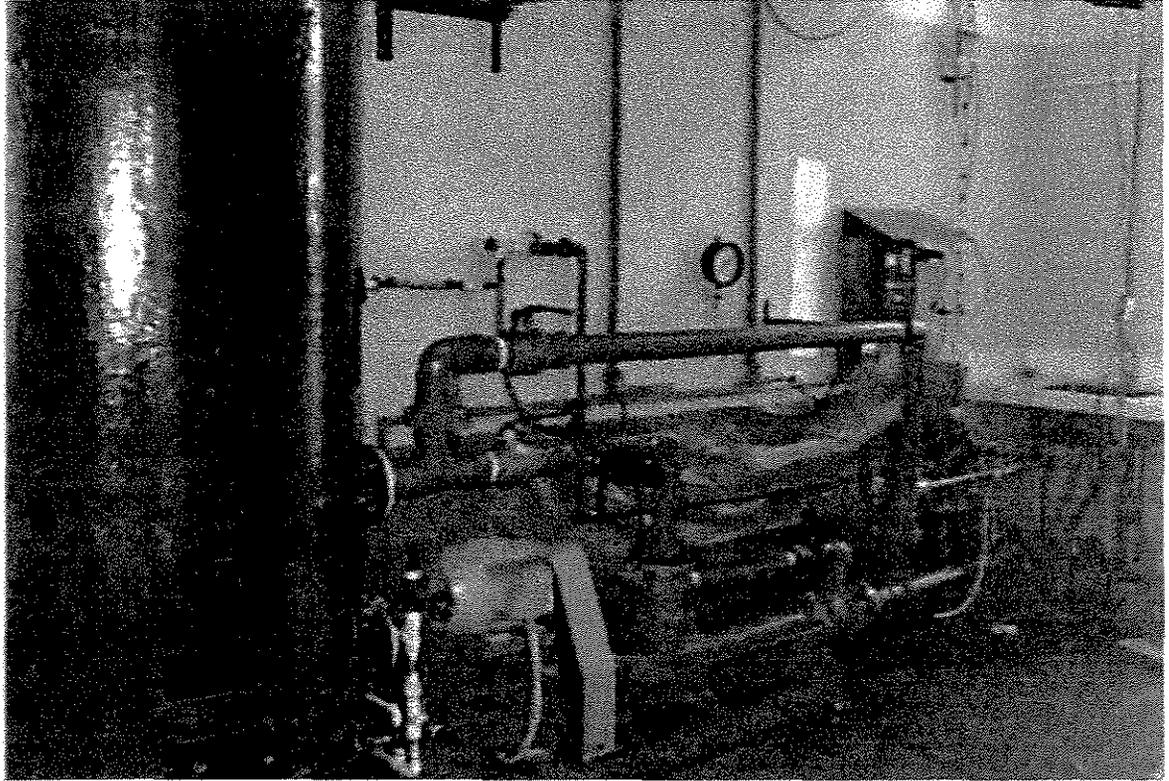


Figura 4.2. Vista do circuito experimental

O separador, ilustrado na Figura 4.3, é feito de fibra de vidro e tem capacidade de 1000L. A saída de água se localiza em sua lateral direita e, um pouco acima dela, fica a saída de óleo. A entrada da mistura fica do lado oposto, à esquerda do tanque. No interior do separador existe uma chicana com uma abertura embaixo, para promover uma melhor separação da mistura. Foi instalado um visor na parte anterior do tanque, melhor observado na Figura 4.2, que permite que a separação dos líquidos seja vista.

Tanto a linha de água quanto a de óleo são de PVC, sendo que a linha de óleo tem três polegadas de diâmetro, e a de água uma polegada. Existe um manômetro tipo Bourdon instalado na linha de 3" de óleo, por questões de segurança. Na linha de água foi instalado um filtro para a retenção do óleo não separado por gravidade no tanque. Uma bomba centrífuga de meio cavalo leva a água e a vazão é medida por um rotâmetro. A bomba de óleo é do tipo deslocamento positivo. As vazões são controladas pelos controladores de frequência das bombas. As linhas de óleo e água se unem no injetor (Figura 4.4), onde a água entra pelas laterais e o óleo por baixo.

Na saída do injetor a água está próxima da parede do tubo e o óleo está no centro, de modo a diminuir o comprimento de desenvolvimento do *core-flow*.

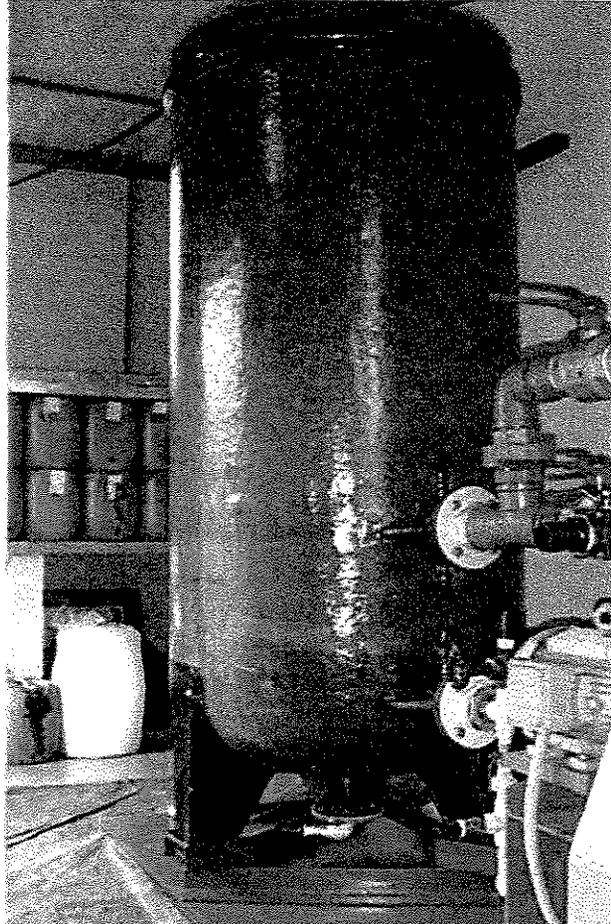


Figura 4.3. Vista do tanque separador.

Seguindo o injetor, vem uma tubulação de vidro com diâmetro de uma polegada. Tanto a porção vertical quanto a horizontal são providas de pontos de tomada de pressão e visores de vidro. A seção de teste consiste de uma tubulação de vidro de diâmetro interno 2,84 cm, com trechos vertical e horizontal. Antes da seção de teste e visualização foram deixados 56 diâmetros para o comprimento de desenvolvimento hidrodinâmico.

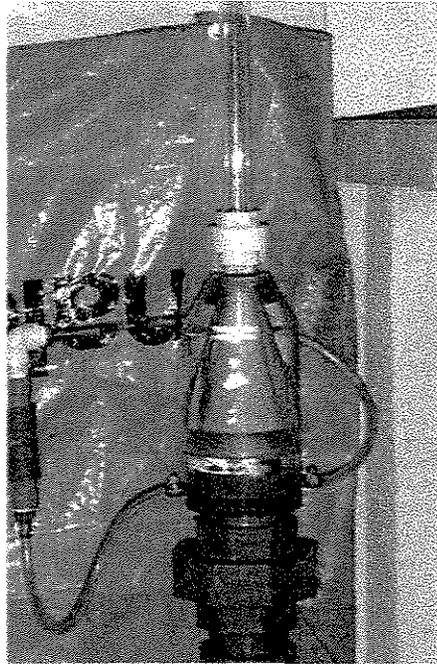


Figura 4.4. Bico injetor.

Um destes visores e um dos pontos de tomada de pressão podem ser vistos na Figura 4.5. Embora o tubo seja de vidro, o visor é necessário devido ao efeito de curvatura do tubo que distorce a imagem do seu interior.

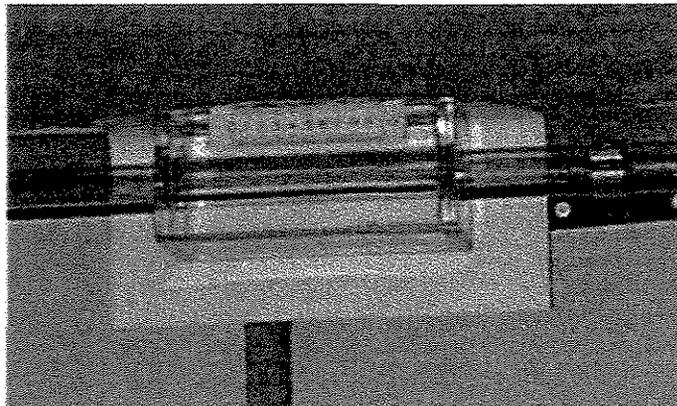


Figura 4.5. Visor de acrílico envolvendo o tubo de vidro

O final da porção horizontal da tubulação e a parte vertical descendente são de aço galvanizado e de mesmo diâmetro do tubo de vidro.

Antes do início das atividades foi realizada uma limpeza da tubulação, escoando-se apenas água a altas velocidades. Não foi necessário o uso de soluções para a limpeza da linha porque não haviam incrustações de óleo na parede do tubo de vidro.

4.1.1 Procedimento

Em se tratando do escoamento óleo-água horizontal e de acordo com a análise visual realizada, verifica-se que a montagem experimental é capaz de gerar todos os padrões de fluxo conhecidos, como bolhas, estratificado, intermitente, anular ondulado e dispersões de óleo em água. Porém o problema consiste em medir corretamente as vazões de água e óleo, para posteriormente gerar as cartas de fluxo.

Inicia-se as rodadas dos testes escoando somente água por 15 minutos, depois liga-se a bomba do óleo, circulando-o apenas através do circuito de *by-pass* a fim de homogenizá-lo antes de introduzi-lo na seção de teste. Uma vez feito isto, se procede a trabalhar ou com a linha de entrada de 1" polegada (para baixas vazões de óleo) ou com a linha de entrada de 3" polegadas (para altas vazões de óleo). O *by-pass* da bomba de óleo fica aberto quando se trabalha com a linha de entrada de 1" (pois a medida de vazão neste caso é feita pelo diferencial de pressão nessa linha) e fechado quando se usa a linha de entrada de 3" (pois neste caso a medição da vazão de óleo se faz pela rotação da bomba, previamente calibrada para este fim). Após a linha de entrada, o óleo chega ao injetor onde a água é injetada lateralmente para formar o escoamento bifásico na seções de teste vertical e horizontal. Nesta última, são dispostos um visor em acrílico e duas tomadas de pressão para o transdutor diferencial. Em seguida, o escoamento retorna através de uma linha vertical descendente para o tanque separador, de onde as fases óleo e água são re-introduzidas no circuito.

4.2 Medições e calibrações

4.2.1 Medição das propriedades dos fluidos

Nesta parte vamos a apresentar as propriedades dos fluidos: água e óleo que foram usados na etapa inicial do experimento. As densidades foram medidas no densímetro flutuador e a viscosidade do óleo no reômetro Haake. As propriedades iniciais do óleo e a água estão apresentados na Tabela 4.1.

Tabela 4.1. Propriedades iniciais dos fluidos.

	Água	Óleo
Densidade:	$\rho_2 = 1002 \text{ kg/m}^3$	$\rho_1 = 946 \text{ kg/m}^3$
Viscosidade:	$\mu_2 = 0,001 \text{ Pa.s}$	$\mu_1 = 1,193 \text{ Pa.s}$

4.2.2 Medição da tensão interfacial óleo-água

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

A tensão interfacial óleo-água foi medida através de tensiômetro, utilizando o método do anel. Foram obtidas inicialmente as tensões superficiais óleo-ar e água-ar, sendo os valores, respectivamente: 30,21 e 72,33 mN/m. Finalmente foi obtido o valor da tensão interfacial óleo-água:

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

4.2.3 Medida da perda de pressão bifásica: calibração do transdutor de pressão diferencial

Uma das principais medições realizadas neste trabalho de pesquisa é obter as curvas de perda de pressão por atrito. Para tanto se faz necessário o uso de um transdutor de pressão diferencial com sensibilidade e velocidade de resposta dinâmica apropriados.

Foi escolhido o transdutor de pressão diferencial Validyne, do tipo relutância variável, modelo DP15, demodulador CD23 e diafragma número 20. O transdutor escolhido é aplicável para fluidos incompressíveis e possui fundo de escala de 5,60 a 8,80 cm de coluna de água, precisão suficiente para as faixas de diferença de pressão esperadas. Como os sinais gerados pelo transdutor de pressão eram bastante variáveis, foi utilizado um osciloscópio HP modelo 54501A 100 MHz, onde eram feitas as médias do sinal.

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

O próximo passo foi verificar a precisão 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 por atrito teórica com os pontos experimentais fornecidos pelo transdutor de pressão. A Figura 4.6 apresenta a curva teórica (usando o fator de atrito de Blasius) e os pontos experimentais.

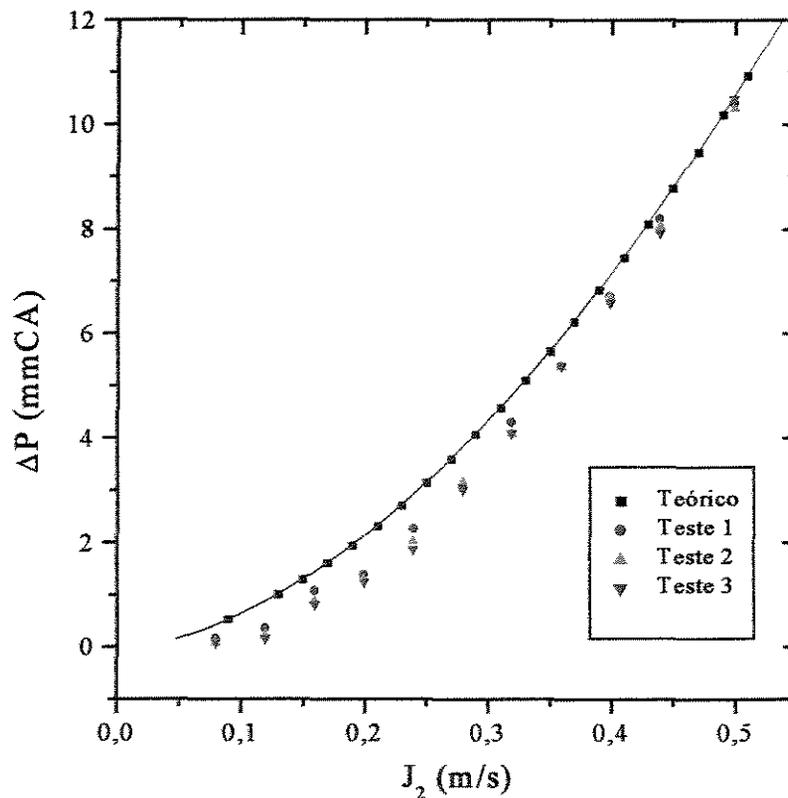


Figura 4.6 - Curva teórica para perda de pressão por fricção para escoamento monofásico da água e os pontos experimentais obtidos através do transdutor de pressão diferencial.

Como se pode observar na Figura 4.6, os pontos experimentais se aproximam da curva teórica para altas velocidades superficiais da água. Nas baixas velocidades existe um desvio maior. Através da calibração do transdutor de pressão, feita aplicando-se estaticamente uma pressão conhecida em um lado do transdutor, obtivemos a seguinte relação entre a perda de pressão e a voltagem medida no transdutor:

$$1 \cdot (\text{mmCA}) = 8,6 \cdot \text{Volts} \quad (4.1)$$

ou

$$1 \cdot (\text{Pa}) = 8,6 \cdot 9,7867 \cdot \text{V} = 84,17 \cdot \text{V} \quad (4.2)$$

Para evitar possíveis erros na leitura da voltagem no *display* do transdutor de pressão, foi necessário conectá-lo a um osciloscópio HP 54501A 100 MHz, onde se obteve as médias (256 por intervalo de 1 segundo) dos sinais recebidos pelo transdutor de pressão .

4.3 Medição das vazões de óleo e de água

4.3.1 Medição da vazão de água

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

$$2,5 \times 10^{-5} < Q_2 < 3,14 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s} ,$$

que corresponde à seguinte faixa de velocidades superficiais:

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

Tal faixa de velocidades superficiais da água foi suficiente para visualizar todos os padrões de fluxo óleo-água em escoamento horizontal e vertical (Vanegas Prada, 1999).

4.3.2 Medição da vazão de óleo

Para tornar possível a visualização de diversos padrões de fluxo, a velocidade superficial do óleo foi variada dentro da seguinte faixa:

$$0,005 < J_1 < 2 \text{ m/s}$$

Tomando-se essas velocidades como referência, estabeleceu-se uma malha de pontos inicial seguindo o procedimento efetuado por outros autores. As determinações das velocidades superficiais do óleo estão relacionadas diretamente com as medições das vazões do óleo.

a) Procedimento para baixas vazões

Obtém-se pelo método da diferença de pressão, o qual consiste em obter a leitura do manômetro U instalado na linha de entrada de 1" de PVC (que se encontra antes do injetor). Como a viscosidade do óleo é muito grande (1,193 Pa.s), o escoamento é laminar nessa linha, a

vazão é diretamente proporcional à perda de pressão e inversamente proporcional à viscosidade do óleo.

O número de Reynolds é dado por:

$$\text{Re} = \frac{\rho_1 V_1 D}{\mu_1} = 792,96 \cdot V_1 \cdot D_t \quad (4.3)$$

onde D_t é o diâmetro interno do tubo para a medida da perda de pressão do óleo e V_1 a velocidade média do óleo na tubulação. Para um tubo de diâmetro interno $D_t = 2,66$ cm (1”) e com as propriedades do óleo da tabela 4.1, chega-se a $\text{Re} = 42,2$ para a velocidade superficial de óleo máxima desejada ($J_1 = 2$ m/s). Portanto, o regime de escoamento é totalmente laminar.

A perda de pressão é dada então por:

$$\Delta P = \rho_1 \frac{L}{D} \frac{\bar{V}^2}{2} \frac{64}{\text{Re}} \quad (4.4)$$

Utilizando um tubo de 0,81 m de comprimento, chega-se à seguinte relação:

$$\Delta P = 38338,8 \cdot J_1 \text{ [Pa]} \text{ ou} \quad (4.5)$$

$$\Delta P = 287,6 \cdot J_1 \text{ [mmHg]} \quad (4.6)$$

Utilizou-se um manômetro de mercúrio tipo tubo em “U” existente no laboratório, permitindo a leitura de uma diferença de pressão mínima de 1 mmHg, o que corresponde a uma velocidade superficial de 0,0035 m/s.

Como para baixas velocidades o método usado depende da diferença de pressão na linha de 1”, e por sua vez esta depende da viscosidade a equação para calcular a velocidade superficial do óleo na linha de entrada de óleo fica:

$$J_1 = 2,73 \cdot 10^{-5} \frac{\Delta P}{\mu_1} \quad (4.7)$$

onde μ_1 é a viscosidade do óleo, que será determinada através das correlações experimentais, ver nas próximas seções. Através da Equação 4.7 pode-se obter a vazão do óleo da seguinte forma:

$$Q_1 = J_1 \cdot A_T \quad (4.8)$$

onde A_T é a seção transversal do tubo de 1" (diâmetro interno 2,66 cm). Como o diâmetro interno do tubo de vidro utilizado na seção de teste é 2,84 cm, calcula-se a velocidade superficial na seção de teste através da seguinte equação:

$$J_1 = Q_1 / A \quad (4.9)$$

b) Procedimento para altas vazões de óleo

A determinação experimental da velocidade superficial do óleo pelo método da diferença de pressão foi realizada apenas quando se necessitava de vazões inferiores ao mínimo obtido pelo método da rotação da bomba. Este último método foi o adotado em toda a região de altas vazões pois a bomba parafuso fornece um volume fixo por volta (*by-pass* fechado). Assim:

$$\dot{Q}_1 = \dot{Q}_v \cdot RPM_{bomba} \quad (4.10)$$

onde \dot{Q}_v é a vazão da bomba por volta e

$$RPM_{bomba} = 0,956 \cdot RPM_{calc} \quad (4.11)$$

onde 0,956 é o fator de deslizamento (obtido por calibração) e

$$RPM_{calc} = RPM_{inv} \cdot \frac{D_{eixo-motor}}{D_{polia-bomba}} = RPM_{inv} \cdot \frac{89mm}{300mm} = RPM_{inv} \cdot 0,2967. \quad (4.12)$$

A rotação do motor é a mesma apresentada pelo display do inversor de frequência. Portanto, de posse de \dot{Q}_v é possível calcular \dot{Q}_1 (o fator de deslizamento 0,956 e a comparação

entre a rotação do motor e a rotação mostrada no display do inversor de frequência, verificado através de tacômetro, foram obtidos da tese de Vanegas Prada (1999).

Para a obtenção experimental de \dot{Q}_v , foi utilizada a seguinte relação:

$$\dot{Q}_v \left[\frac{l}{\text{volta}} \right] = \frac{\dot{W} \left[\frac{kg}{s} \right]}{RPM_{inv}} \cdot 228,6 \quad (4.13)$$

A vazão mássica, \dot{W} , foi obtida através de balança e cronômetro e o RPM_{inv} foi lido diretamente do display do inversor de frequência. Foi obtido o seguinte valor: $\dot{Q}_v = 0,515$ litros/volta.

A rotação mínima da bomba é de 57 RPM, portanto a vazão mínima de óleo por este método fica:

$$\dot{Q}_{1_{min}} = \dot{Q}_v \cdot \frac{l}{\text{volta}} \cdot \frac{1}{1000} \cdot \frac{m^3}{l} \cdot 0,956 \cdot 0,2967 \cdot 57 \cdot \frac{\text{volta}}{\text{min}} \cdot \frac{1}{60} \cdot \frac{\text{min}}{s} = 1,4 \cdot 10^{-4} \frac{m^3}{s} \quad (4.14)$$

A vazão mínima, $\dot{Q}_{o_{min}}$, equivale à seguinte velocidade superficial:

$$J_{1_{min}} = \frac{\dot{Q}_{1_{min}}}{A} = \frac{1,4 \cdot 10^{-4}}{\frac{\pi \cdot (0,0284)^2}{4}} = 0,22 \text{ m/s} \quad (4.15)$$

Finalmente, obtém-se a seguinte correlação para calcular a velocidade superficial do óleo na seção de teste:

$$J_1 = 3,89 \cdot 10^{-3} \text{ RPM} \quad (4.16)$$

Utilizando as duas técnicas, pode-se varrer a seguinte faixa de velocidades superficiais:

$$0,0035 < J_1 < 2 \text{ m/s} \quad (4.17)$$

faixa considerada razoavelmente abrangente para a geração de uma carta de fluxo que contemple todos os padrões do escoamento óleo-água horizontal.

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

Para este trabalho foi projetada e construída uma nova tubulação, onde foram gerados e visualizados todos os padrões de escoamento óleo-água vertical ascendente e horizontal. A nova tubulação, inteiramente em vidro, de 3,4 e 2,84 cm de diâmetro externo e interno, respectivamente, possui tomadas de pressão espaçadas em 80 cm, tanto no trecho vertical quanto no horizontal. Através das tomadas de pressão 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 de 0,2 m x 0,086 m x 0,086 m, totalmente preenchido com água. O objetivo do visor é a planificação da imagem, minimizando a 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 digital Olympus modelo Encore MAC-1000, a qual foi colocada a uma distância de 2,30 m da tubulação; capaz de gerar 1000 quadros por segundo e posteriormente reproduzir em até 1 quadro por segundo. Para todas as visualizações o filme foi exibido numa velocidade de 30 quadros por segundo, que apresentou clareza suficiente para todas as observações necessárias. Para a obtenção de uma imagem clara da interface óleo-água, foi necessário montar um sistema de iluminação constituído de dois refletores dispostos lateralmente em relação aos visores, evitando com isso excesso de reflexão de luz, fato que prejudicava a qualidade das imagens. Além disso, foi utilizado papel poroso para homogeneizar a luz dos refletores, para o qual se fez estruturas de alumínio onde se colocaram os papéis, com isto se logrou incrementar a qualidade das imagens filmadas da interface óleo-água. Também se plotou uma régua de escala natural 1:1, colocada de forma a conseguir imagens simultâneas do escoamento e da régua. As imagens filmadas eram, então, gravadas e armazenadas em um vídeo cassete convencional, para posterior tratamento.

4.4. Medições realizadas

Foram realizadas diversas medidas de diferença de pressão do escoamento óleo-água e foram visualizadas e obtidas imagens de todos os padrões, em especial das interfaces óleo-água no padrão *core-flow*. Com os dados coletados foi possível obter os mapas de fluxo, curvas de perda de pressão e, através das imagens filmadas, foi também possível obter todas as informações experimentais sobre as ondas interfaciais, para posterior análise. A seguir são apresentados os procedimentos experimentais adotados.

4.4.1 Organização do trabalho experimental

Na definição da malha de testes, dois fatores importantes foram considerados: as condições de trabalho do experimento, e as referências dos trabalhos similares. No primeiro aspecto, levou-se em conta que a máxima perda de pressão para o diafragma n. 20 do transdutor Valadyne era de 86 mm C.A. No segundo aspecto, constatou-se que os trabalhos anteriores no padrão *core flow* em dutos horizontais, estavam nessa faixa tomada, isto é, com a máxima velocidade superficial do óleo de 2,1 m/s (Oliemans, 1986).

Para a vazão de água, foram definidos 12 pontos, cobrindo a faixa de 0,4 a 5 gal/min, o que equivale, em velocidade superficial, a uma faixa entre 0,04 e 0,5 m/s. Os pontos foram espaçados em 0,04 m/s, com exceção do último ponto, espaçado em 0,06 m/s. A velocidade superficial do óleo foi dividida em 20 pontos, entre 0,007 e 1,97 m/s, em intervalos de 0,1 m/s. Portanto, pretendia-se seguir uma malha de 12 x 20, totalizando 240 pontos experimentais. A Figura 4.7 apresenta a malha de pontos inicialmente adotada.

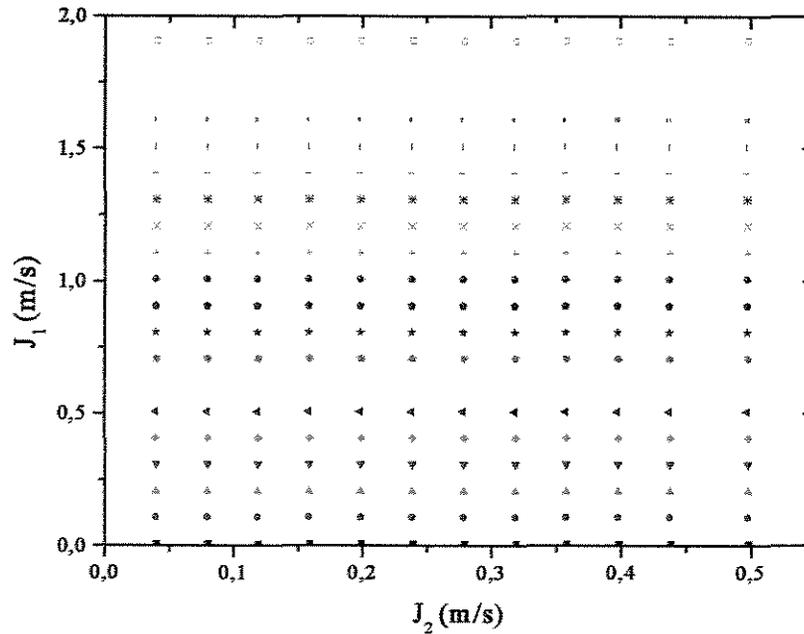


Figura 4.7 - Malha de pontos experimentais pretendida

Durante os experimentos, foram surgindo algumas dificuldades em cobrir a malha inicialmente planejada, devido à limitação do diafragma n. 20 utilizado no transdutor. Além disso, para baixas vazões de água e altas vazões de óleo existia o problema do contato total do óleo com a parede da tubulação, com possível perda de lubrificação (e rompimento da linha). Também, para altas velocidades superficiais de óleo ocorria o surgimento de dispersões de óleo em água no anel, com o “core” se mantendo apenas com óleo. Tal padrão misto provocava muita dispersão no separador, diminuindo a vida útil do filtro de água e dificultando o trabalho experimental. Ao todo, foram coletados 180 pontos experimentais. A Figura 4.8 apresenta a malha dos pontos experimentais efetivamente coletados.

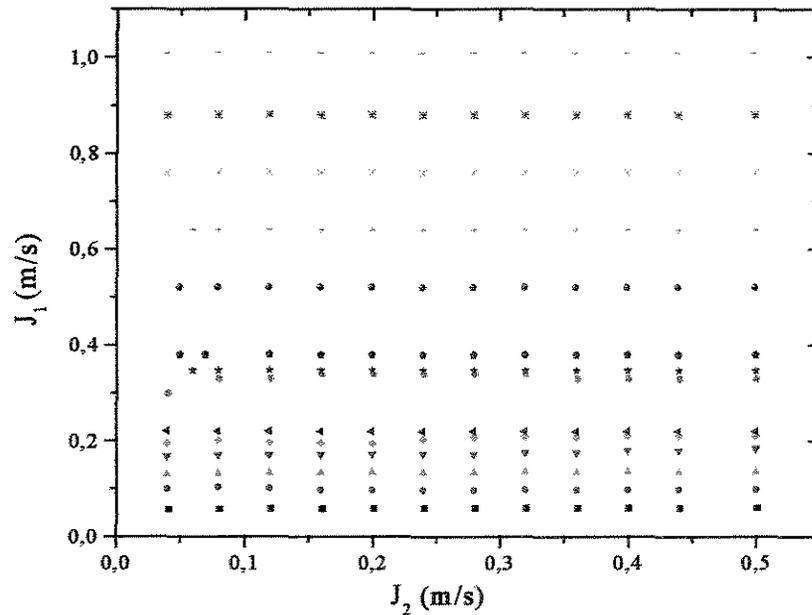


Figura 4.8. Malha de pontos experimentais coletados

Para cada ponto experimental foram obtidas grande número de informações que seriam suficientes para, após tratamento, gerar as curvas, cartas e imagens pretendidas. A Tabela 4.2 é um exemplo da tabela utilizada para a coleta dos dados experimentais.

Na tabela de coleta de dados, Tabela 4.2, estão reunidas as seguintes informações: perda de pressão na tubulação e temperatura do óleo (correção da viscosidade) para a medida da vazão de óleo (colunas 3, 4 e 6), vazão de água (coluna 2), número de referência da imagem filmada (coluna 8), padrões de escoamento observados na tubulação horizontal (coluna 9) e voltagem fornecida pelo transdutor de pressão diferencial (coluna 7). Além disso, a rotação da bomba também era monitorada para a verificação da vazão de óleo.

4.4.2 Incertezas na medida das vazões de água e óleo

Como comentado nas seções anteriores, a medida das vazões de água e óleo é de suma importância para este trabalho, pois as transições, principalmente do padrão pistonado para o anular ondulado e deste para o anular perfeito, são de difícil localização e exigem uma análise muitas vezes bastante subjetiva.

Tabela 4.2. Formato utilizado para a coleta dos dados experimentais. a – para baixas vazões de óleo; b – para altas vazões de óleo.

(a)

Escala zero:		E	mmHg		Data			
		D	mmHg		Hora			
		T	°C					
Item	Q ₂ (gl/min)	ΔP (mmCA)		ΔP (Pa)	Temp. (°C)	Volt. (V)	N° Frame	Padrão
		E	D					
1								
2								
3								
4								
5								
6								
7								
8								
9								
10								
11								
12								

(b)

Data					
Hora					
Item	Q ₂ (gl/min)	RPM da bomba (rev/min)	Voltagem (V)	Nº Frame	Padrão
1					
2					
3					
4					
5					
6					
7					
8					
9					
10					
11					
12					

No Anexo IV estão apresentados os resultados das medições feitas no experimento.

Para a vazão de água foi utilizado um rotâmetro devidamente calibrado. Foram realizados alguns testes 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.

Considera-se mais precisa a técnica da rotação da bomba, pois como não há retorno de fluido (bomba de deslocamento positivo com by-pass fechado), ela sempre bombeará a mesma quantidade de óleo por volta. Tal comportamento foi verificado experimentalmente para vários valores de RPM.

Uma forma de verificar a incerteza da técnica de medição da vazão de óleo por diferença de pressão é através da geração dos gráficos de perda de pressão em função da vazão ou velocidade superficial do óleo e verificar a linearidade. A técnica da diferença de pressão foi utilizada apenas para velocidades superficiais de óleo menores que 0,7 m/s . A Figura 4.9 apresenta a curva de velocidades superficiais de óleo em função da diferença de pressão obtida através de manômetro de mercúrio em U.

Analisando a Figura 4.9, percebe-se, dentro da faixa onde a técnica da perda de pressão foi utilizada, uma linearidade razoável. É importante lembrar que para cada medida de perda de pressão era anotada a temperatura do óleo para posterior correção da viscosidade. Além disso, a curva da viscosidade do óleo em função da temperatura era constantemente corrigida, através de reômetro apropriado (HAAKE), pois a inevitável formação de emulsão de água no óleo aumenta a viscosidade do óleo.

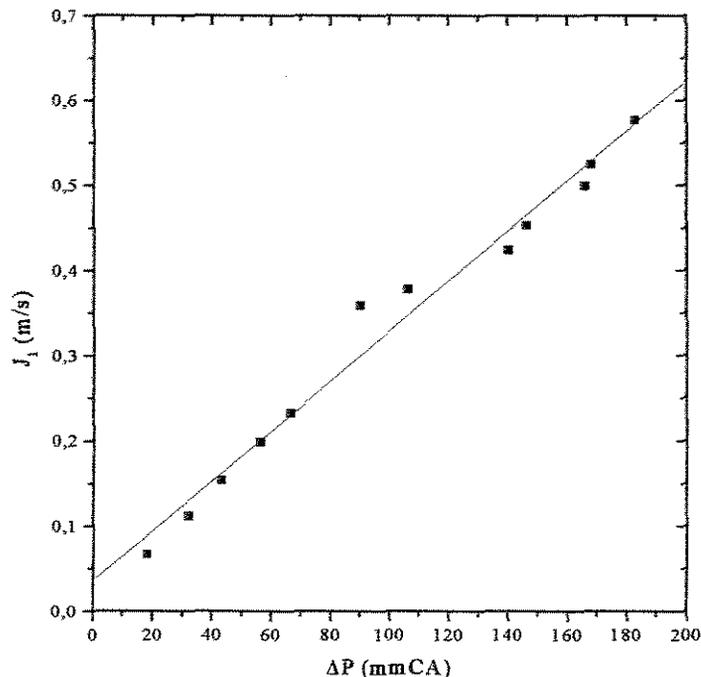


Figura 4.9 - Velocidade superficial do óleo em função da perda de pressão

4.4.3 Monitoramento da viscosidade do óleo

É sabido que a emulsão de água em óleo aumenta a viscosidade da mistura, mesmo a água estando em pequenas porcentagens. É muito provável que a emulsão tenha acontecido no decorrer dos experimentos. Como apresentado 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 do trabalho experimental. A primeira curva foi obtida para o óleo ainda nas bombonas, ou seja, no estado fundamental do óleo. A segunda antes do início dos testes, ou seja, após terem sido feitos todos os ajustes e pré-testes e a terceira no final dos testes experimentais propriamente ditos. A Figura 4.10 apresenta as curvas de viscosidade em função da temperatura obtidas através de reômetro rotativo. Portanto, o valor da viscosidade mais correto estaria entre a segunda e terceira curvas geradas.

A viscosidade do óleo depende fortemente da temperatura e do tempo, para obter uma equação que se represente bem às mudanças do óleo nos fizemos três testes em três etapas: no início, durante e no final do experimento (Figura 4.10).

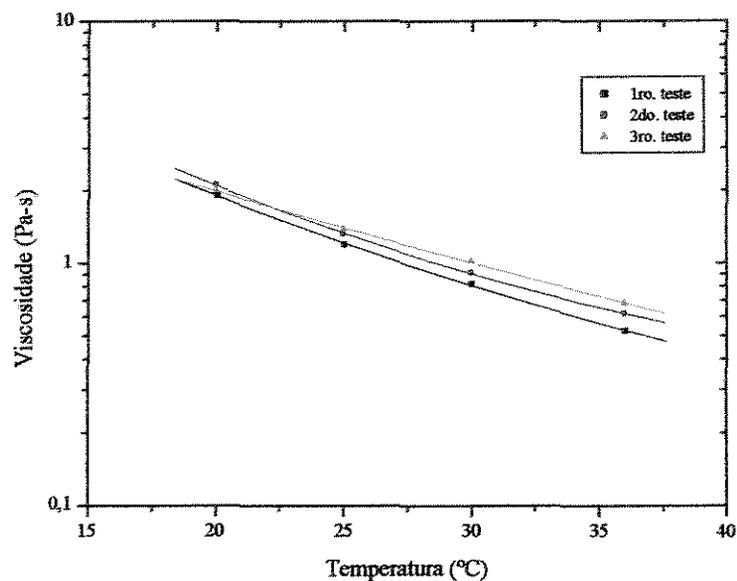


Figura 4.10 - Curvas de viscosidade em função da temperatura

Observou-se que a viscosidade depende inversamente da temperatura (Figura 4.10), a maior temperatura menor é a viscosidade. Tem-se então as correlações de ajuste de dados para os três testes, na Tabela 4.3 estão apresentadas as correlações da viscosidade do óleo obtidas dos três testes feitos no reômetro Haake.

Tabela 4.3. Correlações da viscosidade do óleo.

Teste	Correlação, viscosidade (Pa.s)	Data	Etapa
1	$\mu_1=9,19 e^{-0,081}$	01/11/00	Inicial
2	$\mu_1=9,27 e^{-0,0781}$	17/11/00	Durante
3	$\mu_1=7,4619 e^{-0,06651}$	24/11/00	Final

As correlações foram obtidas através do ajuste exponencial, que melhor representa a influência da temperatura na viscosidade.

4.4.4 Obtenção da geometria da onda e dos padrões de escoamento bifásico óleo-água

A tabela com todos os dados experimentais coletados (Anexo IV) contém apenas os dados necessários para a geração das cartas de fluxo e das curvas de perda de pressão. As informações relativas à geometria da interface e velocidades da onda interfacial no padrão de escoamento óleo-água *core-flow* anular (ondas bambu) foram obtidas após análise criteriosa das imagens coletadas na câmera filmadora cujo procedimento foi feito da seguinte maneira.

Num vídeo observamos as imagens em câmara lenta (30 quadros por segundo) do padrão *core flow*. Para cada vazão de óleo e de água filmou-se o escoamento durante 2 a 3 minutos, obtendo-se assim diversas imagens desse par de vazões. Uma vez escolhida a imagem a ser estudada, congelava-se a imagem e depois media-se os comprimentos de onda e as amplitudes das ondas que se encontravam na parte superior e na parte inferior. Para cada par de vazões, foram realizadas de 5 a 7 medições de cada característica geométrica das ondas, em seguida obteve-se o valor médio correspondente. As velocidades interfaciais foram medidas com ajuda da régua que se encontrava junto ao visor e o indicador de tempo da câmera (milissegundos), a fim para medir a distância e o tempo percorridos pela onda, e assim determinar sua velocidade.

Para os demais pontos da malha de testes, foi feita uma análise visual do padrão de escoamento óleo-água através das imagens captadas da câmera digital filmados em VHS, para definir o padrão de fluxo e suas transições. Os resultados serão apresentados no próximo capítulo.

Capítulo 5

Resultados e Discussões

5.1 Padrões de Fluxo

Diversos padrões de fluxo foram observados, e filmados, no escoamento óleo pesado-água através do tubo horizontal. Para cada vazão de óleo e com diferentes vazões de água, pôde-se observar a evolução de um padrão para outro. No conjunto de experimentos, os padrões básicos foram:

Anular	A
Intermitente	I
Estratificado	E
Bolhas	B
Bolhas dispersas	BD

Esses padrões básicos guardam certa semelhança com aqueles típicos de escoamentos horizontais gás-líquido (Taitel & Dukler, 1976). Alguns padrões básicos, por sua vez, apresentam algumas nuances que foram consideradas como sub-padrões:

1) Anular	
Com ondas dente de serra	AODS
Com ondas bambu	AOB (core flow)
Com ondas distorcidas	AOD
Com ondas distorcidas e bolhas	AODB
Com ondas distorcidas e bolhas dispersas	AODBD

Estratificado	
Estratificado (2 camadas)	E
Ondulado	EO
Distorcido	ED
Distorcido com bolhas	EDB
3) Intermitente	
Trem de pistões com bolhas	ITPB
Pistonado com bolhas	IPB

As Figuras 5.1 a 5.5 mostram as imagens dos padrões básicos observados. As fotos dos sub-padrões encontram-se no Anexo V.

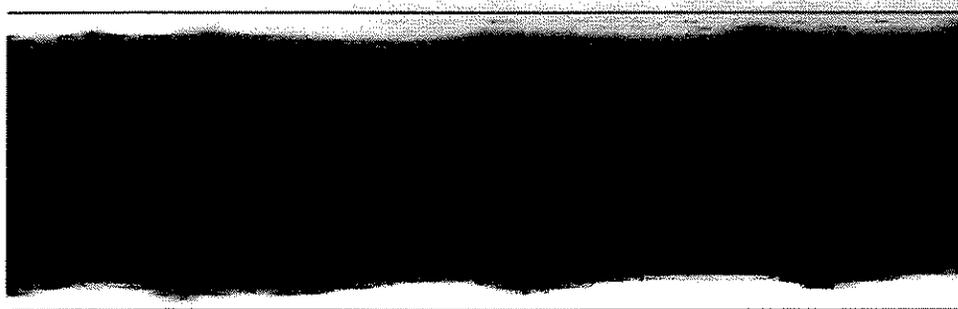


Figura 5.1. Escoamento anular ($J_1 = 0,76$ m/s; $J_2 = 0,04$ m/s).

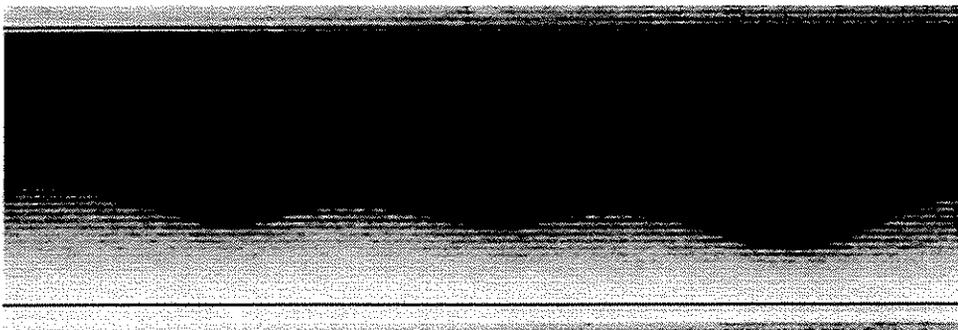


Figura 5.2. Escoamento estratificado ($J_1 = 0,1$ m/s; $J_2 = 0,12$ m/s).

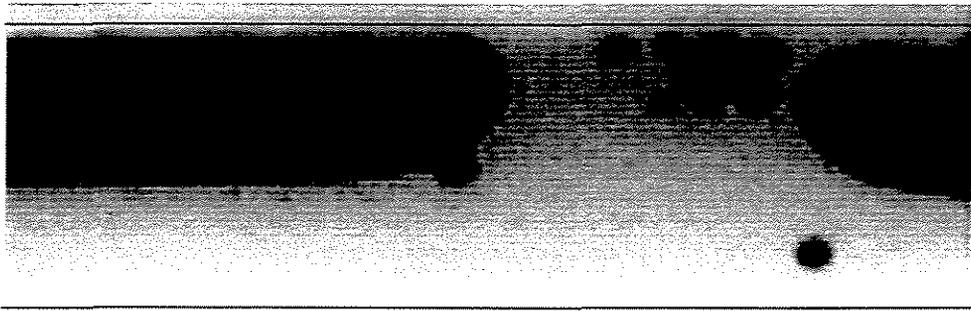


Figura 5.3. Escoamento intermitente ($J_1 = 0,114$ m/s; $J_2 = 0,28$ m/s).

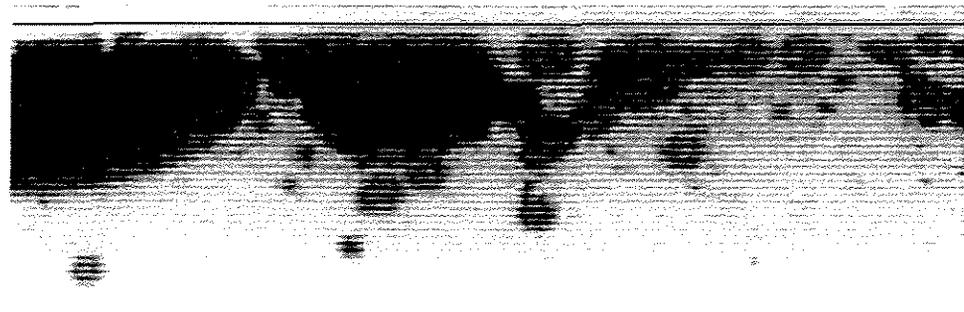


Figura 5.4. Escoamento em bolhas ($J_1 = 0,068$ m/s; $J_2 = 0,32$ m/s).

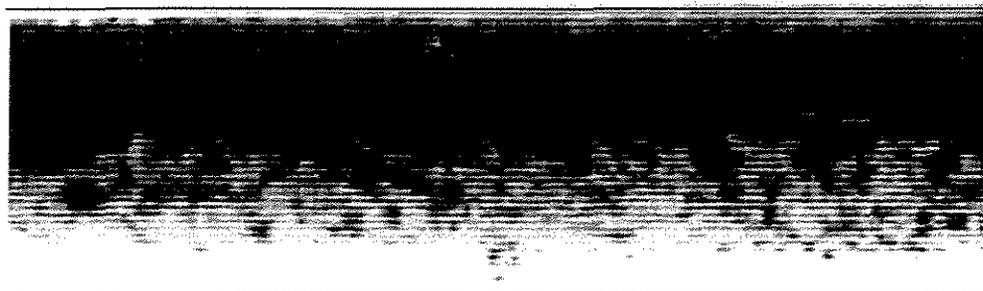


Figura 5.5. Escoamento em bolhas dispersas ($J_1 = 0,068$ m/s; $J_2 = 0,40$ m/s).

É importante notar que todos os padrões observados tiveram sempre água em contato com a parede. Padrões tendo óleo como fase contínua (por exemplo, gotas de água em óleo) embora existam, não puderam ser observados no presente circuito, visto que acarretariam uma pressão

interna tão elevada que causaria o rompimento do tubo e suas conexões (o que de fato ocorreu num dos testes, ao se tentar reduzir a vazão de água abaixo de certo valor).

Na Figura 5.6 apresenta-se uma comparação entre os padrões estratificado e anular. O padrão estratificado não apresentava ondas na parte superior, devido à proximidade da parede, porém notava-se a existência de um fino filme de água nessa região, o que explica a alta velocidade com que o núcleo de óleo se movia. A existência bastante benéfica desse filme deve-se à molhabilidade preferencial da parede de vidro com água. Na parte inferior, o padrão estratificado apresentava uma interface achatada, porém com ondas longitudinais. Já o padrão anular encontrava-se fora de centro e apresentava ondas em todo o contorno. Conclui-se assim que o padrão estratificado óleo pesado-água é bastante afetado pela gravidade, porém como a diferença de densidades entre as fases não é grande, os efeitos de molhabilidade preferencial da parede por água ainda possibilitaram a lubrificação completa do núcleo de óleo.

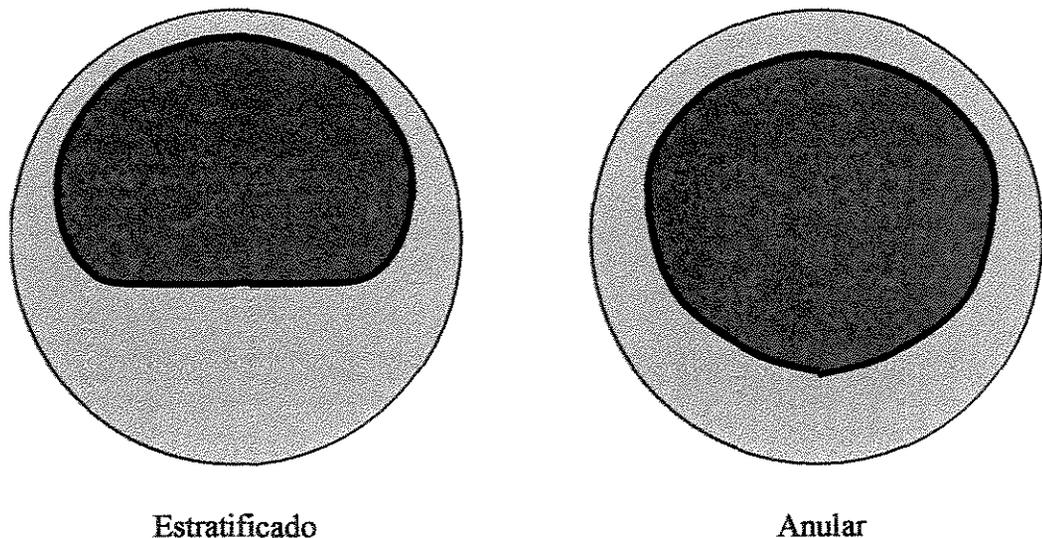


Figura 5.6. Comparação entre os padrões estratificado e anular.

A Figura 5.7 apresenta um mapa de fluxo baseado nas velocidades superficiais, indicando os padrões de fluxo básicos do escoamento óleo pesado-água horizontal. Como se pode constatar, para velocidades superficiais de óleo superiores de aproximadamente 0,35 m/s observou-se o padrão anular (“*core flow*”) em praticamente toda a faixa de velocidades superficiais de água. Essa predominância do padrão anular em ampla faixa de condições de operação deve-se a

diversos fatores: a) um efeito hidrodinâmico, caracterizado, segundo alguns autores (Ooms *et al.*, 1984; Joseph, 1997) pela existência de uma força de lubrificação que manteria o núcleo de óleo fora de contacto com a parede; b) a molhabilidade preferencial da parede com água, implicando em um ângulo de contato nulo da interface.

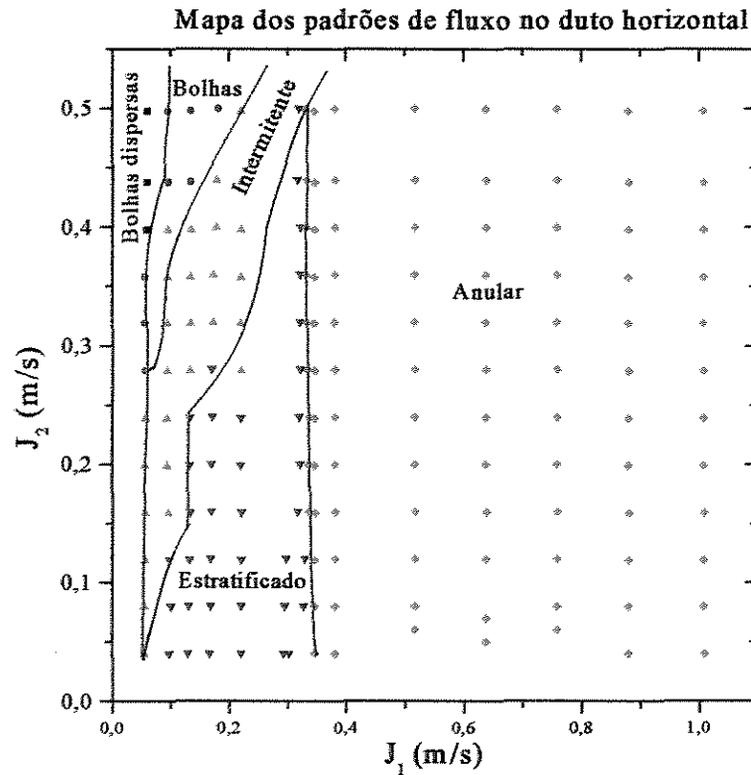


Figura 5.7. Mapa de fluxo do escoamento óleo pesado-água horizontal.

Um diagrama mostrando todos os padrões de fluxo observados, incluindo suas subdivisões, é apresentado na Figura 5.8. A região sombreada pertence ao sub padrão anular de ondas Bambu.

Mapa de todos os padrões de fluxo no duto horizontal

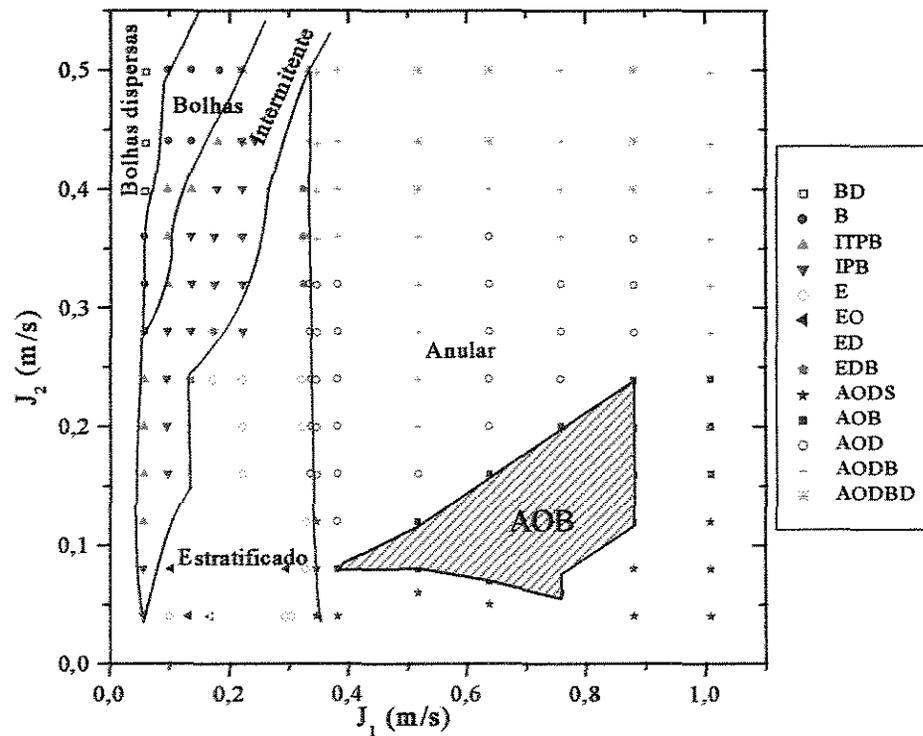


Figura 5.8. Mapa de fluxo do escoamento óleo pesado – água horizontal, mostrando todos os padrões de fluxo observados nos testes de laboratório.

5.2 Deslizamento e Fração Volumétrica de Óleo no Padrão Anular

Neste trabalho, o método usado para determinar a fração volumétrica de óleo (*holdup*) no padrão anular baseou-se nas medições de velocidade das ondas interfaciais, como proposto por Bannwart (1998). Em fluxos horizontais, a relação descrevendo o deslizamento entre as fases, quando a razão de viscosidade água-óleo é desprezível ($m \rightarrow 0$), é:

$$J_1(1 - \varepsilon) - s_o J_2 \varepsilon = 0, \quad (5.1)$$

onde ε é a fração volumétrica de óleo e s_o a razão de deslizamento ($s_o = V_1/V_2$). Com a ajuda da Equação 5.1 e assumindo que as ondas interfaciais são ondas cinemáticas, sua celeridade C_o é dada por:

$$C_o = \left(\frac{\partial J_1}{\partial \varepsilon} \right)_J = \frac{(J_1 + s_o J_2)^2}{s_o J} \quad (5.2)$$

onde J é a velocidade superficial da mistura. Assim, a medida de C_o fornece um método para determinar s_o e conseqüentemente o *holdup*. A Tabela 5.1 mostra tais medições, feitas com a câmara de alta velocidade para o padrão anular de ondas bambu, determinando-se a média da velocidade das ondas superiores e inferiores.

Tabela 5.1. Medida da velocidade da onda para *core flow* de óleo pesado-água horizontal

Exp.	J_1 (m/s)	J_2 (m/s)	J (m/s)	C_o (m/s)
1	0,38	0,07	0,45	0,525
2	0,52	0,08	0,60	0,595
3	0,52	0,12	0,64	0,64
4	0,64	0,08	0,72	0,685
5	0,64	0,12	0,76	0,715
6	0,64	0,16	0,80	0,77
7	0,76	0,04	0,80	0,575
8	0,76	0,08	0,84	0,605
9	0,76	0,12	0,88	0,665
10	0,76	0,16	0,92	0,705
11	0,76	0,20	0,96	0,74
12	0,88	0,12	1,00	0,79
13	0,88	0,16	1,04	0,845
14	0,88	0,20	1,08	0,885
15	0,88	0,24	1,12	0,94
16	1,01	0,16	1,17	1,05
17	1,01	0,20	1,20	1,085
18	1,01	0,24	1,24	1,135

Com o ajuste da Equação 5.2 a esses dados, pelo método de mínimos quadrados, obtém-se:

$$s_o = 1,23 \quad (5.3)$$

o que significa que o núcleo de óleo está se movendo mais rápido que o anel de água. Esse deslizamento, entretanto, não é elevado e pode ser atribuído ao perfil de velocidades turbulento no anel, à ondulação da interface e à excentricidade do núcleo. Com o valor do s_o e através da Equação 5.1 obtemos os valores do *holdup* do óleo (Figura 5.9).

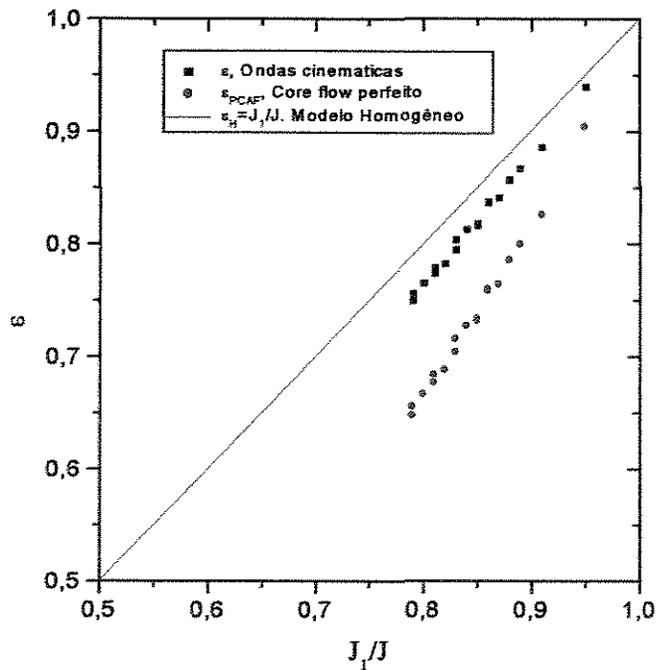


Figura 5.9. *Holdup* do óleo em função da fração de óleo na mistura.

O resultado para o *holdup* da água, que se pode obter da Equação 5.1, pode ser comparado com o obtido por Arney *et al.* (1993), que propuseram a seguinte correlação:

$$h_w = C_w [1 + 0,35(1 - C_w)] \quad (5.4)$$

e com a fórmula proposta por Oliemans (1986):

$$h_w = C_w [1 + 0,2(1 - C_w)^2] \quad (5.5)$$

onde h_w e C_w são respectivamente a fração volumétrica de água e fração de injeção de água, isto é:

$$h_w = 1 - \varepsilon \quad ; \quad C_w = \frac{J_2}{J} \quad (5.6)$$

Na Figura 5.10 estão plotados os resultados do cálculo do *holdup* da água através das correlações acima, em comparação com o modelo homogêneo e a Equação 5.1. Como se pode observar, os resultados de *holdup* da água obtidos neste trabalho com base nos fenômenos presentes no *core flow*, são coerentes com as correlações empíricas Oliemans e de Arney, sendo portanto fisicamente realistas.

5.3 Estabilidade do Padrão Anular

A fim de testar o critério dado pela Equação 3.47, consideramos o caso simples de um escoamento anular laminar-laminar completamente desenvolvido com uma interface lisa e concêntrica, também denominado “*perfect core annular flow*” (PCAF), cuja solução exata das equações de Navier-Stokes conduz aos clássicos perfis parabólicos (Russel & Charles, 1959 a).

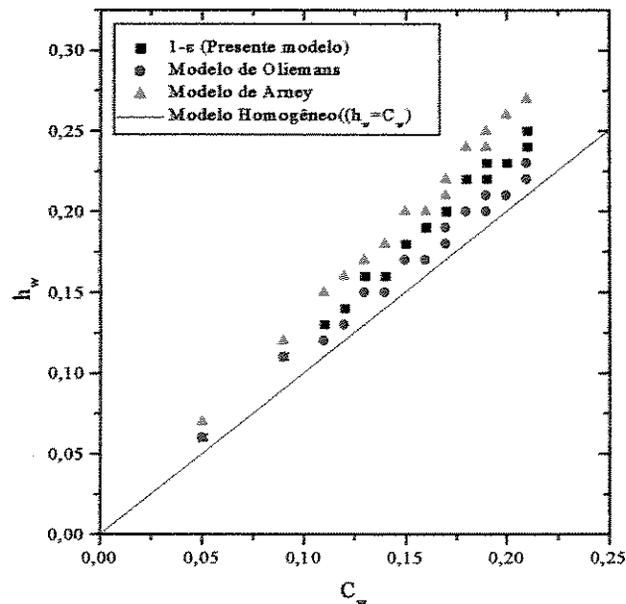


Figura 5.10. Comparação do *holdup* da água calculado segundo diversas correlações.

Neste caso, utilizando-se perfis parabólicos de velocidade, obtém-se para o anel um coeficiente de distribuição $K_2 = 4/3$, enquanto que para o núcleo encontra-se (para $m \cong 0,0008$):

$$K_1 = \frac{4\{3 - 3\varepsilon(2 - m) + \varepsilon^2[3 - m(3 - m)]\}}{3[2 - \varepsilon(2 - m)]^2} \cong 1 \quad (5.7)$$

Num primeiro teste, o efeito da tensão interfacial é deixado de lado, tomando $\sigma = 0$ (o que corresponde a um número de Weber infinito) nas Equações 3.46 e 3.47. A Figura 5.11 mostra o gráfico do discriminante definido pela Equação 3.47 em função do *holdup* de óleo (ε), considerando as densidades iguais e utilizando uma razão de viscosidade anel – núcleo $m = 0,0008$. Como pode ser observado na figura, o critério é satisfeito para $\varepsilon > 0,5$. Embora referente a escoamento laminar-laminar e interface lisa, essa condição de estabilidade está em acordo com a faixa de ocorrência $0,75 < \varepsilon < 0,95$ obtida nos experimentos.

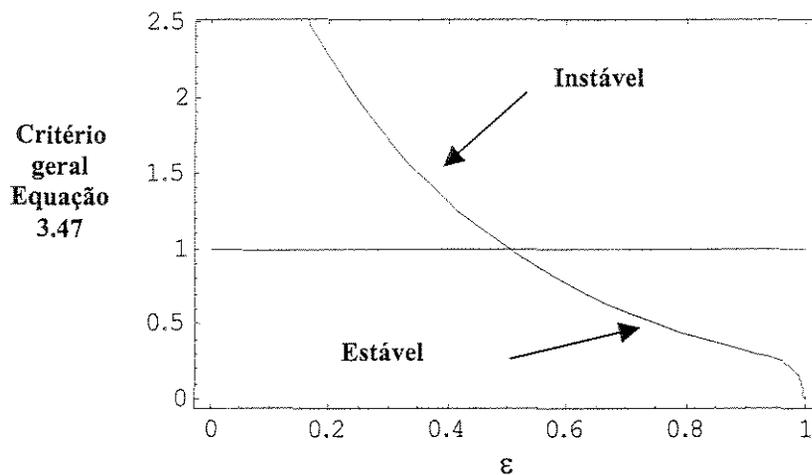


Figura 5.11. Estabilidade do *perfect core annular flow* para razão de viscosidade $m = 0,0008$

O efeito da razão de viscosidades na estabilidade do *core flow* laminar-laminar de densidades iguais é ilustrado na Figura 5.12, onde a estabilidade é observada quando o fluido mais viscoso está no centro ($m < 1$) e ocupa mais da metade da seção transversal, ou quando o fluido mais viscoso está no anel ($m > 1$) e ocupa mais da metade da seção. Em outras palavras, o fluido mais viscoso ocupa sempre a maior parte da seção de corte. Este resultado é consistente com as conclusões de Joseph, Renardy & Renardy (1984), e pode ser considerado muito significativo para uma abordagem unidimensional.

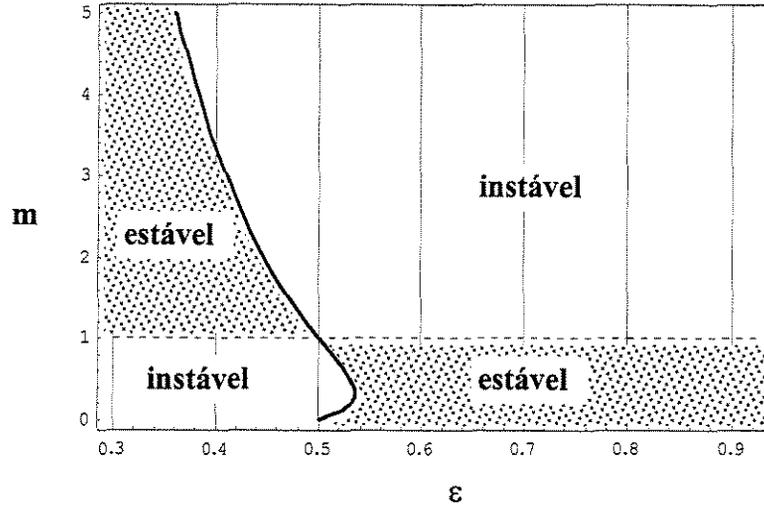


Figura 5.12. Efeito da razão de viscosidade na estabilidade do *core flow* laminar-laminar de iguais densidades

O efeito da tensão interfacial na estabilidade do padrão anular depende do comprimento de onda: comprimentos de onda pequenos tendem a estabilizar o escoamento, enquanto comprimentos grandes são desestabilizadores. Esse efeito já havia sido determinado por Ooms (1972). Porém, a presente análise unidimensional indica a existência de um comprimento de onda limite, para o qual os termos de tensão interfacial se anulam com o termo gravitacional no lado direito da Equação 3.37:

$$\lambda^* = \frac{\pi D \sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{1 + 0,13 \frac{\Delta \rho g_y D^2 \varepsilon}{\sigma}}} \quad (5.8)$$

De acordo com essa equação, altos valores do parâmetro $\frac{\Delta \rho g_y D^2 \varepsilon}{\sigma}$ (que pode ser relacionado ao número de Eötvos definido na Equação 3.38) irão requer menores comprimentos de onda para estabilidade. A condição $\lambda \leq \lambda^*$ é necessária para que o critério de estabilidade de Kelvin-Helmholtz estendido, Equação 3.46, seja satisfeito. Nas Figuras 5.13 e 5.14 ilustra-se o efeito do comprimento de onda na estabilidade do padrão anular laminar-laminar de iguais densidades, para dois diferentes valores do parâmetro We_2 (Equação 3.41).

Para altos valores de We_2 , Figura 5.13, há um pequeno ou nenhum efeito da tensão interfacial na região de estabilidade, a qual permanece basicamente a mesma da Figura 5.11. Para

baixos valores de We_2 e $\lambda < \lambda^*$, Figura 5.14, o escoamento tende a se tornar incondicionalmente estável, mostrando a importância que nesse caso adquire a tensão interfacial. Curvas para $\lambda > \lambda^*$ têm regiões violando o critério de Kelvin-Helmholtz e não foram plotadas.

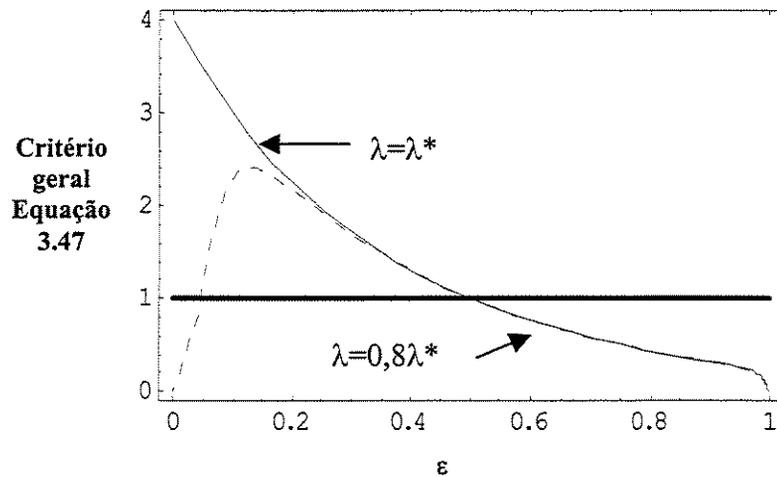


Figura 5.13. Efeito do comprimento de onda na estabilidade do *core flow* laminar-laminar de densidades iguais para $We_2 = 500$ e $m = 0,0008$

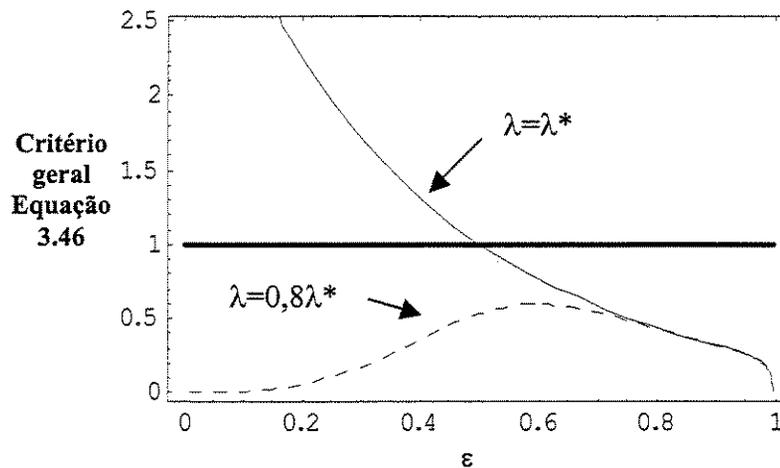


Figura 5.14. Efeito do comprimento de onda na estabilidade do *core flow* laminar-laminar de iguais densidades para $We_2 = 1/2$ e $m = 0,0008$

5.4 Determinação Experimental dos Coeficientes de Distribuição K_1 e K_2

Os coeficientes de distribuição K_1 e K_2 têm um importante efeito na estabilidade do padrão anular. Se os perfis de velocidade são uniformes, então $K_1 = K_2 = 1$, como é a prática usual na

análise de estabilidade de Kelvin-Helmholtz do padrão estratificado (ver, por exemplo, Ishii, 1982) onde os fluidos são considerados invíscidos.

Nas condições reais do *core flow*, porém, esses coeficientes podem ser significativamente diferentes da unidade, devido aos efeitos viscosos. A Figura 5.15 mostra o efeito de K_2 no critério de Kelvin-Helmholtz, Equação 3.46, aplicado ao padrão anular com densidades iguais e interface lisa, desprezando-se o efeito da tensão interfacial ($We_2 \rightarrow \infty$). Nota-se que o critério indica instabilidade se $K_2 = 1$, mas prevê estabilidade se $K_2 = 4/3$, o que corresponde ao caso de fluxo laminar no anel. Isso contribui para o resultado mostrado nas Figuras 5.13 e 5.14, de que o *core flow* laminar-laminar de densidades iguais é estável para $\varepsilon > 0,5$, mesmo tendo uma interface lisa e sem efeito da tensão interfacial. Portanto, o perfil de velocidade do anel e o correspondente valor de K_2 têm forte influência sobre a estabilidade. Esse efeito pode ser justificado pela teoria da camada-limite laminar, cuja estabilidade está relacionada à forma do perfil de velocidades, dando origem à chamada instabilidade de Rayleigh (White, 1991, p. 345-347).

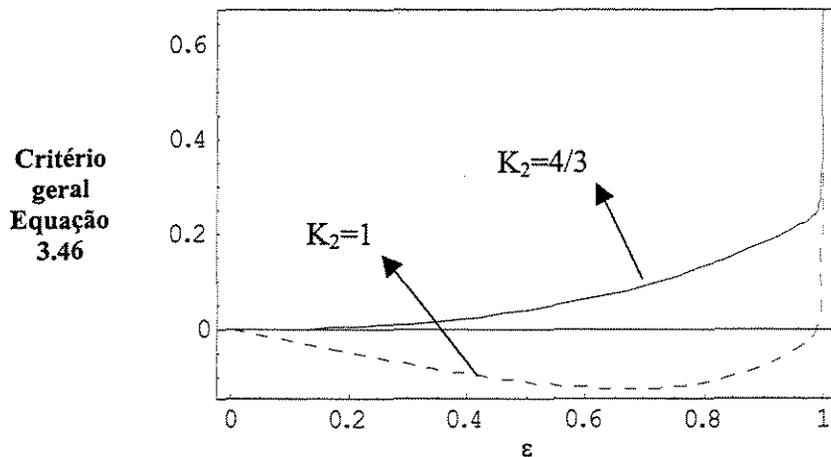


Figure 5.15. Efeito de K_2 na estabilidade do *core flow* ($K_1 = 1$, $We_2 \rightarrow \infty$)

No caso de nossos experimentos, o escoamento no núcleo de óleo pode ser considerado laminar ($K_1 = 1$), porém o escoamento anel é turbulento, visto que o número de Reynolds do anel, $Re_2 = \rho_2 J_2 D / \mu^2$, se situou na faixa $2000 < Re_2 < 7000$. Como o perfil de velocidades nesse regime é bem mais achatado que o laminar, os valores de K_2 devem ser próximos da unidade.

A partir da determinação experimental da razão de deslizamento s_0 , conforme descrito no § 5.2, foi possível obter o valor de K_2 compatível com nossos experimentos. Para tanto, assumiu-se um perfil de velocidades na forma de uma lei de potência para o anel e ajustou-se seu expoente de forma a que a razão entre a velocidade na interface e a velocidade média fosse idêntica à razão de deslizamento s_0 . Assim, o perfil assumido para o anel foi:

$$W_2(y) = V_c \left(\frac{y}{R_2} \right)^{1/p} \quad (5.10)$$

onde y é a distância normal a partir da parede e V_c é uma velocidade extrapolada do perfil no centro do tubo (ver Figura 5.16). Note que $W_2(R_1) = V_1$, sendo $R_1 = \varepsilon_1/2 D/2$. O ajuste do perfil ao valor médio $s_0 = 1,23$ resultou em $p \cong 4,5$, e a partir da Equação 3.6 obteve-se $K_2 = 1,04$, bastante próximo de 1, como esperado. Pode concluir que, em nossos experimentos, os valores de K_1 e K_2 são próximos da unidade e, portanto, não contribuem para a estabilidade do padrão anular. Esta depende da magnitude da tensão interfacial e da existência de ondas interfaciais.

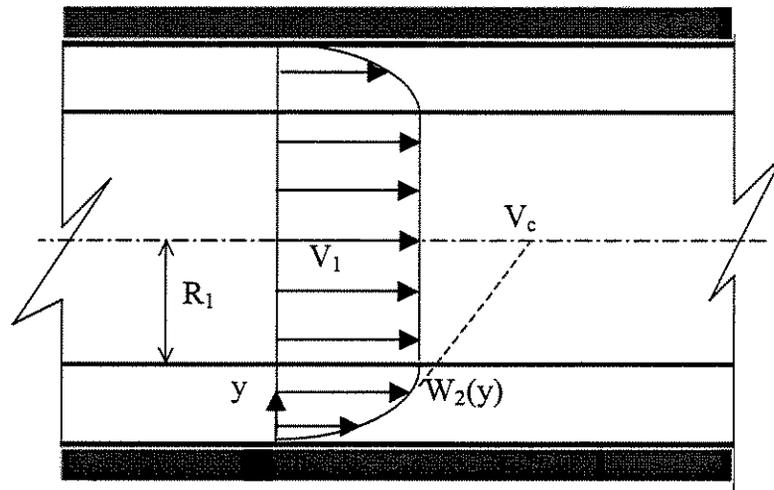


Figura 5.16. Perfis de velocidade assumidos

5.5 Teste do Critério de Estabilidade

Para os 18 pontos do padrão anular de ondas bambu, foram determinadas experimentalmente todas as grandezas envolvidas no critério de estabilidade dado pela Equação 3.47: fração volumétrica, velocidade das ondas cinemáticas e coeficientes de distribuição. Assim, a validade do critério pode ser testada. Na Tabela 5.2 são mostrados os resultados obtidos em tal teste. Pode-se verificar sua boa concordância com as observações, com apenas 4 pontos em desacordo.

Tabela 5.2 Resultados da avaliação do critério de estabilidade com os resultados experimentais.

Exp.	J_2 (m/s)	J_1 (m/s)	Crit. Est.
1	0,07	0,38	2,644
2	0,08	0,52	0,52
3	0,12	0,52	0,49
4	0,08	0,64	0,077
5	0,12	0,64	0,163
6	0,16	0,64	0,048
7	0,04	0,76	1,03
8	0,08	0,76	1,348
9	0,12	0,76	0,94
10	0,16	0,76	0,987
11	0,20	0,76	1,19
12	0,12	0,88	0,476
13	0,16	0,88	0,49
14	0,20	0,88	0,42
15	0,24	0,88	0,25
16	0,16	1,01	0,0000015
17	0,20	1,01	0,0063
18	0,24	1,01	0,0041

Os quatro pontos que estão fora dos limites do intervalo 0-1 são (ver Figura 5.17):

- a) Exp. 1: encontrou-se na transição com o padrão E (estratificado)
- b) Exp. 7: encontrou-se na transição com o sub - padrão AODS (ondas dente de serra)
- c) Exp. 8: encontrou-se na transição com o sub - padrão AOD (ondas distorcidas)
- d) Exp. 11: encontrou-se na transição com o sub - padrão AOD

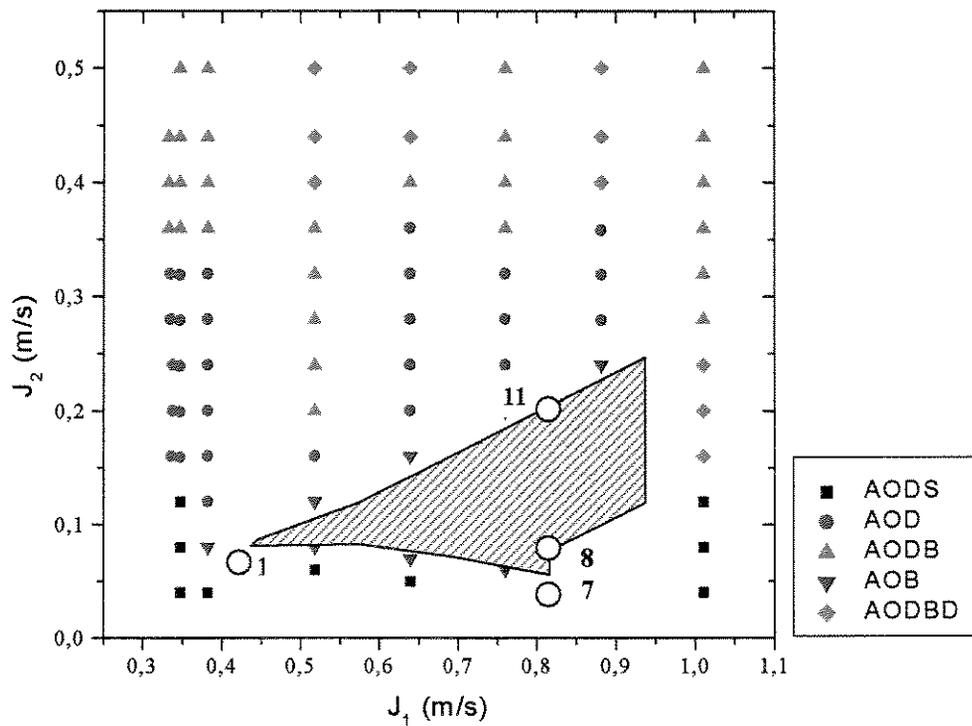


Figura 5.17. Localização dos pontos experimentais (AOB) no mapa de fluxo do padrão Anular

Deve ser notado que a velocidade das ondas foi medida no padrão de ondas bambu, e que os pontos em desacordo mantêm-se no padrão anular, porém na vizinhança do padrão bambu com outros sub-padrões. Note-se também que o valor positivo do critério em todos os testes indica que o critério de Kelvin-Helmholtz, Equação 3.46, foi sempre satisfeito. Pode-se concluir que, quando o critério não foi satisfeito, como nos 4 casos acima, o critério da Equação 3.45 foi violado e instabilidades no padrão bambu devem ter ocorrido, justificando a proximidade desses pontos com outros sub-padrões.

5.6 Geometria das Ondas Interfaciais

A ação estabilizadora dos pequenos comprimentos de onda, mencionada no § 5.3, pode ser explicada pela criação de curvaturas elevadas na interface, que contribuem para tornar o núcleo mais rígido, à semelhança do efeito da tensão superficial em uma micro bolha de gás num líquido. Que diante de comprimentos de ondas pequenos o *core flow* é estável já havia sido experimentalmente demonstrado por Ooms *et al.* (1984) e Oliemans (1986), cujos experimentos em um tubo de 5 cm de diâmetro interno indicaram um comprimento de onda máximo da ordem de um diâmetro.

As Figuras 5.18 e 5.19 mostram os comprimentos de ondas superiores e inferiores medidos com ajuda das imagens gravadas com a câmera de alta velocidade, adimensionalizados com o diâmetro do tubo. Os comprimentos de onda inferiores resultaram maiores que os superiores, já a magnitude das perturbações do anel mais espesso na parte inferior são correspondentemente maiores. Observa-se também, em concordância com estudos de outros autores, uma tendência geral de queda do comprimento de onda, a uma dada vazão de água, com o aumento da vazão de óleo, tanto para as ondas superiores quanto para as inferiores, exceto quando a vazão de água era muito pequena (o que indica certa instabilidade do escoamento nessa condição). De ambas as figuras se pode concluir que o comprimento de onda é maior quando a espessura do anel é maior e vice-versa.

Em termos globais, a razão comprimento de onda-diâmetro não excedeu 1,2, valor compatível com os resultados de Oliemans (1986). Utilizando-se a Equação 5.8 e adotando um valor médio $\varepsilon = 0,85$ observado em nossos experimentos, obtém-se $\lambda^*/D \cong 1,77$. Assim, o máximo comprimento de onda observado no laboratório satisfaz esse limite teórico. Cabe notar que o comprimento de onda varia com a combinação de vazões, porém seu valor máximo no conjunto dos experimentos é dado pela Equação 5.8, que estabelece um limite necessário para estabilidade do escoamento.

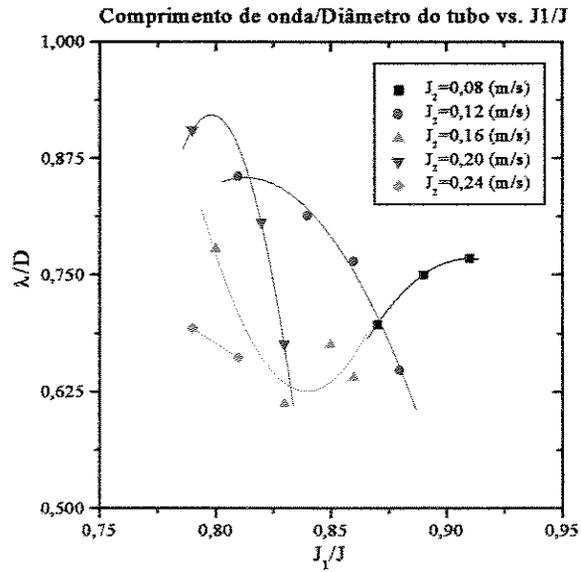


Figura 5.18. Razão do comprimento de onda/diâmetro versus J_1/J das ondas superiores do padrão anular de ondas bambu (AOB).

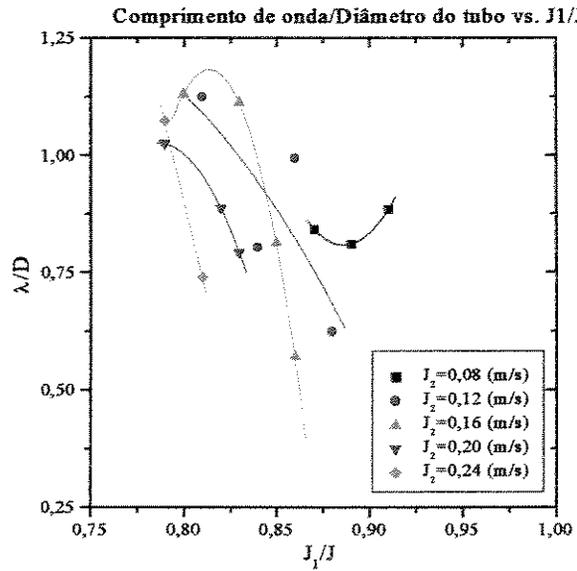


Figura 5.19. Razão do comprimento de onda/diâmetro versus J_1/J das ondas inferiores do padrão anular de ondas bambu (AOB).

Nas Figuras 5.20 e 5.21 são apresentados os resultados da amplitude adimensional das ondas superiores e inferiores. Para as ondas superiores, o comportamento da amplitude tende a ser o inverso do comprimento de onda, aumentando com a vazão de óleo, para uma dada vazão de água (exceto para baixas vazões de água). Nas ondas inferiores, não há tendência geral claramente definida, porém a amplitude parece crescer (em média), com o aumento da vazão de água.

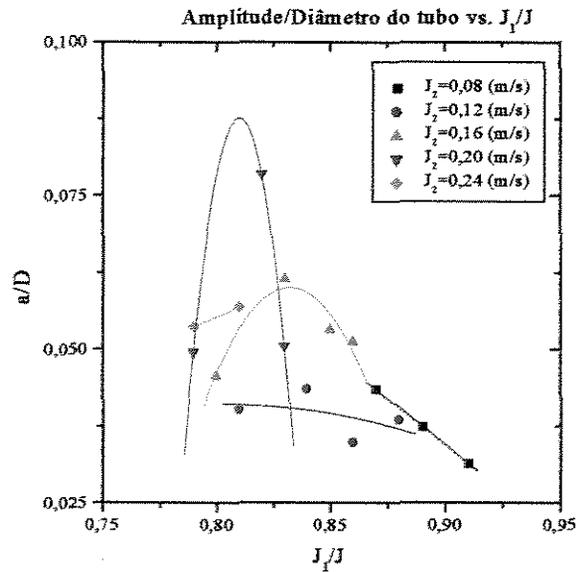


Figura 5.20. Razão amplitude/diâmetro versus J_1/J das ondas superiores do padrão anular de ondas bambu (AOB).

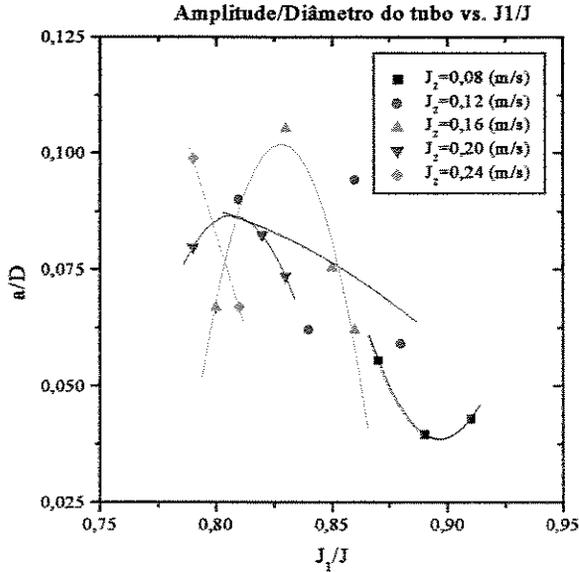


Figura 5.21. Razão amplitude/diâmetro versus J_1/J das ondas inferiores anular de ondas bambu (AOB).

5.7 Queda de Pressão

Nas Tabelas 5.3 a 5.9 apresentam-se os resultados experimentais de queda de pressão para os principais padrões de fluxo do escoamento óleo pesado-água horizontal. Uma vez que a água sempre esteve em contato com a parede, as perdas de pressão bifásicas medidas foram comparadas com as da água escoando sozinha no tubo à vazão volumétrica da mistura. Usando o fator de atrito de Blasius, esta pode ser calculada como:

$$\Delta P_{\text{água}} = f_2 \frac{L}{D} \frac{1}{2} \rho_2 J^2 \quad (5.11)$$

$$f_2 = 0,316 \text{Re}_{2,o}^{-0,25} \quad (5.12)$$

e o número de Reynolds $Re_{z,o}$ é definido por $Re_{z,o} = \frac{\rho_2 J D}{\mu_2}$. Os diagramas correspondentes aos diversos padrões encontram-se nas Figuras 5.22 a 5.28. A Figura 5.21 e Tabela 5.3 apresentam os pontos experimentais de perda de pressão para o escoamento anular de ondas bambu (AOB).

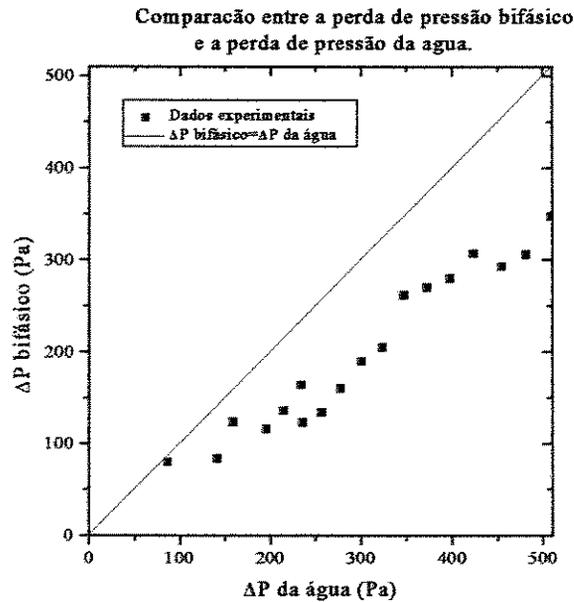


Figura 5.22. Perda de pressão no padrão anular de ondas bambu (*core flow*) versus perda de pressão monofásica de água.

Tabela 5.3. Resultados experimentais da perda de pressão do padrão anular de ondas bambu

Exp.	J_1 (m/s)	J_2 (m/s)	$\Delta P_{bif.}$ (Pa)
1	0,38	0,07	80,21
2	0,52	0,08	84,17
3	0,52	0,12	123,56
4	0,64	0,08	115,73
5	0,64	0,12	135,51
6	0,64	0,16	164,12
7	0,76	0,04	122,88
8	0,76	0,08	133,82
9	0,76	0,12	159,91
10	0,76	0,16	190,21
11	0,76	0,20	205,36
12	0,88	0,12	261,76

13	0,88	0,16	270,17
14	0,88	0,20	280,27
15	0,88	0,24	307,20
16	1,01	0,16	292,90
17	1,01	0,20	305,52
18	1,01	0,24	347,18

Como se pode observar, a perda de pressão bifásica foi sistematicamente menor que a monofásica de água à vazão total. Esse resultado, cuja possibilidade foi prevista por Ooms et al. (1984), não fora constatado em medições feitas em tubos metálicos (Bannwart, 1999), que indicavam que a perda bifásica sempre superava a perda monofásica de água.

É instrutivo avaliar a razão entre a dissipação de energia do padrão anular com a da água sozinha à vazão total, assumindo que os fluidos têm mesma densidade. Obtém-se o seguinte resultado:

$$R_D = \frac{(\Delta P Q)_{\text{bifásico}}}{(\Delta P Q)_{\text{água}}} = \frac{(\tau_w)_{\text{bifásico}}}{(\tau_w)_{\text{água}}} = \frac{1}{(1-\varepsilon)^n [1 + (s_o - 1)\varepsilon]^{2-n}} \quad (5.13)$$

onde n é o expoente da lei de potência usada para expressar o fator de atrito ($n = 0,25$ para lei de Blasius; $n = 1$ para escoamento laminar no anel). O desenvolvimento da dissipação viscosa encontra-se no Anexo VI. A Figura 5.23 mostra o gráfico de R_D em função do *holdup*, para diferentes valores de n e usando $s_o = 1,23$.

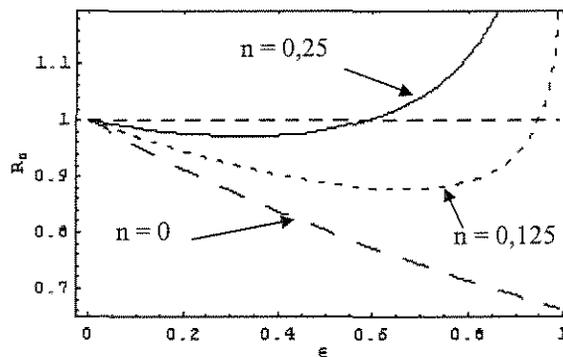


Figura 5.23. Razão entre a dissipação de energia do padrão anular e a da água sozinha à vazão total, Equação 5.13, para $s_o = 1,23$ e diferentes valores de n .

Uma vez que a condição $R_D < 1$ requer que $s_o > 1$ pode-se concluir que a redução na perda de pressão relativamente à água, se deve ao efeito do deslizamento entre as fases. Deve ser notado que nos experimentos reportados por Bannwart (1999) não foi observado qualquer deslizamento (isto é, $s_o = 1$), de modo que o gradiente de pressão bifásico sempre era superior ao monofásico de água. A explicação que nos parece mais plausível para o deslizamento favorável aqui obtido é a molhabilidade preferencial da parede de vidro com água, a qual se manteve limpa de óleo o tempo todo, contrastando com o tubo de aço usado nos experimentos de Bannwart (1999), que antecederam a seção de medida do deslizamento. Essas paredes de aço apresentavam significativas incrustações de óleo, o que pode ter retardado o escoamento do núcleo central relativamente ao anel de água. Dessa forma, pode-se afirmar que medidas que tornem a parede do tubo hidrofílica e oleofóbica, tornam o modo *core flow* ainda mais efetivo para o transporte hidráulico de óleos pesados.

A Figura 5.24 e a Tabela 5.4 apresentam os resultados obtidos para perda de carga em todos os sub-padrões anulares observados. Nota-se que para a quase totalidade dos pontos, a perda de carga manteve-se inferior à da água sozinha com vazão total, confirmando o resultado obtido no padrão de ondas bambu.

A Figura 5.25 e Tabela 5.5 mostram os resultados da perda de pressão no padrão estratificado. Nota-se aqui que a perda de pressão bifásica é superior à do escoamento monofásico de água. Isso pode ser explicado pelo maior atrito sofrido pela fase óleo, que se aproxima da parede superior e sofre um certo retardamento em relação ao padrão anular. Ainda assim, este padrão se beneficiou da molhabilidade preferencial da parede de vidro pela água, o que garantiu a lubrificação do núcleo e possibilitou sua fácil movimentação no tubo.

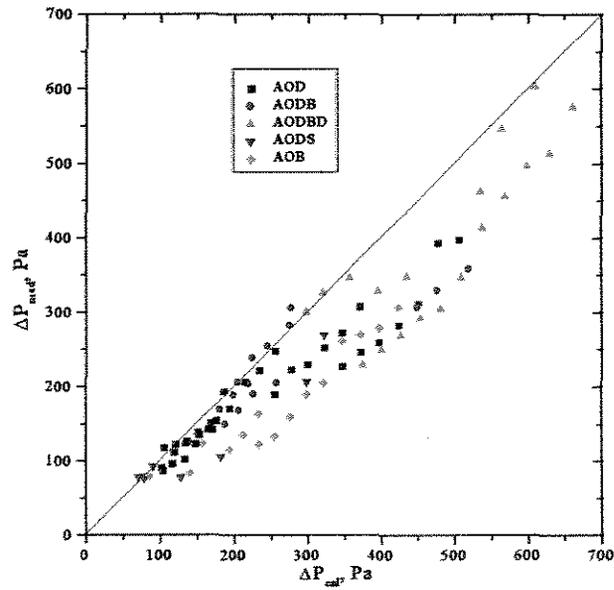


Figura 5.24. Perda de pressão em todos os sub-padrões anulares versus perda de pressão monofásica de água.

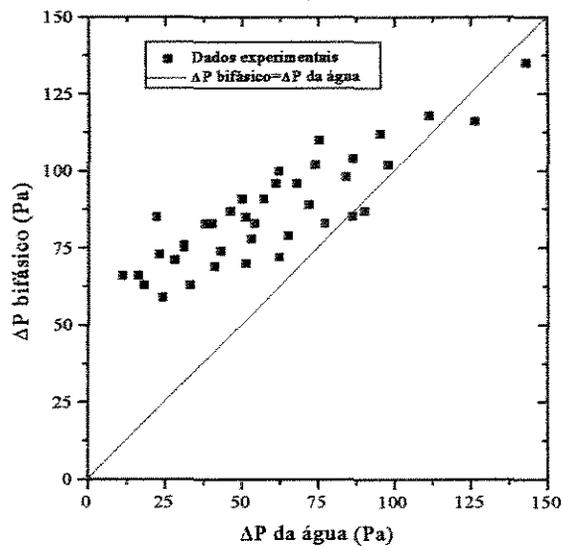


Figura 5.25. Perda de pressão no padrão estratificado versus perda de pressão monofásica de água.

Tabela 5.4. Resultados experimentais da perda de pressão em todos os sub-padrões anulares.

Exp.	J ₁ (m/s)	J ₂ (m/s)	ΔP _{bif} (Pa)
1	0,34	0,16	90,5
2	0,34	0,20	96,3
3	0,34	0,24	102,1
4	0,34	0,28	123,3
5	0,34	0,32	142,5
6	0,33	0,36	169,6
7	0,33	0,40	188,8
8	0,33	0,44	204,2
9	0,347	0,06	77,77
10	0,347	0,08	78,86
11	0,347	0,12	92,58
12	0,347	0,16	117,83
13	0,347	0,20	122,04
14	0,347	0,24	126,25
15	0,347	0,28	134,66
16	0,347	0,32	142,24
17	0,347	0,36	149,81
18	0,347	0,40	168,33
19	0,347	0,44	190,21
20	0,347	0,50	205,36
21	0,38	0,05	76,25
22	0,38	0,07	80,21
23	0,38	0,12	86,69
24	0,38	0,16	111,94
25	0,38	0,20	123,72
26	0,38	0,24	138,03
27	0,38	0,28	150,66
28	0,38	0,32	193,58
29	0,38	0,36	206,21
30	0,38	0,40	239,03
31	0,38	0,44	255,02
32	0,38	0,50	306,36
33	0,52	0,05	77,60
34	0,52	0,08	84,17
35	0,52	0,12	123,56
36	0,52	0,16	154,02
37	0,52	0,20	170,86
38	0,52	0,24	206,21
39	0,52	0,28	222,20
40	0,52	0,32	248,29

41	0,52	0,36	282,80
42	0,52	0,40	301,31
43	0,52	0,44	327,40
44	0,52	0,50	347,18
45	0,64	0,06	106,05
46	0,64	0,08	115,73
47	0,64	0,12	135,51
48	0,64	0,16	164,12
49	0,64	0,20	189,37
50	0,64	0,24	223,04
51	0,64	0,28	229,77
52	0,64	0,32	252,50
53	0,64	0,36	271,85
54	0,64	0,40	307,20
55	0,64	0,44	328,75
56	0,64	0,50	348,45
57	0,76	0,04	122,88
58	0,76	0,08	133,82
59	0,76	0,12	159,91
60	0,76	0,16	190,21
61	0,76	0,20	205,36
62	0,76	0,24	227,25
63	0,76	0,28	246,61
64	0,76	0,32	260,07
65	0,76	0,36	282,80
66	0,76	0,40	307,20
67	0,76	0,44	329,93
68	0,76	0,50	358,55
69	0,88	0,04	206,21
70	0,88	0,08	269,33
71	0,88	0,12	261,76
72	0,88	0,16	270,17
73	0,88	0,20	280,27
74	0,88	0,24	307,20
75	0,88	0,28	311,41
76	0,88	0,32	393,05
77	0,88	0,36	397,26
78	0,88	0,40	462,91
79	0,88	0,44	547,08
80	0,88	0,50	604,31
81	1,01	0,04	229,77
82	1,01	0,08	250,81
83	1,01	0,12	269,33
84	1,01	0,16	292,90

85	1,01	0,20	305,52
86	1,01	0,24	347,18
87	1,01	0,28	414,09
88	1,01	0,32	456,18
89	1,01	0,36	497,08
90	1,01	0,40	514,25
91	1,01	0,44	576,53
92	1,01	0,50	618,03

Tabela 5.5. Resultados experimentais da perda de pressão no padrão estratificado.

Exp.	J_1 (m/s)	J_2 (m/s)	ΔP_{bir} (Pa)
1	0,10	0,04	65,73
2	0,10	0,08	63,12
3	0,10	0,12	59,17
4	0,13	0,04	65,65
5	0,13	0,08	73,22
6	0,13	0,12	75,75
7	0,14	0,16	69,02
8	0,14	0,20	69,69
9	0,14	0,24	72,38
10	0,17	0,04	85,09
11	0,17	0,08	75,10
12	0,17	0,12	82,87
13	0,17	0,16	90,51
14	0,17	0,20	95,57
15	0,17	0,24	102,10
16	0,17	0,28	103,95
17	0,20	0,04	71,27
18	0,20	0,08	82,87
19	0,20	0,12	86,69
20	0,20	0,16	90,51
21	0,20	0,20	96,31
22	0,20	0,24	98,16
23	0,21	0,28	102,10
24	0,22	0,04	63,12
25	0,22	0,08	73,64
26	0,22	0,12	77,52
27	0,22	0,16	78,86
28	0,22	0,20	82,82
29	0,22	0,24	86,77
30	0,29	0,04	84,7
31	0,30	0,08	100,1

32	0,30	0,12	109,7
33	0,32	0,16	112,5
34	0,32	0,20	117,5
35	0,32	0,24	115,5
36	0,32	0,28	134,8
37	0,32	0,32	146,4
38	0,32	0,36	158,0
39	0,32	0,40	185,0
40	0,32	0,44	194,6
41	0,32	0,50	210,0
42	0,30	0,04	82,7
43	0,33	0,08	88,5
44	0,33	0,12	84,7

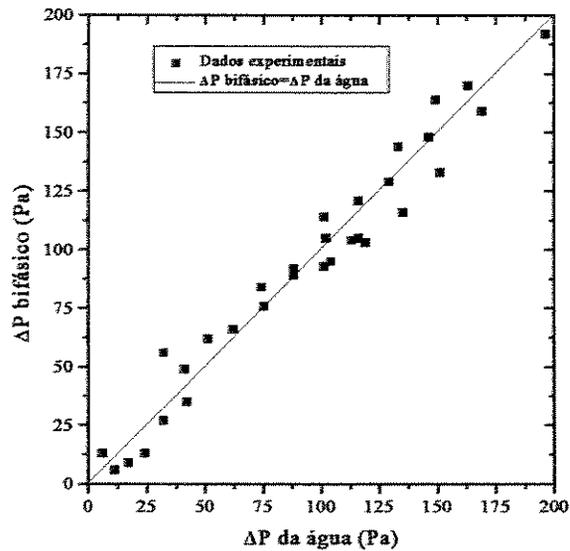


Figura 5.26. Perda de pressão no padrão intermitente versus perda monofásica de água.

A Figura 5.26 e a Tabela 5.6 exibem os resultados da perda de pressão no padrão intermitente. Aqui também se observa o benefício do transporte hidráulico, que possibilitou transportar um óleo tão viscoso com perda de pressão equivalente à da água, o que indica que os bolsões de óleo, semelhantes a bolhas alongadas, movem-se mais rapidamente que a água, visto que são lubrificadas por esta em sua parte superior.

Tabela 5.6 Resultados experimentais da perda de pressão no padrão intermitente.

Exp.	J_1 (m/s)	J_2 (m/s)	ΔP_{bif} (Pa)
1	0,057	0,04	13,13
2	0,057	0,08	6,06
3	0,058	0,12	9,09
4	0,058	0,16	13,38
5	0,058	0,20	26,76
6	0,059	0,24	34,51
7	0,097	0,16	56,48
8	0,096	0,20	48,65
9	0,096	0,24	62,28
10	0,096	0,28	65,65
11	0,097	0,32	75,75
12	0,097	0,36	91,74
13	0,097	0,40	105,21
14	0,135	0,28	84,17
15	0,137	0,32	89,22
16	0,136	0,36	92,58
17	0,137	0,40	105,21
18	0,175	0,32	113,69
19	0,175	0,36	121,34
20	0,180	0,40	144,28
21	0,180	0,44	164,01
22	0,209	0,32	103,95
23	0,209	0,36	129,48
24	0,211	0,40	147,97
25	0,212	0,44	169,55
26	0,333	0,50	217,65
27	0,222	0,28	94,69
28	0,222	0,32	102,51
29	0,222	0,36	115,73
30	0,222	0,40	132,81
31	0,222	0,44	159,07
32	0,222	0,50	191,90

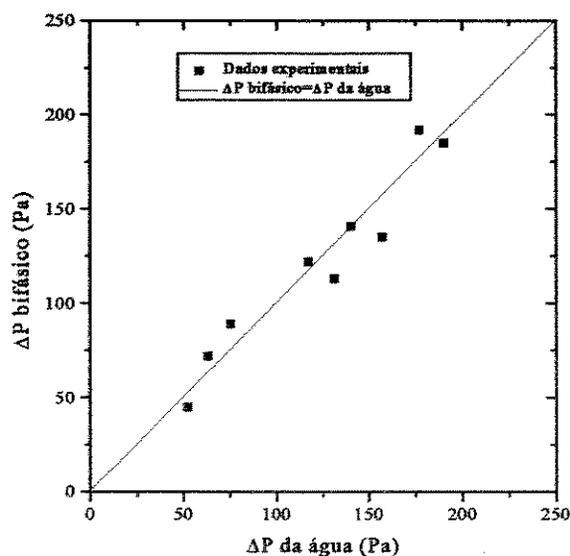


Figura 5.27. Perda de pressão no padrão bolhas versus perda de pressão monofásica de água.

Tabela 5.7. Resultados experimentais da perda de pressão no padrão bolhas.

Exp.	J_1 (m/s)	J_2 (m/s)	ΔP_{bir} (Pa)
1	0,059	0,28	44,61
2	0,059	0,32	71,54
3	0,059	0,36	89,22
4	0,098	0,44	122,04
5	0,098	0,50	140,56
6	0,136	0,44	112,78
7	0,137	0,50	134,66
8	0,184	0,50	192,37
9	0,212	0,50	184,97

Os mesmos comentários feitos para o padrão intermitente se aplicam ao padrão bolhas, cujos resultados são mostrados na Figura 5.27 e Tabela 5.7. O padrão bolhas dispersas, exibido na Figura 5.28 e Tabela 5.8, ocorre a altas vazões de água, perdendo muita energia para dispersar o óleo, o que explica que sua perda de pressão supera a da água sozinha.

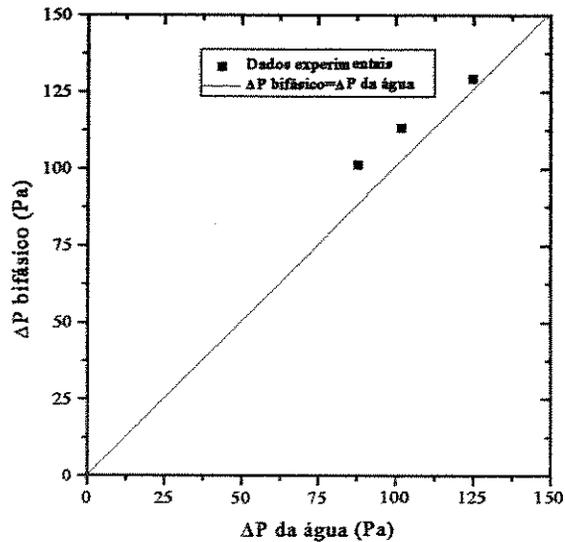


Figura 5.28. Perda de pressão no padrão bolhas dispersas versus perda de pressão monofásica de água.

Tabela 5.8. Resultados experimentais da perda de pressão no padrão bolha dispersas.

Exp.	J_1 (m/s)	J_2 (m/s)	ΔP_{br} (Pa)
1	0,059	0,40	101
2	0,059	0,44	112,78
3	0,060	0,50	128,77

5.8 Testes de Verificação

Devido ao surpreendente resultado obtido para a perda de carga encontrada para o padrão anular, foi feita uma rodada de testes de confirmação de alguns pontos, para verificar se as medições feitas no padrão anular estiveram corretas. Para esse fim se procedeu a dar uma manutenção do aparato experimental, começando desde a limpeza das linhas com meta-silicato de sódio, e refazendo a calibração do Valadyne nº 20 para a medição da perda de pressão, através de um sistema de ar comprimido. Depois de ter obtido a curva de calibração realizou-se as medições de algumas velocidades de óleo com algumas velocidades de água (ver Figuras 5.29 a 5.31), encontrando-se resultados muito similares aos dos testes feitos na primeira vez, concluindo-se então que os resultados experimentais obtidos são absolutamente verdadeiros.

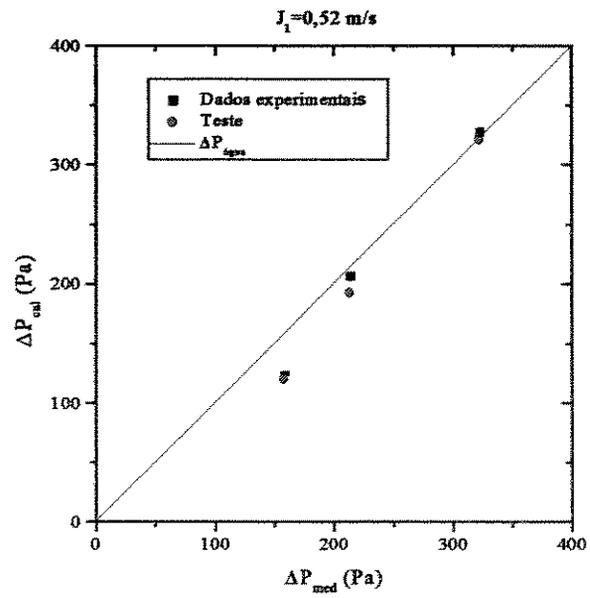


Figura 5.29. Testes de verificação das perdas de pressão para $J_1 = 0,52 \text{ m/s}$

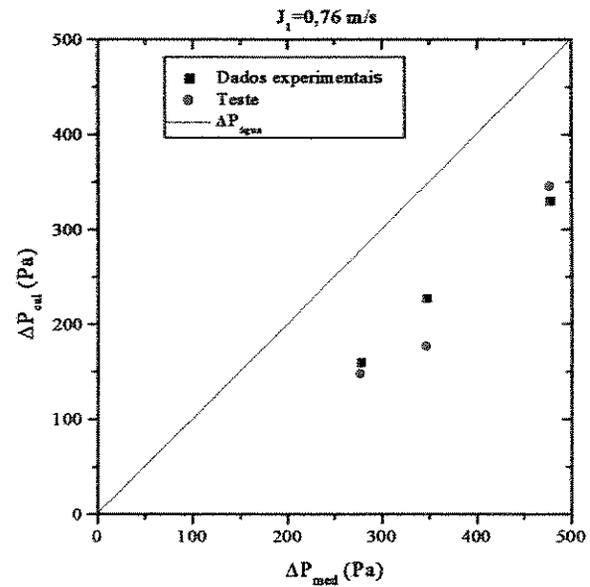


Figura 5.30. Testes de verificação das perdas de pressão para $J_1 = 0,76 \text{ m/s}$

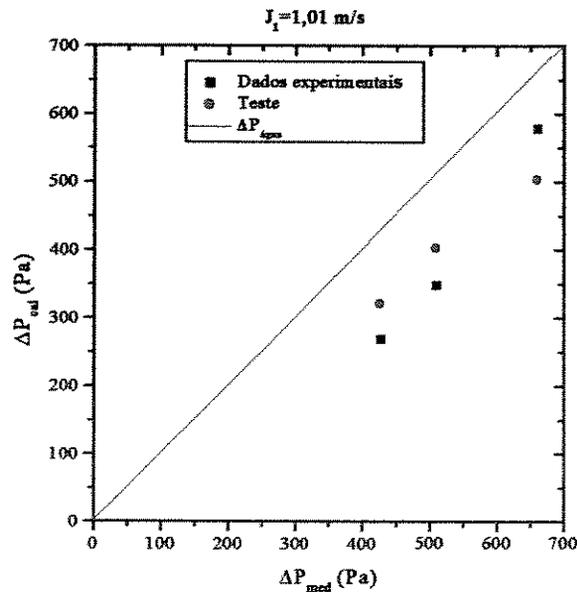


Figura 5.31. Comparação das perdas de pressão dos testes feitos para $J_1 = 1,01 \text{ m/s}$

5.9 Eficiência do *Core flow*

A técnica do *core flow* no transporte de óleos pesados traz grandes benefícios, que podem ser traduzidos no fator de redução de potência de bombeamento, o qual é definido como a relação entre a potência necessária para vencer as perdas de carga por atrito no transporte do óleo, em escoamento monofásico, e aquela requerida para vencer as perdas de carga por atrito, utilizando o *core flow*:

$$\text{Fator de Redução de Potência} = \frac{\Delta P_{\text{óleo}} \cdot Q_o}{\Delta P_{\text{bifásico}} \cdot Q_t} \quad (5.14)$$

A perda de carga monofásica de óleo foi calculada usando-se o fator de atrito do escoamento laminar, devido à sua alta viscosidade. Na Figura 5.32, mostra-se a magnitude deste fator em função da fração de água injetada, para o padrão *core flow* (AOB).

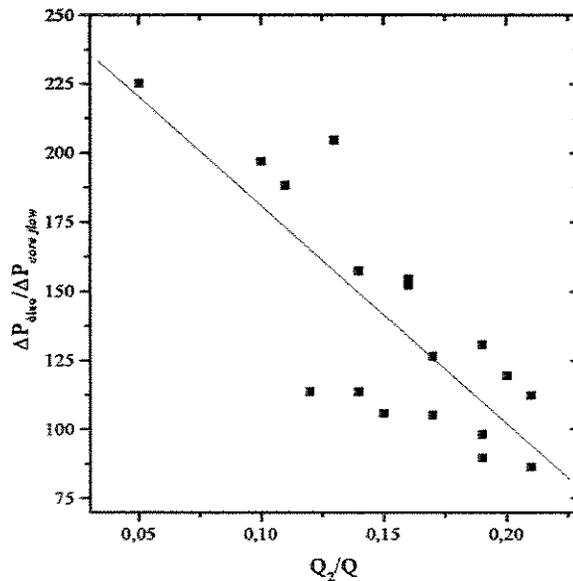


Figura 5.32. Fator de redução de potência versus fração de água injetada

O valor máximo encontrado foi de 225,31, para a condição $J_1 = 0,76 \text{ m/s}$ e $J_2 = 0,04 \text{ m/s}$; isto é, a potência necessária para vencer as perdas de carga por atrito no transporte de óleo, a uma velocidade superficial de 0,76 m/s, pode ser reduzida em 225,31 vezes (injetando água a uma velocidade superficial de 0,04 m/s) em relação à potência necessária para vencer as perdas de carga por atrito no bombeamento do óleo, à mesma velocidade, em escoamento monofásico.

5.10 Modelagem do Gradiente de Pressão no *Core Flow* Horizontal

Como foi visto no parágrafo anterior, a perda de carga nos diversos padrões observados é comparável à do escoamento monofásico de água à vazão volumétrica de mistura. No caso particular do *core flow*, a perda de pressão foi ainda menor que a da água. Assim, é importante traduzir os diversos aspectos e fenômenos observados no laboratório, em um modelo físico simples e que possa ser aplicável em outras situações similares. Desenvolve-se aqui uma modelagem do gradiente de pressão no padrão *core flow*.

A determinação experimental da fração volumétrica através das ondas cinemáticas mostrou a existência de um deslizamento entre as fases no padrão *core flow*, expresso por uma razão de

escorregamento $s_o = 1,23$. Embora pequeno, esse deslizamento deve ser incorporado ao modelo de perda de carga. Propõe-se neste trabalho o uso do modelo de deslizamento, onde s_o é assumido conhecido para a geometria e propriedades físicas do sistema bifásico (Bannwart, 2001).

É instrutivo introduzir o modelamento usando o caso de um fluxo anular completamente desenvolvido, de fluidos de mesma densidade em escoamento laminar com interface lisa e concêntrica (“*perfect core annular flow*”, ou PCAF). Em tal situação, o gradiente de pressão Γ pode ser expresso como:

$$\Gamma = \frac{128\mu_m Q}{\pi D^4} \quad (5.15)$$

onde Q é vazão volumétrica da mistura e μ_m é a viscosidade equivalente da mistura dada por

$$\mu_m = \frac{\mu_2}{1 - \left(1 - \frac{\mu_2}{\mu_1}\right) \varepsilon_{\text{PCAF}}^2} \cong \frac{\mu_2}{1 - \varepsilon_{\text{PCAF}}^2} \quad (5.16)$$

onde $\varepsilon_{\text{PCAF}}$ é a fração volumétrica do óleo para fluxo laminar-laminar de densidades iguais (PCAF), calculada por

$$\varepsilon_{\text{PCAF}} = \frac{1}{1 + \frac{J_2}{J_1} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{\mu_2 J_1}{\mu_1 J_2}} \right]} \cong \frac{1}{1 + 2 \frac{J_2}{J_1}} \quad (5.17)$$

As aproximações nas Equações 5.16-5.17 são válidas para $\mu_2 / \mu_1 \ll Q_2 / Q_1 < 1$. A perda de pressão experimental e a perda de pressão obtida através do modelo PCAF são comparados na Figura 5.33, em função da vazão $Q/(1-\varepsilon_{\text{PCAF}}^2)$.

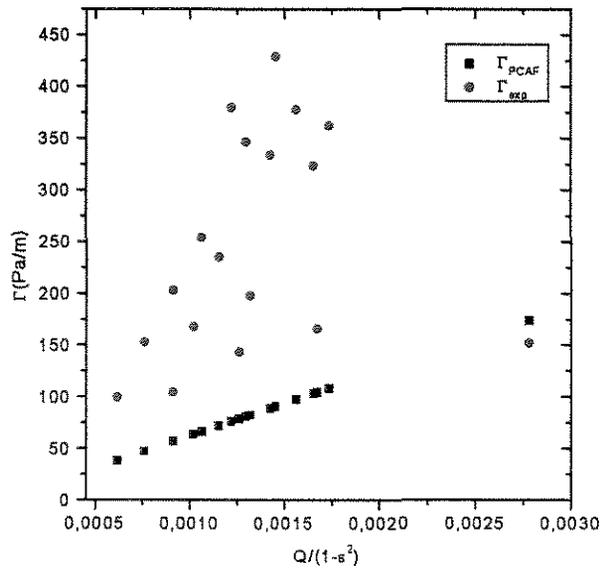


Figura 5.33. Comparação entre o gradiente de pressão medido e o da teoria PCAF.

Como se pode observar na Figura 5.33, o modelo PCAF para a obtenção da perda de carga não representa bem os resultados experimentais. Isto está em acordo com as medições de Bannwart (1999), para quem o modelo PCAF falha por não considerar três fenômenos: a turbulência no fluxo anular, a interface ondulada e as propriedades da parede. Esta última está relacionada com a rugosidade e o comportamento incrustador da parede (adesão de óleo). Adicionalmente, o deslizamento associado ao modelo PCAF é $s_0 \cong 2$, muito distinto do obtido experimentalmente.

Os dados experimentais de gradiente de pressão também podem ser comparados com o modelo de Arney *et al* (1993). Esses autores propõem expressar o fator de atrito bifásico em função de um número de Reynolds considerando a viscosidade de mistura como aquela do modelo PCAF, isto é, a expressão da Equação 5.16. O fator de atrito bifásico é definido por:

$$f = \frac{\Gamma \cdot 2 \cdot D}{\rho_m \cdot J^2} \quad (5.18)$$

e o número de Reynolds é definido por

$$Re_{PCAF} = \frac{\rho_m JD}{\mu_2} [1 - \varepsilon^2(1 - m)] \quad (5.19)$$

onde o *holdup* de óleo ε é determinado através do *holdup* da água proposto por esses autores, Equação 5.4. A Figura 5.34 mostra a comparação entre os nossos resultados experimentais para o fator de atrito e as correlações propostas por Arney *et al.*

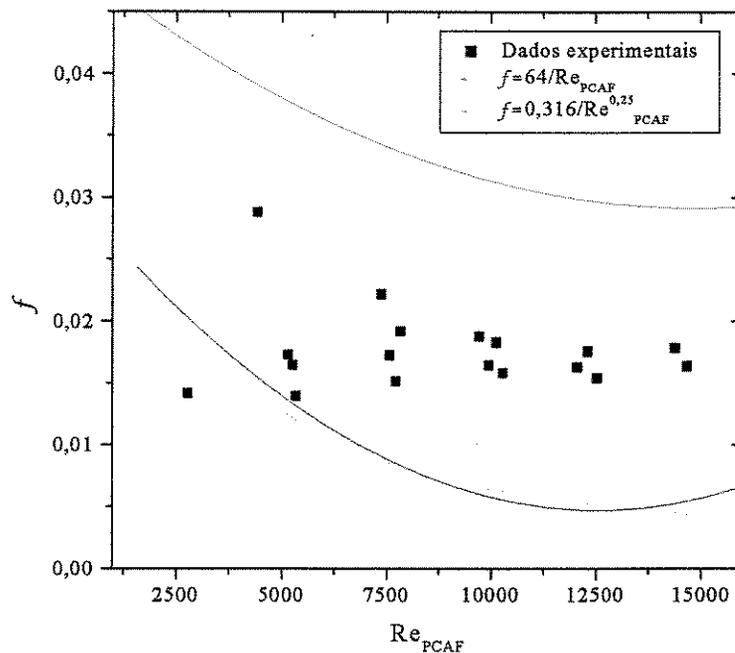


Figura 5.34. Fator de atrito *versus* número de Reynolds (Equações 5.18-19)

Como se pode observar nessa figura, nenhuma das correlações é satisfatória para representar os resultados experimentais deste trabalho. Isto pode ser atribuído à utilização da viscosidade da mistura para regime laminar.

A fim de levar em conta os fenômenos físicos que ocorrem no *core flow*, a seguinte correlação é proposta para calcular o gradiente de pressão:

$$\Gamma = b \left(\frac{\rho_m JD}{\mu_m} \right)^{-n} \frac{\rho_m J^2}{2D} \quad (5.20)$$

onde b e n são parâmetros a ajustar com os dados experimentais de gradiente de pressão, e ρ_m e μ_m são a densidade e viscosidade equivalentes da mistura, respectivamente. A densidade da mistura é dada por

$$\rho_m = \varepsilon \rho_1 + (1 - \varepsilon) \rho_2 \quad (5.21)$$

sendo a fração volumétrica ε obtida a partir da Equação 5.1, isto é:

$$\varepsilon = \frac{1}{1 + s_o \frac{J_2}{J_1}} \quad (5.22)$$

Para determinar-se uma expressão apropriada para a viscosidade equivalente da mistura μ_m , nota-se que a Equação 5.20 pode ser expressa numa forma mais geral como

$$\Gamma = \Gamma_2(Q) \phi_{2,o} \quad (5.23)$$

onde $\Gamma_2(Q)$ é o gradiente de pressão extrapolado para o fluido do anel escoando sozinho à vazão de mistura Q no mesmo tubo (nas condições atuais da parede do tubo), isto é,

$$\Gamma_2(Q) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \Gamma = b \left(\frac{\rho_2 JD}{\mu_2} \right)^{-n} \frac{\rho_2 J^2}{2D} \quad (5.24)$$

e $\phi_{2,o}$ é o multiplicador bifásico dado por

$$\phi_{2,o} = \frac{\Gamma}{\Gamma_2(Q)} = \left(\frac{\rho_m}{\rho_2} \right)^{1-n} \left(\frac{\mu_2}{\mu_m} \right)^{-n} \quad (5.25)$$

Para compatibilizar a expressão acima com a razão de dissipação R_D dada na Equação 5.13, onde as densidades foram assumidas iguais, deve-se tomar

$$\left(\frac{\mu_2}{\mu_m}\right)^{-n} = (1-\varepsilon)^{-n} [1 + (s_o - 1)\varepsilon]^{n-2} \quad (5.26)$$

No caso de escoamento laminar no anel e interface lisa concêntrica (PCAF), toma-se $n = 1$ e $s_o = 2 + m \varepsilon / (1 - \varepsilon)$, e a expressão acima fornece

$$\frac{1}{\mu_m} = \frac{\varepsilon^2}{\mu_1} + \frac{1-\varepsilon^2}{\mu_2} \quad \text{escoamento laminar no anel} \quad (5.27)$$

que é equivalente à expressão de viscosidade de mistura que aparece na Equação 5.16. No caso de escoamento turbulento com $s_o = 1$, como nos experimentos de Bannwart (1999), obtém-se

$$\mu_m = \frac{\mu_2}{1-\varepsilon} \quad \text{escoamento turbulento no anel e } s_o = 1 \quad (5.28)$$

a qual é consistente com a proposta de extensão feita por aquele autor para m qualquer:

$$\frac{1}{\mu_m} = \frac{\varepsilon}{\mu_1} + \frac{1-\varepsilon}{\mu_2} \xrightarrow{m \rightarrow 0} \frac{1-\varepsilon}{\mu_2} \quad (5.29)$$

Dessa forma, a expressão sugerida neste trabalho para a viscosidade equivalente da mistura é

$$\frac{\mu_2}{\mu_m} = (1-\varepsilon) [1 + (s_o - 1)\varepsilon]^{(2-n)/n} \quad (5.30)$$

Substituindo as Equações 5.21 e 5.30 na Equação 5.25, obtém-se a seguinte expressão para o multiplicador bifásico:

$$\phi_{2,o} = \left[1 - \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \varepsilon \right]^{1-n} (1-\varepsilon)^{-n} [1 + (s_o - 1)\varepsilon]^{n-2} \quad (5.31)$$

e, utilizando nesta última a Equação 5.24, o gradiente de pressão bifásico se torna

$$\Gamma = k Q^{2-n} \left[1 - \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \varepsilon \right]^{1-n} (1-\varepsilon)^{-n} [1 + (s_o - 1)\varepsilon]^{n-2} \quad (5.32)$$

com ε determinado através da Equação 5.22, usando $s_o = 1,23$. Deve-se notar que para $n \rightarrow 0$ (isto é, escoamento completamente turbulento na fase 2) não deve falar em viscosidade de mistura (ver Equação 5.30), porém as Equações 5.31 e 5.32 permanecem válidas. Os valores das constantes k e n são obtidos por minimização do erro relativo quadrático em relação aos valores experimentais do gradiente de pressão para o padrão *core flow* (AOB), dados na Tabela 5.3. A constante adimensional b é então determinada através da seguinte relação

$$b = 2k \left(\frac{\pi}{4} \right)^{2-n} \rho_2^{n-1} \mu_2^{-n} D^{5-n} \quad (5.33)$$

Os resultados foram os seguintes:

$$b = 0,0237 \quad ; \quad n = 0 \quad (5.34)$$

Esses valores se aplicam a tubos de vidro e portanto, são diferentes dos encontrados por Bannwart (1999) para tubos metálicos. Uma vez que os parâmetros b e n são determinados diretamente dos experimentos com escoamento bifásico, o gradiente $\Gamma_2(Q)$, Equação 5.24, nem sempre corresponde ao gradiente que seria medido se água sozinha passasse pelo tubo com vazão total. Dessa forma, b e n levam em conta efeitos de parede (molhabilidade, incrustações, etc.)

total. Dessa forma, b e n levam em conta efeitos de parede (molhabilidade, incrustações, etc.) do escoamento bifásico real, que não apareceriam em medidas de $\Gamma_2(Q)$ com água apenas. A Figura 5.35 exibe uma comparação entre os gradientes de pressão medido e calculado usando o modelo acima. O desvio padrão relativo dos dados experimentais aos calculados foi de 14%.

A boa qualidade do ajuste pode também ser observada na Figura 5.36, na qual se mostra o gráfico do gradiente de pressão como uma função da vazão modificada Q^* , definida como

$$Q = Q^{2-n} \left[1 - \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \varepsilon \right]^{1-n} [1 - \varepsilon]^n [1 + (s_o - 1)\varepsilon]^{n-2} \quad (5.35)$$

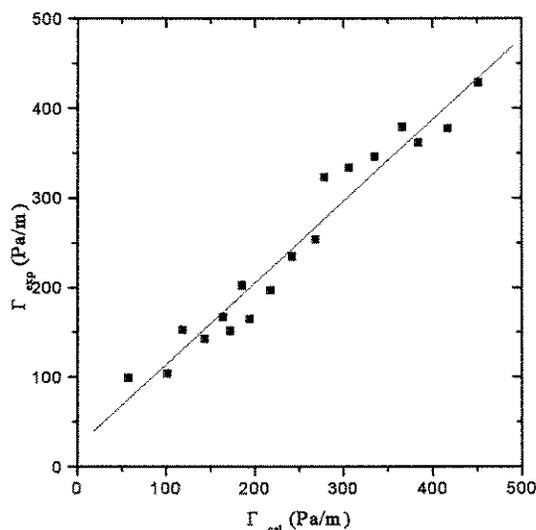


Figura 5.35. Comparação entre os gradientes de pressão calculados e medidos.

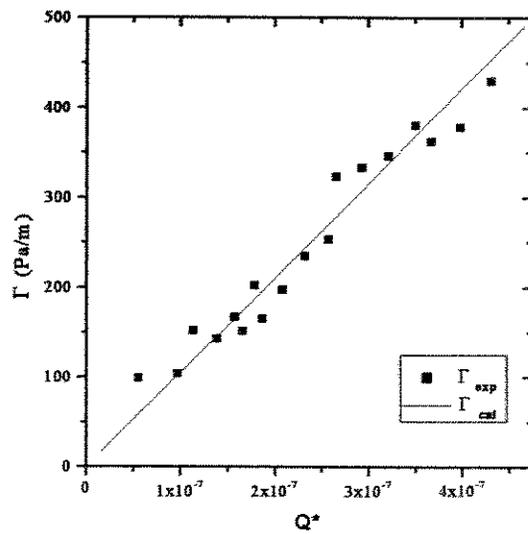


Figura 5.36. Gradientes de pressão medido e calculado versus Q^*

Capítulo 6

Conclusões e Sugestões

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 teórico e experimental da hidrodinâmica do escoamento óleo-água em um tubo horizontal, utilizando uma abordagem unidimensional que possibilitou entender diversos aspectos do escoamento. O padrão anular óleo-água, assim chamado "*core flow*" na literatura técnica, foi enfatizado pela sua maior razão óleo-água e pela drástica redução que causa na perda de pressão.

Os principais resultados deste trabalho podem ser assim sintetizados:

1. O escoamento de óleo pesado com água em um tubo horizontal, no qual a água é injetada lateralmente e apresenta maior tendência a molhar a parede, apresenta-se em 5 padrões de fluxo básicos: *anular*, *estratificado*, *intermitente (bolha alongada)*, *bolhas* e *bolhas dispersas*; todos esses padrões possibilitam o transporte hidráulico do óleo pesado, uma vez que a água mantém-se em contacto com a parede;
2. Com base em uma análise unidimensional de estabilidade linear do padrão anular líquido-líquido horizontal, 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;

3. 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 de tipo bambu, em 14 dos 18 pontos testados, sendo que os 4 em desacordo se situavam em sub-padrões anulares vizinhos (anular distorcido e anular dente-de-serra);
4. Como tendências gerais, o critério desenvolvido indica 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 (baixo número de Eötvos); c) a força de inércia no anel deve ser pequena em relação à força de tensão interfacial (baixo número de Weber no anel); d) o perfil de velocidades no anel se aproxima do parabólico ($K_2 \rightarrow 4/3$);
5. 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;
6. Foi medido um comprimento de onda máximo 20 % superior ao diâmetro do tubo, valor que concorda bem com o determinado por outros autores e também satisfaz o limite pela teoria unidimensional proposta ($\lambda^*/D = 1,77$); se esse valor for considerado como condição (necessária) para estabilidade, a Equação 5.8 fornece um critério de estabilidade em termos do número de Eötvos $\frac{\Delta\rho g_y D^2 \varepsilon}{\sigma}$;
7. Foi obtido, através da velocidade das ondas interfaciais, que o núcleo de óleo se move 23% mais rápido que a água, o que permitiu determinar uma correlação simples para a fração volumétrica de óleo (*holdup*) em função das vazões;
8. As medidas de perda de pressão nos diversos padrões resultaram sempre comparáveis às da água escoando sozinha à vazão volumétrica da mistura, indicando que todos os padrões

que tenham água em contacto com a parede do duto são potencialmente interessantes para aplicações em transporte de óleos pesados;

9. A perda de pressão no padrão anular foi quase sempre inferior 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 do *core flow* em relação ao bombeamento do óleo sozinha esteve na faixa de 100 a 225;
10. Foi desenvolvido um modelo simplificado para cálculo da perda de pressão no padrão *core flow*, o qual leva em conta o deslizamento entre as fases; o modelo mostrou boa concordância com os valores medidos (desvio padrão relativo de 15 %), sendo sugerido para dutos que apresentem propriedades parietais similares ao do presente estudo (molhabilidade, rugosidade, etc.).

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 estratificado);
2. Investigar o efeito de escala nos padrões de escoamento, razão de escorregamento, perda de pressão, etc., através do uso de dutos 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.

Referências Bibliográficas

- Arirachakaram, S., Oglesby, K.D., Malinowsky, M.S., Shoham, O. and Brill, J.P. An Analysis of Oil/Water Flow Phenomena in Horizontal Pipes. SPE 18836, 1989, p. 155-167.
- Angeli, P. and Hewitt, G. F. Flow Structure in Horizontal Oil-Water Flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 2000, 26, p. 1117-1140.
- Arney, M. S., Bai, R., Guevara, E., Joseph, D. D. and Liu, K. Friction Factor and Holdup Studies for Lubricated Pipelining-I. *International Journal of Multiphase Flow*, 1993, Vol. 19, p. 1061-1076.
- Bannwart, A. C. Wavespeed and Volumetric Fraction in Core Annular Flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 1998, Vol. 24, p. 961-974.
- Bannwart, A.C. A Simple Model for Pressure Drop in Horizontal Core Annular Flow. *Journal of Brazilian Society of Mechanical Sciences*, 1999 a, Vol. 21, n.2, p. 233-244.
- Bannwart, A. C. The Role of Surface Tension in Core-Annular Flow. *2nd International Symposium on Two-Phase Flow Modeling and Experimentation - ISTP'99*, Pisa, Italy, 1999 b, Vol. 2, p.1297-1302.
- Bannwart, A. C. Bubble Analogy and Stabilization of Core-Anular Flow. *Transactions of ASME, Journal of Energy Resources Technology*, 2001, vol. 123, n.2, p. 127-132 La 1-6.

- Bannwart, A. C., Rodriguez, O. M. H., Carvalho, C. H. M., Wang, I. S. and Vara, R. M. O. Flow Patterns in Heavy Crude Oil-Water Flow. 23rd Energy Sources Technology Conference and Exposition – ETCE'2001, Feb. 5-7, Houston, TX.
- Bertero, L., DiLullo, A., Lentini A. E Terzi, L. An Innovative Way To Produce and Transport Heavy Oil Through Dispersion in Water: Laboratory Study and Field Test Results. SPE 28543, 1994, p.283 –295.
- Bobok, E., Magyari, D. , Udvardi, G. Heavy Oil Transport Through Lubricated Pipeline. SPE 36841, 1996 p. 239-244.
- Brauner, N. Two-phase Liquid-Liquid Annular Flow. International Journal of Multiphase Flow, 1991, Vol. 17, n. 1, p. 59-76.
- Brauner, N and Moalem Maron, D. Flow Pattern Transitions in Two-phase Liquid-Liquid Flow in Horizontal Tubes. International Journal of Multiphase Flow, 1992, Vol. 18, n. 1, p. 123-140.
- Brauner, N and Moalem Maron, D. Stability Analysis of Stratified Liquid – Liquid Flow. International Journal of Multiphase Flow, 1998, Vol. 18, n. 1, p. 103-121.
- Brauner, N and Moalem Maron, D. Classification of Liquid-Liquid Two-phase Flow Systems and the Prediction of Flow Pattern Maps. Two-phase flow Modeling and Experimentation, Pisa, 1999, p.747-754.
- Briggs, P. J., Baron, R. p., Fulleylove, R. J. Wright, M. S. Development of Heavy – Oil Reservoirs. SPE 15748, 1988, p. 206-214.
- CIENCIAS E ENGENHARIA DE PETRÓLEO. Normas. Roteiro para Elaboração de Dissertação ou Tese. Capturado em 5 de abril do 2001. Online. Disponível na Internet http://www.dep.fem.unicamp.br/~cep/cep_web/cep_main.html.

Charles, M. E., Govier, G. W. and Hodgson, G. W. The horizontal Pipeline flow of Equal density Oil – Water Mixtures. The Canadian Journal of Chemical Engineering, 1961, V.39, n.1, p. 27-36.

Delhaye, J. M., Two-Phase Flow and Heat transfer on the Power and Process Industries, A.E. Bergles *et al* (eds.), Hemisphere Pub. Corp., 1981. Cap. 2 p.40-95

Giuggioli, A. De Ghetto, G., AGIP S. p. A. Innovative Technologies Improve The Profitability Of Offshore Heavy Oil Marginal Fields. SPE 30014, 1995, p.615-622.

Huang, A. and Joseph D. Stability of Eccentric Core-Annular Flow. Journal of Fluid Mechanics., 1995, Vol. 289, p. 233-245.

Feng, J., Huang, P. Y. and Joseph, D. D. Dynamic Simulation of the Motion of Capsules in Pipelines. Journal of Fluid Mechanics, 1995, Vol. 286, pp. 201-227.

Ishii, M. Wave Phenomena and Two-Phase Flow Instabilities. Handbook of Multiphase Systems, G. Hetsroni, Ed. Hemisphere, 1982, capitulo. 2.4, p. 2-95 - 2-98.

Joseph, D. D. Lubricated pipelining. Powder Technology 94, 1997, p. 211 – 215.

Joseph, D. D., Renardy, M. & Renardy, Y. Instability of the Flow of Two Immiscible Liquids with Different Viscosities in a Pipe. Journal of Fluid Mechanics, 1984, Vol. 141, pp. 309-317.

McKibben, M. J., Gilies, R. G. and Shook, C. A. Predicting Pressure Gradientes in Heavy Oil – Water pipelines. The Canadian Journal of Chemical Engineering, 2000. V.78, p. 752-756.

Morritis, G. Heavy Oil Expansions gather Momentum Worldwide. Oil & Gas Journal, 1995, Aug. 14, p.31-38

- Oliemans, R. V. A., The Lubricating – Film Model for Core – Annular Flow. PhD thesis, Delft University Press. 1986.
- Ooms, G. The Hydrodynamic Stability of Core-Annular Flow of Two Ideal Liquids. Applied Science Research, 1972, Vol. 26, p. 147-158.
- Ooms, G., Segal, A., Van der Wees, A. J., Meerhoff, R. and 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 flow, 1984, Vol. 10, n. 1, p. 41-60.
- Russel, T. W. F and Charles, M. E. The Effect of the less Viscous Liquid in the Laminar Flow of two Immiscible Liquids. The Canadian Journal of Chemical Engineering, 1959 a, V.37, n.1, p. 18-24.
- Russel, T. W. F., Hodgson, G.W. and Govier, G.W. Horizontal Pipeline Flow of Mixtures of Oil and Water. The Canadian Journal of Chemical Engineering, 1959 b, V.37, n.1, p. 9-17.
- Stockwell, A., Sit, S. P. and Hardy, W.A. In. Transoil Technology for Heavy Oil Transportation: Results of Field Trials at Wolf Lake. SPE 18362, 1988 p.249-253
- Taitel, Y. and Dukler, A. E. A model for Predicting Flow Regime Transitions in Horizontal and Near Horizontal Gas – Liquid Flow. AIChE Journal, 1976, Vol. 22, N° 1m p. 47-55.
- Towson, D. E. and Towson, D. E. & Associates Inc. Canada's Heavy Oil Industry: A Technological Revolution. SPE 37972, 1997, p. 513 –523.
- Trallero, J. L., Oil-Water Patterns in Horizontal Pipes. PhD thesis; University of Tulsa. 1995.
- Trallero, J. L., Sarica, C. and Brill, J. P. A Study of Oil/Water Flow Patterns in Horizontal Pipes. SPE 36609, 1997, p.165-172.

Vanegas P., J. W. Estudo experimental do escoamento anular Óleo – Água (“Core flow”) na elevação de óleos ultraviscosos. Tese de mestrado. UNICAMP, Brasil. 1999.

Visser, R. C. Offshore Production of Heavy Oil. OTC 5494, 1987, p. 89 –96.

Wallis, G.B. One Dimensional Two-phase Flow. Ed. Mc Graw – Hill, 1969, p.122-172.

White, F. M. Viscous Fluid Flow. Ed. Mc Graw – Hill, 1991.

Whitham, G. B. Linear and Nonlinear Waves. Ed. J.Wiley, New York, 1974, p. 339-342.

Zhang, J, Chen, D, Yan, D. and Yang, X. Pipelining of Heavy Crude Oil as Oil-in-Water Emulsions. SPE 21733, 1991, p. 911-915.

Anexo I

Lei constitutiva mecânica no padrão *core flow*

A lei mecânica estabelece uma relação entre a diferença de pressão e a tensão interfacial existente no padrão, mediante a seguinte equação:

$$P_1 - P_2 = \frac{\sigma}{R_1} \left[\frac{\partial}{\partial R_1} \left(\frac{R_1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\partial R_1}{\partial z}\right)^2}} \right) - \frac{0,166 \Delta \rho g_y \varepsilon A}{\sigma} \right] \quad (\text{I-1})$$

A diferença de pressão depende da tensão interfacial: o primeiro termo do lado direito estabelece a relação entre a pressão e a curvatura da onda, e o segundo termo depende do gradiente de curvatura da interface na seção transversal. Esse gradiente e seu efeito na diferença de pressão podem ser analisados em duas partes, devido à assimetria da interface, ver Figura I-1.

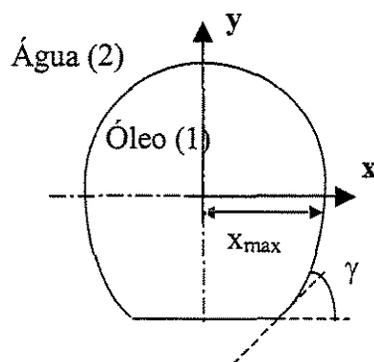


Figura I-1. Representação esquemática do núcleo de óleo para $Eo < 0$

$$\text{No topo: } (\langle p_1 \rangle - \langle p_2 \rangle)_T \cdot 2x_{\max} = 2\sigma \quad (\text{I-2})$$

$$\text{No fundo: } (\langle p_1 \rangle - \langle p_2 \rangle)_B \cdot 2x_{\max} = 2\sigma - 2\sigma \cdot \text{sen}\gamma \quad (\text{I-3})$$

A diferença de pressão entre as fases corresponde à média entre as diferenças no topo e no fundo, isto é:

$$\begin{aligned} \langle p_1 \rangle - \langle p_2 \rangle &= \frac{(\langle p_1 \rangle - \langle p_2 \rangle)_T + (\langle p_1 \rangle - \langle p_2 \rangle)_B}{2} = \frac{\frac{\sigma}{x_{\max}} + \frac{\sigma}{x_{\max}} - \frac{\sigma \cdot \text{sen}\gamma}{x_{\max}}}{2} \\ &= \frac{\sigma}{x_{\max}} \left(1 - \frac{\text{sen}\gamma}{2} \right) \end{aligned} \quad (\text{I-4})$$

onde γ é o ângulo interpretado como o ângulo de contato entre as duas linhas que se intersectam e que são soluções da Equação 11 (Bannwart, 1999 b), $\text{sen}\gamma = \frac{E^*}{2}$ e $E^* = \frac{\Delta\rho g_y A_1}{\sigma}$, número de Eötvos modificado, (Bannwart, 1999b). Notar que $\Delta\rho$ representa o valor absoluto da diferença de densidades das fases. Substituindo o valor de $\text{sen}\gamma$ na Equação I-4 temos:

$$\langle p_1 \rangle - \langle p_2 \rangle = \frac{\sigma}{x_{\max}} \left(1 - \frac{E^*}{4} \right) \quad (\text{I-5})$$

A distância x_{\max} é também uma função de E^* , isto é:

$$x_{\max} = h(E^*) \quad (\text{I-6})$$

Utilizando as variáveis adimensionais $X(Y, E_0) = x/R_0$, onde $Y = y/R_0$ tem-se:

$$x_{\max} = X(0, E_0) \cdot R_0 \quad (\text{I-7})$$

onde R_o é o raio de curvatura da interface em $y = 0$, dado por $R_o = \sqrt{\frac{E_o}{E^*}} A_1$, sendo

$$E_o = \frac{\Delta \rho g_y R_o^2}{\sigma} = g(E^*), \text{ (Bannwart, 1999b). Logo:}$$

$$x_{\max} = X(0, E_o) \sqrt{\frac{E_o}{E^*}} \cdot A_1 = x_{\max}(E^*) \quad (\text{I-8})$$

Para $E_o = 0$, a interface é perfeitamente circular com raio R_1 , logo:

$$x_{\max}|_{E_o=0} = X(0, 0) \sqrt{\frac{A_1}{\pi}} = 1 \cdot R_1 \quad (\text{I-9})$$

A expressão que dá a diferença de pressão (Equação I-5) pode ser expandida em série de Taylor da seguinte forma:

$$\frac{1 - \frac{E^*}{4}}{x_{\max}} = f(E^*) \cong f(0) + f'(0)E^* = \frac{1}{\sqrt{\frac{A_1}{\pi}}} + f'(0)E^* = \frac{1}{R_1} + f'(0)E^* \quad (\text{I-10})$$

A função $f'(0)$ é obtida derivando a Equação I-10 da seguinte forma:

$$\begin{aligned} f'(0) &= \left. \frac{df(E^*)}{dE^*} \right|_{E^* \rightarrow 0} = \left[-\frac{1}{4} \frac{1}{x_{\max}} + \left(1 - \frac{E^*}{4}\right) \left(-\frac{1}{x_{\max}^2} \right) \frac{dx_{\max}}{dE^*} \right]_{E^* \rightarrow 0} = \\ &= -\frac{1}{4R_1} - \frac{1}{R_1^2} \left[\frac{d(X(0, E_o)R_o)}{dE^*} \right]_{E^* \rightarrow 0} = -\frac{1}{4R_1} - \frac{1}{R_1^2} \sqrt{A_1} \left\{ \frac{d[X(0, E_o)\sqrt{E_o/E^*}]}{dE^*} \right\}_{E^* \rightarrow 0} = \\ &= -\frac{1}{R_1} \left(\frac{1}{4} + \sqrt{\pi} \left. \frac{d[X(0, E_o)\sqrt{E_o/E^*}]}{dE^*} \right|_{E^* \rightarrow 0} \right) \end{aligned} \quad (\text{I-11})$$

Substituindo a Equação I-11 na Equação I-10 obtém-se:

$$f(E^*) \cong \frac{1}{R_1} \left[1 - \left(\frac{1}{4} + \sqrt{\pi} \frac{d[X(0, E_0) \sqrt{E_0/E^*}]}{dE^*} \Big|_{E^* \rightarrow 0} \right) E^* \right] \quad (I-12)$$

Finalmente substituindo a Equação I-12 na Equação I-5 obtém-se:

$$\langle p_1 \rangle - \langle p_2 \rangle = \frac{\sigma}{R_1} \left[1 - \left(\frac{1}{4} + \sqrt{\pi} \frac{d[X(0, E_0) \sqrt{E_0/E^*}]}{dE^*} \Big|_{E^* \rightarrow 0} \right) E^* \right] \quad (I-13)$$

Utilizando a expressão dada por Bannwart (1999b) para $X(Y, E_0)$ obtém-se:

$$\frac{d[X(0, E_0) \sqrt{E_0/E^*}]}{dE^*} \Big|_{E^* \rightarrow 0} \cong -0,0472 \quad (I-14)$$

Com esse resultado, a Equação I-13 fica:

$$\langle p_1 \rangle - \langle p_2 \rangle = \sigma \left(\frac{1}{R_1} - \frac{0,166 \Delta \rho g_y A_1}{R_1 \sigma} \right) \quad (I-15)$$

a qual, após a inclusão da curvatura das ondas $\frac{\partial}{\partial R_1} \left(\frac{R_1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\partial R_1}{\partial z} \right)^2}} \right)$ fornece a Equação I-1.

Anexo II

Procedimento para eliminar a diferença de pressão

Para eliminar os termos da diferença de pressão das equações de conservação da massa quantidade de movimento é necessário derivar a Equação I-1 em função de dz. Assim, temos:

$$\frac{\partial P_1}{\partial z} - \frac{\partial P_2}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{\sigma}{R_1} \left[\frac{\partial}{\partial R_1} \left(\frac{R_1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\partial R_1}{\partial z} \right)^2}} \right) - \frac{0,166 \Delta \rho g, \varepsilon A}{\sigma} \right] \right\} \quad (\text{II-2})$$

Onde

$$R_1 = \frac{D\sqrt{\varepsilon}}{2}, \text{ raio do núcleo do óleo.}$$

Desenvolvemos o lado direito da Equação II-2 para obter uma equação simplificada:

$$\frac{\partial P_1}{\partial z} - \frac{\partial P_2}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \sigma \frac{\partial}{\partial \left(\frac{1}{2} R_1^2 \right)} \left(\frac{R_1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\partial R_1}{\partial z} \right)^2}} \right) - \frac{\sigma}{R_1} \left(\frac{0,166 \Delta \rho g, \varepsilon A}{\sigma} \right) \right\} =$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left\{ \sigma \frac{\partial}{\partial \left(\frac{1}{2} R_1^2 \right)} \left(\frac{R_1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\partial R_1}{\partial z} \right)^2}} \right) - \frac{1}{R_1} (0,166 \Delta \rho g, \varepsilon A) \right\} \quad (\text{II-3})$$

Substituímos os valores de R_1 e A (que estão em função de ε), e simplificamos os termos comuns, então obtemos:

$$\frac{\partial P_1}{\partial z} - \frac{\partial P_2}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \sigma \frac{\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{D\sqrt{\varepsilon}}{2} \right)}{\sqrt{1 + \left(\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{D\sqrt{\varepsilon}}{2} \right) \right)^2}} - \frac{0,166\Delta\rho g_y \varepsilon \left(\frac{\pi D^2}{4} \right)}{\frac{D\sqrt{\varepsilon}}{2}} \right\}$$

ou

$$\frac{\partial P_1}{\partial z} - \frac{\partial P_2}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{4\sigma}{D} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\frac{\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{1 + \frac{D^2}{16} \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right)^2}} \right) - 0,261D\Delta\rho g_y \sqrt{\varepsilon} \right\} \quad (\text{II-4})$$

Aplicamos a serie de Taylor na raiz do denominador do primeiro termo da Equação II-4, para linearizar a expressão e obtemos:

$$\frac{\partial P_1}{\partial z} - \frac{\partial P_2}{\partial z} \cong \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{4\sigma}{D} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left[\sqrt{\varepsilon} * \left(1 - \frac{D^2}{32} \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right)^2 \right) \right] - 0,261D\Delta\rho g_y \sqrt{\varepsilon} \right\} \quad (\text{II-5})$$

Desenvolvemos a equação anterior, derivando o primeiro termo em relação a ε :

$$\frac{\partial \Delta P}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{4\sigma}{D} \left[\frac{\partial}{\partial \varepsilon} (\sqrt{\varepsilon}) * \left(1 - \frac{D^2}{32} \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right)^2 \right) + \sqrt{\varepsilon} * \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(1 - \frac{D^2}{32} \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right)^2 \right) \right] - 0,261D\Delta\rho g_y \sqrt{\varepsilon} \right\}$$

ou

$$\frac{\partial \Delta P}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{4\sigma}{D} \left[\frac{1}{2\sqrt{\varepsilon}} * \left(1 - \frac{D^2}{32} \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right)^2 \right) - \sqrt{\varepsilon} \frac{D^2}{32} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right)^2 * \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\frac{1}{\varepsilon} \right) - \sqrt{\varepsilon} \frac{D^2}{32} \left(\frac{1}{\varepsilon} \right) * \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right)^2 \right] \right. \\ \left. - 0,261D\Delta\rho g_y \sqrt{\varepsilon} \right\} \quad (\text{II-6})$$

Abrindo o primeiro termo do parêntesis e agrupando os termos comuns, obtém-se:

$$\frac{\partial \Delta P}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{2\sigma}{D} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \left[1 - \frac{D^2}{32} \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right)^2 \right] + \frac{\sigma D}{8} \frac{1}{\varepsilon^{3/2}} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right)^2 - \frac{\sigma D}{4\varepsilon^{3/2}} \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial z^2} \right) - 0,261D\Delta\rho g_y \sqrt{\varepsilon} \right\}$$

ou

$$\frac{\partial \Delta P}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{2\sigma}{D\sqrt{\varepsilon}} + \frac{D\sigma}{16\varepsilon^{3/2}} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right)^2 - \frac{D\sigma}{4\sqrt{\varepsilon}} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial z^2} - 0,261D\Delta\rho g_y \sqrt{\varepsilon} \right] \quad (\text{II-7})$$

Derivando em relação à coordenada z, obtém-se:

$$\frac{\partial \Delta P}{\partial z} = \frac{2\sigma}{D} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \right) + \frac{D\sigma}{16} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\varepsilon^{3/2}} \right) \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right)^2 + \frac{1}{\varepsilon^{3/2}} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right)^2 \right] \\ - \frac{D\sigma}{4} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \right) \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial z^2} + \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial z^2} \right) \right] - 0,261D\Delta\rho g_y \frac{\partial}{\partial z} (\sqrt{\varepsilon})$$

ou

$$\frac{\partial \Delta P}{\partial z} = -\frac{\sigma}{D} \frac{1}{\varepsilon^{3/2}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \frac{D\sigma}{16} \left[-\frac{3}{2} \frac{1}{\varepsilon^{5/2}} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right)^2 + \frac{1}{\varepsilon^{3/2}} 2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial z^2} \right] \\ - \frac{D\sigma}{4} \left[\left(-\frac{1}{2} \frac{1}{\varepsilon^{3/2}} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial z^2} \right) + \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{\partial^3 \varepsilon}{\partial z^3} \right] - 0,13D\Delta\rho g_y \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \quad (\text{II-8})$$

Resolvendo algebricamente temos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta P}{\partial z} = & -\frac{\sigma}{D} \frac{1}{\varepsilon^{3/2}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} - \frac{3D\sigma}{32} \frac{1}{\varepsilon^{5/2}} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right)^3 + \frac{D\sigma}{8\varepsilon^{3/2}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial z^2} \right) + \frac{D\sigma}{8\varepsilon^{3/2}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial z^2} \right) \\ & - \frac{D\sigma}{4} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{\partial^3 \varepsilon}{\partial z^3} - 0,3D\Delta\rho g_y \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \end{aligned} \quad (\text{II-9})$$

Finalmente, agrupando os termos comuns temos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_1}{\partial z} - \frac{\partial P_2}{\partial z} = & -\frac{\sigma}{D\varepsilon^{3/2}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} - \frac{3}{32} \frac{D\sigma}{\varepsilon^{5/2}} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right)^3 + \frac{D\sigma}{4\varepsilon^{3/2}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial z^2} - \frac{D\sigma}{4\sqrt{\varepsilon}} \frac{\partial^3 \varepsilon}{\partial z^3} \\ & - 0,13 \frac{\Delta\rho g_y D}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \end{aligned} \quad (\text{II-10})$$

Anexo III

Desenvolvimento dos dois primeiros termos da Equação 3.8

O primeiro termo da Equação 3.8 é desenvolvido da seguinte forma:

$$\rho_1(1-\varepsilon) \left[\frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon V_1) + \frac{\partial}{\partial z} (\varepsilon K_1 V_1^2) \right] = \rho_1(1-\varepsilon) \left[\varepsilon \frac{\partial V_1}{\partial t} + \frac{V_1 \partial \varepsilon}{\partial t} + \varepsilon K_1 \frac{\partial V_1^2}{\partial z} + K_1 V_1^2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + V_1^2 \varepsilon \frac{\partial K_1}{\partial z} \right] \quad (\text{III-1})$$

$$\text{como: } K_1 = K(\varepsilon) \Rightarrow \frac{\partial K_1}{\partial z} = \frac{dK_1}{d\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \quad (\text{III-2})$$

$$\rho_1(1-\varepsilon) \left[\varepsilon \frac{\partial V_1}{\partial t} + V_1 \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + 2\varepsilon K_1 V_1 \frac{\partial V_1}{\partial z} + K_1 V_1^2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + V_1^2 \varepsilon \frac{dK_1}{d\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right]$$

ou

$$\rho_1(1-\varepsilon) \left\{ \varepsilon \frac{\partial V_1}{\partial t} + V_1 \left[\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + 2\varepsilon K_1 \frac{\partial V_1}{\partial z} + K_1 V_1 \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + V_1 \varepsilon \frac{dK_1}{d\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right] \right\} \quad (\text{III-3})$$

Das equações da conservação da massa temos:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \varepsilon \frac{\partial V_1}{\partial z} + \frac{V_1 \partial \varepsilon}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial V_1}{\partial z} = -\frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{V_1 \partial \varepsilon}{\partial z} \right) \quad (\text{III-4})$$

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

$$\frac{\partial V_2}{\partial z} = \frac{1}{(1-\varepsilon)} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{V_2 \partial \varepsilon}{\partial z} \right) \quad (\text{III-5})$$

Substituindo as Equações III-4 e III-5 na Equação III-3 obtém-se:

$$\rho_1(1-\varepsilon) \left\{ \varepsilon \frac{\partial V_1}{\partial t} + V_1 \left[\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + 2\varepsilon K_1 \left(-\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} - \frac{1}{\varepsilon} \frac{V_1 \partial \varepsilon}{\partial z} \right) + K_1 V_1 \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + V_1 \varepsilon \frac{dK_1}{d\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right] \right\}$$

ou

$$\rho_1(1-\varepsilon) \left[\varepsilon \frac{\partial V_1}{\partial t} + V_1 \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} (1-2K_1) - \left(K_1 - \varepsilon \frac{dK_1}{d\varepsilon} \right) V_1^2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right] \quad (\text{III-6})$$

Similarmente para a fase 2, obtém-se:

$$\rho_2 \left[\frac{\partial}{\partial t} [(1-\varepsilon)V_2] + \frac{\partial}{\partial z} [(1-\varepsilon)K_2 V_2^2] \right]$$

$$\rho_2 \varepsilon \left[(1-\varepsilon) \frac{\partial V_2}{\partial t} - V_2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} (1-2K_2) - \left(K_2 + (1-\varepsilon) \frac{dK_2}{d\varepsilon} \right) V_2^2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right] \quad (\text{III-7})$$

Anexo IV

Resultados experimentais

Neste anexo é apresentada a tabela com as medidas coletadas na seção de teste horizontal.

J ₂ (m/s)	J ₁ (m/s)	Voltagem (V)	ΔP (mmCA)	ΔP (Pa)	Frame	Padrão
0,04	0,057	0,156	1,34	13,13	1271	IPB
0,08	0,057	0,072	0,62	6,06	1272	IPB
0,12	0,058	0,108	0,93	9,09	1273	ITPB
0,16	0,058	0,159	1,37	13,38	1274	ITPB
0,20	0,058	0,318	2,73	26,76	1275	ITPB
0,24	0,059	0,410	3,53	34,51	1276	ITPB
0,28	0,059	0,530	4,56	44,61	1277	B
0,32	0,059	0,850	7,31	71,54	1278	B
0,36	0,059	1,060	9,12	89,22	1280	B
0,40	0,059	1,200	10,32	101,00	1281	BD
0,44	0,059	1,340	11,52	112,78	1282	BD
0,50	0,060	1,530	13,16	128,77	1283	BD
0,04	0,100	0,781	6,717	65,73	1284	E
0,08	0,103	0,750	6,450	63,12	1285	EO
0,12	0,100	0,703	6,046	59,17	1286	ED
0,16	0,097	0,671	5,771	56,48	1287	IPB

0,20	0,096	0,578	4,971	48,65	1288	IPB
0,24	0,096	0,740	6,364	62,28	1289	IPB
0,28	0,096	0,780	6,708	65,65	1291	IPB
0,32	0,097	0,900	7,740	75,75	1292	ITPB
0,36	0,097	1,090	9,374	91,74	1293	ITPB
0,40	0,097	1,250	10,750	105,21	1295	ITPB
0,44	0,098	1,450	12,470	122,04	1296	B
0,50	0,098	1,670	14,362	140,56	1297	B
0,04	0,132	0,780	6,708	65,65	1298	EO
0,08	0,133	0,870	7,482	73,22	1299	ED
0,12	0,134	0,900	7,740	75,75	1300	ED
0,16	0,135	0,820	7,052	69,02	1301	ED
0,20	0,135	0,828	7,121	69,69	1302	ED
0,24	0,135	0,860	7,396	72,38	1303	EDB
0,28	0,135	1,000	8,600	84,17	1304	IPB
0,32	0,137	1,060	9,116	89,22	1305	IPB
0,36	0,136	1,100	9,460	92,58	1306	IPB
0,40	0,137	1,250	10,750	105,21	1307	ITPB
0,44	0,136	1,340	11,524	112,78	1308	B
0,50	0,137	1,600	13,760	134,66	1309	B
0,04	0,169	0,690	8,694	85,09	1310	ED
0,08	0,170	0,609	7,673	75,10	1311	ED
0,12	0,170	0,672	8,467	82,87	1312	ED
0,16	0,171	0,734	9,248	90,51	1313	ED
0,20	0,172	0,775	9,765	95,57	1314	ED
0,24	0,173	0,828	10,433	102,10	1315	ED
0,28	0,172	0,843	10,622	103,95	1316	EDB
0,32	0,175	0,922	11,617	113,69	1317	IPB
0,36	0,175	0,984	12,398	121,34	1318	IPB
0,40	0,180	1,170	14,742	144,28	1319	IPB

0,44	0,180	1,330	16,758	164,01	1320	ITPB
0,50	0,184	1,560	19,656	192,37	1321	B
0,04	0,197	0,578	7,283	71,27	1322	EO
0,08	0,202	0,672	8,467	82,87	1323	ED
0,12	0,197	0,703	8,858	86,69	1324	ED
0,16	0,197	0,734	9,248	90,51	1325	ED
0,20	0,195	0,781	9,841	96,31	1326	ED
0,24	0,205	0,796	10,030	98,16	1327	E
0,28	0,208	0,828	10,433	102,10	1328	E
0,32	0,209	0,843	10,622	103,95	1329	IPB
0,36	0,209	1,050	13,230	129,48	1330	IPB
0,40	0,211	1,200	15,120	147,97	1331	IPB
0,44	0,212	1,375	17,325	169,55	1332	IPBD
0,50	0,212	1,500	18,900	184,97	1333	B
0,04	0,22	0,750	6,45	63,12	1486	ED
0,08	0,22	0,875	7,53	73,64	1487	ED
0,12	0,22	0,921	7,92	77,52	1488-1489	ED
0,16	0,22	0,937	8,06	78,86	1490	E
0,20	0,22	0,984	8,46	82,82	1491	E
0,24	0,22	1,031	8,87	86,77	1492	E
0,28	0,22	1,125	9,68	94,69	1493	IPB
0,32	0,22	1,218	10,47	102,51	1494	IPB
0,36	0,22	1,375	11,83	115,73	1495	IPB
0,40	0,22	1,578	13,57	132,81	1496	IPB
0,44	0,22	1,890	16,25	159,07	1498	ITBD
0,50	0,22	2,280	19,61	191,90	1499	ITBD
0,04	0,29	0,69	8,66	84,7	1335	E
0,08	0,30	0,81	10,23	100,1	1336	EO
0,12	0,30	0,89	11,21	109,7	1337	ED
0,16	0,32	0,91	11,49	112,5	1338	ED

0,20	0,32	0,95	12,01	117,5	1339	E
0,24	0,32	0,94	11,81	115,5	1340	E
0,28	0,32	1,09	13,77	134,8	1341	ED
0,32	0,32	1,19	14,96	146,4	1342	EDB
0,36	0,32	1,28	16,14	158,0	1343	EDB
0,40	0,32	1,50	18,90	185,0	1344	EDB
0,44	0,32	1,58	19,88	194,6	1345	EDBD
0,50	0,32	1,70	21,46	210,0	1346	EDBD
0,04	0,3039	0,67	8,4546	82,743	1348	E
0,08	0,3278	0,718	9,0468	88,538	1349	E
0,12	0,33	0,687	8,6562	84,716	1350	E
0,16	0,3363	0,734	9,2484	90,511	1351	AOD
0,20	0,3385	0,781	9,8406	96,307	1352	AOD
0,24	0,3385	0,828	10,4328	102,1	1353	AOD
0,28	0,3353	1	12,6	123,31	1354	AOD
0,32	0,3353	1,156	14,5656	142,55	1355	AOD
0,36	0,3331	1,375	17,325	169,55	1356	AODB
0,40	0,3331	1,531	19,2906	188,79	1357	AODB
0,44	0,3331	1,656	20,8656	204,21	1358	AODB
0,50	0,3331	1,765	22,239	217,65	1359	IPBD
0,06	0,347	0,924	7,95	77,77	1502	AODS
0,08	0,347	0,937	8,06	78,86	1503	AODS
0,12	0,347	1,100	9,46	92,58	1504	AODS
0,16	0,347	1,400	12,04	117,83	1505	AOD
0,20	0,347	1,450	12,47	122,04	1506	AOD
0,24	0,347	1,500	12,90	126,25	1507	AOD
0,28	0,347	1,600	13,76	134,66	1508	AOD
0,32	0,347	1,690	14,53	142,24	1509	AOD
0,36	0,347	1,780	15,31	149,81	1510	AODB
0,40	0,347	2,000	17,20	168,33	1511	AODB

0,44	0,347	2,260	19,44	190,21	1512	AODB
0,50	0,347	2,440	20,98	205,36	1513	AODB
0,05	0,38	0,906	7,79	76,25	1531	AODS
0,07	0,38	0,953	8,20	80,21	1520	AOB
0,12	0,38	1,030	8,86	86,69	1521	AOD
0,16	0,38	1,330	11,44	111,94	1522	AOD
0,20	0,38	1,470	12,64	123,72	1523	AOD
0,24	0,38	1,640	14,10	138,03	1524	AOD
0,28	0,38	1,790	15,39	150,66	1525	AOD
0,32	0,38	2,300	19,78	193,58	1526	AOD
0,36	0,38	2,450	21,07	206,21	1527	AODB
0,40	0,38	2,840	24,42	239,03	1528	AODB
0,44	0,38	3,030	26,06	255,02	1529	AODB
0,50	0,38	3,640	31,30	306,36	1530	AODB
0,05	0,52	0,922	7,93	77,60	1554	AODS
0,08	0,52	1,000	8,60	84,17	1555	AOB
0,12	0,52	1,468	12,62	123,56	1556	AOB
0,16	0,52	1,830	15,74	154,02	1557	AOD
0,20	0,52	2,030	17,46	170,86	1558	AOD
0,24	0,52	2,450	21,07	206,21	1559	AOD
0,28	0,52	2,640	22,70	222,20	1560	AOD
0,32	0,52	2,950	25,37	248,29	1561	AOD
0,36	0,52	3,360	28,90	282,80	1562	AODB
0,40	0,52	3,580	30,79	301,31	1563	AODBD
0,44	0,52	3,890	33,45	327,40	1564	AODBD
0,50	0,52	4,125	35,48	347,18	1565	AODBD
0,06	0,64	1,260	10,84	106,05	1569	AODS
0,08	0,64	1,375	11,83	115,73	1570	AOB
0,12	0,64	1,610	13,85	135,51	1571	AOB
0,16	0,64	1,950	16,77	164,12	1572	AOD

0,20	0,64	2,250	19,35	189,37	1573	AOD
0,24	0,64	2,650	22,79	223,04	1574	AOD
0,28	0,64	2,730	23,48	229,77	1575	AOD
0,32	0,64	3,000	25,80	252,50	1576	AOD
0,36	0,64	3,230	27,78	271,85	1581	AOD
0,40	0,64	3,650	31,39	307,20	1582	AOD
0,44	0,64	3,906	33,59	328,75	1583	AODBD
0,50	0,64	4,140	35,60	348,45	1580	AODBD
0,04	0,76	1,460	12,56	122,88	1462	AOB
0,08	0,76	1,590	13,67	133,82	1463	AOB
0,12	0,76	1,900	16,34	159,91	1464	AOB
0,16	0,76	2,260	19,44	190,21	1465	AOB
0,20	0,76	2,44	20,984	205,36	1466	AOB
0,24	0,76	2,7	23,22	227,25	1467	AOD
0,28	0,76	2,930	25,20	246,61	1468	AOD
0,32	0,76	3,090	26,57	260,07	1469	AOD
0,36	0,76	3,360	28,90	282,80	1470	AOD
0,40	0,76	3,650	31,39	307,20	1471	AODB
0,44	0,76	3,920	33,71	329,93	1472	AODB
0,50	0,76	4,260	36,64	358,55	1473	AODB
0,04	0,88	2,450	21,07	206,21	1474	AODS
0,08	0,88	3,200	27,52	269,33	1475	AODS
0,12	0,88	3,110	26,75	261,76	1476	AOB
0,16	0,88	3,210	27,61	270,17	1477	AOB
0,20	0,88	3,330	28,64	280,27	1478	AOB
0,24	0,88	3,650	31,39	307,20	1479	AOB
0,28	0,88	3,700	31,82	311,41	1480	AOD
0,32	0,88	4,670	40,16	393,05	1481	AOD
0,36	0,88	4,720	40,59	397,26	1482	AOD
0,40	0,88	5,500	47,30	462,91	1483	AODBD

0,44	0,88	6,500	55,90	547,08	1484	AODBD
0,50	0,88	7,180	61,75	604,31	1485	AODBD
0,04	1,01	2,730	23,48	229,77	1598	AODS
0,08	1,01	2,980	25,63	250,81	1543	AODS
0,12	1,01	3,200	27,52	269,33	1544	AODS
0,16	1,01	3,480	29,93	292,90	1545	AOB
0,20	1,01	3,630	31,22	305,52	1546	AOB
0,24	1,01	4,125	35,48	347,18	1547	AOB
0,28	1,01	4,920	42,31	414,09	1548	AODB
0,32	1,01	5,420	46,61	456,18	1549	AODB
0,36	1,01	5,906	50,79	497,08	1550	AODB
0,40	1,01	6,110	52,55	514,25	1551	AODB
0,44	1,01	6,850	58,91	576,53	1552	AODB
0,50	1,01	7,343	63,15	618,03	1553	AODB

Anexo V

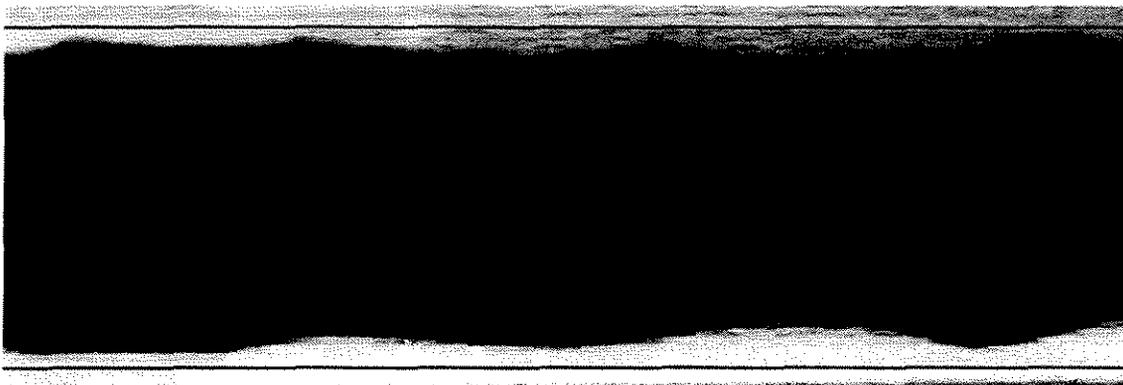
Fotos dos subpadrões

Aqui nos apresentamos as imagens dos sub – padrões dos padrões básicos.

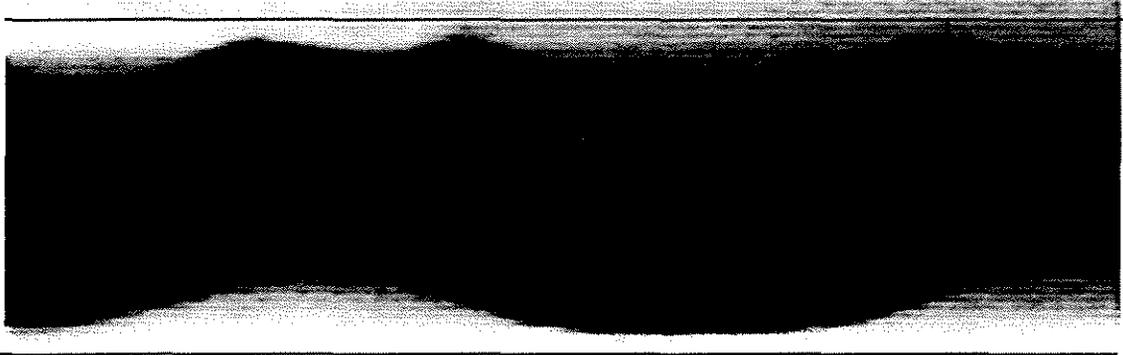
Padrão Anular



AODS ($J_1=1,01; J_2=0,08$)



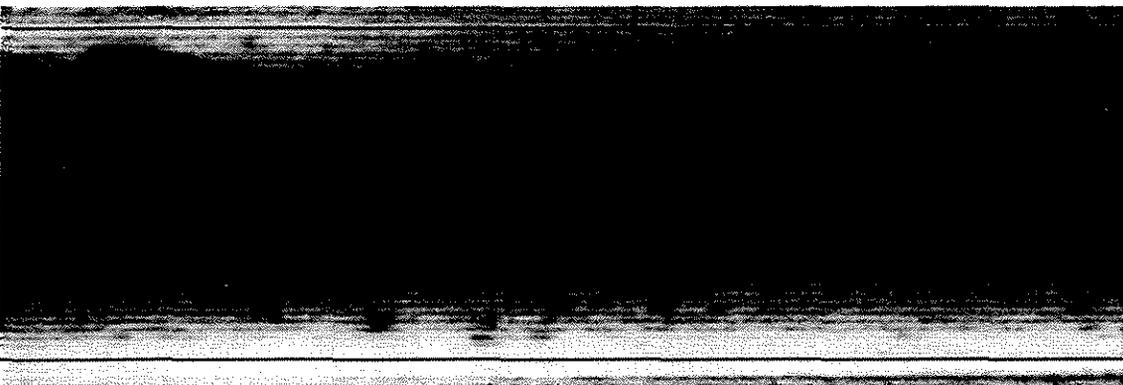
AOB ($J_1=0,76; J_2=0,08$)



AOD ($J_1=0,76;J_2=0,24$)

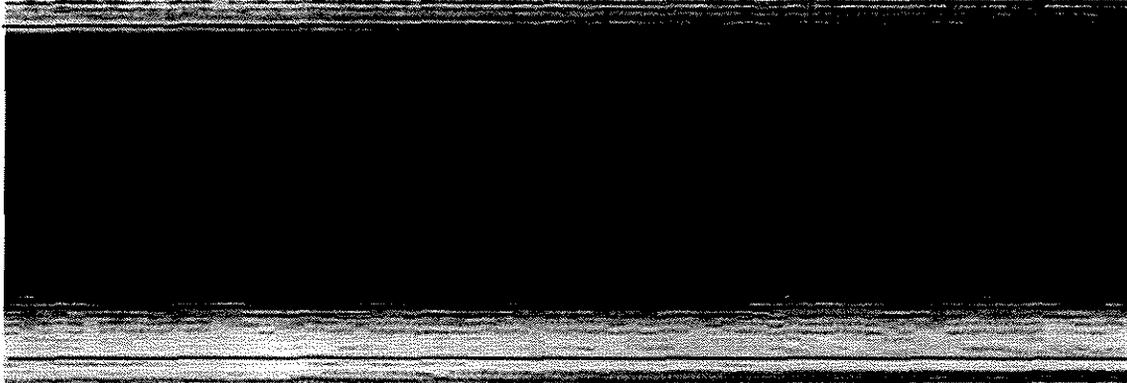


AODB ($J_1=0,333;J_2=0,40$)

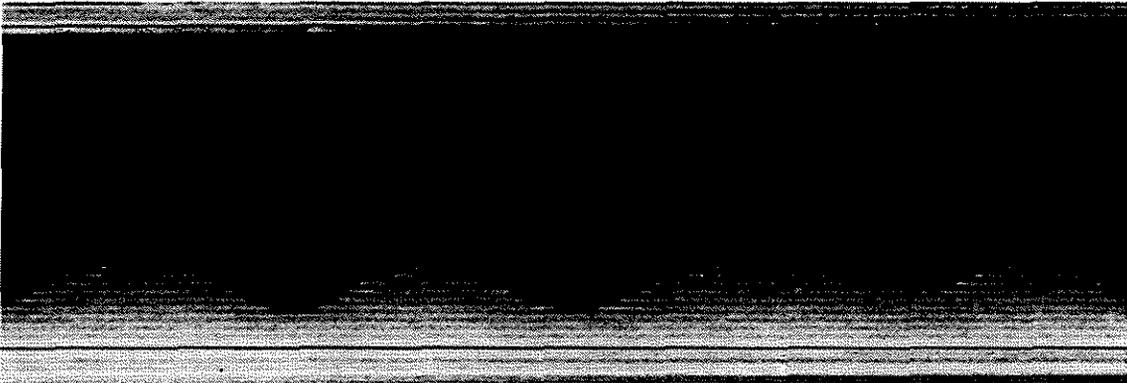


AOSBD ($J_1=0,52;J_2=0,50$)

Estratificado



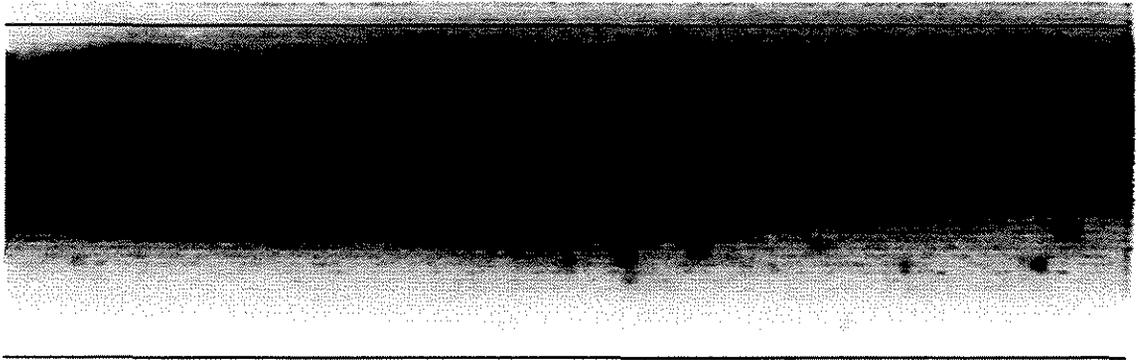
$E (J_1=0,1;J_2=0,04)$



$EO (J_1=0,1;J_2=0,08)$

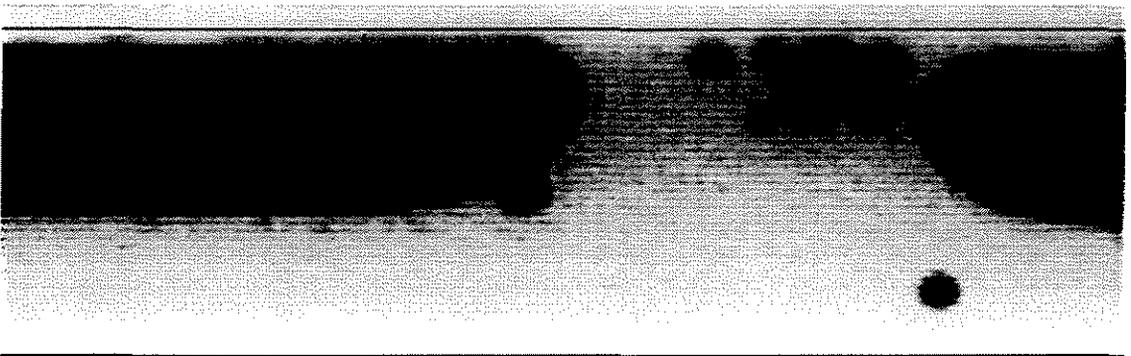


$ED (J_1=0,1;J_2=0,12)$

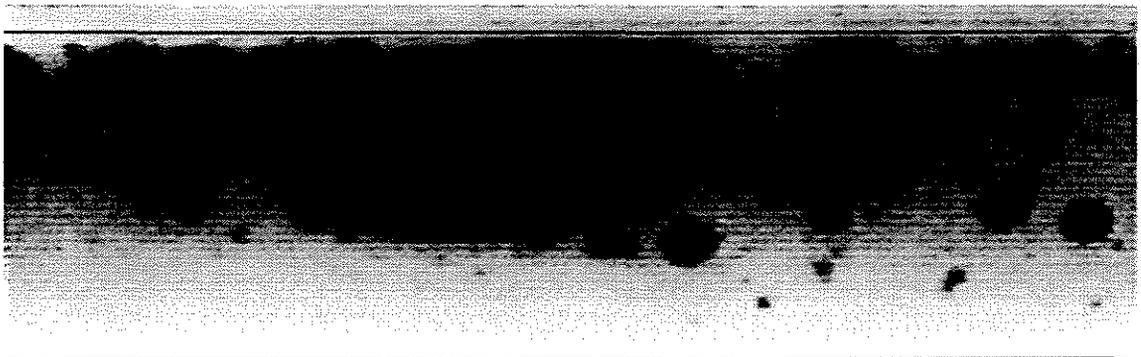


EDB ($J_1=0,323; J_2=0,36$)

Intermitente



ITPB ($J_1=0,1; J_2=0,28$)



IPB ($J_1=0,1; J_2=0,36$)

Anexo VI

Desenvolvimento da Dissipação Viscosa

A razão da potencia requerida para bombear o escoamento bifásico e da água sozinha pode ser expressa em termos da perda de pressão e do fator de atrito:

$$R_D = \frac{\Delta P Q_{bif}}{\Delta P Q_{\text{água}}} = \frac{\Delta P_{bif}}{\Delta P_{\text{água}}} = \frac{\tau_{bif.}}{\tau_{\text{água}}} = \frac{C_{f_2} \frac{1}{2} \rho_2 V_2^2}{C_{f_{2,0}} \frac{1}{2} \rho_2 J^2} \quad (\text{VI-1})$$

Onde C_{f_2} é o fator de atrito da fase 2 e $C_{f_{2,0}}$ é o fator de atrito da fase 2 na vazão da mistura.

O fator de atrito por sua vez introduz os coeficientes b e n na seguinte formula:

$$R_D = \frac{b^* \left(\frac{\rho_2 J_2 D}{\mu_2} \right)^{-n} \frac{1}{2} \rho_2 \left(\frac{J_2}{1-\varepsilon} \right)^2}{b^* \left(\frac{\rho_2 J D}{\mu_2} \right)^{-n} \frac{1}{2} \rho_2 J^2} = \left(\frac{J_2}{J} \right)^{2-n} \left(\frac{1}{(1-\varepsilon)^2} \right) \quad (\text{VI-2})$$

Para observar a influencia do escorregamento das fases na dissipação viscosa transformamos o termo da razão da velocidade superficial em função de s_o através da seguinte equação da fração volumétrica η :

$$\varepsilon = \frac{1}{1 + s_o \frac{J_2}{J_1}}, \text{ de onde } \frac{J_1}{J} = \frac{s_o \cdot \varepsilon}{1 + \varepsilon(s_o - 1)} \quad (\text{VI-3})$$

Substituindo na Equação VI-2 temos:

$$R_D = \left(1 - \frac{J_1}{J}\right)^{2-n} \left(\frac{1}{(1-\varepsilon)^2}\right) = \left(1 - \frac{s_o \cdot \varepsilon}{1 + \varepsilon(s_o - 1)}\right)^{2-n} \left(\frac{1}{(1-\varepsilon)^2}\right) \quad (\text{VI-4})$$

e simplificando obtém-se finalmente:

$$R_D = \left[\frac{1-\varepsilon}{1 + \varepsilon(s_o - 1)}\right]^{2-n} \left(\frac{1}{(1-\varepsilon)^2}\right) = \frac{1}{(1-\varepsilon)^n [1 + \varepsilon(s_o - 1)]^{2-n}} \quad (\text{VI-5})$$

Apêndice A

Perfis de velocidade do *Core flow*

Considerando um escoamento anular horizontal de dois fluidos com a mesma densidade porem viscosidades diferentes, e assumindo as seguintes hipóteses:

O regime de fluxo dos dois fluidos é laminar

As componentes radial e angular da velocidade são nulas. A velocidade varia só na direção radial

O escoamento está totalmente desenvolvido e em regime permanente

Fluidos incompressíveis e Newtonianos.

A equação de continuidade fica:

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho V_z) = 0 \Rightarrow \frac{\partial}{\partial z} V_z = 0 \quad (\text{A-1})$$

A equação de quantidade de movimento fica:

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V_z}{\partial r} \right) \right] \quad (\text{A-2})$$

Para a fase do óleo, nos temos:

$$-\frac{\partial P}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(-\mu \cdot r \frac{\partial V_z}{\partial r} \right) \quad (\text{A-3})$$

Considerando a lei de Newton

$$\tau = -\mu \left(\frac{\partial V}{\partial r} \right) \quad (\text{A-4})$$

A Equação A-4 fica:

$$-\frac{\partial P}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \tau$$

ou

$$-\frac{\partial P}{\partial z} \int r \partial r = r \tau \quad (\text{A-5})$$

Derivando a Equação A-5 nos obtemos:

$$-\frac{r}{2} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{C_1}{r} = \tau \quad (\text{A-6})$$

Considerando as condições de contorno para a interface $\tau_1 = 0$ e $r=0$ nos temos:

$$C_1=0$$

Substituindo na Equação A-6 obtem-se:

$$\tau_1 = -\frac{r}{2} \frac{\partial P_1}{\partial z} \quad (\text{A-7})$$

Similarmente para a fase da água nos obtemos:

$$\tau_2 = -\frac{r}{2} \frac{\partial P_2}{\partial z} + \frac{C_2}{r} \quad (\text{A-8})$$

As condições de contorno para na parede do tubo são: $r=R_1$, $V_1=V_2$ e $\tau_1 = \tau_2$. Depois de substituir as condições de contorno na Equação A-8 nos obtemos o valor da constante $C_2=0$.

E a equação da tensão cisalhante na parede é:

$$\tau_2 = -\frac{r}{2} \frac{\partial P_2}{\partial z} \quad (\text{A-9})$$

Através da Equação A-7 nos vamos a obter a velocidade do óleo. Para isso temos que derivar essa equação:

$$-\mu \frac{\partial V_z}{\partial r} = -\frac{r}{2} \frac{\partial P_1}{\partial z}$$

ou

$$\int_{V_1}^V \partial V_z = -\frac{1}{2\mu_1} \frac{\partial P_1}{\partial z} \int_r^{R_1} r \partial r$$

E obtemos a seguinte equação:

$$V_1 = V - \frac{1}{4\mu_1} \frac{\partial P}{\partial z} (R_1^2 - r^2) \quad (\text{A-10})$$

Para a fase da água nos temos

$$\int_0^{V_2} \partial V_z = -\frac{r}{2\mu_2} \left(\frac{\partial P}{\partial z} \right) \int_R^r \partial r$$

Solucionando a integral nos obremos:

$$V_2 = \frac{1}{4\mu_2} \left(-\frac{\partial P}{\partial z} \right) (r^2 - R^2) \quad (\text{A-11})$$

Considerando as condições de contorno na interface $V_1=V_2=V$ e $r=R_1$, a Equação A-11 fica:

$$V = V_2 = \frac{1}{4\mu_2} \left(-\frac{\partial P}{\partial z} \right) (R_1^2 - R^2) \quad (\text{A-12})$$

A Equação A-12 é o perfil de velocidade da água (fase 2)

Substituindo a Equação A-12 na Equação A-10 temos o perfil de velocidade do óleo:

$$V_1 = \frac{1}{4\mu_2} \left(-\frac{\partial P}{\partial z} \right) (R_1^2 - r^2) - \frac{1}{4\mu_1} \frac{\partial P}{\partial z} (R_1^2 - r^2) \quad (\text{A-13})$$

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL
SEÇÃO CIRCULANTE