

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

Este exemplar corresponde a redação final
da tese defendida por Marcelo Humberto
V. Quiroga e aprovada
pela comissão julgadora em 05/05/1994

Eugênio Spanó Rosa
ORIENTADOR

Dissertação Apresentada à
Faculdade de Engenharia Mecânica
como Requisito Parcial para a Obtenção do
Título de Mestre em Engenharia de Petróleo

**SEGREGAÇÃO GRAVITACIONAL: ESTUDO DO FE-
NÔMENO E SEU EMPREGO EM AMORTECIMENTO
DE POÇOS DE PETRÓLEO.**

23/94.

Autor: Marcelo Humberto Vasconcelos Quiroga 48
Orientador: Prof. Dr. Eugênio Spanó Rosa †
Co-orientador: Prof. Dr. Fernando de Almeida França †

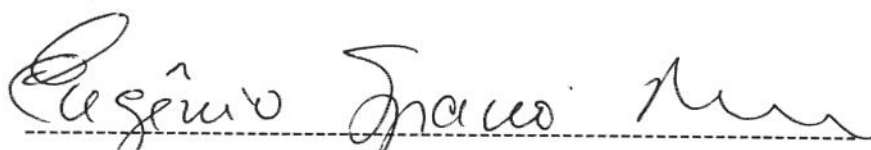
Maio de 1994

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

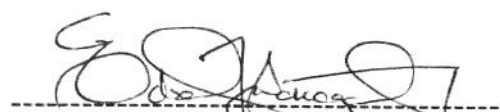
A dissertação "Segregação Gravitacional: estudo do fenômeno e seu emprego em amortecimento de poços de petróleo" elaborada por Marcelo Humberto Vasconcelos Quiroga foi aceita pela Subcomissão de Pós-Graduação em Engenharia de Petróleo como requisito parcial para a obtenção do Título de Mestre em Engenharia de Petróleo.

Campinas, 05 de maio de 1994.

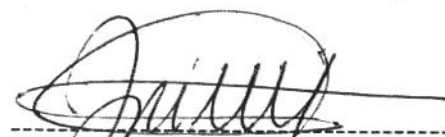
Banca Examinadora



Eugênio Spanó Rosa, Ph.D.



Edson Yoshihito Nakagawa, Ph.D.



José Maria Saiz Jabardo, Ph.D.

RESUMO

Propõe-se uma modelagem para o amortecimento de poços de petróleo por segregação gravitacional, através da analogia verificada entre o mecanismo operacional deste fenômeno e o observado em uma torre de extração líquido-líquido por pulverização.

Adaptou-se a este conhecido modelo cinemático de escoamento bifásico as equações do modelo de deslizamento para um meio infinito.

Construiu-se um protótipo em acrílico transparente, simulando uma coluna de produção típica de 3 1/2", permitindo a determinação experimental da influência do meio restrito e a visualização dos padrões de escoamento.

Utilizou-se como a fase contínua três tipos de óleo básico para lubrificantes, e como a dispersa água filtrada e soluções salinas, avaliando-se o efeito da variação das características físicas dos fluidos no fenômeno.

Apresentou-se os resultados obtidos na forma de "Diagramas de Wallis", determinando-se o ponto de inundação.

ABSTRACT

A model was proposed to predict the behavior of a petroleum well killing operation by gravitational segregation. It was based on drift-flux modelling to further extend the analogy verified between this phenomenon and the well-known kinematic relations that takes place in a spray liquid-liquid extraction tower.

A transparent plexiglass prototype was constructed to simulate a typical 3 1/2" production column. It allowed the visualization of the flow patterns and the experimental determination of the influence of a restrict medium.

The effects of fluids with different physical properties on the phenomenon was studied using three different transparent oils as the continuous phase, and tap and salt water as the dispersed phase.

The experimental and the model's results were presented in form of "Wallis Diagrams", and the flooding point was determined.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Eugênio Spanó Rosa e ao Prof. Dr. Fernando de Almeida França pela presteza e apoio dados no decorrer do trabalho.

Ao Prof. Dr. Luis Felipe Mendes de Moura e ao Prof. Dr. Antônio Carlos Bannwart pelas sugestões dadas quando do exame de qualificação.

Ao Eng. José Miranda Formigli e ao Eng. José Luiz de Oliveira Penteado, da PETROBRÁS / RPSE / DIRCRES, pelo incentivo e apoio.

À PETROBRÁS / CENPES / SEPEF, em especial ao Prof. Dr. Edson Yoshihito Nakagawa, pela confiança e suporte financeiro, sem o qual não teria sido possível a realização da etapa experimental do trabalho.

À PETROBRÁS por todo apoio e suporte recebidos.

Aos funcionários do Departamento de Engenharia de Petróleo, em especial ao técnico de laboratório Luis B. Pompeo Neto, pela dedicação e responsabilidade demonstradas na determinação das propriedades físicas dos fluidos.

Aos funcionários do Laboratório de Energia da Faculdade de Engenharia Mecânica, pelo valioso auxílio na montagem do Aparato Experimental.

Aos colegas e professores do mestrado em Engenharia de Petróleo da UNICAMP, pela amizade e companheirismo nesses dois anos de convívio.

Aos meus familiares e amigos, que compreenderam minha ausência e muito incentivaram a realização deste trabalho.

DEDICATÓRIA

*Aos meus pais,
Luis e Lecy.*

"Passarei por este mundo só uma vez. Por isso, qualquer coisa de bom que eu possa fazer a qualquer pessoa, deve ser feita agora. Faça com que eu não a atrase ou esqueça, porque não mais passarei por este caminho."

Stephen Grellet

CONTEÚDO

NOMENCLATURA.....	xvii
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 BREVES FUNDAMENTOS SOBRE OPERAÇÕES EM POÇOS DE PETRÓLEO.....	1
1.2 A MOTIVAÇÃO.....	3
1.3 O ESTUDO DO FENÔMENO	3
1.4 DA ORGANIZAÇÃO E APRESENTAÇÃO DO TRABALHO.	4
2 GRUPOS ADIMENSIONAIS E O MODELO DE DESLIZAMENTO.....	5
2.1 INTRODUÇÃO.....	5
2.2 NÚMEROS ADIMENSIONAIS.....	6
2.3 O MODELO DE DESLIZAMENTO.....	8
2.4 REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA PARA O CAPÍTULO 2	11
3 ANALOGIA POÇO DE PETRÓLEO-TORRE DE EXTRAÇÃO.....	12
3.1 O MECANISMO OPERACIONAL DE UMA TORRE DE EXTRAÇÃO LÍQUIDO-LÍQUIDO: DEFINIÇÃO DE "INUNDAÇÃO".	12
3.2 A ANALOGIA POÇO DE PETRÓLEO - TORRE DE EXTRAÇÃO POR PULVERIZAÇÃO.....	13
3.3 DETERMINAÇÃO DO PONTO DE INUNDAÇÃO.	16
3.4 SUMÁRIO.....	22
3.5 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS PARA O CAPÍTULO 3.....	23

4 A VELOCIDADE TERMINAL DE UMA PARTÍCULA EM UM MEIO FLUIDO INFINITO.	24
4.1 INTRODUÇÃO.....	24
4.2 O COEFICIENTE DE ARRASTE (C_D).....	24
4.3 A VELOCIDADE TERMINAL- PARTÍCULAS SÓLIDAS.....	25
4.4 A VELOCIDADE TERMINAL DE PARTÍCULAS FLUIDAS.....	27
4.5 CORRELAÇÕES PARA A DETERMINAÇÃO DA VELOCIDADE TERMINAL U_t PARA PARTÍCULAS FLUIDAS.....	27
4.5.1 Correlação de Hu & Kintner.....	27
4.5.2 Correlação de Harmathy.....	30
4.5.3 Correlação de Grace et al.....	31
4.5.4 Correlação de Ishii e Zuber.....	33
4.6 SUMÁRIO.....	36
4.7 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS PARA O CAPÍTULO 4.....	37
5 A FORMAÇÃO DE GOTAS EM UM ORIFÍCIO.....	38
5.1 INTRODUÇÃO.....	38
5.2 FORMAÇÃO DE GOTAS A BAIXAS VAZÕES DE INJEÇÃO. ...	38
5.3 CORRELAÇÕES PARA A DETERMINAÇÃO DO VOLUME DE UMA GOTA À BAIXA VELOCIDADE DE INJEÇÃO ATRAVÉS DE UM ORIFÍCIO.....	41
5.4 A FORMAÇÃO DE GOTAS NO REGIME DE JATO.....	44
5.5 SUMÁRIO.....	47
5.6 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS PARA O CAPÍTULO 5.....	48

6	COEFICIENTE DE ARRASTE E VELOCIDADE RELATIVA ENTRE AS FASES PARA SISTEMAS PARTICULADOS	50
6.1	INTRODUÇÃO.....	50
6.2	O MODELO GENERALIZADO DE ISHII E ZUBER [6.1]	50
6.3	CONSIDERAÇÕES SOBRE O MODELO GENERALIZADO DE ISHII E ZUBER.....	56
6.4	A INFLUÊNCIA DAS PAREDES DO RECIPIENTE NA VELOCIDADE DE DESLIZAMENTO U_{dj}	58
6.5	A INFLUÊNCIA DAS PAREDES DO RECIPIENTE NA DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL DA FASE DISPERSA NO SEIO DA FASE CONTÍNUA.....	60
6.6	SUMÁRIO.....	62
6.5	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS PARA O CAPÍTULO 6.....	63
7	O APARATO EXPERIMENTAL-DESCRIÇÃO, PROCEDIMENTOS E PROPRIEDADES FÍSICAS DOS FLUIDOS.....	64
7.1	DESCRIÇÃO DO APARATO EXPERIMENTAL.....	64
7.2	PROCEDIMENTO OPERACIONAL	68
7.3	PROPRIEDADES FÍSICAS DOS FLUIDOS.....	72
7.4	OBSERVAÇÕES	75
8	RESULTADOS EXPERIMENTAIS	76
8.1	APLICAÇÃO DO MODELO DE ISHII E ZUBER [8.1]	76
8.2	A VISUALIZAÇÃO DO FENÔMENO	81
8.3	APRESENTAÇÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS.....	86
8.4	SUMÁRIO	97

8.5 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS PARA O CAPÍTULO 8	99
9 CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES.....	100
9.1 CONCLUSÕES.....	100
9.2 RECOMENDAÇÕES	102
ANEXO A - RESULTADOS EXPERIMENTAIS.	103
ANEXO B - ANÁLISE DOS ERROS EXPERIMENTAIS.....	111
ANEXO C - EXEMPLO PARA A APLICAÇÃO NO CAMPO.	115

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1- Blow-out Preventer (B.O.P).....	2
Figura 1.2 - Árvore de Natal Convencional (A.N.C.)	2
Figura 3.1- Torre de extração por pulverização ("spray tower").	12
Figura 3.2 - Analogia entre o mecanismo operacional durante o amortecimento de um poço equipado com coluna de produção e uma torre de extração por pulverização.....	14
Figura 3.3 - Analogia entre o mecanismo operacional durante o amortecimento de um poço equipado com B.O.P (sem coluna em seu interior) e uma torre de extração por pulverização.....	15
Figura 3.4 - Diagrama de Wallis (equação 3.11) para o valor do expoente "n"=2,00.	19
Figura 3.5 - Diagrama de Wallis (equação 3.11) para valores do expoente "n"= 1,75, 2,00 e 2,25, sugeridos por Ishii e Zuber [3.6].....	21
Figura 4.1- Gráfico $C_{D \infty} \times Re_{\infty}$ para uma partícula esférica sólida. .	26
Figura 4.2- Curva $Eo * (\mu_c / \mu_{H_2O})^{-0,14} \times Re_{\infty}$, para valores constantes de N_{μ}	32
Figura 4.3- Comparação gráfica dos critérios de transição de Ishii e Zuber [4.14] / Grace et al [4.12].....	34
Figura 4.4- Gráfico comparativo de $C_{D \infty} \times Re_{\infty}$ entre partículas sólidas e gotas.....	35
Figura 5.1-Processo de formação de uma gota à baixa velocidade de injeção.....	41
Figura 5.2- Desenvolvimento do comprimento do jato L_{jet} x velocidade de injeção. Resultados experimentais de Meister e Sheele[5.20], para injeção de heptano em água.....	45

Figura 6.1-Gráfico comparativo de $C_{D \infty}$ x Re_{∞} entre partículas sólidas e gotas.....	55
Figura 7.1 - Esquema simplificado do aparato experimental.	65
Figura 7.2 - Calibração do rotâmetro.....	69
Figura 8.1 - Gráfico $(j_{dc} / u_t) \times \alpha$ - Fase contínua: Óleo OB-9.....	89
Figura 8.2 - Gráfico $(j_{dc} / u_t) \times \alpha$ - Fase contínua: Óleo OB-54.....	90
Figura 8.3 - Gráfico Σ (erros absolutos) X índice "m" para os óleos OB-9 e OB-54.....	93
Figura 8.4 - "Diagrama de Wallis": meio infinito e restrito - Fase contínua: óleo OB-9.	95
Figura 8.5 - "Diagrama de Wallis": meio infinito e restrito - Fase contínua: óleo OB-54.	96
Figura 8.6 - Gráfico $(j_{dc} / u_t) \times \alpha$, tendo como a fase contínua o óleo OB-9, contemplado-se os erros experimentais. Velocidade terminal u_t calculada pela correlação de Ishii e Zuber [8.1].	98
Figura 8.7 - Gráfico $(j_{dc} / u_t) \times \alpha$, tendo como a fase contínua o óleo OB-54, contemplado-se os erros experimentais. Velocidade terminal u_t calculada pela correlação de Ishii e Zuber [8.1].	99

LISTA DE FOTOS

Foto 7.1 - Visão geral do aparato experimental.....	64
Foto 7.2 - "Aquário" (compensador ótico). Detalhe da linha de injeção de fluido de amortecimento e da linha lateral de saída de óleo.....	66
Foto 7.3 - Dispositivo auxiliar com o "stinger" adaptado e placas de orifício.....	67
Foto 7.4 - Pipeta utilizada para a geração de gotas isoladas.....	68
Foto 7.5 - Multiexposição de uma gota de água em movimento descendente num meio contínuo (óleo OB-9).....	71
Foto 8.1 - Injeção de água filtrada em um meio contínuo constituído de óleo OB-9, através de uma placa de acrílico com 16 orifícios (diâmetro de 6,35 mm cada), a uma vazão constante de 2,0 l / min., ilustrando o efeito de arraste.....	82
Foto 8.2 - Injeção de água filtrada em um meio contínuo constituído de óleo OB-9, através de "stinger" posicionado abaixo da saída lateral, a uma vazão constante de 2,0 l / min.....	83

LISTA DE TABELAS

Tabela 6.1 - Variação do valor do expoente "n" em função do Número de Viscosidade e da relação μ_c / μ_a	58
Tabela 7.1 - Peso específico dos fluidos envolvidos nos experimentos.	73
Tabela 7.2 - Constantes para o cálculo da viscosidade em função da temperatura.....	74
Tabela 7.3 - Tensões superficiais e interfaciais.....	75
Tabela 8.1 - Propriedades físicas dos sistemas estudados.....	76
Tabela 8.2 - Valores indicativos da transição entre os regime viscoso, o de partículas distorcidas, e desintegração das gotas para os sistemas bifásicos estudados.....	79
Tabela 8.3 - Valores do expoente "n" em função do "hold-up" da fase dispersa e do valor médio " \bar{n} " para os sistemas bifásicos onde observa-se o regime de partículas distorcidas.	80
Tabela 8.4 - Determinação do fluxo de deslizamento j_{dc} em função dos valores lidos no rotâmetro.	87
Tabela 8.5 - Valores experimentais para os diversos sistemas bifásicos de $j_{dc} \times \alpha$	87
Tabela 8.6 - Velocidade terminal u_t de uma gota em um meio infinito.	88
Tabela 8.7 - Erros relativos entre a velocidade terminal u_t calculada pela correlação de Ishii e Zuber [8.1] e as observadas experimentalmente.	91
Tabela A-1 - Resultados experimentais para o sistema OB-9 x "água" - "stinger".....	104
Tabela A-2 - Resultados experimentais para o sistema OB-9 x "água" - "stinger" (repetição).....	105

Tabela A-3 - Resultados experimentais para o sistema OB-9 x "água" (placa com 1 orifício de 25,4 mm de diâmetro)	105
Tabela A-4 - Resultados experimentais para o sistema OB-9 x "água" (placa com 4 orifícios de 12,7 mm de diâmetro).....	106
Tabela A-5 - Resultados experimentais para o sistema OB-9 x "água" (placa com 16 orifícios de 6,35 mm de diâmetro).....	106
Tabela A-6 - Resultados experimentais para o sistema OB-9 x "Upet" - "stinger".....	107
Tabela A-7 - Resultados experimentais para o sistema OB-9 x "NaCl-1" - "stinger".....	108
Tabela A-8 - Resultados experimentais para o sistema OB-54 x "água" - "stinger".....	109
Tabela A-9 - Resultados experimentais para o sistema OB-54 x "NaCl-2" - "stinger".....	109
Tabela B-1 - Valores dos erros prováveis de j_{dc} x indicação no rotâmetro.....	112
Tabela B-2 - Valores dos erros prováveis de u_t para os diversos sistema bifásico.	113
Tabela B-3 - Valores dos erros absolutos prováveis de α para os diversos sistema bifásico.	114
Tabela C-1 - Valores do expoente "n", de α_f e de \bar{j}_{dc} / u_t	115
Tabela C-2 - Valores da constante "K1".....	116
Tabela C-3 - Valores da constante "K2".....	117

NOMENCLATURA

- A área da seção transversal (cm^2)
- A_c área da seção transversal ocupada pela fase contínua (cm^2)
- A_d área da seção transversal ocupada pela fase dispersa (cm^2)
- A_{or} área de um orifício (cm^2)
- A_{tg} área do "tubing" (cm^2)
- C_D coeficiente de arraste (" Drag ")
- $C_{D\infty}$ coeficiente de arraste para uma partícula em um meio infinito
- d diâmetro (cm)
- d_{gt} diâmetro de uma gota (cm)
- d_{or} diâmetro do orifício (cm)
- d_{tg} diâmetro do "tubing" (cm)
- F força (dyna = $g * \text{cm} / \text{s}^2$)
- F_D força de arraste (de "drag") (dyna)
- F_g força gravitacional (dyna)
- F_k força cinética ou inercial (dyna)
- F_μ forças viscosas (dyna)
- F_σ força resultante da tensão superficial (dyna)
- g aceleração gravitacional ($980,0 \text{ cm} / \text{s}^2$)
- j fluxo volumétrico específico médio na seção (velocidade superficial total média - cm / s)
- j_c velocidade superficial da fase contínua (cm / s)

j_d	velocidade superficial da fase dispersa (cm / s)
j_{dc}	fluxo de deslizamento (cm / s)
K	constante
L	comprimento (cm)
L_{jet}	comprimento do jato (cm)
m	índice em correlações
n	índice em correlações
p	pressão (dyna / cm ²)
Q	fluxo volumétrico médio (cm ³ / s)
Q_c	fluxo volumétrico médio da fase contínua (cm ³ / s)
Q_d	fluxo volumétrico médio da fase dispersa (cm ³ / s)
Q_{or}	fluxo volumétrico médio de injeção em um orifício (cm ³ / s)
t	tempo (s)
T	temperatura (° C)
u	velocidade axial local (cm / s)
u_c	velocidade axial local da fase contínua (cm / s)
u_d	velocidade axial local da fase dispersa (cm / s)
u_{dc}	velocidade axial local relativa entre as fase ($u_d - u_c$) (cm / s)
u_{dj}	velocidade de deslizamento ($u_d - j$) (cm / s)
u_{jet}	velocidade mínima (em um orifício) na qual se observa a formação de um jato (cm / s)
u_{or}	velocidade média no orifício (cm / s)
u_t	velocidade terminal de uma simples partícula em um fluido estático (cm / s)

V	volume (cm ³)
V.C.	volume de controle
V _c	volume ocupado pela fase contínua (cm ³)
V _d	volume ocupado pela fase dispersa (cm ³)
V _{gt}	volume de uma gota (cm ³)
z	coordenada na direção do fluxo (vertical)
α	fração volumétrica da fase dispersa ("hold-up")
μ	viscosidade (cP)
μ _c	viscosidade da fase contínua (cP)
μ _d	viscosidade da fase dispersa (cP)
π	número "PI" = 3,141592654
ρ	peso específico (g / cm ³)
ρ _c	peso específico da fase contínua (g / cm ³)
ρ _d	peso específico da fase dispersa (g / cm ³)
Δ ρ	diferença entre pesos específicos ρ _d - ρ _c
σ	tensão superficial (dyna / cm)
Ψ	fator de correção para o volume de gotas (" Harkins-Brown factor")

Subscriptos

c	referente à fase contínua
d	referente à fase dispersa
D	relativo às forças e coeficientes de arraste ("drag")

f	relativo ao ponto de inundação ("flooding")
g	relativo às forças gravitacionais
gt	gota
jet	referente ao jato
k	relativo às forças cinéticas
máx	máximo
min	mínimo
or	orifício
t	terminal (ou transição)
tg	"tubing"
σ	relativo às forças devidas à tensão interfacial
μ	relativo às forças viscosas
∞	relativo a um " meio infinito " (sem influência de paredes)

1 INTRODUÇÃO

1.1 BREVES FUNDAMENTOS SOBRE OPERAÇÕES EM POÇOS DE PETRÓLEO.

O sucesso das operações em poços de petróleo, sejam de perfuração, completação ou reentrada ("workover"), passa obrigatoriamente pela correta escolha e dimensionamento do fluido de amortecimento a ser utilizado.

Nas operações de completação e reentrada, o fluido de amortecimento utilizado é designado de fluido de completação. Os de uso mais difundido são as soluções salinas (água e um sal solúvel, geralmente NaCl) de alta estabilidade química, aditivadas basicamente com inibidor de corrosão, controlador de pH e preventor de emulsão.

É necessário durante estas operações o controle do fluxo dos fluidos contidos na rocha-reservatório para dentro do poço ("kick"), garantindo a segurança e a integridade da equipe e dos equipamentos envolvidos na operação.

Para tal, é colocado no interior do poço um fluido de completação que possui um peso específico que propiciará uma pressão hidrostática maior do que a pressão estática da formação exposta. É importante ainda o controle criterioso do fluxo inverso, ou seja, a absorção do fluido de amortecimento pela formação, evitando possíveis danos que, quando não irreversíveis, exigem onerosas operações subseqüentes de tratamento. Um equipamento de segurança, o B.O.P. ("Blowout Preventer"), instalado temporariamente na superfície (poços terrestres e de plataformas marítimas fixas) ou no fundo do mar (poços satélites, operados de plataformas móveis ou navios) durante as operações, complementa o sistema de segurança.

O B.O.P. (figura 1.1) é um equipamento que tem como objetivo fundamental fechar o poço em situações de emergência, com ou sem coluna em seu interior. Para tanto, é dotado de "gavetas de tubos" e de um "B.O.P. anular", que se fecham sobre a coluna, vedando o espaço anular e de uma "gaveta cisalhante", capaz de fechar o poço totalmente e, em casos de extrema necessidade, cortar a coluna. Fechado o poço, o acesso ao seu interior é feito através da linha de matar ("kill line") e da linha de alívio ("choke line"), instaladas abaixo das gavetas.

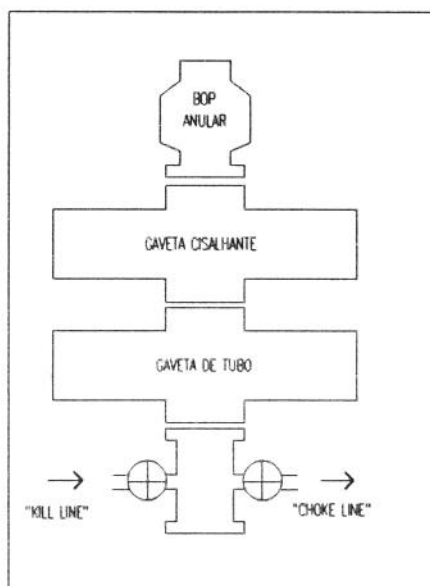


Figura 1.1- Blow-out Preventer (B.O.P)

Durante a fase de produção, os poços são equipados permanentemente com uma "Árvore de Natal" (figura 1.2), sistema composto de um conjunto de válvulas e conexões que permite o controle racional do fluxo de fluidos, além de possibilitar o acesso ao interior da coluna de produção. São conhecidas como "convencional" ou "molhada", se equipam poços terrestres (e de plataformas marítimas fixas) ou poços submarinos, respectivamente.

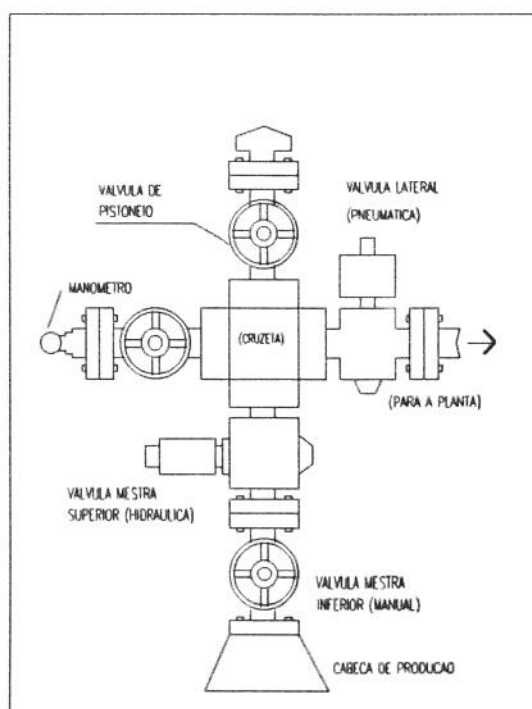


Figura 1.2 - Árvore de Natal Convencional (A.N.C.)

1.2 A MOTIVAÇÃO.

Quando uma reentrada em um poço produtor faz-se necessária, a primeira providência é o seu "amortecimento", que consiste em substituir o(s) fluido(s) presente(s) na coluna (óleo e/ou gas) por um fluido de completação compatível.

A idéia de proceder tal substituição por segregação gravitacional, induzida por circulação à baixa vazão de fluido de completação por sobre o petróleo, foi empregada inicialmente em poços equipados com B.C.S. (bombeio centrífugo submerso), ainda com a A.N.C. instalada, cuja circulação convencional anular-coluna não era possível.

Técnica similar foi utilizada para combater um "kick" ocorrido durante a completação de um poço (lâmina d'água de 752m), com a circulação sendo efetuada pelas linhas de "choke & kill" do B.O.P. submarino, visto não ser possível o acesso via coluna (cisalhada devido à perda de posição do navio-sonda).

Na falta de um embasamento teórico consistente, tais operações foram realizadas pelo "método de tentativas & bom senso", com resultado técnico-econômico encorajador.

O perfeito entendimento do fenômeno da segregação gravitacional permitirá o aprimoramento dessas técnicas de amortecimento de poços, bem como o vislumbamento de novas alternativas, úteis tanto nas operações de completação e reentrada quanto nas de perfuração.

1.3 O ESTUDO DO FENÔMENO

A construção de um aparato experimental em escala 1:1 permitiu a realização de testes em diversas condições operacionais. Do ponto de vista de medidas experimentais, empregou-se extensivamente técnicas de visualização de escoamentos para se obter informações qualitativas e quantitativas sobre o fenômeno, realizando também medidas de parâmetros macroscópicos tais como vazão e diferencial de pressão, avaliando a eficiência do processo de amortecimento pela substituição de fluidos por segregação. Do ponto de vista analítico, os resultados foram abordados utilizando-se análise dimensional, procurando identificar os parâmetros adimensionais que determinam a mecânica do processo de segregação, propondo-se uma modelagem matemática.

1.4 DA ORGANIZAÇÃO E APRESENTAÇÃO DO TRABALHO.

Organizou-se o trabalho de forma que os assuntos fossem abordados à medida em que o estudo do problema concluísse pela necessidade do aprofundamento teórico de um determinado tema.

Apresenta-se no capítulo 2 os grupos (ou números) adimensionais que serão utilizados no decorrer de todo o trabalho. As relações cinemáticas e conceitos básicos que compõem o modelo de fluxo de deslizamento também são contemplados.

Na pesquisa bibliográfica efetuada, verificou-se a analogia entre o mecanismo operacional de uma torre de extração líquido-líquido por pulverização ("Spray Tower") e aquele do amortecimento de um poço de petróleo por segregação gravitacional induzida pela injeção de um fluido mais denso (fluido de completação) através de orifício(s), assunto tratado no capítulo 3.

A velocidade terminal de uma partícula em um meio fluido infinito, tema do capítulo 4, revelou-se de vital importância para o projeto de um amortecimento de poço por segregação gravitacional. O conhecimento do volume das gotas geradas em orifícios é fundamental para a determinação do regime de fluxo das partículas fluidas que compõem a fase dispersa, e as principais correlações empíricas e semi-empíricas são estudadas no capítulo 5.

A velocidade relativa entre as fases de um sistema particulado, a influência das paredes do recipiente e uma modelagem matemática para o fenômeno de amortecimento de poço por segregação gravitacional são apresentadas no capítulo 6.

No capítulo 7 descreve-se o aparato experimental e os testes de laboratório, e as propriedades físicas dos fluidos utilizados. Os resultados experimentais são apresentados no capítulo 8, bem como a validação do modelo matemático proposto. O capítulo 9 é dedicado às conclusões e recomendações. Compõem ainda o trabalho três anexos, um contendo todos os resultados obtidos no laboratório, outro uma análise dos erros experimentais, e o último recomendações e aplicações práticas.

Devido ao fato de alguns módulos tratarem de assuntos específicos, que poderão ser consultados independentemente dos demais, decidiu-se por adotar um sub-ítem "referências bibliográficas" para cada capítulo.

2 GRUPOS ADIMENSIONAIS E O MODELO DE DESLIZAMENTO

2.1 INTRODUÇÃO

Para o perfeito entendimento do fenômeno de amortecimento de poços por segregação gravitacional, necessitar-se-á estabelecer leis e equações relacionando as variáveis físicas envolvidas no processo. Um modelo teórico consistente é imprescindível, admitindo-se hipóteses simplificadoras que permitam a sua solução matemática e que, no entanto, não comprometam a acurácia do resultado final.

Ver-se-á que o modelo matemático simplificado proposto considera o escoamento em um meio infinito, sem a influência de forças associadas a tensões transversais devidas às paredes do recipiente, reduzindo-se a um problema unidimensional de mecânica dos fluidos, sem transferência de massa nem de calor ou variação de energia interna e sob a influência de campos de forças somente gravitacionais. Por tratar-se de um sistema bifásico líquido-líquido, considerados Newtonianos e incompressíveis, onde a fase dispersa é injetada no seio da contínua através de orifício(s), os tipos de forças significativas envolvidas são quatro: gravitacional, viscosa, cinética (ou inercial) e de tensão superficial.

Para caracterizar a influência de cada um dos tipos de forças significativas nas diversas etapas do processo, utiliza-se grupos (ou números), apresentados adiante, que consistem em relações adimensionais entre tais forças. A importância destes grupos ficará evidenciada na apresentação dos resultados de diversas correlações disponíveis na literatura e do próprio modelo no decorrer do trabalho.

A validação do modelo matemático requer que experiências em laboratório sejam realizadas, reproduzindo-se o escoamento preferencialmente em um aparato de iguais dimensões das do caso real. Caso não seja possível a construção de um modelo em escala real, poder-se-á lançar mão de um modelo reduzido, observando-se entretanto a necessidade de, além da semelhança geométrica entre o modelo reduzido e o real, uma análise de semelhança dinâmica com base nos diversos tipos de forças significativas que atuam nos escoamentos, ou seja, que os grupos adimensionais sejam iguais para ambos os casos.

É evidente que refletir-se-á nos resultados experimentais obtidos a influência da parede do recipiente, necessitando-se a determinação de uma função que correlacione

o modelo proposto para o escoamento em um meio infinito e o efetivamente observado para o meio confinado.

Na impossibilidade de reproduzir-se em laboratório todas as geometrias (área da seção transversal da tubulação) possíveis para um poço de petróleo, optou-se pela construção de um aparato que simula, em escala real 1:1, uma coluna de produção típica de 3 1/2" (diâmetro interno de 76 mm). Postula-se que, para tubulações de diâmetros menores, a influência das paredes será mais significativa, e que para as de maiores diâmetros, o comportamento do escoamento estará entre o experimental e o do modelo teórico proposto para um meio infinito. A postulação acima não permite a determinação exata do comportamento do escoamento para outras seções transversais além da simulada em laboratório, dispensando entretanto a necessidade de complexas análises de semelhanças geométrica e dinâmica para a previsão qualitativa do fenômeno para as outras tubulações utilizadas na indústria do petróleo.

Note-se que para uma análise comparativa direta entre o escoamento observado experimentalmente no laboratório e aquele esperado para as demais configurações, existe a necessidade de trabalhar-se com propriedades específicas, ponderadas pela área da seção transversal da tubulação (A). Por exemplo, ao invés de fluxo volumétrico médio (Q), utilizar-se-á o fluxo volumétrico específico médio ($j=Q/A$).

Adotar-se-á o Modelo de Deslizamento, baseado na proposta de Wallis [2.1] para o desenvolvimento teórico, onde tais conceitos são utilizados.

2.2 NÚMEROS ADIMENSIONAIS.

Os números adimensionais apresentados a seguir referem-se ao movimento descendente de uma gota de um líquido, de diâmetro d_{gt} , em regime permanente, com a sua velocidade terminal característica u_t , num meio contínuo constituído por outro líquido, estático, cuja viscosidade é μ_c . A tensão interfacial entre os dois líquidos é representada por σ , ρ_d e ρ_c são os pesos específicos da fase dispersa e contínua respectivamente, $\Delta\rho = |\rho_d - \rho_c|$ e g é a aceleração da gravidade. No decorrer do trabalho, estes grupos podem vir a ser definidos de outro modo, visto que em várias ocasiões estar-se-á tratando de situações particulares, como por exemplo um orifício.

As quatro forças significativas envolvidas nas diversas fases do processo são:

- Força gravitacional (F_g):

$$F_g = \Delta \rho * g * V \quad (2.1)$$

onde V é o volume da gota.

- Força viscosa (F_μ)

$$F_\mu = 3 * \pi * u_t * \mu_c * d_{gt} \quad (2.2)$$

- Força cinética (ou inercial) (F_k)

$$F_k = \rho_c * u_t^2 * A \quad (2.3)$$

onde A é a área da seção transversal da gota.

- Força resultante da tensão superficial (F_σ)

$$F_\sigma = \pi * d_{gt} * \sigma \quad (2.4)$$

Os números adimensionais são:

2.2.1 Número de Eötvös (Eo): Razão entre força gravitacional e força resultante da tensão superficial.

$$\frac{F_g}{F_\sigma} \propto Eo = \frac{\Delta \rho * g * d_{gt}^2}{\sigma} \quad (2.5)$$

2.2.2 Número de Froude (Fr_∞): Razão entre força cinética e força gravitacional.

$$\frac{F_k}{F_g} \propto Fr_\infty = \frac{\rho_c * u_t^2}{\Delta \rho * g * d_{gt}} \quad (2.6)$$

2.2.3 Grupo M (Morton) (M): grupo amplamente utilizado em fenômenos de escoamento. É uma propriedade intrínseca e única para cada sistema bifásico, visto independer do diâmetro da gota d_{gt} e da velocidade terminal u_t , aparecendo em sua formulação apenas propriedades físicas fixas do sistema.

$$\frac{F_g * F_\mu^4}{F_\sigma^3 * F_k^2} \propto M = \frac{\Delta \rho * g * \mu_c^4}{\rho_c^2 * \sigma^3} \quad (2.7)$$

2.2.4 Número de Reynolds (Re_∞): Razão entre a força cinética e a força viscosa.

$$\frac{F_k}{F_\mu} \propto Re_\infty = \frac{\rho_c * d_{gt} * u_t}{\mu_c} \quad (2.8)$$

2.2.5 Número de Weber (We_∞): Razão entre a força cinética e a força resultante da tensão superficial.

$$\frac{F_g}{F_\sigma} \propto We_\infty = \frac{\rho_c * u_t^2 * d_{gt}}{\sigma} \quad (2.9)$$

2.2.6 Número de Viscosidade ($N\mu$): É a raiz quarta do grupo M.

$$N\mu = \sqrt[4]{M} \quad (2.10)$$

2.3 O MODELO DE DESLIZAMENTO.

Nesse ítem definir-se-á a notação das diversas variáveis e relações cinemáticas que compõem o Modelo de Deslizamento para fluxo bifásico, baseando-se na proposta de Wallis [2.1].

Para um sistema bifásico líquido-líquido, considerados incompressíveis, denotar-se-á o que compõe a fase dispersa pelo subscripto (d) e pelo subscripto (c) o que constitui a fase contínua.

Considera-se uma tubulação cuja área da seção transversal é (A), onde um escoamento bifásico líquido-líquido está em curso. Toma-se um volume de controle V.C., de volume (V) e comprimento (L), com válvulas instaladas em ambas as extremidades. Logo:

$$V = L * A \quad (2.11)$$

Assumindo-se que o regime é permanente com o fluxo volumétrico médio da fase dispersa igual a Q_d e o da fase contínua igual a Q_c , ter-se-á que:

$$Q = Q_d + Q_c \quad (2.12)$$

sendo Q o fluxo volumétrico total médio.

Fechando-se simultaneamente ambas as válvulas instaladas nas extremidades do V.C., poder-se-á determinar o volume V_d ocupado pela fase dispersa e conseqüentemente o volume V_c , preenchido pela fase contínua.

É evidente que $V = V_d + V_c$, e a fração volumétrica ocupada pela fase dispersa ("hold-up"- α), será:

$$\alpha = \frac{V_d}{V_d + V_c} \quad (2.13)$$

e a fração volumétrica ocupada pela fase contínua:

$$(1 - \alpha) = \frac{V_c}{V_d + V_c} \quad (2.14)$$

Considerando-se que exista uniformidade na distribuição das fases contínua e dispersa na seção transversal (A), ou seja, assumindo-se um fluxo bifásico essencialmente unidimensional, ter-se-á que:

$$\alpha = \frac{V_d}{V_d + V_c} \approx \frac{A_d}{A_d + A_c} = \frac{A_d}{A} \quad (2.15)$$

e

$$(1 - \alpha) = \frac{V_c}{V_d + V_c} \approx \frac{A_c}{A_d + A_c} = \frac{A_c}{A} \quad (2.16)$$

onde A_d é a fração da área transversal ocupada pela fase dispersa e A_c pela fase contínua.

A velocidade axial local da fase dispersa u_d é:

$$u_d = Q_d / A_d \quad (2.17)$$

e a velocidade axial local da fase contínua u_c é:

$$u_c = Q_c / A_c \quad (2.18)$$

O fluxo volumétrico específico ou velocidade superficial total média, representado por (j), é definido como:

$$j = Q / A \quad (2.19)$$

A velocidade superficial da fase dispersa j_d é:

$$j_d = Q_d / A \quad (2.20)$$

e a velocidade superficial da fase contínua j_c é:

$$j_c = Q_c / A \quad (2.21)$$

Com as equações (2.19), (2.20) e (2.21), ter-se-á que:

$$j = j_d + j_c \quad (2.22)$$

Com as equações (2.17) e (2.20):

$$j_d = u_d * \alpha \quad (2.23)$$

e com as equações (2.18) e (2.21):

$$j_c = u_c * (1 - \alpha) \quad (2.24)$$

Define-se a velocidade axial relativa entre as fases (u_{dc}) como:

$$u_{dc} = u_d - u_c \quad (2.25)$$

Define-se a velocidade de deslizamento (u_{dj}) como a diferença entre a velocidade axial local da fase dispersa e a velocidade superficial total média, ou seja:

$$u_{dj} = u_d - j = u_{dc} * (1 - \alpha) \quad (2.26)$$

O fluxo de deslizamento (j_{dc}) representa a diferença entre a velocidade superficial da fase dispersa e uma superfície movendo-se com a velocidade superficial média, isto é:

$$j_{dc} = j_d - \alpha * j = \alpha * (u_d - j) = \alpha * u_{dj} \quad (2.27)$$

ou:

$$j_{dc} = j_d * (1 - \alpha) - j_c * \alpha \quad (2.28)$$

2.4 REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA PARA O CAPÍTULO 2

- [2.1] Wallis, G. B. "One-dimensional Two-phase Flow" McGraw-Hill, New York (1969)

3 ANALOGIA POÇO DE PETRÓLEO-TORRE DE EXTRAÇÃO

3.1 O MECANISMO OPERACIONAL DE UMA TORRE DE EXTRAÇÃO LÍQUIDO-LÍQUIDO: DEFINIÇÃO DE "INUNDAÇÃO".

Fluxos bifásicos líquido-líquido são encontrados em vários processos industriais, entre eles o de extração por solventes, em que um ou mais solutos presentes em um líquido são transferidos por contato para outro líquido (solvente) imiscível, no qual são preferencialmente solúveis. Diversos equipamentos foram especialmente desenvolvidos para este fim, a maioria projetados de forma que os dois líquidos fluam em contra-corrente e em constante contato, um deles constituindo-se como fase contínua e o outro disperso, na forma de gotas.

O equipamento mais simples é a torre de extração por pulverização ("spray tower"), ilustrada na figura 3.1.

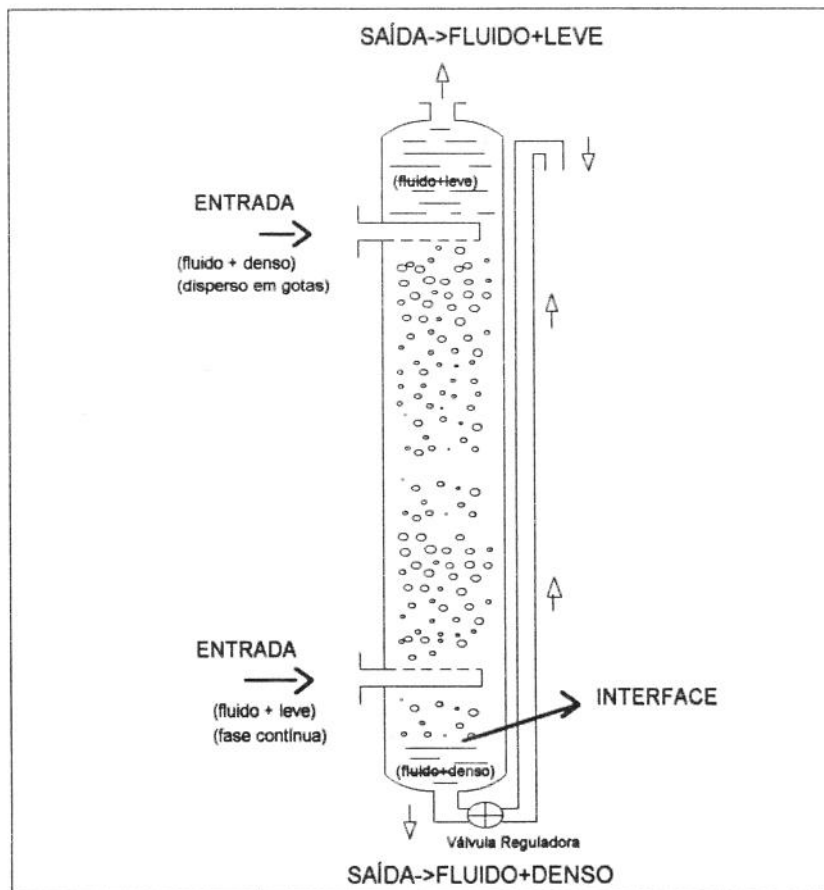


Figura 3.1- Torre de extração por pulverização ("spray tower").

Este equipamento é composto, basicamente, de um cilindro com duas entradas laterais, uma delas localizada próxima ao topo da estrutura (por onde é injetado o fluido com maior peso específico) e a outra próxima à base (por onde entrará o segundo fluido, mais leve). As saídas para os fluidos são posicionadas respectivamente uma na parte inferior e a outra na superior, permitindo o fluxo contra-corrente contínuo dos dois fluidos.

No caso considerado na figura 3.1, a fase contínua é constituída pelo fluido mais leve e a dispersa pelo fluido mais denso. Tal configuração é conseguida regulando-se o nível hidrodinâmico (interface) abaixo da entrada inferior, através de uma válvula localizada na saída inferior. Mantida a vazão do fluido mais leve constante e incrementando-se gradativamente a do fluido mais denso, a fração volumétrica deste (hold-up) aumentará, ficando reduzida a área exposta ao fluxo da outra fase, que então fluirá com maior velocidade local. À medida que o fluxo descendente cresce, além da maior interação e provável coalescimento das gotas, o aumento da velocidade local da fase contínua causará movimentos erráticos, inclusive sendo observada a recirculação (subida e descida), das partículas fluidas. Segundo Treybal [3.1], haverá um momento no qual a população de gotas não mais conseguirá deslocar-se para baixo, verificando-se que uma parcela desta população é induzida para a saída superior, não sendo mais possível a operação normal. Caso a vazão do fluido mais denso seja mantida constante e a do mais leve aumentada paulatinamente, verificar-se-á que fenômeno semelhante ocorrerá, observando-se o carreamento das gotas para a saída superior do equipamento devido ao arrasto exercido pela fase contínua. Conclui-se que, estabelecida uma velocidade superficial para o fluido mais leve, haverá uma velocidade superficial máxima possível para o fluido mais denso, e vice-versa, acima da qual não mais poderá ser mantida uma operação satisfatória. Este limite é conhecido como ponto de inundação.

3.2 A ANALOGIA POÇO DE PETRÓLEO - TORRE DE EXTRAÇÃO POR PULVERIZAÇÃO.

Verifica-se analogia entre o mecanismo operacional de uma torre de extração por pulverização e aquele do amortecimento de um poço de petróleo por segregação gravitacional induzida pela injeção de um fluido mais denso (fluido de amortecimento)

Pode-se considerar a coluna de produção que equipa um poço de petróleo como um cilindro de comprimento infinito (figura 3.2).

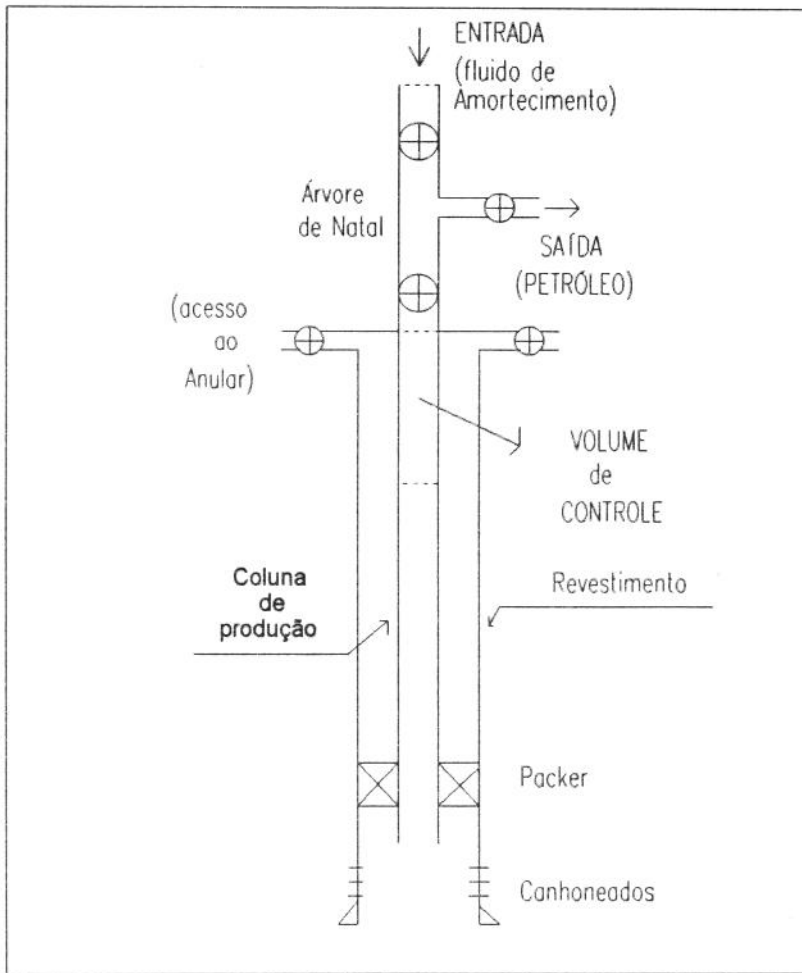


Figura 3.2 - Analogia entre o mecanismo operacional durante o amortecimento de um poço equipado com coluna de produção e uma torre de extração por pulverização.

Para a análise do fenômeno, assume-se como volume de controle (V.C.) o tubo localizado imediatamente abaixo da árvore de natal (A.N.), cheio de petróleo (fase contínua). Através de um dispositivo adaptado ao topo da A.N. é possível dispersar o fluido de amortecimento, com vazão constante, a fim de proceder a troca dos fluidos e "amortecer" o poço.

O fluxo será em contra-corrente, sendo que o movimento ascendente da fase contínua é provocado pelo descendente da fase dispersa, que ocorre devido à diferença de densidade dos líquidos e da energia cinética advinda de sua injeção pelo(s) orifício(s). Um determinado volume de fluido entrará, em forma de gotas ou jato (que quebrar-se-á em gotas na sua extremidade), pela parte superior do V.C., obrigando que o mesmo volume de petróleo (considerando ambos os fluidos praticamente incompressíveis) flua pela saída lateral. No processo ter-se-á uma população de gotas deixando o V.C. pela face inferior, o que só será possível se um volume equivalente da

fase contínua ingressar no V.C. pela mesma abertura, com igual velocidade superficial porém em sentido contrário, caracterizando um fluxo com velocidade superficial total média $(j) = \text{zero}$.

A mesma analogia pode ser observada quando o amortecimento do poço ocorrer sem coluna em seu interior, durante operações de perfuração ou de completação. Nesse caso o V.C. consistir-se-á do primeiro tubo (revestimento) do poço e a injeção / saída de fluidos acontecerá por acessos laterais, localizados no equipamento de segurança (B.O.P.). A figura 3.3 ilustra este arranjo.

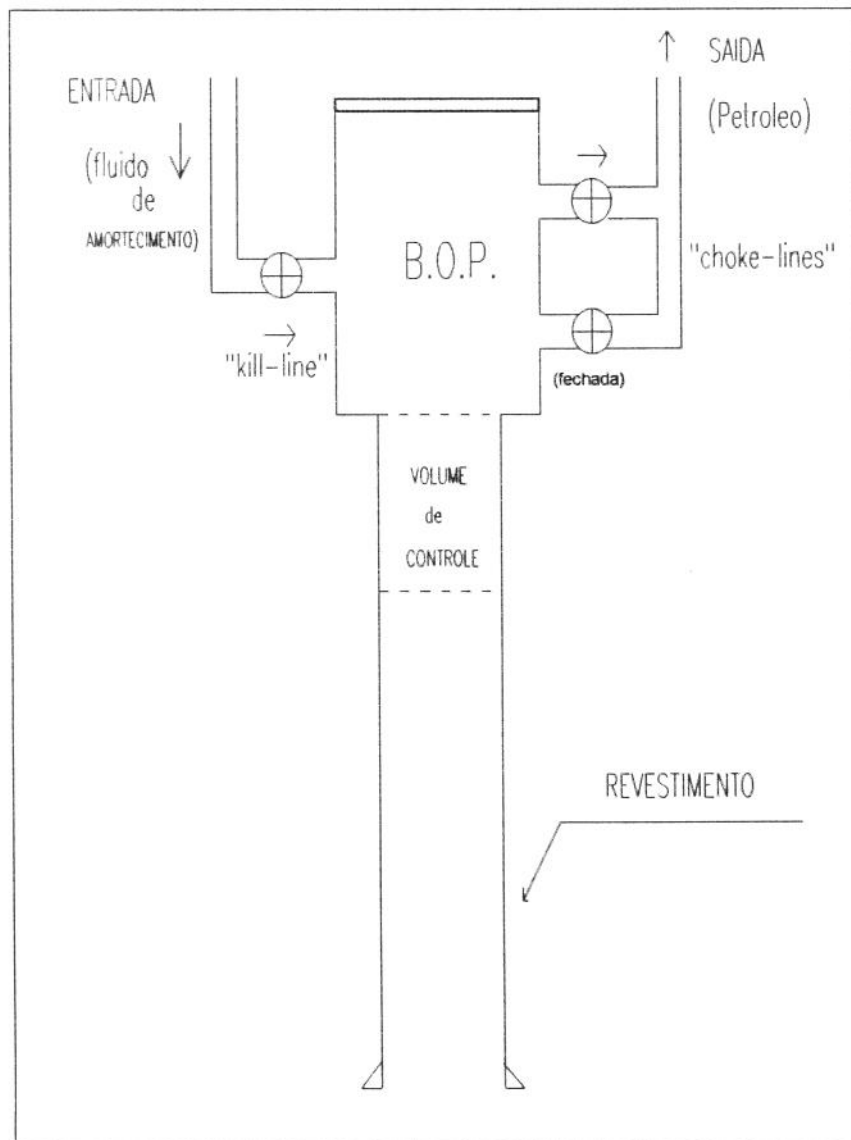


Figura 3.3 - Analogia entre o mecanismo operacional durante o amortecimento de um poço equipado com B.O.P (sem coluna em seu interior) e uma torre de extração por pulverização.

3.3 DETERMINAÇÃO DO PONTO DE INUNDAÇÃO.

A seguir descreve-se os estudos apresentados por diversos autores, em ordem cronológica que, entende-se, sustentam as hipóteses que serão assumidas no decorrer do presente trabalho.

À luz do que foi discutido nos ítems anteriores, e de experiências relatadas na literatura, uma distinção deve ser feita entre as condições de fluxo antes e após o ponto de inundação.

Considerando-se positivos fluxos descendentes, ter-se-á:

$$u_{dc} = \frac{j_d}{\alpha} - \frac{j_c}{(1-\alpha)} \quad (3.1)$$

onde u_{dc} é a velocidade relativa entre as fases, e j_d e j_c são respectivamente as velocidades superficiais das fases dispersa e contínua, e α o "hold-up" da fase dispersa.

• No ponto de inundação, denotado doravante pelo subscripto "f", Thornton [3.2] (1956) relacionou o "hold-up" (α_f) e u_{dc} com uma velocidade característica u_k :

$$u_{dc} = u_k * (1 - \alpha_f) \quad (3.2)$$

Na condição de inundação as velocidades superficiais são máximas (em módulo), ou seja:

$$\left(\frac{\partial j_c}{\partial \alpha}\right)_{\alpha=\alpha_f} = 0 \quad (3.3)$$

e

$$\left(\frac{\partial j_d}{\partial \alpha}\right)_{\alpha=\alpha_f} = 0 \quad (3.4)$$

Com as equações (3.1), (3.2) e (3.3), pode-se mostrar que a velocidade superficial da fase dispersa no ponto de inundação é dada por:

$$j_{df} = 2 * u_k * \alpha_f^2 * (1 - \alpha_f) \quad (3.5)$$

Analogamente, com as equações (3.1), (3.2) e (3.4), tem-se que a velocidade superficial da fase contínua no ponto de inundação é:

$$j_{cf} = -u_k * (1 - 2 * \alpha_f) * (1 - \alpha_f)^2 \quad (3.6)$$

Dividindo-se a equação (3.5) pela equação (3.6) e eliminando u_k encontra-se a razão entre as velocidades superficiais das fases em função do "hold-up" da fase dispersa para o ponto de inundação:

$$\frac{j_{df}}{j_{cf}} = - \frac{2 * \alpha_f^2}{(1 - 2 * \alpha_f) * (1 - \alpha_f)} \quad (3.7)$$

Para $j_{cf} = -j_{df}$, que é o que ocorre em amortecimento de poços por segregação, acha-se $\alpha_f = 1/3$. Destas relações cinemáticas resulta, então, um valor de α_f constante, independente tanto das propriedades físicas dos fluidos envolvidos quanto da distribuição da fase dispersa no seio do fluido que constitui a fase contínua.

- Lapidus e Elgin [3.3] (1957) propuseram que, para um fluxo vertical de partículas sólidas, para cada tamanho de partícula existe uma única função correlacionando α e u_{dc} .
- Para velocidades superficiais menores que aquela onde a inundação ocorre, Elgin et al. [3.4 e 3.5] (1959, 1961) determinaram que a razão entre a u_{dc} e a velocidade terminal (u_t) de uma simples partícula em um fluido estático é uma função única do "hold-up" da fase dispersa para todos os sistemas (fluxo vertical, dominado pela gravidade e regime permanente) fluido-partículas, sejam estas sólidas, líquidas ou gasosas. Verificaram ainda que a velocidade característica u_k , assumida por Thornton, é muito próxima da velocidade terminal u_t .
- Ishii & Zuber [3.6] (1979) generalizam, para escoamentos líquido-líquido e líquido-gás, no regime de partículas distorcidas (a ser definido detalhadamente no Capítulo 4), e para um meio contínuo infinito (sem influência de paredes), que a razão entre a velocidade de deslizamento $u_{dj} = (1 - \alpha) * u_{dc}$ e a velocidade terminal (u_t) de uma simples partícula em um fluido estático é função única do "hold-up" da fase dispersa:

$$u_{dj} = u_t * (1 - \alpha)^n \quad (3.8)$$

Definindo-se o fluxo de deslizamento j_{dc} :

$$j_{dc} = u_{dc} * \alpha * (1 - \alpha) = \alpha * u_{dj} \quad (3.9)$$

ou:

$$j_{dc} = (1 - \alpha) * j_d - \alpha * j_c \quad (3.10)$$

A forma análoga da equação (3.8) em termos de fluxo de deslizamento é:

$$j_{dc} = \alpha * (1 - \alpha)^n * u_t \quad (3.11)$$

onde:

$$\begin{aligned} n=1.75 & \quad \text{para } \mu_c \gg \mu_d \\ n=2.00 & \quad \text{para } \mu_c \cong \mu_d \\ n=2.25 & \quad \text{para } \mu_c \ll \mu_d \end{aligned}$$

Para $\mu_c \cong \mu_d$, que é a maioria dos casos envolvendo extração por solventes, Ishii e Zuber[3.6] (equação (3.11)) prevêem $n = 2$, isto é, o mesmo resultado apresentado por Thornton[3.2] (equação (3.2)) e ratificado por Elgin et al. [3.3,3.4 e 3.5].

Utilizar-se-á o conceito de fluxo de deslizamento (equação (3.11)) para a apresentação dos resultados.

Como $j = j_d + j_c$, a equação (3.10) pode ser expressa da seguinte forma:

$$j_d = \alpha * j + j_{dc} \quad (3.12)$$

$$j_c = (1 - \alpha) * j - j_{dc} \quad (3.13)$$

A vantagem de se trabalhar com fluxo de deslizamento fica evidente quando expressa-se graficamente a relação $(j_{dc} / u_t) \times \alpha$ (Wallis [3.7]). Das equações (3.12) e (3.13) obtém-se que, quando $\alpha=0$, $(j_{dc} / u_t) = (j_d / u_t)$, e quando $\alpha=1$, $(j_{dc} / u_t) = (-j_c / u_t)$.

Na figura 3.4 a seguir representa-se o gráfico $(j_{dc} / u_t) \times \alpha$. Este é conhecido como o "Diagrama de Wallis". Traçou-se a equação (3.11), com $n = 2$ e para um fluxo descendente (conforme convencionado, $j_d > 0$) da fase dispersa: a fase contínua poderá ser descendente ou ascendente, caracterizando fluxos co-corrente e contra-corrente, respectivamente. Note-se que, dados j_c e j_d , a determinação de α e j_{dc} é

imediate, bastando-se para tal unir por uma reta os pontos $(\alpha, j_{dc}) \Rightarrow (0, j_d)$ e $(1, -j_c)$ e verificar onde esta intercepta a curva $(j_{dc}/u_t) \times \alpha$. Tem-se então quatro possibilidades, indicadas na figura 3.4:

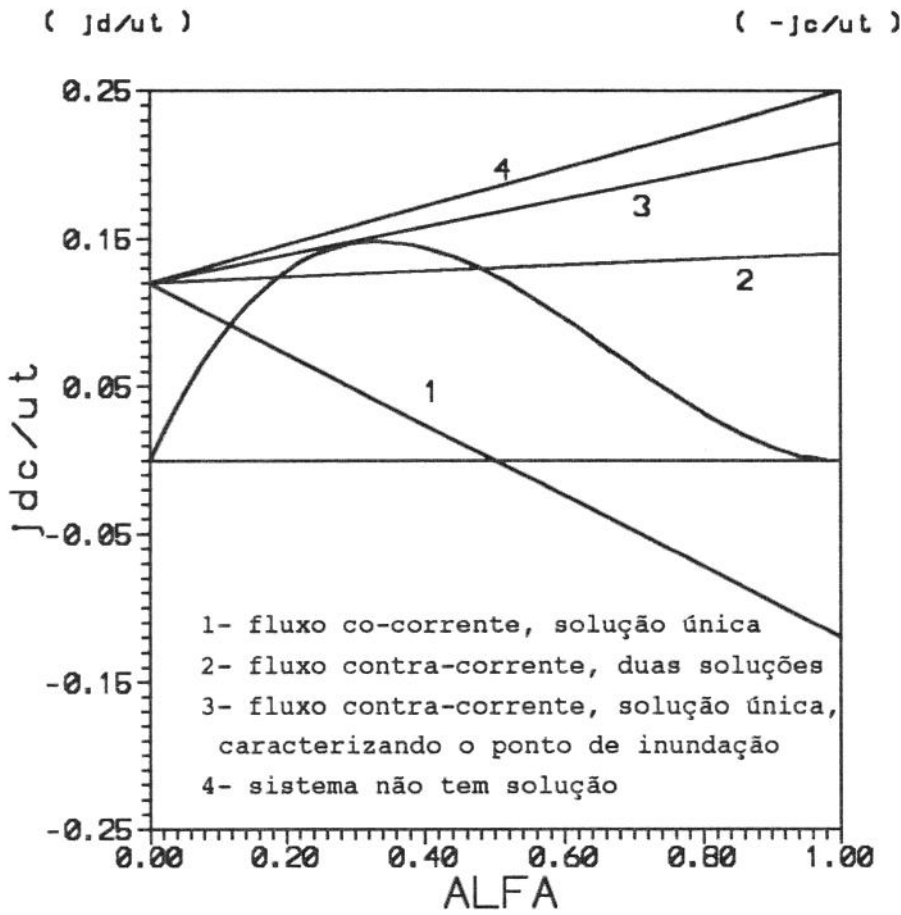


Figura 3.4 - Diagrama de Wallis (equação 3.11) para o valor do expoente "n"=2,00.

Para um fluxo bifásico co-corrente, haverá sempre uma única solução. Já para o fluxo contra-corrente, poder-se-á ter uma, duas ou nenhuma solução.

O limite de operação para o fluxo contra-corrente ocorre quando a reta é tangente à curva. Se a vazão de alguma das fases for aumentada além dos valores que definem a condição limite, a equação (3.11) não representa mais corretamente o fenômeno. Ocorrerá uma mudança de padrão de fluxo (com uma nova relação entre as variáveis) ou uma rejeição do excesso de fluido, causando a inundação (Wallis [3.7]).

Para a determinação destes valores máximos admissíveis para as velocidades superficiais das fases e do "hold-up", partindo-se da equação (3.11), ter-se-á:

$$\frac{j_d}{\alpha} - \frac{j_c}{(1-\alpha)} = u_t * (1-\alpha)^{(n-1)} \quad (3.14)$$

Rearranjando-se a equação 3.14:

$$j_d = u_t * \alpha * (1 - \alpha)^{(n-1)} + j_c * \left(\frac{\alpha}{1 - \alpha} \right) \quad (3.15)$$

e

$$j_c = j_d * \left(\frac{1 - \alpha}{\alpha} \right) - u_t * (1 - \alpha)^n \quad (3.16)$$

Derivadas as equações (3.15) e (3.16) em função de α , chega-se a :

$$\frac{\partial j_d}{\partial \alpha} = \frac{j_c}{(1 - \alpha)^2} + u_t * ((1 - n * \alpha) * (1 - \alpha)^{(n-2)}) \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial j_c}{\partial \alpha} = - \frac{j_d}{\alpha^2} + u_t * n * (1 - \alpha)^{(n-1)} \quad (3.18)$$

O ponto de inundação ocorre para os valores máximos (em módulo) das funções, isto é, quando os valores das derivadas parciais são nulos:

$$\left(\frac{\partial j_c}{\partial \alpha} \right)_{\alpha=\alpha_f} = \left(\frac{\partial j_d}{\partial \alpha} \right)_{\alpha=\alpha_f} = 0$$

No ponto de inundação, as velocidades superficiais das fases são:

$$j_{df} = n * u_t * \alpha_f^2 * (1 - \alpha_f)^{(n-1)} \quad (3.19)$$

e

$$j_{cf} = - (1 - n * \alpha_f) * u_t * (1 - \alpha_f)^n \quad (3.20)$$

Dividindo-se a equação (3.19) pela (3.20), ter-se-á:

$$\frac{j_{df}}{j_{cf}} = - \frac{n * \alpha_f^2}{(1 - n * \alpha_f) * (1 - \alpha_f)} \quad (3.21)$$

A equação (3.11), traçada para valores de $n = 1,75$ e $2,00$ e $2,25$, sugeridos por Ishii e Zuber [3.6] para $\mu_c \gg \mu_d$, $\mu_c \approx \mu_d$ e $\mu_c \ll \mu_d$, respectivamente, está representada na figura 3.5. As retas tangenciando os pontos de inundação foram traçadas tomando-se $j_{cf} = -j_{df}$, caso típico para aplicação em amortecimento de

poços . Note que, considerando-se um valor inferior ao do ponto de inundação para j_d / u_t , a reta unindo os pontos $j_c / u_t = -j_d / u_t$ cortará a curva em dois lugares, mas só terá significado físico o ponto onde $\alpha < \alpha_f$.

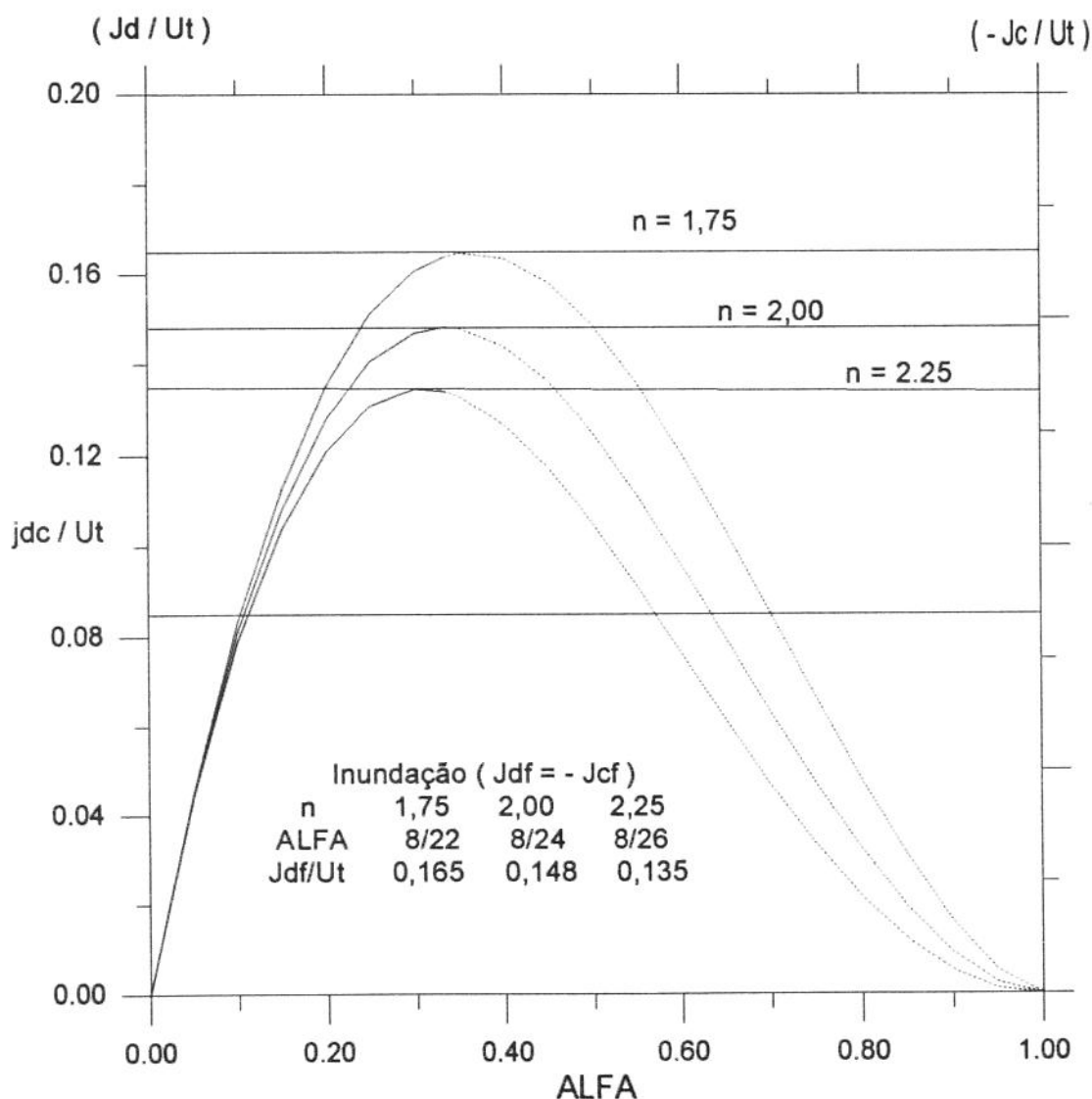


Figura 3.5 - Diagrama de Wallis (equação 3.11) para valores do expoente "n"= 1,75, 2,00 e 2,25, sugeridos por Ishii e Zuber [3.6].

Os α_f calculados foram, na ordem, 8/22, 8/24 e 8/26, independente das características físicas dos fluidos envolvidos na operação. No entanto, os valores de j_{df} / u_t , iguais a 0,165, 0,148 e 0,135, respectivamente, revelam que o valor de j_{df} (e conseqüentemente j_{cf}) dependem das propriedades físicas dos fluidos, visto que para cada sistema bifásico ter-se-á uma velocidade terminal u_t característica.

Para confirmar se os valores são máximo (j_{df}) e mínimo (j_{cf}), deve-se calcular os valores das derivadas de segunda ordem, quais sejam:

$$\frac{\partial^2 j_d}{\partial \alpha^2} = \frac{2 * j_c}{(1 - \alpha)^3} - u_t * (1 - \alpha)^{(n-3)} * (n-1) * (2 - n * \alpha) < 0 \quad (3.22)$$

$$\frac{\partial^2 j_c}{\partial \alpha^2} = -(n-1) * n * u_t * (1 - \alpha)^{(n-2)} + 2 * \frac{j_d}{\alpha^3} > 0 \quad (3.23)$$

Da equação (3.21), para $j_c / u_t = -j_d / u_t$:

$$\alpha_f = 1 / (n + 1) \quad (3.24)$$

⇒ verificação se as derivadas de segunda ordem confirmam os pontos de máximo (equação (3.22)) e mínimo (equação (3.23)):

⇒ equação (3.22): $\alpha_f < 2 / (3 + n)$: (satisfeita para todos os valores de $n > 1$).

⇒ equação (3.23): $\alpha_f < 2 / (n + 1)$: (satisfeita para todos os valores de n).

3.4 SUMÁRIO

A analogia verificada entre o mecanismo operacional de uma torre de extração líquido-líquido por pulverização e aquele do amortecimento de um poço de petróleo por segregação gravitacional induzida pela injeção de um fluido de amortecimento, permite que um modelo cinemático de escoamento bifásico, já amplamente comprovado experimentalmente, seja adotado para a previsão do "hold-up" da fase dispersa. Isto aplica-se para cada velocidade superficial de injeção do fluido de amortecimento, estimando-se inclusive o ponto de inundação. Para tal, entretanto, necessita-se determinar a velocidade terminal de uma partícula em um meio infinito (u_t), objeto de análise no capítulo 4. A determinação do valor do expoente "n" (equação (3.8)) para cada sistema bifásico será o assunto do capítulo 6, onde as proposições de Ishii e Zuber [3.6] são apresentadas detalhadamente, postulando-se uma adaptação para o caso específico de amortecimento de poços. Abordar-se-á ainda neste capítulo a influência da presença da parede do tubo na velocidade relativa u_{dc} e na distribuição espacial da fase dispersa no seio da fase contínua.

3.5 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS PARA O CAPÍTULO 3

- [3.1] Treybal, R. E., "Liquid Extraction", McGraw-Hill, New York (1963).
- [3.2] Thornton, J. D., Chem. Eng. Sci., **5**, 201 (1956).
- [3.3] Lapidus, L., and J. C. Elgin, A.I.Ch.E. J., **2**, 63 (1957).
- [3.4] Weaver, R. E. C., L. Lapidus, and J. C. Elgin, *ibid*, **5**, 533 (1959).
- [3.5] Beyaert, B. O., L. Lapidus, and J. C. Elgin, *ibid*, **7**, 46 (1961).
- [3.6] Ishii, M., and N. Zuber, A.I.Ch.E. J., **25**, 843 (1979).
- [3.7] Wallis, G. B., "One-dimensional Two-phase Flow", McGraw-Hill, New York (1969)

4 A VELOCIDADE TERMINAL DE UMA PARTÍCULA EM UM MEIO FLUIDO INFINITO.

4.1 INTRODUÇÃO

O escoamento de partículas dispersas em movimento ascendente ou descendente em um meio contínuo fluido foi extensivamente pesquisado nas décadas de 50 e 60, por ser uma informação básica para o correto dimensionamento de ciclones, filtros, transportadores pneumáticos e torres de extração líquido-líquido, entre outros sistemas bifásicos. Foi visto no capítulo anterior que a capacidade de uma torre de extração líquido-líquido por pulverização (vazões de ambas as fases) está intrinsicamente ligada a uma "velocidade característica" para cada sistema. Esta velocidade característica é, usualmente, a velocidade terminal de uma partícula dispersa em um meio contínuo estático (u_t).

O aspecto hidrodinâmico do problema é complexo, e mesmo para os casos mais simples são necessárias várias premissas para a apresentação de uma solução analítica, como por exemplo assumir que as partículas dispersas em um sistema bifásico líquido-líquido têm a forma de esferas ou elipsóides.

É sabido que estas partículas fluidas, quando têm pequenas dimensões assumem formato praticamente esférico e comportam-se semelhantemente a partículas sólidas similares, movendo-se retilineamente através de um meio líquido. Já as maiores, têm formas distorcidas, resultado de uma distribuição de pressão não uniforme, e deslocam-se em "zig-zag" ou por caminhos helicoidais.

Apresenta-se a seguir o desenvolvimento teórico do conceito de "coeficiente de arraste" - (C_D) para partículas sólidas e fluidas, frizando as diferenças básicas existentes, bem como as principais correlações apresentadas na literatura para a determinação da velocidade terminal u_t .

4.2 O COEFICIENTE DE ARRASTE (C_D)

O coeficiente de arraste de uma partícula deslocando-se em um meio fluido é definido como:

$$C_D = 2 * F_D / (\rho_c * u_{dc}^2 * A) \quad (4.1)$$

onde F_D é a força de arraste, ρ_c o peso específico do meio contínuo, u_{dc} a velocidade relativa entre a partícula em movimento e o meio contínuo e A a área projetada da partícula, perpendicular ao fluxo.

Para uma partícula esférica de diâmetro d , deslocando-se com velocidade terminal u_t em um meio fluido estático, o coeficiente de arraste $C_{D\infty}$ é:

$$C_{D\infty} = 8 * F_D / (\rho_c * u_t^2 * \pi * d^2) \quad (4.2)$$

As únicas forças atuando sobre a partícula são a força de arraste F_D e a força gravitacional F_g , que deverão então ser iguais e agindo em sentido contrário, visto que u_t é constante, isto é:

$$F_D = F_g = \Delta \rho * g * \pi * d^3 / 6 \quad (4.3)$$

onde $\Delta \rho = | \rho_d - \rho_c |$, ρ_d é o peso específico da fase dispersa e g é a aceleração da gravidade. Logo, o coeficiente de arraste $C_{D\infty}$ pode ser expresso por:

$$C_{D\infty} = \frac{4 * \Delta \rho * g * d}{3 * \rho_c * u_t^2} \quad (4.4)$$

4.3 A VELOCIDADE TERMINAL- PARTÍCULAS SÓLIDAS

Hu e Kintner [4.1] (1955) apresentaram um resumo de estudos anteriores sobre o coeficiente de arraste $C_{D\infty}$ para partículas sólidas, que acrescido de informações julgadas importantes citadas por Clift et al. [4.2] (1978), é descrito à seguir.

O movimento de partículas sólidas em um meio fluido infinito, sem a influência das paredes do recipiente foi primeiramente analisado por Stokes [4.3] (1880), que estudou o fenômeno de fluxo permanente viscoso através de esferas. Negligenciando-se os termos de Forças Inerciais na equação de Navier-Stokes, Lamb [4.4] (1945) concluiu que $C_{D\infty}$ é função unicamente do número de Reynolds ($Re_\infty = \rho_c * u_t * d / \mu_c$ onde μ_c é a viscosidade do meio contínuo), para $Re_\infty < 1$:

$$C_{D\infty} = 24 / Re_\infty \quad (4.5)$$

relação que é conhecida como a Lei de Stokes.

Das equações (4.4) e (4.5), obtém-se a velocidade terminal da partícula u_t :

$$u_t = \Delta \rho * g * d^2 / (18 * \mu_c) \quad (4.6)$$

Como pode ser verificado na equação (4.6), a velocidade terminal u_t é inversamente proporcional à μ_c , para $Re_\infty < 1$.

Observações experimentais posteriores verificaram que, em escoamentos com $Re_\infty < 1.000$, o denominado de "regime de fluxo viscoso", $C_{D_\infty} = C_{D_\infty} (Re_\infty)$.

Um grande número de correlações são propostas por diversos autores [4.2], entre elas:

$$C_{D_\infty} = (24 / Re_\infty) * [1 + 0,1 * Re_\infty^{0,75}] \quad (4.7)$$

Constatou-se ainda que, para $1.000 < Re_\infty \leq 100.000$, C_{D_∞} é independente de Re_∞ , constante e igual à 0,45. É conhecido como o regime de fluxo de Newton.

A figura 4.1 abaixo representa a curva $C_{D_\infty} \times Re_\infty$ para uma partícula esférica sólida, na faixa de $0 < Re_\infty < 100.000$.

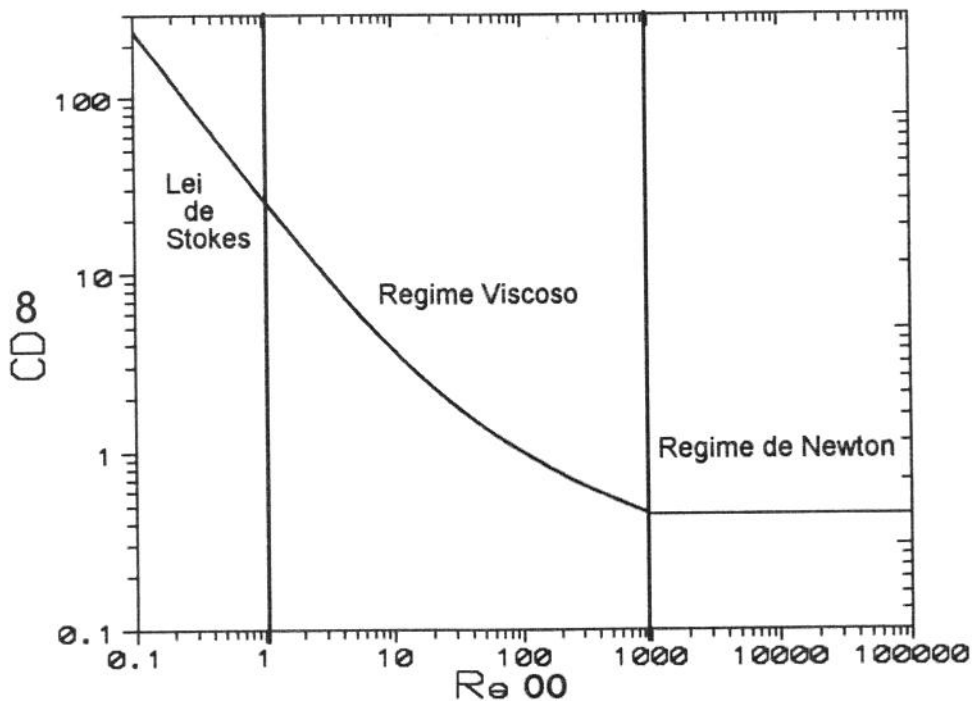


Figura 4.1- Gráfico $C_{D_\infty} \times Re_\infty$ para uma partícula esférica sólida.

4.4 A VELOCIDADE TERMINAL DE PARTÍCULAS FLUIDAS.

As principais razões para a diferença entre o movimento de partículas sólidas e fluidas através de um meio fluido contínuo resultam de deformações e oscilações externas que ocorrem em gotas e bolhas, que dependem essencialmente do tamanho da partícula e das propriedades físicas das fases dispersa e contínua, bem como da provável circulação interna.

Por exemplo, segundo Clift et al.[4.2], a teoria de Hadamard [4.5]-Rybczynski [4.6] prediz que a velocidade terminal u_t , para gotas esféricas no regime viscoso, pode ser da ordem de até 50 % maior do que a de uma partícula sólida do mesmo diâmetro. Este fato é devido à circulação interna que ocorre em seu interior. Entretanto, é comumente observado para pequenas gotas que estas tendem a obedecer a Lei de Stokes e/ou o regime viscoso, similar a uma partícula sólida. Bond e Newton [4.7] propuseram que a circulação interna começaria a ocorrer apenas para gotas com

$Eo > 4$, onde $Eo = \frac{\Delta \rho * g * d_{gt}^2}{\sigma}$ é o número de Eötvös, d_{gt} o diâmetro da gota e σ a tensão interfacial.

No entanto, a presença de qualquer impureza, por menor que seja (surfactantes, por exemplo), é suficiente para anular esse efeito ([4.2], Treybal [4.8]). Para aplicações práticas, as leis que regem o fluxo de uma partícula fluida no regime viscoso podem ser aproximadas por aquelas de uma partícula sólida, até um determinado tamanho de gota, quando então desaparecem quaisquer similaridades. Vários autores apresentaram teorias e correlações, baseados em seus dados experimentais, para a determinação da velocidade terminal u_t para partículas fluidas. Da análise das proposições adiante apresentadas, pode-se constatar que é prática geral ignorar o efeito de μ_d (viscosidade da fase dispersa). Este parâmetro está associado à circulação interna e, como frizado anteriormente, somente teria um efeito significativo para sistemas puros.

4.5 CORRELAÇÕES PARA A DETERMINAÇÃO DA VELOCIDADE TERMINAL U_t PARA PARTÍCULAS FLUIDAS.

4.5.1 Correlação de Hu & Kintner

Hu e Kintner [4.1] (1955) utilizaram em seus experimentos a água como fase contínua e como a dispersa dez diferentes líquidos orgânicos, com densidade variando de 1,0176 a 2,9474.

Constataram que o comportamento das partículas fluidas em movimento descendente é similar ao de partículas sólidas (equação (4.7)) para Re_{∞} até 300, quando então é verificado um aumento abrupto no valor de $C_{D_{\infty}}$. Apresentaram em seu trabalho correlações para a variação do coeficiente de arraste $C_{D_{\infty}}$ em função do número de Reynolds Re_{∞} e da velocidade terminal u_t em função do diâmetro da gota d_{gt} .

Observaram, no gráfico $d_{gt} \times u_t$, que existe um ponto de máxima velocidade terminal u_t , correspondente a um determinado d_{gt} para cada sistema bifásico, denominado de "ponto de pique" (subscripto "p"), onde ocorre a transição do padrão de fluxo de "gota não oscilante" para "gota oscilante". O ponto de pique, quando representado na curva $\log C_{D_{\infty}} \times \log Re_{\infty}$, corresponde a um Re_{∞} sempre superior àquele onde foi verificado o aumento abrupto no valor de $C_{D_{\infty}}$. Para diâmetros de gota maiores que d_{gtp} , observa-se a queda da velocidade terminal u_t , que tende a um valor constante. A tensão superficial σ começa a ter grande influência, sendo observados movimentos oscilatórios e deformação das gotas.

Os autores recorreram a três grupos adimensionais para caracterizar o movimento da partícula, de acordo com os dois padrões de fluxo observados: Re_{∞} , $C_{D_{\infty}}$ e "P", sendo:

$$P = \frac{1}{M} \quad (4.8)$$

$$N_{\mu} = M^{0,25} \quad (4.9)$$

onde $M = \frac{\Delta \rho * g * \mu_c^4}{\rho_c^2 * \sigma^3}$ é o Número de Morton e N_{μ} é o Número de Viscosidade.

Verificaram que, no ponto de pique, existe uma relação constante, para todos os sistemas bifásicos líquido-líquido estudados, entre $(Re_{\infty})_p$, $(C_{D_{\infty}})_p$ e P, qual seja:

$$(Re_{\infty})_p / (C_{D_{\infty}})_p = 1,759 * P^{0,276} \quad (4.10)$$

ou:

$$(Re_{\infty})_p = 1,759 * (C_{D_{\infty}})_p / (N_{\mu}^{1,104}) \quad (4.11)$$

O "ponto de pique" corresponde à $Y = 70$, onde:

$$Y = (C_{D\infty} * We_{\infty}) * P^{0,15} = \frac{4}{3} * Eo * P^{0,15} \quad (4.12)$$

e

$$We_{\infty} = \frac{\rho_c * u_t^2 * d_{gt}}{\sigma}, \text{ é o Número de Weber.}$$

As velocidades terminais associadas a estes padrões de fluxo foram:

$$u_t = \frac{\mu_c * P^{0,15}}{\rho_c * d_{gt}} * (0,798 * Y^{0,784} - 0,75) \quad (2 \leq Y \leq 70) \quad (4.13)$$

e

$$u_t = \frac{\mu_c * P^{0,15}}{\rho_c * d_{gt}} * (3,701 * Y^{0,422} - 0,75) \quad (Y > 70) \quad (4.14)$$

Verificaram ainda que existe um diâmetro crítico d_{gtcr} , onde a gota se divide em duas menores:

$$d_{gtcr} = 3,773 * \sqrt{\frac{\sigma}{\Delta \rho * g}} \quad (4.15)$$

Rearranjando a equação (4.15), ter-se-á:

$$Eo_{Máx} = \frac{\Delta \rho * g * d_{gtcr}^2}{\sigma} = 14,23$$

onde $Eo_{Máx}$ é o Número de Eötvös máximo, acima do qual a gota se desintegraria em duas menores. Note-se que a σ tem uma importância fundamental nesse limite, enquanto o termo μ_c não influi em absoluto.

- Klee e Treybal [4.9], baseados no trabalho de Hu e Kintner[4.1], propuseram para o "ponto de pique",

$$Y = (C_{D\infty} * We_{\infty} * P^{0,15}) = \frac{4}{3} * Eo * P^{0,15} = \frac{4 * \Delta \rho * g * d_{gt}^2 * P^{0,15}}{3 * \sigma} = 70$$

(equação (4.16))

de onde:

$$d_{gtp} = 7,25 * \sqrt{\frac{\sigma}{\Delta \rho * g * P^{0,15}}} \quad (4.17)$$

$$\text{Ainda, se } d_{gt} \leq d_{gtp} : \quad u_t = \frac{38,3 * \Delta \rho^{0,58} * d_{gt}^{0,70}}{\rho_c^{0,45} * \mu_c^{0,11}} \quad (4.18)$$

$$\text{e, } d_{gt} > d_{gtp} : \quad u_t = \frac{17,6 * \Delta \rho^{0,28} * \mu_c^{0,10} * \sigma^{0,18}}{\rho_c^{0,55}} \quad (4.19)$$

É interessante verificar-se que, para $d_{gt} > d_{gtp}$, a velocidade terminal não mais depende do tamanho da partícula fluida, e a tensão interfacial passa a influenciar. As equações (4.18) e (4.19) são dimensionais (cm, s e g). Para outros sistemas de unidades, deve-se alterar os valores das constantes.

- Johnson e Braida [4.10] (1957) sugeriram que o termo Y da equação de Hu e Kintner fosse multiplicado por $(\mu_{H_2O} / \mu_c)^{0,14}$, onde μ_{H_2O} é a viscosidade da água utilizada em seus experimentos (0,9 cP). Segundo Treybal [4.8], esta correção só apresenta bons resultados para sistemas onde $\mu_c < 30$ cP.

4.5.2 Correlação de Harmathy

Harmathy [4.11] (1960) propôs, baseado no trabalho de Hu e Kintner [4.1], para partículas fluidas em movimento ascendente ou descendente em um meio líquido contínuo, sem a influência das paredes do recipiente, que para $Re_\infty > 500$ (região em que as partículas fluidas têm velocidade terminal constante, independente do diâmetro) e $0,7 < Eo < 13$, que $C_{D\infty}$ é função da raiz quadrada de Eo, qual seja:

$$C_{D\infty} = 0,5676 * \sqrt{Eo} \quad (4.20)$$

Com as equações (4.4) e (4.20):

$$u_t = 1,53 * \sqrt[4]{\frac{g * \Delta \rho * \sigma}{\rho_c^2}} \quad (4.21)$$

Como pode ser verificado na equação (4.21), a velocidade terminal u_t independe, desde que obedecidos os critérios acima estabelecidos, do d_{gt} e de μ_c . Harmathy pesquisou os bancos de dados de diversos autores, e apesar do limite estabelecido anteriormente de $Eo < 13$ (faixa de validade da equação (4.20)), observou, para gotas, $Eo_{Máx}$ da ordem de 21.

4.5.3 Correlação de Grace et al.

A correlação de Grace et al. [4.12] (1976) baseou-se nos trabalhos e banco de dados de Hu e Kintner [4.1], Klee e Treybal [4.9], Johnson e Braida [4.10] e Marrucci et al [4.13]. Propuseram um equacionamento semelhante ao de Hu e Kintner, com $Y = 4/3 * Eo * M^{-0,149} * (\mu_c / \mu_{H_2O})^{-0,14}$, onde μ_{H_2O} é a viscosidade da água utilizada nos experimentos de Johnson e Braida (0,9 cP). A transição entre o regime de "gotas não oscilantes" para o de "gotas oscilantes" ocorreria para $Y=59,3$.

As velocidades terminais associadas a estes padrões de movimento, para $M < 0,001$, $Eo < 40$ e $Re > 0,1$, foram:

$$u_t = \frac{\mu_c}{\rho_c * d_{gt}} * M^{-0,149} * (0,94 * Y^{0,757} - 0,857) \quad (2 < Y \leq 59,3) \quad (4.22)$$

e

$$u_t = \frac{\mu_c}{\rho_c * d_{gt}} * M^{-0,149} * (3,42 * Y^{0,441} - 0,857) \quad (Y > 59,3) \quad (4.23)$$

Representa-se na figura 4.2, em escala log-log, a curva $Eo * (\mu_c / \mu_{H_2O})^{-0,14}$ x Re^∞ , para valores constantes de $N_\mu (= M^{0,25})$. Mostra-se ainda a transição entre os regimes de gotas não oscilantes e gotas oscilantes ($Y=59,3$).

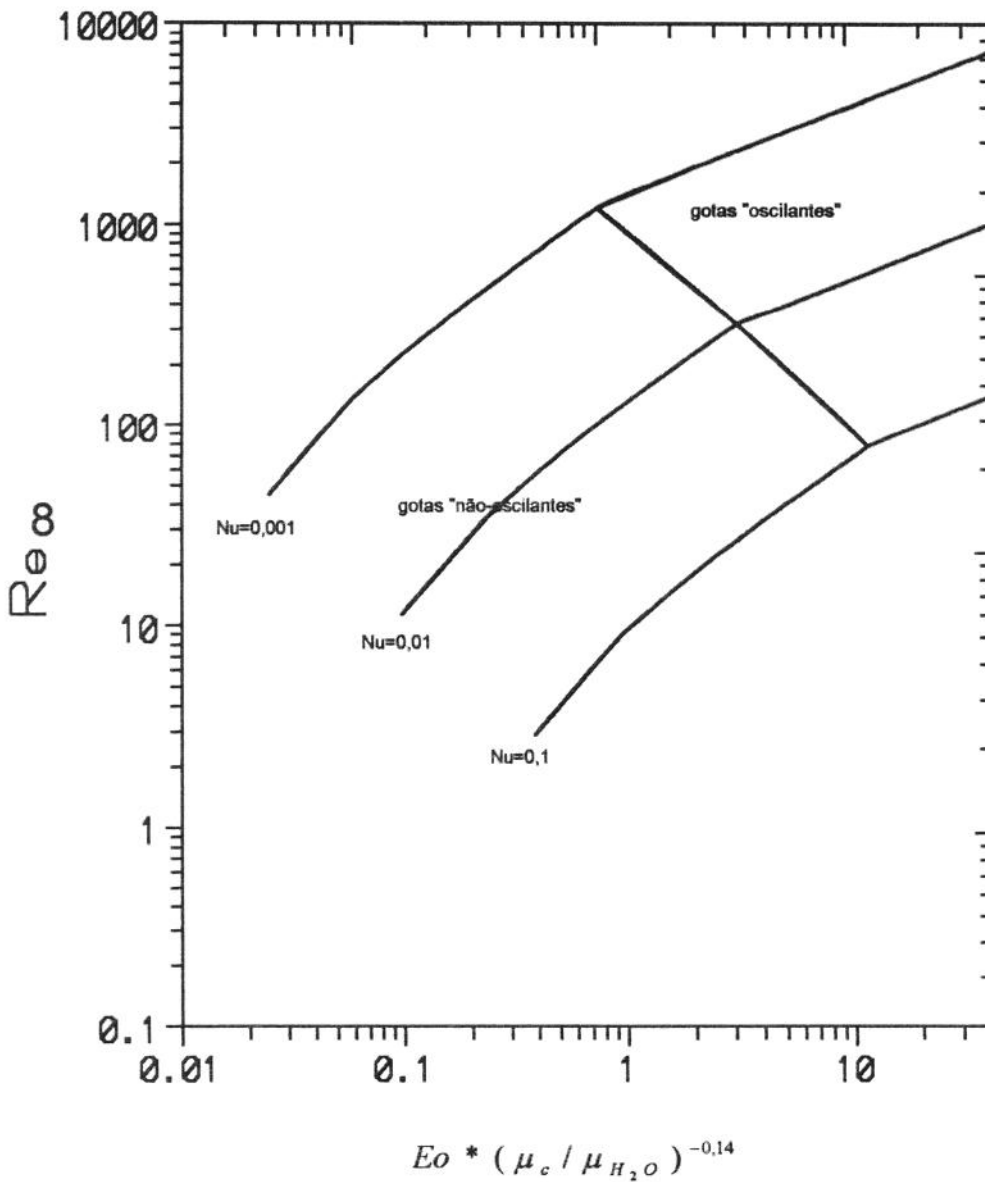


Figura 4.2- Curva $Eo * (\mu_c / \mu_{H_2O})^{-0.14} \times Re_\infty$, para valores constantes de N_μ .

Propuseram ainda que existe um diâmetro crítico d_{gcr} , onde a gota se divide em duas menores:

$$d_{gcr} = 4,0 * \sqrt{\frac{\sigma}{\Delta \rho * g}} \quad (4.24)$$

Rearranjando a equação (4.24), ter-se-á:

$$Eo_{Máx} = \frac{\Delta \rho * g * d_{gcr}^2}{\sigma} = 16,0$$

4.5.4 Correlação de Ishii e Zuber

Ishii e Zuber [4.14] (1979), baseados no trabalho de Harmathy [4.11], consideraram que, para a maioria das aplicações práticas, o $C_{D\infty}$ para as partículas fluidas pode ser aproximado pelo de uma partícula sólida (regime viscoso), até um determinado diâmetro de gota d_{gt} . Após esse ponto, a distorção e os movimentos irregulares (oscilações) da gota tornam-se os fatores determinantes e o $C_{D\infty}$ não mais dependerá da viscosidade da fase contínua μ_c , mas aumentará linearmente com o d_{gt} (regime de partículas distorcidas). Devido à instabilidade hidrodinâmica, existirá um valor limite para o $C_{D\infty}$, no qual a partícula fluida se desintegrará.

Tem-se então que :

$$C_{D\infty} = (24 / Re_\infty) * [1 + 0,1 * Re_\infty^{0,75}] \quad (N_\mu < K) \quad (4.25)$$

e

$$C_{D\infty} = 2 / 3 * d_{gt} * \sqrt{\Delta \rho * g / \sigma} = 2 / 3 * \sqrt{Eo} \quad (N_\mu \geq K) \quad (4.26)$$

onde:

$$K = 36 * \sqrt{2} * (1 + 0,1 * Re_\infty^{0,75}) / Re_\infty^2 \quad (4.27)$$

Combinando-se as equações (4.25) e (4.27), ter-se-á que, na transição entre os regimes viscoso (partículas não distorcidas) e de partículas distorcidas:

$$N_\mu = 1,5 * \sqrt{2} * C_{D\infty} / Re_\infty \quad (4.28)$$

ou:

$$(Re_\infty)_t = 2,12132 * (C_{D\infty})_t / (N_\mu) \quad (4.29)$$

Comparando-se a equação (4.29) com a equação (4.11), que representa a transição entre os regimes de gotas não oscilantes e oscilantes, proposta por Hu e Kintner [4.1], verifica-se similaridade entre os critérios adotados.

Na figura 4.3, representa-se graficamente os critérios de transição propostos por Ishii e Zuber [4.14] e o de Grace et al.[4.12], este último semelhante ao de Hu e Kintner [4.1].

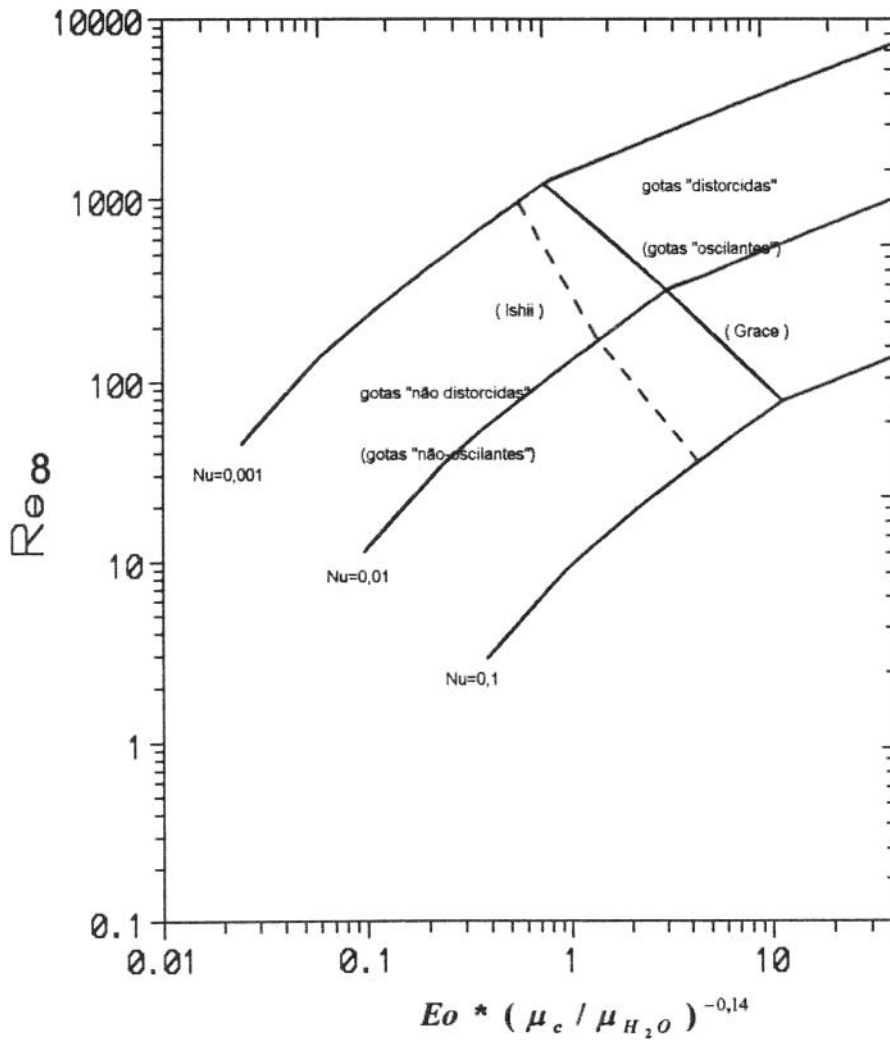


Figura 4.3- Comparação gráfica dos critérios de transição de Ishii e Zuber [4.14] / Grace et al [4.12].

Com as equações (4.4) e (4.26), ter-se-á, para o Regime de Partículas Distorcidas, a velocidade terminal dada por:

$$u_t = \sqrt{2} * \sqrt[4]{\frac{g * \Delta \rho * \sigma}{\rho_c^2}} \quad (4.30)$$

independente do d_{gt} e de μ_c . No entanto, o d_{gt} mínimo para que esta independência seja observada (equação (4.27)) está relacionado com μ_c , pois o Número de Vis-

cosidade $N_\mu = \mu_c / (\rho_c * \sigma * \sqrt{\sigma / (g * \Delta \rho)})^{1/2}$ e $Re_\infty = d_{gt} * u_t * \rho_c / \mu_c$ dependem de μ_c .

O $C_{D\infty Máx}$, segundo a proposição, é igual à 4. Com a equação (4.26), conclui-se que $Eo_{Máx}$ é 36. A figura 4.4 representa a curva $C_{D\infty}$ x Re_∞ , para diversos valores de N_μ e também a reta limitante para o $C_{D\infty Máx}$.

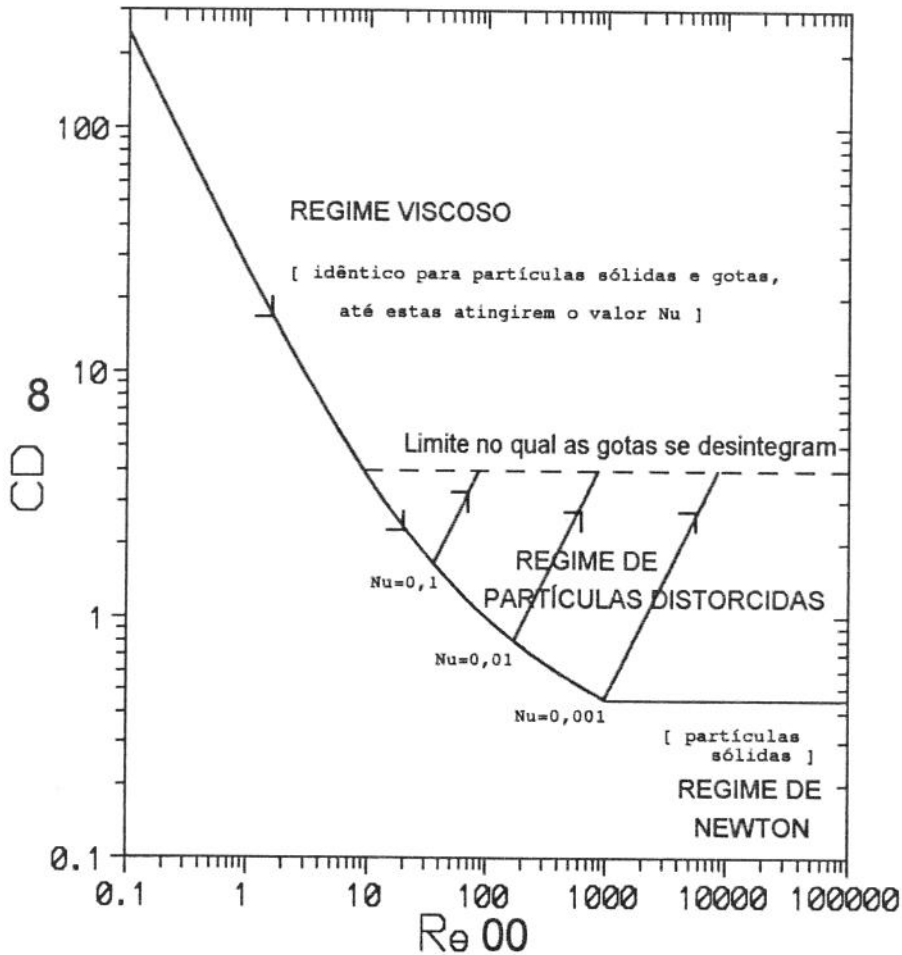


Figura 4.4- Gráfico comparativo de $C_{D\infty}$ x Re_∞ entre partículas sólidas e gotas.

Ishii e Zuber [4.14] generalizaram a proposição de Hamarthy [4.11], assumindo que $C_{D\infty}$ é função da raiz quadrada de Eo a partir do Re_∞ , relatado por Hu e Kintner [4.1], onde observa-se o aumento abrupto de $C_{D\infty}$ e não apenas para $Re_\infty > 500$. Tal fato pode ser constatado ao verificar-se, na figura 4.3, os critérios de transição entre os regimes de fluxo. A figura 4.4, se comparada com os dados experimentais de Hu e Kintner [4.1], reforça esta afirmação.

Ao assumir-se um valor máximo de $C_{D \infty Máx}$ igual a 4, verifica-se que o Re_{∞} mínimo é igual a 9,16, o que corresponde a um N_{μ} máximo para um sistema bifásico de 0,926, para que seja observado o regime de partícula distorcida para uma gota em um meio infinito fluido.

4.6 SUMÁRIO

Após a apresentação das principais teorias e correlações para o cálculo da velocidade terminal u_t para partículas fluidas, conclui-se que, além do conhecimento das propriedades físicas de ambos os fluidos que compõem o sistema, existe a necessidade de prever o tamanho das gotas que se formarão ao dispersarmos o fluido de amortecimento, através de orifício(s), por sobre o petróleo contido em um poço (assunto discutido no próximo capítulo), para determinar-se o regime de fluxo, o que permitirá a correta aplicação das correlações sugeridas.

Verificou-se ainda que, apesar das discrepâncias entre os critérios de transição propostos pelos diversos autores, existe um valor para o diâmetro da gota, específico para cada sistema bifásico, acima do qual a velocidade terminal u_t não mais dependerá do tamanho da gota. Tal conclusão é explícita nas correlações de Harmarthy [4.11] e Ishii e Zuber [4.14]. Já para a correlação de Hu e Kintner [4.1], tal fato é comprovado pelo trabalho de Klee e Treybal [4.9]. A correlação de Grace et al. [4.12] é semelhante à de Hu e Kintner [4.1], sendo que as equações propostas diferem pelo fato de terem utilizado dados experimentais de diversos autores, inclusive de Hu e Kintner [4.1], o que as tornam mais confiáveis.

O diâmetro crítico para o qual a gota se divide em duas menores também varia de autor para autor, mas todos concluem que tal diâmetro máximo é função do Número de Eötvös (E_o).

A correlação de Ishii e Zuber [4.14] mostra-se a mais conveniente para a previsão da velocidade terminal u_t (equação (4.30)), visto que a viscosidade da fase contínua (óleo) para o caso específico de amortecimento de poços é muito maior que a da água, que foi o fluido utilizado como a fase contínua para a maioria das correlações apresentadas. Comparar-se-á a velocidade terminal u_t , calculada pela equação (4.30), com a observada experimentalmente e, sempre que a viscosidade da fase contínua for menor que 30 cP [4.8, 4.10], também com a correlação de Grace et al. [4.12] (equações (4.22) e (4.23)).

4.7 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS PARA O CAPÍTULO 4

- [4.1] Hu, S., and R. C. Kintner, A.I.Ch.E. J., **1**, 42 (1955).
- [4.2] Clift, R., J. R. Grace, and M. E. Weber, " Bubbles, Drops, and Particles " , Academic Press, Inc., London (1978).
- [4.3] Stokes, G. G., " Mathematical and Physical Papers " , **1**, Cambridge University Press, London (1880).
- [4.4] Lamb, H., " Hydrodynamics " , 6. ed., Dover Publications, New York (1945).
- [4.5] Hadamard, J. S., C. R. Acad. Sci., **152**, 1735 (1911).
- [4.6] Rybczynski, W., Bull. Int. Acad. Pol. Sci. Lett., Cl. Sci. Math. Nat., **A**, 40 (1911).
- [4.7] Bond, W. N., and D. A. Newton, Philos. Mag., **5**, 794 (1928).
- [4.8] Treybal, R. E., " Liquid Extraction " , McGraw-Hill, New York (1963).
- [4.9] Klee, A. J., and R. E. Treybal, *ibid*, **2**, 444 (1956).
- [4.10] Johnson, A. I., and L. Braidia, Can. J. Chem. Eng., **35**, 165 (1957).
- [4.11] Harmathy, T. Z., A.I.Ch.E. J., **2**, 281 (1960).
- [4.12] Grace, J. R., T. Wairegi, and T. H. Nguyen, Trans. Inst. Chem. Eng., **54**, 167, (1976).
- [4.13] Marrucci, G. , G. Apuzzo, and G. Astarita, A.I.Ch.E. J., **16**, 538 (1970).
- [4.14] Ishii, M., and N. Zuber, *ibid*, **25**, 843 (1979).

5 A FORMAÇÃO DE GOTAS EM UM ORIFÍCIO

5.1 INTRODUÇÃO

O mecanismo de formação de gotas pela injeção de um fluido, com vazão constante, através de um orifício em um meio contínuo ocupado por um outro fluido, imiscível, tem sido objeto de estudo desde o início do século.

Para baixa velocidade de injeção, a formação de gotas ocorre próxima ao orifício. Ao incrementar-se lentamente a vazão, haverá um momento em que ocorre o surgimento de um jato cilíndrico, que desintegrar-se-á em gotas na sua extremidade. São, tipicamente, os regimes de formação de gotas a baixa ("no orifício") e alta ("regime de jato") velocidades.

Diversos modelos e correlações foram desenvolvidos com o intuito de prever o volume das gotas, por ser uma informação básica para o projeto de operações de transferência de massa em torres de extração líquido-líquido. O conhecimento da velocidade onde ocorre a transição entre os dois regimes, no orifício ou jato, denominada de u_{jet} , é também essencial, visto que os mecanismos de formação, e conseqüentemente o volume das gotas, são completamente distintos.

Para o caso específico de amortecimento de poços, é desejável conhecer-se o volume médio das gotas formadas quando da injeção do fluido de amortecimento por sobre o petróleo contido no poço para: 1) estimar-se a velocidade terminal u_t e o regime de fluxo (vide capítulo 4) que uma gota típica presente na dispersão alcançaria se estivesse em queda livre num meio contínuo idêntico, infinito (sem a influência das paredes do recipiente) e estático. 2) prever-se a velocidade relativa entre a população de gotas e o meio contínuo e 3) cálculo da vazão máxima de injeção da fase dispersa, determinando-se o ponto de inundação (vide capítulo 3).

5.2 FORMAÇÃO DE GOTAS A BAIXAS VAZÕES DE INJEÇÃO.

Harkins e Brown [5.1] (1919) realizaram diversos experimentos com sistemas bifásicos líquido-líquido. As gotas formavam-se através da injeção de um dos líquidos por um orifício, molhado pela fase contínua, constituída pelo outro líquido, a vazões extremamente baixas. O objetivo era determinar-se a tensão interfacial σ entre os dois líquidos.

No momento em que a gota se destaca do orifício, ter-se-á o equilíbrio de forças:

$$\sum F = F_g - F_\sigma = 0 \quad (5.1)$$

onde :

$$F_g = \Delta \rho * g * V \quad (\text{Força Gravitacional}) \quad (5.2)$$

$$F_\sigma = \pi * d_{or} * \sigma \quad (\text{Força Tensão Interfacial}) \quad (5.3)$$

e $\Delta \rho = |\rho_d - \rho_c|$, onde ρ_c é o peso específico da fase dispersa e ρ_c o da contínua, g a aceleração gravitacional ($980,0 \text{ cm} / \text{s}^2$) e V é o volume de líquido injetado através do orifício, de diâmetro d_{or} .

Com as equações (5.1), (5.2) e (5.3), ter-se-á que:

$$V = \pi * d_{or} * \sigma / \Delta \rho * g \quad (5.4)$$

Os autores constataram que o volume da gota V_{gt} que realmente se destaca do orifício é menor do que V por um fator Ψ , denominado posteriormente de fator de Harkins-Brown. Verificou-se que independe da natureza dos líquidos envolvidos e do material do qual o orifício é constituído, visto que este está molhado pela fase contínua. Assim, ter-se-á:

$$V_{gt} = V * \Psi \quad (5.5)$$

A análise desenvolvida pelos autores resultou em uma tabela com valores de $(d_{or} / V_{gt}^{1/3}) * \Psi$, calculados a intervalos constantes, que foi revisada por Lando e Oakley [5.2] (1967), e ainda hoje utilizada para o cálculo da Tensão Interfacial σ .

A metodologia requer a medição experimental de V_{gt} . Com esse valor e d_{or} , obtém-se Ψ . A tensão interfacial σ é calculada pela equação (5.4).

Entretanto, em todos os processos de formação de gotas, o efeito da velocidade com que injeta-se o fluido pelo orifício é significante. Descreve-se à seguir a modelagem atualmente mais aceita do fenômeno.

Diversos autores estudaram a influência da velocidade, todos aplicando o balanço de Forças / Momentum, e é consenso geral, por observações experimentais, que o processo ocorre em dois estágios.

No primeiro estágio tem-se o crescimento da gota. Considera-se o crescimento até que ocorra o equilíbrio entre as forças que tendem a liberar a gota (força gravitacional F_g e força cinética F_k) e as que a mantêm presa ao orifício (força tensão superficial F_σ e força de arraste F_D), ou seja:

$$\sum F_{eq} = F_g + F_k - F_\sigma - F_D = 0 \quad (5.6)$$

sendo que o subscripto " eq " significa equilíbrio, e a força cinética F_k é dada por:

$$F_k = \rho_d * u_{orz}^2 * A_{or} \quad (5.7)$$

onde a área do orifício é A_{or} , e u_{orz} é a velocidade axial local no orifício, que é igual à velocidade axial média no orifício $u_{orz} = Q_{or} / A_{or}$ (Q_{or} = vazão média no orifício) para perfil plano de velocidade e $u_{orz} = 2 * u_{or} * [1 - (r_z / r_{or})^2]$, considerando-se perfil parabólico de velocidade, r_{or} é o raio do orifício, e a força de arraste F_D é:

$$F_D = \pi * d_{gt}^2 * u_{gt}^2 * \rho_c * C_{Dgt} / 8 \quad (5.8)$$

sendo u_{gt} a velocidade da gota e C_{Dgt} o coeficiente de arraste da gota.

No segundo estágio ocorre o destacamento da gota. Nesta etapa, o "pescoço" da gota diminui de d_{or} até zero, quando ocorre a sua liberação. Durante esse período, denominado de "releasing" (subscripto "rl"), é verificado experimentalmente que um certo volume da fase dispersa ainda estará entrando na gota, que estará acelerando, visto que $\sum F_{rl} > 0$. Assim:

$$\sum F_{rl} = \frac{d(m_{gt} * u_{gtrl})}{dt} = \rho_d * (V_{gtrl} * \frac{\partial u_{gtrl}}{\partial t} + u_{gtrl} * \frac{\partial V_{gtrl}}{\partial t}) \quad (5.9)$$

Observa-se ainda que a gota se destacará com uma velocidade u_{gt} diferente de u_{orx} , podendo ser maior ou menor que esta, o que dependerá fortemente da vazão, da tensão interfacial σ e de μ_c , a viscosidade da fase contínua. Na equação (5.9), $m_{gt} = V_{gt} * \rho_d$ = massa da gota.

A figura 5.1 ilustra todo o processo de formação de uma gota a baixa velocidade. O subscripto "for" significa formação.

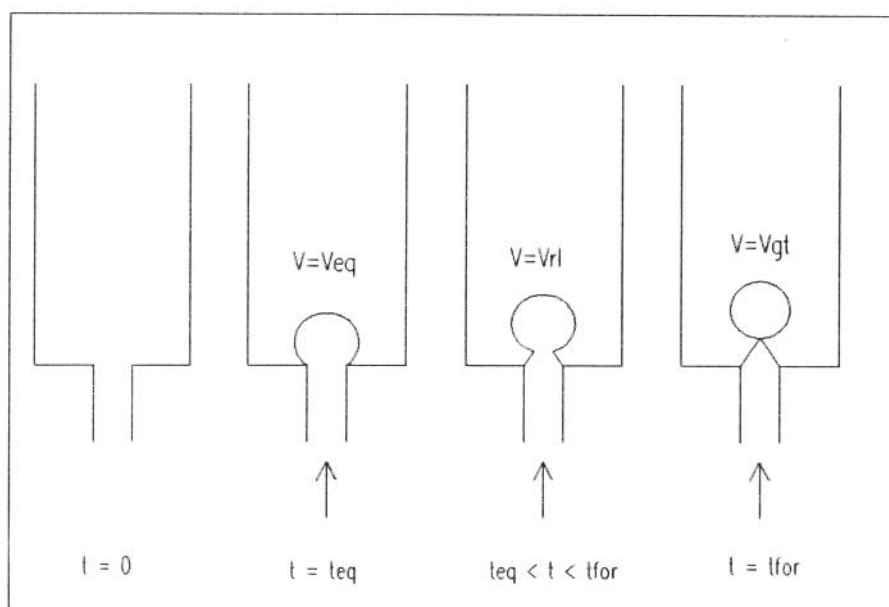


Figura 5.1-Processo de formação de uma gota à baixa velocidade de injeção.

A seguir apresenta-se um resumo dos principais trabalhos publicados, bem como comentários e críticas encontrados na literatura para as correlações e modelos propostos.

5.3 CORRELAÇÕES PARA A DETERMINAÇÃO DO VOLUME DE UMA GOTA À BAIXA VELOCIDADE DE INJEÇÃO ATRAVÉS DE UM ORIFÍCIO.

- Sheele e Meister [5.3] (1968) apresentaram uma correlação semi-empírica para a previsão do volume de gotas criadas pela injeção de um líquido em vazão baixa e constante, através de um orifício, em um meio contínuo ocupado por um outro líquido em repouso, ambos Newtonianos.

Quinze sistemas líquido-líquido foram estudados, cobrindo uma ampla faixa de peso específico ($0,683$ a $0,986 \text{ g/cm}^3$ para a fase dispersa e de $0,990$ a $1,254 \text{ g/cm}^3$ para a contínua), de viscosidade ($0,393$ a 121 cP para a fase dispersa e $0,958$ a 515 cP para a contínua), de tensão interfacial ($1,79$ a $45,4 \text{ dyna/cm}$) e d_{or} ($0,0813$ a $0,688 \text{ cm}$).

Aplicaram a Lei de Stokes para o cálculo da força de arraste F_D . Assumindo-se um perfil parabólico de velocidade no orifício, propuseram então que:

$$V_{gt} = \Psi * \left[\frac{\pi * \sigma * d_{or}}{g * \Delta \rho} + \frac{20 * \mu_c * Q_{or} * d_{or}}{d_{gt}^2 * g * \Delta \rho} - \frac{4 * \rho_d * Q_{or} * u_{or}}{3 * g * \Delta \rho} + 4,5 * \left(\frac{Q_{or}^2 * d_{or}^2 * \rho_d * \sigma}{(g * \Delta \rho)^2} \right)^{1/3} \right] \quad (5.10)$$

Para perfil plano de velocidade, a constante "4/3" do termo cinético na equação (5.10) deve ser substituída por "1" (unidade).

Os autores apresentaram nesse trabalho uma curva $\Psi \times d_{or} * (\Psi / V_{gt})^{1/3}$, que pode ser aproximada (Mori [5.4]), para $d_{or} * (\Psi / V_{gt})^{1/3} \leq 1,4$, por:

$$\Psi = 0,6 + 0,4 * \left[1 - \frac{d_{or}}{1,4} * \left(\frac{\Psi}{V_{gt}} \right)^{1/3} \right]^{2,2} \quad (5.11)$$

Segundo Clift et al. [5.5], a equação (5.10) representa o melhor compromisso entre a precisão e a simplicidade para o cálculo do volume de gotas a baixas vazões, principalmente para sistemas com baixas viscosidades.

A velocidade u_{or} para a qual ocorre a mudança de regime de formação de gotas a baixas vazões para o regime de jato (u_{jet}) é:

$$u_{jet} = 1,73 * \left[\frac{\sigma}{\rho_d * d_{or}} * \left(1 - \frac{d_{or}}{d_{gt}} \right) \right]^{1/2} \quad (5.12)$$

Nesta equação d_{gt} é o diâmetro da gota que se formaria no orifício com a velocidade u_{jet} , calculado pela equação (5.10), caso não ocorresse a mudança de regime. Para perfis planos de velocidade, a constante "1,73" deve ser substituída por "2" na equação (5.12).

Rearranjando-se a equação (5.12), para perfis planos de velocidade :

$$1 / We_{or} - 1 / We_{gt} = 0,25 \quad (5.13)$$

onde:

$We_{or} = \rho_d * d_{or} * u_{jet}^2 / \sigma$ e $We_{gt} = \rho_d * d_{gt} * u_{jet}^2 / \sigma$ são o Número de Weber ($We = F_k / F_\sigma$) do orifício e da gota respectivamente, para $u_{or} = u_{jet}$.

• Narayanan et al. [5.6] (1970) propuseram, para os intervalos de $\Delta \rho / \rho_c$ (0,11 a 0,32), Re_{orm} (50 a 795), We_{orm} (0,001 a 7,5), Fr_{orm} (0,001 a 1,95), d_{or} (0,1 a 0,75 cm) e μ_c menor que 150 cP, a seguinte correlação empírica baseada nas experiências de Hayworth e Treybal [5.7], Rao et al. [5.8] e Scheele e Meister [5.4]:

$$\frac{d_{gt}}{d_{or}} = 6,203 * \left(\frac{\Delta \rho}{\rho_c}\right)^{0,096} * Re_{orm}^{-0,056} * We_{orm}^{-0,222} * Fr_{orm}^{0,270} \quad (5.14)$$

onde:

$Re_{orm} = d_{or} * u_{or} * \rho_c / \mu_c$, $We_{orm} = d_{or} * u_{or}^2 * \rho_c / \sigma$, e $Fr_{orm} = u_{or}^2 / (g * d_{or})$ são, respectivamente, os números modificados de Reynolds, Weber e Froude para um orifício.

Segundo os autores, a equação (5.14) aproxima os valores experimentais encontrados na literatura com precisão de $\pm 10\%$.

• de Chazal e Ryan [5.9] (1971) utilizaram água como meio contínuo e quatro diferentes líquidos orgânicos como fase dispersa, com d_{or} variando de 0,226 a 0,406cm, obtendo a seguinte correlação:

$$V_{gt} = \frac{\pi * d_{or} * \sigma}{\Delta \rho * g} * \left[\Psi + 1,648 * \frac{\Delta \rho * g * d_{or} * V_{gt}^{1/3} * u_{or}}{2 * \sigma * u_t} - 0,857 * \frac{d_{or} * \rho_d * u_{or}^2}{2 * \sigma} * (1 - \beta) \right] \quad (5.15)$$

onde u_t é a velocidade terminal, proposta por Hu e Kintner [5.10], a constante $\beta = 0$ (nula) para a região de formação de gotas a baixa vazão e:

$$\beta = 0,143 * \sqrt{\Delta \rho * g * d_{or}^2 / \sigma} \quad \text{para a região de jato.}$$

A transição ocorre quando :

$$u_{or} = u_{jet} = \sqrt{\frac{2 * \sigma}{\rho_d * d_{or}}} * \left[1,07 - 0,75 * \left(\frac{\Delta \rho * g * d_{or}^2}{4 * \sigma}\right)^{1/2} \right] \quad (5.16)$$

- Horvath et al. [5.11] (1978) criticaram a correlação de de Chazal e Ryan [5.9], pois a equação (5.15) fornece resultados negativos de V_{gt} para valores próximos a u_{jet} . Utilizaram com sucesso o critério de Scheele e Meister para u_{jet} .
- Marschall e Walters [5.12] (1989) verificaram em suas experiências que nenhuma correlação apresentada na literatura prevê corretamente o V_{gt} , pois ocorrem oscilações neste valor, não sendo uma função suave de u_{or} . No entanto, destacaram que a equação (5.15), proposta por de Chazal e Ryan [5.9], é a que mais se aproxima do valor observado de V_{gt} .
- Heertjes et al. [5.13] (1971) apresentaram um trabalho baseado no balanço de forças em todos os estágios de formação da gota. Consideraram que a aceleração da gota é constante e propõem uma solução analítica. É possível, numericamente, o cálculo sem essa simplificação. No entanto, é necessária a determinação experimental da velocidade da gota no instante da sua liberação do orifício em ambos os casos, o que torna o método pouco atraente.
- Ruff et al [5.14] (1976) propuseram a seguinte expressão para o cálculo de u_{jet} :

$$u_{jet} = [2 * \sigma / (\rho_d * d_{or})]^{1/2} \quad (5.17)$$

ou seja:

$$We_{orjet} = 2 \quad (5.18)$$

5.4 A FORMAÇÃO DE GOTAS NO REGIME DE JATO

Viu-se que, para valores da velocidade de injeção variando de u_{or} até u_{jet} , as gotas formar-se-ão próximas ao orifício. Para velocidades de injeção maiores, quebrar-se-ão pela desintegração da extremidade de um jato cilíndrico. De acordo com Clift et al. [5.5], o comprimento do jato L_{jet} aumenta com o acréscimo de u_{or} até um valor limite, denominado $u_{m\acute{a}x}$. A quebra do jato ocorre pela amplificação de perturbações axissimétricas em sua superfície (instabilidade de Rayleigh). A partir deste valor, L_{jet} decresce novamente, sendo que a desintegração agora é devida principalmente aos distúrbios assimétricos. Aumentando-se ainda mais u_{or} , atingir-se-á um valor u_{at} , a partir do qual o jato de líquido fragmenta-se no ou muito próximo do orifício, caracterizando a atomização. A figura 5.2 ilustra tais transições.

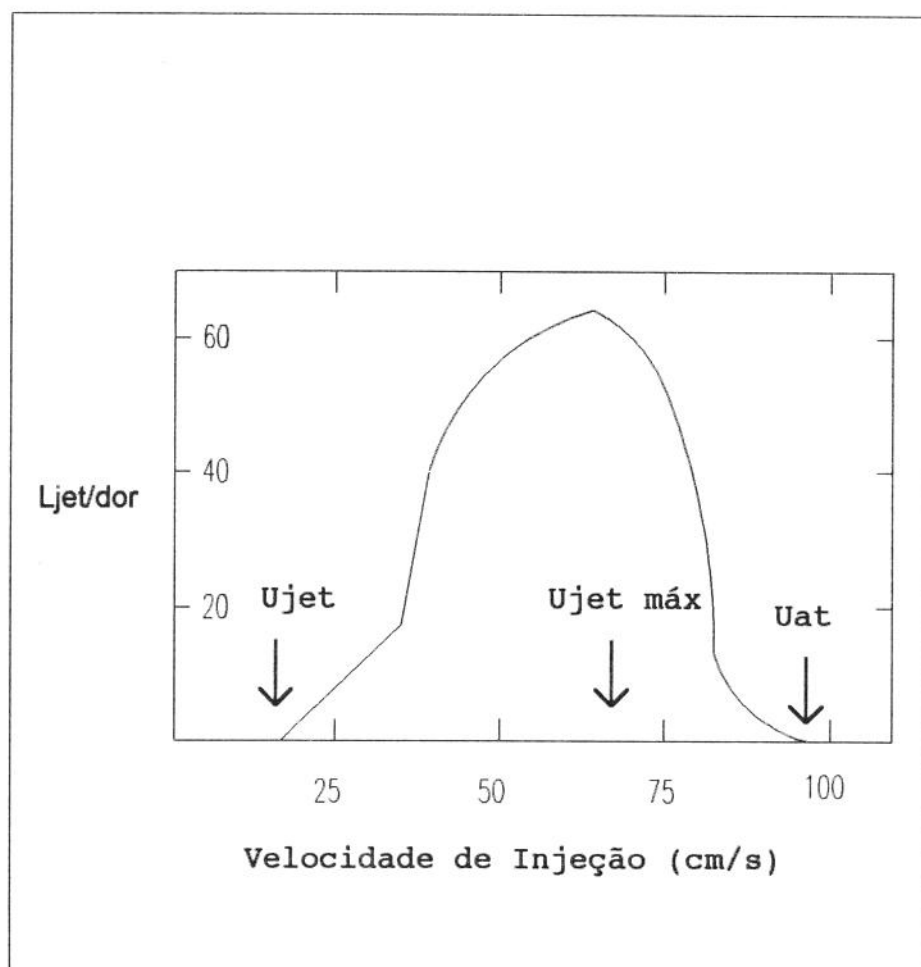


Figura 5.2- Desenvolvimento do comprimento do jato L_{jet} x velocidade de injeção. Resultados experimentais de Meister e Sheele[5.20], para injeção de heptano em água com $d_{or} = 0,16$ cm, $\mu_d = 0,393$ cP, $\rho_c = 0,683$ g/cm³, $\sigma=36,2$ dynas/cm.

- Christiansen e Hixson [5.15] (1957) apresentaram um estudo teórico da estabilidade de jatos baseados em trabalhos anteriores [5.16, 5.17, 5.18, 5.19] e num experimento onde dez líquidos orgânicos foram injetados por orifícios (0,0684 a 0,668 cm de diâmetro interno) em um meio contínuo estacionário imiscível (água). O interesse principal era a determinação da $u_{jetcrit}$, na região de jato, para a qual as gotas produzidas têm a maior área superficial (d_{gtcrit}). Analisaram a contração do jato e a influência da tensão interfacial no tamanho das gotas geradas. Observaram que para $d_{or} > l_s = \pi * (\sigma / g * \Delta \rho)^{1/2}$ (l_s é o "parâmetro de comprimento do sistema"), a curvatura da interface fases contínua-dispersa terá um ponto de inflexão para o interior do orifício.

- Treybal [5.21] (1963) propôs, baseando-se nos resultados de Christiansen e Hixson:

$$\frac{d_{g_{crit}}}{d_{or}} = \frac{2,07}{0,485 * Eo_{or} + 1}, \quad \text{para } Eo_{or} < 0,6 \quad (5.19)$$

$$\frac{d_{g_{crit}}}{d_{or}} = \frac{2,07}{1,51 * Eo_{or}^{1/2} + 0,12}, \quad \text{para } Eo_{or} > 0,6 \quad (5.20)$$

onde:

$Eo_{or} = g * \Delta \rho * d_{or}^2 / \sigma$ é o Número de Eötvös para um orifício, e:

$$u_{jet_{crit}} = 0,90 * \left(\frac{d_{g_{crit}}}{d_{or}} \right)^2 * \left(\frac{\sigma}{d_{g_{crit}} * (0,5137 * \rho_d + 0,4719 * \rho_c)} \right)^{1/2} \quad (5.21)$$

- Meister e Sheele [5.20, 5.22] (1967, 1969) utilizaram a teoria da estabilidade para prever o L_{jet} e o tamanho das gotas formadas pela desintegração de um jato laminar de um líquido injetado através de um orifício em um meio constituído por outro líquido, imiscível, ambos Newtonianos. Assumiram para tal que os distúrbios propagam-se com a mesma velocidade da interface do jato. Verificaram que dois tamanhos distintos de gotas se formam alternadamente para velocidades moderadas de injeção: a menor, devido a instabilidades axissimétricas; a maior, com aproximadamente o dobro do tamanho, por um mecanismo similar àquele proposto para a formação a baixa vazão, visto que quando a primeira gota se destaca da extremidade do jato, o comprimento do jato L_{jet} diminui e o balanço de forças domina o processo de liberação.

- Vedaiyan [5.23] (1969) propôs, para $u_{or} > u_{jet_{crit}}$, a seguinte correlação:

$$d_{gt} * \left(\frac{\Delta \rho * d_{or}}{\sigma} \right)^{1/2} = 1,592 * \left(\frac{u_{or}^2}{2 * g * d_{or}} \right)^{-0,0663} \quad (5.22)$$

- Hovarth et al. [5.11] (1978) estabeleceram uma correlação para a determinação do d_{gt} para $u_{or} > u_{jet}$, baseados em $u_{jet_{crit}}$ e $d_{g_{crit}}$, propostos por Treybal [5.20]:

$$\frac{d_{gt}}{d_{g_{crit}}} = \frac{u_{jet_{crit}}}{u_{or}} + 0,71 * \log_e \left(\frac{u_{or}}{u_{jet_{crit}}} \right) \quad (5.23)$$

- Ruff [5.24] (1978) sugeriu que $u_{jetcrit} \approx 2 * u_{jet}$ (equação (5.17)). Assim:

$$u_{jetcrit} = \left(\frac{8 * \sigma}{\rho_d * d_{or}} \right)^{1/2} \quad (5.24)$$

logo:

$$We_{jetcrit} = \sqrt{8} \quad (5.25)$$

- Elhag e Edge [5.25] (1990) analisaram a desintegração de um jato de clorobenzeno em água, identificando quatro mecanismos distintos de formação de gotas, relacionados com a velocidade de injeção, denominados de : baixa, moderada, intermediária e alta. Concluem, por observação visual, que os modelos encontrados na literatura prevêm adequadamente o volume das menores gotas encontradas em uma dispersão, sendo que o volume da maioria das gotas estará numa faixa de uma a duas vezes este valor.

5.5 SUMÁRIO

A previsão do tamanho de gotas, seja no regime de formação a baixa vazão ou no de jato, é ainda objeto de discussão. Vários modelos são propostos na literatura, mas não existe nenhuma correlação que possa ser recomendada sem restrições: é necessária uma análise detalhada das considerações adotadas pelos autores, bem como a verificação das propriedades físicas dos líquidos envolvidos e os diâmetros dos orifícios utilizados, evitando-se extrapolações.

Para o caso específico das operações de amortecimento de poços de petróleo, os diâmetros dos orifícios pelos quais o fluido de amortecimento é injetado são, via de regra, maiores do que os dos orifícios utilizados nos experimentos relatados. Sugere-se que as informações contidas neste capítulo sejam utilizadas qualitativamente, analisando-se a influência das características físicas dos fluidos do sistema bifásico no fenômeno de segregação gravitacional. Nos capítulos 7 e 8 ver-se-á, baseado nos dados experimentais, que tal análise qualitativa é de extrema importância para o correto projeto de uma operação de amortecimento.

5.6 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS PARA O CAPÍTULO 5

- [5.1] Harkins, W. D., and F. E. Brown, *J. Am. Chem. Soc.*, **41**, 499 (1919).
- [5.2] Lando, J. L., and H. T. Oakley, *J. Col. Int. Sci.*, **25**, 526 (1967).
- [5.3] Scheele, G. F., and B. J. Meister, *A.I.Ch.E. J.*, **14**, 9 e 14 (1968).
- [5.4] Mori, Y. H., *ibid*, **36**, 1272 (1990).
- [5.5] Clift, R., J. R. Grace, and M. E. Weber, "Bubbles, Drops, and Particles ", Academic Press, Inc., London (1978).
- [5.6] Narayanan, S., A. Basu, N. K. Roy, *Chem. Engng. Sci.*, **25**, 1950 (1970).
- [5.7] Hayworth, C. B., and R. E. Treybal, *Ind. Engng.*, **42**, 1174 (1950).
- [5.8] Rao, E. V. L. N., R. Kumar, and N. R. Kuloor, *Chem. Engng. Sci.*, **21**, 561 (1966).
- [5.9] de Chazal, L. E. M., and J. T. Ryan, *A.I.Ch.E. J.*, **17**, 1226 (1971).
- [5.10] Hu. S., and R. C. Kintner, *ibid*, **1**, 42 (1955).
- [5.11] Horvath, M., L. Steiner, and S. Hartland, *Can. J. Chem. Engng.*, **56**, 9 (1978).
- [5.12] Walters, T. W., and E. Marschall, *Experiments in Fluids*, **7**, 210 (1989).
- [5.13] Heertjes, P. M., L. H. de Nie, and H. J. de Vries, *Chem. Engng. Sci.*, **26**, 441 e 451 (1971).
- [5.14] Ruff, K., T. Pilhofer, and A. Mersmann, *Chem. Ing. Tech.*, **48**, 759 (1976).
- [5.15] Christiansen, R. M., and A. N. Hixson, *Ind. Eng. Chem.*, **49**, 1017 (1957).
- [5.16] Rayleigh, F. R. S., *Phil. Mag.*, **34**, 177 (1892).
- [5.17] Lamb, H., "Hydrodynamics ", 6. ed., Dover Publications, New York (1945).
- [5.18] Tomotika, S., *Proc. Royal Soc.*, **A150**, 322 (1935).
- [5.19] Weber, C., *Z. Angew. Math. Mech.*, **11**, 136 (1931).

- [5.20] Meister, B. J., and G. F. Scheele, A.I.Ch.E. J., **13**, 682 (1967).
- [5.21] Treybal, R. E., "Liquid Extraction ", McGraw-Hill, New York (1945).
- [5.22] Meister, B. J., and G. F. Scheele, A.I.Ch.E. J., **15**, 689 (1969).
- [5.23] Vedaiyan, S., PhD Thesis (University of Madras) (1969).
- [5.24] Ruff, K., Chem. Ing. Tech., **50**, 441 (1978).
- [5.25] Elhag, E. A., and Edge, R. M., I. Chem. E. Symposium Series, **119**, 1 (1990).

6 COEFICIENTE DE ARRASTE E VELOCIDADE RELATIVA ENTRE AS FASES PARA SISTEMAS PARTICULADOS

6.1 INTRODUÇÃO

Mostrou-se no Capítulo 3 baseando-se em experimentos e estudos teóricos de diversos autores que, em um meio fluido, infinito, a relação entre a velocidade relativa (u_{dc}) para sistemas particulados e a velocidade terminal de uma partícula isolada (u_t) é função única da fração volumétrica da fase dispersa ("hold-up"- α). Neste módulo apresentar-se-á a proposta de Ishii e Zuber [6.1] (1979), onde as leis que regem a força de arraste (F_D) em escoamentos bifásicos particulados são generalizadas em um único modelo. Elas fundamentam-se no conceito de viscosidade da mistura (μ_m) e na hipótese de similaridade entre o coeficiente de arraste de uma partícula isolada em um meio infinito ($C_{D\infty}$) e o de uma população de partículas (C_D) também em um meio infinito. Analisar-se-á ainda a influência da parede do recipiente na velocidade relativa (u_{dc}) e na distribuição espacial da fase dispersa no seio da fase contínua.

6.2 O MODELO GENERALIZADO DE ISHII E ZUBER [6.1]

Devido à existência do movimento relativo entre as fases em fluxos bifásicos, tais problemas podem ser formulados considerando-se as fases separadamente, com dois conjuntos de equações governando a conservação de massa, momentum e energia independentes, sendo necessária para o acoplamento a especificação de uma equação para a força de arraste interfacial (F_{Di}). Para regime permanente, sem influência de paredes (meio infinito), na ausência de transferência de massa entre as fases, considerando-se ainda que são iguais as pressões e tensões atuando nas fases contínua e dispersa, bem como na interface, as equações de momentum podem ser expressas como:

$$-\alpha * \frac{d(p_d)}{d(z)} + \alpha * \rho_d * g + M_{id} = 0 \quad (6.1)$$

$$-(1 - \alpha) * \frac{d(p_c)}{d(z)} + (1 - \alpha) * \rho_c * g + M_{ic} = 0 \quad (6.2)$$

onde g é a aceleração da gravidade, M_{ic} e M_{id} são as forças de arraste interfacial por unidade de volume, p_c e p_d as pressões e ρ_c e ρ_d os pesos específicos para as fases contínua (c) e dispersa (d) respectivamente. Observa-se que, assumidas tais simplificações, um sistema multiparticulado é essencialmente reduzido a um fluxo unidimensional (eixo "z", velocidades descendentes tomadas como positivas) dominado pela força gravitacional.

A conservação do momentum da mistura requer que:

$$M_{ic} + M_{id} = 0 \quad (6.3)$$

Negligenciando-se os efeitos da tensão interfacial (σ) sobre as pressões, ter-se-á:

$$p_c = p_d = p_m \quad (6.4)$$

onde p_m é a pressão média da mistura.

Com as equações (6.1) a (6.4):

$$\frac{d(p_m)}{d(z)} = \rho_m * g \quad (6.5)$$

sendo $\rho_m = (1 - \alpha) * \rho_c + \alpha * \rho_d$, o peso específico da mistura.

Para regime permanente, desprezando-se efeitos de rotação das partículas e troca de massa entre as fases, ter-se-á que:

$$M_{id} = F_D * \alpha / V_p \quad (6.6)$$

onde V_p é o volume unitário médio das partículas presentes na dispersão e $F_D = -C_D * \rho_c * u_{dc} * |u_{dc}| * A_p / 2$ é a força de arraste agindo sobre as partículas em regime de fluxo permanente. A área unitária média de cada partícula, projetada na direção perpendicular ao fluxo é A_p , u_{dc} é a velocidade relativa entre as fases e C_D é o coeficiente de arraste.

Com as equações. (6.1), (6.5) e (6.6) chega-se a:

$$u_{dc} * |u_{dc}| = \frac{4}{3} * \frac{d_p}{C_D * \rho_c} * (\rho_d - \rho_c) * g * (1 - \alpha) \quad (6.7)$$

sendo $d_p = 3 * V_p / (2 * A_p)$ o diâmetro médio das partículas.

Recorrendo-se ao conceito de $C_{D \infty}$, definido no capítulo 4:

$$C_{D \infty} = \frac{4}{3} * \frac{d_p}{u_t * |u_t| * \rho_c} * (\rho_d - \rho_c) * g \quad (6.8)$$

Das equações (6.7) e (6.8), tem-se que o coeficiente de arraste para uma partícula isolada e o de uma população de partículas em uma dispersão estão relacionados por:

$$C_{D \infty} = C_D * \left(\frac{u_{dc}}{u_t} \right)^2 * \frac{1}{1 - \alpha} \quad (6.9)$$

- Para o regime de fluxo viscoso (partículas não distorcidas):

$$C_{D \infty} = (24 / Re_{\infty}) * [1 + 0,1 * Re_{\infty}^{0,75}] \quad (6.10)$$

onde:

$$Re_{\infty} = d_p * u_t * \rho_c / \mu_c \quad (6.11)$$

e u_t a velocidade terminal de uma simples partícula dispersa em um meio infinito, contínuo e estático, e μ_c a viscosidade da fase contínua.

Os autores assumem que, para o regime viscoso, existe uma completa similaridade entre $C_{D \infty}$, baseado em Re_{∞} e C_D , baseado em $Re = d_p * u_t * \rho_c / \mu_m$, onde μ_m é a viscosidade da mistura, definida por Ishii [6.2] (1977) como:

$$\frac{\mu_m}{\mu_c} = \left(1 - \frac{\alpha}{\alpha_{máx}} \right)^{-2,5 * \alpha_{máx} * (\mu_d + 0,4 * \mu_c) / (\mu_d + \mu_c)} \quad (6.12)$$

Nesta equação $\alpha_{máx}$ é tomado como 0,62 para partículas sólidas e 1,00 para partículas fluidas. A velocidade u_{dc} resulta então em:

$$u_{dc} = u_t * (1 - \alpha) * \frac{\mu_c}{\mu_m} * \frac{(1 + 0,1 * Re_{\infty}^{0,75})}{(1 + 0,1 * Re^{0,75})} \quad (6.13)$$

Uma solução aproximada para u_{dc} foi proposta [6.2], considerando-se duas soluções assintóticas para $Re \Rightarrow \infty$ e $Re \Rightarrow 0$. Interpola-se, entre estes valores, com a

$$\text{função } f(\alpha) = (1 - \alpha)^{1/2} * \frac{\mu_c}{\mu_m}.$$

Recorrendo-se à definição de velocidade de deslizamento u_{dj} :

$$u_{dj} = u_d - j = (1 - \alpha) * u_{dc} \quad (6.14)$$

A equação (6.13) pode ser expressa como:

$$u_{dj} = u_t * (1 - \alpha)^{3/2} * f(\alpha) * \frac{(1 + 0,1 * Re^\infty^{0,75})}{\{1 + 0,1 * Re^\infty^{0,75} * [f(\alpha)^{6/7}]\}} \quad (6.15)$$

ou, ainda:

$$u_{dj} = u_t * (1 - \alpha) * [f(\alpha)]^2 * \frac{\mu_m}{\mu_c} * \frac{(1 + 0,1 * Re^\infty^{0,75})}{\{1 + 0,1 * Re^\infty^{0,75} * [f(\alpha)^{6/7}]\}} \quad (6.16)$$

As equações (6.15) ou (6.16) podem ser utilizadas, no regime viscoso, tanto para partículas sólidas quanto para fluidas. As diferenças principais são: 1) para sistemas compostos por partículas fluidas, as propriedades físicas de ambas as fases têm influência sobre o tamanho das partículas. 2) o $\alpha_{máx}$, utilizado no cálculo da viscosidade da mistura, μ_m , terem valores distintos.

A hipótese de similaridade proposta, segundo os autores, não está limitada ao regime viscoso, podendo ser aplicada ao regime de Newton (partículas sólidas) e ao de partículas distorcidas (gotas e bolhas), visto que foram utilizados na análise uma lei de força de arraste generalizada e o conceito de viscosidade de mistura.

- Regime de Newton - Partículas sólidas.

Admitindo-se que a transição do regime viscoso para o de Newton em um sistema composto por partículas sólidas ocorre para $Re = 1000$, semelhante à uma simples partícula, com $C_{D\infty}$ constante e igual a 0,45, ter-se-á, para o regime de Newton:

$$u_{d_j} = u_t * (1 - \alpha)^{3/2} * f(\alpha) * \frac{18,67}{\{1 + 17,67 * [f(\alpha)^{6/7}]\}} \quad (6.17)$$

Substituindo-se o valor de $C_{D_\infty} = 0,45$ na equação (6.8), ter-se-á:

$$u_t = 1,72 * \sqrt{g * d_p * \Delta \rho / \rho_c} \quad (6.18)$$

que é a velocidade terminal de uma partícula sólida no regime de Newton.

- Regime de partículas distorcidas.

O modelo de Ishii e Zuber [6.1], baseado no trabalho de Harmathy [6.3] (1960), apresentado também no capítulo 4, assume que, para partículas fluidas:

$$C_{D_\infty} = (24 / Re_\infty) * [1 + 0,1 * Re_\infty^{0,75}] \quad (N_\mu < K) \quad (6.19)$$

$$C_{D_\infty} = 2/3 * d_p * \sqrt{\Delta \rho * g / \sigma} = 2/3 * \sqrt{Eo} \quad (N_\mu \geq K) \quad (6.20)$$

onde:

$$K = 36 * \sqrt{2} * (1 + 0,1 * Re_\infty^{0,75}) / Re_\infty^2 \quad (6.21)$$

é o parâmetro que caracteriza a transição entre o regime de fluxo viscoso (partículas não distorcidas) para o de partículas distorcidas.

Logo, para o regime de partículas distorcidas, substituindo-se o valor de C_{D_∞} (equação (6.20)) na equação (6.8) ter-se-á:

$$u_t = \sqrt{2} * \sqrt[4]{\frac{g * \Delta \rho * \sigma}{\rho_c^2}} \quad (6.22)$$

que independe do diâmetro da partícula d_p e da viscosidade do meio contínuo μ_c . No entanto, o diâmetro d_p mínimo para que esta independência seja observada (equação (6.21)) está correlacionado com μ_c , visto que o número de viscosidade $N_\mu = \mu_c / (\rho_c * \sigma * \sqrt{\sigma / (g * \Delta \rho)})^{1/2}$ e $Re_\infty = d_p * u_t * \rho_c / \mu_c$ serem funções de μ_c .

O $C_{D \infty \text{ M}áx}$ para gotas, segundo a teoria, é igual à 4. A figura 6.1 representa a curva $C_{D \infty} \times Re \infty$, para diversos valores de Nu e também a reta limitante para o $C_{D \infty \text{ M}áx}$.

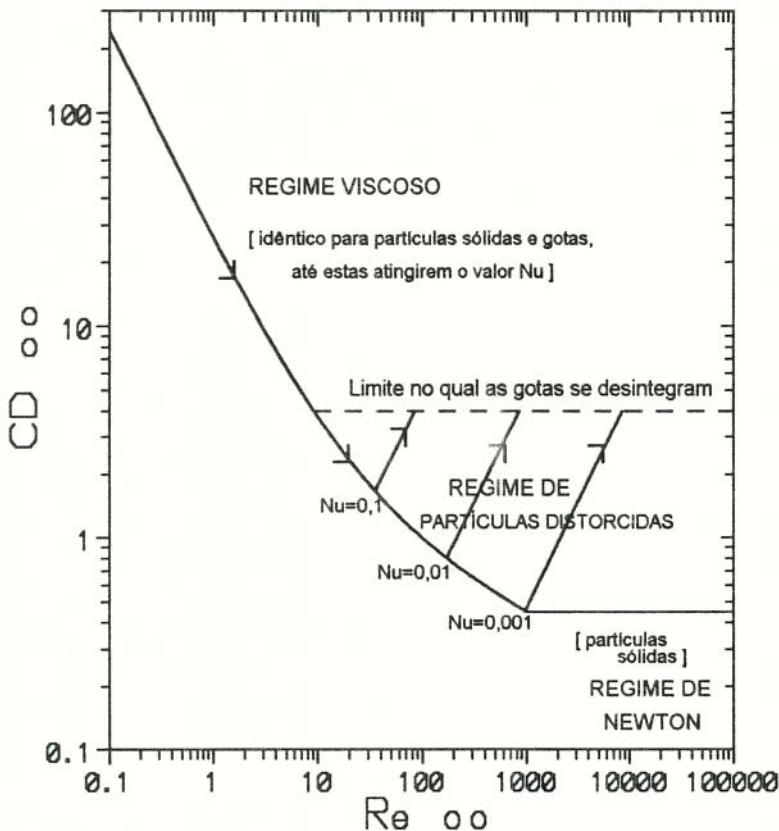


Figura 6.1-Gráfico comparativo de $C_{D \infty} \times Re \infty$ entre partículas sólidas e gotas.

Para o regime de partículas distorcidas, o coeficiente de arraste para uma única gota ou bolha é função apenas do diâmetro da partícula e das propriedades físicas das fases, e não da velocidade ou da viscosidade (equação 6.20). Logo, para uma partícula com um determinado diâmetro fixo, $C_{D \infty}$ é constante, semelhante ao que ocorre para uma partícula sólida no regime de Newton. Postula-se então que a equação (6.17) possa ser utilizada também para partículas fluidas, com o uso da u_t apropriada.

Substituindo-se o valor de $f(\alpha)$ na equação (6.17), os seguintes resultados simplificados são encontrados:

$$u_{d j} = u_t * (1 - \alpha)^n \quad (6.23)$$

onde:

$$n = 1,75 \quad \text{para } \mu_c \gg \mu_d$$

$$n = 2,00 \quad \text{para } \mu_c \approx \mu_d$$

$$n = 2,25 \quad \text{para } \mu_d \gg \mu_c$$

e u_1 é calculada pela equação (6.22) e:

$$C_D = C_{D\infty} * (1 - \alpha)^m \quad (6.24)$$

onde:

$$m = -0,5 \quad \text{para } \mu_c \gg \mu_d$$

$$m = -1,0 \quad \text{para } \mu_c \approx \mu_d$$

$$m = -1,5 \quad \text{para } \mu_d \gg \mu_c$$

e $C_{D\infty}$ é calculado pela equação (6.20).

6.3 CONSIDERAÇÕES SOBRE O MODELO GENERALIZADO DE ISHII E ZUBER.

A hipótese postulada por Ishii e Zuber [6.1] da utilização da equação (6.17) genericamente também para o regime de partículas distorcidas, implica em que o sistema bifásico tenha um número de viscosidade N_μ com valor em torno de 0,001, visto que o Re_∞ considerado para a transição entre o regime viscoso e o de Newton é 1000. Tal fato pode ser constatado no gráfico $C_{D\infty} \times Re_\infty$, ilustrado na figura 6.1.

Os valores dos expoentes "n" na equação (6.23) e de "m" na equação (6.24) foram determinados com esta linha de raciocínio. Apesar da equação (6.23) ter sido devidamente validada ao ser comparada com o banco de dados experimentais de diversos autores [6.1], sabe-se que o interesse principal dos autores era a segurança em reatores nucleares, sistemas bifásicos composto de água (fase contínua) e vapor d'água (fase dispersa), cujo valor característico de N_μ é próximo de 0,001.

No entanto, para os sistemas líquido-líquido que compõem a maioria dos casos práticos de amortecimento de poços, o valor de N_μ é consideravelmente maior do que 0,001, e a equação (6.23), com os expoentes "n" sugeridos [6.1] não correspondem à realidade.

Postula-se que tal expoente deva ser calculado individualmente para cada sistema líquido-líquido, para um meio contínuo infinito, conforme descrito à seguir:

1) Calcula-se o valor de $N_\mu = \mu_c / (\rho_c * \sigma * \sqrt{\sigma / (g * \Delta \rho)})^{1/2}$.

Para que seja observado o regime de partículas distorcidas para um sistema bifásico líquido-líquido em um meio infinito, $N_\mu < 0,926$.

2) Com o valor de N_μ e a equação (6.21), determina-se o valor de $Re_\infty \text{ mín.}$, que é o valor de Re_∞ na transição entre os regimes viscoso e o de partículas distorcidas.

3) Para este valor $Re_\infty \text{ mín.}$, existe a coincidência entre o C_{D_∞} para o regime viscoso e C_{D_∞} para o regime de partículas distorcidas. Logo:

$$C_{D_\infty} = (24 / Re_\infty \text{ mín.}) * [1 + 0,1 * Re_\infty \text{ mín.}^{0,75}]$$

4) Com este valor de C_{D_∞} e a equação (6.20), determina-se o valor mínimo do diâmetro da gota $d_{gt\text{mín.}}$ para que esta esteja no regime de partículas distorcidas. Note que este $d_{gt\text{mín.}}$ também poderá ser calculado por $Re_\infty \text{ mín.} = d_{gt\text{mín.}} * u_t * \rho_c / \mu_c$ com a velocidade terminal u_t obtida da equação (6.22), visto que o valor de C_{D_∞} calculado na transição é o mesmo, tanto utilizando-se a equação (6.19) (regime viscoso) quanto a equação (6.20) (regime de partículas distorcidas).

5) O valor máximo do número de Eötvös, segundo a proposição, é 36, acima do qual a gota se desintegraria em duas menores. Logo, calcula-se o diâmetro estável máximo de uma gota para o regime de partículas distorcidas, $d_{gt\text{máx.}}$, com a equação $d_{gt\text{máx.}} = 6 * \sqrt{\sigma / (g * \Delta \rho)}$.

Novamente com a velocidade terminal u_t obtida da equação (6.22), determina-se o valor de $Re_\infty \text{ máx.} = d_{gt\text{máx.}} * u_t * \rho_c / \mu_c$.

6) Calcula-se $\frac{\mu_m}{\mu_c} = (1 - \frac{\alpha}{\alpha_{máx}})^{-2,5 * \alpha_{máx} * (\mu_d + 0,4 * \mu_c) / (\mu_d + \mu_c)}$, e com este valor

determina-se $f(\alpha) = (1 - \alpha)^{1/2} * \frac{\mu_c}{\mu_m}$, para valores de α variando de 0,05 a 0,30, menores do que o "hold-up" no ponto de inundação α_f .

7) Ter-se-á então, com a equação (6.15):

$$u_{dj} = u_t * (1 - \alpha)^{3/2} * f(\alpha) * \frac{(1 + 0,1 * Re_{\infty \text{mín.}}^{0,75})}{\{1 + 0,1 * Re_{\infty \text{mín.}}^{0,75} * [f(\alpha)^{6/7}]\}} \quad (6.25)$$

8) Admitindo-se que o regime de fluxo seja o de partículas distorcidas, com as equações (6.23) e (6.25):

$$(1 - \alpha)^n = (1 - \alpha)^{3/2} * f(\alpha) * \frac{(1 + 0,1 * Re_{\infty \text{mín.}}^{0,75})}{\{1 + 0,1 * Re_{\infty \text{mín.}}^{0,75} * [f(\alpha)^{6/7}]\}} \quad (6.26)$$

9) Determina-se então o valor do expoente "n":

$$n = \log \left[(1 - \alpha)^{3/2} * f(\alpha) * \frac{(1 + 0,1 * Re_{\infty \text{mín.}}^{0,75})}{\{1 + 0,1 * Re_{\infty \text{mín.}}^{0,75} * [f(\alpha)^{6/7}]\}} \right] / \log(1 - \alpha)$$

para valores de α variando de 0,05 a 0,30, menores do que α_f , assumindo-se um valor médio para "n".

A tabela 6.1 abaixo mostra a variação do valor do expoente "n" em função do Número de Viscosidade N_μ e da relação μ_c / μ_d .

N_μ	$Re_{\infty \text{mín.}}$	$\mu_c \gg \mu_d$ $f(\alpha) = (1 - \alpha)^{1,50}$	$\mu_c \approx \mu_d$ $f(\alpha) = (1 - \alpha)^{2,25}$	$\mu_c \ll \mu_d$ $f(\alpha) = (1 - \alpha)^{3,00}$
0,001	966	n=1,75	n=2,00	n=2,25
0,01	171	n=1,96	n=2,21	n=2,48
0,1	34,4	n=2,28	n=2,70	n=3,14

Tabela 6.1 - Variação do valor do expoente "n" em função do Número de Viscosidade N_μ e da relação μ_c / μ_d .

6.4 A INFLUÊNCIA DAS PAREDES DO RECIPIENTE NA VELOCIDADE DE DESLIZAMENTO U_{dj} .

Considerando-se as mesmas simplificações adotadas no item 6.2, adicionando-se às equações de momentum (6.1) e (6.2) os termos M_{rd} e M_{rc} respectivamente,

representando as forças axiais associadas à tensão transversal que resulta da presença da parede do recipiente, para as fases dispersa e contínua, ter-se-á (Ishii [6.2]):

$$-\alpha * \frac{d(p_d)}{d(z)} + \alpha * \rho_d * g + M_{id} - \alpha * M_{rd} = 0 \quad (6.27)$$

$$-(1-\alpha) * \frac{d(p_c)}{d(z)} + (1-\alpha) * \rho_c * g + M_{ic} - (1-\alpha) * M_{rc} = 0 \quad (6.28)$$

$$M_{ic} + M_{id} = 0 \quad (6.29)$$

$$p_c = p_d = p_m \quad (6.30)$$

Com as equações (6.27) a (6.30):

$$\frac{d(p_m)}{d(z)} = \rho_m * g - M_{rm} \quad (6.31)$$

onde $M_{rm} = \alpha * M_{rd} + (1-\alpha) * M_{rc}$ é a força axial associada ao gradiente de tensão transversal da mistura, devido à presença das paredes do recipiente.

Com as equações (6.6), (6.27) e (6.31):

$$u_{dc} * |u_{dc}| = \frac{4}{3} * \frac{d_p}{C_D * \rho_c} * (\rho_d - \rho_c) * g * (1-\alpha) * \left[1 - \frac{M_{rd} - M_{rc}}{(\rho_d - \rho_c) * g} \right] \quad (6.32)$$

Com as equações (6.8) e (6.32):

$$C_{D\infty} = C_D * \left(\frac{u_{dc}}{u_t} \right)^2 * \frac{1}{(1-\alpha) * \left[1 - \frac{M_{rd} - M_{rc}}{(\rho_d - \rho_c) * g} \right]} \quad (6.33)$$

Com as equações (6.10), (6.12) e (6.33), para o regime de fluxo viscoso, assumindo-se a completa similaridade entre $C_{D\infty}$ e C_D ter-se-á:

$$u_{dc} = u_t * (1-\alpha) * \frac{\mu_c}{\mu_m} * \left[1 - \frac{(M_{rd} - M_{rc})}{(\rho_d - \rho_c) * g} \right] * \frac{(1 + 0,1 * Re_{\infty}^{0,75})}{(1 + 0,1 * Re^{0,75})} \quad (6.34)$$

Uma solução aproximada para u_{dc} foi proposta [6.2], considerando-se duas soluções assintóticas, para $Re \Rightarrow \infty$ e $Re \Rightarrow 0$, interpolando-se entre estes valores com

a função $f^*(\alpha) = \left\{ (1 - \alpha) * \left[1 - \frac{M_{rd} - M_{rc}}{(\rho_d - \rho_c) * g} \right] \right\}^{1/2} * \frac{\mu_c}{\mu_m}$. Recordando-se o conceito de velocidade de deslizamento $u_{dj} = u_d - j = (1 - \alpha) * u_{dc}$, a equação (6.34) pode ser expressa como:

$$u_{dj} = u_t * (1 - \alpha) * [f^*(\alpha)]^2 * \frac{\mu_m}{\mu_c} * \frac{(1 + 0,1 * Re^\infty^{0,75})}{\{1 + 0,1 * Re^\infty^{0,75} * [f^*(\alpha)]^{6/7}\}} \quad (6.35)$$

A equação (6.35) é similar à (6.16). Porém, a determinação de M_{rd} e M_{rc} é complexa.

Postula-se neste trabalho que $\| u_{dj}(\text{meio restrito}) = u_{dj}(\text{meio infinito}) * g(\alpha) \|$, sendo que a função $g(\alpha)$ deverá ser determinada experimentalmente. Tal consideração poderá ser aplicada para todos os regimes de fluxo, para partículas sólidas e fluidas, obedecendo-se os critérios estabelecidos nos itens 6.2 e 6.3.

6.5 A INFLUÊNCIA DAS PAREDES DO RECIPIENTE NA DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL DA FASE DISPERSA NO SEIO DA FASE CONTÍNUA

Determina-se a formulação unidimensional do modelo de deslizamento fazendo-se a média das propriedades na seção transversal, de área A, ao escoamento. Evidentemente, perde-se as informações relativas a esta direção transversal, mas em contrapartida, obtém-se um modelo simplificado, cujas variáveis podem ser determinadas experimentalmente, ou expressas por correlações empíricas, com alguma facilidade (Ishii [6.2]).

Para uma propriedade genérica G, define-se a média na seção transversal ao escoamento, representada por $\langle G \rangle$, como:

$$\langle G \rangle = \frac{1}{A} * \int_A G \, dA \quad (6.36)$$

A média da propriedade genérica $\langle G \rangle$, ponderada pela fração volumétrica da fase dispersa ("hold-up"- α), representada por $\langle\langle G \rangle\rangle$ é:

$$\langle\langle G \rangle\rangle = \frac{\langle \alpha * G \rangle}{\langle \alpha \rangle} \quad (6.37)$$

Para um meio infinito, sem a influência das paredes do recipiente, tem-se que:

$$G = \langle G \rangle = \langle\langle G \rangle\rangle \quad (6.38)$$

Ainda para um meio infinito, tem-se a seguinte relação cinemática:

$$u_{dj} = u_d - j = (1 - \alpha) * (u_d - u_c) \quad (6.39)$$

Para um meio restrito, define-se \bar{u}_{dj} , a velocidade de deslizamento média, como:

$$\bar{u}_{dj} = \langle\langle u_d \rangle\rangle - \langle j \rangle = (1 - \langle \alpha \rangle) * (\langle\langle u_d \rangle\rangle - \langle\langle u_c \rangle\rangle) \quad (6.40)$$

Das equações (6.37) e (6.40) tem-se que:

$$\bar{u}_{dj} = \frac{\langle \alpha * (j + u_{dj}) \rangle}{\langle \alpha \rangle} - \langle j \rangle = \langle\langle u_{dj} \rangle\rangle + (C_0 - 1) * \langle j \rangle \quad (6.41)$$

onde:

$$\langle\langle u_{dj} \rangle\rangle = \langle \alpha * u_{dj} \rangle / \langle \alpha \rangle \quad (6.42)$$

e

$$C_0 = \frac{\langle \alpha * j \rangle}{\langle \alpha \rangle * \langle j \rangle} \quad (6.43)$$

sendo que o fator C_0 é um parâmetro de distribuição. Fisicamente, a utilização do parâmetro de distribuição C_0 pode ser justificado pelo fato da fase dispersa ser transportada, localmente, com a velocidade de deslizamento $u_{dj} = u_d - j$, em relação ao fluxo volumétrico local j , e não com a velocidade de deslizamento média $\bar{u}_{dj} = \langle\langle u_d \rangle\rangle - \langle j \rangle$, em relação ao fluxo volumétrico médio $\langle j \rangle$.

Para o caso específico de amortecimento de poços, onde o deslocamento ascendente da fase contínua é causado pelo descendente da fase dispersa, considerando-se ambos os fluidos praticamente incompressíveis, ter-se-á que:

$$j = \langle j \rangle = 0 \quad (6.44)$$

Com as equações (6.41) e (6.44):

$$\bar{u}_{dj} = \langle\langle u_{dj} \rangle\rangle = \langle \alpha * u_{dj} \rangle / \langle \alpha \rangle = u_{dj} * h(\alpha) \quad (6.45)$$

onde $h(\alpha)$ é uma função de (α) , a ser determinada experimentalmente.

6.6 SUMÁRIO

Viu-se que, para o regime de partículas distorcidas, para um meio infinito, ter-se-á que:

$$u_{dj} = u_t * (1 - \alpha)^n \quad (6.46)$$

Para um meio restrito, devido à influência das paredes do recipiente em u_{dj} :

$$u_{dj}(\text{meio restrito}) = u_{dj}(\text{meio infinito}) * g(\alpha) \quad (6.47)$$

Com as equações (6.43) e (6.44):

$$u_{dj}(\text{meio restrito}) = u_t * (1 - \alpha)^n * g(\alpha) \quad (6.48)$$

Mas, a presença das paredes influi ainda na distribuição da fase dispersa e:

$$\bar{u}_{dj}(\text{meio restrito}) = u_{dj}(\text{meio restrito}) * h(\alpha) \quad (6.49)$$

Com as equações (6.48) e (6.49)::

$$\bar{u}_{dj}(\text{meio restrito}) = u_t * (1 - \alpha)^n * g(\alpha) * h(\alpha) \quad (6.50)$$

Da relação cinemática $j_{dc} = u_{dj} * \alpha$, onde j_{dc} é o fluxo de deslizamento, ter-se-á:

$$\bar{j}_{dc}(\text{meio restrito}) = \bar{u}_{dj}(\text{meio restrito}) * \langle \alpha \rangle \quad (6.51)$$

Com as equações (6.50) e (6.51):

$$\bar{j}_{dc}(\text{meio restrito}) = \langle \alpha \rangle * u_t * (1 - \alpha)^n * g(\alpha) * h(\alpha) \quad (6.52)$$

Introduzindo-se a função $F'(\alpha) = g(\alpha) * h(\alpha) * \langle \alpha \rangle$, ter-se-á:

$$\bar{j}_{dc} \text{ (meio restrito)} = u_t * (1 - \alpha)^n * F'(\alpha) \quad (6.53)$$

e $F(\alpha) = F'(\alpha) / \alpha$:

$$\bar{j}_{dc} \text{ (meio restrito)} = \alpha * u_t * (1 - \alpha)^n * F(\alpha) \quad (6.54)$$

onde $F(\alpha)$ é uma função de α , à ser determinada experimentalmente, que contempla todos os efeitos devidos à presença das paredes do recipiente.

É interessante destacar-se que, para o caso específico de operações de amortecimento de poços, $j = \langle j \rangle = 0$, $\bar{j}_{dc} = \bar{j}_d = \bar{Q}_d / A$, onde \bar{j}_d é a velocidade superficial média e \bar{Q}_d a vazão média de injeção da fase dispersa, e A a área da seção transversal do tubo de produção ou do revestimento do poço.

Com as hipóteses simplificadoras adotadas, torna-se possível a modelagem matemática de uma operação de amortecimento de poço.

6.5 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS PARA O CAPÍTULO 6

- [6.1] Ishii, M., and N. Zuber, A.I.Ch.E. J., **25**, 843 (1979).
- [6.2] Ishii, M., Argonne National Laboratory Report, ANL-77-47 (1977).
- [6.3] Hamarthy, T., Z., A.I.Ch.E. J., **6**, 281 (1960).

7 O APARATO EXPERIMENTAL - DESCRIÇÃO, PROCEDIMENTOS E PROPRIEDADES FÍSICAS DOS FLUIDOS.

7.1 DESCRIÇÃO DO APARATO EXPERIMENTAL.

O aparato experimental constitui-se, basicamente, de um modelo em escala 1:1 de uma coluna de produção de 3 1/2" acoplada a uma árvore de natal convencional (A.N.C.), conjunto amplamente utilizado em poços de petróleo terrestres e marítimos. Foi construído em acrílico transparente, com diâmetro interno de 76 mm e comprimento de 4.000 mm, permitindo-se a visualização do mecanismo de amortecimento de poços por segregação gravitacional. Na foto 7.1 tem-se uma visão geral do "lay out" e na figura 7.1 apresenta-se um esquema simplificado do aparato.



Foto 7.1 - Visão geral do aparato experimental.

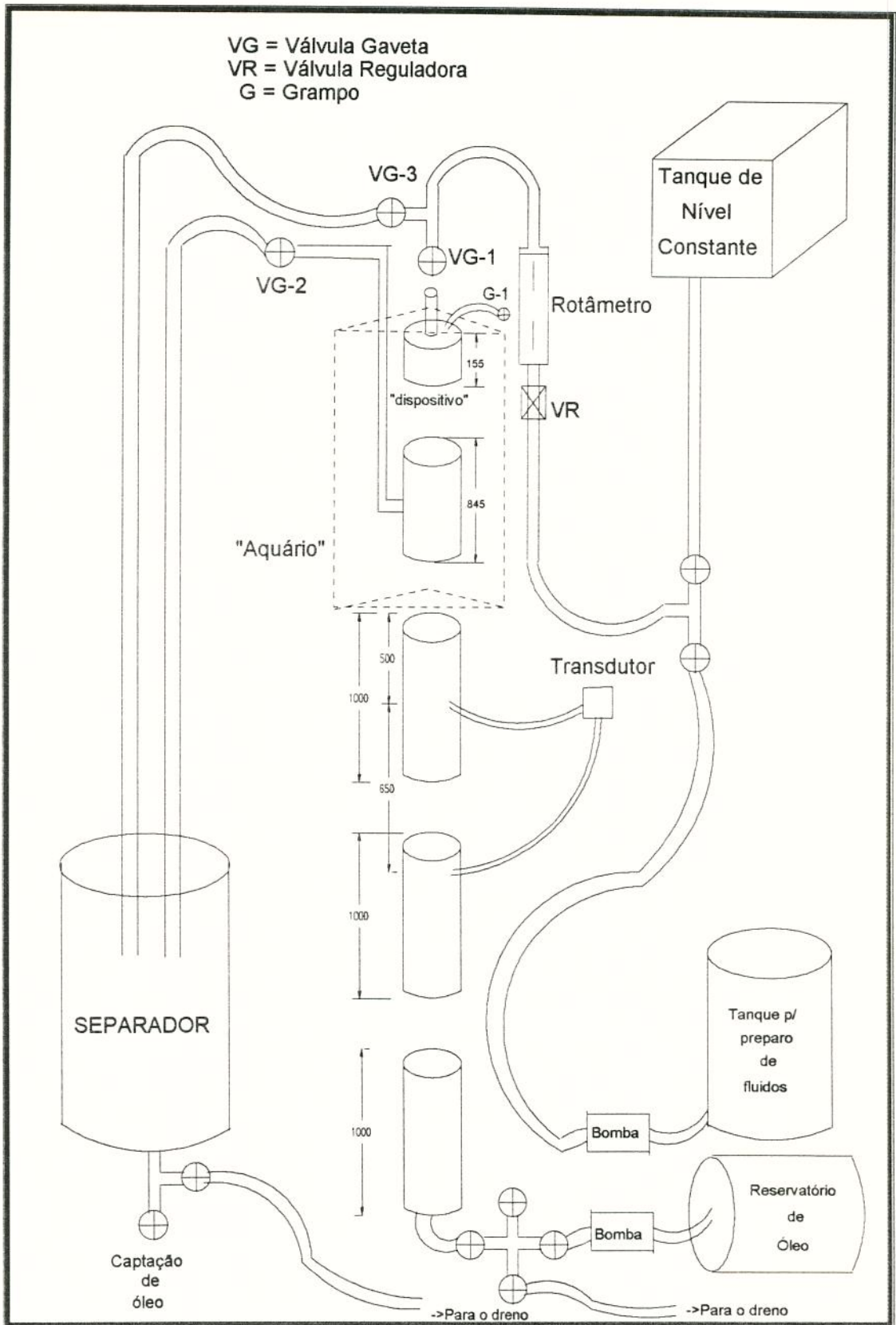


Figura 7.1 - Esquema simplificado do aparato experimental (medidas em mm).

Na foto 7.2 mostra-se o "aquário", cuja instalação permitiu a visualização, sem distorções, da fase dispersa. Observa-se ainda nesta foto o rotâmetro, o termômetro, e o indicador digital do transdutor de pressões "Validyne®". Vê-se ainda a linha de entrada do fluido de amortecimento (superior), e a linha de saída de óleo (lateral) alinhada para o separador estático, sendo ambas mangueiras transparentes, de 25,4 mm de diâmetro interno.

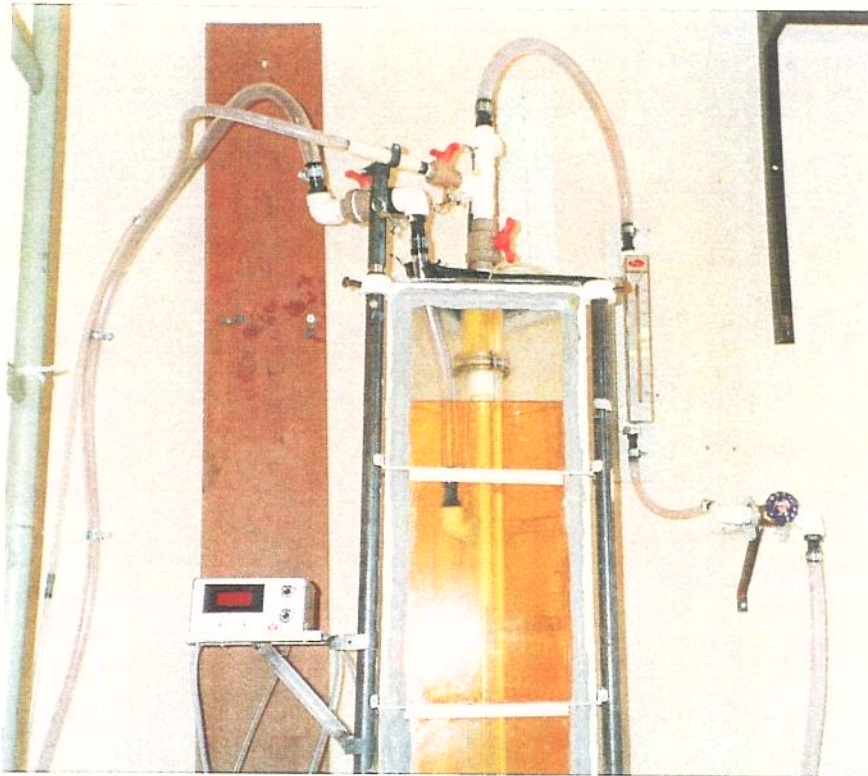


Foto 7.2 - "Aquário" (compensador ótico). Detalhe da linha de injeção de fluido de amortecimento e da linha lateral de saída de óleo.

Adaptou-se na linha de injeção um "T", com uma saída lateral (mangueira transparente de 12,7 mm de diâmetro interno, também alinhada para o separador) e um respiro (mangueira flexível de 6,35 mm de diâmetro interno) acima de um dispositivo

auxiliar, instalado no topo da coluna, possibilitando a retirada de todo o ar do sistema antes de iniciar-se cada sessão experimental.

Este dispositivo auxiliar constitui-se de um cilindro, em acrílico transparente, com o mesmo diâmetro interno da coluna e 155 mm de comprimento. Injetava-se o fluido através de um orifício, localizado no centro de uma flange conectada na parte superior do dispositivo, de 25,4 mm de diâmetro. Em sua parte inferior era possível instalar-se placas de acrílico com um ou vários orifícios. Utilizou-se quatro, a saber: uma com um orifício de 25,4 mm, outra com quatro de 12,7 mm, a terceira com dezesseis de 6,35 mm, as três configurações com a mesma área exposta ao fluxo, e a quarta uma placa especial, com um "stinger" adaptado em sua extremidade com diâmetro interno de 26,7 mm e comprimento de 440 mm (foto 7.3). Dentro deste dispositivo instalou-se um meio poroso (composto de esponjas), objetivando-se manter o fluido de amortecimento, mais pesado, acima do óleo até que fosse dado início a cada experimento.



Foto 7.3 - Dispositivo auxiliar com o "stinger" adaptado e placas de orifício.

Para a formação de gotas isoladas, com o objetivo de determinar-se a velocidade terminal, utilizou-se uma pipeta graduada, com um tubo de 10 mm de diâmetro interno adaptado à sua extremidade inferior (foto 7.4).

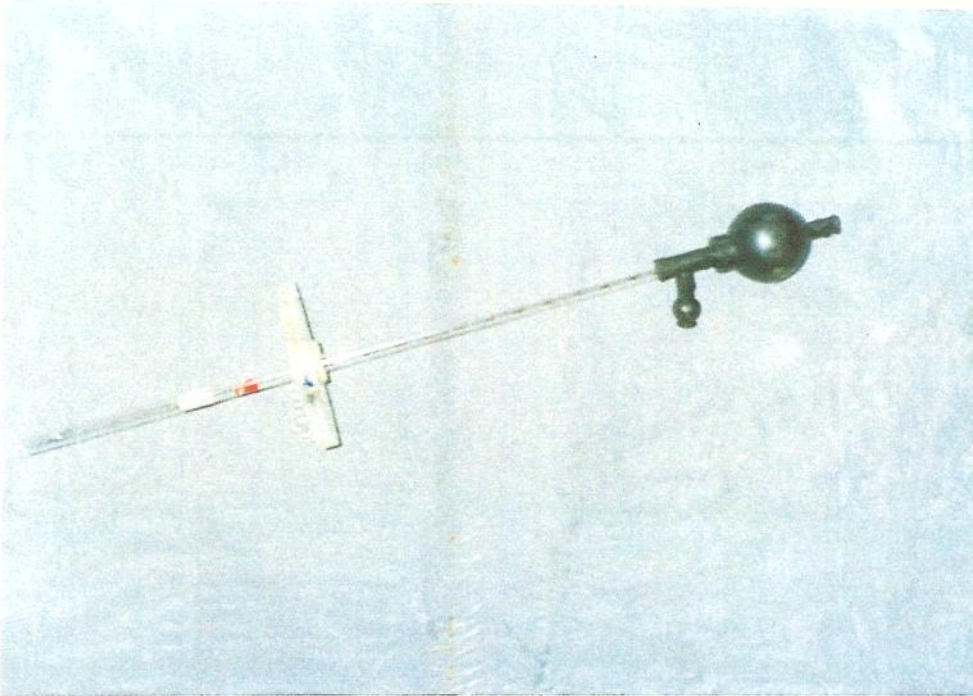


Foto 7.4 - Pipeta utilizada para a geração de gotas isoladas.

7.2 PROCEDIMENTO OPERACIONAL

Tomou-se as seguintes providências preliminares para a realização dos experimentos:

- Instalação e calibração de um medidor diferencial de pressões tipo "Validyne®" modelo DP15-20, s/n 84991. Utilizou-se o diafragma "3:30", cujo fundo de escala máximo é de 880 mm de coluna de água.

Utilizou-se para as ligações entre o medidor de pressão e a coluna mangueiras de 6,35 mm de diâmetro interno, conectando-se a tomada superior de pressão a 1.500 mm do topo do experimento e a tomada inferior 650 mm abaixo. Tomou-se como fluidos de calibração água filtrada e ar. Com a coluna vazia, fixou-se o valor de 130 (cento e trinta) no indicador digital do transdutor de pressões (modelo CD23),

correspondendo um valor 2 (dois) para cada 10 mm de coluna d'água, e para a coluna cheia de água filtrada este indicava 0 (zero).

Para a coluna cheia de óleo, lia-se um determinado valor no transdutor, específico para cada tipo de óleo utilizado. Considerava-se este valor como "hold-up" da fase dispersa $\alpha =$ zero. Para um "hold-up" α de 100 %, quando utilizava-se como a fase dispersa água filtrada, o indicador digital deveria marcar 0 (zero). Uma simples "regra de três" possibilitava então o cálculo do "hold-up" médio para cada experimento. No caso da fase dispersa ser uma das soluções salinas utilizadas, o "hold-up" α de 100 % equivalia a um valor negativo, encontrado quando preenchia-se a coluna com a solução salina.

- Calibração de um rotâmetro Dwyer, originariamente para ar, com água filtrada (peso específico de $1,01 \text{ g/cm}^3$). Mostra-se na figura 7.2 os valores encontrados.

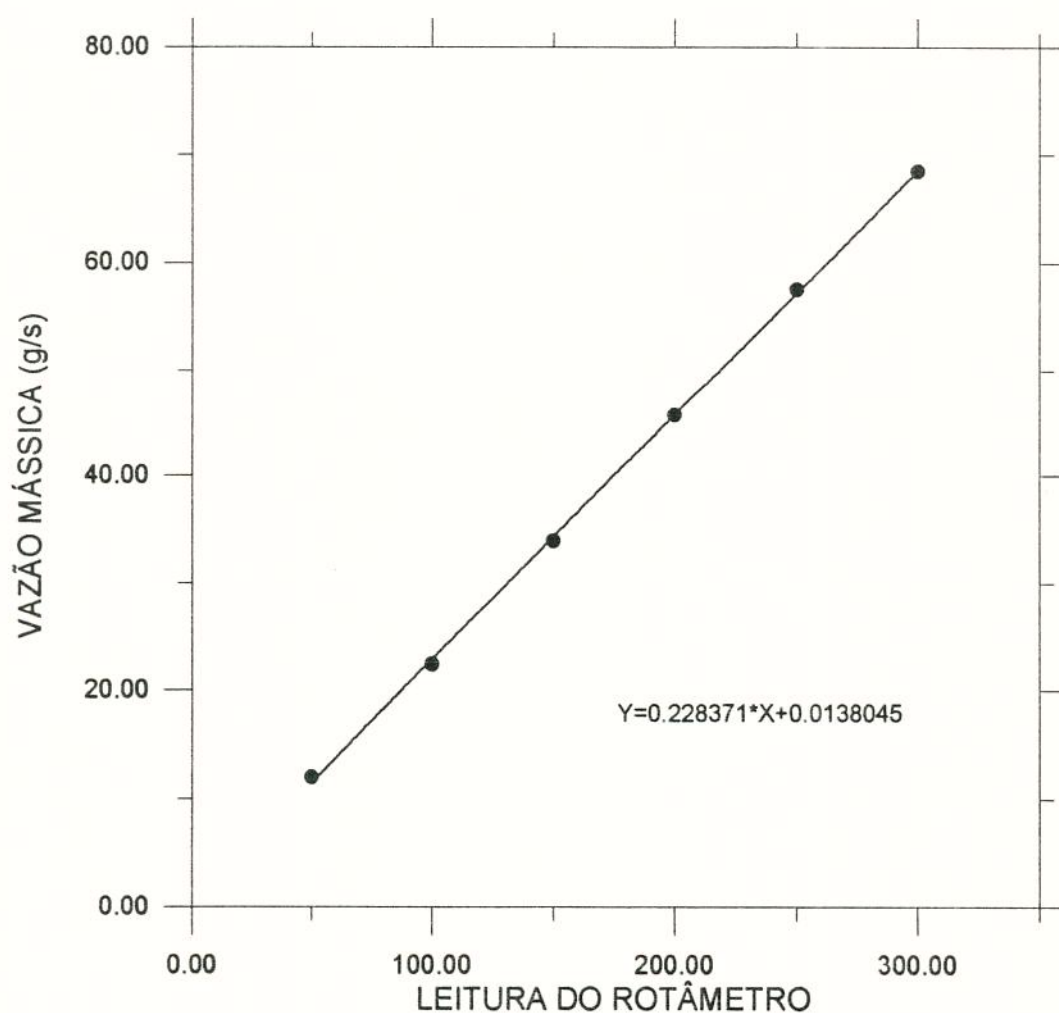


Figura 7.2 - Calibração do rotâmetro.

- Preenchimento da coluna com óleo (fase contínua), com uma bomba centrífuga, pela extremidade inferior da coluna. Neste instante, o dispositivo auxiliar ainda não estava instalado.
- Instalação da pipeta geradora de gotas isoladas.
- Posicionamento de uma máquina fotográfica Nikon - modelo F801, e de uma filmadora VHS Panasonic, focando a parte inferior do aquário.
- Geração de gotas do fluido de amortecimento para a determinação da velocidade terminal. Para tal, fotografou-se (múltiplas exposições - foto 7.5, apresentada na página seguinte) e filmou-se o movimento descendente das gotas geradas: através da marcação de três linhas espaçadas verticalmente de 150 mm, feitas no "aquário", determinava-se pelo vídeo a velocidade terminal, conferindo o valor encontrado com medições feitas diretamente na fotografia.
- Retirada da pipeta e instalação do dispositivo auxiliar, com as esponjas em seu interior saturadas com o fluido que constituir-se-ia na fase dispersa.
- Fechadas hermeticamente todas as saídas, menos a válvula da linha de saída do óleo para o separador (VG-2 - (figura 7.1)). Continuava-se o bombeio do óleo, até que este atingia o sifão da saída lateral. Parava-se o bombeio, fechando-se após a válvula .
- Com a válvula lateral do "T" da linha de injeção do fluido de amortecimento aberta (VG-3), retirava-se todo o ar da linha de injeção, preenchendo-a com o fluido, ou utilizando-se o tanque de nível constante, no caso do fluido de amortecimento ser água filtrada, ou uma bomba centrífuga, se fosse fluido aditivado, preparado preliminarmente em um recipiente apropriado. Fechava-se esta válvula.
- Abrindo-se a válvula principal da linha de injeção (VG-1) e com o auxílio do respiro instalado no topo do dispositivo auxiliar, retirava-se todo o ar ainda presente dentro do dispositivo, nos poros das esponjas, substituindo-o pelo fluido de amortecimento. Fechava-se a válvula e o grampo (G-1) do respiro.
- Abrindo-se novamente a válvula lateral do "T" (VG-3), fixava-se, através de uma válvula reguladora (VR) instalada antes do rotâmetro, a vazão desejada. Fechava-se a válvula do "T".
- Drenava-se todo o fluido do separador, fechando-o em seguida, estando então preparado para receber o óleo.

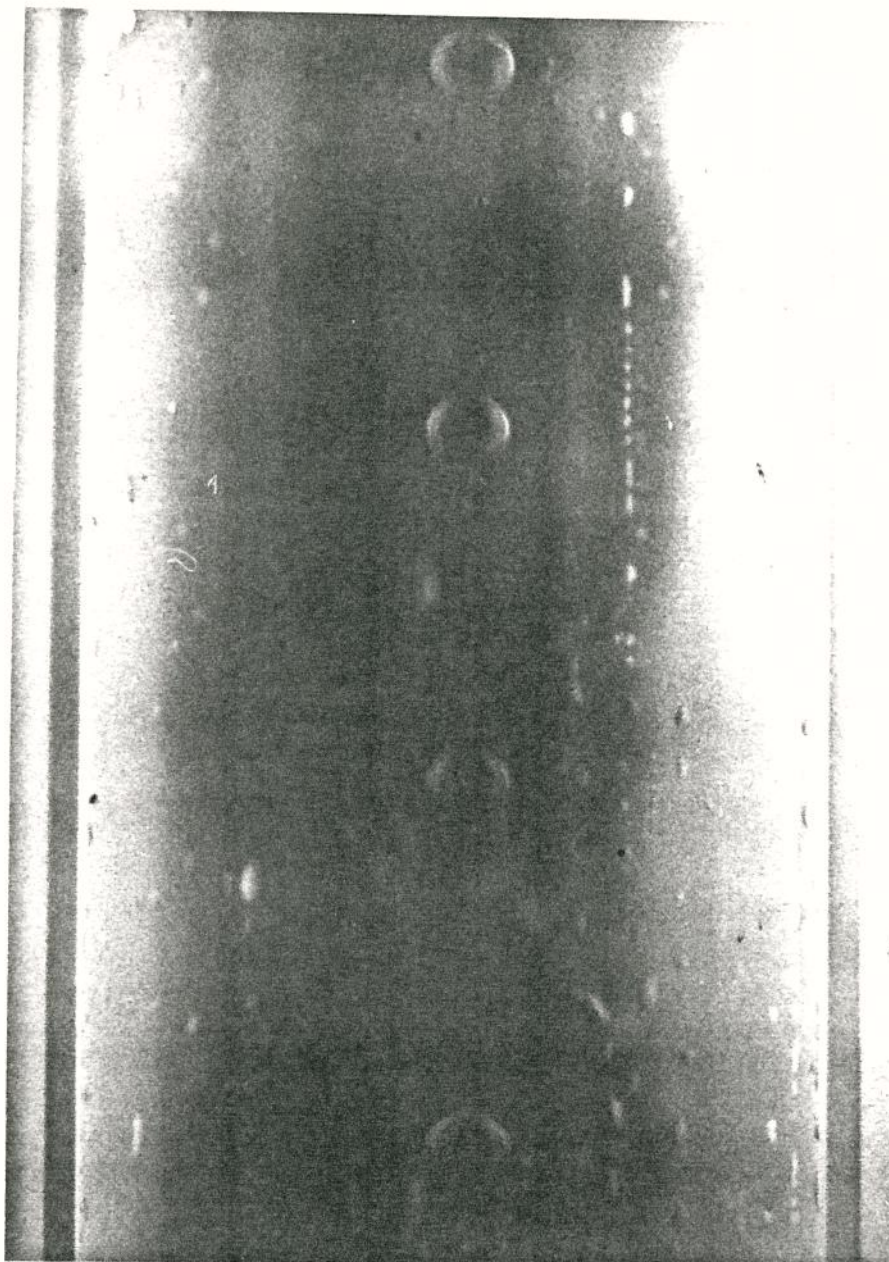


Foto 7.5 - Multiexposição de uma gota de água em movimento descendente num meio contínuo (óleo OB-9)

Para cada sistema bifásico, o experimento constituía-se então de:

- Abria-se a válvula da linha de entrada do fluido de amortecimento (VG-1) e a válvula lateral de saída do óleo (VG-2). Posicionava-se a filmadora de modo a focar o fenómeno da segregação gravitacional e também o indicador digital do transdutor de pressões, permitindo uma análise posterior dos valores indicados.
- Controlava-se a vazão da fase dispersa, mantendo-a constante durante toda a sessão.

- Anotava-se a temperatura.
- Dava-se por terminada cada sessão experimental quando observava-se um valor aproximadamente constante no indicador digital do transdutor de pressão, fechando-se então a válvula (VG-1) e, quando era o caso, desligando-se a bomba centrífuga utilizada para o bombeio do fluido aditivado.
- Recolhia-se o óleo no separador, rebombeando-o para a coluna. Repetia-se a sessão para uma vazão maior de injeção da fase dispersa.
- Até que se alcançasse o ponto de inundação, determinado visualmente pelo carreamento do fluido de amortecimento pela saída lateral em direção ao separador estático, repetia-se o experimento para este sistema bifásico.

Indica-se no anexo "A" todos os valores estabilizados registrados no indicador digital do transdutor de pressões, bem como os respectivos "hold-up".

7.3 PROPRIEDADES FÍSICAS DOS FLUIDOS.

Utilizou-se como a fase contínua três tipos de óleos lubrificantes básicos, Newtonianos, identificados como OB-9, OB-54 e OB-440, fornecidos pela Petrobrás-REDUC-Refinaria Duque de Caxias.

Como a fase dispersa, utilizou-se: água filtrada - (água), água filtrada + 0,2 % Vol./Vol. de Upetpan (preventor de emulsão) - (Upet), e três soluções salinas, identificadas por (NaCl -1, NaCl-2 e NaCl-3), também Newtonianos.

Estudou-se sete sistemas bifásicos, sendo coletadas amostras do óleo antes e após os experimentos para cada sistema, denotadas de "original", quando retirada diretamente do tambor, e "A", "B", ou "C", após os experimentos. São identificados abaixo da seguinte forma: amostra de óleo inicial / fase dispersa / amostra de óleo final, para efeito da determinação das propriedades físicas médias.

- 1- OB-9 (original) / água / OB-9A
- 2- OB-9 (original) / Upet / OB-9B
- 3- OB-9B / NaCl-1 / OB-9C
- 4- OB-54 (original) / água / OB-54A

- 5- OB-54A / NaCl-2 / OB-54B
- 6- OB-440 (original) / NaCl-3 / OB-440A
- 7- OB-440A / água / OB-440B

Determinou-se as seguintes propriedades físicas: peso específico, viscosidade, tensão superficial e tensão interfacial. A única propriedade física onde observou-se uma diferença significativa entre as diversas amostras ("original", "A", "B", ou "C") de um mesmo óleo foi a viscosidade. Considerar-se-á, para efeitos práticos, que as demais permaneceram constantes.

- Peso específico (g/cm^3) - Para a água filtrada e as soluções salinas, utilizou-se uma balança eletrônica CG-LIBROR-AEL-200, à temperatura ambiente (25°C). Para os óleos lubrificantes, utilizou-se um tubo em "U", usando como fluido de calibração a água filtrada, bem como o transdutor de pressões instalado no experimento para ratificar os valores.

Fluido	Peso Específico (g / cm^3)
água	1,01
Upet	1,01
NaCl-1	1,09
NaCl-2	1,11
NaCl-3	1,20
OB-9	0,86
OB-54	0,88
OB-440	0,91

Tabela 7.1 - Peso específico dos fluidos envolvidos nos experimentos.

- Viscosidade (cP) - Utilizou-se um viscosímetro Haake CV20, determinando a viscosidade das amostras de óleo lubrificante para uma faixa de temperatura de 10 °C a 40 °C. Apresenta-se a seguir as constantes "A" e "B" das equações para o cálculo da viscosidade em função da temperatura ($\mu (cP) = A * \exp^{-B * T (^{\circ}C)}$), válidas para a faixa de 15 °C a 35 °C. Considerou-se a temperatura média dos experimentos às diversas vazões para cada sistema bifásico, sendo a viscosidade calculada a esta temperatura, para as amostras inicial e final de óleo, utilizando-se a média aritmética nos cálculos.

Para a fase dispersa, considerou-se a viscosidade da água = 0,9 cP.

Amostra de Óleo	A	B
OB-9	41,17	0,04962
OB-9A	50,87	0,04237
OB-9B	56,22	0,04268
OB-9C	55,51	0,04308
OB-54	464,5	0,06171
OB-54A	478,7	0,05801
OB-54B	562,6	0,06051
OB-440	11.060,0	0,07978
OB-440A	12.220,0	0,08102
OB-440B	11.040,0	0,07833

Tabela 7.2 - Constantes para o cálculo da viscosidade em função da temperatura.

- Tensão superficial e interfacial - Utilizou-se um Tensiômetro Kruess K12 para determinar-se as tensões superficiais e interfaciais à temperatura ambiente (23 °C). Verificou-se que as tensões superficiais para as diversas amostras de um mesmo tipo de óleo lubrificante não variaram significativamente, adotando-se então a tensão superficial medida para as amostras originais de óleo e, para as interfaciais,

determinou-se apenas as entre as amostras originais de óleo e as amostras dos diversos fluidos que constituíram a fase dispersa.

Fluido	Tensão Superficial (dyna/cm)	Sistema	Tensão Interfacial (dyna/cm)
OB-9	33,3	OB-9 x Água	26,3
OB-54	35,2	OB-9 x Upet	8,3
OB-440	36,6	OB-9 x NaCl-1	21,3
Água	76,3	OB-54 x Água	27,6
Upet	42,0	OB-54 x NaCl-2	23,3
NaCl-1	70,1	OB-440 x Água	33,0
NaCl-2	69,5	OB-440 x NaCl-3	28,3
NaCl-3	73,5		

Tabela 7.3 - Tensões superficiais e interfaciais

7.4 OBSERVAÇÕES

- Devido às dimensões do aparato experimental não existiu a possibilidade de realizar-se os testes a temperatura constante, como seria desejável.
- A capacidade da coluna de testes era de 18 litros, tornando-se impraticável a utilização do óleo original em todas as fases, visto que dispunha-se de um tambor de 200 l de cada óleo.
- A utilização do transdutor de pressões "Validyne[®]", apesar de satisfatória, permitiu interpretações pessoais dos valores médios lidos, refletindo-se diretamente no cálculo do "hold-up" da fase dispersa.

8 RESULTADOS EXPERIMENTAIS

8.1 APLICAÇÃO DO MODELO DE ISHII E ZUBER [8.1]

Apresentar-se-á a aplicação do modelo de Ishii e Zuber [8.1] aos dados experimentais obtidos para os sete sistemas bifásicos estudados, seguindo-se o roteiro proposto no capítulo 6 - item 6.3.

As principais características físicas dos sistemas encontram-se representadas na tabela 8.1 abaixo.

Sistema	T (°C) (média)	μ_c (cP)	ρ_c (g/cm ³)	ρ_d (g/cm ³)	$\Delta \rho$ (g/cm ³)	σ (dyna/cm)
OB-9 x água	28,7	12,5	0,86	1,01	0,15	26,3
OB-9 x Upet	27,4	14,0	0,86	1,01	0,15	8,3
OB-9 x NaCl-1	28,0	16,8	0,86	1,09	0,23	21,3
OB-54 x água	28,8	84,3	0,88	1,01	0,13	27,6
OB-54 x NaCl-2	27,0	104,9	0,88	1,11	0,23	23,3
OB-440 x água	26,4	1.417,6	0,91	1,01	0,10	33,0
OB-440 x NaCl-3	27,4	1.285,0	0,91	1,20	0,29	28,3

Tabela 8.1 - Propriedades físicas dos sistemas estudados.

Utilizar-se-á para viscosidade da fase dispersa a da água - $\mu_{H_2O} = 0,9 \text{ cP}$.

O objetivo é calcular-se o valor do expoente "n" da equação (6.23), reescrita abaixo como (8.1), para cada sistema bifásico. Esta equação é válida para um meio infinito (sem a influência de paredes).

$$u_{d,j} = u_t * (1 - \alpha)^n \quad (8.1)$$

No desenvolvimento a seguir, considerar-se-á que os sistemas estão no regime de partículas distorcidas.

- Calcula-se o valor do número de viscosidade N_μ (equação (2.10), reescrita abaixo como (8.2)):

$$N_\mu = \mu_c / (\rho_c * \sigma * \sqrt{\sigma / (g * \Delta \rho)})^{1/2} \quad (8.2)$$

Para que seja observado o regime de partículas distorcidas para um sistema bifásico líquido-líquido em um meio infinito, $N_\mu < 0,926$.

- A transição entre o regime viscoso (partículas não distorcidas) e o regime de partículas distorcidas ocorre para (equação (4.27), reescrita abaixo como (8.3)):

$$N_\mu = 36 * \sqrt{2} * (1 + 0,1 * Re_\infty^{0,75}) / Re_\infty^2 \quad (8.3)$$

Com o valor de N_μ e a equação (8.3), determina-se o valor de $Re_\infty \text{ mín.}$, que é o valor de Re_∞ na transição entre os regimes viscoso e o de partículas distorcidas.

- Para este valor $Re_\infty \text{ mín.}$, existe a coincidência entre o $C_{D \infty}$ para o regime viscoso e $C_{D \infty}$ para o regime de partículas distorcidas. Logo, igualando-se as equações (4.25) e (4.26), ter-se-á:

$$C_{D \infty} = (24 / Re_\infty \text{ mín.}) * [1 + 0,1 * Re_\infty \text{ mín.}^{0,75}] = 2 / 3 * d_{gt \text{ mín.}} * \sqrt{\Delta \rho * g / \sigma}$$

(equação (8.4))

Determina-se então, com a equação (8.4), o valor mínimo do diâmetro da gota $d_{gt \text{ mín.}}$ para que esta esteja no regime de partículas distorcidas.

- O valor máximo do número de Eötvös, segundo a proposição, é 36, acima do qual a gota se desintegraria em duas menores. Logo, calcula-se o diâmetro estável máximo de uma gota para o regime de partículas distorcidas, $d_{gtmáx.}$, com a equação (8.5) abaixo:

$$d_{gtmáx.} = 6 * \sqrt{\sigma / (g * \Delta \rho)} \quad (8.5)$$

- Para o regime de partículas distorcidas, a velocidade terminal de uma gota em um meio infinito u_t é constante e igual a (equação (4.30), reescrita abaixo como (8.6)):

$$u_t = \sqrt{2} * \sqrt[4]{\frac{g * \Delta \rho * \sigma}{\rho_c^2}} \quad (8.6)$$

- Com as equações (8.5) e (8.6) calcula-se o $Re \infty máx.$:

$$Re \infty máx. = d_{gtmáx.} * u_t * \rho_c / \mu_c \quad (8.7)$$

Ilustra-se os resultados encontrados na tabela 8.2, apresentada na página seguinte.

O modelo que se propõe desenvolver aplica-se a sistemas bifásicos líquido-líquido, com as gotas que constituem a fase dispersa no regime de partículas distorcidas. Nota-se que para os dois últimos sistemas bifásicos, cuja fase contínua é o óleo OB-440, $N_\mu > 0,926$, não observando-se o regime de partículas distorcidas para um meio infinito.

Para os demais sistemas, prossegue-se com o roteiro:

- Calcula-se $\frac{\mu_m}{\mu_c} = (1 - \frac{\alpha}{\alpha_{máx.}})^{-2,5 * \alpha_{máx.} * (\mu_d + 0,4 * \mu_c) / (\mu_d + \mu_c)}$, e com este valor

determina-se $f(\alpha) = (1 - \alpha)^{1/2} * \frac{\mu_c}{\mu_m}$, para valores de α variando de 0,05 a 0,30,

menores do que o "hold-up" no ponto de inundação α_f .

- Viu-se no capítulo 6 (equação (6.25), reescrita abaixo como equação (8.8)) que:

$$u_{d_j} = u_t * (1 - \alpha)^{3/2} * f(\alpha) * \frac{(1 + 0,1 * Re \infty mín.^{0,75})}{\{1 + 0,1 * Re \infty mín.^{0,75} * [f(\alpha)^{6/7}]\}} \quad (8.8)$$

Sistema	N_{μ}	$Re_{\infty \text{ mín.}}$	$Re_{\infty \text{ máx.}}$	$d_{gt\text{mín.}}$ (cm)	$d_{gt\text{máx.}}$ (cm)	u_t (cm/s)
OB-9 x água	0,0404	64	210	0,78	2,54	12,0
OB-9 x Upet	0,1076	34	79	0,61	1,43	9,0
OB-9 x NaCl-1	0,0709	44	120	0,68	1,84	12,7
OB-54 x água	0,2507	20	34	1,64	2,79	11,6
OB-54 x NaCl-2	0,4085	15	21	1,37	1,93	12,8
OB-440 x água	3,3960	---	---	---	---	---
OB-440 x NaCl-3	4,5078	---	---	---	---	---

Tabela 8.2 - Valores indicativos da transição entre os regime viscoso, o de partículas distorcidas, e desintegração das gotas para os sistemas bifásicos estudados.

- Admitindo-se que o regime de fluxo seja o de partículas distorcidas, com as equações (8.1) e (8.8):

$$(1 - \alpha)^n = (1 - \alpha)^{3/2} * f(\alpha) * \frac{(1 + 0,1 * Re_{\infty \text{ mín.}}^{0,75})}{\{1 + 0,1 * Re_{\infty \text{ mín.}}^{0,75} * [f(\alpha)^{6/7}]\}} \quad (8.9)$$

- Determina-se então o valor do expoente "n":

$$n = \log \left[(1 - \alpha)^{3/2} * f(\alpha) * \frac{(1 + 0,1 * Re_{\infty \text{ mín.}}^{0,75})}{\{1 + 0,1 * Re_{\infty \text{ mín.}}^{0,75} * [f(\alpha)^{6/7}]\}} \right] / \log(1 - \alpha)$$

para valores do "hold-up" da fase dispersa α variando de 0,05 a 0,30, menores do que no ponto de inundação α_f , assumindo-se um valor médio para "n".

Na tabela 8.3 a seguir apresenta-se os valores do expoente "n" para os valores do "hold-up" α sugeridos, bem como o valor médio " \bar{n} ", que será adotado doravante para representar a relação entre u_{dj} , u_t e α em um meio infinito (equação (8.1)) para os cinco sistemas bifásicos estudados onde observa-se o regime de partículas distorcidas.

Sistema	Valores do "hold-up" da fase dispersa α (%)						\bar{n}
	5	10	15	20	25	30	
OB-9 x água	2,16	2,17	2,18	2,19	2,21	2,22	2,19
OB-9 x Upet	2,30	2,32	2,33	2,34	2,36	2,38	2,34
OB-9 x NaCl-1	2,23	2,25	2,26	2,27	2,28	2,30	2,26
OB-54 x água	2,40	2,41	2,42	2,43	2,44	2,46	2,43
OB-54 x NaCl-2	2,46	2,48	2,49	2,50	2,51	2,52	2,49

Tabela 8.3 - Valores do expoente "n" em função do "hold-up" da fase dispersa α e do valor médio " \bar{n} " para os sistemas bifásicos onde observa-se o regime de partículas distorcidas.

Tomar-se-á o valor médio $n = 2,25$ para os três primeiros sistemas bifásicos (fase contínua-óleo OB-9) e $n = 2,45$ para os dois últimos (fase contínua-óleo OB-54)

Logo, recordando-se a relação cinemática $j_{dc} = \alpha * u_{dj}$ e com a equação (8.1), ter-se-á:

Sistemas bifásicos (meio infinito) - fase contínua óleo OB-9:

$$j_{dc} = u_t * \alpha * (1 - \alpha)^{2,25} \quad (8.10)$$

e sistemas bifásicos (meio infinito) - fase contínua óleo OB-54:

$$j_{dc} = u_t * \alpha * (1 - \alpha)^{2,45} \quad (8.11)$$

A razão por optar-se por um valor médio único do expoente "n" para cada fase contínua é a tentativa de determinar-se "faixas" de valores de viscosidades, independente da natureza da fase dispersa, onde tais valores de "n" sejam válidos, o que muito auxiliará na aplicação prática dos resultados.

8.2 A VISUALIZAÇÃO DO FENÔMENO

Antes de apresentar-se os resultados obtidos no laboratório, faz-se necessário o relato de fatos observados visualmente durante a realização dos experimentos, que balizaram tanto os procedimentos operacionais quanto as decisões que foram tomadas no decorrer do trabalho.

- Descartou-se a idéia inicial da instalação de diversas placas de acrílico com um ou mais orifícios, com a mesma área exposta ao fluxo mas diferentes perímetros molhados, na base do dispositivo auxiliar descrito no capítulo anterior. O objetivo seria analisar-se o efeito da tensão interfacial no tamanho das gotas formadas e a respectiva influência no fenômeno de amortecimento de poços.

Observou-se no entanto que, a partir de uma determinada vazão de injeção da fase dispersa, algumas das gotas do fluido de amortecimento eram desviadas para a saída lateral em direção ao separador estático por arraste, causado pelo movimento ascendente do óleo e pelo efeito de "T". Tal fato ocorria para vazões relativamente baixas, causando uma falsa impressão de haver-se atingido o ponto de inundação.

A análise do fenômeno tornar-se-ia complexa, visto que não haveria uniformidade tanto na distribuição quanto no "hold-up" da fase dispersa em toda a seção experimental.

Permitiu-se, entretanto, a primeira conclusão efetiva: o ponto de injeção da fase dispersa deverá estar preferencialmente abaixo da saída prevista para a fase contínua.

Uma solução simples seria inverter os pontos de injeção e saída, mas objetivando-se manter as características do aparato as mais próximas da realidade,

optou-se pela instalação de um "stinger", cuja extremidade estivesse abaixo da saída lateral do óleo. Justifica-se devido a que, para uma árvore de natal convencional, a saída lateral está alinhada para a planta de processo, e uma inversão seria trabalhosa. Recomenda-se que a extremidade do "stinger" seja posicionado o mais abaixo possível da saída lateral, porém, por razões de segurança, acima da válvula "master" hidráulica.

Ilustra-se nas fotos 8.1 e 8.2, a primeira com uma placa de orifícios (16) e a segunda com o "stinger", para uma mesma vazão de injeção de água filtrada (fase dispersa (2,0 l / min.), fase contínua óleo OB-9), o efeito de arraste relatado. Repara-se na foto 8.2 que ainda não existe o retorno do fluido de amortecimento pelo espaço anular "stinger" - coluna.

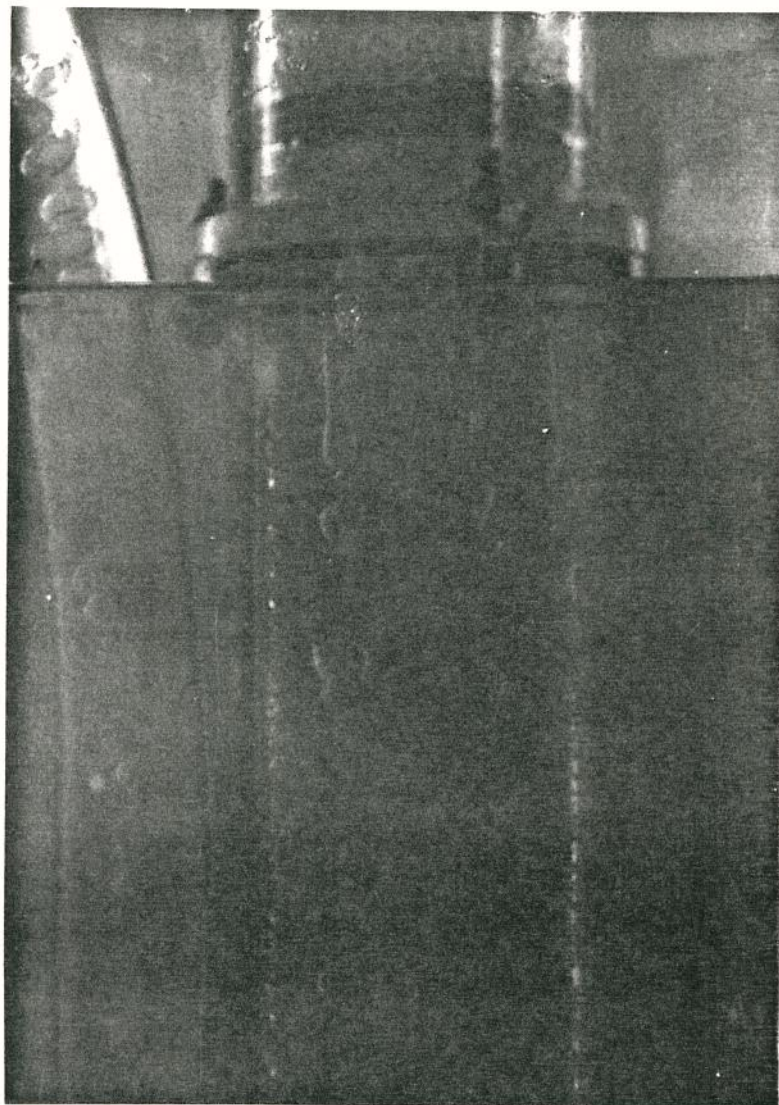


Foto 8.1 - Injeção de água filtrada em um meio contínuo constituído de óleo OB-9, através de uma placa de acrílico com 16 orifícios (diâmetro de 6,35 mm cada), a uma vazão constante de 2,0 l / min., ilustrando o efeito de arraste.

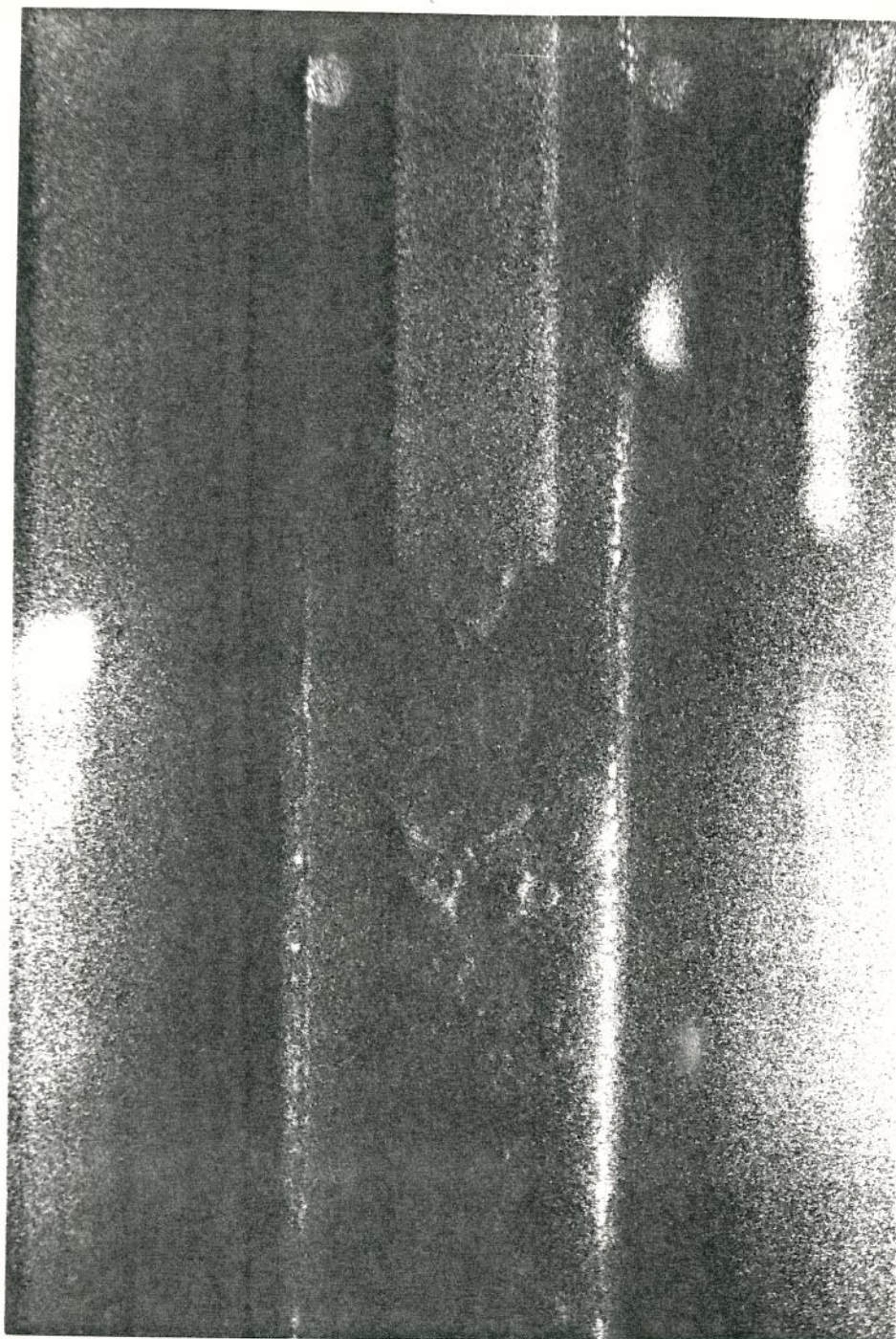


Foto 8.2 - Injeção de água filtrada em um meio contínuo constituído de óleo OB-9, através de "stinger" posicionado abaixo da saída lateral, a uma vazão constante de 2,0 l / min..

- Utilizou-se como a fase dispersa água + Upetpan (0,2 % vol./vol.) apenas para um experimento, tendo como a fase contínua o óleo OB-9. A função deste aditivo, amplamente usado nas operações de completação e reentrada, é prevenir a emulsão óleo / fluido de completação. Observou-se que a tensão interfacial óleo-água caiu drasticamente, e a consequência imediata foi a diminuição do tamanho e da velocidade terminal das gotas geradas, com o ponto de inundação ocorrendo para uma vazão de injeção da fase dispersa bem menor. Confirma-se então, qualitativamente, as correlações semi-empíricas sobre a formação de gotas em orifícios estudadas no capítulo 5, bem como as previsões teóricas para a velocidade terminal u_t .

Requer-se normalmente altas vazões nas operações envolvendo bombeio de fluidos em um poço de petróleo, gerando fluxos turbulentos, tornando imprescindível a utilização de um preventor de emulsão. No entanto, para as operações de amortecimento de poços por segregação gravitacional, utiliza-se vazões significativamente menores, não recomendando-se o uso de tais aditivos, pelas razões acima expostas.

- Observa-se que um filme de óleo (fase contínua) envolve as gotas formadas pela injeção da fase dispersa, acompanhando-a em seu movimento descendente, ocorrendo um interessante fenômeno, devidamente registrado em fitas de vídeo VHS: as gotas depositam-se uma sobre as outras, como se fossem esferóides sólidos. Com o passar do tempo, na parte inferior da coluna, ter-se-á a liberação deste filme, ou seja, o mesmo mecanismo de segregação gravitacional, porém de forma inversa, verificando-se que o fluido de amortecimento transforma-se na fase contínua e o óleo na dispersa.

Ter-se-á então três seções distintas: a inferior contendo apenas o fluido de amortecimento, a intermediária composta de gotas do fluido de amortecimento ainda envoltas por um filme da fase contínua e a superior com o óleo constituindo-se como a fase contínua, com gotas do fluido injetado compondo a fase dispersa, em movimento descendente.

Quanto menores as gotas geradas no(s) orifício(s), maior a área superficial exposta para o mesmo volume injetado da fase dispersa, acarretando o arraste, em forma de filme envoltório, de maior volume da fase contínua, observando-se uma seção intermediária mais proeminente.

- Nota-se essencialmente que, quanto maior a viscosidade da fase dispersa, maior deverá ser o diâmetro das gotas geradas no(s) orifício(s) para que seja observado o

regime de partículas distorcidas. Verifica-se no capítulo 5 que o tamanho da(s) gota(s) geradas dependem da resistência imposta pela fase contínua à injeção da fase dispersa, ou seja, para a mesma velocidade de injeção do fluido de amortecimento, as correlações apontam para diâmetros de gotas tanto maior quanto maior for a viscosidade da fase contínua, fenômeno comprovado no presente experimento. Em última análise, conclui-se que a "natureza" encarrega-se de direcionar cada sistema bifásico para o regime de partículas distorcidas.

- Coalescência e efeito de esteira.

Observou-se distintos comportamentos ao variar-se o óleo que constituía a fase contínua, conforme relata-se a seguir:

- Óleo OB-9: as gotas formavam-se pela desintegração de um jato cilíndrico. Para vazões de injeção da fase dispersa até 2 l/min. as gotas geradas eram de tamanho uniforme. Aumentada a vazão, notava-se que as gotas formadas eram de diversos tamanhos, com as maiores descendo pelo centro da tubulação, "empurrando" as menores em direção às paredes do recipiente. As gotas chocavam-se uma com as outras, repelindo-se mutuamente, continuando o movimento descendente de forma independente, não tendo sido verificada a coalescência em nenhuma sessão experimental. O efeito de esteira praticamente era desprezível.

- Óleo OB-54: fenômenos semelhantes aos relatados acima ocorreram, porém as gotas não se repeliam de forma tão acentuada, descendo pela tubulação juntas, em forma de "cluster", não sendo observada entretanto a coalescência. Notou-se um pequeno efeito de esteira.

- Óleo OB-440: observou-se um padrão de fluxo totalmente diferente. A resistência imposta pela fase contínua era enorme, e para vazões de até 2,5 l/min. as gotas ainda eram geradas no orifício, não havendo a formação do jato. Praticamente todas as gotas coalesciam-se próximas à extremidade do "stinger", salvo algumas de tamanho mínimo, que não conseguiam descer, sendo arrastadas pelo movimento ascendente do óleo para o separador. O efeito de esteira era acentuado, com as gotas seguindo-se uma as outras por caminhos os mais tortuosos. Quando a fase dispersa injetada era a solução salina NaCl-3, formavam-se, devido à coalescência, gotas do diâmetro da tubulação com a frente ligeiramente achatada. Ao injetar-se água filtrada, formaram-se pistões de líquido, semelhantes a uma "bolha de Taylor": o primeiro pistão era alcançado pelo seguinte, e assim sucessivamente, criando um fluxo anular,

com a água no centro e um pequeno filme de óleo junto à parede da tubulação. Devido ao reduzido comprimento da coluna de testes, fica a dúvida se este fluxo "engasgaria" em algum ponto da tubulação na situação real de campo. Constatou-se gotas com número de Eötvös muito maiores que 36, segundo a teoria o máximo que elas atingiriam sem desintegrar-se em um meio infinito. O escoamento confinado em um meio restrito é a explicação para tal fato.

Conclui-se que tanto o efeito de esteira quanto a coalescência estão intrinsicamente ligados à viscosidade da fase contínua, mais especificamente a resistência imposta ao deslocamento lateral das gotas, o que também depende das dimensões do recipiente. Tal resistência e o fato do fluxo ser confinado forçam as gotas a ficarem em contato por um intervalo maior de tempo, permitindo a expulsão do filme que as envolvem, provocando a coalescência.

8.3 APRESENTAÇÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS.

Neste item, apresentar-se-á os resultados simplificados, em forma de tabelas. Este mesmos resultados encontram-se no anexo A de um modo mais detalhado. A análise dos erros experimentais estão no anexo B.

Utilizou-se nos cinco experimentos quatro fluidos distintos como a fase dispersa, denominados "água", "Upet", "NaCl-1" e "NaCl-2". Determinou-se as vazões de injeção através de um rotâmetro, calibrado com "água", lendo-se no rotâmetro valores de 0 (zero) a 300 (trezentos), indicados por "ROT" na tabela 8.4 a seguir. A correção dos valores lidos para fluidos que não a "água" foi feita segundo as equações (8.12) e (8.13) abaixo. O peso específico do "Upet" era igual ao da "água", não necessitando-se correção.

O valor do fluxo de deslizamento $j_{dc} = j_d = \text{Vazão de injeção} / \text{Área da seção transversal do tubo}$ ($45,36 \text{ cm}^2$), para valores de "hold-up" da fase dispersa inferiores ao do ponto de inundação, conforme descrito nos capítulos anteriores.

$$\dot{m} = \dot{m}_{cal} * \sqrt{\frac{(\rho_{aço} - \rho_f) * \rho_f}{(\rho_{aço} - \rho_{fcal}) * \rho_{fcal}}} \quad (8.12)$$

onde \dot{m} é o fluxo mássico (g/s), $\rho_{aço}$ é o peso específico da esfera de aço inox = $7,833 \text{ g/cm}^3$, e o subscripto "cal" significa calibração.

A equação de calibração para "água":

$$\dot{m}_{cal} = 0,228371 * ROT + 0,0138045 \approx 0,228371 * ROT \quad (8.13)$$

Fluido	Peso específico (g/cm ³)	j _{dc} (cm/s)
"água" ou "Upet"	1,01	0,00499 * ROT
"NaCl-1"	1,09	0,00477 * ROT
"NaCl-2"	1,11	0,00472 * ROT

Tabela 8.4 - Determinação do fluxo de deslizamento j_{dc} em função dos valores lidos no rotâmetro.

Apresenta-se na tabela 8.5 abaixo os valores do "hold-up" da fase dispersa α , estimados através da variação da pressão, lida no indicador digital do transdutor de pressões "Validyne[®]", para as diversas vazões experimentais de injeção (fluxo de deslizamento j_{dc}).

OB-9 x água		OB-9 x Upet		OB9 x NaCl-1		OB-54 x água		OB54xNaCl-2	
j _{dc} (cm/s)	α (%)	j _{dc} (cm/s)	α (%)	j _{dc} (cm/s)	α (%)	j _{dc} (cm/s)	α (%)	j _{dc} (cm/s)	α (%)
0,499	6,3	0,250	6,0	0,478	6,1	0,250	7,0	0,212	4,4
0,749	12,2	0,399	10,8	0,716	* 9,7	0,374	10,1	0,448	10,8
0,898	17,0	0,499	15,6	0,859	13,7	0,499	14,1	0,684	14,7
1,048	22,3	0,599	18,6	1,002	18,6	0,749	20,7	0,826	19,8
1,198	28,0	0,699	24,5	1,145	22,0	0,898	25,7	0,991	23,7
1,347*	32,5	-	-	1,240	27,2	1,048*	29,5	-	-
-	-	-	-	1,383	31,8	-	-	-	-

Tabela 8.5 - Valores experimentais para os diversos sistemas bifásicos de j_{dc} x α .

* Valores de j_{dc} onde observou-se visualmente o retorno do fluido de amortecimento.

• A velocidade terminal u_t de uma gota em um meio contínuo estático revelou-se de extrema importância para a determinação da função que correlaciona $j_{dc} \times \alpha$, representada pelas equações (8.10) e (8.11). A tabela 8.6 à seguir apresenta os valores da velocidade terminal u_t calculados por diferentes correlações (Ishii e Zuber [8.1], Hamarthy [8.2], Grace et al. [8.3]). A coluna d_{gt} refere-se ao diâmetro de uma das gotas geradas experimentalmente para os diversos sistemas bifásicos, para a qual verificou-se o valor da velocidade terminal u_t , representada na coluna "observada". Nota-se que a correlação de Grace et al. [8.3] só é aplicada para os sistemas cuja fase contínua é o óleo OB-9, visto ser recomendada para viscosidades da fase contínua menores que 30 cP.

Sistema	d_{gt} (cm)	Velocidade terminal u_t (cm/s)			
		Ishii	Hamarthy	Grace	Observada
OB-9 x água	1,0	12,0	13,0	12,8	12,5
OB-9 x Upet	0,6	9,0	9,7	9,0	8,3
OB-9 x NaCl-1	1,74	12,7	13,7	15,8	14,0
OB-54 x água	2,50	11,6	12,5	-	10,0
OB-54 x NaCl-2	1,75	12,8	13,8	-	11,1

Tabela 8.6 - Velocidade terminal u_t de uma gota em um meio infinito.

Apresentar-se-á os resultados finais na forma de gráficos $(j_{dc} / u_t) \times \alpha$, o "Diagrama de Wallis", utilizando-se para tal as velocidades terminais u_t calculadas pela correlação de Ishii [8.1] e as observadas experimentalmente.

Ilustra-se na figura 8.1 abaixo o gráfico $(j_{dc} / u_t) \times \alpha$, com os valores experimentais obtidos para o óleo OB-9 como a fase contínua. A figura 8.2 é análoga à figura 8.1, porém a fase contínua é o OB-54.

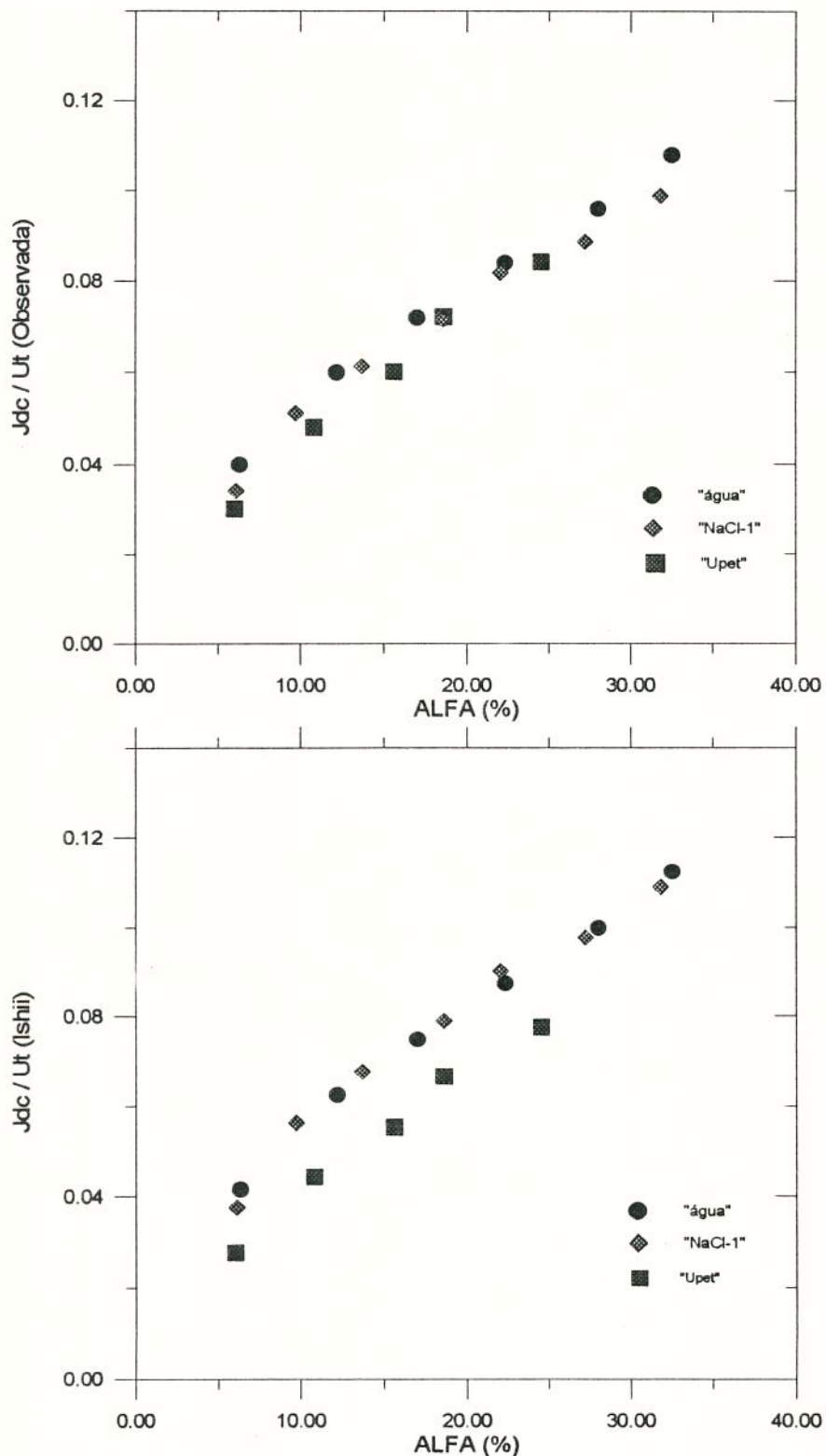


Figura 8.1 - Gráfico $(j_{dc} / u_t) \times \alpha$ - Fase contínua: Óleo OB-9.

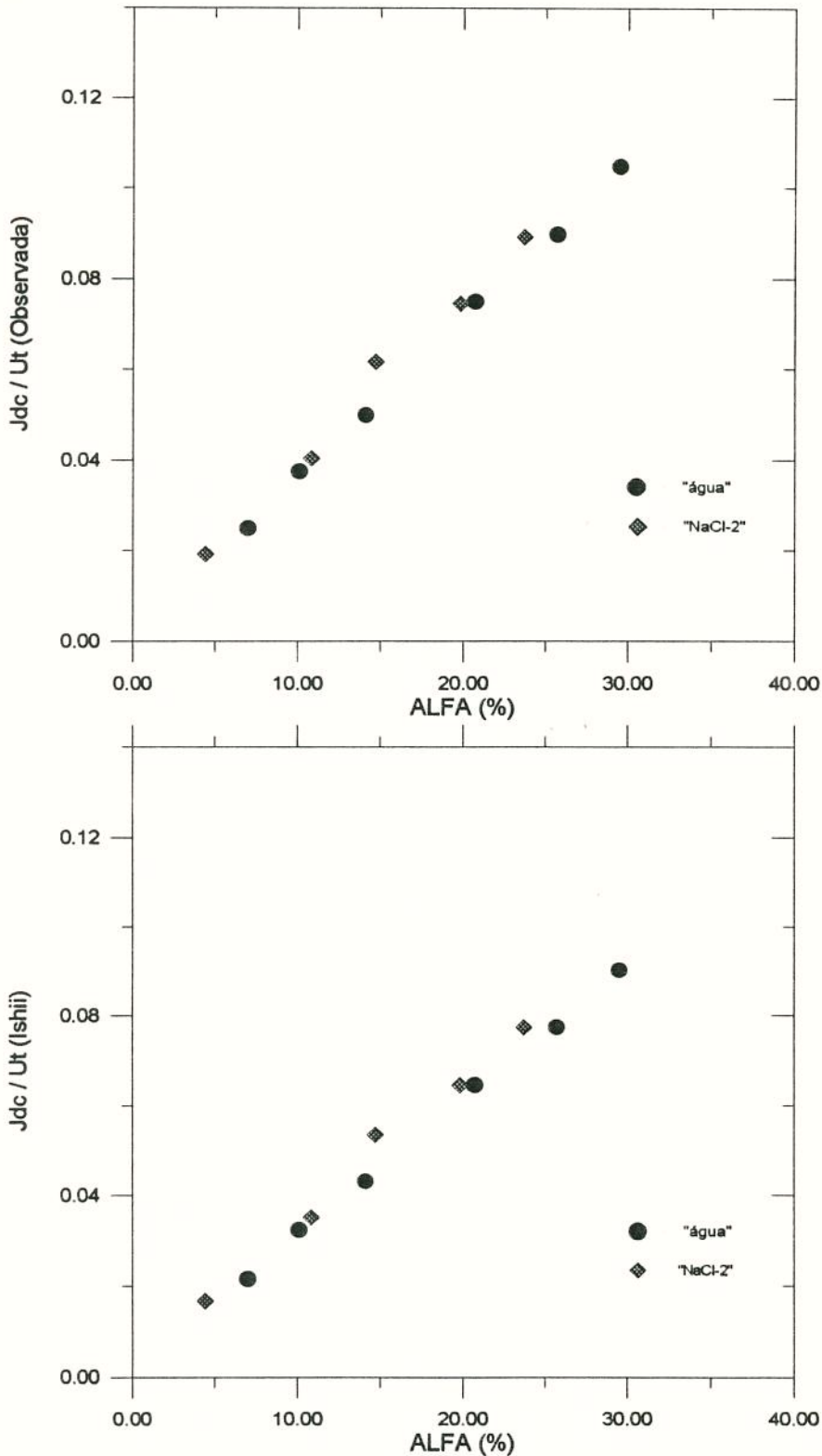


Figura 8.2 - Gráfico $(j_{dc} / u_t) \times \alpha$ - Fase contínua: Óleo OB-54.

Nota-se das figuras 8.1 e 8.2 que os valores de $(j_{dc} / u_t) \times \alpha$, quando utilizou-se a velocidade terminal u_t verificada experimentalmente, apresentam uma boa concordância, praticamente sobrepondo-se uns aos outros para todas as fases dispersas

utilizadas, sobretudo considerando-se que os valores do expoente " \bar{n} " (tabela 8.3), para um meio infinito, são distintos para cada sistema bifásico. Conclui-se que, para um meio restrito, a relação (j_{dc} / u_t) para sistemas bifásicos líquido-líquido, mantém-se uma função única do "hold-up" da fase dispersa α , de modo similar ao previsto para um meio infinito.

Como os valores da velocidade terminal u_t nem sempre podem ser obtidos experimentalmente, lançou-se mão para uma estimativa desta variável da correlação de Ishii e Zuber [8.1], apresentando-se nas figuras 8.1 e 8.2 também a relação (j_{dc} / u_t) x α , conforme já citado anteriormente.

Na tabela 8.7 abaixo indica-se os erros relativos entre as velocidades terminais u_t calculadas pela correlação de Ishii e Zuber [8.1] e as observadas.

Sistema	Velocidade Terminal u_t (cm/s)		Erro (%)
	Observada	Ishii e Zuber	
OB-9 x "água"	12,5	12,0	- 4,0
OB-9 x "Upet"	8,3	9,0	+ 8,4
OB-9 x "NaCl-1"	14,0	12,7	- 9,3
OB-54 x "água"	10,0	11,6	+ 16,0
OB-54 x "NaCl-2"	11,1	12,8	+ 15,3

Tabela 8.7 - Erros relativos entre a velocidade terminal u_t calculada pela correlação de Ishii e Zuber [8.1] e as observadas experimentalmente.

Verifica-se na figura 8.1 um espalhamento dos pontos (j_{dc} / u_t) x α , quando utilizada a correlação de Ishii e Zuber [8.1] para o cálculo da velocidade terminal u_t , fato compreendido ao consultar-se a tabela 8.7, constatando-se que os erros relativos na estimativa de u_t são negativos para as fases dispersas "água" e "NaCl-1" e positivo para a constituída por "Upet".

Já na figura 8.2 não observa-se tal espalhamento, pois os erros relativos são positivos para ambas as fases dispersas utilizadas.

É interessante destacar-se que, conforme indicado na tabela 8.5, para o maior valor de (j_{dc} / u_t) para o sistema "água" x OB-9, representado na figura 8.1, e para o

sistema "água" x OB-54, representado na figura 8.2, observou-se o retorno do fluido de amortecimento pela saída lateral em direção ao separador, caracterizando-se a inundação. Logo, os respectivos valores do "hold-up" da fase dispersa α referem-se ao volume de fluido da fase dispersa que efetivamente desceu pela tubulação.

Viu-se no capítulo 6 que:

$$\bar{j}_{dc} (\text{meio restrito}) = j_{dc} (\text{meio infinito}) * F(\alpha) \quad (8.14)$$

ou ainda:

$$\bar{j}_{dc} (\text{meio restrito}) / u_t = \alpha * (1 - \alpha)^n * F(\alpha) \quad (8.15)$$

onde $F(\alpha)$ é uma função, a ser determinada experimentalmente, que contempla todos os efeitos devidos à presença das paredes do recipiente.

Postula-se que:

$$F(\alpha) = \alpha^m \quad (8.16)$$

Para a determinação do expoente "m" calculou-se, com os valores de α experimentais e a equação (8.15), os valores teóricos de $\bar{j}_{dc} (\text{meio restrito}) / u_t$. Variando os valores de "m" de 0 (zero) a 0,5, determinou-se o valor de "m" que resultou em mínima a somatória dos erros absolutos entre os valores calculados teóricos e os experimentais, considerando-se dois grupos de sistemas: um com a fase contínua constituída pelo óleo OB-9 e como a fase dispersa "água", "Upet" e "NaCl-1" e o outro tendo o OB-54 como a fase contínua e "água" e "NaCl-2" como as dispersas. Considerou-se duas situações distintas para ambos os grupos: a primeira com a velocidade terminal u_t calculada pela correlação de Ishii e Zuber [8.1] e a segunda utilizando-se a u_t observada experimentalmente, encontrando-se os seguintes resultados para o valor de "m":

- Fase contínua: óleo OB-9
- Velocidade terminal: Ishii e Zuber [8.1] (m = 0,23)

$$\bar{j}_{dc} (\text{meio restrito}) / u_t = \alpha * (1 - \alpha)^{2,25} * \alpha^{0,23} \quad (8.17)$$

- Velocidade terminal: observada. ($m = 0,27$)

$$\bar{j}_{dc} (\text{meiorestrito}) / u_t = \alpha * (1 - \alpha)^{2,25} * \alpha^{0,27} \quad (8.18)$$

- Fase contínua: óleo OB-54

- Velocidade terminal: Ishii e Zuber [8.1].($m = 0,36$)

$$\bar{j}_{dc} (\text{meiorestrito}) / u_t = \alpha * (1 - \alpha)^{2,45} * \alpha^{0,36} \quad (8.19)$$

- Velocidade terminal: observada.($m = 0,27$)

$$\bar{j}_{dc} (\text{meiorestrito}) / u_t = \alpha * (1 - \alpha)^{2,45} * \alpha^{0,27} \quad (8.20)$$

Na figura 8.3 abaixo mostra-se o gráfico Σ (erros absolutos) x índice "m" para os dois grupos de sistemas bifásicos considerados, para as velocidades terminais adotadas.

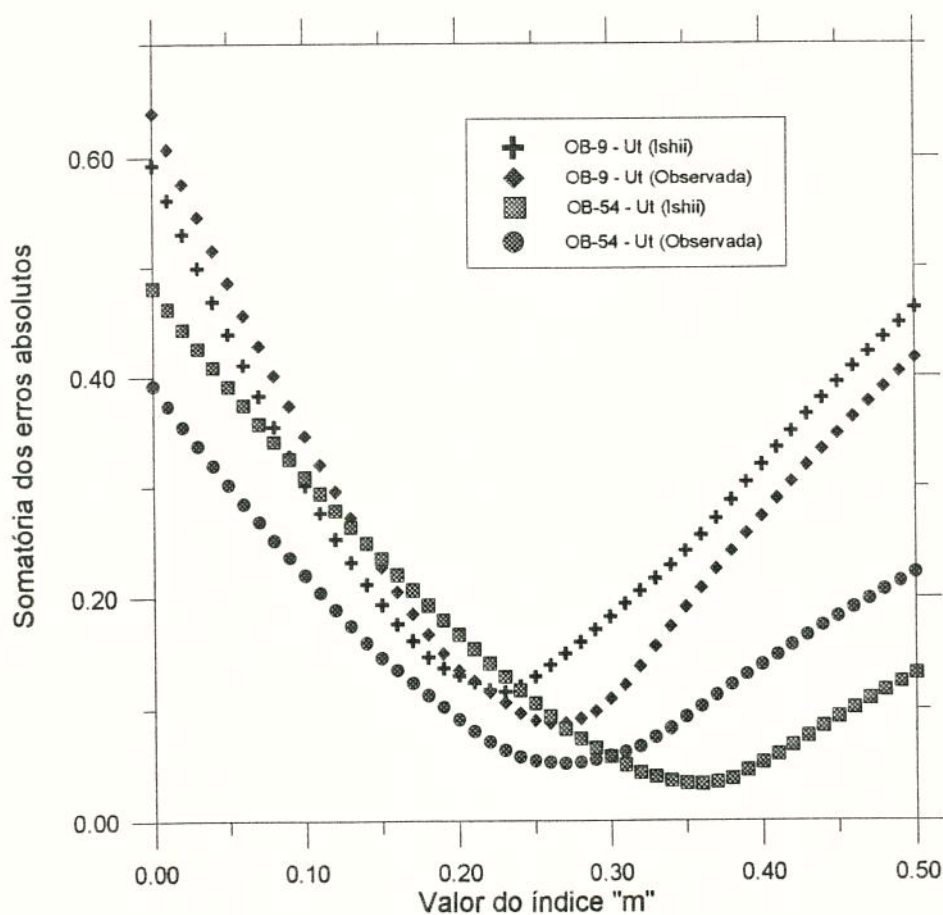


Figura 8.3 - Gráfico Σ (erros absolutos) X índice "m" para os óleos OB-9 e OB-54.

Destaca-se que os valores do expoente "m", calculados considerando-se a velocidade terminal u_t observada experimentalmente, são coincidentes e iguais à 0,27 para os dois grupos de sistemas bifásicos considerados, tanto com o óleo OB-9 quanto com o óleo OB-54 constituindo-se como a fase contínua.

Por outro lado, os valores do expoente "m" calculados considerando-se a velocidade terminal u_t obtida da correlação de Ishii e Zuber [8.1], indicam valores de 0,23 e 0,36 para os grupos de sistemas bifásicos cuja fase contínua é o óleo OB-9 e OB-54 respectivamente. Argumenta-se que a discrepância destes valores deve-se aos erros associados às estimativas de u_t .

Na figura 8.4 adiante representa-se os "Diagramas de Wallis" para os sistemas onde o óleo OB-9 constitui-se a fase contínua, com a curva $(j_{dc} / u_t) \times \alpha$ traçada para um meio infinito (equação (8.10)), e as curvas $(\bar{j}_{dc} (meio\ restrito) / u_t) \times \alpha$ (equações (8.17) e (8.18)) para os resultados experimentais, considerando-se a velocidade terminal u_t pela correlação de Ishii e Zuber [8.1] e a velocidade terminal u_t observada respectivamente.

A figura 8.5 é análoga à figura 8.4, porém constituindo-se como a fase contínua o óleo OB-54, e as equações utilizadas foram as (8.11), (8.19) e (8.20) respectivamente.

Analisando-se as figuras 8.4 e 8.5, para a velocidade terminal u_t observada experimentalmente, conclui-se que a equação (8.16), com o expoente "m" = 0,27, é uma boa representação dos efeitos causados pela presença da parede do recipiente (tensões de cisalhamento) para todos os sistemas bifásicos contemplados.

Observa-se ainda, ao comparar-se as curvas teóricas para o meio restrito e o meio infinito, que para a mesma vazão de injeção da fase dispersa, ter-se-á valores do "hold-up" α da fase dispersa maiores para o meio confinado, com o ponto de inundação conseqüentemente sendo atingido para valores menores de vazão de injeção.

Verifica-se ainda que os pontos experimentais onde observou-se visualmente o retorno do fluido de amortecimento pela saída lateral para o separador, situam-se sistematicamente acima da curva teórica prevista para o meio restrito, confirmando que o ponto de inundação já havia sido atingido.

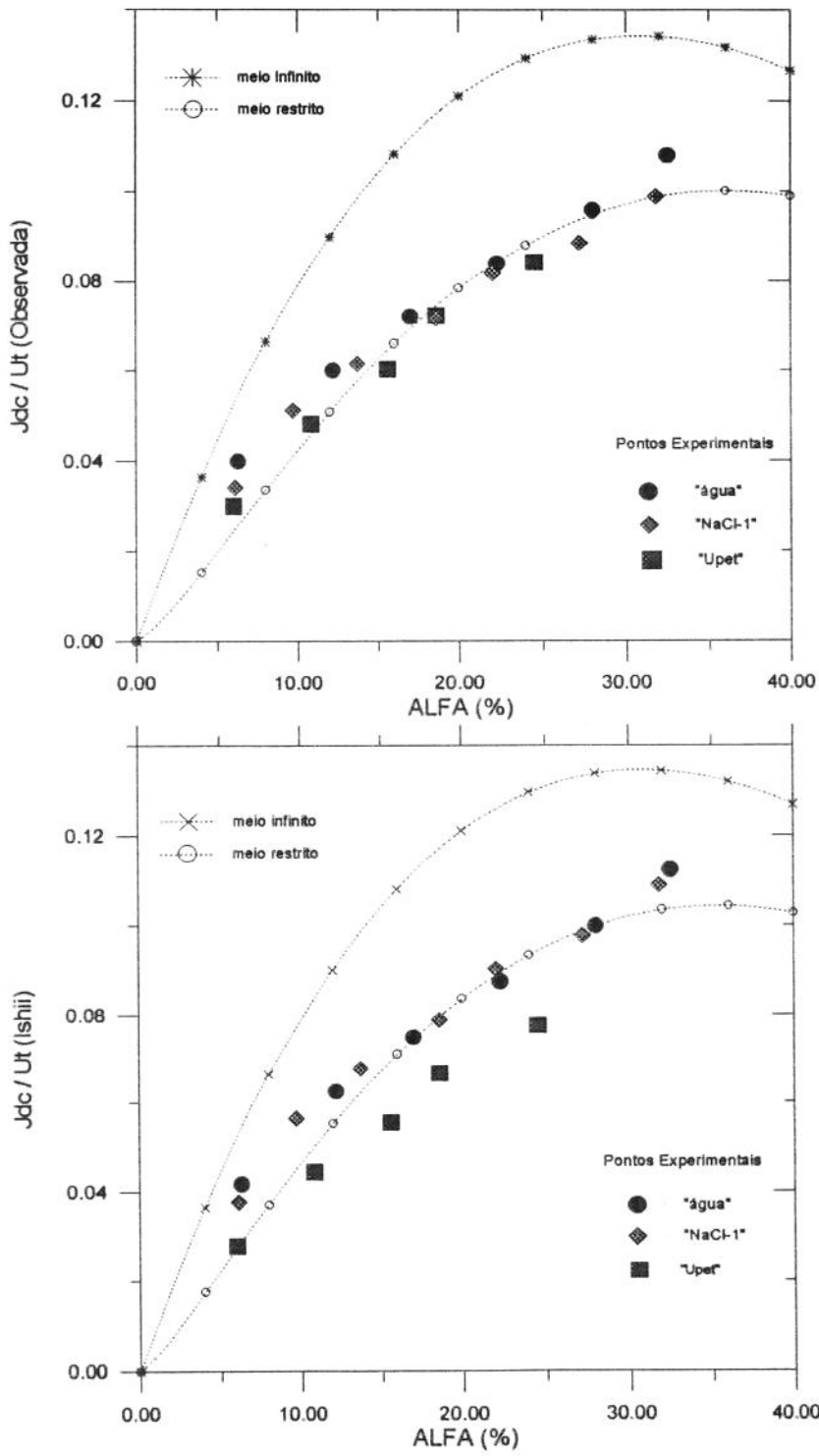


Figura 8.4 - "Diagrama de Wallis": meio infinito e restrito - Fase contínua: óleo OB-9.

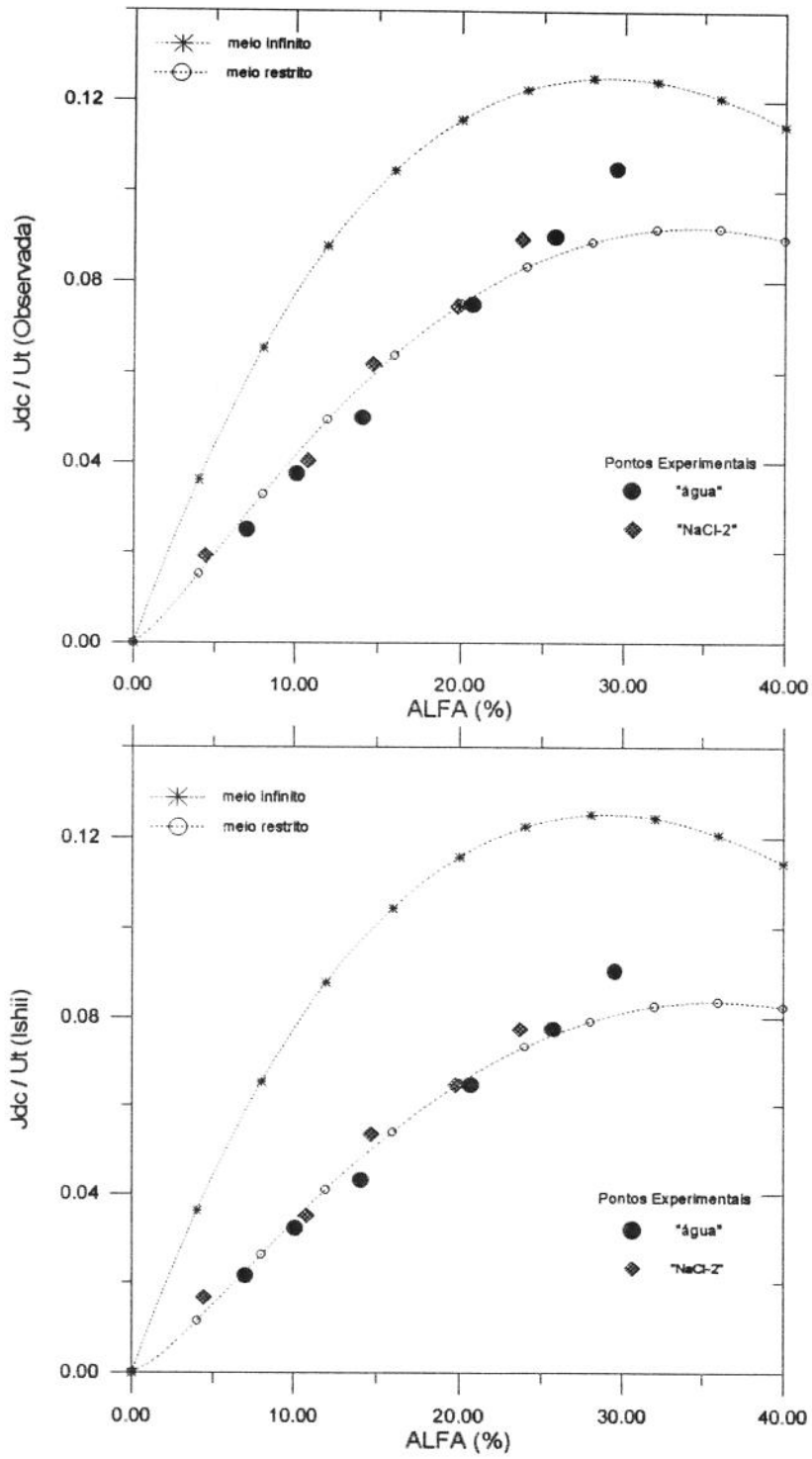


Figura 8.5 - "Diagrama de Wallis": meio infinito e restrito - Fase contínua: óleo OB-54.

8.4 SUMÁRIO

Constatou-se pela análise dos resultados apresentados que, utilizando-se os valores da velocidade terminal u_t observados experimentalmente, a função $F(\alpha)$ é única para todos os sistemas bifásicos estudados, para o meio restrito utilizado (coluna de produção de 3 1/2"), qual seja:

$$F(\alpha) = \alpha^{0,27} \quad (8.21)$$

Postula-se que a influência da viscosidade da fase contínua tenha sido totalmente contemplada quando da análise do expoente "n" para um meio infinito, e que $F(\alpha)$ seja função apenas das dimensões do recipiente (efeitos causados pela presença da parede (tensões cisalhantes) na distribuição espacial da fase dispersa no seio da contínua e conseqüentemente no fluxo de deslizamento j_{dc}). Logo, genericamente, para uma coluna de produção de 3 1/2" de diâmetro, pode-se expressar a relação $\bar{j}_{dc}(\text{meiorestrito}) / u_t$ como:

$$\bar{j}_{dc}(\text{meiorestrito}) / u_t = \alpha * (1 - \alpha)^n * \alpha^{0,27} \quad (8.22)$$

No entanto, a determinação experimental da velocidade terminal u_t é tarefa complexa. Recomenda-se a utilização da correlação de Ishii e Zuber [8.1] e, como pode observar-se nas figuras 8.6 e 8.7 a seguir, onde contempla-se os erros experimentais (vide anexo B), não estar-se-á cometendo grandes distorções.

Para os sistemas bifásicos cuja fase contínua constituiu-se do óleo OB-440, poder-se-ia desenvolver uma análise semelhante, utilizando para tal a equação (6.15), para o regime de fluxo viscoso.

Necessitar-se-ia, entretanto, o conhecimento prévio do diâmetro médio das gotas presentes na dispersão e a respectiva velocidade terminal u_t , verificadas experimentalmente ou previstas por uma correlação teórica adequada.

Mas observou-se experimentalmente que, para um meio restrito, ocorre o fenômeno da coalescência das gotas e conseqüente mudança no regime de fluxo, não aplicando-se mais as relações cinemáticas propostas, visto não tratar-se mais de um sistema multi-particulado como os demais.

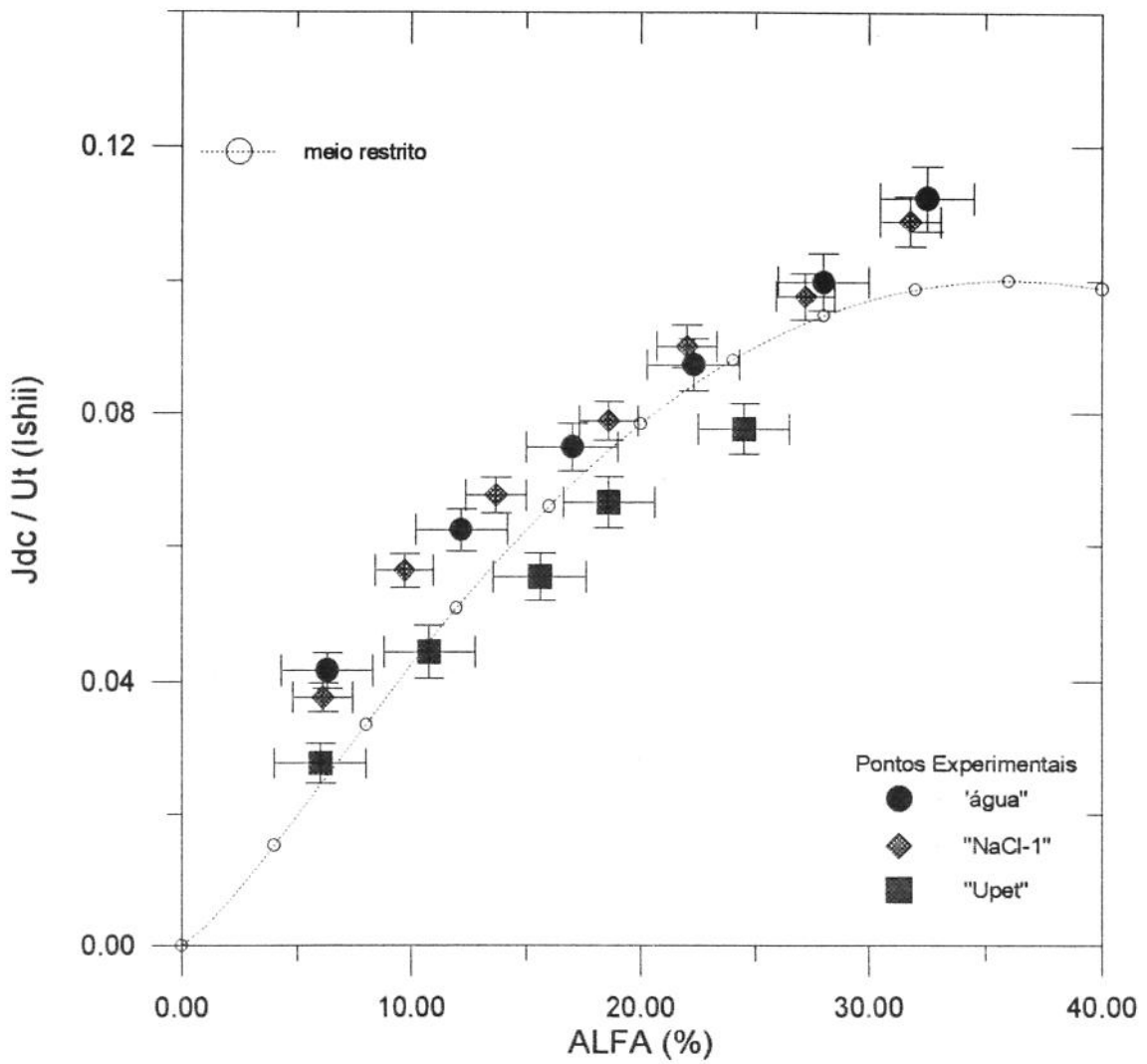


Figura 8.6 - Gráfico $(j_{dc} / u_t) \times \alpha$, tendo como a fase contínua o óleo OB-9, contemplado-se os erros experimentais. Velocidade terminal u_t calculada pela correlação de Ishii e Zuber [8.1].

Equação da curva de ajuste : $\bar{j}_{dc} (\text{meiorestrito}) / u_t = \alpha * (1 - \alpha)^{2,25} * \alpha^{0,27}$.

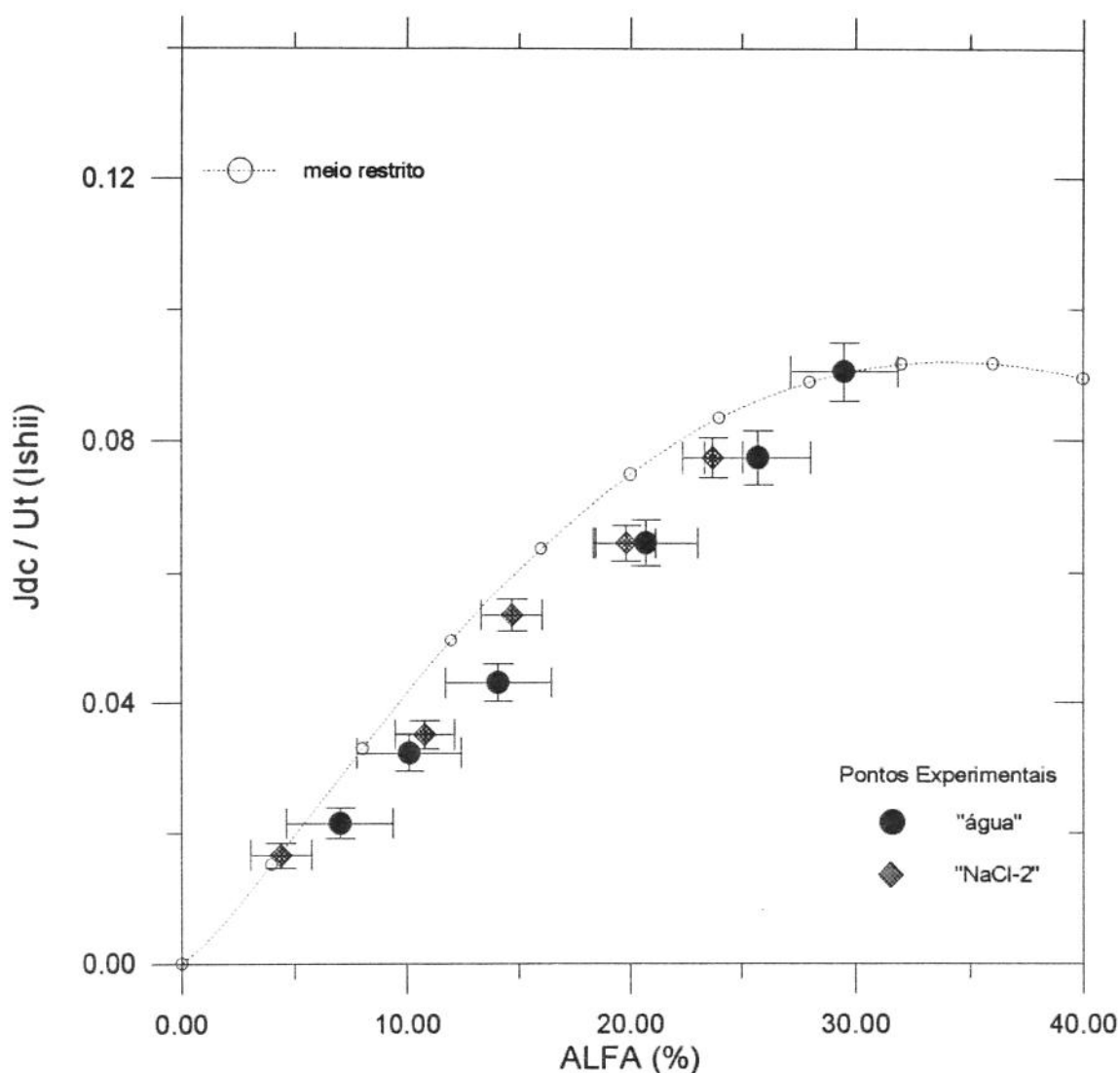


Figura 8.7 - Gráfico $(j_{dc} / u_t) \times \alpha$, tendo como a fase contínua o óleo OB-54, contemplado-se os erros experimentais. Velocidade terminal u_t calculada pela correlação de Ishii e Zuber [8.1].

Equação da curva de ajuste: $\bar{j}_{dc} (\text{meio restrito}) / u_t = \alpha * (1 - \alpha)^{2.45} * \alpha^{0.27}$.

8.5 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS PARA O CAPÍTULO 8

- [8.1] Ishii, M., and N. Zuber, A.I.Ch.E. J., **25**, 843 (1979).
- [8.2] Harmathy, T. Z., A.I.Ch.E. J., **2**, 281 (1960).
- [8.3] Grace, J. R., T. Wairegi, and T. H. Nguyen, Trans. Inst. Chem. Eng., **54**, 167, (1976).

9 CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

9.1 CONCLUSÕES

Analisando-se os resultados é possível concluir que:

- A analogia poço de petróleo-torre de extração líquido-líquido por pulverização permitiu a adoção de um modelo cinemático de escoamento bifásico, amplamente comprovado experimentalmente conforme relato de diversos autores, para a simulação de uma operação de amortecimento de poços de petróleo por segregação gravitacional.
- Mostrou-se com a apresentação dos dados experimentais que a "natureza" encarregou-se de gerar gotas de tamanho compatível com as características físicas dos fluidos que constituíam os sistemas bifásicos estudados, induzindo-os para o regime de partículas distorcidas, que encaixa-se perfeitamente na modelagem proposta.

A teoria do regime de partícula distorcidas torna simples uma estimativa inicial da velocidade terminal u_t de uma gota em um meio infinito, visto que não dependerá do diâmetro da gota, certamente a variável de determinação mais trabalhosa. Viu-se que a velocidade terminal prevista por esta teoria, considerada um excelente ponto de referência para as operações no campo, apresentou desvio máximo de 16 % em relação à observada em laboratório.

- Ao basear-se na consistente teoria generalizada de Ishii e Zuber [6.1], com as considerações e adaptações contempladas no capítulo 6 especificamente para sistemas bifásicos semelhantes aos encontrados em operações reais de campo, foi possível analisar-se de forma direta, através dos resultados experimentais, a influência das paredes do recipiente.
- A determinação de uma única equação (expoente " \bar{n} " médio) para escoamento bifásico líquido-líquido em um meio infinito ($j_{dc} = u_t * \alpha * (1 - \alpha)^{\bar{n}}$) em função da viscosidade da fase contínua, comprovado experimentalmente, permite especular-se a existência de "faixas" de valores de viscosidades, independente da natureza da fase dispersa, onde tais valores de " \bar{n} " são válidos, o que muito auxiliará na aplicação prática dos resultados.

- Ao postular-se que a influência da viscosidade da fase contínua tenha sido totalmente contemplada quando da análise do expoente " n " para um meio infinito, conclui-se que a correção $F(\alpha)$ para um meio restrito é função das dimensões do recipiente (leia-se efeito cisalhante das paredes, distribuição espacial da fase dispersa no seio da fase contínua), ou seja, é única para o regime de partículas distorcidas independentemente do meio contínuo.
- Ao adotar-se o Modelo de Deslizamento, tornou-se viável uma análise comparativa qualitativa direta entre os resultados obtidos para uma coluna de produção de 3 1/2", utilizada nos experimentos, e as demais tubulações existentes na indústria do petróleo. Postula-se que, para colunas com diâmetro maior do que 3 1/2", o comportamento do fluxo bifásico estará entre aquele observado em laboratório e o previsto para um meio infinito.
- Verificou-se que a segregação gravitacional é uma técnica viável e poderosa, sendo observada inclusive quando o sistema bifásico constituiu-se de uma fase contínua (óleo OB-440), com viscosidade (1.500 cP) e densidade (0,9) elevadas, e as dispersas "água" e "NaCl-3". Para estes sistemas, foi possível apenas a análise visual do fenômeno de segregação gravitacional.
- Observou-se que o ponto de injeção da fase dispersa deverá estar preferencialmente abaixo da saída prevista para a fase contínua.
- Não recomenda-se, para as operações de amortecimento de poços por segregação gravitacional, a utilização de aditivos que reduzam a tensão superficial do fluido de amortecimento, como por exemplo preventores de emulsão.
- Pelas características de um poço de petróleo típico, onde a temperatura mínima (e conseqüentemente a maior viscosidade) encontra-se próxima à superfície, espera-se que, se não verificar-se de imediato o ponto de inundação para uma determinada vazão de injeção da fase dispersa, caracterizado pelo retorno do fluido de amortecimento, este também não ocorrerá em nenhuma outra posição dentro do poço. Uma exceção são os poços satélites localizados em águas profundas, onde a menor temperatura encontra-se no fundo do mar e deve ser a considerada nos cálculos.
- Para um poço direcional, especula-se que em uma determinada profundidade deve observar-se um fluxo estratificado, com o fluido de amortecimento na parte inferior da seção transversal da tubulação e o óleo por cima.

Apresenta-se no anexo C recomendações para a aplicação prática dos conceitos expostos, bem como um exemplo elucidativo.

9.2 RECOMENDAÇÕES

Caso a montagem de um aparato experimental semelhante ao utilizado venha a ser cogitada, recomenda-se que:

- Um comprimento maior da coluna de testes seja utilizado, possibilitando-se uma melhor análise visual do escoamento para óleos muito viscosos.
- Instalação de três válvulas na coluna de testes, para a determinação precisa do "hold-up" das fases, preferencialmente com acionamento pneumático ou hidráulico.
- Avaliar a possibilidade de inclinar-se o aparato para a simulação de um poço direcional.
- Utilizar-se outras configurações da coluna de testes, por exemplo coluna de produção de 2 7/8" ou 4 1/2".
- Simular um B.O.P., analisando-se a injeção e retorno laterais pelas linhas de "kill" e "choke".
- Trabalhar-se com fluidos não-Newtonianos, simulando o fluido de perfuração.
- Utilizar um compensador ótico ("aquário") de seção transversal quadrada. Não aprovou-se a triangular utilizada (por economia, por dispor-se de quantidade limitada de óleo), por não permitir iluminação adequada para a realização de fotos e filmagens.

ANEXO A - RESULTADOS EXPERIMENTAIS.

Apresentar-se-á neste módulo todos os resultados experimentais obtidos em laboratório em forma de tabelas. Realizou-se 52 sessões experimentais consideradas válidas.

Fornecem-se as seguintes informações preliminares:

- 1) Identificação do sistema bifásico.
- 2) Geometria de injeção.
- 3) Leitura no indicador do transdutor de pressões "Validyne[®]" para a coluna de testes cheia dos seguintes fluidos:
 - Ar (vazia).
 - Água filtrada (fluido de calibração).
 - Fase contínua.
 - Fase dispersa.

Encontram-se nas tabelas as seguintes observações experimentais:

- 1) Leitura inicial do "Validyne[®]" - Coluna cheia com a fase contínua, antes de dar-se início à sessão experimental.
- 2) Leitura final do "Validyne[®]" - Valor aproximadamente estabilizado indicado no instrumento quando, por observação visual, constatava-se regime permanente.
- 3) Vazão constante de injeção da fase dispersa - Valor lido no rotâmetro.
- 4) Temperatura - Valor lido em um termômetro instalado próximo ao aparato experimental.
- 5) Valor do "hold-up" da fase dispersa α (%), calculado de acordo com a equação (A-1) abaixo:

$$\alpha (\%) = (L_i - L_f) / (L_i - L_{cfd}) * 100 \quad (A-1)$$

onde L_i é a leitura inicial, L_f é a leitura final e L_{cfd} é a leitura observada com a coluna cheia com o fluido de amortecimento.

A) Sistema: OB-9 x "água".

Injetor: "stinger"

Leitura do "Validyne[®]" para a coluna de testes cheia com:

Vazia	água filtrada	Fase contínua	Fase dispersa
130,0	0,0	19,3	0,0

Resultados observados:

INICIAL	FINAL	ROTÂMETRO	α (%)	T (°C)
19,35	18,2	100	5,9	29,5
19,28	17,0	150	11,8	27,8
19,43	15,9	180	18,1	28,2
19,48	15,0	210	23,0	28,6
19,48	14,0	240	28,1	29,2
19,56	13,3	270	32,0	30,2

Tabela A-1 - Resultados experimentais para o sistema OB-9 x "água" - "stinger".

B) Sistema: OB-9 x "água". (repetição para avaliação dos resultados)

Injetor: "stinger"

Leitura do "Validyne[®]" para a coluna de testes cheia com:

Vazia	água filtrada	Fase contínua	Fase dispersa
130,0	0,0	19,3	0,0

Resultados observados:

INICIAL	FINAL	ROTÂMETRO	α (%)	T (°C)
19,15	17,9	100	6,5	26,8
19,62	17,2	150	12,3	30,2
19,62	16,5	180	15,9	30,2
19,62	15,4	210	21,5	30,3
19,44	14,0	240	28,8	26,7
19,39	13,0	270	33,0	27,0

Tabela A-2 - Resultados experimentais para o sistema OB-9 x "água" - "stinger" (repetição).

C) Sistema: OB-9 x "água".

Injetor: Placa com 1 (um) orifício de 25,4 mm de diâmetro.

Leitura do "Validyne®" para a coluna de testes cheia com:

Vazia	água filtrada	Fase contínua	Fase dispersa
130,0	0,0	19,3	0,0

Resultados observados:

INICIAL	FINAL	ROTÂMETRO	α (%)	T (°C)
19,42	18,1	100	6,8	26,7
19,33	16,9	150	12,6	27,2
19,41	16,5	180	15,0	27,2

Tabela A-3 - Resultados experimentais para o sistema OB-9 x "água" (placa com 1 orifício de 25,4 mm de diâmetro)

D) Sistema: OB-9 x "água".

Injetor: Placa com 4 (quatro) orifícios de 12,7 mm de diâmetro.

Leitura do "Validyne®" para a coluna de testes cheia com:

Vazia	água filtrada	Fase contínua	Fase dispersa
130,0	0,0	19,3	0,0

Resultados observados:

INICIAL	FINAL	ROTÂMETRO	α (%)	T (°C)
19,48	18,2	100	6,6	27,5
19,46	17,0	150	12,6	27,7
19,53	16,7	180	14,5	28,0

Tabela A-4 - Resultados experimentais para o sistema OB-9 x "água" (placa com 4 orifícios de 12,7 mm de diâmetro)

E) Sistema: OB-9 x "água".

Injetor: Placa com 16 (quatro) orifícios de 6,35 mm de diâmetro.

Leitura do "Validyne®" para a coluna de testes cheia com:

Vazia	água filtrada	Fase contínua	Fase dispersa
129,8	0,0	19,3	0,0

Resultados observados:

INICIAL	FINAL	ROTÂMETRO	α (%)	T (°C)
19,56	18,3	100	6,4	28,1
19,52	17,4	150	10,9	28,0
19,42	16,5	180	15,0	28,0

Tabela A-5 - Resultados experimentais para o sistema OB-9 x "água" (placa com 16 orifícios de 6,35 mm de diâmetro)

E) Sistema: OB-9 x "Upet".

Injetor: "stinger"

Leitura do "Validyne®" para a coluna de testes cheia com:

Vazia	água filtrada	Fase contínua	Fase dispersa
129,8	0,0	19,3	0,1

Resultados observados:

INICIAL	FINAL	ROTÂMETRO	α (%)	T (°C)
19,30	18,1/18,2	50	6,0	27,3
19,34	17,2/17,3	80	10,8	27,4
19,54	16,5	100	15,6	27,5
19,34	15,7/15,8	120	18,6	27,4
19,46	14,7	140	24,5	27,4

Tabela A-6 - Resultados experimentais para o sistema OB-9 x "Upet" - "stinger".

G) Sistema: OB-9 x "NaCl-1".

Injetor: "stinger"

Leitura do "Validyne®" para a coluna de testes cheia com:

Vazia	água filtrada	Fase contínua	Fase dispersa
130,0	0,0	19,3	-10,27

Resultados observados:

INICIAL	FINAL	ROTÂMETRO	α (%)	T (°C)
19,50	17,7	100	6,1	27,8
19,48	16,6	150	9,7	28,0
19,71	15,6	180	13,7	28,3
19,82	14,2	210	18,6	28,2
19,54	13,0	240	22,0	28,0
19,56	11,4/11,5	260	27,2	28,0
19,67	10,2	290	31,8	28,0

Tabela A-7 - Resultados experimentais para o sistema OB-9 x "NaCl-1" - "stinger".

H) Sistema: OB-54 x "água".

Injetor: "stinger"

Leitura do "Validyne®" para a coluna de testes cheia com:

Vazia	água filtrada	Fase contínua	Fase dispersa
129,7	0,0	16,0	0,15

Resultados observados:

INICIAL	FINAL	ROTÂMETRO	α (%)	T (°C)
16,13	15,0	50	7,0	28,4
16,13	14,5	75	10,1	28,4
16,42	14,1	100	14,1	29,5
16,40	13,0	150	20,7	29,4

INICIAL	FINAL	ROTÂMETRO	α (%)	T (°C)
16,28	12,1	180	25,7	28,7
16,02	11,3	210	29,5	28,4

Tabela A-8 - Resultados experimentais para o sistema OB-54 x "água" - "stinger".

I) Sistema: OB-54 x "NaCl-2".

Injetor: "stinger"

Leitura do "Validyne®" para a coluna de testes cheia com:

Vazia	água filtrada	Fase contínua	Fase dispersa
129,9	0,0	16,0	-12,46

Resultados observados:

INICIAL	FINAL	ROTÂMETRO	α (%)	T (°C)
15,54	14,3	45	4,4	27,0
15,53	12,5	95	10,8	27,0
15,40	11,3	145	14,7	27,0
15,55	10,0	175	19,8	26,5
15,67	9,0	210	23,7	26,5

Tabela A-9 - Resultados experimentais para o sistema OB-54 x "NaCl-2" - "stinger".

Para os sistemas cuja fase contínua constituía-se do óleo OB-440 não foi possível a determinação do "hold-up" da fase dispersa α , pois as variações no indicador digital do transdutor de pressões "Validyne®" eram imensas, visto que o fluido de amortecimento injetado formava, por coalescência, grandes "gotas" ou "pistões", conforme relatou-se no capítulo 8.

Relatar-se-á por esta razão apenas as "informações preliminares".

J) Sistema: OB-440 x "NaCl-3".

Injetor: "stinger"

Leitura do "Validyne®" para a coluna de testes cheia com:

Vazia	água filtrada	Fase contínua	Fase dispersa
130,0	0,0	13,0	-24,80

K) Sistema: OB-440 x "água".

Injetor: "stinger"

Leitura do "Validyne®" para a coluna de testes cheia com:

Vazia	água filtrada	Fase contínua	Fase dispersa
129,7	0,0	13,0	0,2

ANEXO B - ANÁLISE DOS ERROS EXPERIMENTAIS

Apresentar-se-á simplificada a análise dos erros nas medidas experimentais realizadas para a determinação dos valores do fluxo de deslizamento j_{dc} , da velocidade terminal u_t em um meio fluido infinito (conforme proposição de Ishii e Zuber [8.1]) para o regime de partículas distorcidas, e do "hold-up" da fase dispersa α .

1) Fluxo de deslizamento j_{dc} :

Mostrou-se que, para velocidades superficiais de injeção da fase dispersa menores que aquela onde se observa o ponto de inundação, caracterizado pelo retorno de parte do fluido injetado, $j_{dc} = j_d$.

Para avaliar-se corretamente o erro provável envolvido na determinação deste parâmetro, necessita-se considerar duas fontes de erros: uma advinda da calibração do instrumento de medição de vazões (rotâmetro) e a outra da leitura dos valores durante os experimentos.

Efetou-se a aferição do rotâmetro utilizando como fluido de calibração a água filtrada, com fluxo contínuo e constante, para valores fixos indicados no instrumento. Tomou-se 10 Kg como o valor da massa a ser considerada nos cálculos, sendo que a balança utilizada indicava subdivisões de 0,1 Kg. Considerou-se como intervalo mínimo confiável de tempo 1 s. Logo, representa-se o erro provável advindo da calibração pela equação B-1 abaixo:

$$\frac{d(\dot{m})}{\dot{m}} = \sqrt{\left[\frac{d(m)}{m}\right]^2 + \left[\frac{d(t)}{t}\right]^2} \quad (\text{B-1})$$

onde \dot{m} é o fluxo mássico (g/s), m é a massa (g), t é o tempo (s), $d(m) = 0,1$ Kg e $d(t) = 1$ s.

O rotâmetro apresenta marcações de 10 em 10 (escala de 0 a 400), tomando-se como erro provável de leitura o valor "5".

Apresenta-se na tabela B-1 a seguir os valores do tempo necessário para observar-se o acúmulo de 10 Kg na balança, erro relativo provável da aferição e da leitura, e o erro provável total para valores lidos no rotâmetro de 50 a 300.

Rotâmetro	tempo (s)	erro (%) (calibração)	erro (%) (leitura)	erro (%) (provável total)
50	835	1,01	10,0	10,1
100	447	1,02	5,0	5,1
150	295	1,06	3,3	3,5
200	219	1,10	2,5	2,7
250	174	1,15	2,0	2,3
300	146	1,21	1,7	2,1

Tabela B-1 - Valores dos erros prováveis de j_{dc} x indicação no rotâmetro.

2) Velocidade terminal u_t , conforme proposição de Ishii e Zuber [8.1].

Viu-se nos capítulos anteriores que:

$$u_t = \sqrt{2} * \left(\frac{\Delta \rho * g * \sigma}{\rho_c^2} \right)^{0,25} \quad (B-2)$$

Logo, ter-se-á que o erro provável (%) é:

$$\frac{\Delta u_t}{u_t} = 0,25 * \left\{ \left[\frac{d(\Delta \rho)}{\Delta \rho} \right]^2 + \left[\frac{d(\sigma)}{\sigma} \right]^2 + 4 * \left[\frac{d(\rho_c)}{\rho_c} \right]^2 \right\}^{0,5} \quad (B-3)$$

Considerar-se-á os seguintes valores para os erros prováveis na determinação dos valores das propriedades físicas presentes na equação (B-3), principalmente devido às variações de temperatura:

$$\frac{d(\sigma)}{\sigma} = 5\%; \quad \frac{d(\rho_c)}{\rho_c} = 2\% \text{ e } \frac{d(\rho_d)}{\rho_d} = 1\%.$$

como $\frac{d(\Delta \rho)}{\Delta \rho} = \sqrt{\left[\frac{d(\rho_c)}{\Delta \rho} \right]^2 + \left[\frac{d(\rho_d)}{\Delta \rho} \right]^2}$, ter-se-á para cada sistema bifásico diferentes valores de erro provável para a velocidade terminal u_t , ilustrados na tabela B-2.

Sistema	$\frac{d(\Delta\rho)}{\Delta\rho}$ (%)	$\frac{d(u_t)}{u_t}$ (%)
OB-9 x "água"	13,3	3,7
OB-9 x "Upet"	13,3	3,7
OB-9 x "NaCl-1"	8,9	2,7
OB-54 x "água"	15,6	4,2
OB-54 x "NaCl-2"	9,0	2,8

Tabela B-2 - Valores dos erros prováveis de u_t para os diversos sistema bifásico.

Logo, os valores dos erros relativos de j_{dc} / u_t são distintos para cada sistema bifásico e para cada valor de fluxo de injeção da fase dispersa lido no rotâmetro.

Calculou-se tais erros prováveis, representados nas figuras 8.6 e 8.7, pela equação B-4 abaixo:

$$\frac{d(j_{dc} / u_t)}{j_{dc} / u_t} = \sqrt{\left[\frac{d(j_{dc})}{j_{dc}} \right]^2 + \left[\frac{d(u_t)}{u} \right]^2} \quad (B-4)$$

3) "Hold-up" da fase dispersa α .

Para o cálculo do erro provável do "hold-up" da fase dispersa α , necessita-se também considerar duas fontes de erros: uma advinda das limitações do instrumento "Validyne®", fornecida pelo fabricante, e a outra da leitura dos valores durante os experimentos.

Segundo o fabricante, o erro máximo provável é de 0,25 % do valor utilizado como fundo de escala, considerando-se inclusive a histerese.

Utilizou-se como fundo de escala nos experimentos 650 mm de coluna d'água, correspondendo a um valor no indicador digital do transdutor de pressões de 130.

Logo, o erro absoluto máximo provável do instrumento será:

$$\pm 0,0025 * 130 = \pm 0,325 \quad (\text{B-5})$$

Considerar-se-á como erro de leitura um valor absoluto de $\pm 0,2$.

Representa-se na tabela B-3 abaixo os valores absolutos de erros do "hold-up" α para erros do instrumento, de leitura, e total. São calculados em função dos valores lidos no indicador do transdutor para (leitura com a coluna cheia da fase contínua) - (leitura com a coluna cheia da fase dispersa), indicados abaixo como (Lcfc-Lcfd).

Sistema	(Lcfc-Lcfd)	erro (% de α) (instrumento)	erro (% de α) (leitura)	erro (% de α) (total)
OB-9 x "água"	19,3	1,7	1,0	2,0
OB-9 x "Upet"	19,3	1,7	1,0	2,0
OB-9 x "NaCl-1"	29,6	1,1	0,7	1,3
OB-54 x "água"	16,0	2,0	1,2	2,4
OB-54 x "NaCl-2"	28,5	1,1	0,7	1,3

Tabela B-3 - Valores dos erros absolutos prováveis de α para os diversos sistema bifásico.

ANEXO C- EXEMPLO PARA A APLICAÇÃO NO CAMPO.

As recomendações a seguir, baseadas no desenvolvimento teórico e nos experimentos relatados nos capítulos anteriores, têm o objetivo de permitir a aplicação prática imediata dos conceitos apresentados.

Algumas delas apresentam um alto grau de incertezas, com interpolações baseadas apenas no bom senso, não pretendendo espelhar a verdade absoluta sobre o assunto.

Para uma coluna de produção de 3 1/2" de diâmetro, ter-se-á que:

$$\bar{j}_{dc} / u_t = \alpha * (1 - \alpha)^n * \alpha^{0,27} \quad (C-1)$$

sendo que o valor do "hold-up" da fase dispersa α no ponto de inundação α_f correlaciona-se com o expoente "n" de acordo com a equação (C-2) abaixo:

$$\alpha_f = 1,27 / (1,27 + n) \quad (C-2)$$

Os valores do expoente "n" em função da viscosidade da fase contínua, bem como o de α_f e de \bar{j}_{dc} / u_t encontram-se à seguir, na tabela C-1.

Viscosidade da fase contínua (μ_c) (cP)	"n"	α_f (%)	\bar{j}_{dc} / u_t
$\mu_c \leq 20$	2,25	36	0,100
$20 < \mu_c \leq 60$	2,35	35	0,095
$60 < \mu_c \leq 110$	2,45	34	0,092

Tabela C-1 - Valores do expoente "n", de α_f e de \bar{j}_{dc} / u_t .

A velocidade terminal u_t é:

$$u_t = \sqrt{2} * [(\Delta \rho * g * \sigma) / \rho_c^2]^{0,25} \quad (C-3)$$

Assume-se como valor médio da tensão interfacial σ os seguintes valores:

- Fase dispersa: água - $\sigma = 28$ dynas/cm.
- Fase dispersa: solução salina - $\sigma = 25$ dynas/cm.

Com o °API do óleo, calcula-se o seu peso específico, em libras/galão (lb/gal) (unidade de campo) com a equação (C-4):

$$\rho_c = 8,33 * [141,5 / (\text{°API} + 131,5)] \quad (\text{C-4})$$

e com o peso específico (lb/gal) do fluido de amortecimento, estima-se a velocidade terminal u_t (cm/s):

- Fase dispersa: água

$$u_t = 31 * \left(\frac{\rho_d - \rho_c}{\rho_c^2} \right)^{0,25} \quad (\text{C-5})$$

- Fase dispersa: solução salina

$$u_t = 30 * \left(\frac{\rho_d - \rho_c}{\rho_c^2} \right)^{0,25} \quad (\text{C-6})$$

Como a área da seção transversal do tubo de 3 1/2" é 45,6 cm², ter-se-á que a vazão máxima de injeção $Q_{\text{máx.}}$, no ponto de inundação, em galões por minuto (gal/min) (unidade de campo) é dada, genericamente, por:

$$Q_{\text{máx.}} = K1 * \left(\frac{\rho_d - \rho_c}{\rho_c^2} \right)^{0,25} \quad (\text{C-7})$$

onde a constante "K1" encontra-se tabelada abaixo:

Viscosidade da fase contínua (μ_c) (cP)	Fase Dispersa	
	água	solução salina
$\mu_c \leq 20$	2,24	2,17
$20 < \mu_c \leq 60$	2,13	2,06
$60 < \mu_c \leq 110$	2,06	2,00

Tabela C-2 - Valores da constante "K1".

A equação (C-7) é válida para tubulações de 3 1/2" de diâmetro. Para tubos de maior diâmetro, considerar-se-á, conservadoramente, que a correção devido à presença da parede do recipiente seja a mesma (F (α)). Logo, a vazão de injeção máxima para tais tubos será uma relação direta entre suas áreas das seções transversais e a de uma coluna de 3 1/2" de diâmetro. Esta constante de correção, "K2", encontra-se tabelada abaixo, para os tubos e revestimentos mais comuns em operações marítimas.

Diâmetros nominais (pol.)	Constante "K2"
3 1/2	1,00
4 1/2	1,75
7	4,27
9 5/8	8,41

Tabela C-3 - Valores da constante "K2".

Logo, pode-se reescrever a equação (C-7) como:

$$Q_{máx.} = K1 * K2 * \left(\frac{\rho_d - \rho_c}{\rho_c^2} \right)^{0,25} \tag{C-8}$$

Exemplo:

Calcular a vazão máxima de injeção (no ponto de inundação) para o amortecimento de um poço de petróleo de 4 1/2" de diâmetro nominal. A viscosidade do óleo & 35°C (temperatura lida no termômetro instalado na árvore de natal convencional) é 50 cP, e seu °API é 35. Utilizar-se-á como fluido de amortecimento uma solução salina com peso específico de 8,9 lb/gal.

Com a equação (C-4), calcula-se o peso específico do óleo = 7,1 lb/gal.

Com a equação (C-6): $u_t = 13,0 \text{ cm / s}$.

Da tabela C-2: $K1 = 2,06$.

Da tabela C-3: $K2 = 1,75$.

Com a equação (C-8): $Q_{máx.} = 1,57 \text{ gal / min.} = 5,93 \text{ l / min.}$