



DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**ANÁLISE E ESTUDO DE ESTABILIDADE  
DO PADRÃO DE ESCOAMENTO GOLFADAS SEVERAS  
NUM SISTEMA *PIPELINE-RISER* ACOPLADO AO VASPS**

Lúcio Gomes Nascimento

Brasília, Maio de 2015

**UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA**

FACULDADE DE TECNOLOGIA

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA  
Faculdade de Tecnologia

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**ANÁLISE E ESTUDO DE ESTABILIDADE  
DO PADRÃO DE ESCOAMENTO GOLFADAS SEVERAS  
NUM SISTEMA *PIPELINE-RISER* ACOPLADO AO VASPS**

**Lúcio Gomes Nascimento**

*Dissertação submetida ao Departamento de Engenharia Mecânica  
da Faculdade de Tecnologia da Universidade de Brasília como requisito parcial  
para obtenção do grau de Mestre Engenheiro em Sistemas Mecatrônicos.*

Banca Examinadora

Prof. Dr. Eugênio L. F. Fortaleza, ENM/UnB

*Orientador*

\_\_\_\_\_

Prof. Dr. Guilherme Caribé de Carvalho, ENM/UnB

*Examinador interno*

\_\_\_\_\_

Prof. Dr. Armando de Azevedo C. Pires, ENM/UnB

*Examinador externo*

\_\_\_\_\_

## FICHA CATALOGRÁFICA

NASCIMENTO, LÚCIO GOMES

ANÁLISE E ESTUDO DE ESTABILIDADE DO PADRÃO DE ESCOAMENTO GOLFADAS SEVERAS NUM SISTEMA *PIPELINE-RISER* ACOPLADO AO VASPS

[Distrito Federal] 2015.

xii, 108p., 210 x 297 mm (ENM/FT/UnB, Mestre, Sistemas Mecatrônicos, 2015).

Dissertação de Mestrado - Universidade de Brasília. Faculdade de Tecnologia.

Departamento de Engenharia Mecânica.

- |                           |                               |
|---------------------------|-------------------------------|
| 1. VASPS                  | 2. RGO                        |
| 3. escoamento Multifásico | 4. Riser                      |
| 5. Pipeline               | 6. Válvula de Estrangulamento |
| I. ENM/FT/UnB             | II. Título (série)            |

## REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

NASCIMENTO, L. G. (2015). ANÁLISE E ESTUDO DE ESTABILIDADE DO PADRÃO DE ESCOAMENTO GOLFADAS SEVERAS NUM SISTEMA *PIPELINE-RISER* ACOPLADO AO VASPS, Dissertação de Mestrado em Sistemas Mecatrônicos, Publicação ENM.DM-87A/15, Departamento de Engenharia Mecânica, Faculdade de Tecnologia, Universidade de Brasília, Brasília, DF, 108p.

## CESSÃO DE DIREITOS

AUTOR: Lúcio Gomes Nascimento

TÍTULO: ANÁLISE E ESTUDO DE ESTABILIDADE DO PADRÃO DE ESCOAMENTO GOLFADAS SEVERAS NUM SISTEMA *PIPELINE-RISER* ACOPLADO AO VASPS.

GRAU: Mestre ANO: 2015

É concedida à Universidade de Brasília permissão para reproduzir cópias desta dissertação e para emprestar ou vender tais cópias somente para propósitos acadêmicos e científicos. O autor reserva outros direitos de publicação e nenhuma parte desse trabalho de conclusão de curso pode ser reproduzida sem autorização por escrito do autor.

---

Lúcio Gomes Nascimento

SQN 216 BLOCO D APARTAMENTO 612

ASA NORTE

CEP 70875-040 - Brasília - DF - Brasil

## **Dedicatória**

*Dedico este trabalho primeiramente a Deus, a minha mãe Vera Lúcia, ao meu irmão Alexandre, aos meus familiares, amigos e a minha namorada.*

*Lúcio Gomes Nascimento*

## Agradecimentos

*Agradeço primeiramente a Deus e a Nossa Senhora pelo dom da vida.*

*Agradeço em especial a minha mãe Vera Lúcia que sempre apoiou e se dedicou para que eu alcançasse o sucesso na vida acadêmica e profissional, e em tudo.*

*Agradeço ao meu irmão e colega de profissão, o Mestre Engenheiro Mecânico Alexandre por todos os anos de estudos juntos e companheirismo na vida.*

*Agradeço a toda minha família, em especial minha avó Elita, meus padrinhos tio Leonam e tia Gené, todos os tios e a todos que de certa forma ajudaram minha mãe em minha criação e educação.*

*Agradeço ao meu orientador Professor Eugênio e ao meu coorientador Professor Felipe pelas orientações, ensinamentos e dedicações para que eu pudesse atingir os meus objetivos.*

*Agradeço aos meus amigos e colegas de estudo David e em especial ao Luiz Henrique, quem muito me ajudou e incentivou para que eu obtivesse êxito no meu trabalho.*

*Agradeço à Universidade de Brasília por todos os meios prestados, e agradeço a CAPES pela disponibilização de recursos para o financiamento da bolsa de mestrado.*

*Lúcio Gomes Nascimento*

---

## RESUMO

O padrão de escoamento das golfadas severas existentes em sistemas *pipeline-riser* acoplados a separadores submarinos do tipo *VASPS*, implementados na prospecção de petróleo *offshore*, é caracterizada por ser do tipo instável. Uma vez que este padrão apresenta flutuações na produção, o nível de líquido no interior do *VASPS* muda de acordo com a frequência de produção. Além disso, ele pode causar danos permanentes à bomba do tipo *BCS* (bomba centrífuga submersa) inserida no fluido, ou prejudicar a eficiência da separação, produção e ainda assim prejudicar o escoamento de gás derivado do escoamento multifásico do poço. São definidos dois critérios de estabilidade em função das transições nos padrões de escoamento característicos para a estabilidade ou não do sistema de separação e produção. São fixados valores constantes para a velocidade superficial de líquido ( $V_{SL}$ ) e para as razões de ar e água ( $RGO$ ) a fim de serem analisados e estudados os padrões de escoamento de acordo com cada critério atendido (eliminação ou redução das golfadas severas) e, portanto, obter os pontos de operação ideais entre as vazões e as pressões características para a manutenção de escoamento permanente de acordo com o controle da válvula de estrangulamento e/ou controle na pressão do separador. Para cada valor fixado os resultados se comportam de maneira diferente em relação ao anterior, devido a mudança do escoamento ser significativa. A partir dos resultados podem ser obtidas as equações empíricas em função dos pontos de operação ideais para a estabilidade da separação e produção multifásica e finalmente poder acoplá-las ao controle do sistema através dos mecanismos existentes.

**Palavras Chaves:** Padrões de escoamento, transição, golfadas severas, escoamento multifásico, vazões de ar e água, razão de vazão  $RGO$ , separador submarino *VASPS*, válvula de estrangulamento, *riser*, *pipeline*, produção.

---

## ABSTRACT

The flow pattern of the severe slugging in pipes coupled to subsea separators type *VASPS*, implemented on offshore oil drilling is unstable. Once this pattern features fluctuating flow in the production, the level of liquid within the present *VASPS* changes according to the frequency of production. Beyond this it may cause permanent damage to the pump type *ESP* (electrical submersible pump) inserted in the fluid, or impair the efficiency of production separation and yet it harm the derived gas of the multiphase flow from the well. Two criteria of stability are defined in terms of the transitions of the characteristics flow patterns in relation to the flow separation and the current production system. They are fixed constant values for the superficial liquid velocity ( $V_{SL}$ ) and the air-water ratios ( $RGO$ ) to be analyzed and studied the flow patterns according to each criterion attended (elimination or reduction of severe slugging flow) and thus get optimum operating points between the characteristic pressures and the flow rates for maintaining permanent flow according to the control of the choke valve and/or through control the pressure in the separator. For each set values results behave differently in relation to the previous, because the change of the flow is significant. From the results one can obtain empirical equations as a function of the optimal operating points for the stability of the separation and the multiphase flow production, and finally to associate them to the control system via existing mechanisms.

**Keywords:** Flow patterns, transition, severe slugging, multiphase flow, air and water flow rates, flow ratio  $RGO$ , *VASPS* subsea separator, choke valve, riser, pipeline, production.

# SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
1.1	DEFINIÇÃO DO PROBLEMA	3
1.2	OBJETIVO GERAL	5
1.3	ESCOPO DA DISSERTAÇÃO	7
<b>2</b>	<b>Revisão Bibliográfica</b>	<b>8</b>
2.1	GOLFADAS SEVERAS ( <i>Severe Slugging</i> )	9
2.2	SEPARADORES SUBMARINOS	17
2.2.1	SEPARADOR CICLONE - CS	18
2.2.2	VASPS - <i>Vertical Annular Separator and Pumping System</i>	19
2.2.3	SEPARADOR SUBMARINO ÁGUA/ÓLEO (SSAO)	21
<b>3</b>	<b>Fundamentação Teórica</b>	<b>23</b>
3.1	PADRÕES DE ESCOAMENTO	23
3.1.1	TUBOS HORIZONTAIS	24
3.1.2	TUBOS VERTICAIS	26
3.2	TUBOS HORIZONTAIS E LEVEMENTE INCLINADOS: ESCOAMENTO EM REGIME PERMANENTE SEM TRANSFERÊNCIA DE MASSA ENTRE AS FASES	27
3.2.1	ESCOAMENTO ESTRATIFICADO EQUILIBRADO	28
3.2.2	TRANSIÇÃO DO ESCOAMENTO ESTRATIFICADO	31
3.2.3	TRANSIÇÃO ENTRE O PADRÃO INTERMITENTE E O ANULAR	34
3.2.4	TRANSIÇÃO ENTRE OS PADRÕES INTERMITENTE E BOLHA DISPERSA	35
3.2.5	O MAPA DOS PADRÕES DE ESCOAMENTO	35
3.3	EFEITOS DO ESCOAMENTO EM REGIME TRANSIENTE DENTRO DE TUBOS HORIZONTAIS	38
3.3.1	ANÁLISE	39
3.4	TUBOS VERTICAIS: REGIME PERMANENTE SEM TRANSFERÊNCIA DE MASSA ENTRE AS FASES - ESCOAMENTO ASCENDENTE E DESCENDENTE	42
3.4.1	ESCOAMENTO ASCENDENTE	43
3.4.2	ESCOAMENTO DESCENDENTE	51
3.5	FENÔMENO DAS GOLFADAS SEVERAS - <i>Severe Slugging</i>	54
<b>4</b>	<b>Estudo de Estabilidade</b>	<b>60</b>



4.1	CRITÉRIOS DE ESTABILIDADE .....	61
4.2	EQUAÇÕES CARACTERÍSTICAS - O MODELO TEÓRICO.....	63
4.2.1	PRIMEIRO CRITÉRIO .....	65
4.2.2	SEGUNDO CRITÉRIO .....	69
<b>5</b>	<b>Resultados.....</b>	<b>72</b>
5.1	ANÁLISE - VELOCIDADE SUPERFICIAL DE LÍQUIDO CONSTANTE .....	73
5.2	ANÁLISE - RAZÃO DAS VAZÕES VOLUMÉTRICAS DE AR (CONDIÇÕES <i>Stan-</i> <i>dard</i> ) E DE ÁGUA CONSTANTE.....	79
<b>6</b>	<b>Conclusões.....</b>	<b>84</b>
6.1	TRABALHOS FUTUROS.....	84
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....</b>	<b>86</b>
	<b>Apêndice A.....</b>	<b>91</b>
	<b>Código Matemático Desenvolvido no Software <i>MATLAB</i>.....</b>	<b>92</b>

# LISTA DE FIGURAS

1.1	Típicos sistemas de produção <i>offshore</i> .....	2
1.2	Ilustração do sistema estudado para o caso estável de produção e separação. Reproduzido de Taitel [15].....	6
2.1	Detalhe dos mecanismos do VASPS.....	19
2.2	Layout ilustrativo do sistema de produção multifásico com separador submarino do tipo VASPS. ....	20
2.3	Separação submarina água/óleo (SSAO). Exemplo de aplicação em um campo de produção. ....	21
3.1	Padrões de escoamento em tubos horizontais. Reproduzido de Dukler e Taitel [20]. .	26
3.2	Padrões de escoamento em tubos verticais. Reproduzido de Dukler e Taitel [20].....	27
3.3	Fluido estratificado em equilíbrio. Reproduzido de Dukler e Taitel [20]. ....	28
3.4	Instabilidade de uma onda solitária. Reproduzido de Dukler e Taitel [20].....	32
3.5	Mapa generalizado dos padrões de escoamento. Reproduzido de Dukler e Taitel [20].	37
3.6	Mapa geral dos padrões de escoamento para os tubos horizontais. Reproduzido de Dukler e Taitel [20].....	38
3.7	Mapa dos padrões de escoamento para um tubo horizontal de 5,1cm de diâmetro. Ar e água em condições atmosféricas. Comparação entre a teoria de Dukler e Taitel e os dados de Mandhane. Reproduzido de Dukler e Taitel [20].....	39
3.8	Escoamento estratificado não-equilibrado. Reproduzido de Dukler e Taitel [20]. ....	40
3.9	Mapa dos Padrões de Escoamento. Escoamento ascendente num tubo de 5,1cm de diâmetro. Ar e água em condições atmosféricas. Reproduzido de Dukler e Taitel [20].	45
3.10	Configuração do padrão de escoamento em golfadas ( <i>slug flow</i> ). Escoamento ascendente num tubo de 5,1cm de diâmetro. Ar e água em condições atmosféricas. Reproduzido de Taitel et al. [44]. ....	49
3.11	Padrão de escoamento anular descendente em tubo vertical. Reproduzido de Dukler e Taitel [20].....	53
3.12	Padrões de escoamentos descendentes em tubo vertical: Teoria X Dados utilizados. Escoamento num tubo de 5,1cm de diâmetro. Ar e água em condições atmosféricas. Reproduzido de Dukler e Taitel [20]. ....	54
3.13	Formação da golfada. Reproduzido de Taitel [15].....	55
3.14	Produção da golfada. Reproduzido de Taitel [15]. ....	55
3.15	Penetração de gás. Reproduzido de Taitel [15].....	56

3.16	Expulsão de gás. Reproduzido de Taitel [15].	56
3.17	Estado permanente. Reproduzido de Taitel [15].	57
3.18	Golfada severa tipo 1 (SS1). Reproduzido de Malekzadeh et al. [9].	58
3.19	Golfada severa tipo 2 (SS2). Reproduzido de Malekzadeh et al. [9].	58
3.20	Golfada severa tipo 3 (SS3). Reproduzido de Malekzadeh et al. [9].	59
5.1	Relação teórica entre a razão das vazões de ar nas condições <i>standard</i> e água, <i>RGO</i> , e a pressão característica correspondente. $V_{SL} = 0,0191m/s$ .	74
5.2	Relação teórica entre a razão das vazões de ar nas condições <i>standard</i> e água, <i>RGO</i> , e a pressão característica correspondente. $V_{SL} = 0,1693m/s$ .	75
5.3	Relação teórica entre a razão das vazões de ar nas condições <i>standard</i> e água, <i>RGO</i> , e a pressão característica correspondente. $V_{SL} = 0,3098m/s$ .	75
5.4	Relação teórica entre a razão das vazões de ar nas condições <i>standard</i> e água, <i>RGO</i> , e a pressão característica correspondente. $V_{SL} = 0,4549m/s$ .	76
5.5	Relação teórica entre a razão das vazões de ar nas condições <i>standard</i> e água, <i>RGO</i> , e a pressão característica correspondente. $V_{SL} = 0,6019m/s$ .	76
5.6	Relação teórica entre a razão das vazões de ar nas condições <i>standard</i> e água, <i>RGO</i> , e a pressão característica correspondente. $V_{SL} = 1,2040m/s$ .	77
5.7	Relação teórica entre a razão das vazões de ar nas condições <i>standard</i> e água, <i>RGO</i> , e a pressão característica correspondente, para todos os casos no plano <i>2D</i> .	78
5.8	Relação teórica entre a razão das vazões de ar nas condições <i>standard</i> e água, <i>RGO</i> , e a pressão característica correspondente, para todos os casos no plano <i>3D</i> .	78
5.9	Relação teórica entre a contrapressão e a vazão de líquido para uma razão <i>RGO</i> constante. $RGO = 1$ .	79
5.10	Relação teórica entre a contrapressão e a vazão de líquido para uma razão <i>RGO</i> constante. $RGO = 10$ .	80
5.11	Relação teórica entre a contrapressão e a vazão de líquido para uma razão <i>RGO</i> constante. $RGO = 100$ .	81
5.12	Relação teórica entre a pressão característica correspondente e a vazão de líquido para uma razão <i>RGO</i> constante. $RGO = 1000$ .	82

# LISTA DE TABELAS

3.1	Valores dos coeficientes utilizados no cálculo dos fatores de atrito .....	29
3.2	Grupos Adimensionais.....	31
4.1	Propriedades dos Fluidos .....	63
4.2	Características Geométricas.....	64
4.3	Constantes.....	64
4.4	Faixa das Vazões e Velocidades Superficiais dos Fluidos .....	64

# LISTA DE SÍMBOLOS

## Letras Gregas

$\alpha$	Fração de vazio
$\alpha'$	Fração de vazio da frente de gás
$\beta$	Ângulo de inclinação do <i>pipeline</i>
$\epsilon$	Rugosidade
$\gamma$	Densidade relativa de gás
$\mu$	Viscosidade dinâmica
$\nu$	Viscosidade cinemática
$\theta$	Ângulo de inclinação do <i>riser</i>
$\rho$	Massa específica
$\sigma$	Tensão superficial
$\tau$	Tensão de cisalhamento
$\xi$	Taxa da energia de dissipação por unidade de massa

## Letras Romanas

$a$	Fração de vazio do fluido escoando através do estrangulamento
$A$	Área
$B$	Razão de comprimento entre a “bolha de Taylor” e a golfada total
$c$	Coefficiente de estrangulamento
$C$	Função da densidade de mistura das fases; Distúrbio
$C'$	Velocidade crítica do fluido
$d$	Diâmetro de bolha
$D$	Diâmetro de tubo
$f$	Fator de fricção
$F$	Força; Grupo adimensional
$W$	Vazão mássica
$Fr$	Número de Froude
$g$	Gravidade
$h$	Nível de fase
$h'$	Altura de pico
$H$	Altura do <i>riser</i> ; <i>Holdup</i>
$L$	Comprimento do <i>pipeline</i>
$k$	Constante
$K$	Grupo adimensional
$M$	Massa molar
$P$	Pressão
$Q$	Vazão volumétrica
$R$	Constante universal dos gases
$Re$	Número de Reynolds
$S$	Perímetro de contato
$t$	Tempo
$T$	Temperatura; Grupo adimensional
$U$	Flutuação da velocidade radial
$V$	Velocidade média
$W$	Vazão mássica
$We$	Número de Weber
$x$	Eixo da abcissa
$X$	Parâmetro de Lockhart e Martinelli
$Y$	Grupo adimensional
$Z$	Fator de compressibilidade

## Subscritos

$A$	Ar; Arrasto
$b$	Bolha
$B$	Empuxo; <i>Back</i>
$crit$	Crítico
$C$	<i>Choke</i>
$C'$	Velocidade crítica do fluido
$E$	Entrada
$G$	Gás; Gravidade
$i$	Interfacial
$j$	Valor inicial
$j1$	Valor seguinte
$L$	Líquido
$LS$	Golfada líquida
$max$	Máximo
$M$	Mistura
$P$	<i>Pipeline</i>
$R$	<i>Riser</i>
$s$	Golfada ( <i>slug</i> )
$S$	Golfada ( <i>slug</i> ); Separador
$SG$	Superficial de gás
$SL$	Superficial de líquido
$SS$	Separador (valor fixado); <i>Severe slugging</i>
$T$	Turbulência; Transição
$TB$	“Bolha de Taylor”
$\infty$	Valor final
$0$	Atmosférica; <i>Standard</i> ; Valor médio; Relativo
$1$	Primeiro caso
$2$	Segundo caso

## Sobrescritos

$m$	Coeficiente de escoamento
$n$	Coeficiente de escoamento
$-$	Valor médio
$\sim$	Adimensional
$\circ$	Grau

## Siglas

<i>BCS</i>	Bomba Centrífuga Submersa
<i>CFD</i>	<i>Computational Fluid Dynamic</i>
<i>CS</i>	Separador Ciclone
<i>ESP</i>	<i>Electrical Submersible Pump</i>
<i>GCU</i>	<i>Gas Carry-Under</i>
<i>GLCC</i>	<i>Gas and Liquid Cylindrical Cyclone</i>
<i>GLP</i>	Gás Liquefeito de Petróleo
<i>LCO</i>	<i>Liquid Carry-Over</i>
<i>PVT</i>	Pressão-Volume-Temperatura
<i>RGO</i>	Razão volumétrica de ar e água
<i>SSAO</i>	Separador Submarino Água/Óleo
<i>UEP</i>	Unidade Estacionária de Produção
<i>VASPS</i>	<i>Vertical Annular Separator and Pumping System</i>



# Capítulo 1

## Introdução

O petróleo origina-se a partir da matéria orgânica que ao longo dos anos acumula-se em conjunto com sedimentos no fundo dos oceanos. A base de sua composição são os hidrocarbonetos, substâncias compostas por carbono e hidrogênio, à qual podem juntar-se átomos de oxigênio, nitrogênio e enxofre, além de íons metálicos, principalmente de níquel e vanádio. Estes componentes, sob condições termoquímicas apropriadas, interagem dando início a uma cadeia de processos que levam à formação do petróleo.

A sociedade atual é altamente dependente do petróleo, pois ele está presente em muitas atividades cotidianas, no trabalho, no lazer, nos deslocamentos e em todas as áreas industriais e agrícolas. Além de gerar a gasolina, que serve de combustível para grande parte dos automóveis que circulam no mundo, vários produtos são derivados do petróleo como a parafina, o gás natural, o gás liquefeito de petróleo (GLP), os produtos asfálticos, a nafta petroquímica, o querosene, os solventes, os óleos combustíveis, os óleos lubrificantes, o óleo diesel e os combustíveis de aviação, entre outros.

A extração do petróleo é feita através de dois tipos de plataformas, as *onshore* (terrestres) e as *offshore* (em alto mar). A configuração *offshore*, caso estudado neste trabalho, pode ser visto na Figura 1.1. Nas plataformas *onshore*, a estação de tratamento é mais simples de se estruturar, sendo que há maior facilidade de manutenção e transporte dos equipamentos e materiais, devido à localização na terra. No entanto, no Brasil, a maior parte da produção de petróleo está localizada em campos marítimos *offshore*, o que dificulta a estruturação de toda a estação de tratamento em um pequeno espaço. Por este motivo, são aplicados métodos de tratamento mais eficazes para que os equipamentos e as rotas de trabalho possam ser menores.

Nos últimos anos, devido à descoberta de reservatórios de petróleo em maiores profundidades, as atividades de produção estão sendo expandidas para águas ultra-profundas, utilizando para isso tubulações que medem vários quilômetros de comprimento, que possuem diferentes diâmetros e estão sujeitas a taxas de escoamento, na sua entrada, bastante variadas. Em indústrias de produção de petróleo, as plataformas estão conectadas aos poços no fundo do oceano através de linhas de escoamento (tubulações) com diferentes configurações, que apresentam seções horizontais (*pipelines*), com pontos de altos e baixos topográficos, e seções verticais, denominadas de tubulação

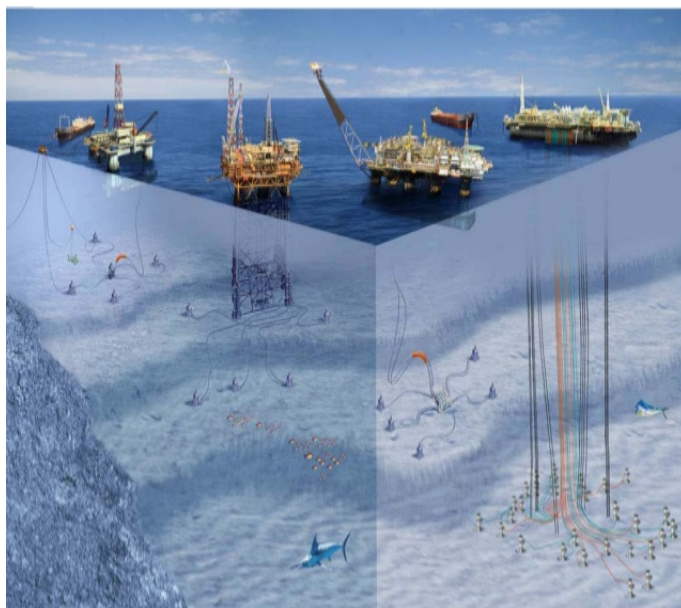


Figura 1.1: Típicos sistemas de produção *offshore*.

ascendente ou *riser*, até a plataforma.

A configuração da linha de escoamento, associada a outros fatores tais como as taxas de produção de líquido (água + óleo) dos poços, as propriedades dos fluidos e a gravidade, podem provocar um padrão de escoamento do tipo golfadas severas, que se caracteriza por ser um fenômeno cíclico formado por um bloco de líquido (a golfada) intercalado com um volume de gás. Este escoamento pode gerar oscilações de escoamento e pressão, causando grandes transtornos em todo o processo de produção, com perdas econômicas significativas (Schmidt et al., [1]).

Neste contexto, a golfada severa é considerada uma das mais preocupantes instabilidades na indústria de produção de petróleo. A propagação da golfada severa gera uma série de problemas indesejados na produção, tais como: vibrações na tubulação; desgaste e corrosão dos equipamentos, reduzindo seu tempo de uso e aumentando seu custo com manutenção; parada de produção por um nível alto de líquido; inundação nos separadores, entre outros. Um ou todos estes fatores ocasionam redução na capacidade de produção e perdas econômicas expressivas. Portanto, manipular as golfadas severas nos vasos de separação, ou mesmo evitá-las no sistema *pipeline-riser*, torna-se uma necessidade na indústria de produção de petróleo (Schmidt et al., [2]).

Em pesquisas recentes têm sido observado que uma metodologia promissora consiste em utilizar estratégias de controle com realimentação no problema das golfadas severas, na produção de petróleo. Tais estratégias de controle, quando aplicadas na válvula de saída de líquido dos separadores de produção, são capazes de estabilizar o escoamento de líquido oscilatório (golfada severa), dentro destes vasos, por outro lado, acabam repassando as oscilações provenientes da golfada severa para os equipamentos a jusante do processo, causando perturbações indesejadas na produção. Logo, com o objetivo de reduzir as vazões flutuantes da saída, é possível aplicar uma estratégia de controle de nível que utiliza a capacidade do separador para permitir que o nível de líquido flutue dentro do vaso, possibilitando uma melhor regularidade no processo, e vazões de

saída menos oscilatórias para os equipamentos a jusante do separador.

O processamento primário submarino de petróleo consiste de uma larga escala de tecnologias nas quais os equipamentos para separação gás/líquido, sólido/líquido e óleo/água são instalados no fundo de poço ou no leito marinho. É formado também por sistema de bombeamento e/ou compressão que permitem a produção de poços marítimos sem a necessidade de instalações de superfície. O primeiro estágio consiste na separação gás/líquido. O gás removido do óleo é diretamente produzido até a Unidade Estacionária de Produção (UEP). O líquido desgaseificado é enviado para o separador de sólido/líquido, que pode ser um separador por hidrociclones, por exemplo (França et al., [3]). Em seguida, o fluxo segue para o separador de água/óleo, que pode ser um separador tubular ou um hidrociclone. A água separada por este equipamento é enviada para tratamento e em seguida é reinjetada no poço. O óleo é enviado para um coalescedor eletrostático que aplica um campo elétrico para quebrar as emulsões e então promover uma desidratação do óleo. A água separada por este dispositivo também é tratada e reinjetada, e por fim, o óleo é bombeado, junto aos sólidos, para a UEP.

## 1.1 Definição do Problema

Entende-se por escoamento multifásico o escoamento que apresenta mais de uma fase, sendo o escoamento bifásico o caso mais simples. Escoamentos multifásicos acontecem em toda parte e a todo o instante na natureza como em chuvas, ciclones, poluição atmosférica, e também em inúmeros processos industriais como combustão interna, transportes e produção de óleo e gás.

Na indústria de petróleo, o escoamento multifásico ocorre durante o processo de produção e de transporte, tanto nos poços quanto nas linhas que interligam o poço à plataforma ou a um separador submarino primeiramente, e um grande esforço tem sido realizado no que diz respeito ao estudo desse fenômeno. Ele exerce uma grande influência em fatores como a produtividade, manutenção e segurança.

Quando gás e líquido escoam simultaneamente em uma tubulação, várias configurações de escoamento podem existir, caracterizando os padrões de escoamento ou padrões de fluxo. Estes padrões dependem de variáveis operacionais, principalmente da velocidade de gás e de líquido, das propriedades dos fluidos, e de alguns aspectos geométricos, tais como, diâmetros dos tubos e ângulo de inclinação. A hidrodinâmica do escoamento, assim como as equações de momento, transferência de calor, massa e energia, mudam drasticamente para cada padrão de escoamento.

O padrão intermitente em escoamento horizontais e verticais é caracterizado pela alternância entre líquido e gás. Golfadas de líquido que ocupam todo o diâmetro do tubo são separadas por bolha de gás, que contém uma camada de líquido estratificada escoando na parede do tubo. O mecanismo do escoamento é caracterizado por uma alta velocidade da golfada de líquido, ultrapassando o líquido presente no filme que escoava lentamente à sua frente.

Segundo Barnea et al. [4] o padrão intermitente é subdividido em golfadas (*slug flow*) e bolhas alongadas. O comportamento do escoamento é o mesmo para os dois padrões no que diz respeito

ao mecanismo. O do tipo bolhas alongadas é considerado como um caso limite do escoamento do tipo golfadas, quando a golfada de líquido apresenta-se livre de bolhas no seu interior. Isso ocorre para baixas vazões de gás, quando o escoamento é mais suave. Para altas vazões de gás, o líquido se apresenta aerado por pequenas bolhas, as quais se concentram na frente da golfada de líquido e na parte superior do tubo.

O escoamento do tipo golfadas (*slug flow*) pode ser classificado em dois grupos principais: o hidrodinâmico e o severo (Ujang et al., [5]). O hidrodinâmico é um tipo de padrão que pode se formar nos trechos horizontais do *pipeline*, mas também pode ocorrer em poços e *risers*; as bolhas de gás são menores e aparecem frequentemente. O separador, na maioria dos casos, funciona bem na ocorrência desse padrão pois o volume de líquido em cada golfada é pequeno se comparado ao volume disponível no separador.

As golfadas severas resultam da acumulação de líquido em inclinações descendentes locais de tubos sendo gerada por forças gravitacionais. Esse fenômeno pode ocorrer em sistemas *pipeline-riser* no qual um *pipeline* com inclinação descendente ou ondulado é conectado a um *riser* vertical. Em baixas vazões de líquido e gás, ocorre acúmulo de líquido no *riser* e no *pipeline*, bloqueando a passagem de gás; isso resulta em uma compressão do gás no *pipeline*. Quando a pressão aumenta suficientemente para superar a pressão hidrodinâmica do líquido no *riser*, o gás se expande e empurra a coluna de líquido para o separador.

As golfadas severas são responsáveis por períodos sem produção de óleo e gás no separador seguidos por altas vazões dos mesmos, quando as golfadas estão sendo produzidas. Sua ocorrência é altamente indesejável devido à alta pressão e às flutuações nas taxas de escoamento. O fenômeno afeta o nível de líquido no separador, podendo resultar em uma ineficiência do processamento primário e, em alguns casos, levar ao transbordamento.

As flutuações no escoamento de gás podem levar a pressões oscilantes - o que também afeta o processo de separação - e problemas operacionais durante o funcionamento da BCS (bomba centrífuga submersa) no separador (VASPS). Altas variações da pressão podem reduzir a capacidade de produção do campo, além de causar desgastes nos equipamentos de processamento - reduzindo seu tempo de vida e aumentando os custos de manutenção.

Portanto, existe um grande potencial econômico se as golfadas severas podem ser reduzidas ou eliminadas completamente. A regularidade resultará em uma menor ocorrência de fechamento de poço se o escoamento no separador estiver estabilizado. Contudo, o fator econômico mais importante é a possibilidade de aprimorar a recuperação do óleo. Um possível aumento e aceleração da produção é a maior motivação para a instalação de mecanismos de controle de golfadas severas.

É possível evitar ou reduzir os efeitos desse fenômeno através de uma mudança no projeto do sistema a fim de diminuir a probabilidade de sua ocorrência. Como exemplo podem ser citados: alterações na topologia em que o *pipeline* se encontrará; aumento do tamanho do separador (VASPS); construção de um coletor de golfadas (*slug catcher*); instalação de um sistema de *gas-lift*.

A inclinação do *pipeline* favorece o acúmulo de líquido, que pode bloquear o gás e, dependendo das vazões de gás e líquido, contribuir para a ocorrência das golfadas severas. Um separador

suficientemente largo evitaria a ocorrência de transbordamento durante a etapa de expulsão de gás (*blowout*). Já o coletor de golfadas (*slug catcher*) seria um grande tanque antes do separador para também evitar o transbordamento e minimizar o impacto das flutuações de vazão diretamente no separador.

Alterações no tamanho do separador (VASPS) e a instalação de um coletor de golfadas (*slug catcher*) são soluções caras e que demandam um grande espaço - sendo inviáveis em poços *offshore*. O uso do sistema de *gas-lift* reduz a pressão hidrostática da coluna de líquido no *riser* e, portanto, reduz a pressão no *pipeline*. A injeção de gás também tende a carregar o líquido e o mantém movendo no *riser*. Quando gás suficiente é injetado, o líquido é continuamente elevado e um escoamento contínuo e permanente irá ocorrer. Segundo Potz et al. [6], o gás reduz a ocorrência das golfadas severas.

Jansen et al. [7] afirmam que o sistema de *gas-lift* elimina as golfadas severas pelo aumento de velocidade e redução do *holdup* líquido no *riser*, porém um grande volume de gás precisa ser injetado para estabilizar o escoamento. Schmidt et al. [1] e Yocum [8] não recomendam a utilização desse método para esse fim por considerá-lo muito caro.

Uma solução mais simples, econômica e bastante utilizada é o controle da válvula de estrangulamento (*choke valve*) no topo do sistema *pipeline-riser*. Malekzadeh et al. [9], baseados no trabalho de Jansen et al. [7], reconheceram que o estrangulamento pode eliminar as golfadas severas através do aumento da contrapressão (*backpressure*), e que ainda, pode atuar como uma resistência ao fluxo proporcionalmente a velocidade da mistura bifásica no escoamento através do *riser*.

A Figura 1.2 ilustra o caso estudado quando ocorre a estabilidade do sistema de produção e separação através da existência do padrão de escoamento do tipo bolhas ou golfadas (*slug flow*), padrões definidos em função do *holdup* líquido na golfada de líquido (*HLLS*). São apresentadas ainda a válvula de estrangulamento (*choke valve*) e as pressões características (contrapressão e pressão no separador), parâmetros utilizados no controle de estabilidade do sistema.

Os demais detalhes do problema estudado são apresentados no Capítulo 3 onde são definidos os tipos de golfadas severas (*severe slugging*) e as características do ciclo de formação e produção, além das definições de estabilidade do sistema.

## 1.2 Objetivo Geral

O objetivo principal deste trabalho encontra-se no desenvolvimento de um código matemático no qual é possível determinar os diferentes padrões de escoamento que podem ocorrer num sistema *pipeline-riser* de acordo com cada variação no fluxo de ar e água. Uma vez definidos os padrões pode ser levantada a curva das relações entre a contrapressão (*backpressure*) no topo do sistema *pipeline-riser* e as faixas de vazão, ou razão de vazão de ar e água (RGO); e ainda a curva das relações entre a pressão no separador e as faixas de vazão para o caso em que o estado permanente é atingido.

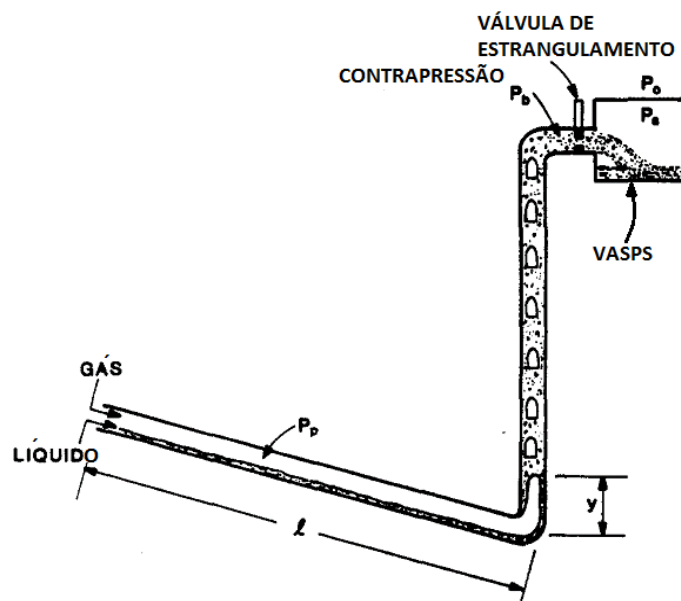


Figura 1.2: Ilustração do sistema estudado para o caso estável de produção e separação. Reproduzido de Taitel [15].

Os objetivos específicos deste trabalho são os seguintes:

1. Realizar uma revisão bibliográfica para a compreensão do problema existente a cerca do escoamento indesejável presente em sistemas de separação e produção de petróleo, através de trabalhos anteriores no qual foram apresentados conceitos teóricos e embasamento experimental sobre as golfadas severas (*severe slugging*). Posteriormente apresentar o conceito teórico dos padrões de escoamento, assim como o mapa dos padrões para cada disposição de tubo (horizontal ou levemente inclinado e vertical) conforme a configuração do sistema *pipeline-riser* apresentado neste trabalho.
2. Definir os critérios de estabilidade a fim de determinar regiões de operação (pressão no topo do sistema *pipeline-riser* ou contrapressão ( $P_B$ ) e pressão no separador ( $P_S$ )) no qual as golfadas severas poderão ser reduzidas ou eliminadas no sistema de separação e produção através de mecanismos de controle e mudanças de parametrização, ou ainda através da própria estabilidade regida pelo padrão de escoamento existente (*slug flow*).
3. Montar o modelo teórico para o estudo de estabilidade das golfadas severas (*severe slugging*) presente no sistema *pipeline-riser*. Obter relações entre a razão das vazões volumétricas de ar nas condições *standard* e de água,  $RGO$ , e as pressões características de acordo com o critério de estabilidade atendido: pressão no separador  $P_S$  para o primeiro critério atendido; contrapressão  $P_B$  para o segundo critério atendido.

### 1.3 Escopo da Dissertação

No Capítulo 2 é apresentada uma revisão bibliográfica a cerca dos diferentes trabalhos realizados na caracterização das golfadas severas a fim de que elas sejam reduzidas ou eliminadas na produção *offshore*, assim como a especificação dos diferentes separadores submarinos como o do tipo VASPS referenciado no trabalho. No Capítulo 3 são definidos os diferentes padrões de escoamento para cada geometria utilizada, seja em escoamento multifásico horizontal e/ou vertical, assim como a fundamentação do padrão indesejável das golfadas severas (*severe slugging*), para entendimento do problema existente no sistema de produção e separação submarina. O estudo de estabilidade é finalmente apresentado no Capítulo 4 assim como o código matemático desenvolvido para a definição das relações ótimas de pressão e vazão para cada caso de razão RGO. No Capítulo 5 os resultados são apresentados e analisados para aplicação dos métodos de solução conhecidos na otimização da produção na ausência parcial ou total do padrão indesejável das golfadas severas. Por último são apresentadas as conclusões e as propostas futuras deste trabalho no Capítulo 6, e ainda, nos Anexos encontra-se o código matemático escrito em MATLAB R2011a de onde pode ser extraído os resultados apresentados.

## Capítulo 2

# Revisão Bibliográfica

Neste Capítulo são apresentados os trabalhos relacionados às golfadas severas que mais contribuíram para o entendimento e desenvolvimento do modelo matemático desse estudo. São trabalhos desenvolvidos ao longo dos últimos trinta e cinco anos. É apresentado ainda uma revisão sobre os separadores submarinos utilizados em processamento primário na indústria de petróleo (prospecção *offshore*), inclusive o do tipo VASPS utilizado no trabalho.

Alguns modelos foram propostos para o estudo das golfadas severas em sistemas *pipeline-riser* em que os fluidos escoantes são água e ar. Schmidt, Doty e Dutta-Roy [2], Fabre et al. [10], Taitel et al. [11], Sarica e Shoham [12] e Malekzadeh et al. [9] são alguns dos autores que investigaram o comportamento deste escoamento bifásico e propuseram diferentes métodos para determinar a estabilidade do sistema. Uma recente monografia feita por Mokhatab [13] revisa as principais questões relacionadas às golfadas severas para sistemas com água-ar.

As simulações numéricas e experimentos relatados na literatura utilizam água e ar como fluidos escoantes por questões de simplicidade. Embora os aspectos básicos das golfadas severas possam ser levados em consideração, existem muitas limitações ao se tentar extrapolar os resultados para sistemas de produção de petróleo. O comprimento do *pipeline* e altura do *riser* em sistemas de produção de petróleo são muito maiores (ordem de quilômetros) que os observados nas instalações experimentais que se utilizam de água e ar. As grandes razões entre a pressão na base e no topo do *riser* dão origem a importantes efeitos de expansão na fase gasosa, invalidando modelos baseados na suposição de uma fração de vazio constante no *riser*. No entanto, para sistemas *pipeline-riser* acoplados a separadores submarinos, a validade do modelo é significativa.

O petróleo é composto de múltiplos hidrocarbonetos, sendo que as fases líquida e gasosa coexistem em condições de operação. A transferência de massa entre as fases é dependente da pressão e temperaturas locais, sendo, portanto, as vazões de gás e óleo dependentes do diagrama de fases ou diagrama pressão-volume-temperatura (PVT) do fluido em questão. Com as variações de pressão ao longo do *riser* não sendo significantes, os efeitos da transferência de massa podem ser ignorados para efeitos de cálculo.



## 2.1 Golfadas Severas (*Severe Slugging*)

Schmidt, Beggs e Brill [1] construíram instalações experimentais a fim de estudar o escoamento em sistemas *pipeline-riser*. Os fluidos escoavam em um *pipeline* de 30,48m e seguiam por um *riser* vertical de 50m, ambos com diâmetro de 2". O *pipeline* foi posicionado em inclinações de  $-5^\circ$ ,  $-2^\circ$ ,  $0^\circ$ , e  $+5^\circ$  a partir da horizontal e os fluidos utilizados no estudo foram ar e querosene.

Com base nos experimentos realizados foi possível uma descrição detalhada das golfadas severas. A descrição que segue tem início quando a pressão na base do *riser* apresenta seu menor nível e a cauda da golfada de líquido acaba de adentrar o separador (ver Figura 3.16).

Parte do líquido que deslocava junto à golfada retrocede no *riser* e inicia-se o acúmulo de líquido na base. Uma vez que o aumento de pressão no *pipeline* por unidade de tempo é menor que o aumento de pressão hidrostática por unidade de tempo no *riser* devido ao fluxo de entrada de líquido e a queda de líquido no *riser*, o líquido começa a acumular-se em ambos os tubos: *pipeline* e *riser*. Com isso, a passagem de ar para o *riser* fica bloqueada e a pressão no *pipeline* começa a aumentar. Quando a frente da golfada de líquido, ou a altura do líquido, atinge o topo do *riser*, a pressão no *pipeline* chega ao seu valor máximo. A pressão no *pipeline* começa a decrescer conforme o comprimento da golfada de líquido gradualmente diminui, visto que a golfada deixa o *riser* e adentra o separador. Quando a cauda da golfada atinge o topo do *riser*, a pressão no *pipeline* atinge seu mínimo, igualando ou chegando próximo à pressão do separador.

Schmidt, Beggs e Brill [14] observaram que ao mudar a vazão de líquido ou ao aumentar a vazão de gás, um novo padrão de escoamento é obtido, semelhante ao descrito anteriormente, porém as golfadas de líquido são geralmente aeradas e não excedem o comprimento do *riser*.

Aumentando ainda mais a vazão de gás, obtêm-se um outro padrão de escoamento, chamado pelos autores de "transição para as golfadas severas". O novo padrão de escoamento se aproxima das golfadas severas. No entanto, o escoamento torna-se mais caótico. Regiões no *riser* continuamente são preenchidas por golfadas de líquido com a alta concentração de bolhas e por partes em que ocorre apenas gás. Adicionalmente, as golfadas formadas na base do *riser* não mantêm sua identidade conforme elas evoluem ao longo do *riser*. Um aumento adicional na vazão de gás resulta no padrão de escoamento em golfadas ou anular.

Vale ressaltar que a descrição das golfadas severas, como apresentada, é aplicável apenas para *pipeline* com inclinação negativa (escoamento descendente no *pipeline* e ascendente no *riser*). Não foi observada a ocorrência das golfadas severas em um *pipeline* com inclinação positiva (escoamento ascendente no *pipeline*) ou horizontal.

Um modelo matemático foi proposto, assumindo que as vazões mássicas de gás e líquido na entrada do *pipeline* mantêm-se constantes; a pressão no separador é constante; não há bolhas de gás nas golfadas de líquido; a fração volumétrica de líquido é uniforme ao longo de todo o comprimento do *pipeline*; as interfaces de gás e líquido são horizontais; e o processo é isotérmico. A força predominante envolvida no fenômeno é a gravidade e, devido ao movimento lento do líquido durante a formação de golfadas, consideram-se desprezíveis o atrito e a aceleração. As variáveis de interesse no modelo são a altura do líquido no *pipeline* e *riser*, a velocidade do gás,

a pressão no *pipeline* e o tempo para formação da golfada de líquido no *riser*. Esse modelo está limitado ao estudo de como a golfada de líquido é gerada na base do *riser*.

Os autores reportam ainda que o uso de uma válvula reguladora (*choke valve*) no topo do *riser* tem efeito estabilizante, ou seja, evita a ocorrência das golfadas severas. Efeito semelhante foi observado por Yocum [8], que foi capaz de estabilizar o escoamento no sistema *pipeline-riser* por meio do aumento da pressão do separador. As consequências do aumento da contrapressão ou pressão de retorno (*backpressure*) são reduções de até 50% na vazão dos fluidos.

Schmidt, Doty e Dutta-Roy [2] afirmam que a ocorrência das golfadas severas depende da geometria do sistema *pipeline-riser*. O *pipeline* deve apresentar inclinação negativa para que a golfada se forme na base do *riser*, assim como deve apresentar padrão de escoamento estratificado.

Um novo aparato experimental foi montado, com um *pipeline* de 9,14m e inclinação de  $-1^\circ$  e um *riser* vertical de 3,05m. Ambos tubos possuíam diâmetro de 1" e os fluidos usados foram água e ar.

Os autores propõem uma descrição mais detalhada para as golfadas severas, separando os ciclos em estágios. O histórico de pressão no *pipeline* para um ciclo de golfadas severas é composto pelos estágios: (i) geração da golfada (*slug-generation*), (ii) produção da golfada (*slug-production*), (iii) penetração de gás (*bubble-penetration*) e (iv) expulsão de gás (*gas blowdown*).

A descrição inicia-se no momento em que a golfada de líquido acaba de deixar o *riser* e adentrar o separador (ver Figura 3.16). Devido o fato do *pipeline* possuir padrão de escoamento estratificado, o gás que flui em sequência à golfada de líquido inicia sua rápida expansão, levando consigo gotas de líquido que estavam suspensas no interior do *riser*.

Visto que a vazão mássica de gás que deixa o sistema durante este estágio, chamado de estágio de expulsão de gás, é muito maior do que a vazão mássica de gás injetada no sistema, o acúmulo de gás no *pipeline* é rapidamente eliminado com a consequente despressurização desse tubo. A partir do momento em que a velocidade do gás torna-se insuficiente para suportar o líquido nas paredes do *riser*, o líquido inicia sua queda, acumulando-se na base do *riser*. Esse processo é chamado queda de líquido (*liquid fallback*).

Uma vez que o aumento de pressão do gás no *pipeline* por unidade de tempo é menor que o aumento de pressão hidrostática no *riser* por unidade de tempo, sendo o primeiro efeito resultante da baixa vazão mássica de gás injetada e grande volume a ser ocupado no *pipeline*, e o segundo efeito causado pelo líquido que adentra o *riser* proveniente do *pipeline* e pela queda de líquido no *riser*, inicia-ser o acúmulo de líquido na base do *riser* e na saída do *pipeline*. Com isso, a passagem de gás para o *riser* é bloqueada e a pressão no *pipeline* começa a aumentar. Ao mesmo tempo, o líquido continua a se acumular, o que força a subir no *riser* e invadir o *pipeline*. Quando a golfada de líquido alcança o topo do *riser*, a pressão no *pipeline* atinge seu valor máximo. Este ponto define o fim do estágio de geração da golfada e o início do estágio de produção da golfada.

Durante o estágio de produção da golfada, o gás acumulado no *pipeline* é submetido a um aumento de pressão devido à constante vazão mássica de gás injetada no sistema; com isso, a golfada de líquido é gradualmente empurrada para fora do *pipeline*, invadindo o *riser*. Esse estágio

continua até que todo o conteúdo de líquido da golfada presente no *pipeline* adentre a base do *riser*, o que marca o fim do estágio de produção da golfada e o início do estágio de penetração de gás.

O estágio de penetração do gás é caracterizado pela rápida expansão do gás que continuamente invade o *riser* e deixa um fino filme de líquido ao longo de toda a parede interna do *riser*. Esse estágio continua até que o gás atinga o separador, momento a partir do qual o estágio de expulsão do gás se inicia. Desse modo, as golfadas severas são caracterizadas por ciclos repetitivos.

Os autores (Schmidt et al., [2]) apresentam três condições segundo as quais as golfadas severas deixam de existir: (a) modificação do padrão de escoamento no *pipeline* de estratificado ondulado para o escoamento em golfadas ou em bolhas dispersas (ou somente disperso); (b) utilização de uma vazão mássica de gás na entrada do *pipeline* suficiente para superar a taxa de aumento de pressão hidrostática no *riser*, causada pela queda de líquido no *riser* e a entrada de líquido proveniente do *pipeline*; (c) obtenção de um escoamento estável no *riser* vertical, ou seja, que para um aumento na vazão volumétrica de gás seja obtida uma maior queda de pressão no *riser*.

No caso (a), sob um escoamento em golfadas ou disperso, as golfadas de líquido geradas no *pipeline* deslocam-se praticamente sem alterações ao longo do *riser*, o que previne a formação de uma golfada de líquido na base do mesmo. No caso (b), o maior volume de gás injetado no *pipeline* faz com que bolhas penetrem no *riser* antes do comprimento da golfada de líquido atingir o topo do *riser*. Já no caso (c), se o *riser* possuir o comportamento estável, ao se aumentar a vazão de gás no *riser*, haverá uma maior queda de pressão no mesmo, o que, por sua vez, requer uma maior pressão no *pipeline*. Esse aumento de pressão no *pipeline* é obtido por meio da diminuição da vazão de gás que o deixa; com isso, a fase de expulsão de gás será impossibilitada de ocorrer.

Um modelo matemático é apresentado para cada estágio das golfadas severas e os valores finais para um estágio são utilizados como valores de entrada para o estágio seguinte. Os quatro modelos ignoram a queda de pressão no *pipeline*, assim como quaisquer variações na pressão, massa específica e vazões volumétricas ao longo do seu comprimento.

Os autores (Schmidt et al., [2]) propõem ainda a injeção de gás (*gas-lift*) no *pipeline* ou *riser* como um método para aliviar as grandes variações de pressão que ocorrem nas golfadas severas.

Taitel [15] afirma que as golfadas severas são um padrão de escoamento instável por estar associada com grandes e abruptas flutuações de pressão e de vazão dos fluidos. Esse padrão de escoamento ocorre tipicamente quando são observadas baixas vazões de gás e líquido.

O autor descreve o fenômeno de maneira semelhante a Schmidt, Doty e Dutta-Roy [2], fornecendo ilustrações para cada estágio das golfadas severas (ver Figuras 3.13, 3.14, 3.15 e 3.16). No entanto, usa terminologia própria para os estágios, chamados pelo autor de: (a) formação da golfada (*slug formation*); (b) movimentação da golfada para dentro do separador (*slug movement into separator*); (c) expulsão de gás (*blowout*); (d) queda de líquido (*liquid fallback*). Já a Figura 3.17 apresenta o sistema *pipeline-riser* em uma situação em que as golfadas severas não ocorrem e o estado permanente é alcançado.

Taitel apresenta um critério de estabilidade para sistemas *pipeline-riser* que indica condições

segundo as quais observa-se a ocorrência ou não do fenômeno das golfadas severas. O critério é obtido a partir de um balanço de forças que agem sobre o líquido contido no *riser* durante o início da fase de expulsão do gás. A compressibilidade do gás é responsável pela força que impulsiona o líquido para fora do *pipeline* e a pressão no separador (localizado no topo do *riser*) somada à pressão exercida pela coluna de líquido no *riser* age no sentido contrário a tal movimento. Se a força devido à compressão do gás for menor que a força devido à pressão no separador somada à pressão hidrostática no instante em que o gás penetra no *riser*, o sistema será estável. Portanto, o aumento da pressão no separador tem efeito estabilizante.

O critério de estabilidade é dado pela seguinte desigualdade (Taitel, [15]):

$$P_S > \rho_L g H_0 [(\alpha/\alpha') L - H] \quad (2.1)$$

onde  $P_S$  é a pressão no separador,  $\rho_L$  é a massa específica do líquido,  $g$  é a aceleração da gravidade,  $H_0$  é o *holdup* líquido médio no *riser*,  $\alpha$  é a fração de vazio na região estratificada do *pipeline*,  $\alpha'$  é a fração de vazio da frente de gás que penetra no líquido contido no *riser*,  $L$  é o comprimento do *pipeline*,  $H$  é a altura do *riser* vertical.

O critério sugere que ao se aumentar a pressão no separador até o nível em que a desigualdade dada pela Eq. (2.1) seja satisfeita, as golfadas severas serão eliminadas e o estado permanente será alcançado. Também a partir da Eq. (2.1) é possível concluir que o sistema se torna menos estável quanto maior o comprimento do *pipeline* e mais estável quanto maior a altura do *riser*.

Também é possível concluir que a operação em estado permanente é mais estável que o início da fase de expulsão de gás do ciclo de golfadas. No estado permanente há gás no *riser*, fazendo com que o *holdup* líquido médio no *riser*  $H_0$  seja menor, exigindo menores pressões no separador para que o critério seja satisfeito.

Taitel [15] também procura explicar o efeito estabilizante observado por Schmidt, Beggs e Brill [14] ao adicionar uma válvula de estrangulamento (*choke valve*) no topo do *riser*, antes do separador. Para isso desenvolve novo critério de estabilidade que contempla a inserção da válvula de estrangulamento no sistema.

Os resultados obtidos são comparados com os resultados experimentais obtidos por Schmidt, Beggs e Brill [1]. Apesar do separador não estar localizado no topo do *riser* nos experimentos de Schmidt, Beggs e Brill como considera o modelo de Taitel, a formulação obtida por Taitel permite obter com sucesso a região - em um gráfico que relaciona a velocidade superficial de líquido e a velocidade superficial de gás - em que se observa a ocorrência das golfadas severas do tipo 1 (SS1).

Pots, Bromilow e Konijn [6] afirmam que, para a ocorrência das golfadas severas, o escoamento de gás deve ser completamente inibido durante o estágio de produção da golfada. Para isso, a taxa de aumento da pressão hidrostática no *riser*, resultante do crescimento da golfada de líquido, deve exceder a taxa de aumento da pressão do gás no *pipeline*. Sob tais condições, o *riser* preenche-se completamente de líquido antes que a pressão do gás seja capaz de expulsar a frente de acúmulo de líquido do *pipeline*. Desprezando a transferência de massa entre as fases, assumindo que a massa

específica do gás é desprezível frente a massa específica do líquido, considerando um *riser* vertical e negligenciando a queda de líquido no *riser* (estágio do ciclo de golfadas severas determinado por Taitel [15]), pode-se expressar a razão entre as taxas de aumento de pressão como segue:

$$\Pi_{SS} = \frac{RZT}{\alpha L \gamma_G M_A g} \frac{W_G}{W_L} \quad (2.2)$$

onde  $\gamma_G = M_G/M_A$  é a densidade relativa de gás,  $M_G$  e  $M_A = 28,966g/mol$  são respectivamente as massas molares do gás e do ar,  $Z$  é o fator de compressibilidade do gás.  $R = 8314J/Kkmol$  é a constante universal dos gases,  $T$  é a temperatura,  $\alpha$  é a fração de vazio no pipeline,  $L$  é o comprimento do pipeline,  $W_G$  é a vazão mássica de gás e  $W_L$  é a vazão mássica de líquido.

Se  $\Pi_{SS} < 1$ , então as golfadas severas podem ocorrer. O parâmetro  $\Pi_{SS}$  é utilizado também para indicar a intensidade das golfadas severas, sendo que quanto menor o valor do parâmetro, maior será o comprimento da golfada de líquido.

De acordo com a Eq. (2.2), o parâmetro depende principalmente da razão de vazões mássicas gás-líquido, do comprimento do *pipeline* e da fração de vazio no tubo. Aumentando-se a contrapressão (*backpressure*), menores frações de vazio no *pipeline* seriam obtidas, fazendo com que as golfadas severas sejam eliminadas. No entanto, segundo Schmidt, Doty e Dutta-Roy [2], um aumento substancial na contrapressão é necessário para obter tal efeito, fazendo com que a produção decresça.

Os autores também investigam as afirmações de Schmidt, Doty e Dutta-Roy [2] com relação a eliminação das golfadas severas, indicando que a mesma deixa de ocorrer antes que a estabilidade do *riser* torna-se importante. Sendo assim, para a eliminação das golfadas severas, basta que o padrão de escoamento no *pipeline* deixe de ser estratificado ou que se verifique  $\Pi_{SS} \geq 1$ .

Experimentos foram realizados utilizando um *pipeline* de 30m de comprimento acoplado a um acumulador de gás (*gas buffer*) para simulação de maiores comprimentos. O *riser* possui comprimento de 15m e ambos os tubos tem diâmetro de 50mm. Os fluidos utilizados são água e ar ou uma mistura água-glicerina e ar.

As diferentes viscosidades obtidas a partir de misturas água-glicerina não mostraram ter influência sobre a ocorrência das golfadas severas. No entanto, quanto maior a viscosidade do líquido, menor a velocidade de chegada da golfada no separador.

A influência da injeção de gás (*gas-lift*) sobre o fenômeno das golfadas severas foi investigada, concluindo-se que injetar gás ao longo do *pipeline* produz o mesmo efeito que a adição da injeção de gás na entrada. Já a injeção de gás na base do *riser* faz com que as golfadas de líquido sejam fragmentadas, separando-as em pedaços que alcançam menores velocidades de chegada ao separador. A completa eliminação das golfadas severas exige injeções de gás em volumes não praticáveis em condições reais; para injeções de gás na base do *riser* de 300% da vazão de gás de entrada foi observado ainda o ciclo característico das golfadas severas, pois os mecanismos básicos das golfadas severas (bloqueio da vazão de gás livre e  $\Pi_{SS} < 1$ ) dependem mais das condições no *pipeline* do que no *riser*.

Fabre et al. [10] apresentam investigações experimentais e simulações numéricas a fim de explicar a ocorrência de estabilidades no escoamento em sistemas *pipeline-riser*.

Os experimentos contemplam *pipelines* com geometria ascendente, descendente e horizontal. Devido ao fato da fração de vazio média no *riser* apresentar grandes variações causadas pelas mudanças no padrão de escoamento e pelas variações no nível de líquido, a pressão na base do *riser*, que é controlada principalmente pelo peso hidrostático da coluna de líquido, é muito sensível. Portanto, utiliza-se este último parâmetro para a apresentação dos resultados obtidos com os experimentos e simulações.

A partir dos experimentos foi observado, como comportamento universal, que o aumento da vazão de gás implica na diminuição do período das oscilações de pressão na base do *riser*, assim como na diminuição da amplitude das oscilações. Isso faz com que, para vazões de gás crescentes, o escoamento deixe de caracterizar as golfadas severas e possua um padrão de escoamento em golfadas ou anular.

Também foi observado a partir dos experimentos que não é necessária uma inclinação descendente do *pipeline* para que um ciclo instável seja verificado. Em um *pipeline* horizontal é possível a ocorrência das golfadas severas, entretanto, não se observa a fase de produção das golfadas. Já em um *pipeline* descendente, tem-se a ocorrência das golfadas severas na qual se observa a fase de produção das golfadas, o que faz com que a pressão máxima seja alcançada. Para um sistema com *pipeline* ascendente, apenas o padrão de escoamento em golfadas é observado.

Ainda, foi observado que uma condição necessária para a ocorrência das golfadas severas é que o *pipeline* apresente padrão de escoamento estratificado.

Um modelo foi desenvolvido com as seguintes características: massa específica do gás calculada a partir de uma equação de estado assumindo um processo isotérmico; escoamento homogêneo no *pipeline*; variáveis dependentes do tempo e da posição ao longo do *riser*; forças de atrito e de inércia são desprezadas; não há transferência de massa entre as fases.

Da comparação entre os resultados experimentais e as simulações observou-se que o modelo não apresenta bons resultados para situações em que se verifica a ocorrência das golfadas severas. A explicação para a deficiência do modelo está no uso do modelo homogêneo para o *pipeline*. Isso implica na hipótese de contínua penetração de gás no *riser*, o que faz com que a frente de acúmulo de líquido no *pipeline* e, portanto, a existência de uma interface monofásica e bifásica, sejam desprezados.

Taitel [15] ponderou que se a coluna de líquido no *riser* é instável, o que significa que a não obediência ao critério dado pela Eq. (2.1), haverá uma expulsão violenta de gás e um processo cíclico irá ser inicializado, denominado golfadas severas. Já se a coluna de líquido no *riser* é estável, resultará o estado permanente.

Em seu novo trabalho (Taitel et al. [11]), resultados experimentais evidenciam que mesmo o sistema sendo estável, há a tendência de a fração de vazio oscilar durante a penetração de gás no *riser*. Este processo oscilatório pode ser amortecido e resultar no estado permanente, porém também pode continuar indefinidamente e resultar em um ciclo que se assemelha às golfadas

severas, entretanto, a expulsão violenta de gás não é observada.

Portanto, três possibilidades podem ocorrer em decorrência da penetração de gás na coluna de líquido considera estável pelo critério de Taitel [15]:

- Penetração de gás que leva à oscilação, resultando em um estado permanente estável. Nesse caso, a vazão de gás na entrada do *riser* é sempre positiva.
- Penetração de gás que leva à operação cíclica sem retorno de líquido. Nesse caso, o líquido acumula-se na base do *riser* e bloqueia a passagem de gás proveniente do *pipeline*. A pressão do gás no *pipeline* aumenta até que a interface de líquido que havia se acumulado no *pipeline* recue e alcance a base do *riser*, resultando na penetração do gás no *riser* e o reinício do ciclo. A vazão de líquido é grande o suficiente para manter o nível de líquido no topo do *riser*, evitando seu recuo.
- Penetração de gás que leva à operação cíclica com retorno de líquido. Nesse caso, após o acúmulo de líquido na base do *riser* e consequente bloqueio da passagem de gás, o gás que já estava no *riser* propaga-se para o topo. A baixa vazão de líquido favorece o acúmulo desse gás no topo do *riser*, resultando em um nível de líquido variável.

Um modelo matemático foi desenvolvido para a simulação da dinâmica descrita e tem as seguintes características: modelo dominado pela gravidade; modelo de *drift-flux* é usado para o cálculo da velocidade de ascensão das bolhas no *riser*; a fração de vazio no pipeline é considerada constante; uma massa específica média do gás é considerada para todo o *riser* (constante no espaço, mas variável no tempo); a fração de vazio é propagada segundo a velocidade do gás; não há transferência de massa entre as fases.

A programação relacionada ao modelo baseou-se em um esquema numérico lagrangiano explícito. Apesar da boa concordância entre os resultados experimentais e aqueles obtidos por meios das simulações, o modelo apresenta problemas de convergência nas proximidades da fronteira de estabilidade no espaço de parâmetros.

Sarica e Shoham [12] apresentam um modelo simplificado para um sistema *pipeline-riser* vertical. Nesse trabalho, o modelo de Fabre et al. [10] é modificado para incluir descontinuidades no escoamento durante a fase de formação da golfada.

O modelo possui as seguintes características: escoamento unidimensional dominado pela gravidade; variáveis no *riser* são função do espaço e do tempo, enquanto no *pipeline* são função apenas do tempo; modelo de *drift-flux* é usado para o escoamento no *riser*; o cálculo da fração de vazio no *pipeline* em regime estratificado é baseado no conceito de equilíbrio local; e não se considera a transferência de massa entre as fases.

A partir das equações da continuidade para o líquido e o gás e da equação da quantidade de movimento para a mistura no *riser*, é possível definir um sistema de equações diferenciais parciais. Esse sistema é representado na forma matricial, sendo as matrizes de coeficientes utilizadas para calcular os autovalores relacionados com o sistema de equações. Esses autovalores, chamados de características do sistema, resultam em números reais, o que assegura que o modelo é bem definido.

Os resultados obtidos com simulações usando o modelo desenvolvido são comparados aos resultados experimentais obtidos por Fabre et al. [10], Vierkandt [16] e Jansen [17] e também são comparados com os resultados apresentados pelo modelo de Taitel [15]. O modelo de Sarica e Shoham apresentou resultados mais próximos dos obtidos por meio de experimentos do que o modelo de Taitel [15]. Contudo, observou-se um erro sistemático nos períodos das golfadas severas.

A partir da comparação com os dados experimentais de Fabre et al., foi observado que os valores de velocidade superficial de gás e líquido de determinado experimento resultaram em um ponto que situava-se fora da região determinada pelo critério de Boe [18], que define a região em que ocorre as golfadas severas. O experimento mostrou a existência de um comportamento cíclico típico das golfadas severas. Isso evidencia que até para geometrias simples como as de *risers* verticais, não existe um critério de estabilidade satisfatório.

Também foi observado que o modelo apresenta não-convergência para pontos de operação abaixo da fronteira de estabilidade proposta por Taitel [15], resultando em diferentes resultados para diferentes passos temporais assumidos. Os autores justificam a não-convergência pelo fato de, abaixo da fronteira de estabilidade, termos inerciais adquirem maior importância frente a termos gravitacionais na equação da quantidade de movimento. No entanto, posteriormente foi verificado que a não-convergência não está relacionada ao modelo matemático proposto por Sarica e Shoham, mas sim ao esquema de solução numérica empregado.

Malekzadeh et al. [9] realizaram um estudo comparativo numérico-experimental para contabilizar os tipos de golfadas severas através de um mapa de padrão de escoamento.

Na bancada experimental foram realizados experimentos para o escoamento bifásico de ar e água em um sistema relativamente longo; composto por um *pipeline* de 123m de comprimento representado por um acumulador de gás (*gas buffer*) acoplado a outro *pipeline* longo de 100m de comprimento, seguido por um *riser* de 15,5m de altura. Portanto, para o pipeline proveniente do poço foi considerado um valor total de 223m, cujo valor do diâmetro do tubo era de 0,0508m, apresentando uma inclinação descendente de  $-2^\circ$ . Para o *riser* vertical o valor do diâmetro do tubo era de 0,045m.

Malekzadeh et al. [9] modificaram o critério de estabilidade de Jansen et al. [7] ao contabilizar o tempo médio da queda de pressão através da válvula de estrangulamento (*choke valve*) assumindo como sendo uma função do escoamento bifásico para o caso estudado, e não mais como função do escoamento monofásico de líquido.

O critério de estabilidade é dado pela seguinte desigualdade (Malekzadeh et al., [9]):

$$P_{SS} + CV_M^2 > \frac{\rho_L g L \alpha}{\alpha'} \left( H_0 - \frac{2CV_M^2}{\rho_L g H} \right) - H_0 H \rho_L g \quad (2.3)$$

onde  $P_{SS}$  é a pressão fixada no separador (VASPS),  $\rho_L$  é a massa específica do líquido,  $g$  é a aceleração da gravidade,  $H_0$  é o *holdup* líquido médio no *riser*,  $\alpha$  é a fração de vazio na região estratificada do *pipeline*,  $\alpha'$  é a fração de vazio da frente de gás que penetra no líquido contido no *riser*,  $L$  é o comprimento do *pipeline*,  $H$  é a altura do *riser* vertical, o termo  $CV_M^2$  é a pressão da



válvula de estrangulamento (*choke valve*) e  $C$  é uma função da massa específica de mistura das fases.

Com base nas diferentes configurações do escoamento no sistema *pipeline-riser* após o ciclo limite ter sido alcançado, os seguintes tipos de padrões foram obtidos:

- Golfadas severas do tipo 1 (SS1): o comprimento da golfada de líquido é maior ou igual à altura do *riser*; a pressão máxima no pipeline é igual a pressão hidrostática da coluna de líquido no *riser*; o aumento da pressão no pipeline por unidade de tempo é menor que o aumento da pressão hidrostática no *riser* por unidade de tempo, no estágio de produção das golfadas severas.
- Golfadas severas do tipo 2 (SS2): o comprimento da golfada é menor que a altura do *riser*; há penetração intermitente de bolhas durante o estágio de produção das golfadas severas.
- Golfadas severas do tipo 3 (SS3): visualmente o escoamento no pipeline e no *riser* assemelha-se ao escoamento em golfadas (*slug flow*); a pressão, comprimento e frequência das golfadas severas revelam variações cíclicas.
- Oscilações instáveis (USO): é caracterizado por uma oscilação na fração de vazão de gás no *pipeline* e *riser*; as fases de gás e líquido escoam continuamente da base do *riser* para dentro do mesmo; a amplitude de oscilações da pressão é muito menor comparada com os outros tipos de golfadas severas.
- Escoamento estável (STB): em vazões relativamente altas de gás e líquido, pequenas golfadas hidrodinâmicas são geradas no *pipeline* sendo movidas acedentemente pelo *riser* em sequência; portanto, o padrão de escoamento é caracterizado por ser em golfadas (*slug flow*).

Neste trabalho, os resultados obtidos fazem referência aos dados utilizados por Malekzadeh et al. [9], como as faixas de valores relacionados às velocidades superficiais de líquido e gás e vazões volumétricas de líquido e gás. Assim como ao valores de geometria utilizados nos tubos do *pipeline* e do *riser* na bancada experimental.

## 2.2 Separadores Submarinos

Uma opção para a produção submarina é a utilização de separadores submarinos. Os separadores submarinos são equipamentos utilizados para segregar e separar as fases de um escoamento multifásico. Se a ocorrência do gás em conjunto do óleo por um lado diminui a energia hidrostática da coluna de produção, por outro lado, aumenta a energia dissipada no escoamento, induz oscilações de pressão e vazão e impede a instalação de equipamentos que sejam sensíveis a presença de gás.

Um tipo de separador utilizado em processamento submarino é o separador centrífugo. Neste separador um campo helicoidal transforma o escoamento em um campo centrífugo onde o líquido

é separado do gás passando pela periferia do equipamento e o gás passando pelo centro. Coletores recolhem estes dois escoamentos e direcionam para as tubulações específicas.

Um sistema de produção submarina através de separação desenvolvido pela Petrobras é o projeto VASPS (*Vertical Annular Separation and Pumping System*). O VASPS trata-se de um separador de escoamento multifásico em duas correntes, uma de líquido, onde haverá uma bomba monofásica tipo BCS (bomba centrífuga submersa) para o transporte do mesmo, e uma linha de gás que ascende naturalmente sem a necessidade de energia adicional. Este separador é do tipo helicoidal, instalado em um poço falso.

### 2.2.1 Separador Ciclone - CS

O separador ciclone foi desenvolvido com o intuito de desenvolver uma alternativa para a tecnologia aplicada na separação do escoamento multifásico, originado da cabeça de poços de exploração de petróleo e gás ou *manifolds*, em escoamentos monofásicos independentes. A tecnologia mais utilizada nesse aspecto são os VASPS (*Vertical Annular Separator and Pumping System*), além dos GLCC (*Gas and Liquid Cylindrical Cyclone*).

Estas tecnologias apresentam três importantes benefícios:

1. Esta solução pode substituir o equipamento pesado de separador multifásico instalado na plataforma de produção, reduzindo consideravelmente seu peso bruto e portanto seu custo e tamanho.
2. Este sistema pode melhorar as condições do reservatório assim como a diminuição da pressão interna na cabeça do poço, desde que uma bomba possa ser instalada próximo ao poço ou *manifold*.
3. O escoamento dentro dos *risers* posteriores ao separador submarino não é caracterizado pelo tipo golfadas severas (*severe slugging*), desde que o escoamento multifásico vindo do poço seja separado e transportado até a plataforma por dois diferentes *risers*, um para o líquido e outro para o gás

O mecanismo faz com que os fluidos sejam separados na altura da cabeça do poço, onde uma BCS (bomba centrífuga submersa) bombeia o óleo ou uma mistura de óleo/água até a plataforma em um *riser* individual, e o gás é elevado em outro *riser* através da diferença de pressão existente entre o separador e o vaso de coleta instalado na plataforma. O princípio do sistema de separação baseia-se na combinação das forças centrífuga e gravitacional atuantes na mistura líquido-gás.

Três modelos de protótipos foram apresentados inicialmente para observar o comportamento do escoamento frente a diferentes geometrias, sendo que em cada um deles existem três estágios de separação. Sobre o separador ainda, duas variáveis definem a sua performance: LCO (*liquid carry-over*), a parte líquida remanescente no escoamento de descarga do gás; GCU (*gas carry-under*) a parte gasosa remanescente no escoamento de saída do líquido (Rosa et. al [19]).

O projeto inicial do separador submarino do tipo CS foi testado com modelos de escala e protótipos, através da modelagem mecânica da separação de fases, análise da hidrodinâmica do escoamento e soluções CFD (*Computational Fluid Dynamic*) do escoamento em seções específicas do equipamento. A propriedade dos fluidos foi mantida tanto nos testes em protótipo quanto nos testes em campo, para que não fugisse a acurácia dos resultados.

### 2.2.2 VASPS - *Vertical Annular Separator and Pumping System*

VASPS são separadores submarinos que possuem três estágios de separação bem definidos. Na parte mais alta do separador, uma câmara de expansão é utilizada para expandir o gás em ascensão, o qual será transportado até a plataforma. No meio do separador, o gás remanescente é separado por força centrífuga conduzida pelas placas defletoras instaladas. Um reservatório na parte de baixo do separador é utilizado para separar o gás proveniente de pequenas bolhas que são conduzidas por gravidade, além de ser o local de bombeamento do líquido proveniente da separação. A Figura 2.1 mostra os componentes de um VASPS com maior detalhe para o entendimento.

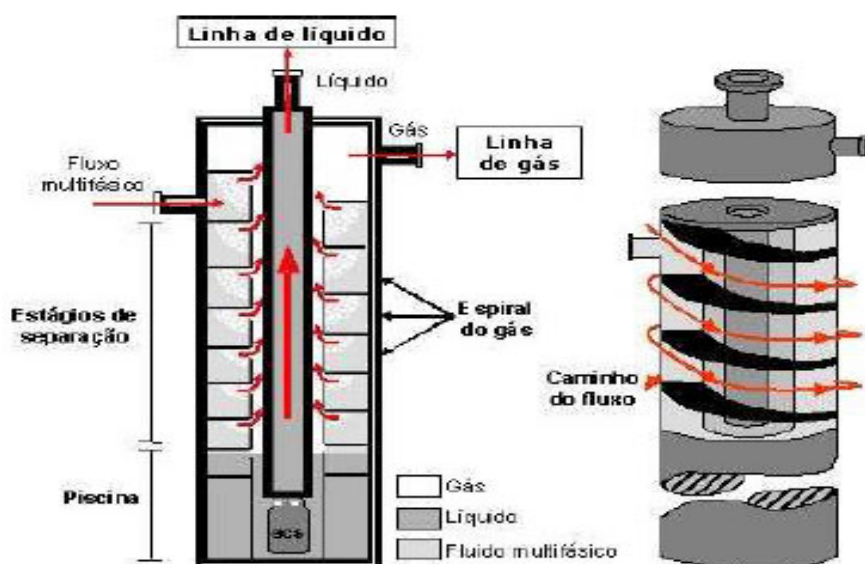


Figura 2.1: Detalhe dos mecanismos do VASPS.

A variável a ser controlada é o nível de líquido dentro do vaso separador, pois se o nível atinge um valor máximo, a eficiência do processo de separação é diminuída desde que a área útil da condução do espiral é reduzida. Mas se o nível atinge um valor inferior a altura física da sucção da bomba, influxo indesejável de gás ocorrerá na bomba causando danos ao sistema e comprometendo o rendimento da produção.

Há evidências notáveis na dificuldade de controlar essa variável do nível de líquido, dada por distúrbios causados por influxo do tipo golfadas severas (*severe slugging*), no sistema. Junto a estes distúrbios existem as não-linearidades do sistema que implicam grande comportamento randômico do mesmo, dificultando ainda a ação de controladores e até mesmo de um supervisor de operação.

Portanto a variável a ser controlada é o nível de líquido no reservatório do vaso de separação. A variável a ser manipulada é a frequência de rotação da bomba, que é o sinal de controle. A variável a ser controlada deve seguir um sinal de referência, no qual restringe a um intervalo fechado.

Para calcular a variação do nível de líquido no interior do separador, um balanço de massa é considerado na entrada do mesmo através do escoamento multifásico proveniente do poço de petróleo ou *manifold*, e na saída do separador através do escoamento do líquido proveniente do bombeamento das BCS (bomba centrífuga submersa) até a plataforma de produção, através do *riser*.

Este modelo não leva em consideração as variações de pressão, volume e temperatura das propriedades do óleo, logo não considera a dissociação do gás no óleo que ocorre dentro do separador, e ainda no *riser* devido as diferenças de pressão e temperatura. Este fenômeno pode afetar a queda de pressão e a velocidade de propagação do líquido no escoamento no interior do *riser*. Mas acredita-se que não há influência significativa no controle de nível no interior do separador (Rosa et. al [19]).

A modelagem numérica aplicada ao VASPS tem como objetivo prever o comportamento dinâmico do sistema de bombeamento e do separador submarino, considerando os escoamentos transientes na produção no interior dos *risers*. O cálculo numérico é obtido pelo balanceamento das equações da conservação da massa e da quantidade de movimento através do Método das Características (França et. al [3]).

Neste trabalho o separador submarino acoplado ao sistema *pipeline-riser* de tubos é definido como sendo um VASPS. Portanto, as variáveis de pressão do separador utilizadas nos cálculos são definidos para este modelo. A Figura 2.2 ilustra o sistema estudado.

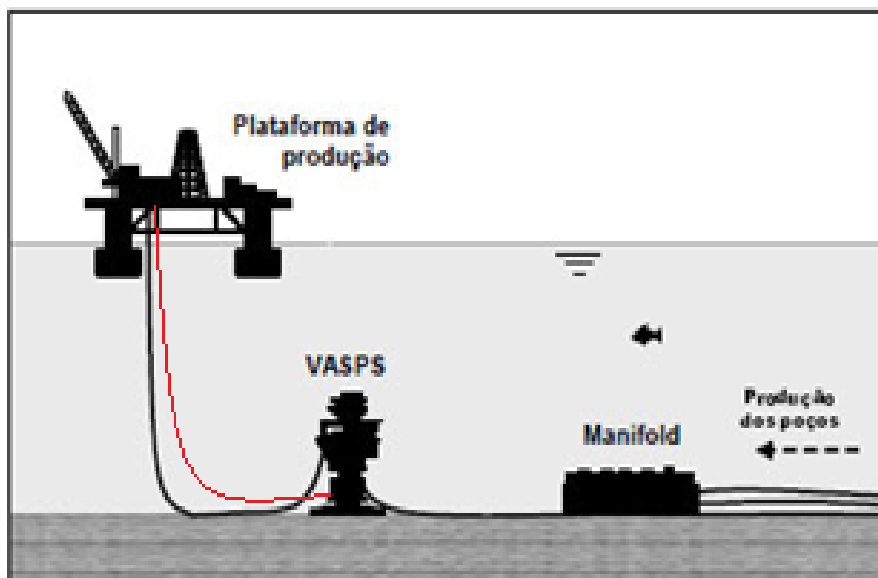


Figura 2.2: Layout ilustrativo do sistema de produção multifásico com separador submarino do tipo VASPS.

Pela Figura 2.2 pode-se observar que o sistema *pipeline-riser* estudado é apresentado no lado

direito ao VASPS ligado ao *manifold*, e os *risers* individuais para cada escoamento monofásico estão localizados ao lado esquerdo do mesmo, ligados à plataforma. O *riser* em vermelho é referente ao escoamento de líquido (parte de baixo do VASPS) e o *riser* preto é referente ao escoamento de gás (parte de cima do VASPS).

### 2.2.3 Separador Submarino Água/Óleo (SSAO)

Quando se referencia aos separadores submarino água/óleo, a tecnologia de remoção de água do fluxo de produção tem um benefício em dobro: ela limita o tamanho das tubulações necessárias, além de permitir suspensores mais longos que irão reduzir a força suficiente para mover o óleo a longas distâncias.

A habilidade de separar o óleo e a água do gás, permite que na aplicação industrial possa ser utilizado uma bomba de eficiência energética, e um separador submarino que apresente uma configuração que maximize a vida útil das bombas de escoamento monofásico no sistema de elevação, além de facilitar as intervenções de manutenção ou substituição. Uma visão mais detalhada do sistema pode ser visto na Figura 2.3 abaixo.

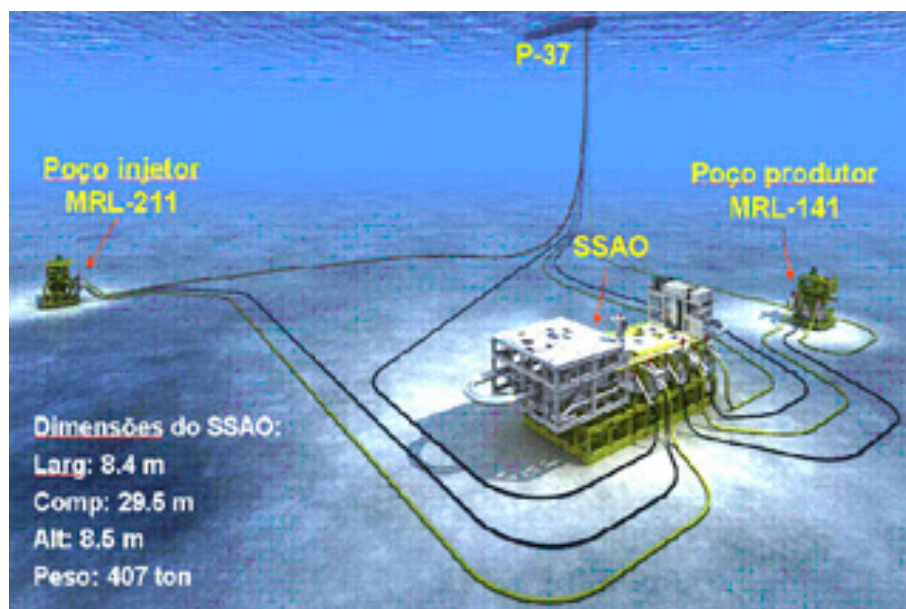


Figura 2.3: Separação submarina água/óleo (SSAO). Exemplo de aplicação em um campo de produção.

Quando a razão de água/óleo aumenta em porcentagens elevadas, a separação e remoção da água causará uma menor queda de pressão na tubulação. É importante ressaltar que para um campo com grande produção de água, o ganho na pressão de condução é bem amplo com a aplicação do separador submarino. Menores volumes de gás é benéfico para a separação água/óleo, porque poucas bolhas de gás movem-se verticalmente e perturbam o escoamento horizontal da mistura água/óleo, e portanto a separação será menos prejudicada.

Altas pressões contribuem para que a separação água/óleo seja melhorada à medida que as frações de hidrocarboneto ficam mais leves no óleo, causada pelo aumento da diferença de massa

específica entre os fluidos. Gases se tornam liquefeitos em altas pressões, combinando portanto com frações pesadas de hidrocarbonetos que irão reduzir a densidade do fluido.

### ***CES Separador Eletrostático***

É um separador submarino capaz de separar a água do óleo cru com a ajuda de um campo eletrostático de alta voltagem. A diferença de potencial causa a coalescência da água em grandes gotículas para que então sejam separadas do óleo.

### ***Di-Eletroforese***

Neste tipo de separador, as gotículas de água tendem a se mover na direção de um campo elétrico muito forte, sendo que quanto mais forte esse campo, maior será a tendência ao movimento. Essa força de campo é da ordem de duas a três vezes a força da gravidade. Esse fenômeno pode ser utilizado para guiar as gotículas de água para uma seção predeterminada do separador, facilitando portanto a separação total ao final. O separador Di-Eletroforese pode reduzir o tempo de separação em até 10% em relação a um separador gravitacional.

Os separadores submarinos se diferenciam pela disposição de separação em relação ao escoamento multifásico, seja de fluidos compressíveis e incompressíveis, seja somente de fluidos incompressíveis. Os separadores submarinos do tipo SSAO são caracterizados por apresentarem um fluxo multifásico de fluidos incompressíveis na entrada do separador, representados pela água e óleo. No separador submarino do tipo VASPS e demais separadores ciclones do tipo CS são caracterizados pela existência tanto de um fluido compressível, no caso o gás, como de um fluido incompressível, no caso o petróleo proveniente do reservatório ou de um *manifold*. Neste trabalho é abordado o separador submarino do tipo VASPS em uma configuração de produção e separação no qual o padrão de escoamento golfadas severas (*severe slugging*) existente no sistema *pipeline-riser* acoplado ao VASPS deve ser eliminado ou reduzido a fim de evitar grandes oscilações e possíveis danos aos equipamentos do sistema.

Todo tipo de separador submarino é instalado basicamente com o objetivo de substituir o equipamento pesado de separador multifásico instalado na plataforma de produção, reduzindo consideravelmente seu peso bruto e portanto seu custo e tamanho. Portanto, novas tecnologias de separação submarina estão sendo cada vez mais aplicadas e melhoradas levando a otimização em sistemas de produção e separação.

## Capítulo 3

# Fundamentação Teórica

Neste Capítulo é apresentada a fundamentação teórica dos padrões de escoamento e suas transições nas diferentes estruturas geométricas de escoamento, seja horizontal e/ou levemente inclinado (*pipeline*), seja vertical (*riser*), de acordo com as propriedades do fluido e variações de vazões. Além dos padrões de escoamento, é apresentado ainda o fenômeno das golfadas severas (*severe slugging*) para compreensão e aplicação no caso estudado neste trabalho, com a finalidade de obter meios para a redução ou eliminação deste padrão indesejável de escoamento no sistema de produção e separação multifásico.

### 3.1 Padrões de Escoamento

Em um escoamento bifásico de gás e líquido, as duas fases podem estar distribuídas numa tubulação através de uma gama de variedade de formas. Quando ocorrem mudanças nas vazões, propriedades dos fluidos, geometria do tubo, ou inclinação, estas distribuições de padrão de escoamento podem variar, além disso, as velocidades e formas nas interfaces dos padrões são desconhecidas. Nestes problemas existem tentativas de serem aplicadas equações diferenciais para a conservação do momento, calor, ou massa para escoamento em tubos onde as fases existem.

Devido à localização espacial das fases serem desconhecida, é impossível especificar qual propriedade do fluido deve ser usada em cada ponto do espaço e tempo. Portanto, as condições de contorno necessárias para a solução (velocidade interfacial e forma) são desconhecidas.

Desde as primeiras observações visuais de escoamento em duas fases, embora as duas fases possam ser distribuídas em uma gama de variedades de possibilidades, existem agrupamentos naturais ou padrões que podem ser observados. Dentro de cada padrão, a localização espacial das duas fases varia pouco. Do mesmo modo, um conjunto de condições de contorno poderia ser esperado como comum para aquele padrão.

A tarefa de modelar qualquer padrão individualmente é, portanto, muito mais simples do que modelar todos os padrões possíveis. No entanto, o modelo desenvolvido para um padrão de distribuição não pode ser esperado como válido para outros padrões, onde a localização das fases

ou das condições de contorno possam ser diferentes.

Não somente queda de pressão, mas também frações de vazio, taxas de transferência de calor, taxas de propagação para uma distribuição de pressão, condições para o escoamento de afunilamento, vazões mássicas de reação, oscilações de pressão, e todos os outros fatores possíveis de interesse esperam comportar-se de forma diferente, assim como as mudanças nos padrões de escoamento. Tentativas para modelar este fenômeno não são confiáveis, ao menos que elas estejam restritas às condições de escoamento cujas distribuições de fase e condições de contorno são similares.

Se os modelos para os padrões de escoamento individual são criados para serem úteis, é necessário prever o padrão de escoamento que deveria existir dado algumas condições de interesse do escoamento (taxas, tamanho do tubo, propriedades dos fluidos, inclinação do tubo, direção do escoamento). A literatura é cheia de exemplos de mapeamento empírico sem uma base se quer nos mecanismos responsáveis pelas transições. Cada resultado é válido, portanto, somente para uma estreita faixa de tamanhos de tubos, propriedades dos fluidos e vazões, próximas às condições de experimento. Logo, este problema é uma tarefa própria de modelagem com validade de modelos que resultam dependência na eficácia de mecanismos assumidos, e o rigor no qual eles são formulados.

Modelos adequadamente formulados incorporam de forma natural o efeito de tais fatores como o tamanho do tubo e sua inclinação, propriedades dos fluidos e direção do escoamento. Problemas de escala não existiriam para serem lidados. Existe uma literatura extensa sobre este assunto, em grande parte por resultados experimentais relatados e correlações empíricas.

O primeiro problema existente é decidir o que constitui um padrão de escoamento, que é espacialmente similar para diferentes tamanhos de tubos e propriedades de fluidos, de modo que é possível calcular onde as fases são encontradas em função do espaço e/ou do tempo. O segredo é fazer com que um compromisso adequado com detalhe para obter um mínimo de números de categorias, providencie pontos úteis de inicialização para o processo de modelagem.

Somente quando a habilidade para modelar um escoamento bifásico torna-se mais refinada, definir padrões adicionais pode ser útil. Portanto, o problema de definir padrões de escoamento pode ser esperado como dependente do tempo. Ao longo dos anos foram estudados e compreendidos modelos de simplificação, úteis para os padrões de escoamento. Estes modelos (Seções 3.1, 3.2, 3.3 e 3.4) são descritos segundo o trabalho de Dukler e Taitel [14].

### **3.1.1 Tubos Horizontais**

Nesta Seção são apresentadas as diferentes configurações dos padrões de escoamento para os tubos horizontais, de acordo com as variações de vazões no escoamento multifásico. Para este caso são definidos quatro tipos: estratificado, intermitente, anular e bolhas dispersas. Ainda para as três primeiras configurações são encontradas subdivisões de padrões de escoamento. Todos os padrões e subpadrões de escoamento podem ser vistos na Figura 3.1.

#### **Estratificado**



Em um escoamento estratificado para vazões de gás e líquido relativamente baixas, o líquido escoar ao longo da parte inferior do tubo e o gás ao longo da parte superior. Ambas as fases são contínuas na direção axial. Dois subpadrões são definidos: estratificado liso e estratificado ondulado.

### **Intermitente**

No padrão intermitente ou em golfadas (*slug flow*), a parcela de líquido no tubo é distribuída não-uniforme na direção axial. Golfadas de líquido, no qual preenchem o tubo, são separados por zonas de gás no qual geralmente uma camada de líquido estratificado escoar ao longo da parte inferior do tubo. O líquido pode ser gaseificado com pequenas bolhas que se concentram na frente da golfada de líquido e na parte superior do tubo.

O padrão intermitente pode ser subdividido nos subpadrões golfada e bolha alongada, mas a distinção entre eles não havia sido claramente definida no passado. O subpadrão bolha alongada, regido pelos mesmos mecanismos do subpadrão golfada, porém com uma razão de gás um pouco menor, deve ser considerado como o caso limite do escoamento intermitente quando a golfada de líquido é livre das bolhas de gás arrastadas. O escoamento em uma seção transversal é altamente intermitente. À medida que a golfada de líquido passa, existe uma vazão grande de líquido e baixa vazão de gás. Quando a bolha de gás passa, a vazão de gás é alta enquanto a de líquido é baixa.

### **Anular**

O escoamento anular ocorre para velocidades superficiais de gás elevadas; o líquido existe na forma de um filme contínuo em volta do perímetro do tubo além de ser também contínuo axialmente, formando, portanto, um anel. O filme de líquido circunda um núcleo de gás em alta velocidade que geralmente contém gotas arrastadas. A interface gás-líquido é altamente agitada com gotas sendo formadas através de ondas e inseridas no núcleo de gás, sendo logo em seguida transportadas pelo gás.

O filme de líquido é geralmente mais espesso e a estrutura ondular mais pronunciada na parte inferior do tubo do que na parte superior. A condição onde a espessura do filme na parte superior é bastante estável com o tempo é conhecida como padrão anular ou anular-névoa. Sob certas vazões próximas da transição para o escoamento anular, grandes ondas gaseificadas movendo-se ao longo da parte inferior do tubo são altas o suficiente para tocar a superfície superior. Portanto a espessura do filme no topo aumenta substancialmente à medida que uma onda passa. O líquido excedente drena ao invés de mover-se axialmente. Logo este é designado como padrão de escoamento anular-ondulado.

### **Bolhas Dispersas**

O padrão de escoamento bolhas dispersas ocorre para vazões de líquido muito elevadas; a fase gasosa é distribuída axialmente em bolhas discretas dentro da fase líquida contínua. A concentração de bolhas é alta próxima à parte superior do tubo, porém à medida que a vazão de líquido aumenta as bolhas são dispersadas mais uniformemente.

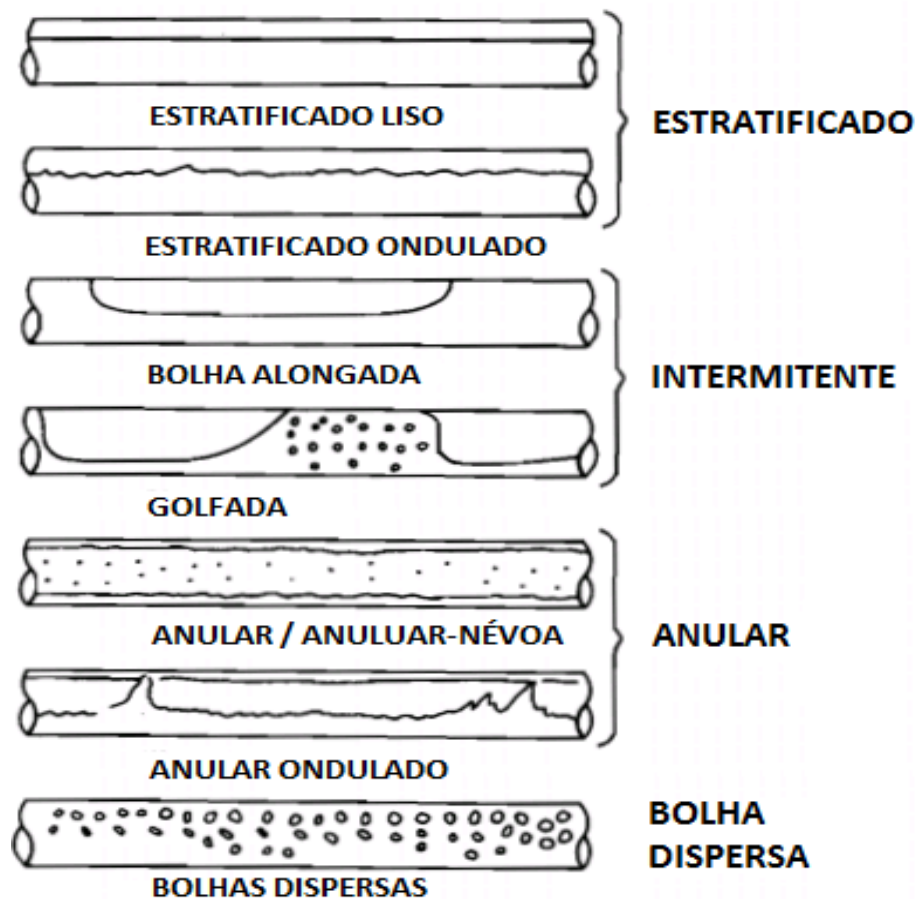


Figura 3.1: Padrões de escoamento em tubos horizontais. Reproduzido de Dukler e Taitel [20].

### 3.1.2 Tubos Verticais

Nesta Seção são apresentadas as diferentes configurações dos padrões de escoamento para os tubos verticais, de acordo com as variações de vazões no escoamento multifásico. Para este caso são definidos quatro tipos: bolhas, golfadas (*slug*), agitado (*churn*) e anular. Todos os padrões de escoamento em tubos verticais podem ser vistos na Figura 3.2

#### Bolhas

O escoamento em bolhas ocorre em baixas vazões de líquido; a fase gasosa é distribuída quase uniformemente na forma de bolhas discretas dentro da fase líquida contínua.

#### Golfadas

No padrão de escoamento do tipo golfadas os dois fluidos são redistribuídos axialmente de modo que, em qualquer secção transversal, as vazões de líquido e gás variam com o tempo. O gás esco largamente em uma “bolha de Taylor”, no qual ocupa a maior parte da área da secção transversal e pode variar em comprimento desde o tamanho do diâmetro até acima de cem vezes o diâmetro. Entre a “bolha de Taylor” e a parede, um filme líquido fino esco descendente. Sucessivas “bolhas de Taylor” são separadas na direção axial por golfadas de líquidos que se conectam através do tubo e transportam bolhas distribuídas.

### **Agitado**

O padrão de escoamento do tipo agitado (*churn*) é um pouco similar ao escoamento em golfadas (*slug flow*). Ele é, no entanto, muito mais caótico, espumoso e desordenado. A forma de bala da “bolha de Taylor” torna-se mais estreita e sua forma é distorcida. A continuidade de líquido dentro da golfada entre sucessivas “bolhas de Taylor” é destruída repetidamente por uma alta concentração de gás local dentro da golfada de líquido. Quando isso acontece e o líquido cai nestas acumulações, forma-se uma ligação, sendo novamente levantada pelo gás. Típico do escoamento *churn* é sua oscilação ou direção alternada do movimento de líquido.

### **Anular**

O padrão de escoamento anular é caracterizado pela continuidade da fase gasosa dentro do núcleo na direção axial. O líquido escoar acedentemente, tanto como em uma fina camada quanto em gotas dispersas dentro do gás. Exceto em altas vazões onde o líquido aparece também escoando em grandes quantidades com movimento rápido, sendo de natureza intermitente, ou em grandes ondas viajando sobre o filme ou uma concentração local de gotas.

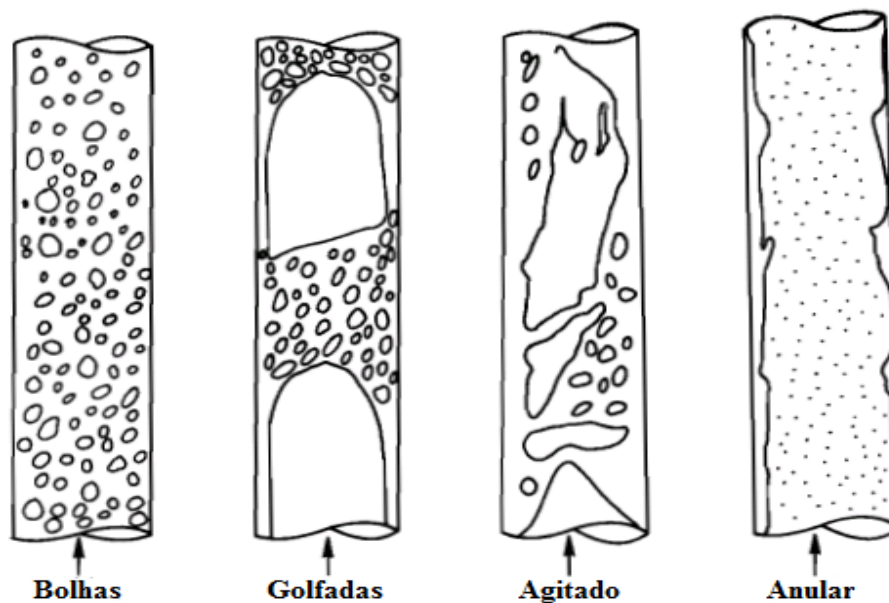


Figura 3.2: Padrões de escoamento em tubos verticais. Reproduzido de Dukler e Taitel [20].

## **3.2 Tubos Horizontais e Levemente Inclinação: Escoamento em Regime Permanente Sem Transferência de Massa Entre as Fases**

Nesta seção é aprofundado o conhecimento sobre os diferentes padrões de escoamento que podem ocorrer para a gama de vazões no escoamento multifásico existente em tubos horizontais ou *pipelines* num sistema de produção e separação submarina. São correlacionadas ainda as possíveis transições de um padrão para o outro de acordo com a configuração física, ou seja,

propriedades dos fluidos, e geométrica dos tubos para o trecho compreendido pelo *pipeline* no sistema *pipeline-riser* apresentado neste trabalho.

### 3.2.1 Escoamento Estratificado Equilibrado

O processo de análise de transições entre os padrões de escoamento começa na condição do escoamento estratificado. A aproximação é para visualizar um líquido estratificado e, portanto, determinar o mecanismo no qual uma mudança do escoamento estratificado possa ser esperada a ocorrer, bem como o padrão de escoamento que pode ser esperado como resultado da mudança.

Em vários casos de escoamento estratificado é comum vê-lo na região de entrada do tubo. No entanto, uma vez que está bem estabelecida a existência de um padrão de escoamento específico em vazões de líquido e gás próprias pode-se dizer que o caminho utilizado para chegar neste padrão é independente. Desde que o escoamento estratificado é determinante para estas análises, o ponto inicial é o desenvolvimento de uma relação generalizada para os escoamentos estratificados. Considerando o escoamento estratificado como liso e em equilíbrio, mostrado na Figura 3.3.

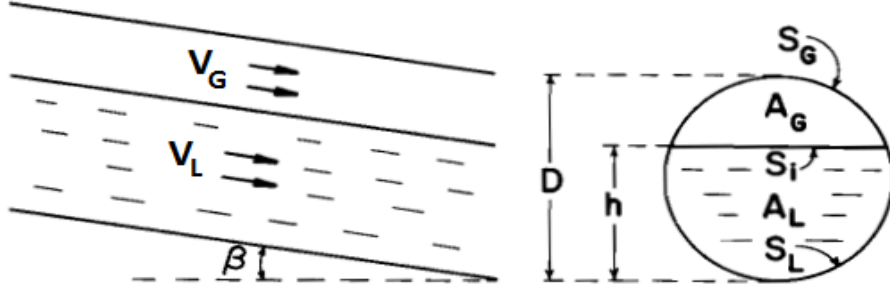


Figura 3.3: Fluido estratificado em equilíbrio. Reproduzido de Dukler e Taitel [20].

A equação do momento para cada fase produz (Dukler e Taitel, [20]):

$$-A_L \left( \frac{dP}{dx} \right) - \tau_L S_L + \tau_i S_i + \rho_L A_L g \sin \beta = 0 \quad (3.1)$$

$$-A_G \left( \frac{dP}{dx} \right) - \tau_G S_G - \tau_i S_i + \rho_G A_G g \sin \beta = 0 \quad (3.2)$$

Igualando a queda de pressão ( $dP/dx$ ) nas duas fases e assumindo que nas condições de transição o gradiente hidráulico é negligenciando, os resultados são apresentados como

$$\tau_G \frac{S_G}{A_G} - \tau_L \frac{S_L}{A_L} + \tau_i S_i \left( \frac{1}{A_L} + \frac{1}{A_G} \right) + (\rho_L - \rho_G) g \sin \beta = 0 \quad (3.3)$$

As tensões de cisalhamento são avaliadas em uma maneira convencional com  $V$  sendo a velocidade média da fase onde tem-se:

$$\tau_L = f_L \frac{\rho_L V_L^2}{2} \quad (3.4)$$

$$\tau_G = f_G \frac{\rho_G V_G^2}{2} \quad (3.5)$$

$$\tau_i = f_i \frac{\rho_G (V_G - V_i)^2}{2} \quad (3.6)$$

com os fatores de fricção ou de atrito do líquido e do gás avaliados por:

$$f_L = C_L \left( \frac{D_L V_L}{\nu_L} \right)^{-n} \quad (3.7)$$

$$f_G = C_G \left( \frac{D_G V_G}{\nu_G} \right)^{-m} \quad (3.8)$$

onde  $\nu_L$  e  $\nu_G$  são as viscosidades cinemáticas da fase líquida e gasosa respectivamente, e  $D_L$  e  $D_G$  são os diâmetros hidráulicos avaliados por Agrawal et al. [21]:

$$D_L = \frac{4A_L}{S_L} \quad (3.9)$$

$$D_G = \frac{4A_G}{S_G + S_i} \quad (3.10)$$

onde  $A_L$  e  $A_G$  são as áreas correspondentes às fases de líquido e gás respectivamente.

Isto implica que o cisalhamento na parede pelo líquido é similar ao do escoamento de canal aberto, e o cisalhamento na parede pelo gás similar ao escoamento de tubo fechado. É estabelecido que, para escoamentos estratificados suaves,  $f_i = f_G$  (Gasley, [22]), onde  $f_i$  é o fator de fricção interfacial e  $S$  é o termo relacionado aos perímetros de contato. Embora muitas das transições consideradas ocorrerem no escoamento estratificado com uma interface ondulada, o erro suportado ao fazer essa suposição é pequeno.

Nas condições de vazões onde as transições são observadas ocorre,  $V_G \gg V_i$ . Portanto, na parte contida pelo gás, a tensão de cisalhamento interfacial é avaliada com a mesma equação para o cisalhamento do gás. Os seguintes coeficientes utilizados são listados na Tabela 3.1.

Tabela 3.1: Valores dos coeficientes utilizados no cálculo dos fatores de atrito

<b>Coeficientes Constantes</b>		
<b>Constantes</b>	<b>Escoamento Laminar</b>	<b>Escoamento Turbulento</b>
$C_L$	16	0,046
$C_G$	16	0,046
$m$	1	0,2
$n$	1	0,2

O tipo de escoamento existente em cada fase, laminar ou turbulento, deve ser baseada no número de Reynolds calculado através do uso da velocidade média atual e do diâmetro hidráulico

para cada fase, não para a velocidade superficial e diâmetro do tubo.

É útil transformar as equações acima para a forma adimensional. As variáveis utilizadas como referência são:  $D$  para comprimento;  $D^2$  para a área;  $V_L$  e  $V_G$  para as velocidades médias de líquido e gás respectivamente. Indicando as variáveis adimensionais por  $(\tilde{\quad})$ , as Equações (3.3), (3.4), (3.5), (3.6), (3.7) e (3.8) assumem a seguinte forma:

$$X^2 \left[ (\tilde{V}_L \tilde{D}_L)^{-n} \tilde{V}_L^2 \frac{\tilde{S}_L}{\tilde{A}_L} \right] - \left[ (\tilde{V}_G \tilde{D}_G)^{-m} \tilde{V}_G^2 \left( \frac{\tilde{S}_G}{\tilde{A}_G} + \frac{\tilde{S}_i}{\tilde{A}_L} + \frac{\tilde{S}_i}{\tilde{A}_G} \right) \right] - 4Y = 0 \quad (3.11)$$

$$X^2 = \frac{\frac{4C_L}{D} \left( \frac{V_{SL}D}{\nu_L} \right)^{-n} \frac{\rho_L V_{SL}^2}{2}}{\frac{4C_G}{D} \left( \frac{V_{SG}D}{\nu_G} \right)^{-m} \frac{\rho_G V_{SG}^2}{2}} = \frac{\left| \left( \frac{dP}{dx} \right)_{SL} \right|}{\left| \left( \frac{dP}{dx} \right)_{SG} \right|} \quad (3.12)$$

$$Y = \frac{(\rho_L - \rho_G) g \sin \beta}{\frac{4C_G}{D} \left( \frac{V_{SG}D}{\nu_G} \right)^{-m} \frac{\rho_G V_{SG}^2}{2}} = \frac{(\rho_L - \rho_G) g \sin \beta}{\left| \left( \frac{dP}{dx} \right)_{SG} \right|} \quad (3.13)$$

$X$  é conhecido como um parâmetro introduzido por Lockhart e Martinelli [23] e poder ser calculado pelas taxas de escoamento, propriedades do fluido e diâmetro do tubo definidos.  $Y$  assume o valor zero para tubos horizontais e representa as forças relativas atuando no líquido na direção do escoamento devido à gravidade e em relação à queda de pressão; também pode ser calculado diretamente.

Todas as variáveis adimensionais com o sinal  $(\tilde{\quad})$  dependem apenas do nível de líquido adimensional  $\tilde{h}_L = \frac{h_L}{D}$  e são representadas por:

$$\tilde{A}_L = 0,25 \left[ \pi - \cos^{-1} (2\tilde{h}_L - 1) + (2\tilde{h}_L - 1) \sqrt{1 - (2\tilde{h}_L - 1)^2} \right] \quad (3.14)$$

$$\tilde{A}_G = 0,25 \left[ \cos^{-1} (2\tilde{h}_L - 1) - (2\tilde{h}_L - 1) \sqrt{1 - (2\tilde{h}_L - 1)^2} \right] \quad (3.15)$$

$$\tilde{S}_L = \pi - \cos^{-1} (2\tilde{h}_L - 1) \quad (3.16)$$

$$\tilde{S}_G = \cos^{-1} (2\tilde{h}_L - 1) \quad (3.17)$$

$$\tilde{S}_i = \sqrt{1 - (2\tilde{h}_L - 1)^2} \quad (3.18)$$

$$\tilde{V}_L = \frac{\tilde{A}}{\tilde{A}_L} \quad (3.19)$$

$$\tilde{V}_G = \frac{\tilde{A}}{\tilde{A}_G} \quad (3.20)$$

Cada par  $X$  e  $Y$  corresponde a um único valor de  $h_L/D$  (razão entre o nível de líquido e o diâmetro do tubo) para todas as condições de tamanho de tubo, propriedades dos fluidos, taxas de escoamento e inclinação do tubo para as quais o escoamento estratificado existe. As condições dadas pelas Equações (3.21), (3.22), (3.23), (3.24) e (3.25), ou seja, pelos grupos adimensionais  $X$ ,  $Y$ ,  $T$ ,  $F$  e  $K$ , podem ser determinadas a partir das condições de operação já que os gradientes de pressão e as velocidades são calculados pelas condições de superfície.

$$X = \left[ \frac{\left| \left( \frac{dP}{dx} \right)_{SL} \right|}{\left| \left( \frac{dP}{dx} \right)_{SG} \right|} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.21)$$

$$Y = \frac{(\rho_L - \rho_G) g \sin \beta}{\left| \left( \frac{dP}{dx} \right)_{SG} \right|} \quad (3.22)$$

$$T = \left[ \frac{\left| \left( \frac{dP}{dx} \right)_{SL} \right|}{(\rho_L - \rho_G) g \cos \beta} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.23)$$

$$F = \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G}} \frac{V_{SG}}{\sqrt{D g \cos \beta}} \quad (3.24)$$

$$K = F \left( \frac{D V_{SL}}{\nu_L} \right)^{\frac{1}{2}} = F (Re_{SL})^{\frac{1}{2}} \quad (3.25)$$

As transições entre os padrões de escoamento são controladas pelos grupos apresentados na Tabela 3.2.

Tabela 3.2: Grupos Adimensionais

<b>Grupos Adimensionais</b>	
<b>Transições</b>	<b>Grupos</b>
Estratificado para Anular	X,Y,F
Estratificado para Intermitente	X,Y,F
Intermitente para Bolhas Dispersas	X,Y,T
Anular para Intermitente e Bolhas Dispersas	X,Y

### 3.2.2 Transição do Escoamento Estratificado

Longos experimentos e estudos analíticos (Dukler e Hubbard, [24]) tem mostrado que para uma gama de condições de escoamento no qual o padrão intermitente é observado, o fluxo na entrada do tubo é primeiramente estratificado. À medida que a vazão de líquido é aumentada,

o nível do mesmo aumenta e uma onda é formada crescendo rapidamente em seguida, tendendo a bloquear o escoamento. Em baixas vazões de gás o bloqueio forma uma ponte e, portanto, o escoamento em golfadas (*slug flow*) acontece.

Em altas vazões de gás não existe líquido escoando o suficiente para manter ou, mesmo em alguns casos, formar a ponte de líquido, e, portanto, o líquido na onda é varrido acima e em volta do tubo para formar um anel geralmente com algum arrasto. Buterrworth [25] demonstrou esse mecanismo para a formação do filme anular. Portanto, esta transição pode ser definida como a partir do escoamento estratificado seja para o escoamento intermitente ou anular.

Considere o escoamento estratificado com uma onda existente na superfície sobre o qual o gás escoou. À medida que o gás acelera, a pressão na fase gasosa acima da onda diminui devido ao efeito de Bernoulli, e isto tende a causar o crescimento da onda. A força da gravidade atuante na onda tende a fazê-la decair. A teoria de Kelvin-Helmholts (Milne-Thomson, [26]) fornece um critério de estabilidade para ondas de amplitude infinitesimal formadas sobre uma camada plana de líquido escoando entre placas paralelas. De acordo com essa teoria, as ondas irão crescer quando:

$$V_G > \left[ \frac{g(\rho_L - \rho_G) h_G}{\rho_G} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.26)$$

onde  $h_G$  é a distância entre a placa superior e o nível de líquido em equilíbrio.

Este tipo de análise de estabilidade é estendido de uma forma bastante elementar para o caso de uma onda finita. Considere uma onda finita solitária numa superfície plana horizontal, como mostrado na Figura 3.4, apresentando uma altura de pico  $h'$  e uma dimensão da lacuna de gás  $h'_G$ , sendo seus respectivos valores de equilíbrio como  $h$  e  $h_G$ . Se o movimento da onda é negligenciado, a condição para o crescimento da onda é:

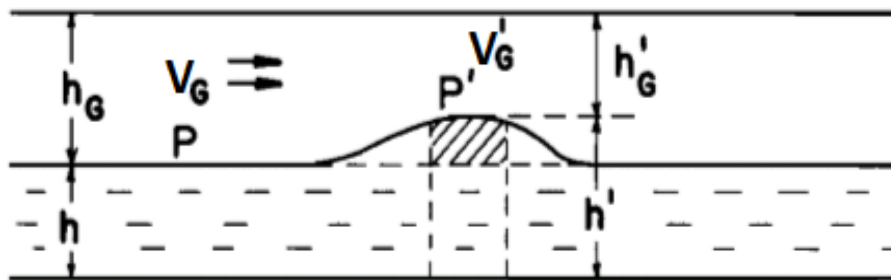


Figura 3.4: Instabilidade de uma onda solitária. Reproduzido de Dukler e Taitel [20].

$$P - P' > (h_G - h'_G) (\rho_L - \rho_G) g \cos \beta \quad (3.27)$$

com

$$P - P' = \frac{1}{2} \rho_G (V_G'^2 - V_G^2) \quad (3.28)$$



O critério para a instabilidade torna-se portanto:

$$V_G > \left[ \frac{2(\rho_L - \rho_G) g \cos \beta (h' - h)}{\rho_G} \frac{A_G'^2}{A_G^2 - A_G'^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.29)$$

$A_G$  e  $A_G'$  representam a área de escoamento para o gás acima do filme não perturbado e da onda respectivamente. Para o escoamento entre placas paralelas infinitas, a equação reduz a:

$$V_G > C_1 \left[ \frac{g(\rho_L - \rho_G) h_G^{\frac{1}{2}}}{\rho_G} \right] \quad (3.30)$$

onde  $C_1$  depende do tamanho da onda:

$$C_1 = \left\{ \frac{2}{(h_G/h_G') [(h_G/h_G') + 1]} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (3.31)$$

Para distúrbios infinitesimais,  $h_G/h_G' \rightarrow 1$ ,  $C_1 \rightarrow 1$ , à Eq. (3.30) reduz a Eq. (3.26). Contudo, uma comparação entre as duas equações mostram que os distúrbios finitos são menos estáveis do que os infinitesimais, desde que para um distúrbio infinito  $C_1$  seja menor do que a unidade. Wallis e Dobson [27] chegaram à Eq. (3.30) com  $C_1 = 0,5$  através da observação de dados experimentais.

Para escoamento em um tubo circular, o resultado desejado pode ser obtido através de pequenos distúrbios finitos com a expansão de  $A_G$  usando uma série de Taylor, que produz:

$$V_G > C_2 \left[ \frac{g(\rho_L - \rho_G) \cos \beta A_G}{\rho_G (dA_L/dh)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.32)$$

$$C_2^2 = 2 \frac{(A_G'/A_G)^2}{1 + (A_G'/A_G)} \quad (3.33)$$

onde  $C_2$  é unitário, assim como  $C_1$  para distúrbios infinitesimalmente pequenos. Mas para distúrbios de amplitude finita é necessário estimar  $C_2$ . Quando o nível de líquido em equilíbrio aproxima-se do topo do tubo,  $A_G$  é pequeno e a aparência de uma onda, mesmo de pequena amplitude, tende a aproximar  $A_G'/A_G$  e  $C_2$  de zero. De forma recíproca, para baixos níveis de líquido, a aparência de uma onda de amplitude finita pequena irá causar pouco efeito no tamanho da lacuna de gás, e  $C_2$  irá se aproximar de 1,0. Por esta razão especula-se que  $C_2$  pode ser estimado como:

$$C_2 = 1 - \frac{h}{D} \quad (3.34)$$

Para  $h/D = 0,5$ ,  $C_2$  é igual a 0,5, no qual é consistente com o resultado de Wallis e Dobson [27]. Kordyban e Ranov [28] analisaram a transição do escoamento estratificado de água e ar para o escoamento em golfadas (*slug flow*) entre placas horizontais paralelas. Os dados para a velocidade

do ar necessária para efetuar a transição como uma função do canal e das colunas de água e ar apresenta uma concordância razoável com a Eq. (3.30) usando  $C_2$  da Eq. (3.34). Portanto, é sugerido que as equações Eq. (3.32) e Eq. (3.34) descrevem as condições para as transições em tubos a partir do padrão estratificado para os padrões intermitente e/ou anular dispersado líquido.

### 3.2.3 Transição entre o Padrão Intermitente e o Anular

Dois eventos podem ocorrer quando o aumento das ondas no padrão estratificado é observado. Uma golfada estável pode ser formada quando o fornecimento de líquido é grande o suficiente para providenciar a quantidade de líquido necessário para manter essa golfada. Quando este nível é inadequado, a onda é varrida em torno da parede, como descrito por Butterworth [25], e o padrão de escoamento anular ocorre. Isso sugere que para o padrão de escoamento intermitente ou anular se desenvolver irá depender unicamente do nível de líquido no escoamento estratificado em equilíbrio.

É sugerido que o escoamento intermitente irá se desenvolver quando:

$$\frac{h}{D} \geq 0,5H_L \quad (3.35)$$

onde  $H_L$  é o *holdup* líquido. Esta escolha pode ser explicada como; considerando a situação onde as bolhas alongadas são formadas e  $H_L = 1$ , portanto o critério utilizado seria de que  $h/D \geq 0,5$ . Quando uma onda de amplitude finita começa a crescer como resultado da sucção sobre a crista da onda, o líquido deve ser fornecido do fluido encontrado no filme adjacente à onda, e uma depressão ou vale irá se formar.

Imaginando a onda como uma onda senoidal, se o nível está acima da linha central, o pico da onda irá encontrar a parte superior do tubo antes que o vale atinja a parte inferior do tubo, e, portanto, o bloqueio da passagem de gás e o padrão em golfadas (*slug flow*) irão acontecer. Quando o líquido está abaixo da linha central, o inverso irá ocorrer, no qual a formação do padrão intermitente será impossível.

Quando  $H_L$  é menor do que a unidade, menos líquido é necessário para formar uma ponte consistente, e o nível de líquido pode ser menor. Dukler e Hubbard [24] mostraram valores para  $H_L$  entre 0,7 e 1,0, logo a razão  $h/D$  na transição irá variar entre 0,35 e 0,5. De fato, observações visuais mostram esta transição entre o padrão intermitente e o anular ser gradual uma vez que não é bem definida.

Em geral, altos valores de  $h/D$  são associados com baixos valores de  $Fr$ , sendo  $Fr$  o número de Froude modificado pela razão de massa específica:

$$Fr = \left( \frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{V_{SG}}{(Dg\cos\beta)^{\frac{1}{2}}} \quad (3.36)$$

Para baixos valores de  $h/D$  e à medida que  $Fr$  é aumentado, os padrões de escoamento

mudam do estratificado para o anular disperso, enquanto que para altos valores a transição ocorre do padrão estratificado para o intermitente.

### 3.2.4 Transição entre os Padrões Intermitente e Bolha Dispersa

Para altas vazões de líquido e baixas vazões de gás, o nível de líquido em equilíbrio aproxima da parte superior do tubo, e, portanto, ondas irão tender a formar uma ponte com o tubo formando assim uma golfada de líquido e uma bolha de gás adjacente. À medida que o fluxo de líquido aumenta, o gás tende a formar uma mistura com o líquido, e em consequência, é sugerido que a transição para o padrão de escoamento bolha dispersa irá ocorrer quando as flutuações turbulentas forem fortes o suficiente para superar as forças de empuxo, no qual tende a manter o gás na parte superior do tubo.

A força de empuxo por unidade de comprimento da região do gás é definida como:

$$F_B = g(\rho_L - \rho_G) \cos\beta A_G \quad (3.37)$$

De um modo usado por Levich [29], a força atuante devido à turbulência pode ser estimada como:

$$F_T = \frac{1}{2} \rho_L \overline{U^2} S_i \quad (3.38)$$

onde  $U$  é a flutuação da velocidade radial no qual sua raiz quadrada é estimada ser aproximadamente igual a velocidade de fricção.

$$\left(\overline{U^2}\right)^{\frac{1}{2}} = V = V_L \left(\frac{f_L}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.39)$$

A dispersão de gás é visualizada assim que  $F_T \geq F_B$ , ou:

$$V_L \geq \left[ \frac{4A_G}{S_i} \frac{g \cos\beta}{f_L} \left(1 - \frac{\rho_G}{\rho_L}\right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.40)$$

### 3.2.5 O Mapa dos Padrões de Escoamento

A aproximação para prever transições de padrão de escoamento foi feita através de experimentos dentro de uma faixa de vazões, propriedades dos fluidos, tamanhos do tubo, direções e ainda a fim de poder observar visivelmente o padrão de escoamento através de uma janela de seção transparente. Uma pesquisa é, portanto, empreendida como um caminho para mapear os dados em um gráfico bidimensional através da localização das fronteiras de transição entre os regimes. Isto requer uma decisão para ser feita sobre as coordenadas que serão usadas.

Uma gama de variedade de sistemas de coordenadas foi utilizada para este mapeamento,

incluindo os grupos dimensionais e os adimensionais com critérios de seleção baseados largamente na intenção particular de alguns investigadores. O mais antigo e talvez o mais durável dentre estes mapas foi proposto para tubos horizontais por Baker [30] ao utilizar um sistema de coordenadas dimensional em uma das coordenadas e adimensional na outra.

Embora este fosse um dos mais criativos mapeamentos daquela época, o uso de coordenadas dimensionais limitava claramente os resultados às condições próximas daquelas dos experimentos usadas para localizar as fronteiras de transição. Mapas baseados em coordenadas adimensionais foram sugeridos sob a ideia de que quando plotados neste caminho, as transições encontradas experimentalmente poderiam ser validadas em outras condições para diferentes tamanhos de tubos e propriedades dos fluidos.

Um dos primeiros exemplos desta aproximação foi realizado por Griffith e Wallis [31] para escoamento vertical. Eles utilizaram um número adimensional, o número de Froude  $(V_{SL} + V_{SG}) / (gD)^{(1/2)}$ , como a ordenada e a razão das velocidades superficiais  $V_{SL}/V_{SG}$  como a abscissa. As mesmas coordenadas foram mais tarde aplicadas por Oshinowo e Charles [32] e Spedding e Nguyen [33].

O principal problema no uso de coordenadas adimensionais está na seleção de vários destes grupos disponíveis. Um caminho para chegar até os possíveis grupos adimensionais é através da análise dimensional. Algumas variáveis influenciam no processo de transição. São elas: velocidade superficial do líquido ( $V_{SL}$ ), velocidade superficial do gás ( $V_{SG}$ ), diâmetro do tubo ( $D$ ), massa específica do líquido ( $\rho_L$ ), massa específica do gás ( $\rho_G$ ), viscosidade do líquido ( $\mu_L$ ), viscosidade do gás ( $\mu_G$ ), gravidade ( $g$ ), tensão interfacial ( $\sigma$ ), assim como a rugosidade do *pipeline* ( $\epsilon$ ) e seu ângulo de inclinação ( $\beta$ ). Portanto o teorema de Pi de Buckingham indica que os seguintes grupos adimensionais podem ser definidos através das variáveis de entrada como:

$$\frac{V_{SL}+V_{SG}}{\sqrt{gD}}; \frac{V_{SL}}{V_{SG}}; \frac{g\rho_L^2 D^3}{\mu_L^2}; \frac{\epsilon}{D}; \frac{\rho_G}{\rho_L}; \frac{\mu_G}{\mu_L}; \frac{\sigma\rho_L D}{\mu_L^2}; \beta$$

Conjuntos de grupos alternativos podem, sim, ser desenvolvidos, porém é claro que qualquer mapa de padrões de escoamento usando somente dois destes grupos nunca podem representar as variáveis de entrada no processo de transição. Este método é baseado sob uma suposição sensata do grupo adimensional “importante”, sendo a influência de outro considerado como sendo sem importância. No entanto, não há certeza de que qualquer conjunto único de dois grupos irá caracterizar todas as transições. Portanto é compreensível a falta de sucesso na correlação destes escoamentos no passado.

Os modelos são estritamente simples, contudo baseados em experimentos de laboratórios onde representam razoavelmente a situação real. As transições estão longe de serem completamente entendidas, e o processo de construção de um método geral totalmente preditivo esta ainda em progresso. Se tal modelo geral totalmente preditivo existisse, seria possível especificar as vazões, tamanho do tubo ou geometria do tubo, ângulo de inclinação do tubo, direção do escoamento (para cima ou para baixo), tipo de escoamento (estável ou transiente), com ou sem transferência de massa entre as fases (ebulição ou condensação), além de predizer os padrões.

Para qualquer ângulo fixo, um mapa para escoamento horizontal pode ser construído a partir das equações relacionadas nas Seções 3.2.1, 3.2.2, 3.2.3 e 3.2.4. Este mapa pode ser utilizado

para descobrir o padrão de escoamento através de um diagrama. O efeito da rugosidade do tubo sobre estas transições não é considerada especificamente no desenvolvimento e criação do mapa dos padrões de escoamento. Devido a demonstração experimental, é sugerido que se valores da queda de pressão ( $dP/dx$ ) são calculados através do uso de parâmetros de rugosidades conhecidos, os limites de transição podem continuar a serem aplicados.

Conclui-se que não é necessária a utilização de um mapa de padrão de escoamento para todos os casos. Dado qualquer conjunto das condições de escoamento (vazão, pressão, tamanho da linha e inclinação), o padrão de escoamento existente para cada condição pode ser determinado simplesmente através do cálculo de algumas equações como (3.23), (3.24), (3.25), e (3.35).

A equação adimensional (3.23) representa a relação entre as forças de turbulência e gravidade atuantes no gás. A equação adimensional (3.24) representa o número de Froude modificado pela razão de densidade. A equação adimensional (3.25) representa o produto entre o número de Froude modificado e a raiz quadrada do número de Reynolds superficial do líquido.

Quando as transições são independentes do ângulo de inclinação do tubo, utiliza-se a Figura 3.5 para a obtenção dos padrões de escoamento, porém quando o ângulo de inclinação é fixado utiliza-se a Figura 3.6 para a mesma obtenção.

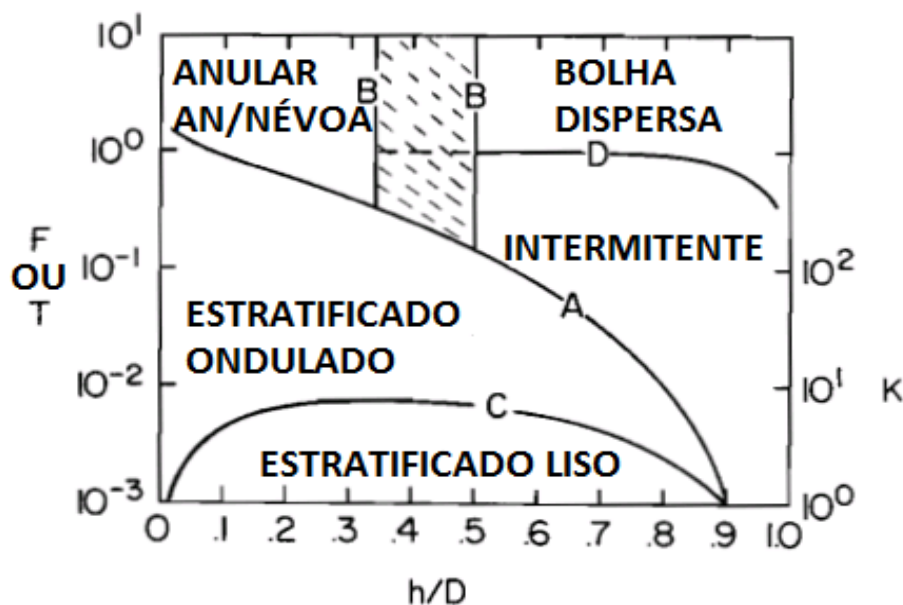


Figura 3.5: Mapa generalizado dos padrões de escoamento. Reproduzido de Dukler e Taitel [20].

Uma vez as propriedades físicas, diâmetro do tubo e ângulo de inclinação são especificadas, as únicas variáveis restantes serão as duas velocidades superficiais, e, portanto, as transições podem ser mapeadas através das coordenadas fixadas em  $V_{SL}$  e  $V_{SG}$ . Contudo, estas não são coordenadas básicas. A localização das curvas de transição quando plotados no plano  $V_{SL} \times V_{SG}$  irão variar com o tamanho do *pipeline* e as propriedades físicas, enquanto que plotadas em função dos grupos adimensionais representados pelas coordenadas das Figuras 3.5 e 3.6 não irão variar.

Mandhane, Gregory e Azis [34] realizaram um exame cuidadoso de dados dos padrões de escoamento. Na ausência de um quadro teórico, eles utilizaram um mapa de coordenadas  $V_{SL} \times V_{SG}$ ,

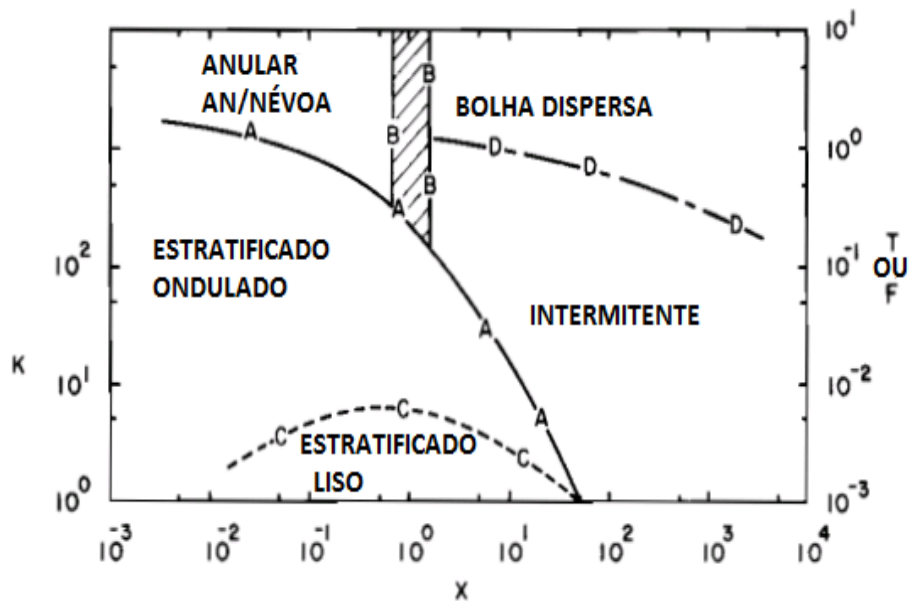


Figura 3.6: Mapa geral dos padrões de escoamento para os tubos horizontais. Reproduzido de Dukler e Taitel [20].

sobre mil pontos de dados em tubos horizontais cujos diâmetros variavam de 1,3cm até 15cm. A maioria dos dados foram para tamanhos de *pipeline* que variavam nesta gama de diâmetros (1,3cm até 15cm), logo a localização destes limites empíricos plotados foram fortemente influenciados por estes dados.

Um teste da teoria de Dukler e Taitel [20] é possível através da comparação de suas previsões com a localização dos limites de transição sugerido por Mandhane et al. [34], no qual os dados representam de fato. Algumas das transições dependem do diâmetro, e, portanto algumas curvas teóricas estão localizadas diferentemente. Desde que as curvas de Mandhane et al. [34] representam uma média dos dados para todos os tamanhos de *pipeline*, eles ainda estão na mesma localização para gráficos com diferente tamanhos de diâmetro para tubos. A concordância entre a teoria de Dukler e Taitel [20] e Mandhane et al. [34] é bastante satisfatória, como pode ser visto através da Figura 3.7 (tubo de 5,1cm de diâmetro).

### 3.3 Efeitos do Escoamento em Regime Transiente Dentro de Tubos Horizontais

A aproximação para a modelagem das transições dos padrões de escoamento durante um escoamento transiente estratificado e paralelo foi discutido por Taitel et al. [35]. O critério para cada transição de padrão envolve o nível de líquido em equilíbrio. Para escoamentos em regime permanente este nível depende somente das vazões, propriedades dos fluidos e diâmetro do tubo. Para escoamentos instáveis ele depende somente do tempo e da posição de entrada.

Ao longo de um escoamento em regime transiente as velocidades individuais para cada fase variam com o tempo. Logo, sob determinadas condições do escoamento em regime transiente

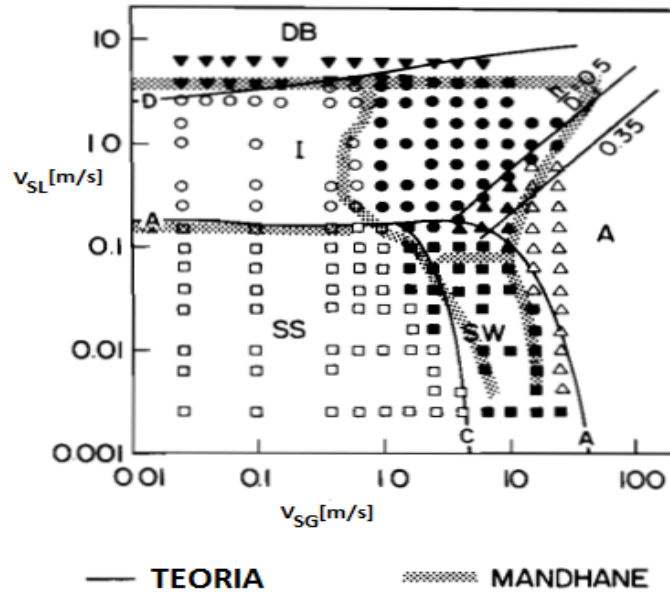


Figura 3.7: Mapa dos padrões de escoamento para um tubo horizontal de 5,1 cm de diâmetro. Ar e água em condições atmosféricas. Comparação entre a teoria de Dukler e Taitel e os dados de Mandhane. Reproduzido de Dukler e Taitel [20].

e dependendo da natureza do transiente, as transições do padrão de escoamento podem ocorrer para vazões de gás e líquido diferentes das encontradas em condições de equilíbrio. Além disso, na mudança de determinados valores de vazões para outros, padrões de escoamento podem aparecer em condições que normalmente não apareceriam se as vazões mudassem ao longo deste caminho sendo conduzidas lentamente.

### 3.3.1 Análise

A Figura 3.8 mostra a geometria do escoamento estratificado. Líquido e gás entram no tubo em  $x = 0$ , ambos escoando na direção positiva do eixo  $x$ . Sob as condições de escoamento em regime transiente, a interface gás-líquido está, em geral, não paralela ao eixo  $x$ ; portanto, o nível de líquido  $h = h_L$ , a velocidade média do líquido  $V_L$  e a velocidade média do gás  $V_G$  são funções de  $x$  e do tempo  $t$ . As áreas de secção transversal para o líquido e gás,  $A_L$  e  $A_G$  respectivamente, o perímetro de contato entre o líquido e a parede,  $S_L$ , entre o gás e a parede,  $S_G$ , e entre a interface gás-líquido,  $S_i$ , são funções do nível de líquido local  $h$  e, portanto, também dependem do tempo e da posição.

As equações do momento e da continuidade para a fase líquida são dadas por:

$$\rho_L \frac{\partial (V_L A_L)}{\partial t} + \rho_L \frac{\partial (V_L^2 A_L)}{\partial x} = -\tau_L S_L + \tau_i S_i - A_L \rho_L g \frac{\partial h}{\partial x} - A_L \frac{\partial P}{\partial x} \quad (3.41)$$

$$\frac{\partial A_L}{\partial t} + \frac{\partial (V_L A_L)}{\partial x} = 0 \quad (3.42)$$

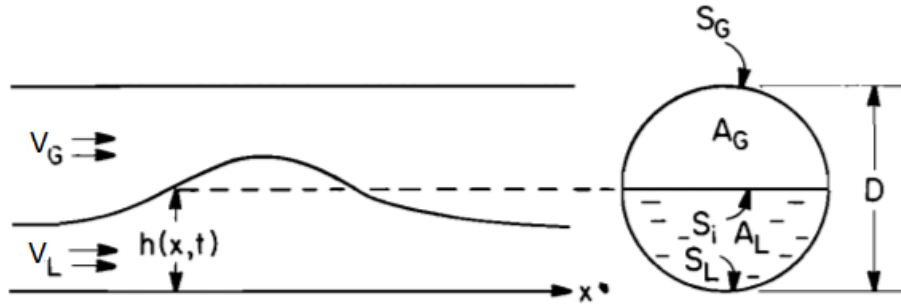


Figura 3.8: Escoamento estratificado não-equilibrado. Reproduzido de Dukler e Taitel [20].

Desde que a área de secção transversal do filme de líquido depende do nível de líquido no interior do tubo,  $A_L = A_L(h)$ , as Equações (3.41) e (3.42) se tornam:

$$g \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial V_L}{\partial t} + V_L \frac{\partial V_L}{\partial x} = -\frac{\tau_L S_L}{\rho_L A_L} + \frac{\tau_i S_i}{\rho_L A_L} - \frac{1}{\rho_L} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (3.43)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + V_L \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{A_L}{A'_L} \frac{\partial U_L}{\partial x} = 0 \quad (3.44)$$

onde  $A'_L = dA_L/dh$ .

A próxima consideração é a equação do movimento para a fase gasosa. O gradiente de pressão no líquido e no gás é assumido como igual, e as Equações (3.41) e (3.42) com os subscritos adequados, são igualmente válidas para o escoamento de gás. A velocidade do gás é muito maior do que a do líquido, e desde que as mudanças na vazão do gás são propagadas a jusante do tubo de forma muito mais rápida do que comparada ao líquido, um estado quase permanente é assumido em relação a qualquer intervalo de tempo no qual mudanças no escoamento ou no nível de líquido são significantes.

$$\rho_G \frac{\partial (V_G^2 A_G)}{\partial x} = -\tau_G S_G - \tau_i S_i - A_G \frac{\partial P}{\partial x} \quad (3.45)$$

$$A_G V_G \rho_L = W_G = const \quad (3.46)$$

Substituindo as Equações (3.45) e (3.46) na Eq. (3.43) produz:

$$\left[ g - \frac{\rho_G}{\rho_L} \left( \frac{W_G}{\rho_G A_G} \right)^2 \frac{A'_L}{A_G} \right] \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial V_L}{\partial t} + V_L \frac{\partial V_L}{\partial x} = -\frac{\tau_L S_L}{\rho_L A_L} + \frac{\tau_i S_i}{\rho_L} \left( \frac{1}{A_L + A_G} \right) + \frac{\tau_G S_G}{\rho_G A_G} \quad (3.47)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + V_L \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{A_L}{A'_L} \frac{\partial U_L}{\partial x} = 0 \quad (3.48)$$

Nestas equações  $A'_L = dA_L/dh$ ,  $\tau_L$ ,  $\tau_G$  e  $\tau_i$  podem ser calculados por uma relação tipo-Fanning,



apresentado pelas Equações (3.4), (3.5) e (3.6), e portanto, podem ser expressas nos termos de  $h$  e velocidade.

As Equações (3.47) e (3.48) são equações diferenciais parciais simultâneas para  $h(x, t)$  e  $V_L(x, t)$ . É notável que no lado esquerdo da equação (3.47) existe uma função conhecida de  $h$  e  $V_L$ . Para as condições de equilíbrio estável, ou seja, o caso onde o nível de líquido é constante, o lado esquerdo da Eq. (3.47) torna-se igual a zero, e, portanto, a Eq. (3.47) apresenta-se idêntica a Eq. (3.3) no qual é aplicado para o escoamento em regime permanente. O conhecimento de  $h(x, t)$  pode então ser combinado com o uso de mecanismos para a transição.

As Equações (3.47) e (3.48) são duas equações diferenciais parciais hiperbólicas desde que:

$$g \gg \frac{\rho_G}{\rho_L} \left( \frac{W_G}{\rho_G A_G} \right)^2 \frac{A'_L}{A_G} \quad (3.49)$$

Uma única solução para estas equações não existe (Taitel e Dukler, [36]), ao menos que a Eq. (3.49) é satisfeita. Cálculos mostram que, mesmo em vazões que se aproximam desta instabilidade do escoamento estratificado, o termo de Bernoulli é de fato, pequeno comparado a gravidade ( $g$ ). Porém este termo pode ser justificado também por embasamento físico.

O lado direito da Eq. (3.49) é descrito como força de Bernoulli em oposição à gravidade, que atua quando o gás é acelerado acima da crista de uma onda pequena tendendo a fazê-la crescer. Para evitar o problema matemático, a aproximação para a solução das Equações (3.47) e (3.48) é necessária para prever o nível de líquido não-perturbado com o tempo e a posição na ausência de ondas locais. Logo, para cada ponto do espaço e do tempo este nível é usado para determinar se uma onda irá crescer de acordo com o mecanismo principal dado pela Eq. (3.32).

Uma vez que o termo de Bernoulli é negligenciado, as Equações (3.47) e (3.48) tornam-se:

$$\frac{\partial V_L}{\partial t} + V_L \frac{\partial V_L}{\partial x} + g \frac{\partial h}{\partial x} + E = 0 \quad (3.50)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + V_L \frac{\partial h}{\partial x} + H \frac{\partial U_L}{\partial x} = 0 \quad (3.51)$$

onde  $H = H(h) = A_L/A'_L$ , e  $E = E(h, V_L)$  é a parte negativa do lado direito da Eq. (3.47). Utilizando-se de métodos padronizados (Stoker, [37]) é possível converter as Equações (3.50) e (3.51) para:

$$\left[ (V_L + C') \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t} \right] V_L + \sqrt{\frac{g}{H}} \left[ (V_L + C') \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t} \right] h + E = 0 \quad (3.52)$$

$$\left[ (V_L - C') \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t} \right] V_L - \sqrt{\frac{g}{H}} \left[ (V_L - C') \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t} \right] h + E = 0 \quad (3.53)$$

$$C' = \sqrt{gH} \quad (3.54)$$

onde  $C$  é a velocidade crítica do líquido.

As Equações (3.52) e (3.53) são resolvidas pelo uso da técnica de diferenças finitas descritas por Stoker [37].

As condições de contorno necessárias para as soluções das Equações (3.52) e (3.53) dependem se as condições locais são subcríticas ou supercríticas. Para o caso supercrítico  $h(x, 0)$ ,  $V_L(x, 0)$ ,  $V_L(0, t)$  e  $h(0, t)$  são requeridos como as condições de contorno e iniciais. Quando o escoamento é subcrítico, somente  $h(0, t)$  ou  $V_L(0, t)$  pode ser designado. Neste caso, porém, a vazão é específica, e para o caso subcrítico, ambos  $h(0, t)$  e  $V_L(0, t)$  são determinados pela vazão.

A aproximação para determinar a vazão no qual transições ocorrem durante um processo de escoamento em regime transiente é descrito como:

- A variação da vazão de alimentação do gás e/ou do líquido com o tempo é especificada.
- As equações Equações (3.52) e (3.53) são resolvidas segundo este modelo, e os valores de  $h/D$  e  $V_L$  são encontrados como função de  $x$  e  $t$ .
- O critério da transição do padrão de escoamento desenvolvido em regime permanente é aplicado para cada tempo e posição no regime transiente, e quando o critério é satisfeito pela primeira vez, pode então ser encontrado.
- As vazões de alimentação no instante do regime transiente são idênticas com as vazões de transição para o mesmo regime.

As equações de transição utilizadas neste modelo proposto por Dukler e Taitel [20] são, portanto: padrão estratificado para o intermitente ou anular, Eq. (3.32); padrão intermitente para o anular,  $h/D = 0,35 - 0,50$ ; padrão intermitente para o anular dispersado, Eq. (3.40).

Em princípio, este método assume que o mecanismo físico fundamental para cada transição é inalterado como um resultado de um regime transiente, e que o efeito transiente demonstra sua influência sobre o nível do líquido.

### 3.4 Tubos Verticais: Regime Permanente sem Transferência de Massa entre as Fases - Escoamento Ascendente e Descendente

Vários mapas de padrão de escoamento empíricos foram correlacionados para escoamento de gás e líquido em tubos verticais. A maioria desses trabalhos foram correlacionados para escoamento ascendente, enquanto alguns foram correlacionados para a configuração de escoamento descendente. Nesta Seção os modelos físicos são apresentados para a transição dos padrões de escoamento em ambos os casos, ascendente e descendente.

É aprofundado o conhecimento sobre os diferentes padrões de escoamento que podem ocorrer para a gama de vazões no escoamento multifásico existente em tubos verticais ou *risers* num sistema de produção e separação submarina. São correlacionadas ainda as possíveis transições de

um padrão para o outro de acordo com a configuração física, ou seja, propriedades dos fluidos, e geométrica dos tubos para o trecho compreendido pelo *riser* no sistema *pipeline-riser* apresentado neste trabalho.

### 3.4.1 Escoamento Ascendente

Os quatro principais padrões de escoamento que podem ser observados estão ilustrados na Figura 3.2. Mapas utilizados para prever estas transições dos padrões de escoamento foram desenvolvidos experimentalmente nos trabalhos de Duns e Ros [38], Sterlino [39], Wallis [40], Hewitt e Roberts [41], Govier e Aziz [42] e Gould [43]. Griffith e Wallis [31] assumiu algumas ideias baseadas em modelos físicos para chegar numa seleção de coordenadas para a configuração de um mapa, em seguida um sistema de coordenadas similares foi adotado por Oshinowo e Charles [32] e Spedding e Nguyen [33]. Nesta seção um modelo físico baseado no critério de transição dos padrões de escoamento é apresentado em referência ao trabalho de Taitel et al. [44].

#### 3.4.1.1 Transição entre o Padrão Bolhas e o Golfadas (*Slug Flow*)

Quando o gás é introduzido em baixas vazões de escoamento dentro de uma coluna de líquido de grande diâmetro (escoamento em baixa velocidade), a fase gasosa é distribuída em bolhas dispersas. Vários estudos sobre o movimento de bolhas demonstram que se as bolhas são muito pequenas elas se comportam como esferas rígidas movendo-se ascendentemente em um movimento retilíneo. No entanto, acima de um tamanho crítico (cerca de  $15\text{cm}$  para escoamento de ar e água em baixa pressão) as bolhas começam a se deformar, e o movimento retilíneo ascendente torna-se em zig-zag de forma randômica considerável. As bolhas randômicas colidem-se e se coalescem, formando um número de poucas bolhas individuais longas com a frente de bolha apresentando forma esférica similar às "bolhas de Taylor" encontradas no padrão em golfadas (*slug flow*), porém com diâmetros menores do que o do tubo.

Portanto, o padrão de escoamento em bolhas é caracterizado por um arranjo de pequenas bolhas movendo-se em zig-zag apresentando a aparência ocasional de longas "bolhas de Taylor". As "bolhas de Taylor" não são largas o suficiente para ocupar a seção transversal do tubo como é ocorrido no padrão em golfadas (*slug flow*). Ao invés disso, elas se comportam como livres esferas ascendentes cobertas por espaços vazios, como descrito originalmente por Taylor. Com o aumento da vazão de gás, em baixas vazões de líquido, a densidade de bolhas aumenta alcançando um ponto onde as bolhas dispersas são compactadas levando a ocorrência de várias colisões, e ainda, a vazão destas longas bolhas aglomeradas aumenta bruscamente.

Experimentos mostraram que a fração de vazio da bolha no qual ela acontece possui um valor na faixa de  $0,25 - 0,30$  (Griffith e Snyder, [45]). Uma aproximação semi-teórica para este problema foi dado por Radovicich e Moissis [46] por considerar uma estrutura cúbica no qual as bolhas individuais flutuam. Eles admitiram que a máxima fração de vazio é alcançada quando a frequência de colisão é muito alta, e foi mostrado que isso acontece por volta de um valor de fração de vazio  $\alpha = 0,30$ .

Uma aproximação alternativa é considerar este problema do ponto de vista de uma máxima compactação admissível de bolhas. Ao considerar que as bolhas tenham formato esférico e estejam arrançadas numa estrutura cúbica, a fração de vazio de gás pode possuir valor máximo de  $\alpha = 0,52$ . Contudo, como resultado de suas deformações e movimento randômico, a taxa de colisão e coalescência irão aumentar rapidamente à medida que elas diminuem o espaço no qual elas se tocam. Portanto, a menor distância entre as bolhas antes da transição precisa ser aquela que é permitido alguma liberdade de movimento para cada bolha individual. Se o espaço entre as bolhas no qual a coalescência começa aumentar rapidamente é assumido como sendo aproximadamente a metade do seu raio, isto corresponde então a 25% de  $\alpha$ . Dados mostram que frações de vazio excedem raramente o valor de 0,35, sendo que para valores menores do que 0,20, a coalescência raramente é observada (Griffith e Wallis, [31]). Logo, para pequenas vazões de líquido suficientes para que o rompimento das bolhas devido a turbulência seja pequeno, o critério para a transição do padrão bolhas para o golfadas (*slug flow*) é aquele no qual a fração de vazio alcança o valor de 0,25.

A velocidade superficial de gás  $V_{SG}$  é definida em relação à velocidade média de gás  $V_G$  como sendo:

$$V_G = \frac{V_{SG}}{\alpha} \quad (3.55)$$

onde  $\alpha$  é a fração de vazio. De modo similar, a velocidade superficial de líquido  $V_{SL}$  definida em relação à velocidade média de líquido  $V_L$  pode ser obtido por:

$$V_L = \frac{V_{SL}}{1 - \alpha} \quad (3.56)$$

Definindo  $V_0$  como sendo a velocidade relativa entre as velocidades médias de gás  $V_G$  e líquido  $V_L$ , as Equações (3.55) e (3.56) produzem:

$$V_{SL} = V_{SG} \frac{1 - \alpha}{\alpha} - (1 - \alpha) V_0 \quad (3.57)$$

Neste modelo simples, a variação da velocidade radial local é desprezada

Para baixas velocidades de líquido o tamanho das bolhas é grande o suficiente para que sua velocidade ascendente seja independente do tamanho e dependente somente de suas propriedades físicas. Para bolhas individuais ascendendo num meio infinito, Harmathy [47] apresenta a seguinte relação:

$$V_{0\infty} = 1,53 \left[ \frac{g(\rho_L - \rho_G)\sigma}{\rho_L^2} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (3.58)$$

No entanto, quando uma bolha ascende na presença de um conjunto de outras bolhas, como neste caso, Zuber e Hench [48] apresentam que a expressão correta possa ser estimada por:

$$V_0 = V_{0\infty} (1 - \alpha)^{\frac{1}{2}} \quad (3.59)$$

Substituindo  $V_0$  na Eq. (3.57) e considerando a transição ocorre quando  $\alpha = \alpha_T = 0,25$ , a equação característica para a transição torna-se:

$$V_{SL} = 3,0V_{SG} - \left[ \frac{g(\rho_L - \rho_G)\sigma}{\rho_L^2} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (3.60)$$

Note que este mecanismo é válido somente quando a vazão de líquido é baixa o suficiente para que as forças turbulentas dispersivas não sejam dominantes. Uma vez as propriedades dos fluidos sejam estabelecidas, a curva de transição teórica pode ser plotada com as coordenadas  $V_{SL}$  X  $V_{SG}$ , permanecendo invariante com o tamanho do tubo, como pode ser visto na Figura 3.9.

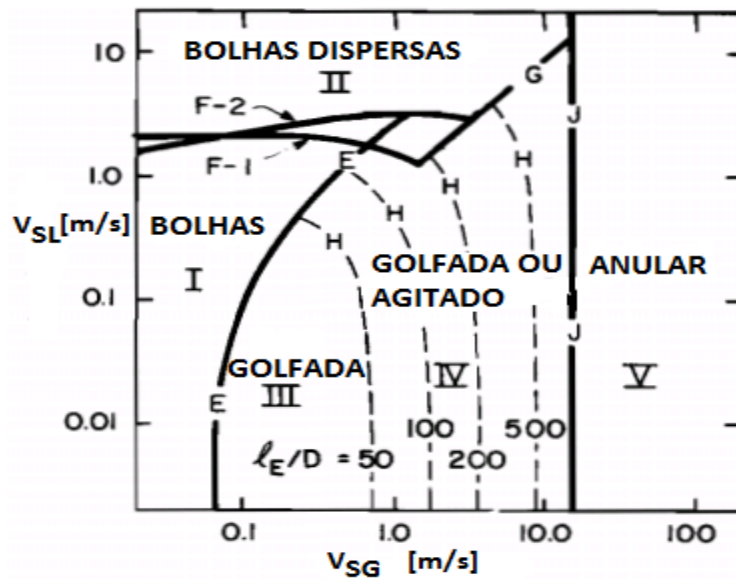


Figura 3.9: Mapa dos Padrões de Escoamento. Escoamento ascendente num tubo de 5,1cm de diâmetro. Ar e água em condições atmosféricas. Reproduzido de Dukler e Taitel [20].

Para altas vazões de gás e líquido onde a velocidade relativa entre as velocidades médias de gás  $V_G$  e líquido  $V_L$  é negligenciada, a curva de transição teórica é linear com inclinação de uma unidade em coordenadas logarítmicas. Para baixas vazões de líquido onde a velocidade de líquido é desprezada, a região da camada de bolhas é controlada pela velocidade de gás, ou seja, das bolhas livres, que é essencialmente independente da vazão de líquido.

Em altas vazões de líquido, forças de turbulência atuam para romper e dispersar a fase gasosa dentro de pequenas bolhas até mesmo para frações de vazios maiores do que 0,25. A teoria da fase de fluido em separação imiscível por forças turbulentas foi apresentada por Hinze [49] e confirmada por Sevik e Park [50]. Hinze determinou que o tamanho característico das dispersões resulta de um balanço entre as forças de tensão superficial e as forças de flutuações turbulentas. Seu estudo conduziu à seguinte relação para o máximo diâmetro estável da fase dispersa,  $d_{max}$ :

$$d_{max} = k \left( \frac{\sigma}{\rho_L} \right)^{\frac{3}{5}} (\xi)^{\frac{-2}{5}} \quad (3.61)$$

onde  $\xi$  é a taxa da energia de dissipação por unidade de massa e  $k$  é uma constante. A investigação de Hinze explorou a dispersão em condições não-coalescentes que pode ser percebida somente em concentrações muito baixas da fase dispersa. Ele aplicou sua equação nos dados de Clay [51] para o rompimento de gotas em baixas concentrações da fase dispersa e encontrou o valor para  $k$  como sendo igual a 0,725. Sevik e Park [50] desenvolveram valores teóricos para  $k$  através da consideração da frequência natural de uma bolha ou uma gota no seu modo de vibração de ordem mais baixa.

A taxa da energia de dissipação por unidade de massa para escoamento turbulento em tubos,  $\xi$ , é definida como sendo (Sevik e Park, [50]):

$$\xi = \left| \frac{dP}{dx} \right| \frac{V_M}{\rho_M} \quad (3.62)$$

onde

$$\frac{dP}{dx} = \frac{2f\rho_M V_M^2}{D} \quad (3.63)$$

e

$$V_M = V_{SL} + V_{SG} \quad (3.64)$$

$V_M$  é denominada velocidade de mistura e  $\rho_M$  a massa específica de mistura. Substituindo as Equações (3.62) e (3.63) na Eq. (3.61) demonstra que o rompimento por turbulência ocorre para todas as vazões de líquido no qual o escoamento turbulento existe. No entanto, se o tamanho das bolhas produzidas por este rompimento é ainda grande o suficiente para permitir a deformação devido ao movimento em zig-zag, então em  $\alpha = 0,25$  irá ocorrer a coalescência e a transição para o padrão em golfadas (*slug flow*) será observada. Portanto, o processo de rompimento por turbulência pode impedir a aglomeração somente se o tamanho das bolhas produzidas é pequeno o suficiente para permitir que as bolhas permaneçam esféricas e, portanto, movem-se num movimento retilíneo ascendente com o líquido.

O tamanho de bolha no qual este caso ocorre é dado por Brodkey [52] como sendo:

$$d_{crit} = \left[ \frac{0,4\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.65)$$

Uma vez que as flutuações turbulentas são fortes o suficiente para causar o rompimento das bolhas em um tamanho tal que  $d_{max} \leq d_{crit}$ , as bolhas permanecem dispersas mesmo para  $\alpha > 0,25$ , e a transição para o padrão em golfadas (*slug flow*) não irá ocorrer. Fixando  $d_{max} = d_{crit}$  na Eq. (3.61), substituindo  $\xi$  das Equações (3.62) e (3.63) e usando:

$$f = 0,046 \left( \frac{V_M D}{\nu_L} \right)^{-0,2} \quad (3.66)$$

o critério para esta transição é definido como sendo:

$$\frac{[\rho_L / (\rho_L - \rho_G) g]^{\frac{1}{2}} \nu_L^{0,08}}{(\sigma / \rho_L)^{0,10} D^{0,48}} V_M^{1,12} = 3,0 \quad (3.67)$$

Para Barnea et al. [53], baseado no dados de Miyagi [54], o diâmetro crítico de bolha é estimado como sendo o dobro do valor dado por Brodkey [52], e ainda, aplicando os resultados de Calderbank [54], pode chegar finalmente para uma nova expressão para o critério de transição, sendo assumida como:

$$\frac{2 [\rho_L / (\rho_L - \rho_G) g]^{\frac{1}{2}} \nu_L^{0,08}}{(\sigma / \rho_L)^{0,10} D^{0,48}} V_M^{1,12} = 3,0 + 17,0 \left( \frac{V_{SG}}{V_M} \right)^{0,5} \quad (3.68)$$

### 3.4.1.2 Transição entre o Padrão Golfadas (*Slug Flow*) e o Agitado (*Churn*)

À medida que a vazão de gás aumenta ainda mais, a transição para o padrão agitado (*churn*) irá ocorrer. No padrão em golfadas (*slug flow*) as “bolhas de Taylor” propagam-se em uma velocidade constante. No padrão agitado (*churn*) a golfada de líquido é pequena também para suportar uma ligação de líquido estável entre duas “bolhas de Taylor” consecutivas. O decaimento do filme em volta da bolha penetra profundamente no interior da golfada de líquido, criando uma grande mistura aerada no qual num determinado ponto da golfada de líquido é visto se desintegrar e cair em uma forma bastante caótica.

O líquido reacumula num nível mais baixo na próxima golfada, onde a continuidade de líquido é restaurada, e a golfada retoma então seu movimento de ascensão. Portanto, pode-ser observar um movimento oscilatório de líquido, no qual é caracterizado o padrão de escoamento do tipo agitado (*churn*). Observações empíricas do padrões em golfadas (*slug flow*) e agitado (*churn*) em tubos de diâmetro de 2,5cm e 5,0cm demonstraram que o padrão agitado (*churn*) ocorre devido a um fenômeno na região de entrada do tubo associado com a existência do padrão em golfadas (*slug flow*) mais ao longo no tubo. Ou seja, sempre que é observado o padrão em golfadas (*slug flow*), a condição próxima à entrada aparenta ser o padrão agitado (*churn*). Além disso, o comprimento de entrada, ou a distância em que o padrão agitado (*churn*) pode ser observado antes que o padrão em golfadas (*slug flow*) ocorre, depende das vazões do escoamento multifásico e do tamanho do tubo.

O processo de desenvolvimento de uma golfada estável próxima à seção de entrada pode ser descrito a seguir. Na entrada o gás e o líquido formam respectivamente as “bolhas de Taylor” e pequenas golfadas de líquido. Uma golfada de líquido pequena é conhecida por ser instável, onde seu decaimento faz com que ela seja fundida com uma nova golfada de líquido que vem abaixo, causando um aumento aproximadamente de duas vezes o seu comprimento. Neste processo a

“bolha de Taylor” que segue a golfada de líquido ultrapassa a “bolha de Taylor” principal e se coalesce a ela ao passo que a golfada entre elas se colapsa. Este processo se repete, e o comprimento da golfada de líquido assim como o comprimento das “bolhas de Taylor” aumentam à medida que elas se movem ascendentemente até que a golfada de líquido seja grande o suficiente para estabilizar e formar uma ligação firme entre duas “bolhas de Taylor” consecutivas.

Entre a entrada e a posição no qual uma golfada estável é formada, a golfada de líquido oscila entre ascensão e decaimento, caracterizando portanto o padrão de escoamento do tipo agitado (*churn*). À medida que a vazão de gás aumenta, é evidente que o comprimento na região de entrada aumenta para uma extensão que pode ocupar todo o comprimento de uma seção de teste. Logo, deve-se pensar no padrão agitado (*churn*) como um fenômeno de entrada. Desde que na prática todos os tubos possuem comprimento finito, é útil providenciar algumas estimativas de comprimento no qual o padrão agitado (*churn*) é predominante. O desenvolvimento que vem abaixo envolve um caminho para estimativa deste comprimento.

A velocidade de translação geral da “bolha de Taylor” é dada por (Dukler e Taitel, [20]):

$$V_{TB} = c_0 V_M + 0,54\sqrt{gD}\cos\theta + 0,35\sqrt{gD}\sin\theta \quad (3.69)$$

onde  $c_0$  representa o coeficiente de distribuição do escoamento no qual possui valor de 1,2 para escoamento turbulento e 2 para escoamento laminar, baseados no número de Reynolds da golfada  $Re_S$ . O termo  $c_0 V_M$  é conhecido como a velocidade da linha de centro da bolha a montante. Considerando duas “bolhas de Taylor” consecutivas, como mostrado na Figura 3.10, elas irão se mover na mesma velocidade quando o comprimento da golfada  $L_S$  for grande o suficiente para que o perfil de velocidade do líquido na frente da segunda bolha seja o mesmo que o perfil de velocidade do líquido na frente da primeira bolha, de modo que suas velocidades da linha de centro são as mesmas. Esta situação é esperada quando as golfadas são grandes o suficiente para que a velocidade de distribuição turbulenta no líquido seja completamente restabelecida antes que a próxima “bolha de Taylor” surja.

Devido às observações experimentais para sistemas de escoamento de água e ar, é assumido que o comprimento da golfada estável em relação ao diâmetro do tubo,  $L_S/D$ , é relativamente constante e independente das vazões de gás e líquido [Govier e Azis [42], Akagawa e Sakaguchi [56]]. O menor valor relatado para a razão  $L_S/D$  foi de  $L_S/D = 8$ . Estudos em laboratório utilizando tubos muito longos de 2,5cm e 5,0cm de diâmetros, mostraram valores de comprimento para as golfadas estáveis de aproximadamente 16 a 20 vezes o diâmetro  $D$ . Em observações recentes pode ser considerado que os resultados para duas golfadas, em que cada uma não possui exatamente o comprimento de  $L_S/D = 8$ , a aproximação de uma em relação a outra acontecerá tão lentamente que elas nunca irão se coalescer, exceto se o tubo possuir um comprimento muito grande. Portanto, é possível mostrar que o comprimento da golfada estável  $L_S/D = 16$  observados para sistemas de escoamento de água e ar deve ser independente das propriedades do fluido ou diâmetro do tubo.

$L_E$  é definido como sendo o comprimento de entrada do tubo requerido para estabelecer a golfada estável e, portanto, a região onde pode ser observado o padrão de escoamento do tipo



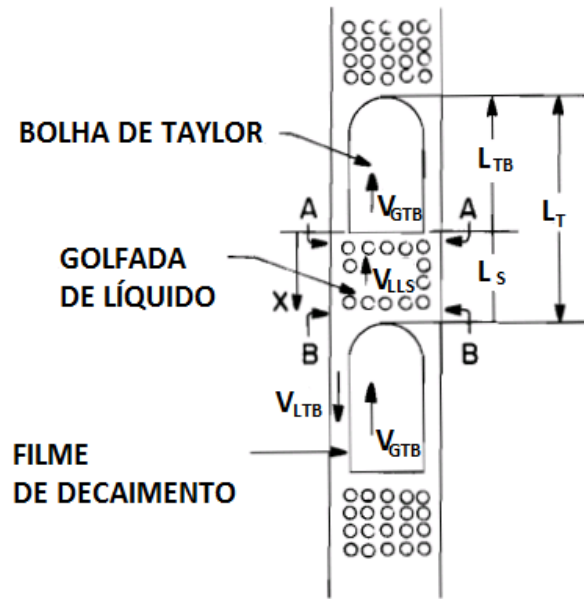


Figura 3.10: Configuração do padrão de escoamento em golfadas (*slug flow*). Escoamento ascendente num tubo de 5,1cm de diâmetro. Ar e água em condições atmosféricas. Reproduzido de Taitel et al. [44].

agitado (*churn*). Logo, o critério de transição do escoamento em golfadas (*slug flow*) para o agitado (*churn*) pode ser definido como sendo (Govier e Aziz, [42]):

$$\frac{L_E}{D} = 42,6 \left( \frac{V_M}{\sqrt{gD}} + 0,29 \right) \quad (3.70)$$

onde  $V_M$  é a velocidade de mistura definida na Eq. (3.64). A Eq. (3.70) mostra que o comprimento de entrada adimensional para o padrão agitado (*churn*) depende de um parâmetro somente:  $V_M/\sqrt{gD}$ . A partir destas correlações é possível prever se o padrão de escoamento do tipo agitado (*churn*) irá ocorrer em uma posição axial ao longo do tubo.

### 3.4.1.3 Transição do Escoamento Anular

Para altas vazões de gás o escoamento torna-se anular. O filme de líquido escoar ascendentemente ajacente à parede, e o gás escoar no centro transportando gotas de líquido através do arrasto. O escoamento ascendente de líquido no sentido contrário à gravidade é resultado de forças exercidas pelo rápido movimento de gás no centro. O filme possui uma interface ondulada, onde as ondas tendem a se desfazer e penetrar no núcleo de gás assim como as gotas de líquido que são arrastadas.

Portanto, o líquido se move ascendentemente devido tanto ao cisalhamento interfacial quanto à forma de arrasto nas ondas e nas gotas de líquido arrastadas. Baseado na ideia de Turner et al. [57] aplicados em operações de *gas-lift*, o padrão de escoamento anular não pode existir ao menos que a velocidade de gás no centro do tubo seja suficiente para elevar as gotas de líquido arrastadas. Quando a vazão de gás é insuficiente, as gotas decaem, acumulam-se, e formam uma

ligação levando à ocorrência do padrão agitado (*churn*) ou em golfadas (*slug flow*).

A mínima velocidade de gás requerida para elevar uma gota de diâmetro  $d$  é determinada através do balanço entre a gravidade ( $F_G$ ) e as forças de arrasto ( $F_A$ ) atuando na bolha:

$$F_A = C_D \frac{\pi d^2}{4} \frac{\rho_G V_G^2}{2} \quad (3.71)$$

$$F_G = \frac{\pi d^3}{6} g (\rho_L - \rho_G) \quad (3.72)$$

onde  $C_D$  é uma constante determinada.

Logo, o critério para transição é  $F_A = F_G$ :

$$C_D \frac{\pi d^2}{4} \frac{\rho_G V_G^2}{2} = \frac{\pi d^3}{6} g (\rho_L - \rho_G) \quad (3.73)$$

ou

$$V_G = \frac{2}{\sqrt{3}} \left[ \frac{g (\rho_L - \rho_G) d}{\rho_G C_D} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.74)$$

O tamanho da gota é determinado através do balanço entre as forças de impacto do gás que tende a destruir as gotas e as forças de tensão superficial que mantém as gotas unidas. Hinze [49] mostrou que o tamanho máximo do diâmetro da gota estável é dado por:

$$d = \frac{We \sigma}{\rho_G V_G^2} \quad (3.75)$$

$$We = \frac{d \rho_G V_G^2}{\sigma} \quad (3.76)$$

onde  $We$  é o número de Weber crítico no qual possui um valor entre 20 e 30 para gotas que são aceleradas gradualmente.

Substituindo a Eq. (3.75) na Eq. (3.74) produz:

$$V_G = \left( \frac{4We}{3C_D} \right)^{\frac{1}{4}} \frac{[\sigma g (\rho_L - \rho_G)]^{\frac{1}{4}}}{\rho_G^{\frac{1}{2}}} \quad (3.77)$$

Como sugerido por Turner et al. [57], são selecionados os valores de  $We = 30$  e  $C_D = 0,44$ , sendo que  $We$  e  $C_D$  aparecem na potência de  $1/4$ . Portanto, o resultado para  $V_G$  é bastante insensível aos seus valores exatos.

A velocidade de gás dada pela Eq. (3.77) irá prever para qual valor abaixo deste, o padrão anular não irá ocorrer. Enquanto esta análise é aplicada para gotas dentro do núcleo de gás, o

mesmo tratamento pode ser usado para as cristas de onda no filme de líquido que ascende, no qual são retratadas por suportarem fluxo de gás de uma maneira similar ao suportar as gotas de líquido.

A característica do padrão de escoamento anular é que a espessura do filme é bastante pequena mesmo para vazões de líquido relativamente altas. Como resultado, a velocidade média de gás  $V_G$  pode ser aproximada pela velocidade superficial de gás  $V_{SG}$ , e o critério final para a transição é dado por (Turner et al., [57]):

$$\frac{V_{SG}\rho_G^{\frac{1}{2}}}{[\sigma g(\rho_L - \rho_G)]^{\frac{1}{4}}} = 3,1 \quad (3.78)$$

ou

$$V_{SG} = \frac{3,1[\sigma g(\rho_L - \rho_G)]^{\frac{1}{4}}}{\rho_G^{\frac{1}{2}}} \quad (3.79)$$

Este critério simples mostra que a transição para o padrão anular é independente da vazão de líquido e do diâmetro do tubo. Para um sistema de escoamento de água e ar em condições de temperatura e pressão ambientes, a velocidade calculada possui valor acima de  $15m/s$ .

O grupo adimensional na Eq. (3.78) é conhecido como o número de Kutateladze. A Eq. (3.79) é praticamente idêntica ao resultado empírico de Pushkina e Sorokin [58] no qual determinaram a velocidade de ar necessária para elevar o filme de líquido em experimentos de inundação em tubos variando de  $6mm$  a  $309mm$  de diâmetro.

### 3.4.2 Escoamento Descendente

Poucos estudos foram aprofundados na área de escoamento descendente. Golan e Stenning [59] observaram os padrões num tubo do tipo em U invertido consistido por um *riser* vertical seguido por um tubo descendente vertical. Martin [60] estudou a transição do padrão de escoamento em bolhas para o golfadas (*slug flow*) numa configuração vertical descendente, assim como foi estudado por Spedding e Nguyen [33]. Os modelos para transições tratados nesta seção são baseados no trabalho realizado por Barnea et al. [61].

A modelagem das transições dos padrões de escoamento começa da condição de padrão anular que existe para baixas vazões de gás e líquido onde o líquido escoar na forma de um filme ondular com o gás escoando no centro do tubo. À medida que a vazão de líquido aumenta, a espessura do filme também aumenta. A partir do momento que a espessura do filme ondular aumenta o suficiente para formar uma ligação dentro do tubo, o padrão anular deixa de existir. A transição poderá ocorrer para o padrão em golfadas (*slug flow*) ou para o padrão bolhas dispersas. Quando o padrão muda para o tipo em golfadas (*slug flow*) na transição, logo que a vazão de líquido se torna alta, as forças de flutuação turbulenta iniciam o processo de destruição das “bolhas de Taylor”, e a transição para o padrão bolhas dispersas irá ocorrer. Uma aplicação do tipo de escoamento

descendente para o caso estudado neste trabalho é dado pelo filme de decaimento de líquido na geração das golfadas severas (*severe slugging*) caracterizando o início de um novo ciclo.

### 3.4.2.1 Transição do Escoamento Anular

O critério sugerido para os tipos de transição na situação de um filme de líquido descendente para o padrão em golfadas golfadas (*slug flow*) ou em bolhas é similar àquele discutido na Seção 3.2.1 para tubos horizontais. Foi mostrada que a propagação de uma golfada inicia-se do padrão estratificado quando as condições são tais que as ondas existentes na interface e o fornecimento de líquido no filme são grandes o suficiente para fornecer o líquido necessário para realizar a ligação dentro do tubo. Porém, as ondas existem em filmes de líquido descendentes em tubos verticais para todas as condições, mesmo na ausência de escoamento de gás; portanto, é necessário satisfazer somente a condição de verificação.

É sugerido que para o escoamento descendente em tubos verticais pode ser utilizado as mesmas condições para escoamento em tubos horizontais (Dukler e Taitel, [20]):

$$\frac{A_L}{H_L A} \geq 0,5 \quad (3.80)$$

Como discutido anteriormente,  $H_L \cong 0,7$ , logo o critério de transição é:

$$\frac{A_L}{A} \geq 0,35 \quad (3.81)$$

A razão de área é necessária para a análise do filme de líquido descendente mostrado na Figura 3.11. Realizando um balanço na equação do momento para cada fase em regime permanente, e definindo a queda de pressão como sendo igual nas duas equações, chega-se a:

$$-\tau_L \frac{S_L}{A_L} + \tau_i S_i \left( \frac{1}{A_L} + \frac{1}{A_G} \right) + (\rho_L - \rho_G) g = 0 \quad (3.82)$$

Esta equação é idêntica à Eq. (3.3), desenvolvida para o padrão de escoamento estratificado, com exceção da ausência do primeiro termo da equação. Um procedimento análogo produz a seguinte equação adimensional equivalente à Eq. (3.11):

$$X^2 \left[ \left( \widetilde{V}_L \widetilde{D}_L \right)^{-n} \widetilde{V}_L^2 \frac{\widetilde{S}_L}{\widetilde{A}_L} \right] - \left( \widetilde{V}_G \widetilde{D}_G \right)^{-m} \widetilde{V}_G^2 \widetilde{S}_i \left( \frac{1}{\widetilde{A}_G} + \frac{1}{\widetilde{A}_L} \right) - 4Y = 0 \quad (3.83)$$

$X$  e  $Y$  são definidos nas Equações (3.12) e (3.13) com  $\beta = 90^\circ$ . As definições que diferem das Equações (3.14) a (3.20) são dadas pelas relações:

$$\widetilde{A}_L = \pi \left[ \frac{h}{D} - \left( \frac{h}{D} \right)^2 \right] \quad (3.84)$$

$$\widetilde{A}_G = \pi \left( \frac{1}{2} - \frac{h}{D} \right)^2 \quad (3.85)$$

$$\widetilde{S}_L = \pi \quad (3.86)$$

$$\widetilde{S}_i = \pi \left( 1 - 2 \frac{h}{D} \right) \quad (3.87)$$

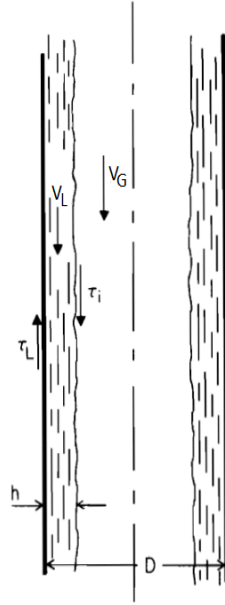


Figura 3.11: Padrão de escoamento anular descendente em tubo vertical. Reproduzido de Dukler e Taitel [20].

Portanto, a Eq. (3.83) fornece a solução para espessura de filme  $h$  uma vez que  $X$  e  $Y$  são especificados. Pode-se questionar o uso de uma equação para o fator de atrito num escoamento de única fase a fim de calcular a tensão de cisalhamento interfacial. Contudo, pode ser rapidamente mostrado que mesmo para altas vazões de gás a força devido ao cisalhamento interfacial é duas vezes menor em magnitude do que a força devido a gravidade. Logo, o segundo termo na Eq. (3.82) é pequeno comparado ao primeiro, e os erros relacionados a este termo terão menos influência nos resultados.

Dadas as propriedades dos fluidos e tamanho de diâmetro do tubo usando a Eq. (3.83), é possível encontrar os valores de  $V_{SG}$  e  $V_{SL}$  que é dado pelo par  $X$  e  $Y$  tal que  $h/D = 0,097$ . Estes resultados para  $A_L/A = 0,35$  são requerido para a transição como definida pela Eq. (3.81). O mapa teórico dos padrões de escoamento para o sistema de escoamento de água e ar em tubos de 5,1cm de diâmetro é mostrado na Figura 3.12 através da curva  $B$ , onde os resultados estão razoavelmente de acordo com as evidências.

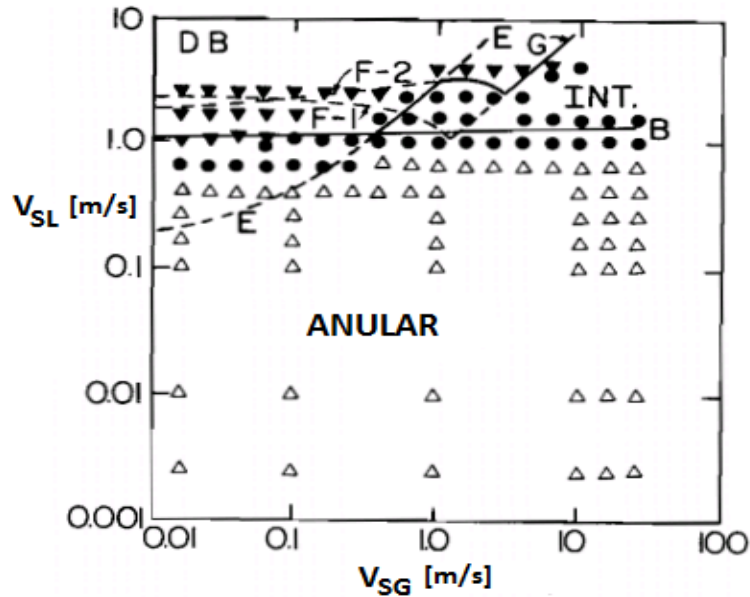


Figura 3.12: Padrões de escoamentos descendentes em tubo vertical: Teoria X Dados utilizados. Escoamento num tubo de 5,1cm de diâmetro. Ar e água em condições atmosféricas. Reproduzido de Dukler e Taitel [20].

### 3.4.2.2 Transição do Escoamento Em Golfadas (*Slug Flow*) para Bolhas Dispersas

Assim como no caso de escoamento ascendente dois mecanismos são decisivos: (i) quando a fração de vazio excede o valor de 0,25, um empacotamento de bolhas denso resulta na transição para o padrão em golfadas (*slug flow*); (ii) em altas vazões turbulentas de líquido causa o rompimento das golfadas em bolhas dispersas caracterizada por este padrão de escoamento.

Para o caso de escoamento descendente a expressão correspondente à Eq. (3.60) para a transição do escoamento em golfadas (*slug flow*) para bolhas dispersas devido ao empacotamento de bolhas é:

$$V_{SL} = 3,0V_{SG} - \left[ \frac{g(\rho_L - \rho_G)\sigma}{\rho_L^2} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (3.88)$$

As previsões teóricas estão em concordância razoável com os dados utilizados.

## 3.5 Fenômeno das Golfadas Severas - *Severe Slugging*

Golfadas severas (*severe slugging*, *terrain induced slug flow* ou *terrain-dominated slug flow*) é o fenômeno dominado pela topografia, caracterizado pela formação e produção cíclica de longas golfadas de líquido e rápida expulsão de gás. O fenômeno pode ocorrer para baixas vazões de gás e líquido quando uma seção com inclinação descendente (*pipeline*) é seguida por seção com inclinação ascendente (*riser*). A desestabilização do escoamento resulta de dois mecanismos que competem entre si: queda de pressão ao longo do *riser* (influenciada principalmente pela distribuição de

fração de vazio) e compressibilidade do gás no *pipeline*.

As Figuras 3.13, 3.14, 3.15 e 3.16 mostram os quatro estágios do ciclo das golfadas severas: Figura 3.13: formação da golfada; Figura 3.14: produção da golfada; Figura 3.15: penetração de gás; Figura 3.16: expulsão de gás. Já a Figura 3.17 apresenta o sistema *pipeline-riser* em uma situação em que a golfada severa não ocorre e o estado permanente é alcançado.

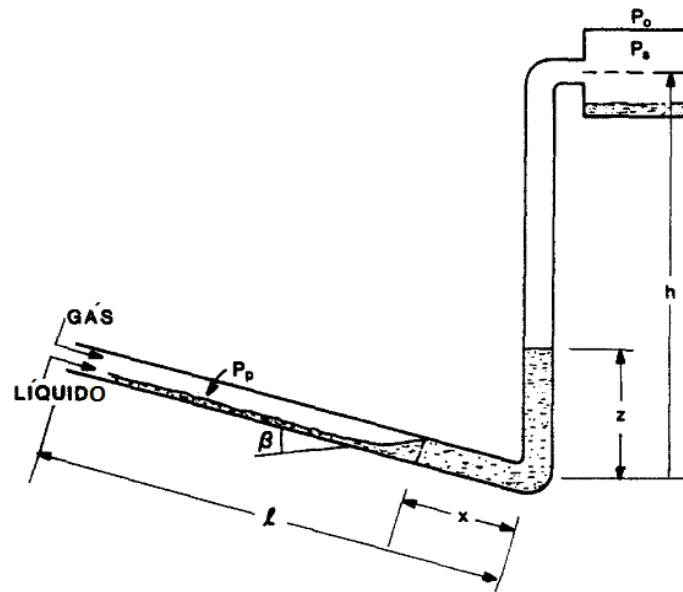


Figura 3.13: Formação da golfada. Reproduzido de Taitel [15].

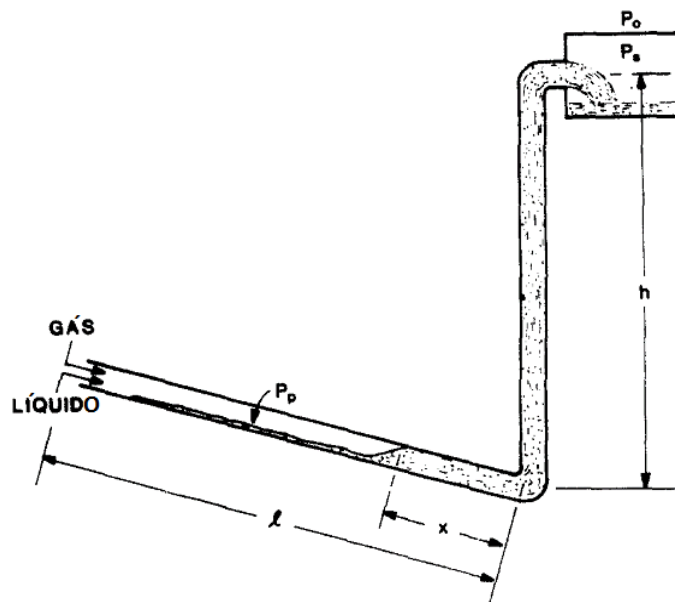


Figura 3.14: Produção da golfada. Reproduzido de Taitel [15].

No primeiro estágio, chamado de formação de golfada, o líquido proveniente do *pipeline* acumula-se na base do *riser*, bloqueando a passagem de gás e fazendo com que o gás seja comprimido. Quando a altura do líquido atinge o topo do *riser*, o segundo estágio tem início com a

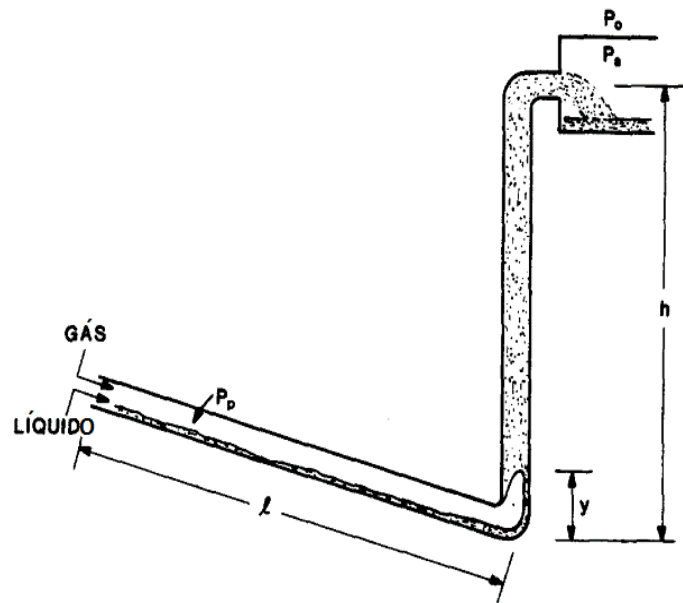


Figura 3.15: Penetração de gás. Reproduzido de Taitel [15].

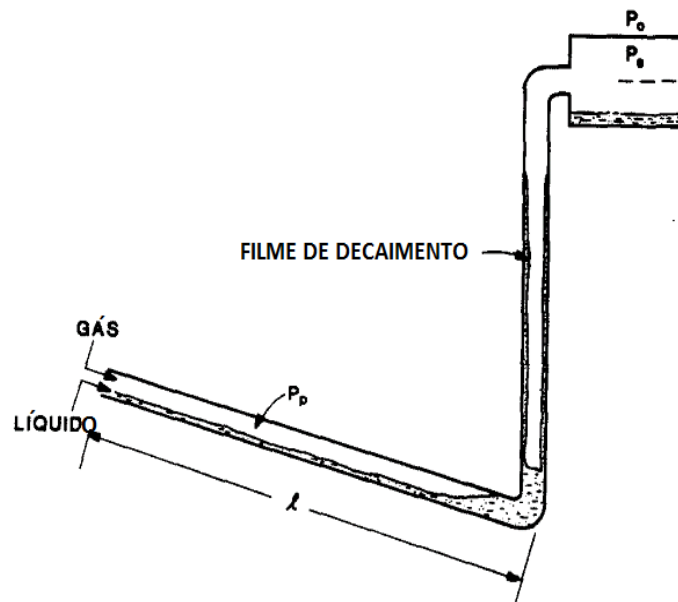


Figura 3.16: Expulsão de gás. Reproduzido de Taitel [15].

movimentação da golfada para dentro do separador. Após o gás que estava bloqueado no *pipeline* alcançar a base do *riser*, a golfada de líquido continua a adentrar o separador, mas com uma velocidade maior, o que caracteriza o estágio de penetração de gás. No último estágio, a bolha de gás atinge o topo do *riser*, ocorrendo uma violenta expulsão de gás e rápida descompressão, fazendo com que o líquido restante no *riser* recue para a base do tubo e o processo de formação da golfada reinicie.

Com base nas diferentes configurações do escoamento no sistema *pipeline-riser* após o ciclo limite ter sido alcançado, os seguintes tipos de golfadas severas foram definidos (Tin e Sarshar [62],



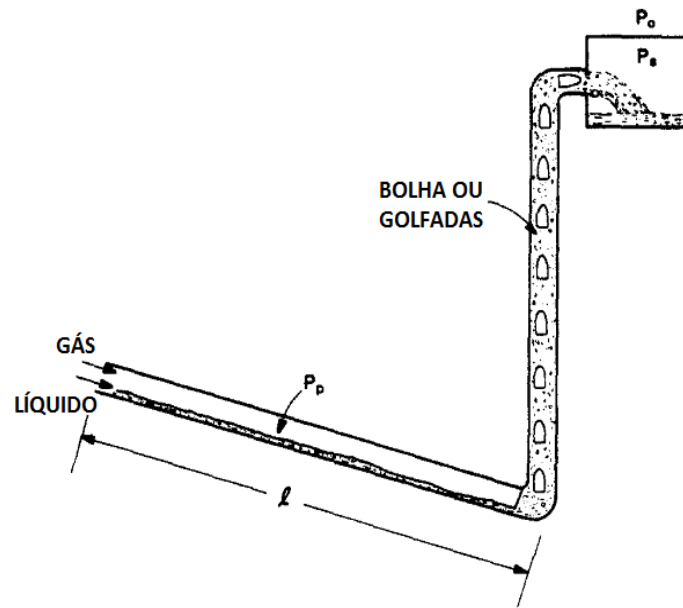


Figura 3.17: Estado permanente. Reproduzido de Taitel [15].

Wordsworth et al. [63]):

- Golfada severa tipo 1 (SS1): o comprimento da golfada do líquido é maior ou igual ao comprimento do *riser* e a máxima pressão no *pipeline* é aproximadamente igual à pressão hidrostática do *riser* (desconsiderando efeitos menores, como o atrito). Há penetração intermitente de gás na base do *riser*. Figura 3.18.
- Golfada severa tipo 2 (SS2): o comprimento da golfada do líquido é menor que o comprimento do *riser*. Há penetração intermitente de gás na base do *riser*. Figura 3.19.
- Golfada severa tipo 3 (SS3): há penetração contínua de gás na base do *riser*. Visualmente o escoamento assemelha-se ao escoamento em golfadas (*slug flow*) e a pressão, comprimento e frequência das golfadas revelam variações cíclicas menores quando comparadas com a SS1. Figura 3.20.
- Oscilação (OSC): são observadas flutuações de pressão cíclicas com pequenas amplitudes.

De acordo com Wordsworth et al. [63], as consequências indesejáveis relacionadas com as golfadas severas são: (a) aumento da pressão na cabeça do poço, causando tremendas perdas de produção; (b) grandes vazões instantâneas, causando instabilidade no sistema de controle de líquido dos separadores e eventualmente paralisação da produção (*shutdown*); (c) oscilação de vazão no reservatório.

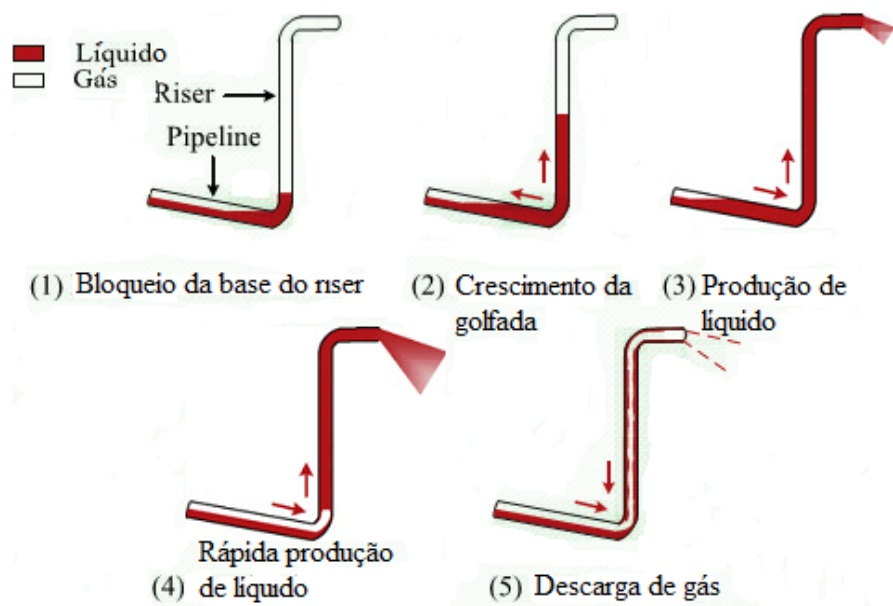


Figura 3.18: Golfada severa tipo 1 (SS1). Reproduzido de Malekzadeh et al. [9].

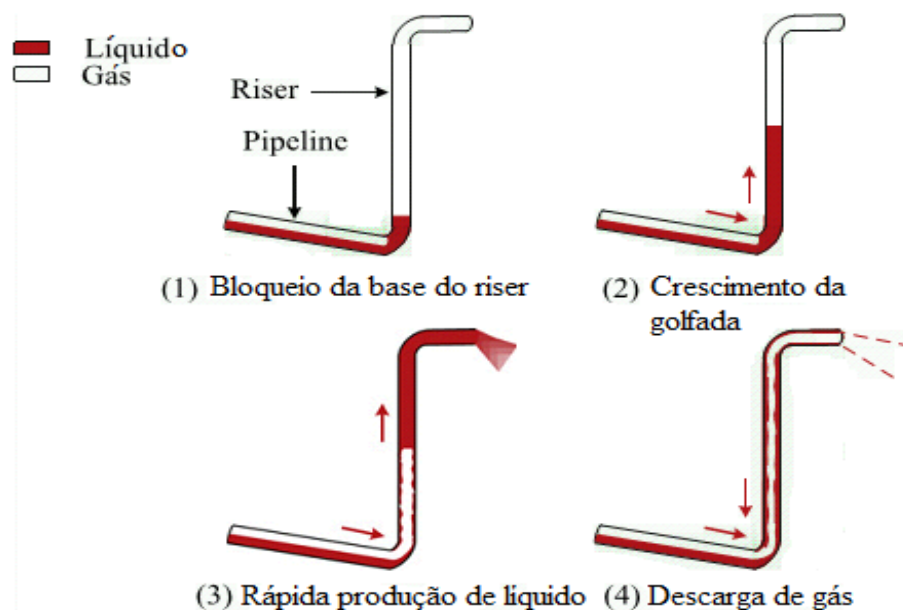


Figura 3.19: Golfada severa tipo 2 (SS2). Reproduzido de Malekzadeh et al. [9].

Conseqüentemente, prever e evitar a ocorrência das golfadas severas durante o projeto das instalações de exploração tem se tornado uma atividade indispensável, de maneira a assegurar produção contínua em níveis desejáveis, visando portanto a lucratividade do empreendimento.

A literatura reporta experimentos e estudos teóricos para sistemas água-ar [Taitel [15] e Malekzadeh et al. [9]] em que o aumento da pressão no separador, ou o aumento da pressão no topo do *riser* (*backpressure*), tem efeito estabilizante, ou seja, aumentando-se a pressão no separador, observou-se a extinção das golfadas severas em casos nos quais o fenômeno ocorria. Há também relatos na literatura [Jansen et al. [7], Yocum [8], Schmidt et al. [14]] em que o uso de uma válvula

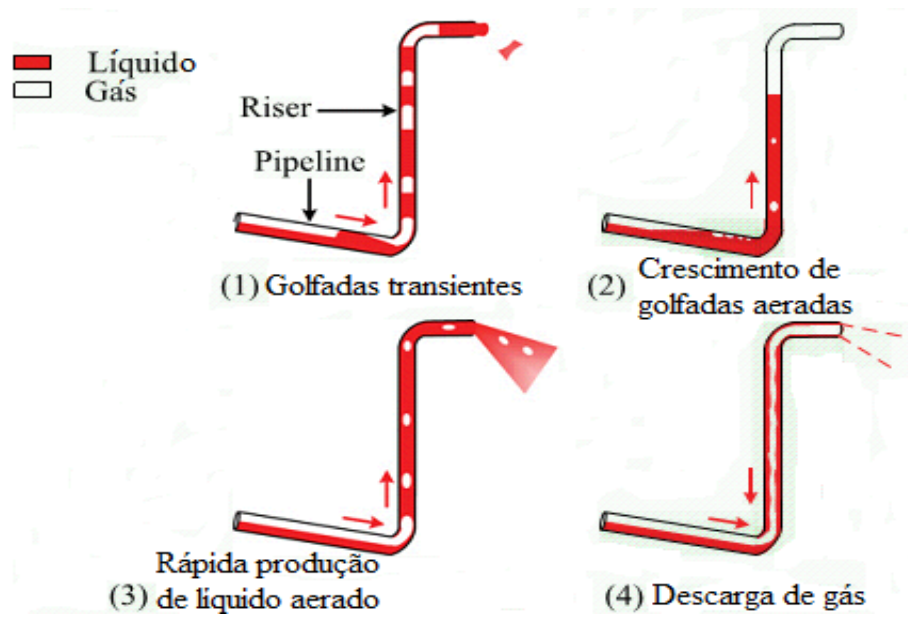


Figura 3.20: Golfada severa tipo 3 (SS3). Reproduzido de Malekzadeh et al. [9].

*choke* no topo do *riser* levou à estabilização do escoamento água-ar em sistemas *pipeline-riser*. Outra técnica que permite eliminar a intermitência severa é o *gas-lift*, que consiste na injeção contínua de gás na base do *riser* [Jansen et al. [7] e Schmidt et al. [2]].

## Capítulo 4

# Estudo de Estabilidade

O padrão de golfadas severas em sistemas de escoamento multifásico *offshore* causa distúrbios indesejáveis na produção de petróleo, através da oscilação excessiva de líquido no interior do separador do tipo VASPS levando ao prejudicamento da separação do gás contido no líquido (GCU), caso de nível de líquido muito elevado, ou ainda através da produção excessiva de gás (LCO), caso do nível de líquido muito baixo no separador, fazendo com que a BCS (bomba centrífuga submersa) funcione abaixo das condições de operação prejudicando, portanto, a elevação de líquido até a plataforma devido aos possíveis problemas causados por cavitação. É essencial que a BCS não opere abaixo do nível de líquido, pois operações deste tipo podem levar à invalidade do mesmo prejudicando todo o sistema de separação e produção (Rosa et. al [19]).

O estudo de estabilidade para este padrão indesejável caracterizado pelas golfadas severas (*severe slugging*) requer critérios que atendem à otimização da separação e à produção posterior ao sistema *pipeline-riser*, através de mecanismos que possam tornar desejável o tipo de padrão de escoamento no sistema multifásico. O objetivo principal é identificar casos não-convencionais em que o aumento da pressão no separador faz com que a vazão também seja aumentada. Estes mecanismos são basicamente três:

1. Válvula de Estrangulamento (*Choke Valve*): consiste numa válvula localizada no topo do sistema *pipeline-riser*, logo antes da entrada do separador (VASPS), cuja função é controlar a vazão do escoamento multifásico afim de diminuir ou eliminar o padrão golfadas severas (*severe slugging*).
2. Pressão Fixada no Separador ( $P_{SS}$ ): quando se tem o controle da pressão interna do separador, pode-se obter um mecanismo no qual o padrão existente no sistema *pipeline-riser* pode vir a se tornar o do tipo em golfadas (*slug flow*), levando à uma separação e produção desejável até a plataforma.
3. *Gas-Lift*: o uso do sistema de *gas-lift* reduz a pressão hidrostática da coluna de líquido no *riser* e, conseqüentemente, reduz a pressão no *pipeline*. A injeção de gás também tende a carregar o líquido e o mantém movendo no *riser*. Quando gás suficiente é injetado, o líquido é continuamente elevado e um escoamento contínuo e permanente irá ocorrer, fazendo com

que o gás reduza a ocorrência das golfadas severas.

Dentre os três tipos de mecanismos possíveis para otimização da produção, somente o sistema *gas-lift* não é abordado neste trabalho. Portanto, os critérios de estabilidade definidos para o estudo podem ser compreendidos logo a seguir.

O modelo utilizado neste trabalho faz referência à experimentos realizados em protótipos que simulam o escoamento multifásico em um caso real (Malekzadeh et al., [9]), porém em uma escala geométrica menor devido ao modelo real necessitar de uma ordem de grandeza muito mais extensa caracterizada pelos longos sistemas *pipeline-riser* existentes na prospecção *offshore* de petróleo e, ainda, com fluidos (ar e água) que apresentam propriedades similares aos reais (gás e óleo). Os números adimensionais relacionados aos mapas dos padrões de escoamento apresentam valores proporcionais à esta mudança de escala.

Uma breve comparação entre o modelo real e o protótipo utilizado, representado pelos números adimensionais característicos aos fluidos e a geometria utilizada para diferentes valores estabelecidos, mostram a similaridade atingida entre os dois tipos de sistemas (protótipo e real), fazendo com que as simulações experimentais condizem com o caso real ao estabelecer as vazões e propriedades do fluido semelhantes em uma configuração com proporções em escala reduzida. Manter a viscosidade, a massa específica e as vazões em um diâmetro três vezes menor do que o caso real por exemplo, faz com o que o número de Reynolds seja reduzido na ordem de três vezes. Portanto, a escala é o fator determinante de proporção entre a ordem de grandeza dos números adimensionais relacionados.

Em regime laminar e turbulento ou para baixos e altos números de Reynolds respectivamente para ambas as fases em um escoamento multifásico, pode ser afirmado que parâmetros do tipo Lockhart e Martinelli ( $X$ ), apresentam valores constantes na comparação entre o protótipo e o modelo real, já que este parâmetro é dependente somente das propriedades dos fluidos e das vazões, levando, portanto, a mesma configuração do mapa dos padrões de escoamento para ambos os casos. Quando há uma mudança no regime de escoamento de uma fase para a outra, o parâmetro de Lockhart e Martinelli ( $X$ ) segue aproximadamente a mudança proporcional a escala entre o modelo real e o protótipo assim como para o número de Reynolds.

## 4.1 Critérios de Estabilidade

Neste trabalho são apresentados dois critérios principais para a estabilidade da separação e produção posteriores ao sistema *pipeline-riser* (ver Figura 2.2). O primeiro critério é direcionado aos tipos de padrão de escoamento existentes de acordo com as variações nos valores das vazões de gás e líquido. Este critério foi definido por Taitel e Dukler [64] para a transição do padrão estratificado para o intermitente. Portanto, o primeiro critério é definido como sendo:

$$V_{SG} > \alpha (1 - H_L) \left[ \frac{g (\rho_L - \rho_G) \cos \beta A_G}{\rho_G S_i} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.1)$$

em que ( $V_{SG}$ ) é a velocidade superficial do gás,  $\alpha$  é a fração de vazio na região estratificada do *pipeline*,  $H_L$  é o *holdup* líquido, ( $g$ ) é a gravidade, ( $\rho_L$ ) é a massa específica do líquido, ( $\rho_G$ ) é a massa específica do gás, ( $\beta$ ) é o ângulo de inclinação do pipeline,  $A_G$  representa a área de escoamento para o gás acima do filme não perturbado e  $S_i$  é o perímetro da interface entre as fases.

Valores abaixo da velocidade superficial de gás crítica são características do padrão estratificado, ou seja, o padrão de golfadas severas (*severe slugging*) poderá vir a ocorrer, pois este é o precursor para a existência do possível padrão indesejável. Valores acima da velocidade superficial de gás crítica são características do padrão intermitente, ou seja, o padrão de escoamento em golfadas (*slug flow*) virá a ocorrer, caracterizando o padrão desejável para os estágios de separação e produção.

Um subcritério é definido ainda para a determinação do padrão de escoamento no *riser* quando a Eq. (4.1) é atendida, ou seja, quando o padrão em golfadas virá a ocorrer. Este subcritério é definido pelo *holdup* líquido na golfada de líquido como sendo:  $H_{LLS} < 0,7$  o padrão de escoamento existente permanecerá em golfadas (*slug flow*);  $H_{LLS} > 0,7$  o padrão de escoamento existente será em bolhas.

O segundo critério é direcionado à redução ou eliminação do padrão de golfadas severas (*severe slugging*) para o caso de baixos valores de vazão de gás e líquido no sistema *pipeline-riser*, caracterizado pelo padrão de escoamento do tipo estratificado. Os dois mecanismos utilizados para a estabilização são a válvula de estrangulamento (*choke valve*) e o controle da pressão do separador ( $P_{SS}$ ), como já citados. Neste trabalho o critério utilizado para a estabilidade do padrão indesejável foi definido por Malekzadeh et al. [33], apresentando como sendo:

$$P_{SS} + CV_M^2 > \frac{\rho_L g L \alpha}{\alpha'} \left( H_0 - \frac{2CV_M^2}{\rho_L g H} \right) - H_0 H \rho_L g \quad (4.2)$$

onde  $P_{SS}$  é a pressão fixada no separador (VASPS),  $H_0$  é o *holdup* líquido médio no *riser*,  $\alpha'$  é a fração de vazio da frente de gás que penetra no líquido contido no *riser*,  $L$  é o comprimento do *pipeline*,  $H$  é a altura do *riser* vertical, o termo  $CV_M^2$  é a pressão da válvula de estrangulamento (*choke valve*) e  $C$  é uma função da densidade de mistura das fases. Os outros termos já foram descritos acima.

Quando o lado direito da desigualdade apresentada na Eq. (4.2) possui um valor maior do que o lado esquerdo, significa que o padrão indesejável de golfadas severas (*severe slugging*) não pode ser controlado. No entanto, quando o critério da Eq. (4.2) é satisfeito, ou seja, o primeiro termo  $P_{SS} + CV_M^2$  definido como contrapressão ou pressão de retorno  $P_B$ , é maior que a pressão hidrostática da coluna de líquido definido pelo segundo termo da Eq. (4.2), será possível, portanto, realizar o controle através da válvula de estrangulamento (*choke valve*) ou do controle da pressão fixada no separador,  $P_{SS}$ .

A partir destes critérios pode ser montado um modelo teórico no qual são definidas as equações características determinantes para atender a estabilidade e, portanto, uma possível redução ou

eliminação do padrão de escoamento multifásico indesejável ao sistema de separação e produção.

## 4.2 Equações Características - O Modelo Teórico

O estudo de estabilidade para o escoamento indesejável presente no sistema *pipeline-riser* requer um modelo de equações empíricas que irá determinar se os critérios serão exigidos ou não de acordo com a variação nas vazões de gás e líquido. Assim que o padrão de escoamento no *pipeline* é definido segundo a Eq (4.1), pode-se estabelecer se o padrão de golfadas severas (*severe slugging*) tenderá a ocorrer ou não. Uma vez estabelecido este padrão indesejável, o critério definido pela Eq. (4.2) irá fornecer a estabilidade através do controle de uma válvula de estrangulamento (*choke valve*) no topo do sistema *pipeline-riser* ou através do controle da pressão fixada no separador  $P_{SS}$ . Caso o critério não seja atendido, o padrão de golfada severa (*severe slugging*) não poderá ser reduzido ou eliminado até que os mecanismos utilizados no controle sejam alterados dentro dos limites de otimização do sistema de separação e produção.

O modelo teórico desenvolvido neste trabalho inicia-se pela definição das condições do escoamento, das propriedades do fluido e da geometria utilizada no sistema *pipeline-riser*. A Tabela 4.1 apresenta as propriedades dos fluidos utilizadas neste modelo para um sistema de escoamento multifásico composto por ar e água.

Tabela 4.1: Propriedades dos Fluidos

Propriedades dos Fluidos		
Fluidos	Massa Específica ( $\rho$ )	Viscosidade Dinâmica ( $\mu$ )
Ar	$1,2 \text{ kg/m}^3$	$1,9 \times 10^{-5} \text{ kg/m.s}$
Água	$1000 \text{ kg/m}^3$	$7,0 \times 10^{-4} \text{ kg/m.s}$

A Tabela 4.2 apresenta as características geométricas do sistema *pipeline-riser* utilizadas neste estudo.

Tabela 4.2: Características Geométricas

Características Geométricas			
Tubo	Diâmetro	Comprimento	Ângulo de Inclinação
<i>Pipeline</i>	$0,0508m(D_P)$	$223m(L)$	$-2^\circ(\beta)$
<i>Riser</i>	$0,045m(D_R)$	$15,5m(H)$	$90^\circ(\theta)$

Outras constantes devem ser definidas como condições de entrada do problema. A Tabela 4.3 a seguir apresenta os seguintes valores para cada constante:

Tabela 4.3: Constantes

Constantes	
Constante	Valor
$g$	$9,81m/s^2$
$\sigma$	$0,075kg/s^2$
$\alpha'$	0,89
$P_0$	$101325Pa$
$P_{SS}$	$213420Pa$
$H_{LTBj}$	0,15
$c$	24

onde  $g$  é a aceleração da gravidade,  $\sigma$  é tensão superficial do sistema,  $\alpha'$  é a fração de vazio da frente de gás que penetra no líquido contido no *riser* segundo Taitel [15],  $P_0$  é a pressão atmosférica,  $P_{SS}$  é a pressão fixada no separador (VASPS) para o cálculo de estabilidade da golfada severa (*severe slugging*) quando esta é existente no sistema,  $H_{LTBj}$  é o *holdup* líquido inicial na região do filme de líquido da “bolha de Taylor” utilizado no cálculo da velocidade deste filme nesta mesma região, e  $c$  é o coeficiente de estrangulamento multifásico.

Definidas as entradas físicas e geométricas do problema, é necessário definir, portanto, a faixa das vazões volumétricas de ar e água que entram no sistema *pipeline-riser* e, a partir disto, estabelecer as relações de vazão e pressão para cada caso estudado segundo os critérios de estabilidade. A faixa para as vazões volumétricas dos fluidos e as respectivas faixas para as velocidades superficiais estão relacionadas na Tabela 4.4:

Tabela 4.4: Faixa das Vazões e Velocidades Superficiais dos Fluidos

Vazões e Velocidades Superficiais dos Fluidos				
Fluidos	Vazão Mín.	Vazão Máx.	Vel. Sup. Mín.	Vel. Sup. Máx.
Ar	$6,92 \times 10^{-4} m^3/s(Q_{G0})$	$8,33 \times 10^{-3} m^3/s(Q_{G0})$	$0,34m/s(V_{SG0})$	$4,11m/s(V_{SG0})$
Água	$3,88 \times 10^{-5} m^3/s(Q_L)$	$1,22 \times 10^{-3} m^3/s(Q_L)$	$0,02m/s(V_{SL})$	$0,60m/s(V_{SL})$

onde  $Q_{G0}$  e  $V_{SG0}$  são a vazão volumétrica de gás e sua respectiva velocidade superficial de gás em condições *standard* (normais local). Todo o equacionamento será baseado nestas duas variáveis, ao invés de  $Q_G$  e  $V_{SG}$ , ou seja, na vazão volumétrica de gás e na sua respectiva velocidade superficial



de gás nas condições de reservatório.

#### 4.2.1 Primeiro Critério

O primeiro passo para a construção do modelo teórico deve partir da definição das velocidades superficiais para ambas as fases dadas pelas seguintes relações:

$$V_{SL} = \frac{Q_L}{A_P} \quad (4.3)$$

$$V_{SG0} = \frac{Q_{G0}}{A_P} \quad (4.4)$$

onde

$$A_P = \frac{\pi D_P^2}{4} \quad (4.5)$$

A velocidade de mistura  $V_M$  pode ser obtida ainda pela relação entre as vazões de líquido e gás nas condições *standard* e os diâmetros do *pipeline* e do *riser* como:

$$V_M = \frac{Q_{G0} + Q_L}{A_P} \left( \frac{D_P}{D_R} \right)^2 \quad (4.6)$$

Com as velocidades superficiais de líquido e gás (*standard*) e, portanto, a velocidade de mistura estabelecidos, pode-se encontrar o valor para o holdup líquido  $H_L$ :

$$H_L = 1 - \left( 1 + X^{0,8} \right)^{-0,378} \quad (4.7)$$

onde  $X$  é o parâmetro introduzido por Lockhart e Martinelli [23] que pode ser calculado pela Eq. (3.12), ou ainda na forma:

$$X = \sqrt{\frac{\frac{4C_L}{D_P} (Re_{SL})^{-n} \frac{\rho_L V_{SL}^2}{2}}{\frac{4C_G}{D_P} (Re_{SG})^{-m} \frac{\rho_G V_{SG0}^2}{2}}} \quad (4.8)$$

onde os valores para  $C_L$ ,  $C_G$ ,  $m$  e  $n$  podem ser obtidos através da Tabela 3.1, segundo os critérios para:  $Re_{SL} < 2000$  e  $Re_{SG} < 2000$  o escoamento será laminar;  $Re_{SL} > 2000$  e  $Re_{SG} > 2000$  o escoamento será turbulento (Shoham, [65]). Este critério apresenta-se segundo a literatura para escoamentos plenamente desenvolvidos no interior de tubos. As relações para  $Re_{SL}$  e  $Re_{SG}$  são:

$$Re_{SL} = \frac{D_P V_{SL}}{\nu_L} \quad (4.9)$$

$$Re_{SG} = \frac{D_P V_{SG0}}{\nu_G} \quad (4.10)$$

Uma vez calculado o parâmetro de Lockhart e Martinelli ( $X$ ) e por seguinte o holdup líquido ( $H_L$ ), pode-se obter o critério para a transição do padrão estratificado para o intermitente segundo a Eq. (4.1) adaptado à velocidade superficial de gás nas condições *standard*. Este critério é baseado no trabalho de Taitel e Dukler [64], e é apresentado como:

$$V_{SG0} > \alpha (1 - H_L) \left[ \frac{g(\rho_L - \rho_G) \cos\beta A_G}{\rho_G S_i} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.11)$$

onde a área de escoamento para o gás acima do filme não perturbado  $A_G$  pode ser obtido como:

$$A_G = A_P - A_L \quad (4.12)$$

em que  $A_L$  e  $S_i$  são definidos como sendo:

$$A_L = 0,25D_P^2 \left[ \pi - \cos^{-1}(2H_L - 1) + (2H_L - 1) \sqrt{1 - (2H_L - 1)^2} \right] \quad (4.13)$$

$$S_i = \sqrt{1 - (2H_L - 1)^2} \quad (4.14)$$

A fração de vazio na região estratificada do *pipeline*,  $\alpha$ , pode ser calculada como:

$$\alpha = 1 - \frac{A_L}{A_P} \quad (4.15)$$

A partir destas equações o primeiro critério apresentado pela Eq. (4.11) poderá ser satisfeito ou não. Se satisfeito, haverá uma transição do padrão de escoamento estratificado para o intermitente no *pipeline*. Portanto será necessário encontrar as velocidades superficiais de gás para o padrão em golfadas (*slug flow*) ou em bolhas no *riser*, de acordo com o subcritério apresentado para o *holdup* líquido na golfada de líquido  $H_{LLS}$  no *pipeline*, já descrito acima. Uma vez encontrada as velocidades superficiais para cada caso, será possível obter a pressão no separador  $P_S$  que estabeleça uma relação de estabilidade com as vazões de gás e líquido correspondentes.

Para obter os valores para a pressão no separador  $P_S$  para cada caso de escoamento segundo o subcritério para  $H_{LLS}$ , é preciso primeiramente definir o número de Reynolds para a golfada líquida  $Re_{LS}$  dado por:

$$Re_{LS} = \frac{D_R V_S}{\nu_L} \quad (4.16)$$

onde  $V_S = V_M$ , denominada velocidade da golfada ( $V_S$ ). Uma vez definido  $Re_{LS}$ , pode ser encontrado  $H_{LLS}$  por:

$$H_{LLS} = e^{-[(7,85 \times 10^{-3} \theta) + (2,48 \times 10^{-6} Re_{LS})]} \quad (4.17)$$

Devem ser definidos ainda os valores para a massa específica ( $\rho_S$ ), a viscosidade dinâmica ( $\mu_S$ ) e o número de Reynolds da golfada ( $Re_S$ ):

$$\rho_S = \rho_L H_{LLS} + \rho_G (1 - H_{LLS}) \quad (4.18)$$

$$\mu_S = \mu_L H_{LLS} + \mu_G (1 - H_{LLS}) \quad (4.19)$$

$$Re_S = \frac{D_R V_S}{\nu_S} \quad (4.20)$$

onde  $\nu_S = \mu_S / \rho_S$ , definida como viscosidade cinemática da golfada.

O próximo passo é calcular a velocidade da “bolha de Taylor”  $V_{TB}$  no riser dada pela Eq. (3.69), que também pode ser escrita como:

$$V_{TB} = c_0 V_M + 0,35 \sqrt{g D_R} \sin \theta \quad (4.21)$$

onde o termo  $0,54 \sqrt{g D} \cos \theta = 0$ , já que (o ângulo de inclinação do riser)  $\theta = 90^\circ$ .  $c_0$  representa o coeficiente de distribuição do escoamento no qual possui valor de 1,2 para escoamento turbulento e 2 para escoamento laminar, segundo a literatura para escoamentos plenamente desenvolvidos no interior de tubos, ou seja, baseados no número de Reynolds da golfada  $Re_S > 2000$  e  $Re_S < 2000$  respectivamente.

Uma vez resolvida a Eq. (4.21), pode-se encontrar o valor para  $H_{LTB\infty}$  denominado como o *holdup* líquido final na região do filme de líquido da “bolha de Taylor”, calculado através do *loop* para o *holdup* líquido inicial nesta região,  $H_{LTBj}$ . As equações que definem o *loop* são:

$$A = (1 - H_{LLS}) V_{TB} + H_{LLS} \left\{ V_M - (1 - H_{LLS}) \left[ 1,53 \left( \frac{g(\rho_L - \rho_G) \sigma}{\rho_L^2} \right)^{\frac{1}{4}} H_{LLS}^{0,5} \sin \theta \right] \right\} \quad (4.22)$$

$$F(H_{LTBj}) = H_{LTBj} \left[ (9,916 \sqrt{g D_R}) (1 - \sqrt{1 - H_{LTBj}})^{0,5} \right] - V_{TB} (1 - H_{LTBj}) + A \quad (4.23)$$

$$F'(H_{LTBj}) = V_{TB} + (9,916 \sqrt{g D_R}) \left[ (1 - \sqrt{1 - H_{LTBj}})^{0,5} + \frac{H_{LTBj}}{4 \sqrt{(1 - H_{LTBj}) (1 - \sqrt{1 - H_{LTBj}})}} \right] \quad (4.24)$$

$$H_{LTBj1} = H_{LTBj} - \frac{F(H_{LTBj})}{F'(H_{LTBj})} \quad (4.25)$$

À medida que  $H_{LTBj1} \rightarrow H_{LTB\infty}$  significa que o *loop* para  $H_{LTBj}$  irá convergir para um valor final absoluto. O valor inicial para obter a convergência para  $H_{LTBj}$  foi definido na Tabela 4.3 para as constantes, de acordo com Shoham [65].

Uma vez obtido o *holdup* líquido final na região do filme de líquido da “bolha de Taylor” através do *loop* de convergência,  $H_{LTB\infty}$ , pode-se calcular as velocidades de gás e de líquido para esta região, além ainda, para a região da golfada. Os valores para estas velocidades são dadas pelas seguintes expressões:

$$V_{LTB} = 9,916 \left[ gD_R \left( 1 - \sqrt{1 - H_{LTB\infty}} \right) \right]^{0,5} \quad (4.26)$$

$$V_{LLS} = V_{TB} - \frac{(V_{TB} + V_{LTB}) H_{LTB\infty}}{H_{LLS}} \quad (4.27)$$

$$V_{GLS} = 1,2V_M + 1,53 \left[ \frac{g(\rho_L - \rho_G)\sigma}{\rho_L^2} \right]^{\frac{1}{4}} H_{LLS}^{0,5} \sin\theta \quad (4.28)$$

$$V_{GTB} = V_{TB} - \frac{[(V_{TB} - V_{GLS})(1 - H_{LLS})]}{1 - H_{LTB\infty}} \quad (4.29)$$

onde  $V_{LTB}$  é a velocidade do filme líquido na região da “bolha de Taylor”,  $V_{LLS}$  é a velocidade de líquido na golfada,  $V_{GLS}$  é a velocidade das pequenas bolhas de gás na golfada e  $V_{GTB}$  é a velocidade do gás na região da “bolha de Taylor” (ver Figura 3.10). Ainda é preciso definir a razão entre o comprimento da “bolha de Taylor” e o comprimento total da golfada (“bolha de Taylor” + golfada de líquido),  $B$ , e o *holdup* líquido médio no *riser*,  $H_0$ , dada pelas relações:

$$B = \frac{(V_{LLS}H_{LLS} - V_{SL})}{(V_{LLS}H_{LLS} + V_{LTB}H_{LTB\infty})} \quad (4.30)$$

$$H_0 = (1 - B) H_{LLS} + BH_{LTB\infty} \quad (4.31)$$

As últimas equações que ainda precisam ser resolvidas são as equações para a velocidade superficial de gás para cada padrão de escoamento existente no *riser*, em golfadas (*slug flow*) ou em bolhas, de acordo com o subcritério para  $H_{LLS}$  descrito. Os valores para a velocidade superficial de gás para cada caso são, portanto:

$$V_{SGs} = BV_{GTB} \left( 1 - \sqrt{1 - H_{LTB\infty}} \right) + (1 - B)(1 - H_{LLS})V_{GLS} \quad (4.32)$$

$$V_{SGb} = (1 - H_{LLS}) \left\{ 1, 2V_M + \left[ 1, 53 \left( \frac{g(\rho_L - \rho_G)\sigma}{\rho_L^2} \right)^{\frac{1}{4}} H_{LLS}^{0,5} \sin\theta \right] \right\} \quad (4.33)$$

onde  $V_{SGs}$  é a velocidade superficial de gás para o padrão de escoamento em golfadas (*slug flow*), e  $V_{SGb}$  é a velocidade superficial de gás para o padrão de escoamento em bolhas.

Quando este conjunto de equações é resolvido, pode-se chegar, finalmente, aos valores para a pressão no separador (VASPS) para cada padrão de escoamento existente no *riser*, em golfadas ou em bolhas, de acordo com o subcritério para  $H_{LLS}$  descrito acima. Os valores para a pressão no separador para cada caso são, portanto:

$$P_S = \frac{V_{SG0}P_0}{V_{SGs}} - \frac{\rho_L H_0 g H}{2} \quad (4.34)$$

$$P_S = \frac{V_{SG0}P_0}{V_{SGb}} - \frac{\rho_L H_{LLS} g H}{2} \quad (4.35)$$

onde os valores para as constantes são encontrados na Tabela 4.3.

A partir das Equações (4.34) e (4.35) pode-se obter o valor da pressão no separador ( $P_S$ ) para cada padrão de escoamento predominante no *riser* segundo o subcritério para  $H_{LLS}$ , assim que o primeiro critério de estabilidade, dado do pela Eq. (4.11) é satisfeito. Ou seja, para vazões de gás em condições *standard* predominantes no sistema *pipeline-riser* que satisfaçam a Eq. (4.11), pode-se chegar nos valores para as pressões no separador que garantam a estabilidade do escoamento multifásico no sistema de separação e produção. Esses valores representam a pressão mínima necessária no qual a estabilidade para o sistema é alcançada.

#### 4.2.2 Segundo Critério

O segundo critério de estabilidade será solicitado somente quando o primeiro não é atendido. Isso significa que as vazões de líquido e gás nas condições *standard* são baixas o suficiente para haver a transição do padrão de escoamento estratificado para o padrão em golfadas (*slug flow*). Permanecendo o padrão estratificado, o padrão indesejável das golfadas severas (*severe slugging*), descrito nos Capítulos 2 e 3, virá a ocorrer segundo o modelo descrito neste trabalho. A partir do momento que se inicia o ciclo de golfadas severas (*severe slugging*), é necessário utilizar mecanismos do tipo válvula de estrangulamento (*choke valve*) instalada no topo do sistema *pipeline-riser* para que haja um controle da vazão do escoamento multifásico levando, portanto, aos padrões desejáveis de escoamento como em golfadas (*slug flow*).

O segundo critério, baseado no trabalho de Malekzadeh et al. [9], é definido como sendo:

$$P_{SS} + CV_M^2 > \frac{\rho_L g L \alpha}{\alpha'} \left( H_0 - \frac{2CV_M^2}{\rho_L g H} \right) - H_0 H \rho_L g \quad (4.36)$$

Quando o segundo critério é atendido podem ser obtidos valores para a contrapressão ( $P_B$ ) através da soma entre a pressão na válvula de estrangulamento ( $P_C = CV_M^2$ ) e a pressão fixada no separador ( $P_{SS}$ ), cujo valor é encontrado na Tabela 4.3 de acordo com os valores mínimos obtidos para a pressão no separador no caso atendido para o primeiro critério.

O modelo teórico apresentado neste caso é similar ao modelo do primeiro critério em relação ao conjunto de equações características ao padrão de escoamento em golfadas (*slug flow*), já que o padrão indesejável de golfadas severas (*severe slugging*) não deixa de ser um padrão do tipo *slug*. Uma vez que há a transição do padrão estratificado para o padrão golfadas severas (*severe slugging*) descrito no Capítulo 2, é possível montar um conjunto de equações assim como foi feito da Eq. (4.16) até a Eq. (4.25). Calculado esse conjunto de equações pode-se chegar ao cálculo da contrapressão ( $P_B$ ):

$$P_B = P_{SS} + P_C \quad (4.37)$$

onde

$$P_C = CV_M^2 \quad (4.38)$$

e

$$C = c\rho_M \quad (4.39)$$

$P_C$  é pressão na válvula de estrangulamento (*choke valve*),  $C$  é uma função da densidade de mistura das fases, onde o valor de  $c$  é o coeficiente de estrangulamento multifásico dado pela tabela 4.3, segundo Malekzadeh et al. [9], e  $\rho_M$  é a massa específica da mistura das fases dado por:

$$\rho_M = \rho_L a + \rho_G (1 - a) \quad (4.40)$$

onde

$$a = \frac{V_{SG0} \left( \frac{D_P}{D_R} \right)^2}{V_M} \quad (4.41)$$

em que  $a$  representa a fração de vazão do fluido escoando através da válvula de estrangulamento. A partir do valor encontrado para a contrapressão ( $P_B$ ) no topo do sistema *pipeline-riser*, é possível obter as relações ideais entre as vazões do escoamento multifásico e esta pressão determinante para a redução ou eliminação do padrão indesejável das golfadas severas através do controle por uma válvula de estrangulamento ou pelo controle da pressão fixada no separador (VASPS).

Uma vez que este critério não é atendido e os parâmetros dos mecanismos já citados não são modificados, o padrão indesejável não será reduzido ou eliminado, portanto, um novo mecanismo

como o sistema *gas-lift* terá que ser implementado. No entanto, este sistema não foi abordado neste trabalho.

Os resultados obtidos para as relações entre as pressões no separador e as vazões no sistema *pipeline-riser* quando o primeiro critério foi atendido, e as relações para a contrapressão e a razão das vazões de ar e água quando o primeiro critério não foi atendido, porém o segundo critério foi, serão apresentados no próximo Capítulo 5.

## Capítulo 5

# Resultados

Os resultados obtidos neste trabalho representam as relações teóricas entre as vazões de água e ar em condições *standard* e as pressões obtidas para cada critério quando este foi atendido; (i) pressão no separador (VASPS),  $P_S$ , quando o critério estabelecido pela Eq. (4.11) é atendido; (ii) contrapressão no topo do sistema *pipeline-riser*,  $P_B$ , quando o segundo critério estabelecido pela Eq. (4.36) é atendido.

Para a primeira análise o eixo da abcissa é caracterizado pela variável  $RGO$  que representa a razão entre as vazões volumétricas do ar (condições *standard*) e da água no sistema *pipeline-riser*, o eixo da ordenada é caracterizado pela contrapressão ou pela pressão no separador, dependendo de quais critérios de estabilidade são atendidos. Seis velocidades superficiais de líquido ( $V_{SL}$ ) são fixadas como constantes para a simulação de um caso onde somente a velocidade superficial de gás nas condições *standard* ( $V_{SG0}$ ) irá variar. Os valores constantes para as velocidades superficiais de líquido são:  $V_{SL} = 0,0191m/s$ ,  $V_{SL} = 0,1693m/s$ ,  $V_{SL} = 0,3098m/s$ ,  $V_{SL} = 0,4549m/s$ ,  $V_{SL} = 0,6019m/s$  e  $V_{SL} = 1,2040m/s$ . Para uma última análise, foi obtido um gráfico em que os últimos cinco casos se encontram em um mesmo resultado, tanto para o caso  $2D$  como o  $3D$ .

Para os três primeiros resultados da segunda análise o eixo da abcissa é caracterizado pela variável  $P_B$  que representa a contrapressão no topo do sistema *pipeline-riser* quando o segundo critério de estabilidade é atendido. No último resultado a pressão no separador encontra-se juntamente a contrapressão no eixo da abcissa, por se tratar de um caso específico onde os valores utilizados para as vazões volumétricas de ambas as fases foram extrapolados para a análise da transição dos padrões de escoamento no sistema *pipeline-riser*. O eixo da ordenada é caracterizado pela variação da vazão volumétrica de líquido ( $Q_L$ ) em todos os casos. Ao todo, quatro razões entre as vazões volumétricas do ar (condições *standard*) e da água ( $RGO$ ) no sistema *pipeline-riser* são fixadas ainda como constantes para a simulação de um caso onde as vazões de água e ar nas condições *standard* irão variar na mesma proporção. Os valores constantes para as razões entre as vazões volumétricas do ar (condições *standard*) e da água ( $RGO$ ) no sistema *pipeline-riser* são:  $RGO = 1$ ,  $RGO = 10$ ,  $RGO = 100$  e  $RGO = 1000$ .

Na primeira análise onde a velocidade superficial de líquido foi fixada como constante, praticamente todos os resultados seguiram o segundo critério no qual a válvula de estrangulamento (*choke*



*valve*) ou o controle da pressão no separador seriam solicitados para a redução ou eliminação do padrão indesejável das golfadas severas (*severe slugging*), de acordo com o valor da contrapressão correspondido, sendo representada ainda, as situações nas quais os mecanismos existentes deveriam sofrer uma mudança de parametrização ou um novo mecanismo como o sistema *gas-lift* deveria ser solicitado, já que o segundo critério de estabilidade não fora atendido.

Para uma situação fora da faixa de variação da vazão volumétrica de líquido compreendida neste trabalho (ver Tabela 4.4), foi obtido um resultado para  $V_{SL} = 1,2040m/s$ , no qual é representado os dois critérios de estabilidade atendidos, ou seja, são obtidos os valores para a contrapressão  $P_B$  quando o segundo critério é atendido e os valores para  $P_S$  quando o primeiro critério é atendido, mostrando, portanto, a transição do padrão de escoamento estratificado para em golfadas (*slug flow*) no *pipeline*. Este valor para  $V_{SL}$  foi fixado para fins comparativos entre a relação das vazões do escoamento multifásico e as pressões características do sistema.

Na última análise onde a razão entre as vazões volumétricas do ar (condições *standard*) e da água no sistema *pipeline-riser* foi fixada como constante, os três primeiros resultados seguiram o segundo critério, sendo representada ainda, as situações nas quais os mecanismos existentes deveriam sofrer uma mudança de parametrização ou um novo mecanismo como o sistema *gas-lift* deveria ser solicitado, já que o segundo critério de estabilidade não fora atendido. Mais uma vez para estes resultados, o primeiro critério não foi atendido, mostrando que para baixas vazões de ar e água, o padrão de escoamento existente será o do tipo estratificado, precursor das golfadas severas (*severe slugging*). Portanto, a relação entre a razão das vazões volumétrica de água e ar nas condições *standard*, e a contrapressão, pode ser obtida somente quando o segundo critério de estabilidade for atendido.

O último resultado ( $RGO = 1000$ ) foi obtido para valores de vazões volumétricas de água e de ar extrapolados em relação aos dados utilizados no trabalho segundo a Tabela 4.4. Através da análise para esse caso específico pode-se evidenciar o ponto em que o mecanismo (*choke valve*) utilizado para eliminar ou reduzir a golfada severa (*severe slugging*) não é mais solicitado, pois ocorre a transição do escoamento estratificado (precursor do padrão indesejável) para o escoamento em golfadas (*slug flow*), padrão caracterizado pela estabilidade de produção.

## 5.1 Análise - Velocidade Superficial de Líquido Constante

O primeiro resultado foi obtido para  $V_{SL} = 0,0191m/s$  como mostrado na Figura 5.1.

É possível notar a partir da Figura 5.1 a existência de um ponto de inflexão próximo ao valor de 32 para o  $RGO$  e  $P_B = 2,28 \times 10^5 Pa$  para a contrapressão, apresentando, portanto, o momento em que a válvula de estrangulamento (*choke valve*) é solicitada para o controle do padrão de escoamento indesejável. Antes deste ponto o padrão de escoamento golfadas severas (*severe slugging*) não pode ser controlado levando a necessidade de um novo mecanismo de controle, como o sistema de *gas-lift*.

A partir deste ponto o segundo critério de estabilidade foi atendido, ou seja, a pressão hi-

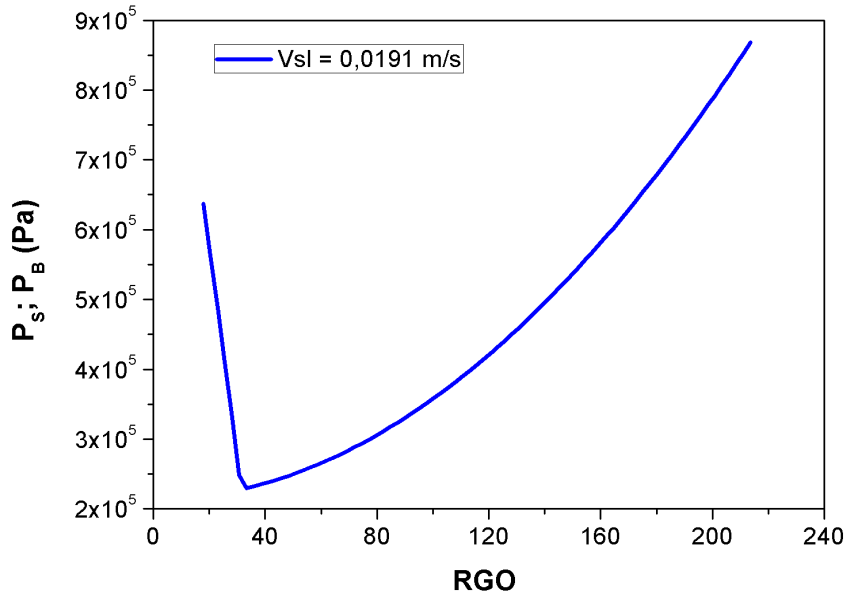


Figura 5.1: Relação teórica entre a razão das vazões de ar nas condições *standard* e água,  $RGO$ , e a pressão característica correspondente.  $V_{SL} = 0,0191m/s$ .

drostática da coluna de líquido no *riser* deixou de ser maior do que a contrapressão no topo do sistema *pipeline-riser*. Caso o segundo critério não tenha sido atendido ainda, é possível obter como solução para o escoamento indesejável das golfadas severas (*severe slugging*), o controle na pressão da válvula de estrangulamento  $P_C$  e/ou na pressão fixada no separador (VASPS),  $P_{SS}$ , denominados como mudanças de parametrização nos mecanismos existentes.

Nos demais resultados para a velocidade superficial de líquido constante,  $V_{SL} = 0,1693m/s$ ,  $V_{SL} = 0,3098m/s$ ,  $V_{SL} = 0,4549m/s$  e  $V_{SL} = 0,6019m/s$ , representados pelas Figuras 5.2, 5.3, 5.4 e 5.5 respectivamente, obtém-se o mesmo comportamento do caso  $V_{SL} = 0,0191m/s$  para a relação entre a razão das vazões volumétricas de ar nas condições *standard* e água  $RGO$  e a pressão característica correspondente, como pode ser visto a seguir.

Pode-se observar que à medida que o valor para velocidade superficial de líquido constante aumenta, o valor correspondente para a razão entre as vazões de água e ar nas condições *standard*, para cada caso na transição, diminui. Os valores para o  $RGO$  no ponto de inflexão em que o segundo critério de estabilidade é atendido, correspondentes aos casos  $V_{SL} = 0,1693m/s$ ,  $V_{SL} = 0,3098m/s$ ,  $V_{SL} = 0,4549m/s$  e  $V_{SL} = 0,6019m/s$ , são mostrados nas Figuras 5.2, 5.3, 5.4 e 5.5. Os valores são respectivamente:  $RGO = 3,5$ ,  $RGO = 1,6$ ,  $RGO = 1$  e  $RGO = 0,66$ .

Para todos os casos o valor inicial para a contrapressão no topo do sistema *pipeline-riser*  $P_B$  correspondente a razão das vazões de ar nas condições *standard* e água,  $RGO$ , para cada caso, possui o mesmo valor de:  $P_B = 2,28 \times 10^5 Pa$ . Isso implica que para qualquer valor da velocidade superficial de líquido constante dentro da variação estudada neste trabalho, o valor da contrapressão será o mesmo quando o segundo critério é atendido. Ou seja, o valor constante

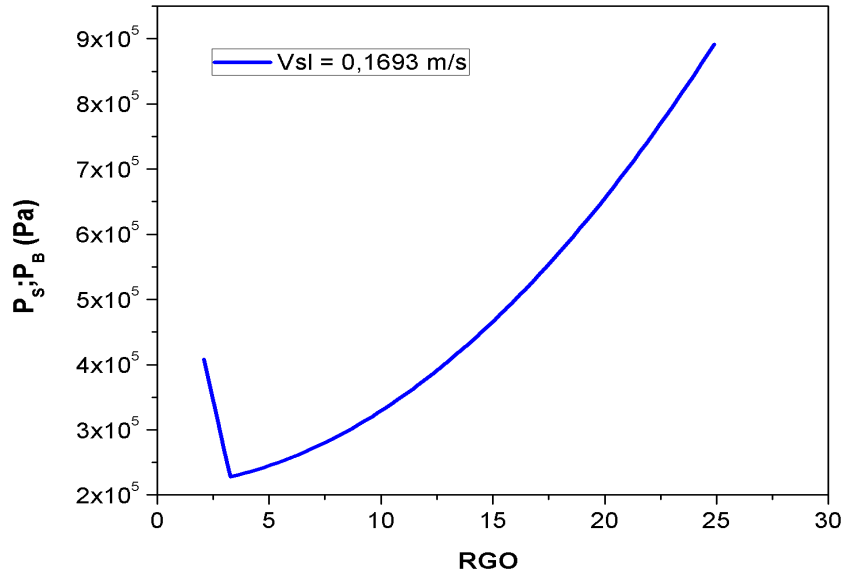


Figura 5.2: Relação teórica entre a razão das vazões de ar nas condições *standard* e água,  $RGO$ , e a pressão característica correspondente.  $V_{SL} = 0,1693$  m/s.

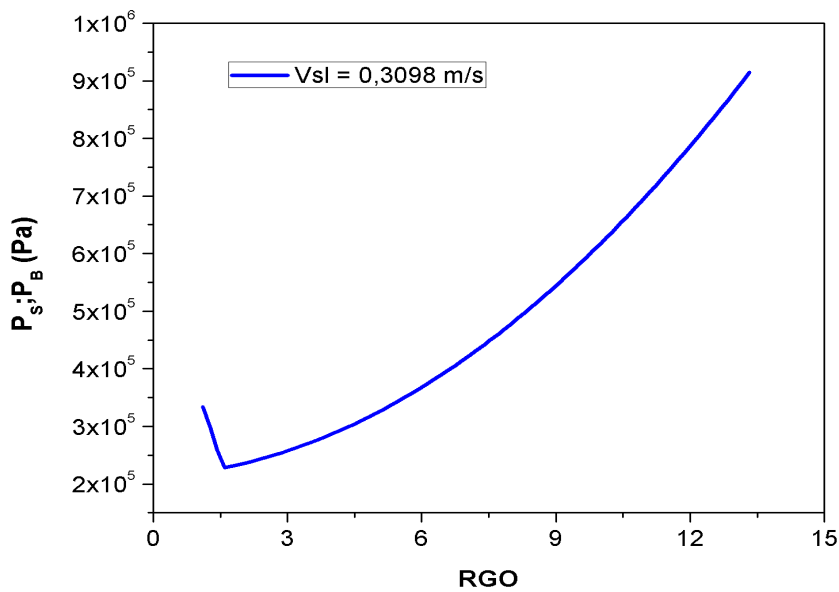


Figura 5.3: Relação teórica entre a razão das vazões de ar nas condições *standard* e água,  $RGO$ , e a pressão característica correspondente.  $V_{SL} = 0,3098$  m/s.

da contrapressão está associado com a solicitação do mecanismo necessário para a redução ou eliminação das golfadas severas (*severe slugging*) no sistema *pipeline-riser*, dado pelo controle da válvula de estrangulamento (*choke valve*) ou pelo controle na pressão fixada no separador.

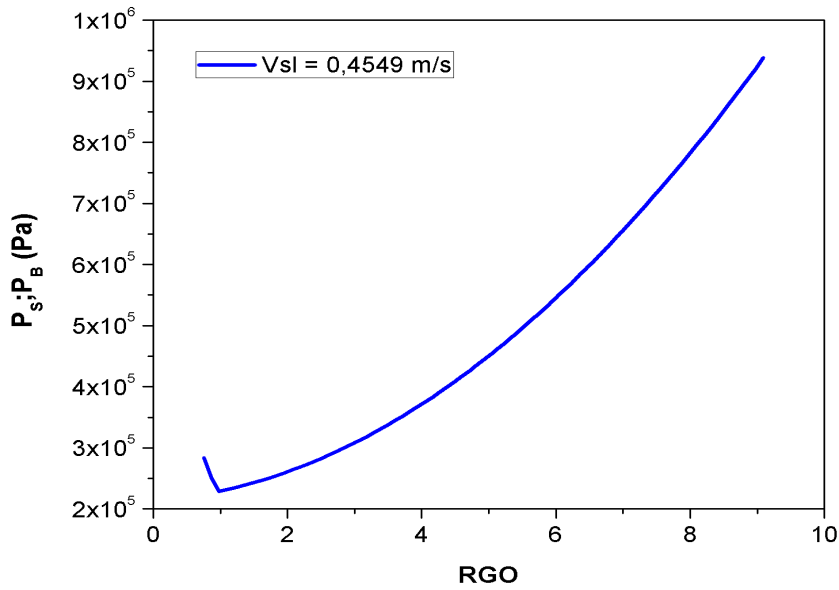


Figura 5.4: Relação teórica entre a razão das vazões de ar nas condições *standard* e água,  $RGO$ , e a pressão característica correspondente.  $V_{SL} = 0,4549 \text{ m/s}$ .

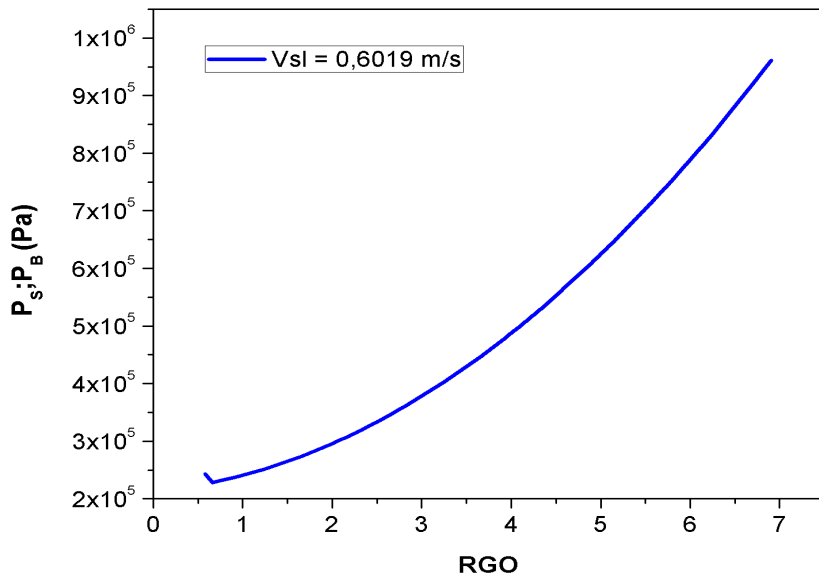


Figura 5.5: Relação teórica entre a razão das vazões de ar nas condições *standard* e água,  $RGO$ , e a pressão característica correspondente.  $V_{SL} = 0,6019 \text{ m/s}$ .

Por meio dos resultados pode-se observar ainda que à medida que a velocidade superficial de líquido constante aumenta, o segundo critério tende a ocorrer mais rápido, convergindo, portanto, para o início no ponto de inflexão no qual a contrapressão possui valor de:  $P_B = 2,28 \times 10^5 \text{ Pa}$ . No resultado para  $V_{SL} = 0,6019 \text{ m/s}$ , Figura 5.5, pode ser observado que praticamente desde o início

da simulação, o segundo critério já é atendido, descartando, portanto, a necessidade de utilização de outro mecanismo, como o sistema *gas-lift*, ou da manipulação de constantes nos mecanismos da válvula de estrangulamento ou no controle da pressão fixada no separador, para finalmente obter o controle do escoamento indesejável.

O resultado para  $V_{SL} = 1,2040\text{m/s}$  pode ser visto na Figura 5.6 abaixo.

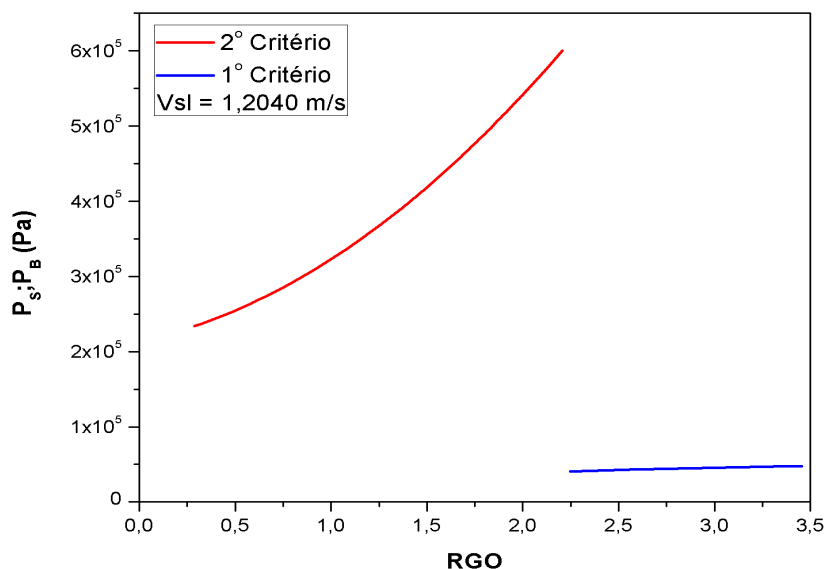


Figura 5.6: Relação teórica entre a razão das vazões de ar nas condições *standard* e água,  $RGO$ , e a pressão característica correspondente.  $V_{SL} = 1,2040\text{m/s}$ .

Este resultado foi obtido para um valor extrapolado da velocidade superficial de líquido dentro dos limites de variação abordados neste trabalho. O resultado obtido, apresentado pela Figura 5.6 para  $V_{SL} = 1,2040\text{m/s}$ , mostra os dois critérios de estabilidade sendo atendidos. O primeiro critério, que estabelece a transição do padrão estratificado para o padrão em golfadas (*slug flow*) no *pipeline*, foi atendido assim que a razão entre as vazões de ar nas condições *standard* e de água,  $RGO$ , foi suficiente para que ocorresse a transição no padrão de escoamento e, portanto, o segundo critério que já tinha sido atendido desde o início, deixasse de ser solicitado através dos mecanismos de redução ou eliminação do padrão indesejável das golfadas severas (*severe slugging*).

O valor da contrapressão no início da simulação, no qual o segundo critério já tinha sido atendido, possui o mesmo valor para todos os outros casos ( $P_B = 2,28 \times 10^5\text{Pa}$ ), mostrando mais uma vez o ponto de convergência no qual o segundo critério tende a ocorrer. O primeiro critério é atendido para um valor de  $RGO = 2,25$  correspondente ao valor da pressão no separador de  $P_S = 4,5 \times 10^4\text{Pa}$ . A partir deste valor crítico da razão  $RGO$ , a pressão no separador permanece praticamente constante e abaixo da pressão atmosférica ( $P_0$ ), para todas as vazões de gás nas condições *standard* que tendem a aumentar a razão  $RGO$ . Portanto, pode ser observado a estabilidade do padrão de escoamento existente no sistema *pipeline-riser* caracterizado por não ser o mais do tipo estratificado no *pipeline*. Os resultados para os últimos cinco casos plotados num

mesmo gráfico, *2D* e *3D*, são mostrados nas Figuras 5.7 e 5.8.

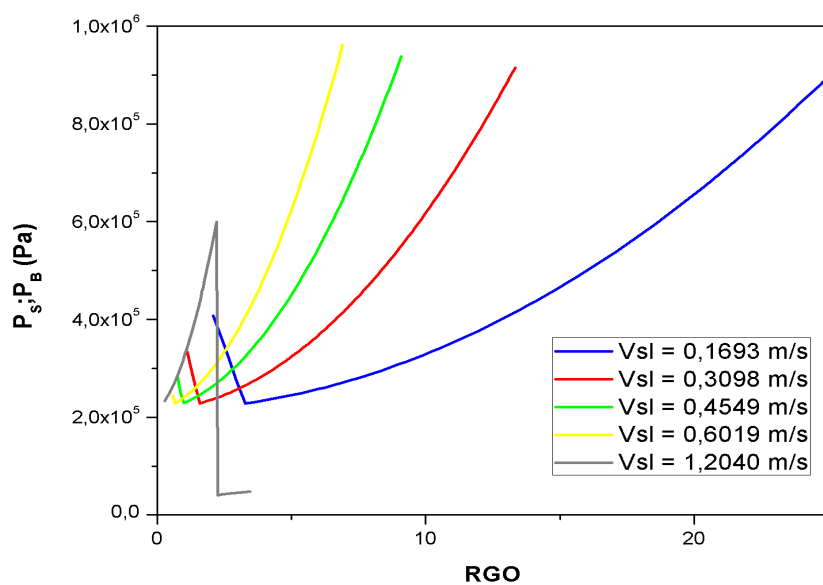


Figura 5.7: Relação teórica entre a razão das vazões de ar nas condições *standard* e água,  $RGO$ , e a pressão característica correspondente, para todos os casos no plano *2D*.

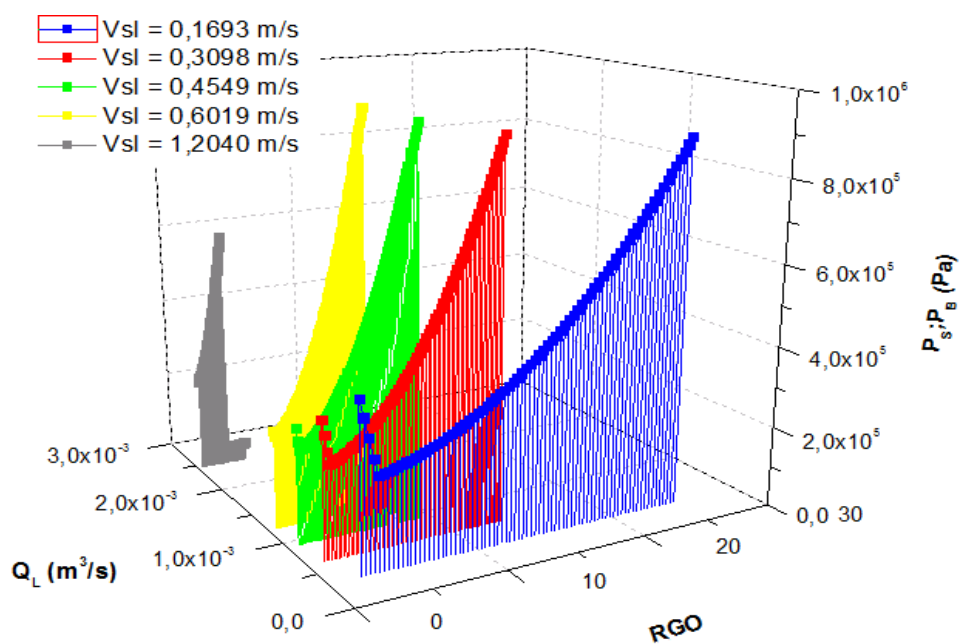


Figura 5.8: Relação teórica entre a razão das vazões de ar nas condições *standard* e água,  $RGO$ , e a pressão característica correspondente, para todos os casos no plano *3D*.

O resultado para o plano  $2D$  (Figura 5.7) apresenta uma tendência de aumento no valor da contrapressão em relação ao valor da última razão das vazões de ar nas condições *standard* e de água ( $RGO$ ) para cada caso. Ou seja, o valor de  $P_B$  é diretamente proporcional ao aumento da velocidade superficial de líquido no sistema de escoamento multifásico. O resultado para o plano  $3D$  (Figura 5.8) apresenta a mesma análise, porém com uma diferença visual no qual o terceiro eixo do plano é representado pelos valores constantes da vazão volumétrica de líquido ( $Q_L$ ).

## 5.2 Análise - Razão das Vazões Volumétricas de Ar (Condições *Standard*) e de Água Constante

Nesta Seção são apresentados e discutidos os resultados para os casos onde a razão das vazões volumétricas de ar nas condições *standard* e de água ( $RGO$ ) é fixada como uma constante na entrada do problema. Os valores fixados são:  $RGO = 1$ ,  $RGO = 10$ ,  $RGO = 100$  e  $RGO = 1000$ .

O primeiro resultado foi obtido para  $RGO = 1$  como mostrado na Figura 5.9.

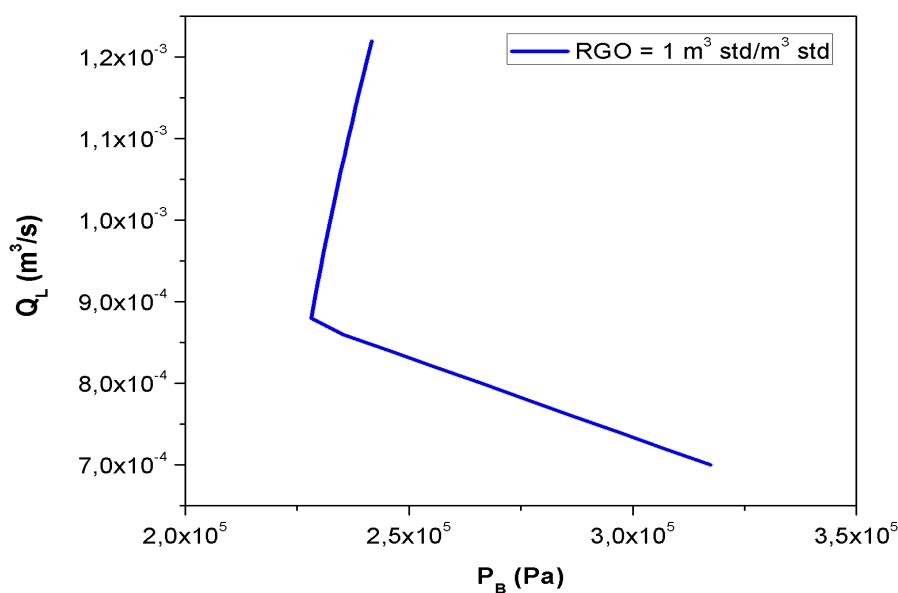


Figura 5.9: Relação teórica entre a contrapressão e a vazão de líquido para uma razão  $RGO$  constante.  $RGO = 1$ .

É possível notar a partir da Figura 5.9 a existência de um ponto de inflexão próximo ao valor de  $P_B = 2,28 \times 10^5 Pa$  para a contrapressão e  $Q_L = 8,8 \times 10^{-4} m^3/s$  para a vazão volumétrica de líquido, apresentando, portanto, o momento em que a válvula de estrangulamento (*choke valve*) é solicitada para o controle do padrão de escoamento indesejável. Antes deste ponto o padrão de escoamento golfadas severas (*severe slugging*) não pode ser controlado levando a necessidade de um novo mecanismo de controle, como o sistema de *gas-lift* por exemplo, ou de uma mudança de parametrização nos mecanismos existentes. Pode ser observado mais uma vez o valor crítico

para a contrapressão ( $P_B = 2,28 \times 10^5 Pa$ ) no momento em que o segundo critério é atendido. A variação da contrapressão à medida que a vazão de líquido aumenta não é significativa para este caso devido a amostragem das variáveis de entrada ser pequena.

O segundo resultado foi obtido para  $RGO = 10$  como mostrado na Figura 5.10.

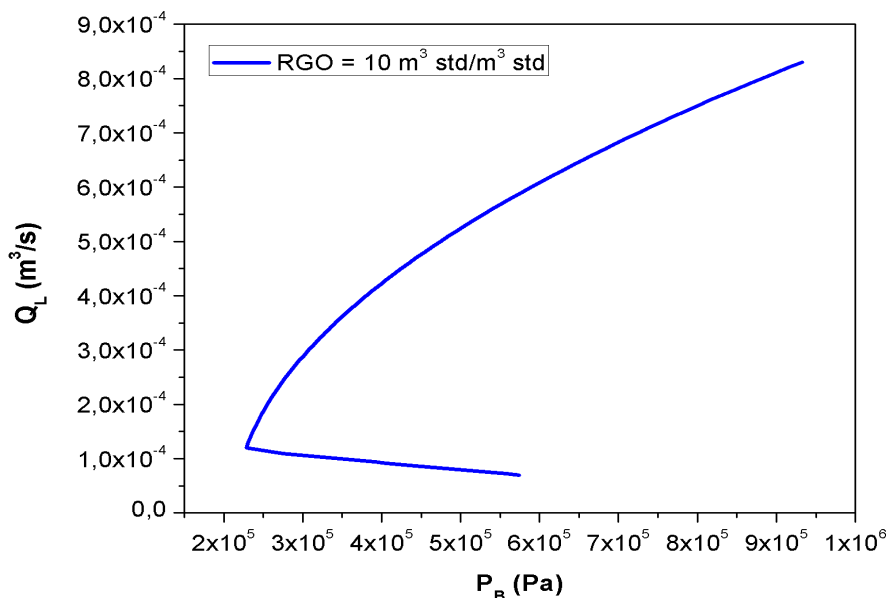


Figura 5.10: Relação teórica entre a contrapressão e a vazão de líquido para uma razão  $RGO$  constante.  $RGO = 10$ .

Através da Figura 5.10 é possível observar mais uma vez o valor da contrapressão de  $P_B = 2,28 \times 10^5 Pa$  no ponto de inflexão no qual o segundo critério é atendido. A vazão correspondente para o início do controle das golfadas severas (*severe slugging*) apresenta o valor de  $Q_L = 1,2 \times 10^{-4} m^3/s$ . A variação da contrapressão à medida que a vazão de líquido aumenta é significativa para este caso, assim que o segundo critério é atendido no sistema de escoamento multifásico.

Os resultados para esses dois primeiros casos,  $RGO = 1$  e  $RGO = 10$ , apresentam um comportamento similar aos primeiros resultados para os casos onde a velocidade superficial de líquido é fixada como constante na entrada do problema. Ou seja, a contrapressão diminui praticamente de forma linear até atingir o ponto crítico no qual o segundo critério é atendido e os mecanismos de redução ou eliminação das golfadas severas (*severe slugging*) são solicitados. A contrapressão e a vazão volumétrica de líquido são, portanto, inversamente proporcionais até atingir o ponto crítico, no qual uma equação linear pode ser obtida para descrever tal relação.

O terceiro resultado foi obtido para  $RGO = 100$  como mostrado na Figura 5.11.

Para o resultado obtido na Figura 5.11 pode ser observado que o segundo critério é atendido desde o início da simulação, apresentando este ponto inicial como sendo o ponto crítico. Os valores para a contrapressão e para a vazão volumétrica de líquido correspondentes a esse ponto são:  $P_B = 3,66 \times 10^5 Pa$  e  $Q_L = 4,0 \times 10^{-5} m^3/s$ . O valor para  $Q_L$  representa o primeiro valor



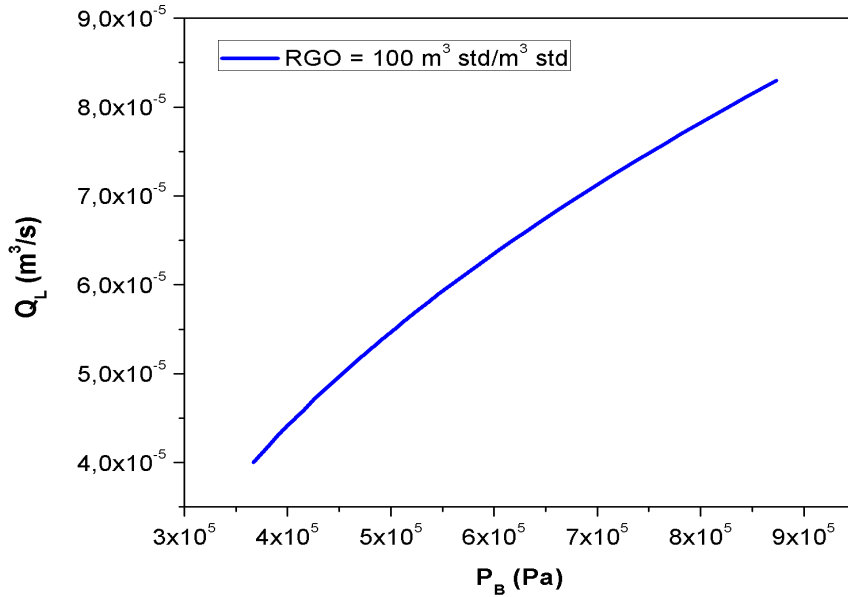


Figura 5.11: Relação teórica entre a contrapressão e a vazão de líquido para uma razão  $RGO$  constante.  $RGO = 100$ .

da vazão volumétrica de líquido encontrado na variação estipulada para este trabalho (ver Tabela 4.4).

Esta mudança no valor da contrapressão associada ao ponto inicial no qual o segundo critério é atendido ( $P_B = 3,66 \times 10^5 Pa$ ), pode ser explicado pelo auto valor da razão das vazões volumétricas de ar nas condições *standard* e de água ( $RGO$ ) no qual é necessário um valor muito baixo para a vazão volumétrica de líquido e um valor muito alto para a vazão volumétrica de gás nas condições *standard*, representado pela ordem de  $RGO = 100$ . Se a variação da vazão volumétrica de líquido inicia-se num valor muito mais baixo que  $Q_L = 4,0 \times 10^{-5} m^3/s$ , aproximadamente  $Q_L = 1,5 \times 10^{-5} m^3/s$ , a contrapressão associada ao ponto crítico no qual o segundo critério é atendido apresentaria o mesmo valor para os outros casos,  $P_B = 2,28 \times 10^5 Pa$ .

O quarto e último resultado foi obtido para  $RGO = 1000$  como mostrado na Figura 5.12.

A Figura 5.12 representa o caso específico em que as variações para as vazões de ar e água são extrapolados a fim de obter maiores informações sobre o ponto de transição entre os padrões de escoamento percursores de estabilidade de produção e os padrões percursores de instabilidade causadores de demais prejuízos no sistema de separação e produção. Estes valores correspondem a:  $Q_L = 1,0 \times 10^{-5} m^3/s$  e  $Q_{G0} = 1,0 \times 10^{-2} m^3/s$  para os valores iniciais das vazões volumétricas de água e ar em condições *standard* respectivamente, e  $Q_L = 1,2 \times 10^{-3} m^3/s$  e  $Q_{G0} = 1,2 \times 10^0 m^3/s$  para os valores finais das vazões volumétricas para cada fase respectiva.

Pode ser observado que o segundo critério é atendido desde o início da simulação até o ponto de transição caracterizado pelos valores das vazões volumétricas de água,  $Q_L = 6,0 \times 10^{-5} m^3/s$ , e,  $Q_{G0} = 6,0 \times 10^{-2} m^3/s$ , para o ar em condições *standard*, ou seja, abaixo desses valores a

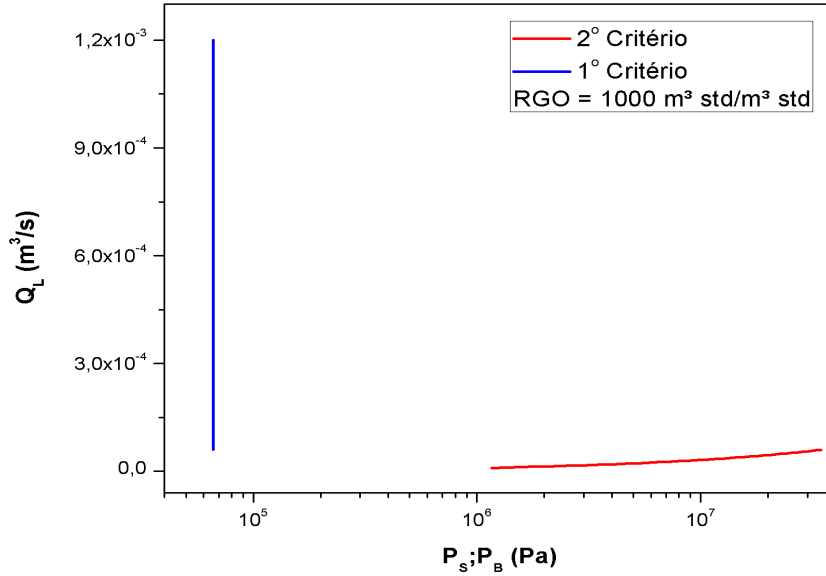


Figura 5.12: Relação teórica entre a pressão característica correspondente e a vazão de líquido para uma razão  $RGO$  constante.  $RGO = 1000$ .

válvula de estrangulamento (*choke valve*) é capaz de estabelecer o controle das golfadas severas (*severe slugging*) no sistema. O valor para a contrapressão correspondente a este ponto é de:  $P_B = 3,44 \times 10^7 Pa$ . A partir dos valores referentes às vazões volumétricas de  $Q_L = 6,1 \times 10^{-5} m^3/s$  e  $Q_{G0} = 6,1 \times 10^{-2} m^3/s$  para água e ar em condições *standard* respectivamente, ocorre uma mudança na configuração do escoamento presente no sistema *pipeline-riser* caracterizado pela transição do padrão estratificado para o padrão em golfadas (*slug flow*), padrão este desejável para a estabilização de separação e produção no VASPS. Os mecanismos de controle de vazão são então dispensados, já que o padrão existente no sistema é capaz de estabelecer a estabilidade de fluxo na entrada do separador, como pode ser observado através do valor da pressão no separador que praticamente permanece constante à medida que a vazão volumétrica de ambas as fases aumenta na mesma razão;  $P_S = 6,62 \times 10^4 Pa$ .

Todos os resultados a partir do ponto no qual o segundo critério é atendido apresentaram um comportamento não-linear. Este comportamento pode seguir uma equação empírica no qual relaciona o valor da contrapressão à vazão volumétrica de líquido para uma razão  $RGO$  constante. O resultado para o caso  $RGO = 1$  apresentado na Figura 5.9 não corresponde a este comportamento não-linear a partir do ponto crítico, a princípio, devido à baixa amostragem dos valores das vazões volumétrica de líquido e gás em condições *standard* utilizados na razão  $RGO$ , de acordo com as variações utilizadas neste trabalho descrito na Tabela 4.4. Se a amostragem para essas variações volumétricas de ar e água fosse maior, o resultado obtido a partir do ponto crítico tenderia a seguir um comportamento não-linear assim como nos outros casos, até atingir um valor limite caracterizado pela transição dos padrões de escoamento que possam causar a estabilidade ou não do sistema, como pode ser visto para o último caso cujos os valores foram extrapolados para obter

esta informação (ver Figura 5.12).

# Capítulo 6

## Conclusões

A relação obtida para o primeiro critério quando este foi atendido, definiu o valor da pressão no separador na situação onde o escoamento desejável caracterizado pelo padrão em golfadas (*slug flow*) no *pipeline* iria ocorrer. Estes valores representam a magnitude da pressão no separador que pode vir a ocorrer em sistemas desejáveis de separação e produção. A relação obtida para o segundo critério identificou o ponto crítico ( $P_B = 2,28 \times 10^5 Pa$ ) no qual o mecanismo de solução através do controle de uma válvula de estrangulamento (*choke valve*) poderia ser utilizado como método de redução e eliminação das golfadas severas (*severe slugging*) para os casos estudados segundo as variações do escoamento multifásico fixadas.

Antes deste ponto crítico foi evidenciado que o padrão indesejável não poderia ser controlado, já que o segundo critério não tinha sido atendido, ou seja, a pressão hidrostática da coluna de líquido era superior do que a contrapressão no topo do sistema *pipeline-riser*. Somente uma manipulação nas constantes da pressão na válvula de estrangulamento e/ou no valor da pressão no separador pré-determinada, por exemplo, poderia trazer a solução do problema.

Portanto, obtidas as relações para as vazões e pressões características do modelo apresentado, pode-se chegar ao controle ideal através de mecanismos utilizados como forma de prevenção, redução ou eliminação das golfadas severas no sistema de escoamento multifásico, de separação e produção vigente. Sejam eles a válvula de estrangulamento (*choke valve*) ou ainda o sistema de *gas-lift* que não foi abordado neste trabalho. Uma vez obtidas as equações lineares e não-lineares que regem o comportamento das relações apresentadas, pode-se chegar a um modelo de controle eficaz no qual o padrão de escoamento presente no sistema não seja mais caracterizado pelas golfadas severas (*severe slugging*).

### 6.1 Trabalhos Futuros

O presente trabalho foi desenvolvido com o objetivo de estabelecer uma conexão entre o aprofundamento do estudo de estabilidade das golfadas severas (*severe slugging*) (através de casos não convencionais em que o aumento da pressão no separador faz com que a vazão do sistema também aumente) e a área de controle da produção monofásica após separação do escoamento

multifásico original do sistema *pipeline-riser* acoplado ao VASPS. No entanto, quando o problema das golfadas-severas (*severe slugging*) é existente, há a necessidade de prever, reduzir ou eliminar este escoamento indesejável para que os componentes do VASPS, como a BCS não opere em regime crítico e provoque o comprometimento da produção ou até mesmo sua invalidação.

Portanto, para um trabalho futuro, pode ser obtido um acoplamento entre as relações de vazão e pressão características do sistema obtidos neste trabalho, aplicados no controle plenamente desenvolvido através dos mecanismos relacionados (válvula de estrangulamento e *gas-lift*), e outros tipos de controladores no separador VASPS (como por exemplo um controlador da produção de gás pós-separação para controle da pressão fixada dentro do separador) para poder chegar a um sistema de escoamento multifásico, de separação e produção padrão.

# REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] SCHMIDT, Z.; BEGGS, H. D.; BRILL, J. Experimental study of severe slugging in a two-phase-flow pipeline-riser system. *SPE Journal*, v. 20, n. 5, p. 407-414, 1980.
- [2] SCHMIDT, Z.; DOTY, D. R.; DUTTA-ROY, K. Severe slugging in offshore pipeline riser-pipe systems.. *SPE Journal*, v. 25, n. 1, p. 27-38, 1985.
- [3] FRANÇA, F. A.; ROSA, E. S; BANNWART, A. C.; MOURA, L. F.; ALHANATI, F. J. Hydrodynamic studies on cyclonic separator. *Offshore Technology Conference*, Houston, Texas, 1996.
- [4] BARNEA, D.; SHOHAM, O.; TAITEL, Y.; DUKLER, A. E. Flow pattern transitions in horizontal and inclined pipes: comparison of experimental data with theory. *International Journal of Multiphase Flow* v. 6, n. 3, p. 217-225, 1980.
- [5] UJANG, P. M.; LAWRENCE, C. J.; HALE, C. P.; HEWITT, G. F. Slug initiation and evolution in two-phase horizontal flow. *International Journal of Multiphase Flow* v. 32, n. 5, p. 527-552, 2006.
- [6] POTS, B. F. M.; BROMILOW, I, G.; KONIJN, M. J. W. F. Severe slug flow in offshore flowline/riser systems. *SPE Production Engineering*, p. 317-324, 1987.
- [7] JANSEN, F. E.; SHOHAM, O.; TAITEL, Y. The elimination of severe slugging: experiments and modeling. *International Journal of Multiphase Flow* v. 22, p. 1055-1072, 1996.
- [8] YOCUM, B. T. Offshore riser slug flow avoidance. Mathematical model for design and optimization. In: *SPE European Meeting*. London: paper SPE4312, 1973.
- [9] MALEKZADEH, R.; MUDDE, R. F.; HENKES, R. A. W. M. Experimental and numerical investigation of severe slugging in horizontal pipeline-riser systems. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 46, p. 9-21, 2012.
- [10] FABRE, J.; PERESSON, L. L.; CORTEVILLE, J.; ODELLO, R.; BOURGEOIS, T. Severe slugging in pipeline/riser systems. *SPE Production Engineering*, v. 5, n. 3, p. 197-200, 1990.
- [11] TAITEL, Y.; VIERKANDT, S.; SHOHAM, O.; BRILL, J. Severe slugging in a pipeline-riser system: experiments and modeling. *International Journal of Multiphase Flow* v. 16, p. 57-68, 1990.

- [12] SARICA, C.; SHOHAM, O. A simplified transient model for pipeline-riser systems. *Chemical Engineering Science*, v. 46, n. 9, p. 2167-2179, 1991.
- [13] MOKHATAB, S. *Severe slugging in offshore production systems*. New York: Nova Science Publishers, Inc., p. 105, 2010.
- [14] SCHMIDT, Z.; BEGGS, H. D.; BRILL, J. Choking can eliminate severe pipeline slugging. *Oil & Gas J*, v. 12, p. 230-238, 1979.
- [15] TAITEL, Y. Stability of severe slugging. *Int. J. Multiphase Flow* v. 12, p. 203-217, 1986.
- [16] VIERKANDT, S. *Severe slugging in pipeline-riser system, experimental and modelling*. Tese (MS Thesis) - The University of Tulsa, Tulsa, 1988.
- [17] JANSEN, F. E. *Elimination of severe slugging in a pipeline-riser system*. Tese (MS Thesis) - The University of Tulsa, Tulsa, 1990.
- [18] BOE, A. Severe slugging characteristics. Part 1: Flow regime for severe slugging. Part 2: Point model simulation study. Presented at *Selected Topics in Two-Phase Flow*. Trondheim, Norway, 1981.
- [19] ROSA, E. S.; FRANÇA, F. A.; RIBEIRO, G. S. The cyclone gas-liquid separator: operation and mechanistic modeling. *Journal of Petroleum Science and Engineering*, v. 32, p. 87-101, 2001.
- [20] DUKLER, A. E.; TAITEL, Y. Flow pattern transitions in gas-liquid systems: measurement and modeling. *Multiphase Science and Technology*, v. 2, p. 1-94, 1986.
- [21] AGRAWAL, S. S.; GREGORY, G. A; GOVIER, G. W. An analysis of horizontal stratified two-phase flow in pipes. *Can. J. Chem. Eng.*, v. 51, p. 280, 1973.
- [22] GAZLEY, C. *Interfacial shear and stability in two-phase flow*. Ph.D. thesis, University of Delaware, Newark, 1949.
- [23] LOCKHART, R. W.; MARTINELLI, R. C. Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes. *Chemical Engineering Program*, v. 45, p. 39, 1949.
- [24] DUKLER, A. E.; HUBBARD, M. G. A model for gas-liquid slug flow in horizontal and near-horizontal tubes. *Ing. Eng. Chem. Fundamentale*, v. 14, p. 337, 1975.
- [25] BUTTERWORTH, D. A visual study of mechanism in horizontal air-water flow. *Atomic Energy Research Establishment Report M2556*. Harwell, England, 1972.
- [26] MILNE-THOMSON, L. M. *Theoretical hydrodynamics*. New York: Macmillan, 1960.
- [27] WALLIS, G. B.; DOBSON, J. E. The onset of slugging in horizontal stratified air-water flow. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 1, p. 173, 1973.
- [28] KORDYBAN, E. S.; RANOV, T. Mechanism of slug formation in horizontal two-phase flow. *J. Basic Eng*, Ser. D., v. 92, n. 4, p. 85, 1970.

- [29] LEVICH, V. G. *Physicochemical hydrodynamics*. Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1962.
- [30] BAKER, O. Simultaneous flow of oil and gas. *Oil & Gas J*, v. 53, p. 185, 1954.
- [31] GRIFFITH, P.; WALLIS, G. B. Two-phase slug flow. *Journal of Heat Transfer*, v. 83, p. 307, 1961.
- [32] OSHINOWO, T.; CHARLES, M. E. Vertical two-phase flow. II. Holdup and pressure drop. *Can. J. Chem. Eng.*, v. 56, p. 438, 1974.
- [33] SPEDDING, P. L.; NGUYEN, V. T. Regime maps for air-water two-phase flow. *Chem. Eng. Soi*, v. 35, p. 779, 1980.
- [34] MANDHANE, J. M.; GREGORY, G. A.; AZIZ, K. A. A flow pattern map for gas-liquid flow in horizontal pipes. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 1, n. 4, p. 537-553, 1974.
- [35] TAITEL, Y.; LEE, N.; DUKLER, A. E. Transient gas-liquid flow in horizontal pipes-modeling flow pattern transitions. *AIChE Journal*, v. 24, p. 920, 1978.
- [36] TAITEL, Y.; DUKLER, A. E. A model for slug frequency during gas liquid flow in horizontal and near-horizontal pipes. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 3, p. 585, 1977.
- [37] STOKER, J. J. *Water waves*. New York: Interscience, 1957.
- [38] DUNS, JR, H.; ROS, N. C. J. Vertical flow of gas and liquid mixtures from boreholes. *Proc. 6th World Petroleum Congress*, Frankfurt, 1963.
- [39] STERNLING, V. C. Two-phase flow theory and engineering decisions. Award lecture presented at *AIChE Annual Meeting*, 1965.
- [40] WALLIS, G. B. *One-dimensional two-phase flow*. United States: McGraw-Hill Book Company, p. 408, 1969.
- [41] HEWITT, G. P.; ROBERTS, D. N. Studies of two-phase flow patterns by simultaneous x-rays and flash photography. *Atomic Energy Research Establishment Report M2159*, Harwell, England, 1969.
- [42] GOVIER, G. W.; AZIS, K. *The flow of complex mixtures in pipes*. New York: Nan Nostrand Reinhold, 1972.
- [43] GOULD, T. L. Vertical two-phase flow steam-water flow in geothermal wells. *J. Pet. Technol*, v. 26, p. 833, 1974.
- [44] TAITEL, Y.; BARNEA, D.; DUKLER, A. E. Modeling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes. *AIChE Journal*, v. 26, p. 345, 1980.
- [45] GRIFFITH, P.; SNYDER, J. The bubbly-slug transitions in a high-velocity two-phase flow. *MIT Report 5003-29*, 1964.



- [46] RADOVCICH, N. A.; MOISSIS, R. The transition from two-phase bubble flow to slug flow. *MIT Report 7-7673-22*, 1962.
- [47] HARMATHY, T. Z. Velocity of large drops and bubbles in media of infinite or restricted extent. *AIChE Journal*, v. 6, p. 281, 1960.
- [48] ZUBER, N.; HENCH, J. Steady-state and transient void fractions of bubbling systems and their operating limit. Steady-state operation. *General Electric Co. Report 62GL100*, 1962.
- [49] HINZE, J. O. Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes. *AIChE Journal*, v. 1, p. 289, 1955.
- [50] SEVIK, M.; PARK, S. H. The splitting of drops and bubbles by turbulent fluid flow. *J. Fluid Eng.*, v. 95, p. 53, 1973.
- [51] CLAY, P. H. The mechanism of emulsion formation in turbulent flow, part I. *Proc. R. Soc. London Ser. A*, v. 200, p. 375, 1950.
- [52] BRODKEY, R. S. *The phenomena of fluid motion*. Reading, MA: Addison-Wesley, 1967.
- [53] BARNEA, D.; SHOHAM, O.; TAITEL, Y. Flow pattern transitions for vertical downward two-phase flow. *Chem. Eng. Sci.* v. 37, p. 735, 1982b.
- [54] MIYAGI, O. On air bubbles rising in water. *Phil. Mag.*, v. 50, n. 295, p. 112, 1925.
- [55] CALDERBANK, P. H. Physical rate processes in industrial fermentation. I. The interfacial area in gas area in gas-liquid contracting with mechanical agitation. *Trans. Inst. Chem. Eng.*, v. 36, p. 443, 1958.
- [56] AKAGAWA, K.; SAKAGUCHI, T. Fluctuation of void ratio in two-phase flow. *Bull. ASME*, v. 9, p. 104, 1966.
- [57] TURNER, R. G.; HUBBARD, M. G.; DUKLER, A. E. Analysis and prediction of minimum flow rate for the continuous removal of liquid from gas wells. In: *J. Pet. Technol.*, v. 21, p. 1475, 1969.
- [58] PUSHKINA, O. L.; SOROKIN, Y. L. Breakdown of liquid film motion in vertical tubes. *Heat Trans. Sov. Res.*, v. 1, p. 151, 1962.
- [59] GOLAN, L. P.; STENNING, A. H. The-phase vertical flow maps. *Proc. Inst. Mech. Eng.*, v. 184, p. 108, 1969.
- [60] MARTIN, C. S. Transition from bubbly to slug flow of a vertically downward air-water flow. *Proc. ASME Symposium*, Atlanta, 1973.
- [61] BARNEA, D.; SHOHAM, O.; TAITEL, Y. Flow pattern transitions for vertical downward inclined two-phase flow; horizontal to vertical. *Chem. Eng. Sci.* v. 37, p. 741, 1982a.
- [62] TIN, V.; SARSHAR, M. An investigation of severe slugging characteristics in flexible risers. In: *Proc. The 6th. international conference on multiphase production*. Cannes, France, 1993.

- [63] WORDSWORTH, C.; DAS, I.; LOH, W. L.; MCNULTY, G.; LIMA, P. C.; BARBUTO, F. *Multiphase flow behavior in a catenary shaped riser*. California: CALtec Report No.:CR 6820, p. 157, 1998.
- [64] TAITEL, Y.; DUKLER, A. E. A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. *AIChE Journal*, v. 22, n. 1, p. 47-55, 1976.
- [65] SHOHAM, O. Mechanistic Modeling of Gas-Liquid Two-Phase Flow in Pipes. *Society of Petroleum Engineers*, Richardson, Texas, 2006.

# APÊNDICE A

# . CÓDIGO MATEMÁTICO DESENVOLVIDO NO SOFTWARE *MATLAB*

Os resultados obtidos neste trabalho se referem aos dois casos estudados: (i) simulação para o escoamento multifásico onde a velocidade superficial de líquido,  $V_{SL}$ , é mantida constante; (ii) simulação para o caso onde a razão entre as vazões de ar nas condições *standard* e de água,  $RGO$ , é mantida constante. Os dois casos foram desenvolvidos através do software *MATLAB* e são apresentados no CD-ROM que está em anexo.