Universidade Federal do Rio de Janeiro
Escola Politécnica

MODELAGEM DE UMA INTERMITÊNCIA SEVERA PARA UM ESCOAMENTO BIFÁSICO EM UM SISTEMA FLOWLINE-RISER

Nathália da Silva Martins

Projeto de Graduação apresentado ao Curso de Engenharia de petróleo da Escola Politécnica, Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Engenheiro.

Orientadores: Su Jian e Theodoro Antoun Netto

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL

Setembro de 2011

Modelagem de uma intermitência severa para um escoamento bifásico em um sistema flowline-riser

Nathália da Silva Martins

Projeto de Graduação apresentado ao Curso de Engenharia de petróleo da Escola Politécnica, Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Engenheiro.

Examinada por:

Prof. José Luiz Horácio Faccini, D.Sc.

Prof. Paulo Couto, D.Sc.

Prof. Su Jian, D.Sc.

Prof. Theodoro Antoun Netto, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL

Setembro de 2011

Martins, Nathália da Silva

Modelagem de uma intermitência severa para um escoamento bifásico em um sistema flowline-riser/ Nathália da Silva Martins. - Rio de Janeiro: UFRJ/ Escola Politécnica, 2011

X, 75 p. 29,7cm

Orientadores: Su Jian e Theodoro Antoun Netto

Projeto de Graduação da UFRJ/ Escola Politécnica/ Curso de Engenharia do Petróleo, 2008.

Referencias Bibliográficas: p. 58-60.

1. Escoamentos bifásicos 2. Intermitência Severa 3. Modelo matemático 4. *Slugging* severo I. Jian, Su. II. Antoun Netto, Theodoro. III. Universidade Federal do Rio de Janeiro, Escola Politécnica, Curso de Engenharia do Petróleo. IV. Título (série)

Agradecimentos

A meus pais Tarcísio e Elaine e a minha família pelo apoio e suporte. Ao Filipe Florentino de Moura, meu grande companheiro ao longo da graduação.

Ao professor Su Jian por toda assistência, paciência e tempo que me foram dedicados.

Ao professor Theodoro Antoun Netto pelos conselhos e pela sugestão da área de pesquisa.

A Agência Nacional do Petróleo, ANP, pelo apoio financeiro por meio do Programa de Recursos Humanos da ANP para o Setor de Petróleo e Gás, particularmente o PRH-35.

Aos amigos do curso de engenharia de petróleo - sem os quais essa jornada teria sido mais árdua e menos alegre.

E a todos aqueles que contribuiram de alguma forma para a conclusão deste trabalho.

Resumo do Projeto de Graduação apresentado à Escola Politécnica/ UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Engenheiro de petróleo.

Modelagem de uma intermitência severa para um escoamento bifásico em um sistema flowline-riser

Nathália da Silva Martins

Setembro/2011

Orientadores: Su Jian e Theodoro Antoun Netto
Curso: Engenharia de petróleo

A intermitência severa pode ocorrer quando um pipeline inclinado para baixo ou ondulado se encontra com 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 desse 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 líquida para o separador - caracterizando um fenômeno denominado de *blowout* na literatura.

Sua ocorrência é altamente indesejável devido a alta pressão e flutuações nas taxas de fluxo que causa. Além disso, pode ser responsável por ineficiência do processamento primário, causar problemas operacionais e outros.

Neste trabalho, foram calculadas as condições de ocorrência do fenômeno e os principais parâmetros de uma intermitência severa utilizando os modelos propostos por Schmidt et al. (1980) e por Taitel (1986). A aplicação do modelo para o fallback - que é definido como o comprimento do pistão de líquido que cai durante o *blowout* - de Schmidt et al. (1980) não foi adequada para o caso em estudo mesmo quando o fator de correção sugerido pelo autor foi utilizado. Contudo, a estimativa desse parâmetro utilizando um modelo de escoamento vertical do tipo *slug*, sugerido por Taitel (1986), apresenta resultados bastante satisfatórios.

O modelo que melhor apresentou concordância com os dados de campo foi o de Schmidt et al. (1980) utilizando o modelo para o fallback sugerido por Taitel (1986).

Abstract of an Undergraduate Project presented to POLI/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the Engineer‘s degree.

Modelling severe slugging in a two-phase flow pipeline-riser system

Nathália da Silva Martins

September/2011

Advisors: Su Jian e Theodoro Antoun Netto
Major: Petroleum Engineering

Severe slugging is a phenomenon which may occur in a pipeline-riser system where a downward inclined or undulating pipeline is flowing into a vertical riser. For such a system, at low liquid and gas rates, liquid accumulates in the riser and the pipeline, blocking the passage of the gas flow. This results in a compression of the gas in the pipeline. When the gas pressure in the pipeline has increased enough to counter the hydrostatic head of the liquid column, the gas will expand and push the liquid column out of the riser into separator. This last step is called blowout.

This phenomenum is highly undesirable due to the large pressure and flow rate fluctuations it causes. Besides, it may give poor separation, cause operational problems and others negative effects.

In this project, the conditions for the occurance and the most important design parameters were calculated based on the work of Schmidt et al. (1980) and Taitel (1986). The empirical correlation for the fallback, which is defined as the lenth of a liquid slug which has fallen down the riser, developed by Schmidt et al. (1980) was found to be not valid for the case in study. However, the estimation of this variable using the slug flow model, proposed by Taitel (1986), gave a good agreement with the measured data.

The model that provided the best results was the Schmidt et al. (1980) model with the suggestion of Taitel (1986) to predict the amount of liquid fallback.

Sumário

Resumo **v**

Abstract **vi**

Índice de Figuras **ix**

Índice de Tabelas **xi**

Lista de Símbolos **xii**

1 Introdução **1**

2 Fundamentos **5**

2.1 Fundamentos sobre escoamentos bifásicos 5

2.1.1 Principais Parâmetros 6

2.1.2 Padrões de escoamento 8

2.1.3 Mapas Empíricos de Padrões de Escoamento 10

2.1.4 Modelo Teórico para Determinação de Padrões de Escoamento 15

2.2 Modelos para estimativa das viscosidades 21

2.2.1 Viscosidade do gás natural 21

2.2.2 Viscosidade do óleo 23

2.3 Modelo para escoamento vertical do tipo *slug* 24

3 A intermitência severa **27**

3.1 Tipos de intermitência severa 29

3.2 Modelos hidrodinâmicos 32

3.2.1 Modelo para intermitência severa de Schmidt et al. (1980) . . 32
3.2.2 Modelo simplificado para intermitência severa de Taitel (1986) 38
3.3 O critério de B⊘e 41

4 Resultados e discussões **43**
4.1 Verificação do critério de formação 45
4.2 Cálculo do *holdup* 46
4.3 Cálculo dos parâmetros 47
4.3.1 Parâmetros do modelo proposto por Schmidt et al. (1980) . . 47
4.3.2 Parâmetros do modelo proposto por Taitel (1986) 50
4.4 Comparação e análise 51

5 Conclusões e Sugestões **55**

Referências Bibliográficas **58**

Lista de Figuras

2.1 Padrões de escoamento horizontal.(Tardelli, 2009) 10

2.2 Padrões de escoamento vertical(Taitel et al., 1980) 11

2.3 Mapa de Baker (1954)(Filho, 2010) 13

2.4 Mapa de Beggs e Brill (1973) 13

2.5 Mapa de regime de escoamento proposto por Mandhane et al. (1974) 14

2.6 Escoamento estratificado no equilíbrio(Taitel e Dukler, 1976) 16

2.7 Comparação da Teoria com a parte experimental(Taitel e Dukler, 1976). 20

2.8 Mapa teórico e empírico para escoamento descendente com ângulo de $10°$ em um duto de $2.5cm$ de diâmetro(Taitel e Dukler, 1976) 21

3.1 Comportamento cíclico da intermitência severa em um sistema *pipeline-riser* (Sivertsen et al., 2010) 28

3.2 Pressão e *holdup* típicos da intermitência severa(Schmidt et al., 1980) 29

3.3 Pressão e *Holdup* para o regime I(LUO et al., 2011) 29

3.4 Pressão para o regime II(LUO et al., 2011) 30

3.5 Pressão para o regime III(LUO et al., 2011) 30

3.6 Mapa de regime de escoamento em um *riser* com um *pipeline* inclinado em $-5°$ de inclinação 32

3.7 Diagrama esquemático da transferência de informação do modelo de intermitência severa (Schmidt et al., 1980) 33

3.8 Modelo hidrodinâmico para intermitência severa (Schmidt et al., 1980) 34

3.9 Fallback contra velocidade superficial do gás(Schmidt et al., 1980) . . 37

3.10 Formação do *slug*(Taitel, 1986) 39

3.11 Movimento do slug em direção ao separador(Taitel, 1986) 40

4.1 Etapas da modelagem 44
4.2 Mapa de escoamentos utilizando o modelo de Taitel (1986) para escoamento descendente com ângulo de 5° 46
4.3 Gráfico da pressão no pipeline em função do tempo 49
4.4 Gráfico do volume de gás no pipeline em função do tempo 49
4.5 Gráfico do nível de líquido no pipeline em função do tempo 49
4.6 Gráfico do nível de líquido no riser em função do tempo 50

Lista de Tabelas

2.1 Valores das constantes para o cálculo dos fatores de atrito 17

2.2 Grupos adimensionais que controlam as transições entre os regimes . 19

2.3 Valores das constantes para o modelo de Dempsy(1965) 23

4.1 Dados iniciais(Schmidt et al., 1980) 43

4.2 Parâmetros calculados pelo modelo de Schmidt et al. (1980) 48

4.3 Parâmetros calculados pelo modelo de Schmidt et al. (1980) desconsiderando o fallback 50

4.4 Parâmetros calculados pelo modelo de Taitel (1986) 51

4.5 Parâmetros calculados pelo modelo de Taitel (1986) desconsiderando o fallback 51

4.6 Resultados dos cálculos dos principais parâmetros de uma intermitência severa 52

4.7 Desvios dos valores calculados em relação aos valores medidos 52

4.8 Comparação entre os parâmetros utilizando o mesmo modelo para o *fallback* 54

4.9 Desvios dos valores calculados em relação aos valores medidos no campo 54

Lista de Símbolos

A	Área [m^2]
α	Fração de fase
λ	Fração de descarga ou Fração volumétrica
U_{KS}	Velocidade Superficial da fase K [m/s]
g	Aceleração da gravidade [m/s^2]
U_K	Velocidade da fase K [m/s]
S	Razão de deslizamento, Área da superfície
Fr	Número de Froude
D	Diâmetro [m]
T	Período [s], Temperatura[K]
p	Pressao [Pa]
V	Volume [m^3]
z	Constante de compressibilidade do gás
R	Constante universal dos gases perfeitos [J K$^-$1 mol$^-$1]
m	Massa [kg]
M	Massa Molar [kg/mol]
ρ	Massa específica [kg/m^3]

Z	Comprimento [m]
Fb	*Fallback* do líquido
H_l	Fração de líquido ou *holdup*
V	Volume [m^3]
n	Rugosidade do canal
P_L	Perímetro molhado
r	Raio [m]
δ	Metade do ângulo formado pelo nível do líquido
x	Comprimento do pistão de líquido no *pipeline* [m], Relativo ao eixo de referência
z	Comprimento do pistão de líquido no *riser* [m]
h	Comprimento do riser [m]
l	Comprimento do pipeline [m]
α	Fração de gás
m	Massa [kg]
α'	Fração de vazio na bolha de Taylor
a, b, c	Constantes da equação para o *fallback*
Q	Vazão
β	Ângulo de inclinação do *pipeline*
X, T, Y	Grupos adimensionais
F, K	Grupos adimensionais
ν	Viscosidade Cinemática

Re	Número de Reynolds
d	Densidade
y	Fração Molar
R_s	Razão de solubilidade
τ	Tensão cisalhante
f	Fator de fricção
C, m, n	Constantes na correlação do fator de fricção
h_L	Altura de líquido no duto
G	Vazão mássica
σ	Tensão Superficial
δ	Espessura do filme
k, m	Constantes para o cálculo da espessura do filme ao redor da bolha de Taylor

Subscritos

G	Gás
L	Líquido
T	Total
K	Fase K
M	Mistura
Rel	Relativa
Ar	Arraste

R	*Riser*
p	*Pipeline*
s	Separador, *slug*
i	Inicial, Componente i, Interface
0	Relativo às condições na atmosfera
pr	Pseudo-reduzida
pc	Pseudo-crítica
ob	Óleo na pressão de bolha
A,b,a	Constantes do modelo de viscosidade do óleo
w	Parede do duto
a	Ar
W	Água
S	Superficial
t	Translacional
f	Filme

Capítulo 1

Introdução

Entende-se por escoamento multifásico o escoamento que apresenta mais de uma fase, sendo seu caso mais simples o escoamento bifásico. Escoamentos multifásicos acontecem em toda parte e a todo instante na natureza como em chuvas, ciclones, poluição atmosférica, e também em inúmeros processos industriais como combustão interna, transporte 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, 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 numa tubulação, várias configurações de escoamento podem existir, caracterizando os padrões de escoamento ou padrões de fluxo. Estes padrões dependem de variáveis operacionais, notadamente da velocidade do líquido e do gás, das propriedades dos fluidos e de alguns aspectos geométricos, tais como, diâmetro da tubulação 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 é caracterizado pela alternância entre líquido e gás. Pistões de líquido, que ocupam todo o diâmetro do tubo são separados por bolhas de gás, que contêm uma camada de líquido estratificada escoando na parede do duto. O mecanismo do escoamento é caracterizado por uma

alta velocidade do pistão de líquido, ultrapassando o líquido presente no filme que escoa lentamente à sua frente.

Segundo Barnea et al. (1980) o padrão intermitente é normalmente subdividido em *slug* 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 *slug*, quando o pistão de líquido apresenta-se livre de bolhas em seu interior. Isso ocorre para baixas vazões de gás, quando o escoamento é mais suave. Para altas vazões de gás, o líquido se apresenta areado por pequenas bolhas, as quais se concentram na frente do pistão de líquido e na parte superior da tubulação.

O escoamento do tipo *slug* pode ser classificado em dois grupos principais: o hidrodinâmico e o severo (Ujang et al., 2006). O hidrodinâmico é um tipo de padrão que pode se formar nos trechos horizontais do *flowline*, 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 pistão é pequeno se comparador ao volume disponível no separador.

A intermitência severa resulta da acumulação de líquidos em declives locais de dutos sendo gerada por forças gravitacionais. Esse fenômeno pode ocorrer em um sistema *pipeline-riser* no qual um *pipeline* inclinado para baixo ou ondulado se encontra com 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 líquida para o separador, fenômeno denominado de *golfada* na indústria.

A intermitência severa é responsável por períodos sem produção de óleo e gás no separador seguidos por altas vazões dos mesmos, quando o pistão está sendo produzido. Sua ocorrência é altamente indesejável devido a alta pressão e flutuações nas taxas de fluxo que causa.

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 fluxo de gás podem levar a pressões oscilantes - o que também afeta o processo de separação - e a problemas operacionais durante a queima no *flare*. Altas variações da pressão podem reduzir a capacidade de produção do campo, além de causar desgaste nos equipamentos de processamento - reduzindo seu tempo de vida e aumentando os custos de manutenção.

Existe, logo, um grande potencial econômico se a intermitência severa puder ser reduzida ou removida completamente. A regularidade resultará em uma menor ocorrência de fechamento do poço se o fluxo no separador estiver estabilizado. Mas 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 *slugs*.

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, construção de um *slug catcher* e instalação de um sistema de gás *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 de uma intermitência severa. Um separador suficientemente largo evitaria a ocorrência de transbordamentos durante a etapa do *blowout*. Já o *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 e a instalação se um *slug catcher* são soluções caras e que demandam um grande espaço - sendo inviáveis em poços *offshore*.

O uso de gás *lift* reduz a pressão hidrostática da coluna de líquido no *riser* e, logo, reduz a pressão no *pipeline*. A injeção de gás também tende a carregar o líquido e o mantém se movendo no *riser*. Quando gás suficiente é injetado, o líquido é continuamente elevado e um escoamento contínuo irá ocorrer. Segundo Pots et al. (1987), o gás reduz a ocorrência de *slugging* severo.

Jansen et al. (1996) afirma que o gás *lift* elimina a intermitência severa pelo aumento de velocidade e redução do *holdup* no *riser*, mas um grande volume de gás

precisa ser injetado para estabilizar o fluxo. Schmidt et al. (1979) e Yocum (1973) desaconselham 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 choke do topo. Jansen et al. (1996) reconheceu que o estrangulamento pode eliminar a intermitência severa através do aumento da contrapressão e que atua como uma resistência ao fluxo proporcionalmente a velocidade do pistão de líquido no *riser*.

O principal objetivo deste projeto consiste no cálculo dos principais parâmetros de uma intermitência severa de um sistema bifásico gás-óleo utilizando o software Wolfram Mathematica. Para isso, dois modelos são utilizados: o desenvolvido por Schmidt et al. (1980) e um modelo simplificado apresentado por Taitel (1986).

Os resultados são comparados entre si e em relação a dados de campo como forma de verificar aquele que possui melhor concordância.

Dentre os parâmetros calculados, o período de formação do *slug* se destaca pois permite prever a frequência de *golfadas* no separador.

As condições de formação da intermitência severa também são analisadas de forma a verificar se os dados a serem utilizados estão de acordo com as condições de ocorrência e hipóteses dos modelos. Os valores da fração de vazio e do *holdup* também são estimados, bem como os de outras variáveis necessárias na implementacão dos modelos.

Capítulo 2

Fundamentos

2.1 Fundamentos sobre escoamentos bifásicos

Quando duas ou mais fases escoam simultaneamente na mesma direção através de uma tubulação, o padrão de escoamento e a relação entre a vazão e a queda de pressão são complexos. Em geral a presença de uma segunda fase, aumenta a perda de carga se comparada com aquela que resultaria caso apenas uma fase estivesse escoando com a mesma vazão mássica.

As misturas de líquido-gás não se movem como um conjunto, ao invés disso, uma fase escoa em relação a outra. A fase mais densa tende a escoar mais devagar e requer mais tempo para atravessar o mesmo comprimento de tubo.

As razões para uma maior perda de carga no escoamento bifásico podem ser entendidas através da mecânica dos fluidos. A presença de uma segunda fase reduz a área transversal de escoamento disponível para o primeiro fluido. Então, a velocidade e resistência do escoamento do primeiro fluido aumentam como se estivesse passando por um tubo com diâmetro interno menor. E o fato de ser uma área circular acentua ainda mais esse efeito.

Além disso, as interações entre as fases também devem ser consideradas. Por exemplo, a energia consumida para sobrepor a tensão superficial na criação de uma área superficial adicional, a quantidade de movimento e a turbulência causada pelo contato entre as duas fases que se movem em taxas desiguais. Se o balanço de energia for aplicado para cada fluido, esses efeitos teriam que ser considerados por um termo

de transferência de energia de uma fase para a outra, ou por uma resistência adicional ao escoamento, ou por ambos.

Numerosas pesquisas sobre o escoamento bifásico líquido-gás revelaram a existência de padrões ou regimes de escoamento bem diferenciados, cuja ocorrência depende, dentre outras variáveis, das vazões relativas e absolutas das duas fases.

2.1.1 Principais Parâmetros

Fração das Fases

A frações das fases são importantes parâmetros para os modelos que serão apresentados. A fração do volume é representada pelo volume de uma fase em relação ao volume total. Quando essa fase é gás, a fração volumétrica é denominada de fração de vazio. Quando é líquido, essa fração é denominada de fração de líquido ou *holdup*.

Em relação às áreas das seções transversais ocupadas por uma determinada fase, a fração de vazio α_G e a fração de líquido α_L são definidas pelas expressões (Filho, 2010):

$$\alpha_G = \frac{A_G}{A_T} = \frac{A_G}{A_G + A_L} \tag{2.1}$$

$$\alpha_L = \frac{A_L}{A_T} = \frac{A_L}{A_G + A_L} \tag{2.2}$$

onde:

- A_G é é a área da seção transversal ocupada pela fase gás
- A_L é a área da seção transversal ocupada pela fase líquida
- A_T é a área total da seção transversal do tubo.

Fração volumétrica ou Fração de descarga

É definida como a razão entre a vazão volumétrica de uma fase e a vazão volumétrica total.

$$\lambda_G = Q_G/Q_T = \frac{Q_G}{Q_G + Q_L} \tag{2.3}$$

$$\lambda_L = Q_L/Q_T = \frac{Q_L}{Q_G + Q_L} \tag{2.4}$$

Velocidade Superficial

A velocidade superficial U_{KS} é definida por:

$$U_{KS} = Q_K/A_T \tag{2.5}$$

As velocidades superficiais das fases gás e líquido correspondem as velocidades que as fases exibiriam se estivessem escoando sozinhas através da área da seção transversal do tubo. Aparecem como varáveis nos eixos coordenados de vários mapas de escoamento (Filho, 2010).

Velocidade da Fase

É definida pela razão entre a vazão volumétrica de cada fase e a área da seção transversal ocupada por cada fase no tubo.

$$U_K = \frac{Q_K}{A_K} \tag{2.6}$$

Velocidade da Mistura

É definida como a soma das velocidades superficiais de cada fase. No escoamento bifásico gás-líquido, temos:

$$U_M = Q_{GS} + Q_{LS} = \frac{Q_S + Q_L}{A_T} \tag{2.7}$$

Razão de deslizamento ou escorregamento

A razão de deslizamento é a razão entre a velocidade da fase gás e a velocidade da fase líquida.

$$S = \frac{U_G}{U_L} \tag{2.8}$$

Velocidade Relativa

É definida como a diferença entre as velocidades da fase gás e líquido.

$$U_{Rel} = U_G - U_L \tag{2.9}$$

Velocidade de Arraste

É definida como a diferença entre a velocidade da fase gás e a velocidade do centro no volume da mistura.

$$U_{Ar} = U_G - U_M \tag{2.10}$$

Número de Froude

O número de Froude é um número admensional que relaciona o efeito das forças de inércia com as forças de gravidade que atuam no fluido.

$$Fr = \frac{{U_M}^2}{gD} \tag{2.11}$$

2.1.2 Padrões de escoamento

A predição de padrões de escoamento é um problema central em escoamentos bifásicos de líquido e gás em dutos. Parâmetros de projeto tal como a queda de pressão e a transferência de calor e massa são fortemente dependentes do tipo de regime de fluxo.

Além disso, para um projeto confiável de equipamentos, tal como bombas, aquecedores, dutos e condensadores, é necessário um conhecimento prévio do regime que poderá ser formado. Por isso, é importante a realização de pesquisas nessa área para o desenvolvimento de modelos e de mapas de escoamento.

Quando uma mistura de gás e líquido escoa, as duas fases podem formar diferentes tipos de regime, cada um caracterizado por uma distribuição radial e/ou axial de gás e líquido. O fluxo é normalmente caótico e as fases são difíceis de descrever. A designação do tipo de escoamento vem sendo amplamente baseada na interpretação individual da observação visual. Por isso, as características de cada tipo de fluxo devem ser especificadas da forma mais precisa possível. Barnea et al. (1980) utilizou a seguinte descrição para regimes de fluxo em dutos horizontais e inclinados:

Estratificado - O líquido escoa na superfície inferior do duto e o gás no topo. A interface pode ser tanto lisa como ondulada.

Intermitente - Neste tipo de regime de escoamento a distribuição da fase líquida no duto não é distribuida de forma uniforme axialmente. Pistões de líquido que preenchem o duto são separados por zonas de gás que contém uma camada estratificada de líquido ao longo de sua superfície inferior. O líquido pode estar aerado por pequenas bolhas que se concentram na frente do pistão e no topo do duto.

O escoamento intermitente é normalmente subdividido em *slug* e bolhas alongadas. O padrão de bolhas alongadas é considerado um caso limite do fluxo *slug* quando o pistão de líquido está livre das bolhas de gás. Com esse critério, a transição entre esses dois tipos torna-se mais fácil de identificar. Segundo Hewitt e Hall-Taylor (1970), o regime *slug* também é designado como *plug*, ou pistonado, quando em taxas de fluxo mais baixas o limite entre o gás e o líquido é bem definido. Em comparação, o *slug* ocorreria para taxas mais altas em que os limites são menos definidos, sendo considerado mais caótico.

Anular - O líquido escoa como um filme ao redor da parede do poço. Um filme líquido rodeia um núcleo de gás em alta velocidade que pode conter partículas de líquido. O filme no fundo do duto é normalmente mais espesso que o do topo dependendo da taxa de fluxo de gás e líquido.

Em baixas vazões de gás no qual é observada a transição do padrão anular para o *slug*, a maior parte do líquido escoa na parte inferior do duto. As paredes superiores do duto são intermitentemente molhadas por grandes e areadas ondas instáveis. Esse padrão não é um *slug* pois este requer uma ponte completa de líquido entre os pistões de gás e também não é anular já que este requer um filme estável ao longo de todo perímetro do duto. Logo, é designado de padrão anular ondulado.

Bolhas dispersas - A fase gás é distribuída em bolhas discretas em uma fase contínua líquida. A transição para este padrão é definida pela condição em que as bolhas que estão suspensas no líquido, ou as bolhas alongadas que estão em contato com o topo do duto são, destruídas. Quando isso acontece, a maior parte das bolhas ficam localizadas perto do topo. Em uma maior vazão de líquido, essas bolhas são

dispersas mais uniformemente.

A figura 2.1 é uma representação dos padrões de escoamento descritos anteriormente.

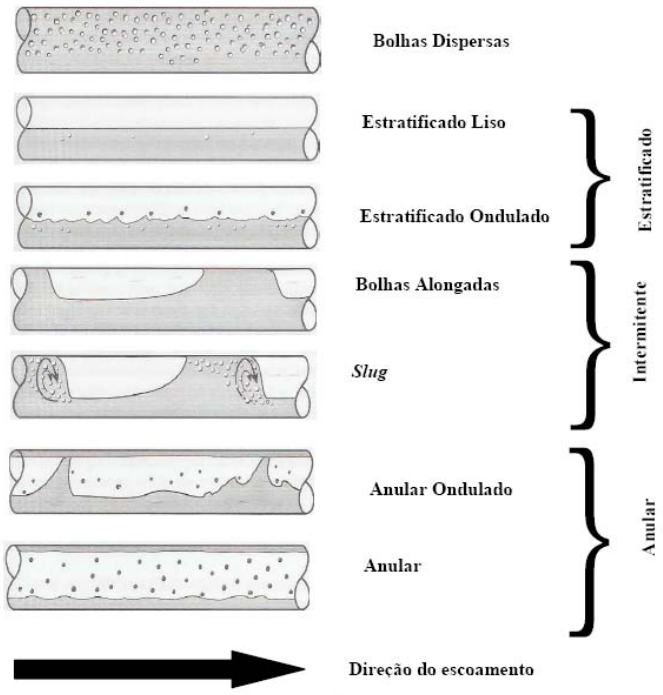

Figura 2.1: Padrões de escoamento horizontal.(Tardelli, 2009)

Taitel et al. (1980) desenvolveu modelos para prever as fronteiras de transição entre quatro padrões básicos para escoamento de gás e líquido em dutos verticais: bolhas, *slug*, *churn* e anular (vide figura 2.2). O escoamento *churn* é de certa forma similar ao do tipo *slug*. Entretanto, é muito mais caótico e desordenado. A bolha de gás, também denominada de bolha de *Taylor* é mais estreita e sua forma distorcida.

2.1.3 Mapas Empíricos de Padrões de Escoamento

Do ponto de vista da construção de equipamentos, é importante o conhecimento do padrão de escoamento que irá ocorrer de acordo com as taxas de fluxo, tamanho de duto e propriedades do fluido. Isso porque as taxas de transferência de calor e massa, a perda de momento, as taxas de mistura e as distribuições do tempo

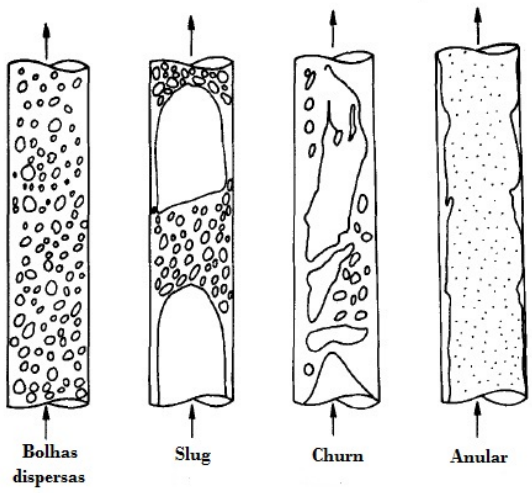

Figura 2.2: Padrões de escoamento vertical(Taitel et al., 1980)

de residência variam muito com o tipo de fluxo. Na literatura, existem diversos mapas com esse propósito tanto para escoamentos verticais como para escoamentos horizontais e ligeiramente inclinados.

Os mapas empíricos típicos de padrões de escoamento são elaborados a partir de dados experimentais que podem ser oriundos da observação do próprio autor ou de outros. Esses mapas são compostos por linhas de transição, que representam fronteiras de regiões nas quais a ocorrência de um padrão específico é observada.

Os mapas são representados por coordenadas em duas dimensões e podem ser de dois tipos básicos. Alguns autores utilizam variáveis dimensionais, tais como as velocidades superficiais da fase líquida e gasosa e fluxos de massa e momento. Para quaisquer tamanhos de dutos e conjunto de propriedades de fluidos dados, essas coordenadas irão mapear as transições, mas não há nenhuma razão para acreditar que a localização dessas curvas não serão modificadas com a alteração dessas variáveis (Taitel et al., 1980). Outros autores optam pela utilização de coordenadas adimensionais com o propósito de alinhar os resultados com o diâmetro do duto e propriedades dos fluidos. Mas na ausência de bases teóricas mais concretas, o uso desse tipo de coordenadas é também uma representação genérica.

Os diferentes parâmetros utilizados nos eixos coordenados dificultam a comparação entre os mapas de diferentes autores. Além disso, sua elaboração depende do

número de experimentos realizados e da interpretação individual de cada um, o que gera discrepâncias nas interfaces de transição e nas classificações para os diversos tipos de escoamentos.

Segundo Mandhane et al. (1974), Baker propôs um mapa de regime de fluxo baseado nos dados de Jenkis(1947), Gazley(1949) e Kosterin(1949). A maioria desses dados são para um sistema bifásico ar-água na pressão de 1 atm.

As fronteiras dos vários padrões de escoamento são mostradas como funções da vazão mássica da fase gás, $G_G = \rho_G U_{GS}$, e da razão entre as vazões mássicas das fases líquido e gás, $G_L/G_G = \rho_L U_{LS}/\rho_G U_{GS}$, sendo acrescidos de fatores de correção, $FC1$ e $FC2$, que levam em consideração as propriedades dos fluidos, sendo estes definidos através das equações 2.12 e 2.12.

$$FC1 = \left[\left(\frac{\rho_G}{\rho_a}\right)\left(\frac{\rho_L}{\rho_W}\right)\right]^{0.5} \tag{2.12}$$

$$FC1 = \frac{\sigma_{aW}}{\sigma_{GL}}\left[\left(\frac{\mu_L}{\mu_W}\right)\left(\frac{\rho_W}{\rho_L}\right)^2\right]^{0.5} \tag{2.13}$$

onde ρ, σ e μ representam respectivamente a densidade, tensão superficial e viscosidade dos fluidos.

Os seguintes valores referenciais foram utilizados:

- $\rho_a = 0.075\ lb/ft^3$ é o valor utilizado para a densidade do ar,
- $\rho_W = 62.3\ lb/ft^3$ é o valor utilizado para a densidade da água,
- $\sigma_{aW} = 73.0\ dyne/cm$ é o valor utilizado para a tensão superficial ar-água,
- $\mu_W = 1.0\ centipoise$ é o valor utilizado para a viscosidade da água.

A figura 2.3 apresenta o mapa de Baker.

Beggs e Brill (1973) desenvolveram um método para prever o regime de escoamento para um sistema bifásico em um duto horizontal. Eles realizaram estudos em dutos de acrílico com 90 ft de comprimento e diâmetros de 1 e 1.5 in, cujas inclinações podiam variar entre $-90°$ e $90°$. Os fluidos utilizados foram ar e água. Para cada diâmetro de duto, as vazões de gás e líquido eram variadas para que pudesse ser

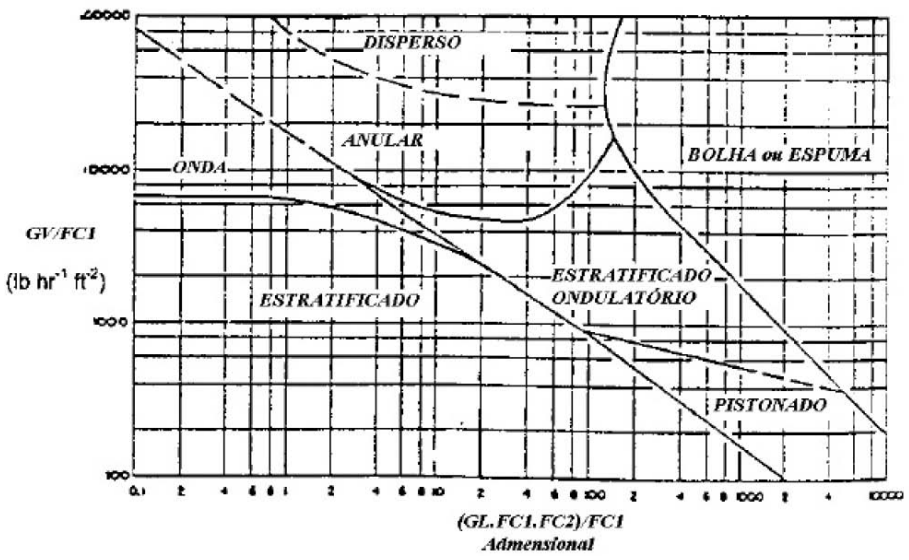

Figura 2.3: Mapa de Baker (1954)(Filho, 2010)

observado o tipo de escoamento. Somente três tipos foram considerados como forma de simplificação dos limites de transição: segregado, intermitente e distribuído.

O mapa desenvolvido e apresentado em 2.4 possui como coordenadas o número de Froude e a fração de descarga da fase líquida, que podem ser calculados pelas equações 2.11 e 2.4, respectivamente.

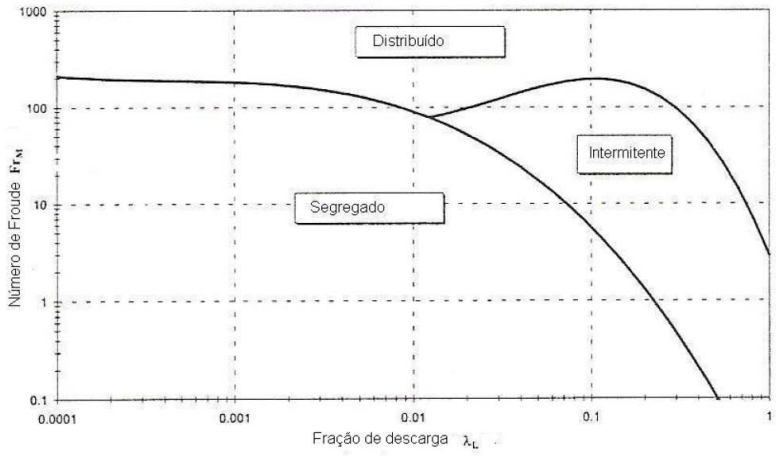

Figura 2.4: Mapa de Beggs e Brill (1973)

Os autores também ajustaram equações às linhas de transição da figura 2.4 para que o tipo de regime pudesse ser determinado sem referência ao gráfico. O padrão de escoamento pode ser determinado da seguinte forma:

1. Se $Fr < L_1$, o escoamento é segregado,

2. Se $Fr > L_1$ e $Fr > L_2$, o escoamento é distribuído,

3. Se $L_1 < Fr < L_2$, o escoamento é intermitente.

L_1 e L_2 são calculados por:

$$L_1 = \exp\left(-4.62 - 3.757x - 0.481x^2 - 0.0207x^3\right) \tag{2.14}$$

e

$$L_2 = \exp\left(1.061 - 4.602x - 1.609x^2 - 0.179x^2 + 0.635 \times 10^{-3}x^5\right), \tag{2.15}$$

onde $x = \ln(\lambda)$.

Outro mapa que possui bastante aceitação e é utilizado por vários pesquisadores é o elaborado por Mandhane et al. (1974) apresentado na figura 2.5. As fronteiras de transição foram localizadas a partir de dados de 1178 observações de padrões de escoamento para um sistema ar-água. Entretanto, quando uma linha de transição razoável não podia ser determinada, dados de um banco com 5934 observações de padrões de escoamento eram utilizados.

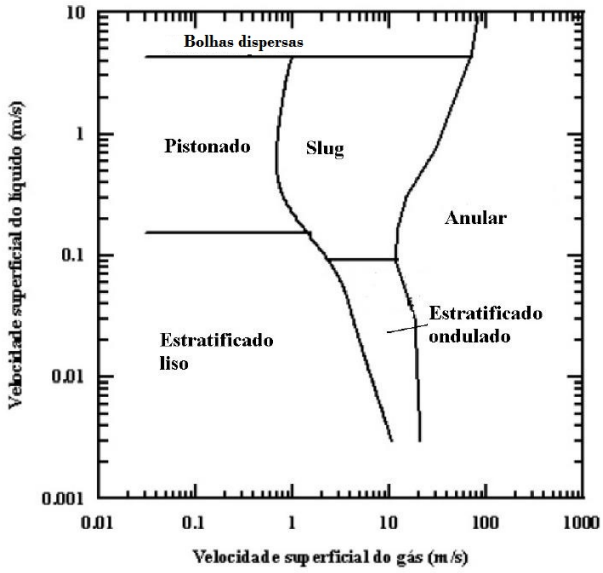

Figura 2.5: Mapa de regime de escoamento proposto por Mandhane et al. (1974)

O trabalho de Mandhane et al. (1974) embora seja uma aproximação correlacional, foi elaborado utilizando uma ampla base de dados comparativamente maior do que Beggs e Brill (1973). Entretanto, uma vez que a maioria dos dados foram obtidos para o escoamento ar-água em tubos de $12,7$ mm a $165,1$ mm de diâmetro, a localização dos limites de transição é fortemente influenciada por esses sistemas. Apesar dessa limitação, este mapa tornou-se um dos mais simples de ser utilizado, bem como apresentou melhor concordância com os demais mapas existentes. Também apresenta melhor concordância com os dados experimentais disponíveis para escoamentos bifásicos ar-água (Filho, 2010).

2.1.4 Modelo Teórico para Determinação de Padrões de Escoamento

No estudo de escoamentos bifásicos é comum coletar dados para diferentes taxas de fluxo e propriedades de fluidos e visualizar o regime de escoamento através de uma janela transparente da seção de um teste. Em seguida, esses dados são localizados em um mapa de duas dimensões para permitir a definição das fronteiras de transição entre os diferentes regimes.

Esses mapas empíricos dependem fortemente dos dados que estão sendo utilizados para sua elaboração. Por isso, a sua utilização para diâmetros de dutos, inclinações, propriedades de fluidos e taxas de fluxo diferentes daquelas utilizadas no experimento é incerta.

Os modelos teóricos, por sua vez, levam em consideração os mecanismos físicos envolvidos na transição entre os diferentes regimes e os efeitos das variáveis citadas. O modelo apresentado por Taitel e Dukler (1976) para um sistema bifásico e dutos horizontais e ligeiramente inclinados possui uma grande aceitação e uso.

A sua análise considera as condições de transição entre cinco regimes de fluxo básicos: estratificado de interface lisa, estratificado de interface ondulada, intermitente (*slug* e *plug*), anular com líquido disperso e bolhas dispersas. Nenhuma distinção é feita entre *slug*, *plug* e bolhas alongadas, sendo todos considerados diferentes formas de escoamento intermitente. O fluxo anular com líquido disperso

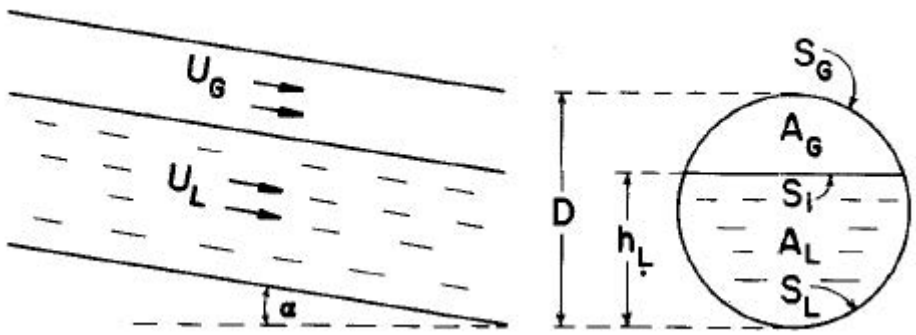

Figura 2.6: Escoamento estratificado no equilíbrio(Taitel e Dukler, 1976)

engloba tipos de regimes com diferentes níveis de entrada de líquido, variando entre pequenos e grandes montantes de líquido disperso.

O processo de análise das transições entre os padrões de fluxo se inicia com a condição de escoamento estratificado. O objetivo é visualizar o líquido neste regime e determinar o mecanismo pelo qual a mudança pode ocorrer assim como o novo regime que é formado a partir dessa transformação. A primeira etapa do modelo é, então, desenvolver as relações matemáticas para o escoamento estratificado.

Considerando um escoamento estratificado de interface lisa no equilíbrio conforme a figura 2.6, temos que a equação de balanço de momento para cada fase é (Taitel e Dukler, 1976):

$$-A_G\left(\frac{dP}{dx}\right) - \tau_{wG}S_G - \tau i S_i + \rho_G A_G \sin\alpha = 0 \tag{2.16}$$

$$-A_L\left(\frac{dP}{dx}\right) - \tau_{wL}S_L - \tau i S_i + \rho_L A_L \sin\alpha = 0 \tag{2.17}$$

Igualando os termos relativos à queda de pressão:

$$\tau_{wG}\frac{S_G}{A_G} - \tau_{wL}\frac{S_L}{A_L} + \tau_i S_i\left(\frac{1}{A_L} + \frac{1}{A_G}\right) + (\rho_L - \rho_G)g\sin\alpha = 0. \tag{2.18}$$

As tensões cisalhantes são representadas por:

$$\tau_{wL} = f_L\frac{\rho_L U_L^2}{2} \tag{2.19}$$

$$\tau_{wG} = f_G\frac{\rho_G U_G^2}{2} \tag{2.20}$$

$$\tau_i = f_i \frac{\rho_G (U_G^2 - U_i^2)}{2} \tag{2.21}$$

com os fatores de fricção do gás e do líquido expressos por:

$$f_L = C_L \left(\frac{D_L U_L}{\nu_L} \right)^{-n} \tag{2.22}$$

$$f_G = C_G \left(\frac{D_G U_G}{\nu_G} \right)^{-m} \tag{2.23}$$

onde D_L e D_G são os diâmetros hidráulicos, que podem ser obtidos pelas expressões:

$$D_L = \frac{4A_L}{S_L} \tag{2.24}$$

$$D_G = \frac{4A_G}{S_G + S_i} \tag{2.25}$$

Gazley (1949) estabeleceu que para um escoamento estratificado de interface lisa $f_i \approx f_G$. Além disso, em condições de fluxo nas quais as transições ocorrem, $U_G >> U_L$. Logo, a tensão cisalhante interfacial é calculada da mesma forma que a tensão cisalhante entre a parede do duto e o gás.

Taitel e Dukler (1976) utilizam os valores de C_G, C_L, n e m apresentados na tabela 2.1.

Tabela 2.1: Valores das constantes para o cálculo dos fatores de atrito

Constantes	Escoamento Turbulento	Escoamento Laminar
C_L	0.046	16
C_G	0.046	16
m	0.2	1.0
n	0.2	1.0

É útil transformar as equações acima para a forma adimensional. As variáveis utilizadas como referência são: D para comprimento, D^2 para área e as velocidades superficiais, U_{LS} e U_{GS}, para as velocidades do líquido e gás, respectivamente. Indicando as variáveis adimensionais por ($\tilde{}$), as equações 2.18, 2.19, 2.20, 2.21, 2.22 e 2.23 assumem a seguinte forma:

$$X^2 \left[\left(\tilde{U_L} \tilde{D_L} \right)^{-n} \tilde{U_L^2} \frac{\tilde{S_L}}{\tilde{A_L}} \right] - \left[\left(\tilde{U_G} \tilde{D_G} \right)^{-m} \tilde{U_G^2} \left(\frac{\tilde{S_G}}{\tilde{A_G}} \frac{\tilde{S_i}}{\tilde{A_L}} \frac{\tilde{S_i}}{\tilde{A_G}} \right) \right] - 4Y = 0 \tag{2.26}$$

onde

$$X^2 = \frac{\frac{4C_L}{D}\left(\frac{U_{LS}D}{\nu_L}\right)^{-n}\frac{\rho_L\left(U_{LS}^2\right)}{2}}{\frac{4C_G}{D}\left(\frac{U_{GS}D}{\nu_G}\right)^{-m}\frac{\rho_G\left(U_{GS}^2\right)}{2}} = \frac{\left|\left(\frac{dP}{dx}\right)_{LS}\right|}{\left|\left(\frac{dP}{dx}\right)_{GS}\right|} \tag{2.27}$$

$$Y = \frac{\left(\rho_L - \rho_G\right) g \sin\alpha}{\frac{4C_G}{D}\left(\frac{U_{GS}D}{\nu_G}\right)^{-m}\frac{\rho_G(U_{GS})^2}{2}} = \frac{\left(\rho_L - \rho_G\right) g \sin\alpha}{\left|\left(\frac{dP}{dx}\right)_{GS}\right|} \tag{2.28}$$

X é conhecido como um parâmetro introduzido por Lockhart e Martinelli (1949) e pode ser calculado com o conhecimento das taxas de fluxo, propriedades do fluido e diâmetro do duto. Y vale zero para dutos horizontais e representa as forças relativas atuando no líquido na direção do fluxo devido à gravidade e à queda de pressão. Também pode ser calculado diretamente.

Todas as variáveis adimensionais com o acento ˜ dependem apenas de $\tilde{h_l} = \frac{h_L}{D}$ e são representadas por:

$$\tilde{A_L} = 0.25\left[\pi - \cos^{-1}\left(2\tilde{h_L} - 1\right) + \left(2\tilde{h_L} - 1\right)\sqrt{1 - \left(2\tilde{h_L} - 1\right)^2}\right] \tag{2.29}$$

$$\tilde{A_G} = 0.25\left[\cos^{-1}\left(2\tilde{h_L} - 1\right) - \left(2\tilde{h_L} - 1\right)\sqrt{1 - \left(2\tilde{h_L} - 1\right)^2}\right] \tag{2.30}$$

$$\tilde{S_L} = \pi - \cos^{-1}\left(2\tilde{h_L} - 1\right) \tag{2.31}$$

$$\tilde{S_L} = \cos^{-1}\left(2\tilde{h_L} - 1\right) \tag{2.32}$$

$$\tilde{S_i} = \sqrt{1 - \left(2\tilde{h_L} - 1\right)^2} \tag{2.33}$$

$$\tilde{U_L} = \frac{\tilde{A}}{\tilde{A_L}} \tag{2.34}$$

$$\tilde{U_G} = \frac{\tilde{A}}{\tilde{A_G}} \tag{2.35}$$

Cada par $X-Y$ corresponde a um único valor de h_L/D para todas as condições de tamanho de duto, propriedades de fluido, taxas de fluxo e inclinação para as quais o escoamento estratificado existe.

Como resultado da teoria, cinco grupos adimensionais emergiram para ajudar a prever as transições dos diferentes padrões de escoamento:

$$X = \left[\frac{\left| \left(\frac{dP}{dx} \right)_{LS} \right|}{\left| \left(\frac{dP}{dx} \right)_{GS} \right|} \right]^{1/2} \tag{2.36}$$

$$T = \left[\frac{\left| \left(\frac{dP}{dx} \right)_{LS} \right|}{(\rho_L - \rho_G) g \cos \alpha} \right]^{1/2} \tag{2.37}$$

$$Y = \frac{(\rho_L - \rho_G) g \sin \alpha}{\left| \left(\frac{dP}{dx} \right)_{GS} \right|} \tag{2.38}$$

$$F = \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G}} \frac{U_{GS}}{\sqrt{Dg \cos \alpha}} \tag{2.39}$$

$$K = F \left[\frac{DU_{LS}}{\nu_L} \right]^{1/2} = F \left[Re_{LS} \right]^{1/2} \tag{2.40}$$

Todas as relações acima podem ser determinadas a partir das condições de operação já que os gradientes de pressão e as velocidades são calculados pelas condições de superfície.

As transações entre os regimes são controladas pelos grupos apresentados na tabela 2.2.

Tabela 2.2: Grupos adimensionais que controlam as transições entre os regimes

Transições	Grupos
Estratificado para Anular	X,F,Y
Estratificado para Intermitente	X,F,Y
Intermitente para Bolhas dispersas	X,T,Y
Estratificado liso para Estratificado ondulado	X,K,Y
Anular com líquido disperso para intermitente e para bolhas dispersas	X,Y

As predições do modelo teórico de Taitel e Dukler (1976) foi comparada com mapas empíricos de outros autores.

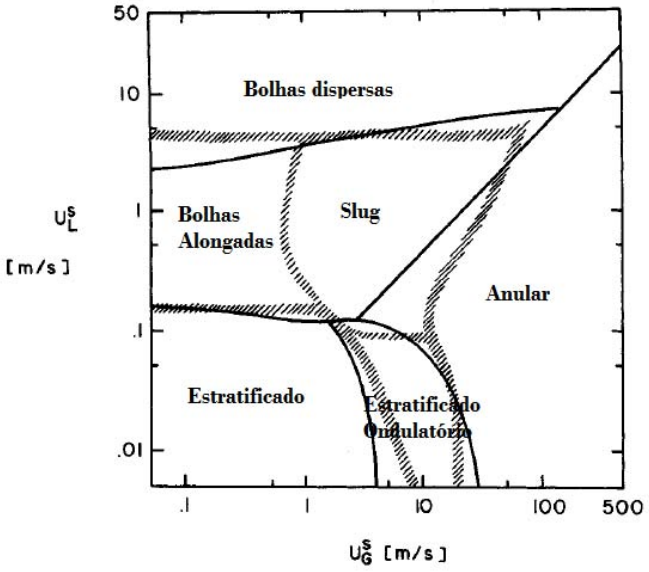

Figura 2.7: Comparação da Teoria com a parte experimental(Taitel e Dukler, 1976).

Para um sistema água-ar a 25° e 1 em um duto horizontal de 2.5 cm de diâmetro, foi realizada uma comparação com os experimentos de Mandhane et al. (1974). O resultado está apresentado na figura 2.7, em que as linhas contínuas representam o modelo teórico descrito e as bandas representam as fronteiras de Mandhane. Uma concordância bem satisfatória é encontrada em relação a tendência das curvas e sua localização absoluta.

Na época em que o artigo foi escrito, a comparação só foi possível para dutos horizontais devido a falta de informações para dutos inclinados. Posteriormente, Barnea et al. (1980) realizou experimentos para escoamentos ascendentes com ângulos de 0.25, 0.5, 1, 2 e 10° e para escoamentos descendentes com ângulos de 1, 2, 5 e 10°.

Como resultado, pode-se dizer que existe uma boa concordância entre o modelo teórico e os experimentos para ângulos de até 10°, exceto para a transição entre o estratificado liso e o ondulado para escoamentos descendentes. A figura 2.8 contém dados experimentais e o mapa teórico de Taitel para o escoamento descendente com ângulo de 10°.

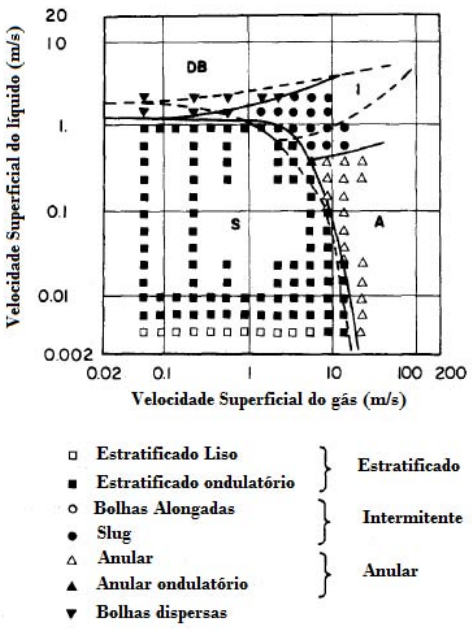

Figura 2.8: Mapa teórico e empírico para escoamento descendente com ângulo de 10° em um duto de 2.5cm de diâmetro(Taitel e Dukler, 1976)

2.2 Modelos para estimativa das viscosidades

A viscosidade de um fluido é uma medida da sua resistência ao fluxo. Várias unidades de medição podem ser empregadas, porém a mais comum é o *centipoise*, que tem como símbolo *cp*. Os modelos que se seguem podem ser utilizados para estimar as viscosidades do gás natural e do óleo e estão disponíveis em Rosa et al. (2006).

2.2.1 Viscosidade do gás natural

A viscosidade,(μ), de um gás natural varia com a pressão e com a temperatura, ou seja,

$$\mu = f\left(p, T\right)$$

.

Os gases com comportamento de gás ideal (baixas pressões) apresentam uma variação crescente da viscosidade com a temperatura. Para pressões elevadas (com-

portamento não-ideal, ou seja, de gás real), os gases tem comportamento idêntico ao dos líquidos, isto é, a sua viscosidade cresce com a pressão e decresce com a temperatura.

Para valores de densidades menores que 1.5(região de interesse na engenharia de reservatórios), o valor da viscosidade, μ_1, pode ser calculado através da seguinte equação matemática:

$$\mu_1 = \mu_1^* + (\Delta\mu_1)_{N_2} + (\Delta\mu_1)_{CO_2} + (\Delta\mu_1)_{H_2S} \tag{2.41}$$

onde μ_1^* é o valor de μ_1 não corrigido e $(\Delta\mu_1)_{N_2}$, $(\Delta\mu_1)_{CO_2}$ e $(\Delta\mu_1)_{H_2S}$ são as correções devido às eventuais presenças de nitrogênio, gás carbônico e gás sulfídrico, respectivamente. Os valores dessas parcelas que compõem o cálculo de μ_1 são dados pelas expressões:

$$\mu_1^* = \left(1.799 \times 10^{-5} - 2.062 \times 10^{-6} d_G\right) T + 8.188 \times 10^{-3} - 6.15 \times 10^{-3} \log d_G \tag{2.42}$$

$$(\Delta\mu_1)_{N_2} = y_{N_2} \left(8.48 \times 10^{-3} \log d_G + 9.59 \times 10^{-3}\right) \tag{2.43}$$

$$(\Delta\mu_1)_{CO_2} = y_{CO_2} \left(9.08 \times 10^{-3} \log d_G + 6.24 \times 10^{-3}\right) \tag{2.44}$$

$$(\Delta\mu_1)_{H_2S} = y_{CO_2} \left(8.49 \times 10^{-3} \log d_G + 3.73 \times 10^{-3}\right) \tag{2.45}$$

onde d_G é a densidade do gás, T é a temperatura em $^\circ F$ e y_i e a fração molar do componente i na mistura.

Por definição:

$$d_G = \frac{\rho_G}{\rho_{ar}} \tag{2.46}$$

O efeito da pressão e da temperatura podem ser encontrados através de uma relação entre (μ/μ_1), onde μ é o valor da viscosidade a uma dada pressão e μ_1 é a viscosidade a pressão de 1 atm, e as coordenadas pseudo-reduzidas.

Dempsy(1965) desenvolveu um programa de computador para calcular a razão (μ/μ_1), tendo apresentado a seguinte expressão matemática:

$$\ln\left(\frac{\mu}{\mu_1} T_{pr}\right) = a_0 + a_1 p_{pr} + a_2 p_{pr}^2 + a_3 p_{pr}^3 + T_{pr}\left(a_4 + a_5 p_{pr} + a_6 p_{pr}^2 + a_7 p_{pr}^3\right) \tag{2.47}$$
$$+ T_{pr}^2\left(a_8 + a_9 p_{pr} + a_{10} p_{pr}^2 + a_{11} p_{pr}^3\right) + T_{pr}^3\left(a_{12} + a_{13} p_{pr} + a_{14} p_{pr}^2 + a_{15} p_{pr}^3\right)$$

A tabela 2.3 contém o valor das constantes utilizadas.

Tabela 2.3: Valores das constantes para o modelo de Dempsy(1965)

$a_0 = -2.46211820 \times 10^0$	$a_8 = -7.93385684 \times 10^{-1}$
$a_1 = 2.97054714 \times 10^0$	$a_9 = 1.39643306 \times 10^0$
$a_2 = -2.86264054 \times 10^{-1}$	$a_{10} = -1.49144925 \times 10^{-1}$
$a_3 = 8.05420522 \times 10^{-3}$	$a_{11} = 4.41015512 \times 10^{-3}$
$a_4 = 2.80860949 \times 10^0$	$a_{12} = 8.39387178 \times 10^{-2}$
$a_5 = 2.80860949 \times 10^0$	$a_{13} = -1.86408848 \times 10^{-1}$
$a_6 = 3.60373020 \times 10^{-1}$	$a_{14} = 2.03367881 \times 10^{-2}$
$a_7 = -1.04432413 \times 10^{-2}$	$a_{15} = -6.09579263 \times 10^{-4}$

As propriedades pseudo-reduzidas das misturas gasosas são definidas em termos das propriedades pseudo-críticas:

$$p_{pr} = \frac{p}{p_{pc}} \tag{2.48}$$

$$T_{pr} = \frac{T}{T_{pc}} \tag{2.49}$$

Standing(1951) apresentou as seguintes equações para estimar as propriedades pseudo-críticas:

$$p_{pc}(psia) = 677 + 15d_G - 37.5d_G^2 \tag{2.50}$$

$$T_{pc}(R) = 168 + 325d_G - 12.5d_G^2 \tag{2.51}$$

para o gás natural seco, e:

$$p_{pc}(psia) = 706 - 51.7d_G - 11.1d_G^2 \tag{2.52}$$

$$T_{pc}(R) = 187 - 330d_G - 71.5d_G^2 \tag{2.53}$$

para o gás natural úmido, isto é, gás de reservatório de óleo ou condensado.

2.2.2 Viscosidade do óleo

A viscosidade de um líquido é afetada pelas variações de temperatura e pressão. Ao contrário do comportamento de um gás ideal, nos líquidos a viscosidade decresce

com a temperatura e cresce com a pressão. Além disso, no caso de hidrocarbonetos a viscosidade decresce com o aumento da quantidade de gás em solução.

A viscosidade de um óleo saturado (óleo na pressão do ponto de bolha), pode ser representada pela seguinte função analítica:

$$\mu_{ob}(cp) = A\left({\mu_{om}}^{b}\right) \tag{2.54}$$

onde μ_{om} é a viscosidade do óleo morto, em cp,

$$A = anti\log\left[R_s\left(2.2\times10^{-7}R_s - 7.4\times10^{-4}\right)\right] \tag{2.55}$$

$$b = \frac{0.68}{10^{8.62}\times10^{-5}R_s}\frac{0.25}{10^{1.1}\times10^{-3}R_s}\frac{0.062}{10^{3.74}\times10^{-3}R_s} \tag{2.56}$$

e R_s é a razão de solubilidade expressa em SCF/STB.

O chamado óleo morto seria o óleo obtido nas condições de tanque, ou seja, praticamente nas condições-padrão, quando uma determinada massa de óleo do reservatório fosse transportada para essas condições. Assim, todo o gás inicialmente dissolvido no óleo do reservatório já teria saído de solução, originando então a denominação de *óleo morto*.

A viscosidade do óleo morto, na temperatura do reservatório e na pressão atmosférica, pode ser estimada através da correlação de Beal(1946), em função do $^{\circ}API$ do óleo e da temperatura do reservatório pela equação 2.57.

$$\mu_{om}(cp) = \left(0.32 + \frac{1.8\times10^{7}}{^{\circ}API^{4.53}}\right)\left(\frac{360}{T(^{\circ}F)+200}\right)^{a} \tag{2.57}$$

$$a = anti\log\left(0.43 + \frac{8.33}{^{\circ}API}\right) \tag{2.58}$$

2.3 Modelo para escoamento vertical do tipo *slug*

O escoamento vertical do tipo *slug* é formado por longas bolhas de *Taylor* separadas por pistões de líquido. Os *slugs* de líquido normalmente contém pequenas bolhas.

Taitel (1986) desenvolveu um modelo simplificado, baseado no trabalho de Fernandes et al. (1983). A simplificação permite obter uma solução relativamente simples com pouca perda de precisão.

A velocidade translacional da bolha de *Taylor* é representada por

$$U_t = 1.2U_S + 0.35\sqrt{gD}, \tag{2.59}$$

onde U_S é a velocidade superficial da mistura calculada por

$$U_S = U_{LS} + U_{GS}. \tag{2.60}$$

Um balanço de massa da fase líquida relativo ao sistema de coordenadas que se move com a velocidade translacional U_t resulta em

$$H_{lf}\left(U_t + U_f\right) = H_{ls}\left(U_t + U_L\right), \tag{2.61}$$

onde U_L é a velocidade do líquido no *slug*, U_f é a velocidade do filme ao redor da bolha de *Taylor* (positiva para escoamento descendente), H_{ls} é o holdup do líquido no *slug* e H_{lf} é o holdup na área transversal da bolha de *Taylor* e do filme líquido.

A fração de vazio no líquido é aproximadamente 30 % (Fernandes et al., 1983), logo $H_{ls} = 0.7$.

No *slug* de líquido, a velocidade relativa da bolha, U_0, pode ser calculada por (Harmathy, 1960):

$$U_0 = 1.53\left[\frac{g\left(\rho_L - \rho_G\right)\sigma}{\rho_L^2}\right]^{1/4}. \tag{2.62}$$

Então:

$$U_L = U_S - U_0\left(1 - H_{ls}\right) \tag{2.63}$$

O filme líquido ao redor da bolha de *Taylor* é considerado como um filme caindo em queda livre para o qual a espessura é dada por (Wallis, 1969):

$$\frac{\delta}{D} = k\left[\frac{\mu_L^2}{D^3 g\left(\rho_L - \rho_G\right)\rho_L}\right]^{1/3}\left[\frac{4\Gamma}{\mu_L}\right]^m \tag{2.64}$$

onde Γ é a taxa de fluxo mássico por unidade do comprimento periférico, $\Gamma = \rho_L U_f \delta$. k e m valem 0.909 e 1/3 para o escoamento laminar. Para o escoamento turbulento ($Re = 4\Gamma/\mu_L > 1000$) várias relações são sugeridas. Wallis (1969) sugere $k = 0.115$ e $m = 0.6$. Belkin et al. (1959) sugeriu $k = 0.063$ e $m = 2/3$. Fernandes et al. (1983), por outro lado, recomenda fortemente o uso da relação de Brotz (1954) que sugere $k = 0.062$ e $m = 2/3$.

A equação 2.64 pode ser reescrita como

$$U_f = \left\{ \frac{\left(\frac{\delta}{D}\right)^{1-m}}{k\left[\frac{\mu_L^2}{D^3 g(\rho_L-\rho_G)\rho_L}\right]^{1/3}\left[\frac{4\rho_L D}{\mu_L}\right]^m} \right\}^{1/m} \tag{2.65}$$

O holdup no filme, H_{lf}, é diretamente relacionado a espessura do filme pela relação

$$H_{lf} = 4\frac{\delta}{D} - 4\left(\frac{\delta}{D}\right)^2 \tag{2.66}$$

A equação 2.61 pode ser resolvida usando técnicas de iteração com as equações 2.66, 2.65 e 2.63 para encontrar a solução para a velocidade do filme e o *holdup* no filme.

Capítulo 3

A intermitência severa

A intermitência severa é considerada um regime de fluxo instável pois é associado a grandes e abruptas flutuações de pressão e nas vazões de gás e líquido no separador. É um fenômeno que pode ocorrer em um sistema *pipeline-riser* quando um *pipeline* inclinado para baixo ou ondulado se encontra com 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 de 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 líquida para o separador.

Segundo Taitel (1986), a sua ocorrência requer que o regime de fluxo no *pipeline* seja estratificado. Ainda segundo este autor, o processo de formação desse fenômeno pode ser descrito de acordo com as etapas descritas abaixo e representadas na figura 3.1.

A primeira é a formação do pistão. O líquido que entra no *pipeline* se acumula na base do *riser*, bloqueando a passagem de gás e causando a sua compressão. Quando o líquido atinge o topo do *riser*, a segunda etapa é o início da movimentação do pistão em direção ao separador. Depois que o gás que estava bloqueado no *pipeline* atinge a base do *riser*, o líquido continua a escoar em direção ao separador com uma maior velocidade, caracterizando um *blowout*.

Na última etapa, o líquido remanescente desce para a base do *riser* (*liquid falback*) e o processo de formação do *slug* ocorre novamente.

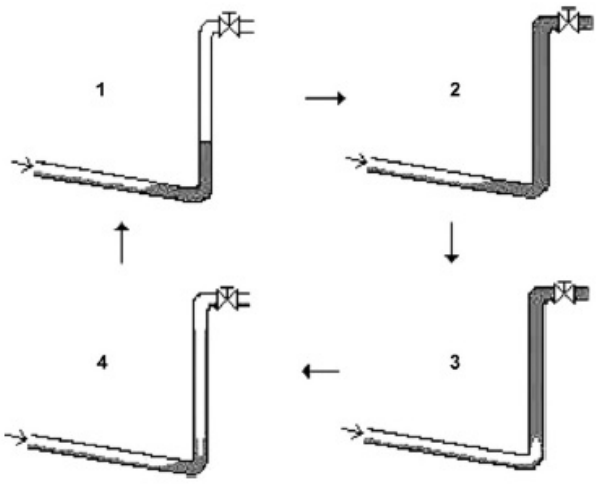

Figura 3.1: Comportamento cíclico da intermitência severa em um sistema *pipeline-riser* (Sivertsen et al., 2010)

Então, as principais características desse fenômeno são:

- Ocorre a baixas vazões de gás e líquido,
- A grande pressão estática causada pelo acúmulo de líquido no *riser* leva a uma grande variação na pressão quando o acúmulo de gás causa o deslocamento do líquido,
- Grandes variações nas vazões de líquido e gás no separador,
- Periodicidade dos parâmetros característicos tal como flutuação da pressão e variação das vazões.

A figura 3.2 apresenta um gráfico típico da variação de pressão durante um *slugging* severo. As variações na pressão e no *holdup* refletem a natureza instável desse tipo de regime. Quando o líquido atinge o topo do *riser*, a pressão no *pipeline* atinge seu máximo. Em seguida, a pressão cai gradualmente conforme o slug segue em direção ao separador. Quando a parte final do *slug* atinge a topo do *riser*, a pressão começa a cair até seu valor mínimo, próximo à pressão do separador.

O tempo necessário para formar um pistão por completo é apresentado como T_1. O tempo necessário para transportar o pistão até o separador é indicado por

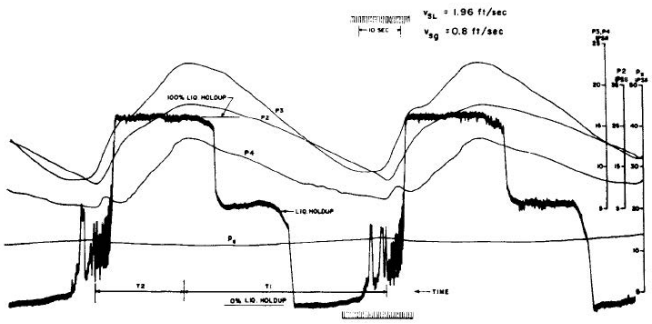

Figura 3.2: Pressão e *holdup* típicos da intermitência severa(Schmidt et al., 1980)

T_2. O tempo total, $(T_1 + T_2)$, é denominado de período da intermitência severa.

3.1 Tipos de intermitência severa

LUO et al. (2011) classificou o *slugging* severo em três tipos. O regime I ocorre a baixas taxas de fluxo de gás e líquido e o comprimento do pistão de líquido é tão grande quanto uma ou várias vezes o comprimento do *riser*.

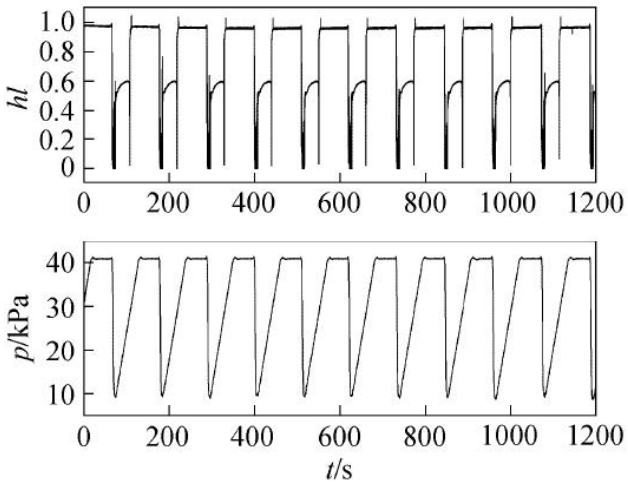

Figura 3.3: Pressão e *Holdup* para o regime I(LUO et al., 2011)

A figura 3.3 apresenta as curvas de flutuação para a pressão e para a fração de líquido que indicam as características do regime I: grande flutuação na pressão, fluxo intermitente de líquido e gás no *riser* e aparente interrupção da fase líquida

No regime II, conforme a vazão de gás aumenta, o gás no *pipeline* inclinado

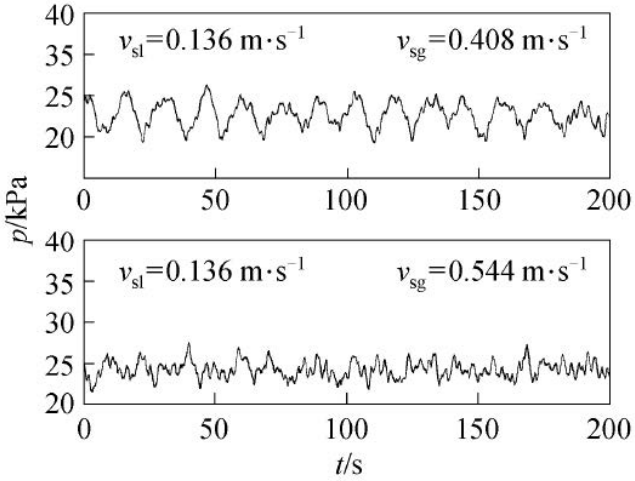

Figura 3.4: Pressão para o regime II(LUO et al., 2011)

atinge o *riser* antes que a coluna de líquido acumulado atinja o topo do *riser*. Sendo assim, a descarga de líquido é menor que no regime I. Quando a vazão de gás aumenta ainda mais, o gás entra continuamente no *riser* e pistões contendo muitas bolhas são formandos. O regime de fluxo que se forma, então, no *riser* é *slug* ou *plug* e nenhuma interrupção da fase gasosa ocorre no separador, mas o *blowout* de gás e líquido ainda ocorre.

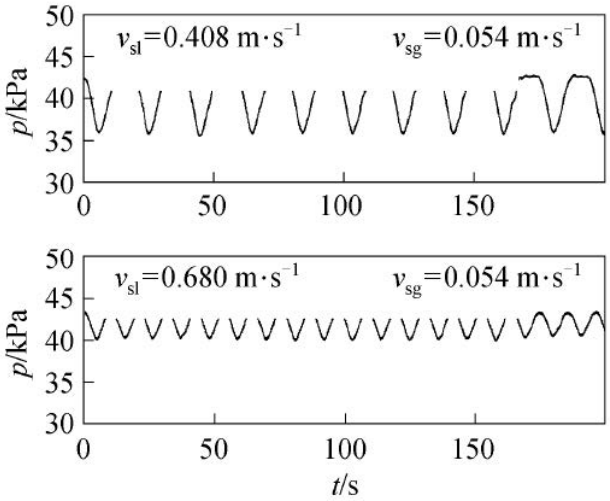

Figura 3.5: Pressão para o regime III(LUO et al., 2011)

A figura 3.4 demonstra que esse regime apresenta uma flutuação periódica. Conforme a vazão de gás aumenta, o comprimento do ciclo muda mais intensamente

até que a periodicidade desaparece gradualmente. O líquido escoa para o separador de forma descontínua sem interrupção da fase gasosa.

No regime de intermitência severa do tipo III, conforme a vazão de líquido aumenta, a coluna de líquido formada ao final de um período se torna maior e a crescente velocidade do nível de líquido também. Quando a vazão de líquido aumenta até um certo valor, todo o *riser* está preenchido de líquido ao final do *blowout* e não ocorre interrupção desta fase na saída do duto.

A figura 3.5 indica que a periodicidade do regime III é basicamente correspondente àquela do regime I. Entretanto, conforme a vazão de líquido aumenta, a flutuação da pressão se torna menor gradualmente, a intermitência severa diminui e um regime estável de bolhas ou plug é formado. O gás escoa para o separador de forma descontínua sem interrupção da fase líquida.

Em uma certa vazão de líquido e gás, existe um longo período de fluxo estável, mas a intermitência severa pode ocorrer ocasionalmente, resultando em flutuações na pressão e na vazão de saída. Esse regime é conhecido como intermitência severa irregular. Esse tipo de regime aparece na região II e III quando as vazões do gás e do líquido estão muito próximas àquelas do regime estável.

Schmidt et al. (1980) realizou testes e fez observações em um duto horizontal de 30.48 m de comprimento e aproximadamente 5 cm de diâmetro seguidos por um duto vertical de 15.24 m de altura e 5 cm de diâmetro - simulando um sistema *pipeline-riser*. Os dutos podiam ser inclinados em $\pm 5°$ e os fluidos utilizados foram ar e querosene.

Em seu estudo experimental, o autor elaborou o mapa da figura 3.6 que indica as regiões I, II e III de uma intermitência severa.

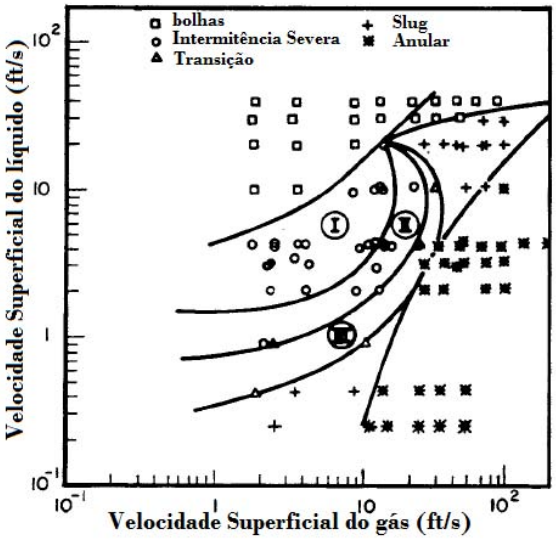

Figura 3.6: Mapa de regime de escoamento em um *riser* com um *pipeline* inclinado em $-5°$ de inclinação

3.2 Modelos hidrodinâmicos

3.2.1 Modelo para intermitência severa de Schmidt et al. (1980)

Neste modelo, as variáveis de interesse foram relacionadas umas às outras através de equações diferenciais ordinárias baseadas no princípio fundamental da física. A figura 3.7 apresenta um resumo da transferência de informações do modelo.

Os dados de entrada consistem em informações sobre o fluxo, geometria e propriedades físicas do fluido. As variáveis hidrodinâmicas derivadas do modelo são representadas na saída e indicadas na figura 3.8.

O modelo considera um pistão de líquido formado tanto no *pipeline* inclinado negativamente como no *riser* vertical. Os volumes ocupados pelo gás e pelo líquido também estão representados.

O tempo necessário para transportar o líquido para o separador, T_2, foi encontrado neste estudo como sendo anormalmente pequeno devido ao efeito sifão causado pela posição inferior do separador em relação ao *riser*. A seguinte relação

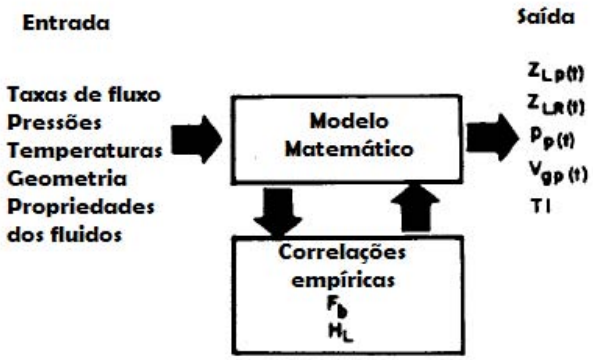

Figura 3.7: Diagrama esquemático da transferência de informação do modelo de intermitência severa (Schmidt et al., 1980)

foi encontrada:

$$T_2/T_1 \approx 0.5 \tag{3.1}$$

O modelo proposto é limitado em sua aplicação para a região I da intermitência severa. Essa região causa as condições de operação mais adversas para a produção.

Ele foi desenvolvido assumindo as seguintes hipóteses.

1. O fluxo mássico de líquido e gás é mantido constante durante o período da intermitência severa.

2. A pressão no separador é constante.

3. Os pistões de líquido formados no *riser* e no *pipeline* não contém bolhas.

4. O fração da fase líquida, *holdup*, é uniforme ao longo do comprimento do *pipeline*.

5. A interface gás/líquido é horizontal.

6. O processo é isotérmico.

Aplicando a equação do estado para os gás no *pipeline*,

$$p_p V_{Gp} = \frac{zmRT}{M} \tag{3.2}$$

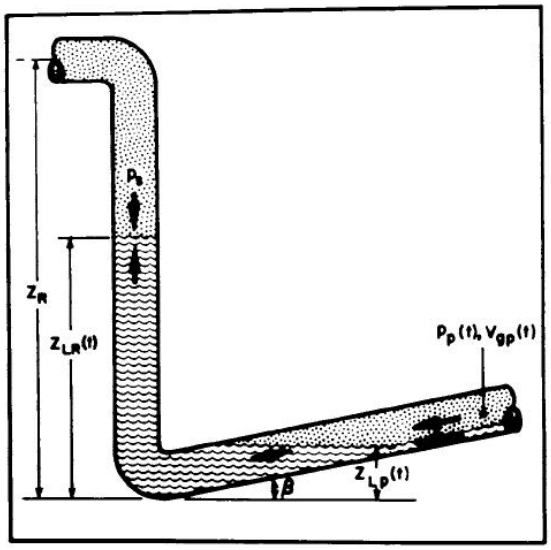

Figura 3.8: Modelo hidrodinâmico para intermitência severa (Schmidt et al., 1980)

Diferenciando em relação ao tempo, assumindo mudanças negligenciáveis em z, temos:

$$p_p \frac{dV_{Gp}}{dt} + V_{Gp} \frac{dp_p}{dt} = \frac{zRT}{M} \frac{dm}{dt} \tag{3.3}$$

O lado direito da equação 3.3 é constante já que a taxa de fluxo mássico do gás é assumido como constante.

Negligenciando fricção e aceleração devido ao movimento lento do líquido durante a formação do *slug*, o balanço de pressão pode ser escrito como

$$Z_{LR} - Z_{Lp} = \frac{p_p - p_s}{\rho_L g} \tag{3.4}$$

Já que p_s é constante, diferenciando em relação ao tempo resulta em

$$\frac{dZ_{LR}}{dt} - \frac{dZ_{Lp}}{dt} = \frac{1}{\rho_L g} \frac{dp_p}{dt} \tag{3.5}$$

A mudança no volume total do líquido no *riser* e no *pipeline* deve se igual a entrada da taxa de fluxo do líquido somado ao fallback, Fb. A interface horizontal do líquido no *pipeline* é uma elipse cortada. A razão entre a área da região cortada e a área total de elipse equivale à fração da fase líquida, H_l. A área da elipe é $A_p/\sin\beta$. Portanto,

$$A_p \frac{dZ_{LR}}{dt} + A_p \frac{(1 - H_l)}{\sin\beta} \frac{dZ_{Lp}}{dt} = A_p U_{LS} + A_p \frac{dFb}{dt}, \tag{3.6}$$

ou, cancelando A_p,

$$\frac{dZ_{LR}}{dt} + \frac{(1 - H_l)}{\sin\beta}\frac{dZ_{Lp}}{dt} = U_{LS} + \frac{dFb}{dt}. \tag{3.7}$$

O volume ocupado pelo gás no *pipeline* diminui conforme o nível de líquido no *riser* aumenta. Expresso na forma diferencial, temos:

$$\frac{dV_{Gp}}{dt} = -A_p\frac{(1 - H_l)}{\sin\beta}\frac{dZ_{Lp}}{dt} \tag{3.8}$$

As equações 3.3, 3.5, 3.7 e 3.8 contém seis incógnitas. Dessa forma, a solução requer a utilização de correlações para encontrar o valor de duas delas, H_l e Fb, de forma a tornar o sistema solucionável.

- **Fração da fase líquida no *pipeline***

A similaridade das condições do modelo aplicado ao fluxo de canal aberto sugere a aplicação das equações para o fluxo de canal aberto para a predição do *holdup* em um duto inclinado negativamente.

Manning (L.Ditsworth e Allen, 1972) desenvolveu a equação 3.9 para a velocidade média no líquido em um fluxo de canal aberto.

$$U_L = \frac{1.49}{n}\left(\frac{A_L}{P_L}\right)^{2/3}(\sin\beta)^{1/2} \tag{3.9}$$

O coeficiente n é uma medida da rugosidade do canal. Schmidt et al. (1980) considerou este valor como sendo 0.01 por ser este o menor valor proposto por Manning já que a superfície do duto utilizado em seu experimento era lisa.

Os valores da área ocupada pelo líquido, A_L, e do perímetro molhado, P_L, são

$$A_L = r^2\left(\delta - 1/2\sin 2\delta\right) \tag{3.10}$$

e

$$P_L = 2r\delta \tag{3.11}$$

onde r é o raio do *pipeline* e δ é metade do ângulo formado pelo nível no líquido.

As equações 3.9, 3.10 e 3.11 contém quatro incógnitas: U_L, A_L, P_L e δ, mas é conhecido que

$$A_L = \frac{Q_L}{U_L} \tag{3.12}$$

Conforme já foi definido anteriormente, o *holdup* é a razão entre a área ocupada pelo líquido, A_L, e a área total do duto, A_p. A fração da fase líquida é assumida como sendo uniforme ao longo do comprimento do duto. As equações 3.9 até 3.12 podem ser resolvidas numericamente já que o conjunto de equações requer uma solução interativa para H_l.

A concordância entre os valores calculados e experimentais para inclinações negativas foram identificadas como boas pelo autor.

- ***Fallback* do líquido**

O *fallback* é definido como o comprimento do líquido que cai para trás depois que a extremidade do pistão principal de líquido passa pelo topo do *riser*.

A figura 3.9 apresenta dados dessa grandeza medida contra a velocidade superficial do gás. A tendência dos dados sugeriu a seguinte formulação:

$$Fb = a + bU_{GS} + \frac{c}{U_{GS}} \tag{3.13}$$

Diferenciando a equação 3.13 em relação a U_{GS} temos

$$\frac{dFb}{dU_{GS}} = b - \frac{c}{{U_{GS}}^2} \tag{3.14}$$

O lado esquerdo da equação 3.14 pode ser igualado a zero no ponto de inflexão no qual a velocidade superficial do gás e aproximadamente igual a um. O resultado é

$$b = c \tag{3.15}$$

Substituindo 3.15 na 3.13:

$$Fb = a + b\left(U_{GS} + \frac{1}{U_{GS}}\right) \tag{3.16}$$

Uma vez que a fórmula da função foi obtida, os coeficientes a, b e c foram calculados. A correlação resultante pra o *fallback* foi

$$Fb = -7.71 + 5.8\left(U_{GS} + \frac{1}{U_{GS}}\right). \tag{3.17}$$

O *fallback* foi determinado como sendo independente da taxa de fluxo do líquido e pode ser obtido quando a taxa de fluxo de gás é conhecida. Essas formulações são aplicáveis apenas para o regime I da intermitência severa.

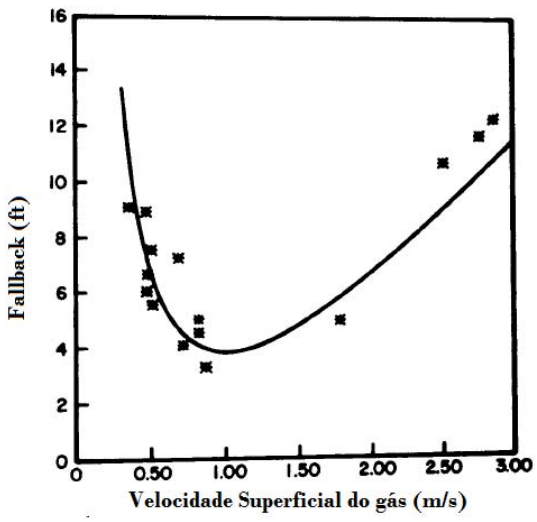

Figura 3.9: Fallback contra velocidade superficial do gás(Schmidt et al., 1980)

A validade da equação 3.17 para tamanhos de duto e espessuras de *riser* diferentes do utilizado no experimento do autor é desconhecida. Uma relação aproximada para estimar Fb para um *riser* de altura diferente de 50 ft é multiplicar o resultado da equação 3.17 por $Z_R/50$.

Todo *fallback* foi encontrado ocorrendo a cada 10 segundos. A mudança dessa grandeza em relação ao tempo para qualquer condição de fluxo é dada por

$$\frac{dFb}{dt} = \frac{Fb}{10}\left(1.26t^{-0.8}\right). \tag{3.18}$$

- **Procedimento de cálculo**

O sistema de quatro equações diferenciais 3.3, 3.5, 3.7 e 3.8 com as adicionais equações para estimar o *holdup* e o *fallback* podem ser resolvidas numericamente utilizando as condições de contorno abaixo.

$Z_{LR}(0) = 0,$

$Z_{Lp}(0) = 0,$

$p_p(0) = p_s,$

$V_{Gp}(0) =$ volume de gás no *pipeline*.

O tempo inicial é o ponto em que as curvas de pressão exibem seu mínimo. Já que o pistão de líquido já passou em direção ao separador e um novo pistão ainda

não foi formado, a pressão inicial no *pipeline* é equivalente a pressão no separador.

O tempo considerado para o cálculo do *fallback* neste modelo foi limitado aos primeiros 10 segundos já que o fenômeno foi considerado completo neste tempo. O tempo para a geração do *slug*, T_1, é determinado pelo tempo em que a altura de líquido no *riser*, Z_{LR}, equivale ao comprimento do *riser*. Como consequência, é possível obter a pressão no *pipeline*, o comprimento do *slug* no *pipeline* e o período.

Embora o modelo acima tenha sido desenvolvido com a utilização de apenas um tamanho de duto no estudo experimental, o autor acredita que ele também possa ser aplicado para diâmetros maiores. Essa conclusão vem do fato de que a força predominante envolvida no fenômeno é a gravitacional.

O comprimento do pistão de líquido e o tempo de geração do *slug* encontrados apresentaram uma boa concordância com os dados experimentais.

A variação da pressão no *pipeline* e do nível de líquido com o tempo tanto no *pipeline* como no *riser* mostrou ser quase linear, e embora tenha ocorrido algumas discrepâncias entre os valores de pressão calculados e observados durante o tempo de formação do slug, os valores finais calculados e observados concordaram.

3.2.2 Modelo simplificado para intermitência severa de Taitel (1986)

Baseado no modelo anterior, este modelo descreveu uma representação mais simplificada. Em relação à figura 3.10, $x(t)$ e $z(t)$ podem ser calculados de acordo com as formulações que se seguem.

Pressão hidrostática

$$p_p = \rho_L g \left(z - x \sin \beta\right) + p_s \tag{3.19}$$

Volume de gás no pipeline

$$V_{Gp} = \left(l - x\right) \alpha A_p \tag{3.20}$$

onde A_p é a área da seção transversal do duto.

Equação do estado(assumindo o gás como ideal)

$$p_p = \frac{m_G}{V_G} RT \tag{3.21}$$

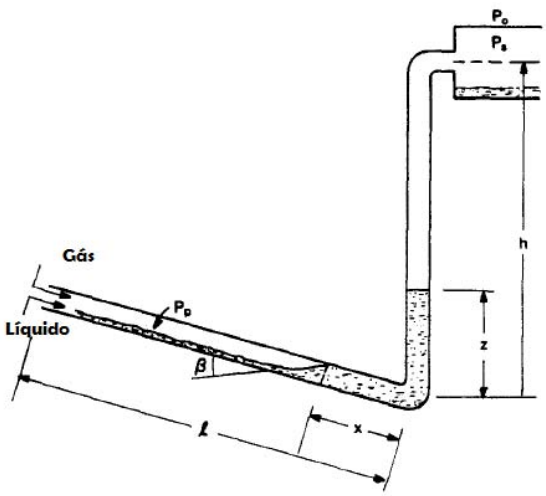

Figura 3.10: Formação do *slug*(Taitel, 1986)

onde m_G é a massa de gás.

Conservação do líquido

$$m_L = m_{Li} + \int_0^t U_{LS}\rho_L dt \tag{3.22}$$

Conservação do gás

$$m_G = m_{Gi} + \int_0^t U_{GS0}\rho_{G0} dt \tag{3.23}$$

onde i refere às condições iniciais.

As massas de líquido e gás em qualquer tempo podem ser representadas em função de x e z através das seguintes equações:

$$m_L = \rho_L A_p (x + z) + (1 - \alpha) \rho_L A_p (l - x) \tag{3.24}$$

e

$$m_G = \rho_G V_G = \frac{p_s + \rho_L g (z - x \sin\beta)}{RT} (l - x) A_p \alpha \tag{3.25}$$

Os valores iniciais de massa de gás e líquido, m_{Gi} e m_{Li}, também podem ser calculados através das equações 3.24 e 3.25 substituindo os valores de x e z por x_i e z_i, respectivamente. A determinação dos valores iniciais serão apresentados adiante. Já a fração de vazio, α, é considerada sendo conhecida.

Substituindo m_{Gi} da equação 3.25 na equação 3.23 e depois substituindo as equações 3.19, 3.20 e 3.23 na 3.21 resulta em

$$\left[\frac{p_s}{\rho_L g} + (z - x\sin\beta)\right](l - x)\,\alpha = \left[\frac{p_s}{\rho_L g} + (z_i - x_i\sin\beta)\right](l - x_i) + \frac{RT}{\rho_L g}\int_0^t U_{GS0}\rho_{G0}dt \tag{3.26}$$

Substituindo 3.24 para m_L e m_{Li} em 3.22, temos a seguinte relação para a conservação do líquido:

$$z = z_i - \alpha\,(x - x_i) + \int_0^t U_L S dt \tag{3.27}$$

Substituindo 3.27 em 3.26 resulta em uma simples equação quadrática para $x(t)$ e $z(t)$.

O cálculo de $x(t)$ e $z(t)$ dado por 3.26 e 3.27 correspondem à etapa de formação do *slug* indicado na figura 3.10. Uma vez que o *slug* atinge o topo do *riser* ($z = h$) o processo é continuado conforme indica a figura 3.11. Em seguida, a solução é obtida diretamente da equação 3.26 com $z = h$.

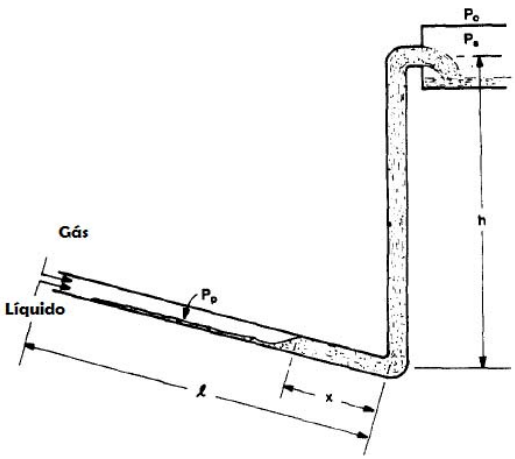

Figura 3.11: Movimento do slug em direção ao separador(Taitel, 1986)

A condição inicial x_i e z_i depende de quanto líquido cai de volta ao sistema durante o *fallback* que, por sua vez, depende da quantidade de líquido que permanece como filme quando a golfada ocorre. Já que esse fenômeno se parece com o

movimento de uma bolha de *Taylor* em um fluxo do tipo *slug* normal, o montante de líquido deixado pode ser calculado utilizando um modelo de *slug*. Essa não é uma solução direta já que as taxas de fluxo efetivas não são conhecidas. Entretanto, a fração de vazio em uma bolha de Taylor não é sensível a essa taxa. Para água e ar, por exemplo, escoando em um duto de 5 cm de diâmetro, $\alpha' = 0.89$ é uma boa aproximação para praticamente todas as taxas de fluxo. Isso significa que para um sistema água-ar, aproximadamente 10 % do líquido cai de volta. Deve ser considerado que o retorno é rápido; caso contrário, ocorrerá uma alguma diferença na solução para períodos curtos de tempo, mas não ocorrerá para longos períodos uma vez que o retorno estará completo. Logo:

A pressão hidrostática resulta em

$$p_p = \rho_L g \left(z_i - x_i \sin\beta\right) + p_s. \tag{3.28}$$

O balanço de massa líquida é

$$\alpha x_i + z_i = \left(1 - \alpha'\right) h, \tag{3.29}$$

enquanto que a compressão de gás no pipeline segue a seguinte relação

$$p_p = p_s \frac{l}{l - x_i}. \tag{3.30}$$

Um sistema com as equações 3.28, 3.29 e 3.30 resulta em uma solução para x_i, z_i e p_p.

Utilizando os valores calculados para x_i e z_i é então possível encontrar x e z em função do tempo.

3.3 O critério de B⊘e

O critério proposto por B⊘e (1981) é uma expressão matemática simples que determina as condições necessárias para a ocorrência de uma intermitência severa.

A expressão é um balanço de forças aplicado ao pistão de líquido que bloqueia a entrada no *riser*. Essas forças são oriundas da pressão do gás que se forma no *pipeline* e da pressão hidrostática da coluna de líquido no *riser*. Quando a equação

3.31 é satisfeita, é assumido que a intermitência severa ocorre. Esse critério só é válido quando nenhum método de eliminação é utilizado.

$$U_{LS} \geq \frac{\rho_{G0} RT}{\rho_L g \alpha l} U_{GS0} \tag{3.31}$$

Capítulo 4

Resultados e discussões

Os dados de entrada iniciais são oriundos de um registro da ocorrência de intermitência severa em uma plataforma offshore.

Dessa forma, temos que:

Tabela 4.1: Dados iniciais(Schmidt et al., 1980)

$Q_G = 1,047$ m^3/s	$Q_L = 0,023$ m^3/s
$\rho_G = 1,065$ kg/m^3	$\rho_L = 834,562$ kg/m^3
$T = 273,15$ K	$p_s = 1,276$MPa
$p_p = 1,482$	$\beta = -5°$
$l = 4,828$ km	$h = 38,1$ m
$D = 0,3048$	

As variáveis acima são consideradas constantes durante a ocorrência do fenômeno no sistema *pipeline-riser*.

O passo inicial será verificar se as condições de formação da intermitência severa são atendidas. Em seguida, os valores para holdup e fração de vazio são estimados com base no conhecimento do tipo de escoamento. Com esses valores é possível, então, calcular os parâmetros da intermitência severa através dos modelos de Schmidt et al. (1980) e de Taitel (1986).

O organograma da figura 4.1 indica as etapas para obtenção dos resultados.

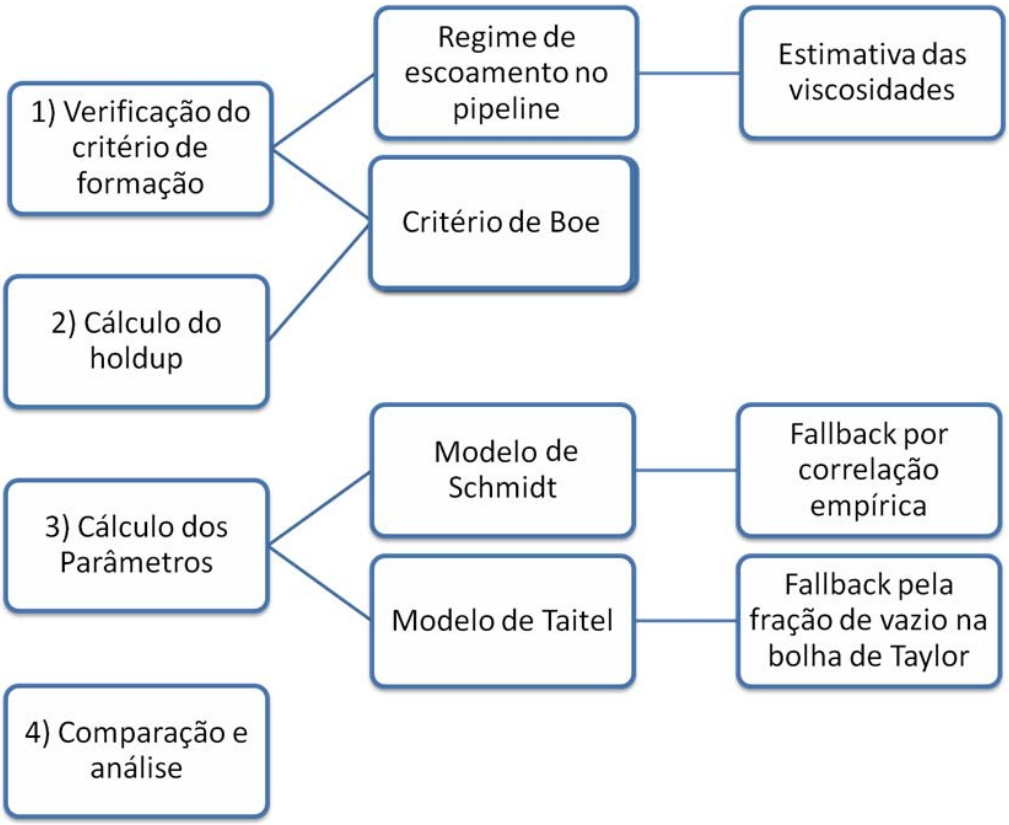

Figura 4.1: Etapas da modelagem

4.1 Verificação do critério de formação

Segundo Taitel (1986), a intermitência severa é típica de baixas taxas de fluxo de líquido e gás e requer que o regime de fluxo no pipeline seja estratificado. Além disso, é necessário que o líquido atinja o topo do riser antes que o gás alcance a sua base durante a formação do pistão.

Oliveira et al. (2010) implementou um algoritmo para gerar mapas de regime de escoamento de acordo com o modelo de Taitel e Dukler (1976) para dutos horizontais e ligeiramente inclinados quando são conhecidas o diâmetro do duto, as propriedades do fluido e o ângulo de inclinação. Esse algoritmo foi utilizado neste trabalho para gerar um mapa e verificar se o regime é estratificado no pipeline.

Dentre as variáveis necessárias, as viscosidades do óleo e do gás não eram conhecidas. Elas são necessárias para a implementação do mapa de regimes de escoamento e para o cálculo da fração de vazio em um escoamento estratificado e não estão disponíveis em Schmidt et al. (1980), de onde foram extraídos os dados iniciais para a modelagem. Esses valores foram estimados segundo os modelos presentes em 2.2.

A viscosidade do gás foi calculada utilizando a equação 2.41. A presença de nitrogênio, gás carbônico e gás sulfídrico foi desconsiderada. A viscosidade do óleo foi calculada com base na equação 2.57 para o óleo morto porque os modelos hidrodinâmicos utilizados assumem que o pistão de líquido não contém bolhas de gás dissolvidas. Além disso, a utilização de outras correlações exigiria o conhecimento da razão de solubilidade.

Como o modelo escolhido para o óleo calcula a viscosidade na pressão de 1 atm, optou-se por utilizar o valor da viscosidade do gás na mesma pressão para manter um padrão.

Os valores encontrados foram:

$\mu_G = 8,4964 \times 10^{-6}$ Pa s

e

$\mu_L = 11,335 \times 10^{-3}$ Pa s,

para a pressão de 1 atm.

Em seguida, foi possível gerar o mapa de escoamento. Ele se encontra- na figura 4.2 onde também está indicado o ponto correspondente às velocidades superficiais calculadas para a situação proposta. É possível notar que este ponto está dentro do limite do regime estratificado.

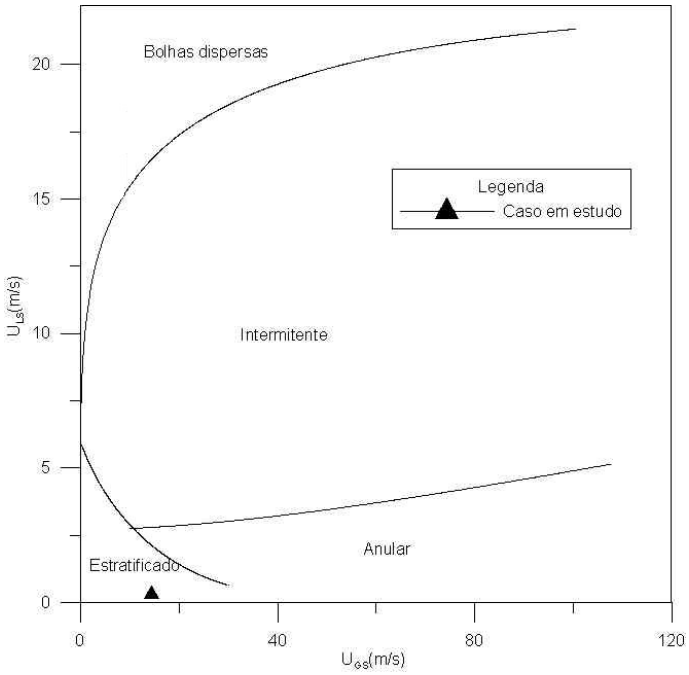

Figura 4.2: Mapa de escoamentos utilizando o modelo de Taitel (1986) para escoamento descendente com ângulo de 5°

Outro critério a ser utilizado é proposto por B⊘e (1981), que leva em consideração um balanço de forças aplicado ao pistão de líquido que bloqueia a entrada no *riser*. Se a equação 3.31 é satisfeita, a intermitência severa ocorre. Para a aplicação desse critério, é necessário estimar primeiramente o valor do *holdup*.

4.2 Cálculo do *holdup*

Considerando a ocorrência de escoamento estratificado no pipeline, as equações de equilíbrio desse tipo de escoamento propostas por Taitel e Dukler (1976) foram consideradas para estimar o valor do *holdup* e da fração de vazio.

A solução da equação do momento 2.18 estima os seguintes valores:

$H_l = 0,417$

$\alpha = 0,583$

Com eles, é possível aplicar o critério de B⊘e. Dessa forma, temos que:

$$U_{LS} \geq \frac{\rho_{G0} RT}{\rho_L g \alpha l} U_{GS0}$$

$$0,3152 \geq \frac{1,065 \times 8,314 \times 273,15}{834,562 \times 9,81 \times 0,583 \times 4828} 14,349$$

$$0,3152 \geq 0,0015$$

logo, o critério é satisfeito.

4.3 Cálculo dos parâmetros

4.3.1 Parâmetros do modelo proposto por Schmidt et al. (1980)

Por meio de um sistema composto pelas equações diferenciais 3.3, 3.5, 3.7 e 3.8 e pelas condições iniciais

$Z_{LR}(0) = 0$,

$Z_{Lp}(0) = 0$,

$p_p(0) = p_s$ e

$V_{Gp}(0) =$ volume de gás no *pipeline*

torna-se possível calcular os valores dos principais parâmetros de uma intermitência severa. São eles: o período, Z_{LR}, Z_{Lp}, p_p e V_{Gp}.

Para isso, além da estimativa do *holdup*, é necessário estimar também o *fallback* e sua variação em relação ao tempo.

A equação sugerida pelo autor é

$$\frac{dFb}{dt} = \frac{Fb}{10} \left(1,26t^{-0,8}\right)$$

onde

$$Fb = -7,71 + 5,8 \left(U_{GS} + \frac{1}{U_{GS}}\right)$$

Esse modelo possui algumas limitações. Primeiramente, a computação do fenômeno foi limitada aos primeiros 10 segundos pois o *fallback* foi considerado completo neste intervalo de tempo no experimento. Além disso, a validade da equação 3.17, que calcula o valor de Fb, é desconhecida para diâmetros de dutos e alturas de *risers* diferentes das utilizadas no experimento, 2 in e 50 ft, respectivamente.

Uma relação aproximada para estimar Fb para um *riser* de altura diferente de 50 ft é multiplicar o resultado da equação 3.17 por $Z_R/50$. No caso em estudo $Z_R = 150$ ft $= 38.1$ m. Mas cabe ressaltar que o diâmetro do riser em questão é seis vezes maior que o utilizado no experimento.

Fazendo uso dessa relação, foi encontrado que o tempo para construir o *slug* até seu comprimento total é $51.66s$, que ocorre quando $Z_{LR}(t) =$ comprimento do riser. Dessa forma, os resultados calculados estão na tabela 4.2.

Tabela 4.2: Parâmetros calculados pelo modelo de Schmidt et al. (1980)

$T_1 = 51,66$ s,
$Z_{Lp}(51,66) = 31,083$ m,
$p_p(51,66) = 1,333 \times 10^6$ Pa e
$V_{Gp}(51,66) = 337,106$ m^3.

O período total, $T = T_1 + T_2$, pode ser encontrado utilizando a equação 3.1 para estimar T_2. Sendo assim, temos que

$$T = 77.49$$

. A partir do modelo, também foram obtidos gráficos dos parâmetros em função do tempo para observar seus comportamentos. Eles se encontram nas figuras 4.3, 4.4, 4.5 e 4.6.

É possível observar que conforme os níveis de líquido no *riser* e no *pipeline* aumentam, a pressão no *pipeline* aumenta e o volume de gás no *pipeline* diminui.

Quando o fator correspondente ao *fallback* é desconsiderado no modelo de Schmidt et al. (1980), os resultados são os que estão na tabela 4.3.

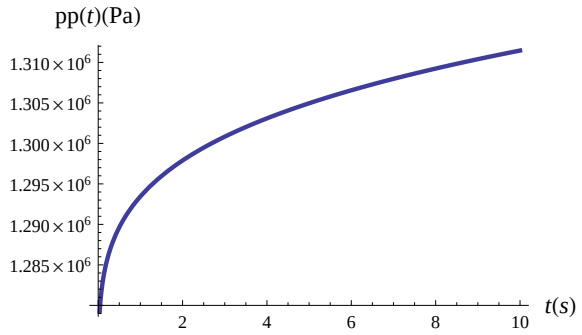

Figura 4.3: Gráfico da pressão no pipeline em função do tempo

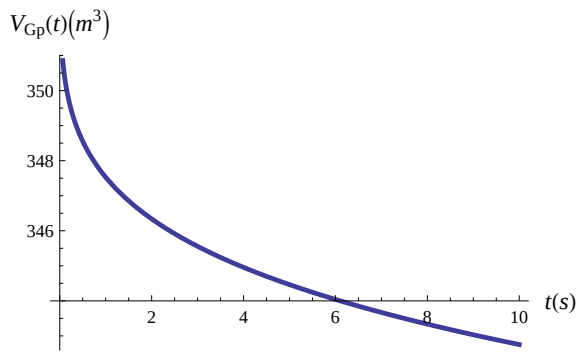

Figura 4.4: Gráfico do volume de gás no pipeline em função do tempo

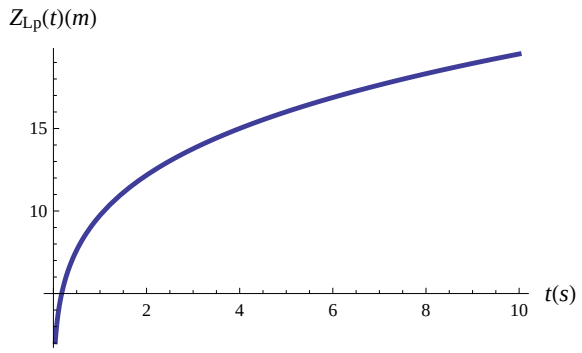

Figura 4.5: Gráfico do nível de líquido no pipeline em função do tempo

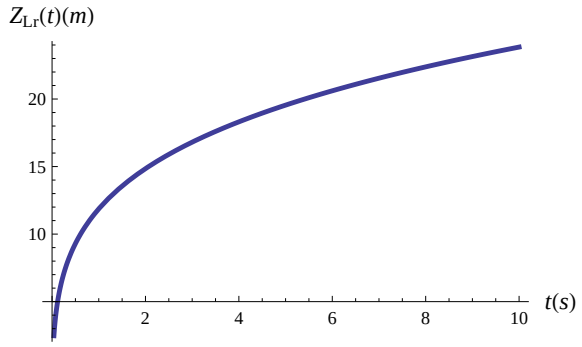

Figura 4.6: Gráfico do nível de líquido no riser em função do tempo

Tabela 4.3: Parâmetros calculados pelo modelo de Schmidt et al. (1980) desconsiderando o fallback

$T_1 = 780,122$ s,
$Z_{Lp}(780,122) = 31,062$ m,
$p_p(780,122) = 1,333 \times 10^6$ Pa e
$V_{Gp}(780,122) = 337,117$ m^3.

4.3.2 Parâmetros do modelo proposto por Taitel (1986)

O modelo proposto por Taitel (1986) relaciona o *fallback* com a fração de vazio em uma bolha de Taylor, α'. Para obter o valor desta variável, foi implementado o modelo para o escoamento vertical do tipo *slug* de Taitel (1986) descrito em 2.3.

Os valores utilizados para as variáveis m e k são os correspondentes ao escoamento laminar, $1/3$ e $0,909$. Posteriormente, a ocorrência desse tipo de escoamento foi confirmada através do cálculo do número de Reynolds.

Um sistema com as equações 2.61, 2.66, 2.65 e 2.63 permite encontrar

$\alpha' = 0,913$

Dessa forma, no caso em estudo será considerado que aproximadamente 9 % do líquido cai de volta ao sistema durante o *fallback*. Essa fenômeno influencia no valor das condições iniciais para x_i e z_i.

Os valores encontrados foram $x_i = 4,707$ m e $z_i = 0,562$ m.

As equações 3.26 e 3.27 podem, então, ser resolvidas para quando $z = h$. Os parâmetros calculados estão na tabela 4.4.

Tabela 4.4: Parâmetros calculados pelo modelo de Taitel (1986)

$T_1 = 673,431$ s,
$x = 304,397$ m,
$Z_{Lp}(673,431) = x \sin\beta = 26,529$ m,
$p_p(673,431) = 1,277 \times 10^6$ Pa,
$V_{Gp}(673,431) = 192,451$ m^3, e

Esse modelo também foi implementado supondo $\alpha' = 1$. Neste caso, a presença de filme líquido no riser é desconsiderada, logo, não ocorre retorno da fase líquida. Os valores encontrados estão na tabela 4.5

Tabela 4.5: Parâmetros calculados pelo modelo de Taitel (1986) desconsiderando o fallback

$T_1 = 683,677$ s,
$x = 304,264$ m,
$Z_{Lp}(683,677) = x \sin\beta = 26,518$ m,
$p_p(683,677) = 1,276 \times 10^6$ Pa e
$V_{Gp}(683,677) = 192,457$ m^3.

4.4 Comparação e análise

Os cálculos dos parâmetros dos dois modelos foram realizados neste trabalho, considerando e desprezando o *fallback*, a fim de realizar comparações e estão apresentados na tabela 4.6

Analisando os resultados, pode-se dizer que nos dois modelos a pressão, o volume de gás e o nível de líquido no *pipeline* são pouco afetados pela consideração da existência de retorno de líquido no *riser*. Este processo, por sua vez, afeta o tempo necessário para construir o *slug* por completo e, consequentemente, o período total.

Pode-se notar que o *fallback* faz com que o tempo de formação do slug seja

Tabela 4.6: Resultados dos cálculos dos principais parâmetros de uma intermitência severa

	Schmidt com Fb	Schmidt sem Fb	Taitel com Fb	Taitel sem Fb
T_1 (s)	$51,66$	$780,122$	$673,431$	$683,677$
p_p (Pa)	$1,333 \times 10^6$	$1,333 \times 10^6$	$1,277 \times 10^6$	$1,276 \times 10^6$
V_{Gp} (m^3)	$337,106$	$337,117$	$192,451$	$192,457$
Z_{Lp} (m)	$31,083$	$31,062$	$26,529$	$26,518$

reduzido. Esse resultado já era esperado uma vez que a parte do líquido que cai para trás, retornando à base do *riser*, contribui para a formação de um novo *slug* - acelerando o processo.

O tempo de formação do slug, T_1, e a pressão no *pipeline*, p_p, obtidos a partir de dados de campo e disponíveis em Schmidt et al. (1980) são 600 s e $1,482 \times 10^6$ Pa, respectivamente. Os desvios em relação aos valores medidos encontram-se na tabela 4.7.

Não existem dados disponíveis em relação ao volume de gás e ao nível de líquido no *pipeline* a fim de comparação, mas é possível observar que os dois modelos indicam valores distintos.

Tabela 4.7: Desvios dos valores calculados em relação aos valores medidos

	Schmidt com Fb	Schmidt sem Fb	Taitel com Fb	Taitel sem Fb
T_1 (s)	91%	30%	12%	14%
p_p (Pa)	10%	10%	14%	14%

Os dois modelos apresentam boas estimativas para o valor da pressão no *pipeline* considerando suas limitações. O de Schmidt et al. (1980) apresenta desvio de 10% enquanto que o de Taitel (1986) apresenta desvio de 14%.

Quando o *fallback* é desconsiderado, o modelo de Schmidt et al. (1980) superestima o valor de T_1 mais do que o modelo de Taitel (1986), pois os desvios apresentados são de 30% e 14%, respectivamente.

A maior discrepância observada foi no valor do tempo de formação do *slug*

considerando o *fallback*. Enquanto Schmidt et al. (1980) apresenta um desvio de 91%, Taitel (1986) apresenta um desvio de apenas 12%.

A diferença de resultados pode ser explicada pelas fórmulas utilizadas na modelagem do *fallback*. Schmidt et al. (1980) sugeriu uma equação em função da velocidade superficial da fase gasosa elaborada a partir de dados experimentais, cuja aplicação é desconhecida para diâmetros de dutos e alturas de *risers* diferentes das utilizadas no experimento. Por outro lado, Taitel (1986) sugeriu uma relação dependente da fração de vazio em uma bolha de Taylor em um escoamento vertical do tipo *slug*.

Com base nos resultados, pode-se dizer que a equação para a estimativa do *fallback* utilizada por Schmidt et al. (1980)

$$Fb = -7,71 + 5,8\left(U_{GS} + \frac{1}{U_{GS}}\right)$$

não é adequada para o caso em estudo mesmo quando o fator de correção sugerido pelo autor é utilizado.

Dessa forma, o modelo de Taitel (1986) parece ser mais adequado para estimar os parâmetros de uma intermitência severa, apontando para um tempo de formação do *slug* de 11.22 minutos e um período de 16.83 minutos.

Os parâmetros do modelo de Schmidt et al. (1980) foram recalculados utilizando o modelo para o *fallback* proposto por Taitel (1986) para comparar novamente os resultados.

É sugerido, então, calcular o valor de Fb por

$$Fb = (1 - \alpha')\, h = H_{lf} h, \tag{4.1}$$

onde h é o comprimento do *riser* e α' é a fração de vazio na bolha de Taylor calculada em 4.3.2.

Os novos resultados encontram-se na tabela 4.8 e os desvios em relação aos dados do campo encontram-se na tabela 4.9

Os valores para o volume de gás e o nível de líquido no *pipeline* continuam sendo bem diferentes. No entanto, é possível observar um grande avanço em relação ao valor do tempo de formação do *slug*.

Tabela 4.8: Comparação entre os parâmetros utilizando o mesmo modelo para o *fallback*

	Schmidt com Fb	Taitel com Fb
T_1 (s)	$566,392$	$673,431$
p_p (Pa)	$1,333 \times 10^6$	$1,277 \times 10^6$
V_{Gp} (m^3)	$337,066$	$192,451$
Z_{Lp} (m)	$31,1664$	$26,529$

Tabela 4.9: Desvios dos valores calculados em relação aos valores medidos no campo

	Schmidt com Fb	Taitel com Fb
T_1 (s)	6%	12%
p_p (Pa)	10%	14%

Utilizando a equação 4.1, os dois modelos apresentam melhor concordância entre si e o modelo de Schmidt et al. (1980) melhor se aproxima dos valores medidos com desvios de 6% e 10% para o tempo de formação do *slug* e para a pressão no *pipeline*, respectivamente.

Capítulo 5

Conclusões e Sugestões

A intermitência severa é o regime de escoamento mais indesejável que pode ser encontrado em um escoamento bifásico para um sistema *pipeline-riser*. É considerada um regime de fluxo instável pois é associado a grandes e abruptas flutuações de pressão e nas vazões de gás e líquido no separador.

Para a indústria do petróleo, a modelagem desse fenômeno e de suas condições de ocorrência são de grande interesse pois permitem adequar projetos e as vazões de produção para eliminar ou reduzir sua ocorrência. O cálculo do período do *slug* é importante pois permite prever a frequência de *golfadas* no separador. Essa informação pode ser útil para a utilização de métodos de eliminação ou para direcionar a produção para o separador de teste.

O desenvolvimento de modelos teóricos que simulem a ocorrência da intermitência severa é difícil e bastante complexo. Isso porque na realidade os parâmetros envolvidos variam com o tempo, com a pressão e com a temperatura.

A existência de um sistema *pipeline-riser* tal como apresentado na figura 3.8 não se aplica a todos os poços *offshore*. Normalmente o solo em que o *pipeline* encontra-se apoiado é irregular, apresentando este diferentes angulações ao longo do percurso. O *riser* pode ser do tipo flexível, bastante utilizado em poços de águas profundas, apresentando um determinado raio de curvatura. Além disso, não necessariamente o *pipeline* e o *riser* possuem o mesmo diâmetro.

É comum em poços *offshore* a utilização de *manifolds*, que são conectados às linhas de produção de vários poços e direcionam a produção diretamente para uma

plataforma por uma única tubulação. Esse sistema é ainda mais complexo.

Há que se considerar ainda que em um poço *offshore* o escoamento é multifásico, envolvendo gases, óleo, água e sedimentos - dificultando a modelagem.

O modelo matemático básico desenvolvido por Schmidt et al. (1980) assumiu seis hipóteses inicias, que podem contribuir conjuntamente com outras considerações para possíveis discrepâncias nos resultados quando dados de campo são utilizados. Baseado neste trabalho, Taitel (1986) descreve uma representação mais simplificada e que, portanto, assume as mesmas hipóteses. São elas:

1. O fluxo mássico de líquido e gás é mantido constante durante o período da intermitência severa.

2. A pressão no separador é constante.

3. Os pistões de líquido formados no *riser* e no *pipeline* não contém bolhas.

4. O fração da fase líquida, *holdup*, é uniforme ao longo do comprimento do *pipeline*.

5. A interface gás/líquido é horizontal.

6. O processo é isotérmico.

Inicalmente, o modelo simplificado desenvolvido por Taitel (1986) pareceu ser mais adequado para estimar os parâmetros do caso em estudo. O modelo de Schmidt et al. (1980) apresentou uma grande discrepância uma vez que sua estimativa para o fallback foi baseada em correlações empíricas.

Os resultados dessa pesquisa indicam que essa relação proposta por Schmidt et al. (1980) não é válida para diâmetros de dutos e alturas de *risers* diferentes do seu experimento. Não foram encontradas na literatura outras correlaçõe para estimar esse parâmetro. Contudo, sua estimativa utilizando um modelo de escoamento vertical do tipo *slug* apresenta resultados bastante satisfatórios no caso em estudo

Quando o fallback foi estimado através da analogia com a fração de vazio em uma bolha de *Taylor* utilizada por Taitel (1986), os parâmetros calculados por Schmidt et al. (1980) apresentaram melhor concordância.

Considerando suas limitações, os dois modelos apresentaram bons resultados dadas as configurações das figuras 3.8 e 3.10.

O estudo na área de intermitência severa ainda carece de muito avanço nas pesquisas e no desenvolvimento de modelos que sejam adequados a sistemas mais complexos formados por *pipelines* e *risers*, tal como os presentes em plataformas *offshore* em lâminas d'água profundas.

Sugere-se para um trabalho futuro a implementação do modelo para controle de uma intermitência severa descrito em Taitel (1986). Neste trabalho, o autor examina as condições na qual o fenômeno ocorre e encontra sob quais condições e como a intermitência severa pode ser eliminada e transformada em um estado de operação contínuo. Além disso, a estabilidade desse estado é analisada e as condições na qual ela ocorre são estabelecidas.

Referências Bibliográficas

Barnea, D., Shoham, O., Taitel, Y., e Dukler, A. (1980). Flow pattern transition for gas-liquid flow in horizontal and inclined pipes. comparison of experimental data with theory. *International Journal of Multiphase Flow*, 6(3):217 – 225.

Beggs, H. D. e Brill, J. P. (1973). A study of two-phase flow in inclined pipes. *Journal of Petroleum Technology.*

Belkin, H. H., MacLeod, A. A., Monarad, C. C., e Rothfus, R. R. (1959). Turbulent liquid flow down vertical walls. *AIChE Journal*, 5:245 – 248.

B⊘e, A. (1981). Severe slugging characteristics, selected topics in two-phase flow. *NTH, Trondheim, Norway.*

Brotz, W. (1954). Uber die vorausberechnung der absorptionsgeschwindigkeit von gasen in stromnen flussigkeitsschichten. *chem. Ing. Tech.*, 26:470.

Fernandes, R., Semiat, R., e Dukler, A. E. (1983). Hydrodinamic model for gas-liquid slug flow in vertical tubes. *AIChE Journal*, 29:981 – 989.

Filho, J. d. S. C. (2010). *Estudo Experimental de Escoamento Bifásico em Tubo Circular Inclinado Usando Técnicas Ultrasônicas e de Visualização.* PhD thesis, UFRJ/COPPE/Programa de Engenharia Nuclear.

Gazley, C. (1949). *Interfacial Sher and Stability in Two-Phase Flow.* PhD thesis, Univ. Del, Newark.

Hewitt, G. F. e Hall-Taylor, N. S. (1970). *Annular Two-Phase Flow.* Pergamon Press.

Jansen, F. E., Shoham, O., e Taitel, Y. (1996). The elimination of severe slugging–experiments and modeling. *International Journal of Multiphase Flow*, 22(6):1055 – 1072.

L.Ditsworth, R. e Allen, T. J. (1972). *Fluid Mechanics*. McGrawHill Book Company, New York City.

Lockhart, R. W. e Martinelli, R. C. (1949). Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes. *Chem. Eng. Progr.*

LUO, X., HE, L., e MA, H. (2011). Flow pattern and pressure fluctuation of severe slugging in pipeline-riser system. *Chinese Journal of Chemical Engineering*, 19(1):26 – 32.

Mandhane, J. M., Gregory, G. A., e Aziz, K. (1974). A flow pattern map for gas–liquid flow in horizontal pipes. *International Journal of Multiphase Flow*, 1(4):537 – 553.

Oliveira, L. A. D., Filho, J. S. C., luiz Horácio Faccini, J., e Su, J. (2010). Visualization of two-phase gas-liquid flow regimes in horizontal and slightly-inclined circular tubes. *13th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering.*

Pots, B. F. M., Bromilow, I. G., e Konijn, M. J. W. F. (1987). Severe slug flow in offshore flowline/riser systems.

Rosa, A. J., de Souza Carvalho, R., e Xavier, J. A. D. (2006). *Engenharia de Reservatórios de Petróleo*. Interciência: Petrobrás, Rio de Janeiro.

Schmidt, Z., Brill, J. P., e Beggs, H. D. (1979). Choking can eliminate severe pipeline slugging. *Oil and Gas Journal*, 12:230 – 238.

Schmidt, Z., Brill, J. P., e Beggs, H. D. (1980). Experimental study of severe slugging in a two-phase-flow pipeline - riser pipe system.

Sivertsen, H., Storkaas, E., e Skogestad, S. (2010). Small-scale experiments on stabilizing riser slug flow. *Chemical Engineering Research and Design*, 88(2):213 – 228.

Taitel, Y. (1986). Stability of severe slugging. *International Journal of Multiphase Flow*, 12(2):203 – 217.

Taitel, Y., Bornea, D., e Dukler, A. (1980). Modelling flow pattern transitions for stedy upward gas-liquid flow in vertical tubes. *AlChE Journal*, 26(3):345–354.

Taitel, Y. e Dukler, A. E. (1976). A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. *AIChE Journal*, 22(1).

Tardelli, L. P. (2009). *Estudo do escoamento intermitente empregando a técnica de velocimetria por imagem de partículas.* PhD thesis, Departamento de engenharia mecânica/PUC-RIO.

Ujang, P. M., Lawrence, C. J., Hale, C. P., e Hewitt, G. F. (2006). Slug initiation and evolution in two-phase horizontal flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 32(5):527 – 552.

Wallis, G. B. (1969). *One Dimensional Two-Phase Flow.* McGraw-Hill, New York.

Yocum, B. T. (1973). Offshore riser slug flow avoidance: Mathematical models for design and optimization.