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

Dissertação Apresentada à
Faculdade de Engenharia Mecânica
Como Requisito Parcial à Obtenção do
Título de Mestre em Engenharia de Petróleo

BORBA FILHO

ADIMENSIONALIZAÇÃO E PROPOSTA DE NOVAS MODELAGENS DE TRANSIÇÕES PARA O MAPA DE FLUXO DE TAITEL

Este exemplar corresponde à redação final da Tese defendida pelo Engenheiro Luiz Gonzaga Miranda Borba Filho e aprovada pela Comissão Julgadora em 13.11.90.

Prof. Dr. Antonio Carlos Bannwart

41/90

Autor : Luiz Gonzaga Miranda Borba Filho
Orientador : Antonio Carlos Bannwart
Co - Orientador : Kelsen Valente Serra

Novembro de 1990

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

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

A dissertação "Adimensionalização e Proposta de Novas Modelagens de Transições Para o Mapa de Fluxo de Taitel" elaborada por Luiz Gonzaga Miranda Borba Filho e aprovada por todos os membros da Banca Examinadora foi aceita pela Sub-Comissão de Pós-Graduação em Engenharia de Petróleo como requisito parcial à obtenção do Título de Mestre em Engenharia de Petróleo.

Campinas, 13 de Novembro de 1990

Banca Examinadora

Antonio Carlos Bannwart, Ph. D.

Kelsen Valente Serra, Ph. D.

Fernando de Almeida França, Ph. D.

RESUMO

O esforço nas últimas décadas de compreender o fenômeno do escoamento bifásico gás-líquido em tubos tem levado à conclusão de que o conhecimento prévio do padrão de fluxo, o que é obtido a partir de um mapa de fluxo apropriado, é de fundamental importância. Neste trabalho, é apresentada uma adimensionalização e extensão do mapa de fluxo de Taitel et alii (1980), usando os números adimensionais de Duns & Ros (1963). Esta adimensionalização, além de permitir a comparação entre os resultados obtidos por Taitel et alii (1980) e Duns & Ros (1963), ainda confere ao mapa de fluxo de Taitel et alii (1980) um caráter de maior generalidade. São também apresentados resultados experimentais permitindo a verificação das principais modelagens de transições encontradas na literatura. Os experimentos foram realizados com misturas ar-água em diversas proporções, escoando no interior de uma tubulação vertical com diâmetro de 5,1cm e seção de teste de comprimento 7,16m. Válvulas de fechamento rápido foram utilizadas para as medições das frações de vazios. É sugerida a adoção das fronteiras entre os padrões de fluxo em bolhas e em bolhas dispersas, e entre bolhas dispersas e golfadas, como propostas por Taitel et alii (1980). Entretanto, a proposta de Mishima & Ishii (1984) para a transição entre os padrões de fluxo em golfadas e agitante é preferida à de Taitel. Uma correção na transição sugerida por Taitel et alii (1980) entre o fluxo em bolhas e em golfadas é incorporada para levar em conta o efeito "enxame" de bolhas sobre a velocidade de

escorregamento entre as fases. Uma nova modelagem de transição entre os padrões intermitente e anular, é sugerida o que torna esta fronteira mais compatível com os dados experimentais disponíveis.

SUMMARY

The effort in the last decades to understand the phenomenon of two phase gas-liquid flow in pipes has lead to the conclusion that the precise identification of flow patterns, obtained from an appropriate flow pattern map is of fundamental importance. In this work a dimensionless form and extension of the map proposed by Taitel et al. (1980) is presented using the dimensionless numbers suggested by Duns & Ros (1963). This new dimensionless map allows comparisons between results obtained by Taitel et al.(1980) and Duns & Ros (1963) besides confering a character of generality to Taitel et al. flow map. Experimental results are also presented to verify flow pattern transitions found in the literature. Experiments were conducted using variable proportions of air-water mixtures in a vertical tubing of 5.1cm diameter and 7.16 meter long testing section. Quick closing valves were used for measuring liquid holdup. For the transition between bubble and dispersed bubble flow and between dispersed bubble and slug flow, it is suggested that the solutions presented by Taytel et al. (1980) be adopted. However, for the transition between slug and churn flow the frontier proposed by Mishima & Ishii (1984) is prefered. To the bubble-slug flow transition presented by Taitel et al. a correction is added to take into account the effect of bubble concentration upon the slipage between the phases. A new transition between intermittent flow and mist flow is proposed which makes this frontier more compatible with

the available experimental data.

SUMÁRIO

	Página
LISTA DE FIGURAS	viii
LISTA DE TABELAS	x

Capítulo

INTRODUÇÃO	1
1. MAPAS DE FLUXO EM ESCOAMENTO BIFÁSICO VERTICAL ASCENDENTE	7
2. OS MAPAS DE DUNS & ROS (1963) E DE TAITEL ET ALII (1980)	19
O Mapa de Fluxo de Duns & Ros (1963)	
O Mapa de Fluxo de Taitel et alii (1980)	
3. ADIMENSIONALIZAÇÃO DO MAPA DE FLUXO DE TAITEL	51
4. PROPOSTA DE NOVO MAPA DE FLUXO	64
Fronteira entre os Padrões de Fluxo em Bolhas e Fluxo em Golfadas	
Fronteira entre os Padrões de Fluxo em Bolhas e Fluxo em Bolhas Dispersas	
Fronteira entre os Padrões de Fluxo em Golfadas e Agitante	
Fronteira entre os Padrões de Fluxo Intermitente e Anular	
Fronteira entre os Padrões de Fluxo em Bolhas Dispersas e em Golfadas	

5. DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DAS TRANSIÇÕES 98

Descrição do Aparato Experimental .....
Descrição dos Ensaios .....
Tratamento dos dados .....
Dados Referentes aos Cálculos das Vazões de Gás .....
Dados Referentes aos Cálculos das Vazões de Líquido .....
Dados Referentes aos Cálculos das Frações de Vazio .....

6. RESULTADOS EXPERIMENTAIS 109

CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES 125

NOMENCLATURA 129

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS 135

LISTA DE FIGURAS

Figura		Página
1.1	Representação Esquemática dos Padrões de Fluxo em Escoamento Bifásico Vertical Ascendente ..	10
2.1	Mapa de Fluxo de Duns & Ros (1963). N_d = 29,55 .	20
2.2	Mapa de Fluxo Geral de Duns & Ros	25
2.3	Valores de L_1 e L_2 vs N_d	26
2.4	Mapa de Fluxo de Taitel et alii (1980) Para Misturas ar/água à Pressão Atmosférica em um Tubo de Diâmetro 0,051m	31
2.5	Fronteira Bolhas/Golfadas Segundo: Taitel et alii Mishima & Ishii e Duns & Ros	40
2.6	Valores de Y vs X Conforme Equações (2.27) e (2.28)	49
3.1	Mapa de Fluxo de Taitel Adimensionalizado. N_d = 18,84; N_ρ = 0,00129; N_l = 0,00229	58
3.2	Comparação Entre os Mapas de Fluxo de Taitel et alii e Duns & Ros. N_d = 18,84; N_ρ = 0,00129; N_l = 0,00229	59
3.3	Comparação Entre os Mapas de Fluxo de Taitel et alii e Duns & Ros. N_d = 27,89; N_ρ = 0,00122; N_ρ = 0,00122; N_l = 0,00299	60
3.4	Comparação Entre os Mapas de Fluxo de Taitel et alii e Duns & Ros. N_d = 27,60; N_ρ = 0,00143;	

N_l = 0,00756 61

4.1 Esquema de Uma Bolha de Taylor 70

4.2 Geometria para o Padrão Anular 88

4.3 Valores de Y vs H_l 94

4.4 Exemplo do Mapa de Fluxo Proposto. N_d = 18,84; N_ρ = 0,00129; N_l = 0,00229 97

5.1 Esquema Básico do Aparato Experimental 99

5.2 Esquema do Laboratório de Movimentação de Fluidos do CENPES - RJ 102

6.1 Comparação do Mapa Proposto com os Resultados Obtidos Neste Trabalho 110

6.2 Comparação do Mapa Proposto com os Dados de Shoham (1982) 111

6.3 Comparação do Mapa Proposto com os Dados de Taitel et alii (1980) 112

6.4 Comparação do Mapa Proposto com os Dados de Fernandes et al. (1983) 113

6.5 Fronteiras de Taitel et alii (1980), Dados do Presente Trabalho 116

6.6 Fronteiras de Taitel et alii (1980), Dados de Taitel et alii (1980) 117

6.7 Fronteiras de Taitel et alii (1980), Dados de Shoham (1982) 118

LISTA DE TABELAS

Tabela Página

1.1 Mapas de Fluxo Existentes Para o Fluxo Bifásico Vertical Ascendente 16

6.1 Resultados Experimentais 119

Introdução

O dimensionamento de tubulações que se destinam à produção e à movimentação de misturas bifásicas gás - líquido tem sido um problema cada vez mais frequente no cotidiano dos engenheiros que atuam nas indústrias químicas, petroquímicas, petrolíferas e de geração de energia.

Um perfeito conhecimento dos níveis de pressão e de perda de carga que deverão existir em uma dada instalação sujeita ao fluxo bifásico pode definir a viabilidade técnico-econômica da referida instalação, bem como possibilitar uma maior eficiência desta, através da escolha de diâmetros de tubulações tais que associem economicidade e níveis de perda de carga de modo adequado.

O desenvolvimento das técnicas industriais, como um todo, nos leva a crer que, a cada dia, ter-se-á um aumento da importância do estudo do fluxo bifásico. Cita-se por exemplo, o surgimento da indústria nuclear nacional de geração de eletricidade, que vem se propugnando como forma complementar aos métodos convencionais de geração.

Na indústria petrolífera, o fluxo bifásico ocorre desde a rocha, onde se encontra armazenado o petróleo, até os vasos de separação, passando pelos canhoneados, coluna de produção, válvulas de sub-superfície e de superfície e linhas de produção.

Dentre os elementos supracitados, é na coluna de

produção onde ocorre, normalmente, a maior parte da perda de carga, representando,em média, cerca de 70% da queda de pressão entre o reservatório e os vasos separadores.

Há que se ressaltar a importância das recentes descobertas de grandes reservas de petróleo sob lâminas d'água bastante profundas, as quais implicarão no lançamento de linhas de produção sujeitas ao fluxo de hidrocarbonetos sob a forma de mistura bifásica gás-líquido em grandes extensões.

Embora tenha sido grande o esforço de compreensão da estrutura dos escoamentos bifásicos, realizado nas últimas décadas, tal estrutura ainda não está totalmente desvendada. As correlações empíricas para o cálculo de frações de vazios e perda de carga, existentes atualmente, trazem, como toda correlação empírica, o problema congênito da não aplicabilidade a situações outras que não aquelas onde foram geradas, necessitando, quase sempre, de correções, também empíricas, quando da troca de ambiente.

Por outro lado, as modelagens matemáticas até então propostas sempre implicam na utilização de operadores de média (espaciais e temporais) que conduzem à perda de informações, além de não contemplarem todos os padrões de fluxo possíveis no escoamento bifásico vertical ascendente, como é o caso do padrão agitante.

Dentre as correlações empíricas existentes para o cálculo da perda de carga em tubulações submetidas ao fluxo bifásico, as que apresentam maior precisão são aquelas que

levam em conta os diferentes padrões de fluxo, ou seja, os diferentes arranjos entre as fases, além de considerarem o escorregamento existente entre o gás e o líquido.

Para a modelagem matemática se faz necessário o conhecimento prévio do arranjo de fases existente, de modo a tornar possível a modelagem segundo cada padrão de fluxo.

Observa-se pois que, para um cálculo onde se deseja uma boa precisão no tocante à perda de carga em fluxo bifásico, é de fundamental importância que se tenha um conhecimento prévio do padrão de fluxo que existirá ao longo da tubulação.

Dessa forma, devemos ser capazes de, baseados nas caracteristicas físicas do sistema, propriedades dos fluidos e níveis de vazões desejadas, determinar, a priori, o padrão de fluxo que existirá no referido sistema em cada situação.

A importância dos mapas de fluxo para o cálculo de gradientes de pressão em fluxo bifásico, quando se utiliza correlações empíricas do tipo III (que consideram o escorregamento e o arranjo entre as fases), pode ser comprovada através do trabalho de Al-Najjar & Al-Soof(1989) os quais, utilizando a correlação de Aziz et alii (1972), verificaram que a mudança do mapa de fluxo poderia proporcionar sensível melhoria dos resultados obtidos, comparados com o banco de dados empregado. Isso comprova que, pelo menos para a supracitada correlação e para o banco de dados utilizado, que a adequabilidade do mapa de fluxo às condições reais, é fundamental.

Dada a importância dos mapas de fluxo, o presente trabalho se dedica a seu reestudo, para o caso do fluxo bifásico vertical ascendente. Tal objetivo é realizado através de uma retrospectiva histórica, com análise e discussão dos principais trabalhos apresentados na área, bem como com propostas de novas modelagens das fronteiras entre os diversos padrões de fluxo, e respectivas comprovações práticas.

Especial destaque é dado aos trabalhos apresentados por Duns & Ros (1963) e Taitel et alii (1980); o primeiro por tratar-se de um trabalho científico cujos resultados guardam boa coerência com os observados em laboratório. O segundo, por apresentar a primeira modelagem matemática dos fenômenos envolvidos nas transições entre os padrões de fluxo, resultando no mapa de fluxo de maior aceitação, atualmente, na indústria do petróleo.

Para possibilitar uma comparação entre estes dois trabalhos é realizada uma adimensionalização do mapa de fluxo de Taitel et alii (1980) segundo os grupos adimensionais sugeridos por Duns & Ros (1963). Tal comparação não foi levada a cabo quando da apresentação dos resultados da pesquisa de Taitel et alii (1980), e é particularmente esclarecedora das diferenças qualitativas e quantitativas entre ambos os trabalhos.

A experimentação desenvolvida no presente trabalho possibilitou o teste das principais propostas de fronteiras de fluxo existentes na literatura, permitindo a identificação

daquelas que apresentam melhores resultados em confronto com os dados laboratoriais do autor e de diversos outros autores, bem como o desenvolvimento de modelagens para aquelas fronteiras cujos resultados práticos não se mostram satisfatórios.

O aparato experimental necessário encontra-se descrito no capítulo 5. Foi construido no Laboratório de Movimentação de Fluidos da Petrobrás/CENPES-RJ, utilizando-se a infraestrutura ali existente e introduzindo-se as adaptações necessárias, visando a atender à especificidade da presente pesquisa.

Como resultado deste trabalho, é proposta uma nova modelagem para a transição entre os padrões de fluxo intermitente e anular, e é sugerida uma correção sobre a proposta de Taitel et alii (1980) para a fronteira bolhas/golfadas. Para as fronteiras bolhas/bolhas dispersas e bolhas dispersas/golfadas, é sugerida a adoção das propostas de Taitel et alii (1980) sem modificações. E finalmente para a fronteira golfadas/agitante é sugerida a adoção da proposta de Mishima & Ishii (1984). Tais sugestões são baseadas no confronto das referidas transições com os resultados experimentais obtidos neste trabalho, bem como com resultados experimentais de outros autores.

Note que é sugerida a adoção de uma modelagem para a fronteira entre os padrões de fluxo em golfadas e agitante. Tal procedimento se deve ao fato de que, apesar de as soluções apresentadas para os cálculos de perda de carga não serem exatamente as mais adequadas, o fato de conhecermos qual o

arranjo de fases existente na tubulação, nos permite, no mínimo, termos o sentimento da adequabilidade dos nossos resultados e quais as principais fontes de possíveis erros.

CAPÍTULO 1

MAPAS DE FLUXO EM ESCOAMENTO BIFÁSICO VERTICAL ASCENDENTE

Desde a década de 40 (ver tabela 1.1), vários pesquisadores têm apresentado propostas de mapas de fluxo para fluxo bifásico vertical ascendente.

Até 1976, todos os mapas propostos eram empíricos, elaborados em laboratórios, através de observação visual ou por instrumentos; a partir de então, com a publicação do trabalho de Taitel & Dukler (1976), que apresentaram uma primeira modelagem para as transições em fluxo bifásico horizontal, outros mapas foram propostos, tentando-se delinear as fronteiras de transição entre os diversos padrões de fluxo através de modelagens matemáticas e correspondentes validações experimentais.

Os mapas de fluxo empíricos propostos podem ser subdivididos em dois grupos, um formado pelos autores que utilizaram coordenadas dimensionais em seus mapas, e o outro grupo pelos autores que optaram pelo uso de coordenadas adimensionais.

Observa-se que, para o primeiro grupo, cada pesquisador escolhia as coordenadas para seus mapas de fluxo, de modo bastante variável e sem que houvesse uma justificativa científica, razoavelmente consubstanciada para as escolhas feitas.

Dentre os autores, cujos mapas de fluxo eram baseados em coordenadas adimensionais, Duns & Ros (1963) apresentaram um mapa bastante conhecido e utilizado na indústria do petróleo. Sobre esse trabalho, a principal restrição apresentada é a de que a escolha dos grupos adimensionais que, segundo estes autores, influenciam os mecanismos de fluxo, teria sido um tanto quanto arbitrária, não se baseando em fatos cientificamente justificados, mas sim, na intuição dos autores. Além do que, por se basearem em uma observação laboratorial e não em análise fenomenológica dos eventos, os mapas apresentados não teriam a generalidade a que se propunham.

Ressalte-se também que não há uma unanimidade quanto à definição dos padrões de fluxo, de sorte que alguns autores tais como Gould (1974) e Speeding & Thanh (1980) apresentam propostas de mapas de fluxo com várias subdivisões. Isso, até certo ponto, foge ao objetivo de um o mapa de fluxo, qual seja, o de possibilitar uma previsão do padrão de fluxo existente na tubulação, de modo a que o uso das modelagens ou de correlações para os cálculos de perda de carga e troca de calor sejam feitos segundo cada regime de fluxo. Vale salientar que, mesmo considerando-se apenas os padrões mais aceitos entre os pesquisadores, nem todos têm uma modelagem matemática ou correlação especifica já desenvolvida para o cálculo de perda de carga. Logo, não é razoável, pelo menos por enquanto, criar-se subdivisões entre os padrões de fluxo, pois estar-se-ia fatalmente perdendo de vista os reais objetivos dos mapas de fluxo.

Por outro lado, alguns pesquisadores tais como Govier & Aziz (1972) e Weisman & Kang (1981) sugerem que as fronteiras entre padrões não seriam linhas, mas sim faixas de transições. Este tipo de proposição, nos parece também fugir aos objetivos dos mapas de fluxo, posto que, caso no trecho de tubulação onde desejamos calcular a perda de carga, as condições sejam tais que o padrão de fluxo previsto esteja em uma faixa de transição, nenhum método específico é sugerido para esta situação. Além disso alguns autores, ao proporem faixas de transições, o fizeram de tal forma que, como no mapa de fluxo apresentado por Govier & Aziz (1972), a faixa de transição entre os padrões de fluxo agitante e anular cobre um intervalo de variação da velocidade superficial da fase gasosa pelo menos 8 (oito) vezes maior que toda a variação dessa velocidade, dentro do padrão de fluxo em bolhas, ou ainda, maior que todo o intervalo de variação da velocidade superficial gasosa, somando-se o intervalo de variação dentro do padrão de fluxo em bolhas mais o intervalo de variação dentro do padrão de fluxo em golfadas.

Os experimentos desenvolvidos neste trabalho mostram que possíveis faixas de transição não seriam tão significativas assim, além do que, se de fato o fossem, melhor seria tratá-las como padrões distintos.

Para fins deste trabalho, foram adotados os padrões de fluxo descritos abaixo e ilustrados na figura 1.1, os quais correspondem aos propostos por Taitel et alii (1980). As transições foram tomadas como linhas de fronteira.

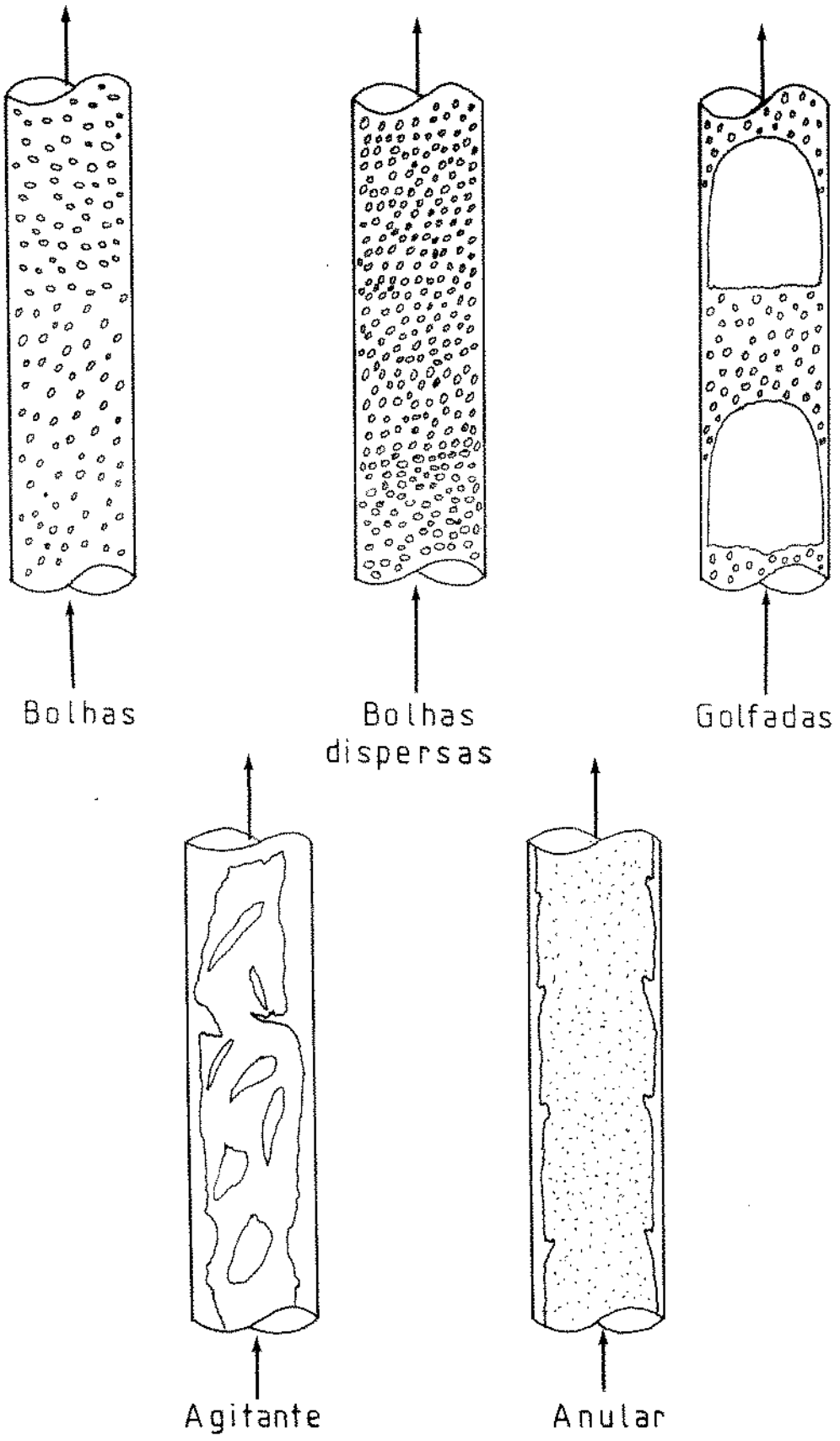

Fig. 1.1 - Representação esquemática para os arranjos de fases no escoamento bifásico vertical ascendente

a) **Fluxo em bolhas:** A fase gasosa é dispersa na fase líquida, com distribuição aproximadamente uniforme, em forma de bolhas isoladas, que tendem a ter geometria entre aproximadamente esférica a deformada e escorregam em relação ao líquido devido às forças de flutuação. A fração de vazios é baixa (H_g < 0,25) e a parede do duto está em contato, sempre, com a fase líquida, o que torna o efeito da fase gasosa sobre a tensão cisalhante na parede desprezível em relação ao efeito gravitacional. O efeito da fase gasosa só é considerável no gradiente de elevação, onde a massa específica da mistura pode ser bastante alterada por essa fase. A estabilidade das bolhas é mantida pela tensão superficial, que é equilibrada por tensões viscosas normais e pressões na interface. É o padrão de fluxo que ocorre quando a fase líquida escoa com velocidade superficial baixa a média, e a fase gasosa se desloca com velocidade superficial baixa.

b) **Fluxo em bolhas dispersas:** Esse padrão de fluxo difere do anterior pelo fato de que, neste, as tensões turbulentas normais tem maior efeito sobre a estabilidade das bolhas são as forças de turbulência. Aqui fase líquida ainda é a fase contínua e a fase gasosa se apresenta em forma de bolhas, cujo diâmetro máximo é limitado pelo nível de turbulência existente no fluxo. A fração de vazios pode chegar a valores bem mais elevados que no caso anterior (H_g < 0,52) e a velocidade de escorregamento entre as fases pode ser admitida como desprezível em relação à velocidade da mistura. Ainda neste caso, é a fase líquida que mantém contato com a parede da

tubulação. Este padrão de fluxo ocorre em elevadas velocidades do líquido e baixas a médias velocidades do gás.

c) **Fluxo em golfadas:** A principal característica deste padrão de fluxo é a existência de grandes bolhas de gás de formato cilíndrico e de diâmetro aproximadamente igual ao diâmetro do tubo, e cujo topo tem a forma de uma ogiva. Essas bolhas são chamadas de bolhas de Taylor, e sua formação é devida à coalescência de bolhas menores. Para baixas velocidades da fase líquida, essa coalescência se dá quando a fração de vazios é suficientemente grande - de acordo com Griffith & Wallis (1961), para uma fração de vazios menor que 0,20 não se observa a existência de coalescência, e, para uma fração de vazios maior que 0,35, raramente se observa a existência de fluxo em bolhas. Para altas velocidades de líquido, a coalescência se dá, segundo Taitel et alii (1980), quando a fração de vazios é maior que 0,52, o que corresponde ao volume de esferas em um arranjo cúbico com esferas de mesmo tamanho. Entre duas bolhas de Taylor consecutivas, observa-se a existência de uma zona onde a fase líquida é contínua com a fase gasosa dispersa em forma de bolhas individuais e aproximadamente esféricas, como no fluxo em bolhas. Entre a bolha de Taylor e a parede do duto, ocorre a existência de um filme descendente de líquido. O fluxo em golfadas é o padrão existente para velocidades superficiais da fase gasosa entre médias e altas, e para velocidades da fase líquida desde muito baixas até muito altas.

d) **Fluxo agitante:** É, indubitavelmente, o mais

caótico dos padrões de fluxo. Caracteriza-se pelas sucessivas quebras dos trechos onde a fase líquida é contínua, entre duas bolhas de Taylor consecutivas, provocando um movimento descendente do líquido e a coalescência das bolhas de Taylor, que perdem assim suas formas características. Ao se deslocar para baixo, o líquido encontra um outro trecho de fase líquida contínua em movimento de ascensão, formando uma ponte mais estável, que é elevada pelo gás e que se mantém até nova repetição do fenômeno de quebra desta ponte, e, consequente coalescência das bolhas de Taylor, por ela separadas. Essa alternância no movimento do líquido, entre ascendente e descendente, confere ao fluxo agitante um tal caráter de desordem que praticamente inviabiliza uma razoável modelagem matemática para o cálculo do gradiente de pressão. Até mesmo os autores de correlações empíricas evitam apresentar soluções específicas para os cálculos de perda de carga quando o fluxo se dá segundo o padrão agitante. É, por exemplo, o caso de Duns & Ros (1963), cuja proposta é de que, havendo fluxo agitante, os cálculos sejam feitos admitindo-se que o padrão é o de fluxo em golfadas, repetidos admitindo, agora, que o padrão é o de fluxo anular, fazendo-se então uma média ponderada desses dois resultados. A mesma sugestão é também seguida por Orkiszewski (1967). Caetano (1986) opta por tratar o fluxo agitante englobando-o no fluxo em golfadas, tratando ambos como fluxo intermitente. Entretanto, apesar de em seu trabalho ele ter descrito o fluxo agitante e apresentá-lo, em seus mapas de fluxo experimentais, como um padrão distinto do fluxo em

golfadas, não apresentou nenhuma proposta de modelagem para a transição entre esses padrões. O fluxo agitante se dá numa faixa relativamente estreita de velocidades da fase gasosa, entre alta e muito alta, e para velocidades da fase líquida entre muito baixas e altas.

e) **Fluxo anular:** Este padrão de fluxo é caracterizado por ter a fase gasosa fluindo como fase contínua em forma de núcleo, e a fase líquida, parte em forma de filme ascendente escoando junto à parede do duto, e parte em forma de gotículas arrastadas pelo núcleo gasoso. É o padrão de fluxo que ocorre para velocidades de gás muito altas e para velocidades de líquido desde muito baixas a muito altas.

Observação: a união entre os padrões de fluxo em golfadas e agitante é chamada, neste trabalho, de fluxo intermitente.

Gould et alii (1974) propuseram um mapa de fluxo empírico, baseado nos mesmos grupos adimensionais sugeridos por Duns & Ros (1963), mas incorporando uma proposta de modificação segundo a qual, mesmo para velocidades superficiais da fase gasosa muito baixas, seria possível baixar a tal ponto a velocidade superficial da fase líquida que o padrão de fluxo passaria a ser o padrão anular. Esse raciocínio não procede pois, como já havia sido demonstrado por Pushkina & Sorokin (1969), ao estudarem o fenômeno do fluxo reverso, para se manter aderente à parede do tubo um filme ascendente de líquido é necessário que tenhamos um valor mínimo da velocidade da fase

gasosa, tal que corresponda ao número de Kutateladze (onde o número de Kutateladze, Ku, é dado pela equação: $Ku = v_{sg} \cdot \sqrt{\rho_g} \cdot [\sigma . g . \Delta\rho]^{-1/4}$) igual a 3,2, abaixo do qual o filme passa a ter movimento descendente. Solução semelhante foi proposta por Taitel et alii (1980) que, através do equilíbrio de forças sobre uma gotícula de líquido extraida do filme e em suspensão no núcleo gasoso, chegou à velocidade do gás mínima correspondente ao número de Kutateladze igual a 3,1.

A ausência de justificativas fenomenológicas, cientificamente consubstanciadas, fez com que os mapas de fluxo empíricos incorporassem problemas e dúvidas quanto à sua utilização em ambientes outros que não aqueles onde foram criados. Neste aspecto o mapa de fluxo apresentado por Taitel et alii (1980), representou um verdadeiro marco por se tratar de uma primeira tentativa de modelagem matemática dos fenômenos envolvidos nas transições entre os diversos padrões de fluxo, cujos resultados, comparados aos dados laboratoriais, se mostraram bons.

As demais pesquisas publicadas após 1980 tem se baseado, quase sempre, no trabalho de Taitel et alii (1980), e, via de regra, concluem que, para fins práticos, a quase totalidade das fronteiras propostas são aceitáveis. É o caso, por exemplo, de Bilicki & Kestin (1986), cuja proposta de fronteira entre os padrões de fluxo em bolhas e em golfadas, apesar de ter sido modelada de maneira bastante diversa da proposta de Taitel et alii (1980), chegou a uma solução praticamente idêntica à deste. O mesmo ocorrendo para a transição entre os padrões de fluxo agitante e anular.

Tabela 1.1

Mapas de fluxo existentes para o fluxo bifásico vertical ascendente.

Autor	Ano	Diâmetro (cm)	Sistema	Coordenadas
Kosterin	1949	2,54	ar-água	v_{sg}/v_m, v_m
Koslov	1954	2,54	ar-água	v_{sg}/v_m, $v_m^2/g.D$
Galegar et al.	1954	1,2 e 5,10	ar-água/ querosene	G_g, G_l
Govier et al.	1957	2,54	ar-água	W_g, W_l
Govier et al.	1958	2,54	ar-água	W_g, W_l
Ueda	1958	5,10	ar-água	W_g, W_l
Griffith & Wallis	1961	1,2 a 5,75	vapor e água	v_{sg}/v_m, $v_m^2/g.D$
Duns & Ros	1963	3,2 a 8,20	ar-água/ óleo	N_{gv}, N_{lv}
Sterling	1963	2,54	ar-água	v_{sg}, v_{sl}
Chaudry et al.	1965	2,54	ar-água	v_{sg}, v_{sl}
Lackmé	1965	3,20	ar-água	Q_l, Q_g
Wallis	1969	2,54	ar-água	v_{sg}, v_{sl}
Hewitt & Roberts	1969	3,18	ar-água	$\rho_g.v_{sg}^2$, $\rho_l.v_{sl}^2$
Nishikawa et al.	1969	2,54	ar-água	v_{sg}, v_{sl}
Govier & Aziz	1972	2,54	ar-água	$B_1^*.v_{sl}$, $B_2^{**}.v_{sg}$

TABELA 1.1 (continuação)

Autor	Ano	Diâmetro (cm)	Sistema	Coordenadas
Oshinowo & Charles	1974	2,54	ar-água/ glicerina	$v_m^2/g.D.\Omega^{1/2}$***, $(v_{sg}/v_{sl})^{1/2}$
Gould et al.	1974	(dados de outros autores)		N_{gv}, N_{lv}
Weisman	1975	(dados de outros autores)		$\rho_g.v_{Sg}^2$, $\rho_l.v_{sl}^2$
Spedding & Thanh	1979	4,50	ar-água	Q_l/Q_g , $[v_m/(g.D)^{1/2}]^{1/2}$
Taitel et al.	1980	2,50 e 5,10	ar-água	v_{sg}, v_{sl}
Weisman & Kang	1980	2,50	freon-113	G_l, G_g
Shoham	1982	2,50 e 5,10	ar-água	v_{sg}, v_{sl}
Mishima & Ishii	1983	(dados de outros autores)		v_{sg}, v_{sl}
Barnea et al.	1983	(dados de outros autores)		v_{sg}, v_{sl}
McQuillan & Whalley	1984	(dados de outros autores)		v_{sg}, v_{sl}
Barnea	1986	(dados de outros autores)		v_{sg}, v_{sl}
Bilicki & Kestin	1987	----------		v_{sg}, v_{sl}
França****	1987	2,54	ar-água	v_{sg}, v_{sl}

* — $B_1 = \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{1/3} . B_2$ (1.1)

$$** - B_2 = \left(\frac{\rho_l \cdot \sigma_{wa}}{\rho_w \cdot \sigma} \right)^{1/4} \qquad (1.2)$$

$$*** - \Omega = \frac{\mu_l}{\mu_g} \cdot \left[\frac{\rho_l}{\rho_w} \cdot \left(\frac{\sigma}{\sigma_{wa}} \right)^3 \right]^{1/4} \qquad (1.3)$$

**** - Apenas modelou as fronteiras entre os padrões de fluxo em bolhas e em golfadas e entre o fluxo em golfadas e agitante.

CAPÍTULO - 2

2 - OS MAPAS DE DUNS & ROS (1963) E DE TAITEL ET ALII (1980)

2.1 - O mapa de fluxo de Duns & Ros (1963)

Em 1961, Ros propôs um mapa de fluxo, para fluxo bifásico vertical ascendente, utilizando coordenadas adimensionais, mapa este que foi alterado, em conjunto com Duns em 1963 (figura 2.1).

Inicialmente, Ros (1961) selecionou as variáveis que poderiam influenciar nos mecanismos de fluxo, quais sejam:

(01) Diâmetro interno do duto ..... D

(02) Inclinação do duto ..... β

(03) Rugosidade da parede do duto ..... ε

(04) Massa específica do líquido ..... ρ_l

(05) Massa específica do gás ..... ρ_g

(06) Viscosidade do líquido ..... μ_l

(07) Viscosidade do gás .....μ_g

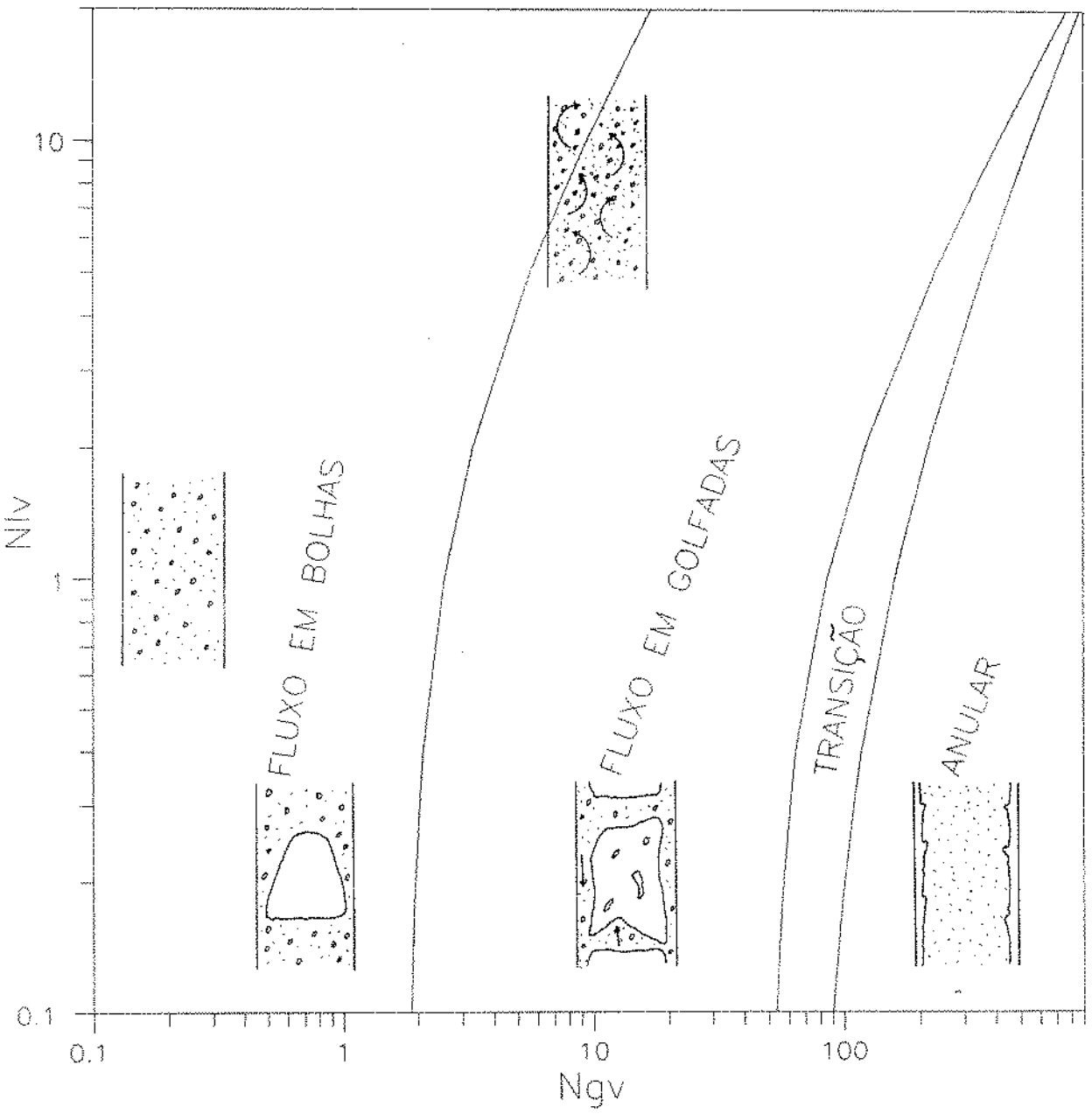

Fig 2.1 – Mapa de Fluxo de Duns & Ros (1963)
Nd = 29,55

(08) Velocidade superficial do líquido ... v_{sl}

(09) Velocidade superficial do gás ... v_{sg}

(10) Tensão superficial ... σ

(11) Ângulo de contato com a parede ... ϕ

(12) Aceleração da gravidade ... g

(13) Gradiente de pressão ... dP/dx

Com esses parâmetros, e usando o Teorema π foram obtidos 10 grupos adimensionais, assim escolhidos:

(01) Número do diâmetro ..... $N_d = D.\sqrt{\frac{g.\rho_l}{\sigma}}$

(02) Número da velocidade do líquido .. $N_{lv} = v_{sl}.\left\{\frac{\rho_l}{g \cdot \sigma}\right\}^{1/4}$

(03) Número da velocidade do gás ..... $N_{gv} = v_{sg}.\left\{\frac{\rho_l}{g \cdot \sigma}\right\}^{1/4}$

(04) Número da viscosidade do líquido . $N_l = \mu_l . \left[\frac{g}{\sigma^3.\rho_l}\right]^{1/4}$

(05) Número da viscosidade do gás ..... $N_g = \mu_g . \left[\frac{g}{\sigma^3.\rho_l}\right]^{1/4}$

(06) Rugosidade relativa ..... $\frac{\varepsilon}{D}$

(07) Ângulo de inclinação do duto ..... β

(08) Ângulo de contato com a parede ..... ϕ

(09) Razão das massas específicas ..... $N_{\rho} = \frac{\rho_g}{\rho_l}$

(10) Número do gradiente de pressão ... $G = \frac{dP/dx}{\rho_l \cdot g}$

Após a definição dos grupos acima relacionados, passou-se à seleção daqueles que teriam efetiva influência nos mecanismos de fluxo. Isto foi feito por eliminação, com justificativas baseadas, principalmente, na intuição do autor. Assim foram eliminados os seguintes grupos:

a) Rugosidade relativa (ε/D) - Devido ao fato de que, experimentos com fluxo bifásico em dutos horizontais mostraram que, para baixas velocidades, este grupo não tem grande influência, o mesmo devendo ocorrer para o fluxo vertical;

b) Ângulo de contato com a parede (ϕ) - Pela observação visual de que a parede do duto está sempre molhada pelo líquido, logo não há influência do ângulo de contato com a parede sobre os mecanismos de fluxo;

c) Ângulo de inclinação do duto (β) - Desprezado

por se tratar de fluxo vertical, ou quase vertical;

d) Número da viscosidade do gás (N_g) - a viscosidade do gás só apresenta influência significante para altas velocidades da fase gasosa, o que corresponde ao padrão de fluxo anular. Entretanto, nesse padrão a turbulência é muito elevada e, consequentemente, a influência da viscosidade é desprezível, logo o número da viscosidade do gás pode ser descartado;

e) Razão de massas específicas (N_ρ) - Descartado, basicamente, devido ao fato de que sua influência consiste de duas partes, uma ligada à diferença entre as massas específicas do líquido e do gás, e que, para pressões não muito elevadas, tem como predominante a massa específica do líquido, e a segunda parte, no termo de energia cinética, $\frac{1}{2}.\rho_g.v_{sg}^2$, que só teria maiores influências para elevados valores de v_{sg}.

Com estas eliminações, sobram os grupos adimensionais N_{gv}, N_{lv}, N_d e N_l, que, em última análise, devem determinar os mecanismos de fluxo.

A instalação de testes utilizada por Duns & Ros (1963), consistia de um tubo vertical, com região de entrada que podia variar entre 30 e 45 metros, uma seção de teste com 10 metros, e uma seção de saida com 2 metros de comprimento. Foram utilizados diâmetros de tubulação de 3.20 cm, 8.02 cm e 14.23 cm. Empregou-se ar para a fase gasosa, e para a fase líquida, água ou hidrocarboneto líquido. As perdas de carga foram medidas através de manômetros diferenciais, as frações de

vazios através de cintilômetro, que detectava a presença de um traçador radioativo dissolvido no líquido, e as transições entre os diversos padrões de fluxo foram definidas visualmente.

Os padrões básicos identificados foram: fluxo em bolhas, fluxo em golfadas, transição golfadas/anular (equivalente ao fluxo agitante) e fluxo anular. Entre estes, foram definidas as fronteiras, que delimitam as regiões de validade das correlações por eles propostas para o cálculo dos gradientes de pressão e das frações de vazio.

Além desses padrões, foi observada a existência de padrões secundários, para os quais não foram estabelecidas fronteiras. Foram eles: fluxo em espuma, fluxo em cabeceio e "plug flow".

A figura 2.1, ilustra um exemplo de mapa de fluxo para um sistema com N_d = 29,55. A figura 2.2 ilustra o caso geral, onde pode-se observar que a fronteira proposta entre os padrões de fluxo em bolhas e em golfadas é, na realidade, uma faixa, em função do número do diâmetro N_d.

Para a fronteira entre os padrões de fluxo em bolhas e em golfadas, foi proposta a seguinte equação:

$$N_{gv} = L_1 + L_2 . N_{lv} \qquad (2.1)$$

Os parâmetros L_1 e L_2 são funções do número do diâmetro, e obtidos graficamente através do gráfico ilustrado na figura 2.3. Observa-se que, para valores de N_d superiores a

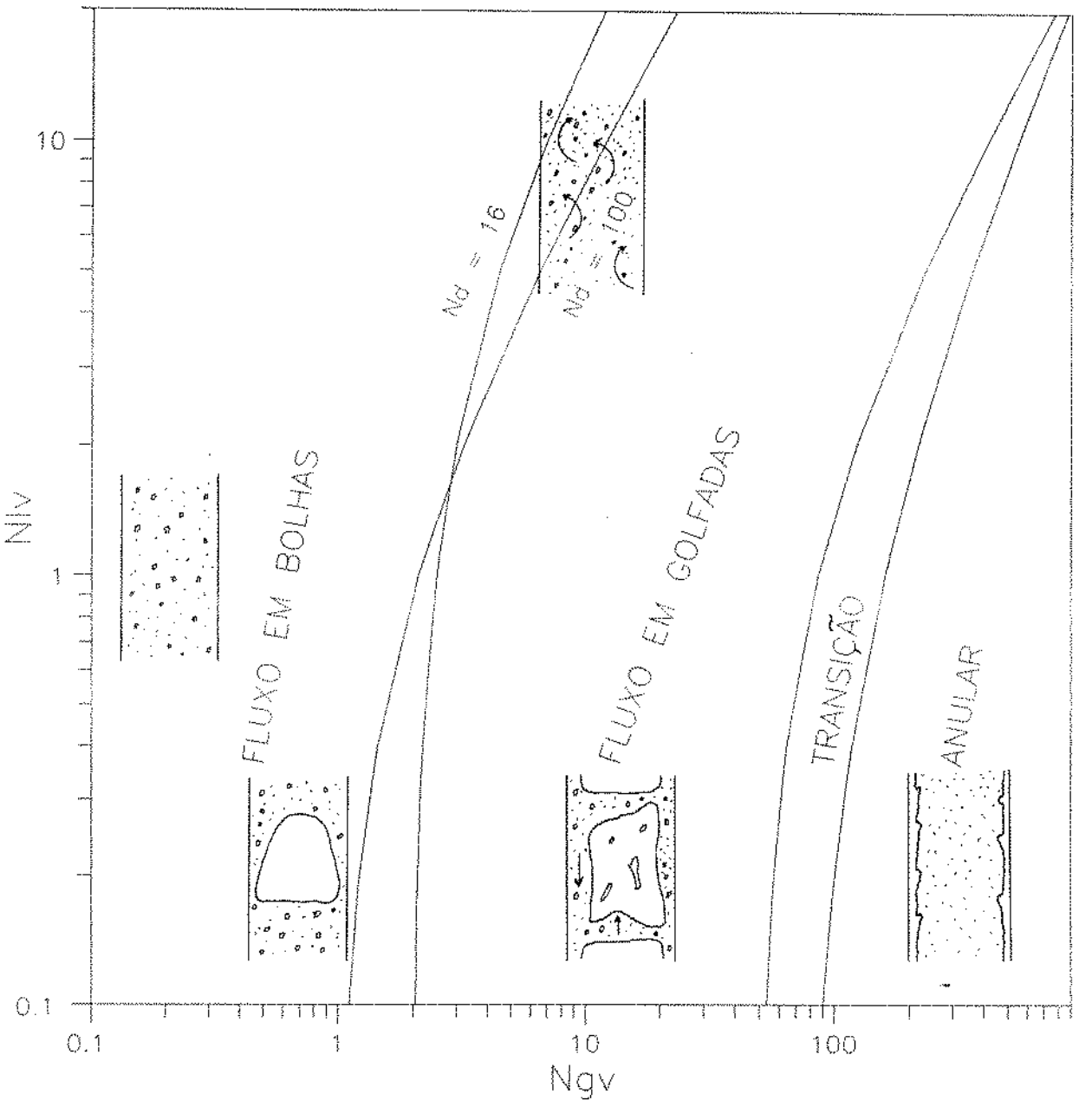

Fig 2.2 – Mapa de Fluxo Geral de Duns & Ros

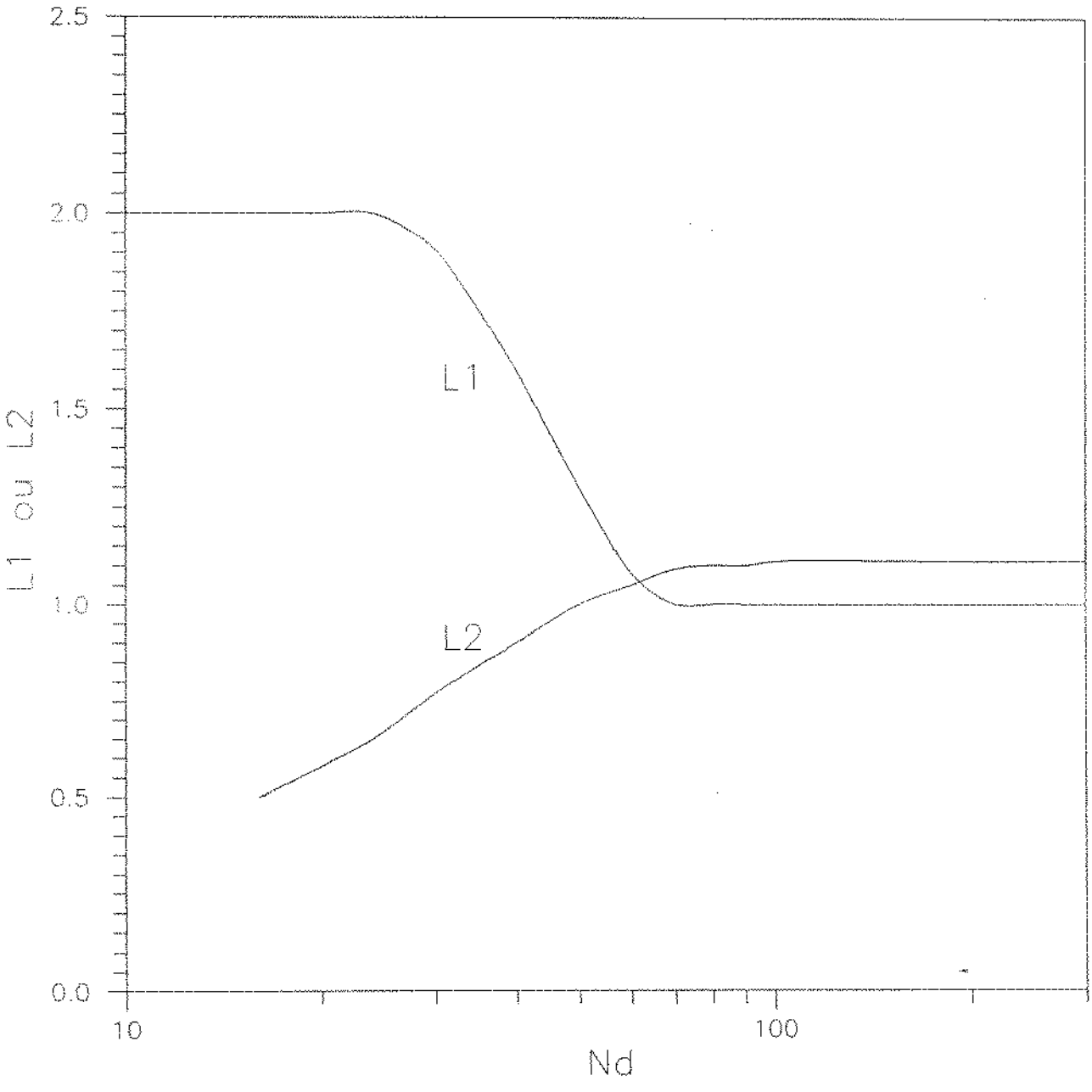

Fig – 2.3 – Valores de L1 e L2 vs Nd

68, L_1 e L_2 são constantes, já para valores de N_d menores que 27, L_1 é constante. Os valores de L_2 só foram plotados para valores de N_d maiores ou iguais a 16. Estes limites permitem delinear a faixa de variação da fronteira bolhas/golfadas em função dos valores de N_d.

Como citado acima, para valores de N_d menores que 16 não foram plotados valores de L_2 o que, para um sistema bifásico ar-água, corresponde a um diâmetro mínimo de aproximadamente 4,3cm, e ainda, o valor de L_1 para valores de N_d abaixo de 27, é constante, o que leva a crer que houve uma extrapolação dos valores de L_1 para valores baixos de N_d (para N_d <27), o que não foi possível fazer para os valores de L_2 cuja tendência, evidenciada, não foi de estabilização de seu valor, como ocorreu com o L_1.

Em suas pesquisas, Duns & Ros (1963) efetuaram testes com tubulação, entre outras, cujo diâmetro interno era de 3,2cm, e, ainda assim, não foram definidos valores de L_2 para tubulações com diâmetros pequenos. Apesar de não reportado, fica evidenciado que não foi possível identificar a fronteira entre os padrões de fluxo em bolhas e em golfadas para tubulações de baixos diâmetros. Tal fato foi, posteriormente, modelado por Taitel et alii (1980), quando ficou demonstrado que, para diâmetros de tubulação menores que um certo valor D_m não é possível a existência de fluxo em bolhas. O diâmetro mínimo D_m é calculado pela equação:

$$\frac{\rho_l \cdot g \cdot D_m}{(\rho_l - \rho_g) \cdot \sigma} = 4,36 \qquad (2.2)$$

Para misturas ar-água a baixas pressões, o valor de D_m é de 5,1cm, ou seja, para o sistema bifásico ar-água operando à pressão atmosférica só é possível haver o fluxo em bolhas para tubulações de diâmetro interno maior que 5,1cm. Daí a impossibilidade encontrada por Duns & Ros (1963) na obtenção de valores de L_2 para valores baixos de N_d.

Outro fato relevante nessa fronteira é o de que, Duns & Ros (1963) citaram a existência de um padrão de fluxo em espuma, o qual, pela posição indicada em seu mapa, equivale ao padrão de fluxo em bolhas dispersas. Porém, não definiram uma fronteira entre os padrões de fluxo em bolhas e em bolhas dispersas, e desta forma, optaram por uma única reta que engloba as transições entre os padrões de fluxo em bolhas e fluxo em golfadas, e deste para fluxo em bolhas dispersas. Com isto, parte do fluxo em bolhas passou a englobar o que Duns e Ros (1963) chamaram de fluxo em pistão ("plug flow") o qual em nossa opinião, estaria melhor classificado como regime de fluxo em golfadas.

A adoção de uma única fronteira como acima descrito, se deve, basicamente, ao fato já citado por Barnea (1986), de que a definição visual da transição entre padrões de fluxo em bolhas e em bolhas dispersas onde, em um caso a estabilidade da bolha se deve a tensões superficiais e, em outro onde a

estabilidade da bolha se deve às forças de turbulência não é sempre clara. Logo, em se tratando de um mapa de fluxo empírico, com a definição das fronteiras sendo feita visualmente, era de se esperar que o padrão de fluxo em bolhas dispersas não fosse considerado como relevante, e daí, que as fronteiras entre o fluxo em golfadas e os padrões em bolhas fossem tomadas como sendo uma única reta.

A fronteira entre os padrões de fluxo em golfadas e de transição (agitante) foi definida através da equação:

$$N_{gv} = 50 + 36.N_{lv} \qquad (2.3)$$

Finalmente, a fronteira entre os regimes de transição e anular, foi definida por:

$$N_{gv} = 75 + 84.N_{lv}^{0.75} \qquad (2.4)$$

2.2 - O mapa de fluxo de Taitel et alii (1980)

Em 1980, Taitel et alii apresentaram os resultados de uma pesquisa, onde foi dado um primeiro passo para a explicação fenomenológica das transições entre os diversos padrões de fluxo em escoamento bifásico vertical ascendente, e suas consequentes modelagens matemáticas, com bons resultados em comparação com os dados práticos e com os principais mapas existentes.

Foram inicialmente definidos cinco padrões de fluxo: fluxo em bolhas, fluxo em bolhas dispersas, fluxo em golfadas, fluxo agitante e fluxo anular, cujas características são descritas no capítulo 1 deste trabalho.

As transições propostas, suas respectivas justificativas fenomenológicas e modelagens matemáticas apresentadas, foram as seguintes:

a) *Transição do padrão de fluxo em bolhas para o de fluxo em golfadas:* (curva A da figura 2.4)

Esta mudança de padrão de fluxo foi justificada como sendo o resultado da coalescência das bolhas de gás, sendo a velocidade do liquido baixa o suficiente para que, ao coalescerem, as bolhas formadas não sejam quebradas pelas forças de turbulência. Dessa forma, a referida coalescência dá origem à formação de bolhas com diâmetros de valor aproximadamente igual ao diâmetro interno do tubo, chamadas bolhas de Taylor.

Em 1961, Griffith & Wallis reportaram os resultados de suas experiências, tendo observado que, para frações de vazios menores que 0,20, raramente se constatava o fenômeno da coalescência de bolhas. Por outro lado, para frações de vazios superiores a 0,35, raramente ocorria o fluxo em bolhas.

Baseados nessas observações, Griffith & Synder (1964) sugeriram que a coalescência das bolhas ocorre quando a fração de vazios é de aproximadamente 0,25 a 0,30.

Considerando um arranjo cúbico das bolhas, Radovicich

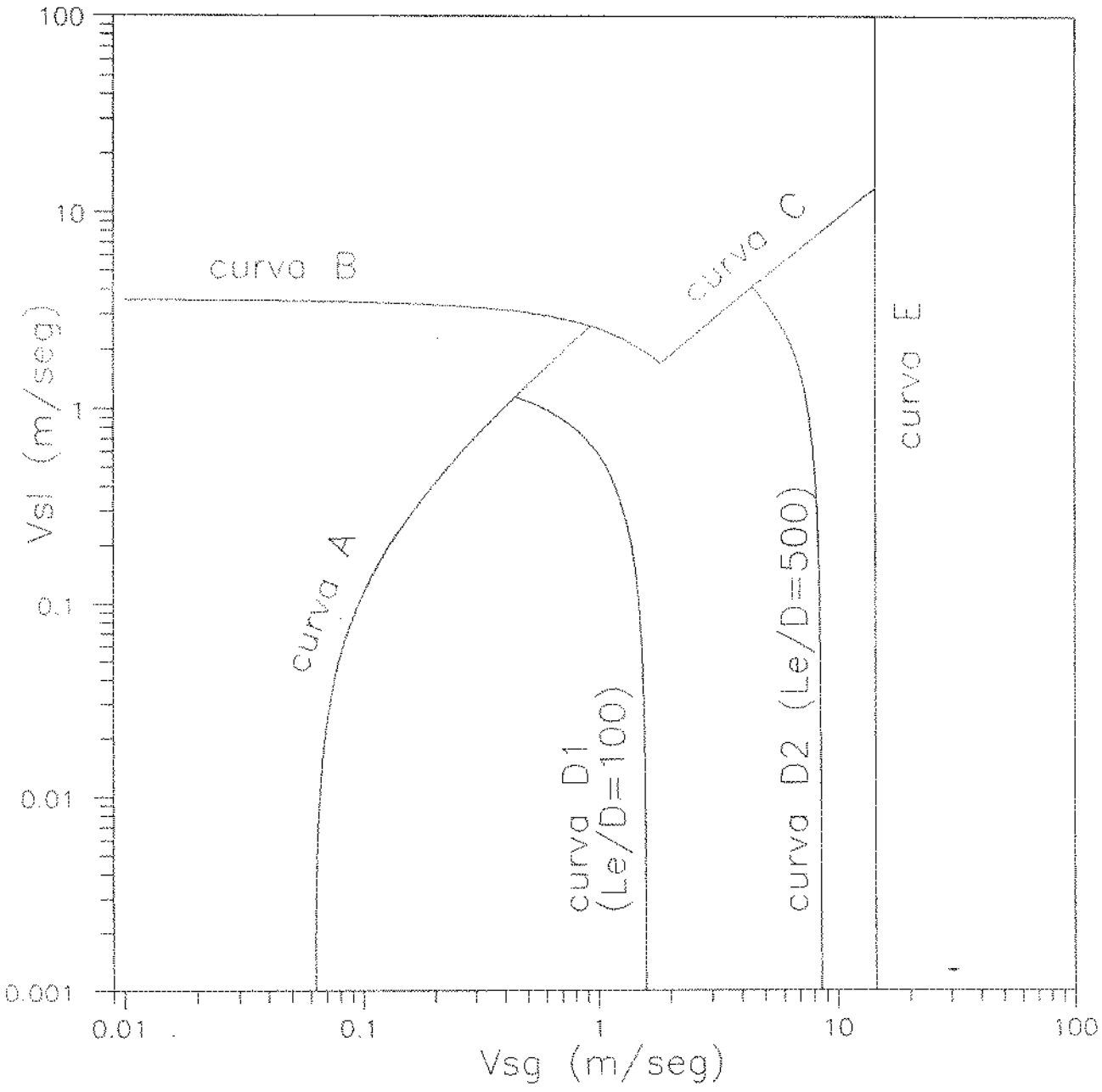

Fig – 2.4 – Mapa de fluxo de Taitel et alii (1980) Para Misturas ar/água à Pressão Atmosférica em um Tubo de Diâmetro 0,051m.

& Moissis (1962), postularam que a máxima fração de vazios para o padrão em bolhas seria de 0,30, quando a frequência de colisões seria muito elevada, e causaria a coalescência das bolhas.

Baseando-se nas experiências supracitadas, e admitindo que a máxima fração de vazios estável ocorre quando as bolhas estão separadas, em média, por uma distância igual à metade do raio, num arranjo cúbico de bolhas de mesmo diâmetro, Taitel et alii (1980), postularam o valor de 0,25 para a fração de vazios onde se dá a transição.

A velocidade de escorregamento entre as fases foi adotada por Taitel et alii (1980), como sendo a velocidade final de uma grande bolha (segundo os experimentos de Harmathy (1960)) subindo, isolada, num meio líquido infinito. De acordo com as experiências de Harmathy (1960) essa velocidade final é dada pela seguinte equação semi-empírica:

$$v_b = 1{,}53 \cdot \left\{ \frac{g \ \sigma \ (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^{\,2}} \right\}^{1/4} \qquad (2.5)$$

Assim, a transição foi definida a partir da seguinte equação:

$$v_b = \frac{v_{sg}}{H_g} - \frac{v_{sl}}{(1 - H_g)} \qquad (2.6)$$

onde v_b é dada pela equação (2.5) e $H_g = 0,25$. Desta maneira, obtem-se:

$$v_{sl} = 3.v_{sg} - 1,15.\left\{ \frac{g \ \sigma \ (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^{\ 2}} \right\}^{1/4} \qquad (2.7)$$

que é a equação que define a fronteira.

Comentários:

1 - Nota-se que a velocidade de escorregamento entre as fases foi tomada como sendo a velocidade de ascensão de uma grande bolha subindo isoladamente num meio líquido infinito. Na verdade, tal não ocorre no fluxo bifásico ascendente no interior de um tubo, onde a fração de vazio é de tal ordem que provoca a mudança do padrão de fluxo.

2 - A fração de vazio na transição, tomada como sendo 0,25, baseia-se num arranjo geométrico das bolhas (que na realidade não ocorre), e no fato de que, para tal arranjo, a frequência de colisões seria tão elevada que provocaria a coalescência das bolhas.

É intuitivo que a frequência de choques entre as bolhas dependa das propriedades do meio líquido. Assim, para um líquido de maior viscosidade, o número de colisões será menor, para a mesma fração de vazios, que para um líquido menos

viscoso. E isso não é considerado por esta modelagem.

3 - Como citado por Taitel et alii (1980), a equação (2.7) é similar à proposta por Griffith & Wallis (1961), os quais adotaram a fração de vazios de transição como sendo 0,18 e a velocidade de escorregamento entre as fases como sendo a velocidade de ascensão de uma grande bolha de ar fluindo em um meio infinito de água, ou seja, v_b= 0,24m/s. A adoção dessa velocidade de escorregamento entre as fases limitou muito a validade da equação proposta, tornando-a aceitável apenas para o sistema bifásico ar-água.

4 - Peebles & Garber (1953), recomendam que a velocidade de ascensão de uma grande bolha em um meio líquido infinito, seja dada pela equação:

$$v_b = 1{,}18 \cdot \left\{ \frac{g \ \sigma \ (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^{\,2}} \right\}^{1/4} \qquad (2.8)$$

Tanto a equação de Harmathy (1960) quanto a acima proposta são semi-empíricas, sendo a primeira mais conhecida e utilizada. Observa-se que, por se tratar da velocidade de grandes bolhas (diâmetro da ordem de 1,0 a 2,0cm), o diâmetro da bolha não interfere diretamente na expressão, o mesmo ocorrendo com a viscosidade do líquido.

Zuber & Henchy (1962) apresentaram a seguinte fórmula para a velocidade de ascensão de uma bolha:

$$v_b = \left\{ \frac{g \; d^2 \; (\rho_l - \rho_g)}{18 \; \mu_l} \right\} . \; (1 - H_g)^{1/2} \qquad (2.9)$$

Esta fórmula, aplicável para bolhas de pequeno diâmetro, apresenta o inconveniente da necessidade de conhecer-se, a priori, o diâmetro da bolha, o que impossibilita o seu uso para o estudo das transições.

5 - Baseados na velocidade de ascensão da bolha dada pela equação (2.5), e na velocidade de ascensão da bolha de Taylor, dada pela equação:

$$v_{bt} = 0,35.\sqrt{g.D} \qquad (2.10)$$

Taitel et alii (1980) definiram o diâmetro mínimo de tubulação para existência de fluxo em bolhas. Partindo do princípio de que se a velocidade da bolha for maior que a velocidade da bolha de Taylor não haverá o fluxo em bolhas, tem-se a seguinte condição:

$$1,53.\left\{ \frac{g \; \sigma (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right\}^{1/4} < 0,35.\sqrt{g.D} \qquad (2.11)$$

Aplicando a condição acima para um sistema ar-água, teremos que o diâmetro mínimo para que exista fluxo em bolhas é

de, aproximadamente, 5,1cm.

Por outro lado, tal diâmetro foi calculado pela fórmula sugerida por Harmathy (1960), que se aplica para bolhas com diâmetro maior que 1cm; se a bolha gerada na admissão do sistema é maior que 1cm, então a condição (2.11) se aplica mas, caso contrário, ou seja, se a bolha gerada na admissão do sistema é menor que 1 cm, ou se a bolha, é gerada por transferência de massa entre as fases, o diâmetro mínimo acima citado teria outro valor.

Assim conforme sugerido por Zuber & Henchy (1962) a velocidade de escorregamento de bolhas de pequeno diâmetro seria dada pela equação (2.9).

Neste caso ter-se-ia fluxo em bolhas mesmo para diâmetros de tubulações menores que os calculados segundo a teoria de Taitel et alii (1980).

b) *Transição entre os padrões de fluxo em bolhas e de fluxo em bolhas finamente dispersas*: (curva B da figura 2.4)

Esta mudança de padrão de fluxo, se dá, segundo Taitel et alii (1980), quando há predominância das forças de turbulência sobre as forças de tensão superficial, o que ocorre para elevadas velocidades da fase líquida.

Nesse caso, qualquer coalescência de bolhas é impedida pela turbulência do líquido, mesmo para frações de vazios maiores que 0,25, só sendo possível a existência de bolhas estáveis com diâmetro máximo, segundo Hinze (1955), dado

pela equação:

$$d_{max} = k.\left\{\frac{\sigma}{\rho_l}\right\}^{0,6}.(E)^{-0,4} \qquad (2.12)$$

onde E é a razão de dissipação de energia por unidade de massa, dada por:

$$E = |dP/dx| \cdot \left\{\frac{v_m}{\rho_m}\right\} \qquad (2.13)$$

sendo:

$$(dP/dx) = \frac{2.v_m^2.\rho_m.f}{D} \qquad (2.14)$$

e:

$$f = C.\left[\frac{v_m \cdot D}{\nu_l}\right]^{-n} \qquad (2.15)$$

com C = 0,46 e n = 0,20

Sevik & Park (1973) desenvolveram valores teóricos, depois comprovados na prática, para o coeficiente k da fórmula (2.12), concluindo que, para bolhas, o valor deste coeficiente deve ser tomado como 1,14.

Por outro lado, para que não haja a formação da bolha de Taylor, é necessário que o processo de quebra gere bolhas

suficientemente pequenas, cujo diâmetro crítico, segundo Brodkey (1967), é dado por:

$$d_{crit} = \sqrt{\frac{0,4.\sigma}{(\rho_l - \rho_g).g}} \qquad (2.16)$$

Como esta transição se dá para elevadas velocidades de líquido, a velocidade de escorregamento entre as fases pode ser tomada como desprezível, logo a fração de vazios pode ser calculada como sendo:

$$H_g = \frac{v_{sg}}{v_{sl} + v_{sg}} = \frac{v_{sg}}{v_m} \qquad (2.17)$$

Igualando os valores dos diâmetros calculados segundo as equações (2.12) e (2.16), e combinando-se com as equações (2.13) a (2.17), obtem-se a seguinte expressão:

$$v_{sl}+v_{sg} = 4.\left\{ \frac{D^{0,4286} \cdot \left(\frac{\sigma}{\rho_l}\right)^{0,0893}}{\nu_l^{0,0714}} \cdot \left[\frac{g.(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l} \right]^{0,4464} \right\} \qquad (2.18)$$

que delimita a fronteira entre os dois padrões de fluxo.

Comentários:

1 - Mishima & Ishii (1984) propuseram um mapa de fluxo onde o padrão em bolhas finamente dispersas foi omitido, optando estes pesquisadores por uma única fronteira entre os padrões de fluxo em bolhas e fluxo em golfadas.

Para tanto, Mishima & Ishii (1984) assumiram que, na transição, a fração de vazios seria de 0,30. O resultado obtido foi uma curva aproximadamente paralela à fronteira proposta por Duns & Ros (1963) deslocada para a esquerda (ver figura 2.5). Se comparada com a proposta de Taitel et alii (1980), esta fronteira formaria, basicamente, uma média entre as fronteiras A e C, da figura 2.4 apresentadas por estes.

2 - A definição dos padrões de fluxo prende-se ao fato de que, para cada um deles, o cálculo de perda de carga será modelado segundo suas características. Os padrões de fluxo em bolhas e fluxo em bolhas finamente dispersas tem características bastante semelhantes, de sorte que, boa parte dos autores, por exemplo Duns & Ros (1963), Orkiszewski (1967) e Aziz et alii (1972), optam por tratá-los, para fins de cálculo de perda de carga, como um padrão único. A importância desta fronteira encontra-se no fato de que, apesar de os padrões serem visualmente muito semelhantes, a estabilidade das bolhas, em cada um desses padrões, se dá por mecanismos físicos muito diferentes. Isso nos leva a crer não serem aceitáveis as propostas de fronteira única entre os regimes de fluxo em bolhas e em golfadas.

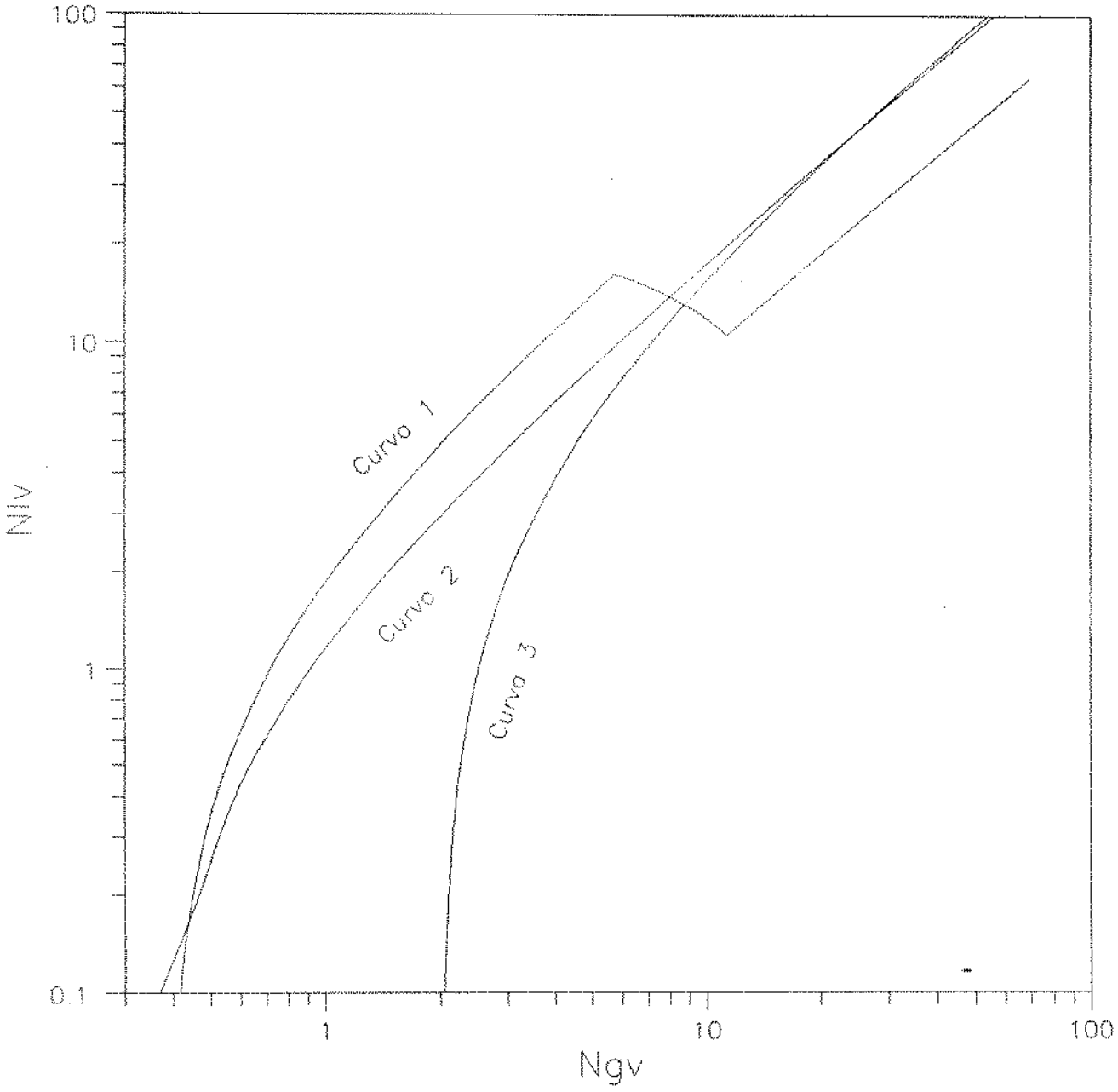

Fig – 2.5 – Fronteira bolhas/golfadas segundo:
Taitel et alii Curva 1
Mishima & Ishii Curva 2
Duns & Ros Curva 3

3 - McQuillan & Whalley(1985) propuseram que esta transição seria dada pela equação:

$$v_{sl} = \frac{6,8}{\rho_l^{0,444}} \cdot \left[g.\sigma.(\rho_l - \rho_g) \right]^{0,278} \cdot \left(\frac{D}{\mu_l} \right)^{0,112} \qquad (2.19)$$

Esta equação resultou de uma modificação empírica, feita por Weisman (1976), sobre a equação proposta por Taitel et alii (1976) para tubos horizontais.

Neste caso, McQuillan & Whalley (1985) justificam que a turbulência é causada pelo nível de velocidade do líquido, sendo pois independente do ângulo de inclinação. Assim, mesmo para um sistema em fluxo vertical ascendente, a equação (2.19) seria válida.

c) *Transição entre os padrões de fluxo em bolhas dispersas e fluxo em golfadas* (curva C da figura 2.4):

Esta transição ocorre quando, apesar do elevado nível de turbulência, temos uma fração de vazios superior a 0.52. Este valor limite foi proposto por Taitel et alii (1980), baseando-se num arranjo cúbico onde esferas de mesmo tamanho se tocam, ou seja, um empacotamento máximo para um arranjo cúbico, além do qual as bolhas seriam forçadas a coalescerem, formando bolhas de Taylor características do fluxo em golfadas.

Como esta fronteira ocorre para elevadas velocidades da fase líquida, a velocidade de escorregamento entre as fases

pode ser admitida como desprezível. Fazendo-se essa consideração na equação (2.17) e tomando o valor limite da fração de vazios como 0,52, obtem-se:

$$v_{sl} = 0,923.v_{sg} \qquad (2.20)$$

que é a equação a qual define a fronteira entre os dois padrões de fluxo.

Comentários:

1 - McQuillan & Whalley (1985) sugeriram que nesta transição a fração de vazios seja tomada como 0,74, o que corresponde a um arranjo fechado de bolhas de mesmo diâmetro, ao invés da proposta de Taitel el alii (1980) de 0,52.

A sugestão de McQuillan & Whalley (985) parece conduzir a valores demasiadamente elevados para a fração de vazios, principalmente se considerarmos que as bolhas estão em movimento e que, consequentemente, estará havendo choques entre elas. As experimentações práticas desenvolvidas, demonstram que a proposta de Taitel et alii (1980) está mais próxima da realidade.

2 - Barnea (1986), adota para esta transição, a mesma equação proposta por Taitel et alii (1980), bem como o mesmo valor para a fração de vazios, ou seja 0,52.

d) *Transição entre os padrões de fluxo em golfadas e fluxo agitante*: (curvas D_n da figura 2.4)

Baseando-se em observações de que o fluxo agitante ocorre como um efeito de entrada na tubulação, ao longo de um determinado comprimento desta antecedendo um padrão em golfadas desenvolvido, Taitel et alii (1980) propuseram que esta transição se daria em função de um comprimento equivalente de tubulação, calculado segundo o efeito de entrada acima mencionado.

Desse modo a transição se daria segundo a equação:

$$v_{sl} + v_{sg} = \frac{L_E}{40,6}\cdot\sqrt{\frac{g}{D}} - 0,22 \cdot\sqrt{g.D} \qquad (2.21)$$

onde L_E é o comprimento equivalente de entrada.

Comentários:

1 - Esta modelagem é, sem dúvida, a mais questionável entre as fronteiras propostas por Taitel et alii (1980), não só pela explicação fenomenológica apresentada, como também pelos resultados práticos obtidos.

2 - Segundo o proposto por Taitel et alii (1980), tomemos por exemplo na figura 2.4, v_{sg} = 1,0m/s, v_{sl} = 0,01m/s, para um sistema ar-água em um duto de 5,1 cm de diâmetro, com L_E/D=100. Nesta condição, o padrão de fluxo previsto seria o de

fluxo em golfadas. Se aumentarmos, progressivamente, a velocidade superficial do líquido, mantendo-se constante a velocidade superficial do gás, é intuitivo que, ou se mantenha o fluxo em golfadas, tornando as pontes de líquido mais estáveis, ou que se derive para um padrão em bolhas. No entanto, o previsto, segundo a equação (2.21), seria passar-se de fluxo em golfadas para fluxo agitante.

3 - Mishima & Ishii (1984) e McQuillan & Whalley (1985) propuseram em seus trabalhos modelagens alternativas sendo que, os primeiros apresentaram uma solução bastante semelhante à obtida por Duns & Ros (1963), com a diferença de que, neste caso, a curva ficou mais deslocada para a esquerda. Os segundos chegaram a uma solução muito parecida com a de Taitel et alii (1980), com o mesmo inconveniente discutido no parágrafo anterior.

4 - Shoham (1982) propôs que o padrão de fluxo agitante não fosse classificado separadamente, pois este só existe para ângulos de inclinação do duto superiores a 70^0com a horizontal. No entanto, tomando-se a tubulação como vertical, e para relativamente baixos valores de velocidade superficial da fase líquida, a faixa de velocidades superficiais da fase gasosa onde observa-se a existência de fluxo agitante é maior que aquelas onde se observa os fluxos em bolhas ou em golfadas.

e) *Transição para o fluxo anular* (curva E da figura 2.4)

Esta transição foi modelada por Taitel et alii (1980)

através do equilíbrio das forças agindo sobre uma gotícula que foi arrancada do filme aderente à parede do tubo e se encontra em suspensão no núcleo gasoso. Partiu-se do princípio de que, caso, ao ser arrancada do filme, as gotículas adquirissem um movimento descendente, provocariam o acúmulo de líquido em um ponto inferior da tubulação, formando uma golfada , e, consequentemente, mudariam o padrão de fluxo. Logo, a gotícula de maior diâmetro que possa ser extraída do filme, deve, na pior das hipóteses, ficar parada em suspensão, no núcleo gasoso.

O diâmetro da maior gotícula que pode ser extraída de uma superfície líquida por um fluxo de gás foi estimado por Hinze (1955) através da equação:

$$d_{max} = \frac{K \cdot \sigma}{\rho_g \cdot v_g^2} \qquad (2.22)$$

onde, segundo Turner (1969), K deve ser tomado como sendo 30.

As forças de arraste e de gravidade, atuando sobre a gotícula, são dadas por:

Força de arraste:

$$F_a = \frac{1}{8} \left[C_d \cdot \pi \cdot d_{max}^2 \cdot \rho_g \cdot v_g^2 \right] \qquad (2.23)$$

onde $C_d = 0,44$;

Força de gravidade:

$$F_g = \frac{1}{6} \cdot \left[\pi . \ d^3 . \ g \ . \ (\ \rho_l - \ \rho_g) \ \right] \qquad (2.24)$$

Igualando-se as forças de arraste e de gravidade para gotículas com o diâmetro máximo dado pela equação (2.22) e explicitando-se o valor limite de v_g, tem-se:

$$v_g = 3,1 \ . \ \frac{\left[\ g \ . \ \sigma \ . \ (\ \rho_l - \ \rho_g) \ \right]^{1/4}}{\sqrt{\rho_g}} \qquad (2.25)$$

Para este caso, foi admitido não haver escorregamento entre as fases, e a fração de vazios foi adotada como sendo, aproximadamente, igual a um. Isto é:

$$v_{sg} \cong v_g$$

Assim, a fronteira foi representada pela equação:

$$v_{sg} = 3,1. \frac{\left[\ \sigma \ . \ g \ . \ (\rho_l - \ \rho_g) \right]^{1/4}}{\sqrt{\rho_g}} \qquad (2.26)$$

Comentários:

1 - A fronteira, como descrita na equação (2.26), é independente da velocidade do líquido, o que não é fisicamente aceitável, principalmente para elevadas velocidades superficiais da fase líquida.

2 - As modelagens correspondentes, propostas por Mishima & Ishii (1984) e McQuillan & Whalley (1985), apresentaram problemas semelhantes ao citado no item anterior. Vale salientar que os dados práticos indicam que esta fronteira deveria apresentar uma curvatura para a direita, como proposto por Duns & Ros (1963).

3 - Barnea (1986), propôs uma nova fronteira para esta transição, com base em que: a) para que haja fluxo anular, deve haver estabilidade do filme de líquido, de sorte que não haja bloqueio da tubulação pelo movimento descendente do filme e consequente acumulação de líquido na parte inferior do duto; e b) que não haja bloqueio do tubo através da formação de pontes por excesso de líquido no filme.

Para atender a esses requisitos, Barnea (1986) propôs as seguintes soluções:

Para atender à condição a:

$$Y = \frac{1 + 75.H_l}{(1 - H_l)^{2,5}.\ H_l} - \frac{1}{H_l^3}\ .\ X^2 \qquad (2.27)$$

e:

$$Y > \frac{2 - 1{,}5 \cdot H_l}{H_l^3 \cdot (1 - 1{,}5 \cdot H_l)} \cdot X^2 \qquad (2.28)$$

onde:

$$X^2 = \frac{(dP/dx)_{LS}}{(dP/dx)_{GS}} \qquad (2.29)$$

$$Y = \frac{(\rho_l - \rho_g) \cdot g}{(dP/dx)_{GS}} \qquad (2.30)$$

Para atender à condição b:

$$\frac{H_l}{R_{sm}} \geq 0{,}5 \qquad (2.31)$$

onde R_{sm} é o mínimo valor de fração de líquido no trecho de fase líquida contínua entre duas bolhas de Taylor consecutivas, de modo que esta seja estável. Este valor seria de 0,48, logo:

$$H_l \geq 0{,}24 \qquad (2.32)$$

Tomando-se na equação (2.27) o valor de H_l como sendo 0,24, obtemos a curva B da figura 2.6, e a solução das equações

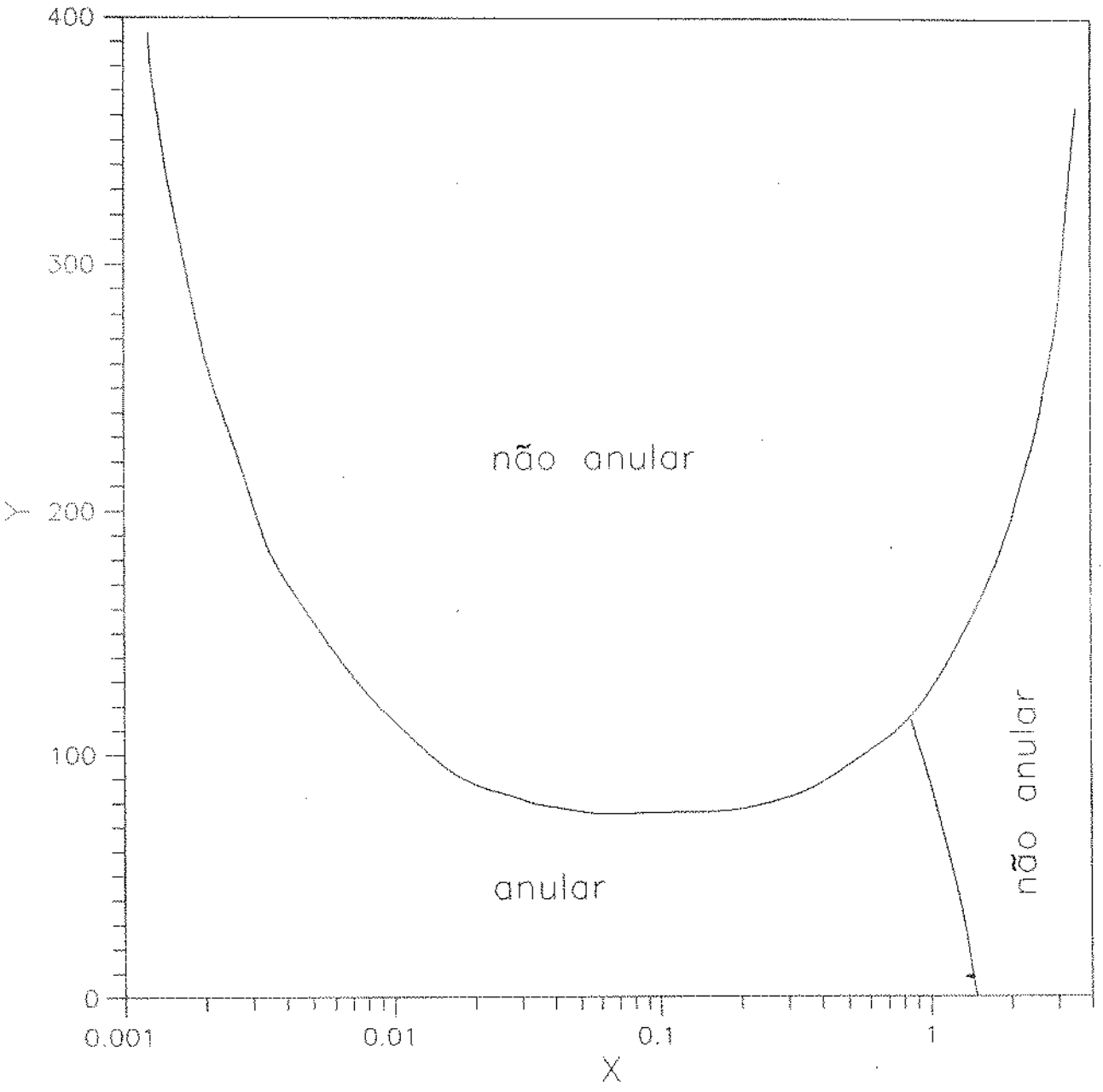

Fig 2.6 – Valores de Y vs X, Conforme Equações (2.27) e (2.28)

(2.27) e (2.28), conjuntamente, nos fornece a curva A da supra-citada figura.

Esta solução apresenta falhas como, por exemplo, tomando-se o valor de Y como fixo (o que equivale a fixar a velocidade superficial do gás), e igual a 100, e fazendo-se variar X^2, iniciando-se por valores baixos e aumentando-se progressivamente (o que equivale a aumentar a velocidade superficial do liquido), os padrões de fluxo previstos seriam: inicialmente, fluxo anular, passando para não anular, retornando ao padrão anular e, finalmente retornando a um padrão não anular. Esta sequência é, fisicamente, aceitável.

CAPÍTULO - 3

Adimensionalização do mapa de fluxo de Taitel

Quando da publicação dos resultados de suas pesquisas, Taitel et alii (1980) compararam as fronteiras de fluxo, por eles modeladas com as obtidas, empiricamente, por vários outros autores. No entanto, esta comparação não foi feita com o mapa de fluxo proposto por Duns & Ros (1963).

Para procedermos a tal comparação, é conveniente adimensionalizar as fronteiras entre os diversos padrões de fluxo propostas por Taitel et alii (1980) segundo os grupos adimensionais sugeridos por Duns & Ros (1963). É importante notar que uma tal adimensionalização transmite ao mapa de fluxo de Taitel et alii (1980) um caráter de generalidade muito maior, além de tornar as equações mais simples.

Para efeito de maior rigor matemático, seguindo a linha apresentada por Taitel et alii (1980), nos grupos adimensionais, não será desprezado o efeito da densidade do gás. Assim, teremos os grupos definidos como segue:

a) Número da velocidade do gás:

$$N_{gv} = v_{sg} \cdot \left\{ \frac{\rho_l^2}{g \cdot \sigma \cdot (\rho_l - \rho_g)} \right\}^{1/4}$$

b) Número da velocidade do líquido:

$$N_{lv} = v_{sl} \cdot \left\{ \frac{\rho_l^2}{g \cdot \sigma \cdot (\rho_l - \rho_g)} \right\}^{1/4}$$

c) Razão das massas específicas:

$$N_{\rho} = \frac{\rho_g}{\rho_l}$$

d) Número do diâmetro:

$$N_d = D \cdot \sqrt{\frac{\rho_l \cdot g}{(\rho_l - \rho_g) \cdot \sigma}}$$

e) Número da viscosidade do líquido:

$$N_l = \mu_l \cdot \left\{ \frac{g \cdot (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2 \cdot \sigma^3} \right\}^{1/4}$$

Procedendo à adimensionalização das fronteiras teremos:

a) *Fronteira entre os padrões de fluxo em bolhas e fluxo em golfadas*

Esta fronteira é regida, segundo Taitel et alii (1980),

pela equação:

$$v_{sl} = 3.v_{sg} - 1,15.\left\{ \frac{g.\sigma.(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right\}^{1/4} \qquad (3.1)$$

ou seja:

$$v_{sl}.\left[\frac{\rho_l^2}{g.\sigma.(\rho_l - \rho_g)}\right]^{1/4} = 3.v_{sg}.\left[\frac{\rho_l^2}{g.\sigma.(\rho_l - \rho_g)}\right]^{1/4} - 1,15 \qquad (3.2)$$

ou ainda:

$$N_{lv} = 3.N_{gv} - 1,15 \qquad (3.3)$$

b) *Fronteira entre os padrões de fluxo em bolhas e fluxo em bolhas dispersas*

A equação que rege esta fronteira é:

$$v_{sl}+v_{sg}=4.\frac{D^{0,4286}.\left(\frac{\sigma}{\rho_l}\right)^{0,0893}}{\nu_l^{0.0714}}.\left[\frac{g.(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l}\right]^{0,4464} \qquad (3.4)$$

Substituindo-se nessa equação os valores de N_d , N_ρ e N_l, obtem-se:

$$N_{lv} + N_{gv} = 4. \frac{N_d^{0,4286}}{N_l^{0,0714}} . \left(1 - N_\rho \right)^{0,4286} \qquad (3.5)$$

c) *Fronteira entre os padrões de fluxo em bolhas dispersas e intermitente*

Esta fronteira é regida pela equação:

$$v_{sg} = 0,52.(v_{sl} + v_{sg}) \qquad (3.6)$$

que, em termos de grupos adimensionais, resulta em:

$$N_{lv} = 0,923.N_{gv} \qquad (3.7)$$

d) *Fronteira entre os padrões de fluxo em golfadas e agitante*

Esta fronteira é dada pela equação:

$$\frac{L_E}{D} = 40,6.\left[\frac{v_m}{\sqrt{g.D}} + 0,22 \right] \qquad (3.8)$$

ou ainda:

$$\frac{L_E}{D} = 40,6.\left[\frac{v_{sl} + v_{sg}}{\sqrt{g.D}} + 0,22 \right] \qquad (3.9)$$

Adimensionalizando, temos:

$$\frac{L_E}{D} = 40,6. \left[\frac{N_{lv} + N_{gv}}{\sqrt{N_d}} + 0,22 \right] \qquad (3.10)$$

Definindo:

$$\frac{L_E}{D} = L_{ED}$$

vem:

$$N_{lv} = \sqrt{N_d}.(0,0246.L_{ED} - 0,22) - N_{gv} \qquad (3.11)$$

e) *Fronteira entre os padrões de fluxo agitante e anular*

Esta fronteira é regida pela equação:

$$v_{sg}.\sqrt{\rho_g} = 3,1.\left[\sigma.g.(\rho_l - \rho_g)\right]^{1/4} \qquad (3.12)$$

cuja adimensionalização resulta em:

$$N_{gv} .\sqrt{N_\rho} = 3,1 \qquad (3.13)$$

No capítulo precedente, foram apresentadas as razões pelas quais Duns & Ros (1963) desconsideraram alguns dos grupos adimensionais resultantes do conjunto de variáveis que influenciam os mecanismos de fluxo. Como podemos observar, a

partir das adimensionalizações levadas a cabo no decorrer deste capítulo, alguns dos grupos desprezados por Duns & Ros (1963) participam da modelagem proposta por Taitel et alii (1980).

Essa discrepância se deve, basicamente, ao fato de que, por se tratar de um trabalho empírico, fatos semelhantes, mas de origens distintas, foram tratados por Duns & Ros (1963) como sendo um só. Desta forma, por exemplo, a fronteira entre os padrões de fluxo em bolhas e em bolhas dispersas não foi considerada, e nessa transição, segundo a modelagem de Taitel et alii (1980), influenciam entre outros os grupos adimensionais N_d, N_l e N_ρ descartados por Duns & Ros (1963), como não tendo maiores influências. Note-se, no entanto, que uma vez que a fronteira foi desprezada como um todo, era de se esperar que, pelo menos para este caso, os citados grupos adimensionais não fossem considerados.

Como se pode observar, os grupos adimensionais sugeridos por Duns & Ros (1963) são, praticamente, os mesmos envolvidos no mapa de fluxo de Taitel et alii (1980), com exceção dos grupos da fronteira B, a qual esta não foi prevista por Duns & Ros (1963), e dos da fronteira E, onde um dos grupos que a influenciam é o N_ρ, que tinha sido considerado como irrelevante.

Assim, conclui-se que, de um modo geral, a escolha dos grupos adimensionais feita por Duns & Ros (1963), apesar de parecer um tanto quanto arbitrária, foi bastante razoável se comparada aos resultados obtidos por Taitel et alii (1980) em

sua modelagem. Por outro lado, fica evidenciado que a maneira pela qual estes grupos interagem na definição dos padrões de fluxo é bastante diferente, segundo os resultados apresentados em cada um dos dois trabalhos.

Pode-se ressaltar, por exemplo, a transição entre os padrões de fluxo em bolhas e fluxo em golfadas onde, segundo Duns & Ros (1963), há a influência do grupo adimensional N_d, além dos grupos N_{gv} e N_{lv}. Já para Taitel et alii (1980), apenas os dois últimos influenciam a transição (que ocorre para $H_g = 0,25$).

Na figura 3.1 apresenta-se um mapa de fluxo segundo as fronteiras propostas por Taitel et alii (1980), baseado em coordenadas adimensionais, para o fluxo bifásico vertical ascendente, num sistema com N_ρ=0,00129, N_d=18,84 e N_l= 0,00229.

Na figura 3.2, é apresentada uma comparação entre os mapas de fluxo de Duns & Ros (1963) e de Taitel et alii (1980), para o mesmo caso da figura 3.1.

Na figura 3.3, é apresentada uma comparação análoga à da figura 3.2, desta feita para um fluxo com os seguintes números adimensionais: $N_d = 27,89$, $N_\rho = 0,00122$ e $N_l = 0,00299$.

Finalmente, na figura 3.4, é apresentada uma comparação análoga à da figura 3.2, para um fluxo tal que, $N_\rho = 0.00143 N_d = 27.60$ e $N_l = 0.0756$.

Analisando-se a figura 3.2, pode-se observar, claramente, que a fronteira entre os padrões de fluxo em bolhas e em golfadas, proposta por Duns & Ros (1963), é, praticamente,

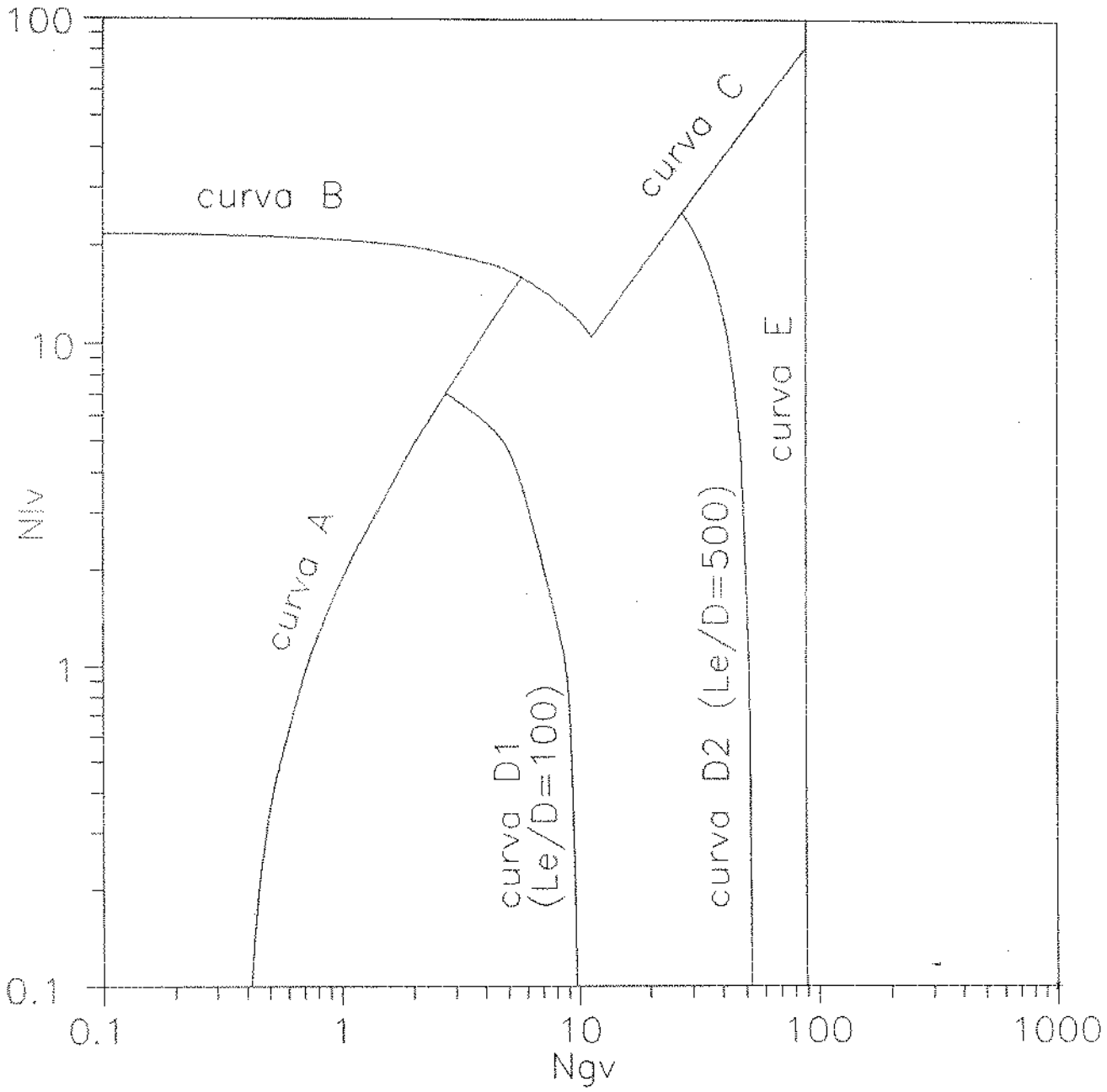

Fig 3.1 Mapa de Fluxo de Taitel Adimensionalizado
Nd=18,84; N_{ρ} =0,00129; Nl=0,00229

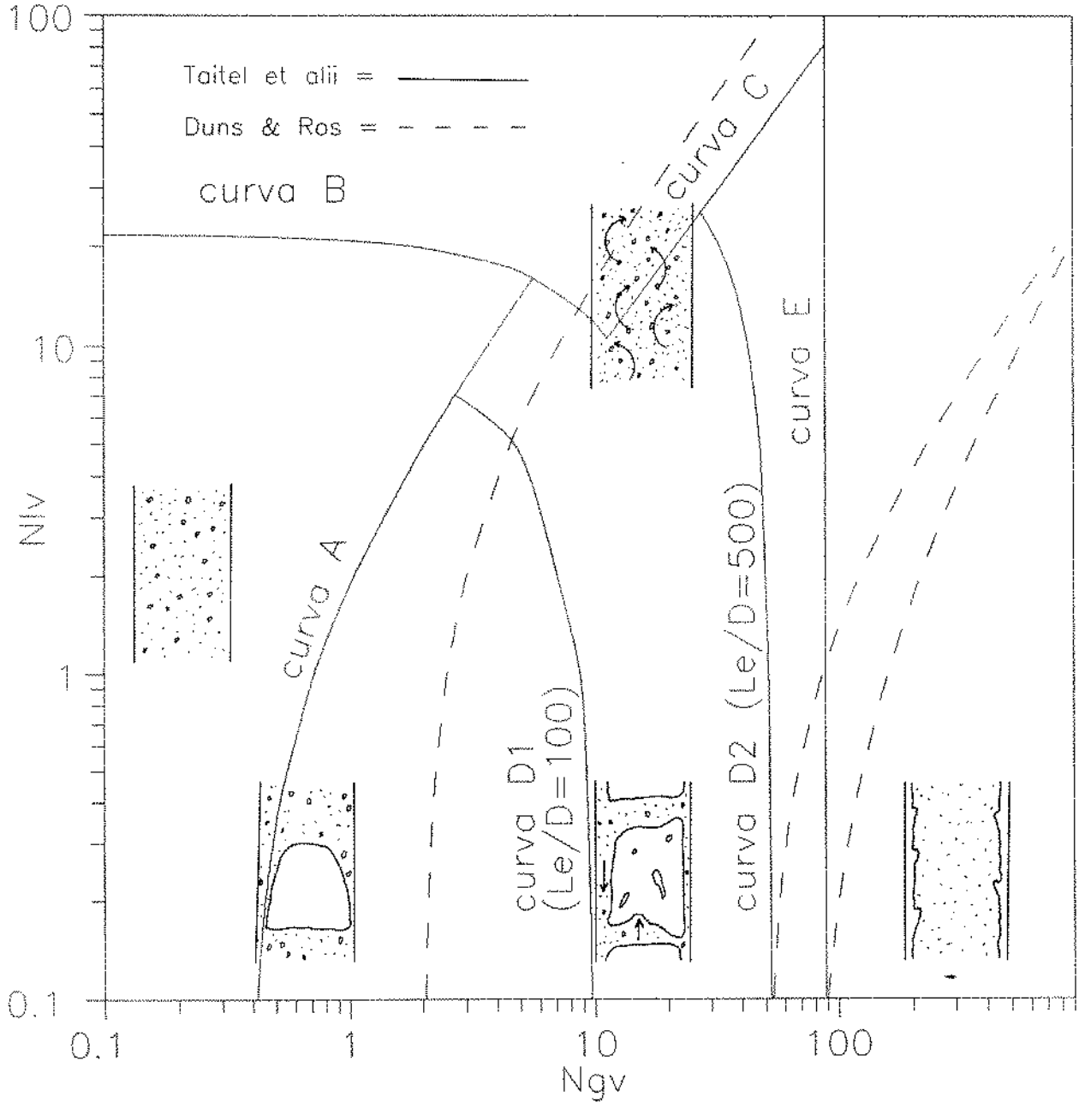

Fig – 3.2 – Comparação entre os Mapas de Fluxo de Taitel et alii e de Duns & Ros
Nd = 18,84; N_ϱ = 0,00129;
Nl = 0,00229

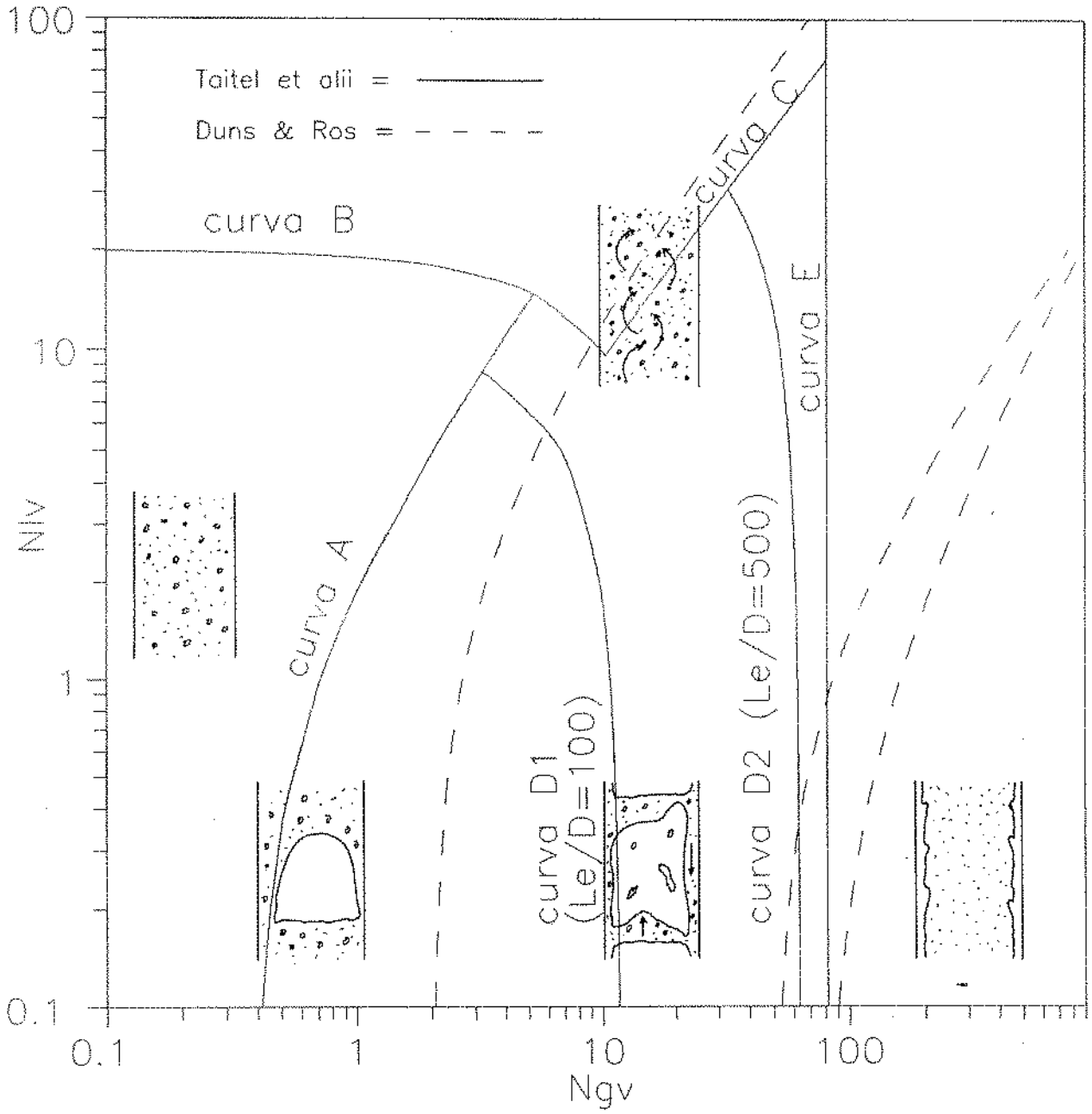

Fig – 3.3 – Comparação entre os Mapas de Fluxo de Taitel et alii e de Duns & Ros
Nd=27,89; N_ρ=0,00122; Nl=0,00299

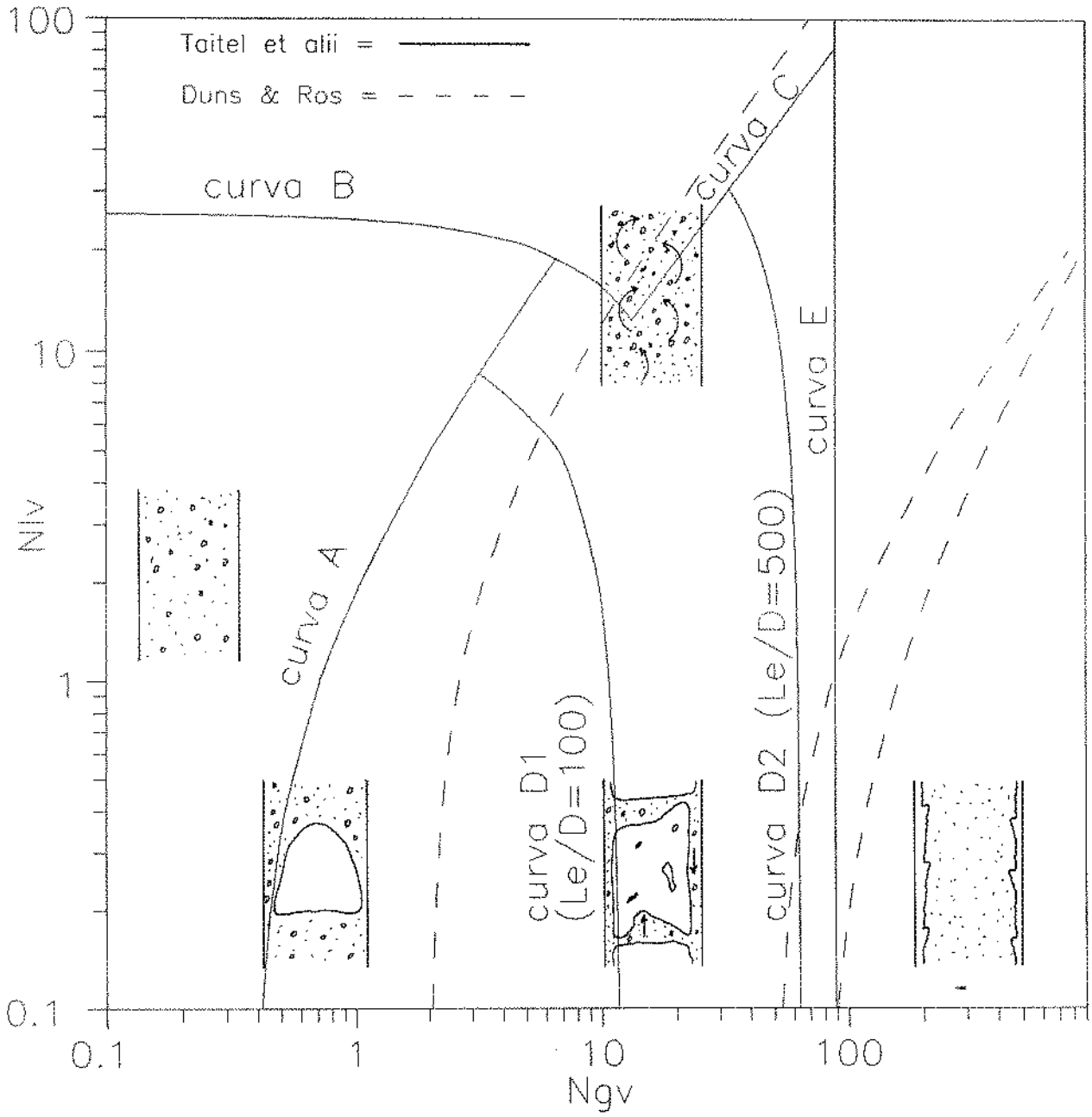

Fig – 3.4 – Comparação entre os Mapas de Fluxo de Taitel et alii e de Duns & Ros
Nd=27,60; N_ρ=0,00143; Nl=0,00756

uma média entre as curvas A e C propostas por Taitel et alii (1980). Nota-se que, possivelmente por dificuldade em delinear uma única reta que definisse esta transição, Duns & Ros (1963), em seu mapa de fluxo, citaram a existência de um padrão secundário, por eles designado "plug flow", na região de baixas velocidades de líquido e baixas velocidades da fase gasosa. Esse padrão, como descrito pelos autores, na verdade, já seria um fluxo em golfadas, tanto assim que a curva A de Taitel et alii (1980) passa exatamente nesta região, definindo a fronteira entre os dois padrões de fluxo. Como já descrito, por se tratar de uma definição visual das fronteiras de fluxo, o proposto por Duns & Ros (1963) para esta transição apresenta a dificuldade de aglutinar, em uma só curva, fenômenos mecanicamente distintos, mas aparentemente (visualmente) iguais, induzindo os pesquisadores a aproximar por uma só fronteira uma transição que, na verdade, deve ser delineada por duas curvas.

A transição entre os padrões de fluxo em golfadas e fluxo agitante, proposta por Taitel et alii (1980), a qual, como já citado, é a que suscita maior discussão, é também a que apresenta maior discordância com a fronteira proposta por Duns & Ros (1963) para a transição entre estes dois padrões de fluxo.

Por outro lado, observa-se que, é intuitivamente inconsistente, os resultados obtidos por Taitel et alii (1980), como já discutido no capítulo anterior.

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

Também é de difícil aceitação o resultado obtido pela modelagem de Taitel et alii (1980), da transição para o fluxo anular. Segundo essa modelagem, acima de um dado valor da velocidade superficial do gás, o padrão de fluxo seria o anular, independente da velocidade superficial da fase líquida. Tal proposta está em desacordo com a proposta de Duns & Ros (1963), alem do que, fisicamente, é de se esperar que se for aumentada a velocidade superficial da fase líquida, será necessário aumentar-se a velocidade superficial da fase gasosa, para manter-se o padrão de fluxo anular. Logo, a modelagem de Taitel et alii (1980), também neste caso, deverá ser modificada, de sorte a torná-la mais compatível com o observado na prática.

CAPÍTULO - 4

PROPOSTA DE NOVAS MODELAGENS DE TRANSIÇÕES

4.1 - Fronteira entre os padrões de fluxo em bolhas e em golfadas

Como citado no capítulo 2, a modelagem proposta por Taitel et alii (1980), não considera o efeito da presença de um grande número de bolhas sobre a velocidade final de escorregamento entre as fases, optando por adotar a expressão obtida por Harmathy (1960), a qual se aplica a uma bolha de grande diâmetro fluindo isolada num meio líquido infinito. Também não considera a possibilidade de existência de bolhas de pequenos diâmetros, como as que são geradas por transferência de massa entre as fases.

A proposta aqui apresentada é de que na velocidade de escorregamento entre as fases, seja considerado o efeito da existência de muitas bolhas, fluindo em conjunto no meio líquido, tal como sugerido por Zuber & Hench (1962) e utilizado por França (1987). Assim

$$v_s = 1{,}53 \cdot \left[\frac{\sigma . g . (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right]^{1/4} . (1 - H_g)^{1/2} \qquad (4.1)$$

onde H_g deve ser tomado como sendo igual a 0,25, ou seja, o mesmo valor proposto por Taitel et alii (1980). Em consequência a velocidade de escorregamento passa a ser:

$$v_s = 1{,}325 \cdot \left[\frac{\sigma . g . (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right]^{1/4} \qquad (4.2)$$

Adotando o mesmo procedimento adotado por Taitel et alii (1980) a fronteira entre os dois padrões de fluxo passa então a ser definida pela equação:

$$v_{sl} = 3 \cdot v_{sg} - 0{,}994 \cdot \left[\frac{\sigma . g . (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right]^{1/4} \qquad (4.3)$$

a qual, adimensionalizada, fornece:

$$N_{lv} = 3 \cdot N_{gv} - 0{,}994 \qquad (4.4)$$

Neste caso, o menor diâmetro de tubo onde é possível a existência de fluxo em bolhas, quando as bolhas geradas têm grandes diâmetros (segundo os experimentos de Harmathy (1960)), é dado, adotando-se o critério de Taitel et alii (1980), pela condição:

$$1{,}325 \cdot \left[\frac{\sigma . g . (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right]^{1/4} < 0{,}35 . \sqrt{g . D} \qquad (4.5)$$

Para um sistema bifásico ar-água, operando à pressão atmosférica, a solução da equação (4.5) leva a um diâmetro de, aproximadamente, 4,43 cm.

Esse valor só é válido, como acima citado, para o caso em que as bolhas geradas podem ser consideradas de grande diâmetro. Para outros casos, ou seja, quando o mecanismo de geração de bolhas é tal que permita a existência de bolhas cujos diâmetros, em grande maioria, podem ser tidos como pequenos, só é possível a previsão do diâmetro mínimo para existência do fluxo em bolhas se for conhecido, a priori, o diâmetro das bolhas geradas, bem como a viscosidade do líquido. Neste caso, o diâmetro mínimo do duto seria dado pela equação:

$$0{,}03125 \cdot \frac{g.d^2.(\rho_l - \rho_g)}{\mu_l} < 0{,}35 \cdot \sqrt{g.D} \qquad (4.6)$$

É importante notar que o diâmetro mínimo passa a então ser função do diâmetro da bolha, bem como da viscosidade do líquido.

As considerações acima podem ser comprovadas através dos experimentos de França (1987) o qual, testando as fronteiras de fluxo entre os padrões em bolhas e em golfadas, e em golfadas e agitante, desenvolveu um aparato experimental cujo diâmetro da tubulação era de apenas 3,81cm (1,5") e obteve o padrão de fluxo em bolhas, tendo utilizado para a geração destas, borbulhadores capilares e borbulhador sinterizado.

A correção aqui proposta provoca um pequeno deslocamento da curva "A" da figura 2.4 para a esquerda. Tal deslocamento torna a fronteira teórica mais coerente, inclusive, com os dados experimentais apresentados por Taitel et

alii (1980).

4.2 - Fronteira entre os padrões de fluxo em bolhas e fluxo em bolhas dispersas

Esta fronteira de fluxo apresenta como característica ser de difícil identificação visual.

Por outro lado, sua importância reside no fato de ser ela que define a quebra da fronteira entre os padrões de fluxo em bolhas e em golfadas, em função principalmente da mudança do valor da fração de vazio em que se dá a transição para o fluxo em golfadas.

Alguns autores, tais como Mishima & Ishii (1984), têm apresentado mapas de fluxo onde essa fronteira é omitida, adotando para tanto um valor mais elevado da fração de vazios, o que como já foi discutido não parece razoável.

França (1987) sugere que a fração de vazios na transição seja medida ponto a ponto, em função da velocidade da mistura, e adota uma fronteira única, da mesma forma que Mishima & Ishii (1984). Porém esta solução não é prática.

Desta forma, sugere-se a manutenção desta fronteira tal como apresentada por Taitel et alii (1980), que além de prática, apresenta-se consistente com os dados laboratoriais.

4.3 - Fronteira entre os padrões de fluxo em golfadas e agitante

Dentre as propostas de modelagens de transição entre

os padrões de fluxo em golfadas e agitante, aquela que apresentou melhores resultados em confronto com os dados práticos, foi a proposta por Mishima & Ishii (1984), a qual será adotada para compor o mapa de fluxo aqui apresentado.

Mishima & Ishii (1984) propuseram que a transição entre esses dois padrões de fluxo se dará quando a fração de vazios média do escoamento for igual à fração de vazios média observada quando da ocorrência de uma bolha de Taylor. Ou seja, a transição se dará quando o comprimento da golfada líquida que separa duas bolhas de Taylor consecutivas tende a zero, de sorte que o ponto mais elevado da bolha inferior estará, praticamente, tocando o ponto mais baixo da bolha imediatamente acima.

Essa consideração, realmente, leva a uma condição limite que acarreta, como constatado por França (1987), a um certo "atraso" na previsão da transição. Ou seja, dada uma determinada velocidade superficial da fase líquida, a velocidade superficial da fase gasosa em que ocorreria a mudança de padrão de fluxo é menor que aquela prevista, segundo o proposto por Mishima & Ishii (1984). Por outro lado, ainda assim, os resultados práticos obtidos são muito bons (ver cap. 6 - Resultados Experimentais), se utilizarmos esse modelo.

A fração de vazios limitada à ocorrência da bolha de Taylor foi calculada a partir da aplicação da equação de Bernoulli ao filme descendente de líquido, admitindo-se o

escoamento como ideal, ou seja, foram desprezados os efeitos de atrito contra a parede do duto. O referencial utilizado foi a bolha de Taylor, e a velocidade do líquido foi adotada como sendo a velocidade de deslizamento, definida como sendo a diferença entre a velocidade real da fase e a velocidade da mistura, ou seja:

$$v_{dl} = v_l - v_m \qquad (4.7)$$

$$v_{dg} = v_g - v_m \qquad (4.8)$$

Dessa forma, aplicando-se a equação de Bernoulli entre os pontos 1 e 2 indicados na figura 4.1, tem-se:

$$P_1 + \frac{1}{2} \cdot \rho_l \cdot v_{dl1}^2 + \rho_l \cdot g \cdot h_1 = P_2 + \frac{1}{2} \cdot \rho_l \cdot v_{dl2}^2 + \rho_l \cdot g \cdot h_2 \qquad (4.9)$$

Sendo as pressões P_1 e P_2 uniformes nas respectivas seções, para ambas as fases, a diferença $P_1 - P_2$ pode ser calculada através do pistão de gás, cuja massa específica é admitida como sendo constante entre as duas seções. Assim definindo:

$$h = h_1 - h_2 \qquad (4.10)$$

pode-se escrever:

$$P_1 - P_2 = \Delta P = - \rho_g \cdot g \cdot h \qquad (4.11)$$

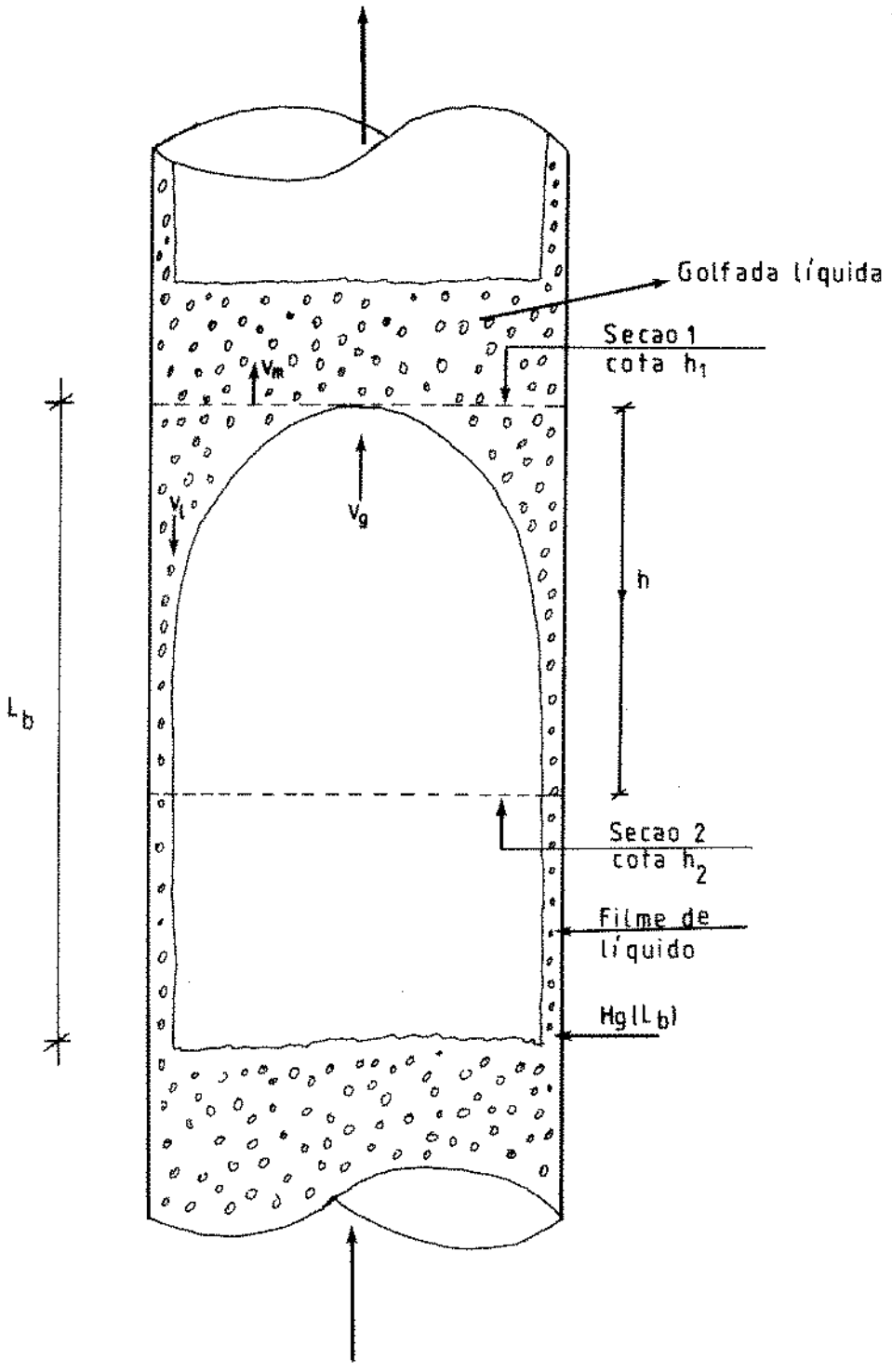

Fig. 4.1 - Esquema de uma bolha de Taylor

Na parte superior do pistão de gás, isto é, na seção 1, a velocidade de deslizamento da fase líquida foi admitida como sendo desprezível em relação à velocidade do líquido no filme descendente. Trata de uma aproximação, posto que, apesar de, na golfada líquida ser admitido não haver deslizamento da fase líquida, o mesmo não é verdade quando adota-se a velocidade do pistão de gás como velocidade da mistura e tomado como referencial para a aplicação da equação de Bernoulli. Note que mais uma aproximação é feita ao se tomar a velocidade da mistura como sendo a velocidade do gás quando da ocorrência da bolha de Taylor. Porém, admitindo-se como válidas as aproximações acima, tem-se:

$$v_{dl1} << v_{dl2}$$

Substituindo-se a condição acima mais as equações (4.10) e (4.11) na equação (4.9), tem-se:

$$v_{dl2} = v_{dl}(h) = -\sqrt{\frac{2.h.g.\Delta\rho}{\rho_l}} \qquad (4.12)$$

onde:

$$\Delta\rho = \rho_l - \rho_g$$

Da definição de velocidade de deslizamento, tem-se:

$$v_{dl} = v_l - H_g . v_g - (1 - H_g) . v_l \qquad (4.13)$$

ou seja:

$$v_{dl} = H_g . (v_l - v_g) \qquad (4.14)$$

ou ainda:

$$H_g = \frac{v_{dl}}{v_l - v_g} \qquad (4.15)$$

onde H_g é a fração de vazios restrita à ocorrência do pistão de gás, em uma seção transversal, distante h em relação ao topo da bolha de Taylor. Neste caso, H_g é uma função de h, pois, da equação (4.12), temos que v_{dl} é uma função de h. Logo:

$$H_g(h) = \frac{v_{dl}}{v_l - v_g} \qquad (4.16)$$

Uma vez que:

$$v_l - v_g = v_{dl} - v_{dg} \qquad (4.17)$$

tem-se:

$$H_g(h) = - \frac{v_{dl}}{v_{dg} - v_{dl}} \qquad (4.18)$$

Por outro lado, a velocidade da fase gasosa no trecho correspondente à ocorrência do pistão de gás, segundo Ishii (1977) é dada por:

$$v_g = C_o.v_m + 0,35.\sqrt{\frac{g.D.\Delta\rho}{\rho_l}} \qquad (4.19)$$

onde, para condutos circulares, ainda segundo Ishii (1977):

$$C_o = 1,2 - 0,2.\sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \qquad (4.20)$$

Assim sendo, a velocidade de deslizamento da fase gasosa será dada pela equação:

$$v_{dg} = (C_o - 1).v_m + 0,35.\sqrt{\frac{g.\Delta\rho.D}{\rho_l}} \qquad (4.21)$$

Substituindo-se as equações (4.21) e (4.22), na equação (4.18) chega-se:

$$H_g(h) = \frac{\sqrt{\frac{2.g.h.\Delta\rho}{\rho_l}}}{\sqrt{\frac{2.g.h.\Delta\rho}{\rho_l}} + (C_o - 1).v_m + 0,35.\sqrt{\frac{g.D.\Delta\rho}{\rho_l}}} \qquad (4.22)$$

Note-se que, para a aplicação da equação de Bernoulli, é necessário que o referencial escolhido seja tal que, para este, o fluxo seja permanente. Para o fluxo em

golfadas, isto só é possível se o referencial adotado esteja posicionado na bolha de Taylor.

Assim a equação (4.22) implica em duas aproximações: a primeira, já citada, é a de que, no topo da bolha, a velocidade de deslizamento da fase líquida é desprezível em comparação com a velocidade do filme descendente ($v_{dl1} << v_{dl2}$), e a segunda é admitir que a velocidade da mistura, quando da ocorrência do pistão de gás, é igual à velocidade da bolha.

O valor médio da fração de vazio, ao longo de uma bolha de Taylor é definido por:

$$H_{gm} = \frac{1}{L_b} \cdot \int_0^{L_b} H_g(h)\, dh \qquad (4.23)$$

o que resulta em:

$$H_{gm} = 1 - 2.\lambda + 2.\lambda^2.\ln\left(1 + \frac{1}{\lambda} \right) \qquad (4.24)$$

onde:

$$\lambda = \sqrt{\frac{\rho_l}{2.g.\Delta\rho.L_b}} \cdot \left[\left(1 - C_o \right).v_m + 0{,}35.\sqrt{\frac{g.D.\Delta\rho}{\rho_l}} \right] \qquad (4.25)$$

Para valores de H_{gm} situados entre 0,6 e 0,9, a equação (4.24) pode ser aproximada da seguinte forma:

$$H_{gm} = 1 - 0{,}813.\lambda^{0{,}75} \qquad (4.26)$$

Pelos dados experimentais obtidos, observa-se que a aproximação acima sugerida é bastante válida, uma vez que a fração de vazio medida para pontos próximos à transição entre os dois regimes de fluxo, esteve sempre dentro dos limites de validade da aproximação.

Da equação (4.22), pode-se também calcular o valor da fração de vazio na base da bolha de Taylor, ou seja, o valor de $H_g(h)$ para h igual a L_b. Tem-se:

$$H_g(L_b) = \frac{\sqrt{\frac{2.g.\Delta\rho.L_b}{\rho_l}}}{\sqrt{\frac{2.g.\Delta\rho.L_b}{\rho_l}} + (C_o - 1).v_m + 0{,}35.\sqrt{\frac{g.D.\Delta\rho}{\rho_l}}} \qquad (4.27)$$

Por outro lado, esse mesmo valor da fração de vazio na base da bolha pode ser calculado através do balanço de forças no filme descendente de líquido, admitindo-se que próximo à base da bolha de Taylor há o equilíbrio entre a tensão cisalhante contra a parede do duto e as forças de gravidade (considera-se desprezível a tensão interfacial).

Nesse caso, procedendo-se ao balanço de forças supracitado, tem-se:

$$\Delta\rho.g + \frac{\tau_{wl}.\pi.D}{A.\left[1-H_g(L_b)\right]} + \frac{\tau_i.S_i}{A.\left[1-H_g(L_b)\right]} = 0 \qquad (4.28)$$

onde τ_{wl} é a tensão cisalhante do líquido contra a parede do tubo.

O terceiro termo do lado esquerdo da equação (4.28) foi, como já dito, desprezado, de sorte que a equação se reduz a:

$$\Delta\rho.g + \frac{\tau_{wl}.\pi.D}{A.\left[1-H_g(L_b)\right]} = 0 \qquad (4.29)$$

Segundo Ishii (1977), a tensão cisalhante τ_{wl} deve ser calculada levando-se em conta o efeito das forças gravitacionais sobre a inclinação do perfil de velocidades junto à parede, isto é:

$$\tau_{wl} = \frac{1}{2} \cdot f_{wl} \cdot \rho_l.v_l^2 - \frac{1}{3} \cdot \Delta\rho.\delta_{bt}.g \qquad (4.30)$$

onde δ_{bt} é a espessura do filme descendente de líquido na base da bolha de Taylor, e pode ser obtida através da relação:

$$H_g(L_b) = \frac{(D - 2.\delta_{bt})^2}{D^2} \qquad (4.31)$$

Admitindo-se $\delta_{bt} << D$, de sorte que o termo em δ_{bt}^2 pode ser desprezado, temos:

$$\delta_{bt} = \frac{\left[1 - H_g(L_b) \right] \; D}{4} \qquad (4.32)$$

Substituindo-se os valores de τ_{wl} e δ_{bt}, dados, respectivamente, pelas equações (4.30) e (4.32), na equação (4.29), tem-se:

$$\frac{1}{2} \; f_{wl} . \rho_l . v_l^2 . \pi . D = \frac{1}{3} \; . \Delta\rho . g . A . \left[1 - H_g(L_b) \right] \qquad (4.33)$$

onde o coeficiente de atrito do líquido contra a parede do tubo é dado por:

$$f_{wl} = C_l . \; R_E^{-n} \qquad (4.34)$$

Sendo R_E o número de Reynolds para o filme de líquido, tem-se:

$$R_E = \frac{\left[1 - H_g(L_b) \right] . v_l . D}{\nu_l} \qquad (4.35)$$

Logo:

$$f_{wl} = C_l . \left\{ \frac{\left[1 - H_g(L_b) \right] . \; v_l . \; D}{\nu_l} \right\}^{-n} \qquad (4.36)$$

Substituindo-se o valor de f_{wl} na equação (4.33) e

simplificando, obtem-se:

$$C_l \cdot \left\{ \frac{\left[1 - H_g(L_b) \right] \cdot v_l \cdot D}{\nu_l} \right\}^{-n} \cdot \rho_l \cdot v_l^2 = \frac{1}{3} \cdot D.g.\Delta\rho \left[1 - H_g(L_b) \right] \qquad (4.37)$$

Explicitando-se o valor de v_l na equação acima vem:

$$v_l = \left[1 - H_g(L_b) \right]^{2/3} \cdot \left[\frac{0,138.\rho_l}{\Delta\rho.\ g.\ D} \cdot \left(\frac{D}{\nu_l} \right)^{-0,2} \right]^{-5/9} \qquad (4.38)$$

Utilizando-se a relação:

$$v_l = \frac{H_g(L_b) \cdot v_g - v_m}{1 - H_g(L_b)} \qquad (4.39)$$

na equação (4.38), e resolvendo para $H_g(L_b)$, tem-se:

$$H_g(L_b) = \frac{v_m + 3.\lambda_1.\lambda_2.\left[1 - H_g(L_b) \right]^{1,67}}{C_o.\ v_m + 0,35.\ \lambda_2} \qquad (4.40)$$

onde:

$$\lambda_1 = \left[\frac{\Delta\rho.\ g.\ D^3}{\rho_l.\ \nu_l^2} \right]^{1/18} \qquad (4.41)$$

e:

$$\lambda_2 = \sqrt{\frac{\Delta\rho . g . D}{\rho_l}} \qquad (4.42)$$

A equação (4.40) pode ser resolvida, com erro de 17% a 54% quando $H_g(L_b)$ varia de 0,90 a 0,60, admitindo-se a aproximação:

$$\left[1-H_g(L_b)\right]^{1,67} \cong 0,25 . \left[1-H_g(L_b)\right] \qquad (4.43)$$

Dessa forma a equação (4.40) pode ser aproximada por:

$$H_g(L_b) = \frac{v_m + 0,75 . \lambda_1 . \lambda_2}{C_0 . v_m + 0,35 . \lambda_2 + 0,75 . \lambda_1 . \lambda_2} \qquad (4.44)$$

Por outro lado, da equação (4.22), tem-se:

$$H_g(L_b) = \frac{\lambda_3}{\lambda_3 + (C_0 - 1) . v_m + 0,35 . \lambda_2} \qquad (4.45)$$

onde:

$$\lambda_3 = \sqrt{\frac{2 . g . L_b . \Delta\rho}{\rho_l}} \qquad (4.46)$$

Igualando as equações (4.44) e (4.45), obtem-se o valor de λ_3, qual seja:

$$\lambda_3 = v_m + 0,75 \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_2 \qquad (4.47)$$

ou ainda:

$$\sqrt{\frac{2.g.L_b.\Delta\rho}{\rho_l}} = v_m + 0,75.\sqrt{\frac{\Delta\rho.\ g.\ D}{\rho_l}} \cdot \left[\frac{\Delta\rho.g.D^3}{\rho_l.\nu_l^2}\right]^{1/18} \qquad (4.48)$$

Por fim, substituido (4.48) na equação (4.26), fornece a seguinte expressão:

$$H_{gm} = 1 - 0,813\left\{\frac{(C_0 - 1).v_m + 0,35.\sqrt{\frac{\Delta\rho.\ g.\ D}{\rho_l}}}{v_m + 0,75.\sqrt{\frac{\Delta\rho.\ g.\ D}{\rho_l}} \cdot \left[\frac{\Delta\rho.g.D^3}{\rho_l.\nu_l^2}\right]^{1/18}}\right\}^{0,75} \qquad (4.49)$$

Para líquidos não muito viscosos, o termo:

$$\left[\frac{\Delta\rho.g.D^3}{\rho_l.\nu_l^2}\right]^{1/18}$$

pode ser tomado como aproximadamente igual a 3 (três). Assim sendo, a equação (4.49) pode ser reescrita como segue:

$$H_{gm}=1-0,813.\left\{\frac{(C_0-1).v_m+0,35.\sqrt{\frac{\Delta\rho.g.D}{\rho_l}}}{v_m+2,25.\sqrt{\frac{\Delta\rho.g.D}{\rho_l}}}\right\}^{0,75} \qquad (4.50)$$

Para que se possa descrever a transição entre os dois padrões de fluxo, em função das velocidades superficiais das duas fases, deve-se expressar a fração de vazio da mistura bifásica pela equação:

$$H_{gm}=\frac{v_{sg}}{C_0.v_m+0,35.\sqrt{\frac{\Delta\rho.g.D}{\rho_l}}} \qquad (4.51)$$

Igualando as equações (4.50) e (4.51), obtem-se:

$$\frac{v_{sg}}{C_0.(v_{sg}+v_{sl})+0,35.\sqrt{\frac{\Delta\rho.g.D}{\rho_l}}}=1-0,813.\left\{\frac{(C_0-1).(v_{sg}+v_{sl})+0,35.\sqrt{\frac{\Delta\rho.g.D}{\rho_l}}}{v_{sg}+v_{sl}+2,25.\sqrt{\frac{\Delta\rho.g.D}{\rho_l}}}\right\}^{0,75} \qquad (4.52)$$

Admitindo o fluxo em uma tubulação, ou seja, para C_0 dado pela equação (4.20), e, adimensionalizando-se a equação

(4.52), obtem-se:

$$\frac{N_{gv}}{\left(1,2 - 0,2.N_{\rho}^{1/2}\right).\left(N_{gv} + N_{lv}\right) + 0,35.N_{d}^{1/2}\left(1 - N_{\rho}\right)^{1/2}} =$$

$$1-0,813.\left\{\frac{0,2.\left(1 - N_{\rho}^{1/2}\right).\left(N_{gv} + N_{lv}\right)+35.N_{d}^{1/2}.\left(1 - N_{\rho}\right)^{1/2}}{N_{lv} + N_{gv} + 2,25 \; . \; N_{d}^{1/2}.\left(1 - N_{\rho}\right)^{1/2}}\right\}^{3/4} \qquad (4.53)$$

que é a equação a qual delimita a fronteira de entre os padrões de fluxo em golfadas e agitante.

Comentários:

1) Como foi observado, ao longo deste item, a equação (4.52), apresentada por Mishima & Ishii (1984), foi obtida após uma série de aproximações matemáticas e baseada em algumas hipóteses fenomenológicas nem sempre evidentes.

2) No presente trabalho, é sugerida a adoção da fronteira apresentada por Mishima & Ishii (1984), apesar das limitações supracitadas, devido ao fato de que, não só para nossos experimentos, como também para os apresentados por Shoham (1982), foi a equação que apresentou melhores resultados, sendo, inclusive, a mais compatível com a fronteira proposta por Duns & Ros (1963).

3) McQuillan & Whalley (1985), apresentaram restrições quanto à fronteira sugerida por Mishima & Ishii

(1984) principalmente no tocante à utilização da equação de Bernoulli nas condições em que foi feita, além de considerarem inaceitável a suposição de que a bolha de Taylor termina quando ocorre o equilíbrio entre a tensão cisalhante do líquido na parede do tubo e as forças de gravidade.

Entretanto, Mishima & Ishii (1984) apresentaram alguns resultados práticos comparados com os resultados teóricos, obtidos a partir da suposição acima citada, concluindo que os resultados eram satisfatórios.

McQuillan & Whalley (1985) apresentaram uma outra equação para delimitar esta fronteira. No entanto, chegaram a resultados que implicam nos mesmos inconvenientes da fronteira sugerida por Taitel et alii (1980).

4) França (1987) apresentou uma outra equação para a fronteira entre os padrões de fluxo em golfadas e agitante, na qual é corrigido o problema por ele citado de que a fronteira sugerida por Mishima & Ishii (1984) seria " atrasada ".

A solução apresentada por França baseia-se na proposta de Dukler & Taitel (1977), no entanto apresenta o sério inconveniente de não ser prática a sua utilização, posto que, o critério sugerido requer a determinação experimental da fração de vazio na transição entre os regimes de fluxo em bolhas e fluxo em golfadas, em função da velocidade da mistura.

4.4 - Fronteira entre os padrões de fluxo intermitente e anular

Esta modelagem, tal como proposta por Taitel et alii (1980), não apresenta bons resultados em comparação com os dados práticos levantados para este trabalho.

Observa-se que o diâmetro máximo de uma gotícula, extraída de um filme líquido pelo fluxo de um determinado gás, dado conforme a equação (2.23), é da ordem de 0,77cm para um sistema bifásico ar-água operando à pressão atmosférica, e com uma velocidade de gás de 15 m/seg.

Para uma gotícula de tal ordem de dimensão, não é razoável tomar a velocidade do líquido como sendo igual à velocidade do gás que o está arrastando.

Por outro lado, para que se possa ter uma determinada força de arraste sobre uma gotícula, é necessário que haja uma diferença de velocidade entre o gás e a referida gotícula. Diferença esta que só é igual à velocidade do gás se for admitido que a gotícula está parada.

Note-se que, para gotículas de diâmetro muito pequeno, a diferença de velocidade necessária para que a força de arraste iguale a força de gravidade é muito pequena, de sorte que pode ser desprezada. O mesmo não se pode dizer para uma gotícula de diâmetro da ordem de grandeza de 1 cm.

Desta forma, na equação (2.24), ao invés de velocidade do gás, propomos que a grandeza nela contida seja a velocidade de escorregamento entre as fases. Ou seja, estamos aqui propondo que, para que o fluxo se dê segundo o padrão

anular, é necessário que o gás mantenha em equilíbrio a maior gotícula que possa ser por ele extraída do filme líquido.

Assim sendo o equacionamento do problema será o seguinte:

Para o cálculo da força de arraste tem-se:

$$F_a = \frac{1}{8} \cdot C_d \cdot \pi \cdot d_{max}^2 \cdot \rho_l \cdot v_s^2 \qquad (4.54)$$

onde v_s é a velocidade de escorregamento entre as fases, ao invés da velocidade real do gás, como sugerido por Taitel et alii (1980).

Ou seja:

$$v_s = v_g - v_l \qquad (4.55)$$

sendo:

$$v_g = \frac{v_{sg}}{H_g} \qquad (4.56)$$

e:

$$v_s = \frac{v_{sl}}{1 - H_g} \qquad (4.57)$$

Logo:

$$v_s = \frac{v_{sg}}{H_g} - \frac{v_{sl}}{1 - H_g} \qquad (4.58)$$

A força de gravidade agindo sôbre a gotícula é dada pela equação:

$$F_g = \frac{\pi \cdot D^3}{6} \cdot g \cdot (\rho_l - \rho_g) \qquad (4.59)$$

Igualando a força de arraste à força de gravidade, e, utilizando a equação (2.23) para o cálculo do diâmetro máximo, tem-se:

$$v_s = 3{,}1 \cdot \frac{1}{\sqrt{\rho_g}} \cdot \left[\sigma \cdot g \cdot (\rho_l - \rho_g)\right]^{1/4} \qquad (4.60)$$

a qual, substituida na equação (4.58), fornece:

$$\frac{v_{sg}}{H_g} - \frac{v_{sl}}{1 - H_g} = 3{,}1 \cdot \frac{1}{\sqrt{\rho_g}} \cdot \left[\sigma \cdot g \cdot (\rho_l - \rho_g)\right]^{1/4} \qquad (4.61)$$

Para se ter uma equação que possibilite delinear a fronteira entre os dois padrões de fluxo, necessita-se definir o valor da fração de vazio quando da mudança entre os regimes.

Este valor pode ser obtido experimentalmente, ou também através de uma condição de estabilidade do filme líquido. Ou seja, através da definição da maior espessura de

líquido tal que não haja bloqueio da tubulação devido ao movimento descendente do filme com consequente acúmulo de líquido na parte inferior do duto, já que isso implicaria na mudança do padrão de fluxo, ou ainda, na existência de um fluxo anular não estável.

Dessa forma, procedendo-se a um balanço de forças para um padrão anular, segundo ilustrado na figura 4.2 e admitindo-se, por simplificação, que todo o líquido encontra-se concentrado no filme aderente à parede do tubo, como apresentado por Barnea (1985), tem-se:

a) Para a fase líquida:

$$- A_l . \frac{dP}{dx} - \tau_{wl} . S_l + \tau_i . S_i - \rho_l . A_l . g = 0 \qquad (4.62)$$

b) Para a fase gasosa:

$$- A_g . \frac{dP}{dx} - \tau_i . S_i - \rho_g . A_g . g = 0 \qquad (4.63)$$

Igualando as equações (4.62) e (4.63), vem:

$$\tau_i S_i . \left[\frac{1}{A_l} + \frac{1}{A_g} \right] - g . (\rho_l - \rho_g) - \tau_{wl} \frac{S_l}{A_l} = 0 \qquad (4.64)$$

A tensão de cisalhamento na parede do tubo, τ_{wl}, é relacionada com a velocidade do líquido como segue:

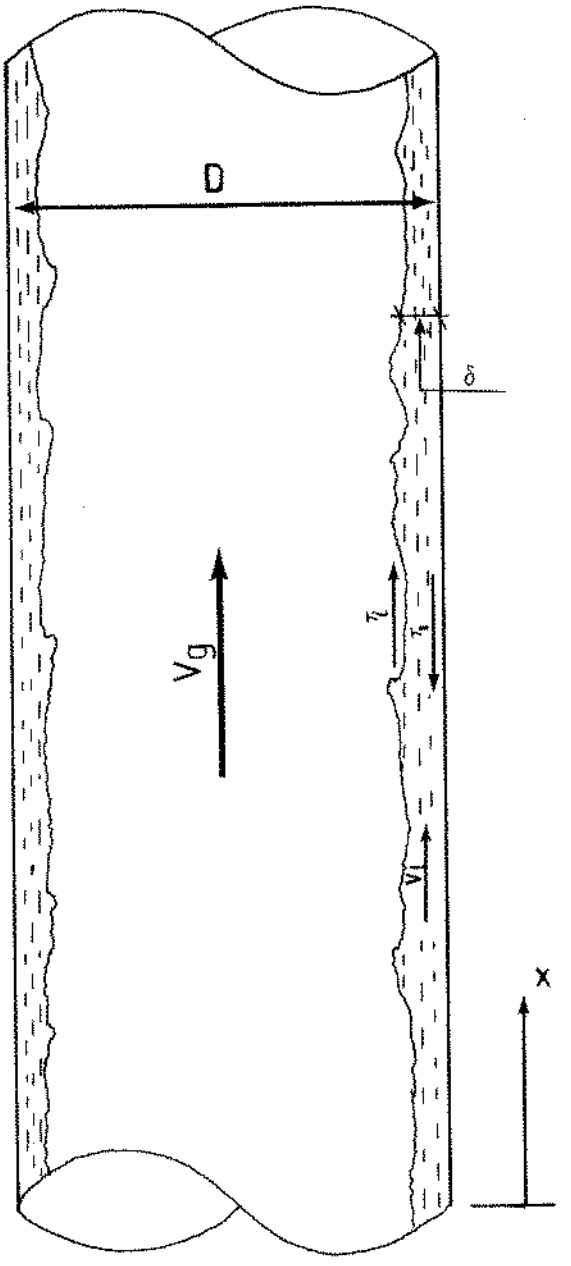

Fig. 4.2 - Geometria para o padrão anular

$$\tau_{wl} = f_{wl} \cdot \frac{\rho_l \cdot v_l^2}{2} \qquad (4.65)$$

onde:

$$f_{wl} = C_l \cdot \left(\frac{D_l \cdot v_l}{\nu_l} \right)^{-n} \qquad (4.66)$$

sendo D_l o diâmetro hidráulico, dado por:

$$D_l = \frac{4 \cdot A_l}{S_l} \qquad (4.67)$$

Exprimindo-se os valores de S_i, S_l, A_l, e A_g em função do diâmetro do tubo e da espessura do filme de líquido, tem-se:

$$S_i = \pi \cdot (D - 2 \cdot \delta) \qquad (4.68)$$

$$S_l = \pi \cdot D \qquad (4.69)$$

$$A_l = \pi \cdot (D \cdot \delta - \delta^2) \qquad (4.70)$$

$$A_g = \pi \cdot \left(\frac{D}{2} - \delta \right)^2 \qquad (4.71)$$

Substituindo as equações (4.68) a (4.71) na equação (4.64), e adimensionalizando a espessura do filme de líquido

como segue;

$$\Delta = \frac{\delta}{D} \qquad (4.72)$$

tem-se:

$$\tau_i = g.(\rho_l - \rho_g).D.(\Delta-\Delta^2).(1-2.\Delta) + \frac{1}{32} \cdot C_l.\rho_l.\left(\frac{D}{\nu_l}\right)^{-n}$$

$$(v_{sl})^{2-n}.\left[\frac{1 - 2 \cdot \Delta}{(\Delta - \Delta^2)^2}\right] \qquad (4.73)$$

Por outro lado, segundo a correlação de Wallis (1969), a tensão cisalhante interfacial pode ser calculada como segue:

$$\tau_i = \frac{1}{2} \cdot f_i.\rho_g.\frac{v_{sg}^2}{(1 - 2.\Delta)^4} \qquad (4.74)$$

onde:

$$f_i = f_g.(1 + 300 \cdot \Delta) \qquad (4.75)$$

e:

$$f_g = C_g.\left[\frac{v_{sg}.D}{\nu_g}\right]^{-m} \qquad (4.76)$$

Derivando-se a equação (4.73) em relação a Δ e igualando a zero, pode-se calcular o valor de Δ tal que a tensão na interface seja mínima. Barnea & Taitel (1985) mostraram que, para valores de Δ acima desse ponto, a velocidade do líquido no filme é negativa. Dessa forma, os valores de Δ menores que aquele correspondente à tensão de cisalhamento interfacial mínima são aqueles que possibilitam a existência do padrão anular estável. Assim, derivando a equação (4.73) tem-se:

$$g.(\rho_l - \rho_g).D.\left[(1-2.\Delta)^2 - 2.(\Delta - \Delta^2)\right] - \frac{1}{16}.C_l.$$

$$\rho_l.\left(\frac{D}{\nu_l}\right)^{-n}.(v_{sl})^{2-n}.\left[\frac{(\Delta-\Delta^2)+(1-2.\Delta)^2}{(\Delta-\Delta^2)^3}\right] = 0 \quad (4.77)$$

Como, por hipótese, todo o líquido está concentrado no filme aderente à parede do tubo, podemos calcular a fração de vazios como segue:

$$H_g = (1 - 2.\Delta)^2 \quad (4.78)$$

Igualando as equações (4.64) e (4.65), e, adimensionalizando segundo os grupos adimensionais X e Y, definidos por:

$$X^2 = \frac{\frac{4.C_l}{D} \cdot \left(\frac{v_{sl} \cdot D}{\nu_l}\right)^{-n} \cdot \frac{\rho_l \cdot v_{sl}}{2}}{\frac{4.C_g}{D} \cdot \left(\frac{v_{sg} \cdot D}{\nu_g}\right)^{-m} \cdot \frac{\rho_g \cdot v_{sg}}{2}} = \frac{\left(\frac{dP}{dx}\right)_{ls}}{\left(\frac{dP}{dx}\right)_{gs}} \qquad (4.79)$$

e:

$$Y = \frac{(\rho_l - \rho_g) \cdot g}{\left(\frac{dP}{dx}\right)_{gs}} \qquad (4.80)$$

tem-se:

$$Y = \frac{1 + 75 \cdot H_l}{(1 - H_l)^{2,5} \cdot H_l} - \frac{1}{H_l^3} \cdot X^2 \qquad (4.81)$$

Procedendo-se a uma adimensionalização semelhante na equação (4.77), tem-se:

$$Y = \frac{2 - 1,5 \cdot H_l}{H_l^3 \cdot (1 - 1,5 \cdot H_l)} \cdot X^2 \qquad (4.82)$$

Até a equação (4.82), foi seguido o equacionamento proposto por Barnea (1985).

Explicitando-se o valor de X^2 da equação (4.82) e

substituindo-se na equação (4.81), e modificando o valor de Y, de modo a que este seja uma função da velocidade real do gás, obtem-se:

$$Y = \frac{(1 + 75.H_l).(2-1,5.H_l).(1-H_l)^2}{(1 - H_l)^{2,5}.\ (3 - 3.H_l).H_l} \qquad (4.83)$$

A figura 4.3 mostra como varia Y em função de H_l.Observa-se que, para $H_l > 0,117$, tem-se que Y deixa de ser decrescente, passando a crescente. Ou seja, partindo-se de pequenos valores de H_l, à medida em que se aumenta a espessura do filme de líquido, temos que aumentar a velocidade do gás. Entretanto, para valores de H_l maiores que 0,117, ao se aumentar a espessura do filme de líquido, tem-se de diminuir a velocidade do gás para se manter a estabilidade de forças no padrão anular e a tensão interfacial em valores não inferiores à mínima, segundo dado pela equação (4.82). Tal comportamento não é fisicamente aceitável pois, para manter-se a estabilidade de um filme líquido mais espesso, é de se esperar que seja necessária uma velocidade de gás maior. Assim sendo, a partir do valor de $H_l = 0,117$, a equação (4.82) deixa de fazer sentido, e esse valor de H_l pode ser adotado para o cálculo da máxima espessura de líquido num padrão anular, a partir do qual haverá mudança do padrão de fluxo. Dessa forma, a equação (4.61), que define a transição para o padrão anular, se torna:

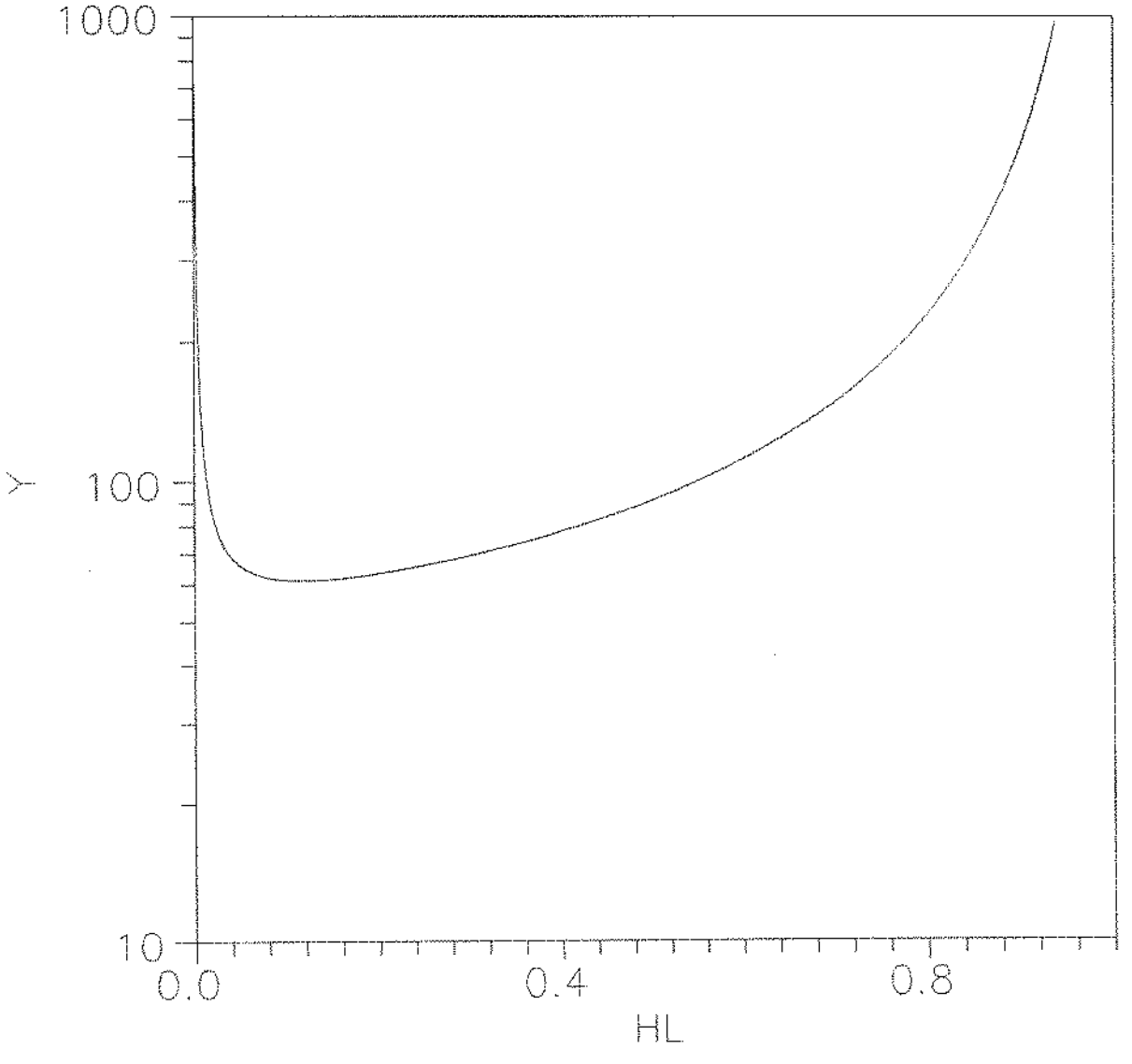

Fig. 4.3 -- Valores de Y vs HL

$$\frac{v_{sg}}{0,883} - \frac{v_{sl}}{0,117} = 3,1 \cdot \frac{\left[g.\sigma.(\rho_l - \rho_g) \right]^{1/4}}{\sqrt{\rho_g}} \qquad (4.84)$$

que adimensionalizada fornece a seguinte equação:

$$N_{gv} = 7,5 \cdot N_{lv} + \frac{2,78}{\sqrt{N_\rho}} \qquad (4.85)$$

4.5 - Fronteira entre os padrões de fluxo em bolhas dispersas e em golfadas

Neste item cabem as mesmas observações apresentadas no item 4.2 , ou seja, a adoção de uma única fronteira entre os padrões de fluxo em bolhas e em golfadas tornaria desnecessária a delimitação de uma fronteira específica para a transição em epígrafe. Salienta-se mais uma vez que não parecem razoáveis as propostas de alguns autores que, ao sugerirem uma fronteira única entre os padrões de fluxo em bolhas e em golfadas, fixam um determinado valor da fração de vazio em que ocorre a transição, e assumem que este não muda, mesmo para níveis bastante elevados de turbulência.

Isso posto, sugere-se que, também para esta fronteira, seja adotada a proposta de Taitel et alii (1980), por guardar boa coerência com os dados práticos disponíveis.

Na figura 4.4, é apresentado um exemplo do novo mapa

de fluxo proposto, segundo as fronteiras ora sugeridas.

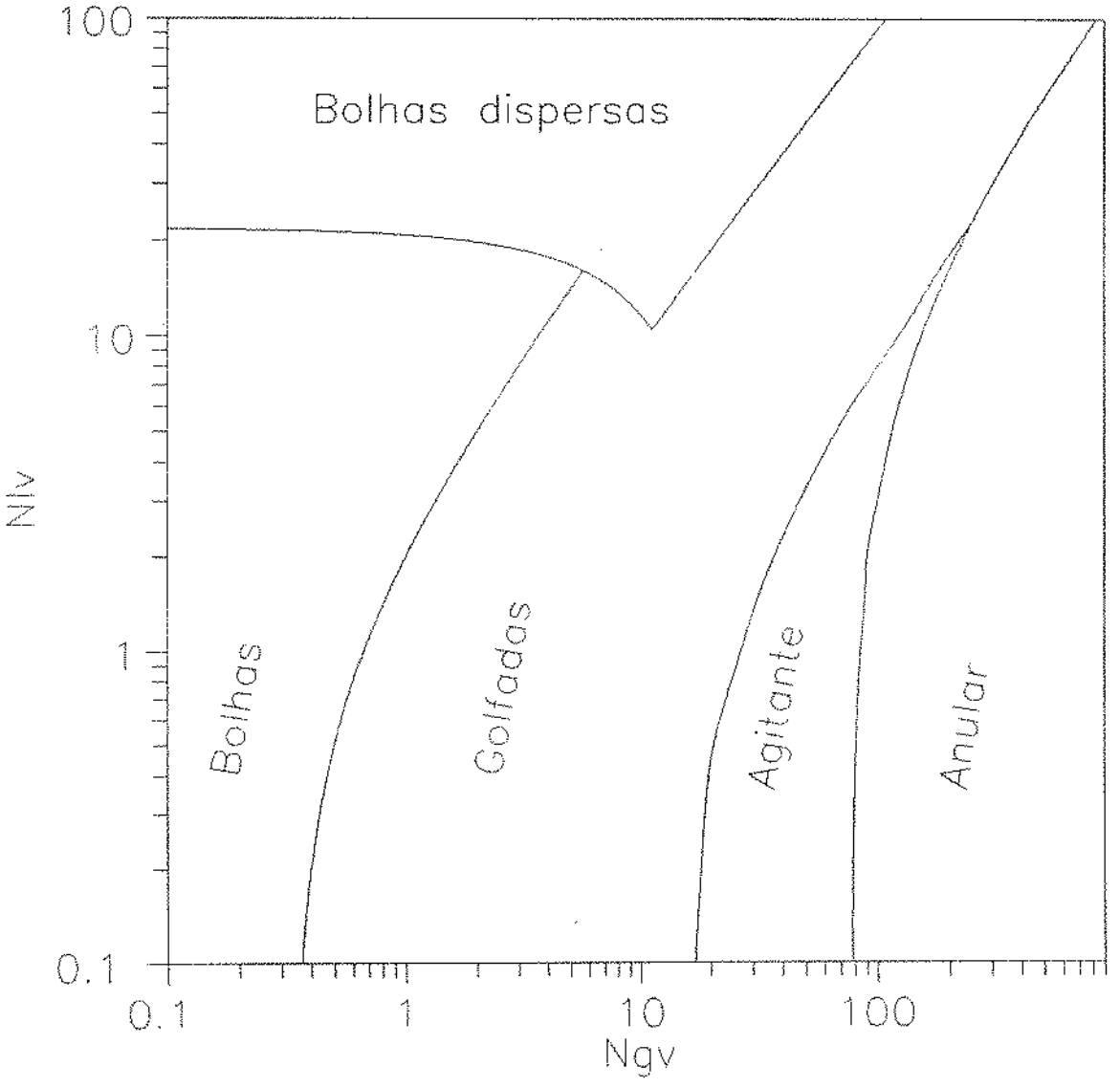

Fig 4.4 – Exemplo do Mapa de Fluxo Proposto
Nd = 18,84; N_{ρ} = 0,00129;
Nl = 0,00229

CAPÍTULO - 5

DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DAS TRANSIÇÕES

5.1 - Descrição do aparato experimental

Objetivando determinar experimentalmente as transições entre os diversos regimes de fluxo, foi construído no Laboratório de Movimentação de Fluidos do CENPES-RJ, o aparato experimental apresentado na figura 5.1.

O referido aparato consiste de uma tubulação vertical em forma de "U", de 5,1cm de diâmetro interno, com seção de entrada de 1,95m - 38 vezes o diâmetro interno, atendendo à recomendação de Serizawa et alii (1975), pela qual é sugerido que seja adotada uma seção de entrada com no mínimo 30 vezes o diâmetro - seção de teste de 7,16m, seção de saída com 1,50m e seção de desvio.

A seção de teste é limitada por duas válvulas de fechamento rápido do tipo esfera (passagem plena) com diâmetro interno compatível com o da tubulação utilizada, interligadas mecanicamente entre si e com uma terceira válvula, similar às duas primeiras, instalada na seção de desvio, de modo que, ao fechar as válvulas da seção de teste, a válvula da seção de desvio é aberta e vice-versa.

As válvulas são movidas através de um sistema mecânico acionado por meio de pesos, com tempo de fechamento de, aproximadamente, meio segundo.

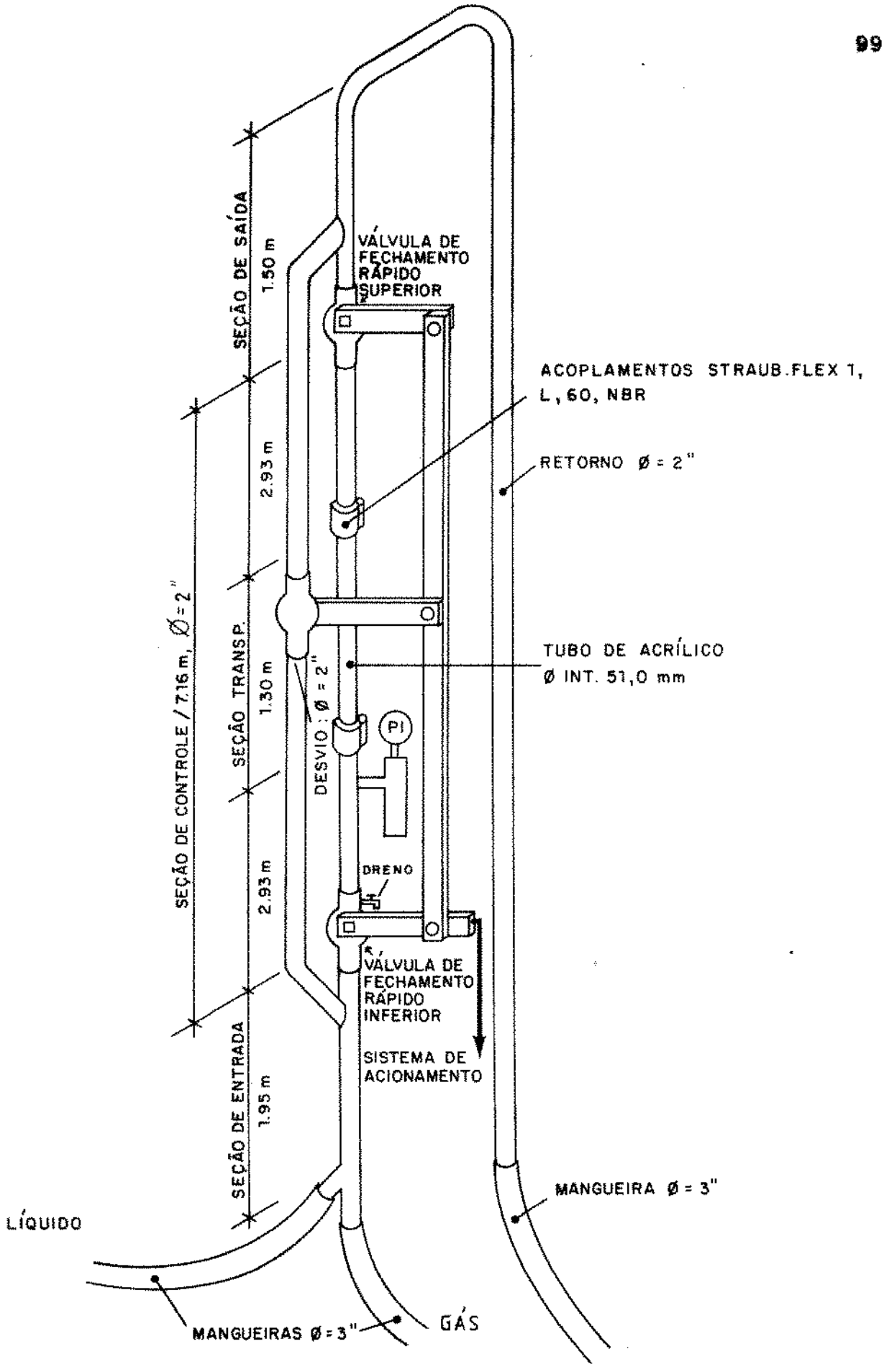

Fig. 5.1 - Esquema básico do aparato experimental

Na seção de entrada, em forma de "Y", as fases são misturadas e, logo em seguida, passam por uma tela, cujo objetivo é evitar a coalescência das bolhas por efeito de entrada, mascarando as observações.

A seção de teste dispõe, em sua parte central, de uma seção transparente, em "plexiglass", de 1,3m de comprimento e diâmetro compatível com o da seção de teste, situada a 2,93m (58 vêzes o diâmetro interno do tubo) acima da válvula de fechamento rápido inferior, cujo objetivo é permitir a definição visual dos diversos padrões de fluxo. Imediatamente abaixo da seção transparente, tem-se um conjunto para medição de pressão estática, composto de um manômetro, um transdutor de pressão e um registrador. Entre a seção de teste e o conjunto de medição de pressão estática, existe um pequeno vaso separador, cujo objetivo é eliminar, parcialmente, as flutuações existentes, e medir sempre a pressão na fase gasosa, onde se tem menores variações.

O sistema adotado para a medição das frações de vazios foi o fechamento rápido das válvulas, e medição direta, em um "becker", com escala subdividida de um em um mililitro, do líquido retido na seção de controle. Dessa forma, para possibilitar a drenagem do liquido residual após o fechamento das válvulas, foram instalados um dreno logo acima da válvula inferior e um suspiro imediatamente abaixo da válvula superior.

O aparato experimental acima descrito é, na realidade, uma adaptação que visa a atender à especificidade da

presente pesquisa, executada na infraestrutura básica do Laboratório de Movimentação de Fluidos do CENPES-RJ, Laboratório este, ilustrado na figura 5.2, e que passamos a descrever.

Para fins de simplicidade, o Laboratório foi subdividido em três sistemas: a) Sistema de movimentação e medição de líquidos, b) Sistema de movimentação e medição de gás e c) Sistema de retorno.

O sistema de movimentação e medição de líquidos é composto por oito tanques, sendo um de $10m^3$ de capacidade, destinado à utilização com líquidos viscosos, um de $10m^3$ para líquidos pouco viscosos, outros dois com $2m^3$ cada, também para líquidos pouco viscosos, mais outros três , sendo um com capacidade de $10m^3$ e dois com $2m^3$ cada, destinados ao armazenamento de água e o último, com capacidade de $10m^3$, destinado à manutenção dos demais. Um total de cinco bombas, sendo quatro centrífugas, e uma monofuso, duas destas destinadas ao bombeio de água e as outras duas destinadas ao bombeio de líquidos pouco viscosos. A bomba monofuso destina-se ao bombeio de líquidos com elevada viscosidade.

As medições das vazões de líquido são executadas segundo as características dos mesmos e vazões desejadas, em medidores tipo turbina ou em rotâmetros, para água; em medidores tipo turbina para líquidos medianamente viscosos, e em medidores tipo palhetas rotativas, para líquidos de elevadas viscosidades.

No caso específico da presente pesquisa, foram

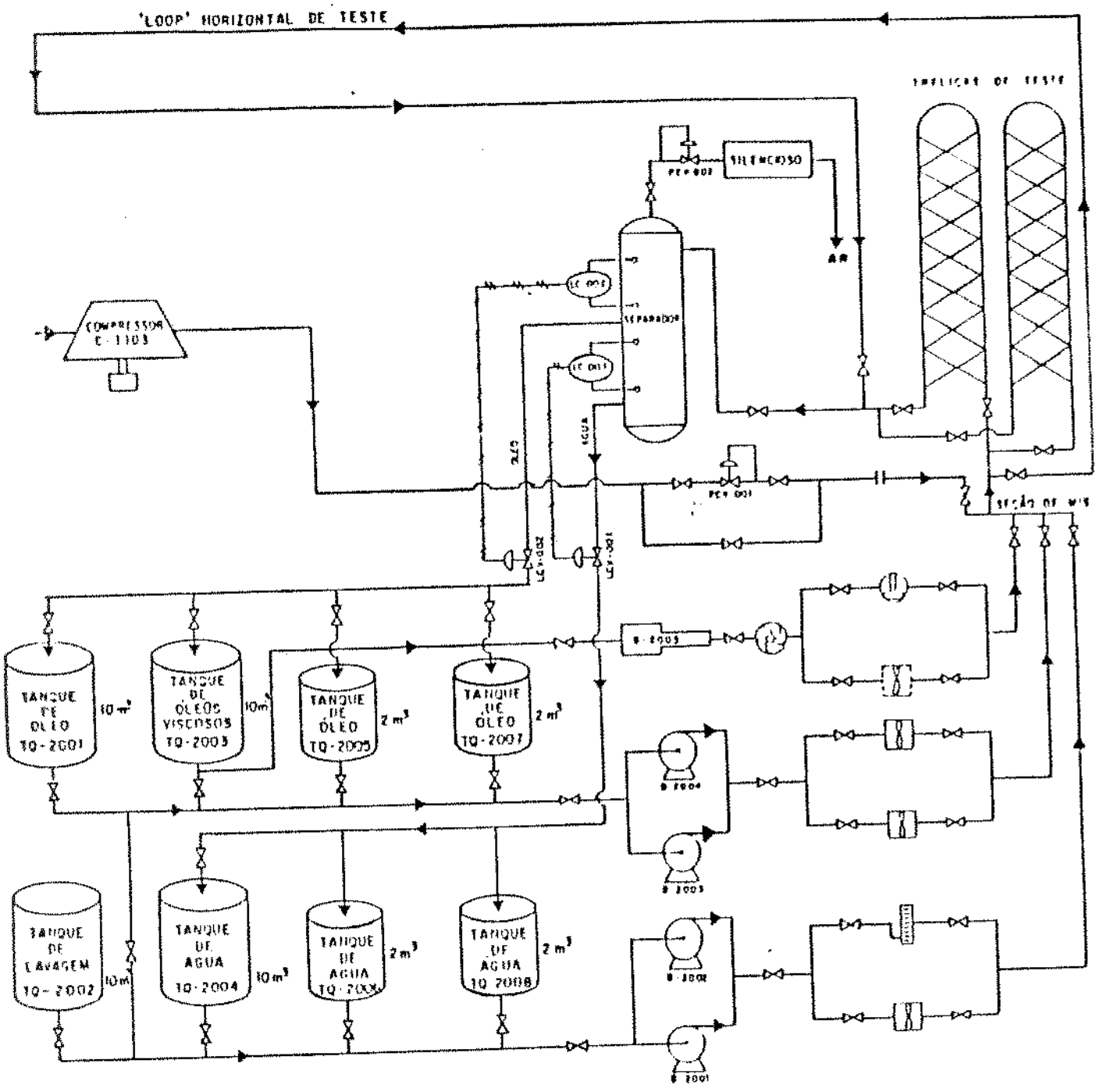

Fig. 5.2 - Laboratório de Movimentação de Fluidos

utilizados os tanques destinados ao armazenamento de água, uma bomba centrífuga (B-2002) de fabricação Scanpump, modelo NA65/60-20, com capacidade volumétrica de 22,7m^3/hora a uma pressão de 689KPa (7,0Kgf/cm^2), acoplada a um motor elétrico de fabricação Eberle, com 14,7Kw (20cv) de potência.

Para baixas vazões foi utilizado um rotâmetro de faixa de operação entre zero e 0,20m^3/hora, e, para médias a elevadas vazões, foi utilizado um medidor tipo turbina, de fabricação "Foxboro", modelo 2-81AF6C1, de diâmetro nominal 2" (0,051m), pressão de máxima de operação de 2062KPa (300psi), faixa de vazões entre 1,6 a 50m^3/hora e temperatura de operação entre 20 e 80 graus Celsius.

O sistema de movimentação e medição de gás (só é possível a utilização de ar como fase gasosa), é composto por um compressor de ar, o qual, excepcionalmente, pode ser interligado a outros existentes no sistema de utilidades do CENPES-RJ, linhas de recalque e sub-sistema de medição.

O compressor que foi utilizado é de fabricação "Barionkar", modelo BVMHD500, com tanque pulmão de 2m^3, capacidade volumétrica de 14263Nm^3/dia e pressão de descarga de até 1379KPa (200psi), acoplado a um motor elétrico de fabricação "General Eletric", modelo 27326440 de 92Kw (125cv) de potência. Para alguns casos, este compressor foi interligado ao sistema de ar comprimido do CENPES-RJ, objetivando atingir valores de vazões maiores que o disponível com apenas um compressor.

O sub-sistema de medição de gás, utilizado em nossos

experimentos consta de uma válvula portadora de placas de orifício, fabricação "Brastech", similar à "Daniel", modelo BI-0215-RR-SD, com diâmetro nominal 2" (0,051m) e pressão de operação de 1896KPa (275psi), além de um medidor de temperatura tipo termopar, um medidor de pressão estática a montante da válvula portadora de placa de orifício, e um medidor de pressão diferencial. O controle da pressão a montante da válvula portadora de placa de orifício é efetuado por uma válvula controladora de pressão (PCV), com pressão de regulagem entre 172 e 1103 KPa (25 a 160psi). A vazão de gás é controlada por uma válvula tipo "Globo", instalada a jusante da válvula portadora de placas de orifício.

O sistema de retorno é composto por linhas de retorno e por um separador vertical, este com diâmetro de 1,0m e altura de 6,0m, capacidade volumétrica de 40m^3/hora de líquido, e 170.000Nm^3/dia de gás, e pressão de operação de até 1379KPa (200psi). Do vaso separador, a fase líquida é reciclada para os tanques, e o ar é liberado na atmosfera.

5.2 - Descrição dos ensaios

Para a montagem de um mapa de fluxo, os dados necessários são: a) Velocidade superficial da fase líquida (v_{sl}); b) Velocidade superficial da fase gasosa (v_{sg}) e c) Padrão de fluxo.

Para realização dos ensaios, foram utilizados ar, como fase gasosa e água, como fase líquida.

A obtenção dos dados foi efetuada através da seguinte sequência:

a) Inicialmente foi escolhida uma vazão de líquido tal que correspondesse a uma velocidade superficial da fase líquida pré-estabelecida.

b) Foram escolhidos os valores de diâmetro de orifício, pressão a montante e pressão diferencial, tais que a vazão de gás fosse, aproximadamente, correspodendo a uma velocidade superficial da fase gasosa pré-escolhida.

c) Era esperada a total estabilização do fluxo e, só então, anotados os valores finais de pressão a montante da válvula portadora de placa de orifício, pressão diferencial através do orifício, temperatura do ar no trecho de medição, pressão na seção de teste, vazão de líquido, temperatura de fluxo e padrão de fluxo.

d) Após registro de todos os parâmetros, eram realizadas operações de fechamento das válvulas (no mínimo quatro vezes), e drenagem da água residual na seção de controle, objetivando definir o valor da fração de vazios para cada ponto medido.

Após esta sequência, novos valores de vazões eram escolhidos e todo o procedimento repetido, num total de 152 pontos.

5.3 - Tratamento dos dados

5.3.1 - Dados referentes aos cálculos das vazões de gás

A obtenção dos dados relativos às vazões de gás foi feita através da utilização de uma válvula portadora de placa de orifício, tendo sido usados orifícios com os seguintes diâmetros: 0,1587cm (1/16"), 0,3175cm (1/8"), 0,635cm (1/4"), 0,9525cm (3/8"), 1,270cm (1/2"), 1,5875cm (5/8"), 1,905cm (3/4"), 2,2225cm (7/8"), 2,540cm (1") e 3,175cm (1,25").

Na referida válvula foram obtidos os dados de: pressão a montante da válvula, pressão diferencial através do orifício e temperatura do ar na seção de medição. Com esses dados, a vazão de gás nas condições normais de temperatura e pressão, foi calculada através da utilização do programa de computador "TESTPLATE", de autoria do Engenheiro Elísio Caetano Filho, que, para o caso das instalações disponíveis no CENPES-RJ, utiliza o procedimento sugerido pela A.G.A., relatório número 3 de 01 de janeiro de 1956.

Após o cálculo da vazão de gás nas condições normais de temperatura e pressão, esta era corrigida para as condições de temperatura e pressão existentes na seção de observação, e só então calculada a velocidade superficial da fase gasosa; este valor era, posteriormente multiplicado pelo fator de adimensionalização, plotado no mapa de fluxo.

5.3.2 - Dados referentes aos cálculos das vazões de líquido

Para as medições das vazões da fase líquida, foram utilizados, para baixos valores, um rotâmetro, e para os valores médios e elevados, um medidor tipo turbina.

Para este, as indicações possíveis no painel de controle são: valor da vazão instantânea, utilizado como uma primeira aproximação, e valor do volume acumulado, que associado a um cronômetro, fornecia a valor da vazão de água para o cálculo da velocidade superficial da fase líquida. Esta, após multiplicada pelo fator de adimensionalização, era plotada no mapa de fluxo.

Como já citado anteriormente, os diversos padrões de fluxo, foram definidos visualmente.

5.3.3 - Dados referentes aos cálculos das frações de vazios

As medições das frações de vazio foram executadas através da utilização de válvulas de fechamento rápido, com drenagem e medição direta da água residual na seção de controle. Para cada ponto a ser plotado no mapa de fluxo, foram feitas no mínimo quatro medições da fração de vazios. A fração de vazios média para cada ponto era então obtida a partir da média dos valores obtidos.

O objetivo dessas medições foi verificar se valores

práticos eram compatíveis com os valores teóricos sugeridos para as diversas modelagens matemáticas das transições entre os padrões de fluxo, nas quais a fração de vazios é um parâmetro cujo valor deve ser conhecido a priori.

CAPÍTULO - 6

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Visando a verificar as propostas de fronteiras entre os diversos padrões de fluxo, foi construido o aparato experimental descrito no capítulo precedente.

Na tabela 6.1 encontram-se listados os resultados obtidos, através de medições no citado aparato, num total de 152 pontos de medida.

As definições dos padrões de fluxo foram efetuadas visualmente, o que implica em uma certa subjetividade, principalmente nas regiões de elevadas velocidades da fase líquida e médias a altas velocidades da fase gasosa (o que, no mapa de fluxo, corresponde aos regimes em golfadas e agitante, com altas velocidades da fase líquida).

Na figura 6.1 é apresentada uma comparação entre os dados práticos obtidos e o mapa proposto, cujos resultados mostram-se bons.

Nas figuras 6.2, 6.3 e 6.4 são apresentadas comparações entre os dados experimentais, obtidos por outros pesquisadores, e o mapa proposto. Como se pode observar, os resultados são satisfatórios, sendo, inclusive, mais coerentes que as propostas dos pesquisadores citados anteriormente.

Na figura 6.2, onde são utilizados os dados experimentais obtidos por Shoham (1982), podemos notar que a

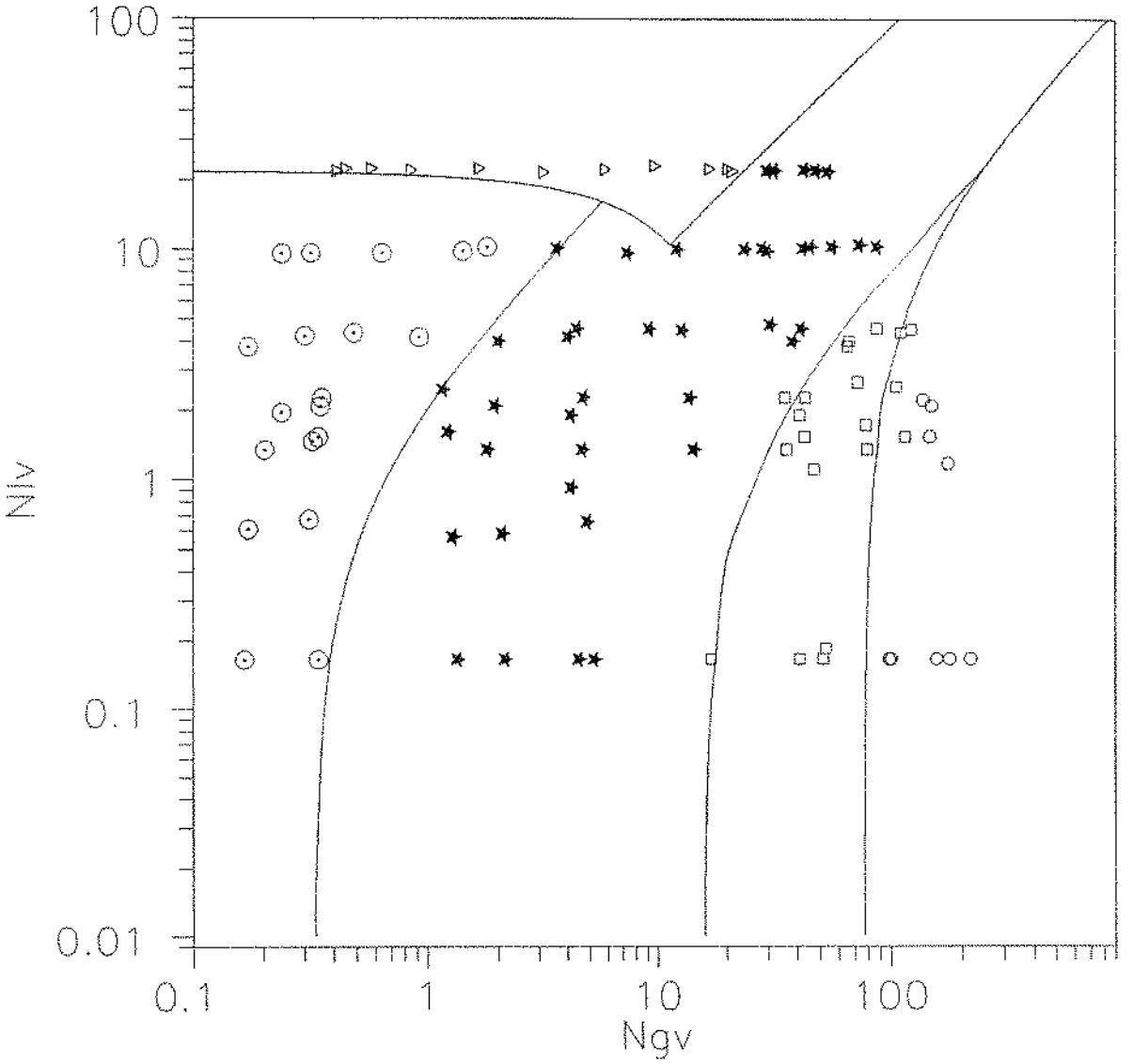

Fig. 6.1 – Comparação do Mapa Proposto com os Resultados Obtidos Neste Trabalho
Bolhas – ⊙ . Golfadas – ★
Agitante – □ . Anular – ○
Bolhas dispersas – ▽

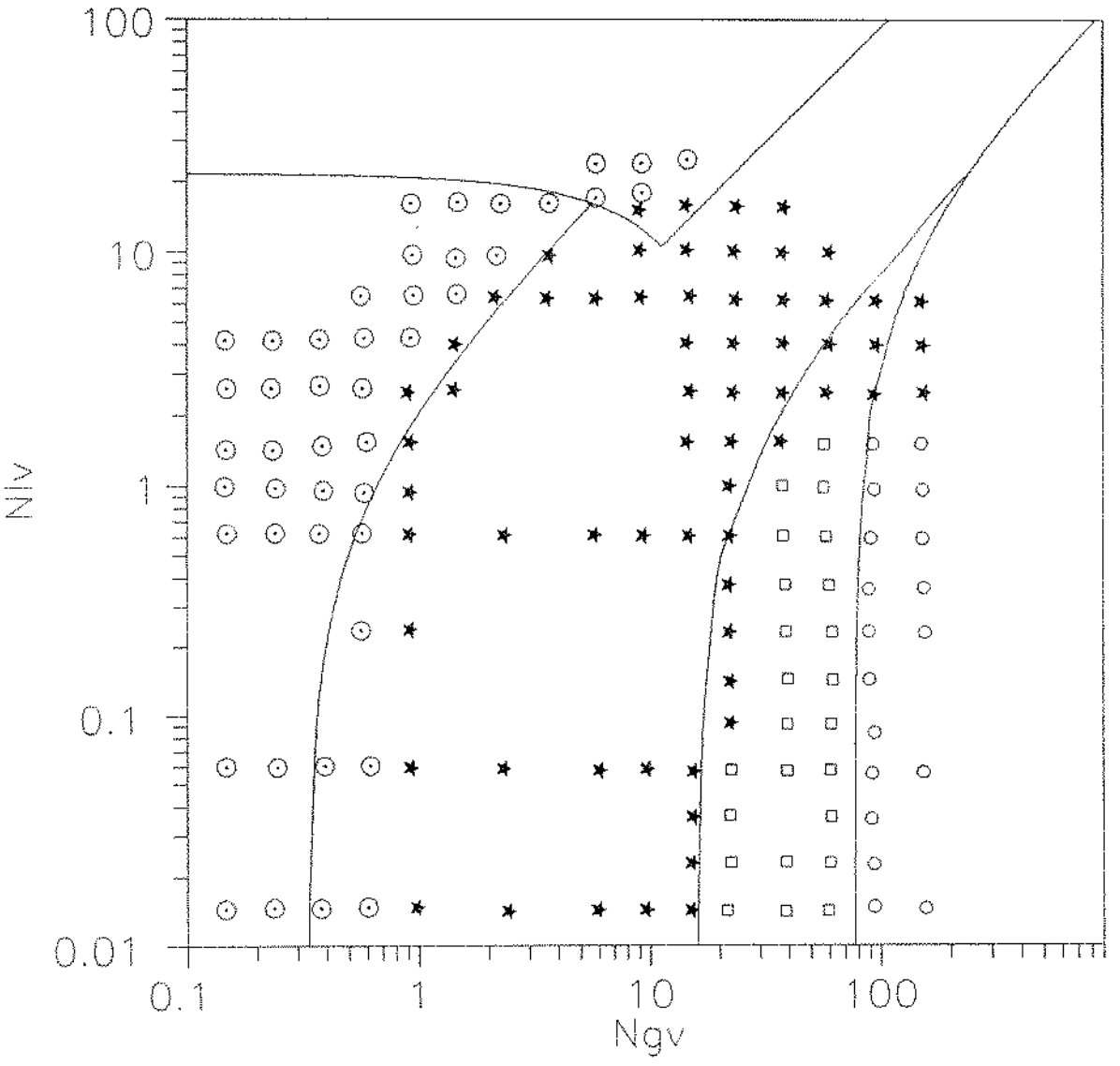

Fig. 6.2 – Comparação do Mapa Proposto com os Dados de Shoham (1982)
Bolhas – ⊙ Golfadas – ✱
Agitante – □ Anular – ○

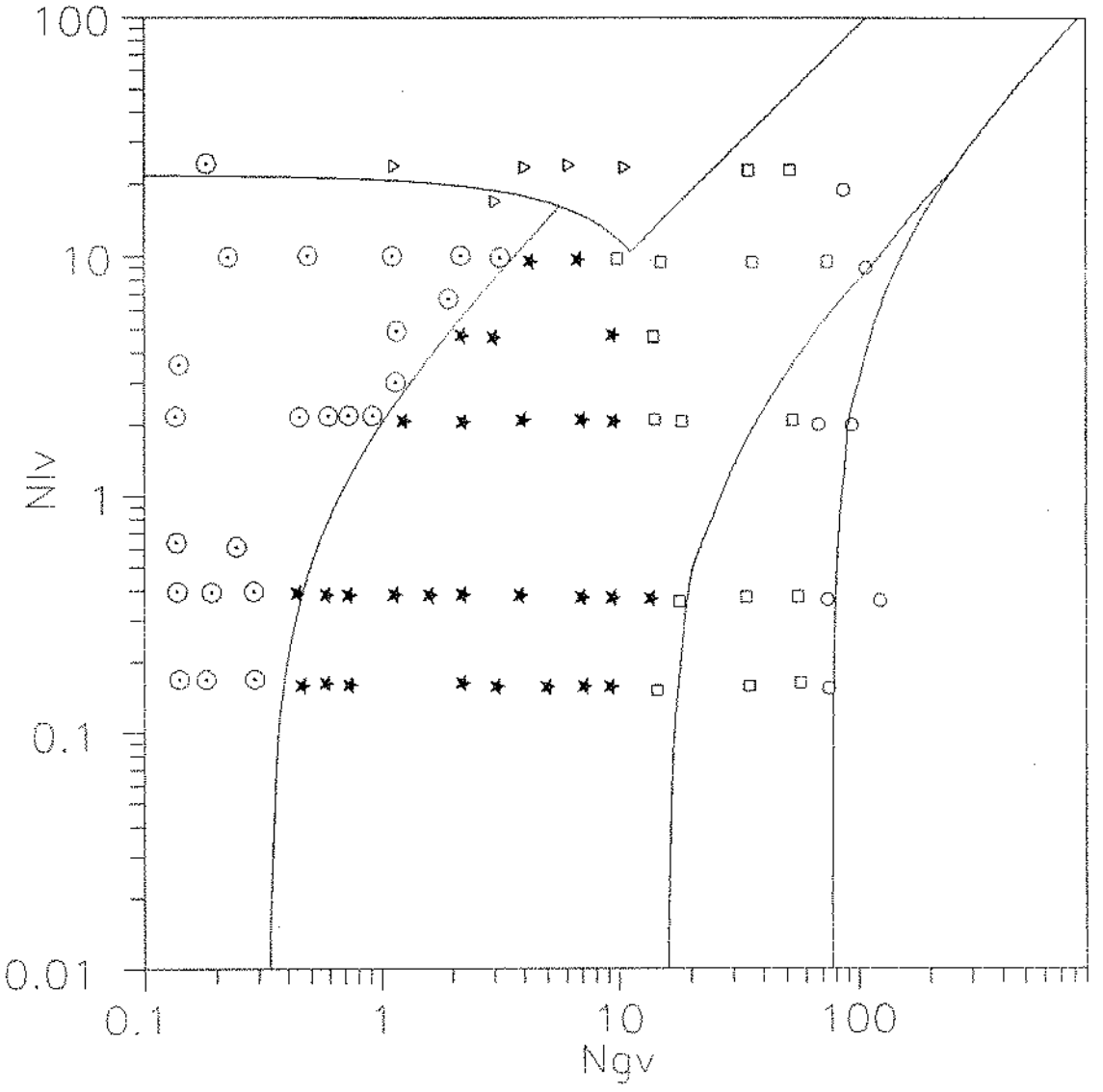

Fig. 6.3 – Comparação do Mapa Proposto com os Dados de Taitel et alii (1980)
Bolhas – ⊙ Golfadas – ★
Agitante– □ Anular – ○
Bolhas dispersas – △

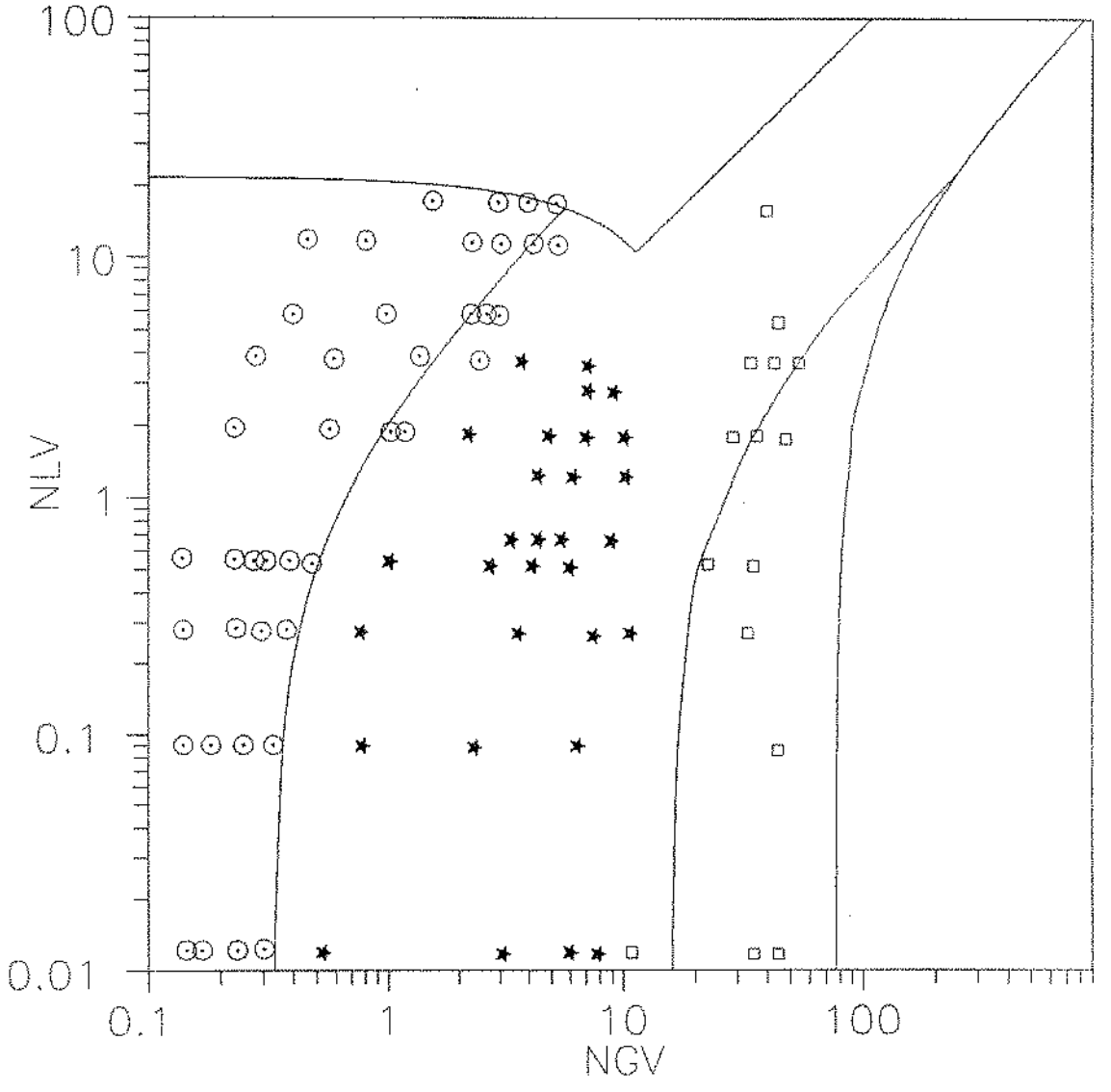

Fig. 6.4 – Comparação do Mapa Proposto com os Dados de Fernandes et al.(1983)
Bolhas – ⊙ Golfadas – ✱
Agitante – □

fronteira entre os padrões de fluxo anular e fluxo intermitente não parece muito consistente. Por outro lado, não fica claro que, nos experimentos conduzidos pelo citado pesquisador, as velocidades superficiais do gás, tenham sido corrigidas para as condições de pressão e temperatura "in situ". Nos experimentos desenvolvidos neste trabalho, pudemos observar que, para um ponto situado à metade da seção de controle (seção esta com 7,16m de comprimento e 5,1 cm de diâmetro), para elevadas velocidades da fase líquida, e, mantendo-se o separador operando à pressão atmosférica, a pressão manométrica chegou a valores, em torno, de 310KPa (45psi), o que difere significativamente em relação à pressão ~atmosférica (≅100KPa). Assim, a correção para a pressão "in situ" provocaria um deslocamento dos pontos de maior velocidade da fase líquida para a esquerda, tornando-os mais compatíveis com a transição acima citada. Para os pontos onde a velocidade da fase líquida é baixa, a referida correção não teria grandes influências, posto que, nesse caso, as pressões não são tão elevadas em relação à pressão atmosférica, para uma seção de teste com dimensões compatíveis com as que adotamos.

A observação das figuras 6.1, 6.2, 6.3 e 6.4 fornece também uma razoável dimensão da subjetividade envolvida na definição dos diversos padrões de fluxo, nas regiões de elevadas velocidades da fase líquida e médias a elevadas velocidades da fase gasosa.

Observa-se que, por exemplo, nos experimentos desenvolvidos por Taitel et alii (1980), que também realizaram

definição visual dos padrões, alguns pontos tidos como padrão agitante, foram definidos por Shoham (1982) (definição por sonda condutância) como fluxo em golfadas; Fernandes et alii (1983), que adotou as fronteiras propostas por Taitel et alii (1980), optou por deixar um considerável "claro" em seus experimentos, na região de fronteira entre os padrões de fluxo em golfadas e fluxo agitante.

Nos experimentos desta pesquisa (difinição visual dos padrões), há uma maior concordância com os resultados apresentados por Shoham (1982) que com os de Taitel et alii (1980).

Nas figuras 6.5, 6.6 e 6.7 são apresentadas comparações entre os dados práticos de Taitel et alii (1980), Shoham (1982) e dos experimentos desenvolvidos neste trabalho, com as fronteiras propostas por Taitel et alii (1980).

Pode-se notar que, exceto para os próprios experimentos, as fronteiras de transição para o padrão anular, bem como entre os padrões de fluxo em golfadas e agitante, propostas por Taitel et alii (1980), não apresentam bons resultados.

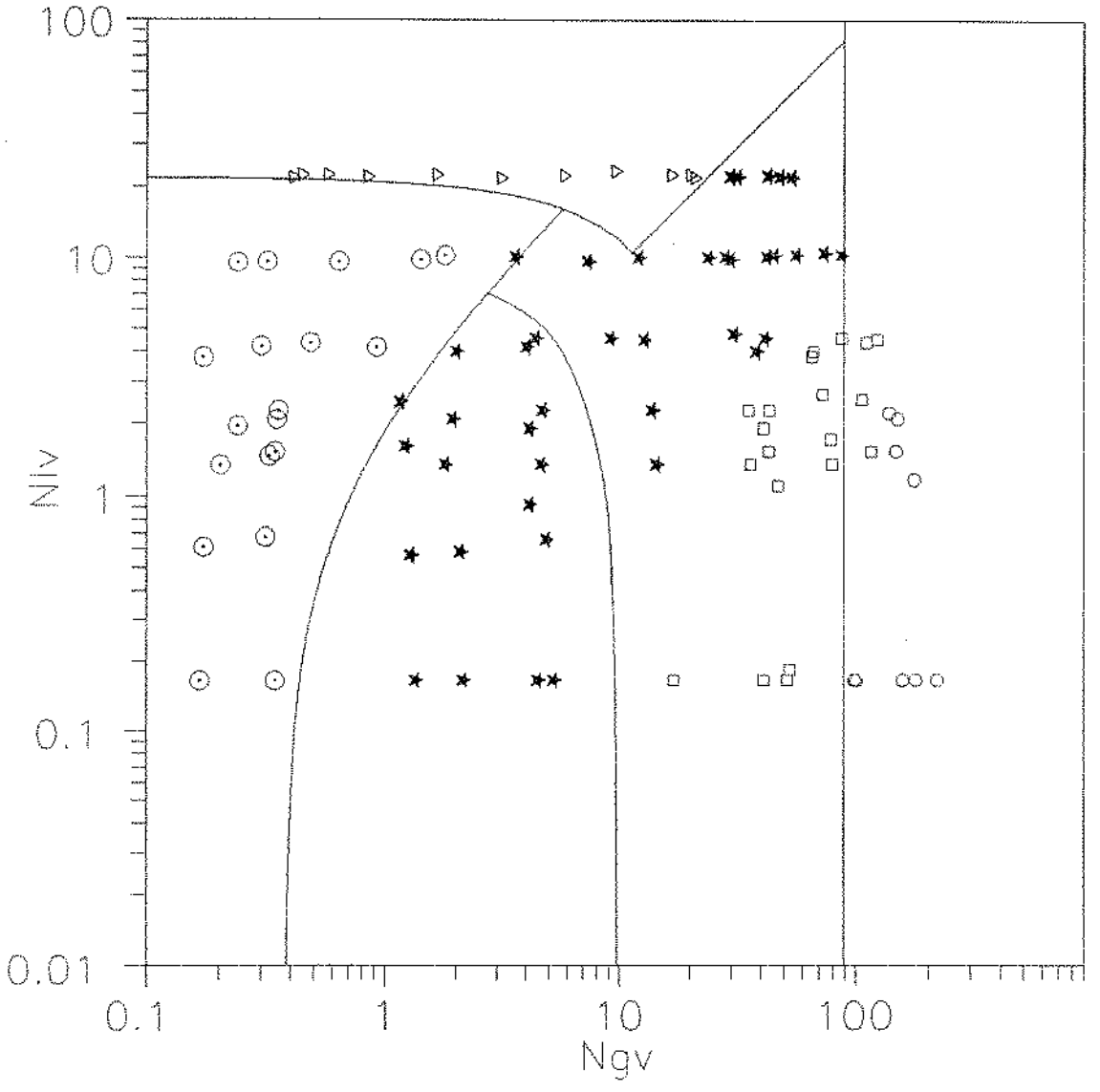

Fig. 6.5 – Fronteiras de Taitel et al. (1980)
Dados do presente trabalho
Bolhas – ⊙ . Golfadas – ✱
Agitante – □ . Anular – ○
Bolhas dispersas – ▽

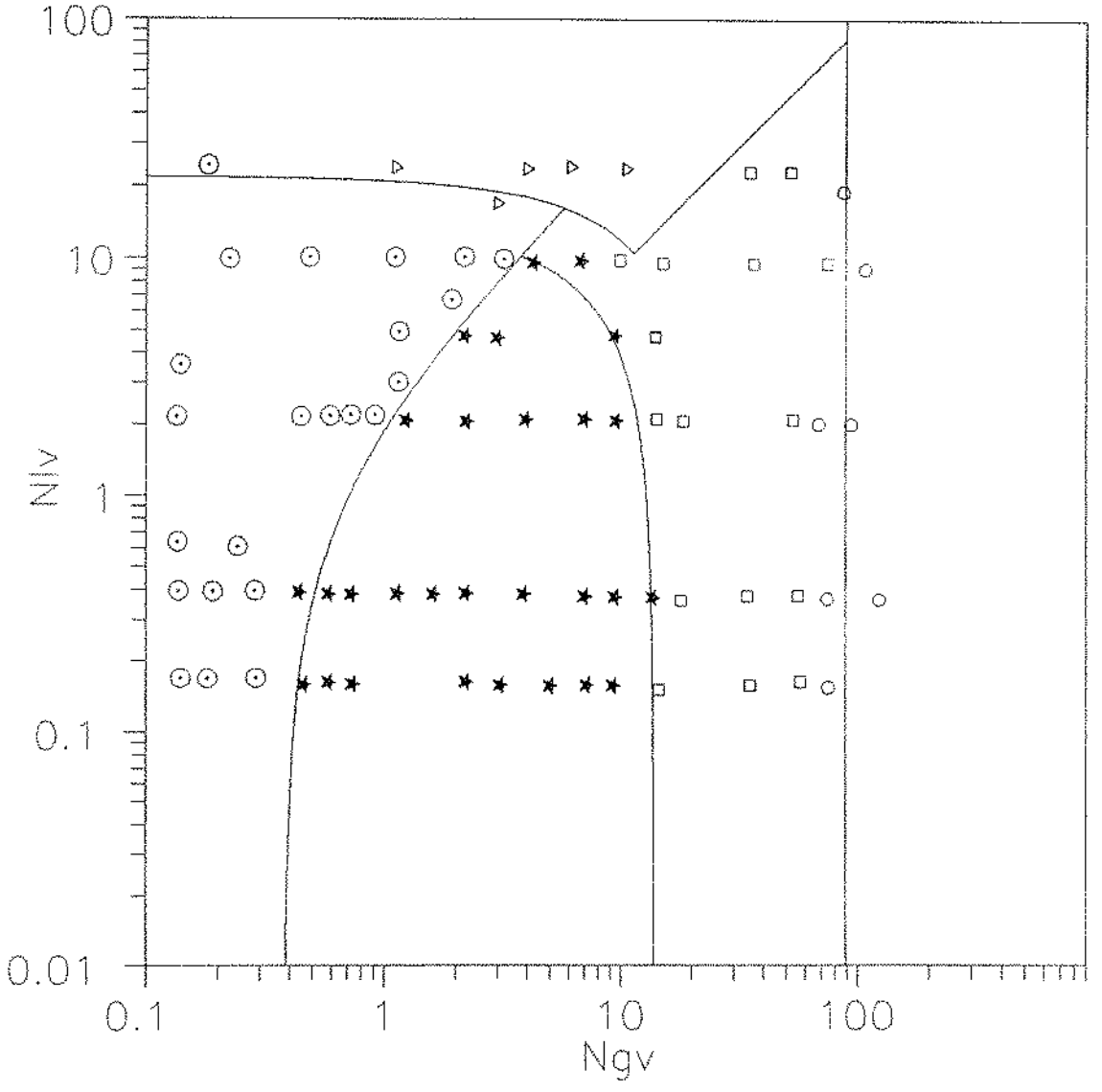

Fig. 6.6 – Fronteiras de Taitel et al. (1980)
Dados de Taitel et al. (1980)
Bolhas – ⊙ . Golfadas – ★
Agitante – □ . Anular – ○
Bolhas dispersas – △

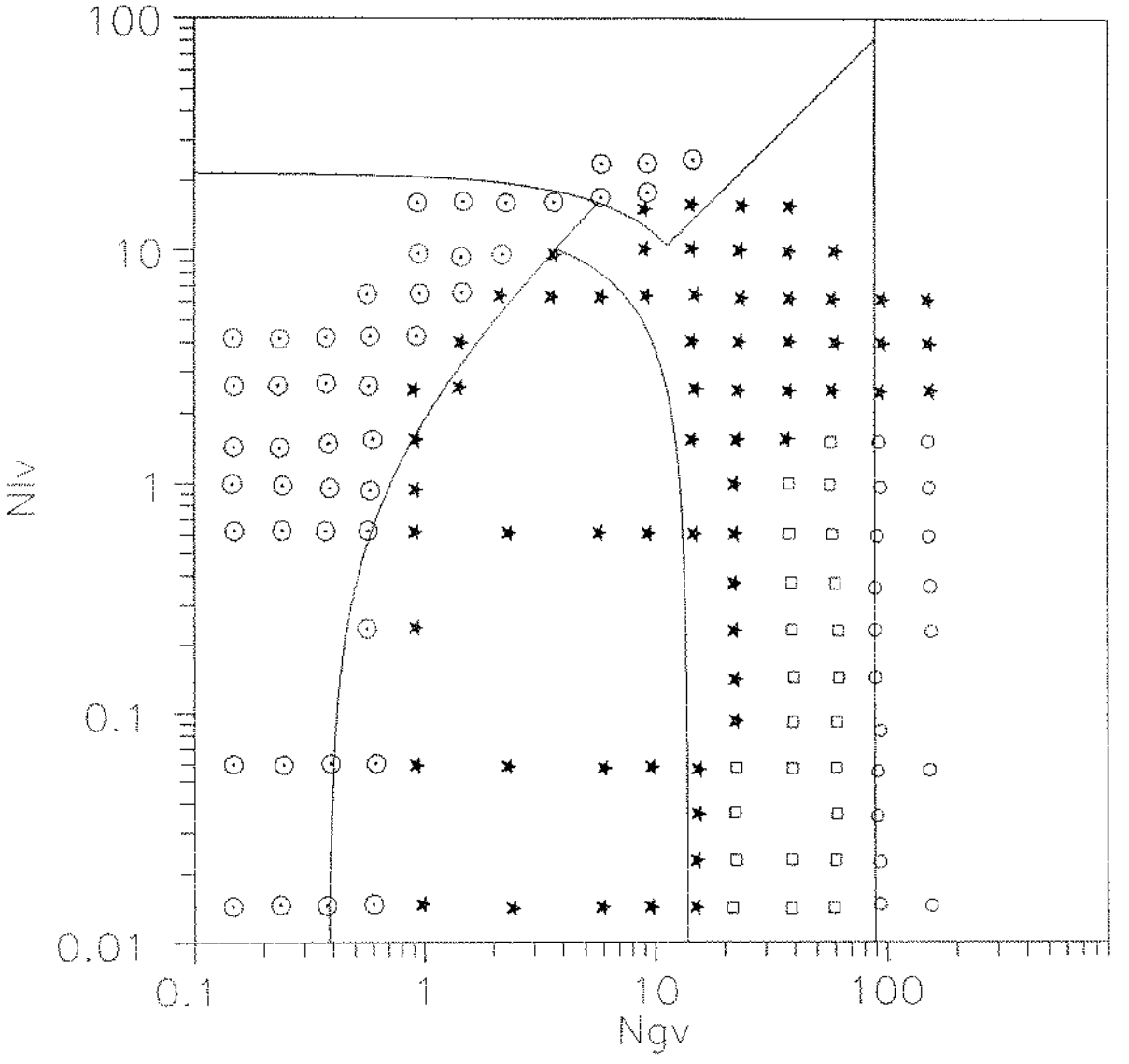

Fig. 6.7 – Fronteiras de Taitel et al. (1980)
Dados de Shoham (1982)
Bolhas – ⊙ Golfadas – ★
Agitante – □ Anular – ○

TABELA 6.1 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Padrão	v_{sl} (m/seg)	v_{sg} (m/seg)	H_L
Bol.	0,680	0,150	0,7626
Bol.	0,240	0,053	0,8455
Bol.	0,340	0,057	0,8586
Bol.	0,710	0,079	0,8707
Bol	1,600	0,230	0,8886
Bol.	1,570	0,104	0,8985
Bol.	1,560	0,039	0,9577
Bol.	0,620	0,028	0,9713
Bol.	0,320	0,039	0,8992
Bol.	0,220	0,033	0,8674
Bol.	0,100	0,028	0,8823
Bol.	0,027	0,027	0,8295
Bol.	1,570	0,052	0,9261
Bol.	0,690	0,049	0,9012
Bol.	0,370	0,058	0,8521
Bol.	0,250	0,056	0,8319
Bol.	0,110	0,051	0,7874
Bol.	0,027	0,056	0,7548
Bol.	1,670	0,292	0,7719
Bol.	0,123	0,070	0,8473
Bol.	0,183	0,108	0,8539
Bol.	0,311	0,125	0,8270
Bol.	0,582	0,195	0,7611
Bol.	1,073	0,373	0,7732
Gol.	0,220	2,360	0,3240
Gol.	0,370	2,260	0,3330
Gol.	0,730	2,090	0,3860
Gol.	1,630	1,980	0,4470
Gol.	0,770	5,040	0,2760
Gol.	1,630	3,910	0,3820

TABELA 6.1 (continuação)

Padrão	v_{sl} (m/seg)	v_{sg} (m/seg)	H_L
Gol.	0,740	6,830	0,2610
Gol.	1,600	4,880	0,3630
Gol.	0,650	6,270	0,2390
Gol.	1,640	4,640	0,3570
Gol.	1,670	7,490	0,2880
Gol.	3,580	5,230	0,4350
Gol.	3,580	4,890	0,4520
Gol.	1,640	6,960	0,3060
Gol.	1,670	9,220	0,2380
Gol.	3,610	7,020	0,4040
Gol.	1,700	12,050	0,2110
Gol.	3,580	7,900	0,3450
Gol.	1,670	14,270	0,1980
Gol.	3,550	8,840	0,3450
Gol.	0,027	0,220	0,4942
Gol.	0,092	0,210	0,5774
Gol.	0,262	0,200	0,6818
Gol.	0,401	0,190	0,7131
Gol.	0,650	0,329	0,6502
Gol.	0,340	0,317	0,5959
Gol.	0,220	0,295	0,5010
Gol.	0,095	0,342	0,4429
Gol.	0,027	0,351	0,4148
Gol.	1,640	0,590	0,7199
Gol.	0,680	0,658	0,4019
Gol.	0,310	0,678	0,4964
Gol.	0,150	0,678	0,4197
Gol.	0,027	0,735	0,3504
Gol.	1,570	1,202	0,5032

TABELA 6.1 (continuação)

Padrão	v_{sl} (m/seg)	v_{sg} (m/seg)	H_L
Gol.	0,740	1,503	0,3627
Gol.	0,740	0,720	0,5645
Gol.	0,370	0,768	0,4333
Gol.	0,220	0,760	0,3896
Gol.	0,107	0,797	0,3489
Gol.	0,027	0,860	0,3309
Gol.	0,027	0,079	0,7470
Gol.	0,092	0,093	0,7251
Gol.	0,133	0,116	0,7373
Gol.	0,262	0,175	0,7399
Gol.	0,430	0,191	0,7489
Gol.	0,767	0,347	0,7114
Gol.	1,073	0,666	0,6397
Gol.	1,840	0,789	0,6530
Gol.	2,146	3,396	0,6022
Gol.	0,027	1,678	0,2835
Gol.	0,027	2,439	0,2487
Gol.	0,084	1,726	0,3245
Gol.	0,162	3,868	0,2859
Gol.	0,276	5,512	0,2098
Gol.	0,474	5,605	0,2937
Gol.	0,474	6,726	0,2373
Gol.	0,628	6,796	0,2176
Gol.	0,858	11,228	0,2722
Gol.	1,164	13,540	0,2354
Gol.	1,595	16,227	0,1769
Agi.	0,027	2,790	0,1769
Agi.	0,027	6,700	0,1840
Agi.	0,220	5,900	0,1890

TABELA 6.1 (continuação)

Padrão	v_{sl} (m/seg)	v_{sg} (m/seg)	H_L
Agi.	0,370	5,770	0,2050
Agi.	0,030	8,630	0,1560
Agi.	0,180	7,690	0,1840
Agi.	0,370	7,060	0,2010
Agi.	0,027	8,420	0,1360
Agi.	0,250	7,040	0,1890
Agi.	0,310	6,670	0,2110
Agi.	0,280	12,780	0,1420
Agi.	0,430	11,800	0,1440
Agi.	0,650	10,850	0,1810
Agi.	0,620	10,650	0,1880
Agi.	0,430	11,790	0,1790
Agi.	0,220	12,970	0,1380
Agi.	0,410	17,200	0,1270
Agi.	0,740	14,230	0,1570
Agi.	0,710	18,000	0,1450
Agi.	0,730	19,890	0,1340
Agi.	0,027	3,015	0,2087
Agi.	0,087	5,177	0,2101
Agi.	0,121	5,535	0,1943
Agi.	0,121	5,138	0,2096
Agi.	0,858	12,719	0,1902
Agi.	1,104	17,136	0,1573
Agi.	0,027	11,071	0,1224
Agi.	0,087	3,713	0,3731
Agi.	0,147	13,355	0,1191
Agi.	0,292	14,926	0,1264
Agi.	0,507	14,291	0,1566
Agi.	0,804	19,347	0,1379

TABELA 6.1 (continuação)

Padrão	v_{sl} (m/seg)	v_{sg} (m/seg)	H_L
Agi.	1,195	20,577	0,1198
Agi.	1,532	22,546	0,1445
Anu.	0,027	16,380	0,0660
Anu.	0,027	16,040	0,0590
Anu.	0,027	25,420	0,0270
Anu.	0,027	28,860	-
Anu.	0,250	23,800	0,0660
Anu.	0,360	22,320	0,1110
Anu.	0,027	35,310	-
Anu.	0,190	28,400	0,0380
Anu.	0,250	18,730	0,1100
Anu.	0,340	24,230	0,0880
Anu.	1,133	26,056	0,1096
Anu.	0,133	18,277	0,0973
Anu.	0,139	25,917	0,0600
Anu.	0,137	38,894	0,0196
Anu.	0,262	16,493	0,1090
Anu.	0,468	22,236	0,1111
Anu.	0,491	25,531	0,1052
Anu.	0,634	25,110	0,0889
Anu.	0,808	25,512	0,1024
Anu.	1,104	21,777	0,1118
Anu.	1,532	24,644	0,1167
BD.	3,770	1,590	0,6950
BD.	3,640	2,750	0,5870
BD.	3,550	3,460	0,5180
BD.	3,640	3,300	0,5180
BD.	3,580	0,140	0,9277
BD.	3,640	0,095	0,9592

TABELA 6.1 (continuação)

Padrão	v_{sl} (m/seg)	v_{sg} (m/seg)	H_L
B.D.	3,640	0.095	0.9592
B.D.	3,640	0.074	0.9612
B.D.	3,550	0.068	0.9581
B.D.	3,640	0.272	0.9000
B.D.	3,520	0.517	0.8052
B.D.	3,610	0.958	0.6439
B.D.	1,840	1.887	0.5934
B.D.	2,453	2.314	0.4864

CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

As modelagens matemáticas propostas, até o presente momento, para as transições entre os diversos padrões de fluxo, ainda suscitam discussões, principalmente no que se refere à fronteira entre os padrões de fluxo em golfadas e agitante.

A subjetividade envolvida na definição visual dos diversos padrões de fluxo é notável, de sorte que, em alguns casos, um mesmo ponto em um dado mapa de fluxo, pode ser enquadrado em padrões de fluxo diferentes, para diferentes pesquisadores.

A grande maioria dos experimentos realizados com fluxo bifásico gás-líquido são levados a cabo utilizando-se água para a fase líquida e ar para a fase gasosa; as modelagens matemáticas para as transições são propostas com base nos resultados desses experimentos, e então extrapoladas para outros fluidos, geralmente sem suas respectivas comprovações experimentais.

Com isso, algumas variáveis, tais como a viscosidade do líquido, que, em determinadas transições são tidas como de efeito desprezível, podem, na realidade, não o ser.

Não existe ainda uma unanimidade entre os diversos pesquisadores quanto à classificação dos arranjos de fases possíveis para o fluxo bifásico vertical ascendente. Alguns autores tendem a criar várias subdivisões nos mapas de fluxo, e até, faixas de transições entre os diversos padrões, ao invés

de linhas de fronteira.

Neste trabalho, são apresentados os resultados experimentais desenvolvidos visando a analisar diversas modelagens matemáticas para as fronteiras de fluxo, existentes na literatura, segundo sua adequabilidade aos supracitados resultados experimentais. Os experimentos foram desenvolvidos utilizando-se água e ar, com definição visual dos diversos padrões de fluxo.

Foram avaliadas as propostas de modelagem matemáticas, apresentadas por diversos autores, dentre eles Taitel et alii (1980), Shoham (1982), Mishima & Ishii (1984), McQuillan & Whalley (1985), Barnea (1986), Brauner & Barnea (1986), Bilicki & Kestin (1986), Barnea (1987).

O confronto entre os resultados experimentais e as diversas modelagens de fronteiras, levou a adotar, como propostas por Taitel et alii (1980) as fronteiras entre os padrões de fluxo em bolhas e em bolhas dispersas bem como entre os padrões de fluxo em bolhas dispersas e em golfadas.

No modelo de transição entre os regimes de fluxo em bolhas e em golfada, proposto por Taitel et alii (1980) foi introduzido um fator de correção, de modo a levar em conta o efeito de "enxame", devido à presença de um grande número de bolhas, sobre a velocidade de escorregamento entre as fases. Para a transição entre os padrões de fluxo em golfadas e agitante, foi adotada a proposta de Mishima & Ishii (1984). Finalmente, para a transição entre os padrões de fluxo

intermitente e anular, foi proposta uma nova modelagem, posto que, as existentes na literatura não se adequavam satisfatoriamente aos resultados práticos obtidos.

O mapa de fluxo ora proposto é apresentado utilizando-se, como coordenadas, os grupos adimensionais N_{gv} (número da velocidade do gás) e N_{lv} (número da velocidade do líquido), baseados nos grupos sugeridos por Duns & Ros (1963), os quais foram modificados visando a considerar o efeito da pressão sobre a massa específica do gás. O fato de termos utilizado os grupos adimensionais como acima citado, além de imprimir uma maior generalidade ao presente mapa de fluxo, ainda possibilitou a comparação entre os resultados obtidos por Taitel et alii (1980) e Duns & Ros (1963).

Isto posto, sugere-se a adoção do presente mapa de fluxo para a definição do padrão de fluxo e para o cálculo de perdas de carga, em tubulações submetidas ao fluxo bifásico vertical ascendente, em substituição aos atualmente utilizados.

Os estudos sobre mapas de fluxo devem pois serem continuados, e o aparato experimental utilizado no desenvolvimento do presente trabalho modificado de modo a: 1- Eliminar a subjetividade da definição visual dos padrões de fluxo, através da utilização de dispositivos tipo sondas de condutância, emissor e receptor de radiação ou outros que possibilitem a associação de um dado sinal ao padrão de fluxo existente na tubulação; 2 - Utilizar tubos transparentes para toda a extensão da seção de teste, de modo a possibilitar a

medição do líquido residual na tubulação, após o fechamento das válvulas, sem necessidade de drenagem, ganhando-se bastante tempo na execução dos testes; 3 - Substituir o mecanismo de acionamento das válvulas de fechamento rápido, de modo a tornar mais rápido o fechamento destas, bem como possibilitar a inclinação da seção de teste; 4 - Construir dispositivos que possibilitem a geração de bolhas de pequenos diâmetros, tais como, tubos capilares, passagem do ar através de um corpo poroso, ou outros.

Como dito anteriormente, é recomendável a realização de experimentos envolvendo líquidos outros que não água, objetivando comprovar a validade da extrapolação dos resultados obtidos através de experimentos que utilizam água e ar.

NOMENCLATURA

Símbolo	Descrição
A	Área da seção transversal do tubo (m^2)
A_g	Área da seção transversal do tubo ocupada pela fase gasosa (m^2)
A_l	Área da seção transversal do tubo ocupada pela fase líquida (m^2)
B_1	Fator de modificação da velocidade superficial do líquido, definido pela equação 1.1
B_2	Fator de modificação da velocidade superficial do gás, definido pela equação 1.2
C	Coeficiente
C_d	Coeficiente de arraste
C_g	Coeficiente
C_l	Coeficiente
C_o	Parâmetro de distribuição definido pela equação (4.20)
d	Diâmetro de uma bolha (m)
D	Diâmetro interno da tubulação (m)
d_{crit}	Diâmetro crítico da bolha (m)
D_l	Diâmetro hidráulico (m)
d_l	Diâmetro de uma gotícula de líquido (m)
D_m	Diâmetro mínimo de tubulação para ocorência fluxo em bolhas (m)
d_{max}	Diâmetro máximo de uma gotícula de líquido (m)

Símbolo	Descrição
d_{maxb}	Diâmetro máximo de bolha (m)
dP/dx	Gradiente de pressão (Pa/m)
$(dp/dx)_{GS}$	Gradiente de pressão admitindo-se só a fese gasosa escoando no tubo (Pa/m)
$(dP/dx)_{LS}$	Gradiente de pressão admitindo-se só a fase líquida escoando no tubo (Pa/m)
E	Razão de dissipação de energia por unidade de massa (J/Kg)
f	Fator de fricção
F_e	Força de arraste (N)
F_g	Força de gravidade (N)
f_g	Fator de fricção da fase gasosa
f_i	Fator de fricção na interface
f_{wl}	Fator de fricção do líquido na parede do tubo
G	Número adimensional do gradiente de pressão
g	Aceleração da gravidade (m/s^2)
G_g	Velocidade mássica da fase gasosa ($kg/s.m^2$)
G_l	Velocidade mássica da fase líquida ($kg/s.m^2$)
h	Diferença de cotas entre duas seções (m)
h_1	Cota da seção 1 (m)
h_2	Cota da seção 2 (m)
H_g	Fração de vazios
H_{gm}	Fração de vazios média ao longo de um trecho de tubulação.
H_l	Fração de líquido no escoamento bifásico

Símbolo	Descrição
k	Coeficiente
K	Coeficiente
L_1	Parâmetro da equação (2.1) (Função de N_d, fig.2.3)
L_2	Parâmetro da equação (2.1) (Função de N_d, fig.2.3)
L_b	Comprimento de uma bolha de Taylor (m)
L_e	Comprimento equivalente de tubulação (m)
L_{ED}	Comprimento equivalente adimensional de tubulação
m	Expoente
n	Expoente
N_d	Número adimensional do diâmetro do tubo
N_g	Número adimensional da fase gasosa
N_{gv}	Número adimensional da velocidade do gás
N_l	Número adimensional da viscosidade da fase líquida
N_{lv}	Número adimensional da velocidade do líquido
N_ρ	Razão entre as massas específicas das fases líquida e gasosa
P_1	Pressão na seção 1 (Pa)
P_2	Pressão na seção 2 (Pa)
Q_g	Vazão volumétrica da fase gasosa (m^3/s)
Q_l	Vazão volumétrica da fase líquida (m^3/s)
R_e	Número de Reynolds para o fluxo bifásico

Símbolo	Descrição
	definido para Eq. 4.35
R_{sm}	Fração de líquido mínima no trecho de fase líquida contínua entre duas bolhas de Taylor consecutivas
S_l	Perímetro interno do tubo (m)
S_i	Perímetro da interface gás/líquido numa seção transversal do tubo (m)
v_b	Velocidade de escorregamento de uma bolha (m/s)
v_{bt}	Velocidade da bolha de Taylor (m/s)
v_{dl}	Velocidade de deslizamento da fase líquida (m/s)
v_{dl1}	Velocidade de deslizamento do líquido na seção 1 (m/s)
v_{dl2}	Velocidade de deslizamento do gás na seção 2 (m/s)
v_{dg}	Velocidade de deslizamento da fase gasosa (m/s)
v_g	Velocidade da fase gasosa (m/s)
v_l	Velocidade da fase líquida (m/s)
v_m	Velocidade da mistura bifásica (m/s)
v_s	Velocidade de escorregamento entre as fases líquida e gasosa (m/s)
v_{sg}	Velocidade superficial do gás (m/s)
v_{sl}	Velocidade superficial do líquido (m/s)

Símbolo	Descrição
X	Grupo adimensional definido pela equação (4.78)
x	Coordenada na direção do fluxo (m)
Y	Grupo adimensional definido pela equação 4.79
W_g	Vazão mássica da fase gasosa (kg/s)
W_l	Vazão mássica da fase líquida (kg/s)

Símbolos Gregos

Símbolo	Descrição
β	Ângulo de inclinação do tubo (rad)
δ	Espessura do filme de liquido no padrão de fluxo anular (m)
δ_{bt}	Espessura do filme de líquido em torno de uma bolha de Taylor (m)
Δ	Espessura adimensional do filme de líquido no padrão anular
ΔP	Diferença de pressão entre duas seções (Pa)
$\Delta\rho$	Diferença entre as massas específicas das fases líquida e gasosa (kg/m^3)
ε	Rugosidade da parede do tubo (m)
ϕ	Ângulo de contato com a parede do tubo (rad)
$\lambda, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$	Variáveis auxiliares
μ_g	Viscosidade dinâmica do gás ($N.s/m^2$)
μ_l	Viscosidade dinâmica do líquido ($N.s/m^2$)

Símbolo	Descrição
μ_w	Viscosidade dinâmica da água nas condições normais de temperatura e pressão ($N.s/m^2$)
ν_g	Viscosidade cinemática do gás (m^2/s)
ν_l	Viscosidade cinemática do líquido (m^2/s)
π	Número Pi (3,1415.....)
ρ_a	Massa específica do ar nas condições normais de temperatura e pressão (kg/m^3)
ρ_g	Massa especifica da fase gasosa (kg/m^3)
ρ_l	Massa específica da fase líquida (kg/m^3)
ρ_m	Massa específica da mistura bifásica (kg/m^3)
ρ_w	Massa especifica da água nas condições normais de temperatura e pressão (kg/m^3)
σ	Tensão superficial (N/m)
σ_{wa}	Tensão superficial entre ar e água nas condições normais de temperatura e pressão (N/m)
τ_i	Tensão cisalhante na interface gás/líquido (Pa)
τ_{wl}	Tensão cisalhante do líquido na parede do tubo (Pa)
Ω	Parâmetro definido pela equação (1.3)

Referências Bibliográficas

01 - **AL-NAJJAR, H. S. H. & AL-SOOF, N.B.A.** Alternative flow-pattern maps can improve pressure-drop calculation of the Aziz e alii multiphase-flow correlation. **SPE Production Engeneering, 4** (3): 327-334, August, 1989.

02 - **AZIZ, .K.; GOVIER, G.W.; FOGARASI, M.** Pressure drop in wells producing oil and gas. **J. Can. Petr. Tech.,** 38-48, July/sept., 1972.

03 - **BARNEA, D.** Transition from annular and from dispersed bubble flow - unified models for the whole range of pipe inclination. **Int. J. Multphase Flow, 12**(5): 733-744, 1986.

04 - **BARNEA, D.** A unified model for predicting flow-pattern transitions for the whole range of pipe inclinations. **Int. J. Multiphase Flow.,13**(1):1-12, 1987.

05 - **BARNEA, D.; SHOHAM, O.; TAITEL, Y.** Gas-liquid flow in inclined tubes: flow pattern transitions for upward flow. **Chem. Engng. Sci. 49**:131-136, 1985.

06 - **BILICKI, Z. & KESTIN, J.** Transition criteria for two-phese flow patterns in vertical upward flow. **Int. J. Multphase Flow, 13** (3):283-294, 1987.

07 - **BRAUNER, N. & BARNEA, D.** Slug/churn transition in upward gas-liquid flow. **Chemical Engineering Science, 41**(1): 159-163, 1986

08 - **BRODKEY, R.S.** The phenomena of fluid motions. Addison Wesley Press, 1967.

09 - **CAETANO FILHO, E. Upward vertical two-phase flow through an annulus.** Tese de doutorado. University of Tulsa, 1985, 225p.

10 - **CHAUDHRY, A. B. ; EMERTON, A. C.; JACKSON, R.** Flow regimes in the cocurret upward flow of water and air. In: **SYMPOSIUM ON TWO-PHASE FLOW**, Exeter, 1965, p. 21-23.

11 - **DUKLER, A. E. & TAITEL, Y.** Flow regime transitions for vertical upward gas-liquid flow: a preliminary approach through physical moddeling. Progress Report, 1. Department of Chemical Engineering, University of Houston, 1977.

12 - **DUNS JR., H. & ROS, N. C. J.** Vertical flow of gas and liquid mixtures in wells. **PROC. WORLD PETROLEUM CONGRESS,6**, Frankfurt, 1963,p.451-465.

13 - **FERNANDES, R. C.; SEMIAT, R.; DUKLER, A.E.** Hydrodynamic model for gas-liquid slug flow in vertical tubes. **AICHE, 29 (6):981-989, nov. 1983.**

14 - **FRANÇA, F. A. As transições bolhas - pistonado e pistonado-agitante em um escoamento bifásico vertical adiabático.** Tese de doutorado. UNICAMP, Faculdade de Engenharia, 1987, 186p.

15 - **GALEGAR, W. C.; STOVALL, W. B.; HUNTINGTON, R. L.** More data on two phase vertical flow. **Petroleum Refines, 33:208, 1954.**

16 - **GOVIER, G. W. & AZIZ, K. The flow of complex mixtures in pipes.**Van Nostrand Reinhold Co., 1972.

17 - **GOVIER, G. W. & OMER, M. M.** The horizontal pipeline flow of air-water mixtures: 1. Effect of air and water rates

on flow pattern, holdup and pressure drop. **Can. J. Chem. Eng., 35:** 58-70, 1957.

18 - **GOVIER, G. W. & OMER, M. M.** The horizontal pipeline flow of air-water mixtures. **Can. J. Chem. Eng., 40:**93-104, 1962.

19 - **GOVIER, G. W. & SHORT, W. L.** The upward vertical flow of air-water mixtures: 2. Effect of tubing diameter on flow pattern, holdup and pressure drop. Can. J. Chem. Eng., 36: 195-202, October, 1958.

20 - **GOULD, T. L. ; TEK, M. R. ; KATZ, D. L.** Two phase flow through vertical, inclined or curved pipes, **J. Petr. Techn.,** 26: 915-926, August, 1974.

21 - **GRIFFITH, P. & SNYDER, G. A.** The bubbly-slug transition in a high velocity two-phase flow, **MIT Report no. 5003-29,** 1964.

22 - **GRIFFITH, P. & WALLIS, G. B.** Two phase slug flow. **J. Heat Trans.,** 83 (3):307-320, August, 1961.

23 - **HARMATHY, T. Z.** Velocity of large drops and bubbles in media of infinite or restricted extent, **AICHE J., 6** (2): 281-289,June, 1960.

24 - **HEWITT, G.F. & ROBERTS, D. N.** Studies of two-phase flow patterns by simultaneous X-ray and flash-photography. **Atomic Energy Research Establishment, U.K.,**February, 1969.

25 - **HINZE, J. O.** Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes. **AICHE J., 1:**298, 1955.

26 - **ISHII, M.** One dimensional drift - flux model and constitutive equations for relative motions between phases in various two-phase flow regimes. **Argonne National Laboratory. ANL - 77-47,** October, 1977.

27 - **KOSLOV, B. K.** Forms of flow of gas-liquid mixtures and their stability limits in vertical tubes. **Zhur. Tekh. Fiz., 24:**2285-2288, 1954.

28 - **KOSTERIN, S. I.** An investigation of the influence of diameter and inclination on the hydraulic resistance and flow structure in gas liquid mixtures, **Izv. Akad. Nauk. SSSR. OTN, 12:**1824,1949.

29 - **MCQUILLAN, K. W. & WHALLEY, P. B.** Flow patterns in vertical two-phase flow. **Int. J. Multiphase Flow, 11**(2):161-175, 1985.

30 - **MISHIMA, K. & ISHII, M.** Flow regime transition criteria for upward two-phase flow in vertical tubes. **Int. J. Heat Mass Transfer,** 27(5):723-737, 1984.

31 - **NISHIKAWA, K. ; SEKOGUCH, K.; NAKASATOMI, M.; KARENZI, A.** Cocurrent gas-liquid flow. (Edited by Rhodes,E.S. & Scott,D.S.). **Proc. Inte. Symp.,** University of Waterloo, 1968, p.81.

32 - **ORKISZEWSKI, J.** Predicting two-phase pressure drops in vertical pipes. **JPT, Trans. AIME, 228:**59-63, March, 1963.

33 - **OSHINOWO, T. & CHARLES, M. E.** Vertical two-phase flow: Part 1: flow pattern correlations - Part 2: holdup and pressure drop, **Can. Chem. Eng., 52:**438-448, 1974.

34 - **PEEBLES, F. N. & GARBER, H. J.** Studies on the motion of

gas bubbles in liquid. **Chem. Engineering Progress, 49,** 1953.

35 - **PUSHKINA, O. L. & SOROKIN, Y. L.** Breakdown of liquid film motion in vertical tubes. **Heat Transfer-Soviet Research, 1**(5):56-64, 1969.

36 - **RADOVICICH, N. A. & MOISSIS, R.** The transition from two-phase bubble flow to slug flow. **MITT Report,** 7-7673-22, 1962.

37 - **ROS, N. C. J.** Simultaneus flow of gas and liquid as encountered in well tubing. **J. Pet. Tech., Trans AIME,** 222:1037-1049, Oct., 1961.

38 - **SERIZAWA, A. ; KATAOKA, I. ; MISHIYOSHI, I.** Turbulence structure of air-water bubbly flow- II. Local properties. Int. Journal of Multiphase Flow, 2, 1975.

39 - **SEVIK, M. & Park, S. H.** The splitting of drops and bubbles by turbulence fluid flow. **Trans. ASME, J. Fluid Engr.,** 95:53-60, 1973.

40 - **SHOHAM, O.** Flow pattern transition and characterization in gas-liquid two phase flow in inclined pipes. Tese de doutorado. Tel-Aviv University, 1982. 216p.

41 - **SPEEDING, P. L. & THANH NGUYEN, V.** Regime maps for air-water two-phase flow. **Chem. Eng. Sci.,** 35:779-793, 1980.

42 - **STERLING, V. C.** Two phase flow theory and engineering decision. **AIChE Annual Meeting,** Dec., 1965.

43 - **TAITEL, Y. ; BARNEA,D. ; DUKLER, A. E.** Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in

vertical tubes. **AIChE J.**, 26:345-354, 1980.

44 - **TAITEL, Y. & DUKLER, A. E.** A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. **AIChE J.**, 22:47-55, 1976.

45 - **TURNER, R. G.; HUBBARD, M. G.; DUKLER, A. E.** Analysis and prediction of minimum flow rate for the continuous renoval of liquid from gas wells, **J. Petroleum Tech.**, 21:1475, 1969.

46 - **UEDA, T.** Studies of the flow of air-water mixtures. **Bull. Jap. Soc. Mec. Engng.**,1(2):139, 1958.

47 - **WALLIS, G. B.** One dimensional two-phase flow. New York, McGraw-Hill, c1969.

48 - **WEISMAN, J. & KANG, S.Y.** Flow pattern transition in vertical and upwardly inclined lines **Int. J. Multiphase Flow**,7:272-291, 1981.

49 - **WEISMAN, J. ; DUNCAN, D.; GIBSON, J.; CRAWFORD, T.** Effects of fluid properties and pipe diameter on two-phase flow patterns in horizontal lines. **Int. J. Multiphase Flow**, 5:437-462, 1979.

50 - **WISMAN, R.** Analytical pressure drop correlation for adiabatic vertical two-phase flow. **App. Sci. Res.**,30:367-380, 1975.

51 - **ZUBER, N. & HENCH, J.** Steady-state and transient void fraction of bubbling systems and their operating limits. **General Electric Co. Rept. no. 62GL 100**, Schenectady, New York, 1962.