



UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA QUÍMICA

Dissertação de Mestrado em Engenharia Química

“Análise Numérica do Comportamento da Bolha de Taylor em Bifurcações T e Y”

RICARDO ALEXANDRE SILVA RACINE

CAMPINA GRANDE - PARAÍBA

2008

Ricardo Alexandre Silva Racine

“ANÁLISE NUMÉRICA DO
COMPORTAMENTO DA BOLHA DE
TAYLOR EM BIFURCAÇÕES T E Y”

Dissertação apresentada ao curso de Pós-Graduação em Engenharia Química, como parte dos requisitos necessários para obtenção do grau de Mestre em Engenharia Química.

Área de concentração: Operações e Processos

Orientador: Prof. Dr. Severino Rodrigues de Farias Neto

Co-Orientador: Prof. Dr. Antonio Gilson Barbosa de Lima

CAMPINA GRANDE - PARAÍBA
2008

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA BIBLIOTECA CENTRAL DA UFCG

R121a

Racine, Ricardo Alexandre Silva

Análise numérica do comportamento da bolha de Taylor em bifurcações T e Y / Ricardo Alexandre Silva Racine. Campina Grande, 2008.

128 f.: il. color

Dissertação (Mestrado em Engenharia Química) - Universidade Federal de Campina Grande, Centro de Ciências e Tecnologia.

Referências.

Orientadores: Prof. Dr. Severino Rodrigues de Farias Neto, Prof. Dr. Antonio Gilson Barbosa de Lima

1. Petróleo 2. Engenharia Química – Petróleo 3. Petróleo – Bolhas de Taylor 4. Simulação Numérica – Petróleo 5. Escoamento Bifásico - Petróleo I. Título.

CDU 665.6(043)

“ANÁLISE NUMÉRICA DO COMPORTAMENTO DA BOLHA DE TAYLOR EM BIFURCAÇÕES T E Y”

Ricardo Alexandre Silva Racine

Dissertação de Mestrado

Aprovado em: 31 / 09 / 2008

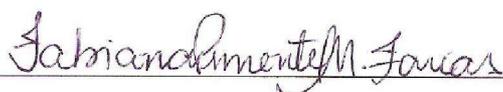
Banca examinadora:



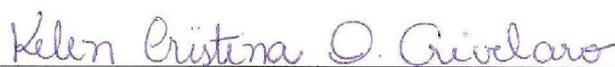
Prof. Dr. Severino Rodrigues de Farias Neto UFCG/CCT/UAEQ
Orientador



Prof. Dr. Antonio Gilson Barbosa de Lima UFCG/CCT/UAEM
Co-orientador



Prof^a. Dr^a. Fabiana Pimentel Macêdo Farias UFCG/CCT/UAEM
Examinadora Externa



Prof^a. Dr^a. Kelen Cristina Oliveira Crivelaro UFCG/CCT/UAEM
Examinadora Externa

AGRADECIMENTOS

À Deus, por me dar forças para prosseguir em mais um desafio;

Aos meus pais, Antonio Batista Racine e Marlene Silva Racine, pelo carinho, incentivo e esforço que fizeram para que eu pudesse vencer os desafios do dia a dia.

Aos meus irmãos Hélder, Hellen, e a todos os meus familiares que colaboraram para a realização desse projeto, incentivando-me.

A todos os amigos e colegas pelo incentivo tão importante nesta jornada da pós-graduação;

À FINEP, à PETROBRAS, ao CNPq, à JBR Engenharia LTDA e à CAPES, pelo apoio financeiro;

Ao professor, grande amigo Severino Rodrigues de Farias Neto pelos ensinamentos acadêmicos e pelos conselhos valiosos, pela paciência e por sempre acreditar em mim, o meu eterno obrigado.

Ao professor Antonio Gilson Barbosa Lima pela paciência, por acreditar no meu potencial, pelas cobranças tantas vezes necessárias e pela sua amizade;

À Coordenação de Pós-Graduação em Engenharia Química/UFCG;

Ao Laboratório de Pesquisa em Fluidodinâmica e Imagem/UAEQ/CCT/UFCG e ao Laboratório Computacional de Térmica e Fluidos/ UAEM/CCT/UFCG pela acolhida e infraestrutura.

Aos amigos do Laboratório de Pesquisa em Fluidodinâmica e Imagem por me ajudarem com minhas dúvidas e pelos momentos de alegria no ambiente de trabalho.

As escolhas têm seu preço e um pesquisador, mesmo que aprendiz, normalmente se distancia dos familiares e amigos. Agradeço, primeiramente, por toda a paciência de minha família, nos diversos momentos desta pesquisa.

Obrigado, sinceramente, a todos!

RESUMO

O escoamento bifásico gás-óleo exibe diferentes padrões de escoamento dentre os quais se destaca o escoamento pistonado (bolha de Taylor) e que está presente em muitas das aplicações da indústria de petróleo, como por exemplos, na elevação de fluidos em poços de petróleo e no fluxo em tubos. O presente trabalho propõe um estudo numérico do escoamento de uma ou mais bolhas de Taylor em tubulações de 3 mm de diâmetro conectadas à bifurcações do tipo “T” e “Y” utilizando o código comercial CFX 10[®]. Foi empregado o modelo Euleriano-Euleriano para tratar o escoamento bifásico de gás (fase dispersa) e óleo pesado e ultraviscoso (fase contínua), bidimensional, transiente, isotérmico e com regime de escoamento laminar. Resultados das distribuições de velocidade, pressão e fração volumétrica das fases para diferentes casos são apresentados, e os efeitos da velocidade do óleo na seção de entrada da tubulação (0,025; 0,05; 0,1 e 0,15 m/s), viscosidade do óleo pesado e ultraviscoso (0,5; 1,5; 2,5 e 5,0 Pa.s) e inclinação da bifurcação (30; 60 e 90°) sobre a forma e frequência de formação das bolhas de Taylor na tubulação foram analisados. Verificou-se que a forma, comprimento e dispersão da bolha estão intimamente relacionados com a velocidade relativa gás-óleo pesado na seção de entrada da tubulação e viscosidade da fase óleo.

Palavras-chave: Petróleo; Bolhas de Taylor; Simulação numérica; Escoamento bifásico.

ABSTRACT

Two-phase flow gas-oil exhibit different flow patterns for example slug flow. This flow to be present in many applications in the petroleum industry such as: fluid elevation in the wells and pipe flow. The purpose of this work is to study numerically the fluid flow of Taylor's bubbles in a pipe with 3 mm of diameter linked to T and Y junctions utilizing a commercial code CFX 10[®]. We use the Eulerian-Eulerian model to treat the two-phase flow of dispersed phase (gas) and continuum phase (heavy oil) considering the model two-dimensional, transient, isothermic, and laminar flow regime. Results of the velocity, pressure and volume fraction of the phases to different cases are presented and the effect of oil velocity (0.025; 0.05; 0.1 and 0.15 m/s), oil viscosity (0.5; 1.5; 2.5 and 5.0 Pa.s) and junction inclination (30; 60 and 90°) in the shape and formation frequency of the Taylor bubble in the pipe are analyzed. We verify that the shape, length and dispersion of bubbles are affected by gas-oil relative velocity in the inlet of the pipe and oil viscosity.

Key-words-: Petroleum; Taylor bubbles; Numerical simulation; Two-phase flow.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 - Determinação da velocidade de escoamento pelo método de correlação cruzada	08
Figura 2.2 - Regimes de escoamento bifásico (gás-líquido) em dutos verticais	12
Figura 2.3 - Regimes de escoamento bifásico (gás-líquido) em dutos horizontais	14
Figura 2.4 - Escoamento tipo “slug” em duto inclinado	16
Figura 2.5 - Bolhas de Taylor	19
Figura 2.6 - Ocorrência de bolhas de Taylor seguidas de “slugs”	19
Figura 2.7 - a) Bolha tubular (bolha de <i>Taylor</i>) em ascensão numa coluna vertical com líquido estagnado, b) Colunas de borbulhamento com diâmetros internos diferentes (22 e 52 mm) e com cerca de 6,5 m de altura	20
Figura 2.8 - Perfil de densidade ótica de uma bolha de Taylor	21
Figura 2.9 - Simulação numérica de uma bolha de Taylor subindo em um tubo vertical, com glicerina	21
Figura 2.10 - Forma do ‘nariz’ da bolha de Taylor e do fluido em volta dela (solução de CMC 1 %)	23
Figura 2.11 - Campo de velocidade e aerodinâmica na parte traseira da bolha de Taylor (solução de CMC 0.8 %)	24
Figura 2.12 - Principais parâmetros para a bolha de Taylor completamente desenvolvida	25
Figura 2.13 - Assíntotas da Bolha de Taylor	27
Figura 2.14 - Bolha de Taylor longa	28

Figura 2.15 - Bolha de Taylor curta	29
Figura 2.16 - Bolha de Taylor seguida de “slugs” em duto vertical circular em duto vertical circular	35
Figura 2.17 - Modelo básico do escoamento pistonado	35
Figura 2.18 - Descrição do modelo TBW para Fluxo Pistonado: (a) duto vertical; (b) duto inclinado	39
Figura 2.19 - Configurações da bolha de Taylor e do bolsão (“slug”) de líquido	40
Figura 2.20 - Principais aproximações utilizadas para processos de fluxo multifásico	44
Figura 2.21 - Ilustração de um escoamento multifásico	46
Figura 2.22 - Acompanhamento de partículas. Modelagem multifásica Euleriana-Lagrangeana	51
Figura 2.23 - Elevação (a) de força de massa virtual (b) na fase de partículas dispersas	55
Figura 2.24 - Euleriano multifásico – modelo homogêneo	57
Figura 4.1 - Ilustração da malha e as fronteiras da tubulação- ângulo 30°	67
Figura 4.2 - Ilustração da malha e as fronteiras da tubulação – ângulo 90°	67
Figura 4.3 - Campo de Fração volumétrica do gás a 25° C tomado no tempo de 0,4 s, para diferentes viscosidades, (a) 0,5, (b) 1,5 (Pa.s).	70
Figura 4.4 - Campo de Fração volumétrica do gás a 25° C tomado no tempo de 0,4 s, para diferentes viscosidades, (c) 2,5, (d) 5,0 (Pa.s).	71
Figura 4.5 - Campo de Fração volumétrica do gás a 25° C tomado no tempo de 0,8 s, para diferentes viscosidades, (a) 0,5, (b) 1,5 (Pa.s).	72
Figura 4.6 - Campo de Fração volumétrica do gás a 25° C tomado no tempo de 0,8 s, para diferentes viscosidades, (c) 2,5, (d) 5,0 (Pa.s).	73
Figura 4.7 - Campo de Fração volumétrica do gás a 25° C tomado no tempo de 1,0 s, para diferentes viscosidades, (a) 0,5, (b) 1,5 (Pa.s).	74
Figura 4.8 - Campo de Fração volumétrica do gás a 25° C tomado no tempo de 1,0 s, para diferentes viscosidades, (c) 2,5, (d) 5,0 (Pa.s).	75
Figura 4.9 - Campo de Fração volumétrica do gás a 25° C tomado no tempo de 1,5 s, para diferentes viscosidades, (a) 0,5, (b) 1,5 (Pa.s).	76
Figura 4.10 - Campo de Fração volumétrica do gás a 25° C tomado no tempo de 1,5s, para diferentes viscosidades, (c) 2,5, (d) 5,0 (Pa.s).	77
Figura 4.11 - Campo de Fração volumétrica do gás a 25° C tomado no tempo	

de 0,4 s, para diferentes velocidades do óleo, (a) 0,025, (b) 0,10, (c) 0,15 (m/s).	80
Figura 4.12 - Campo de Fração volumétrica do gás a 25° C tomado no tempo de 0,8 s, para diferentes velocidades do óleo, (a) 0,025, (b) 0,10, (c) 0,15 (m/s).	82
Figura 4.13 - Campo de Fração volumétrica do gás a 25° C tomado no tempo de 1,0 s, para diferentes velocidades do óleo, (a) 0,025, (b) 0,10, (c) 0,15 (m/s).	83
Figura 4.14 - Campo de Fração volumétrica do gás a 25° C tomado no tempo de 1,5 s, para diferentes velocidades do óleo, (a) 0,025, (b) 0,10, (c) 0,15 (m/s).	84
Figura 4.15 - Campo de Fração volumétrica do gás a 25° C tomado no tempo de 0,4 s, para inclinação de (a) 60°, (b) 90° para o tubo secundário.	86
Figura 4.16 - Campo de Fração volumétrica do gás a 25° C tomado no tempo de 0,8 s, para inclinação de (a) 60°, (b) 90° para o tubo secundário.	87
Figura 4.17 - Campo de Fração volumétrica do gás a 25° C tomado no tempo de 1,0 s, para inclinação de (a) 60°, (b) 90° para o tubo secundário.	88
Figura 4.18 - Campo de Fração volumétrica do gás a 25° C tomado no tempo de 1,5 s, para inclinação de (a) 60°, (b) 90° para o tubo secundário.	89
Figura 4.19 – Regiões utilizadas na determinação da queda de pressão.	90
Figura 4.20 – Perfis de velocidade do óleo pesado tomados a 0,025 m da entrada em tempo de 0,4 s para diferentes velocidades do óleo na seção de entrada.	92
Figura 4.21 – Perfis de velocidade do gás tomados a 0,025 m da entrada em tempo de 0,4 s para diferentes velocidades do óleo na seção de entrada.	92
Figura 4.22 – Perfis de fração volumétrica tomados a 0,025 m da entrada em tempo de 0,4 s para diferentes velocidades do óleo na seção de entrada.	93
Figura 4.22 – Perfis de fração volumétrica tomados a 0,025 m da entrada em tempo de 0,4 s para diferentes velocidades do óleo na seção de entrada.	93
Figura 4.23 – Perfis de velocidade do óleo tomados a 0,112 m da entrada em tempo de 1,0 s no tubo horizontal após bifurcação em Y para diferentes velocidades do óleo na seção de entrada.	94
Figura 4.24 – Perfis de velocidade do óleo tomados a 0,112 m da entrada em tempo de 1,0 s no tubo inclinado após bifurcação em Y para diferentes velocidades do óleo na seção de entrada.	95
Figura 4.25 – Perfis de velocidade do gás tomados a 0,112 m da entrada em tempo de 1,0 s no tubo horizontal após bifurcação em Y para diferentes velocidades do óleo na seção de entrada.	95
Figura 4.26 – Perfis de velocidade do gás tomados a 0,112 m da entrada em tempo de 1,0 s no tubo inclinado após bifurcação em Y para diferentes	

velocidades do óleo na seção de entrada.	96
Figura 4.27 – Perfis de fração volumétrica do óleo tomados a 0,112 m da entrada em tempo de 1,0 s no tubo horizontal após bifurcação em Y para diferentes velocidades do óleo na seção de entrada.	96
Figura 4.28 – Perfis de fração volumétrica do óleo tomados a 0,112 m da entrada em tempo de 1,0 s no tubo inclinado após bifurcação em Y para diferentes velocidades do óleo na seção de entrada.	97
Figura 4.29 – Perfis de velocidade do óleo pesados tomados a 0,025 m da entrada em tempo de 1,0 s no tubo horizontal antes da bifurcação em Y para diferentes viscosidades (0,5; 1,5; 2,5; 5,0 Pa.s).	98
Figura 4.30 – Perfis de velocidade do gás tomados a 0,025 m da entrada em tempo de 1,0 s no tubo horizontal antes da bifurcação em Y para diferentes viscosidades (0,5; 1,5; 2,5; 5,0 Pa.s).	98
Figura 4.31 – Perfis de fração volumétrica tomados a 0,025 m da entrada em tempo de 1,0 s no tubo horizontal antes da bifurcação em Y para diferentes viscosidades (0,5; 1,5; 2,5; 5,0 Pa.s).	99
Figura 4.32 – Perfis de velocidade axial do óleo tomados a 0,111 m da entrada em tempo de 1,34 s no tubo horizontal após a bifurcação em Y para diferentes viscosidades (0,5; 1,5; 2,5; 5,0 Pa.s).	100
Figura 4.33 – Perfis de velocidade axial do óleo tomados a 0,111 m da entrada em tempo de 1,34 s no tubo inclinado após a bifurcação em Y para diferentes viscosidades (0,5; 1,5; 2,5; 5,0 Pa.s).	100
Figura 4.34 – Perfis de velocidade axial do gás tomados a 0,111 m da entrada em tempo de 1,34 s no tubo horizontal após a bifurcação em Y para diferentes viscosidades (0,5; 1,5; 2,5; 5,0 Pa.s).	101
Figura 4.35 – Perfis de velocidade axial do gás tomados a 0,111 m da entrada em tempo de 1,34 s no tubo inclinado após a bifurcação em Y para diferentes viscosidades (0,5; 1,5; 2,5; 5,0 Pa.s).	101
Figura 4.36 – Perfis de fração volumétrica do gás tomados a 0,111 m da entrada em tempo de 1,34 s no tubo horizontal após a bifurcação em Y para diferentes viscosidades (0,5; 1,5; 2,5; 5,0 Pa.s).	102
Figura 4.37 – Perfis de fração volumétrica do gás tomados a 0,111 m da entrada em tempo de 1,34 s no tubo inclinado após a bifurcação em Y para diferentes viscosidades (0,5; 1,5; 2,5; 5,0 Pa.s).	102

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 - Propriedades físico-químicas dos fluidos.....	63
Tabela 3.2 - Condições gerais do Problema	64
Tabela 4.1 - Dados característicos dos casos propostos para estudar o efeito do tempo de injeção de gás na hidrodinâmica do escoamento.....	68
Tabela 4.2 - Dados característicos dos casos propostos para estudar a influência da viscosidade do óleo sobre a formação das bolhas de ar.....	78
Tabela 4.3 - Dados característicos dos casos propostos para estudar a influência da inclinação do tubo secundário sobre a bolha de Taylor	85
Tabela 4.4 - Influência da inclinação do tubo secundário sobre a diferença de pressão ao longo do duto com relação ao tempo.....	91

NOMENCLATURA

Letras Latinas

AVF	Aproximação volumétrica do fluido	[-]
A	Densidade aérea interfacial	[-]
<i>c</i>	Fase contínua (subscrito)	[-]
C	Coefficiente empírico	[-]
Ca	Número de Capilar	[-]
CAD	Computer-Aided Design	[-]
C_D	Coefficiente de arraste	[-]
CFD	Computacional fluid dynamic	[-]
C_L	Coefficiente de elevação	[-]
CMC	Carboxi-metil-celulose	[-]
$C_{\alpha\beta}$	Termo de arraste interfacial	[-]
d	Fase dispersa (subscrito)	[-]
D	Diâmetro do duto	[m]
Eo	Número de Eötvös	[-]
$f_{\text{gás}}$	Fração volumétrica de gás	[-]
$f_{\text{líquido}}$	Fração volumétrica do líquido	[-]
\vec{F}_D	Força de arraste	[N]
\vec{F}_G	Soma das forças em relação à gravidade	[N]

\mathbf{u}	Troca de interfaces de momentum entre fase k e outras fases	[-]
\dot{F}_K		
F_p	Soma das forças devido ao gradiente de pressão	[-]
Fr	Número de Froude	[-]
g	Aceleração da gravidade	[m/s ²]
G	Gás (subscrito)	[-]
h	Largura do tubo	[m]
HL _{LS}	Holdup de líquido no “slug” líquido	[-]
HL _{TB}	Holdup de líquido na bolha de Taylor	[-]
I	Fator de inércia	[-]
k _l	Constante de proporcionalidade	[-]
L	Comprimento do duto	[m]
L _C	Comprimento da capota da bolha	[m]
L _{LS}	Comprimento do “slug” líquido	[m]
L _{SU}	Comprimento de unidade de “slug”	[m]
L _{TB}	Comprimento da bolha de Taylor	[m]
M	Número de Morton	[-]
N _f	Número adimensional	[-]
p	Pressão	[Pa]
<i>p</i>	fase dispersa (subscrito)	[-]
<i>p_c</i>	Pressão no centro da bolha	[Pa]
P _e	Pressão de saída	[Pa]
r	Raio em qualquer posição do duto	[m]
<i>r</i>	Coordenada radial	[-]
<i>f</i>	Fração volumétrica	[-]
R	Raio do duto	[m]
\dot{R}	Raio da bolha	[m]
R ₀	Raio da bolha em condição ambiente	[m]
R _{max}	Raio do bico injetor de gás	[m]
RMS	Resíduo médio quadrático	[-]
Re	Número de Reynolds	[-]
Re _{us}	Número de Reynolds da mistura	[-]
Re _p	Número de Reynolds da partícula	[-]

RT	Rayleigh-Taylor	[-]
S_k	Fração de volume de cada fluido	[-]
SDV	Sistema de detecção de vazamento	[-]
SG	gás superficial (subscrito)	[-]
SL	“slug” superficial(subscrito)	[-]
S_{PK}	Taxa de transferência de massa da p-ésima para k-ésima fase	[-]
t	Tempo	[s]
t_{inj}	Tempo de injeção de ar	[s]
U	Velocidade da bolha de Taylor	[s]
u	Velocidade de subida da bolha através de líquido estagnado	[m/s]
$u_{G_{TB}}$	Velocidade do gás na bolha de Taylor	[m/s]
$u_{G_{LS}}$	Velocidade do gás no “slug” líquido	[m/s]
\vec{U}	Vetor velocidade	[m/s]
U_{max}	Velocidade máxima	[m/s]
U_L	Velocidade superficial do líquido	[m/s]
U_{LTB}	Velocidade do líquido na bolha de Taylor	[m/s]
U_{LLS}	Velocidade do líquido no “slug” líquido	[m/s]
U_G	Velocidade superficial do gás	[m/s]
$U_r^{Gás}$	Velocidade radial do gás	[m/s]
$U_r^{Líquido}$	Velocidade radial do líquido	[m/s]
$U_z^{Gás}$	Velocidade axial do gás	[m/s]
$U_z^{Líquido}$	Velocidade axial do líquido	[m/s]
U_s	Velocidade da bolha em um líquido estagnado	[m/s]
U_t	Velocidade terminal da bolha	[m/s]
U_{TB}	Velocidade da bolha de Taylor	[m/s]
U_o	Velocidade do óleo	[m/s]
V_B	Velocidade da bolha	[m/s]
V_P	Volume da partícula	[m ³]
vm	Massa virtual (subscrito)	[-]

.....

Letras Gregas

k	Fração de volume de cada fluido	[-]
	Viscosidade dinâmica	[Pa.s]
μ_L	Viscosidade do líquido	[Pa.s]
	Tensão do tensor viscoso	[N/m ²]
	Densidade	[kg/m ³]
ρ_L	Densidade do líquido	[kg/m ³]
ρ_G	Densidade do gás	[kg/m ³]
	Tensão superficial	[N/m]
	Ângulo de inclinação da tubulação	[°]
	Viscosidade cinemática	[Pa.s]
$\lambda_{\alpha\beta}$	Condutividade térmica da mistura	[-]
	Razão entre d, D e U _{T0}	[-]
	Potencial de velocidade	[-]
ϕ	Relação funcional	[-]

Letras Especiais

$\frac{\partial}{\partial t}$	Derivada parcial com relação ao tempo
$\frac{\partial}{\partial \theta}$	Derivada parcial com relação ao espaço
∇	Operador nabla
	Operador de somatório
	Operador de variação

SUMÁRIO

CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO 2 - REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	4
2.1 - escoamento Multifásico	4
2.1.1 - escoamento Multifásico em Dutos	6
2.1.2 - escoamento Bifásico	7
2.1.3 - escoamento em Dutos Verticais	10
2.1.4 - escoamento em Dutos Horizontais	12
2.1.5 - escoamento em Dutos Inclinados	13
2.2 - escoamento na Presença de Bolhas	17
2.2.1 - Características Gerais	17
2.2.2 - Bolhas de Taylor	18
2.2.3 - A Bolha de Taylor e o escoamento slug/Plug.....	22
2.3 - Modelos para escoamento Multifásico	43
2.3.1 - Considerações Gerais Sobre Modelos para escoamento Multifásico	43
2.3.2 - Modelo Multi-Fluido	47
2.3.3 - Modelo Disperso de Fluxos Multifásicos.....	48
2.3.4 - Aproximação do Volume do Fluido (AVF)	49
2.3.5 - Aproximação Euleriana-Lagrangeana.....	51
2.3.6 - Aproximação Euleriana-Euleriana	57
CAPÍTULO 3 - MODELAGEM MATEMÁTICA DO PRESENTE TRABALHO	60

3.1 - Descrição do Problema em Estudo.....	60
3.2 - O Modelo Matemático	60
CAPÍTULO 4 - RESULTADOS E DISCUSSÕES	66
4.1 - Malha numérica	66
4.2 - Influência dos parâmetros físicos e geométricos.....	68
4.2.1 - Influência da viscosidade do óleo	68
4.2.2 - Influência da velocidade do óleo sobre a Bolha de Taylor	78
4.2.3 - Influência da inclinação do duto bifurcado.....	85
4.3 - Análise da queda de pressão.....	90
4.4 - Influência da velocidade do óleo na entrada do duto sobre os perfis de velocidade e de fração volumétrica	91
4.5 - Influência da viscosidade sobre o perfil de velocidade e fração volumétrica.....	97
CONCLUSÕES	103
REFERÊNCIAS	105
APÊNDICE	113
ANEXO	117

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

A presença de escoamento multifásico em tubulações horizontal, vertical e inclinada é bastante freqüente em diferentes atividades industriais; entre elas, podem-se citar as indústrias químicas de geração de energia, de petróleo, entre outras. A engenharia de petróleo, dentre outras atividades está interessada em estudos experimentais e simulados referentes ao transporte de fluidos, tanto por experimentação quanto por simulação visando otimizar a produção do óleo, reduzir os custos com produção pelo aumento da eficiência na extração do óleo nos reservatórios e das vazões de fluidos nos sistemas de transporte, sem prejudicar as estruturas de transporte (SILVA *et al.* 2000).

Nesta ótica, em sistemas de transporte de petróleo e gás podem ser encontrados escoamentos multifásicos em diferentes regimes, dependendo dos parâmetros de escoamento, como velocidade e frações volumétricas das fases. Nestes sistemas é de fundamental importância a medição precisa da vazão volumétrica sendo transportada, principalmente, quando questões estratégicas da indústria do petróleo são consideradas como por exemplo, o gerenciamento de reservatórios, a transferência do produto transportado, os sistemas de detecção de vazamentos (SDV) e a fiscalização.

Diante dos sistemas de transporte, o fluxo de “slug” é um dos principais padrões de escoamento gás-líquido em tubos. Ocorre ao longo de uma variedade de parâmetros, e caracteriza-se por longas bolhas na forma de gás, erguendo e preenchendo quase que por completo a seção transversal do duto (bolhas de Taylor). Líquidos movem-se em torno das

bolhas e preenchem o espaço entre sucessivos “slug”s de gás. Embora a parte dianteira do “slug” gasoso, o chamado ‘nariz’, seja uma área muito estável, o espaço entre esses é bastante agitado. Estudos sobre os campos de fluido em torno do ‘nariz’ e da ‘calda’ do “slug” de gás com fluido não-Newtoniano têm sido bastante examinados, no entanto, restrito a dutos verticais, e com raras exceções, aplicado a dutos horizontais.

Segundo Malca (2004), o padrão de bolsões de líquido, “slug”, que ocorre em tubulações horizontais, verticais e inclinadas é gerado a partir de um padrão estratificado[♦], definido por dois mecanismos: o natural crescimento das instabilidades hidrodinâmicas e a acumulação do líquido causada pela ondulação da tubulação. Esta instabilidade ocorre devido a perturbações na forma de pequenas ondas que surgem naturalmente, podendo crescer em ondas de maior tamanho na superfície do líquido. Tais ondas podem continuar crescendo capturando líquido que escoo na frente das mesmas, até saturar a secção transversal com líquido, desse modo formando “slugs”.

Este padrão de escoamento é igualmente observado em junções tipo T e Y, os quais são freqüentemente encontrados nas indústrias de petróleo, de processos químicos e de energia nuclear. A utilização de conexão tipo T e Y pode ser utilizada como um separador parcial das fases gás-líquido. A divisão de fluidos em junções depende de muitas variáveis como, por exemplo, a queda de pressão do sistema, as propriedades dos fluidos que fluem dentro do tubo, bem como a própria geometria da junção.

Diante do exposto, o presente trabalho tem por objetivo avaliar numericamente o fluxo bifásico gás-líquido em bifurcação tipo T e Y com um padrão de escoamento em “slug” tipo “bolha de Taylor”, levando-se em consideração o escoamento em regime laminar, isotérmico, transiente e com propriedades constantes.

Apresenta no seu bojo, uma revisão bibliográfica no segundo capítulo pautada nos pressupostos teóricos sobre bolhas de Taylor, principais conceitos e técnicas utilizadas na caracterização de escoamentos multifásico, abrindo um leque aos diversos tipos de escoamento na presença de bolhas e culminando com modelos para escoamento multifásico que podem ser encontrados em várias áreas tecnológicas, merecendo destaque, além da

[♦] Escoamento em fases separadas: uma interface contínua separa as duas fases que escoam lado a lado na tubulação. Neste escoamento estratificado a fase líquida escoo na parte inferior do duto, enquanto a fase gasosa ocupa a porção superior.

indústria de petróleo e gás, as indústrias: química, alimentícia, de sistemas de conversão de energia, de processamento de materiais.

No terceiro capítulo, tendo como título “Modelagem Matemática”, tem-se como objetivo principal apresentar a descrição do problema e uma modelagem matemática capaz de representar o comportamento da bolha de Taylor durante o escoamento em dutos circulares.

No quarto capítulo discorre-se sobre os resultados e discussões, tendo como pontos de análise o efeito do tempo de injeção de gás e velocidade da fase óleo; variações da viscosidade; efeitos da variação da inclinação do duto bifurcado; análise do perfil de pressão; recursos utilizados respectivamente no comportamento do fluxo da bolha de Taylor, seus efeitos, seguindo para as considerações finais, conclusões e referências.

CAPÍTULO 2

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Este capítulo aborda alguns dos principais conceitos e características do escoamento multifásico. O estado da arte tem por finalidade apresentar alguns relatos que foram reportados por diversos autores sobre bolha de Taylor e suas características, que serviram de base para algumas justificativas que são relatadas no presente trabalho.

2.1 Escoamento Multifásico

Fluxo multifásico é um assunto complexo e em constante desenvolvimento, sendo essencial em várias reações importantes nos nível tecnológico e industrial. O escoamento multifásico se refere a situações onde mais de um fluido está presente, tais como: gotas de água no ar e bolhas de ar na água. Está relacionado ao assunto o escoamento multicomponente que ocorre com misturas gasosas ou solutos em líquidos, onde as diferentes espécies são misturadas num nível molecular.

Na indústria química, o escoamento multifásico ocorre em reatores, colunas de destilação e absorção, atomizadores, caldeiras, trocador de calor, reatores e linhas de

processo. Na indústria de petróleo, o escoamento multifásico está presente em todo o percurso dos fluidos produzidos, desde a rocha-reservatório às unidades de separação, passando pela coluna de produção, linha de surgência e riser, além das unidades industriais de refinação. Mais especificamente ocorre desde a construção de poços até o transporte dos hidrocarbonetos por dutos, merecendo destaque a etapa do escoamento do óleo e gás de um determinado reservatório até a embarcação encarregada de armazenar e direcionar a produção. Portanto, isso engloba situações relativas à construção e produção de poços, elevação artificial, problemas operacionais como, por exemplo, os genericamente designados pelo nome de “slugging”, e o transporte por dutos.

Geralmente, a produção de petróleo é acompanhada de água salgada e gás, podendo apresentar diferentes combinações como, por exemplo, óleo-gás, óleo-água e óleo-água-gás.

De acordo com Ranade (2002), processos que envolvem fluxos multifásicos resultam em diferentes regimes de fluxo, os quais dependem das condições operacionais e da geometria do equipamento do processo. Os padrões no escoamento multifásico são classificados em função de como as fases estão arranjadas dentro da tubulação, seja na horizontal, na vertical, inclinada ou ainda em junções/conexões.

Segundo Paladino (2005), em sistemas de transporte de petróleo e gás podem ser encontrados escoamentos multifásicos em diferentes regimes, dependendo dos parâmetros de escoamento, como velocidade e frações volumétricas das fases. Podem ser bolhas de gás em um líquido, gotas de líquido em um gás ou em outro líquido imiscível, etc.

As principais características de um fluxo multifásico são:

- a) mais de um fluido presente no fluxo analisado;
- b) pode-se diferenciar a interface entre os fluidos;
- c) diferentes espécies misturadas em nível macroscópico;
- d) podem apresentar diferentes velocidades, campos de pressão e temperatura.

2.1.1 Escoamento Multifásico em Dutos

Como na maioria das atividades industriais, o escoamento multifásico é indesejável. A sua ocorrência causa forte impacto no *modus operandi* dessas atividades e com isso, sobre os seus custos operacionais. Para minimizar o impacto causado pela ocorrência do escoamento multifásico, a medição em tempo real de propriedades e parâmetros (vazão, conteúdo de água no óleo, fração volumétrica, etc.) é a solução mais adequada para redução dos custos, aumento da produtividade, melhoria na qualidade dos produtos, minimização do desperdício e perdas de oportunidades.

Diferentes princípios físicos e combinações são usados para medição e determinação de parâmetros e propriedades em escoamento multifásico. Geralmente, as propriedades são medidas diretamente e os parâmetros são determinados, correlacionados com alguma propriedade. A medida de propriedades em escoamento multifásico permite, contudo, a determinação de diferentes parâmetros, tais como, fração volumétrica, conteúdo de água em óleo (*water cut*), e velocidade. Existem algumas situações em que a monitoração de alguma propriedade é independente, ou seja, não nos fornece informações extras, como por exemplo, a monitoração de escoamento do tipo ‘golfadas’.

Os parâmetros convencionais utilizados para identificar os regimes de escoamento em dutos são as velocidades superficiais das fases gasosa e líquida e a fração de vazios de cada uma das fases. O termo “fase” é aplicado em uma visão mais geral do que na Termodinâmica, podendo representar diferentes espécies químicas como ar e água. Dependendo das relações destes parâmetros são notadas indistintamente diferentes configurações de escoamento que, efetivamente, influenciam o comportamento do fluido no sistema. Neste sentido, vale ressaltar que vários trabalhos publicados na literatura reportam essas influências para diferentes perfis de escoamento, entre os quais se podem citar Dukler e Hubbard (1975), Petalas e Aziz (1998), Ranade (2002), Wörner (2003), Silva (2005), Paladino (2005), Yoshizawa (2006) e Marinho (2008).

2.1.2 Escoamento Bifásico

O escoamento estacionário bifásico foi amplamente estudado nas últimas décadas, com o objetivo de obter informações para avaliar os diversos aspectos influenciadores da dinâmica deste escoamento. Estes estudos levam em consideração o posicionamento do duto (vertical, horizontal ou inclinado), se o fluxo é ascendente, descendente ou reverso, os padrões de escoamento em dutos (“*slug-flow*”, “*plug-flow*”, estratificado, anular, disperso, entre outros), as forças envolvidas no escoamento (força de arraste interfacial entre as fases, forças de massa virtual, etc.), a relação entre as fases, bem como a proposição de modelos matemáticos que contemplam vários desses aspectos em regimes transiente ou permanente (Silva, 2005).

O escoamento em golfadas é caracterizado por descontinuidade nas fases líquida e gasosa. Isto implicará em descontinuidade nas propriedades químicas e físicas. Essas descontinuidades são aproveitadas para caracterização do escoamento em golfadas, por diferentes métodos, dentre os quais se citam o gama-densitômetro, capacitivo, microondas, diferencial de pressão, ultra-som, acelerômetros (ativos e passivos).

A velocidade da golfada de líquido pode atingir de 5 a 20 vezes a velocidade superficial de líquido, na tubulação, tornando-se fundamental a sua caracterização em relação à frequência, velocidade e comprimento, antes de chegar a um separador de teste ou de produção.

As golfadas de líquido e gás têm extensões e velocidades variáveis; portanto, para que se obtenham valores significativos é necessária a obtenção de valores médios. O valor médio da velocidade de propagação das golfadas de gás é obtido com o emprego de dois sensores similares, que medem a variação de uma determinada propriedade, montados de forma idêntica e separados por uma distância conhecida. Com a distância (L) entre os dois sensores, é necessária a determinação do intervalo de tempo (t) em que uma mesma ocorrência é detectada pelos dois sensores. A velocidade (V) de propagação desta ocorrência é dada por (Figura 1.1):

$$V = d/t \quad (2.1)$$

onde V é a velocidade de propagação, d é a distância entre o $X(t)$ e o $Y(t)$.

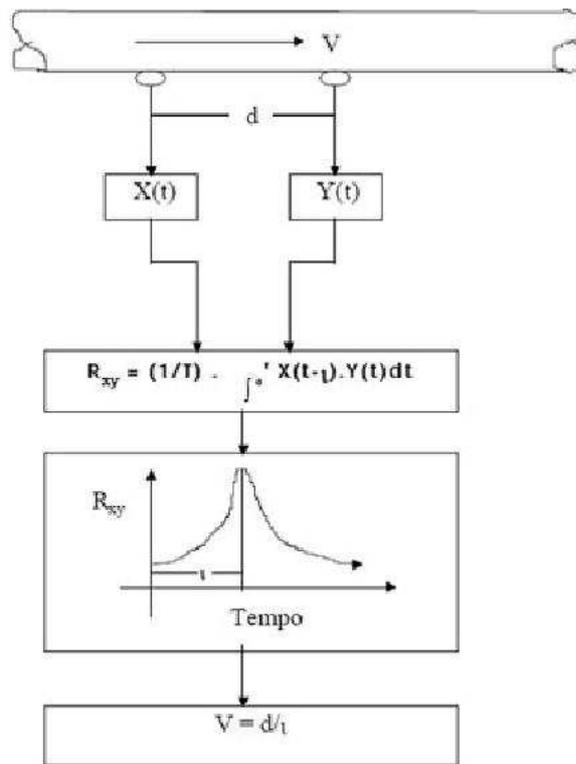


Figura 2.1 - Determinação da velocidade de escoamento pelo método de correlação cruzada.
Fonte: Costa e Silva (2000).

O fluxo bifásico pode ocorrer em trechos verticais, inclinados ou horizontais, e alguns métodos tiveram que ser desenvolvidos a fim de permitirem a determinação da queda de pressão ao longo da tubulação, com qualquer ângulo de inclinação. Na produção de petróleo, o escoamento bifásico é frequentemente encontrado na coluna de produção dos poços e nos dutos de produção.

O escoamento bifásico gás-líquido em dutos pode exibir diferentes padrões de escoamento, dependendo da taxa de escoamento, propriedades físicas dos fluidos, da geometria e inclinação do tubo.

Segundo Wörner (2003), a velocidade superficial das fases não é suficiente para caracterizar o escoamento bifásico e o padrão de escoamento depende das propriedades físicas dos fluidos (gás e líquido) e da geometria do duto, com ênfase ao seu diâmetro.

A seguir, é apresentada uma breve descrição da maneira como os fluidos se comportam no interior da tubulação, para cada um dos regimes de fluxo.

a) Padrão de bolha: O tubo é preenchido quase completamente de líquido e a fase de gás livre está presente na forma de pequenas bolhas. As bolhas movem-se com velocidades diferentes. Exceto pela densidade, é pouca a influência do gás no gradiente de pressão. A parede do tubo está sempre em contato com a fase líquida. Neste regime de fluxo, a fase gasosa se encontra dispersa na fase líquida em forma de bolhas discretas, sendo a fase líquida contínua. Porém, esse escoamento ocorre tipicamente para baixas velocidades superficiais de gás.

b) Padrão de golfadas: A fase gasosa é mais pronunciada e a fase líquida ainda é contínua. A velocidade das bolhas de gás é maior que a do líquido, fazendo com que as bolhas coalesçam. Quando isto ocorre, formam-se bolhas grandes em formato de ‘projéteis’, também denominadas bolhas de Taylor, com diâmetro similar ao da tubulação. Com isto, golfadas de gás e líquido se sucedem na tubulação com a golfada de líquido apresentando pequenas bolhas dispersas. O líquido que forma o filme ao redor da bolha pode mover-se para baixo a baixas velocidades. Tanto o gás quanto o líquido têm influência significativa no gradiente de pressão, aumentando a velocidade da fase gasosa.

c) Padrão de transição ou caótico: Ambas as fases são descontínuas, não existindo formas características. Ambas as fases têm influência no gradiente de pressão. Como as velocidades de gás e líquido são maiores do que no caso anterior, a quebra das bolhas do escoamento em golfadas conduz a um padrão instável e desordenado, onde existe um movimento oscilatório de líquido para cima e para baixo na tubulação.

d) Padrão anular: O gás passa a ser a fase contínua e o líquido flui na forma de gotas dispersas no núcleo central do gás. A parede do tubo é coberta com um filme líquido, mas a fase gás tem influência predominante no gradiente de pressão. O líquido escoar na periferia do tubo formando um filme com bolhas dispersas, e o gás escoar no centro da tubulação, carregando gotículas de líquido.

De acordo com Chung e Kawaji (2004), o escoamento “slug” apresenta uma natureza intermitente na distribuição das fases causando, assim, intensas instabilidades que se propagam pela tubulação e em outros dispositivos. Este fenômeno frequentemente aumenta os problemas de projeto e usualmente leva à redução da eficiência. É, portanto, importante ser capaz de prever o início e subsequente desenvolvimento do padrão dos bolsões, bem como prever suas características, como o comprimento e o diâmetro da bolha, a espessura de filme entre a bolha e a parede do tubo, a frequência com que as bolhas evoluem, entre outros.

Hasvan e Kabir (1988) afirmam que a transição de bolhas dispersas para fluxo “slug” ocorre por conta da aglomeração de bolhas resultantes da colisão ocorrida entre bolhas com altas frações de vazio. Além disso, afirmam que a mesma fração de vazio usada para fluxo ascendente pode ser usada para o caso de fluxo descendente. Os autores observaram ainda que a transição é verificada para fração de vazios igual a 0,25. Em dutos inclinados, as bolhas tendem a percorrer nas proximidades da parede do duto, causando uma alta fração de vazios comparada com o valor médio da seção transversal.

Ishii (1975) relata que os regimes de fluxo, em geral, podem ser classificados em fluxos dispersos, separáveis e mistos.

a) Fluxos dispersos: todas as fases, exceto uma, são descontínuas (dispersas). Neste caso, partículas fluem através do fluido contínuo. Ex: bolhas em líquidos.

b) Fluxos separáveis: nenhuma das fases existe em forma de partícula contínua, mas sim em forma de semi-contínua com interfaces em diferentes fases. Ex: fluxo de filme e fluxo anular.

c) Fluxos mistos: existem partículas dispersas e semi-contínuas juntas. Ex: fluxo de bolhas anulares (onde o fluxo líquido está na forma de um filme anular sobre o tubo e as bolhas estão suspensas no centro do gás).

De uma forma geral, quando as fases líquida e gasosa escoam juntas dentro de uma tubulação, distribuem-se segundo configurações interfaciais próprias, isto é, há uma distribuição espacial das fases na mistura, que depende de condições operacionais (vazão, pressão, temperatura etc.), geometria da tubulação (dimensão, inclinação, forma etc.) e de propriedades das fases (densidade, viscosidade etc.). Estas características combinadas determinam certas classes de configurações interfaciais, normalmente denominadas regime ou padrão de escoamento multifásico. As configurações mais conhecidas para escoamento líquido-gás em dutos verticais e horizontais são apresentadas a seguir.

2.1.3 Escoamento em Dutos Verticais

Segundo Paladino (2005), para os escoamentos bifásicos verticais podem ser considerados os seguintes padrões:

a) Escoamento de bolhas (bubbly flow) (Figura 2.2a): ocorre quando a fase gasosa se encontra dispersa, sob a forma de bolhas, ao longo da fase contínua líquida. Estas bolhas podem possuir pequenos diâmetros de forma esférica ou diâmetros maiores apresentando forma mais alongada.

b) Escoamento pistonado (slug flow) (Figura 2.2b): aqui as bolhas são da ordem do diâmetro do duto e a parte superior da bolha possui forma esférica. O gás é separado da parede do duto por um fino filme líquido descendo de forma lenta. Duas bolhas sucessivas são separadas por partes líquidas (“slug”s) que podem conter bolhas de menor diâmetro em forma dispersa.

c) Escoamento agitado (churn flow) (Figura 2.2c): acontece quando o escoamento pistonado se instabiliza e as grandes bolhas se quebram dando lugar a um escoamento caótico no centro do duto, deslocando o líquido contra as paredes. Este regime possui uma característica oscilatória entre escoamento pistonado e anular e, por isto é comumente chamado slug-annular flow.

d) Escoamento anular com bolhas (wispy - annular flow) (Figura 2.2d): neste regime, o líquido se concentra em uma camada relativamente grossa sob as paredes com um núcleo de gás contendo uma quantidade considerável de líquido disperso em forma de gotas. Ainda na região líquida sob as paredes, existem bolhas de gás dispersas, ou seja, este escoamento é uma mistura de um escoamento disperso de gotas de líquido no centro e um escoamento disperso de bolhas de gás nas paredes

e) Escoamento anular (annular flow) (Figura 2.2e): neste regime, o líquido escoia pelas paredes formando um anel fino e o gás escoia pelo centro do duto, ambas as fases com escassa ou nenhuma presença de gotas ou bolhas dispersas. Em alguns casos, o anel de líquido pode se instabilizar dando lugar à penetração de gotas de líquido no núcleo gasoso. Porém, a diferença com o regime anterior é que as gotas se encontram em grupos separados ao invés de estarem presentes em forma contínua no núcleo de gás.

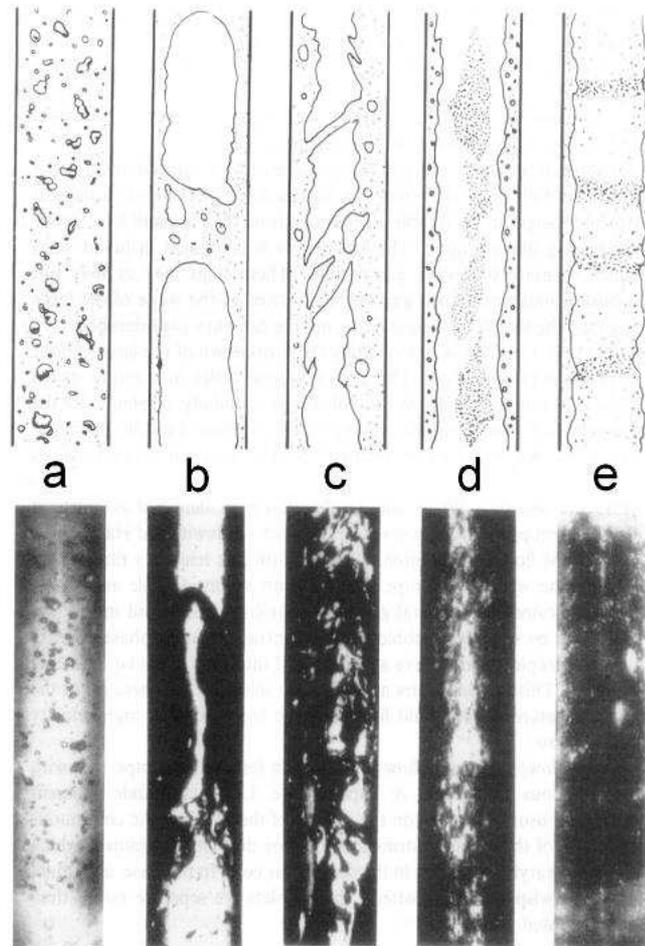


Figura 2.2 – Regimes de escoamento bifásico (gás-líquido) em dutos verticais.
 a) Escoamento de bolhas - b) Escoamento pistonado – c) Escoamento agitado
 d) Escoamento anular com bolhas – e) Escoamento anular. Fonte: Paladino (2005)

2.1.4 Escoamento em Dutos Horizontais

Neste caso, a determinação dos perfis de escoamento é mais complexa devido à assimetria do escoamento causada pela ação da gravidade. Os seguintes padrões são encontrados:

a) Escoamento de bolhas (bubbly flow) (Figura 2.3a): este escoamento é semelhante ao descrito para dutos verticais, porém as bolhas tendem a escoar na parte de cima do duto quando a fase dispersa é menos densa que a contínua de forma que, quando as velocidades de escoamento aumentam, a fase dispersa tende a ocupar toda a seção do duto. Ocorre para velocidades muito altas do líquido.

b) Escoamento pistonado (plug flow) (Figura 2.3b): este tipo de escoamento é semelhante ao escoamento pistonado em dutos verticais. As bolhas tendem a escoar pela metade superior do duto, condição mantida independentemente da velocidade de escoamento.

c) Escoamento estratificado (stratified flow) (Figura 2.3c): acontece em velocidades muito baixas de líquido e gás; as duas fases escoam separadas por uma interface suave e sem ondulações.

d) Escoamento ondulatório (wavy flow) (Figura 2.3d): dar-se em razão do aumento da velocidade de gás no escoamento estratificado e velocidades intermediárias do líquido. Neste caso aparecem oscilações na interface gerando um padrão desordenado de escoamento, na forma de ondas rolantes do líquido.

e) Escoamento Slug (slug flow) (Figura 2.3e): Quando as ondas começam a ser maiores e a fração volumétrica de líquido aumenta, este começa a molhar a parede superior do duto gerando grandes bolhas de gás presas entre duas ondas aparecendo um padrão similar ao pistonado, porém com bolhas maiores, já que este padrão se dá com maiores frações volumétricas de gás. Este padrão, não deve ser confundido com o escoamento pistonado em dutos horizontais "plug". Enquanto no primeiro caso, as grandes bolhas são formadas a partir da coalescência das pequenas, quando é aumentada a vazão de gás num padrão de bolhas; neste caso, as bolhas (ou bolsões) de gás são formadas a partir da instabilização do filme de líquido

f) Escoamento anular (annular flow) (Figura 2.3f): ocorre em velocidades de gás muito altas. Um núcleo de gás se formará com um filme de líquido na periferia do duto formando um anel. No núcleo (fase gasosa), há gotículas de líquido.

2.1.5 Escoamento em Dutos Inclinados

Dados experimentais e modelos mecânicos reportados na literatura, para casos de fluxos inclinados nas direções ascendentes e descendentes são raros quando comparados com casos de fluxos horizontais e verticais. Várias investigações reportaram dados experimentais para um espaço limitado de ângulos de inclinação, assim como estudos de queda de pressão em líquido estagnado, mas sem considerar o padrão de escoamento.

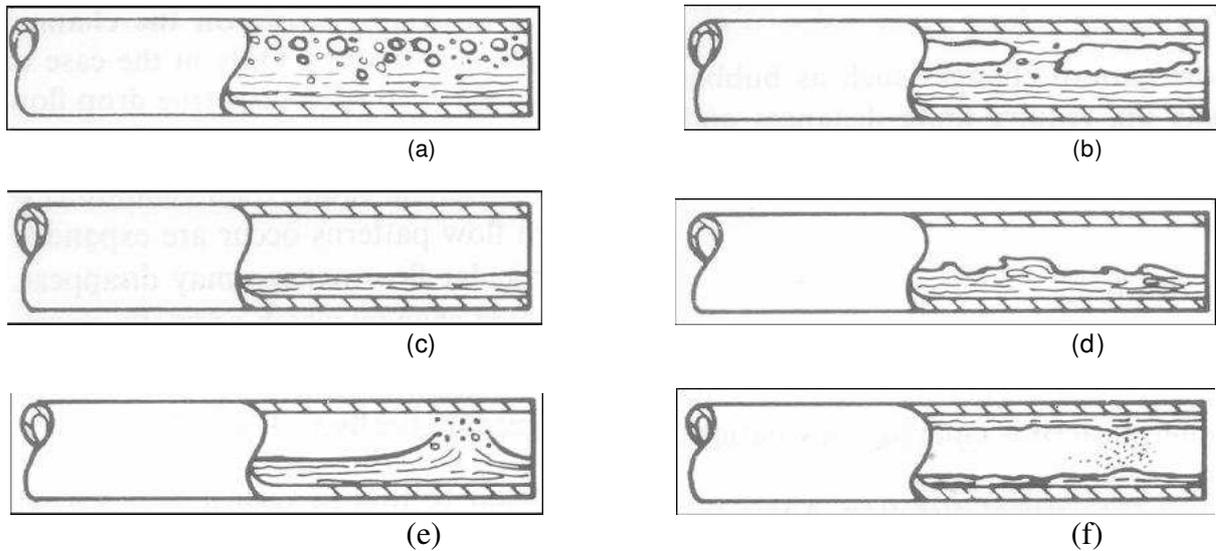


Figura 2.3: Regime de escoamento bifásico gás-líquido em dutos horizontais. (a): escoamento de bolhas (*Bubbly flow*), (b): Escoamento pistonado (*Plug flow*), (c): Escoamento estratificado (*Stratified flow*), (d): Escoamento ondulatório (*Wavy flow*), (e): Escoamento *slug*, e (f): Escoamento anular (*Annular flow*). Fonte: Paladino (2005)

Segundo Taha e Cui (2006), a dificuldade em se obter dados a respeito de fluxos horizontais e inclinados é bem maior devido o fluxo ser assimétrico e, conseqüentemente, muito poucos dados detalhados têm sido publicados em literatura aberta.

Experimentos em sistemas ar-água com ângulos ascendentes com inclinação pequena foram estudados por Sing e Griffith (1970) em cinco dutos de diâmetros variando entre 1,7 a 3,8 cm, permitindo observações do padrão do fluxo. Gould (1974) e Gould *et al.* (1974) publicaram mapas de regime de fluxos horizontais e verticais e para inclinação de 45° usando um sistema de coordenadas proposto por Duns e Ros (1963). Quatro padrões de fluxo foram observados, incluindo a fase líquido-contínuo, a fase gás-contínuo, fase líquido e gás contínuos e fases alternadas. Estes fluxos padrões são equivalentes para bolhas dispersas, anular, batelada e fluxo “slug”, respectivamente. Duns e Ros (1963) concluíram que as transições para bolha dispersa e fluxo anular não variam significativamente com ângulos de inclinação.

Um estudo limitado de transições de padrão de escoamento em dutos verticais e inclinados foi conduzido por Weisman e Kang (1981). Sistemas de fluido ar-água, ar-glicerol e vapor freon-freon foram usados. Os diâmetros dos dutos variaram de 1,2 a 2,5cm, com

ângulos de inclinação de $0,5^\circ$, $2,7^\circ$, 30° , 45° e 90° . Uma quantidade restrita de dados coletados não pôde gerar uma global e sistemática avaliação dos fenômenos em fluxos inclinados. Os autores propuseram correlações empíricas para as condições de transição para fluxo anular, para fluxo de bolhas disperso e entre bolhas e fluxo intermitente. Os mapas globais para padrão de escoamento em dutos verticais e muito inclinados são dados pelas coordenadas V_{SL} e V_{SG} , usando fatores de correlação para propriedades físicas e geometria.

Raros estudos têm sido publicados sobre transição de padrão de escoamento em escoamento inclinado descendente. Griffith e Wallis (1961) conduziram estudos de dutos para inclinações de 0 a 9° e diâmetros de 1,27; 2,54; e 3,8 cm. Eles desenvolveram correlações para a elevação de líquido em cada padrão de escoamento observado e sugeriram que as condições de transição entre cada padrão de escoamentos podem ser encontradas de acordo com suas respectivas correlações. O mapa de padrão de escoamento proposto usa, como coordenadas, o fluxo volumétrico dimensional das duas fases.

Segundo Griffith e Wallis (1961), o maior efeito de ângulos de pequena inclinação dos dutos horizontais nos padrões de fluxos é observado na transição do fluxo estratificado para não-estratificado. Inclinações ascendentes causam um regime intermitente em expansão, numa ampla faixa de fluxo. A transição estratificado-intermitente é muito sensível para ângulos de inclinação, enquanto que para inclinações menores que 1° , o fluxo estratificado diminui. Fluxo estratificado regular existe só em inclinações muito pequenas, menores que $0,25^\circ$. Para inclinações maiores que 20° , o fluxo estratificado não é observado por completo.

Em pequenas inclinações, a linha de transição anular intermitente passa pela esquerda do ponto limite da região estratificada. Para inclinações maiores, esta linha de transição muda de posição em direção ao mais alto valor do fluxo de gás, assim como a região estratificada desaparece. Para inclinações maiores que 20° , a transição intermitente anular não é afetada pela inclinação do ângulo. A transição para fluxo de bolha dispersa é relativamente insensível ao ângulo de inclinação. Para o diâmetro do duto de 2,54 cm, esta transição não é afetada pelo ângulo de inclinação entre 0° e 90° . Para o diâmetro do duto de 5,1 cm, todavia, para ângulos de inclinação maiores que 60° , o padrão de escoamento de bolha ocorre para pequenos valores de fluxo gasosos e líquidos, similar ao fluxo vertical. O padrão de escoamento ocorre só em dutos de largos diâmetros.

Fluxo em batelada é típico para fluxos verticais. Ele persiste em ângulos de inclinações semi-verticais abaixo de aproximadamente 70° . Quando o ângulo de inclinação

diminui, a região de batelada reduz até encolher para uma região menor que uma inclinação de 70° (para sistema ar-água) e desaparece completamente para ângulos de inclinação menores que 70° .

Um modelo para predição de transição do padrão de escoamento em escoamentos verticais descendentes foi proposta por Barnea *et al.* (1982b). Quando um líquido em fluxo lento é introduzido em um tubo vertical em direção descendente sem gás, ele flui como uma camada simétrica anular em movimento descendente. Quando o gás é introduzido na mesma direção do líquido, o fluxo gasoso flui como ‘um coração’ na metade do duto. Entretanto, o processo de análise das condições de transição entre o padrão de escoamento em escoamentos descendentes começa da condição de fluxo anular descendente. Critérios são, então, desenvolvidos para a transição do anular para “slug” e de “slug” para fluxo disperso. A primeira etapa é desenvolver uma relação entre a camada de filme e o parâmetro do outro fluxo para fluxo anular.

A Figura 2.4 ilustra um escoamento “slug” ascendente típico em um duto inclinado. Verificou-se uma leve assimetria do escoamento (bolha de gás).

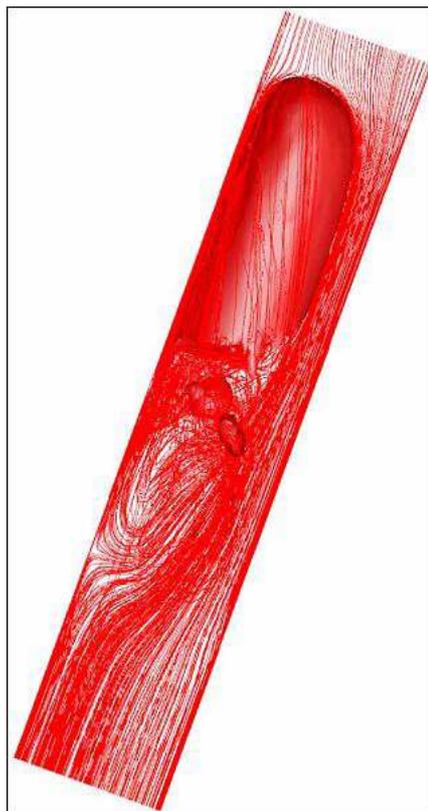


Figura 2.4 – Escoamento tipo “slug” em duto inclinado. Fonte: Taha e Cui (2006)

2.2 Escoamento na Presença de Bolhas

2.2.1 Características Gerais

Se uma partícula se constitui num corpo compacto (auto-contido), com dimensão máxima entre, aproximadamente, $0,5 \mu\text{m}$ e 10 cm , separado das vizinhanças por uma interface reconhecível, o material que forma a partícula é considerado “fase dispersa”. Referem-se a partículas sólidas, as fases dispersas compostas de material sólido. Se a fase dispersa estiver no estado líquido, a partícula será denominada de “gota”. O termo “gotícula” (*droplet*) se refere a gotas pequenas. Considera-se que a fase líquida dispersa é Newtoniana. Se a fase dispersa for um gás, então, ela será denominada de “bolha”. Juntas, gotas e bolhas formam as “partículas fluidas”. A fase contínua se refere ao meio que envolve as partículas (Clift *et al.* 1978).

Bolhas e fluxos borbulhantes desempenham um papel significativo em uma faixa extensiva de processos industriais e geofísicos. Entre eles, pode-se destacar o transporte de óleo, mistura em reatores químicos, elaboração de ligas, processo de aeração, hidrodinâmica de navios, trocas entre atmosfera-oceano e outros meios.

Os fluxos borbulhantes diferem-se em três tipos importantes: a) quando o líquido é bastante puro tem a possibilidade de a bolha deslizar ao longo da superfície, em contraste com o fluxo sobre corpos rígidos, onde a condição de nenhum deslizamento é imposta; b) devido à densidade relativa de bolhas serem pequenas, quando comparadas às do líquido, quase toda a inércia é contida no líquido; é importante quando se faz um estudo das forças inerciais hidrodinâmicas e predição do movimento da bolha; c) a forma das bolhas pode mudar com as condições hidrodinâmicas, somando novos graus de liberdade para um problema complexo já existente.

Entende-se por bolha não-viscosa, uma bolha cuja superfície é livre de tensões de cisalhamento. O efeito mais importante de viscosidade no deslocamento de um corpo é produzir uma força de arraste que tende a reduzir a velocidade do seu movimento relativo no fluido circunvizinho.

Assim, o movimento ascendente de bolhas gasosas imersas em meio líquido infinito têm sido alvos de muitos estudos nos últimos tempos, por ser um fenômeno natural de extrema importância dentro da engenharia, com aplicação prática em diversos processos

industriais, onde existem escoamentos bifásicos ou ainda, em aplicações mais específicas, tais como: bioengenharia e turbo bombas.

Vários trabalhos de averiguação do movimento de bolhas em meio líquido foram realizados nas últimas décadas. As primeiras publicações a este respeito utilizaram as técnicas experimentais e analíticas, e logo após, com o avanço computacional, surgiram os primeiros trabalhos numéricos.

Com o auxílio do método das técnicas de volumes finitos, Magnaudet *et al.* (1995), resolveram as equações de Navier-Stokes completas, expressas em termos da velocidade e pressão, e empregaram no cálculo numérico das forças atuantes sobre esferas imersas em um escoamento com número de Reynolds finito, obtendo excelente coerência entre os seus resultados e aqueles reportados por outros autores.

Silveira Neto (1998) realizou uma investigação numérica de escoamento turbulento bifásico não disperso, utilizando como modelo de turbulência a Simulação de Grandes Vórtices (Large-Eddy Simulation).

2.2.2 Bolhas de Taylor

Grandes concentrações de bolhas tendem a coalescer em bolhas de formato esférico achatado ou bolhas de Taylor. Em uma geometria restrita, por exemplo, em um duto, grandes bolhas de Taylor são distorcidas em formatos de projéteis (bala) ou *plugs*. Tal comportamento ocorre quando o diâmetro da bolha for comparável ao diâmetro do duto. As Figuras 2.5 e 2.6 ilustram alguns tipos de bolhas de Taylor.

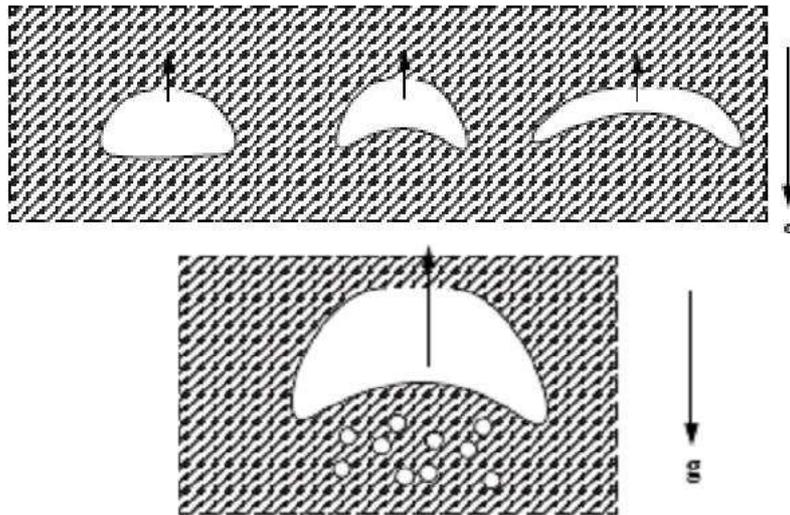


Figura 2.5 - Bolhas de Taylor.

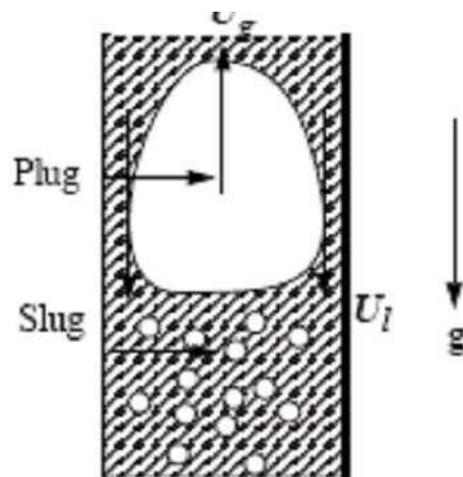


Figura 2.6 – Ocorrência de bolhas de Taylor seguidas de “slugs”.

No escoamento com bolhas, grandes bolhas de Taylor tendem a se formar quando a frequência de colisão das mesmas for grande e quando a fração volumétrica da fase gás ou a fração de vazios for maior ou igual a 0,25. A Figura 2.7 ilustra um exemplo de bolha de Taylor em ascensão em uma coluna vertical (a) e exemplos de colunas de borbulhamento com diâmetros internos diferentes (b), respectivamente.

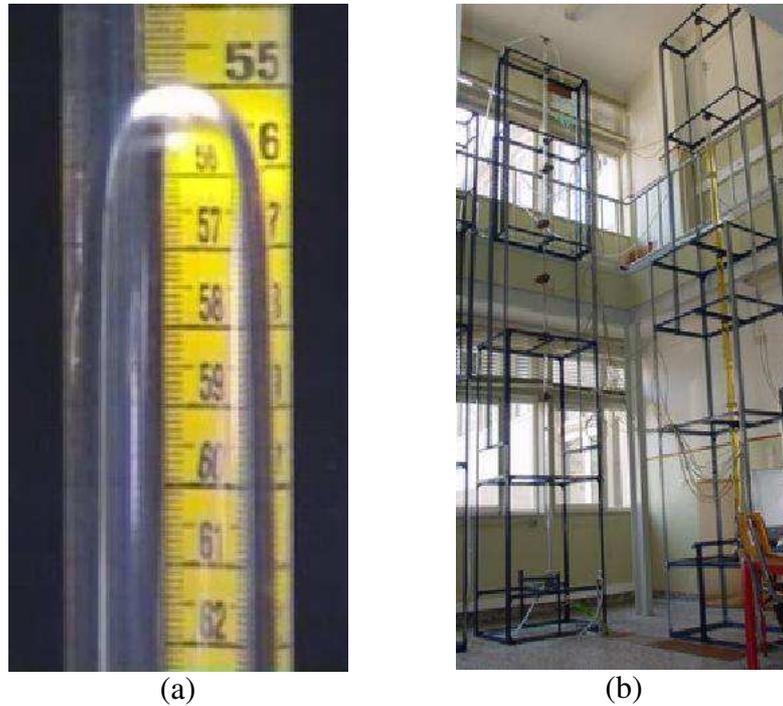


Figura 2.7 – a) Bolha tubular (bolha de Taylor) em ascensão numa coluna vertical com líquido estagnado, b) Colunas de borbulhamento com diâmetros internos diferentes (22 e 52 mm) e com cerca de 6,5 m de altura. Fonte: ISEC DEQ (2006).

A Figura 2.8a ilustra um fenômeno na formação da bolha de Taylor chamado ‘calda da bolha’. Este fenômeno ocorre quando a bolha está em movimento e as forças internas da parede do duto comprometem o movimento da bolha, formando um rastro de gás. Este rastro de gás pode tender, tanto para parte direita quanto para parte esquerda do duto (Figura 2.8b), ou seja, é uma formação aleatória, dependendo de onde as forças internas desse duto atuam com maior intensidade. A Figura (2.8c) ilustra o perfil de densidade óptica de uma bolha de Taylor, sendo possível observar as regiões onde a bolha assume os seus maiores e menores valores.

A Figura 2.9 ilustra a simulação numérica de uma bolha de Taylor subindo em um tubo vertical, com glicerina, onde é possível notar de forma nítida as partes do escoamento, ou seja, o fluido escoante, a bolha de Taylor e as pequenas bolhas que se formam logo após a sua passagem.

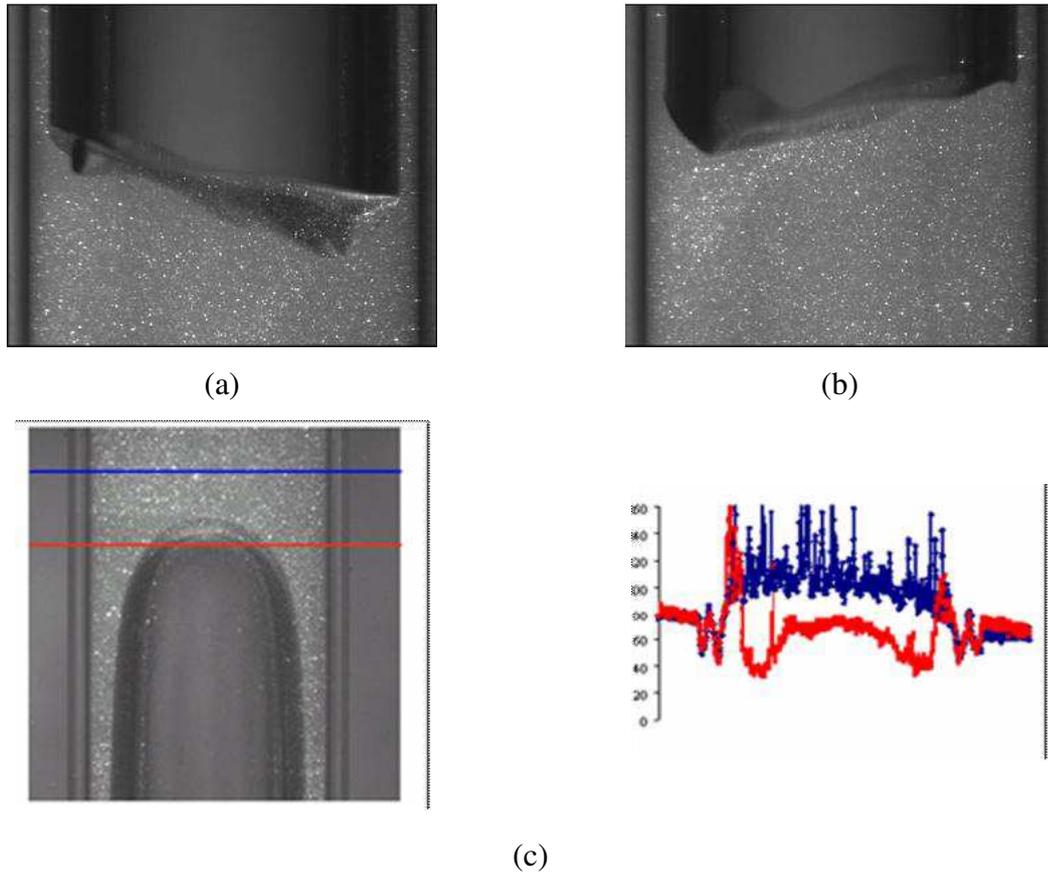


Figura 2.8 - Perfil de densidade ótica de uma bolha de Taylor. Fonte: Rietchmuller (2007).

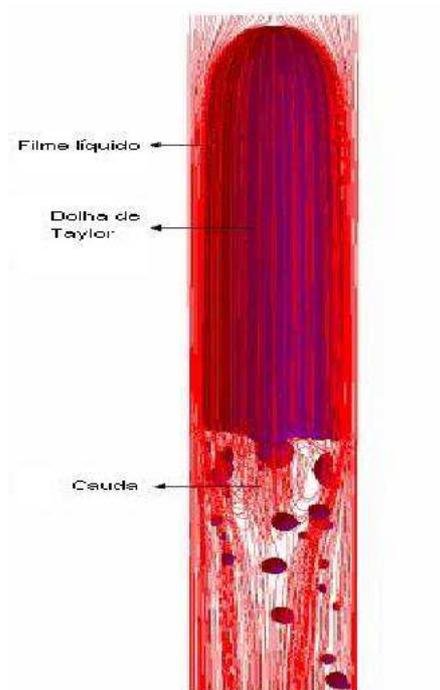


Figura 2.9 – Simulação numérica de uma bolha de Taylor subindo em um tubo vertical, com glicerina. Fonte: Taha e Cui (2006)

2.2.3 A Bolha de Taylor e o Escoamento Plug/Slug

Fluxo pistonado (plug/slug) é um dos mais comuns e complexos padrões de fluxo em duas fases. O fluxo pistonado existe sobre uma ampla faixa de fluxo de gás e taxas de líquido e é encontrado em uma vasta variedade de aplicações industriais como óleo e poços de gás, vaporizadores de processo, entre outros. Neste tipo de escoamento o fluxo gás-líquido escoar no duto alternadamente na forma de bolhas de Taylor que estão separadas por bolsões de líquido (“slug”) que contêm pequenas dispersões de bolhas de gás. A característica mais importante deste escoamento é sua natureza intermitente decorrente da distribuição das fases (Malca, 2004).

De acordo com Oliveira e Possamai (2004), o transporte de fluidos produzidos, não-tratados, cobre longas distâncias em regiões de difícil acesso, como da cabeça de produção para o *manifold*, e para uma plataforma de processo ou para equipamentos de processo em terra. Nesses percursos, diferentes configurações interfaciais das fases ou arranjos de fases ocorrem, sendo que o mais freqüente é o padrão de escoamento do tipo golfada, o qual causa grandes variações nas velocidades de líquido e de gás.

Qian e Lawal (2006) estudaram o fluxo “slug” em geometrias 2D e 3D para determinar como a terceira direção, no caso de junções T e Y, afeta o comprimento do “slug” em microcanais retos. Eles observaram que não há muita diferença em termos de comprimento de “slugs” entre geometrias 2D e 3D.

Segundo Salman (2006) e Triplett *et al.* (1999a), o fluxo de Taylor é o fluxo bifásico dominante em pequenos canais para velocidades superficiais de médias para pequenas. Este fluxo consiste em bolhas alongadas com diâmetros usualmente equivalentes, muitas vezes, ao diâmetro do canal separador de “slugs” líquidos. As bolhas adotam uma característica de forma capsular. Dependendo do ângulo de contato com a parede, elas completamente Serizawa *et al.* (2006) ou quase completamente preenchem a seção transversal do canal, onde um grande e estreito filme líquido separa estas bolhas da parede do canal (Chen, 1986).

Por conta da presença de bolhas na parte dianteira (nariz) e na parte traseira (calda) dos “slugs”, o campo de escoamento no “slug” líquido é modificado, comparado ao fluxo monofásico e ocorrem vórtices toroidais, estendendo o comprimento do “slug”, que são formados por números de capilaridade de $Ca < 0,45$ (Thulasidas *et al.* 1995).

Quando duas ou mais fases escoam em uma tubulação, normalmente suas velocidades são diferentes, ou seja, existe um deslizamento entre as fases. O deslizamento é a diferença entre a velocidade de uma fase em relação à outra. As velocidades do óleo, água e gás podem ser medidas com os seguintes princípios e métodos: a) *momentum* (*venturi*, placa de orifício); b) turbina; c) medidor de deslocamento positivo; d) correlação cruzada. Os métodos mais usados são a correlação cruzada e o *venturi*. Como existe o deslizamento entre as fases, algum modelo de deslizamento é usado para corrigir as velocidades do óleo, água e gás. Outra forma de medição das velocidades do óleo, da água e do gás é a equalização com um misturador. Com a equalização é possível medir a velocidade da mistura.

Portanto, no caso de um escoamento do tipo óleo-água-gás, têm-se três velocidades de deslizamentos: a) diferença entre as velocidades do óleo e da água; b) diferença entre as velocidades do óleo e do gás; c) diferença entre as velocidades da água e do gás.

As Figuras 2.10 e 2.11 mostram os campos de velocidade no ‘nariz’ e na ‘calda’ de uma bolha de Taylor escoando em uma solução Carboxi-metil-celulose 1% e (CMC) Carboxi-metil-celulose 0,8%, respectivamente.

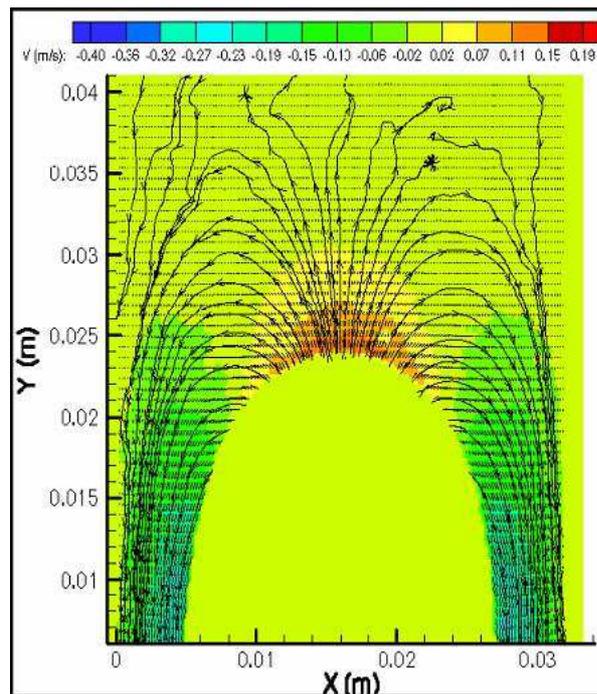


Figura 2.10 - Forma do ‘nariz’ da bolha de Taylor e do fluido em volta dela (solução de CMC 1 %). Fonte: Rietchmuller (2007).

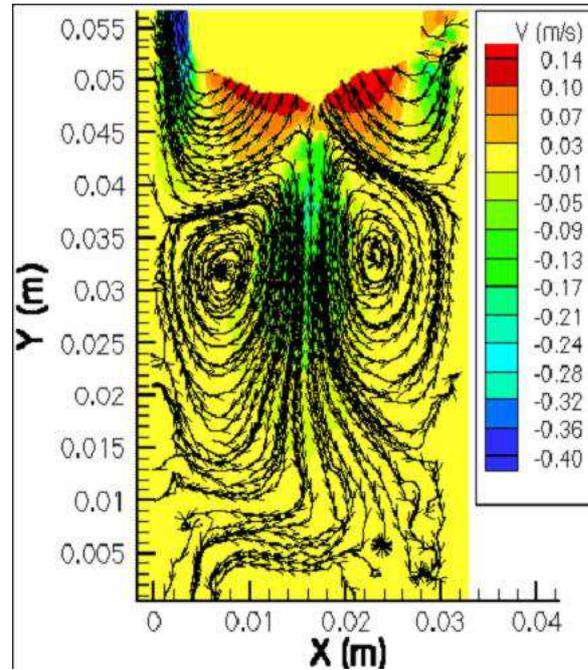


Figura 2.11 - Campo de velocidade e aerodinâmica na parte traseira da bolha de Taylor (solução de CMC 0.8 %). Fonte: Rietchmuller (2007)

A intermitência do escoamento em padrão “slug” causa intensas instabilidades, as quais se propagam pelas tubulações e outros dispositivos. Isto, freqüentemente, aumenta os problemas de projeto e usualmente leva ao sacrifício da eficiência e ou tamanho da planta de processamento. É, portanto, importante que se conheça o início e subsequente desenvolvimento do padrão “slug”, assim como prever suas características, como seu comprimento e freqüência.

Em um escoamento vertical, as bolhas de Taylor sobem com uma velocidade quase constante, independente de seu comprimento, até que o comprimento da bolha seja igual ou maior do que o raio do tubo que a contém. O fenômeno da expansão do gás pode ser negligenciado para dutos curtos. Igualmente, nenhum “slug” de gás a uma distância de separação menor do que o comprimento do “slug” líquido mínimo pode preceder a bolha líder, em função do fenômeno de coalescência.

Devido à densidade e a viscosidade de um gás ser muito menor do que as de um líquido, assume-se que a diferença de pressão entre o nariz e a cauda da bolha de Taylor é bastante pequena, podendo-se supor que a superfície interna da bolha é isobárica. Considerando-se o avanço da bolha, o líquido atrás da mesma é deslocado e um fino filme de

líquido é formado ao longo da bolha sob a força da gravidade. O filme líquido escoar para baixo, passando a cauda da bolha e penetrando no “slug” líquido.

Por causa de um abrupto aumento da pressão estática, a separação do escoamento na cauda da bolha ocorre. Acredita-se também que este fator se dá devido à entrada do filme de líquido na região de esteira, vórtices de mistura se formam. A velocidade do filme líquido é dependente do comprimento da bolha, sendo o resultado do balanço entre gravidade e fricção. À medida que a fração de vácuo aumenta, a bolha de Taylor se torna mais longa e o filme líquido ao longo da mesma acelera, de acordo com a Equação da continuidade, havendo a entrada de pequenas bolhas na frente do “slug” líquido.

Na ausência de bolhas pequenas, o escoamento é denominado de “slug”. Quando a distância de separação entre duas bolhas de Taylor sucessivas é grande o suficiente, todas as bolhas possuem cabeças aproximadamente arredondadas e sobem com uma velocidade uniforme. A taxa de adição de líquido, proveniente do filme líquido para o “slug” de líquido é igual à taxa de remoção de líquido na cauda, do mesmo “slug” de líquido. O comprimento do “slug” de líquido, na verdade permanece constante, estabelecendo-se um escoamento tipo “slug” estável. Se a distância entre duas bolhas de Taylor consecutivas for menor do que um valor crítico, a bolha anterior terá um nariz distorcido, já que irá se deslocar na esteira da bolha principal. Em vista disso, ela poderá coalescer com a bolha principal, gerando um escoamento “slug” instável.

Para dutos inclinados, devido ao componente transversal dos efeitos de fluidez, as bolhas de Taylor são distorcidas e deslocadas do centro, pois a resistência ao movimento é diminuída. A velocidade das bolhas aumenta, comparada ao caso vertical, para ângulos de inclinação na faixa de 0 a 45° do eixo vertical, provavelmente devido à influência da tensão superficial e/ou da viscosidade. Ainda, a interdependência entre o ângulo de inclinação e as propriedades físicas do fluido não são bem compreendidas. A seguir, segue a apresentação dos principais parâmetros para a bolha de Taylor completamente desenvolvida (Figura 2.12).

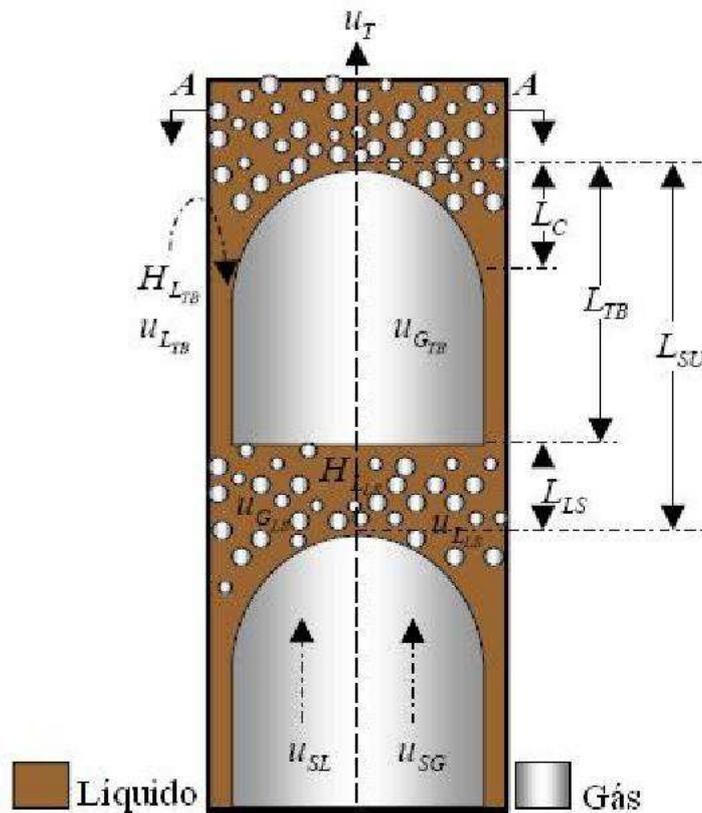


Figura 2.12 – Principais parâmetros para a bolha de Taylor completamente desenvolvida.

De acordo com a Figura 2.12: u_{GTB} representa a velocidade do gás, “in situ” na bolha de Taylor; u_{LTB} refere-se à velocidade do líquido, “in situ” na bolha de Taylor; u_{GLS} é a velocidade do gás, “in situ” no “slug” líquido; u_{LLS} diz respeito à velocidade do líquido, “in situ” no “slug” líquido; H_{LTB} é o holdup de líquido na bolha de Taylor; H_{LLS} é o holdup de líquido no “slug” líquido; L_C representa o comprimento da capota da bolha; L_{TB} é o comprimento da bolha de Taylor; L_{LS} é comprimento do “slug” de líquido; L_{SU} refere-se ao comprimento da unidade de “slug”.

De acordo com Nigmatulin e Bonetto (1997), caso a bolha de Taylor tenha um comprimento maior do que cinco diâmetros do tubo, a região da bolha de Taylor pode ser dividida nas três regiões (isto é, três assíntotas) como mostra em Figura 2.13, sendo x a posição axial e r é a posição radial da interface.

A primeira região é o topo da bolha, e esta parte tem uma forma esférica com um raio que é $3/8$ do diâmetro do tubo. A forma desta região pode ser definida por:

$$r = \frac{D}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{x(3D - 4x)} \quad (2.2)$$

A segunda região da bolha de Taylor tem uma forma dada por Davies e Taylor (1950), citados por Nigmatulin e Bonetto (1997):

$$r = \frac{D}{2} \sqrt{1 - \frac{U_s}{\sqrt{2gx}}} \quad (2.3)$$

onde D é o diâmetro de tubo, U_s é a velocidade de bolha em um líquido estagnado e g é a aceleração da gravidade.

Na terceira região, assume-se uma espessura constante entre a bolha e a parede de tubo (Nusselt, 1916). As densidades de filme dependem da viscosidade dinâmica do líquido e muitos outros fatores (Jayanti e Hewitt, 1992).

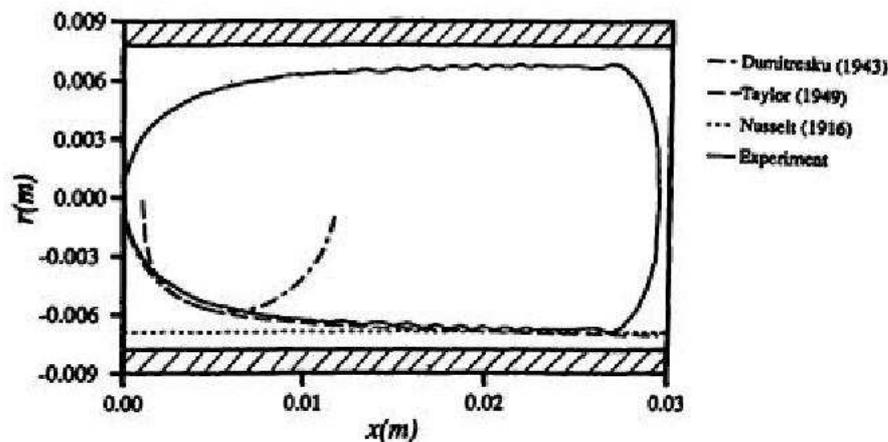


Figura 2.13 – Assíntotas da Bolha de Taylor. Fonte: Nigmatulin e Bonetto (1997)

De acordo com Nigmatulin e Bonetto (1997), a bolha de Taylor era controlada em um local regulando a voltagem de uma bomba de água. Depois de equilibrada, a força de fluabilidade com o fluxo abaixo da bolha de Taylor, esta ficava em um determinado lugar sem se mover. A observação deste processo mostra que a bolha de Taylor tem ondulações e elas são muito visíveis e não pequenas, conforme a Figura 2.14.



Figura 2.14 - Bolha de Taylor longa. Fonte: Nigmatulin e Bonetto (1997)

Quanto mais longa a bolha, menor é a amplitude e comprimento de onda das ondulações capilares. Ainda de acordo com Nigmatulin e Bonetto (1997), para bolhas muito longas as ondulações só são visíveis perto do fundo da bolha de Taylor e eles terminam em uma distância aproximadamente 3 a 4 comprimentos de onda das ondulações do fundo da bolha. A estabilidade da superfície do fundo da bolha também depende do comprimento da bolha. Quanto mais longa a bolha mais instável o fundo; as bolhas curtas têm estabilidade ao fundo e possuem uma forma esférica, como pode ser observado na Figura 2.15.

A velocidade de elevação da bolha de Taylor pode ser obtida em citações de Dumitrescu por Davies e Taylor (1950), como segue:

$$U_g = k_1 \rho_l^{-1/2} [gD(\rho_l - \rho_g)]^{1/2} \quad (2.4)$$

Os valores da constante k_1 obtidos para tubos cilíndricos por estes autores foram: para Dumitrescu, $k_1 = 0,351$ e para Davies e Taylor, $k_1 = 0,328$.

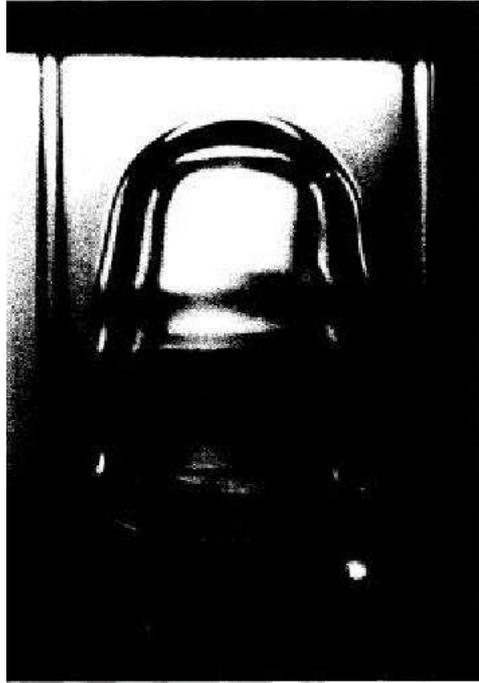


Figura 2.15 – Bolha de Taylor curta. Fonte: Nigmatulin e Bonetto (1997)

De acordo com Pinto *et al.* (2001), não é esperado que uma série de bolhas de Taylor se comporte como uma individual, desde que seu tipo de movimento seja influenciado por interações da dinâmica causada pelo rastro atrás das bolhas.

Nicklin *et al.* (1962), que investigaram, experimentalmente, a velocidade de uma bolha de Taylor individual subindo num líquido corrente sugeriram a expressão seguinte para a velocidade da bolha, U :

$$U = CU_L + U_\infty \quad (2.5)$$

onde U_L é a velocidade superficial do líquido, U_∞ é a velocidade de subida da bolha através de um líquido estagnado e C é um coeficiente empírico, dependendo do regime do fluxo.

O valor de $C= 1,2$ foi encontrado para inúmeras investigações para fluxos turbulentos no líquido, conforme Nicklin *et al.* (1962), Collins *et al.* (1978), Bendisken (1984).

Collins *et al.* (1978) apresentaram predições teóricas para perfis de velocidade do líquido, tanto para laminar como turbulento. Seus resultados analíticos para as soluções turbulentas foram satisfatórias, sendo escrita como:

$$U = (gD^{1/2})\phi\left(\frac{U_c}{gD^{1/2}}\right) + U_c \quad (2.6)$$

onde g é a aceleração da gravidade, D o diâmetro interno do tubo, U_c é a velocidade do líquido no tubo axial e ϕ indica uma relação funcional. Para fluxo turbulento ascendente, estes autores encontraram a seguinte Equação:

$$U = U_c + U_\infty = 1,22U_L + U_\infty \quad (2.7)$$

sendo uma boa aproximação da Equação 2.5, confirmando a validação da Equação de Nicklin et al (1962) para um fluxo turbulento. Para um fluxo laminar, Collins et al (1978) chegou a seguinte Equação:

$$U = U_c + U_\infty = 2,16U_L + U_\infty \quad (2.8)$$

sendo também uma boa descrição da Equação 2.6.

Para o regime inercial controlado, de acordo com White e Beardmore (1962) e Wallis (1969), a velocidade de subida da bolha através de um líquido estagnado é dada por:

$$U = 0,35(gD)^{1/2} \quad (2.9)$$

Os experimentos para fluxos laminares através da Equação 2.9 foram confirmados apenas quando os efeitos de entrada puderem ser negligenciados.

Então, a velocidade de uma bolha individual num líquido corrente pode ser expressa por:

$$U = CU_L + 0,35(gD)^{1/2} \quad (2.10)$$

Quando “ C ” tiver o valor de 1,2 o regime de fluxo é turbulento e quando tiver igual a 2,0, laminar. Num líquido ascendente contra-corrente num fluxo pistonado, a velocidade do líquido pistonado aumenta devido a entrada contínua de gás e a velocidade da bolha é dada por:

$$U = CU_s + 0,35(gD)^{1/2} \quad (2.11)$$

com

$$U_s = U_G/U_L \quad (2.12)$$

onde U_s é a velocidade do líquido pistonado, U_G é velocidade superficial do gás no tubo e U_L é a velocidade superficial do líquido ascendente no tubo (estas velocidades são expressas em metros por segundo).

Pinto e Campos (1996) relataram um estudo sobre a coalescência de duas bolhas alongadas, subindo através de uma coluna vertical estagnada de um líquido. Os autores concluíram que existe uma distância mínima entre as bolhas podendo ser dividida em duas partes, uma ocupada pelo rastro procedente da bolha e a outra correspondente a região onde o líquido emergente do rastro recupera a condição inicial.

Em um estudo recente, Campos e Guedes de Carvalho (1988) encontraram que o grupo dimensional $N_f = g^{1/2} D^{3/2} / \nu$ determina o padrão de escoamento no rastro da bolha de Taylor ascendendo através de líquidos estagnados em tubos de superfície largos. Nestas condições de escoamento, White e Beardmore (1962) e Wallis (1969) reportaram $N_f > 300$.

De acordo com Lin *et al.* (2002), a importância da estabilidade esférica no colapso de bolhas é manifestada em aplicações na sonoquímica (ramo da química que estuda a influência das ondas ultra-sonoras sobre sistemas químicos), focalizando a intensa energia do colapso violento sendo responsável por altas temperaturas (e reações subsequentes) no interior da bolha. Plesset (1954), afirma que as bolhas nem sempre retêm sua simetria esférica, ou seja, mantêm uma estabilidade esférica.

Segundo Hilgenfeldt *et al.* (1996), pode-se considerar dois tipos de instabilidades que podem ocorrer no interior da bolha: a Paramétrica e a Rayleigh-Taylor. A instabilidade paramétrica evolui em cima de várias oscilações da bolha. Se um distúrbio é encontrado ocasionando o aumento da bolha sobre vários ciclos, assume-se que a bolha irá se romper sobre estas condições e através desta conclusão pode-se dizer que o domínio da análise é não linear. De acordo com Lin *et al.* (2002), a instabilidade Rayleigh-Taylor (RT) ocorre durante colapsos violentos da bolha. Ocorre também na interface entre os dois fluidos, quando o

fluido leve acelera o fluido pesado. Com o tempo, a instabilidade produz uma mistura turbulenta dos fluidos. Durante um colapso violento, a densidade dentro da bolha pode ser bastante alta. Como a diferença de densidade na interface é dirigida pela instabilidade RT, uma densidade de gás mais alta, durante o período breve da aceleração interfacial mais extrema prevê um efeito estabilizado.

Lin *et al.* (2001) desenvolveram uma aproximação para a não-homogeneidade de espaços inerciais no interior de bolha, consistindo de um perfil de velocidade linear no raio e um campo de pressão o qual é quadrático com o raio. A aproximação foi verificada através de comparações cuidadosas com simulações numéricas dirigidas. A expressão para o potencial de velocidade Φ é:

$$\Phi = \frac{1}{2}(\dot{R} R) r^2 \quad (2.13)$$

onde R é o raio da bolha e r é a coordenada radial. O ponto em cima do R denota diferenciação com respeito a tempo.

A expressão para a pressão no interior da bolha é:

$$p(r,t) = p_c(t) - \bar{\rho}(t) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} |\nabla \Phi|^2 \right) \quad (2.14)$$

onde p_c é a pressão no centro de bolha e $\bar{\rho}$ é a densidade (espacialmente uniforme) dada por:

$$\bar{\rho} = \rho_o (\dot{R} R_o)^{-3} \quad (2.15)$$

Aqui, o sobrescrito ‘ o ’ denota o raio da bolha em condição ambiente. O campo de pressão foi escrito na forma sugestiva da Equação de Bernoulli.

Segundo Daripa (1996), o problema da bolha de Taylor consiste de dois fluidos: um gás de densidade desprezível no interior da bolha e um fluido incompressível no exterior da bolha. As bolhas são simétricas e infinitamente longas que sobem através do efeito da gravidade a uma velocidade “ U ” através de um tubo de largura “ h ”. A velocidade adimensional é dada pelo número de Froude (F_r), como segue:

$$Fr = U / \sqrt{gh} \quad (2.16)$$

onde g é a aceleração da gravidade. O número de Froude representa uma relação entre as forças de inércia e as forças de gravidade que atuam em um fluido.

De acordo com Tomiyama *et al.* (2003), quando uma única bolha sobe por um líquido estagnado preenchendo um tubo vertical, a velocidade terminal de uma bolha U_T , relaciona-se ao tamanho da bolha, quando esta é muito menor que o diâmetro de tubo, por:

$$\frac{U_T}{U_{To}} = f(\lambda) \quad \text{para } \lambda < 0,6 \quad (2.17)$$

onde λ é a razão entre o diâmetro d da bolha de volume equivalente ao volume de uma esfera e o diâmetro do tubo D , e U_{To} a velocidade terminal de uma bolha em um líquido infinitamente estagnado.

Várias correlações empíricas foram propostas para a função $f(\lambda)$. De acordo com citações de Wallis (1969), Clift *et al.* (1978) e Tomiyama *et al.* (2001), tem-se respectivamente que:

$$f(\lambda) = (1 - \lambda^2)^{3/2} \quad (2.18)$$

$$f(\lambda) = 1,13 \exp(-\lambda) \quad (2.19)$$

$$f(\lambda) = 0,5 \left[(1 - \lambda^2)^{3/2} + 1,12 \exp(-\lambda) \right] \quad (2.20)$$

A aplicabilidade destas correlações para bolhas simples numa geometria para um subcanal geométrico nunca foi examinada devido à falta de dados experimentais.

Quando a bolha é grande, isto é, para $\lambda > 0,6$, a bolha é classificada como uma bolha de Taylor e a sua velocidade não é uma função de λ , mas sim uma função de D , como segue:

$$U_T = Fr \sqrt{\frac{(\rho_L - \rho_G) g D}{\rho_L}} \quad (2.21)$$

onde o subscrito G e L denotam a fase gasosa e líquida respectivamente, ρ é a densidade, g a aceleração da gravidade, e Fr o número de Froude.

Referências de White e Berdmore (1962) confirmaram que Fr é dado como uma função do número de Eotvos (E_o), que representa uma relação entre as forças de flutuação, as forças de tensão superficial e o número de Morton (M), que representa uma relação entre as forças gravitacionais, de densidade, forças viscosas e tensão superficial, os quais são definidos como segue:

$$E_o = \frac{g(\rho_L - \rho_G)D^2}{\sigma} \quad (2.22)$$

$$M = \frac{g(\rho_L - \rho_G)\mu_L^4}{\sigma} \quad (2.23)$$

onde σ é a tensão superficial e μ é a viscosidade.

Para um sistema com M baixo e um E_o alto, isto é, para $M < 10^8$ e $E_o > 100$, Fr terá um valor constante conhecido, em torno de 0,35. De acordo com Wallis (1969), Fr em sistemas com M baixo ($M < 10^8$) é dado por:

$$Fr = 0,345 \left[1 - \exp\left(\frac{3.37 - E_o}{10}\right) \right] \quad (2.24)$$

Sadatomi e Sato (1982) investigaram as velocidades terminais para bolhas simples em um canal vertical não-circular e sugeriram que a Equação (2.5) pode ser utilizada para bolhas simples para várias geometrias.

Venkateswararao *et al.* (1982) mediram as velocidades terminais de bolhas simples numa geometria de subcanal e reportaram que U_T para bolhas grandes é mais ou menos constante (cerca de 0,24 m/s para um sistema com bolhas ar-água).

A Figura 2.16 ilustra a bolha de Taylor seguida de “slug”s em duto vertical circular, em um experimento realizado por Chen *et al.* (1997).

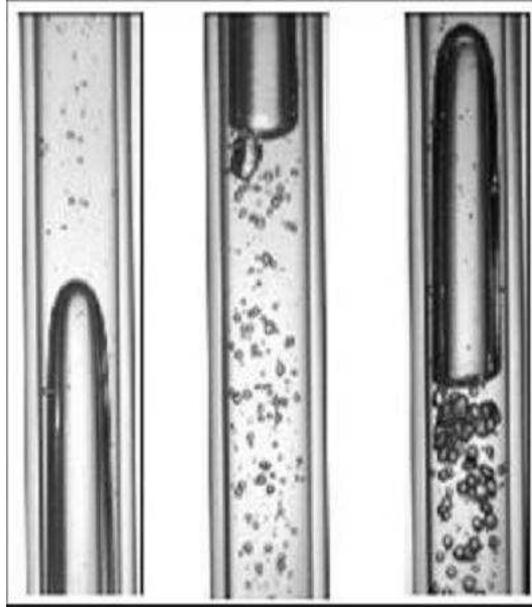


Figura 2.16 - Bolha de Taylor seguida de “slugs” em duto vertical circular. Fonte: Chen *et al.*(1997).

Segundo Reis (2003), o padrão de escoamento pistonado é caracterizado por pistões de líquido seguidos por bolhas alongadas (bolhas de Taylor) como mostrado na Figura 2.16. Ele ocorre em uma grande faixa de descargas de líquido e de gás e é, por natureza, instável e com grandes variações de fluxo de massa, pressão e de velocidade das fases em qualquer ponto da seção transversal e ao longo do tubo. A Figura 2.17 representa o modelo físico de uma unidade do escoamento pistonado com duas regiões: região do pistão de líquido e região da bolha de Taylor ou do filme de líquido. O pistão de líquido contém pequenas bolhas dispersas que se destacam da traseira da bolha à frente e se juntam ao nariz da bolha logo atrás.

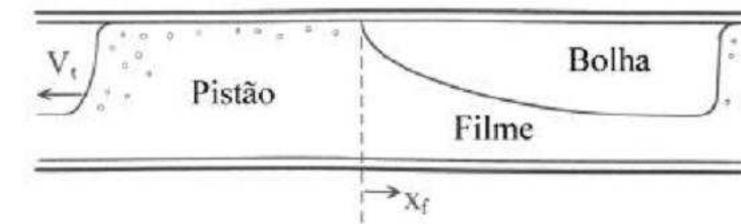


Figura 2.17 - Modelo básico do escoamento pistonado. Fonte: Reis (2003)

Reis (2003) constatou que na região do pistão, devido ao efeito da diferença de densidades das fases, as bolhas dispersas procuram ocupar a região da seção do tubo junto ao perímetro superior, porém, devido à turbulência do escoamento em velocidades mais altas, a distribuição das bolhas pode ser muito uniforme. As velocidades das bolhas e do líquido no pistão não são necessariamente iguais, embora possam ser consideradas assim quando o escoamento é horizontal.

Segundo Malca (2004), dependendo da velocidade com que os “slugs” à jusante e à montante se deslocam, eles podem: a) crescer, se os “slug” à jusante se deslocarem mais rápido do que os “slugs” à montante, caso contrário (b) eles podem colapsar ou (c) torna o escoamento estável se os “slugs” à jusante e os à montante se deslocarem com a mesma velocidade. Na realidade, todos estes casos podem acontecer em diferentes momentos e, por conseguinte, alguns “slugs” crescem, outros colapsam e outros se movimentam a diferentes velocidades, levando desse modo à instabilidade do escoamento.

Dukler e Hubbard (1975) apresentaram o primeiro trabalho consistente de modelagem do escoamento pistonado. Em seus estudos, os autores abordaram a região do filme líquido como uma superfície livre em canal aberto, isto é, desconsideraram o efeito superficial do gás sobre o líquido e vice-versa. Desta forma, observaram o filme avaliando um balanço de quantidade de movimento baseado na velocidade média translacional do escoamento, eliminando os termos transientes das equações, e tratando o problema como permanente, considerando que a quantidade de gás que se desprende é igual àquela anexada. Tais conclusões basearam-se na observação de que um fluxo constante de fluido se move através do pistão de líquido e segue para a região do filme, assim, a velocidade média do líquido no pistão é menor do que a velocidade média do pistão inteiro.

Taitel e Dukler (1976) sugeriram um modelo no qual se tratava rigorosamente apenas a Equação de continuidade do líquido, assumindo a Equação de continuidade do gás e as equações de momento como *quase-estacionárias*. Essa abordagem possibilitou a obtenção de boa estimativa em escoamentos, onde a fase gás escoava em altas velocidades, porém impede a verificação de acúmulo de gás no sistema.

Nicholson *et al.*, citados por Reis (2003) expandiram o modelo de Dukler e Hubbard com o intuito de compreender toda a faixa de vazões do regime pistonado. Para isto, eles modificaram o tratamento hidrodinâmico dado à região do filme do líquido e observaram que, em certas condições do escoamento, a espessura do filme de líquido pode aumentar em

direção à traseira da bolha ao invés de sempre diminuir. Uma das hipóteses feitas pelos autores é a de que a altura do filme de líquido é constante em sua condição de equilíbrio.

Kokal e Stanislav (1989) incluíram o efeito da tensão de cisalhamento na interface na Equação de balanço de quantidade de movimento na região do filme e observaram que este efeito pode se tornar significativo quando a descarga de gás é alta, especialmente próximo à região de transição do escoamento pistonado para anular.

A maioria desses estudos trabalha com a hipótese de que a queda de pressão na chamada região de esteira (região dentro do pistão de líquido próxima à traseira da bolha alongada), está associada à aceleração do líquido. No entanto, estudos realizados por Taitel e Barnea (1990) mostraram que ocorre outra parcela de queda de pressão devido à variação do nível de líquido entre a região do filme junto à traseira da bolha alongada e o pistão adjacente, e sugeriram um equacionamento unidimensional detalhado para a solução hidrodinâmica do filme de líquido.

Cook e Behnia, citados por Reis (2003) fizeram modificações no modelo de Taitel e Barnea (1990) propondo que os gradientes de pressão associados a cada fase ao longo do duto não são iguais como considerado por Taitel e Barnea. O modelo mostrou-se consistente no cálculo da forma do filme de líquido quando comparado com dados experimentais.

Bugg e Saad (1998) estudaram a elevação de uma única bolha de Taylor através de um duto vertical circular contendo um líquido estagnado (velocidade superficial do líquido igual a zero). Estes autores observaram que o fluxo é laminar e que a influência da bolha ao redor do líquido estagnado era limitada.

A fração de vazio é definida como a razão da área ou volume ocupado pela fase gasosa pela área ou volume total numa certa região do tubo. A unidade menos a fração de vazio é também chamada de fração de líquido ou *holdup**. Correlações ou modelos para a predição da fração de vazios em dutos horizontal, inclinados e verticais são necessários na modelagem do fluxo de “slug” bifásico (gás-líquido). A avaliação do “slug holdup” é importante em particular para projetar sistemas verticais e inclinados, uma vez que a pressão hidrostática da bolha é determinada praticamente pelo “*holdup*” (Brauner e Ullmann, 2004).

* Holdup – Fração volumétrica líquida, que é a razão entre o volume de líquido acumulado e o volume físico em um segmento de tubulação.

Brauner e Ullmann (2004) estudaram o comportamento da bolha de Taylor através do modelo de Rastro da Bolha de Taylor (*Taylor bubble wake-TBW*), a fim de identificar a influência da aeração no escoamento bifásico (Figura 2.18). Estes autores observaram que a taxa de bolha e a fração de vazios do “slug” de gás aumentam com o ângulo de inclinação ascendente do duto. Em dutos horizontais, a velocidade do “slug” líquido domina a taxa de bolhas. No entanto, em dutos inclinados a taxa de bolhas é dominada pela velocidade do líquido. Os efeitos do diâmetro do tubo e da viscosidade do líquido são pequenos no fluxo horizontal do “slug”, mas tornam-se muito mais pronunciado quando a inclinação é elevada. Em fluxos inclinados, a taxa de bolhas diminui com o aumento da viscosidade do líquido e com a redução do diâmetro do duto, e aumenta com a redução da tensão superficial. Estes autores propuseram que a diminuição do comprimento do “slug”, está associada à distribuição do comprimento da bolha de Taylor e, desta forma, com a distribuição na fração de vazios do “slug”

Malca (2004) analisou o padrão “slug” em tubulações horizontais utilizando o modelo de Dois Fluidos. O autor investigou a influência das condições iniciais (perfil de pressão ao longo da tubulação) e de contorno (*holdup* líquido, velocidades superficiais do gás e líquido) na formação de “slug”. Segundo o mesmo, apesar de ter sido possível prever o surgimento do padrão “slug”, não foi possível obter o regime estatisticamente permanente. O autor concluiu que o problema em questão é altamente complexo, pois envolve questões de instabilidades físicas e numéricas. Fisicamente, diferentes padrões de escoamento são possíveis, dependendo das razões entre as velocidades superficiais do gás e líquido. Para a determinação das condições de contorno que levam ao padrão “slug”, pode-se realizar uma análise de estabilidade. No entanto, esta análise depende de parâmetros empíricos, assim como de modelos matemáticos, os quais envolvem diversas aproximações. Malca (2004) observou ainda que, quando ocorre a formação do “slug”, a Equação de quantidade de movimento linear torna-se singular, sendo este um dos problemas da formulação. De acordo com pesquisas realizadas pelo autor, outro problema na presente formulação consiste na hipótese de que a pressão é uniforme na seção transversal.

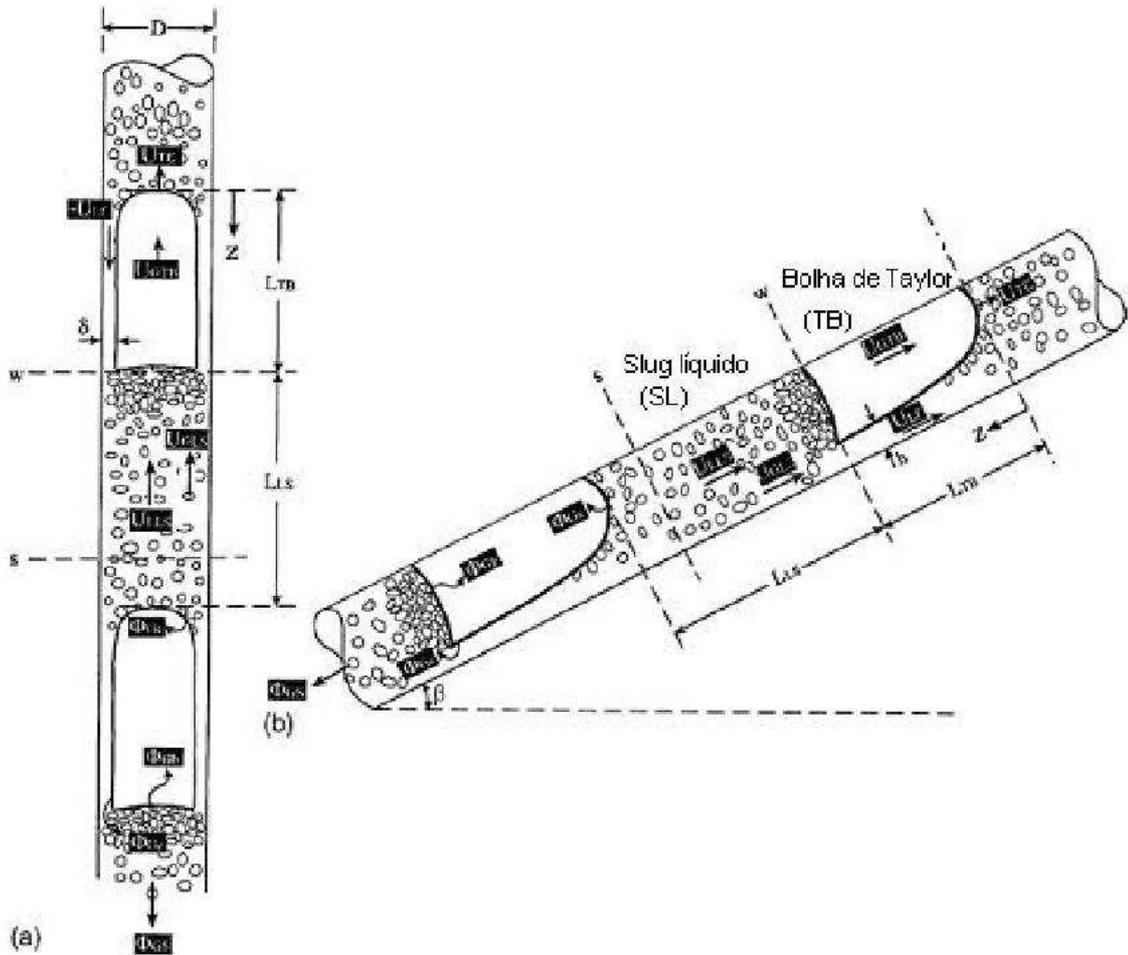


Figura 2.18 - Descrição do modelo TBW para fluxo pistonado: (a) duto vertical; (b) duto inclinado. Fonte: Brauner e Ullmann (2004).

Desta forma, observa-se que muitas são as variáveis a serem consideradas no escoamento de Bolha de Taylor, tornando sua importância no “*slug flow*” um esforço contínuo no desenvolvimento de novos modelos numéricos, capazes de prever o fluxo bifásico.

Sabe-se que a queda de pressão em um líquido é muito maior que no gás. Logo, quando o volume de gás diminui, isto é, quando o *holdup* do líquido cresce, o gradiente de pressão devido ao líquido domina, induzindo um gradiente de pressão grande demais para o gás. Este alto gradiente de pressão induz altas velocidades no gás que acabam impedindo a convergência da solução. Portanto, segundo Malca (2004), uma possível solução para o problema pode ser considerar um salto de pressão na interface das fases. Porém, esta hipótese

está associada a outro problema, que é a determinação empírica do referido aumento de pressão.

A Figura 2.19 mostra as diferentes formas que a bolha de Taylor pode apresentar quando esta se desloca em dutos verticais contendo líquido estagnado; a variação do tamanho ocorre de acordo com a quantidade de gás presente na bolha.

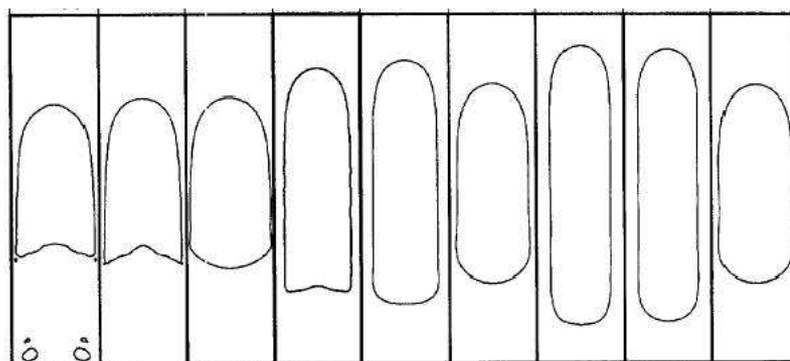


Figura 2.19 – Configurações da bolha de Taylor e do bolsão (“slug”) de líquido.
Fonte: Bugg e Saad (1998)

O tempo de contato do filme líquido com a bolha de Taylor pode ser calculado se a velocidade do filme líquido deslocando-se contrário ao movimento ascendente da bolha for conhecida ou puder ser estimado (Thulasidas *et al.* 1995).

Os perfis de velocidade são parabólicos com uma velocidade máxima no centro do canal, que são duas vezes o valor da velocidade do “slug” líquido. Os perfis de velocidade do líquido na superfície do filme são metade da velocidade média do líquido, em harmonia com a solução clássica para os campos de velocidade em filmes, que se deslocam contrários ao movimento ascendente. (Sherwood *et al.* 1975).

Simulações CFD têm sido usadas para validar o modelo fundamental para transferência de massa das bolhas de Taylor para o líquido circundante, envolvendo a soma das contribuições da ‘capa’ e regiões de filme. Este modelo mostra que o coeficiente de transferência de massa líquida é afetado por vários parâmetros, incluindo a velocidade das bolhas, comprimento da unidade de célula, comprimento do filme líquido, difusividade líquida e o diâmetro do canal. Para canais de grande diâmetro, as simulações CFD mostram um significativo desvio das predições usadas para valores de velocidade de bolhas largas e pequenas unidades de células.

O modelo de desenvolvimento fundamental faz boas previsões do coeficiente de transferência de massa líquida em um grande limite de valores de parâmetros, e dão uma maior confiança para procedimentos de estimativa dos coeficientes de transferência gás-líquido em reatores monolíticos.

Uma interessante característica que se pode notar é que, na mesma distância do ponto de injeção e valores equivalentes de velocidade do gás e do líquido, o regime de fluxo turbulento é estável com apenas 3% de bolhas fundindo no processo, enquanto que no regime de fluxo laminar, o mesmo é instável com 15% das bolhas coalescendo e com um alto valor do desvio padrão na velocidade de geração da bolha. É importante notar que, devido à contribuição da velocidade superficial do gás, a velocidade do “slug” de líquido na coluna não é possível ter simultaneidade no regime de fluxo laminar valores da proporção $u / U_s > 25$, sendo u a velocidade do “slug” e U_s a velocidade superficial.

Esta é a razão por que a simulação descrita prevê um fluxo vertical de “slug” com corrente em regime laminar, conduzindo para uma volta maior de gás que o esperado, desde que as bolhas de Taylor fiquem mais longas na coluna.

Para fluxo turbulento, tem-se:

- a) a distância mínima acima da qual não há interação entre bolhas varia de $5D$ à $6D$ e é intensiva para Re_{us} ;
- b) os valores obtidos para a velocidade translacional principal estão em excelente compatibilidade com a relação de Nicklin;
- c) nas condições de operação estudadas, para a mesma velocidade do fluxo líquido o comprimento principal de bolha aumenta linearmente com a velocidade do fluxo de gás;
- d) os valores experimentais do comprimento da bolha principal estão, em boa concordância, com as previsões teóricas do modelo de Barnea (1990);
- e) as distribuições do comprimento do “slug” parecem seguir uma forma normal e mostram um cume bem definido. O comprimento do “slug” varia entre $13D$ e $16D$ (com um desvio padrão por volta de 40%).

Quando o fluxo de líquido é laminar, tem-se que:

- a) um valor de $5D-6D$ foi encontrado para o comprimento mínimo do “slug”;
- b) todas as bolhas seguintes à região de perfil apresentam uma velocidade menor que o valor esperado. Além disso, a velocidade da bolha em colunas é fixa para o valor previsto para regime turbulento, desde que um número maior de bolhas esteja separado de uma distância muito menor que o padrão de comprimento.

Muitos dos modelos de fluxos de “slug” foram baseados em trabalhos pioneiros de Dumitrescu (1943) e Davies e Taylor (1950) no movimento de uma simples bolha de Taylor em líquido estagnado e de Nicklin *et al.* (1962) em movimentos de bolha alongados em líquidos escoando. Fernandes *et al.* (1983) desenvolveram um detalhado modelo para descrever fluxos verticais de “slug” (bolha e comprimento de “slugs”, tempo de residência, gradiente de pressão, sustentação, etc.) nos quais requerem o conhecimento da velocidade das bolhas individuais em formação. Várias opções para modelagem dos parâmetros hidrodinâmicos e queda de pressão têm sido propostos recentemente por Taitel e Barnea (1990), requerendo o comprimento e velocidade das bolhas como informações de entrada do processo.

Não é esperado que uma fila de bolhas de Taylor comporte-se de forma única, desde que o movimento possa ser influenciado por interações dinâmicas, causadas por esteiras atrás das bolhas. Portanto, o mecanismo das interações de “slug” é um importante tópico para se investigar.

Para fluxos verticais, Taitel *et al.* (1980) sugeriram que o comprimento mínimo estável, isto é, a distância mínima entre bolhas nas quais não há interações, está relacionada com a distância necessária para restaurar o perfil desenvolvido no líquido distribuído e que forma a camada de líquido no duto. Dukler *et al.* (1985) resolveram as equações limites para fluxo quase paralelo para determinar este desenvolvimento do comprimento. O modelo explica bem os resultados experimentais de Fernandes (1981), mas não prediz com exatidão os valores obtidos por Fréchou (1986) no caso de líquidos de viscosidade alta (fluxo ar-petróleo).

Pinto e Campos (1996) apresentaram um estudo sobre a coalescência de duas bolhas de Taylor através de uma coluna vertical em líquido estagnado, e concluíram que há uma distância mínima entre as bolhas, acima das quais não há interação, e o comprimento pode ser

dividido em duas partes, uma ocupada por uma esteira levando as bolhas e a outra correspondendo à região onde o líquido emerge da esteira e recupera as condições iniciais.

Pinto *et al.* (2001) apresentaram algumas importantes conclusões sobre a interação entre duas bolhas de Taylor através de um fluxo líquido, estando as bolhas e o fluxo líquido na mesma direção. Os resultados experimentais relatados por eles foram obtidos com um regime turbulento na esteira de bolhas. Os autores concluíram que:

a) quando o regime de fluxo no líquido é turbulento, a distância mínima entre as bolhas acima das quais não há interação é $5D$, para distâncias maiores, a coalescência das bolhas é durante a subida delas;

b) quando o regime de fluxo no líquido é laminar, duas situações são observadas: (i) se a proporção entre a velocidade do líquido desenvolvida em volta das bolhas e a velocidade superficial do líquido é maior que 25, a coalescência entre as bolhas é observada; (ii) se aquela proporção é menor que 25 e a distância entre as bolhas é maior que o comprimento da esteira, a distância entre elas cresce durante o aumento na coluna e as bolhas nunca coalescem.

Os valores experimentais médios do comprimento das bolhas foram comparados com as previsões do modelo apresentado por Barnea (1990). A solução aproximada para o fluxo e a forma das bolhas onde a pequena pressão é aplicada nas paredes do líquido fluidizado na região de nariz foi considerada. Esta consideração se dá na solução analítica para a forma da bolha, seu comprimento, velocidade do filme e espessura de um ponto da bolha. Uma aproximação mais acurada deve incluir a consideração da parede exercer pressão na região de nariz da bolha. Contudo, os dois métodos conduzem essencialmente para os mesmos resultados. (Barnea, 1990).

2.3 Modelos para Escoamento Multifásico

2.3.1 Considerações Gerais sobre Modelos para Escoamento Multifásico

Os assuntos que envolvem processos de fluxo multifásico são bem amplos e contemplam uma vasta ramificação de sub-tópicos. Existem várias aproximações para

modelar processos de fluxos multifásicos, porém, três modelos de aproximações merecem destaque:

- a) Aproximação do Volume de Fluido (AVF) com base Euleriana para ambas as fases com reformulação de forças de interface em bases volumétrica.
- b) Aproximação Euleriana-Lagrangeana, com base Euleriana para fases contínuas e base Lagrangeana para todas as fases dispersas.
- c) Aproximação Euleriana-Euleriana, com base Euleriana para todas as fases (sem responder explicitamente pela interface entre fases).

Ao se discutir os diferentes modelos de aproximação, deve-se levar em conta dois resultados para se avaliar:

- a) definição da ‘fase termodinâmica’ (sólido, líquido, gás);
- b) regime de fluxo, resolução requerida;
- c) formulações das equações governantes.

Conceitos básicos destas aproximações são mostrados na Figura 2.20 a seguir.

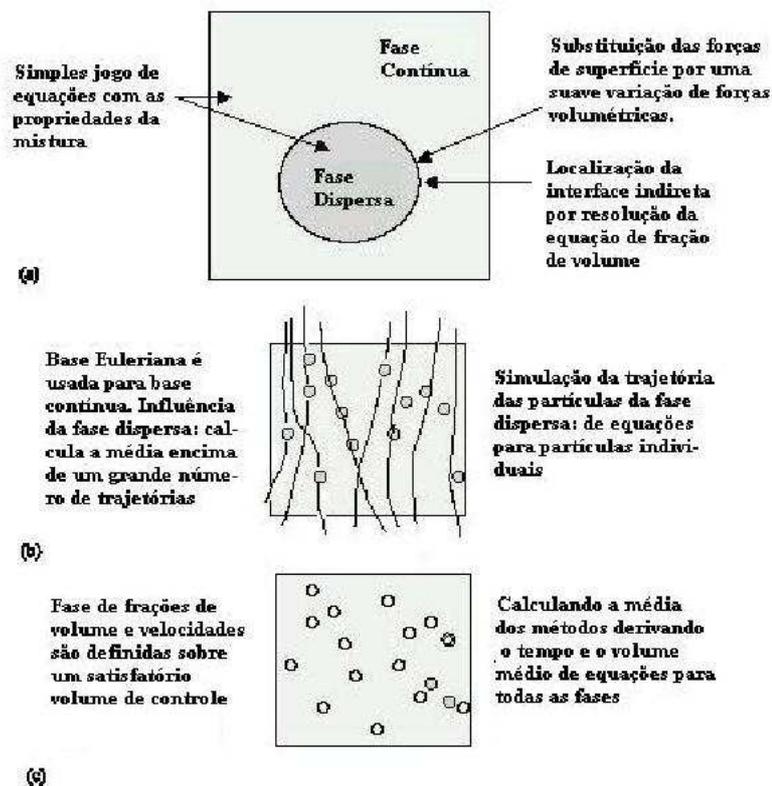


Figura 2.20 – Principais aproximações utilizadas para processos de fluxo multifásico. Fonte: Ranade (2002).

A fase define o estado da matéria como sólido, líquido ou gasoso. Em um fluxo multifásico diversas fases fluem juntas, de forma que os fluidos componentes são imiscíveis e distinguidos por interfaces. Dentro da terminologia do escoamento multifásico, a fase é classificada em *contínua*, quando ocupa regiões do espaço continuamente – meio líquido ou gasoso; e *dispersa*, quando ocupa regiões do espaço descontínuo – partículas sólidas, bolhas de gás ou gotas de líquido. Geralmente, quando se refere ao escoamento de óleo, água e gás, chama-se de fluxo multifásico. Porém, trata-se de um escoamento bifásico, quando uma das fases é gasosa e a outra líquida ou ambas as fases são líquidas e forem imiscíveis.

Os modelos matemáticos de análise de escoamento multifásico são separados em três tipos fundamentais: modelos homogêneos, modelos de fases separadas (dispersos) e modelos de padrão de escoamento.

Os modelos homogêneos são aplicados basicamente no caso de escoamentos dispersos, já que pressupõem que ambas as fases se movimentam com a mesma velocidade e o equacionamento é similar ao caso monofásico com pseudo-propriedades calculadas a partir de médias ponderadas pelas frações volumétricas das diferentes fases.

Os modelos de fases separadas consideram que cada fase possui seu próprio campo de velocidade. Cada fase é vista como um meio contínuo ocupando todo o domínio de cálculo, onde é resolvido um sistema de equações de conservação para cada fase acoplada através de termos representativos das interações entre fases (transferência de massa, quantidade de movimento e energia). Este modelo pode ser aplicado a qualquer regime, desde que sejam utilizadas leis constitutivas para os termos de interface adequada e se adapta melhor aos casos em que as fases se aproximem mais de um meio contínuo.

Finalmente, os modelos de padrão de escoamento podem ser aplicados, *a priori*, a qualquer regime de escoamento, já que modela cada fase separadamente junto com as condições de transferência interfacial ponto a ponto, sem considerar médias volumétricas, como no caso de modelos de fases separadas. Assim, estes modelos conseguiriam prever a geometria do escoamento. Obviamente, em casos em que a interface possua formas muito complexas ou variações temporais muito bruscas, este modelo se torna impossível de ser aplicado.

Como mencionado, um sistema é tido como multifásico quando mais de um fluido estão presentes no escoamento, cada um dominando seu próprio campo de fluxo, como mostra

a Figura 2.21. O aplicativo CFX disponibiliza a utilização do modelo multifásico a partir de dois modelos distintos: o modelo *multi-fluido* e o modelo *homogêneo*.

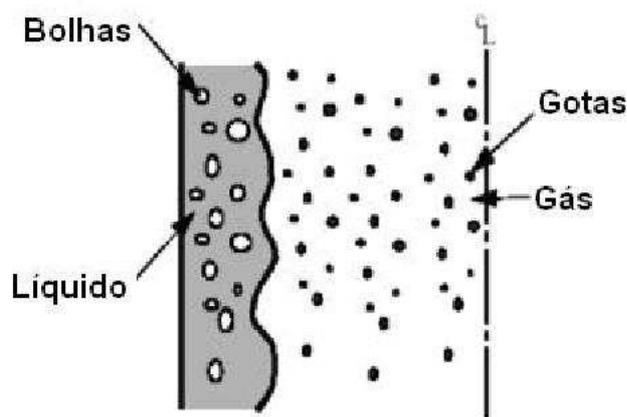


Figura 2.21 - Ilustração de um escoamento multifásico. Fonte: Podowki (1999).

O modelo *homogêneo* é válido em casos onde as velocidades das diferentes fases são próximas em distâncias suficientemente pequenas. Isto acontece quando, em escoamentos dispersos a força de arraste exercida pela fase contínua sobre a dispersa é grande e não existe a força gravitacional, (Paladino, 2005). Segundo Melo (2004), este modelo necessita de quatro equações diferenciais e dá bons resultados quando se tem padrão de fase dispersa em dutos horizontais ou quase horizontais devido ao pequeno deslizamento que ocorre nestas situações. No escoamento vertical e inclinado, o deslizamento torna-se muito importante em detrimento ao modelo homogêneo, que se torna inadequado.

Já o modelo *multi-fluido*, que é bem mais complexo que o modelo homogêneo, pode ser aplicado a qualquer regime, desde que sejam utilizadas leis constitutivas, adequadas para os termos de interfase. Isto, por que este modelo considera cada fase como sendo um meio contínuo ocupando todo o domínio de cálculo, onde a quantidade presente de cada fase, em cada ponto do domínio é dada pela fração volumétrica.

Sendo assim, o modelo *multi-fluido* considera um sistema de equações de conservação para cada fase podendo calcular um campo de solução para cada uma destas fases separadamente, ou seja, as pressões, temperaturas e velocidades de cada uma das fases são diferentes numa mesma seção (Paladino, 2005). Neste modelo, é necessário escrever

equações de conservação da massa, quantidade de movimento e energia para cada uma das fases, de tal forma que são necessárias um total de seis equações diferenciais.

Embora o modelo *de deslizamento* não seja abordado no contexto do CFX, vale citá-lo neste trabalho por considerar apenas as velocidades das fases diferentes em uma seção do duto e considera as hipóteses de equilíbrio térmico e mecânico, ou seja, pressões e temperaturas das fases iguais numa mesma seção. O modelo *de deslizamento* unidimensional, assim como o modelo *homogêneo*, só necessita de quatro equações diferenciais: duas equações da continuidade (uma da mistura e outra de uma das fases, ou então uma para cada uma das fases), uma Equação da quantidade de movimento e uma da energia para a mistura. Mas, precisa ainda de uma Equação de fechamento, que é normalmente uma correlação empírica para descrever o deslizamento entre as fases (Melo, 2004).

2.3.2 Modelo Multi-Fluido

Os modelos de fluxos multifásicos são convencionalmente representados usando uma aproximação multi-fluido, onde, cada fase é representada como um fluido separado, cada qual com seu próprio campo de velocidade e campo de pressão comum (Gobby *et al.*, 2002). No modelo multi-fluido as quantidades transportadas (momento linear, calor e massa) interagem via transferência interfase, ou seja, duas fases podem ter campos de velocidade e temperatura separados, mas existirá uma tendência para que estas se igualem devido ao arraste de interfase e aos termos de transferência de calor.

Segundo Gobby *et al.* (2002), o modelo de multi-fluido pode estender-se através da inclusão da predição da distribuição do tamanho das bolhas, a partir da utilização do modelo do balanço populacional, tal como o modelo MUSIG (Multiple-Size-Group) implementado no software CFX. De acordo com este autor, esta aproximação tem conduzido a um número de sucessos na indústria como um todo, embora os fatores limitantes para estes modelos sejam a exigência computacional e a convergência, especialmente para malhas finas, usando soluções segregadas.

Para solucionar o modelo multi-fluido, se faz necessário a utilização das equações constitutivas para as forças de interfase. Na literatura, as forças de interfase são geralmente divididas em: forças de arraste e forças de não-arraste (Cavalcanti, 2003).

Segundo Paladino (2005), esta distinção é feita a partir do fato de que quando um corpo é submerso numa corrente fluida, as forças de não-arraste (massa virtual, sustentação, lubrificação da parede, dispersão turbulenta) aparecem mesmo quando a fase contínua é considerada invíscida. As três primeiras aparecem quando um corpo sólido é submerso numa corrente fluida viscosa, independentemente do regime de escoamento ser laminar ou turbulento, enquanto a força de dispersão turbulenta indica a dispersão da fase gasosa (bolhas) devido à turbulência da fase contínua.

2.3.3 Modelos Dispersos de Fluxos Multifásicos

Fluxos multifásicos dispersos ocorrem em vários setores industriais, merecendo destaque para os reatores, combustores, tubulações e outros (Ranade, 2002). O modelo disperso é geralmente confrontado com complexos processos de fluidos, nos quais alguns problemas fundamentais ainda não foram solucionados. Situações simples deste modelo englobam problemas de unidirecionamento, como a trajetória da partícula ou a distribuição no campo de fluxo de única fase conhecida.

O nível de interação se torna complexo para um campo de fluxo turbulento. Quando o tamanho das partículas da fase dispersa é muito pequeno ou a massa carregada pelas partículas é pequena, a influência das partículas da fase dispersa no campo de escoamento da fase contínua pode ser negligenciada. Isto é chamado de junção de um modo.

Quando a fração de volume da fase dispersa é aumentada, a presença desta fase poderá afetar significativamente a continuidade da fase do campo de fluxo. Isto é chamado de junção de dois modos.

Se a densidade do número de partículas é suficientemente grande para permitir interações diretas de partícula-partícula, o modelo é denominado de junção de quatro modos (fase contínua-partículas, fase dispersa-partículas e fase dispersa-fase contínua) (Ranade, 2002). É essencial a extensão da junção entre a fase dispersa e contínua para selecionar um apropriado modelo de aproximação, especialmente para fluxos turbulentos. Esta junção pode ser analisada em relação a exames de comprimento e escalas de tempo.

2.3.4 Aproximação do Volume de Fluido (AVF)

A aproximação do volume de fluido é conceitualmente a mais simples. Destaca-se pelo fato de que o movimento de todas as fases pode ser modelado pela formulação local e conservação instantânea de equações para massa, momentum e energia. Estas equações podem ser resolvidas com apropriadas condições limites na interface, desde que a interface entre diferentes fases não permaneça estacionária, pois impõe condições limites na interface tornando um problema muito complicado do movimento padrão. Para se evitar este acontecimento, ao invés de localizar a deformidade e o movimento da interface, a AVF localiza o movimento na interface referida indiretamente.

A AVF é mais utilizada caso a forma e o processo do fluido ocorra perto da interface. Esta aproximação é, entretanto, limitada naturalmente, para modelos de movimento de apenas umas poucas partículas de fase dispersa, como também para simulações de fluxo para fase dispersa em grandes equipamentos, pois requerem imensos recursos computacionais para se resolver processos de fluidos ao redor de cada partícula de fase dispersa (Ranade, 2002).

Nesta aproximação, os fluidos participantes compartilham um único jogo de equações de conservação. Ranade (2002) descreve as equações governantes como sendo:

$$\frac{\partial \alpha_k}{\partial t} + (\mathbf{U}_k \cdot \nabla) \alpha_k = S \alpha_k \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{U}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \mathbf{U}) = -\nabla \cdot \boldsymbol{\pi} + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F} \quad (2.26)$$

É correto aplicar tais equações de conservação a fluxos monofásicos. Também, no caso de fluxos multifásicos é, em princípio, possível usar estas equações com condições limite apropriadas à interface entre diferentes fases. Em tais casos, porém, densidade, viscosidade e todas as outras propriedades pertinentes terão que mudar abruptamente no local da interface. Estes métodos que descrevem e localizam o comportamento transiente da própria interface, são chamados de métodos de localização dianteira. É extremamente difícil a solução numérica destas equações devido a um enorme tempo computacional.

A aproximação de volume de fluido simula o movimento de todas as fases ao invés de localizar o movimento da própria interface. O movimento da interface é deduzido indiretamente pelo movimento de fases diferentes separada por uma interface. Movimentos de fases diferentes são localizados resolvendo uma Equação de advecção de uma função de marcador ou de uma fração de volume de fase. Assim, quando um volume de controle não é ocupado completamente através de uma fase, propriedades de mistura são usadas enquanto resolvem-se as equações (2.24) e (2.25). Isto evita mudanças abruptas nas propriedades de uma interface muito fina. De acordo com Ranade (2002) as propriedades que aparecem nas Equações (2.25) e (2.26) é relacionado à fração de volume da k-ésima fase como segue:

$$\rho = \sum \alpha_k \rho_k \quad (2.27)$$

$$C_p = \frac{\sum \alpha_k \rho_k C_{pk}}{\sum \alpha_k \rho_k} \quad (2.28)$$

A média de qualquer outra variável Φ pode ser escrita da seguinte forma:

$$\Phi = \frac{\sum \alpha_k \rho_k \phi_k}{\sum \alpha_k \rho_k} \quad (2.29)$$

A fração de volume de cada fluido, S_k , é calculada pela localização da interface entre fases diferentes ao longo do domínio de solução. O traçado das interfaces entre as N fases diferentes presentes no sistema esta definido pela resolução das equações de continuidade para N-1 fases. Para a k-ésima fase, esta Equação tem a forma seguinte:

$$\frac{\partial \alpha_k}{\partial t} + (\mathbf{U}_k \cdot \nabla) \alpha_k = S \alpha_k \quad (2.30)$$

A AVF permite modelar vários fenômenos interfaciais, como por exemplo, adesão de parede e superfície ou tensão (interfacial). Assim, a aproximação de volume de fluido deveria ser usada em processos em pequena escala que ocorre perto de uma interface que separa a partícula fluida de fase contínua. O conhecimento destes processos de fluxo em pequena escala e a deformação de bolhas de gás é crucial para estimação precisa da massa local e taxas de transferência de calor perto da partícula da fase dispersa. A desvantagem principal de AVF

é que computacionalmente é muito exigida, e então, é difícil aplicá-lo a fluxos multifásico dispersos que contêm um número grande de partículas de fase dispersas. Porém, pode servir como uma ferramenta de aprendizagem útil para detalhes compreensivos de fluxos multifásico dispersos (Ranade, 2002).

2.3.5 Aproximação Euleriana–Lagrangeana

Na aproximação Euleriana-Lagrangeana (Figura 2.22), não é modelado os movimentos explícitos na interface, ou seja, o movimento em pequena escala do fluido em torno de partículas individuais em fase dispersa não é considerado. Neste modelo, o movimento da fase contínua é modelado usando uma base Euleriana e o movimento das partículas na fase dispersa (trajetória) são simulados explicitamente na base Lagrangeana.

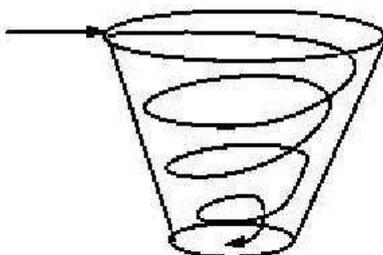


Figura 2.22 - Acompanhamento de partículas. Modelagem multifásica Euleriana-Lagrangeana. Fonte: Relatório FINEP. Agos/Nov. (2006)

Usando esta aproximação, trajetórias das partículas de fase dispersa são simuladas resolvendo uma Equação de movimento para cada partícula de fase dispersa. O movimento da fase contínua é modelado usando-se uma base Euleriana convencional. Dependendo do grau de junção (de um modo, dois-modos ou quatro-modos), soluções de ambas as fases interagem entre si. Pela junção de dois-modos ou quatro-modos, um procedimento de solução de iteração precisa ser adotado. Pela junção de quatro-modos, modelos adicionais para simular interações partícula-partícula precisam ser incorporados enquanto simulam-se as trajetórias de partículas de fase dispersas. Em junção simples, de um modo, um campo de fluxo a fase contínua pode ser obtido independente do movimento da fase dispersa.

Maxey e Riley (1983) desenvolveram equações de movimento para uma partícula rígida pequena em um fluxo não-uniforme. Para uma aplicação geral, a Equação de Maxey e Riley foi modificada na forma de um equilíbrio de força geral em cima de uma única partícula de fase dispersa (Auton, 1983), gerando:

$$m_p \frac{d\mathbf{U}_p}{dt} = \mathbf{F}_P + \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_{VM} + \mathbf{F}_L + \mathbf{F}_H + \mathbf{F}_G \quad (2.31)$$

onde aqui, m_p e \mathbf{U}_p representam a massa e o vetor velocidade da partícula, respectivamente.

O lado direito da Equação representa a força total que age na partícula de fase dispersa. A soma de forças devido ao gradiente de pressão de fase contínuo, \mathbf{F}_P , e em relação à gravidade, \mathbf{F}_G , pode ser escrito da seguinte forma:

$$\mathbf{F}_P + \mathbf{F}_G = V_p \nabla \cdot \mathbf{P} - \rho_p V_p \mathbf{g} \quad (2.31)$$

onde p é pressão na fase contínua e V_p é volume da partícula. Para a força de arraste, \mathbf{F}_D , pode-se escrever:

$$\mathbf{F}_D = -\frac{\pi}{8} C_D \rho_c D_p^2 |\mathbf{U}_p - \mathbf{U}_c| (\mathbf{U}_p - \mathbf{U}_c) \quad (2.32)$$

onde o subscrito C denota a fase contínua e P denota a fase dispersa. O coeficiente de arraste, C_D , depende do regime de fluxo (Número de Reynolds da partícula) e as propriedades da fase contínua. Foram propostas várias correlações empíricas para a estimação do coeficiente de arraste. Para uma única esfera rígida, o coeficiente de arraste normalmente é aproximado pela correlação proposta por Schiller e Naumann (1935), como segue:

$$C_D = \begin{cases} 24 / \text{Re}(1 + 0,15^{0,687}); \text{Re}_p < 1000 \\ 0,44; \text{Re}_p > 1000 \end{cases} \quad (2.33)$$

Considerando Re_p como o número de Reynolds da partícula, dado por:

$$\text{Re}_p = \frac{\rho_c d_p |\mathbf{U}_p - \mathbf{U}_c|}{\mu_c} \quad (2.34)$$

onde $|\mathbf{U}_p - \mathbf{U}_c|$ representa a velocidade de deslizamento resultante entre a partícula e a fase contínua. Algumas outras correlações para o cálculo de coeficiente de arraste são encontradas na literatura.

Ilegbusi *et al.* (1988) propuseram uma Equação para calcular C_D que é válido para bolhas elipsoidais na faixa de $500 < \text{Re} < 5000$, como segue:

$$C_D = \frac{0,622}{1.0/E_o + 0,235} \quad (2.35)$$

onde o número de Eotvos (E_o) é dado por:

$$E_o = \frac{g |\rho_p - \rho_c| d_p^2}{\sigma} \quad (2.36)$$

A maioria das correlações apresentadas para C_D foram desenvolvidas para o movimento de uma única partícula. Quando a fração de volume de fase dispersa for alta, a presença de outras partículas desta fase afetará o valor efetivo do coeficiente de arraste. Ao lado da força de arraste, existem três outras forças importantes que agem sobre uma partícula de fase dispersa, denominada força de elevação *lift*, força de massa virtual e a histórica força de Basset. Quando a partícula de fase dispersa estiver subindo pelo campo de fluxo não-uniforme da fase contínua, sofrerá uma força de elevação devido ao vórtice ou cisalhamento no campo de fluxo de fase contínua.

Auton (1983) mostrou que a força de elevação é proporcional ao produto do vetor da velocidade de deslizamento pelo curvilíneo da velocidade do líquido. Isto sugere que a força de elevação atua em uma direção perpendicular a ambos os vetores, a direção da velocidade de deslizamento e a direção do curvilíneo do campo de velocidade da fase contínua (Figura 2.23).

Para fluxos localmente homogêneos, a força de elevação é determinada por:

$$\mathbf{F}_L = -C_L \rho_C V_p (\mathbf{U}_p - \mathbf{U}_c) \times (\nabla \times \mathbf{U}_c) \quad (2.37)$$

onde C_L é um coeficiente de elevação empírico.

Quando uma partícula de fase dispersa acelera em relação à fase contínua, uma parte da fase contínua em torno também acelera. Esta aceleração extra da fase contínua é o efeito de adição de inércia ou ‘adição de massa’ abaixo. Este efeito da ‘massa adicionada’ é modelado introduzindo um termo de massa virtual, \mathbf{F}_{VM} , como segue:

$$\mathbf{F}_{VM} = - \left(\frac{D\mathbf{I}}{Dt} + I \nabla \mathbf{U}_c \right) \quad (2.38)$$

onde:

$$\mathbf{I} = C_{VM} \rho_C V_p (\mathbf{U}_p - \mathbf{U}_c) \quad (2.39)$$

A derivada material, D/Dt , na Equação 2.38 deveria pertencer às derivadas para a partícula de fase dispersa. O coeficiente de massa virtual, C_{VM} , pode ser uma função da fração de volume de bolhas vizinhas. Para uma única partícula dispersa, está na faixa de 0,25 a 0,5. Para fluxos gás-líquidos, van Wijngaarden (1976) propõe a seguinte expressão indicada para calcular C_{VM} :

$$C_{VM} = C_{VMP} (1 + 2,78 \alpha_p) \quad (2.40)$$

onde C_{VMP} indica o valor de C_{VM} para uma única partícula de fase dispersa.

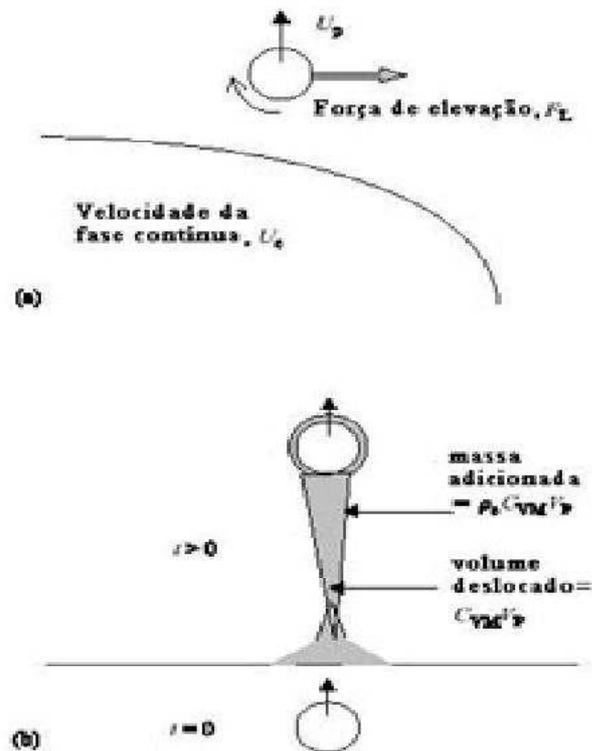


Figura 2.23 – Elevações: (a) de força de massa virtual e (b) na fase de partículas dispersas.
Fonte: Ranade (2002)

Pode haver um pouco de forças adicionais, como força de Basset (devido o desenvolvimento de uma camada limite ao redor das partículas da fase dispersa), graças ao elevado gradiente térmico e a força Browniana. A força de Basset só é pertinente para fluxos instáveis e, na maioria dos casos, sua magnitude é muito menor que a força de arraste de interfase.

Ao simular as trajetórias de partículas de fase dispersa, limites apropriados e outras condições precisam ser especificados. Em relação às paredes impermeáveis, é necessário representar colisões entre as partículas e a parede. Partículas podem colidir com a parede por colisões elástica ou não-elástica. Coeficientes de restituição satisfatórios que representam a fração de impulsos retidos por uma partícula depois de uma colisão são necessários a todos os limites de parede. Em alguns casos, partículas podem aderir à parede ou podem permanecer muito perto da parede depois que colidam com a mesma.

Se a fração de volume das partículas de fase dispersa for alta, partículas podem interagir diretamente entre si através da coalescência destas colisões. O tempo característico de colisões entre partículas da fase dispersa pode ser relacionado à fração de volume,

diâmetro de partícula e energia cinética de partícula que usa a base da teoria cinética. Se o tempo característico de colisões for menor que a resposta da partícula ou tempo de relaxamento, as partículas não terão tempo adequado para recuperar o próprio comportamento delas entre colisões. Para tais casos, a junção de quatro-modos poderá ser considerada. O problema da junção de quatro-modos, é que, em sua generalidade completa, ainda não é solucionada, sendo objeto de muito esforço de pesquisas atuais.

Contudo, são usadas várias aproximações para tentar resolver este tipo de problema. Pode-se usar uma base Euleriana na qual são descritas colisões entre partículas usando uma aproximação de teoria cinética. Alternativamente, podem ser incluídas interações do tipo partícula-partícula em uma aproximação Lagrangeana considerando colisões de partícula quando se simula um número grande de partículas.

Foram feitas várias tentativas de simular um número grande de partículas de fase dispersa simultaneamente (Hoomans, 2000). Estes estudos podem ser divididos amplamente em três aproximações:

- a) aproximação de esfera rígida;
- b) aproximação de esfera macia;
- c) técnicas de Monte Carlo.

Em uma aproximação de esfera rígida, partículas são assumidas interagindo através de colisões binárias instantâneas. Isto significa que o tempo de interação das partículas é muito menor que o tempo de queda livre e então, simulações de partícula rígida são eventos de colisão dirigida. Há três parâmetros importantes no modelo de esfera rígida, o coeficiente de restituição, coeficiente de fricção dinâmica e o coeficiente de restituição de tangencial. Discussões detalhadas destes três parâmetros de modelo podem ser encontradas em Hoomans (2000).

Em uma aproximação de esfera macia são permitidas partículas sobrepostas ligeiramente. As forças de contato são então calculadas pela deformação do contato, usando uma fonte linear / modelo de Dashpot. Xu e Yu (1997) e Mikami (1998) entre outros usaram esta aproximação para modelar fluxos do tipo gás-sólido.

Em simulações de Monte Carlo (Frenkel e Smith, 1996), uma configuração de partícula livre é gerada a cada passo de tempo. A nova configuração é baseada na mudança da energia do sistema. Seibert e Burns (1998) usaram este método para simular fenômenos de

segregação em fluxos do tipo líquido-sólido. Apesar dos recentes avanços via técnicas numéricas eficientes (processar eventos de colisão de um número grande de partículas), aplicação destas aproximações ainda é restrita mais ou menos a domínios de solução em duas dimensões. Estes modelos podem dar informações úteis sobre interações entre partículas.

Porém, ainda é difícil de aplicar estes modelos para simular, por exemplo, reatores multifásicos industriais grandes. Quando o campo de fluxo de fase contínua for turbulento, sua influência na trajetória de partículas precisa ser representada no modelo. A situação fica bastante complexa no caso de junção de dois-modos entre as fases contínua e dispersas, quando a presença de turbulência da fase dispersa afeta a fase contínua. A base Euleriana pode ser mais satisfatória para modelar tais casos. Até mesmo quando partículas de fase dispersa não tem nenhuma influência no campo de fluxo de fase contínua, as trajetórias das partículas serão afetadas pela presença de turbulência na fase contínua. Para tais casos, é necessário calcular as trajetórias de um número suficientemente grande de partículas que usam a velocidade local instantânea para representar os efeitos de turbulência na dispersão das partículas.

2.3.6 Aproximação Euleriana-Euleriana

A aproximação Euleriana-Euleriana (Figura 2.24) é utilizada frequentemente para fluxos de fases dispersas densas. Esta aproximação é a mais difícil de ser compreendida conceitualmente, requerendo extensivos modelos de reforços. Se a modelagem for bem feita, esta aproximação pode ser aplicada para processos de fluxos multifásicos contendo várias frações de volume na fase dispersa.

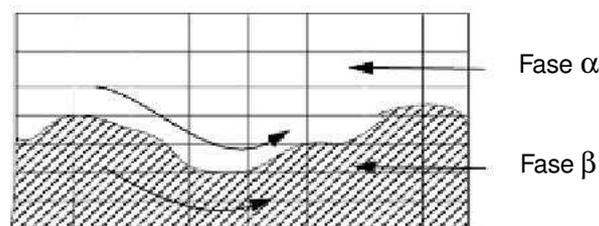


Figura 2.24 - Euleriano multifásico – modelo homogêneo.

Com esta aproximação, a fase dispersa é tratada como contínua. Todas as fases ‘compartilham’ o domínio e podem interpenetrar quando se movem dentro dele. Esta aproximação é a mais satisfatória para modelar sistemas multifásico dispersos com uma significativa fração de volume da fase dispersa (>10%). É possível representar junção entre fases diferentes desenvolvendo modelos de transporte de interfase satisfatória. Porém, é difícil de controlar fenômenos complexos ao nível de partícula (como mudança em tamanho devido a reações, evaporação, etc.) com a aproximação Euleriana-Euleriana.

O conceito de fração de volume é introduzido aqui, heurísticamente, sem recorrer a um tratamento rigoroso. Com esta aproximação, é assumido que é significativa conceber uma fração de volume de fase k , α_k em qualquer volume pequeno do espaço em qualquer momento particular. Se houver um total de n fases, isto dá:

$$\sum_{k=1}^n \alpha_k = 1,0 \quad (2.41)$$

Isto significa que existem números suficientemente grandes de partículas da fase dispersa em um volume caracterizado pelo comprimento macroscópico do sistema.

A Equação de continuidade para cada fase pode ser escrita então como segue:

$$\frac{\partial(\alpha_k \rho_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{U}_k) = \sum_{p=1, p \neq k}^n S_{pk} \quad (2.42)$$

onde a subscrição k denota a fase k . S_{pk} é a taxa de transferência de massa da p -ésima fase para a k -ésima fase. Esta taxa é baseada em um volume de unidade de dispersão e não o da fase k . Se estiver baseado no volume da fase k , será necessário multiplicar isto pela fração de volume da fase k , α_k . Adição de transferência de massa líquida em cima de todas as fases será zero porque lá não pode ter nenhuma criação líquida ou destruição de massa.

O balanço de momentum para fase k pode ser escrito por:

$$\frac{\partial(\alpha_k \rho_k \mathbf{U}_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{U}_k \mathbf{U}_k) = -\alpha_k \nabla P - \nabla (\alpha_k \tau_k) + \alpha_k \rho_k \mathbf{g} + \mathbf{F}_K + \mathbf{F}_g \quad (2.43)$$

aqui, $\overset{\mathbf{u}}{F}_k$ denota a troca dos termos da interfase de momentum entre a fase k e todas as outras fases presentes no sistema. Fontes de impulso adicionais e condições pertinentes a fluxos multifásicos granulares são agrupados juntos em $\overset{\mathbf{u}}{F}_g$. Deve ser notado que a pressão p , é considerada como sendo compartilhada por todas as fases e, então, aparece nas equações governantes de todas as fases.

Na Equação (2.43), o primeiro termo é a taxa de aumento do impulso por unidade de volume; o segundo termo representa uma mudança de momentum causada pela convecção; o quinto e sexto termos representam a força gravitacional por unidade de volume e qualquer outra força externa respectivamente. O terceiro e quarto termos representam contribuições moleculares que incluem a pressão e forças viscosas por unidade de volume respectivamente, onde p é pressão e τ é o tensor de tensão viscoso. Para usar equações de conservação de momentum gerais para calcular o campo de velocidade, é necessário expressar condições de tensão viscosas em termos do campo de velocidade.

CAPÍTULO 3

MODELAGEM MATEMÁTICA

O objetivo principal deste capítulo é apresentar a descrição do problema e a modelagem matemática capaz de representar o comportamento da bolha de Taylor durante o escoamento em dutos circulares com bifurações T e Y.

3.1 Descrição do Problema em Estudo

O foco principal do presente trabalho é estudar o escoamento bifásico gás-óleo tipo bolha de Taylor em dutos e conexões. Foi considerado um tubo virtual em escala capilar, em virtude da disponibilidade de trabalhos, tanto experimental como numérico na literatura, como por exemplo: Qian e Lawal (2006), que utilizaram dutos cujos diâmetros variavam de 0,25 a 3 mm, e Tomiyama et al. (2003) que fizeram experimentos em dutos com um diâmetro equivalente a 12 mm.

3.2 O Modelo Matemático

O escoamento em golfadas gás-líquido foi resolvido numericamente adotando o modelo Euleriano-Euleriano, levando em consideração as seguintes hipóteses:

- a) As tensões viscosas ou turbulentas internas da fase dispersa foram desconsideradas (termos viscosos na Equação da quantidade de movimento da fase dispersa);
- b) A pressão em cada ponto será igual para todas as fases;
- c) Não existe transferência de calor ou massa através da interface;

O escoamento bifásico (gás-óleo) foi considerado ser isotérmico (no qual elimina a necessidade da Equação de energia), sem ocorrência de reação química e as fases foram tratadas como fluido incompressível e com propriedades físicas constantes. Este escoamento foi avaliado sobre um domínio bidimensional em coordenadas cilíndricas levando em consideração o efeito da gravidade. As equações que compõe o modelo são:

- Equação de Conservação de massa.

$$\frac{\partial}{\partial t}(f_c \rho_c) + \nabla \cdot (f_c \rho_c \mathbf{U}_c) = 0 \quad (3.1)$$

- Equação de conservação de momento linear

$$\frac{\partial}{\partial t}(f_c \rho_c \mathbf{U}_c) + \nabla \cdot [f_c (\rho_c \mathbf{U}_c \otimes \mathbf{U}_c)] = -f_c \nabla P + \nabla \cdot \left\{ f_c \mu_c \left[\nabla \mathbf{U}_c + (\nabla \mathbf{U}_c)^T \right] \right\} + \quad (3.2)$$

$$+ f_c (\rho_c - \rho_{ref}) + C_{cp} (\mathbf{U}_p - \mathbf{U}_c) + \rho \mathbf{g}$$

onde C_{cp} corresponde ao termo de arraste interfacial dado por:

$$C_{cp} = \frac{C_D}{8} A_{cp} \rho_c |\mathbf{U}_p - \mathbf{U}_c| \quad (3.3)$$

$$A_{cp} = \frac{6f_c}{d_p} \quad (3.4)$$

onde A_{cp} é a densidade de área interfacial. Os índices c e p representam a fase contínua e a dispersa, f , ρ , μ e \mathbf{U} são, respectivamente, fração volumétrica, massa específica, viscosidade dinâmica e vetor velocidade, P é a pressão.

As condições iniciais e de contorno usadas para resolver as equações de conservação de massa e momento linear são descritas a seguir:

a) Condição inicial:

No tempo t igual a zero, as componentes de velocidade para as duas fases foram consideradas nulas, e a pressão igual a 101325 Pa.

b) Condição de contorno:

b1) Na seção de entrada:

$$0 < r \leq (R - r) \left\{ \begin{array}{l} U_z^{Gás} = U_{Max} \left(1 - \frac{r}{R} \right)^{1/10} \\ U_{Max} = 0,1 \text{ m/s} \\ U_z^{Líquido} = 0 \text{ m/s} \\ U_r^{Gás} = U_r^{Líquido} = 0,0 \text{ m/s} \\ f_{Gás} = 1,0 \text{ e } f_{Líquido} = 0,0 \end{array} \right. ; \text{ para } t < t_{inj} \quad (3.5)$$

$$(R - r) < r \leq R \left\{ \begin{array}{l} U_z^{Gás} = 0 \text{ m/s} \\ U_z^{Líquido} = U_0 \\ U_r^{Gás} = U_r^{Líquido} = 0 \text{ m/s} \\ f_{Gás} = 0,0 \text{ e } f_{Líquido} = 1,0 \end{array} \right. ; \text{ para } t < t_{inj} \quad (3.6)$$

$$0 < r \leq R \left\{ \begin{array}{l} U_z^{Gás} = 0,0 \text{ m/s} \\ U_z^{Líquido} = 0,0 \text{ m/s} \\ U_r^{Gás} = U_r^{Líquido} = 0,0 \text{ m/s} \\ f_{Gás} = 0,0 \text{ e } f_{Líquido} = 1,0 \end{array} \right. ; \text{ para } t > t_{inj} \quad (3.7)$$

onde r é a distância entre o raio de injeção de gás e a parede do duto, $U_z^{Gás}$, $U_r^{Gás}$, $U_z^{Líquido}$ e $U_r^{Líquido}$ são respectivamente as componentes de velocidade axial e radial para o gás e o líquido e $f_{Gás}$ e $f_{Líquido}$ a frações volumétricas do gás e do líquido. Foram testados as velocidades e viscosidades do óleo (U_0) e inclinação do ramo secundário da junção, os quais serão abordados no Capítulo 4.

b2) Nas saídas dos ramais principal e secundário:

$$P_e = 101325 \text{ Pa}, \quad \forall t \quad (3.8)$$

b3) Nos planos de simetria:

$$\frac{\partial U}{\partial \theta} = 0 \quad \forall r \quad (3.9)$$

b4) Nas paredes do duto:

$$r = R \quad \left\{ \begin{array}{l} U_z^{Gás} = U_z^{Líquido} = 0,0 \text{ m/s} \\ U_r^{Gás} = U_r^{Líquido} = 0,0 \text{ m/s} \end{array} \right. \quad \forall (r,t) \quad (3.10)$$

No modelo, utilizou-se a equação de restrição na qual a soma das frações de vazão é unitária. Esta equação é dada por:

$$\sum_{p=1}^{N_p} f_c = 1 \quad (3.11)$$

Para todas as fases utiliza-se o mesmo campo de pressão. Neste caso tem-se que:

$$P_\alpha = P_1 = P \quad \text{para } 2 \leq \alpha \leq N_p \quad (3.12)$$

As propriedades físicas do líquido e do gás usadas nas simulações estão apresentadas na Tabela 3.1.

Tabela 3.1 Propriedades físico-química dos fluidos.

Propriedades Físicas	Fase Contínua	Fase Dispersa
	(petróleo)	(ar)
Densidade (kg/m^3)	920	1,185
Viscosidade dinâmica (Pa.s)	0,5; 1,5; 2,5; 5,0	0,00001831
Tensão superficial (N.m)	0,07	

Na Tabela 3.2 encontram-se outros detalhes acerca do modelo matemático e tratamento numérico das equações governantes.

Tabela 3.2 Condições gerais do Problema.

Tipo de escoamento	Bifásico e transiente
Regime de Fluxo	Laminar
Método Numérico	Volumes Finitos
Condições do modelo	ambientes (a 25° C e 1 atm)
Modelo	Não Homogêneo
Modelo de Transferência Interfase	Modelo de Partícula
Esquema de interpolação para a pressão	Trilinear
Esquema de interpolação para a	Trilinear
Influência de parede para o óleo	No Slip
Influência de parede para o ar	Free Slip
Esquema de Advecção	High Resolution
Modelo de Coeficiente de Arraste	Grace
Critério de convergência	Resíduo médio quadrático (RMS) - 10^{-4}
Esquema transiente	Second Order Backward Euler

Para partículas fluidas e escassamente distribuídas, é utilizado o modelo de arraste de Grace (Manual CFX 10.0, 2005). Este modelo usa dados de ar-água que foram desenvolvidos e produz resultados melhores para sistemas de ar-água pura. O modelo de arraste de Grace é formulado para fluxo com mais de uma bolha. O software ANSYS CFX[®] leva em conta automaticamente a partícula esférica. Pode-se fixar um fator de correção da fração de volume para este modelo quando se tem o escoamento com bolhas de alta fração de volume (Paladino, 2005).

O modelo de Grace é baseado no conceito de velocidade terminal, que é a velocidade que adota uma bolha quando a força de arraste iguala o empuxo. Neste caso, o coeficiente de arraste é dado por:

$$C_D = \frac{4 g d_p \Delta \rho}{3 U_T^2 \rho_{cont}} \quad (3.12)$$

Onde d_p é o diâmetro da partícula e U_T a velocidade terminal é dada por:

$$U_T = \frac{\mu_c}{\rho_c d_p} M^{-0,149} (J - 0,857) \quad (3.13)$$

sendo,

$$M = \frac{\mu_c g \Delta \rho}{\rho^2 \sigma^3} (J - 0,857) \quad (3.14)$$

$$J = \begin{cases} 0,94H^{0,751} \text{ se } 2 < H < 59,3 \\ 3,42H^{0,441} \text{ se } 59,3 > H \end{cases}$$

$$H = \frac{4}{3} Eo M^{-0,149} \left(\frac{\mu_c}{\mu_{ref}} \right); \mu_{ref} = 0,0009 \text{ Pa.s} \quad (3.15)$$

onde Eo é o número de Eotvos e μ_c é a viscosidade da fase contínua.

CAPÍTULO 4

RESULTADOS E DISCUSSÕES

4.1 A malha numérica

As malhas não-estruturadas para as junções T e Y foram confeccionadas no espaço bidimensional (detalhes da geração da geometria encontram-se no Apêndice). Após a construção das geometrias foram feitas diferentes refinamentos visando a não-dependência dos resultados numéricos com a mesma, resultando em uma malha em formato Y constituída por 257489 volumes de controle (sendo todos eles tetraédricos) conforme ilustrado na Figura 4.1 e em uma malha em formato T constituída por 238560 volumes de controle (sendo todos eles tetraédricos) conforme Figura 4.2. Nestas figuras está disponível uma visão geral das malhas, bem como detalhes ampliados da entrada, saída e da região onde se encontra a bifurcação T e Y. A opção pela malha bidimensional está baseada nos resultados obtidos por Qian *et al.* (2006), onde eles mostraram que a terceira direção afetava praticamente o comprimento da bolha de Taylor e as características do escoamento, especialmente quando se trata de uma tubulação com um diâmetro com dimensões próximas à utilizada no presente trabalho (3mm). Neste caso foram utilizadas coordenadas cilíndricas com simetria angular. Foram avaliadas: a influência do ângulo da bifurcação secundária da tubulação, da velocidade, e da viscosidade do óleo sobre o comportamento da bolha de Taylor no duto,

empregando o pacote comercial Ansys CFX 10.0, utilizando um computador Intel (R) core (TM) 2 Quad CPU Q6600 2.40GHz 3,23 Gb de RAM. Todo o trabalho foi desenvolvido no Laboratório Computacional de Térmica e Fluidos/UAEM e no Laboratório de Pesquisa em Fluidodinâmica e Imagem/UAEQ da Universidade Federal de Campina Grande.

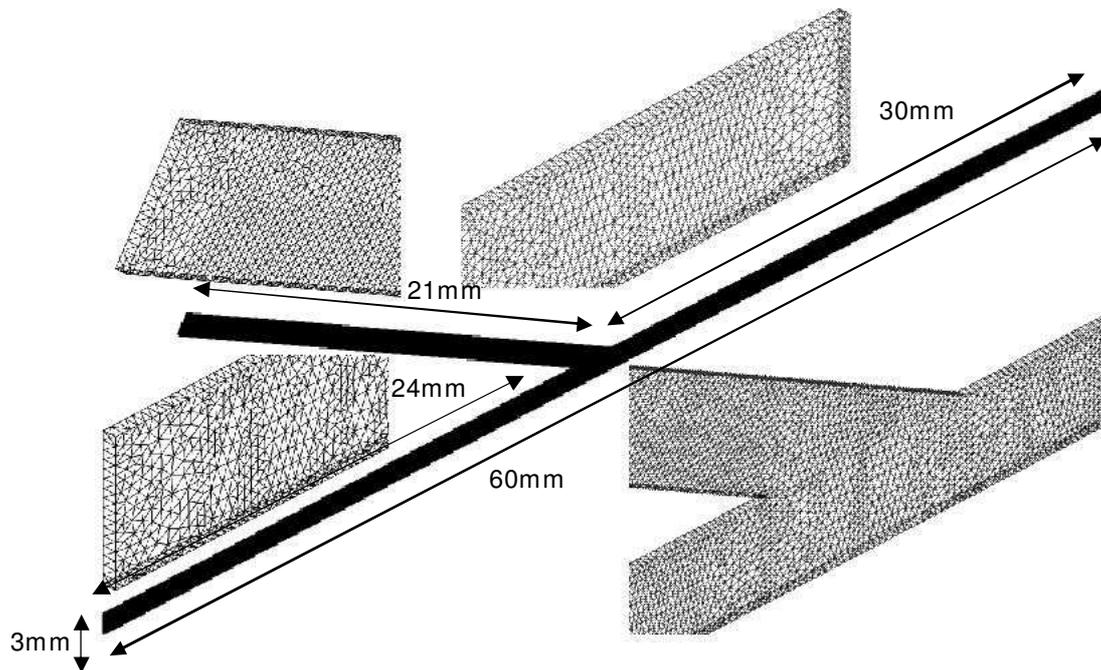


Figura 4.1 Ilustração da malha e as fronteiras da tubulação Y (ângulo de 30°), para o escoamento da bolha de Taylor.

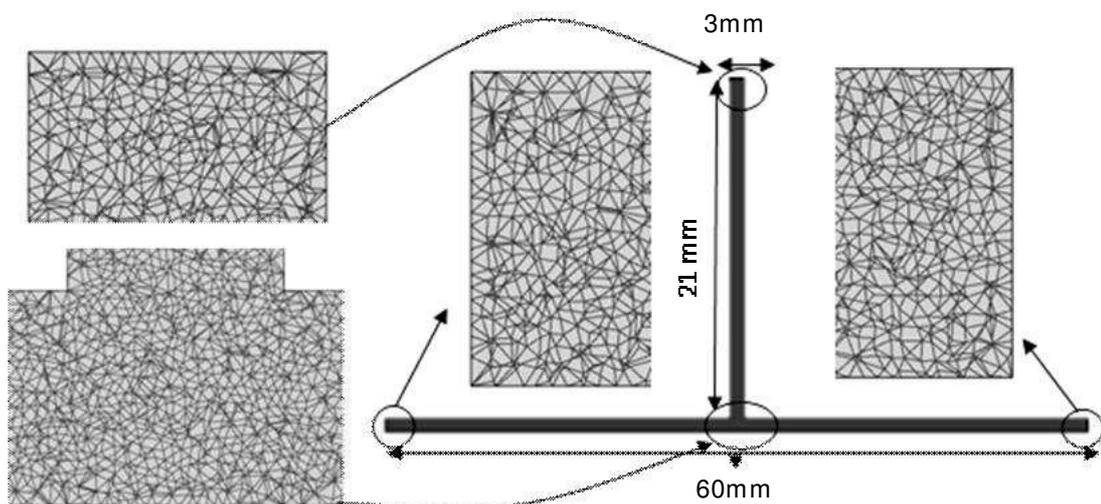


Figura 4.2- Ilustração da malha e as fronteiras da tubulação T (ângulo de 90°), para o escoamento da bolha de Taylor.

4.2 Influência dos Parâmetros Físicos e Geométricos sobre a Hidrodinâmica do Escoamento

4.2.1 Influência da Viscosidade do Óleo sobre a Bolha de Taylor

A viscosidade é uma propriedade física dos fluidos que merece destaque, sendo reportada em trabalhos como os de White e Beardmore (1962), Bugg e Saad (1998) e Zheng *et al.* (2007) entre outros, pois afetando o comportamento e o formato da bolha de Taylor durante seu escoamento. Estes autores estudaram estes efeitos com o auxílio do número adimensional denominado número de Morton (Equação 2.23). Os resultados que serão apresentados mostram o estudo do comportamento da bolha de gás com relação à sua quantidade e formato ao longo de um duto com uma conexão em forma de Y, com a mesma quantidade de ar para os casos estudados. Foram avaliados quatro casos, mudando-se apenas a viscosidade do líquido dentro da tubulação. As principais variáveis analisadas nos casos estudados estão na Tabela 4.1.

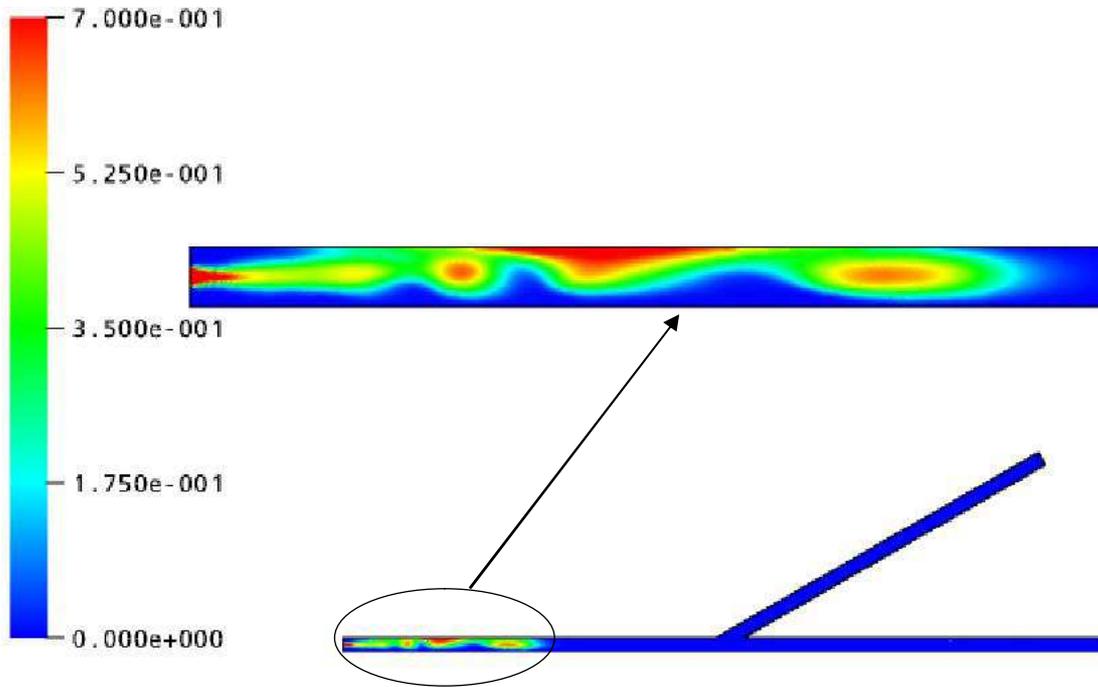
Tabela 4.1 Dados característicos dos casos para estudo do efeito da viscosidade do óleo sobre a bolha de Taylor.

Variável	Caso			
	1	2	3	4
Velocidade do ar (m/s)	0,1	0,1	0,1	0,1
Velocidade do petróleo (m/s)	0,05	0,05	0,05	0,05
Raio do orifício de injeção do gás – $R_{\text{máx}}$ (m)	0,0005	0,0005	0,0005	0,0005
Tempo de injeção do ar (s)	2	2	2	2
Tempo total de escoamento (s)	4	4	4	4
Viscosidade do óleo (Pa.s)	0,5	1,5	2,5	5,0
Ângulo de inclinação do duto secundário	30°	30°	30°	30°

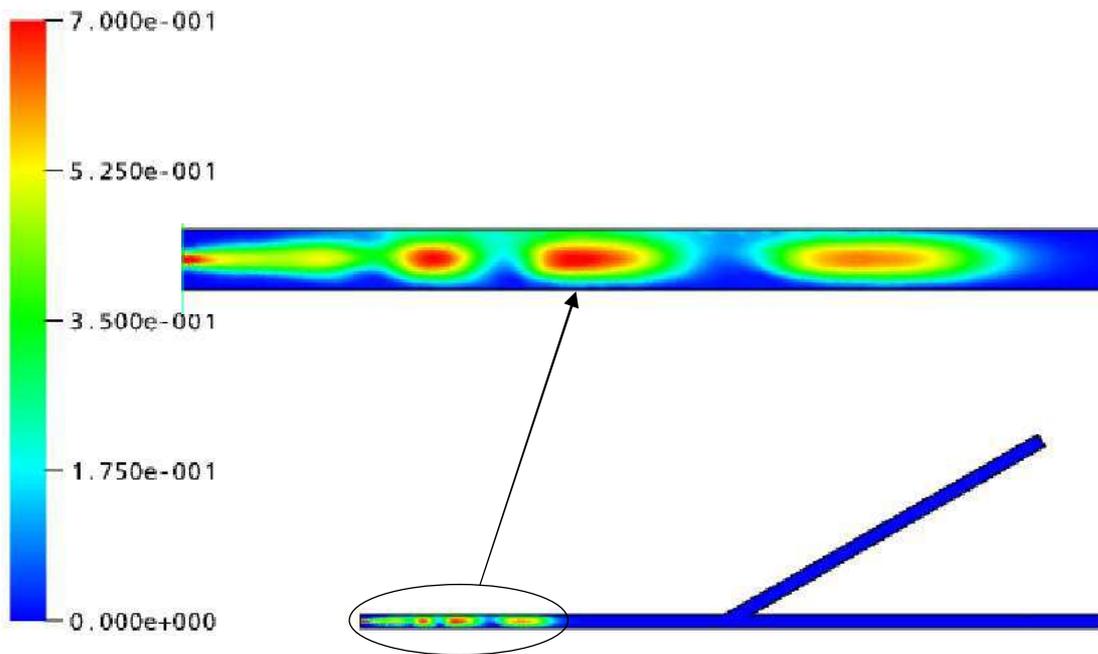
Na Figura 4.3 e 4.4 está representado o campo de fração volumétrica tomado no tempo de 0,4 s. Verificou-se que os casos 2, 3 e 4 se assemelham tanto no comportamento quanto na forma da bolha, modificando apenas no caso 1, onde ocorre uma instabilidade na formação da bolha com um acúmulo considerável de gás na parte superior do duto. A bolha se forma um pouco atrasada com relação aos demais casos. Isto evidencia a forte influência da viscosidade no comportamento do escoamento e no formato da bolha de Taylor. Viscosidade mais elevada implica em bolha maior bem definida logo nos primeiros instantes do processo.

Nas Figuras 4.5 e 4.6 está representado o comportamento das bolhas se deslocando na horizontal, para um tempo de processo de 0,8 s. Verifica-se que a bolha principal está se decompondo em, aproximadamente, 4 a 5 bolhas de Taylor, com tamanhos decrescentes da direita para a esquerda. De acordo com a Figura 4.5(a), tem-se a formação da primeira bolha na extremidade frontal próxima da bifurcação com uma considerável quantidade de gás na sua calda, diferentemente dos demais casos, onde uma série de bolhas é formada logo na região próxima da entrada do duto. Verifica-se que o escoamento com baixa viscosidade de óleo tende a se estratificar no início do duto e com instabilidades. Além disso, a velocidade do gás é praticamente a mesma em todos os casos, evidenciada pela posição da bolha de gás à frente do escoamento da fase gás.

Na Figura 4.7 e 4.8 está sendo avaliado o comportamento das bolhas na bifurcação do duto, para um tempo de 1,0 s. Verifica-se que as bolhas de Taylor já estão bem mais definidas e, de acordo com a Figura 4.7(a), tem-se uma bolha quase formada em cada bifurcação dos dutos e uma grande concentração de gás na parte superior do duto. Para este caso, nota-se pequenos rastros de gás no duto oriundo do processo de formação da bolha. Nas Figuras 4.7 (b) e 4.8 (a), nota-se praticamente a formação de quatro bolhas com formatos parecidos e, na Figura 4.8 (b), obteve-se a formação de praticamente cinco bolhas distintas, sendo as duas primeiras em dutos diferentes.

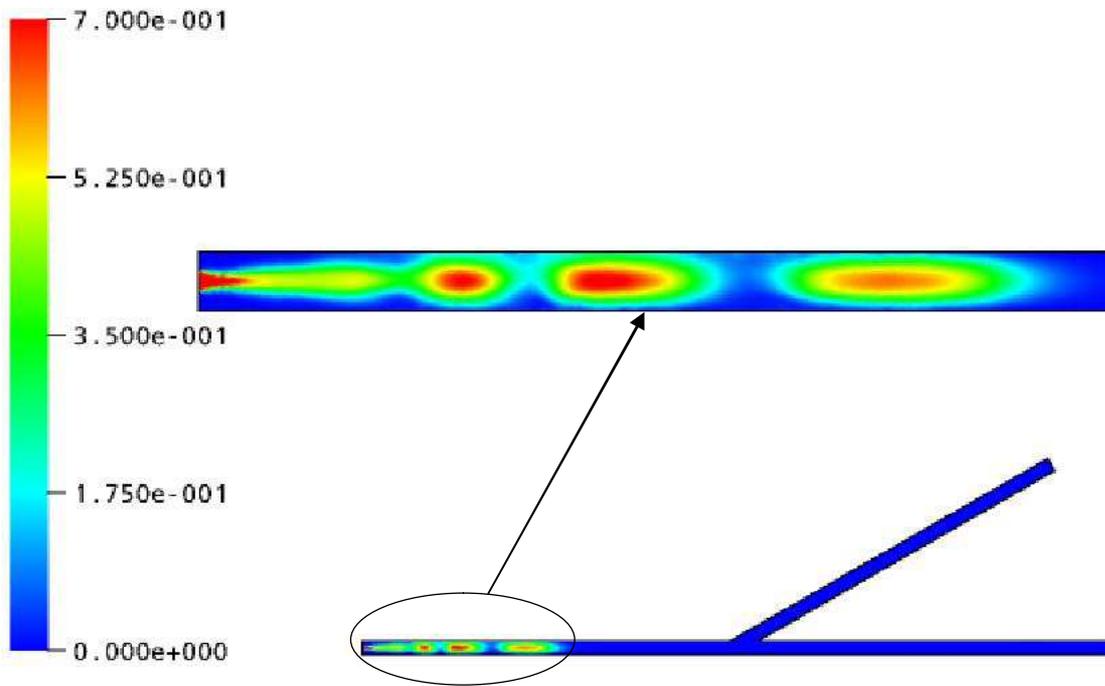


(a) 0,5 Pa.s

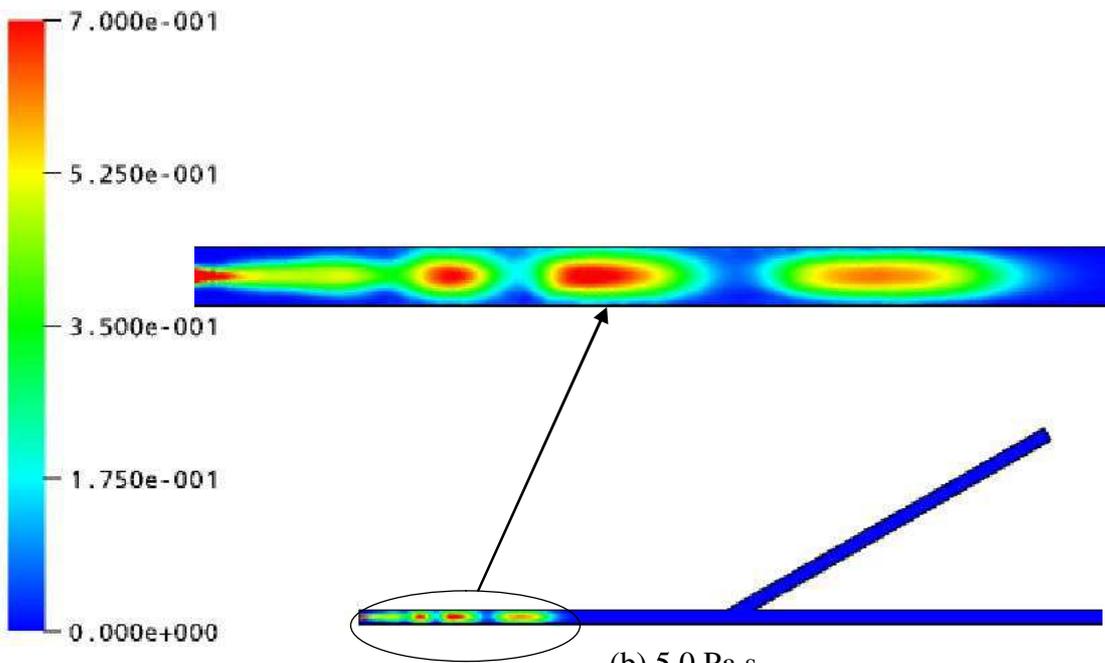


(b) 1,5 Pa.s

Figura 4.3 – Campo de fração volumétrica de gás tomado para um tempo total de 0,4s para as viscosidades de a) 0,5 Pa.s, b) 1,5 Pa.s.

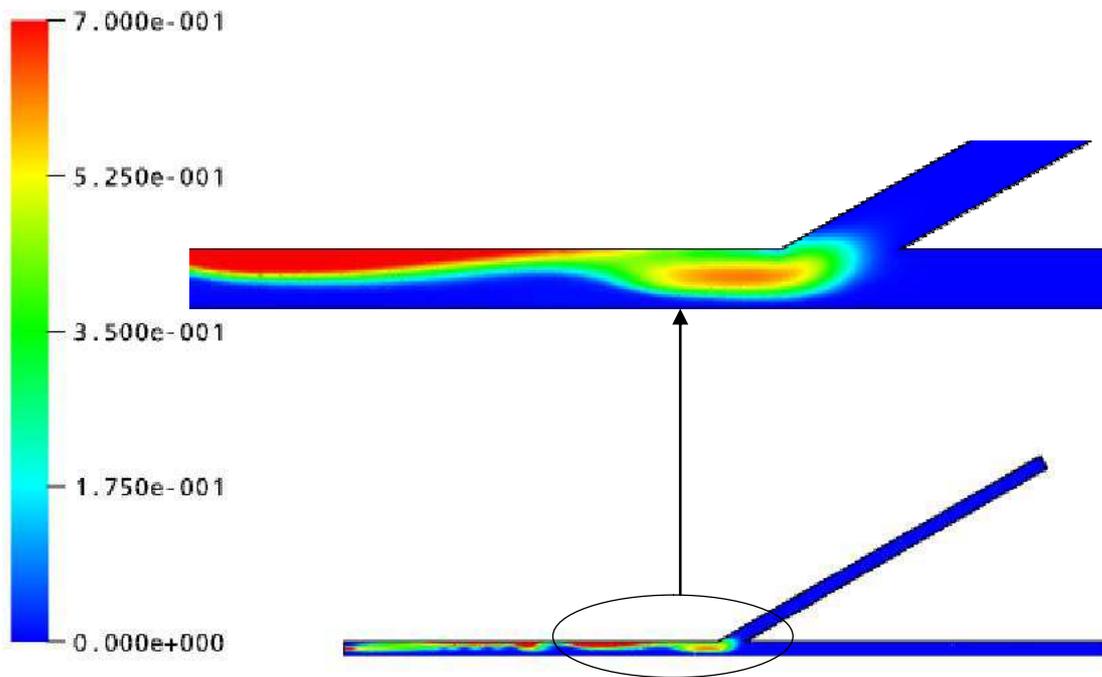


(a) 2,5 Pa.s

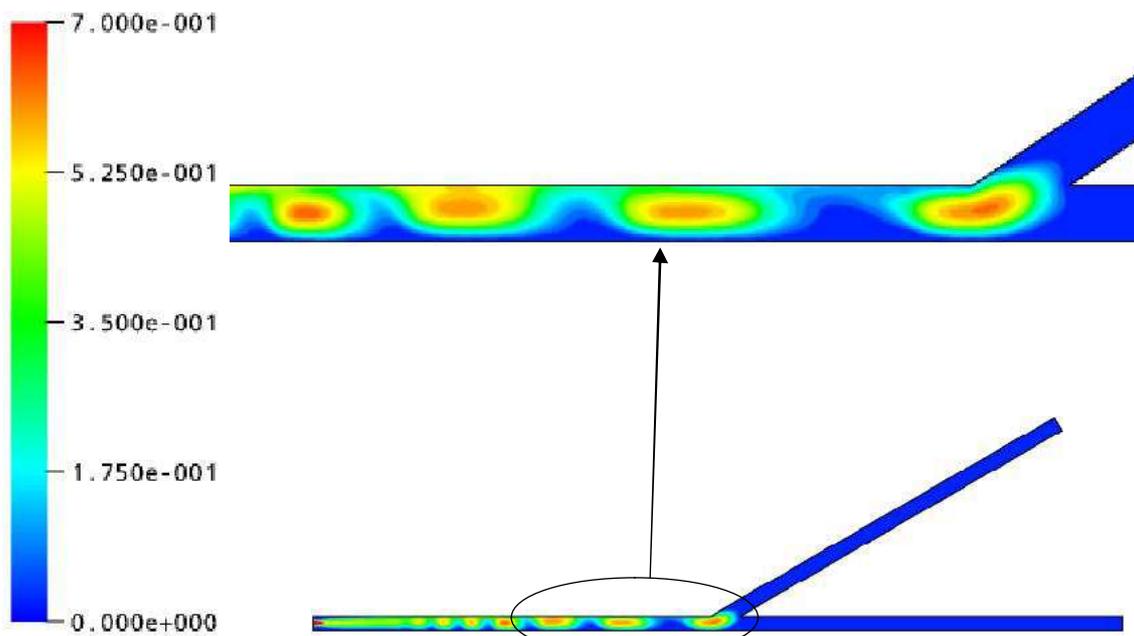


(b) 5,0 Pa.s

Figura 4.4 – Campo de fração volumétrica de gás tomado para um tempo total de 0,4s para as viscosidades de c) 2,5 Pa.s e d) 5,0 Pa.s.

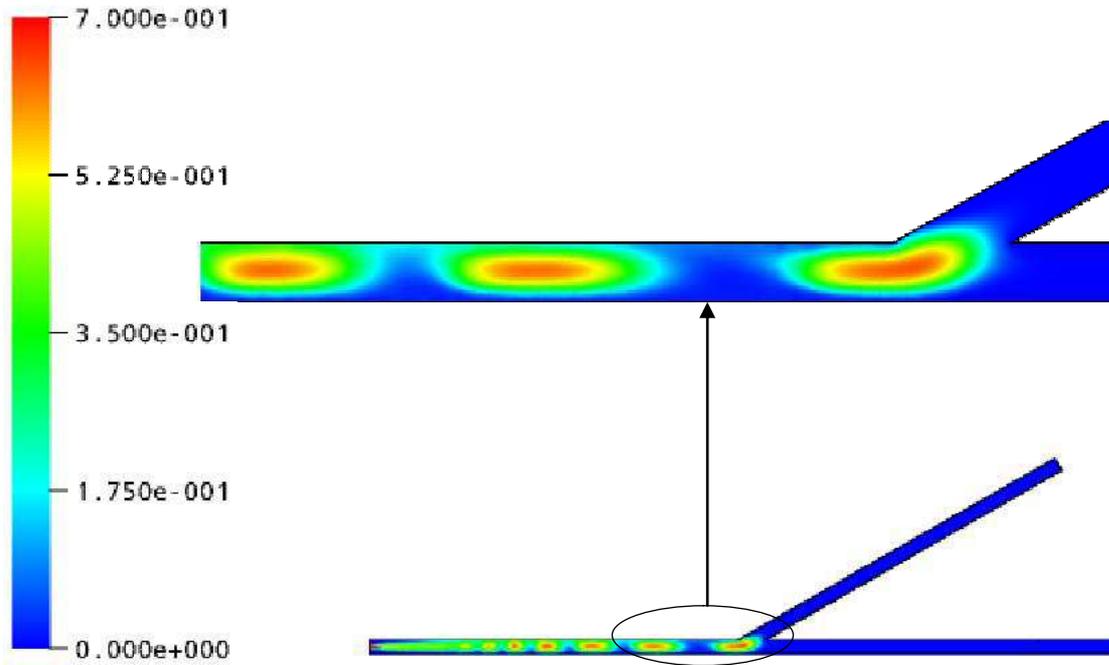


(a) 0,5 Pa.s

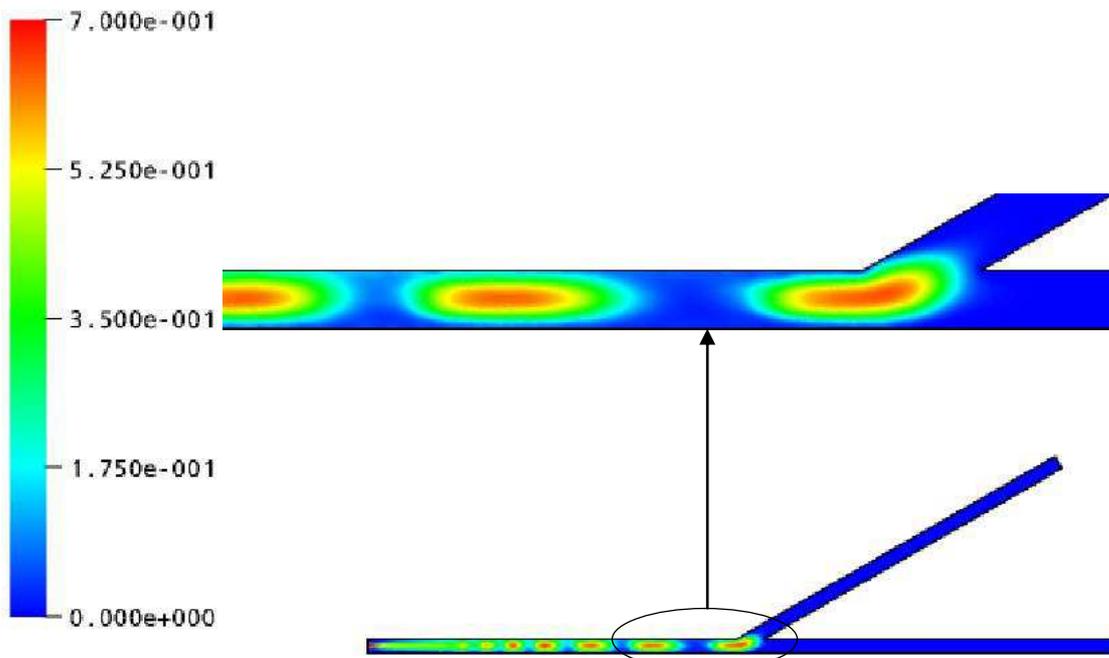


(b) 1,5 Pa.s

Figura 4.5 – Campo de fração volumétrica de gás tomado para um tempo total de 0,8 s para as viscosidades de a) 0,5 Pa.s, b) 1,5 Pa.s.

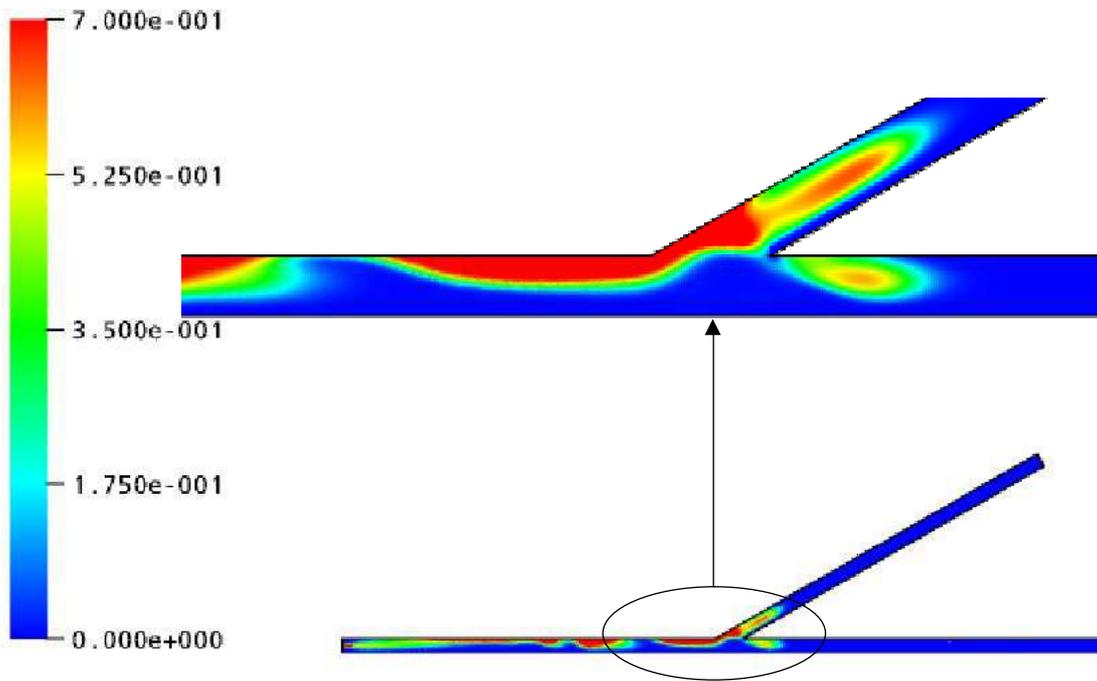


(a) 2,5 Pa.s

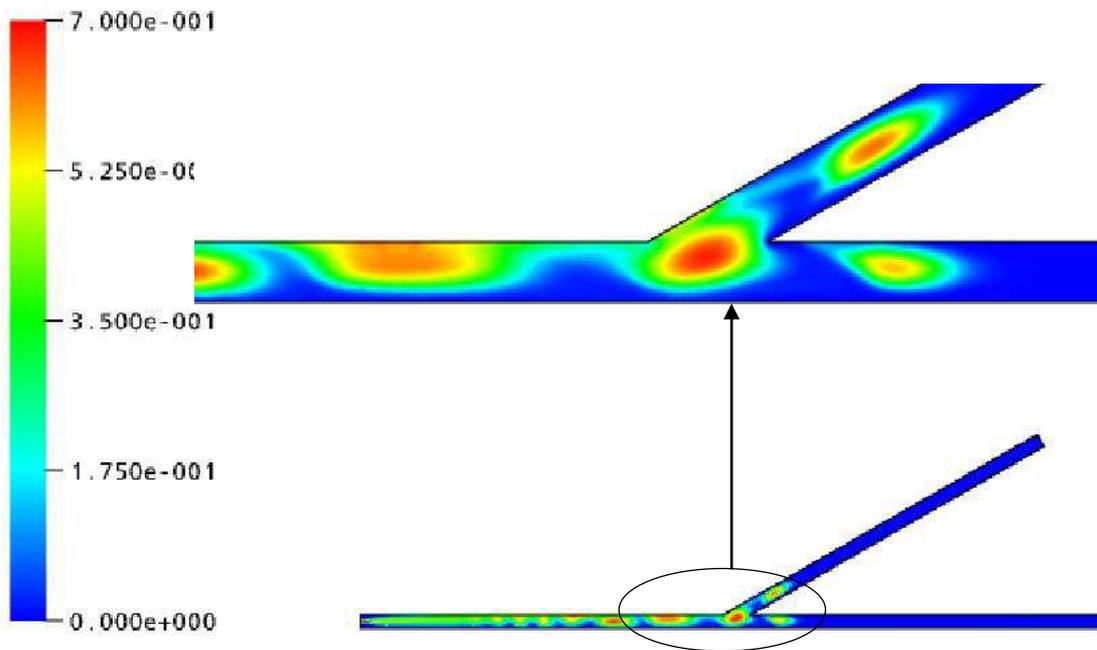


(b) 5,0 Pa.s

Figura 4.6 – Campo de fração volumétrica de gás tomado para um tempo total de 0,8 s para as viscosidades de a) 2,5 Pa.s e b) 5,0 Pa.s.



(a) 0,5 Pa.s



(b) 1,5 Pa.s

Figura 4.7 – Campo de fração volumétrica de gás tomado para um tempo total de 1,0 s para as viscosidades de a) 0,5 Pa.s, b) 1,5 Pa.s.

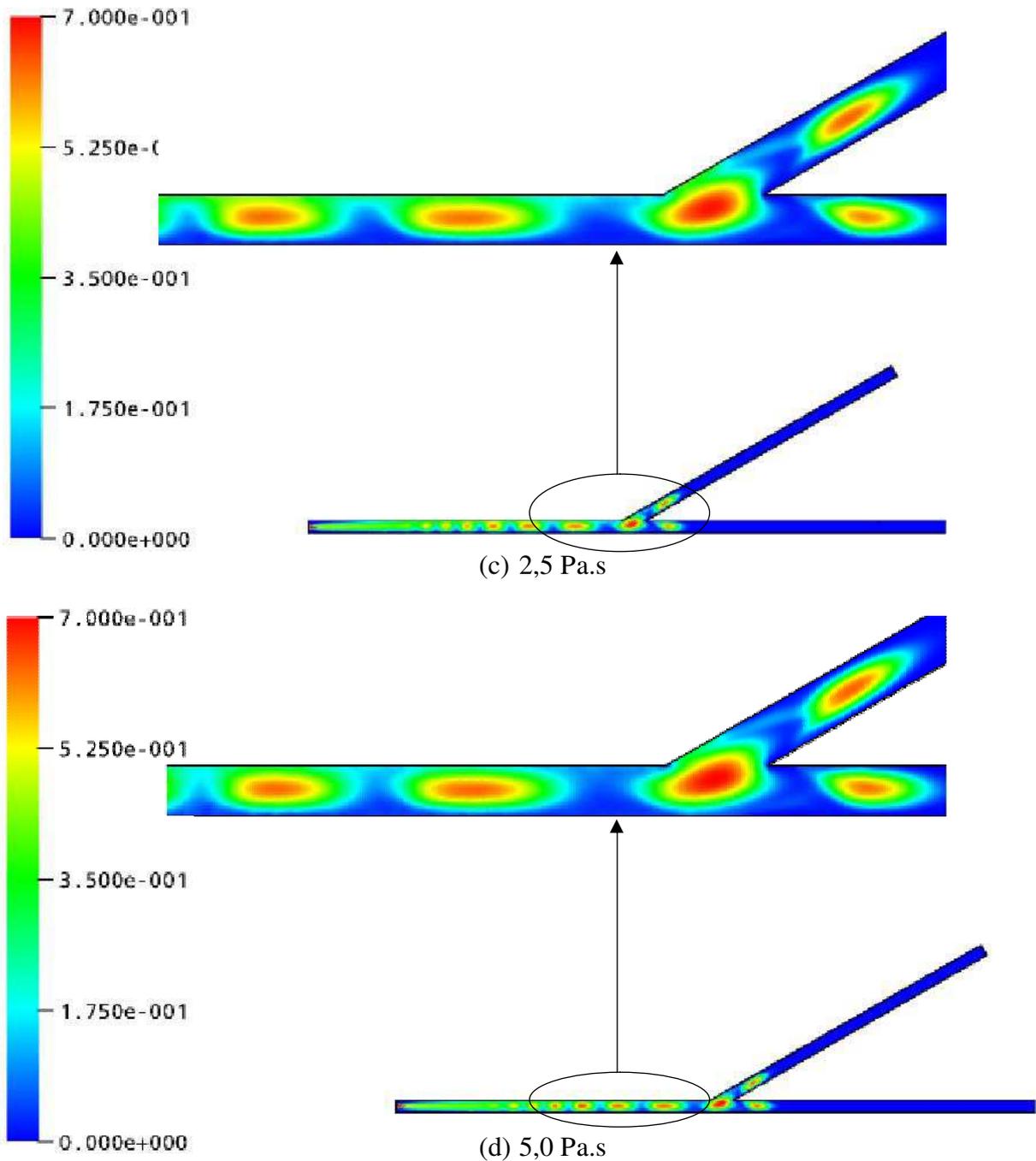
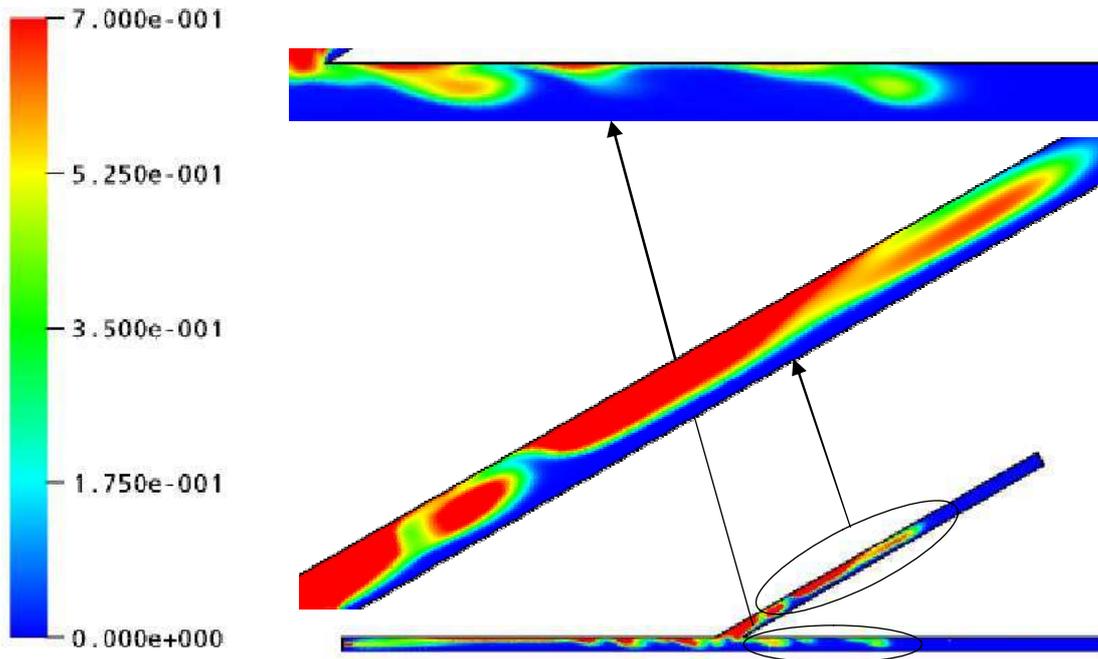


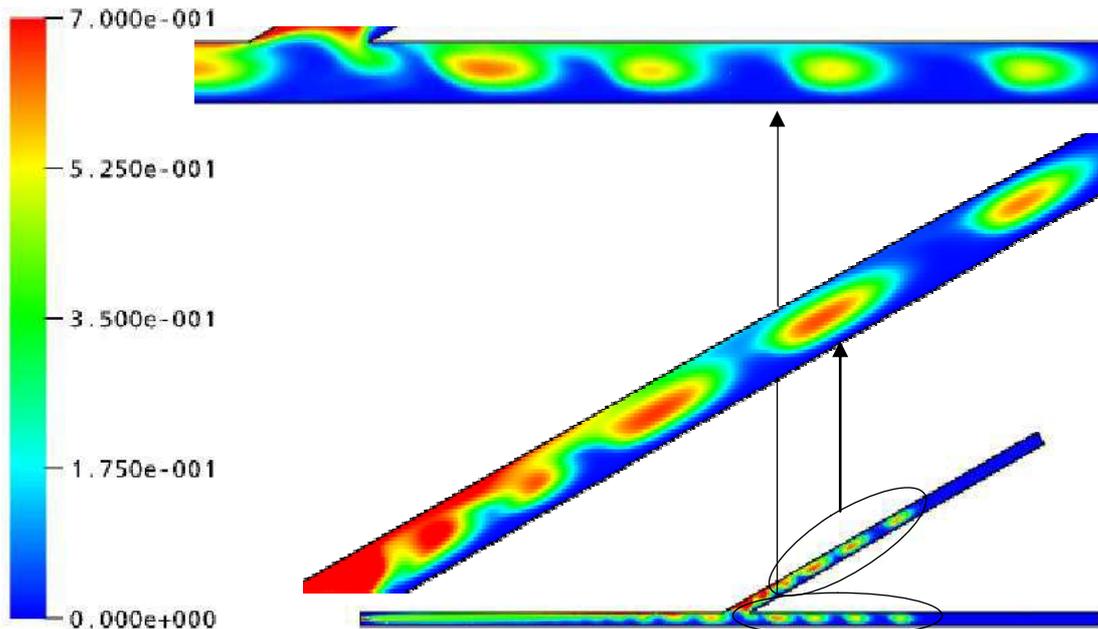
Figura 4.8 – Campo de fração volumétrica de gás tomado para um tempo total de 1,0 s para as viscosidades de a) 2,5 Pa.s e b) 5,0 Pa.s.

Nas Figuras 4.9 e 4.10, para um tempo de 1,5 s, verifica-se que as bolhas de Taylor já estão bem mais definidas, exceto para o caso 1, onde há tendência de estratificação contínua e os efeitos gravitacionais são importantes. De acordo com a Figura 4.9 (a), verifica-se a formação de um aglomerado de gás no duto bifurcado e a formação de bolhas de

tamanhos diferentes em ambos os dutos (horizontal e bifurcado). Nas Figuras 4.9 (b) e 4.10 (a) têm-se praticamente a formação de quatro bolhas, mas com formatos distintos e na Figura 4.10 (d), têm-se a formação de praticamente cinco bolhas distintas. Nota-se que quanto maior a viscosidade ocorre uma maior formação de bolhas de Taylor. Os efeitos viscosos são mais importantes.



(a) 0,5 Pa.s



(b) 1,5 Pa.s

Figura 4.9 – Campo de fração volumétrica de gás tomado para um tempo total de 1,5 s para as viscosidades de a) 0,5 Pa.s, b) 1,5 Pa.s.

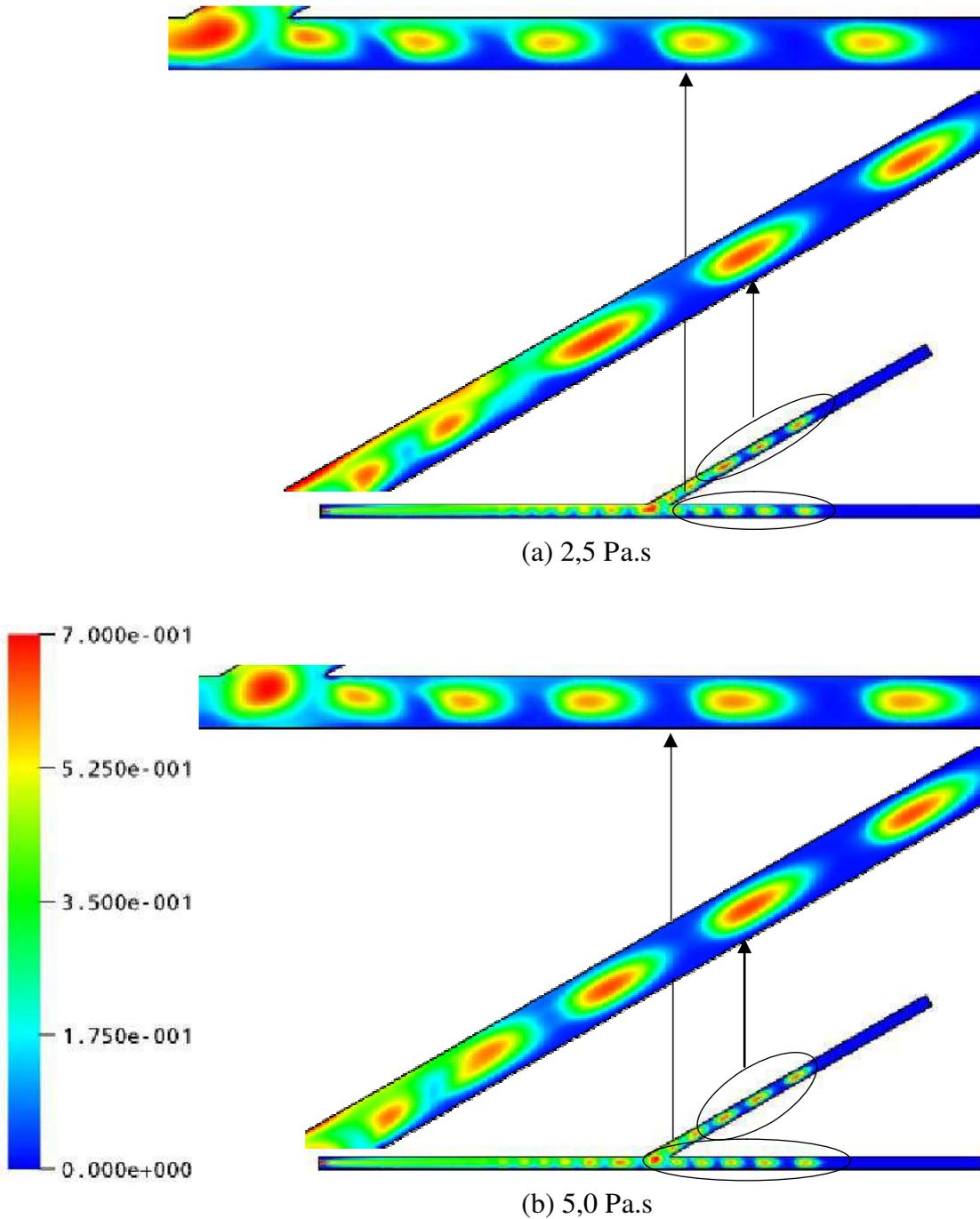


Figura 4.10 – Campo de fração volumétrica de gás tomado para um tempo total de 1,5 s para as viscosidades de a) 2,5 Pa.s e b) 5,0 Pa.s.

De forma geral, é possível observar que o aumento da viscosidade proporciona a manutenção da corrente de bolhas de Taylor separadas por porções de líquido (*slug*) e da

forma das bolhas, a redução do rastro ou cauda da bolha, e um aumento no número de bolhas formadas nos tubos horizontais e inclinados após a bifurcação.

4.2.2 Influência da Velocidade do Óleo sobre a Bolha de Taylor

Nesta etapa são apresentados os resultados obtidos no estudo do comportamento fluidodinâmico de uma bolha de Taylor ao longo de um duto contendo uma bifurcação formando um ângulo de 30°, variando-se apenas a quantidade de óleo introduzida na tubulação. A solução numérica foi obtida admitindo-se inicialmente que a tubulação estava totalmente ocupada com óleo e no instante 't' igual a zero, foi injetado o ar por um período constante para cada caso, sempre inferior ao tempo máximo do estudo transiente e verificou-se o comportamento dessa massa de gás até que ela pudesse percorrer praticamente todo o duto. A Tabela 4.2 apresenta os casos analisados neste item.

Tabela 4.2. Dados característicos dos casos propostos para se estudar a influência da velocidade do óleo sobre a formação das bolhas de ar.

Variável	Caso		
	5	6	7
Velocidade do ar (m/s)	0,1	0,1	0,1
Velocidade do petróleo (m/s)	0,025	0,10	0,15
Raio do orifício de injeção do gás – $R_{máx}$ (m)	0,0005	0,0005	0,0005
Tempo de injeção do ar (s)	2	2	2
Tempo total de escoamento (s)	4	4	4
Viscosidade do óleo (Pa.s)	2,5	2,5	2,5
Ângulo de inclinação do duto secundário	30°	30°	30°

Para ilustrar o comportamento da bolha de gás (ou bolha de Taylor) deslocando-se no interior da tubulação foram apresentadas as distribuições da fração volumétrica para os casos 4, 5 e 6, observadas nas Figuras 4.11 a 4.16 tomados em diferentes tempos (0,4; 0,8; 1,0 e 1,5s). Nestas figuras, o campo em azul escuro corresponde à fase constituída pelo líquido e as

demais, a variação da fração de ar na bolha de Taylor. As Figuras 4.11 a 4.16 mostram claramente a propagação da bolha ao longo do duto.

Percebe-se na Figura 4.11 (a) que o gás injetado distribui-se de forma aleatória e que a fração volumétrica atinge valores altos quando o óleo escoar a baixa velocidade (0,025 m/s). Existe a formação da bolha alongada que pode estar relacionado com a dispersão do gás ao longo da tubulação.

Nas Figuras 4.11 (b) e (c) para o tempo de 0,4 s, nota-se um acúmulo disforme de gás no duto, mas com a formação da primeira bolha de gás em uma quantidade considerável, indicada pela coloração amarela no centro da bolha.

No tempo 0,8 s, a Figura 4.12b mostra claramente que as bolhas são divididas na bifurcação Y e, conseqüentemente, formam-se bolhas nos tubos horizontal e inclinado com quantidades de gás praticamente iguais. Percebe-se que a bolha começa a assumir uma forma mais alongada na parte prolata e a parte oblata sendo mais achatada. Ao evoluir em ambas as direções, as bolhas mantêm-se na parte superior do duto devido aos efeitos de diferença de densidade e de gravidade.

Comparando os casos 5, 6 e 7, constata-se a velocidade de entrada de óleo influencia diretamente na forma, diâmetro, no comprimento e na velocidade de deslocamento da bolha ao longo da tubulação, sendo possível verificar a formação de uma 'cauda' no rastro da bolha, o que está de acordo com os trabalhos de Bugg e Saad (1998) e Zheng *et al.* (2007). Verifica-se que a bolha de gás evolui mais lentamente quando a velocidade do óleo é de 0,025 m/s quando comparado com 0,15 m/s, como esperado. Este tipo de comportamento pode estar relacionado com o aumento da concentração ou fração volumétrica de gás na bolha e pela influência das paredes da tubulação sobre o escoamento das fases envolvidas, conduzindo assim, a uma redução da espessura de filme do líquido que circunda a bolha. Além disso, ao se reduzir a velocidade do óleo, aumenta-se a velocidade relativa entre o gás e o óleo, o que proporciona mudança na força de arraste, fazendo o escoamento tende a passar do *slug* para o padrão anular.

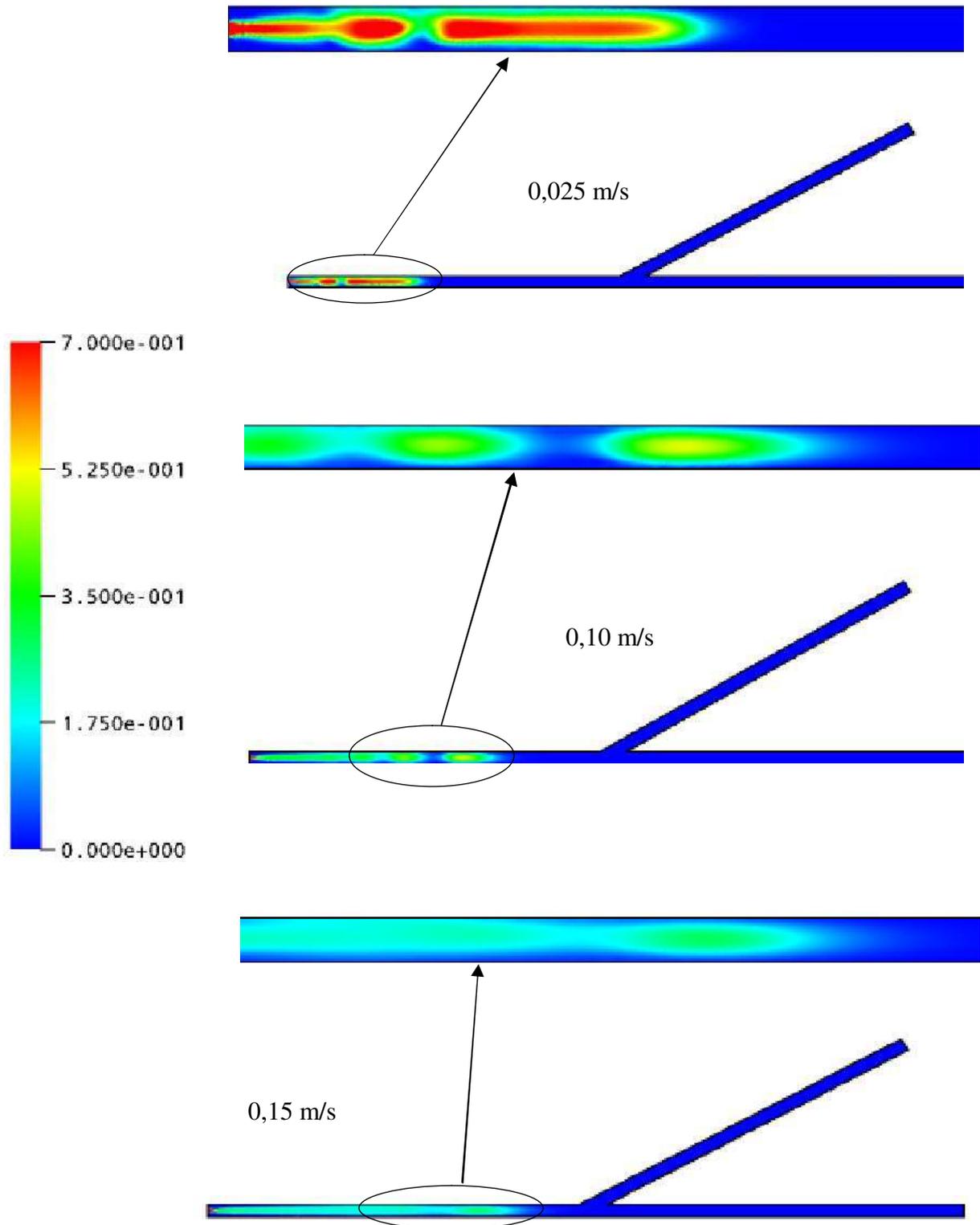


Figura 4.11 - Campo de fração volumétrica do gás a 25° C tomado no tempo de 0,4 s para velocidades do óleo de a) 0.025 m/s, b) 0,10 m/s e c) 0,15 m/ s

No caso 7, que equivalem às Figuras 4.11c, 4.12c, 4.13c, se percebe que, devido à velocidade do óleo ser maior em comparação à velocidade do gás (0,1 m/s), o gás encontra dificuldade em formar as bolhas, assumindo um comportamento semelhante ao escoamento anular com bolhas. Só existe formação de bolhas após a passagem de gás pela bifurcação.

As Figuras 4.11b, 4.12b, 4.13b, 4.14a e 4.14b mostram claramente a propagação da bolha até atingir a bifurcação em Y quando esta tende a subir em direção a ramificação inclinada devido aos efeitos de fluuabilidade ou força do empuxo para então, colidir com a aresta formada pelas paredes da tubulação e ramificação inclinada. Após a colisão, a bolha se divide em duas porções de gás que segue seu percurso, tanto no tubo horizontal como na ramificação inclinada. A legenda foi fixada com a fração mínima de 0,0 e máximo de 0,7 mostrando maior nitidez com cores mais “fortes” e facilitando a visualização dos resultados. Para cada um dos casos foi ampliado o tamanho da bolha de Taylor.

De forma geral verifica-se que a velocidade da fase óleo afeta fortemente a formação e velocidade da bolha de gás e o padrão de escoamento. Baixa velocidade facilita a formação da bolha decido a redução da força de arraste.

Ao se observar as Figuras 4.15 a 4.18 pode se constatar que no trecho de tubulação horizontal antes da bifurcação, o comportamento e formato das bolhas praticamente não são afetados com a mudança da inclinação do tubo secundário. Uma ligeira deformação ocorre para a inclinação de 90°, devido a um aumento da velocidade relativa entre as fases. Ao se observar a primeira bolha no tempo 1,0 s, nos três casos estudados, percebe-se que o formato das bolhas nos tubos horizontal e secundário não foram afetados substancialmente a ponto de ocorrer uma quebra ou instabilidade dessas bolhas no duto. Deve-se ressaltar que a segunda bolha após a bifurcação está praticamente formada, com exceção do caso 6 (Figura 3.14a) e a segunda bolha ainda se encontra unida a terceira bolha. Verifica-se uma simetria da bolha de gás no duto vertical, conforme reportado em diversos trabalhos da literatura especializada (Sing e Griffith, 1970; Gould *et al.* 1974; Weisman e Kang, 1981; Barnea *et al.* 1982b; Nigmatulin e Bonetto, 1997; Paladino, 2005; Taha e Cui, 2006).

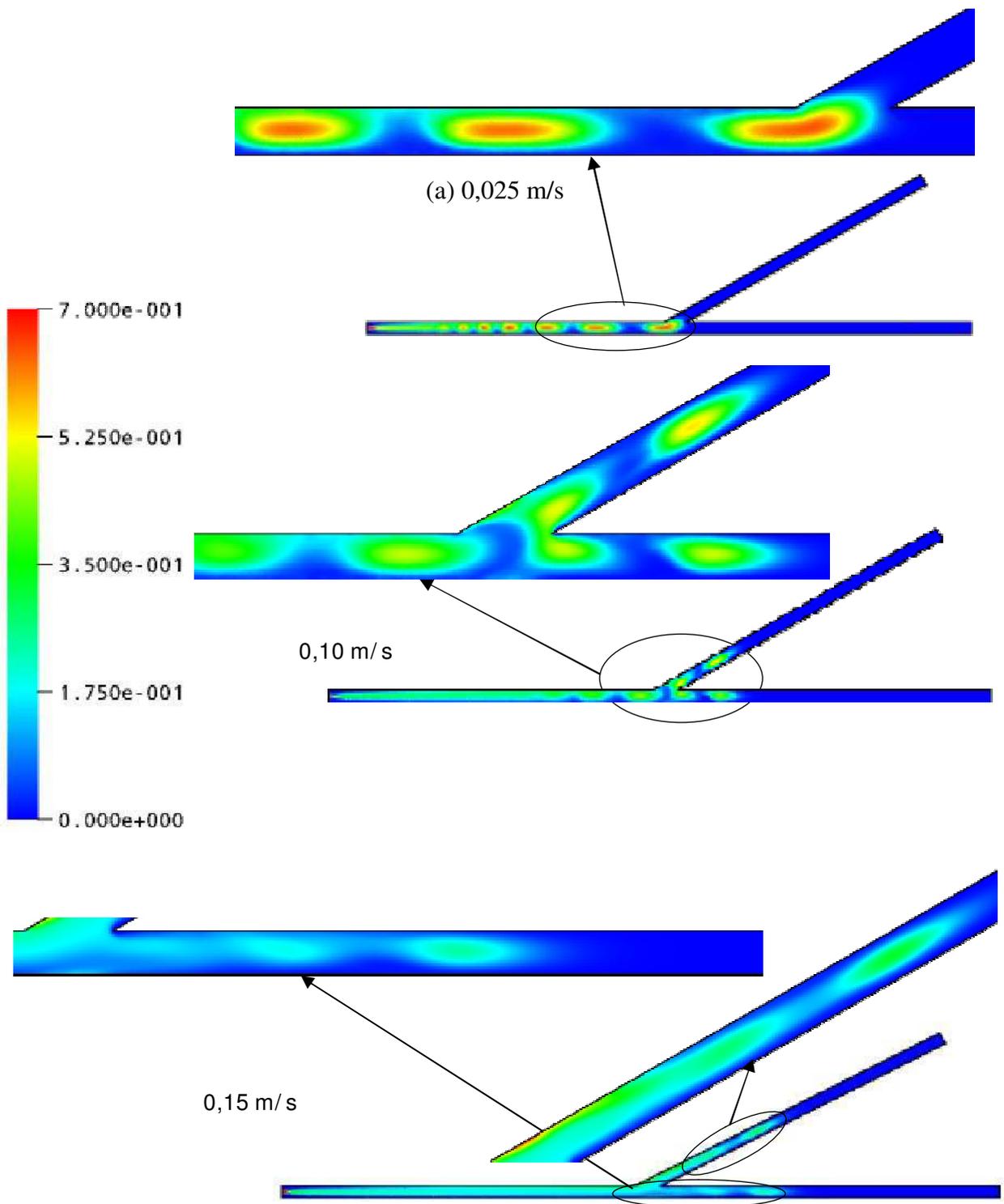


Figura 4.12 - Campo de fração volumétrica do gás a 25° C tomado nos tempos de 0,8 s para velocidades do óleo de a) 0,025 m/s, b) 0,10 m/s e c) 0,15 m/s

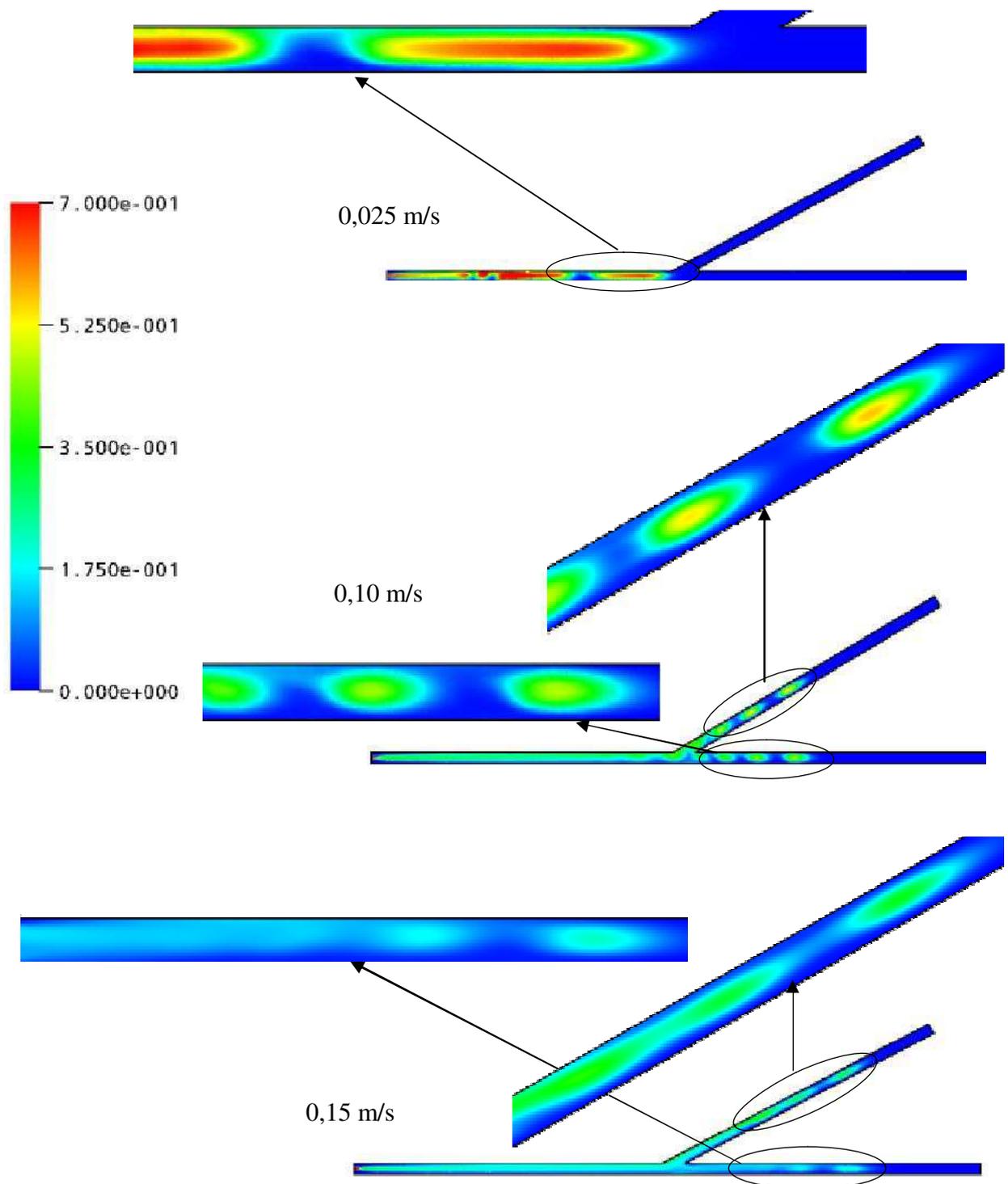


Figura 4.13 - Campo de fração volumétrica do gás a 25° C tomado nos tempos de 1,0 s para velocidades do óleo de a) 0,025 m/s, b) 0,10 m/s e c) 0,15 m/s

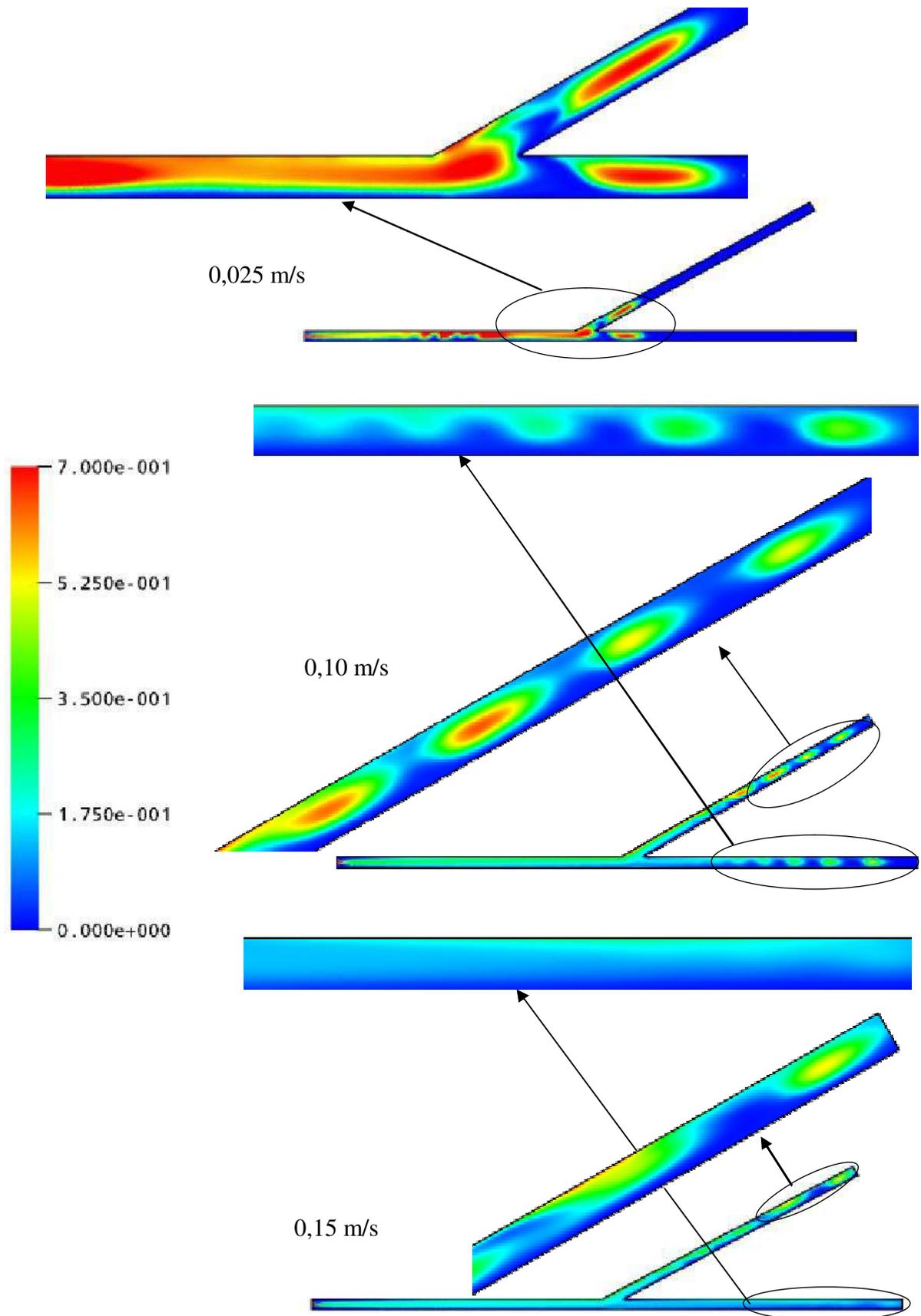


Figura 4.14 - Campo de fração volumétrica do gás a 25° C tomado nos tempos de 1,5 s para velocidades do óleo de a) 0,025 m/s, b) 0,10 m/s e c) 0,15 m/s

4.2.3 Influência da Inclinação do Duto Bifurcado

Outro fator investigado foi a influência da inclinação do duto secundário na tubulação, Tabela 4.3, sobre o comportamento da bolha de Taylor, com ênfase no seu formato e velocidade.

Os resultados do campo de fração volumétrica tomado nos tempos 0,4 s; 0,8 s; 1,0 s; e 1,5 s estão representados nas Figuras 4.15, 4.16, 4.17 e 4.18.

Tabela 4.3 – Dados característicos dos casos para o estudo da influência da inclinação do tubo secundário sobre a bolha de Taylor.

Variável	Caso		
	3	8	9
Velocidade do ar (m/s)	0,1	0,1	0,1
Velocidade do petróleo (m/s)	0,05	0,05	0,05
Raio do orifício de injeção do gás – $R_{máx}$ (m)	0,0005	0,0005	0,0005
Tempo de injeção do ar (s)	2	2	2
Tempo total de escoamento (s)	4	4	4
Viscosidade do óleo (Pa.s)	2,5	2,5	2,5
Ângulo de inclinação do duto secundário	30°	60°	90°

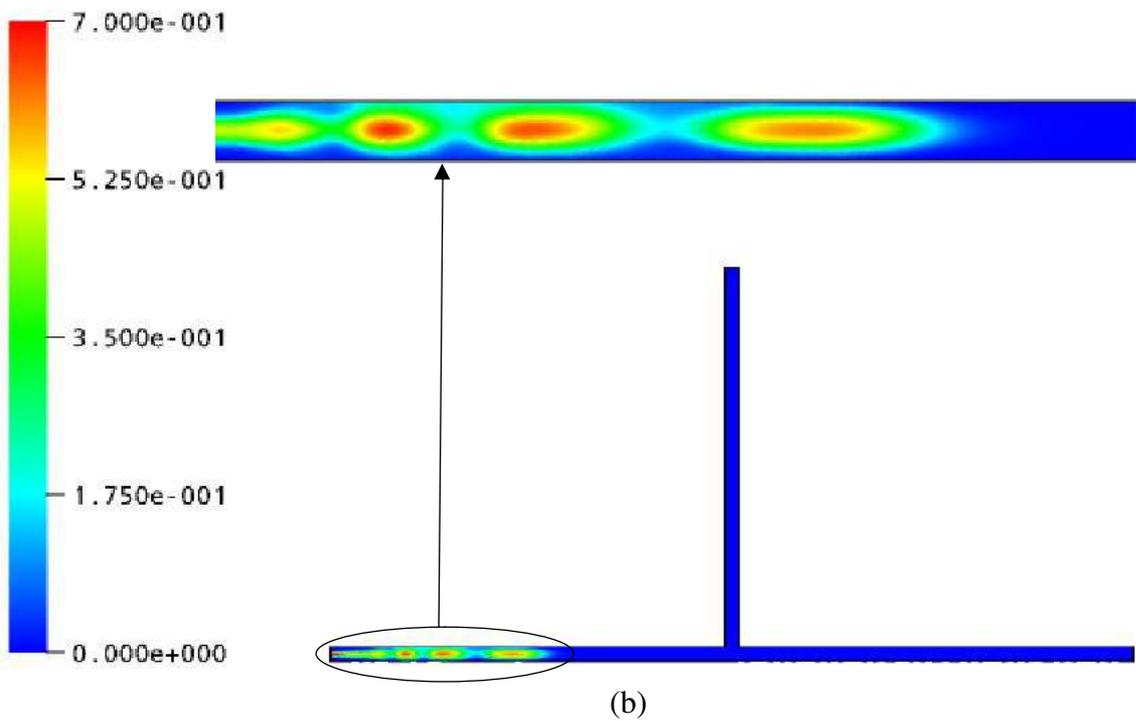
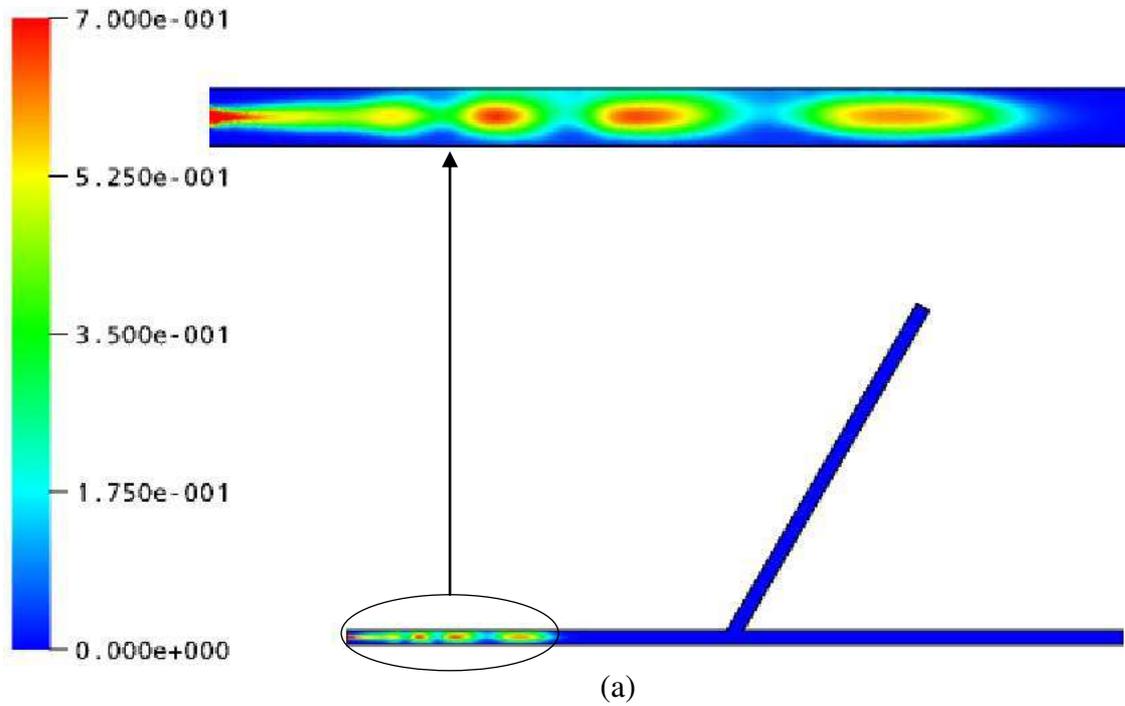


Figura 4.15 – Campo de fração volumétrica de gás no tempo de 0,4 s, para inclinação de (a) 60° e (b) 90° do tubo secundário.

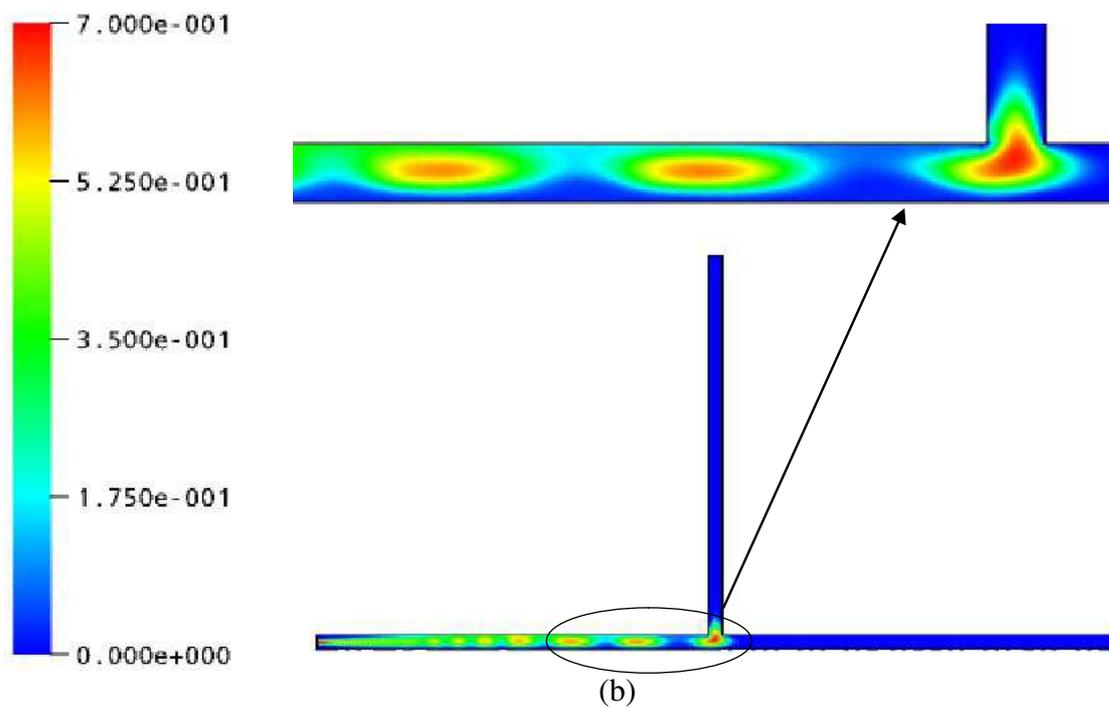
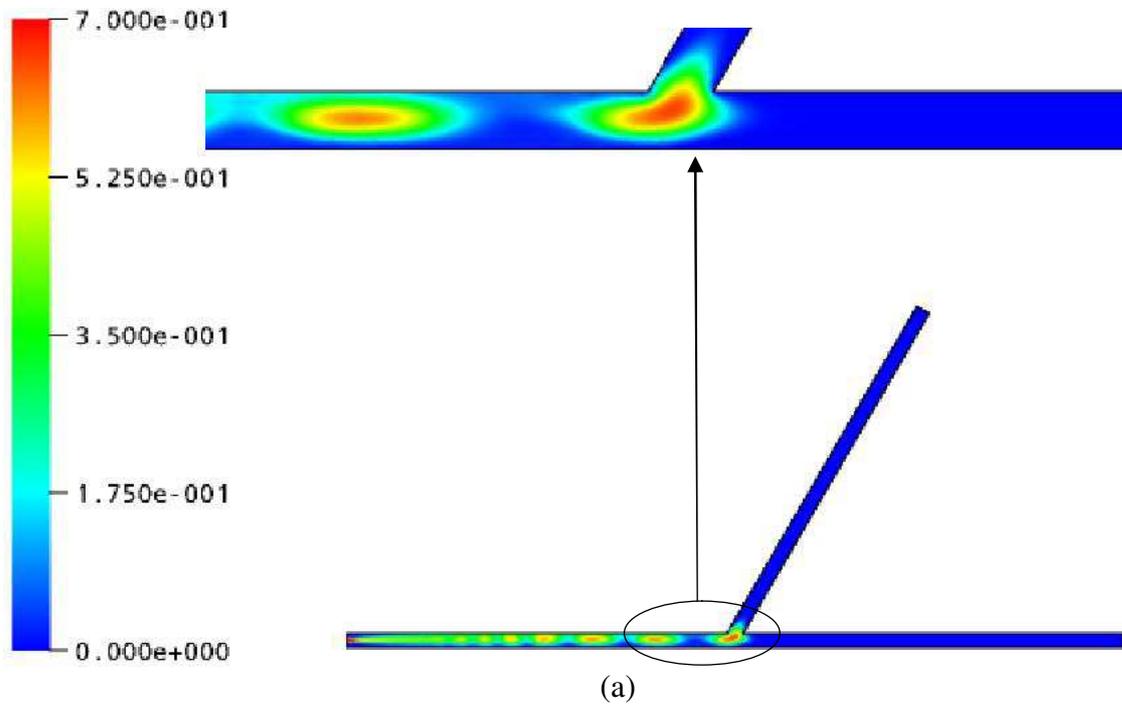


Figura 4.16 – Campo de fração volumétrica de gás no tempo de 0,8 s, para inclinação de (a) 60° e (b) 90° do tubo secundário.

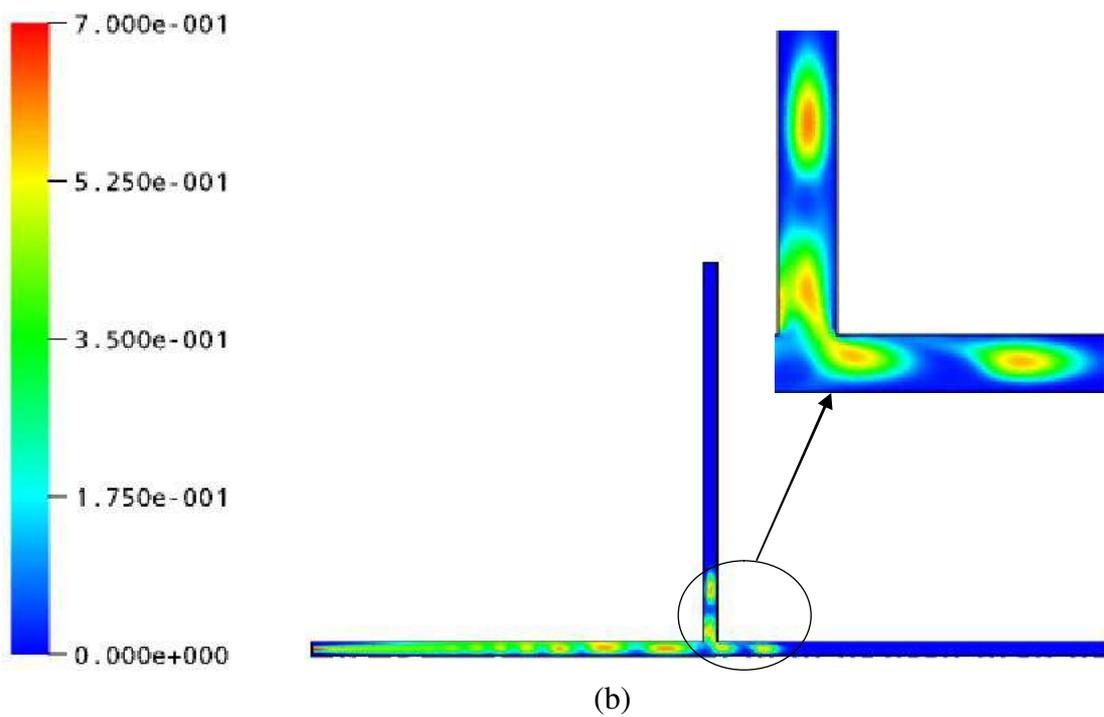
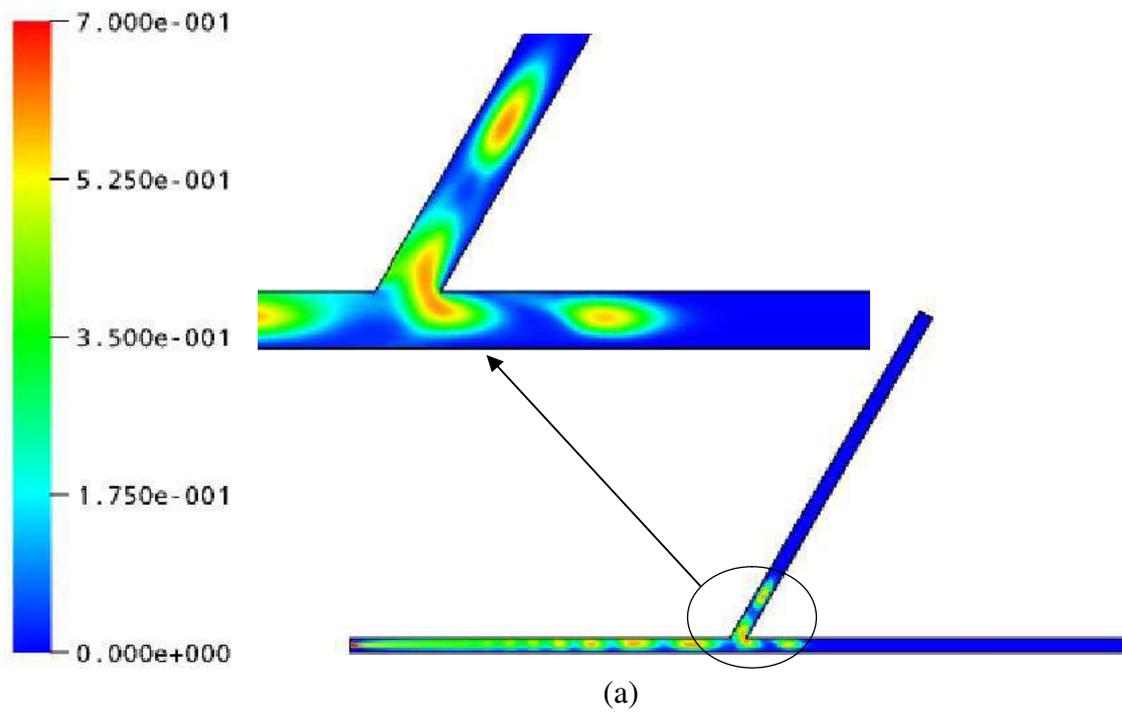


Figura 4.17 – Campo de fração volumétrica de gás no tempo de 1,0 s, para inclinação de (a) 60° e (b) 90° do tubo secundário.

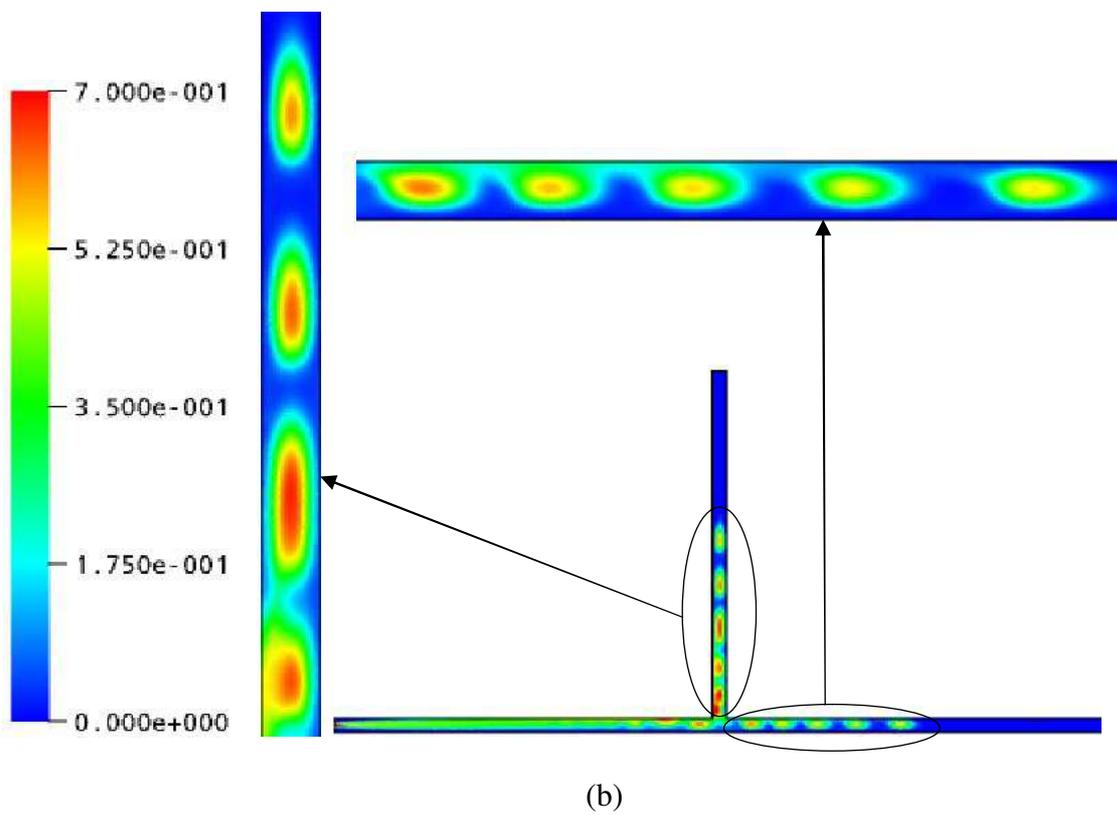
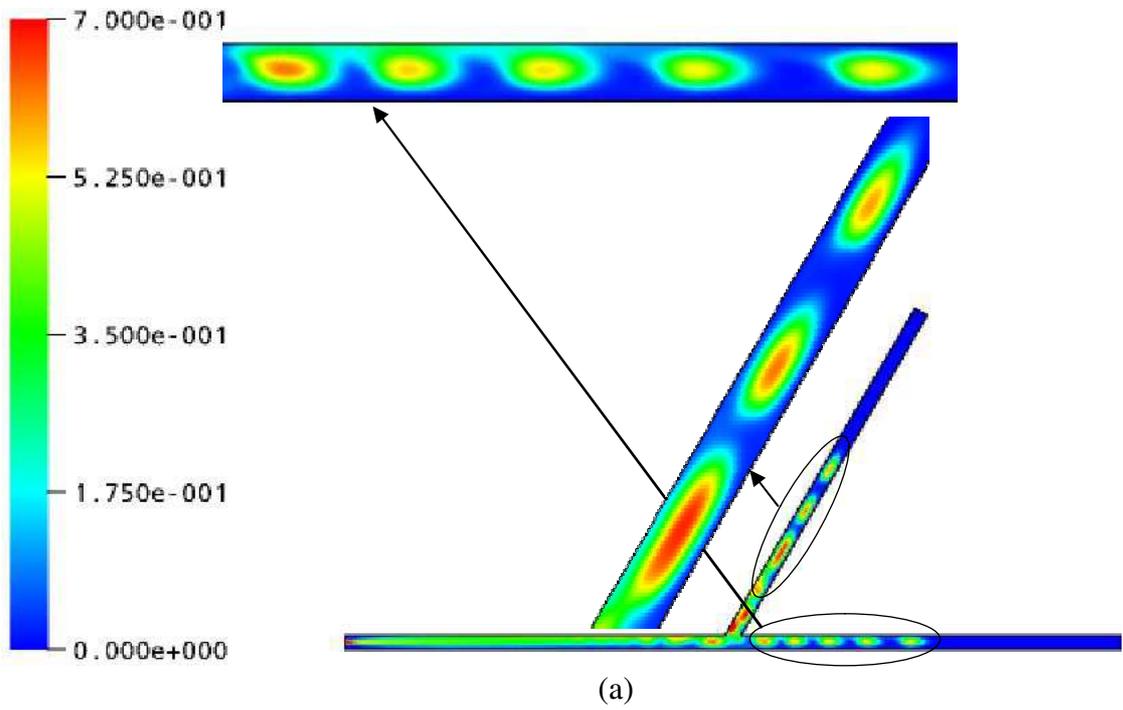


Figura 4.18 – Campo de fração volumétrica de gás no tempo de 1,5 s, para inclinação de (a) 60° e (b) 90° do tubo secundário.

4.3 Análise da Queda de Pressão

Nesta seção avalia-se a variação da pressão entre a parte inicial e as partes finais do duto, para tubulações com diferentes ângulos de bifurcação e sua influência na hidrodinâmica do escoamento. Na Figura 4.15 estão representadas as regiões onde foram determinadas as diferenças de pressão antes e após a bifurcação. Na Tabela 4.5 apresentam-se os dados característicos e resultados obtidos para cada caso estudado (30° - Caso 3; 60° - Caso 8 e 90° - Caso 9).

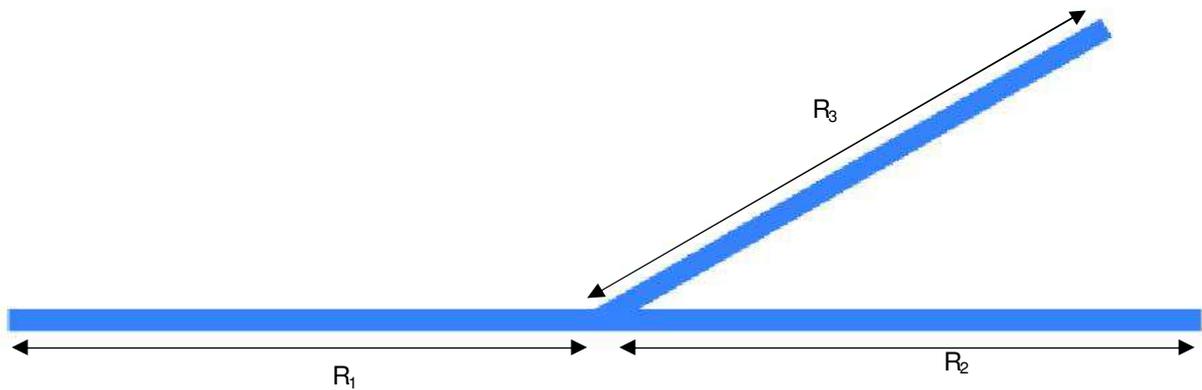


Figura 4.19 – Regiões utilizadas na determinação da queda de pressão

Conforme Tabela 4.4, observa-se de uma maneira geral, uma redução da queda de pressão com o aumento da inclinação do tubo secundário após a bifurcação, contudo em se tratando de um escoamento bifásico transiente estes valores são dependentes das frações volumétricas das fases em cada seção do duto e ao longo do tempo. Observa-se que há uma redução da diferença de pressão à medida que as bolhas escoam ao longo da tubulação. Tome por exemplo, a região R_1 : os valores de P decrescem com o aumento do tempo em que foram tomadas estas diferenças de pressão em virtude do aumento da concentração de gás nesta região. Este fato está associado à mudança do campo de velocidade tanto do gás quanto do óleo com o passar do tempo, devido à movimentação das bolhas de gás no interior do tubo

Tabela 4.4 – Influência da inclinação do tubo secundário sobre a diferença de pressão ao longo do duto com relação ao tempo.

T(s)	Região	P(Pa.s)		
		Caso 3 ($\alpha=30^\circ$)	Caso 8 ($\alpha=60^\circ$)	Caso 9 ($\alpha=90^\circ$)
0,4 s	R ₁	14034	13478	13379
	R ₂	8022	8024	8159
	R ₃	8033	8036	8216
	Total	30089	29538	29754
0,8 s	R ₁	11091	10801	10741
	R ₂	8056	8007	7984
	R ₃	8059	8016	8087
	Total	27206	26824	26812
1,0 s	R ₁	10809	10349	10233
	R ₂	7751	7723	7768
	R ₃	7712	7705	7750
	Total	26272	25777	25751
1,5 s	R ₁	9878	9842	9759
	R ₂	6748	6659	6655
	R ₃	6750	6618	6666
	Total	23376	23119	23080

4.4 - Influência da velocidade de óleo na entrada do duto sobre os perfis de velocidade e de fração volumétrica

Nas Figuras 4.16 e 4.17 estão representados os perfis de velocidade do óleo pesado e ultra-viscoso e do gás em uma mesma posição (0,025 m da entrada do dispositivo, destacado por uma linha amarela nas figuras ao lado) para um tempo de 0,4 s e diferentes velocidades médias do óleo como condição de fronteira na seção de entrada (0,025; 0,10; 0,15 m/s), bem como a indicação, no gráfico da distribuição da fração volumétrica do gás, da posição na qual foram confeccionados os perfis de velocidade do gás, do óleo e da fração volumétrica do gás. (Deve-se salientar que, embora visualmente o posicionamento não seja o mesmo, a posição marcada corresponde a mencionada tanto no texto como na figura e que esta observação será válida para todas as figuras doravante apresentadas.) Observa-se que, nas três situações, a componente de velocidade do gás é sempre superior às do óleo. Estes resultados indicam que não há propriamente dito a formação da bolha de Taylor, mas um agrupamento

de minúsculas bolhas uma vez que se tem uma considerável fração de óleo disperso no meio da bolha, como pode ser observado na Figura 4.22

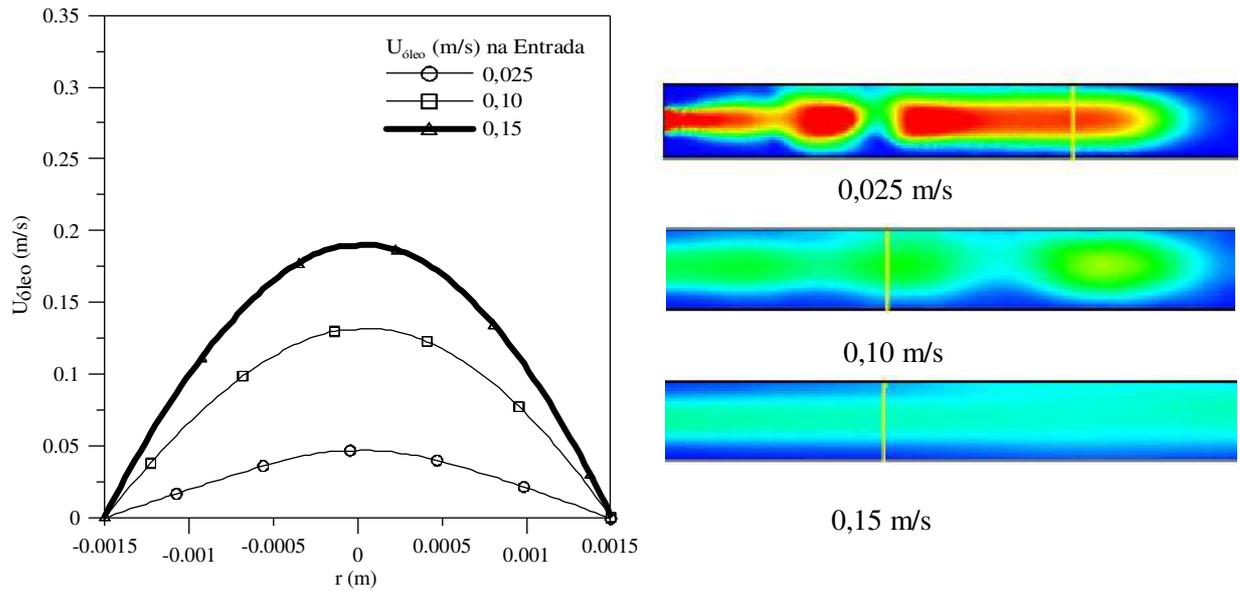


Figura 4.20 – Perfis de velocidade do óleo pesado tomados a 0,025 m da entrada em $t = 0,4$ s para diferentes velocidades de óleo na seção de entrada.

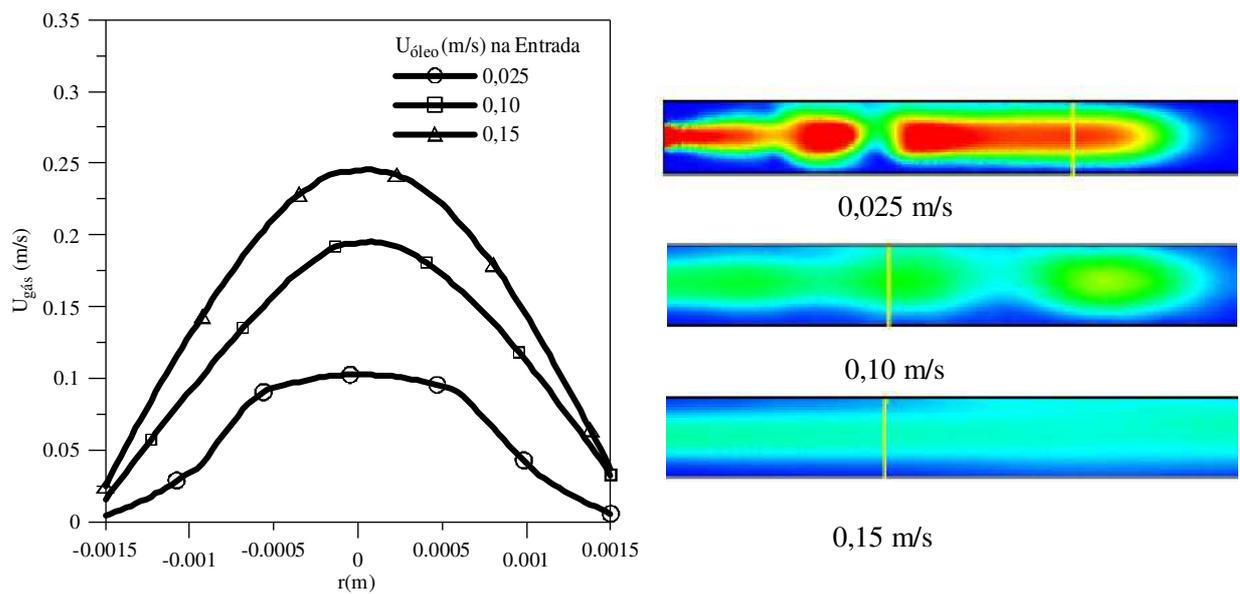


Figura 4.21 – Perfis de velocidade do gás tomados a 0,025 m da entrada em $t = 0,4$ s para diferentes velocidades de óleo na seção de entrada.

Os resultados da distribuição da fração volumétrica ilustrados na Figura 4.22 ratificam os comentários feitos na seção 4.2.2, mostrando que com o aumento da velocidade de entrada do óleo na seção de entrada faz com que a bolha de gás se desloque mais rapidamente. Percebe-se nessa figura que há uma redução considerável da fração volumétrica do gás para as velocidades de entrada iguais a 0,10 e 0,15 m/s, indicando que a bolha de gás já passou pela posição de 0,025 m da entrada medido no tempo de 0,4 s. Outro ponto a ser destacado é que na parte superior da tubulação há uma maior concentração de gás indicando, neste caso, um desprendimento de pequenas bolhas devido, em parte, a diferença de densidade entre as fases proporcionando assim uma ascensão do gás formando o rastro, como pode ser observado na Figura 4.11, em concordância com os resultados reportados por Marinho (2008).

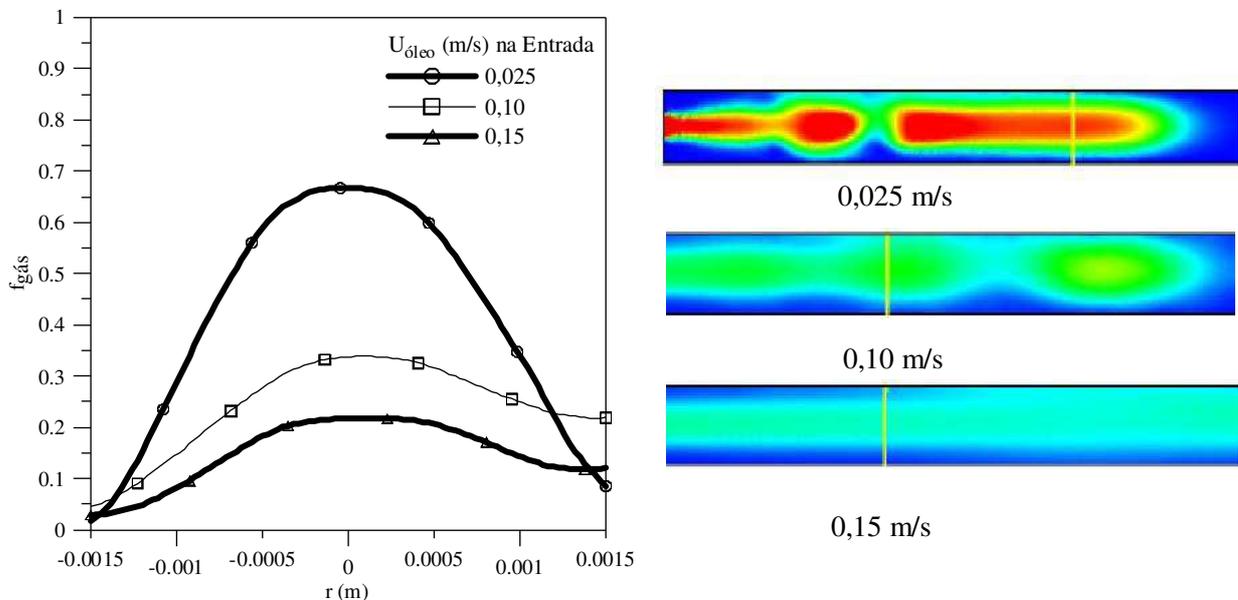


Figura 4.22 – Distribuição da fração volumétrica do gás tomados a 0,025 m da entrada em $t = 0,4$ s para diferentes velocidades de óleo na seção de entrada.

Nas Figuras 4.23 e 4.24 estão representados os perfis de velocidade do óleo pesado e ultra-viscoso obtidos após a bifurcação na mesma posição nos tubos horizontal e inclinado, respectivamente, bem como as iso-superfícies da fração volumétrica com a indicação da posição onde foram gerados estes perfis. Para tanto foi fixada a posição de 0,112 m da entrada do dispositivo (destaque ilustrado por uma linha amarela nas figuras postas ao lado) para o tempo de 1,0 s. Essas figuras foram geradas para diferentes velocidades médias do óleo como condição de fronteira na seção de entrada (0,025; 0,10; 0,15 m/s). Como esperado, esses resultados mostram a dependência dos perfis de velocidade tanto na horizontal como

inclinado com a velocidade de alimentação do gás no duto com bifurcação. Pode-se constatar igualmente que a princípio, nestes casos avaliados, os perfis de velocidade do óleo são pouco afetados pela inclinação do duto. Fato semelhante pode ser observado com relação aos perfis de velocidade do gás ilustrados nas Figuras 4.25 e 4.26, tomados nas mesmas condições das Figuras 4.23 e 4.24. Porém, ao se observar mais atentamente, percebe-se que as componentes de velocidade do gás no tubo inclinado se apresentam ligeiramente maiores do que as do tubo na horizontal, tomados após a bifurcação, bem como há uma sutil diferença na forma do perfil, em especial, para o caso onde a velocidade de entrada de óleo é igual a 0,10 m/s. Fato este que pode estar relacionado com a concentração de gás no tubo inclinado.

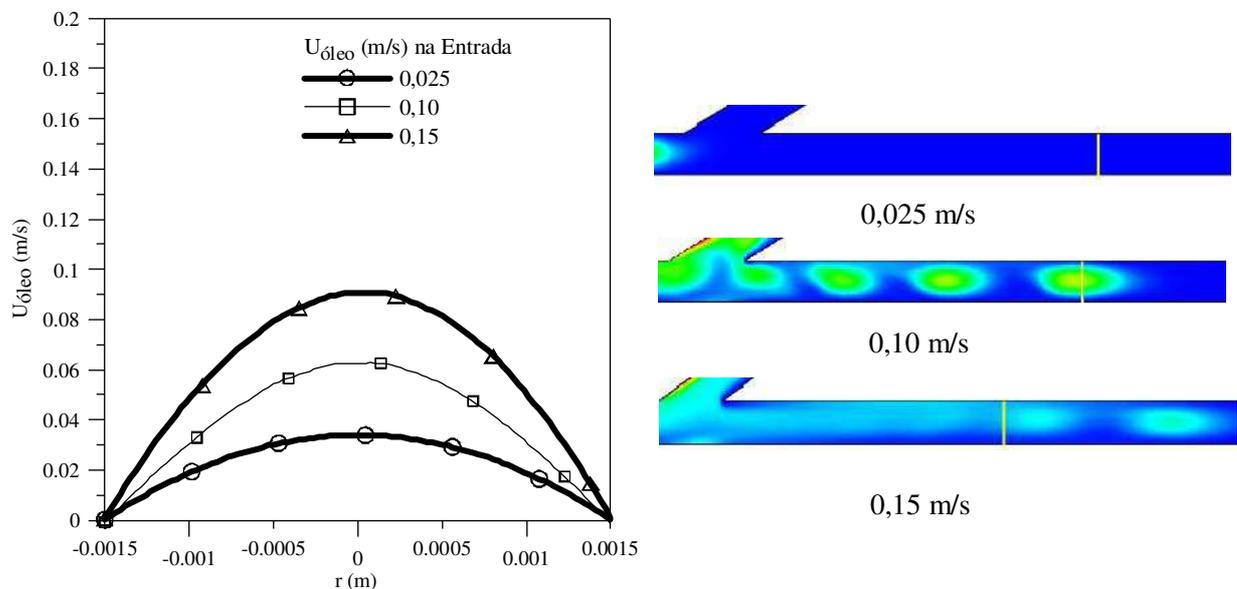


Figura 4.23 – Perfis de velocidade do óleo tomados a 0,112 m da entrada em $t = 1,0$ s no tubo horizontal após a bifurcação em Y para diferentes velocidades de óleo na seção de entrada.

Ainda com relação às Figuras 4.25 e 4.26 percebe-se claramente a influência da velocidade do óleo de alimentação da tubulação sobre o comportamento não apenas dos perfis de velocidade do gás como também na formação e deslocamento da bolha no interior da tubulação: no caso de menor velocidade de entrada do óleo nota-se que a bolha de gás ainda não atingiu a posição $x = 0,112$ m da entrada e no tempo de operação de 1,0 segundos e para velocidades maiores (0,15 m/s) há uma dispersão do gás no óleo após sua passagem pela bifurcação, o que explicaria o formato do perfil nesta mesma posição.

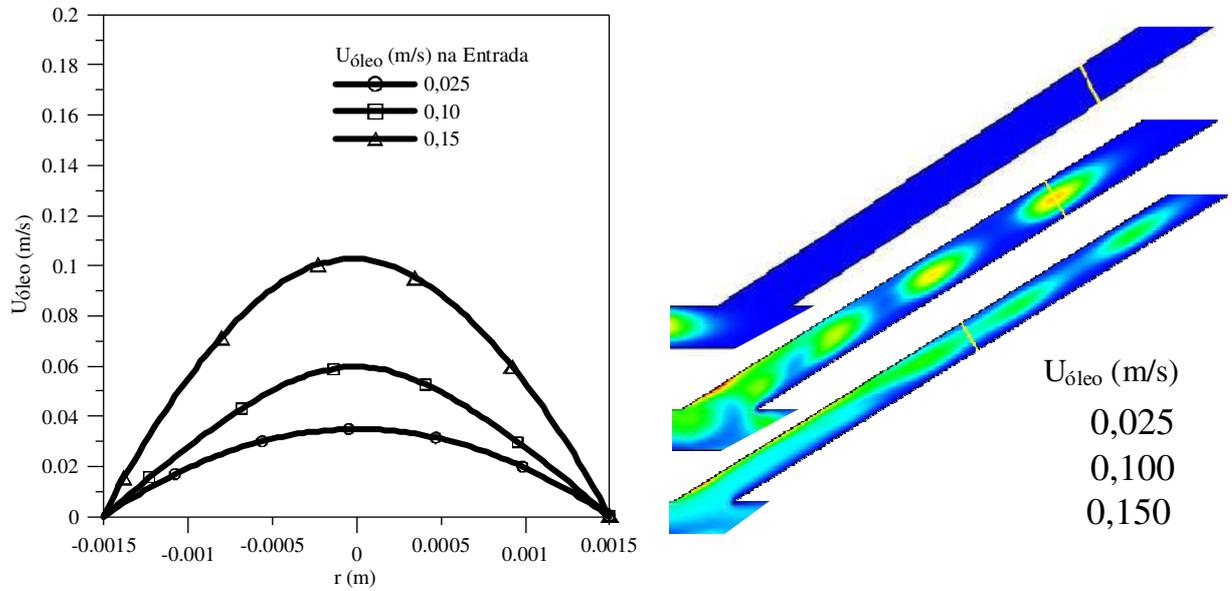


Figura 4.24 – Perfis de velocidade do óleo tomados a 0,112 m da entrada e em $t = 1,0$ s no tubo inclinado após a bifurcação em Y para diferentes velocidades de óleo na seção de entrada.

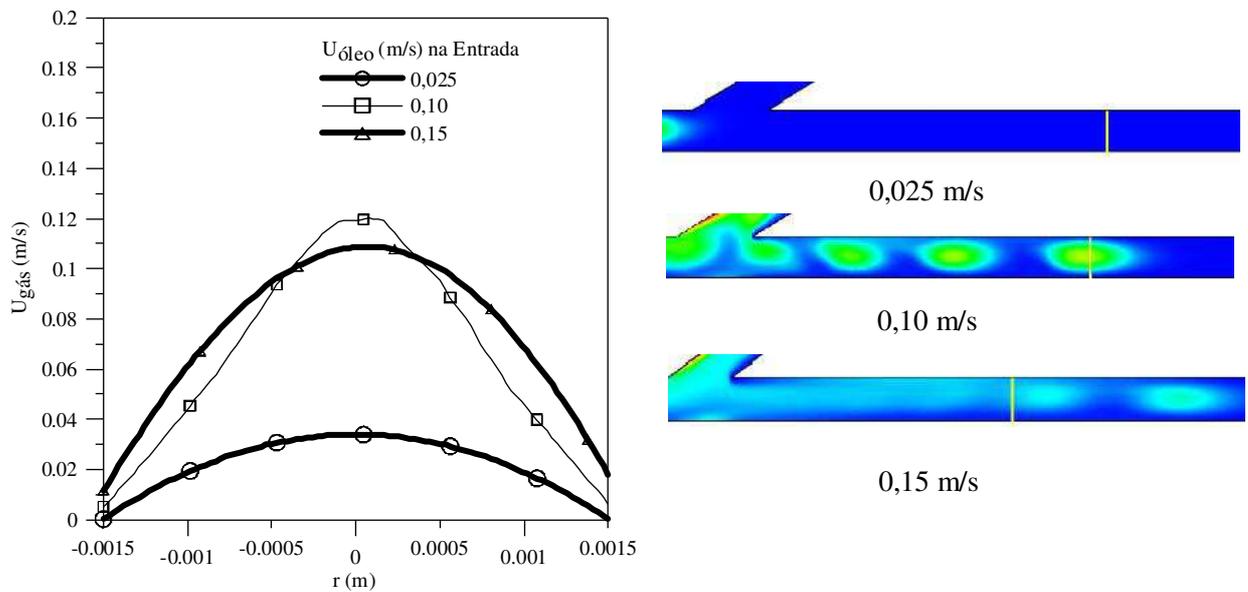


Figura 4.25 – Perfis de velocidade do gás tomados a 0,112 m da entrada e em $t = 1,0$ s no tubo horizontal após a bifurcação em Y para diferentes velocidades de óleo na seção de entrada.

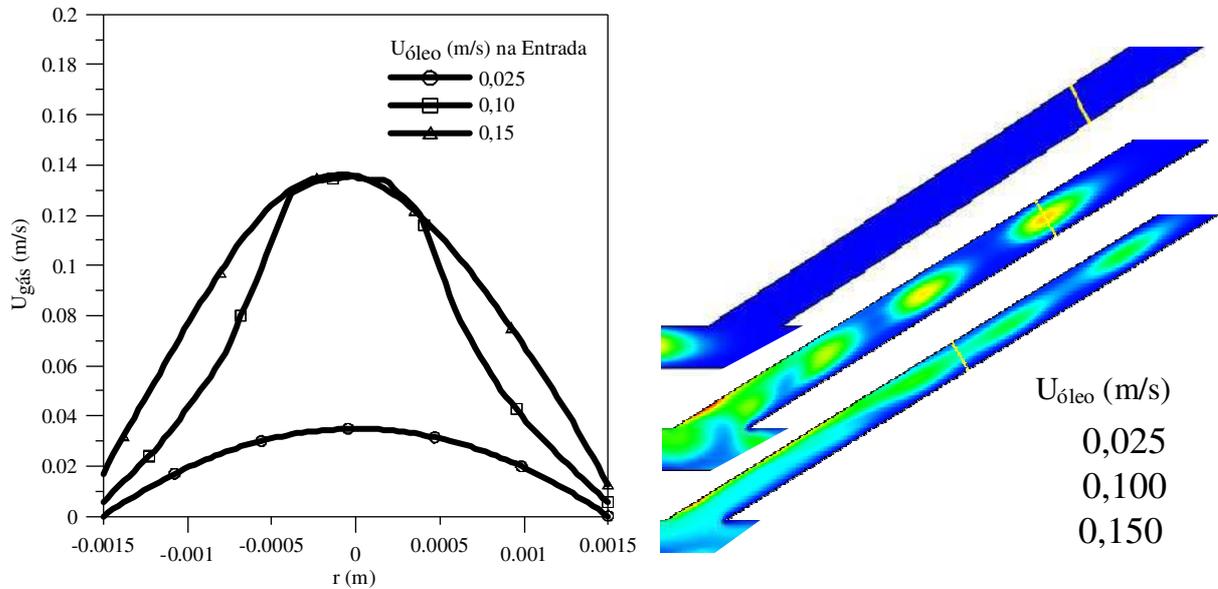


Figura 4.26 – Perfis de velocidade do gás tomados a 0,112 m da entrada e em $t = 1,0$ s no tubo inclinado após a bifurcação em Y para diferentes velocidades de óleo na seção de entrada.

Com o intuito de averiguar a influência da inclinação da tubulação sobre a distribuição radial da fração volumétrica do gás a 0,112 m da entrada para um tempo de 1,0 s foram representados esses valores como função do raio sobre as Figuras 4.23 e 4.24 nos tubos horizontal e vertical, respectivamente. Os resultados ilustrados demonstram claramente a influência tanto da velocidade de óleo pesado na entrada como da inclinação da tubulação sobre os perfis de fração volumétrica e é evidente a assimetria do escoamento da fase gás.

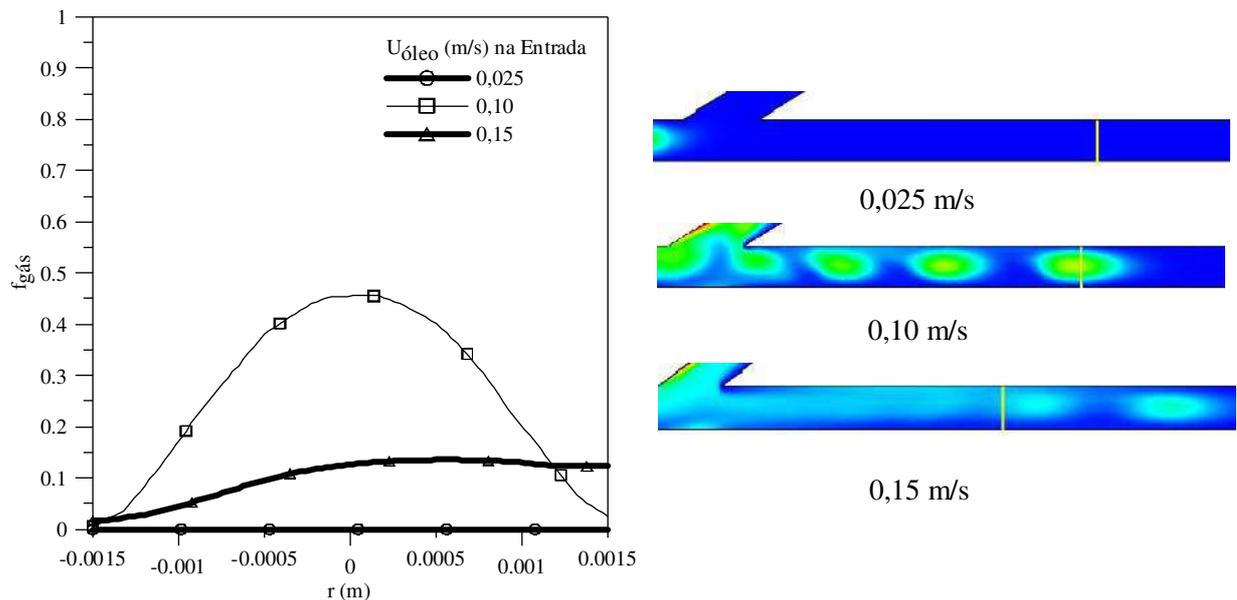


Figura 4.27 – Distribuição da fração volumétrica do gás tomados a 0,112 m da entrada e em $t = 1,0$ s no tubo horizontal para diferentes velocidades de óleo na seção de entrada..

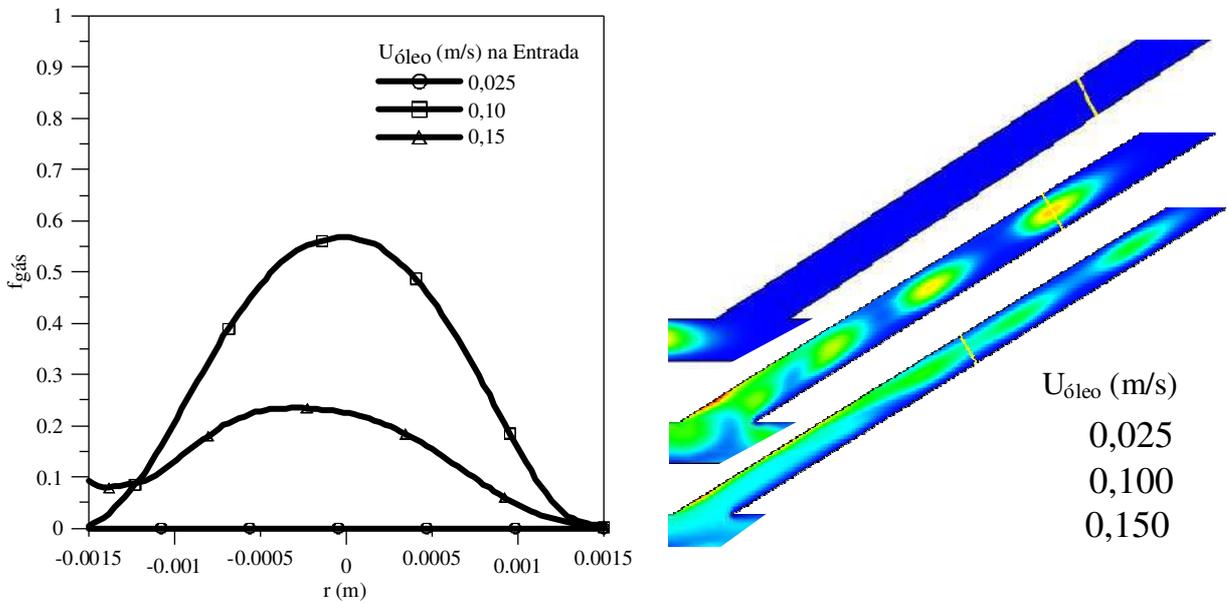


Figura 4.28 – Distribuição da fração volumétrica do gás tomados a 0,112 m da entrada e em $t = 1,0$ s no tubo inclinado para diferentes velocidades de óleo na seção de entrada

4.5 - Influência da viscosidade sobre os perfis de velocidade e de fração volumétrica

Nas Figuras 4.29 e 4.30 estão representados os perfis de velocidade do óleo pesado e do gás, respectivamente, a 0,025 m da entrada do tubo para um tempo de 0,4 s para as viscosidades 0,5; 1,5; 2,5 e 5,0 Pa.s, com o óleo entrando na tubulação à 0,05 m/s. Estes resultados mostram, com exceção da viscosidade igual a 0,5 Pa.s, que o aumento da viscosidade não influencia substancialmente na distribuição radial da velocidade do gás e do óleo pesado. Esse fato pode estar relacionado com a alta resistência do fluido ao escoamento e, neste caso, há uma tendência de se manter o regime laminar de escoamento. Por outro lado, observam-se um comportamento diferenciado dos perfis para ambas as fases, ou seja, um comportamento aproximadamente parabólico para fase óleo (para viscosidade superior a 0,5 Pa.s) enquanto que o perfil do gás apresenta uma forma pontiaguda, fato este que pode ser atribuído a grande diferença de viscosidade entre as fases. No que se refere ao caso de viscosidade igual a 0,5 Pa.s, a diferença de comportamento pode estar relacionada a baixa viscosidade, quando comparado com os outros casos, que proporciona menor resistência ao escoamento da bolha. Este fato pode ser constatado nas figuras de iso-superfícies ao lado dos perfis de velocidade do óleo e do gás ilustrados nas Figuras 4.29 e 4.30. Na Figura 4.31 estão

representados os perfis de fração volumétrica do gás, bem como as iso-superfícies da fração volumétrica. Estes resultados ratificam a influência da viscosidade do óleo sobre o comportamento dos perfis de velocidade e na forma e estabilidade da bolha de Taylor.

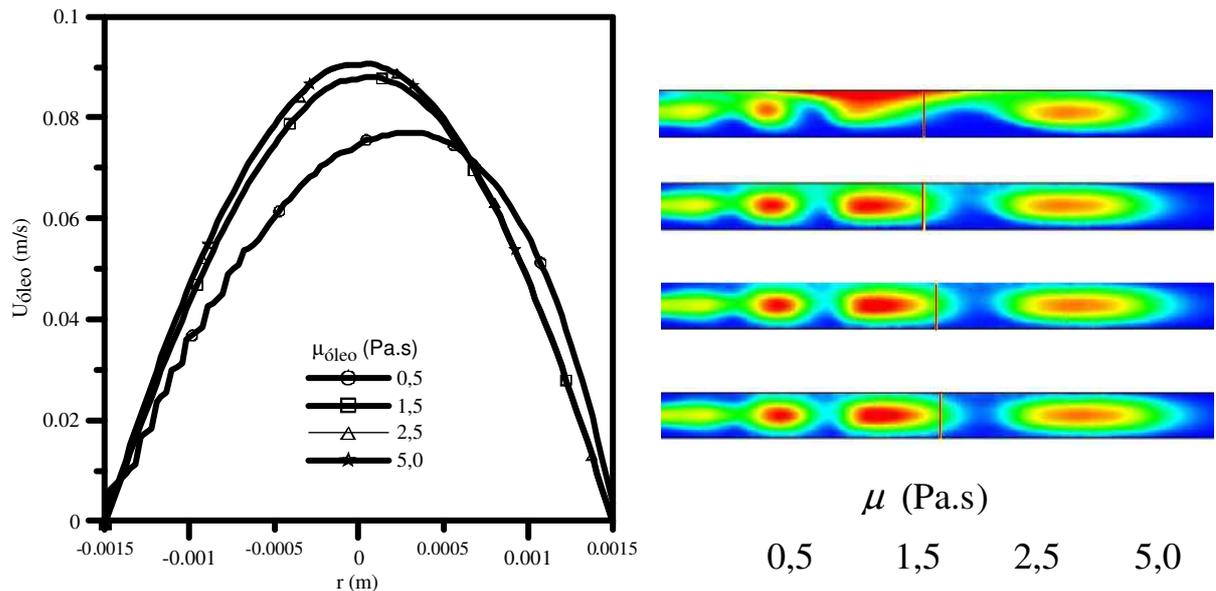


Figura 4.29 – Perfis de velocidade do óleo pesado a 0,025 m da entrada e em $t = 0,4$ s no tubo antes da bifurcação em Y para diferentes viscosidades (0,5; 1,5; 2,5; 5,0 Pa.s).

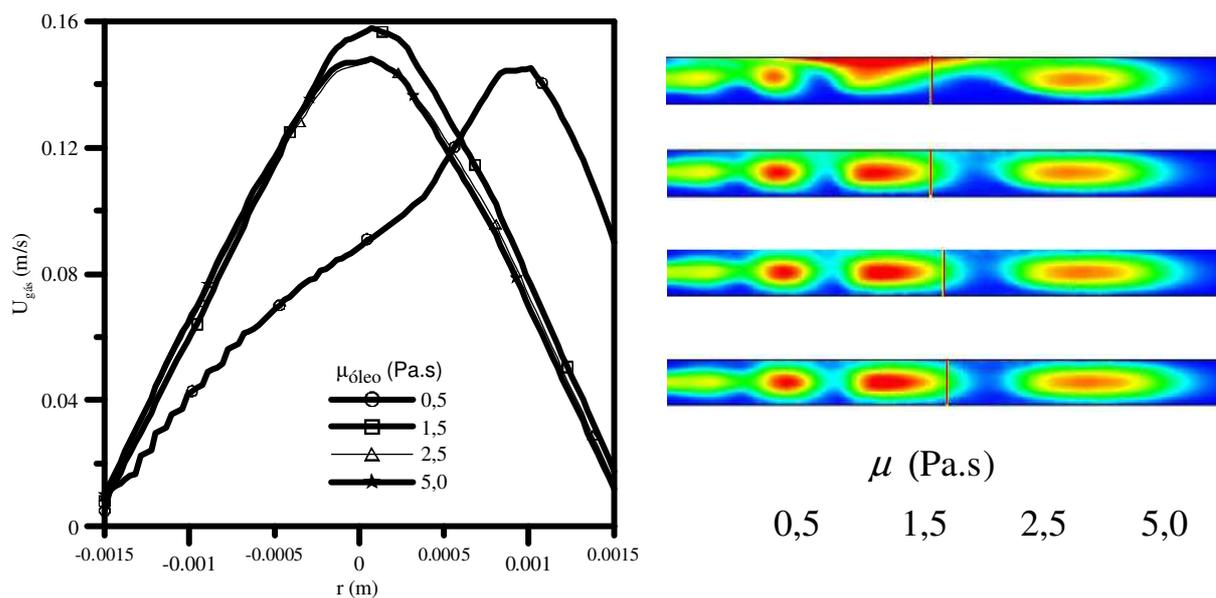


Figura 4.30 – Perfis de velocidade do gás a 0,025 m da entrada e em $t = 0,4$ s no tubo antes da bifurcação em Y para diferentes viscosidades (0,5; 1,5; 2,5; 5,0 Pa.s).

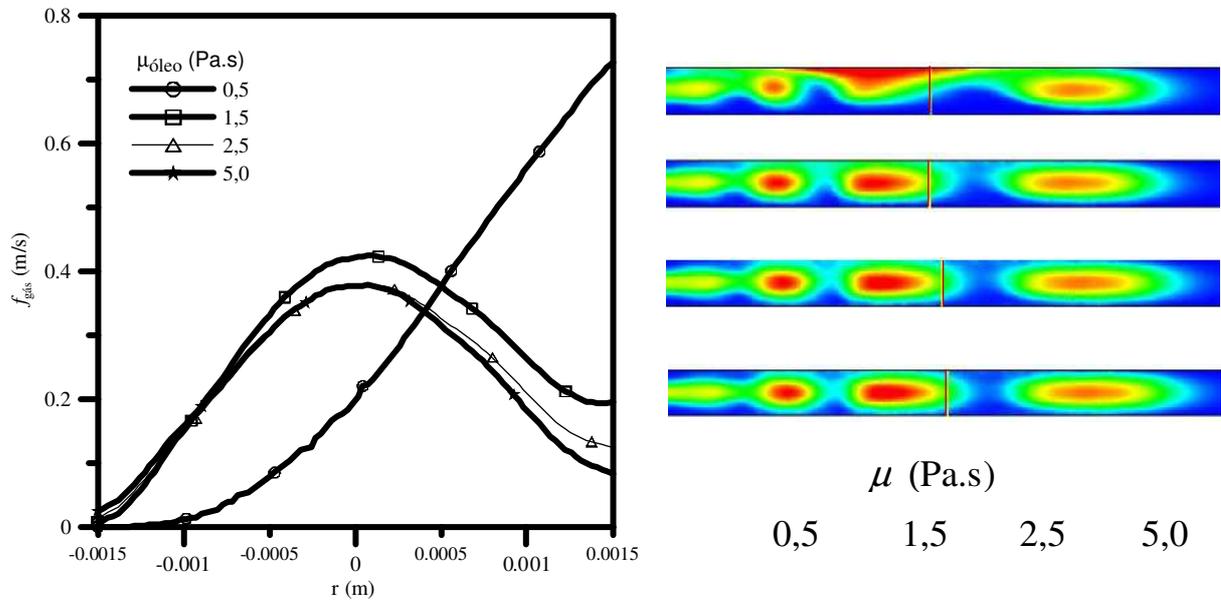


Figura 4.31 – Perfis de fração volumétrica do gás a 0,025 m da entrada e em $t = 0,4$ s no tubo antes da bifurcação em Y para diferentes viscosidades (0,5; 1,5; 2,5; 5,0 Pa.s).

A distribuição radial das frações volumétricas do gás em função do raio para diferentes viscosidades apresentados na Figura 4.31 evidenciam um comportamento similar, com exceção para viscosidade do óleo igual 0,5 Pa.s, que mostra uma distribuição crescente desde a parte inferior do tubo (-0,0015 m) até a parte superior do mesmo (0,0015 m) ratificando o rastro de gás e a possibilidade do surgimento de um padrão pistonado (*plug flow*) ou, ainda, o estratificado, diferenciando do padrão tipo bolha de Taylor, conforme pode ser observado na Figura 2.3.

Nas Figuras 4.32 a 4.37 estão representados os perfis de velocidade axial para o óleo pesado e, para o gás (ar) e para a fração volumétrica do ar em função da posição radial após a bifurcação em Y à uma distância de 0,111 m da entrada da tubulação, bem como as iso-superfícies da fração volumétrica de gás. Os resultados aqui apresentados mostram, de uma maneira geral, que não há alterações significativas dos perfis de velocidades, tanto do óleo como do gás, com a alteração dos valores da viscosidade. Uma exceção pode ser destacada que corresponde ao caso onde a viscosidade é igual a 0,5 Pa.s, a qual pode ser explicada pelo fato de que a bolha de gás ainda não atingiu a posição 0,111 m, previamente escolhida, da entrada da tubulação horizontal após a bifurcação. Esta constatação pode ser observada junto a primeira figura referente às iso-superfícies da fração volumétrica de gás, contada de cima para baixo, Figura 4.34. Todavia, como já fora comentado anteriormente na seção 4.2.2,

verifica-se a forte influência da viscosidade sobre a forma da bolha deixando-as com os contornos bem mais definidos e uma redução considerável na dispersão de gás na parte traseira da bolha.

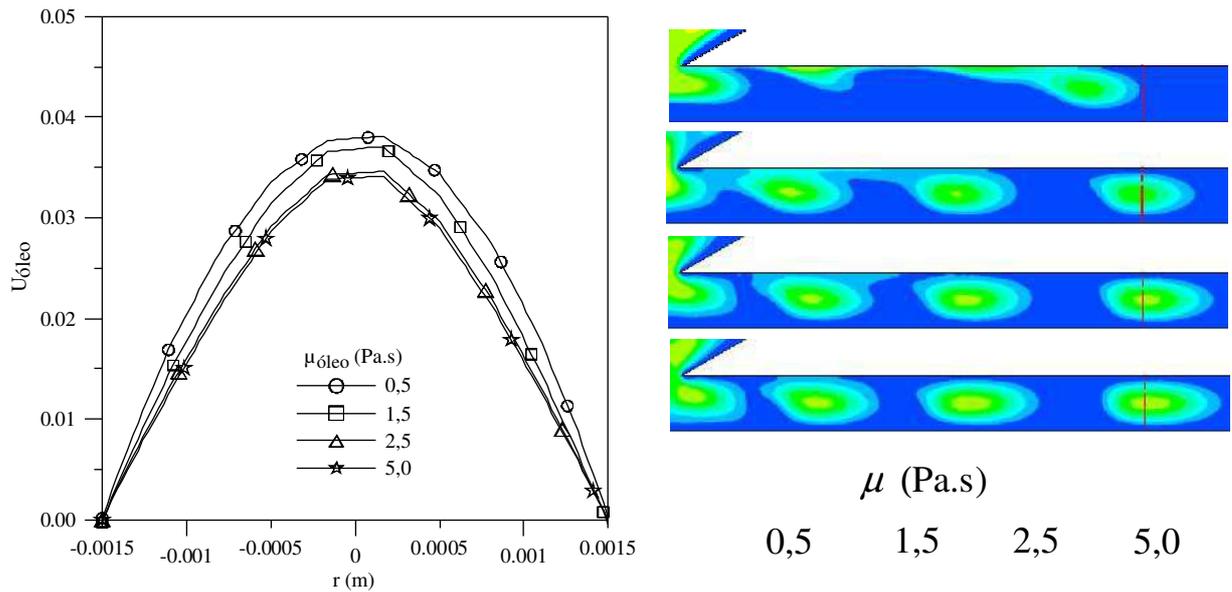


Figura 4.32 – Perfis de velocidade axial do óleo a 0,111 m da entrada e em $t = 1,34$ s no tubo horizontal após a bifurcação em Y para diferentes viscosidades (0,5; 1,5; 2,5; 5,0 Pa.s).

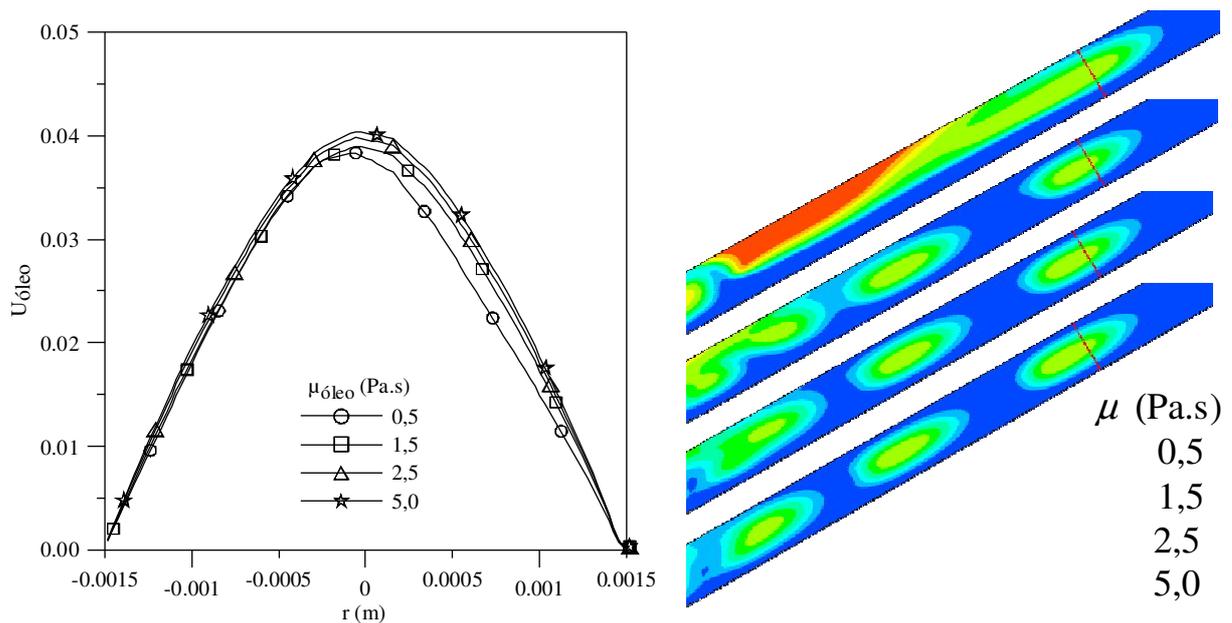


Figura 4.33 – Perfis de velocidade axial do óleo a 0,111 m da entrada e em $t = 1,34$ s no tubo inclinado após a bifurcação em Y para diferentes viscosidades (0,5; 1,5; 2,5; 5,0 Pa.s).

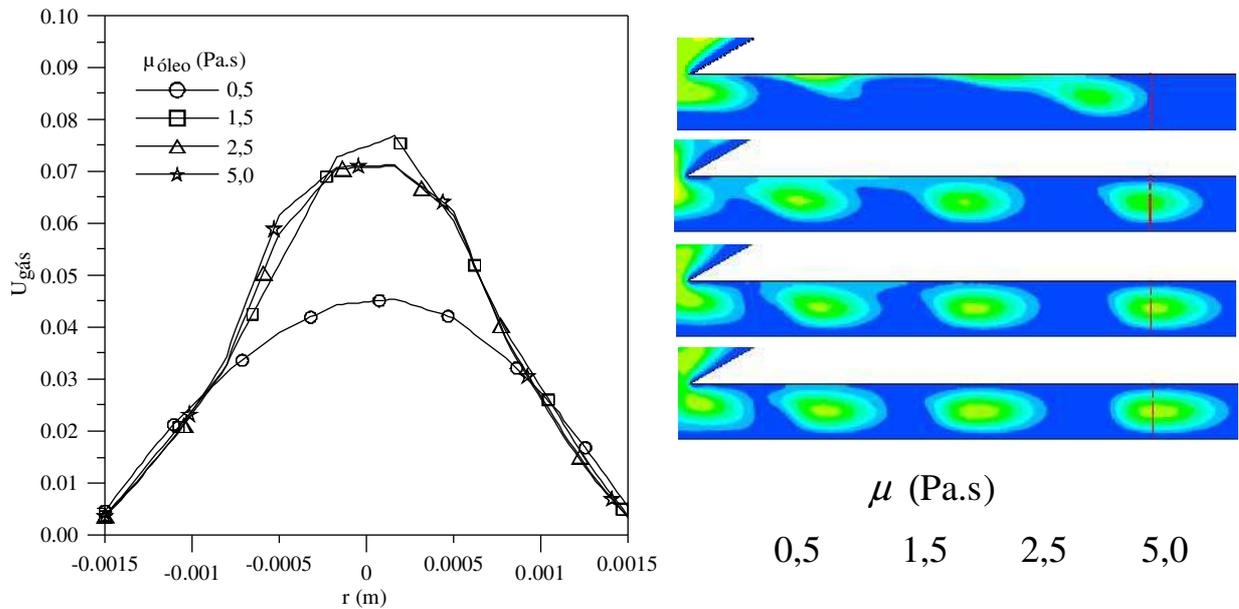


Figura 4.34 – Perfis de velocidade axial do gás a 0,111 m da entrada e em $t = 1,34$ s no tubo horizontal após a bifurcação em Y para diferentes viscosidades (0,5; 1,5; 2,5; 5,0 Pa.s).

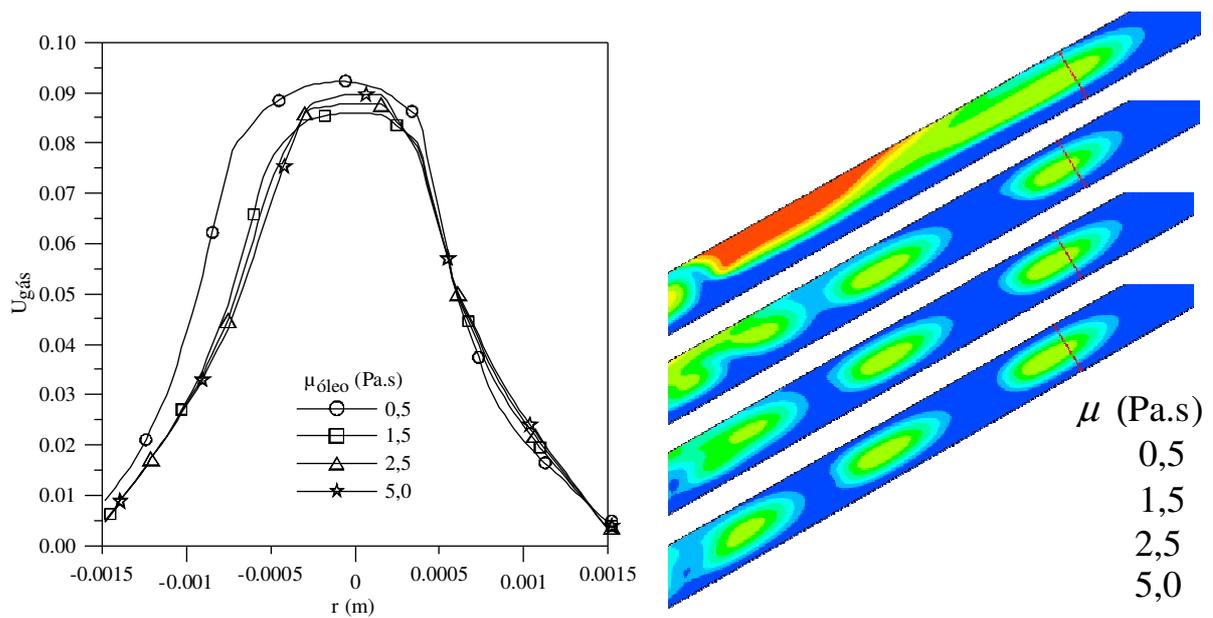


Figura 4.35 – Perfis de velocidade axial do gás a 0,111 m da entrada e em $t = 1,34$ s no tubo inclinado após a bifurcação em Y para diferentes viscosidades (0,5; 1,5; 2,5; 5,0 Pa.s).

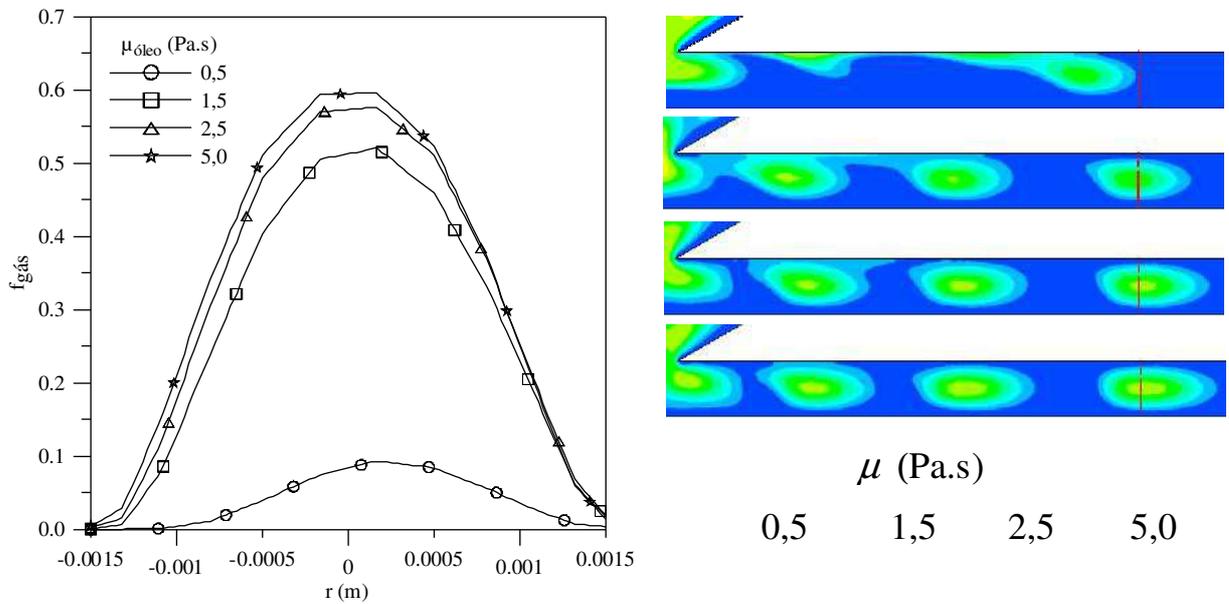


Figura 4.36 – Perfis de fração volumétrica do gás a 0,111 m da entrada e em $t = 1,34$ s no tubo horizontal após a bifurcação em Y para diferentes viscosidades (0,5; 1,5; 2,5; 5,0 Pa.s).

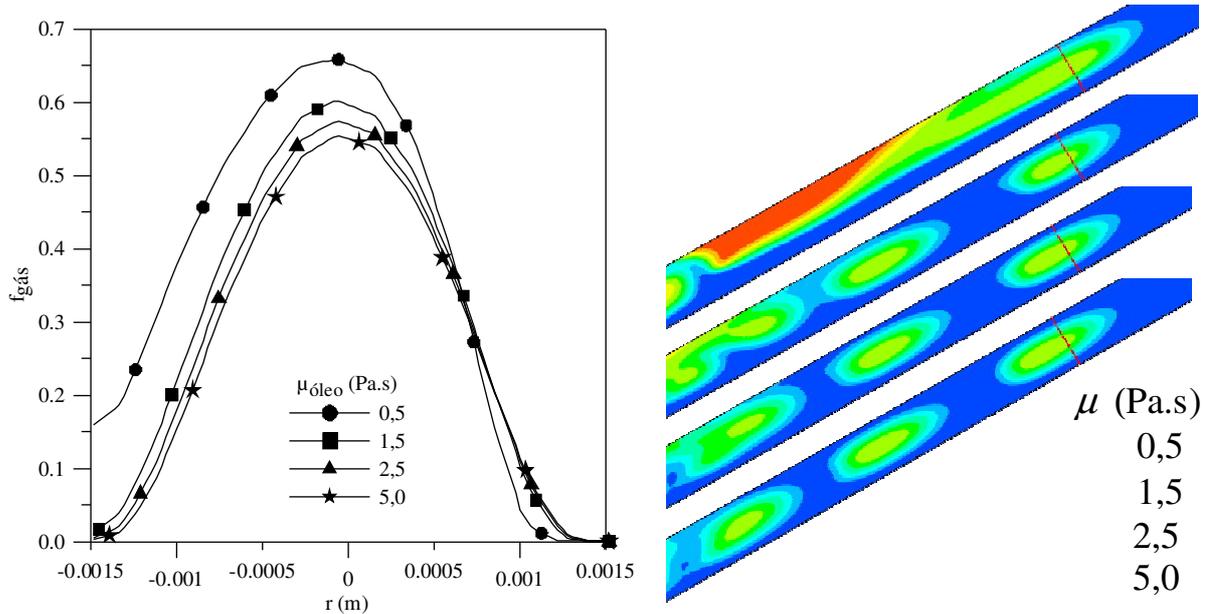


Figura 4.37 – Perfis de fração volumétrica do gás a 0,111 m da entrada e em $t = 1,34$ s no tubo inclinado após a bifurcação em Y para diferentes viscosidades (0,5; 1,5; 2,5; 5,0 Pa.s).

CONCLUSÕES

Considerando os resultados obtidos, pode-se concluir de maneira geral que o software CFX® 3D 10.0 mostrou-se eficiente para descrever o escoamento do ar em petróleo, tendo em vista a consistência física dos resultados dos perfis de velocidade, pressão e a fração volumétrica das fases.

A viscosidade interfere significativamente no formato da bolha de Taylor, assim como na velocidade de locomoção da mesma. A formação da bolha ocorre mais facilmente em fluidos com maior viscosidade.

A velocidade, o formato e o comprimento da bolha de Taylor apresentaram uma dependência com a velocidade relativa entre o gás e o líquido na seção de entrada da tubulação; quando a bolha de gás escoar em duto horizontal, esta tende a ficar em uma posição assimétrica em relação ao centro do duto, sendo simétrica para um escoamento em duto vertical.

Observou-se no percurso da bolha de gás uma pequena dispersão das partículas de gás para a fase contínua, o que pode estar associada as forças que interagem com a bolha e a corrente de óleo (força de arraste e campo gravitacional).

Os resultados revelaram que o óleo, por ser mais viscoso, tende a se concentrar nas regiões próximas à parede do duto, enquanto que a bolha de gás escoar na parte central da tubulação, dependendo da velocidade relativa entre as fases, como também da posição axial em relação a entrada do duto e concentração da fase gás.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AEA Technology, Manual do usuário para versão do CFX-5.4, AEA Technology plc, Harwell, UK, Promixus Validation Report. 2000.

AUTON, T. R., “The dynamic of bubbles, drops and particles in motion in liquids”. PhD Thesis, University of Cambridge, UK, 1983.

BARNEA, D., “Effect of bubble shape on pressure drop calculations in vertical slug flow”. *International Journal of Multiphase Flow* 16, n.1, pp. 79–89. 1990.

BARNEA, D.; SHOHAM, O; TAITEL, Y., “Flow-Pattern Transition for Vertical Downward Two-Phase Flow”. *Chemical Engineering Science* 37, pp. 741-746. 1982.

BENDIKSEN K.H., “An experimental investigation of the motion of long bubbles in inclined tubes”. *International Journal of Multiphase Flow* 10, n.4, pp. 467-483, 1984.

BRAUNER, N.; ULLMANN, A., “Modelling of gas entrainment from Taylor bubbles. Part A: slug flow”. *International Journal of Multiphase Flow* 30, n. 3, pp. 239–272, 2004.

BUGG, J. D.; SAAD, G. A., “The velocity field around a Taylor bubble rising in a stagnant viscous fluid: numerical and experimental results”, *International Journal of Multiphase Flow* 28, n.4, pp. 791–803, 1998.

CAMPOS, J. B. L. M; GUEDES DE CARVALHO, J. R. F., “An experimental study of the wake of gas slugs rising in viscous liquids”, *Journal of Fluid Mechanics* 28, n.196, pp. 27-37, 1988.

CAVALCANTI, R. S., “Estudo fluidodinâmico do desprendimento de H_2 em uma célula eletrolítica, utilizando o aplicativo computacional CFX”, Campina Grande, UFCG, Dissertação de Mestrado, 2003.

CHEN, J. D., “Measuring the film thickness surrounding a bubble inside a capillary”, *Journal Colloid Interface Science*, 109, pp. 341, 1986.

CHEN X. T.; CAI X. D.; BRILL J. P., “A General model for transition to dispersed-bubble flow”, *Chemical Engineering Science*, 52, n.23, pp. 4373-4380, 1997.

CHUNG, P. M. Y.; KAWAJI, M., “The effect of channel diameter on adiabatic two-phases flow characteristics in microchannels”, *International Journal of Multiphase Flow* 30. n. 7-8, pp. 735-761, 2004.

CLIFT, R.; GRACE, J. R.; WEBER, M. E., “Bubble, drops, and particles”, Editora Dover Publicartions, pp. 23-28, 1978.

COLLINS, R.; DE MORAES, F. F.; DAVIDSON, J. F.; HARRISON, D., “The Motion of large gas bubble rising rising through liquid flowing in a tube”. *Journal of Fluid Mechanics* 89, pp. 497-514, 1978.

COOK, M.; BEHNIA, M., “Film profiles behind liquid slugs in gas-liquid pipe flow”, *A.I.Ch.E.- Journal The American Institute of Chemical Engineers* 43, n. 9, pp. 2180-2186, 1997.

DARIPA, P. K., “Pointed Taylor Bubble Revisited”. *Journal of Computational Physics* 123, n. 1, pp. 226-230, 1996.

DAVIES, R. M.; TAYLOR, G., “The mechanics of large bubbles rising through extended liquids and through liquids in tubes”. *Proceedings of the royal }Society of London, Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 200, n.1062, pp.375-390, 1950.

DUCKLER, A. E.; MARON, D. M.; BRAUNER, N., “A physical model for predicting the minimum stable “slug” length”. *Chemical Engineering Science*, 40, n.8, pp. 1379–1385. 1985.

DUMITRESCU, E.D.T. “Stromung and einer luftbluse in senkrechten rohr”, *Zangew. Math. Mechanical*, 23, pp. 139, 1943.

DUNS, H. Jr.; ROS, N. C. J., “Vertical Flow of Gas and Liquid Mixtures in Wells” in: *Proc., 6th World Petroleum Congress, Frankfurt, Germany, papper22-PD6*, pp. 451-465, 1963.

SILVA, C. B. C.; FILHO, M. J. B.; PINHEIRO, J. A.,” *Medição de vazão e propriedades em escoamento multifásico: solução econômica para diferentes atividades industriais*”, v.43, n.1, *Bolsista técnico PETROBRAS*, Rio de Janeiro, pp. 45-61, jan-mar. 2000

FERNANDES, R. C.; SEMIAT, R.; DUKLER, A. E., “Hydrodynamic model for gas–liquid slug flow in vertical tubes”, *A.I.Ch.E Journal* 29, pp. 981–989, 1983.

FRÉCHOU, D., “Ecoulement triphasique huile-eau air”, *Ph.D. Thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, France*, 1986.

FRENKEL, D.; SMITH, B., “Understanding molecular simulations, from algorithm to applications”, *Academic Press, San Diego, California*. 1996.

GOBBY, D.; HAMILL, I. S.; JONES, I. P.; LEWIN, J.; MONTAVON, C., "Application of CFD to multi-phase mixing" AEA Technology Engineering Software, artigo <http://www.software.aeat.com>. 2002.

GOULD, T. L., "Vertical two-phase stream water flow in geothermal wells". *Journal of Petroleum Technology* 26, pp.833-842, 1974.

GOULD, T. L.; TEK, M.R.; KATZ, D.L., "Two-Phase Flow through Vertical, Inclined, or Curved Pipes". *Journal of Petroleum Technology*, pp. 915-926. 1974.

GRIFFITH, P.; WALLIS, G. B., "Two-phase slug flow", *Journal Heat Transfer* 83, pp. 307-320, 1961.

HASVAN, A. R.; KABIR, C. S., "Predicting multiphase flow behavior in a deviated well" *SPEDE*, 3, n. 4, pp.474, 1988.

HILGENFELDT, S.; LOHSE, D.; BRENNER, M. P., "Phase diagrams for sonoluminescing bubbles", *Physics of Fluids*, 8, pp. 2808-2826, 1996.

HOOMANS, B. P. B., "Granular dynamics of gas solid two phase flows", PhD thesis, University of Twente, Enschede, The Netherlands, 2000.

ISHII, M., "Thermo-fluid dynamic theory of two phase flow", *Collection de la Direction des Etudes et Recherches d'Electricite de France, Eyrolles*, n. 22, pp. 275, 1975.

ISEC DEQ. Figuras: a) Bolha tubular (bolha de Taylor) em ascensão numa coluna vertical com líquido estagnado, b) Colunas de borbulhamento com diâmetros internos diferentes. Disponível em http://deq.isec.pt/Lab_Investigacao.aspx, acessado em 10.07.2006.

JAYANTI, S.; HEWITT, G. F., "Prediction of slug-tochurn flow transition in vertical two-phase flow" *International Journal of Multiphase Flow* 18, n. 6, pp. 847-860, 1992.

ILEGBUSI, O.J.; IGUCHI, M.; NAKAJIMA, K.; SAKAMUTO, M., "Modeling mean flow and turbulence characteristics in gas-agitated bath with top layer", *Metallurgical and Materials Transactions*, 29B, pp. 211-222 1988.

KOKAL, S. L.; STANISLAV, J. F., "An experimental study of two-phase flow in slightly inclined pipes - I. Flow patterns", *Chemical Engineering Science*, 44, pp. 665-679, 1989.

LIN, H.; STOREY, B. D.; SZERI, A. J., "Rayleigh-Taylor instability of violently collapsing bubbles". *Journal Physics of Fluids* 14, pp. 2925-2928, 2002.

MAGNAUDET, J.; RIVERO, M.; FABRE, J., "Accelerated flows past a rigid sphere or a spherical bubble. Part 1. Steady straining flow", *Journal of Fluid Mechanics* 284, pp.97-135, 1995.

MALCA, A. J. O., "Análise do Padrão slug em Tubulações Horizontais, utilizando o modelo de Dois Fluidos", Rio de Janeiro, PUC, Dissertação de Mestrado, 2004.

MARINHO, J. L. G., “Estudo do escoamento multifásico tipo bolha de Taylor em dutos e conexões curvadas”, Campina Grande, UFCG, Dissertação de Mestrado em Engenharia Química, 2008.

MAXEY, M. R.; RILEY, J. J., “Equation of motion for a small rigid sphere in a non uniform flow”, *Physics of Fluids* 26, n.4, pp. 883-889, 1983.

MELO, V. S., “Escoamento bifásico em duto com forma arbitrária via método dos volumes finitos e coordenadas generalizadas”, Campina Grande, UFCG, DEM, Relatório Técnico CNPq, 109p, 2004.

MIKAMI, T., “Agglomeration fluidization of liquid/solid bridging particles and its control” PhD thesis, Tokyo University of Agriculture and Technology, Department of Chemical Engineering, Japan. 1998.

NICHOLSON, M. K.; AZIZ, K.; GREGORY, G. A., “Intermittent two phase flow in horizontal pipes: predictive models” *Canadian Journal of Chemical Engineering* 56, pp. 653-663. 1978.

NICKLIN, D. J.; WILKES, J.O.; DAVIDSON, J. F., “Two phase flow in vertical tubes”, *Trans Institute Chemical Engineering*, 40, pp. 61-68, 1962.

NIGMATULIN, T. R.; BONETTO, F. J., “Shape of Taylor bubbles in vertical tubes”, *Journal Heat Mass Transfer*, 24, n.8, pp. 1177-1185, 1997.

NUSSELT, W., “Die Oberflaechen Kondensateion des Wasser dampfes” *VDI Zeitschrift*, 60, pp. 541-546, 1916.

OLIVEIRA, B. D.; POSSAMAI, L. F., “Caracterização de escoamentos bifásicos em tubos de seção constante e restrições.”, Laboratório de Energia Solar/LABSOLAR - Universidade Federal de Santa Catarina. 2004.

PALADINO, E. E., “Estudo do escoamento multifásico em medidores de vazão do tipo pressão diferencial”, Tese de Doutorado, Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC. 2005.

PETALAS, N.; AZIZ, K., “A mechanistic model for multiphase flow in pipes.”, 49TH Annual Technical Meeting Of The Petroleum Society Of The Canadian Institute Of Mining, Metallurgy And Petroleum Held In Calgary, Alberta, Canada, 1998.

PINTO, A. M. F. R.; CAMPOS, J. B. L. M., “Coalescence of two gas slugs rising in a vertical column of liquid”, *Chemical Engineering Science* 51, n. 1, pp. 45-54. 1996.

PINTO, A. M. F. R; COELHO PINHEIRO, M. N; CAMPOS, J. B., “On the interaction of Taylor Bubbles rising in two-phase co-current slug flow in vertical columns: Turbulent wakes”, *Experiments in Fluids* 31, n. 6, pp. 643-652. 2001.

PLESSET, M. S., “On the stability of fluid flows with spherical symmetry”, *Journal. Applied. Physics* 25, n.1, pp. 96-98, 1954.

QIAN, D.; LAVAL, A., “Numerical study on gas and liquid slugs for Taylor flow in a T-junction Microchannel”, *Chemical Engineering Science* 61, n. 23, pp. 7609-7625, 2006.

RANADE, V. V., “Computational flow modeling for chemical reactor engineering”, *Process Systems Engineering Series 5*, pp. 244-422, 2002.

REIS, E., “Estudo do escoamento pistonado horizontal ar-água em tubulações com ramificação T” São Paulo, UNICAMP, Tese de Doutorado em Engenharia Mecânica, 2003.

RIETHMULLER, M. L., “Bubble Dynamics and slug Flows” Disponível http://www.vki.ac.be/research/themes/annualsurvey/2002/bubble_dynamics_ea1003v1.pdf; acessado em 04/2007.

SADATOMI, M.; SATO, Y., “Two-phase flow in a vertical noncircular channels”, *International Journal of Multiphase Flow*, 8, n. 6, pp. 641-655, 1982.

SALMAN, W.; GAVRIILIDIS, A.; ANGELI.; PANAGIOTA. “On the formation of Taylor bubbles in small tubes.” *Chemical Engineering Science* 61, n. 20, pp. 6653-6666, 2006

SCHILLER, L.; NAUMANN, Z., “A Drag Coefficient Correlation”. *Deutsch. Ing.* 77, pp. 318, 1935.

SEIBERT, K. D.; BURNS, M. A., “Simulation of structural phenomenon in mixed-particle fluidized beds.” *AICHE-Journal The American Institute of Chemical Engineers* 44, n. 33, pp. 528-537, 1998.

SERIZAWA, A.; FENG, Z.; KAWARA, Z., “Two-phase flow in microchannels”, *Fluid Dynamics Research* 38, pp. 772-786, 2006.

SHERWOOD, T. K.; PIGFORD, R.L.; WILKE, C. R., “Mass transfer”, McGraw-Hill, New York, USA. 1975.

SILVA, R. M., “Simulação numérica do escoamento bifásico óleo-água em bifurcações angulares.” Bolsista técnico ANP PRH 25 Campina Grande, UFCG, Monografia de Graduação. novembro 2005.

SILVA, B. C.; FILHO, M. J. B.; PINHEIRO, J. A., “Medição de vazão e propriedades em escoamento multifásico: solução econômica para diferentes atividades industriais”, Bolsista técnico PETROBRAS Rio de Janeiro, 43. Jan-março 2000.

SILVEIRA NETO, A., “Simulação de grandes escalas de escoamentos bifásicos turbulentos”, VII ENCIT 2, pp. 821 – 826, Rio de Janeiro, RJ. 1998.

TAITEL, Y.; DUKLER, A. E., “A Model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow”, *AICHE-Journal The American Institute of Chemical Engineers* 22, pp.47-54. 1976.

TAITEL, Y.; BARNEA, D., “A consistent approach for calculating pressure drop in inclined slug flow”, *Chemical Engineering Science* 45, n. 5, pp. 1199-1206. 1990.

TAITEL, Y.; BARNEA, D.; DUKLER, A. E., “Modeling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes” *AICHE-Journal The American Institute of Chemical Engineers* 26, n.3, pp. 345-354. 1980.

TAHA, T.; CUI, Z. F., “CFD Modeling of slug flow in vertical tubes.”, *Chemical Engineering Science* 61, n. 2, pp. 676-687. 2006.

THULASIDAS, T. C.; ABRAHAM, M. A.; CERRO, R. L., “Bubble-train flow in capillaries of circular and square cross section”, *Chemical Engineering Science* 50, n.2, pp. 183-199,. 1995.

TOMIYAMA, A.; NAKAHARA, Y.; ADACHI, Y.; HOSOKAWA, S., “Shapes and rising velocities through an Inner Subchannel”, *Journal of Nuclear Science and Thecnology* 40, n. 3, pp. 136-142. 2003.

TRIPLETT, K. A.; GHIAASIAAN, S. M.; ABDEL-KHALIK, S. I.; LEMOUEL, A.; MCCORD, B. N., “Gas-liquid two-phase flow in microchannels, Part II, void fraction and pressure drop”, *International Journal of Multiphase Flow* 25, n. 3, pp. 395–410. 1999.

VAN WIJNGAARDEN, L., “Hydrodynamic interaction between gas bubbles in liquid”, *Journal. of Fluid Mechanics Digital Archive*, 77, n.1, pp. 27-44. 1976.

VENKATESWARARAO, P.; SEMIAT, R.; DUKLER, A. E., “Flow pattern transition for gas-liquid flow in a vertical rod bundle”, *International Journal of Multiphase Flow* 8, n.5, pp.509-524. 1982.

WALLIS, G. B., “One-Dimensional Two-Phase Flow”, McGraw Hill, New York. 1969.

WEISMAN, J.; KANG, S. Y., “Flow-patter n transition in vertical and upwardly inclined lines”, *International Journal of Multiphase Flow* 7, n. 3, pp. 271-291, 1981.

WHITE, E. T; BEARDMORE, R. H., “The velocity of single cylindrical air bubbles through liquids contained in vertical tubes”, *Chemical Engineering Science* 17, pp. 351-361. 1962.

WÖRNER, M., “Computational modeling of incompressible two-phase flows”, *International Summer School on Computational and experimental simulation of combustion & multi-phase flows in advanced energy systems*, Kirkpınar, Turkey. 2003.

XU, B.H.; YU, A.B., “Numerical simulation of gas solid flow in a fluidized bed by combining discrete particle method with computational fluid dynamics”, *Chemical Engineering Science* 52, n.16, pp. 2785-2809, 1997.

YOSHIZAWA, C. J., “Estudos de modelos para a forma das bolhas em um escoamento intermitente padrão golfadas”. *Dissertação de Mestrado em Engenharia de Recursos Hídricos e Ambiental – Área Mecânica dos Fluidos Computacional*, Universidade Federal do Paraná – PR. 2006.

ZHENG, D.; HE, X.; CHE, D., "CFD Simulations of Hydrodynamic characteristics in a gas-liquid vertical upward slug flow", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 50, n. 21-22, pp. 4151-4165, 2007.

APÊNDICE

$$a = L_2 \cos \theta$$

$$b = L_2 \sin \theta$$

$$x = \frac{b^2}{a} - s$$

$$x = \frac{(L_2 \sin \theta)^2}{L_2 \cos \theta} - s$$

$$x = L_2 \sin \theta \tan \theta$$

$$L' = a + x$$

$$L' = L_2 \cos \theta + \sin \theta \tan \theta - s$$

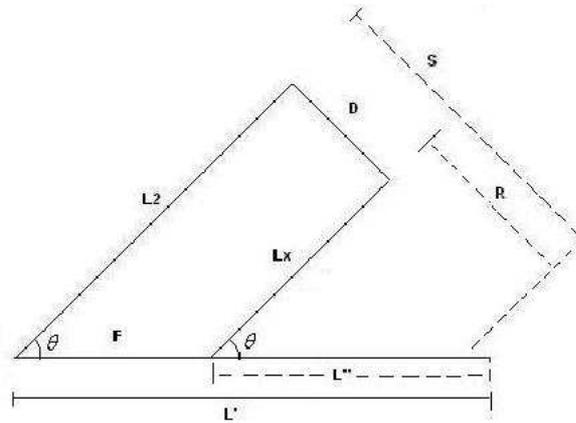
$$L' = L_2 (\cos \theta + \sin \theta \tan \theta)$$

$$(L')^2 = L_2^2 + S^2$$

$$S = \sqrt{L'^2 - L_2^2}$$

$$R = S - D$$

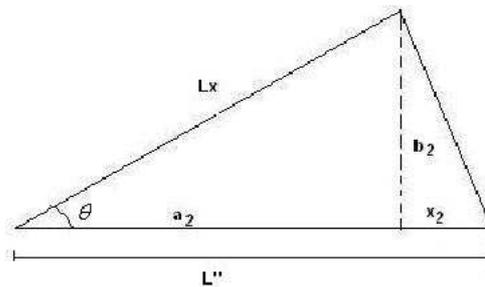
$$R = \sqrt{L'^2 - L_2^2} - D$$



POR SEMELHANÇA DE TRIÂNGULOS, TEM-SE:

$$\sin \theta = \frac{S}{L'} \Rightarrow \frac{R}{L''}$$

$$L'' = \frac{RL'}{S} \Rightarrow \frac{(S-D)L'}{S} \Rightarrow L'' = L' \left(1 - \frac{D}{S}\right)$$



$$L' = L_x^2 + R^2 \Rightarrow L_x = \sqrt{L'^2 - R^2}$$

$$x_2 = \frac{b_2^2}{a_2}$$

$$a_2 = L_x \cos \theta$$

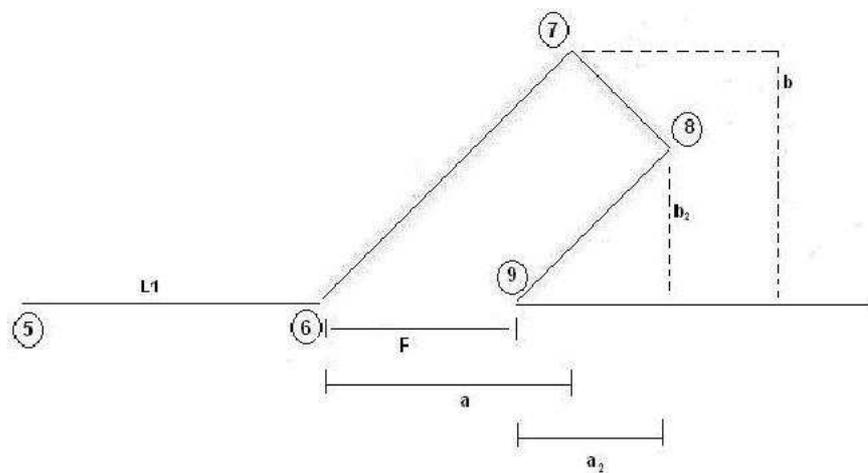
$$b_2 = L_x \sin \theta$$

$$x_2 = \frac{(L_x \text{sen} \theta)^2}{L_x \cos \theta} \Rightarrow x_2 = L_x \text{sen} \theta \tan \theta$$

$$L'' = L_x (\cos \theta + \text{sen} \theta \tan \theta)$$

$$F = L' - L'' \Rightarrow F = (L_2 - L_x) (\cos \theta - \text{sen} \theta \tan \theta)$$

DETERMINAÇÃO DE P8 E P9:



PARA P8: $x = L_1 + F + a_2$
 $y = -0,0025$
 $z = \left(\frac{D}{2}\right) + b_2$

PARA P9: $x = L_1 + F$
 $y = -0,0025$
 $z = \left(\frac{D}{2}\right)$

RESUMO DE PONTOS:

P1:	$x = 0$ $y = -0,0025$ $z = -\frac{D}{2}$	P2:	$x = L_1$ $y = -0,0025$ $z = -\frac{D}{2}$
P3:	$x = L_1 + F$ $y = -0,0025$ $z = -\frac{D}{2}$	P4:	$x = L$ $y = -0,0025$ $z = -\frac{D}{2}$
P5:	$x = 0$ $y = -0,0025$ $z = \frac{D}{2}$	P6:	$x = L_1$ $y = -0,0025$ $z = \frac{D}{2}$

<p>P7:</p> $x = L_1 + L_2 \cos \theta$ $y = -0,0025$ $z = \frac{D}{2} + b$	<p>P8:</p> $x = L_1 + (L_2 - L_x)(\cos \theta + \text{sen} \theta \tan \theta) + L_x \text{sen} \theta$ $y = -0,0025$ $z = \frac{D}{2} + L_x \cos \theta$
<p>P9:</p> $x = L_1 + (L_2 - L_x)(\cos \theta + \text{sen} \theta \tan \theta)$ $y = -0,0025$ $z = \frac{D}{2}$	

ANEXO

PARÂMETROS UTILIZADOS NO APLICATIVO COMPUTACIONAL CFX
VERSÃO 10.0

LIBRARY:

CEL:

FUNCTION: Wprof

Argument Units = [m s⁻¹],[m],[m],[s],[s]

Option = User Function

Result Units = [m s⁻¹]

User Routine Name = Wprof

END

FUNCTION: FVolum

Argument Units = [m],[m],[s],[s]

Option = User Function

Result Units = []

User Routine Name = FVolum

END

EXPRESSIONS:

Rmax = 0.0005 [m]

raio = sqrt(x ^2 + y ^2)

Tinj = 2 [s]

FVoleo = 1 - FVolum(raio,Rmax,t,Tinj)

Wmax = 0.1 [m s⁻¹]

END

END

USER ROUTINE DEFINITIONS:

USER ROUTINE: Wprof

Calling Name = Inlet_Velocity

Library Name = Pipe_Inlet

Library Path = D:/Ricardo/Malha_T_Tinj2sTp4s

Option = User CEL Function

END

USER ROUTINE: FVolum

Calling Name = inlet_fracao

Library Name = Fracao

Library Path = D:/Ricardo/Malha_T_Tinj2sTp4s

Option = User CEL Function

END

END

MATERIAL: Air at 25 C

Material Description = Air at 25 C and 1 atm (dry)

Material Group = Air Data, Constant Property Gases

Option = Pure Substance

Thermodynamic State = Gas

PROPERTIES:

Option = General Material

Thermal Expansivity = 0.003356 [K⁻¹]

ABSORPTION COEFFICIENT:

Absorption Coefficient = 0.01 [m⁻¹]

Option = Value

END

DYNAMIC VISCOSITY:

Dynamic Viscosity = 1.831E-05 [kg m⁻¹ s⁻¹]

Option = Value

END

EQUATION OF STATE:

Density = 1.185 [kg m⁻³]Molar Mass = 28.96 [kg kmol⁻¹]

Option = Value

END

REFRACTIVE INDEX:

Option = Value

Refractive Index = 1.0 [m m⁻¹]

END

SCATTERING COEFFICIENT:

Option = Value

Scattering Coefficient = 0.0 [m⁻¹]

END

SPECIFIC HEAT CAPACITY:

Option = Value

Reference Pressure = 1 [atm]

Reference Specific Enthalpy = 0. [J/kg]

Reference Specific Entropy = 0. [J/kg/K]

Reference Temperature = 25 [C]

Specific Heat Capacity = 1.0044E+03 [J kg⁻¹ K⁻¹]

Specific Heat Type = Constant Pressure

END

THERMAL CONDUCTIVITY:

Option = Value

Thermal Conductivity = 2.61E-02 [W m⁻¹ K⁻¹]

END

END

END

MATERIAL: Oleo

Material Group = Constant Property Liquids

Option = Pure Substance

Thermodynamic State = Liquid

PROPERTIES:

Option = General Material

DYNAMIC VISCOSITY:

Dynamic Viscosity = 2.5 [kg m⁻¹ s⁻¹]

Option = Value

END

EQUATION OF STATE:

Density = 920 [kg m⁻³]Molar Mass = 92.09 [kg kmol⁻¹]

Option = Value

```
END
SPECIFIC HEAT CAPACITY:
  Option = Value
  Reference Pressure = 1 [atm]
  Reference Specific Enthalpy = 0 [J kg^-1]
  Reference Specific Entropy = 0 [J kg^-1 K^-1]
  Reference Temperature = 25 [C]
  Specific Heat Capacity = 2400 [J kg^-1 K^-1]
  Specific Heat Type = Constant Pressure
END
THERMAL CONDUCTIVITY:
  Option = Value
  Thermal Conductivity = 0.27 [W m^-1 K^-1]
END
END
END
EXECUTION CONTROL:
PARALLEL HOST LIBRARY:
  HOST DEFINITION: labpro11
  Remote Host Name = LABPRO-11
  Installation Root = C:\Arquivos de programas\Ansys Inc\CFX\CFX-%v
  Host Architecture String = intel_pentium_winnt5.1
END
END
PARTITIONER STEP CONTROL:
  Multidomain Option = Independent Partitioning
  Runtime Priority = Standard
MEMORY CONTROL:
  Memory Allocation Factor = 1.0
END
PARTITIONING TYPE:
  MeTiS Type = k-way
  Option = MeTiS
  Partition Size Rule = Automatic
END
END
RUN DEFINITION:
  Definition File = \
  D:/Ricardo/Malha_T_Tinj2sTp4s/malha_2Cilindrica Vg01 Vo005R00005Tin2sTp4s\
  Vis25.def
  Interpolate Initial Values = Off
  Run Mode = Full
END
SOLVER STEP CONTROL:
  Runtime Priority = Standard
EXECUTABLE SELECTION:
  Double Precision = On
END
MEMORY CONTROL:
```

```

Memory Allocation Factor = 1.0
END
PARALLEL ENVIRONMENT:
  Number of Processes = 1
  Start Method = Serial
END
END
END
FLOW:
COORD FRAME: Coordenadas
  Axis 3 Point = 1 [m], 0 [m], 0 [m]
  Coord Frame Type = Cylindrical
  Option = Axis Points
  Origin Point = 0.0[m],0.0[m],0.0[m]
  Plane 13 Point = 0 [m], 0 [m], 1 [m]
  Reference Coord Frame = Coord 0
END
DOMAIN: Dominio
  Coord Frame = Coordenadas
  Domain Type = Fluid
  Fluids List = Air at 25 C,Oleo
  Location = Assembly 3
BOUNDARY: Entrada
  Boundary Type = INLET
  Coord Frame = Coordenadas
  Location = Entrada 3
BOUNDARY CONDITIONS:
  FLOW REGIME:
    Option = Subsonic
  END
  MASS AND MOMENTUM:
    Option = Fluid Velocity
  END
END
FLUID: Air at 25 C
BOUNDARY CONDITIONS:
  VELOCITY:
    Option = Cylindrical Velocity Components
    Velocity Axial Component = Wprof(Wmax,raio,Rmax,t,Tinj)
    Velocity Theta Component = 0 [m s^-1]
    Velocity r Component = 0 [m s^-1]
  AXIS DEFINITION:
    Option = Coordinate Axis
    Rotation Axis = Coordenadas.3
  END
END
VOLUME FRACTION:
  Option = Value
  Volume Fraction = FVolum(raio,Rmax,t,Tinj)
END

```

```
END
END
FLUID: Oleo
BOUNDARY CONDITIONS:
  VELOCITY:
    Option = Cylindrical Velocity Components
    Velocity Axial Component = 0.05 [m s^-1]
    Velocity Theta Component = 0 [m s^-1]
    Velocity r Component = 0 [m s^-1]
  AXIS DEFINITION:
    Option = Coordinate Axis
    Rotation Axis = Coordenadas.3
  END
END
VOLUME FRACTION:
  Option = Value
  Volume Fraction = FVOleo
  END
END
END
BOUNDARY: Saida
  Boundary Type = OUTLET
  Coord Frame = Coordenadas
  Location = Saida 1 3
  BOUNDARY CONDITIONS:
    FLOW REGIME:
      Option = Subsonic
    END
    MASS AND MOMENTUM:
      Option = Average Static Pressure
      Relative Pressure = 101325 [Pa]
    END
    PRESSURE AVERAGING:
      Option = Average Over Whole Outlet
    END
  END
END
BOUNDARY: Parede
  Boundary Type = WALL
  Coord Frame = Coordenadas
  Location = parede 1 3
  FLUID: Air at 25 C
  BOUNDARY CONDITIONS:
    WALL INFLUENCE ON FLOW:
      Option = Free Slip
    END
  END
END
FLUID: Oleo
```

```
BOUNDARY CONDITIONS:
  WALL INFLUENCE ON FLOW:
    Option = No Slip
  END
END
WALL CONTACT MODEL:
  Option = Use Volume Fraction
END
END
BOUNDARY: Simetria1
  Boundary Type = SYMMETRY
  Location = simetria 1 3
END
BOUNDARY: Simetria2
  Boundary Type = SYMMETRY
  Location = simetria 2 3
END
BOUNDARY: Saida 2
  Boundary Type = OUTLET
  Coord Frame = Coordenadas
  Location = Saida 2 3
BOUNDARY CONDITIONS:
  FLOW REGIME:
    Option = Subsonic
  END
  MASS AND MOMENTUM:
    Option = Average Static Pressure
    Relative Pressure = 101325 [Pa]
  END
  PRESSURE AVERAGING:
    Option = Average Over Whole Outlet
  END
END
END
BOUNDARY: Parede 2
  Boundary Type = WALL
  Coord Frame = Coordenadas
  Location = parede 2 3
FLUID: Air at 25 C
  BOUNDARY CONDITIONS:
    WALL INFLUENCE ON FLOW:
      Option = No Slip
    END
  END
END
FLUID: Oleo
  BOUNDARY CONDITIONS:
    WALL INFLUENCE ON FLOW:
      Option = No Slip
```

```
END
END
END
WALL CONTACT MODEL:
  Option = Use Volume Fraction
END
END
DOMAIN MODELS:
  BUOYANCY MODEL:
    Buoyancy Reference Density = 998 [kg m^-3]
    Gravity X Component = -9.81 [m s^-2]
    Gravity Y Component = 0 [m s^-2]
    Gravity Z Component = 0 [m s^-2]
    Option = Buoyant
  BUOYANCY REFERENCE LOCATION:
    Option = Automatic
  END
  END
  DOMAIN MOTION:
    Option = Stationary
  END
  MESH DEFORMATION:
    Option = None
  END
  REFERENCE PRESSURE:
    Reference Pressure = 101325 [Pa]
  END
  END
  FLUID: Air at 25 C
  FLUID MODELS:
    FLUID BUOYANCY MODEL:
      Option = Density Difference
    END
    MORPHOLOGY:
      Maximum Packing = 1
      Mean Diameter = 0.0016 [m]
      Minimum Volume Fraction = 1e-15
      Option = Dispersed Fluid
    END
  END
  END
  FLUID: Oleo
  FLUID MODELS:
    FLUID BUOYANCY MODEL:
      Option = Non Buoyant
    END
    MORPHOLOGY:
      Option = Continuous Fluid
    END
  END
  END
```

```
END
FLUID MODELS:
COMBUSTION MODEL:
  Option = None
END
HEAT TRANSFER MODEL:
  Homogeneous Model = False
  Option = None
END
THERMAL RADIATION MODEL:
  Option = None
END
TURBULENCE MODEL:
  Homogeneous Model = False
  Option = Laminar
END
END
FLUID PAIR: Air at 25 C | Oleo
Surface Tension Coefficient = 0.07 [N m^-1]
INTERPHASE TRANSFER MODEL:
  Option = Particle Model
END
MASS TRANSFER:
  Option = None
END
MOMENTUM TRANSFER:
DRAG FORCE:
  Option = Grace
  Volume Fraction Correction Exponent = 4
END
LIFT FORCE:
  Option = None
END
VIRTUAL MASS FORCE:
  Option = None
END
WALL LUBRICATION FORCE:
  Option = None
END
END
END
MULTIPHASE MODELS:
  Homogeneous Model = False
FREE SURFACE MODEL:
  Option = None
END
END
END
EXPERT PARAMETERS:
  build artificial wall = f
```

```

relax mass = 0.75
solve volfr = t
transient initialisation override = t
END
INITIALISATION:
Coord Frame = Coordenadas
Option = Automatic
FLUID: Air at 25 C
INITIAL CONDITIONS:
Velocity Type = Cylindrical
CYLINDRICAL VELOCITY COMPONENTS:
Option = Automatic with Value
Velocity Axial Component = 0 [m s^-1]
Velocity Theta Component = 0 [m s^-1]
Velocity r Component = 0 [m s^-1]
AXIS DEFINITION:
Option = Coordinate Axis
Rotation Axis = Coordenadas.3
END
END
VOLUME FRACTION:
Option = Automatic with Value
Volume Fraction = 0
END
END
END
FLUID: Oleo
INITIAL CONDITIONS:
Velocity Type = Cylindrical
CYLINDRICAL VELOCITY COMPONENTS:
Option = Automatic with Value
Velocity Axial Component = 0.05 [m s^-1]
Velocity Theta Component = 0 [m s^-1]
Velocity r Component = 0 [m s^-1]
AXIS DEFINITION:
Option = Coordinate Axis
Rotation Axis = Coordenadas.3
END
END
VOLUME FRACTION:
Option = Automatic with Value
Volume Fraction = 1
END
END
END
INITIAL CONDITIONS:
STATIC PRESSURE:
Option = Automatic
END
END

```

```
END
OUTPUT CONTROL:
RESULTS:
  File Compression Level = Default
  Option = Standard
END
TRANSIENT RESULTS: Transient Results 1
  File Compression Level = Default
  Include Mesh = No
  Option = Selected Variables
  Output Variables List = Absolute Pressure,Air at 25 C.Specific \
  Volume,Air at 25 C.Superficial Velocity,Air at 25 C.Velocity,Air at \
  25 C.Volume Fraction,Dynamic Viscosity,Oleo.Specific \
  Volume,Oleo.Superficial Velocity,Oleo. Velocity,Oleo. Volume \
  Fraction,Pressure,Total Pressure,Velocity,Wall Shear
  Time Interval = 0.005 [s]
END
END
SIMULATION TYPE:
  Option = Transient
INITIAL TIME:
  Option = Value
  Time = 0 [s]
END
TIME DURATION:
  Option = Total Time
  Total Time = 4 [s]
END
TIME STEPS:
  Option = Timesteps for the Run
  Timesteps for the Run = 0.01 [s]
END
END
SOLUTION UNITS:
  Angle Units = [rad]
  Length Units = [m]
  Mass Units = [kg]
  Solid Angle Units = [sr]
  Temperature Units = [K]
  Time Units = [s]
END
SOLVER CONTROL:
ADVECTION SCHEME:
  Option = High Resolution
END
CONVERGENCE CONTROL:
  Maximum Number of Coefficient Loops = 3
  Timescale Control = Coefficient Loops
END
CONVERGENCE CRITERIA:
```

```
Residual Target = 1.E-4
Residual Type = RMS
END
INTERPOLATION SCHEME:
  Pressure Interpolation Type = Trilinear
  Velocity Interpolation Type = Trilinear
END
TRANSIENT SCHEME:
  Option = Second Order Backward Euler
END
END
COMMAND FILE:
  Version = 10.0
  Results Version = 10.0
END
```