

PONTIFÍCIA UNIVERSIDADE CATÓLICA
DO RIO DE JANEIRO



Pedro Resende Breitschaft

**Estudo Numérico de uma Bolha de Taylor em
Escoamento Vertical**

Projeto de Graduação

Projeto de Graduação apresentado ao Departamento de Engenharia
Mecânica da PUC-Rio

Orientadora: Angela Ourivio Nieckele

Rio de Janeiro

Junho de 2018

Agradecimentos

Primeiramente eu tenho que agradecer a minha orientadora. Mais do que me orientar, a professora Angela me apoiou neste trabalho de maneira indescritível. Sempre solicita e atenta aos meus problemas, se dedicando em todos os momentos, se colocando à disposição até em seus momentos de descanso. Pessoas como ela, me fazem acreditar que a vontade de ensinar pode mover montanhas.

Outras pessoas também foram essenciais para o desenvolvimento deste trabalho. Minha família e namorada sempre estiveram presentes para me ajudar a equilibrar a minha vida neste período tão intenso.

Junto a eles se encontram meus amigos, que sempre demonstraram preocupação e zelo com a minha pessoa. Amigos de curso como Zeca e Edson, estiveram sempre do meu lado me aconselhando e escutando.

Este trabalho só foi possível por causa de todas essas pessoas por de trás dele.

Resumo

O objetivo deste trabalho consiste em analisar numericamente os campos de velocidade e pressão resultantes do deslocamento de uma bolha de Taylor em escoamento vertical ascendente, determinando a forma da bolha. Para alcançar esse objetivo, as simulações foram realizadas empregando o *software* comercial *FLUENT* (*Ansys*), baseado no método de volumes finitos. Para prever as distribuições das fases do escoamento bifásico, selecionou-se o método *Volume of Fluid* (VOF).

Investigou-se duas situações: a primeira corresponde ao deslocamento de uma bolha em um espaço semi-infinito com o fluido estagnado. Neste caso, a partir dos campos de fração de vazio, determinou-se a evolução temporal do centro de massa da bolha, assim como sua velocidade de deslocamento. Estes dados foram comparados com dados de *benchmark* obtidos com diferentes modelos para prever a interface, apresentando boa concordância.

A segunda situação investigada corresponde a um volume de ar introduzido em um duto com escoamento ascendente do líquido. Neste caso, obteve-se uma concordância razoável do campo de velocidade e forma da bolha com dados experimentais disponíveis na literatura.

Por fim, analisou-se o efeito do aumento do número de Reynolds, da viscosidade e do efeito das paredes na forma final da bolha de Taylor. Concluiu-se que as maiores velocidades fazem com que o ar se aglutine menos, gerando bolhas menores e aumente as pressões na ponta da bolha. Observou-se ainda que as viscosidades mais elevadas, auxiliam na preservação da forma da mesma. Por fim, o efeito das paredes impede a bolha assumir uma forma semi-elíptica e a força a assumir a forma de um projétil.

Palavras-chave:

Bolha de Taylor; Método VOF; Escoamento Bifásico; Simulação computacional.

Abstract

The goal of this project is to numerically analyze the velocity and pressure fields created by a moving Taylor bubble on a vertical upward liquid flow, assessing the bubbles' form. To do so, the simulations were performed using the commercial software FLUENT (Ansys), based on the finite volume method. To calculate the fluids distribution, it was used the Volume of Fluid (VOF) method.

Two situations were investigated: the first one was a moving bubble on a semi-infinite space with stationary fluid. In this scenario, using the void fraction field, it was determined the temporal evolution of the mass center of the bubble and its velocity. This data was compared with the data from different benchmarks from different models to forecast the interface, presenting a good result.

The second situation investigated was an air volume inside a duct with an upward liquid flow. In this situation, the results for the velocity field and the bubble form were satisfactory when compared with experimental data from the literature.

In the end, it was analyzed the effects of a higher Reynolds number, viscosity and the wall's effects in the bubbles' form. It was concluded that the higher velocity makes the air agglutinate less, creating smaller bubbles and increasing the pressure ahead of them. It was observed that bigger viscosities, supports the preservation of the bubbles form. As a final remark, it was observed that the walls prevent the bubble to assume a semi-elliptical form and forces it to become an elongated Taylor bubble.

Key-words:

Taylor Bubble; VOF method; Two-phase Flow; Computational Simulation

Sumário

Agradecimentos	2
Resumo	3
Abstract	4
Lista de Figuras	6
Lista de Tabelas	8
Nomenclatura	9
1. Introdução	10
1.2 Revisão Bibliografica	12
1.3 Objetivo	14
1.4 Organização do Manuscrito.....	15
2. Modelagem	16
2.1 Modelagem Matemática	17
2.1.1 Condições de contorno e iniciais	19
2.1.2 Variáveis de interesse	19
2.2 Modelagem Numérica	19
2.2.1 Geometria e Malha	20
3 Análise de Casos	22
3.1 Bolha em Meio em Repouso	22
3.2 Bolha em Escoamento Co-corrente	31
3.2.1 Bolha de ar em soluções de água com glicerol	34
3.2.2 Bolha ascendente em meio em repouso confinado	36
3.2.3 Influência do número de Reynolds	38
4 Conclusão	43
4.1 Recomendação de Trabalhos Futuros	43
Referências Bibliográficas	45

Lista de Figuras

Figura 1.1 - Água fervendo.....	12
Figura 1.2 Tempestade de areia.....	12
Figura 1.3 Padrões de escoamentos em tubulações verticais.....	13
Figure 2.2 – Domínio de interesse.....	19
Figura 2.3: Cilindro no ICEM-CDF.....	22
Figura 2.3: Malha computacional.....	24
Figura 3.1 Ascensão de bolha em fluido em repouso. Domínio computacional (Kassar,2016).....	26
Figura 3.2 Ascensão de bolha em fluido em repouso em um duto circular... ..	27
Figura 3.3 Evolução temporal das velocidades de ascensão da bolha, Casos 1, 2, 3 e 4.....	29
Figura 3.4 Evolução temporal das velocidades de ascensão da bolha, Casos 2 e 4.....	29
Figura 3.5 Evolução temporal do centro de massa de ascensão da bolha, Casos 1, 2, 3 e 4.....	29
Figura 3.6 Evolução temporal do centro de massa de ascensão da bolha, Casos 1, 2, 3 e 4.....	30
Figura 3.7 Evolução temporal da velocidades de ascensão da bolha, Casos 2 e Benchmarck (Kassar, 2016)	31
Figura 3.8 Evolução temporal do centro de massa de ascensão da bolha, Casos 2 e Benchmarck (Kassar, 2016)	31
Figura 3.9 Erros do caso dois com relação ao método PC-VOF.....	32
Figura 3.10 Campo de velocidades e correntes espúrias.....	33
Figura 3.11 Formato da bolha $t=0s$ e $t=3s$. Caso 2 (domínio circular) Caso 4 (domínio retangular).....	33
Figura 3.12 Deslocamento da bolha em meio estagnado para os tempos $t=0s$; $t=0,75s$; $t=1,5s$; $t=2,25s$ e $t=3s$	34

Figura 3.13 Deslocamento da bolha pelos métodos PC-VOF e InterFoam. Kassar (2016).....	34
Figura 3.14 Campo de velocidade para GLYCEROL (24% de água).....	37
Figura 3.15 Campo de velocidade para GLYCEROL (45% de água).....	37
Figura 3.16 Formato da bolha de Taylor Caso 1 e Caso 2, $t = 5$ s.....	38
Figura 4 Campo de pressão casos 1 e 2	39
Figura 3.18 Formato da bolha de Taylor. Caso 3.....	40
Figura 3.19 Campo de velocidade ao redor da bolha. Caso 3.....	42
Figura 3.20 Influência do Reynolds e razão de viscosidades no formato da bolha.	42
Figura 3.21 Campos de pressão ao redor da bolha para $t = 5$ s. Caso 4 e Caso 5	43
Figura 3.22 Pressão ao longo do duto ($t = 5$ s) para o caso 4.....	43
Figura 3.23 Pressão ao longo do duto ($t = 5$ s) para o caso 5.....	44
Figura 3.24 Tensão cisalhante ao longo das paredes do duto ($t = 5$ s) para o caso 4.....	44
Figura 3.24 Tensão cisalhante ao longo das paredes do duto ($t = 5$ s) para o caso 5.....	45

Lista de Tabelas

Tabela 3.1: Propriedades: bolha em ascensão em meio estagnado.....	28
Tabela 3.2: Propriedades: bolha em ascensão em meio estagnado.....	28
Tabela 3.3 Duração da simulação de diferentes casos.....	30
Tabela 3.4: Propriedades: bolha em ascensão co-corrente com líquido..	35
Tabela 3.5: Propriedades: bolha em ascensão co-corrente com líquido..	36

Nomenclatura

$Ca \rightarrow$ número de capilaridade

$D \rightarrow$ diâmetro

$EO \rightarrow$ número de Eötvös

$g \rightarrow$ gravidade

$k \rightarrow$ raio de curvatura

$V \rightarrow$ velocidade

$p \rightarrow$ pressão

$Re \rightarrow$ número de Reynolds

$t \rightarrow$ tempo

$T_\sigma \rightarrow$ coeficiente de tensão entre as fases

$\vec{u} \rightarrow$ vetor velocidade

$y \rightarrow$ coordenada do centro de massa

$We \rightarrow$ número de Weber

$\alpha \rightarrow$ fração volumétrica da fase

$\delta \rightarrow$ delta de Kronecker

$\epsilon \rightarrow$ erro

$\mu \rightarrow$ viscosidade

$\rho \rightarrow$ densidade

$\sigma \rightarrow$ tensão superficial

$V \rightarrow$ volume

1. Introdução

Escoamentos multifásicos encontram-se presentes no nosso dia a dia, e dezenas de exemplos podem ser citados. Estes são caracterizados por diferentes fluidos, na mesma fase ou não, assim como o mesmo fluido com diferentes fases. Exemplos simples como uma panela de água fervendo (Fig. 1.1), bolhas de sabão sendo carregadas pelo vento ou tempestades de areia (Fig. 1.2), são algumas maneiras de como tal fenômeno pode ser encontrado no nosso dia a dia. Estes escoamentos apresentam propriedades únicas, e diferentes de escoamentos monofásicos, já que as diferentes fases interagem entre si e podem se arranjar de diferentes formas.

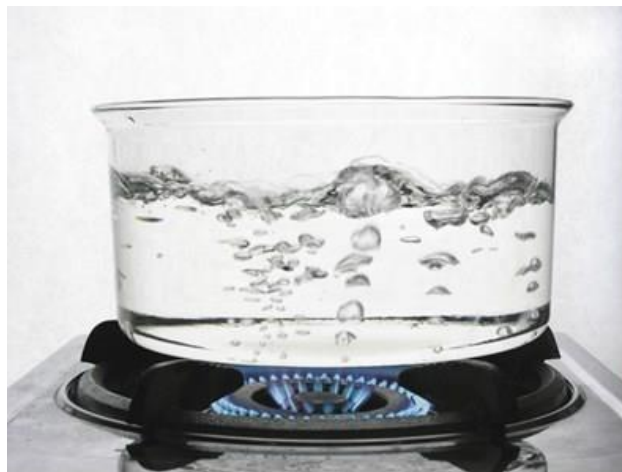


Figura 5.1 - Água fervendo



Figura 1.6 Tempestade de areia

Porém, não é somente em exemplos rotineiros que se encontram escoamentos multifásicos. Existem diversas aplicações industriais que apresentam escoamentos na presença de mais de uma fase, como na indústria nuclear, química e de petróleo.

O escoamento de um fluido com um gás pode assumir diferentes padrões, em virtude de como as fases se distribuem. A Fig. 1.3 ilustra alguns possíveis padrões que podem ser encontrados em escoamentos ascendentes. A formação de cada padrão depende da geometria, dos fluidos envolvidas e das vazões de cada fase.

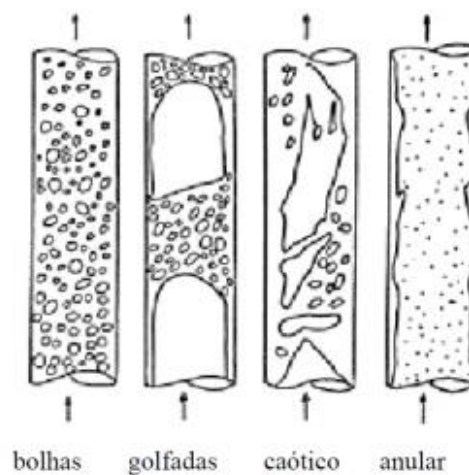


Figura 1.7 Padrões de escoamentos em tubulações verticais

Sobre esses padrões, temos que o escoamento de bolhas apresenta a fase gasosa no formato de diversas bolhas, estas por sua vez se movimentam com diferentes velocidades, enquanto que o duto é preenchido predominantemente pela fase do fluido.

Já as golfadas ocorrem quando o gás se aglutina, formando bolhas maiores, que ocupam uma grande parte da seção transversal do duto. Tem-se também que estas bolhas adquirem o formato de projéteis e são conhecidas como bolhas de Taylor. Assim, o gás agora possui uma parcela maior de interferência no gradiente de pressão. Este escoamento é intermitente, como as bolhas assim como os “plugs” de líquido crescendo e diminuindo de tamanho com o tempo e ao longo da tubulação.

O padrão conhecido como caótico, mostra, como o nome indica, um comportamento caótico entre o fluido e o gás. Por fim, o padrão anular apresenta o gás como fase contínua no centro do duto, porém o fluido

continua em contato com a parede. Neste caso, é possível encontrar gotículas de líquido sendo levadas pela fase gasosa, pelo centro do duto.

Dentre os diferentes padrões de escoamentos, vale-se destacar o padrão das golfadas, pois devido a sua característica intermitente são de difícil previsão. Adicionalmente, este escoamento são encontrados com frequência e a passagem de “plugs” de líquido leva a picos de pressão que podem causar danos as operações realizadas. Sendo assim, o conhecimento do comportamento do escoamento na presença de golfadas e bolhas de Taylor torna-se importante para o desenvolvimento de projetos de tubulações, assim como operação de linhas de produção.

1.2 Revisão Bibliográfica

As bolhas de Taylor são bolhas que ocupam praticamente todo o volume da seção do duto onde ela se encontra presente, permitindo apenas uma pequena camada de líquido ao redor da mesma, assumindo o formato de um projétil a medida em que se desloca pelo duto. Tal fenômeno pode ocorrer de diversas maneiras e em diferentes escoamentos, e como consequência, o filme de líquido ao redor da bolha pode assumir diferentes comportamentos. O estudo fotográfico de Campos e Guedes de Carvalho (1998), identificou 3 regimes ao redor da bolha de Taylor e se aprofundou no estudo do comportamento do filme de líquido ao redor da mesma.

Como as características do escoamento são alteradas no filme que envolve a bolha, pode-se ter um escoamento laminar e no filme se ter um escoamento turbulento. A transição entre os regimes, citados acima, na camada líquida ao redor da bolha, foi estudada por Pinto et al (2005) afim de se entender melhor tal fenômeno e, principalmente, se definir em qual momento ocorre a transição entre os regimes existentes, para se entender melhor o campo de velocidade formado ao redor da bolha.

Outro efeito que os campos de velocidade podem criar na bolha de Taylor, é o fato da mesma sofrer diferentes deformações dependendo da intensidade do escoamento e da direção do mesmo. Com o intuito de se entender tal fenômeno, diferentes estudos foram feitos. Os estudos de Fabre e Figueroa-Espinoza (2014) mostraram que a simetria da bolha

poderia ser destruída em virtude da velocidade da mesma e da velocidade do fluido. Posteriormente, Koelblinger (2016) utilizou diferentes intensidades de escoamentos turbulentos descendentes para analisar o efeito dos mesmos em uma bolha de Taylor ascendente. Seus experimentos, observaram o efeito de distorção descrito por Figueroa e Fabre.

Assim, temos um amplo espectro de pesquisas realizadas com o intuito de se entender melhor o comportamento de uma bolha de Taylor e sua relação com o campo de velocidades que rodeia a mesma. Porém, tais estudos são fortemente dependentes das estruturas de distribuição das fases e da maneira de se registrar tais dados. Uma vez que são baseados em análises fotográficas de diferentes instantes de tempo do experimento. Com o intuito de se obter imagens confiáveis, para se observar o campo de velocidades, Nogueira et al. (2003) apresentou em trabalho um método com o qual se é possível obter imagens bem detalhadas do campo de velocidade de uma bolha de Taylor ascendente em um escoamento descendente.

Porém, experimentos práticos não são a única maneira de se analisar o escoamento onde há uma bolha de Taylor. Diversos pesquisadores se empenharam na tentativa de modelar tal fenômeno, como é o caso de Nickiling et al. (1962) que criou um modelo para determinar a velocidade de uma única bolha de Taylor. Outros diferentes pesquisadores seguiram a mesma linha de trabalho para se entender o fenômeno mais facilmente, é o caso de White e Berdmore (1962) e Stewart e Davidson (1967).

Além dos estudos com base em experimentos reais, ou na tentativa de modelar o problema, tem-se cada vez mais estudos com base em simulações numéricas. As simulações se mostram cada vez mais uma boa alternativa para complementar informações obtidas em experimentos. No entanto, para ser possível analisar o escoamento numericamente é preciso desenvolver um modelo confiável, o que por sua vez necessita de validação experimental. Adicionalmente, tais simulações apresentam um grau de complexidade alto, em virtude dos diversos parâmetros envolvidos, como o desconhecimento da forma da interface, e conseqüentemente o tratamento da interface entre os fluidos, o que depende das diferenças de propriedades

ao longo do domínio, entre outros problemas. Sendo assim, diversos estudos são realizados nesta área afim de se otimizar os modelos existentes tanto físicos como numéricos, de forma a se obter dados mais próximos aos reais.

Prosperetti & Tryggvason (2007) apresentam diversas formas de se tratar numericamente escoamentos bifásicos. Dentre os diferentes modelos, os modelos baseados na metodologia de “um fluido” são bem promissores quando as interfaces são bem definidas, pois não há a necessidade de correlações empíricas. Dentre esta metodologia existem diversas formas de rastrear a interface, como o modelo VOF, Level-Set, “Immerse Bondary Method”, entre outros.

Como descrito anteriormente, outro fator preponderante para a solução correta da simulação numérica, se dá pelo modo de tratamento da interface do mesmo. O modo mais comumente aplicado de tratamento da mesma é conhecido como CFS- Continius Surface Force, proposto por Brackbill et al (1992). Porém, desde então diversos estudos foram realizados para se aprimorar o tratamento da mesma.

Kassar (2016) propõem uma nova maneira de se tratar as curvaturas e a interface. Seu método foi batizado por PC-VOF e possui uma grande abrangência de aplicações.

Diante do exposto fica claro que ainda existe a necessidade de melhor compreender o escoamento bifásico ao longo de tubulações, em especial, o deslocamento de uma bolha de Taylor ao longo de uma tubulação vertical.

1.3 Objetivo

O objetivo deste trabalho é determinar numericamente o campo de escoamento de uma bolha de Taylor ascendente em um meio líquido em um duto de seção circular, a fim de se obter diferentes informações sobre o deslocamento da mesma, como sua forma e campo de velocidade e pressão. Diferentes casos são analisados, desde uma bolha se deslocando em um meio em repouso até uma bolha se deslocando em co-corrente com o líquido, com diferentes velocidades e diferentes fluidos.

1.4 Organização do Manuscrito

O presente manuscrito encontra-se estruturado da seguinte forma. No Capítulo 2 é apresentada a modelagem do problema, através de sua modelagem matemática e numérica. A análise dos casos de interesse é realizada no Capítulo 3. Primeiro, investiga-se uma bolha em um fluido estagnado e posteriormente uma bolha de Taylor em um escoamento co-corrente. O formato da bolha, assim como o campo de velocidade são apresentados. Por fim, as conclusões finais e recomendações de trabalhos futuros são dispostas no Capítulo 4.

2. Modelagem

Para determinar o campo de velocidade e pressão ao redor de uma bolha em um escoamento bifásico, em particular uma bolha de Taylor numa tubulação com escoamento vertical ascendente selecionou-se a metodologia VOF (Hirt e Nichols, 1981; Tryggvason et al, 2011). Este método é especialmente recomendado, quando existem interfaces bem definidas entre as fase. O método consiste em tratar o escoamento bifásico, como se fosse o escoamento de um único fluido com propriedades variáveis, as quais variam dependendo do fluido existente em cada região. Cada região do domínio é identificada pela fração volumétrica α da fase k

$$\alpha_k = \frac{\forall_k}{\forall_t} \quad (0.1)$$

onde \forall representa o volume. O subscrito k indica a fase, já o subscrito t , significa total. Para este trabalho, será considerada como fase 1 a parte líquida do problema, enquanto que a fase 2 é representada pelo gás existente no fluido. Abaixo se tem uma Fig. 2.1 ilustra a situação.

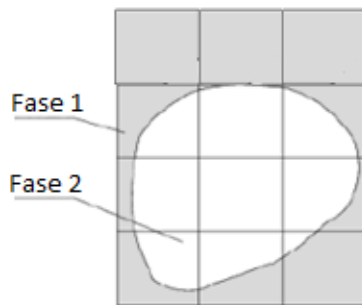


Figure 2.1 – Esquema ilustrativa da distribuição das fases

As propriedade são obtidas ponderando as propriedades de cada fase com a fração volumétrica das mesmas. A massa específica ρ e viscosidade molecular μ são definidas com

$$\rho = \alpha_1 \rho_1 + \alpha_2 \rho_2 \quad (0.2)$$

$$\mu = \alpha_1 \mu_1 + \alpha_2 \mu_2 \quad (0.3)$$

Uma das vantagens da utilização do método VOF para prever escoamento bifásico é que este método conserva massa, diferentemente de outros métodos disponíveis na literatura (Tryggvason et al, 2011).

2.1 Modelagem Matemática

Para a modelagem do problema, é necessário definir o domínio de interesse, hipóteses, suas propriedades, condições de contorno e iniciais. Sendo assim, define-se primeiramente o domínio do problema.

A Figura 2.2 ilustra o domínio de interesse, i.e., um duto circular vertical de diâmetro D e comprimento L . A origem do sistema de coordenadas é localizada na base do cilindro. O líquido entra pela base da tubulação denominada de “entrada” e sai pela superfície superior (saída), e encontra-se confinado pela “parede” da tubulação.

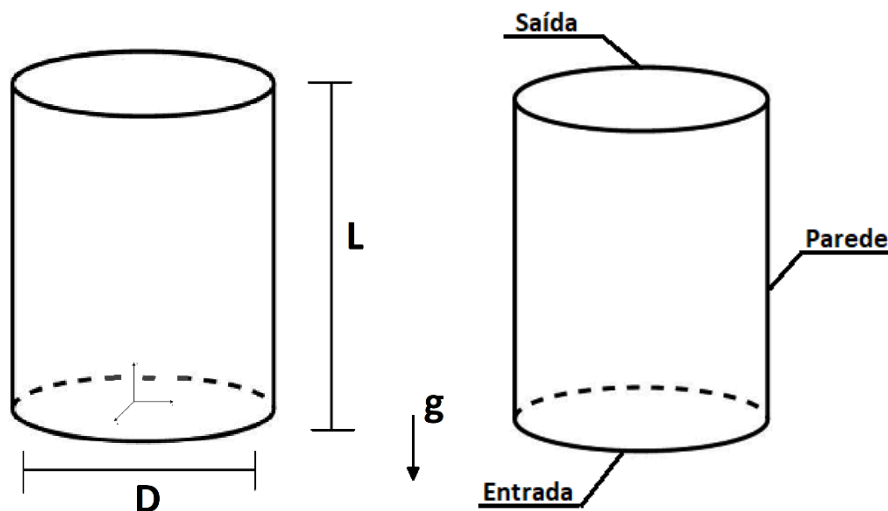


Figura 2.2 – Domínio de interesse

Visando avaliar o deslocamento ascendente de uma bolha de gás, esta é definida no instante inicial como encontrando-se próxima à base.

Por fim é necessário introduzir algumas hipóteses para definir e simplificar as equações governantes do problema. Primeiramente considerou-se escoamento isotérmico. Os fluidos correspondentes às fases 1 e 2 são fluidos Newtonianos, os quais possuem propriedades (massa específica e viscosidade molecular) constantes. Também é considerado que não há mudança de fase. As propriedades do ar e da

água, são referentes a temperatura de 20 °C. Considerou-se escoamento em regime laminar para ambas as fases.

Com as hipóteses apresentadas, a equação de conservação de conservação de massa é

$$0 = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) \quad (0.4)$$

onde \vec{u} é o vetor velocidade, e t é o tempo.

A equação de quantidade de movimento linear é

$$\frac{\partial(\rho \vec{u})}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{u} \vec{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot [\mu(\nabla \vec{u} + \nabla \vec{u}^T)] + \rho \vec{g} + \vec{T}_\sigma \quad (0.5)$$

onde p é a pressão, \vec{g} é o vetor aceleração da gravidade. O termo de força de corpo \vec{T}_σ é a condição de contorno entre as duas fases, sendo portanto existente somente na interface dos fluidos. Esta força é devido ao salto de pressão na interface devido a tensão superficial σ , e raio de curvatura κ , existindo somente na direção normal à interface \vec{n} , sendo $n = 0$ na interface

$$\vec{T}_\sigma = \sigma \kappa \delta(n) \vec{n} \quad (0.6)$$

Na equação acima o operador $\delta(n)$ é o delta de kroneger que garante que esta força só existe na interface. Para modelar este termo, selecionou-se o modelo CSF (Continuum Surface Force) de Brackbill et al. (1992)

$$\vec{T}_\sigma = \sigma \kappa \nabla \alpha \quad ; \quad \kappa = \nabla \cdot \left(\frac{\nabla \alpha}{|\nabla \alpha|} \right) \quad (0.7)$$

A fração volumétrica é a função marcadora da região ocupada por cada fase e pode ser determinada pela seguinte equação

$$0 = \frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha \vec{u}) \quad (0.8)$$

No entanto, considerando os fluidos como incompressíveis é conveniente reescrever a equação da determinar a fração volumétrica como

$$0 = \frac{\partial \rho \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \alpha \vec{u}) \quad (0.9)$$

2.1.1 Condições de contorno e iniciais

Para resolver as equações de conservação apresentadas, impôs-se um perfil de velocidade conhecido na entrada. No plano de saída impôs-se fluxo difusivo nulo e considerou-se as paredes com não deslizamento.

A condição inicial variou dependendo do caso considerado, podendo ser de fluidos em repouso, ou de líquido em escoamento hidrodinamicamente desenvolvido e bolha em repouso próximo a base do duto.

2.1.2 Variáveis de interesse

No estudo de uma bolha de Taylor ascendente, existem algumas grandezas que se tornam importantes para a análise, como o centro de massa da fase k

$$\bar{y} = \frac{1}{V_k} \int_{V_k} y_k \alpha_k dV \quad (0.10)$$

sendo o volume total da fase k calculado por:

$$V_t = \int_{V_t} \alpha_k dV \quad (0.11)$$

A velocidade de subida da bolha é dada pela variação temporal do centro de massa

$$V_{bolha} = \frac{d\bar{y}}{dt} \quad (0.12)$$

2.2 Modelagem Numérica

Para resolver as equações de conservação apresentadas na seção anterior, utilizou-se o *software* comercial FLUENT da ANSYS, o qual é baseado no método numérico de volumes finitos (Patankar, 1980). Este método consiste em sub-dividir o domínio de interesse em volumes de controle e integrar as equações de conservação em cada volume de controle, garantindo conservação global das grandezas de interesse.

Selecionou-se diferentes esquemas de desratização para solucionar as equações de conservação, seguindo a recomendação de Garcia (2017). Para a equação de quantidade de movimento linear foi utilizado o esquema *Power Law*, já para a equação da fração volumétrica se utilizou o método implícito *Compressive*. A integração no tempo foi feita através do algoritmo de primeira ordem implícito, e o acoplamento pressão-velocidade foi feito pelo método *Coupled* do Fluent. O tratamento da interface pelo método de VOF foi realizado de forma explícita.

O passo de tempo selecionado foi baseado no trabalho de Kassab (2016), igual a 5 ms. Por fim, se utilizou como critério de convergência para cada passo de tempo, que os resíduos de todas as equações fossem inferiores a 10^{-6} .

2.2.1 Geometria e Malha

Como mencionado, o domínio de interesse é um duto circular de diâmetro D e comprimento L . A geometria foi criada por meio do programa *ICEM-CDF*, (*ANSYS*). A Fig. 2.3 ilustra a geometria. Dependendo do caso de interesse, alterou as dimensões de diâmetro e comprimento.

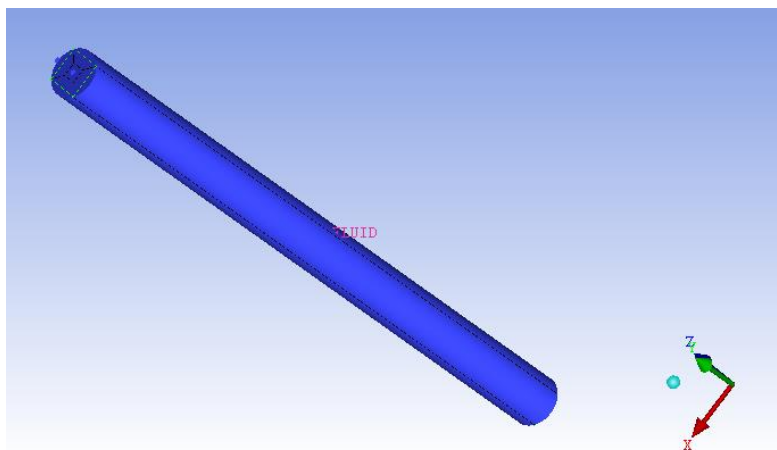


Figura 2.3: Cilindro no ICEM-CDF

As malhas computacionais são elementos essenciais para o bom desempenho de simulações numéricas. As malhas devem ser o mais uniforme e ortogonais possível, o que nem sempre é viável. Malhas construídas incorretamente (com elementos muito distintos, tamanhos

desproporcionais ou muito não-ortogonais) acarretam em erros nos cálculos da simulação ou até em impedimentos de convergência. Sendo assim, buscou-se construir uma malha que não interferisse no resultado do trabalho, para se obter uma solução independente da malha. Porém, deve-se tomar cuidado pois quando mais refinada a malha for, maior será o esforço computacional para se solucionar o problema.

Assim, foram feitas diversas malhas para se comparar o efeito das mesmas sobre o problema analisado.

Primeiramente construiu-se uma malha tetragonal. Porém, a mesma se mostrou muito imprecisa e inadequada para esta simulação logo nos primeiros testes. Por isso, o passo seguinte foi construir uma malha mais uniforme, visando aumentar o número de elementos ortogonais, afim de se melhorar a qualidade da mesma. Mesmo este tipo de malha melhorando a qualidade da simulação, ainda existem pequenas deformações próximas ao seu centro, porém tais diferenças não interferiram de maneira significativa nos resultados, e a mesma se mostrou muito melhor que as malhas utilizadas anteriormente.

Esta malha foi criada utilizando o *ICEM-CDF* novamente. Para isto, definiu-se as geometrias de referência e o número de nós existentes em cada direção da face da geometria e posteriormente o número de nós referentes ao seu comprimento. Como consequência, se criou uma malha quase totalmente ortogonal com 534240 células, como mostra a Fig. 2.4.

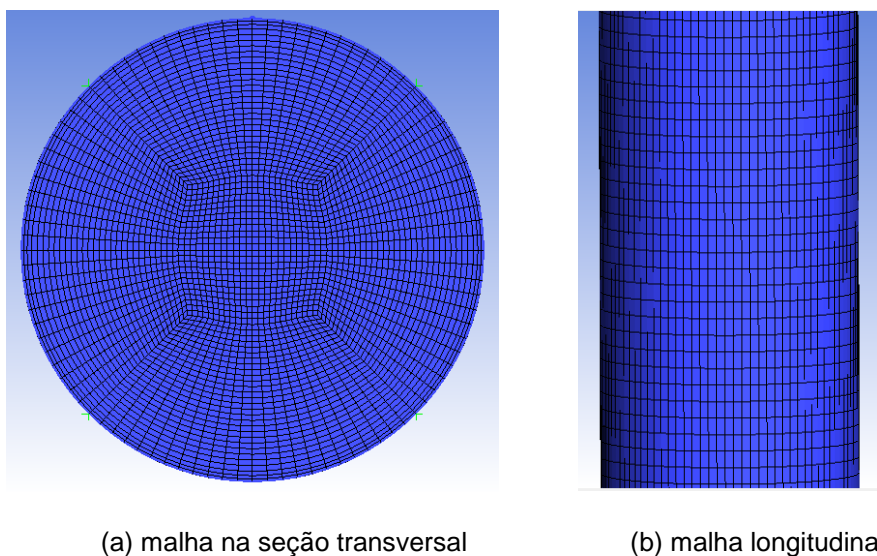


Figura 2.4 – Malha computacional

3 Análise de Casos

Neste trabalho, foram analisados dois tipos de escoamentos. O primeiro escoamento consiste no deslocamento de uma bolha em um fluido em repouso. Este caso é utilizado com frequência para avaliar a precisão de modelos de captura de interface. Já o segundo caso é um escoamento ascendente co-corrente com a bolha de Taylor.

3.1 Bolha em Meio em Repouso

O caso do deslocamento de uma bolha em um meio estagnado foi selecionado para ser investigado neste trabalho, pois tem sido estudado por diversos autores (Hysing et al., 2009; Klostermann et al., 2013; Adelsberger et al.; 2014 e Kassar, 2016). Dessa forma, encontra-se disponível na literatura dados que permitem avaliar a qualidade da solução obtida com os modelos e esquemas numéricos empregados neste trabalho.

Kassar (2016) desenvolveu um método para prever com precisão a interface entre as fases. A metodologia foi desenvolvida empregando-se a plataforma *open source* denominada OpenFoam (2014), e recebeu o nome de PC-VOF. Os resultados obtidos aqui são comparados com os resultados obtidos por Kassar (2016) com o esquema PC-VOF e com o InterFoam. Compara-se também com os dados de Adelsberger et al. (2014) que empregaram duas outras metodologias para tratar a interface (DROPS e NaSt3D). Vale ressaltar que a metodologia disponível no *software* Fluent, empregado no presente trabalho, difere das metodologias empregadas nas referências.

A Fig. 3.1 ilustra o domínio empregado para a análise do movimento da bolha. O experimento numérico consiste de um domínio 3D, considerando uma bolha inicialmente de forma esférica dentro de um

domínio retangular. A geometria utilizada possuía lados unitários e comprimento igual a 2.

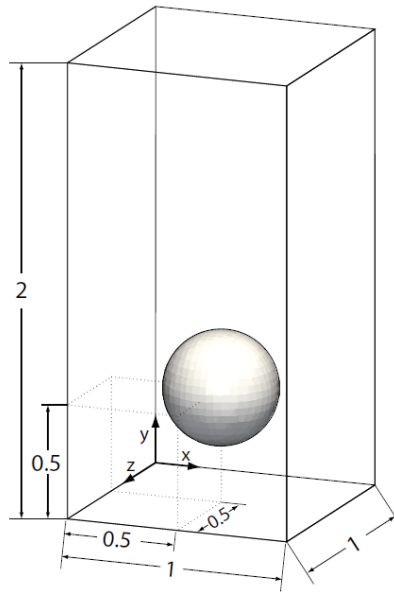


Figura 3.1 Ascensão de bolha em fluido em repouso. Domínio computacional (Kassar,2016)

Este escoamento é governado pelos seguintes parâmetros adimensionais: o número de Reynolds, o número de Eötvös, o número de capilaridade e o número de Weber.

O número de Reynolds indica a razão entre forças de inércia e forças viscosas. Neste caso, considera-se a velocidade de referência como a velocidade de ascensão da bolha $V_t = \sqrt{g D}$, sendo g a aceleração da gravidade e d o diâmetro inicial da bolha. Utiliza-se as propriedades do fluido 1 (líquido) como referência.

$$Re = \frac{\rho_1 V_t D}{\mu_1} \quad (3.1)$$

O número de Eötvös caracteriza a razão entre as forças de empuxo e a força devido a tensão superficial

$$Eo = \frac{(\rho_1 - \rho_2) g D^2}{\sigma} \quad (3.2)$$

Aqui, como já mencionado o fluido 2 corresponde ao fluido mais leve (gás).

Já o número de Weber corresponde pela razão entre as forças de inércia com as devidas a tensão superficial.

$$We = \frac{\rho_1 V_t^2 D}{\sigma} \quad (3.3)$$

Por fim, tem se o número de capilaridade fornece a relação entre as forças viscosas e efeitos da tensão superficial.

$$Ca = \frac{\mu_1 V_t}{\sigma} = \frac{We}{Re} \quad (3.4)$$

Duas configurações do domínio computacional foram empregadas para realizar este estudo. Utilizou-se o mesmo domínio que Kassab (2016), porém, uma vez, que o domínio é grande o suficiente para que as paredes não influenciem na solução, investigou-se também a ascensão da bolha em um duto circular e não de seção quadrada como no trabalho de Kassab (2016). O configuração utilizada encontra-se ilustrada na Fig. 3.2. O duto foi definido de forma que as dimensões fossem equivalentes ao duto utilizado pela referência, logo, considerou-se um duto com um raio de 0,5m.

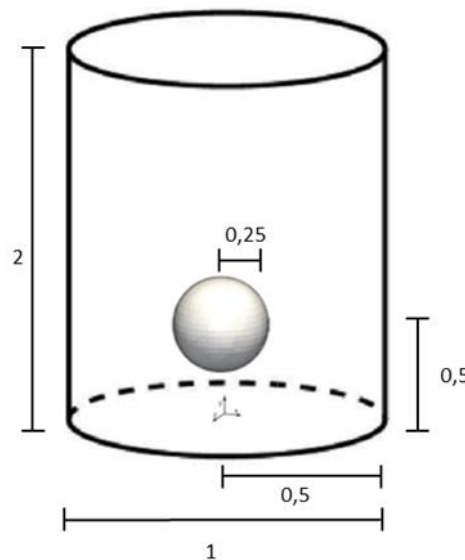


Figura 3.2 Ascensão de bolha em fluido em repouso em um duto circular.

Além de investigar a influência da geometria do duto externo, empregou-se diferentes malhas, assim como diferentes esquemas de integração temporal e espacial. A Tabela 3.1 descreve os 4 casos

analisados. A malha mais fina corresponde a aproximadamente a um espaçamento de 1/64.

Definiu-se as mesmas propriedades que empregadas nas referências, as quais encontram-se na Tabela 3.2, sendo o índice 1 referentes ao fluido externo e as propriedades com índice 2 são referentes ao fluido interior da bolha.

Tabela 3.2: Propriedades:bolha em ascensão em meio estagnado

	Caso 1	Caso 2	Caso 3	Caso 4
Domínio	Circular	Circular	Circular	Retangular
VOF	Explícito	Explícito	Implícito	Explícito
No. de células	235569	534240	534240	524288
Esquema (QML)	Power-law	Power-law	MUSCL	Power-law

Tabela 3.2: Propriedades:bolha em ascensão em meio estagnado

ρ_1	ρ_2	μ_1	μ_2	σ	g
1000	100	10	1	24,5	0,98

As condições de contorno foram definidas de acordo com Kassab (2016), sendo todas as superfícies, mesmo as denominadas de entrada, e saída tratadas como paredes, ou seja, não há passagem de fluido por elas, nem deslizamento do mesmo no contato.

Inicialmente apresenta-se uma comparação da solução obtida no presente trabalho para os três casos obtidos em geometria circular e indicados na Tabela 3.1. Compara-se a evolução temporal da velocidade de ascensão da bolha (Eq. 2.11) na Fig. 3.3 e a evolução temporal do centro de massa (Eq. 2.10) na Fig.3.4. Estas duas grandezas foram determinadas através de um programa escrito em Matlab para pós-processar os dados.

Como pode-se perceber que a alteração de métodos, malha e os esquemas utilizados pouco influenciaram no resultado, uma vez que os

resultados obtidos correspondentes aos três casos são praticamente coincidentes, indicando que a solução obtida independe dos parâmetros numéricos utilizados para sua obtenção.

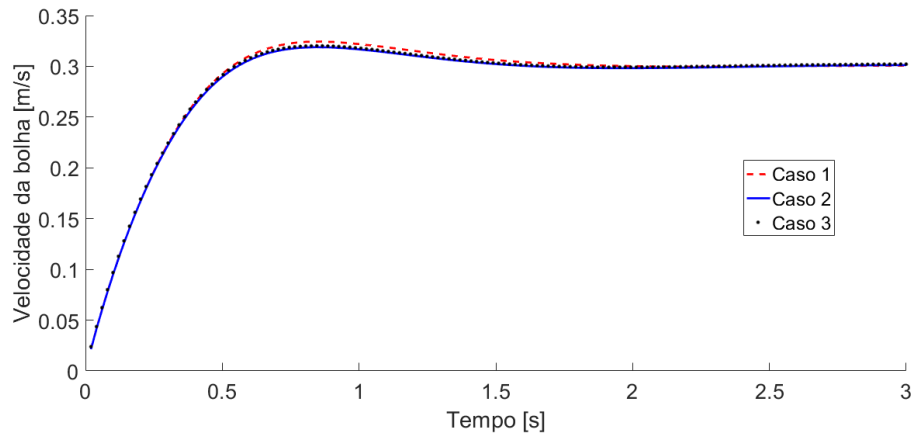


Figura 3.3 Evolução temporal da velocidade de ascensão da bolha, Casos 1, 2 e 3

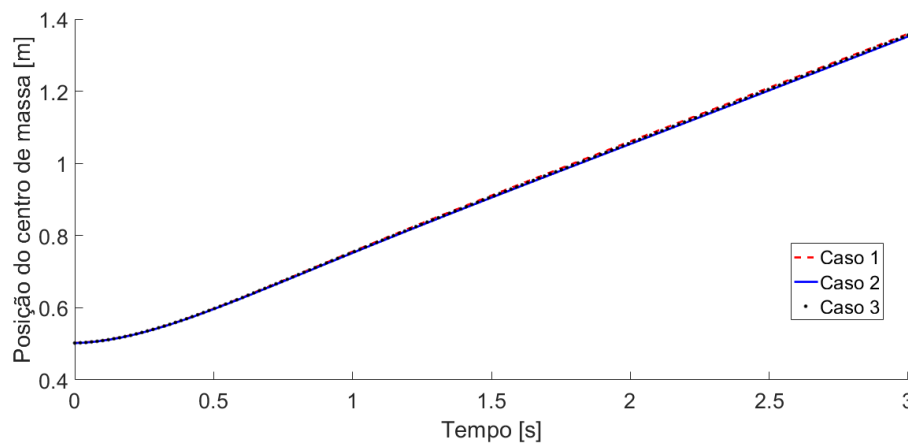


Figura 3.4 Evolução temporal do centro de massa de ascensão da bolha, Casos 1, 2 e 3

Visando confirmar que a influência do domínio externo, e consequentemente de que a parede do mesmo encontra-se afastada o suficiente para não influenciar na modelagem, determinou-se o escoamento utilizando a geometria externa retangular, como Kassab (2016), Caso 4. As Figs. 3.5 e 3.6 apresentam a comparação da velocidade de subida e do centro de massa obtidos utilizando o domínio com seção transversal circular (Caso 2) e quadrada (Caso 4). Os esquemas numéricos empregados nos dois casos são os mesmos, com aproximadamente o mesmo número de células. Como pode-se perceber nas Figs. 3.5 e 3.6, mais uma vez resultados equivalentes foram obtidos, com uma pequena

diminuição da velocidade de subida da bolha e consequentemente da posição do centro de massa. Esse resultado mostra que a alteração do formato do duto não influenciou o resultado, sendo possível considerar que a fronteira do tudo externo encontra-se longe o suficiente para não afetar o escoamento.

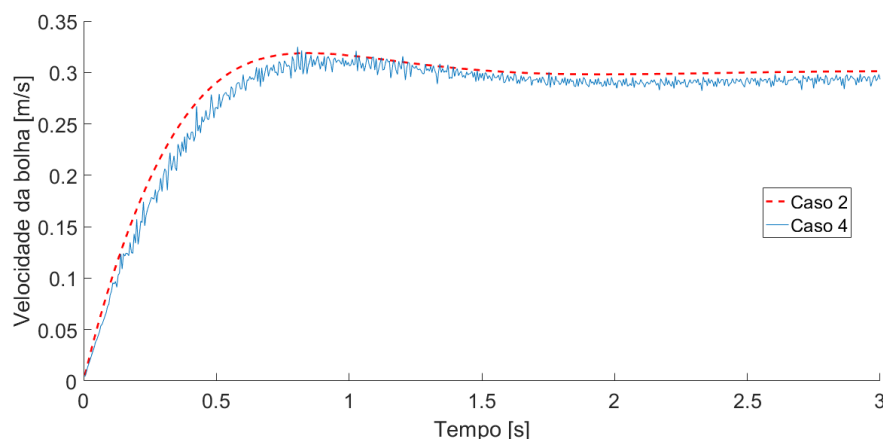


Figura 3.5 Evolução temporal da velocidades de ascensão da bolha, Casos 2 e 4

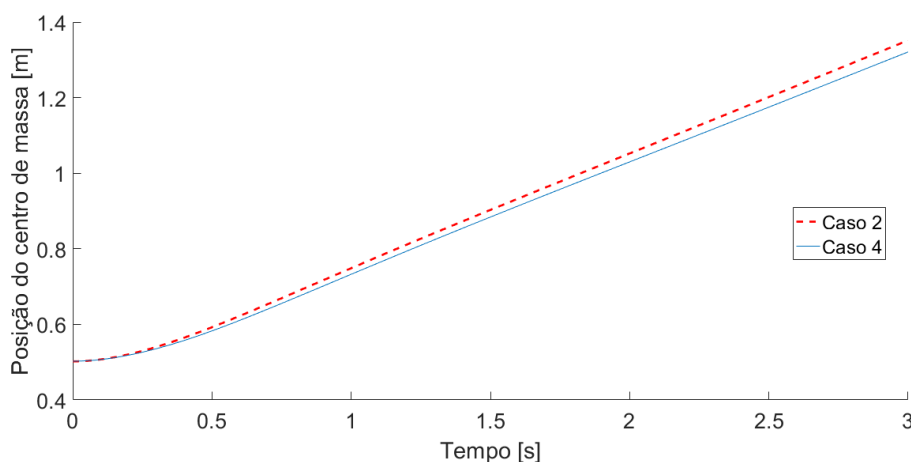


Figura 3.6 Evolução temporal do centro de massa de ascensão da bolha, Casos 2 e 4

Para decidir qual caso seria levado a diante, avaliou-se o tempo de simulação dos diferentes casos, os quais foram registrados na Tabela 3.3. Tais dados se referem a um computador com processador intel core i-7, 8GB de memória RAM, Windows 10 e ANSYS Workbench 19. Uma vez que os resultados obtidos com os quatro casos são equivalentes, optou-se pelo Caso 2, devido a substancial redução no tempo de processamento com relação ao Caso 3, e por utilizar um domínio circular, mais realista do ponto de vista prático.

Tabela 3.3 Duração da simulação de diferentes casos

Caso	Duração
Caso 1	1 hora e 16 minutos
Caso 2	3 horas e 1 minuto
Caso 3	15 horas e 27 minutos
Caso 4	2 horas e 44 minutos

Uma vez selecionado o Caso 2, apresenta-se nas Figs. 3.7 e 3.8 uma comparação da evolução temporal da velocidade de ascensão da bolha e do centro de massa e compara-se com as previsões obtidas com quatro *softwares*: PC-VOF, InterFoam, DROPS, NaSt3D.

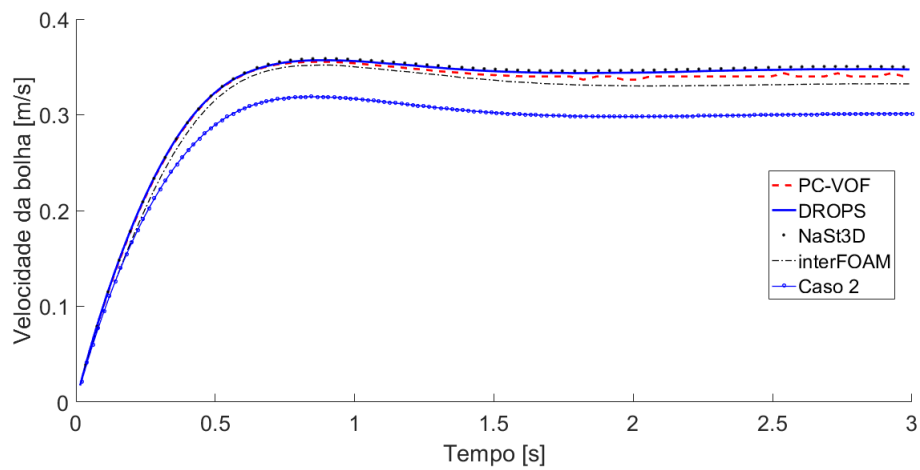


Figura 3.7 Evolução temporal da velocidades de ascensão da bolha, Casos 2 e Benchmarck (Kassar, 2016)

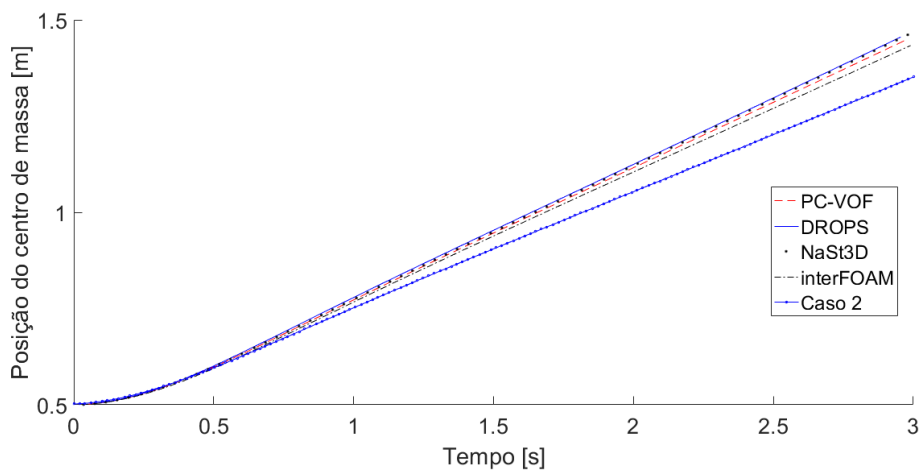


Figura 3.8 Evolução temporal do centro de massa de ascensão da bolha, , Casos 2 e Benchmarck (Kassar, 2016)

Na comparação, utilizou-se os dados da malha mais refinada criada por Kassar (2016). Nos estudos apresentados por ele, tais resultados eram muito próximos do obtido pela malha 64x128x64. Observa-se que os resultados obtidos com os 4 *benchmark* são equivalentes e os resultados obtidos com os métodos disponíveis do Fluent para tratar a interface, fornecem um valor de velocidade ligeiramente inferior, e consequentemente posição inferior do centro de massa. Porém, o comportamento é análogo. Para quantificar a diferença entre as soluções, determinou-se o erro relativo entre o Caso 2 e os dados de PC-VOF para a velocidade de ascensão e centro de massa. Os resultados são apresentados na Fig. 3.9.

$$\epsilon_v \left(\frac{m}{s} \right) = |v_{PC-VOF} - V_{caso2}| ; \quad \epsilon_v(\%) = \frac{|v_{PC-VOF} - V_{caso2}|}{v_{PC-VOF}} \times 100 \quad (3.5)$$

$$\epsilon_{\bar{y}}(m) = |\bar{y}_{PC-VOF} - \bar{y}_{caso2}| ; \quad \epsilon_{\bar{y}}(\%) = \frac{|\bar{y}_{PC-VOF} - \bar{y}_{caso2}|}{\bar{y}_{PC-VOF}} \times 100 \quad (3.6)$$

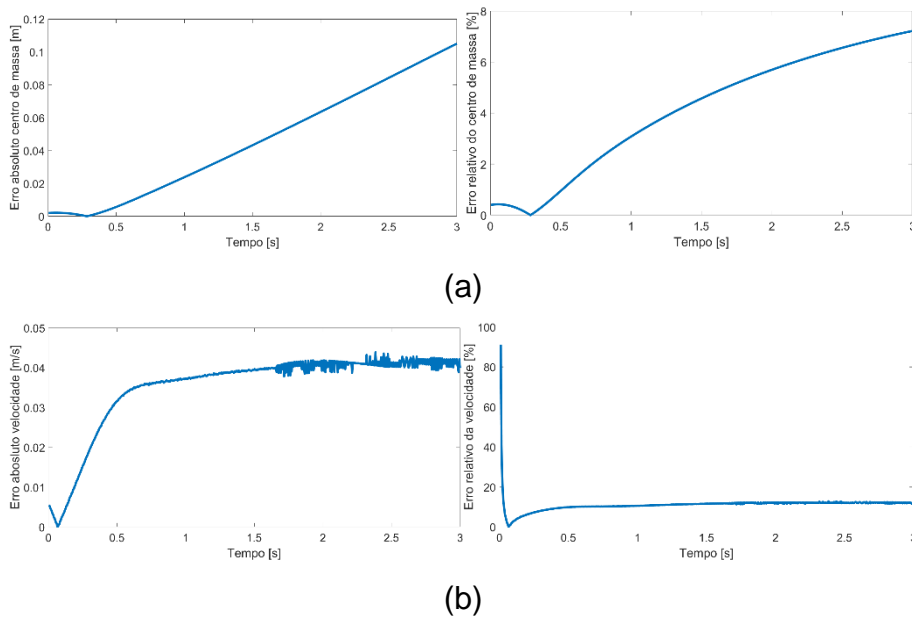


Figura 3.9 Erros do caso dois com relação ao método PC-VOF (a) Erros relativos ao centro de massa (b) Erros relativos a velocidade

Na comparação da velocidade de ascensão da bolha entre o Caso 2 e o esquema do PC-VOF, percebe-se um erro de aproximadamente 12%, enquanto que o centro de massa difere de 7,2%. A Fig. 3.10 apresenta as corrente espúrias obtidas no presente trabalho com o Caso 2. Estas

correntes dependem fortemente do tratamento da interface, conforme discutido por Kassar (2016), e como consequência reduziu a velocidade de ascensão. Possivelmente, a principal causa de tais diferenças, se dá em virtude do tratamento das interfaces feito pelo Fluent e pelos *benchmarks* apresentados. Tal assunto é amplamente debatido no trabalho de (Kassar, 2016).

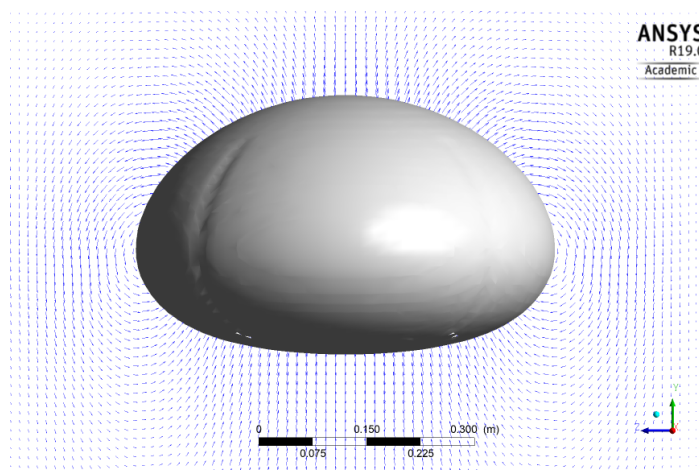
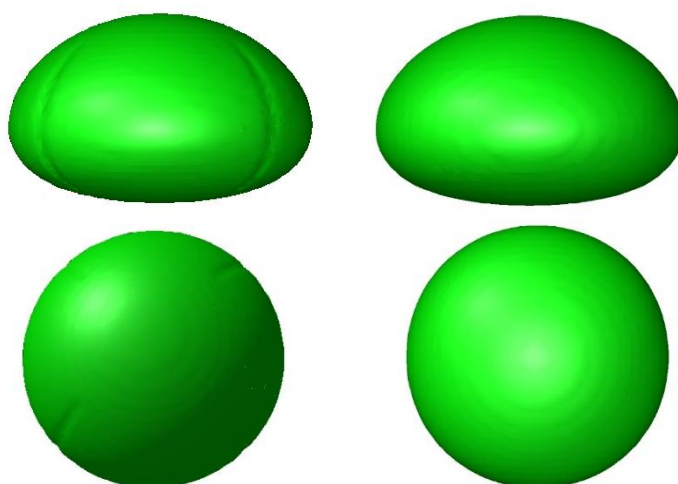


Figura 3.10 Campo de velocidades e correntes espúrias

Após tais análises, se comparou o formato da bolha dos Casos 2 e 4 para os instantes de tempo $t=0s$ e $3s$, na Fig. 3.11, para verificar o efeito que a não-ortogonalidade da malha possui na solução. Observa-se que a não ortogonalidade da malha no caso do duto circular criou uma depressão irreal na superfície da bolha, a qual não é observada quando emprega-se um malha perfeitamente uniforme e ortogonal. No entanto, como já mostrado, este fato praticamente não influenciou na evolução temporal da velocidade e do centro de massa da bolha.



(a) Caso 2

(b) Caso 4

Figura 3.11 Formato da bolha $t=0s$ e $t= 3s$. Caso 2 (domínio circular) Caso 4 (domínio retangular).

Outro resultado interessante é avaliar a variação da forma da bolha a medida que o tempo passa. Compara-se estes resultados obtidos com o Caso 2 com os resultados obtidos por Kassari com InterFoam e PC-VOF, nas Figs. 3.12 e 3.13, respectivamente. Através das imagens apresentadas nas duas figuras, tem-se a confirmação de que os resultados obtidos pelo Fluent em duto circular com malha não-ortogonal apresentam comportamento semelhante aos resultados obtidos com o método PC-VOF e InterFoam. Observa-se claramente a deformação da bolha enquanto a mesma sobe até atingir sua velocidade constante.

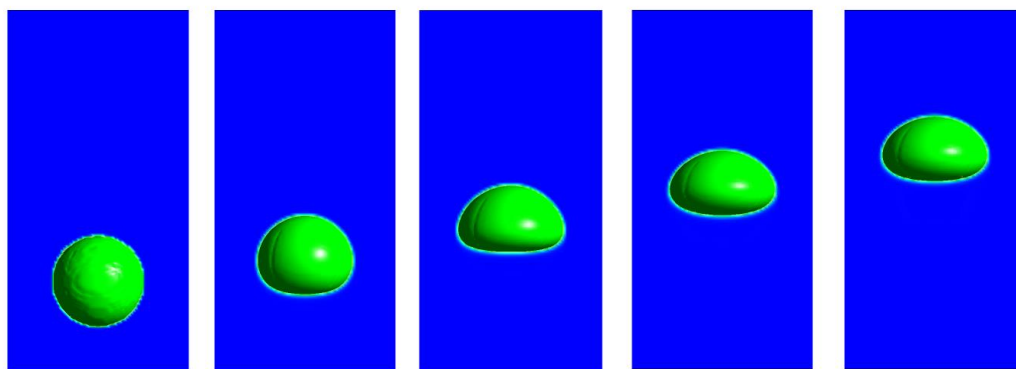


Figura 3.12 Deslocamento da bolha em meio estagnado para os tempos $t=0s$; $t=0,75s$; $t=1,5s$; $t=2,25s$ e $t=3s$

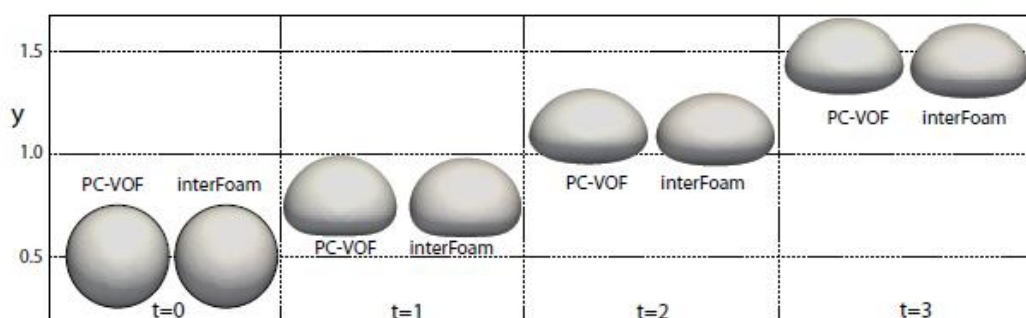


Figura 3.13 Deslocamento da bolha pelos métodos PC-VOF e InterFoam. Kassari (2016)

3.2 Bolha em Escoamento Co-corrente

A previsão do escoamento ascendente co-corrente de uma bolha de Taylor pode auxiliar na compreensão dos fenômenos existentes neste tipo de escoamento. Este estudo também pode auxiliar na proposta de modelos

simplificados para estimar o fator de atrito interfacial para ser utilizado em simuladores 1D. Com a análise 3D do escoamento é possível identificar a forma da bolha, assim com o campo de velocidade e pressão.

Para a presente análise selecionou-se a investigar a mesma configuração de tubulação empregada nos estudos de Pinto et al, (2005), visando realizar um comparativo com os dados do artigo. Utilizou-se um duto de raio igual a 11 mm e comprimento de 1500mm. Para este estudo, a malha foi alterada para se manter a qualidade da mesma ao longo do comprimento L . Assim, aumentou-se o número de elementos existentes na direção Y . Com isso, o número total de células foi igual a 803040.

Como condição inicial do escoamento, considerou-se escoamento em repouso, com a introdução de um volume de ar (fase 2) ocupando toda a seção do duto, com 110 mm de comprimento, distando 10mm da entrada. Um perfil uniforme de velocidade da fase líquida foi imposto na entrada (em baixo), e na saída (em cima) prescreveu-se pressão atmosférica, como no experimento de Pinho et al. (2005). Considerou-se condição de não deslizamento na parede do duto.

Como fase líquida (fase 1), utilizou-se duas soluções de glicerol misturado com a água e simplesmente água, conforme indicado na Tabela 3.4. Nesta tabela as propriedades do ar também são apresentadas, assim com a tensão superficial.

Tabela 3.4: Propriedades: bolha em ascensão co-corrente com líquido

Fluidos	A	B	C
Fluido 1	Glicerol (24% Água)	Glycerol (45% Água)	Água
Massa específica (kg/m ³)	1070	1111	998,2
Viscosidade absoluta (Pa s)	0,00204	0,00466	0,001003
Fluido 2	ar	ar	ar
Massa específica (kg/m ³)	1,225	1,225	1,225
Viscosidade absoluta (Pa s)	$1,79 \times 10^{-5}$	$1,79 \times 10^{-5}$	$1,79 \times 10^{-5}$

Tensão interfacial (N/m)	0,07102	0,0729	0,07240
-----------------------------	---------	--------	---------

Cinco casos diferentes foram investigados (Tabela 3.5), alterando-se a fase líquida, assim como sua velocidade na base do duto. Os Casos 1 e 2 foram selecionados para permitir comparar com os resultados de Pinho et al. (2005). O Caso 3 foi selecionado para permitir comparar com o caso da bolha no meio estagnado infinito, com $\rho_1/\rho_2 = \mu_1/\mu_2 = 10$. Isto é, permite avaliar o efeito da proximidade da parede no movimento da bolha em um meio inicialmente em repouso, assim como maior variação na razão das propriedades. Vale mencionar aqui, que devido à proximidade da parede, foi necessário permitir escoamento através das fronteiras denominadas de entrada e saída (diferentemente do caso da seção anterior). Finalmente, mais dois casos foram selecionados para permitir avaliar a influência do Reynolds e da razão de propriedades.

Tabela 3.5: Propriedades: bolha em ascensão co-corrente com líquido

Caso	Fluidos	Velocidade (m/s)	No. Reynolds
1	A $\frac{\rho_1}{\rho_2} = 873$; $\frac{\mu_1}{\mu_2} = 114$	0.017874	300
2	B $\frac{\rho_1}{\rho_2} = 907$; $\frac{\mu_1}{\mu_2} = 260$	0,184817	1400
3	C $\frac{\rho_1}{\rho_2} = 815$; $\frac{\mu_1}{\mu_2} = 56$	$1,9 \times 10^{-9}$	6×10^{-5}
4		0,039	853
5		0,06	1313

Antes de apresentar os resultados obtidos, é importante mencionar aqui, que estas análises demandam alto esforço computacional, sendo o tempo de uma simulação de aproximadamente 17 horas.

3.2.1 Bolha de ar em soluções de água com glicerol

Apresenta-se nas Figs. 3.14 e 3.15 uma comparação qualitativa do campo de velocidade correspondente aos Casos 1 e 2 com os dados de Pinho et al (2005).

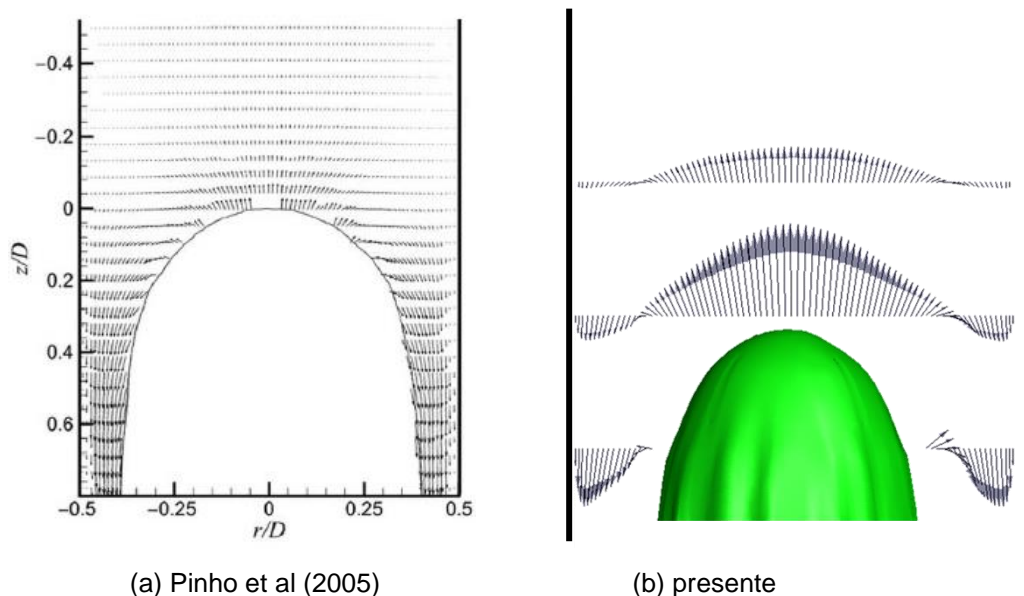


Figura 3.14 Campo de velocidade para GLYCEROL (24% de água)

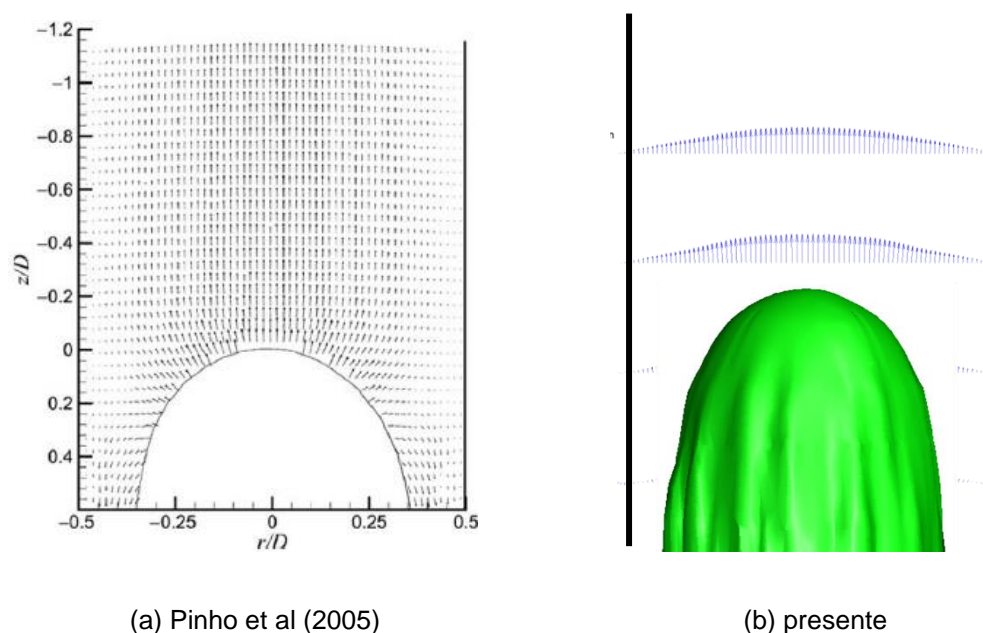


Figura 3.15 Campo de velocidade para GLYCEROL (45% de água)

Pode-se observar uma boa reprodução do campo de escoamento, o qual é ascendente no nariz da bolha e reverso entre a bolha e parede. Através desta análise é possível se perceber que o escoamento lateral a bolha ocorre exatamente como esperado. Tem se que o fluido do filme se

movimenta contrariamente ao resto do escoamento, em virtude da ascensão da bolha, que ocorre de maneira mais veloz do que o resto do deslocamento.

Quando analisa-se o nariz da bolha, nota-se algumas pequenas diferenças entre os casos. No campo de velocidades descrito por Pinto et al (2005) tem-se que o fluido imediatamente na ponta da bolha apresenta uma velocidade relativamente maior do que o resto do mesmo ao seu redor. O mesmo comportamento é observado na simulação numérica, porém os valores dos vetores desta região aparecem proporcionalmente muito maiores do que os seus vizinhos. Com relação ao comportamento do fluido nas outras regiões da ponta da bolha, tem-se que o comportamento do fluido se encaixa com aquele descrito no campo de velocidades, com o fluido próximo as laterais da ponta da bolha, se deslocando levemente em direção da parede em um movimento que o levará a escoar na direção contrária à do escoamento.

Apesar destas pequenas discrepâncias, estes resultados se mostram importantes para o estudo de tais problemas, pois permitem analisar também o campo de pressão e o formato da bolha de Taylor em um dado instante de tempo.

Tem se por exemplo o formato das bolhas dos dois casos citados anteriormente, após 5 s do início do escoamento (Fig. 3.16).

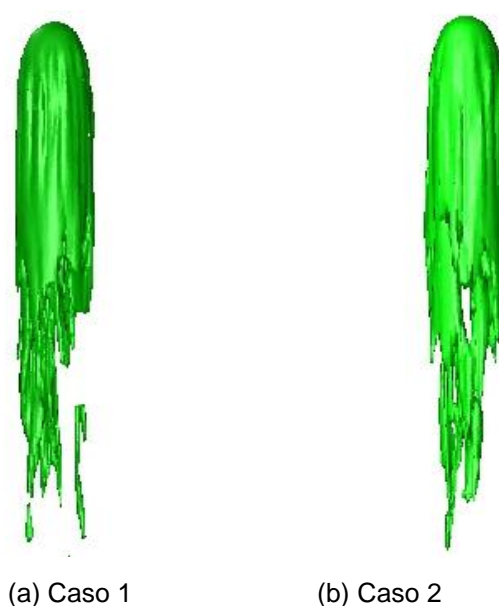


Figura 3.16 Formato da bolha de Taylor Caso 1 e Caso 2, $t = 5$ s

Observa-se na Fig. 3.16 que com o aumento do número de Reynolds, houve um pequeno arredondamento do nariz da bolha. É possível perceber ainda que a velocidade mais elevada, fez com que o gás tenda a se dissociar mais e a se dissolver mais no fluido, diminuindo o tamanho da bolha de Taylor final.

Outros conjuntos de informação a serem analisados são os campos de pressão gerados, e o efeito das bolhas de Taylor nos mesmos. A Fig. 3.17 ilustra o campo de pressão superposto na bolha para os Casos 1 e 2, para $t=5$ s.

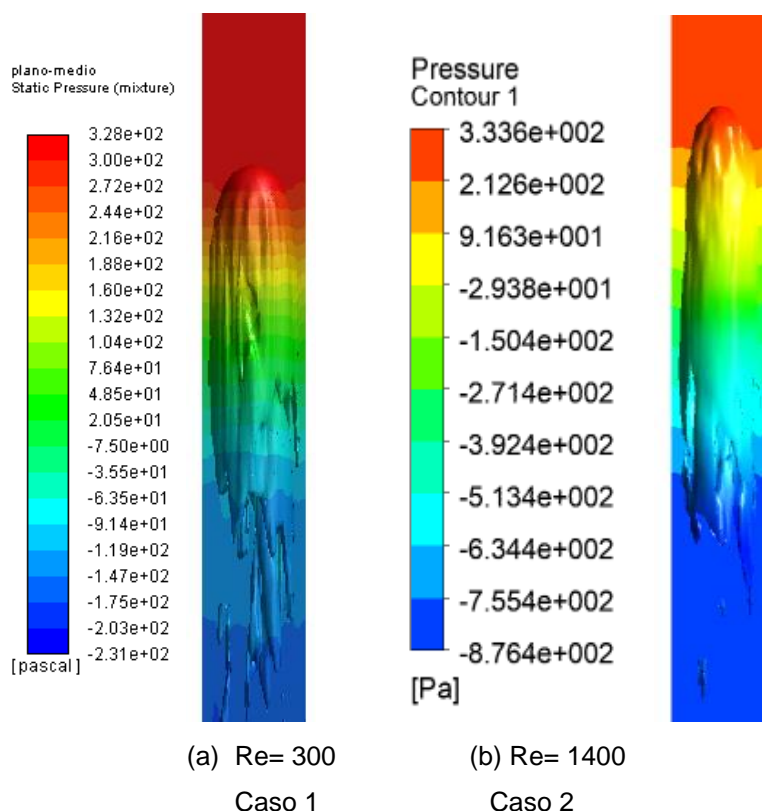


Figura 3.17 Campo de pressão casos 1 e 2. $t=5$ s.

No campo de pressão, é possível se notar um grande aumento da pressão no bico da bolha de Taylor, como consequência do deslocamento de fluido causado pela mesma.

3.2.2 Bolha ascendente em meio em repouso confinado

Visando avaliar a influência de uma maior razão de propriedades, assim como da proximidade da parede, apresenta-se na Fig. 3.18 o formato

da bolha correspondente ao Caso 3, onde apresenta-se uma projeção no plano transversal, assim como uma iso-superfície de fração volumétrica de ar igual a 0,5.

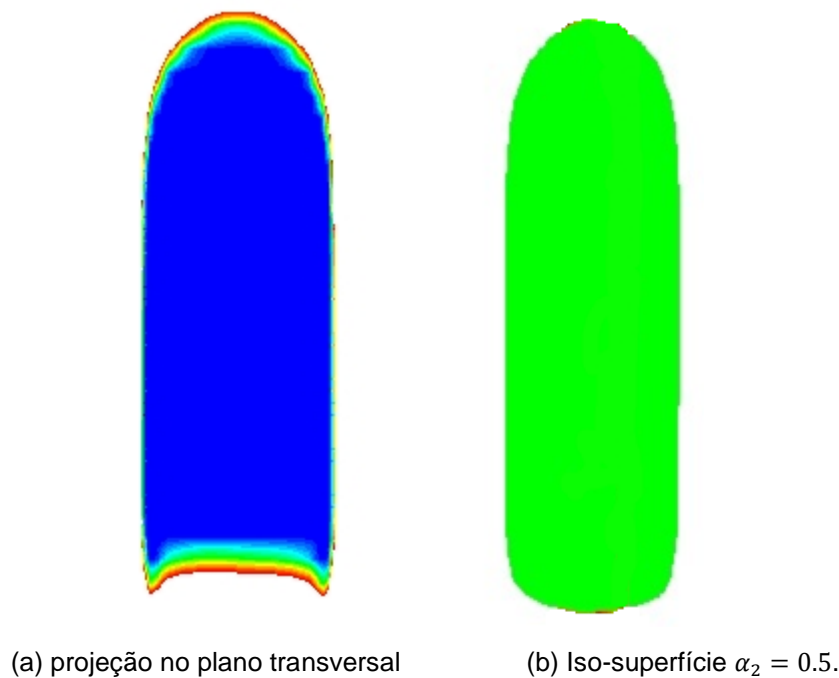


Figura 3.18 Formato da bolha de Taylor. Caso 3.

Analisando as imagens da Fig. 3.18 é possível observar que o formato da bolha corresponde ao padrão esperado para uma bolha de Taylor, sendo alongada e apresentando o formato da cauda de acordo com experimentos realizados neste campo. Analisando a imagem da esquerda, observa-se que devido a difusão numérica da metodologia VOF, a interface não é perfeitamente definida, i.e., não apresenta uma variação abrupta, resultando numa interface formada por diversas células que apresentam uma mistura de ar e água. Ainda analisando o formato da bolha de Taylor obtida neste caso, e comparando-se com o caso da bolha em meio semi-infinito apresentado na seção anterior, observa-se a influência significativa da proximidade das paredes, que levam a um formato totalmente diferente para a bolha. Enquanto no meio semi-infinito a bolha evolui para um formato mais elíptico, a presença da parede não permite que o diâmetro cresça, causando o alongamento da bolha. O campo de velocidade ao redor da bolha encontra-se ilustrado na Fig.3.19. Aqui, tem-se uma imagem bem clara e definida do movimento do fluido ao redor da bolha, corroborando o fato de que o escoamento induzido pelo movimento

ascendente da bolha afeta significativamente o seu formato, e comprova o comportamento descrito.

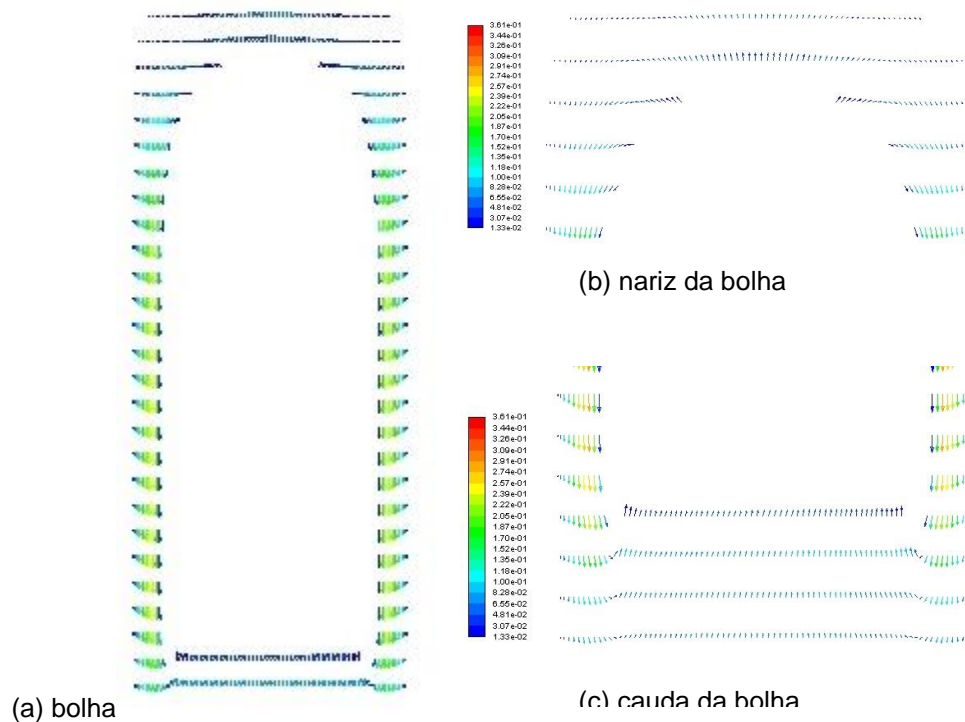


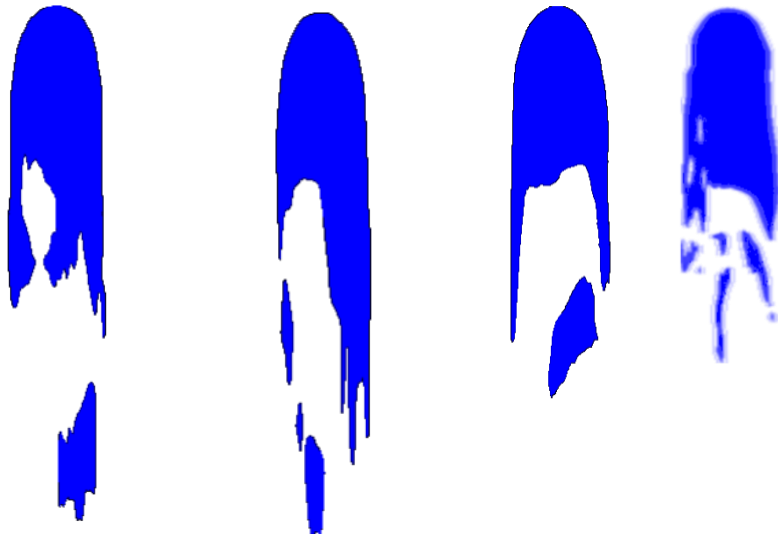
Figura 3.19 Campo de velocidade ao redor da bolha. Caso 3.

Além dos pontos analisados anteriormente, tal imagem possibilita se analisar o comportamento do escoamento na cauda da bolha de Taylor. Nela tem-se uma gradativa desaceleração do fluido nas laterais, com o mesmo voltando a ocupar o espaço deixado pela bolha. Esse comportamento pode gerar vórtices nesta região. Tal fenômeno ocorre com bastante frequência em escoamentos contra a bolha, como exemplificado por Nogueira et al (2003), onde o escoamento se dirige na direção contrária ao deslocamento da bolha, aumentando tais perturbações.

3.2.3 Influência do número de Reynolds

Visando avaliar a influência do número de Reynolds no formato da bolha de Taylor, apresenta-se na Fig. 3.20 uma comparação dos casos analisados neste trabalho. Os quatro casos apresentados na figura apresentam razão de massa específica semelhante $\rho_1/\rho_2 \approx 1000$, porém os Casos 1 e 2 possuem razão de viscosidade ($\mu_1/\mu_2 \approx 100$), o dobro do que os

Caso 4 e 5 ($\mu_1/\mu_2 \approx 50$). Após a realização da simulação anterior, se aumentou a velocidade do escoamento a fim de se observar o efeito no mesmo no desenvolvimento da bolha de Taylor.



(a) Caso 1, $Re=300$ (b) Caso 4, $Re=853$ (c) Caso 5, $Re=1313$ (d) Caso 2, $Re=1400$

Figura 3.20 Influência do Reynolds e razão de viscosidades no formato da bolha.

Como comentado anteriormente, é possível perceber que a medida que o número de Reynolds cresce, a coluna de ar inicializada tende a se separar, gerando bolhas de Taylor menores.

Com relação a pressão, percebe-se na Fig. 3.21 que quanto maior a velocidade no escoamento, maior será a diferença de pressão gerada entre a ponta da bolha de Taylor e sua cauda. Abaixo foi utilizado os Casos 4 e 5 para ilustrar tal fenômeno.

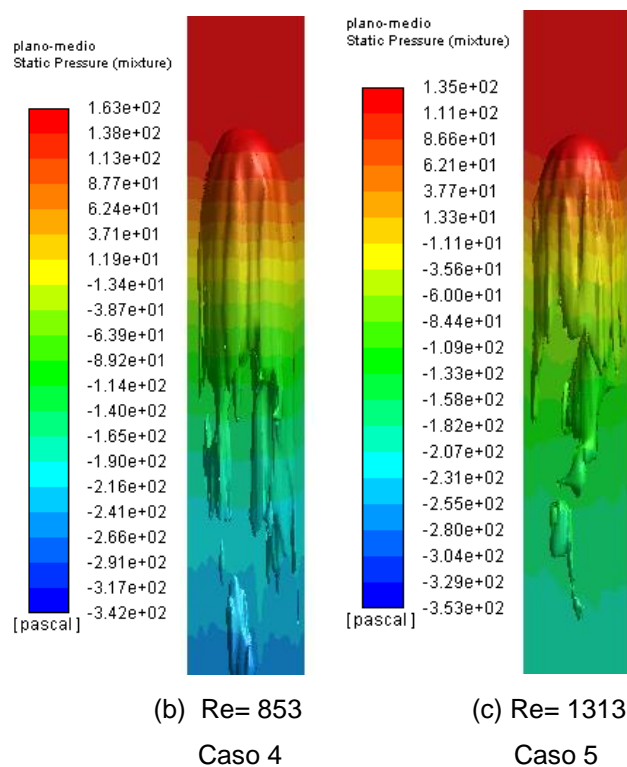


Figura 3.21 Campos de pressão ao redor da bolha para $t=5s$. Caso 4 e Caso 5

Além dos campos de pressão, pode se analisar a variação da mesma através do centro do domínio na Fig. 3.22.

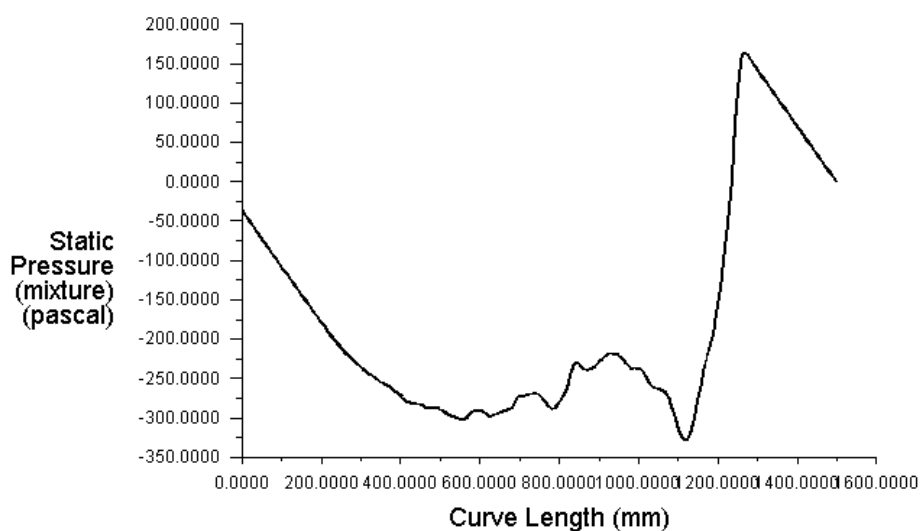


Figura 3.22 Pressão ao longo do duto ($t=5s$) para o Caso 4.

É possível se observar o efeito da passagem da bolha de Taylor na pressão existente no duto. Nota-se também o rápido aumento de pressão, devido a presença da própria bolha, e posteriormente, a pressão mais elevada na frente da mesma. Tal gráfico também auxilia a justificar o

movimento descendente do filme de líquido ao redor da bolha, uma vez que a pressão na cauda da mesma se mostra muito inferior a sua ponta.

O mesmo comportamento é apresentado no Caso 5, como pode-se observar na imagem da Fig.3.23.

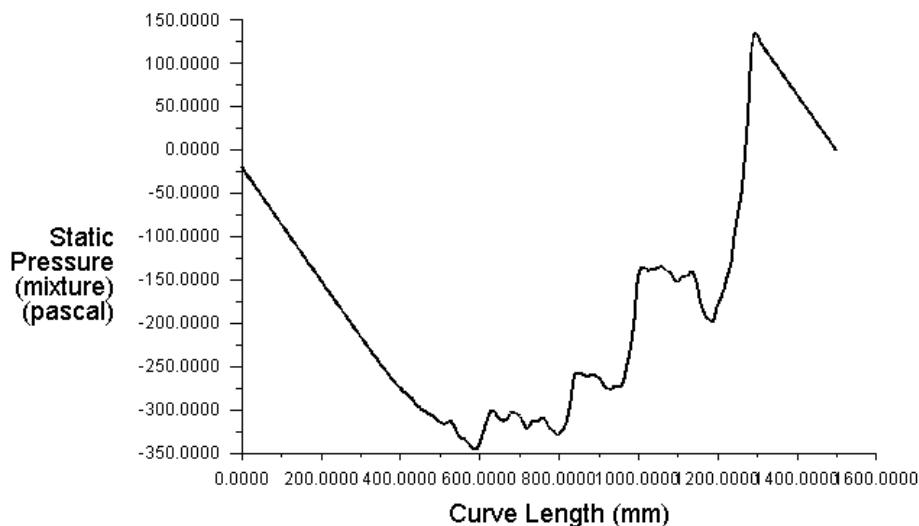


Figura 3.23 Pressão ao longo do duto (t=5s) para o Caso 5.

Por fim, analisou-se o efeito da passagem da bolha de Taylor na tensão cisalhante da parede do duto. Como o escoamento não é simétrico, foram traçados na Fig. 3.24 e na Fig. 3.25 os perfis aos longo do duto para diferentes posições angulares ($\theta = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$), correspondentes aos Casos 4 e 5, respectivamente.

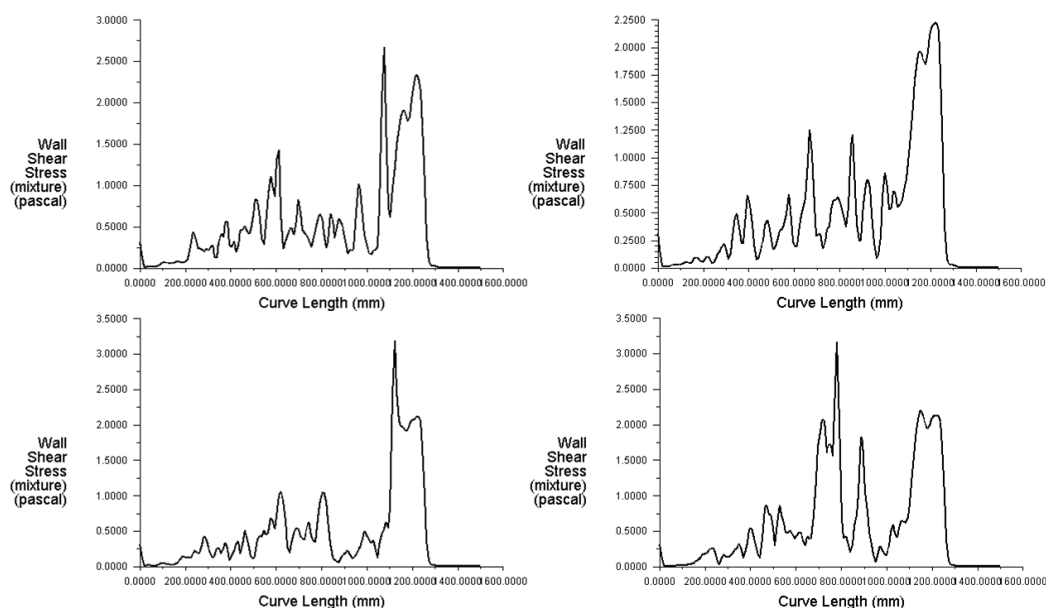


Figura 3.24 Tensão cisalhante ao longo das paredes do duto (t=5s) para o Caso 4.

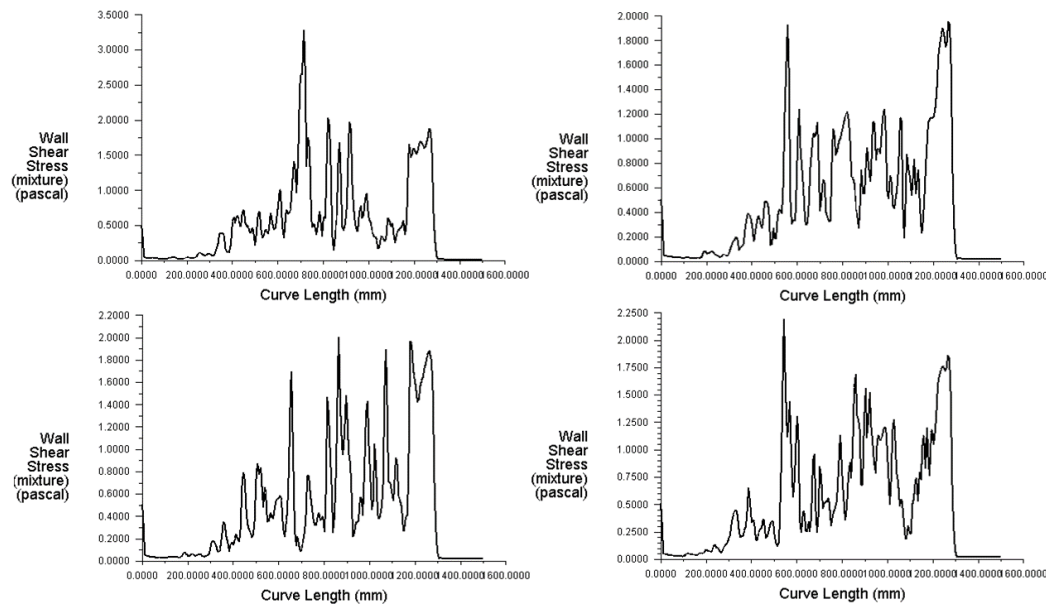


Figura 3.25 Tensão cisalhante ao longo das paredes do duto ($t=5s$) para o Caso 5.

Nota-se uma certa semelhança nos perfis para $\theta = 0^\circ$ e 90° , com valores mais elevados de tensão cisalhante do que para $\theta = 180^\circ$ e 270° indicando uma certa simetria do escoamento. Novamente, se nota uma flutuação no perfil da tensão cisalhante, a qual pode estar relacionada com o desprendimento de bolhas pequena. Nota-se ainda um comportamento mais caótico correspondente ao número de Reynolds mais elevado.

4 Conclusão

Foi realizado um estudo de bolhas de Taylor através de simulações numéricas. Os casos propostos de uma bolha imersa em um líquido em repouso em espaço infinito e de uma bolha dentro de um escoamento co-corrente, foram analisados com o auxílio do *software* Fluent. Em ambos os casos, utilizou-se o método VOF e os escoamentos foram considerados laminares.

Através de comparações com a literatura, foi possível validar os resultados encontrados, uma vez que os dados obtidos apresentaram concordância satisfatória.

Um ponto interessante a ser citado, é relacionado ao efeito das paredes no formato da bolha. No modelo de espaço semi-infinito, a bolha se deformou até atingir uma forma semi-elíptica. Porém, com a presença de paredes próximas, a bolha é incapaz de atingir tal forma, sendo obrigada a preencher o duto, tomando a forma de uma bolha alongada, denominada bolha de Taylor.

Com relação ao efeito de diferentes números de Reynolds, notou-se que a medida em que o mesmo aumentava, a forma final da bolha de Taylor diminuía. Outro fator observado é que a viscosidade também afeta o formato da mesma.

Por fim, vale-se ressaltar que tais simulações exigiriam um elevado esforço computacional. Necessitando de tempos elevados para realizar os cálculos, ao mesmo tempo que utilizavam grande quantidade de espaços da memória para armazenar os dados gerados.

4.1 Recomendação de Trabalhos Futuros

Existem ainda diversas formas de se estudar tal fenômeno através de novas análises. Um trabalho recomendado é utilizar outras técnicas de tratamento da interface, como o método PC-VOF, afim de se analisar o

efeito dos mesmos no resultado. Outro empenho a ser realizado nesta área, seria o refinamento da malha, corrigindo as deformações geradas pela mesma.

Pode-se ainda, alterar as características o problema, afim de se estudar diferentes condições de contorno e o efeito da mesma no problema. Como por exemplo o estudo de bolhas de Taylor com escoamentos contracorrente, em escoamentos turbulentos, ou observar o efeito de trocas de calor enquanto a bolha se desloca.

Outros fatores a serem explorados, seria a comparação das simulações com dados experimentais, para se ter um maior detalhamento da qualidade da mesma. Por fim, se recomenda o estudo para propor modelos do fator de atrito interfacial, para um modelo de uma dimensão.

Referências Bibliográficas

ADELSBERGER, J.; ESSER, P.; GRIEBEL, M.; GROSS, S.; KLITZ, M.; RUUTTIGERS, A. 2014. 3D incompressible two-phase flow benchmark computations for rising droplets. *Proceedings of the 11th World Congress on Computational Mechanics (WCCM XI)*, Barcelona, Spain.

AMBROSE, S.; LOWNDES, I.S.; HARGREAVES, D.M., AZZOPARDI, B., 2017. Numerical modelling of the rise of Taylor bubbles through a change in pipe diameter. *Computer & Fluids*, 148(22):10-25.

BRACKBILL, J.U.; KOTHE, D.B.; ZEMACH, C. 1992. A continuum method for modeling surface tension. *Journal of Computational Physics*, **100**(2), 335-354.

CAMPOS, J.B.L.M.; GUEDES DE CARVALHO, R.F. 1998. An experimental study of the wake of gas slugs rising in liquids, *Journal of Fluid Mechanics*, 196:27-37

FABRE, J., & FIGUEROA-ESPINOZA, B. (2014). Taylor bubble rising in a vertical pipe against laminar or turbulent downward flow: Symmetric to asymmetric shape transition. *Journal of Fluid Mechanics*, 755, 485-502.

GARCÍA, D. E., 2018. *Estudo da instabilidade de ondas na interface do escoamento estratificado laminar-laminar em um canal*. Tese de Doutorado - Departamento de Engenharia Mecânica, PUC-Rio.

HIRT, C. W., NICHOLS, B. D. 1981. Volume of fluid /VOF/ method for the dynamics of free boundaries. *Journal of Computational Physics*, **39**:201-225.

HYSING, S., TUREK, S., KUZMIN, D., PAROLINI, N., BURMAN, E., GANESAN, S., TOBISKA, L. 2009. Quantitative benchmark computations

of two dimensional bubble dynamics. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 60(11):1259-1288.

KASSAR, B., 2016. *Numerical simulation of multiphase flows with enhanced curvature computation by point-cloud sampling*. Rio de Janeiro: Tese de doutorado, Departamento de Engenharia Mecânica PUC-Rio.

KLOSTERMANN, J., SCHAAKE, K., SCHWARZE, R. 2013. Numerical simulation of a single rising bubble by VOF with surface compression. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 71(8):960-982.

KOELBLINGER, B. A., 2016. *Caracterização de bolha de Taylor*. Trabalho de Conclusão, Rio de Janeiro: Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

NICKLIN, D.J., WILKES, J.O., DAVIDSON, J.F., 1962, *Two-phase flow in vertical tubes*, Trans IChemE, 40: 61–68.

NOGUEIRA, S.; SOUSA, R.G.; PINTO, A.M.F.R.; RIETHMULLER, M.L.; CAMPOS, J.B.L.M. 2003. Simultaneous PIV and pulsed shadow technique in slug flow: a solution for optical problems, *Experiments in Fluids*, 35: 598-699.

OLIVEIRA, M. F., 2003. *Análise da aplicação de um sistema de bombeamento multifásico submarino na produção de petróleo*. Dissertação de Mestrado Rio de Janeiro: Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro- PUC-RIO.

OpenFOAM. 2014 (Feb.). OpenFOAM - The Open Source CFD Toolbox – User Guide. 2.3.0 edn. OpenFOAM Foundation.

PATANKAR, S. V. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, 1980.

PINTO, A.M.F.R.; COELHO PINHEIRO, M.N. NOGUEIRA, S., FERREIRA, V.D.; CAMPOS, J.B.L.M. 2005. Experimental study on the transition in the velocity of individual Taylor bubbles in vertical upward co-current liquid flow. *Chemical Engineering Research and Design*, 83(9):1103-1110.

PROSPERETTI, A., TRYGGVASON, G. 2007. *Computational Methods for Multiphase Flow*. Cambridge, New York: Cambridge University Press.

STEWART, P.S.B.; DAVIDSON, J.F. 1967, *Slug flow in fluidised beds*, Powder Technology, 1: 61–80.

TRYGGVASON, G., SCARDOVELLI, R.; ZAESKI, S. 2011. *Direct Numerical Simulations of Gas-Liquid Multiphase Flows*. Cambridge, New York: Cambridge University Press.

WHITE, E.T.; BEARDMORE, R.H. 1962, *The velocity of rise of single cylindrical air bubbles through liquids contained in vertical tubes*, Chem Eng Sci, 17: 351–361.