



Avaliação do modelo de filme para o escoamento anular no ANSYS Fluent

João Carlos Carneiro da Silva Junior

Projeto de Final de Curso

Orientadores

Prof. Luiz Fernando Lopes Rodrigues Silva, D.Sc.

Prof. Paulo Laranjeira da Cunha Lage, D.Sc.

Nathalia Corrêa de Sá, M.Sc.

Outubro de 2021

Avaliação do modelo de filme para o escoamento anular no ANSYS Fluent

João Carlos Carneiro da Silva Junior

Projeto de final de curso em engenharia química submetida ao Corpo Docente da Escola de Química, como parte dos requisitos necessários à obtenção do grau de Engenheiro Químico.

Aprovado por:

Tânia Suaiden Klein, D.Sc.

Antonio de Oliveira Samel Moraes, D.Sc.

Orientado por:

Luiz Fernando Lopes Rodrigues Silva, D.Sc.

Paulo Laranjeira da Cunha Lage, D.Sc.

Nathalia Corrêa de Sá, M.Sc.

Rio de Janeiro, RJ - Brasil

Outubro de 2021

Da Silva JR, João Carlos Carneiro.

Avaliação do modelo de filme para o escoamento anular no ANSYS Fluent/João Carlos Carneiro da Silva Junior - Rio de Janeiro: UFRJ/EQ, 2021

xvi, 75 p.; il.

(Monografia) - Universidade Federal do Rio de Janeiro, Escola de Química, 2021.

Orientador: Luiz Fernando Lopes Rodrigues Silva, Paulo Laranjeira da Cunha Lage e Nathalia Corrêa de Sá.

1. Fluidodinâmica Computacional. 2. Escoamento Anular. 3. Modelo de Filme. 4. Monografia. (Graduação - UFRJ/EQ). 5. Luiz Fernando Lopes Rodrigues Silva 6. Paulo Laranjeira da Cunha Lage 7. Nathalia Corrêa de Sá I.

Título

*Dedico este trabalho a Deus, minha força e meu auxílio. Sem Ele,
nada seria possível.*

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiro a Deus por ter me mantido na trilha certa durante este projeto de pesquisa com saúde e forças para chegar até o final.

Sou grato à minha família pelo apoio que sempre me deram durante toda a minha vida.

Deixo um agradecimento especial aos meus orientadores pelo incentivo e pela dedicação do seu escasso tempo ao meu projeto de pesquisa.

A todos os meus amigos do curso de graduação que compartilharam dos inúmeros desafios que enfrentamos, sempre com o espírito colaborativo.

Também quero agradecer à Universidade Federal do Rio de Janeiro e a todos os professores do meu curso pela elevada qualidade do ensino oferecido.

Resumo do Projeto de Final de Curso apresentada à Escola de Química como parte dos requisitos necessários para obtenção do grau de Engenheiro Químico.

Avaliação do modelo de filme para o escoamento anular no ANSYS Fluent

João Carlos Carneiro da Silva Junior

Outubro, 2021

Orientadores: Prof. Luiz Fernando Lopes Rodrigues Silva, D.Sc.

Prof. Paulo Laranjeira da Cunha Lage, D.Sc.

Nathalia Corrêa de Sá, M.Sc.

Resumo

No presente trabalho, é estudada a fenomenologia do escoamento anular gás-líquido e a sua simulação no software de CFD ANSYS Fluent por meio do modelo de filme bidimensional. A revisão da literatura permitiu identificar a modelagem da tensão de cisalhamento interfacial como um dos principais pontos limitantes na modelagem atual desse tipo de escoamento. Foram realizadas simulações de escoamento anular vertical, utilizando-se um modelo para a tensão de cisalhamento interfacial não existente na implementação nativa do Fluent obtida na literatura, cujos resultados foram comparados com dados experimentais. Apesar das limitações encontradas na modelagem nativa do *software*, a implementação foi capaz de gerar boas previsões de espessura do filme líquido para o escoamento vertical ascendente com baixos fluxos de líquido.

Conteúdo

Lista de Tabelas	ix
Lista de Figuras	x
Nomenclatura	xiii
1 Introdução	1
1.1 Padrões de escoamento gás-líquido	1
1.2 Regime anular	4
1.3 Escopo e objetivos	4
1.4 Organização deste documento	5
2 Revisão Bibliográfica	7
2.1 Introdução	7
2.2 Fluidodinâmica Computacional	8
2.3 Método de volumes finitos	9

2.4	Modelagem do escoamento multifásico	11
2.4.1	Abordagem Euleriana-Euleriana	12
2.4.2	Abordagem de Volume de Fluido	13
2.4.3	Abordagem Euleriana-Lagrangeana	14
2.5	Modelagem do escoamento anular na abordagem de filme bidimensional	15
2.5.1	Núcleo gasoso	15
2.5.2	Filme líquido	20
2.6	Fenômenos físicos de interação entre as fases	24
2.6.1	Introdução	24
2.6.2	Espalhamento de ondas	25
2.6.3	Deposição e entranhamento	26
2.6.4	Cisalhamento interfacial	37
3	Metodologia	41
3.1	Dados experimentais	41
3.2	Geometria e Malha	42
3.3	Configuração das simulações	43
4	Resultados	47
4.1	Análise de convergência em malha	47

4.2	Simulação com fluxo de líquido de $10 \text{ kg/m}^2\text{s}$	50
4.3	Simulação com fluxo de líquido de $20 \text{ kg/m}^2\text{s}$	56
5	Conclusão e Sugestões para Trabalhos Futuros	58
	Bibliografia	60
	Apêndices	68
A	<i>User Defined Functions (UDFs)</i>	69

Lista de Tabelas

2.1	Critérios de transição de regimes de interação partícula-parede . . .	38
3.1	Condições experimentais de WOLF <i>et al.</i> [70]	42
3.2	Propriedades do ar e da água utilizadas nas simulações de escoamento vertical.	45
3.3	Resumo das equação implementadas no ANSYS Fluent utilizadas no presente trabalho.	46

Lista de Figuras

1.1	Regimes de escoamento em tubos verticais com fluxo ascendente. a) e b) bolhas, c) golfadas, d) agitado, e) anular, f) disperso. Adaptado de: BUONGIORNO [8].	2
1.2	Mapa de escoamento gás-líquido vertical como sugerido por GRIF-FITH e WALLIS [25]. Adaptado de: HEWITT [31].	3
2.1	Representação do domínio de controle no Método de Volumes Finitos. Adaptado de JASAK [35]	10
2.2	Direções principais no escoamento do filme. Adaptado de: LI e ANGLART [44].	21
2.3	Variação no perfil de velocidade do núcleo gasoso com o aumento da vazão de líquido. Fonte: GILL <i>et al.</i> [24]	24
2.4	Mecanismos de deposição (D) e entranhamento (E) de gotas. Fonte: de SÁ <i>et al.</i> [17]	26
2.5	Limite para a ocorrência de entranhamento. Fonte: BERNA <i>et al.</i> [4].	28

2.6	Regimes de interação gota-parede. Adaptado de: STANTON e RUTLAND [60].	33
3.1	Geometria da seção de teste experimental de WOLF <i>et al.</i> [70]	42
3.2	Malha utilizada nas simulações de CFD para escoamento vertical no Fluent, com duas seções.	44
4.1	Malhas computacionais geradas com diferentes níveis de refinamento na direção axial.	48
4.2	Resultado do perfil de velocidade do gás ao longo da direção do escoamento para diferentes níveis de refinamento na direção axial. . . .	49
4.3	Resultado do perfil de pressão do gás ao longo da direção do escoamento para diferentes níveis de refinamento na direção axial.	49
4.4	Malhas computacionais geradas com diferentes níveis de refinamento na direção radial.	50
4.5	Resultado de perfil de velocidade do gás ao longo da direção do escoamento para diferentes níveis de refinamento na direção radial. . . .	51
4.6	Resultado de perfil de pressão do gás ao longo da direção do escoamento para diferentes níveis de refinamento na direção radial.	51
4.7	Resultado de perfil de espessura de filme para $G_g = 71 \text{ kg/m}^2\text{s}$ e $G_l = 10 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ao longo da direção do escoamento utilizando a modelagem nativa do Fluent.	52
4.8	Resultados de perfil de espessura de filme para $G_g = 71 \text{ kg/m}^2\text{s}$ e $G_l = 10 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ao longo da direção do escoamento.	53

4.9	Resultados de perfil da tensão de cisalhamento interfacial para $G_g = 71 \text{ kg/m}^2\text{s}$ e $G_l = 10 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ao longo da direção do escoamento. . .	54
4.10	Resultados de perfil de espessura de filme para $G_g = 71 \text{ kg/m}^2\text{s}$ e $G_l = 20 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ao longo da direção do escoamento.	56

Nomenclatura

Adimensionais

La Número de Laplace; $La = \frac{\sigma \rho D}{\mu^2} = \frac{Re^2}{We}$

Re Número de Reynolds; $Re = \frac{\rho u D}{\mu}$

We Número de Weber; $We = \frac{\rho u^2 D}{\sigma}$

Abreviações

CFD Fluidodinâmica Computacional

DPM *Discrete Phase Model*

EWF *Eulerian Wall Film Model*

FVM Método de Volumes Finitos

UDF *User Defined Function*

Símbolos romanos

d Diâmetro [m]

d_p Diâmetro de partícula [m]

\mathbf{F} Força [N]

G	Fluxo mássico [$kg/s \cdot m^2$]
g	Aceleração da gravidade [m/s^2]
I	Matriz identidade [-]
m	Massa [kg]
\dot{m}	Taxa mássica [kg/s]
\hat{n}	Vetor normal unitário [-]
p	Pressão [Pa]
Q	Vazão volumétrica [m^3/s]
r	Raio [m]
S	Área [m^2]
$S_{mom,f}$	Termo fonte de quantidade de movimento do filme líquido [N/m^2]
S_{mom}	Termo fonte de quantidade de movimento [N/m^3]
S_m	Termo fonte de massa [kg/m^3s]
$S_{m,f}$	Termo fonte de massa do filme líquido [kg/m^2s]
T	Temperatura [K]
t	Tempo [s]
u	Velocidade [m/s]
x	Posição [m]
y	Fração de massa transferida [-]

Subscritos

crit Crítico

f Filme

g Gás

gc *Gas core*

i Interface

l Líquido

n Normal

p Partícula

s Superfície

SAT Saturação

t Tangencial

vap Evaporação

w Parede

Símbolos gregos

δ Espessura de filme [*m*]

τ Tensor tensão [*Pa*]

λ Comprimento de onda [*m*]

μ Viscosidade dinâmica [*Pa · s*]

ω	Frequência [1/s]
ρ	Densidade [kg/m ³]
σ	Tensão superficial [N/m]

Capítulo 1

Introdução

1.1 Padrões de escoamento gás-líquido

Misturas bifásicas gás-líquido podem apresentar diferentes regimes de escoamento, os quais são dependentes dos fluidos envolvidos, da geometria do tubo, da pressão e vazão do sistema, entre outras propriedades. Partindo-se de um escoamento de líquido puro, conforme a fração de vapor no sistema aumenta, a distribuição espacial líquido-vapor se altera e diferentes regimes são desenvolvidos [14].

O escoamento dessas misturas é amplamente observado em diversas aplicações de interesse industrial, como em trocadores de calor, torres de destilação, reatores, poços de petróleo, colunas de tratamento de gases, entre outros [65]. O correto entendimento dos regimes presentes torna-se essencial para o projeto desses equipamentos.

COLLIER e THOME [13] apresentam um resumo dos padrões de escoamento

observados experimentalmente em tubos verticais com fluxo ascendente, apresentados aqui em ordem crescente da fração de vapor no sistema.

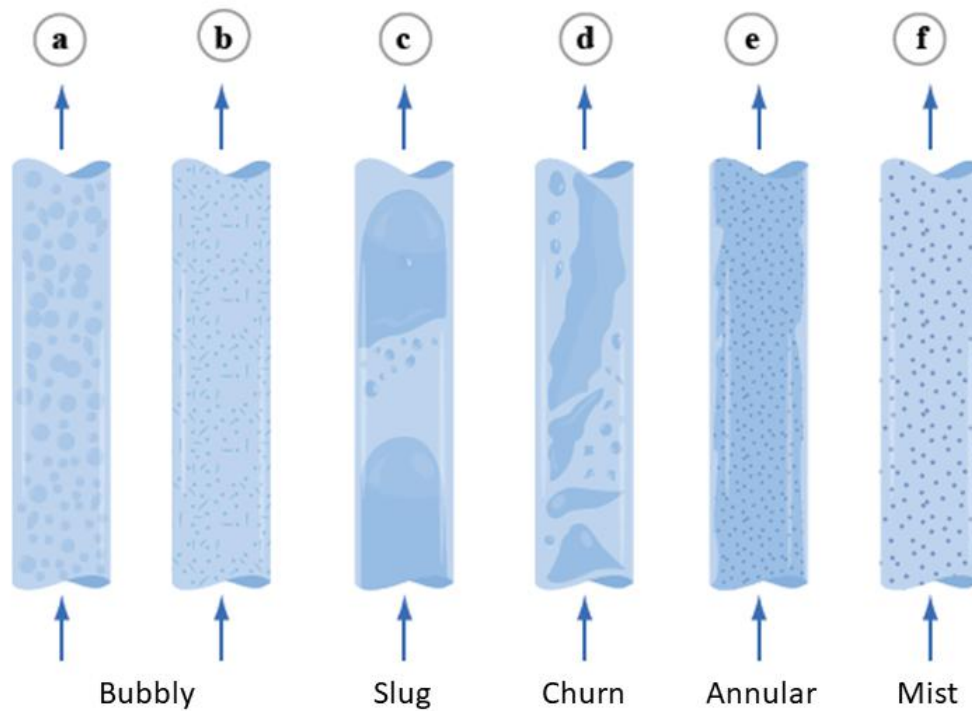


Figura 1.1: Regimes de escoamento em tubos verticais com fluxo ascendente. a) e b) bolhas, c) golfadas, d) agitado, e) anular, f) disperso. Adaptado de: BUONGIORNO [8].

- Bolhas: fase gasosa escoava como bolhas dispersas na fase líquida contínua;
- Golfadas: fase gasosa se apresenta na forma de grandes bolhas, denominadas golfadas, que separam-se umas das outras por porções de líquido;
- Agitado: as grandes bolhas formadas no regime de golfadas se rompem, formando um escoamento caótico de gás no centro do tubo, deslocando o líquido para as paredes;

- Anular: uma fina camada de líquido escoando nas paredes do tubo enquanto a fase gasosa escoava no centro da tubulação. A fase líquida também se apresenta na forma de pequenas gotas carregadas pela fase gasosa;
- Disperso: a fase líquida se apresenta como gotículas dispersas na fase gasosa contínua.

Uma maneira simples de identificar os possíveis regimes de um sistema é por meio de um mapa de escoamento. A Figura 1.2 apresenta o mapa típico de um sistema gás-líquido em escoamento vertical apresentado por GRIFFITH e WALLIS [25]. Nela, Q_l e Q_g representam, respectivamente, as vazões do líquido e do vapor, enquanto que A é a área da seção transversal do escoamento, d_0 é o diâmetro equivalente do duto e g é o módulo da aceleração da gravidade.

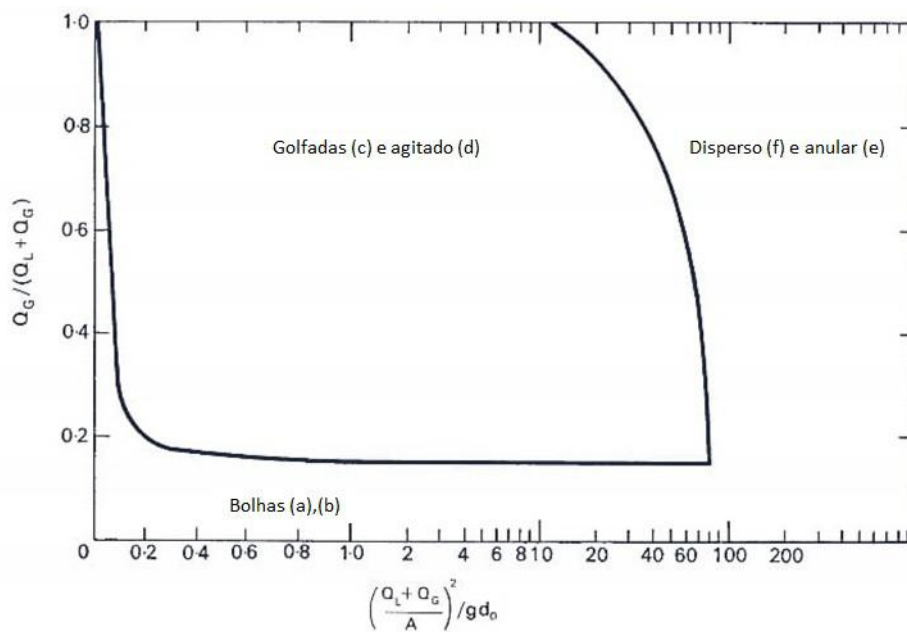


Figura 1.2: Mapa de escoamento gás-líquido vertical como sugerido por GRIFFITH e WALLIS [25]. Adaptado de: HEWITT [31].

1.2 Regime anular

Dentre os diferentes regimes apresentados, o anular é um dos que apresenta maior importância devido às suas aplicações práticas. Isso porque ele está presente em diversos equipamentos como trocadores de calor, reatores tubulares, poços de exploração de petróleo, entre outros.

O escoamento anular também apresenta pouco detalhamento na literatura devido à complexidade na interação entre o filme líquido e o núcleo gasoso, ao mesmo tempo que ocorrem as interações entre as gotas dispersas e o filme. Essas interações influenciam de maneira direta as principais variáveis de interesse do regime anular como a espessura do filme líquido, a perda de carga no equipamento/tubo, entre outras. Dessa maneira, a simulação computacional da fluidodinâmica do regime anular se torna atrativa na predição de tais propriedades. Contudo, a definição da modelagem mais adequada se torna essencial na viabilização desses resultados, garantindo a minimização do custo computacional e do tempo empregado [44].

1.3 Escopo e objetivos

A proposta do presente trabalho é investigar a modelagem de escoamentos multifásicos gás-líquido para simulação no *software* de Fluidodinâmica Computacional (CFD) ANSYS Fluent [20] de escoamentos verticais no regime anular, englobando tanto a definição das equações básicas de conservação das propriedades quanto os diversos fenômenos interfaciais decorrentes da interação entre o gás e o filme líquido e entre o filme líquido e as gotas dispersas. Um estudo dos modelos já implementados é conduzido, com uma comparação de diferentes abordagens e eventuais proposições de adaptação dos modelos para melhor alinhamento com

dados experimentais encontrados na literatura.

Os objetivos específicos podem ser resumidos em:

- Análise e descrição da modelagem teórica e metodologia numérica de solução;
- Avaliação da capacidade nativa do ANSYS Fluent para resolver escoamentos anulares;
- Implementação de modelos para representar a física do problema, incorporando novas funcionalidades;
- Validação dos resultados obtidos através da comparação com dados experimentais.

1.4 Organização deste documento

O Capítulo 2 apresenta uma revisão bibliográfica sobre o tema incluindo a descrição dos fenômenos físicos presentes nos escoamentos anulares e diferentes abordagens para sua modelagem. Também é realizada a revisão das modelagens matemáticas existentes para fluidodinâmica desses escoamentos utilizando ferramentas de CFD.

O Capítulo 3 apresenta a metodologia utilizada nas simulações realizadas, assim como a descrição do experimento utilizado como base para as mesmas.

O Capítulo 4 apresenta os resultados da comparação entre a implementação nativa do modelo de filme bidimensional do ANSYS Fluent com dados experimentais obtidos da literatura e os resultados obtidos a partir da implementação do novo modelo de tensão de cisalhamento interfacial via *User Defined Functions* (UDF).

O Capítulo 5 apresenta as conclusões obtidas e as sugestões para trabalhos futuros.

Capítulo 2

Revisão Bibliográfica

Neste capítulo serão abordados os principais tópicos relacionados à caracterização e modelagem de escoamentos anulares gás-líquido e a sua representação através do modelo de filme do *Software* comercial ANSYS[®] Fluent Academic Research 2019 R3 [20].

2.1 Introdução

O escoamento anular é caracterizado pela formação de um filme líquido fino escoando nas paredes do equipamento ou tubo com a presença de um núcleo gasoso escoando no centro com altas velocidades, carregando gotas dispersas.

Por se tratar de um escoamento multifásico em que as diferentes fases interagem entre si, a simulação de escoamentos anulares através da Fluidodinâmica Computacional (CFD) pode se tornar um processo computacionalmente custoso. Isso ocorre, principalmente, devido à pequena espessura apresentada pelos filmes líquidos formados (na ordem de grandeza da camada limite), o que exige um grande

refinamento das malhas computacionais utilizadas, aumentando ainda mais a demanda computacional [31].

A seguir, será feita uma breve revisão das principais ferramentas utilizadas na resolução dos problemas de escoamento anular assim como os principais aspectos de sua modelagem.

2.2 Fluidodinâmica Computacional

A Fluidodinâmica Computacional (CFD) é a área que fornece ferramentas para a simulação de escoamentos de fluidos. Ela se baseia na solução numérica das equações diferenciais de conservação de massa e quantidade de movimento, podendo incluir a solução de outros princípios de conservação como energia e espécie química [35].

Atualmente, existem diferentes *softwares* de simulação CFD disponíveis. Eles podem ser classificados em duas categorias: os *softwares* comerciais e os de código aberto. Os programas comerciais necessitam de uma licença para a sua utilização e todo o código base de seu funcionamento é confidencial, não estando disponível ao usuário. Algumas modificações e implementações podem ser realizadas pelo usuário, porém, somente em porções do código pré-definidas pelos desenvolvedores. Alguns exemplos são o ANSYS[®] Fluent [20] e o ANSYS[®] CFX [10].

Por sua vez, os programas CFD de código aberto são completamente manipuláveis e não exigem qualquer licença de uso. Os usuários possuem acesso a todo o código base do *software*, o que lhes permite livre implementação e modificação. Porém, esses programas são geralmente de mais difícil utilização, frequentemente exigindo do usuário noções de programação e um maior conhecimento da física

associada aos problemas. OpenFOAM[®] [36] e SU2 [18] são exemplos de *softwares* de código aberto.

A Fluidodinâmica Computacional está diretamente relacionada à resolução de sistemas de equações diferenciais parciais. Existem diferentes metodologias na literatura para a solução de tais problemas [47]. O Método de Volumes Finitos (FVM) é uma das técnicas mais utilizadas em CFD e seus princípios serão discutidos a seguir.

2.3 Método de volumes finitos

O Método de Volumes Finitos (FVM) se baseia na discretização do domínio fluido em pequenos volumes de controle e do tempo em pequenos passos, de maneira que a forma integral das equações de conservação possa ser resolvida para cada um desses volumes como um sistema de equações lineares. Na sua forma clássica utilizando o arranjo co-localizado, as variáveis de interesse ficam armazenadas nos centroides das células (P) e os fluxos de entrada e saída pelas faces são calculados por meio da interpolação dos valores dos centroides nas faces utilizando os valores dos centroides vizinhos (N), como representado na Figura 2.1 [19, 48].

Para uma determinada propriedade ϕ , sua equação de conservação no domínio é dada por:

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \phi \mathbf{u}) - \nabla \cdot (\rho \Gamma \nabla \phi) = S_\phi(\phi) \quad (2.1)$$

na qual o primeiro termo representa a taxa de acúmulo no tempo, o segundo termo representa o transporte convectivo, o terceiro termo representa o transporte difusivo com coeficiente de difusão Γ e o quarto termo representa a geração ou

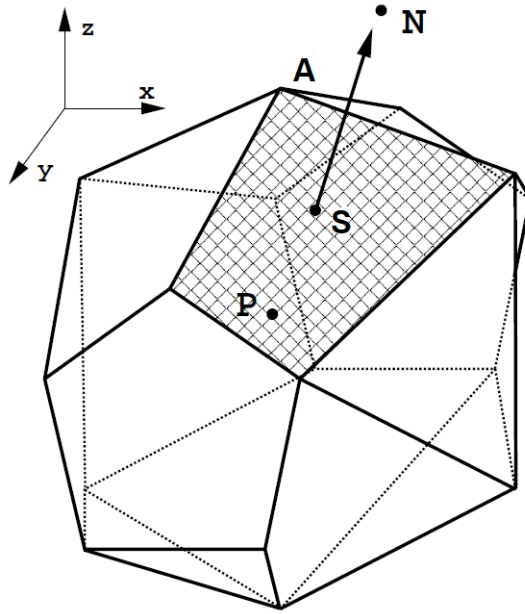


Figura 2.1: Representação do domínio de controle no Método de Volumes Finitos. Adaptado de JASAK [35]

consumo da propriedade no domínio (termo fonte).

Integrando-se a equação e aplicando-se o teorema de Gauss, temos:

$$\int_{V_p} \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dV + \oint_S \rho \phi (\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{u}) dS - \oint_S \rho \Gamma (\hat{\mathbf{n}} \cdot \nabla \phi) dS = \int_{V_p} S_\phi(\phi) dV \quad (2.2)$$

Define-se o centroide P da célula como:

$$\int_{V_p} (\mathbf{x} - \mathbf{x}_P) dV = 0 \quad (2.3)$$

Os termos das equações integrais são linearizados de forma que

$$\phi(\mathbf{x}) = \phi(\mathbf{x}_P) + (\mathbf{x} - \mathbf{x}_P) \cdot (\nabla \phi)_P \quad (2.4)$$

$$\phi(t + \Delta t) = \phi(t) + \Delta t \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right)_t \quad (2.5)$$

PATANKAR [53] descreve os procedimentos de discretização na qual a Equação 2.2 é aproximada para:

$$\rho \left(\frac{\phi_P - \phi_P^o}{\Delta t} \right) V_P + \sum_s G_s \phi_s - \sum_s (\rho \Gamma_\phi)_s A_s (\hat{\mathbf{n}} \cdot \nabla \phi)_s = S_\phi V_P \quad (2.6)$$

na qual o sobrescrito o representa as propriedades no passo de tempo anterior, o subscrito s representa o valor da propriedade na face da célula, V_P é o volume da célula, A_s é a área da face em análise e G é o fluxo mássico através da superfície, dado por

$$G = [\rho A \mathbf{u} \cdot \hat{\mathbf{n}}]_s \quad (2.7)$$

O valor das variáveis nos centroides é obtido através resolução do sistema linear associado e os valores nas faces são obtidos através de métodos de interpolação [3, 37].

2.4 Modelagem do escoamento multifásico

A modelagem de escoamentos multifásicos é um processo complexo. Limitações de tempo e capacidade computacional devem ser consideradas na solução desses problemas numéricos. Nesse contexto, diferentes abordagens foram desenvolvidas para a solução desses problemas, as quais podem diferir na acurácia das soluções obtidas, sendo adequados para diferentes aplicações. Algumas das principais modelagens multifásicas serão descritas a seguir [9, 14].

2.4.1 Abordagem Euleriana-Euleriana

A abordagem Euleriana descreve o escoamento do ponto de vista de um observador fixo no espaço utilizando variáveis médias para todas as fases. Dessa maneira, todas as fases presentes são tratadas como contínuas. Por esse motivo, esses modelos são também chamados de modelos multi-fluidos. A abordagem Euleriana-Euleriana pode ser empregada para escoamentos em qualquer padrão. No caso de escoamentos dispersos, ela é adequada quando o interesse está no movimento global das partículas em vez do comportamento individual das mesmas [62].

As fases são tratadas separadamente e um conjunto de equações de conservação são resolvidas para cada uma. O acoplamento entre as fases é obtido pelo compartilhamento do campo de pressão e por meio de termos que contabilizam as transferências nas interfaces, os quais precisam ser modelados, incluindo os respectivos fenômenos interfaciais de interesse. As Equações 2.8 e 2.9 descrevem as equações que governam a abordagem multi-fluido.

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k) = S_k \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{u}_k \mathbf{u}_k) = -\alpha_k \nabla p + \alpha_k \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_k + \alpha_k \rho_k \mathbf{g}_k + \mathbf{M}_k \quad (2.9)$$

nas quais o subscrito k se refere à k -ésima fase contínua e α_k é a fração da fase k . S_k é um termo fonte de transferência de massa entre fases que pode estar presente quando existe condensação e evaporação, enquanto que \mathbf{M}_k contempla termos de transferência de quantidade de movimento entre as fases como, por exemplo, forças de arrasto e de sustentação.

2.4.2 Abordagem de Volume de Fluido

Na abordagem de Volume de Fluido (VOF), todas as fases presentes são tratadas como contínuas, mas não se interpenetram, sendo um método adequado para escoamentos separados. O método VOF utiliza uma função indicadora de fase para acompanhar a interface de uma fase com as outras. Para um escoamento bifásico, a função indicadora assume os valores 0 ou 1 quando um volume de controle está completamente preenchido com cada uma das fases e assume um valor intermediário se existe uma interface no volume de controle [32].

As equações de transporte são solucionadas para propriedades de mistura, assumindo que todas as variáveis do campo são compartilhadas entre as fases. As equações resolvidas no método VOF são representadas pelas Equações 2.10, 2.11 e 2.12

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}) = 0 \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial \rho_m \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho_m \mathbf{g} + \mathbf{S}_{mom} \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot (f \mathbf{u}) = 0 \quad (2.12)$$

nas quais \mathbf{S}_{mom} é o termo fonte de quantidade de movimento, o qual é geralmente modelado em termos da curvatura da interface e da tensão superficial [7], f é a função coloração que assume um valor constante para cada uma das fases e ρ_m é a densidade média, definida como:

$$\rho_m = \sum \alpha_k(f) \rho_k \quad (2.13)$$

É válido ressaltar que a modelagem atual do abordagem VOF nos *softwares*

de CFD costuma ser ligeiramente diferente daquela originalmente proposta por HIRT [32], com a Equação 2.12 sendo substituída por um balanço diretamente em termos da fração volumétrica das fases presentes (α_k) [20, 62].

2.4.3 Abordagem Euleriana-Lagrangeana

Na abordagem Lagrangeana, o escoamento da fase dispersa é descrito do ponto de vista de observadores que se movem com as partículas. Dessa forma, as equações de conservação são resolvidas para a fase contínua (Equações 2.14 e 2.15) e as partículas da fase dispersa são acompanhadas no campo do escoamento pela solução de equações de movimento para cada partícula (Equações 2.16 e 2.17) [62].

$$\frac{\partial \alpha \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha \rho \mathbf{u}) = S_m \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial \alpha \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha \rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\alpha \nabla p + \alpha \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \alpha \rho \mathbf{g} + \mathbf{S}_{mom} \quad (2.15)$$

$$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{u}_p \quad (2.16)$$

$$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \sum \mathbf{F} \quad (2.17)$$

nas quais α é a fração da fase contínua, S_m é o termo fonte de massa, m_p é a massa da partícula, \mathbf{F} são as forças aplicadas sobre as partículas e \mathbf{x}_p e \mathbf{u}_p são os vetores posição e velocidade da partícula, respectivamente. As forças levadas em consideração no balanço variam em função da física desejada e podem incluir a força gravitacional, força de arrasto, força de massa virtual, entre outras [20, 62].

Todas as abordagens possuem suas vantagens e desvantagens, porém, a abordagem Euleriana-Lagrangeana foi utilizada no presente trabalho por permitir uma descrição mais adequada dos fenômenos de interesse, sendo possível acompanhar

cada partícula individualmente, e não apenas o movimento global das mesmas. Essa abordagem também resulta numa formulação mais direta das interações com o filme líquido e é computacionalmente menos custosa para baixas concentrações da fase dispersa. Na simulação de um escoamento anular com gotas, os termos fonte da fase contínua são responsáveis somente por contabilizar os efeitos relacionados à evaporação. As demais interações, como a deposição e o entranhamento, nos quais há transferência de massa e quantidade de movimento entre as fases líquidas, são contabilizados diretamente na modelagem da fase dispersa.

O manual teórico do Fluent [20] sugere que essa abordagem seja utilizada quando a fração volumétrica da fase dispersa for menor que 10%, o que se verifica nas aplicações utilizadas no presente trabalho.

2.5 Modelagem do escoamento anular na abordagem de filme bidimensional

2.5.1 Núcleo gasoso

O núcleo gasoso, o qual inclui a fase vapor e as gotas de líquido dispersas, é modelado como um escoamento bifásico em um domínio tridimensional utilizando-se a abordagem Euleriana-Lagrangeana. As equações de conservação de massa e de quantidade de movimento para a fase gasosa são as mesmas utilizadas no escoamento monofásico, com a adição de termos fonte que contabilizam as interações com as gotas e o filme líquido. Estas estão apresentadas nas Equações 2.14 e 2.15.

O tensor tensão viscosa, τ_g , para o escoamento laminar, é calculado segundo a

Equação 2.18:

$$\boldsymbol{\tau}_g = \mu_g \left[(\boldsymbol{\nabla} \mathbf{u}_g + \boldsymbol{\nabla} \mathbf{u}_g^T) - \frac{2}{3} (\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{u}_g) \mathbf{I} \right] \quad (2.18)$$

na qual μ_g é a viscosidade dinâmica do vapor e \mathbf{I} é o tensor unitário.

Contudo, o núcleo gasoso, assim como diversos outros escoamentos de interesse industrial, é classificado como turbulento. Os escoamentos turbulentos são caracterizados por flutuações instantâneas de diferentes propriedades como velocidade, temperatura e pressão. Como consequência dessas flutuações, o estado turbulento em um fluido contribui com o aumento significativo no transporte de massa, quantidade de movimento e energia e, dessa forma, tem influência determinante nas distribuições das propriedades no campo de escoamento [57].

De acordo com BIRD *et al.* [5], as equações de conservação de massa e de quantidade de movimento linear podem ser aplicadas diretamente no cálculo dos perfis de velocidade em regime turbulento, porém, é necessário solucioná-las nas escalas de comprimento e tempo associadas aos menores turbilhões, as quais são extremamente reduzidas. Nesse tipo de abordagem, conhecida como DNS (*Direct Numerical Simulation*), não se faz necessária a adição de novos termos às equações de conservação, entretanto, seu enorme consumo de tempo e exigência de memória computacional limitam o uso do DNS a números de Reynolds baixos e equipamentos de escalas reduzidas.

A chamada turbulência estatística é uma outra abordagem para a solução de problemas de escoamentos turbulentos em escala industrial. Essa técnica consiste na solução das equações de movimento em conjunto com equações adicionais chamadas modelos de turbulência. A estratégia se baseia na decomposição do escoamento instantâneo em uma componente média e outra flutuante pela separação

das variáveis, conforme mostra a Equação 2.19.

$$x = \bar{x} + x' \quad (2.19)$$

na qual x corresponde ao valor instantâneo de uma variável qualquer, x' sua parte flutuante e \bar{x} à componente média da variável, a qual é obtida pela média temporal da variável instantânea sobre um grande número de flutuações:

$$\bar{x} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} x dt \quad (2.20)$$

Realizando as substituições da Equação 2.19 juntamente com a média temporal nas Equações 2.14 e 2.15, e realizando as devidas simplificações, obtêm-se:

$$\frac{\partial \bar{\rho}_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho}_g \tilde{\mathbf{u}}_g) = \bar{S}_{m,vap} \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho}_g \tilde{\mathbf{u}}_g)}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho}_g \tilde{\mathbf{u}}_g \tilde{\mathbf{u}}_g) = -\nabla \bar{p}_g + \nabla \cdot \bar{\boldsymbol{\tau}}_g + \bar{\rho}_g \mathbf{g} + \bar{\mathbf{S}}_{mom,vap} \quad (2.22)$$

nas quais o termo $\tilde{\mathbf{u}}_g$ representa a média de Favre da velocidade para escoamentos compressíveis, definida como [67]:

$$\tilde{\mathbf{u}}_g = \frac{\overline{\rho \mathbf{u}}}{\bar{\rho}} \quad (2.23)$$

Já o termo $\bar{\boldsymbol{\tau}}_g$ é definido como:

$$\bar{\boldsymbol{\tau}}_g = \mu_g \left[(\nabla \bar{\mathbf{u}}_g + \nabla \bar{\mathbf{u}}_g^T) - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_g) \mathbf{I} \right] - \rho_g \overline{\mathbf{u}'_g \mathbf{u}'_g} \quad (2.24)$$

A Equação 2.22 é usualmente chamada de Média de Reynolds das Equações de

Navier-Stokes (RANS). O termo adicional na Equação 2.24, quando comparada à Equação 2.18, é chamado Tensor Tensão de Reynolds e é interpretado fisicamente como o termo de transporte médio de quantidade de movimento devido às flutuações turbulentas da velocidade [5]. Para o cálculo desses tensores, se utilizam expressões aproximadas obtidas a partir de equações semi-empíricas conhecidas como modelos de turbulência RANS, as quais possuem grande aplicação em problemas da engenharia. Os modelos de turbulência RANS podem ser abordados sob diferentes fundamentos [5, 20, 57], entre os quais está a abordagem baseada na viscosidade turbulenta (EVM - *Eddy Viscosity Models*).

Os modelos EVM são propostos utilizando a hipótese de BOUSSINESQ [6] e assumem que os tensores de Reynolds podem ser expressos por gradientes da velocidade média. Portanto, se utiliza uma analogia da lei de viscosidade de Newton, como segue:

$$\rho \overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'} = \mu_t \left[(\nabla \bar{\mathbf{u}}_g + \nabla \bar{\mathbf{u}}_g^T) - \frac{2}{3}(\rho k + \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_g) \mathbf{I} \right] \quad (2.25)$$

na qual μ_t é a viscosidade turbulenta e k é a energia cinética turbulenta por unidade de massa, dada por:

$$k = \frac{1}{2} \overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'} \quad (2.26)$$

A viscosidade turbulenta é uma propriedade do escoamento e não do fluido, sendo função da posição, da velocidade e das propriedades dos materiais. Assim, pode-se introduzir o conceito de viscosidade efetiva, descrita como:

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t \quad (2.27)$$

Os modelos EVM possuem como objetivo a determinação dos tensores de Reynolds

estimando os valores da viscosidade turbulenta μ_t , a qual pode ser formulada de diversas maneiras, dentre as quais pode-se citar o modelo $k - \epsilon$, o modelo $k - \omega$ e o modelo SST [57, 58].

O modelo $k - \epsilon$ é um modelo semi-empírico baseado em grande parte nas observações de escoamentos com altos números de Reynolds e assumindo uma turbulência isotrópica. Ele consiste na inclusão de duas equações para o cálculo da viscosidade turbulenta pela Equação 2.28 que, por sua vez, é utilizada para o cálculo do Tensor de Reynolds pela Equação 2.25. Esse modelo é amplamente difundido, sendo atualmente considerado como a abordagem padrão de turbulência em simulações industriais [71].

O modelo introduz duas novas variáveis no sistema de equações: a energia cinética turbulenta, k , e a taxa de dissipação dessa energia por unidade de massa, ϵ . Essas variáveis são utilizadas para o cálculo da viscosidade turbulenta, de acordo com a seguinte expressão:

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon} \quad (2.28)$$

na qual C_μ é uma constante obtida experimentalmente.

O modelo $k - \omega$ também se utiliza da energia cinética turbulenta, porém, traz como segundo parâmetro a frequência turbulenta, ω , a qual também pode ser interpretada como a razão entre ϵ e k [20]. Nesse modelo, a viscosidade turbulenta é definida como

$$\mu_t = \gamma \rho \frac{k}{\omega} \quad (2.29)$$

na qual γ é um parâmetro do modelo.

O modelo $k - \omega$ tem como vantagem a possibilidade de ser utilizado para resolver a região próxima à parede. Porém, ele apresenta como desvantagem o baixo desempenho para as regiões de escoamento livre, longe das paredes, devido à alta sensibilidade dos resultados aos valores especificados de ω para o escoamento fora da camada limite.

Como solução para as deficiências encontradas nos modelos anteriores, foi desenvolvido o modelo SST, o qual consiste na composição entre os modelos $k - \epsilon$ e $k - \omega$. Além disso, o modelo também realiza uma modificação na expressão da viscosidade turbulenta com o intuito de melhorar a previsão de escoamentos com gradiente de pressão adverso. Na aplicação do modelo, as equações de transporte associadas ao modelo $k - \omega$ são utilizadas na região próxima à parede, enquanto as equações associadas ao modelo $k - \epsilon$ são adotadas na região externa. A ponderação da contribuição de cada modelo é realizada através da utilização de uma função de mistura [20, 57].

2.5.2 Filme líquido

O ANSYS Fluent possui o modelo *Eulerian Wall Film* (EWF) que permite a simulação de filmes líquidos bidimensionais que escoam simultaneamente à fase gasosa contínua e podem ser acoplados às partículas dispersas.

As equações de conservação do filme líquido são obtidas através da integração das equações de conservação da fase líquida na direção normal ao escoamento (Figura 2.2) a partir da aplicação das seguintes hipóteses simplificadoras [20]:

1. A espessura do filme é suficientemente pequena para que a velocidade na direção normal à parede possa ser considerada desprezível quando comparada à direção tangencial;

2. O transporte advectivo, dessa maneira, é desprezível na direção normal ao escoamento e dominante na direção tangencial;
3. O transporte difusivo é dominante na direção normal e desprezível na direção tangencial.
4. Os gradientes das variáveis do filme na direção normal, como densidade e viscosidade, são desprezíveis se comparados aos gradientes na direção tangencial;

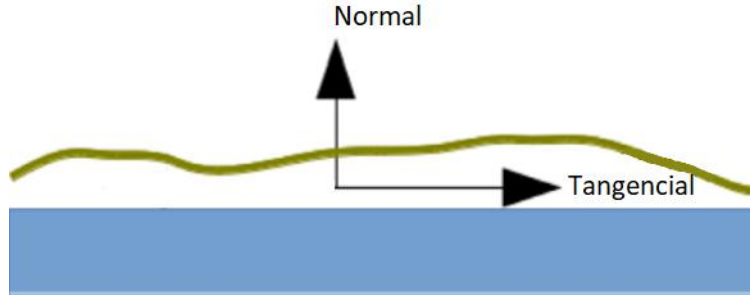


Figura 2.2: Direções principais no escoamento do filme. Adaptado de: LI e ANGLART [44].

Através da aplicação dessas hipóteses e integração das equações, obtém-se as equações bidimensionais de conservação de massa e quantidade de movimento do filme líquido, representadas pelas Equações 2.30 e 2.31, respectivamente.

$$\frac{\partial(\rho_l \delta)}{\partial t} + \nabla_s \cdot (\rho_l \delta \bar{\mathbf{u}}_l) = S_{m,f} \quad (2.30)$$

$$\frac{\partial(\rho_l \delta \bar{\mathbf{u}}_l)}{\partial t} + \nabla_s \cdot (\rho_l \delta \bar{\mathbf{u}}_l \bar{\mathbf{u}}_l + \mathbf{D}_u) = -\delta \nabla_s p_l + \rho_l \mathbf{g}_t \delta + \boldsymbol{\tau}_i - \boldsymbol{\tau}_w - \nabla_s \sigma - \boldsymbol{\tau}_\theta + \mathbf{S}_{mom,f} \quad (2.31)$$

nas quais ρ_l é a densidade do filme líquido, $\bar{\mathbf{u}}_l$ é a média, na direção normal à parede, da velocidade do filme, δ é a espessura do filme, $S_{m,f}$ e $\mathbf{S}_{mom,f}$ são os termos fontes de massa e de quantidade de movimento do filme líquido, respectivamente,

p_l é a pressão do filme, \mathbf{g}_t é a aceleração da gravidade na direção tangencial, \mathbf{D}_u é a correção do termo advectivo e $\boldsymbol{\tau}_i$ e $\boldsymbol{\tau}_w$ são as tensões de cisalhamento nas interfaces gás-filme e filme-parede, respectivamente [20]. O operador gradiente superficial (∇_s) é definido como

$$\nabla_s = \nabla - \hat{\mathbf{n}}(\hat{\mathbf{n}} \cdot \nabla) \quad (2.32)$$

na qual $\hat{\mathbf{n}}$ é o vetor normal à parede.

Os termos $\nabla_s \sigma$ e τ_θ representam os efeitos Marangoni e da força de ângulo de contato, respectivamente [68].

A interface existente entre os dois fluidos impõe uma diferença de pressão que relaciona tanto a pressão hidrostática como o efeito da tensão superficial (σ), de maneira que:

$$p_l = p_g - \rho_l g_n \delta - \sigma \nabla_s^2 \delta \quad (2.33)$$

A correção \mathbf{D}_u no termo advectivo no EWF surge da proposição de KAKIMPA *et al.* [38, 39]. Nesta abordagem, a velocidade do filme é decomposta em uma componente média na profundidade e uma flutuação.

$$\mathbf{u}_l(\mathbf{s}, y, t) = \bar{\mathbf{u}}_l(\mathbf{s}, t) + \hat{\mathbf{u}}_l(\mathbf{s}, y, t) \quad (2.34)$$

na qual \mathbf{s} representa as coordenadas tangenciais à parede e y representa a direção normal à parede ilustrada na Figura 2.2. A velocidade média do filme, $\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{s}, t)$, é definida como:

$$\bar{\mathbf{u}}_l(\mathbf{s}, t) = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta \mathbf{u}_l(\mathbf{s}, y, t) dy \quad (2.35)$$

Utilizando as propriedades das variáveis de flutuação, tem-se que

$$\int_0^\delta \hat{\mathbf{u}}_l(\mathbf{s}, y, t) dy = 0 \quad (2.36)$$

Dessa maneira, o processo de integração do termo convectivo da equação de conservação de quantidade de movimento do filme se torna

$$\nabla_s \cdot \left(\int_0^\delta \rho \mathbf{u}_l \mathbf{u}_l dy \right) = \nabla_s \cdot \left(\int_0^\delta \rho \bar{\mathbf{u}}_l \bar{\mathbf{u}}_l dy + 2 \int_0^\delta \rho \bar{\mathbf{u}}_l \hat{\mathbf{u}}_l dy + \int_0^\delta \rho \hat{\mathbf{u}}_l \hat{\mathbf{u}}_l dy \right) \quad (2.37)$$

Utilizando o resultado da Equação 2.36 no cancelamento do termo cruzado da Equação 2.37 e aplicando as demais simplificações necessárias, temos que

$$\nabla_s \cdot \left(\int_0^\delta \rho \mathbf{u}_l \mathbf{u}_l dy \right) = \nabla_s \cdot (\rho \delta \bar{\mathbf{u}}_l \bar{\mathbf{u}}_l + \mathbf{D}_u) \quad (2.38)$$

na qual

$$\mathbf{D}_u = \rho \delta \overline{\hat{\mathbf{u}}_l \hat{\mathbf{u}}_l} \quad (2.39)$$

Segundo KAKIMPA *et al.* [38, 39], a adição do termo de correção se torna necessária para os casos nos quais o filme está submetido a uma alta tensão de cisalhamento, tornando irrealista a suposição de um perfil uniforme de velocidade na direção normal ao escoamento.

Nesse momento, resta definir os termos fonte que devem ser levados em consideração na modelagem de escoamentos anulares. Para isso, os fenômenos de interação entre as diferentes fases presentes devem ser compreendidos.

2.6 Fenômenos físicos de interação entre as fases

2.6.1 Introdução

A Figura 2.3 apresenta os dados obtidos por GILL *et al.* [24] para o perfil de velocidade do gás num escoamento anular vertical e ascendente. A linha pontilhada representa o perfil de velocidade quando não há líquido, sendo possível observar uma mudança gradual do perfil de velocidade com o aumento da vazão de líquido no sistema, enquanto a vazão de gás permanece constante. O resultado apresentado é similar ao observado em escoamentos em tubos com parede rugosa com o aumento gradual da rugosidade do canal.

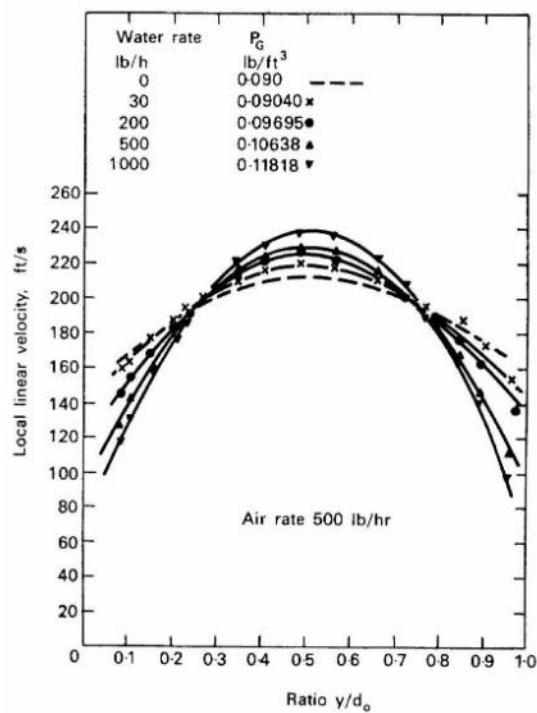


Figura 2.3: Variação no perfil de velocidade do núcleo gasoso com o aumento da vazão de líquido. Fonte: GILL *et al.* [24]

Com base nos resultados apresentados, os autores conseguiram demonstrar

que, com o aumento da vazão de líquido e, conseqüentemente, com o aumento da espessura do filme, ocorre um aumento na tensão interfacial entre as fases.

Esse aumento é ocasionado também pela diminuição da área disponível para o escoamento do gás devido ao aumento da região ocupada pelo filme. Porém, ele é devido principalmente aos fenômenos de espalhamento de ondas, deposição e entranhamento de gotas [29]. Dessa maneira, faz-se necessária a melhor compreensão desses fenômenos.

2.6.2 Espalhamento de ondas

Uma das principais características do escoamento anular é o fato de que um padrão complexo de ondas se forma na interface entre as fases. As ondas observadas variam significativamente tanto em comprimento de onda como em amplitude, podendo assumir ordens de grandeza muitas vezes maiores que a espessura de filme. Dessa maneira, não é surpresa que diversos fenômenos de interesse no escoamento anular estejam diretamente relacionados com essa característica ondulatória [31].

O trabalho de HALL-TAYLOR [63] foi capaz de demonstrar que existem diferentes transições às quais o filme líquido é submetido durante o desenvolvimento do escoamento anular. Com o aumento da vazão de líquido, o sistema passa de um estado no qual somente parte da superfície está coberta por líquido para um estado no qual existem somente ondas de baixa amplitude, chamadas *ripples*, chegando em estados onde grandes ondas de perturbação estão presentes. Esse fenômeno é conhecido como instabilidade de Kelvin-Helmholtz [34] e, como será visto nas próximas seções, está diretamente relacionado às altas tensões de cisalhamento observadas no regime anular, uma vez que as grandes ondas de perturbação causam uma diminuição significativa da área disponível para o escoamento do gás, aumen-

tando localmente a sua velocidade e, dessa forma, o atrito entre as fases [29]. A partir de uma determinada condição crítica entre as vazões de gás e de líquido, as altas tensões de cisalhamento e gradientes de pressão estabelecidos no sistema causam a desestabilização das ondas, ocasionando sua quebra, dando origem ao fenômeno de entranhamento [31].

Também é válido ressaltar que existem evidências na literatura de que o bombeamento das ondas na superfície do filme está diretamente relacionado à manutenção do filme no topo do tubo ou equipamento em escoamentos horizontais, uma vez que a tendência natural seria o acúmulo de líquido na parte inferior da tubulação [23, 64].

2.6.3 Deposição e entranhamento

O fenômeno de deposição ocorre quando as gotas de líquido dispersas no núcleo gasoso se chocam com o filme nas paredes, sendo total ou parcialmente adicionadas a ele. Já o entranhamento é caracterizado pela ejeção de gotas provenientes do filme líquido que passam a integrar o núcleo gasoso.

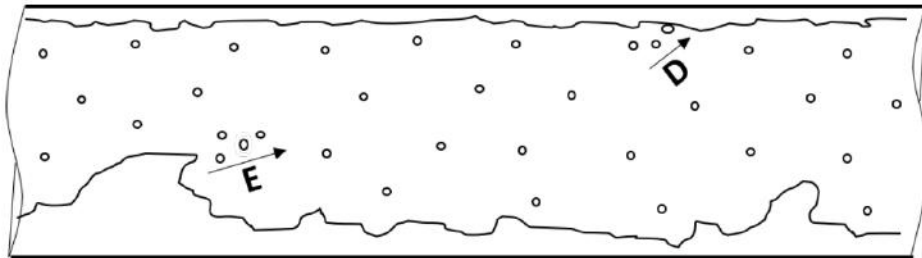


Figura 2.4: Mecanismos de deposição (D) e entranhamento (E) de gotas. Fonte: de SÁ *et al.* [17]

A literatura aponta que existem diferentes mecanismos pelos quais a ejeção de gotas pelo filme pode ocorrer [34]. O principal mecanismo, como já citado

anteriormente, é a quebra das ondas de alta amplitude ocasionadas pelas altas tensões de cisalhamento exercidas pelo gás sobre o filme líquido. HEWITT [31] descreve as ondas na superfície do filme como “bombas” que continuamente captam as gotas depositadas no filme líquido e as lançam novamente ao núcleo gasoso.

Outro mecanismo conhecido é o de desprendimento de bolhas, no qual porções de gás ficam aprisionadas no filme líquido, formando bolhas, as quais acabam se rompendo e emitem gotas para o núcleo gasoso no processo [29].

Um dos grandes desafios na modelagem do entranhamento é a definição do seu ponto inicial. Observações experimentais indicam que o início do entranhamento é dependente não somente das variáveis do escoamento, como as vazões das fases, mas também das propriedades dos fluidos, da geometria da tubulação, da direção do escoamento (ascendente, horizontal, inclinado, etc.) e até mesmo da forma de injeção dos fluidos no canal [29].

A Figura 2.5 apresenta a velocidade crítica do gás, aquela a partir da qual se observa o entranhamento, como função do número de Reynolds do filme líquido, definido como:

$$Re_f = \frac{\rho_l |\mathbf{u}_l| 4\delta}{\mu_l} = \frac{G_l d}{\mu_l} \quad (2.40)$$

na qual d é o diâmetro do tubo, ρ_l é a massa específica do líquido, μ_l é a viscosidade do líquido e G_l é o fluxo mássico do filme baseado na seção reta do tubo, definido como:

$$G_l = \rho_l |\mathbf{u}_l| \frac{4\delta}{d} \quad (2.41)$$

São apresentadas na Figura 2.5 diferentes regiões características do entranha-

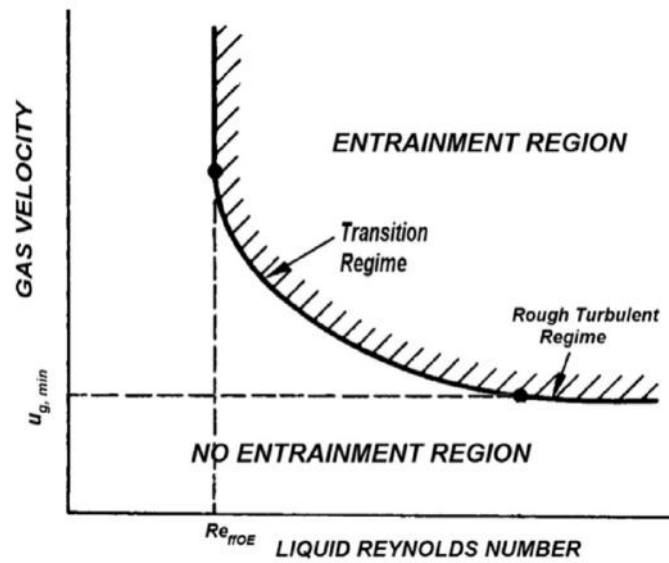


Figura 2.5: Limite para a ocorrência de entranhamento. Fonte: BERNA *et al.* [4].

mento: de maneira geral, para baixos números de Reynolds do filme, a velocidade crítica do gás aumenta rapidamente e se mostra independente do Reynolds do líquido, alcançando um Reynolds mínimo, abaixo do qual nenhum entranhamento é observado, independentemente da vazão de gás. Já para altos valores de Reynolds de líquido, a Figura 2.5 indica a existência de uma velocidade crítica de gás abaixo da qual não é observado entranhamento, independentemente da vazão de líquido. Na região intermediária, o início do entranhamento é função tanto da vazão do gás como do líquido.

Nessa perspectiva, diversos autores propuseram modelos para a velocidade crítica do gás com base em seus dados experimentais, relacionado-a com as propriedades dos fluidos. Para o escoamento anular vertical em fluxo descendente, os modelos de CHIEN e IBELE [12] e WALLIS [61] são representados pela Equações 2.42 e 2.43, respectivamente:

$$P = 1.2 \times 10^6 \left(\frac{\mu_l \mu_g}{d \rho_g \sigma} \right) Re_f^{-0.301} \quad (2.42)$$

$$P = 2.46 \times 10^{-4} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g} \right) \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/2} \quad (2.43)$$

nas quais P é o número de capilaridade crítico, definido como:

$$P = \frac{|\mathbf{u}_{g,crit}| \mu_l}{\sigma} \quad (2.44)$$

na qual σ é a tensão superficial e $\mathbf{u}_{g,crit}$ é a velocidade crítica do gás.

Já para o escoamento vertical em fluxo ascendente, ZHIVAIAKIN [72] propôs o seguinte modelo:

$$P = \left(\frac{164}{Re_f} \right)^5 \quad (2.45)$$

Outros autores optaram por utilizar grupamentos adimensionais na determinação dos pontos iniciais de entranhamento. ISHII e GROLMES [34], por exemplo, recomendam o valor de $Re_f \geq 160$, enquanto OKAWA *et al.* [49] propõe que o entranhamento se inicie para $Re_f \geq 320$.

Para a modelagem do entranhamento, o modelo *Eulerian Wall Film* (EWF) do Fluent possui um modelo de *Film Stripping* que retira massa do filme caso a tensão de cisalhamento interfacial exceda um valor crítico definido pelo usuário, injetando essa massa no núcleo gasoso na forma de partículas Lagrangeanas. A taxa de entranhamento é calculada com base no modelo de MAYER [16, 20, 46] que define que as ondas de perturbação formadas por instabilidade de Kelvin-Helmholtz terão comprimento λ e frequência ω definida por:

$$\omega = \frac{f}{\lambda^{1/2}} - \frac{v}{\lambda^2} \quad (2.46)$$

na qual:

$$f = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{0,3\rho_g u_g^2}{\sqrt{\sigma\rho_l}} \quad (2.47)$$

$$v = \frac{8\pi^2\mu_l}{\rho_l} \quad (2.48)$$

Considerando que as ondas que se formam possuem frequência maior que zero, o comprimento de onda mínimo é definido das equações anteriores como:

$$\lambda_{min} = \left(\frac{v}{f}\right)^{2/3} \quad (2.49)$$

Durante a simulação, o cálculo da frequência ω é feito pelo modelo de DE BERTODANO [16] baseado na análise de estabilidade linear e o diâmetro médio das gotas entranhadas \bar{d}_p é calculado pela expressão de MAYER [46]:

$$\omega = 0,384 \frac{\rho_g u_g^3}{\sigma} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \quad (2.50)$$

$$\bar{d}_p = 0,14 \frac{9\lambda_{min}}{2} \quad (2.51)$$

A perda de massa do filme é, por fim, obtida de:

$$S_{m,f} = -\frac{9}{4}\rho_l\omega\lambda_{min} \quad (2.52)$$

Uma deficiência perceptível do modelo é a sua incapacidade de calcular a ocorrência do entranhamento com base nas variáveis do escoamento, de maneira que se faz necessária a especificação de um valor para a tensão de cisalhamento crítica. Além disso, não foi encontrado no manual teórico do Fluent menção a um termo fonte na equação de quantidade de movimento (Equação 2.31) proveniente do entranhamento das gotas para o núcleo gasoso [20].

A literatura apresenta diversos outros modelos para o cálculo da taxa de entranhamento no escoamento anular [15, 30, 52]. Entre esses modelos, encontra-se o modelo de HUTCHINSON e WAHALLEY [33] que foi citado por OKAWA *et al.* [49]. Esse modelo foi baseado em uma análise dimensional, resultando no parâmetro adimensional π_E , o qual relaciona a tensão de cisalhamento interfacial à tensão superficial dos fluidos:

$$\pi_E = \frac{f_i \rho_g u_{gs}^2 \delta}{\sigma} \quad (2.53)$$

em que f_i é o fator de fricção, o qual será discutido na próxima seção, e u_{gs} é a velocidade superficial do vapor, a qual é próxima da velocidade média do núcleo gasoso. A taxa de entranhamento é definida como:

$$S_{m,f} = -k_E \rho_l \pi_E \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^n \quad (2.54)$$

De acordo com os dados experimentais de OKAWA *et al.* [50], foram recomendados os valores de $k_E = 4.79 \times 10^{-4}$ m/s e $n = 0.111$.

HEWITT e GOVAN [30] propuseram a seguinte equação empírica para a taxa de entranhamento baseada no fluxo de massa do filme na presença de evaporação:

$$S_{m,f} = -5,75 \times 10^{-5} G_g \left[\frac{\rho_l d}{\rho_g^2 \sigma} (G_l - G_{l,crit})^2 \right]^{0,316} \quad (2.55)$$

na qual o fluxo de massa crítico do filme é derivado do Reynolds crítico do filme, o qual os autores definem como:

$$Re_{l,crit} = \frac{G_{l,crit} d}{\mu_l} = \exp \left[5,8504 + 0,4249 \frac{\mu_g}{\mu_l} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \right] \quad (2.56)$$

KATAOKA *et al.* [40] propuseram a seguinte correlação baseada nos números de Reynolds do filme e Weber do gás:

$$S_{m,f} = -6,6 \times 10^{-7} We_g^{0,925} Re_l^{0,74} Re_f^{0,185} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l} \right)^{0,26} \frac{\mu_l}{d} \quad (2.57)$$

na qual Re_l é o número de Reynolds total do líquido, definido como:

$$Re_l = \frac{\rho_l j_l d}{\mu_l} \quad (2.58)$$

na qual j_l é o fluxo volumétrico total de líquido no sistema.

HAN *et al.* [26] propuseram um modelo similar ao de KATAOKA *et al.*, com novos parâmetros e expoentes obtidos após uma regressão a partir de dados experimentais de entranhamento de diversos autores

$$S_{m,f} = -3,196 \times 10^{-6} \sqrt{(G_l - G_{l,crit}) G_g} We_l^{0,072} Re_g^{0,292} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0,5} \quad (2.59)$$

na qual $G_{l,crit}$ é o fluxo mássico crítico do filme, definido pelas seguintes equações:

$$G_{l,crit} = \frac{\mu_l}{d} (7, 3\omega^3 + 44, 2\omega^2 - 263\omega + 439) \quad (2.60)$$

$$\omega = \log_{10} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \right) \quad (2.61)$$

Em relação à deposição, o EWF do Fluent baseia as interações das gotas com o filme líquido no modelo de impacto de gotas com parede (Figura 2.6), que pode ser definido como [14, 59]:

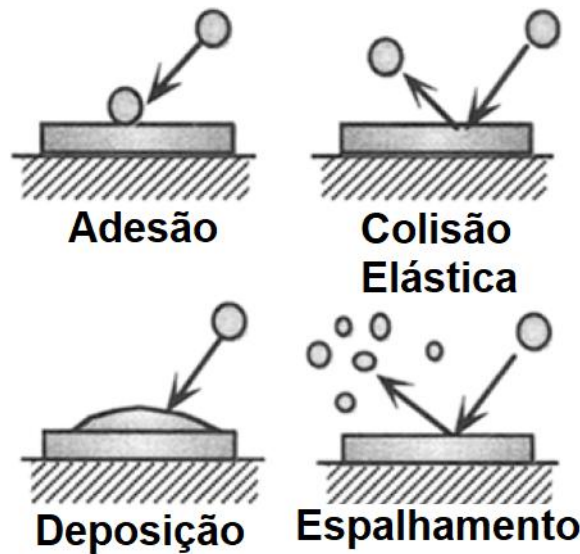


Figura 2.6: Regimes de interação gota-parede. Adaptado de: STANTON e RUTLAND [60].

- **Adesão**: A gota se adere à parede contendo o filme sem alterar sua forma e sem deslizar, devido ao efeito da tensão superficial ser maior que o das forças de inércia da colisão;
- **Colisão elástica**: A gota reflete elasticamente depois de colidir com a parede contendo o filme, de forma que a nova magnitude e direção da sua velocidade dependem do ângulo de incidência e inércia;

- **Deposição:** A gota passa a integrar o filme após o impacto;
- **Espalhamento:** A gota se quebra após colidir com a parede com alta energia, de forma que parte da massa original da gota se deposita no filme e parte se converte em gotas menores que entranham de volta na fase dispersa.

Dentre os quatro possíveis regimes, adesão, deposição e espalhamento são os que causam transferência de massa e quantidade de movimento para o filme líquido. O EWF possui um termo chamado *Discrete Phase Model collection* (DPM collection), que é o responsável pelo cálculo de termos fontes da interação entre as partículas e o filme, os quais são definidos como:

$$S_m = yG_p \quad (2.62)$$

$$\mathbf{S}_{\text{mom}} = yG_p(\mathbf{u}_p - \mathbf{u}_l) \quad (2.63)$$

nas quais G_p é o fluxo mássico das partículas incidentes e y é a fração mássica das partículas que é transferida para o filme.

Para os regimes de adesão e deposição, toda a massa e quantidade de movimento das partículas são transferidas para o filme, logo, y assume o valor 1.

Já para o espalhamento, apenas uma fração da massa da partícula é transferida para o filme, com o restante sendo ejetado novamente para o núcleo gasoso na forma de gotas de menor diâmetro.

O EWF apresenta dois possíveis modelos para a interação gotas-filme: o modelo de Stanton-Rutland e o modelo de Kuhnke [20]. Os modelos se diferenciam nos critérios utilizados para definir os possíveis regimes e na maneira de calcular as

variáveis do espalhamento, incluindo a fração da massa absorvida pelo filme.

O modelo de Stanton-Rutland se baseia nos trabalhos de STANTON [59] e O'ROURKE [51]. Nesse modelo, como visto na Tabela 2.1, a interação da partícula com o filme é definida pela temperatura da parede e pelo número de Mach de espalhamento, definido como:

$$E^2 = \frac{\rho_l u_{pn}^2 d_p}{\sigma} \left(\frac{1}{\min(\frac{\delta}{d_p}, 1) + \frac{\delta_{bl}}{d_p}} \right) \quad (2.64)$$

onde u_{pn} é a componente normal à parede da velocidade da partícula, d_p é o diâmetro da gota, e δ_{bl} é uma espessura da camada limite, definida como:

$$\delta_{bl} = \frac{d_p}{\sqrt{Re_p}} \quad (2.65)$$

em que o Reynolds da partícula, Re_p é definido como

$$Re_p = \frac{\rho_l u_{pn} d_p}{\mu_l} \quad (2.66)$$

De maneira geral, as principais variáveis de interesse na caracterização do espalhamento são calculadas através de funções de probabilidade baseadas em trabalhos experimentais.

A fração mássica da partícula que é transferida para o filme (y) no modelo de Stanton-Rutland é calculada como

$$y = \begin{cases} 1 - 1,8 \times 10^{-4}(E^2 - 57,7^2), & 57,7^2 < E^2 < 7500 \\ 0,25, & E^2 > 7500 \end{cases} \quad (2.67)$$

Já o modelo de Kuhnke é baseado no trabalho de KUHNKE [42] e utiliza a variável adimensional K para a definição dos regimes (Tabela 2.1), definida como:

$$K = We^{5/8} La^{1/8} \quad (2.68)$$

onde

$$We = \frac{\rho_l u_{pn}^2 d_p}{\sigma} \quad (2.69)$$

$$La = \frac{\sigma \rho_l d_p}{\mu_l^2} \quad (2.70)$$

No modelo de Kuhnke, a fração mássica transferida para o filme é definida como:

$$y = 1 - \min \left[1, \frac{(T^* - 0,8)(1 - B)}{(1,1 - 0,8) + B} \right] \quad (2.71)$$

onde

$$T^* = \frac{T_w}{T_{SAT}} \quad (2.72)$$

$$B = \begin{cases} 0,2 + 0,6q, & \text{para parede seca} \\ 0,2 + 0,9q, & \text{para parede com filme} \end{cases} \quad (2.73)$$

com T_w sendo a temperatura da parede, T_{SAT} a temperatura de saturação do líquido e q , um número aleatório entre 0 e 1.

A Tabela 2.1 apresenta os critérios de cada regime em ambos os modelos. O valor de K_{crit} é calculado segundo a seguinte equação:

$$K_{crit}(\delta_{ad}, La) = \varphi(\delta_{ad}, \delta_0, 125, 58, 7, -100) + (408, 4\delta_0 - 283, 6)Weibull(\delta_{ad}, \delta_0, 3) \quad (2.74)$$

na qual, a espessura de filme adimensional, δ_{ad} , é calculada como:

$$\delta_{ad} = \frac{\delta}{d_p} \quad (2.75)$$

Os outros parâmetros na Equação 2.74 são definidos como:

$$\varphi(x, x_0, y_l, y_r, s) = \frac{y_r - y_l}{\pi} \arctan\left(\pi s \frac{x - x_0}{y_r - y_l}\right) + \frac{y_r + y_l}{2} \quad (2.76)$$

$$\delta_0 = \varphi(La, 600, 0.85, 1.08, 0.003) \quad (2.77)$$

$$Weibull(x, x_0, q) = \frac{q}{x_0} \left(\frac{x}{x_0}\right)^{q-1} e^{-(x/x_0)^q} \quad (2.78)$$

onde x , x_0 , y_l , y_r , s e q são constantes com os valores apresentados na Equação 2.74.

2.6.4 Cisalhamento interfacial

Como foi observado na Seção 2.6.1, a tensão de cisalhamento exercida pelo gás sobre o líquido se aproxima daquela percebida pelo gás ao escoar em um tubo com parede rugosa. Dessa maneira, a tensão de cisalhamento interfacial pode ser aproximada aos efeitos de uma força de arrasto sobre a parede: [69]

Modelo	Critérios
Stanton-Rutland	Adesão: $E < 16, T_w < T_{crit}$ Deposição: $16 < E < 57,7, T < T_{crit}$ Colisão elástica: $E < 57,7, T_w > T_{crit}$ Espalhamento: $E > 57,7$ $T_{crit} = T_{SAT}$
Kuhnke	Deposição: $K < K_{crit}$ Colisão elástica: $We < 5$ Espalhamento: $K > K_{crit}$

Tabela 2.1: Critérios de transição de regimes de interação partícula-parede

$$\tau_i = \frac{1}{2} f_i \rho_g |\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_l| (\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_l) \quad (2.79)$$

onde f_i é o fator de fricção interfacial, o qual é função da espessura do filme.

Um dos primeiros modelos apresentados para correlacionar o fator de fricção interfacial com a espessura do filme líquido em escoamentos anulares foi apresentado por CHARVONIA [11], o qual era específico para os seus dados experimentais:

$$\log_{10}(f_i) = 25,78\delta - \log_{10}236 \quad (2.80)$$

Posteriormente, ROBERTS e HARTLEY [28] apresentaram um modelo que relacionava a diferença entre o fator de fricção e o fator para o gás escoando a ausência do filme líquido com a espessura do filme

$$f_i - f_g = 1,5 \left[\frac{\delta}{2r} - \frac{5}{Re_g} \sqrt{\left(\frac{2}{f_g}\right)} \right] \quad (2.81)$$

onde f_g é o fator de fricção do gás escoando sem a presença do filme líquido e r é o raio do tubo.

Esses autores descobriram que, ao plotar o fator de fricção em função da espes-

sura do filme líquido para uma determinada velocidade do gás, o fator de fricção não começa a aumentar até que seja alcançado um valor mínimo para a espessura. Essa correção é realizada pelo segundo termo entre colchetes na expressão. Algum tempo depois, HALL-TAYLOR [63] também observou experimentalmente que, para filmes muito finos, o fator de fricção pode ser até 10% menor quando comparado ao fator de fricção do gás escoando na ausência de filme.

Como visto nas seções anteriores, esses resultados podem ser explicados pelo fato de que, para baixos valores de espessuras de filme, não há quantidade significativa de ondas presentes na interface gás-filme e, dessa maneira, não há rugosidade efetiva. Além disso, diferentemente da interação do gás com a parede, o cisalhamento gás-filme faz com que o líquido seja parcialmente deslocado na direção do escoamento do gás, diminuindo a velocidade relativa observada e, dessa forma, o fator de fricção [29].

Um modelo amplamente utilizado e que foi capaz de correlacionar uma grande diversidade de dados de tensão cisalhante em função da espessura de filme foi o proposto por WALLIS [66].

$$f_i = 0,005 \left(1 + 300 \frac{\delta}{d} \right) \quad (2.82)$$

onde d é o diâmetro do tubo. A constante 0,005 é descrita como o fator de fricção equivalente da parede, que representa a fricção percebida pelo gás em uma parede rugosa.

O autor destaca que resultados mais acurados podem ser obtidos substituindo-se a constante 0,005 pelo fator de atrito para o gás escoando na ausência do filme líquido em um tubo liso (f_g). Um dos possíveis modelos para esse fator de fricção do gás pode ser obtido através da utilização da equação de Blasius [22]:

$$f_g = 0,079(Re_g)^{-1/4} \quad (2.83)$$

WALLIS [66] também foi capaz de mostrar que o efeito do processo de entranhamento sobre o fator de atrito poderia ser bem representado pela definição de um número de Reynolds em função da massa total escoando no núcleo gasoso:

$$Re_{gc} = \frac{4(\dot{m}_g + \dot{m}_{le})}{\pi d \mu_g} \quad (2.84)$$

onde \dot{m}_g é a taxa mássica do gás e \dot{m}_{le} é a taxa mássica de líquido entranhado. O valor de Re_{gc} pode ser calculado e utilizado juntamente com a Equação 2.83 e o modelo de WALLIS para incluir os efeitos de entranhamento no fator de atrito.

Outros modelos foram propostos com o objetivo de ampliarem a faixa de validade do modelo de WALLIS, incluindo correções para permitir maiores faixas de Reynolds do gás, maiores diâmetros de tubulação, entre outros efeitos. Um exemplo é o modelo de FORE [21]:

$$f_i = 0,005 \left[1 + 300 \left(\left(1 + \frac{17500}{Re_g} \right) \frac{\delta}{d} - 0,0015 \right) \right] \quad (2.85)$$

O manual do ANSYS Fluent [20] não especifica como o termo de cisalhamento interfacial é calculado na equação de conservação de quantidade de movimento do EWF e o usuário não tem a possibilidade de definir diretamente um valor desejado.

Capítulo 3

Metodologia

3.1 Dados experimentais

Foram realizadas simulações com o intuito de avaliar o desempenho do modelo de filme do Fluent frente a dados experimentais. As simulações foram baseadas no experimento de WOLF *et al.* [70], o qual consiste da entrada de ar pela base de um tubo vertical de 31,8 mm de diâmetro e 10,8 m de comprimento. Água líquida é injetada por meio de uma parede porosa que se inicia após a entrada do gás e se estende por 30 cm com o escoamento ascendente e paralelo dos dois fluidos, como pode ser observado na Figura 3.1.

Os autores realizaram medidas da espessura de filme, queda de pressão, tensão de cisalhamento na parede, fluxo mássico de filme e velocidade de ondas de perturbação em diferentes posições axiais ao longo do tubo. Os dados de espessura de filme foram obtidos através de medidas de condutividade utilizando-se condutímetro concêntrico. As medidas foram amostradas por 30 segundos a uma frequência de 1 kHz. A Tabela 3.1 resume as condições experimentais utilizadas na simulação.

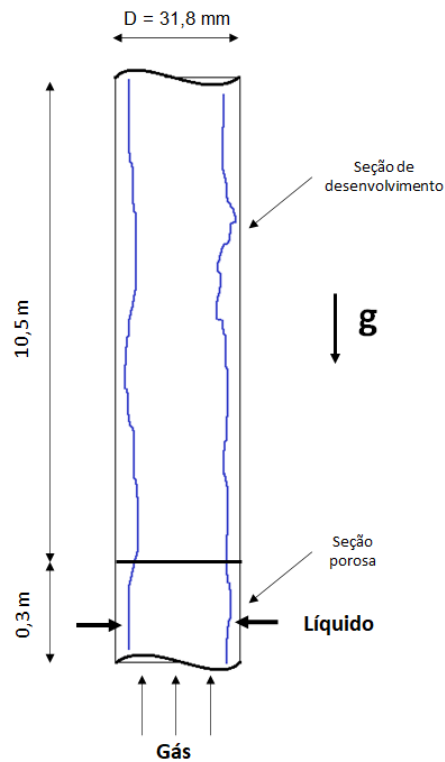


Figura 3.1: Geometria da seção de teste experimental de WOLF *et al.* [70]

3.2 Geometria e Malha

A geometria do domínio fluido foi gerada utilizando-se o *software* CAD ANSYS® SpaceClaim (versão Academic Research 19.2), considerando duas regiões para o escoamento dos fluidos: uma primeira região de injeção do filme líquido, com 30 cm de comprimento, e uma segunda região de desenvolvimento do escoamento

Diâmetro do tubo	31,8 mm
Comprimento do tubo	10,5 m
Fluxo mássico de gás (entrada)	71 kg/m ² s
Fluxo mássico de líquido (entrada)	10 e 20 kg/m ² s
Pressão da linha	2,38 bar

Tabela 3.1: Condições experimentais de WOLF *et al.* [70]

anular com 10,5 m de comprimento, conforme descrição do aparato experimental utilizado por WOLF *et al* [70].

Essa divisão na geometria do problema foi necessária pois, o modelo de filme EWF, implementado no Fluent, não possui a definição de entrada e saída como condição de contorno para o filme líquido. Dessa maneira, somente é possível definir uma condição inicial para o filme, na qual espessura e velocidade são especificadas para o momento inicial da simulação, ou uma condição de contorno, na qual é definido um fluxo mássico de filme que atravessa a superfície como um todo. O programa não permite ao usuário a utilização de ambas as opções ao mesmo tempo.

Uma análise da convergência da malha computacional foi realizada. Primeiramente, foram geradas malhas com diferentes refinamentos na direção axial da tubulação e os perfis de velocidade e pressão do gás foram comparados no regime estacionário. Então, a malha mais adequada sofreu diferentes refinamentos na direção radial e os perfis de velocidade e pressão foram comparados novamente. As malhas foram geradas por meio do *software* ANSYS [®] Meshing (Versão Academic Research 19.2). A malha selecionada possui 201670 elementos e é apresentada na Figura 3.2.

3.3 Configuração das simulações

As simulações foram conduzidas utilizando microcomputadores com processador Intel Quad-Core i7 de 1.80GHz, memória RAM de 16GB e memória física de 1TB.

Para a modelagem do filme líquido, foi empregado o modelo EWF do Fluent,

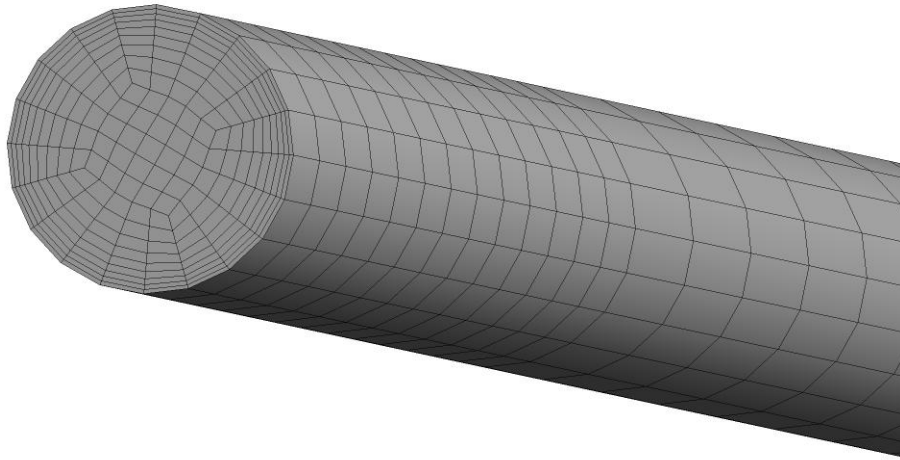


Figura 3.2: Malha utilizada nas simulações de CFD para escoamento vertical no Fluent, com duas seções.

enquanto que as partículas dispersas foram modeladas utilizando o *Discrete Phase Model* (DPM), abordagem Lagrangeana do Fluent. Na seção inicial da malha, de 30 cm de comprimento, foi aplicada a condição de contorno de fluxo mássico fixo através da parede do tubo, enquanto que na seção de 10,5 m de comprimento, foi aplicada a condição inicial de espessura e velocidade iguais a zero.

A funcionalidade *User Defined Functions* (UDF) foi utilizada para modificar a implementação nativa do Fluent. Esse sistema permite a adição de novos modelos e cálculos através de códigos fornecidos pelo usuário e interpretados pelo *software*. O código (Apêndice A) foi implementado na linguagem C e é compilado pelo programa. O modelo de cisalhamento interfacial descrito pela Equação 2.79 com o fator de fricção definido pelo modelo de WALLIS (Equação 2.82) foi inserido como termo fonte na equação do movimento (Equação 2.31).

As simulações foram realizadas em regime transiente com tempo total de 30 segundos, solver *Coupled pressure-based* e modelo SST para a previsão do fenô-

meno de turbulência. Foi utilizado o esquema *upwind* de primeira ordem para a discretização espacial dos termos advectivos tanto do filme quanto do gás. Já a discretização temporal foi realizada utilizando-se a formulação Euler implícito de primeira ordem. Também foi estabelecido um critério de convergência de resíduos inferior a 10^{-5} para as propriedades do gás, uma vez que os resíduos do filme líquido são calculados pelo Fluent porém, não possuem influência na convergência da simulação. A Tabela 3.2 resume as propriedades físicas dos fluidos aplicadas nas simulações.

ρ_{ar}	$2,7898 \text{ kg.m}^{-3}$
μ_{ar}	$1,7894 \times 10^{-5} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$
ρ_{H_2O}	$998,2 \text{ kg.m}^{-3}$
μ_{H_2O}	$1,0 \times 10^{-3} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$
σ	$0,07194 \text{ N.m}^{-2}$

Tabela 3.2: Propriedades do ar e da água utilizadas nas simulações de escoamento vertical.

A densidade do ar na pressão do problema foi calculada utilizando-se o modelo de gás ideal, descrito pela equação

$$\rho_2 = \rho_1 \left(\frac{P_2}{P_1} \right), \quad (3.1)$$

na qual foi utilizado o valor $1,1721 \text{ kg.m}^{-3}$ para a densidade do ar nas CNTP.

A tabela 3.3 traz um resumo do equacionamento utilizado pelo Fluent nas simulações do presente trabalho.

Modelo	Equações	Referências
Fase gasosa	(2.14) e (2.15)	[62]
Filme líquido	(2.30) e (2.31)	[20]
Gotas dispersas	(2.16) e (2.17)	[62]
Entranhamento	(2.46)-(2.52)	[16, 20, 46]
Deposição	(2.62)-(2.67)	[51, 59]
Tensão interfacial	Não especificado	[20]

Tabela 3.3: Resumo das equações implementadas no ANSYS Fluent utilizadas no presente trabalho.

Capítulo 4

Resultados

4.1 Análise de convergência em malha

Inicialmente, foi realizada uma análise de convergência da malha computacional que será utilizada nas simulações. Essa análise possui por objetivo a identificação do refinamento adequado do domínio fluido o qual reduza os efeitos numéricos causados por qualidade insuficiente da malha.

Foram geradas quatro malhas com diferentes refinamentos na direção axial, as quais possuíam 45 mil, 100 mil, 200 mil e 400 mil elementos (Figura 4.1). Foram realizadas simulações no estado estacionário nas mesmas condições do experimento e os dados de velocidade e pressão do gás na direção axial foram comparados. Os resultados obtidos são apresentados nas Figura 4.2 e 4.3.

Em ambas as figuras é possível observar que, com o aumento do número de elementos, os perfis de velocidade e pressão se alteram e tendem a convergir para os valores observados na malha mais refinada. As maiores variações são observadas

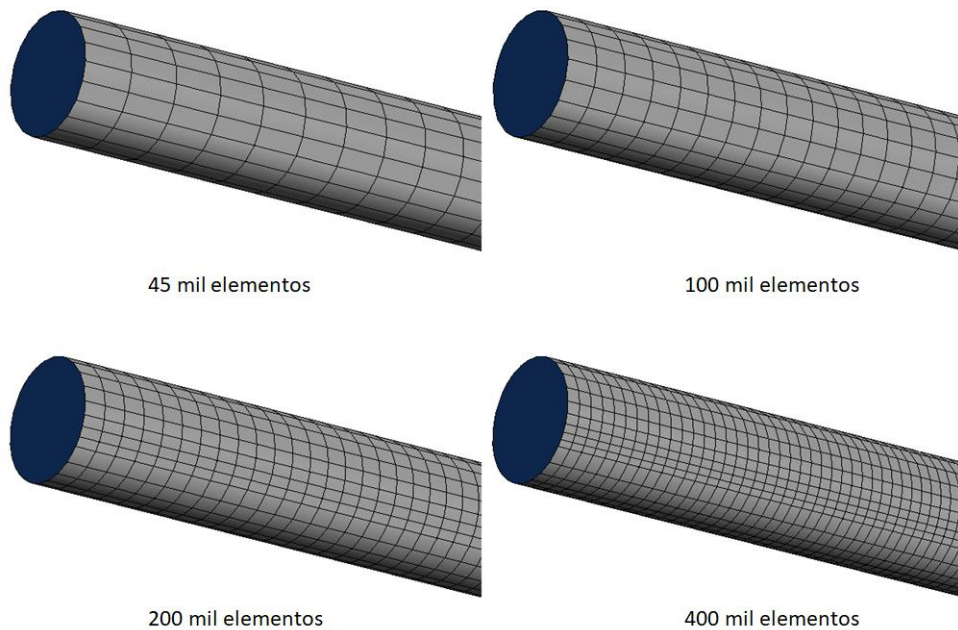


Figura 4.1: Malhas computacionais geradas com diferentes níveis de refinamento na direção axial.

nos primeiros metros da tubulação, nos quais o escoamento ainda não está completamente desenvolvido e ocorrem os maiores gradientes de propriedades. Com base nesses resultados, a malha de 200 mil elementos foi selecionada por fornecer resultados satisfatoriamente próximos da malha mais refinada, porém, diminuindo consideravelmente o tempo de simulação quando comparada a malha de 400 mil elementos.

Uma vez definida o refinamento ótimo na direção axial, a malha selecionada foi submetida a diferentes refinamentos na direção radial do escoamento. Foram comparadas malhas com 100 mil, 200 mil e 400 mil elementos (Figura 4.4). Os resultados do problema em estado estacionário foram mais uma vez comparados entre as malhas e são apresentados nas Figuras 4.5 e 4.6.

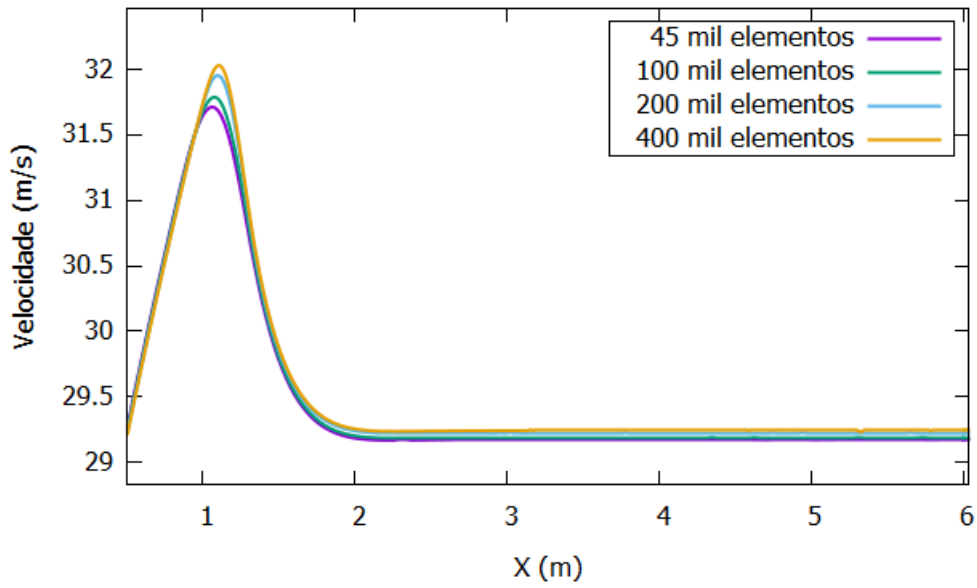


Figura 4.2: Resultado do perfil de velocidade do gás ao longo da direção do escoamento para diferentes níveis de refinamento na direção axial.

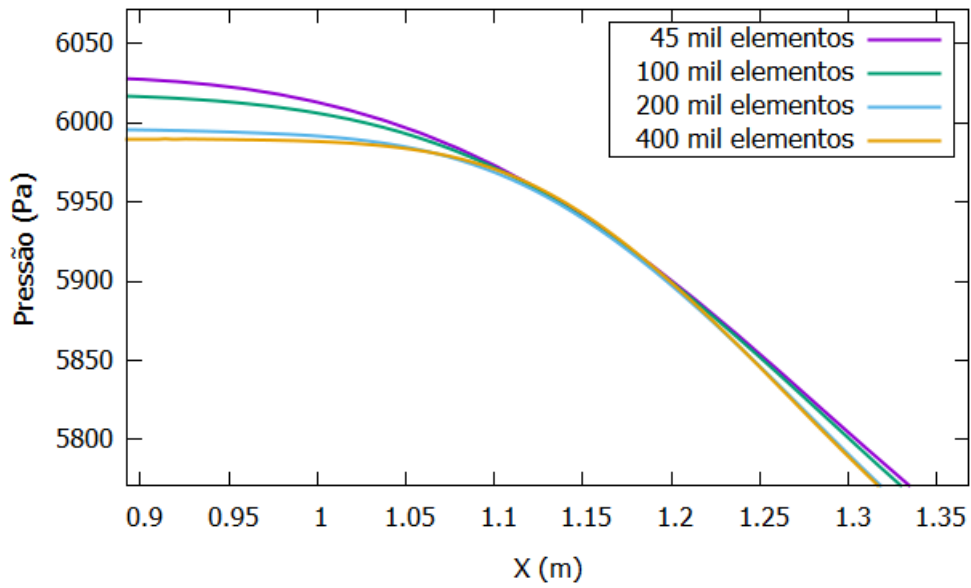


Figura 4.3: Resultado do perfil de pressão do gás ao longo da direção do escoamento para diferentes níveis de refinamento na direção axial.

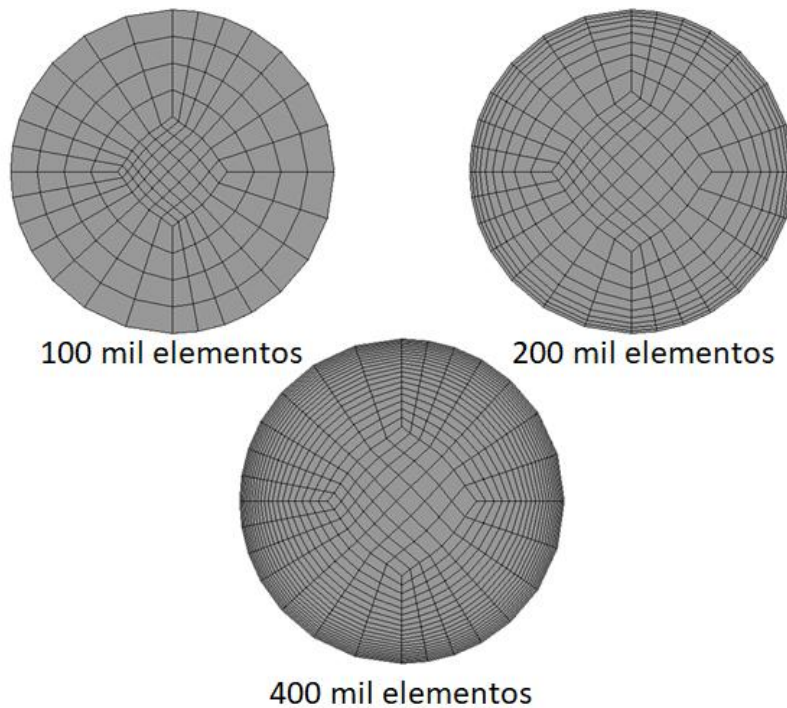


Figura 4.4: Malhas computacionais geradas com diferentes níveis de refinamento na direção radial.

É possível observar que, mais uma vez, o aumento do número de elementos causou uma variação no perfil das variáveis analisadas, os quais convergem para a malha mais refinada. Com bases nos resultados obtidos, a malha de 200 mil elementos foi definida como a malha ótima para o problema em questão, dando prosseguimento às demais simulações.

4.2 Simulação com fluxo de líquido de $10 \text{ kg/m}^2\text{s}$

O fluxo mássico de líquido de $10 \text{ kg/m}^2\text{s}$ foi selecionado no qual WOLF *et al.* [70] reportaram não ter identificado entranhamento. O objetivo dessa simulação é avaliar os resultados da implementação nativa do modelo de filme no *Eulerian Wall*

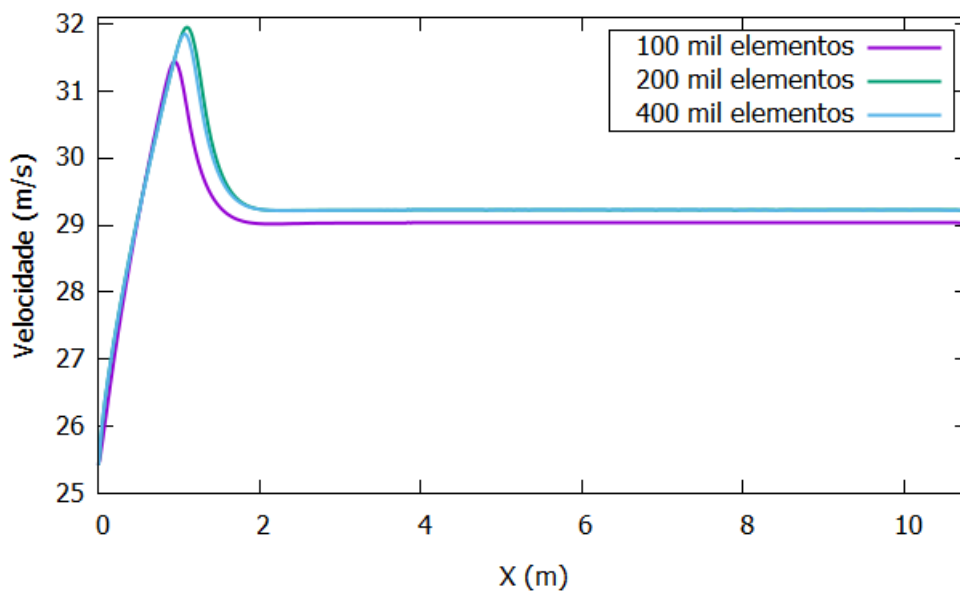


Figura 4.5: Resultado de perfil de velocidade do gás ao longo da direção do escoamento para diferentes níveis de refinamento na direção radial.

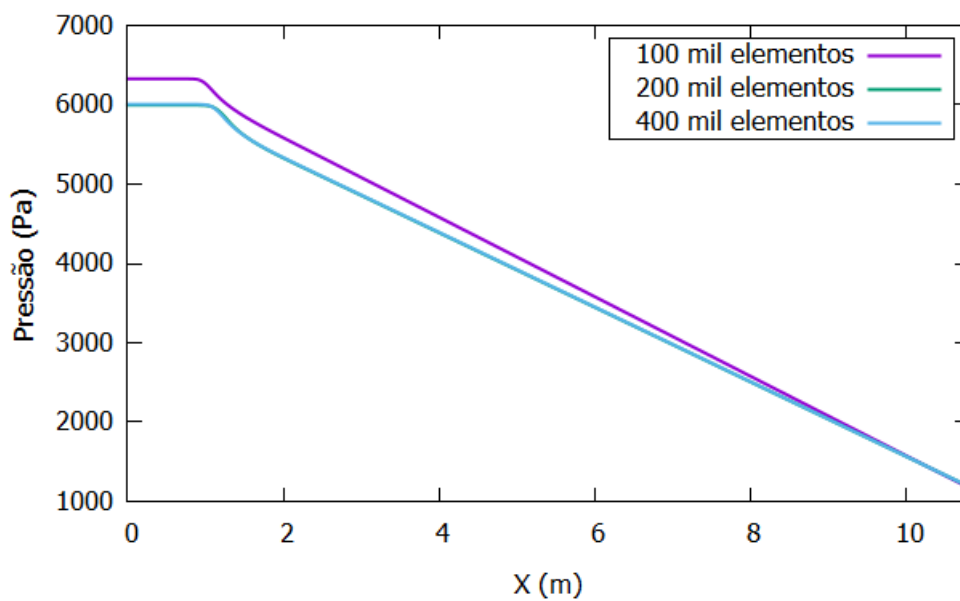


Figura 4.6: Resultado de perfil de pressão do gás ao longo da direção do escoamento para diferentes níveis de refinamento na direção radial.

Film (EWF) do Fluent para um caso sem transferência de massa. A comparação entre os resultados obtidos na simulação e no experimento são apresentados na Figura 4.7.

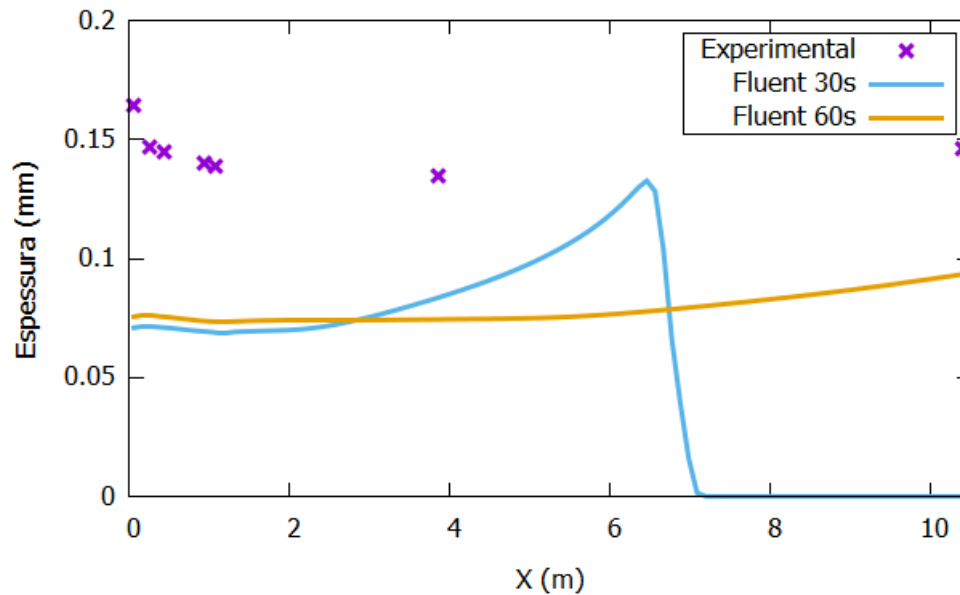


Figura 4.7: Resultado de perfil de espessura de filme para $G_g = 71 \text{ kg/m}^2\text{s}$ e $G_l = 10 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ao longo da direção do escoamento utilizando a modelagem nativa do Fluent.

Como pode ser observado, a velocidade superficial do gás não é suficiente para carrear o filme por todo o tubo dentro dos 30 segundos de simulação. A tensão de cisalhamento do gás sobre o líquido parece não ser capaz de sobrepor a ação da gravidade e o cisalhamento entre o gás e a parede. Dessa forma, uma quantidade significativa de filme é perdida pela base da tubulação, resultado este que não é observado nos dados experimentais.

Dessa maneira, foi dado prosseguimento à simulação até o desenvolvimento do filme, o que ocorreu com aproximadamente 60 segundos de simulação, sendo o tempo suficiente para o alcance do regime pseudo-estacionário. É possível observar que a espessura alcançada pelo filme é consideravelmente mais baixa quando

comparada àquela reportada pelos dados experimentais. Esse resultado é devido à extensa perda de massa pela base do tubo.

Uma vez detectada uma aparente deficiência na modelagem nativa da tensão de cisalhamento interfacial do Fluent, uma nova simulação foi realizada adicionando-se a Equação 2.79 juntamente com o fator de fricção proposto por Wallis (Equação 2.82) via *User Defined Function* (UDF) para o cálculo da tensão de cisalhamento. A comparação entre os resultados obtidos nas simulações e o experimento são apresentados na Figura 4.8. Adicionalmente, os resultados foram comparados com os dados obtidos por SÁ *et al.* [17] na simulação do mesmo problema e utilizando a mesma modelagem para o cisalhamento interfacial, porém, conduzindo a simulação no *software* OpenFOAM [36].

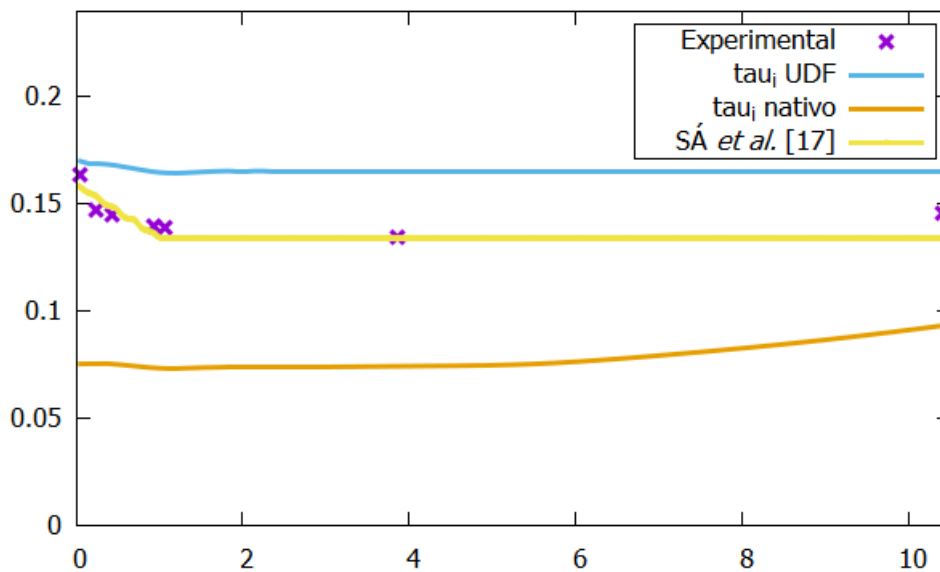


Figura 4.8: Resultados de perfil de espessura de filme para $G_g = 71 \text{ kg/m}^2\text{s}$ e $G_l = 10 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ao longo da direção do escoamento.

Com a adição do termo fonte de cisalhamento interfacial, o filme líquido foi capaz de percorrer toda a extensão do tubo dentro dos 30 segundos de simula-

ção. É possível observar, porém, que a espessura de filme prevista pelo Fluent foi superestimada, enquanto a espessura prevista pelo OpenFoam com a mesma modelagem coincide com os dados experimentais, indicando uma possível falha na previsão da magnitude do cisalhamento interfacial no Fluent. Dessa forma, o perfil dessa variável foi comparado com dados experimentais utilizando-se a Equação 4.1, a qual é proveniente de um balanço de forças sobre o gás.

$$\tau_i = -\frac{(d - 2\delta)}{4} \nabla p \quad (4.1)$$

na qual d é o diâmetro do tubo, δ é a espessura do filme líquido e ∇p é o gradiente da pressão. A Figura 4.9 apresenta os resultados obtidos.

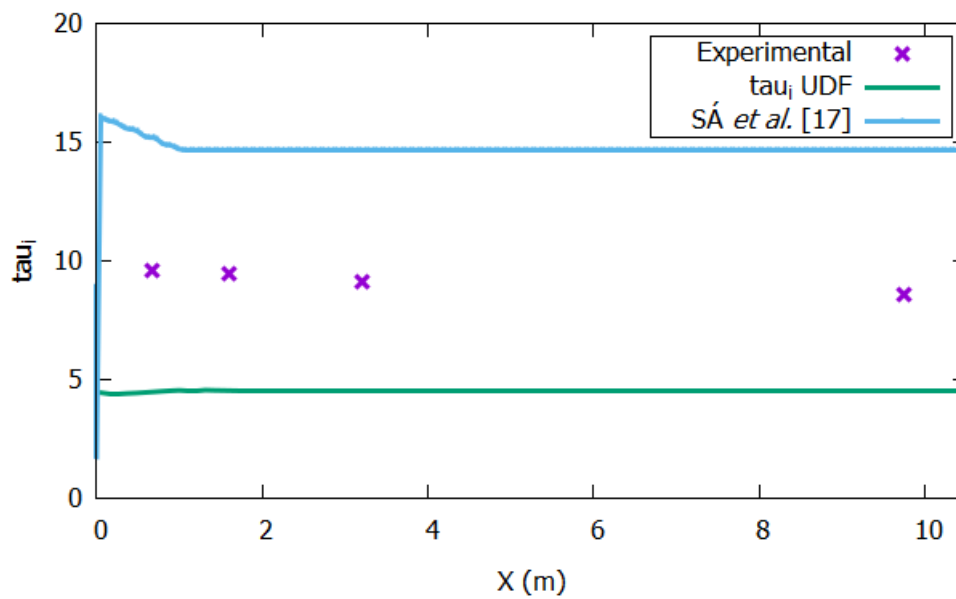


Figura 4.9: Resultados de perfil da tensão de cisalhamento interfacial para $G_g = 71 \text{ kg/m}^2\text{s}$ e $G_l = 10 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ao longo da direção do escoamento.

É possível observar que o valor de $|\tau_i|$ calculado pelo Fluent está subestimado quando comparado com os resultados experimentais, enquanto que o valor previsto pelo OpenFOAM está superestimado. Essa discrepância entre os dois *softwares* é

devida às diferentes condições de contorno utilizadas na implementação do modelo de filme.

O Fluent se utiliza da condição de não deslizamento nas paredes em que exista a presença do filme líquido, o que significa que a velocidade do gás é zero diretamente sobre a parede, seguindo um perfil parabólico até alcançar uma velocidade máxima no centro da tubulação. Essa condição faz com que a velocidade do gás na primeira célula adjacente à parede, a qual é utilizada no cálculo da tensão interfacial, seja consideravelmente menor que a velocidade no centro da tubulação. Já o OpenFOAM se utiliza da condição de deslizamento nas paredes onde há presença do filme líquido. Isso significa que não há tensão efetiva entre a parede e o gás escoando sobre ela, de maneira que a velocidade no centro da tubulação é a mesma em toda direção radial, incluindo nas células adjacentes à parede.

Como pode ser observado pela Equação 2.79, a magnitude da tensão de cisalhamento interfacial é diretamente relacionada à velocidade do gás próxima à parede. Dessa maneira, por possuir uma menor velocidade devido à condição de não deslizamento, a tensão interfacial no Fluent é menor que aquela prevista pelo OpenFOAM.

É válido ressaltar que, segundo a Figura 4.9, ambos os *softwares* falham na previsão da tensão de cisalhamento interfacial. Isso indica que a condição real sob a qual o gás está submetido no escoamento anular é algo entre a condição de deslizamento e a de não deslizamento. Como discutido nas seções anteriores, a presença do filme líquido altera a rugosidade efetiva da parede percebida pelo gás, alterando seu perfil de velocidade. Tal comportamento não é previsto na modelagem atual dos *softwares* analisados.

4.3 Simulação com fluxo de líquido de $20 \text{ kg/m}^2\text{s}$

Também foi realizada a simulação do escoamento com fluxo mássico de líquido de $20 \text{ kg/m}^2\text{s}$ com a utilização da UDF desenvolvida. A comparação entre os resultados obtidos e os dados experimentais é apresentada da Figura 4.10.

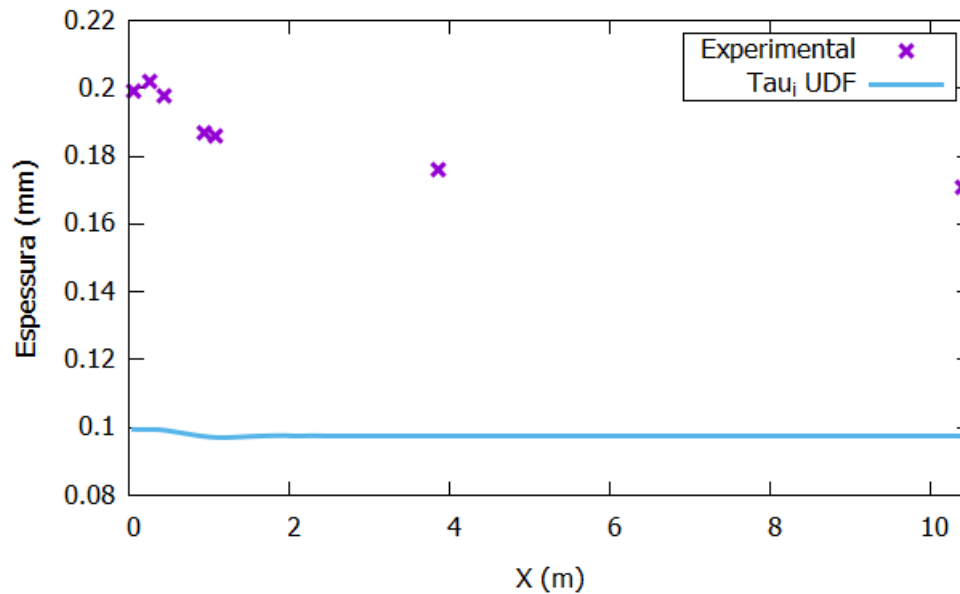


Figura 4.10: Resultados de perfil de espessura de filme para $G_g = 71 \text{ kg/m}^2\text{s}$ e $G_l = 20 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ao longo da direção do escoamento.

Como pode ser observado, o aumento do fluxo de líquido causa o aumento no distanciamento entre a espessura prevista e os dados experimentais, mesmo com a implementação da nova tensão de cisalhamento. Isso é mais uma vez devido à maneira como as condições de contorno para o filme líquido são implementadas na modelagem nativa do Fluent.

Com a implementação atual, não é possível a adição de termos fonte por meio de UDFs nas superfícies definidas como entrada de filme. Dessa maneira, nos 30 primeiros centímetros da tubulação (seção porosa), o filme está submetido à tensão

cisalhante nativa do Fluent, a qual possui deficiências como visto anteriormente. Além disso, o aumento do fluxo mássico de líquido aumenta a ação da gravidade sobre o filme, a qual não consegue ser compensada pelo arraste do gás, ocasionando uma perda extensiva de massa pela base da tubulação e, por consequência, reduzindo a espessura do filme.

Também é válido ressaltar que embora os dados experimentais indicassem a ocorrência do fenômeno de entranhamento para essa condição experimental, a extensa perda de filme e, por consequência, sua baixa espessura fez com que os critérios de ativação do modelo de entranhamento não fossem alcançados, não sendo possível observar tal fenômeno.

Capítulo 5

Conclusão e Sugestões para Trabalhos Futuros

A revisão feita na literatura permitiu o aprofundamento e melhor entendimento dos fenômenos associados ao escoamento gás-líquido anular, englobando os fenômenos de interação entre a fase gasosa contínua e as fases líquidas dispersas e filme. Também foi possível analisar a modelagem desses fenômenos através da implementação da abordagem de filme bidimensional no *software* ANSYS Fluent.

Através dos resultados das simulações, foi possível verificar a existência de limitações na implementação nativa do modelo de filme bidimensional do Fluent, especialmente em termos de sua estratégia de solução acoplada ao escoamento de gás, a qual não permite o estabelecimento de entradas e saídas de filme pelo usuário. Essas limitações impedem a completa caracterização do escoamento anular vertical. A implementação do modelo de tensão de cisalhamento interfacial via UDF gerou bons resultados para baixos fluxos de líquido quando comparados às previsões da modelagem nativa do Fluent, porém, acredita-se que resultados mais

acurados possam ser obtidos com o melhor acoplamento entre o escoamento do gás e os demais fenômenos que fazem parte do escoamento anular gás-líquido.

Entre as sugestões para trabalhos futuros destacam-se:

- comparação da modelagem e previsões do modelo de filme entre o Fluent e outros *softwares* de fluidodinâmica computacional como o OpenFOAM [36];
- desenvolvimento de novas condições de contorno para o gás no modelo de filme que contemplem a tensão interfacial;
- realização de novas simulações utilizando diferentes expressões para a taxa de entranhamento e fator de atrito;
- análise crítica das limitações atuais da implementação do modelo de filme para escoamentos anulares verticais e horizontais;
- análise dos efeitos térmicos no escoamento anular como evaporação e transferência de calor entre o filme líquido e o núcleo gasoso.

Bibliografia

- [1] I. M. ALVES, E. F. CAETANO, K. MINAMI, and O. SHOHAM. Modeling annular flow behavior for gas wells. *SPE production engineering*, 6(04):435–440, 1991.
- [2] C. X. BAI, H. RUSCHE, and A. D. GOSMAN. Modeling of gasoline spray impingement. *Atomization and Sprays*, 12(1-3), 2002.
- [3] T. BARTH and M. OHLBERGER. Finite volume methods: foundation and analysis. *Encyclopedia of computational mechanics*, 1(15):1–57, 2004.
- [4] C. BERNA, A. ESCRIVA, J. L. MUÑOZ-COBO, and L. E. HERRANZ. Review of droplet entrainment in annular flow: Interfacial waves and onset of entrainment. *Progress in Nuclear Energy*, 74:14–43, 2014.
- [5] R. B. BIRD, W. E. STEWART, and E. N. LIGHTFOOT. *Transport phenomena*. Lightfoot, Edwin N., 1960.
- [6] J. BOUSSINESQ. Theorie de l'écoulement tourbillant. *Mem. Acad. Sci.*, 23:46, 1877.
- [7] J. U. BRACKBILL, D. B. KOTHE, and C. ZEMACH. A continuum method for modeling surface tension. *Journal of computational physics*, 100(2):335–354, 1992.

- [8] J. BUONGIORNO. Notes on two-phase flow, boiling heat transfer and boiling crises in pwr's and bwr's. *Engineering of Nuclear Systems, MIT Department of Nuclear Science and Engineering*, 2010.
- [9] R. K. CALAY and A. E. HOLDO. Cfd modelling of multiphase flows: An overview. In *ASME Pressure Vessels and Piping Conference*, volume 41510, pages 83–89, 2003.
- [10] ANSYS CFX-Solver. Theory guide. *Release 11*, 2006.
- [11] D. A. CHARVONIA. A study of the mean thickness of the liquid film and the characteristics of the interfacial surface in annular, two-phase flow in a vertical pipe. Technical report, PURDUE UNIV LAFAYETTE IN JET PROPULSION CENTER, 1959.
- [12] S. CHIEN and W. IBELE. Pressure drop and liquid film thickness of two-phase annular and annular-mist flows. *Journal of Heat Transfer*, 86(1):89–96, 1964.
- [13] J. COLLIER and J. THOME. *Convective boiling and condensation*, volume 113. Clarendon Press, 3 edition, 1994.
- [14] C. T. CROWE. *Multiphase flow handbook*. CRC press, 2005.
- [15] M. A. L. DE BERTODANO, A. ASSAD, and S. BEUS. Entrainment rate of droplets in the ripple-annular regime for small vertical ducts. *Nuclear science and engineering*, 129(1):72–80, 1998.
- [16] M. A. L. DE BERTODANO, C. JAN, and S. G. BEUS. Annular flow entrainment rate experiment in a small vertical pipe. *Nuclear engineering and design*, 178(1):61–70, 1997.

- [17] N. C. DE SÁ, L. F. L. R. SILVA, and P. L. C. LAGE. Simulação fluidodinâmica da interação partícula-filme em escoamentos anulares. In *XXXIX CONGRESSO BRASILEIRO DE SISTEMAS PARTICULADOS ENEMP 2019*, Belém, Brasil, 2019.
- [18] T. D. ECONOMON, F. PALACIOS, S. R. COPELAND, T. W. LUKACZYK, and J. J. ALONSO. Su2: An open-source suite for multiphysics simulation and design. *Aiaa Journal*, 54(3):828–846, 2016.
- [19] R. EYMARD, T. GALLOUËT, and R. HERBIN. Finite volume methods. *Handbook of numerical analysis*, 7:713–1018, 2000.
- [20] ANSYS Fluent. Ansys fluent theory guide 2019 r1. *ANSYS, Canonsburg, PA*, 33, 2013.
- [21] L. B. FORE, S. G. BEUS, and R. C. BAUER. Interfacial friction in gas–liquid annular flow: analogies to full and transition roughness. *International journal of multiphase flow*, 26(11):1755–1769, 2000.
- [22] R. W. FOX and A. T. MC DONALD. *Introduction to fluid mechanics*. John Wiley & Sons, 10 edition, 2020.
- [23] T. F. FUKANO and A. OUSAKA. Prediction of the circumferential distribution of film thickness in horizontal and near-horizontal gas-liquid annular flows. *International Journal of Multiphase Flow*, 15(3):403–419, 1989.
- [24] L. E. GILL and G. F. HEWITT. Sampling probe studies of the gas core in annular two-phase flow—ii: Studies of the effect of phase flow rates on phase and velocity distribution. *Chemical Engineering Science*, 19(9):665–682, 1964.
- [25] P. GRIFFITH and G. B. WALLIS. Two-phase slug flow. *Journal of Heat Transfer*, 83(3), 1961.

- [26] K. H. HAN, J. M. YOO, and J. J. JEONG. Development of a droplet entrainment model for vertical annular-mist flows. *Korean Nuclear Society Autumn Meeting*, 2018.
- [27] K. HANJALIC. Advanced turbulence closure models: a view of current status and future prospects. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 15(3):178–203, 1994.
- [28] D. E. HARTLEY and D. C. ROBERTS. A correlation of pressure drop data for two-phase annular flows in vertical channels. *Queen Mary College, University of London, Nuclear Research Memorandum Q*, 6, 1961.
- [29] G. HEWITT. *Annular two-phase flow*. Elsevier, 2013.
- [30] G. F. HEWITT and A. H. GOVAN. Phenomenological modelling of non-equilibrium flows with phase change. *International journal of heat and mass transfer*, 33(2):229–242, 1990.
- [31] G. F. HEWITT and N. S. HALL-TAYLOR. *Annular Two-Phase Flow*. Oxford, UK, 1970.
- [32] C. W. HIRT and B. D. NICHOLS. Volume of fluid (vof) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of computational physics*, 39(1):201–225, 1981.
- [33] P. HUTCHINSON and P. B. WHALLEY. A possible characterization of entrainment in annular flow. *Chemical Engineering Science*, 28(3):974–975, 1973.
- [34] M. ISHII and M. A. GROLMES. Inception criteria for droplet entrainment in two-phase concurrent film flow. *AIChE Journal*, 21(2):308–318, 1975.

- [35] H. JASAK. *Error analysis and estimation for the finite volume method with applications to fluid flows*. PhD thesis, Imperial College London (University of London), 1996.
- [36] H. JASAK. Openfoam: open source cfd in research and industry. *International Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering*, 1(2):89–94, 2009.
- [37] H. JASAK and T. UROIC. Practical computational fluid dynamics with the finite volume method. In *Modeling in Engineering Using Innovative Numerical Methods for Solids and Fluids*, pages 103–161. Springer, 2020.
- [38] B. KAKIMPA, H. MORVAN, and S. HIBBERD. The depth-averaged numerical simulation of laminar thin-film flows with capillary waves. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 138(11), 2016.
- [39] B. KAKIMPA, H. P. MORVAN, and S. HIBBERD. Solution strategies for thin film rimming flow modelling. In *Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air*, volume 56734, page V05CT15A026. American Society of Mechanical Engineers, 2015.
- [40] I. KATAOKA, M. ISHII, and A. NAKAYAMA. Entrainment and desposition rates of droplets in annular two-phase flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43(9):1573–1589, 2000.
- [41] N. I. KOLEV. *Multiphase Flow Dynamics 2: Thermal and Mechanical Interactions.*, volume 1003. Springer, 2005.
- [42] D. KUHNKE. *Spray/wall interaction modelling by dimensionless data analysis*. Shaker Verlag, 1 edition, 2004.
- [43] B. E. LAUNDER. Current capabilities for modelling turbulence in industrial flows. *Applied Scientific Research*, 48(3-4):247–269, 1991.

- [44] H. LI and H. ANGLART. Cfd model of diabatic annular two-phase flow using the eulerian–lagrangian approach. *Annals of Nuclear Energy*, 77:415–424, 2015.
- [45] J. MACAK. Cfd simulation of wall wetting with the volume of fluid and thin liquid film approach. Master’s thesis, University of Zagreb, 2018.
- [46] E. MAYER. Theory of liquid atomization in high velocity gas streams. *ARS JOURNAL*, 31(12):1783–1785, 1961.
- [47] K. W. MORTON and D. F. MAYERS. *Numerical solution of partial differential equations: an introduction*. Cambridge university press, 2005.
- [48] F. MOUKALLED, L. MANGANI, and M. DARWISH. *The finite volume method in computational fluid dynamics*, volume 113. Springer, 2016.
- [49] T. OKAWA, T. KITAHARA, K. YOSHIDA, T. MATSUMOTO, and I. KATAOKA. New entrainment rate correlation in annular two-phase flow applicable to wide range of flow condition. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45(1):87–98, 2002.
- [50] T. OKAWA, A. KOTANI, I. KATAOKA, and M. NAITO. Prediction of critical heat flux in annular flow using a film flow model. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 40(6):388–396, 2003.
- [51] P. J. O’ROURKE and A. A. AMSDEN. A spray/wall interaction submodel for the kiva-3 wall film model. *SAE transactions*, pages 281–298, 2000.
- [52] L. PAN and T. J. HANRATTY. Correlation of entrainment for annular flow in horizontal pipes. *International journal of multiphase flow*, 28(3):385–408, 2002.

- [53] S. PATANKAR. *Numerical heat transfer and fluid flow*. Taylor & Francis, 1 edition, 1980.
- [54] W. C. REYNOLDS. Fundamentals of turbulence for turbulence modeling and simulation. Technical report, Stanford Univ. CA Dept. of Mechanical Engineering, 1987.
- [55] P. SAWANT, M. ISHII, T. HAZUKU, T. TAKAMASA, and M. MORI. Properties of disturbance waves in vertical annular two-phase flow. *Nuclear Engineering and Design*, 238(12):3528–3541, 2008.
- [56] T. A. SHEDD. *Characteristics of the liquid film in horizontal two-phase flow*. University of Illinois at Urbana-Champaign, 2001.
- [57] J. F. A. SOUZA, L. R. de OLIVEIRA, J. L. L. de AZEVEDO, I. D. SOARES, and M. M. MATA. Uma revisão sobre a turbulência e sua modelagem. *Revista Brasileira de Geofísica*, 29:21–41, 2011.
- [58] C. G. SPEZIALE. Turbulence modeling for time-dependent rans and vles: a review. *AIAA journal*, 36(2):173–184, 1998.
- [59] D. W. STANTON and C. J. RUTLAND. Modeling fuel film formation and wall interaction in diesel engines. *SAE transactions*, pages 808–824, 1996.
- [60] D. W. STANTON and C. J. RUTLAND. Multi-dimensional modeling of thin liquid films and spray-wall interactions resulting from impinging sprays. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 41(20):3037–3054, 1998.
- [61] D. A. STEEN and G. B. WALLIS. The transition from annular to annular-mist cocurrent two-phase down flow. *US-Euratom Report EURAEC-1147*, 1964.

- [62] E. STENMARK. On multiphase flow models in ansys cfd software. Master's thesis, 2013.
- [63] H. TAYOLOR and N. SIMON. *Interfacial wave phenomena in vertical annular two-phase flow*. PhD thesis, University of Cambridge, 1967.
- [64] P. G. VERDIN, C. P. THOMPSON, and L. D. BROWN. Cfd modelling of stratified/atomization gas-liquid flow in large diameter pipes. *International journal of multiphase flow*, 67:135–143, 2014.
- [65] B. P. VIEIRA and J. R. BARBOSA Jr. Heat transfer modeling of condensation in upward flow of r-134a in a 5-mm tube. In *Journeys in Multiphase Flows*, volume 4. ABCM, 3 2017.
- [66] G. B. WALLIS. *One-dimensional two-phase flow*. McGraw-Hill, 1 1969.
- [67] F. WANG and L. DI MARE. Favre-averaged nonlinear harmonic method for compressible periodic flows. *AIAA Journal*, 57(3):1133–1142, 2019.
- [68] H. WEI. Marangoni destabilization on a core-annular film flow due to the presence of surfactant. *Physics of Fluids*, 17(2):027101, 2005.
- [69] A. WOLF. *Film structure of vertical annular flow*. PhD thesis, Imperial College London (University of London), 1995.
- [70] A. WOLF, S. JAYANTI, and G. F. HEWITT. Flow development in vertical annular flow. *Chemical Engineering Science*, 56(10):3221–3235, 2001.
- [71] Z. YANG and T. SHIH. New time scale based k-epsilon model for near-wall turbulence. *AIAA journal*, 31(7):1191–1198, 1993.
- [72] L. Y. ZHIVAIIKIN. Liquid film thickness in film-type units. *International Journal of Chemical Engineering*, 2:337, 1962.

Apêndices

Apêndice A

User Defined Functions (UDFs)

```
/*
  Autor: Joao Carlos Carneiro
*/

//Importacao de bibliotecas
#include "udf.h" //biblioteca UDF
#include "sg_film.h" //biblioteca modelo de filme

//Definicao de constantes
real dh = 0.0318; //dimetro hidraulico (m)
real mu_l = 0.001003; //viscosidade do liquido(Pa.s)
real ke = 0.000479; //Coeficiente de transferencia de massa (m/s)
real rholiq = 998.2; //densidade do liquido (Kg/m)
real sigma = 0.07194; //tenso superficial (N/m)
real n = 0.111; //expoente entranhamento (-)
real Ref_crit = 320; //nmero de Reynolds crtico (-)
real p_diam = 0.0003; //dimetro de particula lagrangeana (m)
```

```

real r = 0.007;      //raio da tubulao (m)

//Calculo termo fonte de tenso de cisalhamento na direao x
DEFINE_PROFILE(film_mass_source,tf,i)
{
real film_thickness, u_film_vel, v_film_vel, w_film_vel, u_gas_vel,
  v_gas_vel, w_gas_vel, C_fi, area_face, du, dv, dw, vel_mod,
  x_film_shear, y_film_shear, z_film_shear, area[ND_ND], x_wall_shear,
  y_wall_shear, z_wall_shear,sum, ent_mass_source, Jg, Jf, Ref,
  pos[ND_ND], r1, angle, x_inj, y_inj, z_inj, u_grad_P, v_grad_P,
  w_grad_P, rhogas, tau_i_x_p, tau_i_y_p, tau_i_z_p;

real flow_time = CURRENT_TIME;
face_t f;
cell_t c;
Thread *tc;

begin_f_loop(f,tf)
{
//Obtencao das propriedades do filme
film_thickness = F_EFILM_HEIGHT(f,tf);
u_film_vel = F_EFILM_U(f,tf);
v_film_vel = F_EFILM_V(f,tf);
w_film_vel = F_EFILM_W(f,tf);
c = F_CO(f,tf);
tc = THREAD_TO(tf);

//Obtencao das propriedades do gas
rhogas = C_R(c,tc);

```

```

u_gas_vel = C_U(c,tc);
v_gas_vel = C_V(c,tc);
w_gas_vel = C_W(c,tc);
u_grad_P = C_P_G(c,tc)[0];
v_grad_P = C_P_G(c,tc)[1];
w_grad_P = C_P_G(c,tc)[2];

//Calculo da tensao de cisalhamento interfacial padrao
tau_i_x_p = -(u_grad_P*(dh-2*film_thickness))/4;
tau_i_y_p = -(v_grad_P*(dh-2*film_thickness))/4;
tau_i_z_p = -(w_grad_P*(dh-2*film_thickness))/4;

//Calculo do coeficiente de friccao segundo [1]
C_fi = 0.005*(1+300*(film_thickness/dh));

//Calculo modulo da velocidade relativa gas-filme
du=u_gas_vel-u_film_vel;
dv=v_gas_vel-v_film_vel;
dw=w_gas_vel-w_film_vel;
sum=(du*du)+(dv*dv)+(dw*dw);
vel_mod=sqrt(sum);

//Calculo termo fonte de tensao de cisalhamento interfacial segundo [1]
x_film_shear=(C_fi*rhogas*vel_mod*(du))/2;
y_film_shear=(C_fi*rhogas*vel_mod*(dv))/2;
z_film_shear=(C_fi*rhogas*vel_mod*(dw))/2;

//Calculo termo fonte de tensao de cisalhamento na parede
x_wall_shear=((mu_l*3*u_film_vel)/film_thickness);

```



```

y_wall_shear=((mu_l*3*v_film_vel)/film_thickness);
z_wall_shear=((mu_l*3*w_film_vel)/film_thickness);

//Calculo termo fonte de massa por entranhamento
Jf = (4*u_film_vel*film_thickness)/dh;
Jg = u_gas_vel;
Ref = (rho_liq*Jf*dh)/mu_l;
if (Ref > Ref_crit)
    ent_mass_source =
        ((ke*rho_liq*C_fi*rho_gas*Jg*Jg*film_thickness)/sigma)*pow(rho_liq/rho_gas,n);
else
    ent_mass_source = 0.0;
F_AREA(area,f,tf);
area_face = NV_MAG(area);
F_CENTROID(pos,f,tf);
r1 = r-5*film_thickness;
angle = acos(pos[0]/r);
x_inj = r1*cos(angle);
y_inj = r1*sin(angle);
z_inj = pos[2];

//Alocacao dos termos fontes nas variveis de usuario
C_UDMI(c,tc,0) = x_film_shear;
C_UDMI(c,tc,1) = x_wall_shear;
C_UDMI(c,tc,2) = y_film_shear;
C_UDMI(c,tc,3) = y_wall_shear;
C_UDMI(c,tc,4) = z_film_shear;
C_UDMI(c,tc,5) = z_wall_shear;
C_UDMI(c,tc,6) = ent_mass_source;

```

```

C_UDMI(c,tc,7) = ent_mass_source*area_face;
C_UDMI(c,tc,8) = x_inj;
C_UDMI(c,tc,9) = y_inj;
C_UDMI(c,tc,10) = z_inj;
C_UDMI(c,tc,11) = tau_i_x_p;
C_UDMI(c,tc,12) = tau_i_y_p;
C_UDMI(c,tc,13) = tau_i_z_p;

F_PROFILE(f,tf,i) = -(ent_mass_source);
}
end_f_loop(f,tf)
}
//Injecao de particulas lagrangeanas
DEFINE_DPM_INJECTION_INIT(entrainment_inj,I)
{
    Particle *p;
    cell_t c;
    Thread *tc;
    loop(p,I->p_init)
    {
        c = P_CELL(p);
        tc = P_CELL_THREAD(p);
        P_POS(p)[0]=C_UDMI(c,tc,8);
        P_POS(p)[1]=C_UDMI(c,tc,9);
        P_POS(p)[2]=C_UDMI(c,tc,10);
        P_FLOW_RATE(p)= C_UDMI(c,tc,7);
        P_DIAM(p)=p_diam;
        P_VEL(p)[0]=C_U(c,tc);
        P_VEL(p)[1]=C_V(c,tc);
    }
}

```

```

        P_VEL(p) [2]=C_W(c,tc);
        C_UDMI(c,tc,11)=C_U(c,tc);
        C_UDMI(c,tc,12)=C_V(c,tc);
        C_UDMI(c,tc,13)=C_W(c,tc);
    }
}

//Calculo termo fonte de tensao de cisalhamento na direcao y
DEFINE_PROFILE(y_film_mom,tf,i)
{
    face_t f;
    cell_t c;
    Thread *tc;
    begin_f_loop(f,tf)
    {
        c = F_CO(f,tf);
        tc = THREAD_TO(tc);
        F_PROFILE(f,tf,i)= (C_UDMI(c,tc,2));
    }
    end_f_loop(f,tf)
}

//Calculo termo fonte de tensao de cisalhamento na direcao z
DEFINE_PROFILE(z_film_mom,tf,i)
{
    face_t f;
    cell_t c;
    Thread *tc;
    begin_f_loop(f,tf)

```

```

{
c = F_CO(f,tf);
tc = THREAD_TO(tf);
F_PROFILE(f,tf,i)= (C_UDMI(c,tc,4));
}
end_f_loop(f,tf)
}

//Calculo termo fonte de tensao de cisalhamento na direcao x
DEFINE_PROFILE(x_film_mom,tf,i)
{
face_t f;
cell_t c;
Thread *tc;
begin_f_loop(f,tf)
{
c = F_CO(f,tf);
tc = THREAD_TO(tf);

F_PROFILE(f,tf,i)= (C_UDMI(c,tc,0));
}
end_f_loop(f,tf)
}

```
