

**UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA E DE MATERIAIS
NÚCLEO DE ESCOAMENTO MULTIFÁSICO**

HENRIQUE KRAINER EIDT

**ANÁLISE DO DESENVOLVIMENTO DE FILME DE LÍQUIDO EM
ESCOAMENTO ASCENDENTE SOB EFEITO DOS CAMPOS
CENTRÍFUGO E GRAVITACIONAL**

DISSERTAÇÃO

CURITIBA

2017

HENRIQUE KRAINER EIDT

**ANÁLISE DO DESENVOLVIMENTO DE FILME DE LÍQUIDO EM
ESCOAMENTO ASCENDENTE SOB EFEITO DOS CAMPOS
CENTRÍFUGO E GRAVITACIONAL**

Dissertação de mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais da Universidade Tecnológica Federal do Paraná como requisito parcial para obtenção do título de “Mestre em Engenharia” – Área de Concentração: Engenharia Térmica.

Orientador: Prof. Dr. Paulo H. D. dos Santos

Coorientador: Prof. Dr. Rigoberto E. M. Morales.

CURITIBA

2017

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação

E34a Eidt, Henrique Krainer
2017 Análise do desenvolvimento de filme de líquido em escoamento ascendente sob efeito dos campos centrífugo e gravitacional / Henrique Krainer Eidt.-- 2017.
130 f.: il.; 30 cm.

Disponível também via World Wide Web.

Texto em português, com resumo em inglês.
Dissertação (Mestrado) - Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais, 2017.
Bibliografia: p. 111-114.

1. Escoamento bifásico. 2. Filme de líquido. 3. Modelos matemáticos. 4. Métodos de simulação. 5. Bombas centrífugas. 6. Gás - Escoamento. 7. Engenharia térmica. 8. Engenharia mecânica - Dissertações. I. Santos, Paulo Henrique Dias dos, orient. II. Melgarejo Morales, Rigoberto Eleazar, coorient. III. Universidade Tecnológica Federal do Paraná - Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais. IV. Título.

Biblioteca Ecoville da UTFPR, Câmpus Curitiba

TERMO DE APROVAÇÃO DE DISSERTAÇÃO Nº 301

A Dissertação de Mestrado intitulada: **Análise do Desenvolvimento de Filme de Líquido em Escoamento Ascendente Sob Efeito dos Campos Centrífugo e Gravitacional**, defendida em sessão pública pelo Candidato **Henrique Krainer Eidt**, no dia 05 de setembro de 2017, foi julgada para a obtenção do título de Mestre em Engenharia, área de concentração: Engenharia Térmica, e aprovada em sua forma final, pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais – PPGEM.

BANCA EXAMINADORA:

Prof. Dr. Paulo Henrique Dias dos Santos - Presidente - UTFPR

Prof. Dr. Luís Mauro Moura - PUC -PR

Prof. Dr. Moisés Alves Marcelino Neto - UTFPR

A via original deste documento encontra-se arquivada na Secretaria do Programa, contendo a assinatura da Coordenação após a entrega da versão corrigida do trabalho.

Curitiba, ____ de _____ de 20__.

Carimbo e assinatura do Coordenador do Programa

Dedicatória

Aos meus pais, Sergio e Walnea, me ensinaram que, independentemente da situação, todos temos a obrigação de sermos íntegros, honestos e bondosos. E que todos os sonhos podem ser conquistados, basta se empenhar e dedicar, pois DEUS estará sempre ao nosso lado.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente a Deus, por me capacitar, me abençoar e ter me dado forças nos momentos mais difíceis.

Ao meu pai, Sergio, que sempre buscou me ensinar com exemplos de como ser humilde e acreditar nas pessoas. Pela confiança que depositou em mim, para que eu pudesse alcançar todos os meus feitos.

A minha querida mãe, Walnea, que conseguiu me confortar em todos os momentos de angústia e tristeza. Pela capacidade de estar ao meu lado, falando tudo o que eu precisava ouvir para me dar forças.

Ao meu irmão, Arthur, que esteve ao meu lado todos esses anos sendo meu melhor amigo, fiel e companheiro. Por me aconselhar sempre buscar a se tornar uma pessoa melhor.

A minha namorada, Ana Paula, por ter trilhado esse caminho junto comigo, sentindo minhas dores e alegrias. Pelo incrível incentivo para que eu superasse todas as dificuldades e por me fazer tão bem.

Aos meus professores orientadores, Paulo e Rigoberto pelos ensinamentos, disposição, dedicação e a oportunidade.

Aos todos os meus colegas de laboratório, em especial a Carol e o Dunaiski, por me ajudarem a concluir essa etapa.

Ao meu amigo Jonathan que esteve comigo nessa jornada.

A todos os meus amigos, pelos incríveis momentos de alegrias, risadas e apoio.

A Universidade Tecnológica Federal do Paraná e seus professores que forneceram o fundamental conhecimento para a conclusão desse trabalho.

Ao NUEM, pela confiança e oportunidade de ser parte dessa equipe.

E a PETROBRAS pelo incentivo e apoio financeiro a pesquisa.

“Be more concerned with your character than your reputation, because your character is what you really are, while your reputation is merely what others think you are.”

John Wooden

EIDT, Henrique Krainer. Análise do Desenvolvimento de Filme de Líquido em Escoamento Ascendente Sob Efeito dos Campos Centrífugo e Gravitacional, 2017, Dissertação - Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curitiba, 130p.

RESUMO

O presente trabalho contempla a análise do desenvolvimento de filme de líquido em escoamento ascendente sob a ação dos campos centrífugo e gravitacional, localizado em uma câmara ciclônica de um sistema de distribuição. No estudo foi analisada a dinâmica de um escoamento bifásico líquido-gás a partir de simulações numéricas, tridimensionais e transientes. Na modelagem numérica do escoamento foi utilizado o modelo de dois fluidos euleriano-euleriano junto com o esquema compressivo para a captura da interface líquido-gás e o modelo de turbulência SST (*Shear Stress Transport*). As equações de balanço foram discretizadas utilizando o método dos volumes finitos baseados em elementos finitos. As simulações numéricas foram realizadas no *software* comercial ANSYS-CFX 15.0. O modelo numérico desenvolvido foi validado com base em dados experimentais fornecidos pelo NUEM (Núcleo de Escoamento Multifásico). Os resultados obtidos neste trabalho possibilitaram o entendimento da dinâmica do escoamento (formação, espalhamento, estabilidade e desenvolvimento) e como a variação das velocidades superficiais do líquido e do gás (0,5; 1,0; 1,5 e 2,0 m/s para ambas as fases) influenciam na estabilidade e no comportamento do escoamento de filme de líquido ascendente. Foi elaborado ainda um modelo matemático capaz de fornecer condições de comportamento médio de um escoamento no padrão golfadas para os casos analisados.

Palavras-chave: Câmara Ciclônica; Filme de Líquido; Campos Centrífugo e Gravitacional; Modelo Numérico, Estabilidade do Escoamento.

EIDT, Henrique Krainer. Analysis of the Ascendant Liquid Film Flow Development Under the Effect of Centrifugal and Gravitational Fields, 2017, MSc Thesis - Postgraduate Program in Mechanical and Materials Engineering, Federal University of Technology - Paraná, Curitiba, 130p.

ABSTRACT

Flows with free surface compose an important class of two-phase flows in the fluids mechanics. In various applications a thin film of liquid builds up on horizontal or vertical surfaces. This type of flow is denominated as liquid film flow. The present work contemplates the analysis of the development of liquid film in ascendant flow under the action of the centrifugal and gravitational fields, located in a cyclonic chamber of a distribution system. In the study, the dynamics of a liquid film flow were analyzed with the aid of three-dimensional and transient numerical simulations. The numerical model developed was validated based on experimental data provided by NUEM (Centre for Multiphase Flows). In the numerical modeling of the flow, were used the Eulerian-Eulerian two fluid model coupled with the compressive discretization scheme for the capture of the liquid-gas interface and the Shear Stress Transport turbulence model. The balance equations were discretized using the finite volume based on finite elements method. Numerical simulations were supported by the commercial software ANSYS-CFX 15.0. The results obtained in this work enabled the understanding of flow dynamics (formation, spreading, stability and development) and how the superficial velocities of liquid and gas (0.5, 1.0, 1.5 and 2.0 m/s for both phases) influence on the stability and behavior of the ascendant liquid film flow. A mathematical model capable of providing conditions that represent the average behavior of a slug flow pattern was also elaborate.

Keywords: Cyclonic Chamber; Liquid Film; Centrifugal and Gravitational Fields; Numerical Model, Flow Stability.

ÍNDICE

AGRADECIMENTOS	v
RESUMO	vii
ABSTRACT	viii
LISTA DE FIGURAS	xi
LISTA DE TABELAS	xv
LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS	xvi
LISTA DE SÍMBOLOS	xvii
LISTA DE SUBSCRITOS	xx
1 INTRODUÇÃO	21
1.1 Objetivos	26
1.2 Justificativa	27
1.3 Estrutura do Trabalho	28
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	29
2.1 Padrões de Escoamentos Ascendentes em Tubulações Verticais	29
2.2 Estudo do Escoamento Vertical Descendente de Filme de Líquido	32
2.3 Análise Física do Escoamento de Filme de Líquido Descendente	37
2.4 Síntese do Capítulo	40
3 MODELAGEM MATEMÁTICA	42
3.1 Modelo de Dois Fluidos Euleriano-Euleriano	42
3.2 Modelos Turbulência	44
3.2.1 Modelo $\kappa - \epsilon$	44
3.2.2 Modelo $\kappa - \omega$	45
3.2.3 Modelo SST (<i>Shear Stress Transport</i>)	46
3.3 Condições de Contorno	49
3.4 Síntese do Capítulo	52
4 MODELAGEM NUMÉRICA	53
4.1 Método de Volumes Finitos Baseado em Elementos Finitos	53
4.1.1 Aproximação do termo difusivo	57
4.1.2 Aproximação do termo advectivo	58
4.1.3 Acoplamento pressão-velocidade	59
4.1.4 Aproximação do termo transiente	60
4.1.5 Método de resolução das equações	60
4.1.6 Esquema compressivo para a superfície livre	62
4.2 Malha Numérica	63
4.2.1 Teste de malha	65
4.2.2 Teste de tempo total	67
4.2.3 Teste de passo de tempo	69
4.3 Síntese do Capítulo	70
5 RESULTADOS E DISCUSSÕES	72
5.1 Resultados Experimentais	72

5.1.1	Descrição da bancada experimental	72
5.1.2	Validação dos resultados numéricos	77
5.2	Resultados Numéricos	80
5.2.1	Análise do escoamento no interior da câmara ciclônica	80
5.2.2	Análise do escoamento em função das velocidades superficiais JL e JG	89
5.3	Síntese do Capítulo.....	105
6	CONCLUSÃO E SUGESTÕES	107
6.1	Sugestões.....	110
	REFERÊNCIAS	111
	APÊNDICE A – PROCESSO DE MÉDIA DAS EQUAÇÕES DE BALANÇO	115
	APÊNDICE B – MODELO MATEMÁTICO	121
	APÊNDICE C – ANÁLISES DE INCERTEZAS.....	126

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Esquema representativo: (a) separador VASPS; (b) filme de líquido na câmara de expansão do VASPS. (FONTE: NINAHUANCA, 2015).	22
Figura 1.2 – Representação esquemática do separador VASPS instalado no leito marinho, fora de escala. (FONTE: Adaptado de STORTI, 2013).....	23
Figura 1.3 – Esquema da câmara ciclônica do sistema de distribuição.....	24
Figura 1.4 – Câmara ciclônica.	26
Figura 2.1 – Padrões de escoamento bifásico vertical ascendente. (FONTE: Adaptado de TAITEL <i>et al.</i> , 1980).	30
Figura 2.2 – Mapa de fluxo generalista para uma tubulação com 26 mm de diâmetro e escoamento com direção vertical ascendente. (FONTE: Adaptado de BARNEA, 1986).	32
Figura 2.3 – Desenho esquemático da bancada experimental. (FONTE: Adaptado de ROSA, 1996).....	33
Figura 2.4 – Esquema representativo de distribuição de escoamento em uma seção transversal: (a) Distribuição simétrica; (b) Distribuição assimétrica.	35
Figura 2.5 – Balanço de forças em um elemento de filme de líquido na câmara de expansão em um escoamento descendente. (FONTE: NINAHUANCA <i>et al.</i> , 2015).....	38
Figura 2.6 – Efeito da força de espalhamento sobre um elemento de filme de líquido. (FONTE: NINAHUANCA <i>et al.</i> , 2015).....	39
Figura 3.1 – Domínio de estudo.....	50
Figura 3.2 – Esquema representativo da pulsação entre as vazões de líquido e de gás.....	50
Figura 4.1 – Volume de controle criado num vértice dos elementos finitos. (FONTE: Adaptado de ANSYS, 2015).....	54
Figura 4.2 – Elemento hexagonal. (FONTE: ANSYS, 2015).	56
Figura 4.3 – Elemento tetragonal. (FONTE: ANSYS, 2015).....	57
Figura 4.4 – Progressivo aumento da compressão de um filme de líquido escoando com superfície livre através da utilização do esquema compressivo.....	63
Figura 4.5 - Redução da espessura da interface ao utilizar o esquema compressivo.	63

Figura 4.6 – Malha numérica híbrida.....	64
Figura 4.7 – Comparação do comportamento da espessura do filme de líquido em duas diferentes alturas na câmara ciclônica.	67
Figura 4.8 – Teste de tempo total de escoamento com a análise em uma seção transversal na câmara ciclônica.	68
Figura 4.9 – Comparação do resultado das simulações alterando o passo de tempo.....	69
Figura 5.1 – Representação esquemática do circuito da bancada experimental desenvolvida pelo NUEM.....	73
Figura 5.2 – Técnicas de captura de filme de líquido: <i>Wiremesh</i> fornece a fração de vazio, α , e os canais do ultrassom concedem as espessuras locais.....	74
Figura 5.3 – (a) Representação do pulso-eco na câmara ciclônica. (b) Sinal de resposta do ultrassom.	75
Figura 5.4 – Comparação gráfica entre os resultados da espessura do filme de líquido numérico e experimental: (a) resultado numérico pelos do ultrassom; (b) resultado numérico pelos do <i>wiremesh</i>	78
Figura 5.5 – Comparação entre os resultados experimentais <i>wiremesh</i> e ultrassom.	79
Figura 5.6 – Distribuição das fases líquido-gás na câmara ciclônica com: (a) comportamento médio no tempo; (b) $t = 0,4$ s; (c) $t = 0,8$ s; e (d) $t = 1,0$ s.....	80
Figura 5.7 – Variação da espessura média do filme de líquido ao longo do tempo, na posição de 190 mm de altura na câmara ciclônica.	82
Figura 5.8 – Variação da espessura média do filme de líquido ao longo do tempo juntamente com frequência da fração de vazio na entrada da câmara.	82
Figura 5.9 – Campo de pressão em: (a) $t = 0,4$ s; (b) $t = 0,8$ s; e (c) $t = 1,0$ s.	83
Figura 5.10 – Comportamento relativo da fase gasosa mostrando: (a) as linhas de correntes; e (b) o campo da velocidade média.	85
Figura 5.11 – Comportamento relativo da fase líquida mostrando: (a) as linhas de correntes; e (b) o campo da velocidade média.	86
Figura 5.12 – Campo de vorticidade médio ao longo do tempo.	87
Figura 5.13 – Campo de intensidade turbulenta.....	89

Figura 5.14 – Variação do número de Froude no domínio da câmara ciclônica por JG, para diferentes JL.	91
Figura 5.15 – Variação da espessura média do filme de líquido em função do tempo para JG=1,5 m/s.	91
Figura 5.16 – Média temporal da espessura em uma região da câmara ciclônica para JG=1,5 m/s e: (a) JL=0,5 m/s; (b) JL=1,0 m/s; (c) JL=1,5 m/s; e (d) JL=2,0 m/s.	92
Figura 5.17 – Velocidade média no interior da câmara ciclônica para todos os JG e JL. (a) Velocidade axial média; (b) Velocidade tangencial média.	93
Figura 5.18 – Variação espessura média do filme de líquido na saída pelo JL, para diferentes JG.	94
Figura 5.19 – Representação da área ocupada pela fase gasosa em um plano qualquer no domínio da câmara ciclônica.	95
Figura 5.20 – Variação da intensidade turbulenta no domínio da câmara ciclônica por JL, para diferentes JG.	95
Figura 5.21 – Variação da espessura média do filme de líquido em função do tempo, para duas velocidades fixas de líquido, JL=0,5 m/s e JL=2,0 m/s.	96
Figura 5.22 – Variação da vorticidade média no domínio da câmara ciclônica por JL, para diferentes JG.	98
Figura 5.23 – Comportamento do número de Reynolds ao longo da câmara ciclônica para todas as velocidades de JG e JL.	99
Figura 5.24 – Comportamento da espessura média no interior da câmara ciclônica para diferentes JG, com: 0,5 m/s; 1,0 m/s; 1,5 m/s; e 2,0 m/s.	101
Figura 5.25 – Ângulo do vetor velocidade tangente a linha de corrente.	102
Figura 5.26 – Variação do ângulo médio das linhas de correntes ao longo.	103
Figura 5.27 – Variação do ângulo médio das linhas de correntes ao longo da câmara ciclônica para dois casos distintos.	104
Figura A.1 – Curva de uma propriedade genérica de um escoamento turbulento variando no tempo e no espaço. (FONTE: Adaptado de WILCOX, 2000).	115
Figura B.1 – Placa de aquisição wiremesh 12x12 fios.	121
Figura B.2 – Gráfico da fração de vazio x tempo. Sinal na entrada antes da câmara ciclônica para o caso de JL = 1,0 m/s e JG = 1,0 m/s.	122

Figura B.3 – Gráfico da fração de vazio x tempo para enfatizar a entrada de duas células unitárias no sistema.	122
Figura B.4 – (a) Condição de entrada no modelo numérico em dois diferentes casos. (b) Representação das variáveis médias retiradas dos dados experimentais e utilizadas nas condições de entrada das simulações.	123

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 – Grade de simulações.	51
Tabela 4.1 – Comparação das malhas na influência do número de elementos.....	66
Tabela 4.2 – Comparação da fração de vazio média a partir da frequência da célula unitária do escoamento em golfadas.	68
Tabela 4.3 – Variação da fração de vazio média com o aumento do passo de tempo.	70
Tabela 4.4 – Resumos das equações.....	70
Tabela 4.5 – Resumo dos resultados dos testes de malha.	71
Tabela 5.1 – Comparação dos dados experimentais, provenientes do <i>wiremesh</i> e ultrassom, com os resultados numéricos.....	77
Tabela A.1 – Propriedades de médias temporais.....	117
Tabela B.1 – Valores utilizados na condição de entrada no modelo numérico.	125
Tabela C.1 – Incertezas padrões relativas nos instrumentos utilizados	129
Tabela C.2 – Incertezas padrão relativas calculadas.	130

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

LCO	- <i>Liquid Carry-Over</i>
UTFPR	- Universidade Tecnológica Federal do Paraná
GLCC	- <i>Gas/Liquid Cylindrical Cyclone</i>
VASPS	- <i>Vertical Annular Separation and Pumping System</i>
SST	- <i>Shear Stress Transport</i>
BCS	- Bomba Centrífuga Submersa
MVbEF	- Método de Volumes Finitos baseado em Elementos Finitos
UDF	- <i>User Defined Function</i>
NUEM	- Núcleo de Escoamento Multifásico

LISTA DE SÍMBOLOS

A	- Superfície de controle de integração	$[m^2]$
\forall	- Volume de controle	$[m^3]$
$CD_{k\omega}$	- Função limitadora do modelo de turbulência	$[-]$
$C_{\varepsilon 1}$	- Coeficiente de fechamento do modelo de turbulência	$[-]$
$C_{\varepsilon 2}$	- Coeficiente de fechamento do modelo de turbulência	$[-]$
C_{μ}	- Coeficiente de fechamento do modelo de turbulência	$[-]$
D	- Diâmetro	$[m]$
F_1	- Função de mistura do modelo de turbulência	$[-]$
F_2	- Função de mistura do modelo de turbulência	$[-]$
Fr	- Número de Froude	$[-]$
g	- Aceleração da gravidade	$[m \cdot s^{-2}]$
JG	- Velocidade superficial da fase gasosa	$[m \cdot s^{-1}]$
JL	- Velocidade superficial da fase líquida	$[m \cdot s^{-1}]$
k	- Energia cinética turbulenta	$[m^2 \cdot s^{-2}]$
M	- Transferência de quantidade de movimento na interface	$[kg \cdot m \cdot s^{-2}]$
\dot{m}	- Fluxo mássico	$[kg \cdot s^{-1}]$
P	- Média da pressão	$[Pa]$
p	- Pressão	$[Pa]$
p_i'	- Flutuação da pressão	$[Pa]$
P_k	- Produção de energia turbulenta	$[m^2 \cdot s^{-3}]$
Q_L	- Vazão	$[m^3 \cdot s^{-1}]$
R_0	- Raio da câmara de expansão	$[m]$
Re	- Número de Reynolds	$[-]$
S	- Termo fonte	$[-]$
S_{ij}	- Tensor tensão deformação	$[Pa]$
t	- Tempo	$[s]$
u	- Velocidade na direção x	$[m \cdot s^{-1}]$
\overline{V}_i	- Média temporal da velocidade	$[m \cdot s^{-1}]$
\mathbf{v}	- Vetor velocidade	$[m \cdot s^{-1}]$

v	- Velocidade na direção y	$[m \cdot s^{-1}]$
w	- Velocidade na direção z	$[m \cdot s^{-1}]$
y^+	- Distância adimensional	$[-]$
α	- Fração volumétrica	$[-]$
α_0	- Coeficiente de fechamento do modelo de turbulência	$[m^2 \cdot s^{-3}]$
α_1	- Coeficiente de fechamento do modelo de turbulência	$[m^2 \cdot s^{-3}]$
α_2	- Coeficiente de fechamento do modelo de turbulência	$[m^2 \cdot s^{-3}]$
β'	- Função não linear para interpolação dos termos advectivos	$[-]$
β^*	- Coeficiente de fechamento do modelo de turbulência	$[m^2 \cdot s^{-3}]$
β_ω	- Coeficiente de fechamento do modelo de turbulência	$[m^2 \cdot s^{-3}]$
$\beta_{\omega 1}$	- Coeficiente de fechamento do modelo de turbulência	$[m^2 \cdot s^{-3}]$
$\beta_{\omega 2}$	- Coeficiente de fechamento do modelo de turbulência	$[m^2 \cdot s^{-3}]$
Γ	- Transferência de massa na interface	$[kg \cdot s^{-1}]$
δ	- Espessura do filme	$[m]$
Δn	- Distância entre o primeiro e segundo ponto de integração a partir da parede	$[m]$
ε	- Taxa de dissipação turbulenta	$[m^2 \cdot s^{-3}]$
μ	- Viscosidade dinâmica	$[kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}]$
μ_T	- Viscosidade dinâmica turbulenta	$[kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}]$
ν	- Viscosidade cinemática	$[m \cdot s^{-2}]$
ν_T	- Viscosidade cinemática turbulenta	$[m \cdot s^{-2}]$
ρ	- Massa específica	$[kg \cdot m^{-3}]$
σ_{k1}	- Coeficiente de fechamento do modelo de turbulência	$[-]$
σ_{k2}	- Coeficiente de fechamento do modelo de turbulência	$[-]$
σ_{k3}	- Coeficiente de fechamento do modelo de turbulência	$[-]$
σ_ε	- Coeficiente de fechamento do modelo de turbulência	$[-]$
σ_ω	- Coeficiente de fechamento do modelo de turbulência	$[-]$
$\sigma_{\omega 1}$	- Coeficiente de fechamento do modelo de turbulência	$[-]$
$\sigma_{\omega 2}$	- Coeficiente de fechamento do modelo de turbulência	$[-]$
$\sigma_{\omega 3}$	- Coeficiente de fechamento do modelo de turbulência	$[-]$
\mathbf{T}	- Tensor de Tensões	$[Pa]$

τ_ω	- Tensão de cisalhamento na parede	[Pa]
Φ	- Média da propriedade genérica	[-]
ϕ	- Propriedade genérica	[-]
ϕ'	- Flutuação da propriedade genérica	[-]
Φ_1	- Modelo de turbulência k – ω	[-]
Φ_2	- Modelo de turbulência k – ϵ	[-]
Φ_3	- Modelo de turbulência SST	[-]
Ψ	- Média da propriedade genérica	[-]
ψ	- Propriedade genérica	[-]
ψ'	- Flutuação da propriedade genérica	[-]
ω	- Taxa de dissipação turbulenta específica	[s ⁻¹]

Subscritos

- L - Líquido
- G - Gás
- n - Entrada da câmara (*nozzle*)
- k - Fase
- D - Arrasto
- CVC - Centro do volume de controle
- ip - Ponto de integração
- up - *Upwind*

1 INTRODUÇÃO

Escoamentos multifásicos compõem uma classe importante na área de ciências térmicas na engenharia, sendo caracterizados por uma mistura composta de duas ou mais fases, as quais podem ser líquidas, gasosas ou partículas dispersas. Tais escoamentos são encontrados tanto na natureza como na indústria nos mais variados padrões e composições. Dentre eles está o escoamento bifásico, do tipo líquido-gás, que é muito estudado por ser encontrado em diversos processos industriais, como na indústria química, alimentícia, de geração de energia e no processo de extração de petróleo (OFUCHI *et al.*, 2012).

Os escoamentos bifásicos líquido-gás aparecem em diversos padrões, uma ramificação desses padrões é denominada de escoamento com superfície livre, o qual tem como característica uma interface que separa a fase líquida da fase gasosa. Dentro dessa classe, quando uma película líquida escoar por uma superfície sólida vertical ou horizontal recebe o nome de filme de líquido. Escoamentos de filme de líquido com superfície livre estão presentes em certas aplicações, como por exemplo: sistemas de refrigeração em reatores nucleares, lubrificação de equipamentos em mancais, sistemas de secagem e de dessalinização e em câmaras ciclônicas de separadores bifásicos líquido-gás (MALAMATENIOS, 1994).

Os separadores bifásicos de líquido-gás, aplicados nos processos industriais de produção e extração de petróleo, são projetados com a finalidade de utilizar a ação das forças centrífuga e gravitacional para promover a separação das fases e permitir o uso de sistemas de bombeamento centrífugo como técnica de elevação de petróleo. Dentre os diversos tipos de separadores utilizados em cenários de produção de petróleo em águas profundas, em dois deles há a formação de filme de líquido, sendo eles: o GLCC (*Gas-Liquid Cylindrical Cyclone*) e o VASPS (*Vertical Annular Separation and Pumping System*) (NINAHUANCA *et al.*, 2015).

Um esquema representativo do separador VASPS é apresentado na Figura 1.1-(a). O escoamento bifásico, que advém de poços de petróleo a partir de um *manifold*, entra por um bocal convergente na câmara de expansão. Posteriormente, o escoamento atravessa canal helicoidal e, por fim, estaciona-se na piscina do VASPS.

A bomba centrífuga submersa (BCS) instalada nessa etapa de extração, na parte inferior do separador, impulsiona a fase líquida através da linha de óleo e a fase gasosa é elevada por diferença de massa específica pela linha de gás.

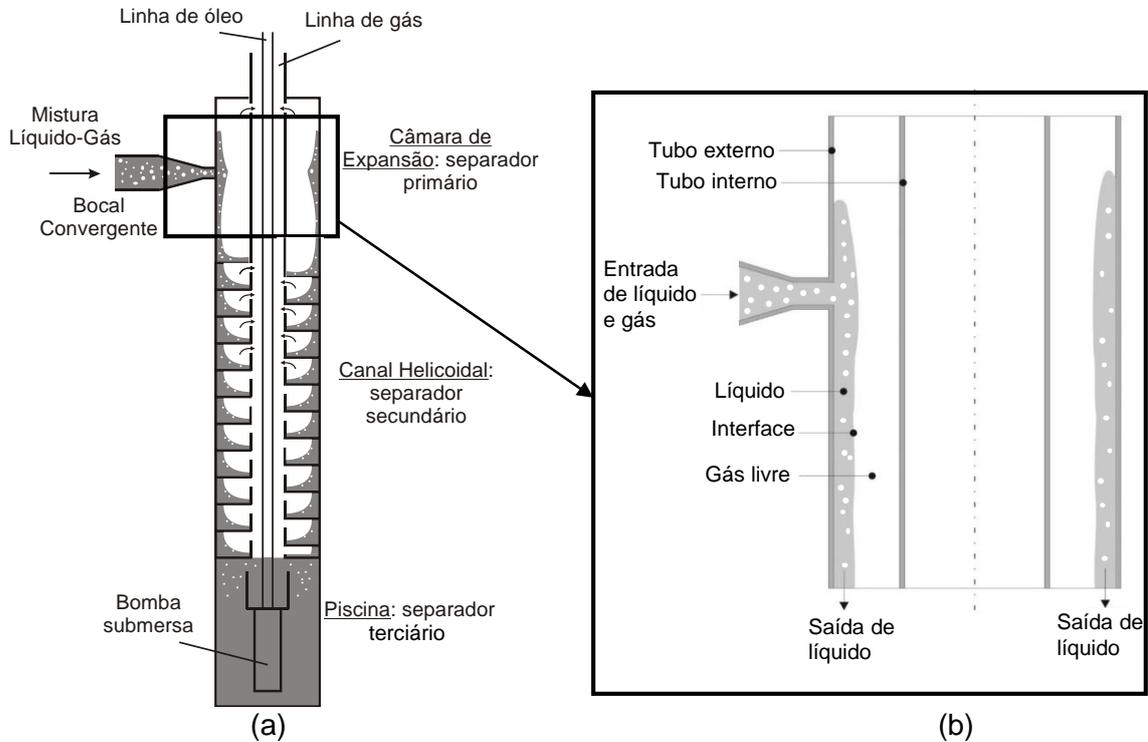


Figura 1.1 – Esquema representativo: (a) separador VASPS; (b) filme de líquido na câmara de expansão do VASPS. (FONTE: NINAHUANCA, 2015).

A separação das fases líquido-gás no VASPS ocorre quando o escoamento atravessa as três etapas de separação no interior do equipamento. As etapas são: o separador primário ou câmara de expansão, seguido pelo separador secundário ou canal helicoidal e, finalmente, o separador terciário ou piscina. A segregação das fases acontece devido à ação combinada do campo gravitacional e dos efeitos centrífugos. O campo centrífugo é gerado em função do posicionamento tangencial do bocal convergente, da curvatura da câmara de expansão e da torção do canal helicoidal. Dessa forma, progressivamente, as bolhas da fase gasosa se deslocam para o centro do separador e, conseqüentemente, para o canal de saída na parte superior.

A maior taxa de separação no separador VASPS é realizada no separador primário, porém cuidados devem ser tomados para garantir que o processo de separação ocorra em uma situação de operação normal. Na Figura 1.1-(b), é

esquemático o escoamento no interior da câmara de expansão do VASPS, onde ocorre a formação do filme de líquido na parede da câmara. O entendimento da dinâmica desse filme de líquido descendente, sob o efeito dos campos centrífugo e gravitacional, auxilia no correto dimensionamento da câmara de expansão do separador VASPS (AZEVEDO *et al.*, 2012).

Esse sistema de separação é instalado, normalmente, no leito marinho para que agilize o processo de extração do petróleo em águas ultraprofundas. Uma representação esquemática do separador VASPS é apresentada na Figura 1.2, em que se observa o separador bifásico líquido-gás instalado no leito marinho.

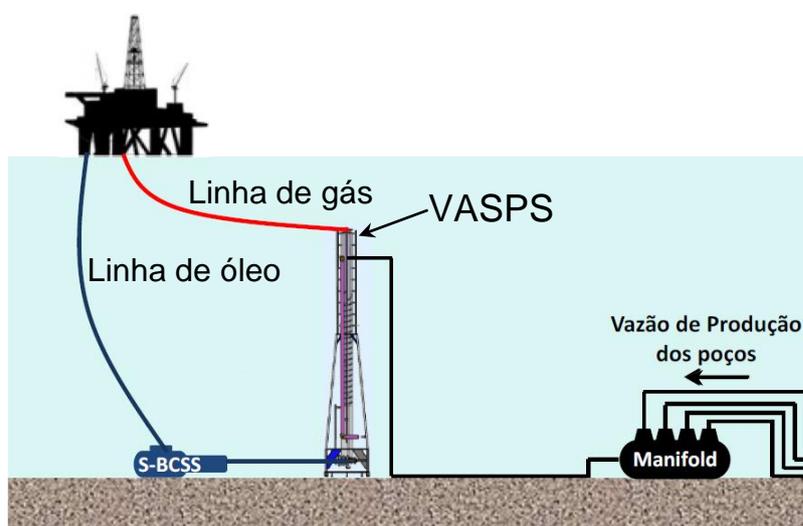


Figura 1.2 – Representação esquemática do separador VASPS instalado no leito marinho, fora de escala. (FONTE: Adaptado de STORTI, 2013).

O escoamento passa pelo *manifold* e escoar para o separador pelo bocal posicionado na parte superior, câmara de expansão. Retiram-se a fase gasosa pela linha de gás e a fase líquida é bombeada através da Bomba Centrífuga Submersa (BCS) para a plataforma de extração e produção de petróleo (STORTI, 2013).

Devido à importância desse separador no processo de produção de petróleo, ainda há algumas desvantagens na utilização desse tipo de equipamento. A principal dificuldade está nos processos de instalação e manutenção no leito marinho em águas profundas devido à elevada dimensão do separador (aproximadamente 30 m de

altura). Uma outra dificuldade está na diminuição da eficiência de separação devido ao padrão de escoamento na entrada do separador.

Com o objetivo de viabilizar o projeto do separador submarino VASPS para aplicação em cenários de águas profundas e ultraprofundas, onde a dimensão (tamanho) do separador é um limitante, existe a possibilidade de dividir o escoamento para o uso de mais de um separador conectado em paralelo com menor vazão.

A divisão da vazão do escoamento para mais separadores, pode levar uma diminuição considerável nas dimensões do equipamento, principalmente na altura. Desse modo, facilitará a construção, instalação e manutenção do sistema de separação na produção de petróleo. Porém, estudos devem ser desenvolvidos para definir a melhor configuração do distribuidor que garanta uma equitativa distribuição das fases líquida e gasosa para qualquer tipo de regime padrão de escoamento.

Neste cenário, a Figura 1.3 apresenta o distribuidor proposto para realizar a divisão das vazões de líquido e gás em vários separadores, com as entradas e as saídas posicionadas tangencialmente à câmara ciclônica, na parte inferior e superior, respectivamente.

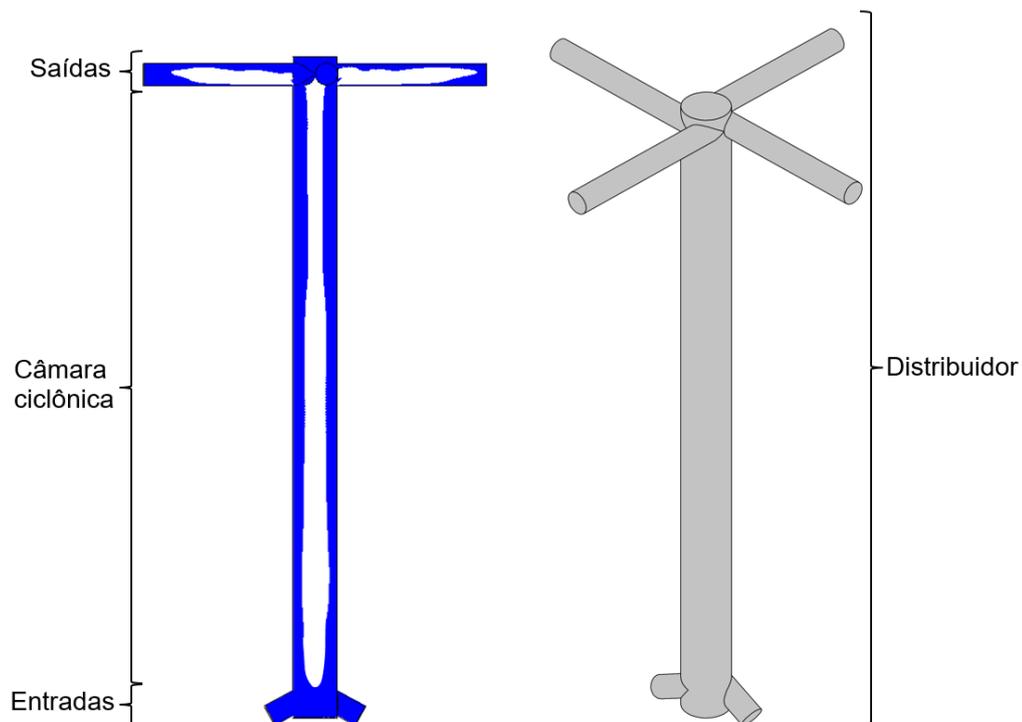


Figura 1.3 – Esquema da câmara ciclônica do sistema de distribuição.

O escoamento bifásico líquido-gás, ao entrar na câmara ciclônica, sofrerá ação do campo centrífugo, provocado pelo posicionamento tangencial das entradas e pela curvatura da parede da câmara. Induzido por esse campo centrífugo e pela diferença de massas específicas das fases, os fluidos se separam e se forma um escoamento de filme de líquido, com a fase líquida escoando na parede da câmara e o gás na parte central da tubulação até as saídas. As linhas de saída do distribuidor estão esquematizadas, neste caso, em quatro (04) dutos, que estarão conectados à quatro (04) separadores com dimensões reduzidas. Logo, no presente trabalho é apresentado um estudo numérico do desenvolvimento do filme de líquido no interior da câmara ciclônica.

Como o distribuidor ainda está no processo de desenvolvimento, optou-se por realizar um estudo numérico, com validação experimental, capaz de fornecer o comportamento de parâmetros do escoamento. E, também, como esses parâmetros (velocidade das fases, formação e espessura do filme de líquido, linhas de correntes, etc.) variam em função do aumento das vazões de líquido e gás. Para isso, foi utilizado a água como fluido líquido e o ar como a fase gasosa. E as dimensões da geometria foram reduzidas para facilitar a construção da bancada experimental.

A geometria utilizada nesse estudo está esquematizada na Figura 1.4, com apenas as entradas e a câmara ciclônica. Com as dimensões da câmara ciclônica de 26 mm de diâmetro e 340 mm de comprimento e as entradas com 30 mm de extensão, 13 mm de diâmetro e posicionadas com angulação de 62° com a vertical. A análise do trabalho especificou apenas no desenvolvimento e comportamento do filme de líquido ascendente, sem incluir as saídas do distribuidor mostradas na Figura 1.3, ou seja, sem a análise da divisão do escoamento para vários separadores.

A obtenção de um filme de líquido axissimétrico e uniforme na câmara ciclônica garante que as vazões de líquido e de gás sejam divididas, aproximadamente, equitativas em todas as quatro saídas (Ofuchi *et al.*, 2017). Para obter um filme de líquido estável e uniforme é necessário o conhecimento dos parâmetros que influenciam o escoamento e que forneçam informações para definir uma metodologia para o dimensionamento da câmara ciclônica e, conseqüentemente, do distribuidor.

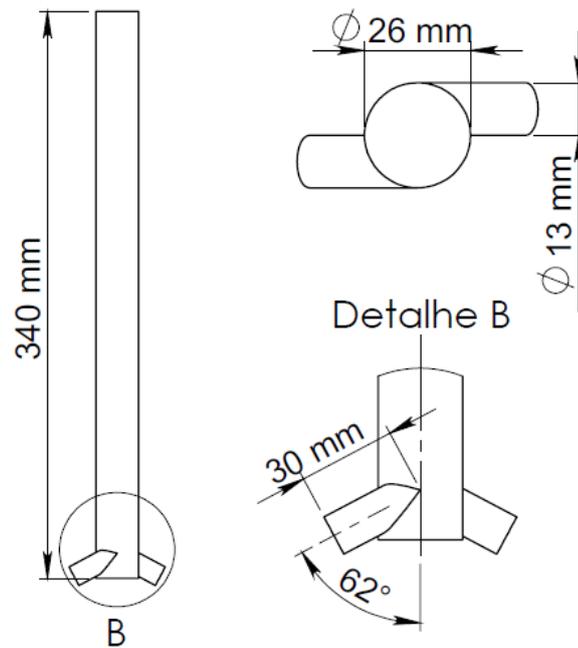


Figura 1.4 – Câmara ciclônica.

1.1 Objetivos

Neste trabalho é apresentado um estudo numérico com validação experimental do escoamento de filme de líquido ascendente sob o efeito dos campos centrífugo e gravitacional no interior da câmara ciclônica de um distribuidor. As simulações numéricas foram realizadas para diferentes condições de velocidade de líquido e gás. Os resultados experimentais foram aferidos a partir de dois sistemas de aquisições distintos, no entanto, avaliados na mesma posição.

Os objetivos específicos para esse trabalho foram:

- i) Desenvolvimento de um modelo matemático capaz de aproximar a condição do escoamento em golfadas, totalmente aleatório da bancada experimental, em um padrão de golfadas médio que se repete ao longo do tempo.
- ii) Elaboração do modelo numérico, a partir do programa computacional ANSYS-CFX 15, com o modelo de dois fluidos acoplado ao esquema de discretização compressiva para determinar o comportamento das fases no interior da geometria, e o modelo *Shear Stress Transport* (SST) para a modelagem da turbulência do escoamento.

- iii) Validação do modelo numérico a partir de resultados experimentais fornecidos pelo Núcleo de Escoamento Multifásico (NUEM), para que haja maior confiabilidade no modelo numérico.
- iv) Análise, a partir das simulações numéricas, do comportamento do escoamento no interior da câmara ciclônica e quais as variáveis que influenciam no desenvolvimento do filme de líquido. Análise da influência das velocidades superficiais do líquido e do gás nas seguintes variáveis: número de Froude, número de Reynolds, campo de velocidade, espessura do filme de líquido, vorticidade e intensidade turbulenta.

1.2 Justificativa

Na produção e extração de petróleo, o processo de separação de fases envolvendo o escoamento bifásico líquido-gás tem grande importância. Os separadores utilizados para este fim possuem alta eficiência de separação, entretanto possuem grandes dimensões o que dificulta a utilização desses equipamentos no leito marinho de águas profundas.

Uma alternativa para a redução nas dimensões dos separadores é a utilização de um sistema de distribuição que divide o escoamento, possibilitando o uso de mais de um separador. Espera-se que com esse distribuidor as vazões sejam separadas de forma equitativa em todas saídas. Além disso, com esse sistema a vazão líquido-gás será menor nos separadores viabilizando a diminuição nas dimensões.

No sistema de distribuição, dentro da câmara ciclônica, um escoamento de filme de líquido ascendente se forma, realizando uma separação prévia das fases. Desta maneira, as fases líquida e gasosa entram nos separadores previamente separadas.

O desenvolvimento de experimento numa escala real seria inviável devido ao custo e as suas dimensões. Portanto, simulações numéricas computacionais foram realizadas neste trabalho, em escala reduzida, a fim de desenvolver uma metodologia para compreender a estabilidade do filme de líquido no interior da câmara ciclônica em função dos principais parâmetros que influenciam o comportamento e o desenvolvimento do filme de líquido.

1.3 Estrutura do Trabalho

O presente trabalho é dividido em seis capítulos. O primeiro capítulo apresenta uma introdução do cenário de escoamentos bifásicos líquido-gás, sistemas de separação de fase instalados em águas profundas, um novo conceito de distribuidor, os objetivos e a justificativa do trabalho.

A revisão bibliográfica é apresentada no segundo capítulo, trazendo conceitos e definições que são utilizadas no desenvolvimento do trabalho e uma revisão abrangente de estudos já realizados referentes a análise de filme de líquido em escoamentos descendentes, visto que não foram encontrados estudos referentes a escoamento de filme de líquido ascendente.

Posteriormente, a modelagem matemática é apresentada no terceiro capítulo. As equações que constituem o modelo matemático são apresentadas e desenvolvidas, juntamente com as equações do modelo de turbulência e as condições de contorno do problema.

No quarto capítulo se apresenta a modelagem numérica, contendo o método adotado para a discretização das equações diferenciais, as aproximações utilizadas em cada termo, a geometria, a malha e os testes de malha, de passo de tempo e de tempo total.

No capítulo cinco são apresentadas as comparações dos resultados numéricos com os dados experimentais, descrição breve sobre a bancada experimental e validação do modelo numérico. Além disso, são discutidos diversos resultados obtidos com o modelo numérico desenvolvido para um escoamento de filme de líquido ascendente, realizando-se a análise da influência das velocidades de cada fase para estabilidade de comportamento do filme de líquido.

As conclusões são apresentadas no último capítulo, bem com as sugestões para trabalhos futuros.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo está retratada a revisão bibliográfica utilizada para o desenvolvimento do presente trabalho. A primeira parte apresenta as definições teóricas dos tipos de escoamentos utilizada no entendimento dos conceitos sobre o tema. Posteriormente, apresenta-se o estudo do escoamento vertical descendente de filme de líquido sob a ação dos campos centrífugo e gravitacional. E por fim, a física envolvida no escoamento de filme de líquido descendente.

2.1 Padrões de Escoamentos Ascendentes em Tubulações Verticais

Escoamentos bifásicos líquido-gás estão presentes em diversos processos industriais, principalmente na indústria petrolífera durante a extração e produção do petróleo. Estes escoamentos podem percorrer tubulações horizontais, inclinadas e verticais, dos poços de perfuração até as linhas de produção. Em produções *offshore* (águas profundas), essas linhas podem ter comprimentos significativamente longos, 1.000 a 10.000m, antes de chegar aos equipamentos de separação. Os tipos de regime de escoamento que ocorrem no interior dessas tubulações, muitas vezes, afetam a produção de petróleo. A fim de diminuir a interferência causada por esses regimes, utiliza-se componentes para controlar e analisar o tipo do escoamento que está ocorrendo.

Os escoamentos bifásicos líquido-gás possuem diversos padrões que dependem de parâmetros operacionais, tais como: velocidades superficiais de líquido e de gás, variáveis geométricas (diâmetro da tubulação e ângulo de inclinação) e propriedades físicas das duas fases (como tensão superficial entre os fluidos, massa específica e viscosidade do gás e do líquido).

Shoham (2006) definiu um conjunto de padrões de escoamento baseado em dados experimentais adquiridos ao longo de uma faixa de operação em função da inclinação da tubulação (horizontal, inclinado e vertical), podendo ser ascendente ou descendente. Este estudo está focado apenas em explicar os padrões de

escoamentos verticais ascendentes que são: bolhas dispersas, golfadas, *churn* (agitado) e anular, conforme mostra a Figura 2.1 e estão detalhados a seguir.

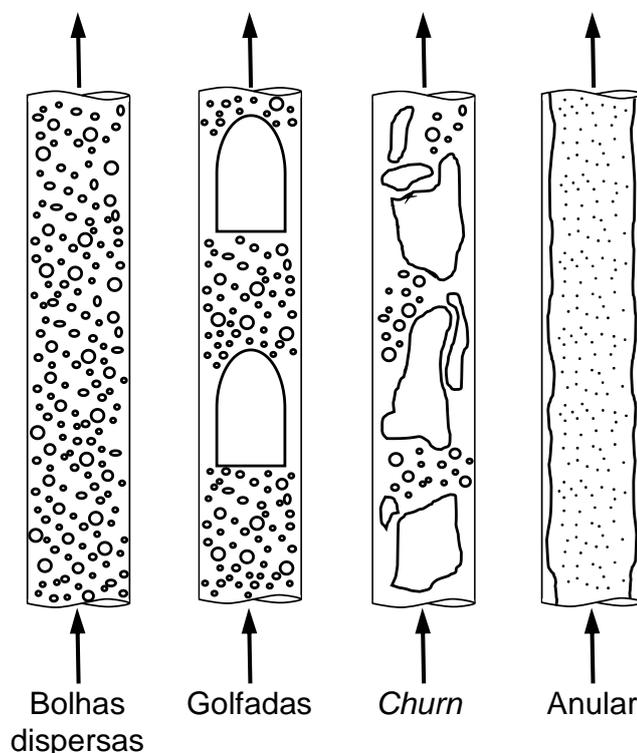


Figura 2.1 – Padrões de escoamento bifásico vertical ascendente. (FONTE: Adaptado de TAITEL *et al.*, 1980).

- i. Bolhas dispersas: neste padrão, a fase gasosa está dispersa em pequenas bolhas discretas, com movimento ascendente aleatório, em um meio contínuo da fase líquida. Para um escoamento vertical, a distribuição das bolhas em uma seção transversal da tubulação possui maior concentração em regiões próximas a parede, de maneira uniforme por toda seção transversal. Esse escoamento ocorre em duas condições: em vazões relativamente baixas de líquido e gás, com pouca turbulência; e com velocidade relativamente alta da fase gasosa, neste caso as bolhas dispersas não conseguem coalescer devido a elevada turbulência no escoamento. Esse segundo tipo é caracterizado pelo deslizamento entre as fases líquida e gasosa, resultando em altos valores de fração volumétrica de líquido.
- ii. Golfadas: é um escoamento do tipo intermitente, caracterizado, praticamente, por alternar uma bolha alongada e um pistão de líquido. O regime de escoamento vertical em golfadas possui a característica da bolha alongada ser simétrica em

relação ao eixo axial da tubulação. A maior parte da fase gasosa está localizada nas bolhas alongadas de gás, denominadas bolhas de Taylor, sendo o diâmetro dessas bolhas próximo ao do tubo. Um filme de líquido fino escoava para baixo entre a bolha de Taylor e a parede do tubo. Quando o filme de líquido se encontra com o pistão de líquido forma-se uma recirculação, que é um dos principais motivos para a formação da esteira logo abaixo da bolha de Taylor. O pistão de líquido, por causa dessa esteira, contém bolhas dispersas.

- iii. *Churn*: também conhecido como escoamento de transição, esse padrão é caracterizado por um movimento oscilatório da fase líquida. É similar ao escoamento em golfadas, porém muito mais agitado e sem interface facilmente identificável entre as fases líquida e gasosa. Ocorre para altas vazões de gás. Os pistões de líquido, entre as bolhas de Taylor, são menores e mais aerados quando comparado com o padrão golfadas. Como resultado, a bolha alongada tem seu formato de bolha alongada distorcido, o que conduz a um padrão instável e desordenado.
- iv. *Anular*: é caracterizado por uma fase contínua de gás no centro da tubulação, com velocidade maior, carregando gotículas de líquido, enquanto a fase líquida escoava, com velocidade menor, ao redor da parede interna da tubulação. Esse escoamento é associado a uma estrutura interfacial ondulada, que resulta em tensões de cisalhamento interfaciais maiores quando comparado com os outros padrões. Em escoamentos verticais, a espessura do filme de líquido ao redor da parede da tubulação é aproximadamente uniforme. O padrão anular ocorre com altas velocidades e concentrações de gás.

Predizer o padrão de um escoamento bifásico líquido-gás vertical ascendente torna possível determinar o comportamento das fases envolvidas, pois variam em função das velocidades das fases. No entanto, os modelos ou mapas de padrões de fluxos, a princípio, divergem uns dos outros quanto a valores absolutos e tendências, principalmente para escoamentos verticais.

Barnea (1986) desenvolveu um modelo generalista capaz de descrever o mapa de fluxo em função do diâmetro e inclinação da tubulação. Esse modelo foi desenvolvido a partir da unificação de diversos trabalhos desenvolvidos sobre o tema de mapas de fluxos. Assim, pôde-se determinar o mapa de fluxo para o diâmetro de

26 mm com o escoamento no sentido vertical ascendente, como mostrado na Figura 2.2.

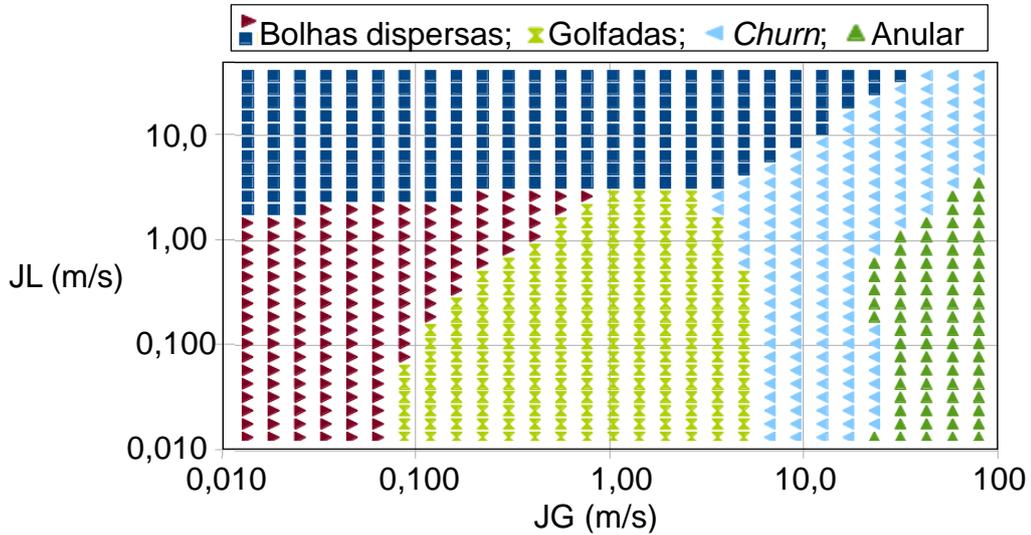


Figura 2.2 – Mapa de fluxo generalista para uma tubulação com 26 mm de diâmetro e escoamento com direção vertical ascendente. (FONTE: Adaptado de BARNEA, 1986).

Na Figura 2.2, pode-se observar os quatro tipos de escoamentos verticais ascendentes (bolhas dispersas, golfadas, *churn* e anular) mapeados em função das velocidades superficiais do líquido (JL) e do gás (JG). Nota-se que o padrão de bolhas dispersas possui as duas regiões explicadas anteriormente, em que o comportamento do escoamento difere pela magnitude da turbulência.

2.2 Estudo do Escoamento Vertical Descendente de Filme de Líquido

Diversos estudos vêm sendo feitos para entender o comportamento do escoamento de filmes de líquido em paredes verticais ou inclinadas sob o efeito dos campos gravitacional e centrífugo.

Rosa *et al.* (1996) realizaram um estudo numérico e experimental de um filme de líquido escoando na parede interna de uma câmara cilíndrica sob a ação dos campos centrífugo e gravitacional. As equações do modelo matemático desenvolvido (balanço de massa e de quantidade de movimento) foram simplificadas utilizando as

aproximações de camada limite. Eles utilizaram o método numérico Runge-Kutta para a solução do problema.

Foi desenvolvido no mesmo trabalho por Rosa *et al.* (1996) uma bancada experimental principalmente para medição da espessura do filme de líquido e das velocidades axial e tangencial do escoamento. Um desenho esquemático da câmara ciclônica e dos pontos de medições é apresentado na Figura 2.3, em que o bocal de entrada é posicionado tangencialmente a câmara de análise, para a formação do filme de líquido. Os pontos de medidas, posicionados a partir do bocal, são: 1 (185 mm); 2 (327 mm); e 3 (515 mm). Os dados experimentais foram utilizados para validar o modelo teórico e a diferença entre os resultados experimentais e teóricos, em termos absolutos, foi $\pm 0,6$ mm na espessura do filme de líquido. Por fim, os autores concluíram que quanto menor for a velocidade tangencial, o filme de líquido se aproxima do comportamento de filme de líquido em queda livre. Essa condição foi obtida quando o comprimento vertical da tubulação foi de 515 mm.

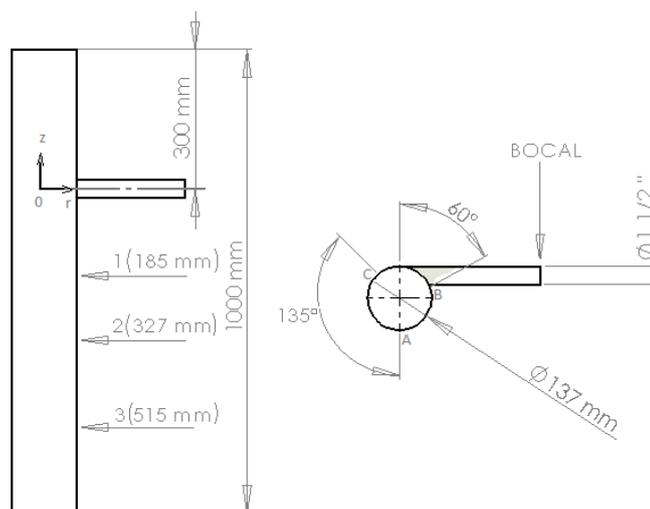


Figura 2.3 – Desenho esquemático da bancada experimental. (FONTE: Adaptado de ROSA, 1996).

Morandin (1999) desenvolveu um modelo matemático e analisou um filme de líquido sob a ação do campo centrífugo e gravitacional no interior da câmara de expansão do separador VASPS. No seu trabalho foi utilizada a bancada experimental desenvolvida por Rosa *et al.* (1996) para a validação dos resultados.

No modelo desenvolvido por Morandin (1999) foram utilizadas as equações de conservação na camada limite em coordenadas cilíndricas na forma integral, com a hipótese do escoamento estar completamente desenvolvido na direção tangencial e ter uma distribuição simétrica na seção transversal. Através deste modelo foi possível determinar o ângulo de inclinação das linhas de corrente, o campo de velocidade e a espessura do filme de líquido. Morandin (1999) obteve uma correlação teórica para prever o comportamento hidrodinâmico do filme de líquido em função dos números adimensionais de Reynolds (Re_{df}) e de Froude (Fr_{Qf}). O número adimensional de Reynolds relaciona as forças de inércia e viscosa, enquanto o número de Froude as forças de inércia e gravitacional. Esses números adimensionais são definidos como:

$$Re_{df} = \frac{Q_L}{2\pi R_0 \nu}, \quad (2.1)$$

$$Fr_{Qf} = \frac{Q_L}{\sqrt{g R_0^5}}, \quad (2.2)$$

onde Q_L é a vazão na entrada do líquido e R_0 é o raio da câmara de expansão, g é a gravidade e ν é a viscosidade cinemática.

No trabalho de Morandin (1999) foi demonstrado que quanto maior o número de Froude, melhores são as condições para a formação de um filme de líquido simétrico ao longo da seção transversal, como mostra a Figura 2.4, a qual apresenta um escoamento com distribuição simétrica (a) e assimétrica (b). Isso ocorre devido a baixos números de Fr proporcionar escoamentos com vazões menores de líquido e, em consequência, aumenta a intermitência do escoamento. O autor concluiu que quanto mais simétrico for o escoamento, mais eficiente será a separação das fases líquido-gás, devido à redução da espessura do filme de líquido.

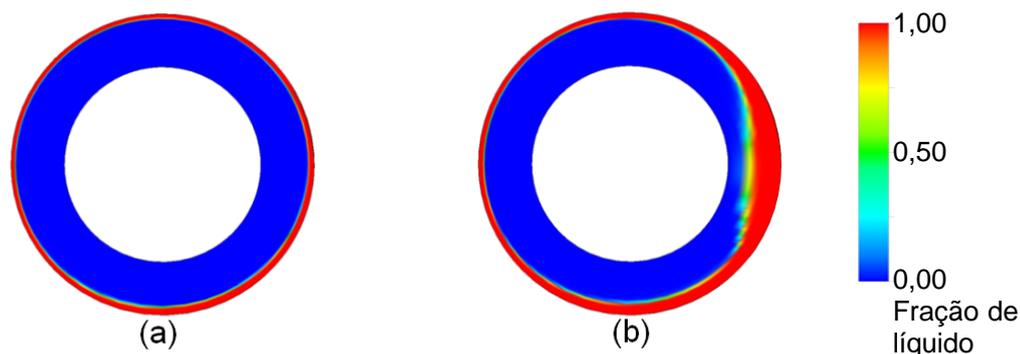


Figura 2.4 – Esquema representativo de distribuição de escoamento em uma seção transversal: (a) Distribuição simétrica; (b) Distribuição assimétrica.

Rosa *et al.* (2001) investigaram o comportamento de um separador ciclônico, utilizando experimentos com modelos em escala e protótipos, para o desenvolvimento de modelos mecanicistas do processo de separação de fases. Os testes em laboratório foram feitos utilizando misturas de ar e água ou fluidos viscosos a base de água. Os modelos mecanicistas propostos foram feitos a partir dos dados experimentais e da identificação de limitações do equipamento, em função dos parâmetros adimensionais, números de Reynolds e de Froude. Além disso, simulações em CFD foram feitas nas três partes do separador (câmara de expansão, canal helicoidal e piscina). E no separador primário observou-se a formação do filme de líquido e a altura que o escoamento alcançava ao se espalhar na câmara de expansão necessária para evitar o fenômeno de LCO (*Liquid Carry-Over*), em que o líquido “carrega” algumas bolhas de gás no filme de líquido. A capacidade de representação do modelo foi verificada por testes em campo, usando óleo de petróleo em protótipo de escala real.

Os resultados mostram que, além dos modelos mecanicistas preverem o escoamento com certa precisão, os separadores ciclônicos são capazes de processar escoamentos intermitentes e também misturas formadas por líquido, gás e partículas sólidas.

Sant’anna (2010) realizou um estudo numérico no interior da câmara de expansão do separador VASPS, analisando o comportamento do escoamento a partir do programa computacional ANSYS-CFX 10.0. O modelo utilizado foi o de dois fluidos euleriano-euleriano para a resolução das equações de conservação, além disso, o

modelo SST para modelar a turbulência e o esquema compressivo para analisar a interface líquido-gás.

As simulações numéricas realizadas por Sant'anna (2010) foram validadas utilizando os dados experimentais obtidos por Morandin (1999). O autor realizou simulações nas quais um escoamento bifásico (padrão de bolhas dispersas) entrava na câmara de expansão a fim de verificar a eficiência de separação das fases líquido e gás. Através dos seus resultados, o autor pode afirmar que o comportamento do filme de líquido independe da presença do gás disperso no filme. Isto quer dizer que, para um escoamento bifásico no padrão de bolhas dispersas, basta analisar o comportamento hidrodinâmico do escoamento de filme de líquido levando em consideração apenas os parâmetros da fase líquida.

Azevedo *et al.* (2012) realizaram um estudo numérico do escoamento bifásico também no interior de uma câmara de expansão do VASPS. O modelo foi capaz de calcular a eficiência de separação das fases, a espessura do filme de líquido, a angulação das linhas de correntes, tempo de residência do líquido no interior da câmara de expansão e a altura de elevação do filme de líquido em função dos parâmetros adimensionais Re_{df} e Fr_{Qf} .

O modelo desenvolvido por Azevedo *et al.* (2012) utilizou dados obtidos de simulações numéricas fazendo uso dos mesmos modelos utilizados por Sant'anna (2010). O modelo de dois fluidos, modelo SST e o esquema compressivo, com a versão ANSYS-CFX 12.0. Com esse estudo, Azevedo *et al.* (2012) observaram que com o aumento do número de Froude e a diminuição do número de Reynolds a espessura de filme aumentava, tanto no regime laminar quanto para o regime turbulento. E o aumento dos dois parâmetros adimensionais, Re_{df} e Fr_{Qf} , eleva os valores das velocidades tangencial e axial. Por fim, quando comparado o modelo desenvolvido pelo autor com os dados das simulações numéricas as diferenças foram abaixo de 10%.

Ninahuanca *et al.* (2016) realizaram um estudo numérico e experimental da caracterização do escoamento no interior da câmara de expansão do separador VASPS, semelhante ao estudo de Morandin (1999). Na bancada experimental utilizaram escoamento monofásico de líquido para analisar o desenvolvimento do filme

de líquido. Os dados experimentais coletados foram: espessura, velocidade e altura de elevação do filme de líquido, utilizando sistema de ultrassom, câmera de alta velocidade e sistema resistivo, respectivamente.

No modelo desenvolvido por Ninahuanca *et al.* (2016) o conceito de uma linha de corrente média foi utilizado para a análise da espessura e das velocidades do filme de líquido. Tais parâmetros variavam em função dos números adimensionais Reynolds e Froude, apresentados nas equações (2.1) e (2.2), respectivamente. Para realizar o fechamento das equações do modelo, foi necessário determinar os coeficientes extraídos de um estudo numérico devido à limitação do experimento, uma vez que a variação da vazão e da viscosidade de líquido, na bancada experimental, era inviável.

Com auxílio de algumas simulações em geometrias com dimensões maiores da câmara de expansão do separador, Ninahuanca *et al.* (2016) generalizou o modelo para os seguintes limites de condições de operações: $500 < Re_{\delta f} < 10000$, $0,05 < Fr_{Qf}^2 < 1,75$ e $0,085 < \phi_{\text{bocal}} / \phi_{\text{câmara}} < 0,148$. Dentro dessas faixas operacionais, o modelo desenvolvido pelos autores foi capaz de determinar o desenvolvimento da fase líquida, as velocidades tangencial e axial, e a espessura do filme de líquido em um escoamento descendente sob o efeito do campo centrífugo e gravitacional com alta precisão e em menor tempo que um estudo numérico.

2.3 Análise Física do Escoamento de Filme de Líquido Descendente

Estudos sobre escoamentos bifásicos líquido-gás de filme de líquido vertical ascendente sob a ação dos campos centrífugos e gravitacional não foram encontrados na literatura. Entretanto, a física envolvida no problema se assemelha ao de um escoamento de filme de líquido vertical descendente sob efeito dos mesmos campos, e foi encontrado uma análise a respeito desse tipo de escoamento.

Ninahuanca *et al.* (2015) propuseram um método para calcular a espessura e as velocidades axial e tangencial de um elemento fluido em um escoamento de filme de líquido. O escoamento ocorre no interior da câmara de expansão do separador bifásico VASPS, no sentido descendente, e as variáveis eram calculadas ao longo de uma linha de corrente média. Os autores realizaram o desenvolvimento do modelo a

partir da física do problema, entretanto, alguns coeficientes foram necessários para calibrar as equações do método. Esses coeficientes foram determinados a partir dos resultados de simulações numéricas.

Nessa abordagem, faz-se um balanço de forças em um elemento fluido, escoando pela linha de corrente média na parede da câmara de expansão, como pode ser visto na Figura 2.5. As forças presentes nesse balanço são: a força de cisalhamento na parede, F_w , a força peso, mg , e as forças decorrentes do espalhamento forçado de líquido promovido na entrada do separador, tanto na direção tangencial como na axial, F_{et} e F_{ew} , respectivamente.

As forças são posicionadas conforme a Figura 2.5 pelas seguintes características: a força de cisalhamento possui a mesma direção e sentido oposto relativo a velocidade da partícula fluida; a força peso sendo vertical para baixo. Já as forças de espalhamento são melhores explicadas pela Figura 2.6, em que a força centrífuga atua pressionando o fluido contra a parede e produzindo o espalhamento do filme, sendo t_2 um instante de tempo posterior a t_1 . As deformações causadas pela força centrífuga são Δt , Δr e Δz nas direções tangencial, radial e axial, respectivamente.

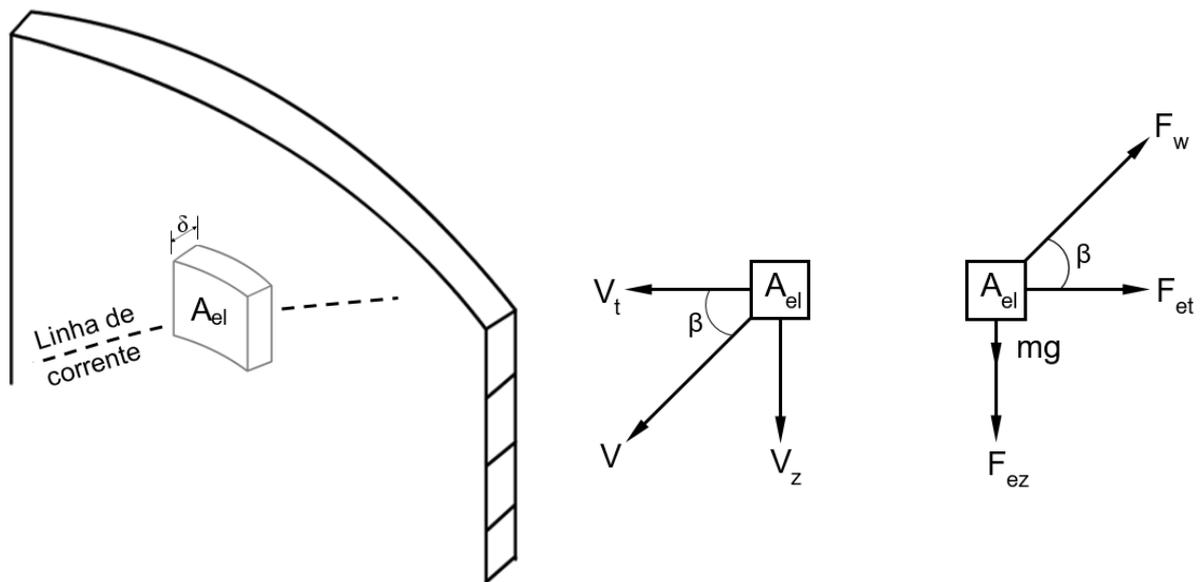


Figura 2.5 – Balanço de forças em um elemento de filme de líquido na câmara de expansão em um escoamento descendente. (FONTE: NINAHUANCA *et al.*, 2015).

Nota-se que a deformação axial aumenta a velocidade axial, enquanto que na direção tangencial ocorre o oposto, diminuindo a velocidade tangencial. Logo, as acelerações tangencial e axial indicam a direção e o sentido das forças de espalhamento tangencial e axial, respectivamente. Observa-se também que a deformação radial produz uma diminuição na espessura do filme de líquido. Em resumo, essas forças atuam sobre o escoamento através de dois mecanismos: acelerar o fluido na direção axial e a desacelerá-lo na direção tangencial.

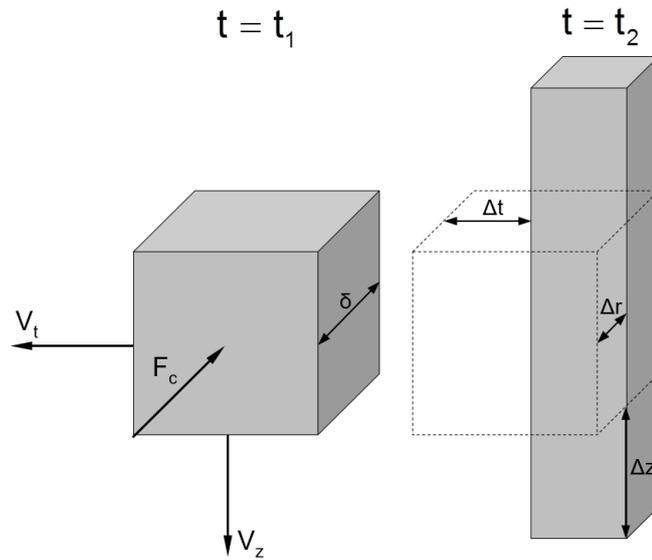


Figura 2.6 – Efeito da força de espalhamento sobre um elemento de filme de líquido. (FONTE: NINAHUANCA *et al.*, 2015).

As equações desenvolvidas por Ninahuanca *et al.* (2015), a partir do uso das simulações numéricas, para calcular as forças de espalhamento axial e tangencial são:

$$F_{ez} = K_z \Psi \tag{2.3}$$

$$F_{et} = K_t \Psi \tag{2.4}$$

$$\Psi = \left(\frac{mV_t^2}{r_{câm}} \right) \left(\frac{\delta}{\delta_{final}} \right) \left(\frac{\delta_{cr}}{\delta_{final}} \right) \tag{2.5}$$

em que K_z e K_t são coeficientes calibrados a partir de resultados numéricos, δ , δ_{cr} e δ_{final} são, respectivamente, a espessura local, a espessura crítica e a espessura final (em regime permanente) do filme de líquido, que também são estimadas no modelo, $r_{câm}$ o raio da câmara centrífuga do separador e V_t é a velocidade tangencial do líquido.

Com as forças de espalhamento calcula-se as velocidades pelas seguintes equações, obtidas a partir da aplicação da segunda lei de Newton em um elemento de fluido:

$$\frac{dV_t}{dt} = -\frac{\tau_w \cos\beta}{\rho\delta} - K_t \left(\frac{V_t^2}{r_{câm}} \right) \left(\frac{\delta}{\delta_{final}} \right) \left(\frac{\delta_{cr}}{\delta_{final}} \right), \quad (2.6)$$

$$\frac{dV_z}{dt} = g - \frac{\tau_w \sin\beta}{\rho\delta} + K_z \left(\frac{V_t^2}{r_{câm}} \right) \left(\frac{\delta}{\delta_{final}} \right) \left(\frac{\delta_{cr}}{\delta_{final}} \right), \quad (2.7)$$

onde τ_w é a tensão cisalhante e, assim como as espessuras, varia de acordo com o regime de turbulência (laminar, transição ou turbulento), β é o ângulo entre o vetor velocidade e a velocidade tangencial (mostrado na Figura 2.5).

Com as velocidades tangencial e axial pode-se determinar o comportamento de uma partícula líquida sobre uma linha de corrente média em um escoamento de filme de líquido descendente no interior da câmara de expansão do separador VASPS.

2.4 Síntese do Capítulo

A revisão bibliográfica foi dividida em três etapas para apresentar os estudos relacionados a base teórica do tema abordado no presente trabalho. Os trabalhos auxiliaram no desenvolvimento e na análise dos resultados obtidos para a conclusão desse estudo.

A primeira parte deste capítulo mostrou os padrões de escoamento em tubulações verticais no sentido ascendente e como estes tipos de escoamentos mudam de características em função das velocidades das fases. Essa revisão foi

realizada para determinar as condições operacionais desejadas para inicializar os testes experimentais e numéricos.

Posteriormente, foram apresentados estudos experimentais e numéricos a respeito de escoamentos de filme de líquido descendente sob a influência dos campos centrífugo e gravitacional. Essa etapa foi necessária para que houvesse um melhor entendimento das variáveis que influenciam este tipo de escoamento e, também, como os estudos numéricos e experimentais foram realizados e analisados. Os estudos se concentraram na análise do escoamento no interior de uma câmara de expansão, presente no separador bifásico líquido-gás VASPS.

Na terceira parte desse capítulo, demonstrou-se a análise física de uma partícula líquida percorrendo em uma linha de corrente média em um escoamento vertical descendente, no interior da câmara de expansão do separador VASPS. O estudo foi importante para identificar quais parâmetros físicos exercem maior influência para modelar matematicamente o escoamento.

Durante a revisão bibliográfica não foi encontrado estudos referentes ao desenvolvimento de filme de líquido vertical ascendente. Assim, a presente proposta vem contribuir com um estudo acadêmico sobre o comportamento e desenvolvimento das variáveis que influenciam nesse tipo de escoamento. Além disso, esse estudo ajudará na elaboração de um distribuidor em desenvolvimento e construção pelo NUEM.

3 MODELAGEM MATEMÁTICA

Nesta seção será abordada de forma simplificada a modelagem matemática referente ao escoamento bifásico líquido-gás. Para a modelagem do problema será utilizado o modelo de dois fluidos euleriano-euleriano não homogêneo junto com o esquema compressivo para a captura da interface de superfície livre e o modelo de turbulência SST.

3.1 Modelo de Dois Fluidos Euleriano-Euleriano

O modelo de dois fluidos é amplamente utilizado na resolução de problemas de escoamentos bifásicos, tais como o escoamento de filme de líquido. Neste modelo é realizado um processo de médias nas equações da conservação da massa e da conservação da quantidade de movimento, de maneira que cada fase é considerada como um fluido contínuo (ISHII e HIBIKI, 2005). Esse modelo é não homogêneo, pois o campo de velocidade é resolvido para cada fase considerando as interações interfaciais entre elas.

O processo de média das equações do modelo pode ser encontrado no APÊNDICE A. As equações resultantes, do modelo de dois fluidos euleriano-euleriano para um escoamento bifásico após esse processo matemático de médias, são apresentadas a seguir.

A equação (3.1) representa a conservação da massa do modelo de dois fluidos e é resolvida para cada fase presente no escoamento:

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{U}_k) = \Gamma_k, \quad (3.1)$$

onde k se refere à fase ($k=1$ para líquido e $k=2$ para gás), α_k é a fração volumétrica e que $\sum \alpha_i = 1$, ρ_k é a massa específica, \mathbf{U}_k é o vetor velocidade e Γ_k é a transferência de massa entre as fases.

Do lado esquerdo da igualdade da Equação 3.1, o primeiro termo representa a variação da taxa da massa específica da fase k no tempo e o segundo termo a variação do fluxo de massa na superfície de controle. O termo do lado direito da igualdade representa a transferência de massa entre as fases, que no presente estudo foi considerado igual a zero (WHITE, 2009).

A equação da conservação da quantidade de movimento, que também é aplicada para cada fase do escoamento, está descrita na Equação (3.2):

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k \mathbf{U}_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{U}_k \mathbf{U}_k) = -\nabla (\alpha_k P_k) + \alpha_k \rho_k \mathbf{g}_k + \nabla \cdot (\alpha_k \mathbf{T}) + \mathbf{S}_k, \quad (3.2)$$

onde P_k é a pressão, \mathbf{g}_k é a aceleração da gravidade, \mathbf{T} é o tensor de tensões de Reynolds e \mathbf{S}_k é a transferência de quantidade de movimento entre as fases.

Os termos do lado esquerdo Equação 3.2 representam as acelerações temporal e convectiva (advecção) da fase k . À direita, os termos representam o gradiente de pressão, a força gravitacional, a transferência de quantidade de movimento entre as fases e o somatório das difusões viscosas e turbulentas, respectivamente (YEOH e TU, 2009).

As equações que descrevem o escoamento formam um conjunto de equações diferenciais parciais de segunda ordem, não lineares, e possuem parâmetros acoplados e, até o momento, não existe uma solução analítica genérica para essas equações (DEWAN, 2010). Tornando-se necessário a utilização de simplificações e programas computacionais para a solução. Além disso, está explicado a seguir o modelo de turbulência utilizado no presente trabalho para calcular o tensor de tensões de Reynolds, que é dado por:

$$\mathbf{T} = -\nu_t \left(\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \kappa \delta_{ij} \quad (3.3)$$

onde ν_t é a viscosidade turbulenta e κ a energia cinética turbulenta.

3.2 Modelos Turbulência

O modelo de turbulência utilizado para o cálculo do tensor de tensões de Reynolds, equação (3.3), foi o SST. Este modelo descreve os efeitos de transporte de propriedades turbulentas por convecção e por difusão, além da produção e destruição de turbulência. Como tal modelo combina dois modelos da literatura, modelo $\kappa - \varepsilon$ e $\kappa - \omega$, está apresentado brevemente cada um deles para facilitar o entendimento do modelo SST.

3.2.1 Modelo $\kappa - \varepsilon$

Launder e Spalding (1974) desenvolveram um modelo de duas equações, referenciado como $\kappa - \varepsilon$ padrão, em que a viscosidade turbulenta é modelada em função da energia cinética turbulenta, κ , e da taxa de dissipação turbulenta, ε , através da equação:

$$v_t = C_\mu \frac{\kappa^2}{\varepsilon}, \quad (3.4)$$

onde o coeficiente C_μ é um coeficiente de fechamento adimensional do modelo.

O modelo padrão $\kappa - \varepsilon$ usufrui as seguintes equações de transporte para modelar a energia cinética turbulenta e a taxa de dissipação turbulenta:

$$\frac{\partial \kappa}{\partial t} + \overline{V}_j \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_t}{\sigma_\kappa} \right) \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right] + P_\kappa - \varepsilon, \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \overline{V}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{\kappa} C_{\varepsilon 1} P_\kappa - \frac{\varepsilon}{\kappa} C_{\varepsilon 2} \varepsilon. \quad (3.6)$$

As equações são descritas em palavras como:

Taxa de variação de κ e ε	+	Transporte de κ e ε por convecção	=	Transporte de κ e ε por difusão	+	Taxa de produção de κ e ε	-	Taxa de destruição de κ e ε
--	---	--	---	--	---	--	---	--

O termo de produção, P_k , é calculado por:

$$P_k = v_t \left(\frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{V}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \frac{\partial \bar{V}_k}{\partial x_k} \left(3v_t \frac{\partial \bar{V}_k}{\partial x_k} + \kappa \right). \quad (3.7)$$

As equações do modelo possuem constantes ajustáveis de fechamento. O padrão do modelo $\kappa - \varepsilon$ emprega valores para as constantes que são obtidos a partir de dados detalhados para escoamentos turbulentos (ANSYS, 2015):

$C_{\varepsilon 1} = 1,44$	$C_{\varepsilon 2} = 1,92$	$\sigma_\varepsilon = 1,3$	$\sigma_\kappa = 1,0$	$C_\mu = 0,09$
----------------------------	----------------------------	----------------------------	-----------------------	----------------

3.2.2 Modelo $\kappa - \omega$

O modelo de turbulência $\kappa - \omega$ foi originalmente desenvolvido por Komolgorov (1942) e posteriormente aprimorado por Wilcox (2000). Esse modelo é comumente utilizado por modelar a turbulência próxima à parede. Nesse modelo, a viscosidade cinemática turbulenta é calculada como a razão entre a energia cinética turbulenta, κ , e a taxa de dissipação turbulenta específica, ω , através da seguinte equação:

$$v_t = \frac{\kappa}{\omega}, \quad (3.8)$$

Sendo $\omega = \varepsilon/\kappa$ (Wilcox, 2000).

As novas equações de transporte a serem resolvidas para κ e ω são:

$$\frac{\partial \kappa}{\partial t} + \bar{V}_j \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_t}{\sigma_\kappa} \right) \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta^* \kappa \omega, \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \overline{V}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha_0 \frac{\omega}{\kappa} P_k - \beta_\omega \omega^2. \quad (3.10)$$

As equações do modelo $\kappa - \omega$ são descritas em palavras como:

Taxa de variação de κ e ω	+	Transporte de κ e ω por convecção	=	Transporte de κ e ω por difusão	+	Taxa de produção de κ e ω	-	Taxa de destruição de κ e ω
---	---	---	---	---	---	---	---	---

O termo de produção de energia cinética turbulenta, P_k , é determinado como mostrado na equação (3.7). As constantes de fechamento das equações (3.9) e (3.10) são (ANSYS, 2015):

$\alpha_0 = 5/9$	$\beta^* = 0,09$	$\beta_\omega = 0,075$	$\sigma_\kappa = 2,0$	$\sigma_\omega = 2,0$
------------------	------------------	------------------------	-----------------------	-----------------------

3.2.3 Modelo SST (*Shear Stress Transport*)

As simulações realizadas no presente trabalho fizeram uso do modelo SST para modelar a turbulência do escoamento. Tal modelo combina o modelo $\kappa - \omega$ para regiões dentro da camada limite (próximo à parede) e o modelo $\kappa - \epsilon$ para regiões distantes da parede. Esse modelo de turbulência foi escolhido por possibilitar o cálculo da turbulência em toda formação e desenvolvimento do filme de líquido. Tais modelos podem ser encontrados em detalhes em Wilcox (2000) e Menter (1994).

O modelo SST remodela as equações do modelo $\kappa - \epsilon$ padrão, transformando a taxa de dissipação turbulenta, ϵ , em taxa de dissipação específica, ω , com a seguinte equação:

$$\epsilon = \beta^* \kappa \omega, \quad (3.11)$$

o β^* sendo um coeficiente de fechamento, ω a taxa de dissipação específica e κ a energia cinética turbulenta.

Com essa modificação, as equações do modelo $\kappa - \epsilon$ passam a ter as seguintes formas:

$$\frac{\partial(\kappa)}{\partial t} + \frac{\partial(V_i \kappa)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{k2}} \right) \frac{\partial \kappa}{\partial x_i} \right] + P_k - \beta^* \kappa \omega, \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial(\omega)}{\partial t} + \frac{\partial(V_i \omega)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{\omega 2}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + \alpha_2 \frac{\omega}{\kappa} P_k - \beta_2 \omega^2 + 2 \frac{1}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial \kappa}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, \quad (3.13)$$

$$P_k = \nu_t S^2 \rightarrow S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}} \rightarrow S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{V}_j}{\partial x_i} \right), \quad (3.14)$$

onde ν_t é a viscosidade cinemática turbulenta, P_k a produção de energia turbulenta e S_{ij} o tensor tensão deformação. Os coeficientes de fechamento obtidos experimentalmente têm os respectivos valores (MENTER, 1994):

$\sigma_{k2} = 1,0$	$\sigma_{\omega 2} = 1/0,856$	$\alpha_2 = 0,44$	$\beta_2 = 0,0828$
---------------------	-------------------------------	-------------------	--------------------

As equações (3.12) e (3.13) juntamente com as equações (3.9) e (3.10), do modelo $\kappa - \omega$, formam o modelo SST. No entanto, existem duas equações para calcular a energia cinética turbulenta e a taxa de dissipação específica. Assim, o modelo SST utiliza uma função F_1 , que pondera os valores obtidos a partir dos modelos $\kappa - \omega$ e $\kappa - \epsilon$. A ponderação do efeito de cada modelo é calculada utilizando a equação a seguir:

$$\Phi_3 = F_1 \Phi_1 + (1 - F_1) \Phi_2, \quad (3.15)$$

onde $F_1 \rightarrow 1$ quanto mais próximo da parede, aumentando a contribuição do modelo $\kappa - \omega$ e $F_1 \rightarrow 0$ quanto maior for a distância da parede, assim, aumenta a influência do modelo $\kappa - \epsilon$, e os termos Φ_1 e Φ_2 são as contribuições dos modelos $\kappa - \omega$ e $\kappa - \epsilon$, respectivamente.

A função F_1 que mescla os dois modelos é definida como:

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{\kappa}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho\sigma_{\omega 2}\kappa}{CD_{k\omega} y^2} \right] \right\}^4 \right\}, \quad (3.16)$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial \kappa}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 10^{-10} \right), \quad (3.17)$$

onde y é a distância até a parede mais próxima, β^* e $\sigma_{\omega 2}$ são constantes do modelo que são alterados de acordo com os modelos $\kappa - \omega$ e $\kappa - \epsilon$.

As equações diferenciais da energia cinética turbulenta e da taxa de dissipação turbulenta específica ficam:

$$\frac{\partial \kappa}{\partial t} + \frac{\partial (V_i \kappa)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{k3}} \right) \frac{\partial \kappa}{\partial x_i} \right] + P_k - \beta^* \rho \kappa \omega, \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial (\omega)}{\partial t} + \frac{\partial (V_i \omega)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{\omega 3}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + 2 \frac{(1-F_1)}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial \kappa}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} + \alpha_3 \frac{\omega}{\kappa} P_k - \beta_3 \omega^2, \quad (3.19)$$

em que σ_{k3} , $\sigma_{\omega 3}$, β_3 e α_3 são os coeficientes de fechamento, tendo os seus valores alterados de acordo com os modelos $\kappa - \epsilon$ ou $\kappa - \omega$.

As equações (3.18) e (3.19) são descritas em palavras como:

Taxa de variação de κ e ϵ	+ Transporte de κ e ϵ por convecção	= Transporte de κ e ϵ por difusão	+ Difusão cruzada entre κ e ϵ	+ Geração de turbulência de κ e ϵ	- Dissipação de turbulência de κ e ϵ
---	---	---	---	---	--

Uma desvantagem dos modelos de duas equações é a excessiva geração de energia turbulenta, P_k , na vizinhança dos pontos de estagnação. Para evitar esse problema, foi introduzido um limitador na produção de energia turbulenta como mostrado na equação a seguir (ANSYS, 2015):

$$P_k = \nu_t \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{V}_j}{\partial x_i} \right) \rightarrow P_k = \min(P_k, 10\beta^* \rho \kappa \omega). \quad (3.20)$$

Os modelos de duas equações não consideram o transporte da tensão cisalhante turbulenta, causando a superestimação da viscosidade turbulenta. Uma maneira de evitar esse problema é aplicar também um limite na formulação da viscosidade turbulenta, dado por (MENTER, 1994):

$$\nu_t = \frac{\alpha_1 \kappa}{\max(\alpha_1 \omega, SF_2)}, \quad (3.21)$$

$$F_2 = \tanh \left[\left[\max \left(\frac{2\sqrt{\kappa}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \right]^2 \right]. \quad (3.22)$$

3.3 Condições de Contorno

As condições de contorno aplicadas no domínio fluido ao qual o estudo foi realizado pode ser visto na Figura 3.1, onde as expressões matemáticas e a direção do escoamento estão apresentadas. Os detalhes das condições de contorno e iniciais são:

- Condições iniciais: considerou-se inicialmente que a câmara ciclônica estava completamente preenchida de líquido ($\alpha_1|_{t=0} = 1$ e $\alpha_2|_{t=0} = 0$) e com velocidade igual a zero ($V_{liq}|_{t=0} = 0$).
- Entradas: para a condição de entrada, o escoamento real aleatório no padrão golfadas foi aproximado para um escoamento oscilatório previsível. As fases líquida e gasosa foram pulsadas, alternadamente, com vazões mássicas específicas a uma frequência de oscilação, como exemplifica a Figura 3.2. Ou seja, quando o pistão está entrando na câmara, há um valor menor da fração de vazio do que quando entra a bolha alongada. Os valores máximo, mínimo, t_1 e T , respectivos a fração de vazio da bolha de Taylor, a fração de vazio do

pistão, ao tempo de entrada do pistão e ao período da célula unitária, foram retirados do modelo matemático desenvolvido nesse estudo a partir dos dados experimentais. As equações geradas no modelo matemático para cada variável estão especificadas no Apêndice B, assim como o detalhamento para a obtenção dessas equações.

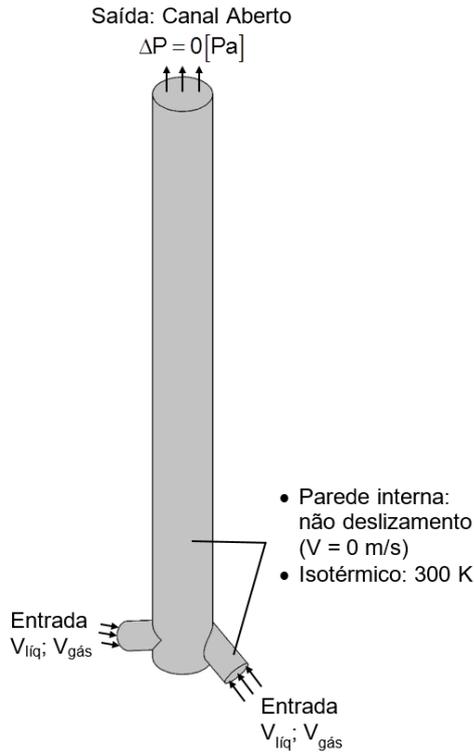


Figura 3.1 – Domínio de estudo.

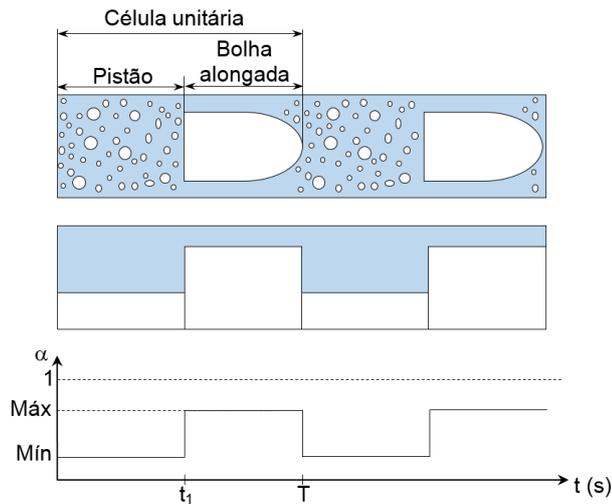


Figura 3.2 – Esquema representativo da frequência de fração de gás.

- A grade de simulações, apresentada na Tabela 3.1, utilizada no desenvolvimento desse estudo, foi proposta a partir das limitações da bancada experimental e das velocidades superficiais de líquido e de gás capazes de formar um escoamento padrão golfadas (fornecido pelo mapa de fluxo da Figura 2.2). A grade de testes é um cruzamento de quatro velocidades superficiais de líquido (0,5; 1,0; 1,5 e 2,0) com quatro velocidades superficiais de gás (0,5; 1,0; 1,5 e 2,0), medidas na seção de testes da tubulação com 26 mm de diâmetro. Entretanto, para diferenciar os casos utiliza-se a nomenclatura de JL e JG, para as velocidades superficiais do líquido e do gás, respectivamente. A maioria dos casos foram executados experimental e numericamente para que o modelo matemático desenvolvido tivesse maior confiabilidade.

Tabela 3.1 – Grade de simulações.

Casos	1	2*	3*	4*	5	6	7	8	9	10	11	12*	13	14	15*	16*
JL [m/s]	0,5	0,5	0,5	0,5	1,0	1,0	1,0	1,0	1,5	1,5	1,5	1,5	2,0	2,0	2,0	2,0
JG [m/s]	0,5	1,0	1,5	2,0	0,5	1,0	1,5	2,0	0,5	1,0	1,5	2,0	0,5	1,0	1,5	2,0

(*) casos não realizados experimentalmente, devido às restrições das vazões na bancada experimental.

- A intensidade turbulenta é igual a 5%, equivalente a uma razão de viscosidade igual a $v_t/v = 10$;
- Saída: utilizou-se a condição de canal aberto (*Opening*), que permite que os fluidos atravessem a superfície de saída em qualquer direção. A diferença de pressão é zero entre o interior da câmara ciclônica e parte externa, $\Delta P_{\text{opening}} = 0$;
- Parede interna: é assumida a condição de não deslizamento nas superfícies internas dos bocais de entrada e da câmara ciclônica, $V_{\text{parede}} = 0$, e isotérmico com $T = 300 \text{ K}$, isto é, a massa específica do gás varia em função da pressão;

3.4 Síntese do Capítulo

Neste capítulo foi apresentado a modelagem matemática que descreve fisicamente o problema. As equações do balanço da massa, equação (3.1), do balanço da quantidade de movimento, equação (3.2), e as equações do modelo de turbulência SST formam um sistema de equações que podem ser resolvidas utilizando um método numérico. As condições de contorno e de inicialização do problema também foram expostas. O processo de discretização das equações da modelagem matemática e a forma de solução numérica das equações são apresentadas no próximo capítulo.

Balanço da massa

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{U}_k) = \Gamma_k$$

Balanço da quantidade de movimento

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k \mathbf{U}_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \mathbf{U}_k \mathbf{U}_k) = -\nabla (\alpha_k P_k) + \alpha_k \rho_k \mathbf{g}_k + \nabla \cdot (\alpha_k \mathbf{T}) + \mathbf{S}_k$$

Modelo de turbulência SST

$$v_t = \frac{k}{\omega}$$

$$\frac{\partial(k)}{\partial t} + \frac{\partial(V_i k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(v + \frac{v_t}{\sigma_{k3}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + P_k - \beta^* \rho k \omega$$

$$\frac{\partial(\omega)}{\partial t} + \frac{\partial(V_i \omega)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(v + \frac{v_t}{\sigma_{\omega 3}} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + 2 \frac{(1-F_1)}{\sigma_{\omega 2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} + \alpha_3 \frac{\omega}{k} P_k - \beta_3 \omega^2$$

4 MODELAGEM NUMÉRICA

As simulações numéricas são utilizadas, diversas vezes em linhas de pesquisas, por facilitarem a resolução de problemas com alta complexidade. Essas complexidades (geometria, condições de contorno e operacionais, entre outras) dificultam a obtenção de resultados de forma analítica ou experimental. Dessa forma, as soluções analíticas necessitam adotar inúmeras hipóteses devido as geometrias e fenômenos envolvidos no domínio físico, dificultando a resolução matemática das equações de balanço. Com isso, a utilização de tal método se torna inviável nesses tipos de problemas. Já os obstáculos que diminuem a utilização de bancadas experimentais ocorrem por ser um método dispendioso, espaçoso e de difícil construção.

Assim, a utilização de programas computacionais para a resolução das equações de balanço por meio de iterações numéricas vem se tornando cada vez mais comum. Visto que se pode alterar com maior facilidade a geometria e condições operacionais do sistema analisado, como também impor condições de contorno reais de temperatura e pressão bastante variadas.

Para a realização das simulações numéricas necessita-se de modelos capazes de resolver as equações de balanço com alta confiabilidade. Dessa forma, neste capítulo é apresentado o método numérico adotado para a discretização e solução das equações de balanço no interior da geometria de estudo, câmara ciclônica. Primeiramente é apresentado o Método de Volumes Finitos baseado em Elementos Finitos (MVbEF), juntamente com as aproximações de cada termo das equações de balanço, por fim, apresenta-se a geração e os testes de malha realizados.

4.1 Método de Volumes Finitos Baseado em Elementos Finitos

Na modelagem numérica é usado o Método de Volumes Finitos baseado em Elementos Finitos (MVbEF) para a discretização das equações de conservação. O MVbEF é um método numérico híbrido que utiliza elementos finitos para a

discretização espacial e o método de volumes finitos para discretizar as equações da continuidade e do balanço da quantidade de movimento (ANSYS, 2015).

No MVbEF os volumes de controle são construídos a partir dos centros dos elementos finitos da malha numérica. A criação de um volume de controle poliédrico é indicada esquematicamente, na Figura 4.1, como a região sombreada. O domínio utilizado no presente trabalho é tridimensional, no entanto, para facilitar o entendimento será apresentada uma malha bidimensional.

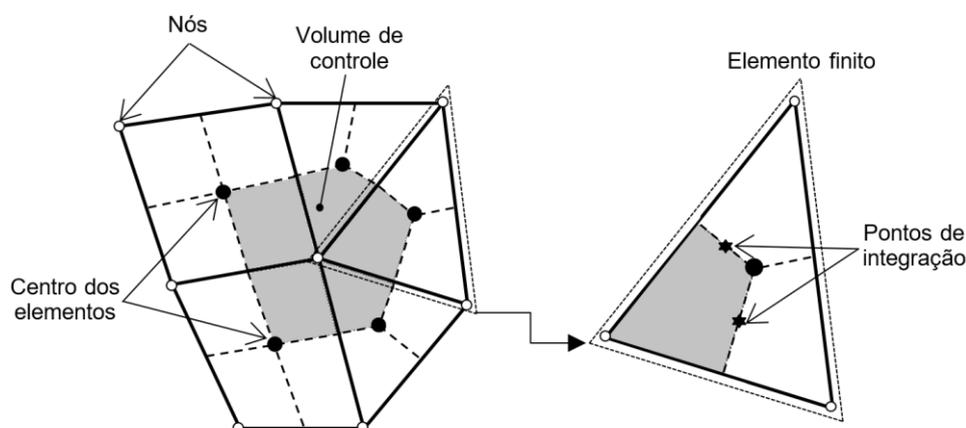


Figura 4.1 – Volume de controle criado num vértice dos elementos finitos. (FONTE: Adaptado de ANSYS, 2015).

Na Figura 4.1, as linhas sólidas definem os elementos finitos e as linhas tracejadas os volumes de controle. As propriedades dos fluidos e as variáveis do problema são calculadas nos vértices das linhas sólidas, nos nós, marcados como círculos em branco. Os fluxos de superfície são avaliados entre os volumes de controle adjacentes, em posições denominadas pontos de integração (ip), marcados como estrelas preenchidas.

As equações de balanço são integradas em cada volume de controle. E a partir uso do Teorema de Divergência de Gauss, em que as integrais sobre um volume são convertidas em integrais de superfície, calcula-se as integrais sobre uma superfície de controle. As integrais de superfície quantificam os fluxos através das superfícies, enquanto as integrais volumétricas representam termos fontes ou de acumulação. O efeito gravitacional é incorporado no termo fonte.

Integrando as equações do balanço da massa e do balanço da quantidade de movimento sobre um volume de controle, resultam nas seguintes equações:

$$\frac{d}{dt} \int_{\forall} \rho d\forall + \int_S \rho \mathbf{U}_i d\mathbf{n} = 0, \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\forall} \rho \mathbf{U}_i d\forall + \int_S \rho \frac{\partial}{\partial x_i} (\mathbf{U}_j \mathbf{U}_i) d\mathbf{n} = - \int_S \frac{\partial}{\partial x_i} (p_i) d\mathbf{n} + \int_S \mu_{ef} \left(\frac{\partial \mathbf{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \mathbf{U}_j}{\partial x_i} \right) d\mathbf{n}_j + \int_{\forall} S_i d\forall, \quad (4.2)$$

onde \mathbf{U} é o vetor velocidade, ρ a massa específica, μ_{ef} a viscosidade efetiva resultante da soma da viscosidade dinâmica do fluido com a viscosidade turbulenta e S_i o termo fonte. Os subscritos \forall e S são o volume e a superfície de controle de integração e \mathbf{n} é o vetor normal à superfície.

Após a discretização das equações (4.1) e (4.2), as integrais de superfície e volumétricas tornam-se:

$$\forall \left(\frac{\rho - \rho^0}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} (\rho \mathbf{U} \Delta \mathbf{n})_{ip} = 0, \quad (4.3)$$

$$\begin{aligned} & \forall \left(\frac{\rho \mathbf{U}_i - \rho^0 \mathbf{U}^0}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} (\rho \mathbf{U}_i \mathbf{U}_j \Delta \mathbf{n})_{ip} \Delta A_{ip} = \\ & = \sum_{ip} (p_i \Delta \mathbf{n})_{ip} \Delta A_{ip} + \sum_{ip} \left(\mu_{ef} \left(\frac{\partial \mathbf{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \mathbf{U}_j}{\partial x_i} \right) \Delta \mathbf{n}_j \right)_{ip} \Delta A_{ip} + \overline{S}_i \forall, \end{aligned} \quad (4.4)$$

onde \forall é o volume de controle, Δt é o passo de tempo, \mathbf{n} é o vetor normal à superfície e o subscrito ip indica a avaliação no ponto de integração. Os somatórios são realizados sobre todos os pontos de integração do volume de controle e o sobrescrito 0 refere-se ao tempo anterior.

A solução dos campos e outras propriedades são armazenadas nos nós das malhas. Entretanto, para avaliar os diversos termos da equação discretizada, o campo

de solução ou os gradientes devem ser aproximados nos pontos de integração. As funções de forma (*shape functions*) dos elementos finitos desenvolvem essas aproximações, descrevendo a variação de uma variável, ϕ , dentro do elemento finito como:

$$\phi = \sum_{i=1}^{N_{\text{nós}}} N_i \phi_i, \quad (4.5)$$

onde N_i a função de forma para o nó i e ϕ_i o valor da propriedade no nó i . O somatório é feito sobre todos os nós de um elemento. As funções de forma são lineares em termos de coordenadas paramétricas. Elas também são usadas para calcular diversas variáveis geométricas, como vetores normais a uma superfície e as coordenadas do ponto de integração (ANSYS, 2015).

As Figura 4.2 e Figura 4.3 apresentam um elemento hexaedro e tetraedro, respectivamente, onde a interpolação tri-linear das funções de forma para cada elemento da malha são representados pelas equações (4.6) e (4.7). Tais elementos são apresentados por representarem mais de 95% dos elementos da malha computacional:

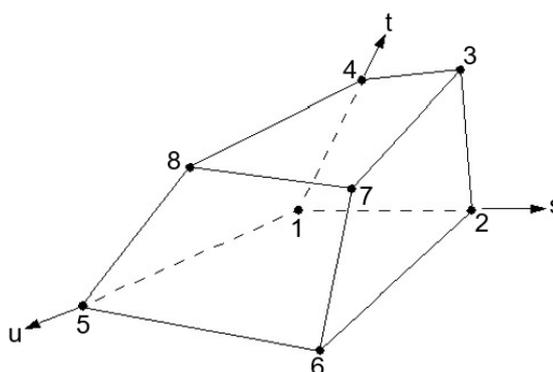


Figura 4.2 – Elemento hexagonal. (FONTE: ANSYS, 2015).

$$\begin{aligned}
 N_1(s,t,u) &= (1-s)(1-t)(1-u) \\
 N_2(s,t,u) &= s(1-t)(1-u) \\
 N_3(s,t,u) &= st(1-u) \\
 N_4(s,t,u) &= (1-s)t(1-u) \\
 N_5(s,t,u) &= (1-s)(1-t)u \\
 N_6(s,t,u) &= s(1-t)u \\
 N_7(s,t,u) &= stu \\
 N_8(s,t,u) &= (1-s)tu
 \end{aligned} \tag{4.6}$$

nos quais, s , t e u são as coordenadas dos nós.

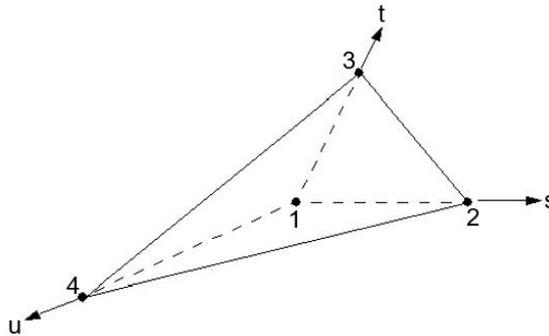


Figura 4.3 – Elemento tetragonal. (FONTE: ANSYS, 2015).

$$\begin{aligned}
 N_1(s,t,u) &= 1-s-t-u \\
 N_2(s,t,u) &= s \\
 N_3(s,t,u) &= t \\
 N_4(s,t,u) &= u
 \end{aligned} \tag{4.7}$$

A discretização dos termos difusivos, advectivos (convectivos), acoplamento de pressão-velocidade e transientes são detalhados a seguir.

4.1.1 Aproximação do termo difusivo

O termo difusivo é discretizado com o auxílio das funções de forma (*shape functions*), que avaliam as derivadas espaciais para todos os termos difusivos. A

equação (4.8) mostra um exemplo para a derivada na direção x no ponto de integração, ip:

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_{ip} = \sum_n \left. \frac{\partial N_n}{\partial x} \right|_{ip} \phi_n. \quad (4.8)$$

O somatório é feito com todas as funções de forma para cada elemento. As derivadas cartesianas das funções de forma podem ser expressas por termos de derivadas locais utilizando a matriz Jacobiana, dada por:

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial x} \\ \frac{\partial N}{\partial y} \\ \frac{\partial N}{\partial z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial x}{\partial s} & \frac{\partial y}{\partial s} & \frac{\partial z}{\partial s} \\ \frac{\partial x}{\partial t} & \frac{\partial y}{\partial t} & \frac{\partial z}{\partial t} \\ \frac{\partial x}{\partial u} & \frac{\partial y}{\partial u} & \frac{\partial z}{\partial u} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial s} \\ \frac{\partial N}{\partial t} \\ \frac{\partial N}{\partial u} \end{bmatrix}. \quad (4.9)$$

Os gradientes da função de forma podem ser avaliados de duas maneiras: i) Interpolação tri-linear, local atual de cada ponto de integração, ou ii) interpolação linear-linear, local em que cada superfície ip intersecta com a borda do elemento (ANSYS, 2015).

4.1.2 Aproximação do termo advectivo

Os termos advectivos são aproximados por funções interpoladoras que tem o objetivo de conectar os nós, local de armazenamento da variável genérica ϕ (MALISKA, 2004). O programa computacional ANSYS-CFX possui diversos modelos para interpolar os termos advectivos. Em geral, as propriedades desses termos são aproximadas com a seguinte equação:

$$\phi_{ip} = \phi_{up} + \beta \nabla \phi \cdot \Delta \mathbf{r} \quad (4.10)$$

onde ϕ_i é o valor da variável genérica no ponto de integração, ϕ_{up} é o valor da variável genérica no nó a montante (relativo a direção do escoamento), \mathbf{r} é o vetor do nó a montante até o ponto de integração, β é a função que varia entre os valores de 0 a 1 e $\nabla\phi$ é o gradiente da variável genérica em um nó. E de acordo com o esquema de aproximação dos termos advectivos adotado altera a formulação de β e $\nabla\phi$.

ANSYS-CFX desenvolveu um esquema de advecção denominado Alta Resolução (*High Resolution*) e faz uso de uma formulação não linear para calcular β em cada nó. O fluxo advectivo é avaliado usando os valores calculados de β e $\nabla\phi$ do nó a montante. Essa metodologia consiste em atribuir um valor mínimo e um máximo para a variável genérica, ϕ , em cada nó usando um arranjo geométrico envolvendo os nós vizinhos e o próprio nó. Dessa forma, resolve-se a equação (4.10) para cada ponto de integração ao redor do nó garantindo que a variável genérica não ultrapasse ϕ_{max} e nem fique abaixo de ϕ_{min} (ANSYS, 2015).

4.1.3 Acoplamento pressão-velocidade

Para realizar o acoplamento pressão-velocidade o programa computacional ANSYS-CFX utiliza uma malha co-localizada, em que todos os volumes de controles presentes na malha sejam idênticos para todas as equações de transporte. Para resolver esse problema o programa computacional utiliza uma equação de transporte semelhante ao do balanço da quantidade de movimento em todos os pontos de integração, similar ao método desenvolvido por Rhie e Chow (1982) e depois aprimorado por Majumdar (1988), que é dado por:

$$\mathbf{U}_{i,ip} = \bar{\mathbf{U}}_{i,ip} - \frac{\nabla\Delta t}{\mathbf{a}\Delta t + \rho\nabla} \left(\left. \frac{\partial p}{\partial \mathbf{x}} \right|_{ip} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial \mathbf{x}} \right) + \frac{\rho\nabla}{\mathbf{a}\Delta t + \rho\nabla} (\mathbf{U}_{i,ip}^0 - \bar{\mathbf{U}}_{i,ip}^0), \quad (4.11)$$

onde ∇ é o volume de controle, \mathbf{a} é a aproximação ao coeficiente central da equação da quantidade de movimento, excluindo o termo transiente, e Δt é um passo de tempo

(*timestep*). As barras acima dos termos indicam a média dos valores dos vértices vizinhos ao ponto de integração, enquanto o expoente ⁰ indica valores no intervalo de tempo anterior.

4.1.4 Aproximação do termo transiente

Os termos transientes das equações de transporte são tratados com o esquema ordem atrasada de Euler (*Second Order Backward Euler*), em que os valores no início e no fim de um passo de tempo (*timestep*) são aproximados da seguinte forma, para qualquer variável, ϕ :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\forall} \rho \phi d\forall \approx \forall \frac{(\rho\phi)^{n+1/2} - (\rho\phi)^{n-1/2}}{\Delta t} \quad (4.12)$$

$$(\rho\phi)^{n-1/2} = (\rho\phi)^0 + \frac{1}{2} [(\rho\phi)^0 - (\rho\phi)^{00}], \quad (4.13)$$

$$(\rho\phi)^{n+1/2} = (\rho\phi) + \frac{1}{2} [(\rho\phi) - (\rho\phi)^0], \quad (4.14)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\forall} \rho \phi d\forall \approx \frac{\forall}{\Delta t} \left[\frac{3}{2} (\rho\phi) - 2(\rho\phi)^0 + \frac{1}{2} (\rho\phi)^{00} \right], \quad (4.15)$$

onde os termos sem sobrescritos são referentes ao passo de tempo atual, os que possuem ⁰ são do passo de tempo anterior e ⁰⁰ são do penúltimo passo de tempo.

Este esquema é implícito e funciona para qualquer tamanho de passo de tempo. Tem precisão de segunda ordem, no entanto, pode originar algumas oscilações numéricas, não representativas fisicamente (ANSYS, 2015).

4.1.5 Método de resolução das equações

Com a aplicação do método de volumes finitos surge um conjunto de equações lineares em que todos os elementos no domínio são equações de conservação discretas. O sistema de equações pode ser escrito na forma:

$$\sum_{viz_i} a_i^{viz} \phi_i^{viz} = b_i, \quad (4.16)$$

sendo ϕ a variável a ser resolvida, b o coeficiente linear, a os coeficientes angulares, “viz” a indicação para o nó vizinho e i o número de identificação do volume de controle, ou nó.

Esse método pode ser aplicado para qualquer tipo de malha, estruturada ou não estruturada. O conjunto de equações para todos os volumes de controle constitui todo o sistema linear. Para uma variável escalar a_i^{viz} , ϕ_i^{viz} e b_i são números singulares. Para conjunto de equações acopladas, conservação da massa e conservação da quantidade de movimento em três dimensões, as variáveis são expressas por:

$$a_i^{viz} = \begin{bmatrix} a_{uu} & a_{uv} & a_{uw} & a_{up} \\ a_{vu} & a_{vv} & a_{vw} & a_{vp} \\ a_{wu} & a_{wv} & a_{ww} & a_{wp} \\ a_{pu} & a_{pv} & a_{pw} & a_{pp} \end{bmatrix}_i^{viz}, \quad (4.17)$$

$$\phi_i^{viz} = \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \\ p \end{bmatrix}_i^{viz}, \quad (4.18)$$

$$b_i = \begin{bmatrix} b_u \\ b_v \\ b_w \\ b_p \end{bmatrix}_i. \quad (4.19)$$

Nas equações (4.17) a (4.19), \mathbf{a} indica os coeficientes angulares, u , v e w representam as velocidades nas direções x , y e z , respectivamente, p representa a pressão estática e b é o coeficiente linear para cada variável. Esse sistema de equações é resolvido para ambas as fases, líquida e gasosa.

4.1.6 Esquema compressivo para a superfície livre

Zwart *et al.* (2008) utilizaram um esquema compressivo para conseguirem melhores resultados. Este esquema consegue obter melhor resolução nas simulações numéricas por meio de uma “compressão da interface”. Nesse esquema, a fração volumétrica de cada fase sobre cada ponto de integração, $\alpha_{k,ip}$, é recalculado em função de valores dos vértices vizinhos, como pode ser visto na Eq. (4.20):

$$\alpha_{k,ip} = \alpha_{k,up} + k_{comp} (\nabla \alpha_k \cdot \vec{R}), \quad (4.20)$$

onde $\alpha_{k,up}$ é o valor da fração volumétrica no nó a montante, \vec{R} é o vetor do vértice vizinho para o ponto de integração e k_{comp} é o coeficiente que permite a compressão da interface quando, $k_{comp} > 1$ (ANSYS, 2015).

A Figura 4.4 mostra a progressiva diminuição da região de transição entre o líquido (vermelho) e o gás (azul), região da interface, com a utilização do esquema de compressão do modelo de Zwart *et al.* (2008). Em Figura 4.4-(a), observa-se o mapeamento da interface utilizando-se o modelo de dois fluidos sem o esquema compressivo. Nota-se que, embora haja uma divisão entre as fases, a região na qual a interface líquido-gás está compreendida ainda é muito dispersa, gerando uma ampla zona de probabilidade para a possível localização da interface líquido-gás.

Ao ativar o esquema de compressão para superfície livre, adotando $k_{comp} = 2$, a faixa que determina a localização da interface líquido-gás é reduzida, como mostrado em Figura 4.4-(b). Dessa forma, o uso do esquema compressivo para superfície livre garante uma menor região da posição da interface, aumentando a precisão do cálculo da espessura do filme de líquido.

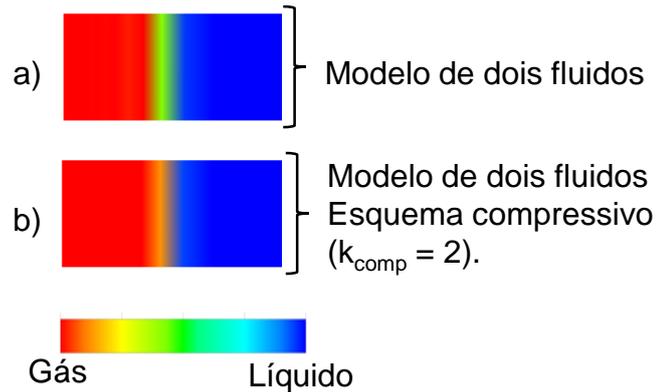


Figura 4.4 – Progressivo aumento da compressão de um filme de líquido escoando com superfície livre através da utilização do esquema compressivo.

O comportamento da interface líquido-gás mostrado na Figura 4.4 é apresentado graficamente na Figura 4.5. O uso do esquema compressivo reduz a região na qual a interface líquido-gás pode ser traçada, da interface (1) para a interface (2) como indicado na figura. Permitindo, desse modo, uma maior precisão na identificação da interface e maior confiabilidade no cálculo da espessura do filme de líquido.

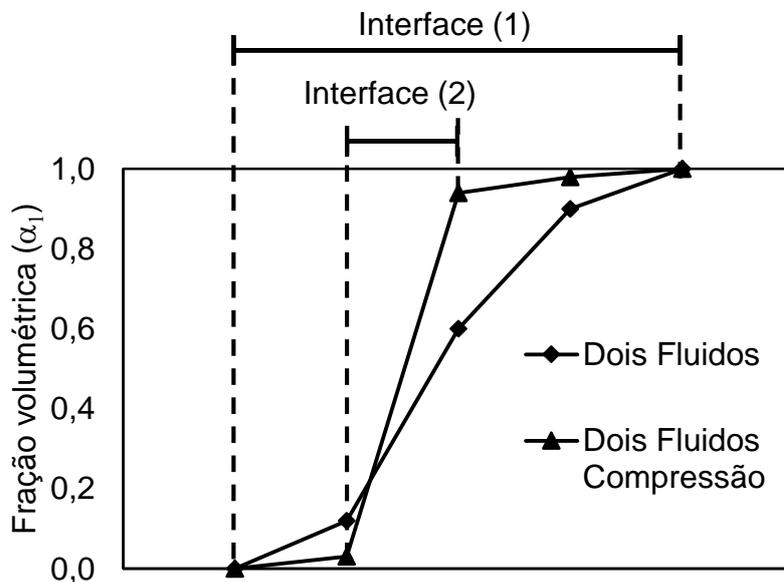


Figura 4.5 - Redução da espessura da interface ao utilizar o esquema compressivo.

4.2 Malha Numérica

Com a intenção de tornar o modelo numérico utilizado neste estudo mais consistente e verossímil, houve a necessidade de realizar alguns testes na malha

numérica para que os resultados numéricos pudessem ser validados com dados experimentais. Na geração da malha, o domínio fluido (Figura 1.4) foi dividido em pequenos volumes de controles, criando-se uma malha de discretização espacial denominada malha numérica (essa geometria tem as mesmas dimensões que a câmara ciclônica utilizada na bancada experimental desenvolvida pelo NUEM).

A malha, do tipo híbrida, foi desenvolvida com auxílio do programa computacional ICEM-CFD 15.0. Sendo a malha na região das entradas construída com elementos tetraédricos e a câmara ciclônica formada a partir de elementos hexaédricos distribuídos uniformemente, como pode ser visto na Figura 4.6.

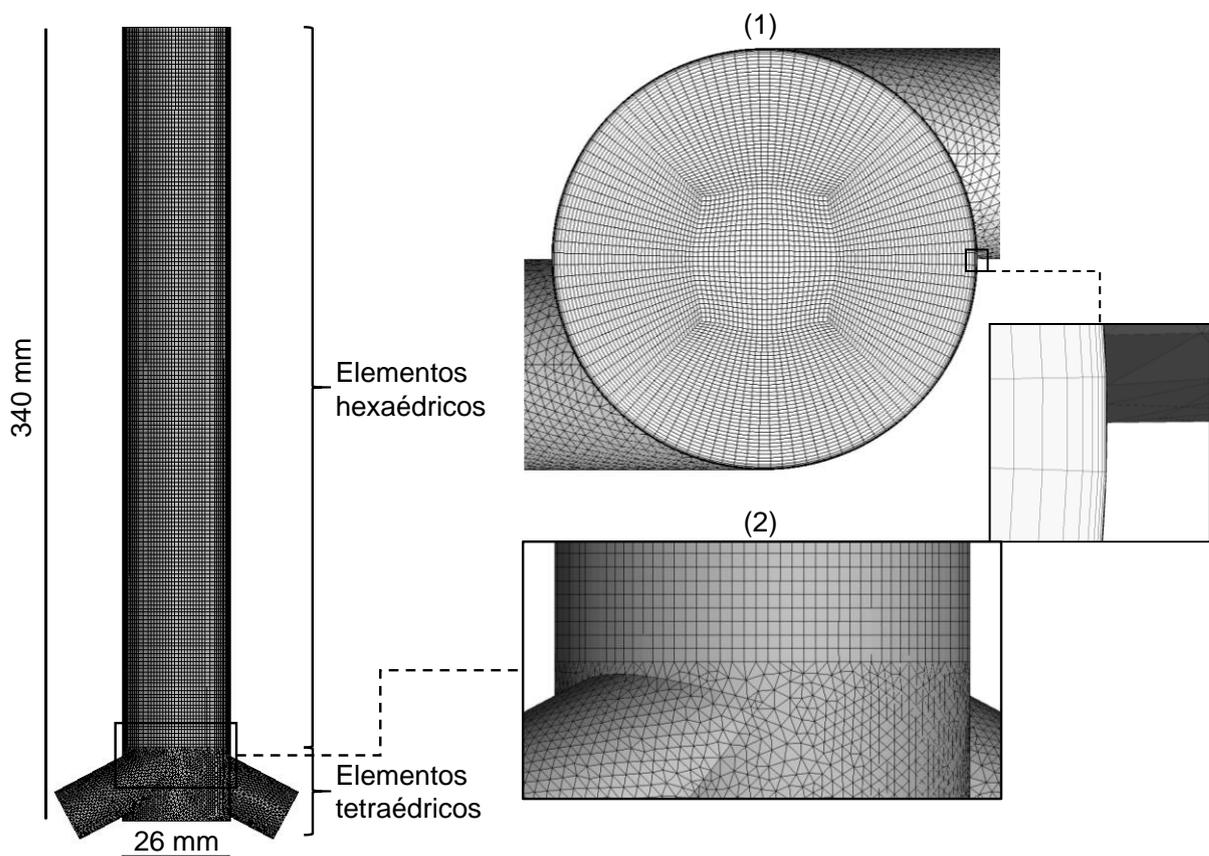


Figura 4.6 – Malha numérica híbrida.

A necessidade de utilizar a parte da câmara ciclônica estruturada se dá ao fato de que o comportamento do escoamento de filme de líquido é altamente sensível a variação da espessura, e a regularidade dos elementos fornece um melhor detalhamento do escoamento. Então, para resolver esse problema e o da camada limite, foi realizado um refinamento por toda extensão da malha e, também, próximo

a parede da câmara ciclônica, detalhado na Figura 4.6-(1). A interface entre as regiões estruturada e não-estruturada foi tratada com um acoplamento (*merge*) das superfícies. Para isso, o ICFM-CFD conectou os pontos e os vértices de ambas as malhas unificando-as – Figura 4.6-(2).

4.2.1 Teste de malha

Durante a etapa de modelagem numérica foram realizados os testes com a malha computacional para obter um modelo conciso e capaz de apresentar os melhores resultados com o menor custo computacional. Esses testes possibilitaram a determinação de alguns parâmetros da simulação numérica, como número de elementos da malha, tempo do passo de tempo para a simulação em regime transiente e o tempo total de simulação.

O objetivo do estudo de refinamento de malha foi selecionar a quantidade de elementos suficiente para que os resultados não fossem afetados devido ao tamanho dos elementos dessa malha, dentro de uma diferença máxima de 1%. Todavia, o tempo computacional da simulação foi levado em consideração, pois o alto número de elementos aumenta consideravelmente o tempo de simulação.

Outro fator que influencia no número final de elementos da malha, é o refinamento próximo a parede necessário para utilização do modelo de turbulência. Para o caso do presente estudo, em que se utilizou o modelo de turbulência SST, foi necessário que a distância adimensional, y^+ , presente na equação (4.21), fosse menor ou igual a dois (ANSYS, 2015). Portanto, para garantir que todos os parâmetros do modelo sejam respeitados, quatro diferentes refinamentos de malhas foram testados e os comportamentos da espessura do filme de líquido foram comparados. Esses resultados são apresentados na Tabela 4.1.

$$y^+ = \frac{\Delta n}{\nu} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}, \quad (4.21)$$

onde Δn é a distância entre o primeiro e segundo ponto de integração a partir da parede, ν é a viscosidade cinemática, ρ é a massa específica e τ_w é a tensão de cisalhamento na parede.

Na Tabela 4.1 pode-se observar a diferença absoluta e percentual da espessura do filme de líquido média em duas diferentes alturas na câmara ciclônica, 200 mm e 300 mm. Essa diferença ocorre em razão da quantidade de elementos em cada uma das malhas, percebe-se que com o aumento do refino a variação diminui e, conseqüentemente, a malha interfere menos no resultado numérico. Vale ressaltar que o y^+ permaneceu abaixo de 2 para todas as malhas, como o modelo de turbulência SST exige.

Tabela 4.1 – Comparação das malhas na influência do número de elementos.

Malha	M1	M2	M3	M4
N° de elementos	488.440	958.911	2.126.817	3.326.003
y^+	0,975	0,968	0,972	0,973
Espessura média plano 200 mm	7,67 mm	7,53 mm	7,42 mm	7,37 mm
Diferença	3,99%	2,16%	0,69%	-
Espessura média plano 300 mm	8,39 mm	7,78 mm	7,55 mm	7,53 mm
Diferença	11,48%	3,42%	0,44%	-

Os resultados apresentados na Tabela 4.1 referentes a diferença percentual da espessura média no tempo, nota-se que a malha M3 possui uma diferença menor que 1% comparada com a malha M4, valor suficiente para garantir a não interferência da quantidade de elementos nos resultados. Analisando agora, o comportamento da espessura do filme de líquido, nas alturas de 200mm e 300mm, ao longo do tempo (Figura 4.7). A figura mostra que o comportamento da espessura média com o decorrer do tempo em ambas as posições, 200 mm e 300 mm, sofre grandes influências da quantidade de elementos presentes na malha numérica. Nota-se que as malhas M3 e M4 possuem o mesmo comportamento por todo o tempo de simulação. A partir dessas comparações, como a malha M3 necessita de menor tempo computacional em relação a malha M4, preferiu-se utilizar para a realização desse estudo a malha com 2.126.817 elementos.

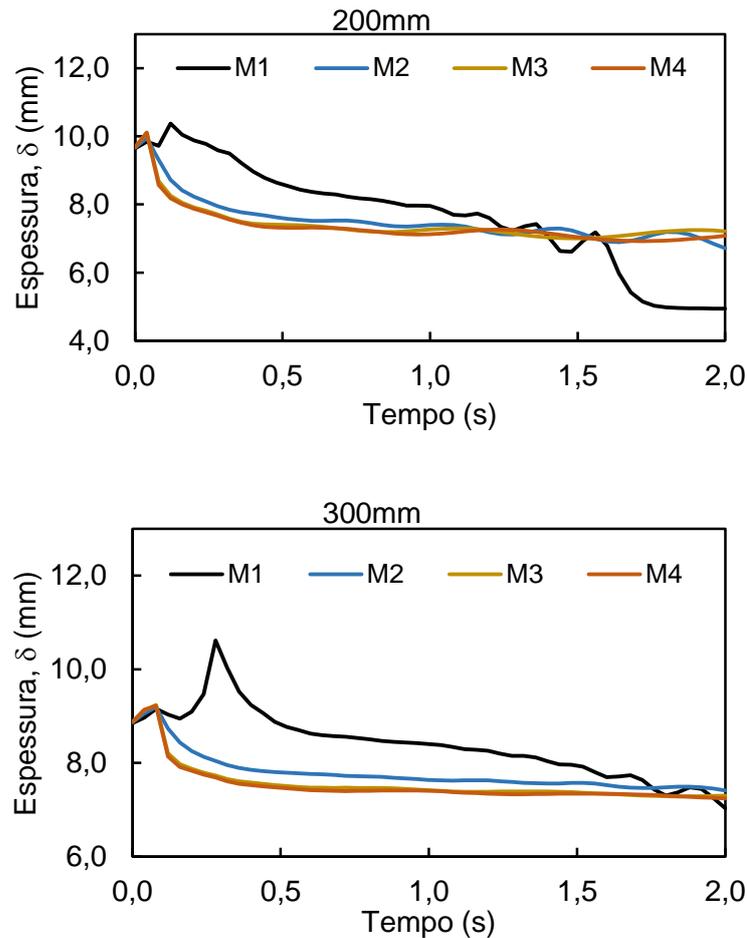


Figura 4.7 – Comparação do comportamento da espessura do filme de líquido em duas diferentes alturas na câmara ciclônica.

4.2.2 Teste de tempo total

Após realizar a escolha da quantidade de elementos da malha numérica, necessitou-se determinar o tempo necessário de simulação capaz de representar o comportamento médio do fenômeno aleatório de um escoamento em golfadas. Neste teste foi realizado uma simulação com três segundos de duração e com o passo de tempo de 0,001 s para observar o comportamento do escoamento ao longo do tempo no interior da câmara ciclônica do distribuidor.

A Figura 4.8 apresenta a variação da fração de vazio com o tempo, em uma seção transversal na altura de 190 mm da câmara ciclônica. Nota-se que comportamento do escoamento tem a característica de um fenômeno transiente, no entanto, a fração de vazio não possui o movimento totalmente aleatório, tendo uma

frequência de oscilação. O escoamento de filme de líquido flui periodicamente de acordo com as variáveis de entrada que regem o escoamento, como por exemplo: o tempo do pistão (t_1), o período da célula unitária (T) e as quantidades de gás e líquido presentes no pistão (mín) e na bolha de Taylor (máx), que foram apresentadas anteriormente.

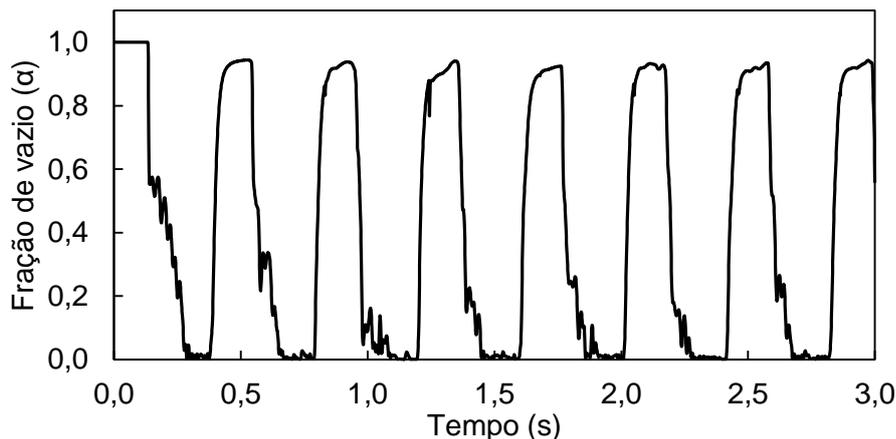


Figura 4.8 – Teste de tempo total de escoamento com a análise em uma seção transversal na câmara ciclônica.

Calculando a média da fração de vazio, na seção de transversal de teste, nos tempos de 1, 2 e 3 segundos, desconsiderando o efeito transiente inicial, e considerando a quantidade de células unitárias presente em cada instante, tem-se a comparação dos valores médios obtidos na Tabela 4.2.

Tabela 4.2 – Comparação da fração de vazio média a partir da frequência da célula unitária do escoamento em golfadas.

	1s	2s	3s
Fração de vazio média	0,4098	0,4083	0,4079
Diferença	0,47%	0,10%	–

Nota-se que não há diferença significativa quando se compara os valores médios para os três instantes (menor que 0,5%). Dessa forma, o comportamento da fração de vazio, depois de um segundo de simulação, não sofre mais efeito transiente, tornando-se periódico e somente com algumas oscilações numéricas. Assim, a partir desse teste, estabeleceu-se que o tempo de um segundo (1 s) de simulação é suficiente para

representar o comportamento médio de um escoamento no padrão golfadas, com a hipótese de uma célula unitária constante.

4.2.3 Teste de passo de tempo

Com a determinação do tempo total de simulação, executou-se o teste de passo de tempo (*timestep*) para que pudesse poupar tempo sem que os resultados das simulações numéricas sofressem mudança significativa. Para isso, foi simulado com as mesmas velocidades superficiais, de líquido e de gás do teste de tempo total, duas outras alternativas de passo de tempo: 0,002 s e 0,006 s. Vale ressaltar que outros valores também foram explorados (0,004 s; 0,008 s e 0,010 s), no entanto, as simulações divergiram logo no início e não foi possível finalizá-las.

A escolha do passo de tempo utilizado nas simulações numéricas se baseou no comportamento do escoamento no tempo, Figura 4.9, e na variação média da fração de vazio, Tabela 4.3. Na Figura 4.9 se observa a variação da fração de vazio no tempo até um segundo de simulação. Nota-se que a influência do efeito transiente se dissipa a partir de 0,2 s. Considerando o menor passo de tempo (0,001 s) como parâmetro de comparação, pode-se afirmar que de acordo com o gráfico (Figura 4.9), o comportamento da simulação com o passo de tempo de 0,002 s se aproxima do primeiro caso ao longo de todo tempo simulado. Entretanto, para o passo de tempo de 0,006 s, a simulação continua tendo o mesmo comportamento, mas com algumas suavizações acima e abaixo da linha de 0,001 s.

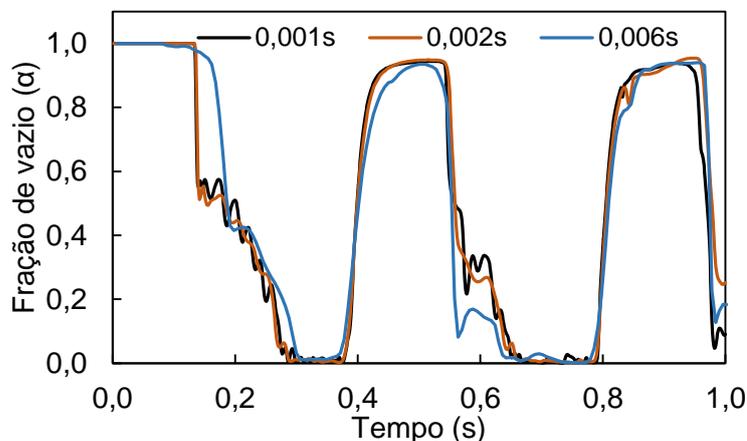


Figura 4.9 – Comparação do resultado das simulações alterando o passo de tempo.

Se comparar a média da fração de vazio no tempo, a partir de 0,2 s, tem os valores obtidos nas simulações na Tabela 4.3. Em que se pode observar que ambos passos de tempo têm baixa divergência no valor médio, apesar disso, quando analisa o comportamento na Figura 4.9, o passo de tempo de 0,006 s oscila em alguns momentos acima e abaixo da curva, causando uma análise errônea se analisar somente os valores médios.

Tabela 4.3 – Variação da fração de vazio média com o aumento do passo de tempo.

Passo de tempo (s)	0,001	0,002	0,006
Fração de vazio médio	0,432	0,441	0,418
Diferença porcentual	–	2,02%	3,25%

As simulações numéricas foram resolvidas a partir da integração das equações de conservação no tempo e no espaço em cada um dos volumes de controle presentes na malha numérica, obtendo um sistema algébrico de equações que foram resolvidas iterativamente. As simulações e os testes de malha desenvolvidos nesse estudo foram realizadas em um computador com processador *Intel Core i7- 4790K @ 4,00 GHz* e com 32 GB de memória RAM, consumindo um tempo de aproximadamente 80 horas por caso.

4.3 Síntese do Capítulo

Neste capítulo foram apresentados a discretização das equações de balanço pelo método dos Volumes Finitos baseados em Elementos Finitos e a equação da fração volumétrica, como pode ser visto Tabela 4.4.

Tabela 4.4 – Resumos das equações.

Balanço da massa discretizado

$$\nabla \left(\frac{\rho - \rho^0}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} (\rho \mathbf{U} \Delta \mathbf{n})_{ip} = 0$$

Balanço da quantidade de movimento discretizado

$$\nabla \left(\frac{\rho \mathbf{U}_i - \rho^0 \mathbf{U}^0}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} (\rho \mathbf{U}_i \mathbf{U}_j \Delta \mathbf{n})_{ip} \Delta A_{ip} = \sum_{ip} (\rho_i \Delta \mathbf{n})_{ip} \Delta A_{ip} + \sum_{ip} \left(\mu_{ef} \left(\frac{\partial \mathbf{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \mathbf{U}_j}{\partial x_i} \right) \Delta \mathbf{n}_j \right)_{ip} \Delta A_{ip} + \bar{S}_i \nabla$$

Fração volumétrica

$$\alpha_{k,ip} = \alpha_{k,up} + k_{comp} (\nabla \alpha_k \cdot \vec{R})$$

Retratou-se também as aproximações utilizadas no modelo numérico para cada termo do balanço, a geração da malha computacional e, por fim, os testes referentes a quantidade de elementos, de tempo total de simulação e de passo de tempo, que os resultados estão expressos na Tabela 4.5.

Com auxílio do programa computacional ANSYS-CFX 15.0 as equações foram resolvidas de forma iterativa para a obtenção do campo de escoamento de filme de líquido ascendente no interior da câmara ciclônica.

Tabela 4.5 – Resumo dos resultados dos testes de malha.

Tipo de teste	Resultado
Quantidade de elementos	2.126.817 elementos
Passo de tempo	0,002 s
Tempo total de simulação	1 s

5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Os resultados obtidos no desenvolvimento desse estudo estão apresentados nesse capítulo. Na primeira parte contém uma breve descrição da bancada experimental e dos sistemas de medições utilizados pela equipe do NUEM para a aquisição dos dados experimentais utilizados no presente trabalho. Dessa forma, foi possível realizar a comparação entre os resultados experimentais e numéricos utilizando duas técnicas de medições. Assim, o modelo numérico desenvolvido no presente trabalho pode ser validado.

A segunda parte se concentra no detalhamento dos resultados numéricos obtidos a partir das simulações. Inicialmente, foi analisado o comportamento do escoamento no interior da câmara ciclônica, para um único caso, com a intenção de observar como é o desenvolvimento do escoamento de filme de líquido nesse sistema de distribuição. Posteriormente, a análise se concentra na influência que as velocidades superficiais das fases, líquida e gasosa, exercem na estabilidade da espessura do filme de líquido ao longo da câmara ciclônica.

5.1 Resultados Experimentais

O tema estudado nesse trabalho ainda não foi analisado pela academia, até o conhecimento do autor. Visto que estudos sobre a influência combinada dos campos centrífugo e gravitacional no escoamento ascendente não foi encontrado na literatura. Dessa forma, para que o estudo numérico possua uma maior confiabilidade, houve a necessidade de se realizar a validação do modelo numérico através da comparação com resultados experimentais obtidos pela equipe do NUEM. A seguir é apresentada uma breve descrição da bancada experimental.

5.1.1 Descrição da bancada experimental

A bancada experimental usada para a obtenção dos dados utilizados na validação do modelo numérico foi desenvolvida e projetada pela equipe do NUEM. As

dimensões da geometria estudada foram projetadas e fornecidas pela parceria entre o NUEM e a Petrobras. A bancada experimental provedora dos resultados utilizados nesse estudo está melhor descrita e detalhada em Ofuchi *et al.* (2017) e Eidt *et al.* (2017).

Explicando brevemente a respeito do circuito (*loop*) da planta experimental do sistema de distribuição, pode-se observar o desenho esquemático na Figura 5.1. A funcionalidade da bancada se inicia com a pressurização do ar, por meio de um compressor; este é armazenado em um vaso com capacidade de 2.000 litros. O ar pressurizado atravessa uma placa de orifício, de 3,5 mm de diâmetro, para que possa ser medida a vazão mássica de ar com ajuda de um medidor de pressão. O líquido é bombeado a partir de um reservatório de água, por uma bomba, atravessando um medidor de vazão (tipo *coriolis*) para determinar a vazão volumétrica do escoamento. Os dois fluidos então, são misturados por um misturador de fases e o escoamento bifásico percorre uma tubulação em acrílico.

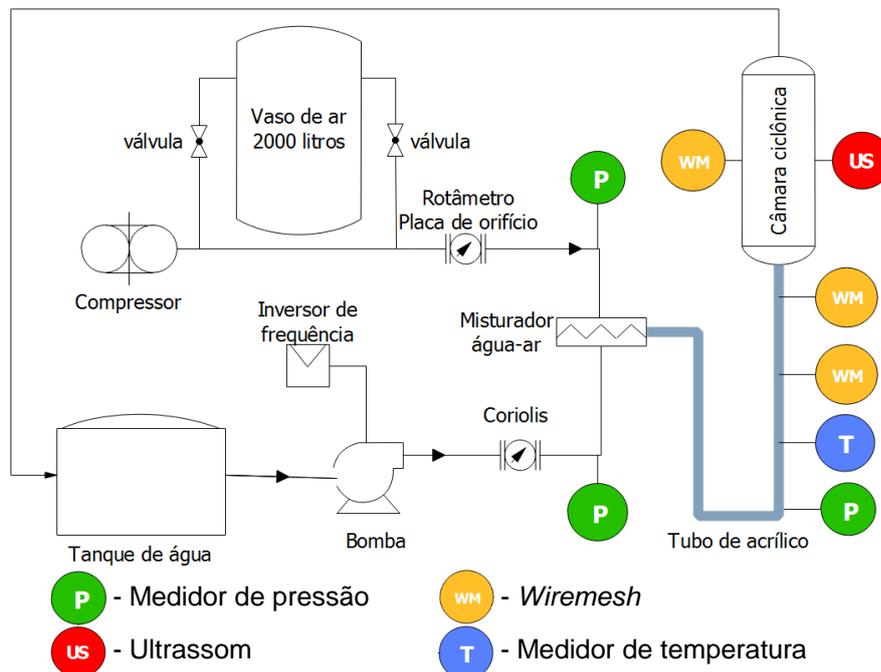


Figura 5.1 – Representação esquemática do circuito da bancada experimental desenvolvida pelo NUEM.

Próximo à entrada da câmara ciclônica foram posicionados um medidor de pressão e dois sensores resistivos em formato de tela (tipo *Wiremesh* 8x8 fios), capazes de fornecer dados suficientes para determinar a massa específica do ar, a

velocidade da fase gasosa e a fração de vazio no escoamento. Essas variáveis foram utilizadas para as condições de entrada do modelo numérico. Na câmara ciclônica foi instalado um sensor *Wiremesh* (12x12 fios) com intenção de mensurar o comportamento da fração de vazio ao longo do tempo.

Após a coleta de dados, utilizou-se ainda o equipamento de ultrassom para capturar a espessura do filme de líquido em dois pontos na mesma posição do *wiremesh* na câmara ciclônica. Com isso, pôde-se comparar as duas técnicas de aquisição com os resultados do modelo numérico.

Os sistemas de aquisições foram posicionados na altura de 190 mm a partir das entradas da câmara ciclônica, como pode ser observado na Figura 5.2. O *Wiremesh* 12x12 fios e os dois canais de ultrassom são representados esquematicamente na imagem. No entanto, não foi realizado a medição com os dois sistemas de aquisição simultaneamente.

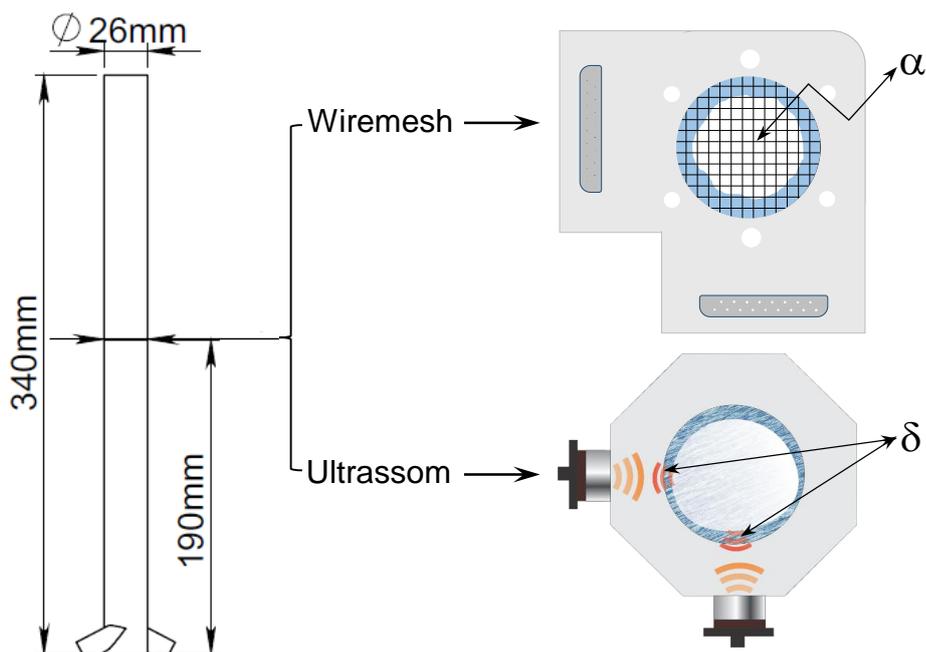


Figura 5.2 – Técnicas de captura de filme de líquido: *Wiremesh* fornece a fração de vazio, α , e os canais do ultrassom concedem as espessuras locais.

O sensor *Wiremesh* é capaz de medir as características do escoamento na seção transversal do tubo independentemente do regime de escoamento com boa resolução espacial e taxa de captura de até 10 kHz (PRASSER, 1998). Este sensor consiste em dois conjuntos de fios esticados sobre a seção transversal de um tubo

formando uma grade de eletrodos. O número de eletrodos varia de acordo com a aplicação. Cada plano é posicionado perpendicular um ao outro com uma pequena separação axial de 1,5 mm. Um sinal senoidal de 5 MHz é aplicado para medir a capacitância local nas lacunas de todos os pontos de cruzamento através de um circuito multiplexado (SILVA, 2007).

Os dados obtidos do sensor representam a distribuição de fase sobre a seção transversal. Nenhum procedimento de reconstrução é necessário e a visualização em tempo real pode ser alcançada. O processamento dos dados foi feito no programa computacional MATLAB. Os dados foram adquiridos em dois dias diferentes, sendo três medições em cada dia, para assim realizar a média entre os dados e diminuir os erros de medições.

O segundo método de medição, por ultrassom, utiliza o princípio pulso-eco, em que se mede o tempo de trânsito de um pulso acústico desde sua emissão (pulso) até seu retorno (eco), a Figura 5.3-(a) ilustra o processo. Com esse princípio de funcionamento, o equipamento de ultrassom utiliza um sensor de efeito piezoelétrico como emissor e receptor.

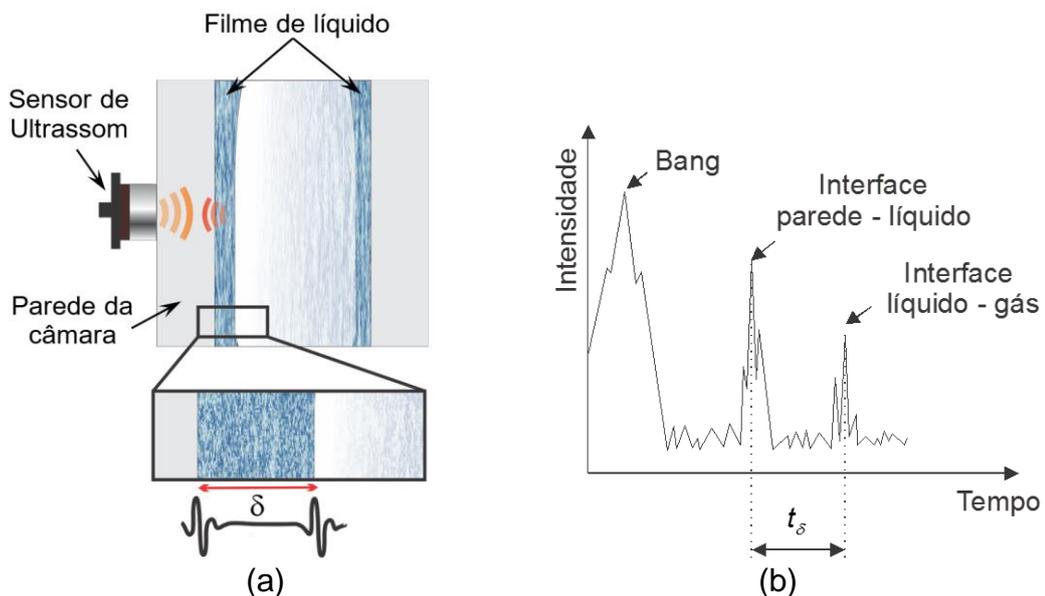


Figura 5.3 – (a) Representação do pulso-eco na câmara ciclônica. (b) Sinal de resposta do ultrassom.

No processo para determinar a espessura, o pulso acústico tem uma primeira reflexão na interface formada pela parede interna do tubo e o filme líquido. Em

seguida, o sinal se reflete na interface líquido-gás, como pode ser observado na Figura 5.3-(b), a qual ilustra o processo de medição da espessura, apresentando a intensidade do sinal de resposta em função do tempo durante a medida de cada canal. Podem ser observados três picos: o primeiro refere-se ao disparo inicial do sensor; o segundo é a reflexão na interface da parede da câmara e o último na interface líquido gás. Este último pico flutua com o tempo no sinal de resposta, dada a estrutura interfacial em ondas do escoamento (Case, 1998).

A espessura do filme, δ , é calculada em função da velocidade do som no meio líquido, c , e o tempo transcorrido, t_{δ} , no qual o som atravessou duas vezes a espessura do filme, ou seja, na emissão e na volta até o transdutor:

$$\delta = c \left(\frac{t_{\delta}}{2} \right), \quad (5.1)$$

Após a aquisição dos dados o processamento foi realizado através do programa MATLAB. As medições pela técnica do ultrassom foram realizadas em apenas um dia, com a medição sendo em dois pontos perpendiculares um ao outro.

A partir disso, pôde-se calcular e determinar os valores dos parâmetros referentes ao experimento, tais como: a variação da fração de vazio no tempo, o regime de escoamento antes das entradas, a velocidade superficial da fase gasosa provenientes dos sensores *wiremesh* e o comportamento no tempo da espessura do filme de líquido oriundo do ultrassom.

Com essas medidas e, juntamente, com as vazões das fases fornecidas pelo *coriolis* (líquido) e placa de orifício (gás) realizou-se as simulações numéricas com condições de contorno e inicial semelhantes ao da bancada experimental. Dessa forma, efetuou a comparação entre os resultados experimentais e numéricos para validar os resultados do modelo numérico desenvolvido para a realização desse estudo. A comparação, efetivamente, entre os resultados está apresentada na seção a seguir.

5.1.2 Validação dos resultados numéricos

Os valores experimentais e numéricos da variação da espessura do filme de líquido no tempo foram comparados na distância de 190 mm no eixo axial das entradas. Para que todas as medidas pudessem ser comparadas corretamente, utilizou-se a seguinte equação:

$$e\% = \frac{|\delta_1 - \delta_2|}{\max(\delta_1; \delta_2)}, \quad (5.2)$$

onde δ_1 é a espessura do filme de líquido proveniente da primeira técnica de análise, δ_2 é a espessura do filme de líquido obtido pelo segundo método de captura.

A Tabela 5.1 apresenta os valores das espessuras médias do filme de líquido para cada caso testado experimentalmente. As diferenças percentuais foram calculadas utilizando a equação (5.2).

Tabela 5.1 – Comparação dos dados experimentais, provenientes do *wiremesh* e ultrassom, com os resultados numéricos.

JL [m/s]	JG [m/s]	Numérico δ [mm]	Wiremesh (WM)		Ultrassom (US)		Desvio entre WS e US
			δ [mm]	Diferença	δ [mm]	Diferença	
0,5	0,5	8,63	6,80	21,2%	6,62	23,2%	2,6%
1,0	0,5	9,29	7,75	16,6%	8,21	11,7%	5,6%
1,0	1,0	8,10	5,93	26,8%	5,94	26,7%	0,1%
1,0	1,5	6,94	4,70	32,3%	4,41	36,4%	6,0%
1,0	2,0	5,83	3,74	35,9%	3,57	38,9%	4,5%
1,5	0,5	8,97	8,04	10,3%	8,53	4,86%	5,7%
1,5	1,0	7,19	5,97	16,9%	5,91	17,8%	1,1%
1,5	1,5	3,97	4,14	4,10%	4,20	5,27%	1,2%
2,0	0,5	7,95	8,34	4,74%	8,06	1,44%	3,4%
2,0	1,0	4,13	4,80	9,52%	4,56	9,58%	4,9%

Observa-se através da Tabela 5.1 que os resultados obtidos numericamente foram consistentes com os dados aferidos em ambas técnicas experimentais, apresentando uma diferença mínima de 1,4% com o ultrassom e de 4,1% com o sensor *wiremesh*. Entretanto, foi observado uma diferença máxima de 35,9% com o

wiremesh e 38,9% com o ultrassom. Vale ressaltar que os casos com os maiores erros são, respectivamente, os casos com as espessuras mais finas. Essa situação implica que, como os valores percentuais são relativos e sensíveis a alguma medida de referência, baixas variações para valores pequenos resultam em diferenças percentuais mais significativas. A tabela ainda mostra a comparação entre os resultados experimentais e pode-se notar que os resultados são próximos entre eles, permanecendo com maior diferença de 6,0%.

Ao analisar os valores descritos na Tabela 5.1 em figuras, como mostrado na Figura 5.4, torna-se visivelmente mais fácil de comparar as diferenças entre as medições. A Figura 5.4-(a) mostra graficamente a proximidade dos valores numéricos com os de ultrassom, com apenas três pontos totalmente fora da linha tracejada de 25% de incerteza. Os dados do *wiremesh*, contidos na Figura 5.4-(b), garantem praticamente a mesma confiabilidade aos resultados numéricos, visto que os mesmos três pontos não estão compreendidos dentro das linhas tracejadas que correspondem a 25% de diferença.

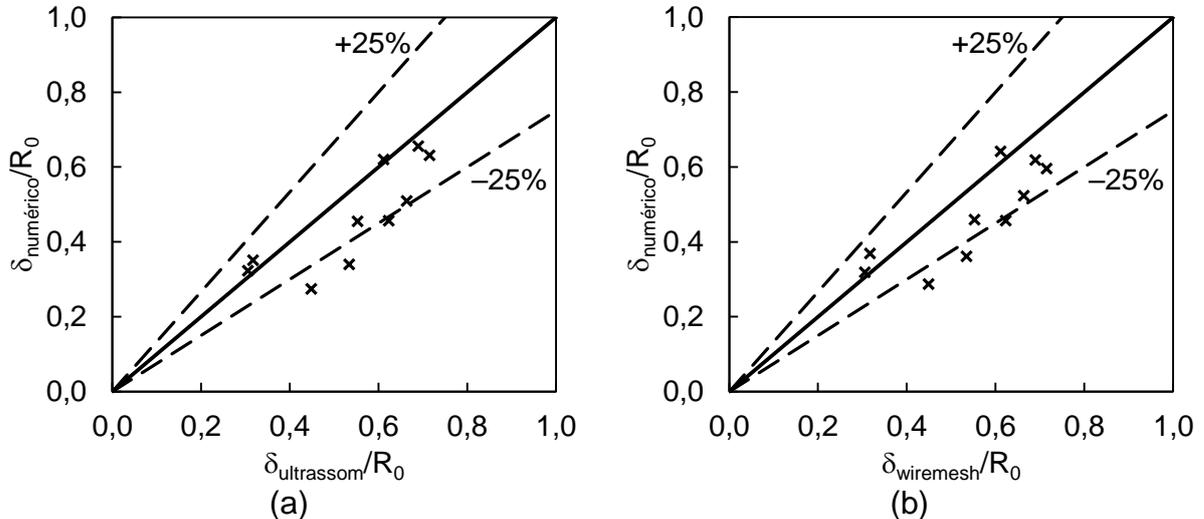


Figura 5.4 – Comparação gráfica entre os resultados da espessura do filme de líquido numérico e experimental: (a) resultado numérico pelos do ultrassom; (b) resultado numérico pelos do *wiremesh*.

Os valores com maiores diferenças são atrelados aos casos que se tem maior quantidade de gás, justamente, a variável experimental que possui maior incerteza padrão relativa, que está detalhada na análise de incertezas no APÊNDICE C. Esse aumento na quantidade do gás reflete na diminuição da espessura, em que pode ser

observado as menores espessuras de filme. Esse fato implica que por se tratar de um valor percentual relativo, uma pequena variação em milímetros comparados a espessuras finas, reflete em alta variação percentual, expondo as maiores diferenças nesses casos.

A fim de verificar a confiabilidade entres as técnicas de medições experimentais, sensor *wiremesh* e ultrassom, fez-se a comparação entre os resultados dessas análises. A semelhança entre os resultados pode ser vista na Figura 5.5, com a representação dos valores comparados dentro da faixa de 6%, garantindo assim, que os resultados experimentais medidos com as duas técnicas estão em conformidade e dentro de uma faixa de confiabilidade com baixa diferença. Essa comparação carrega a confiança dos resultados obtidos na bancada experimental.

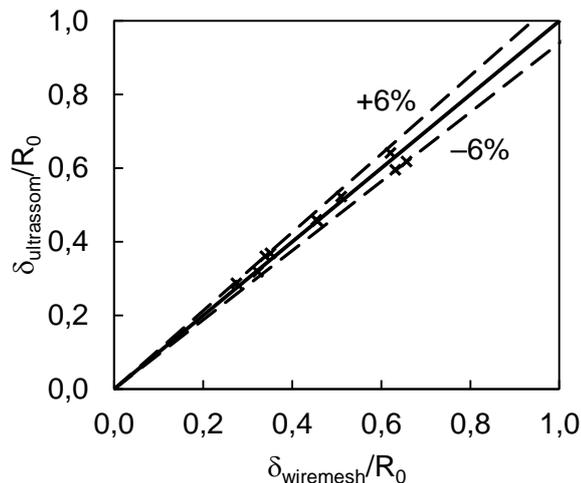


Figura 5.5 – Comparação entre os resultados experimentais *wiremesh* e ultrassom.

Finalmente, como os resultados obtidos a partir das simulações numéricas possuem valores consistentes aos aferidos na bancada experimental, o modelo numérico desenvolvido no presente trabalho consegue representar de forma satisfatória o fenômeno físico do escoamento no interior da câmara ciclônica do sistema de distribuição. Com isso, pode-se afirmar que as simulações numéricas realizadas para a conclusão deste estudo são capazes de representar a formação e a variação do filme de líquido de um escoamento ascendente.

5.2 Resultados Numéricos

Primeiramente foi analisado como os fluidos se comportam e desenvolvem no interior da câmara ciclônica. Em seguida, estudou-se como alguns parâmetros (número de Froude, número de Reynolds, vorticidade, campo de velocidade, entre outros) variavam à medida que se alterava as velocidades superficiais das fases líquida e gasosa.

5.2.1 Análise do escoamento no interior da câmara ciclônica

A análise do escoamento de filme de líquido no interior da câmara ciclônica se baseou no comportamento médio no tempo para todas as variáveis pertinentes ao escoamento, no caso representativo de $JL=1,0$ m/s e $JG=1,0$ m/s. Primeiramente, a variação da espessura do filme de líquido média ao longo da câmara ciclônica pode ser visualizada na Figura 5.6 em instantes variados.

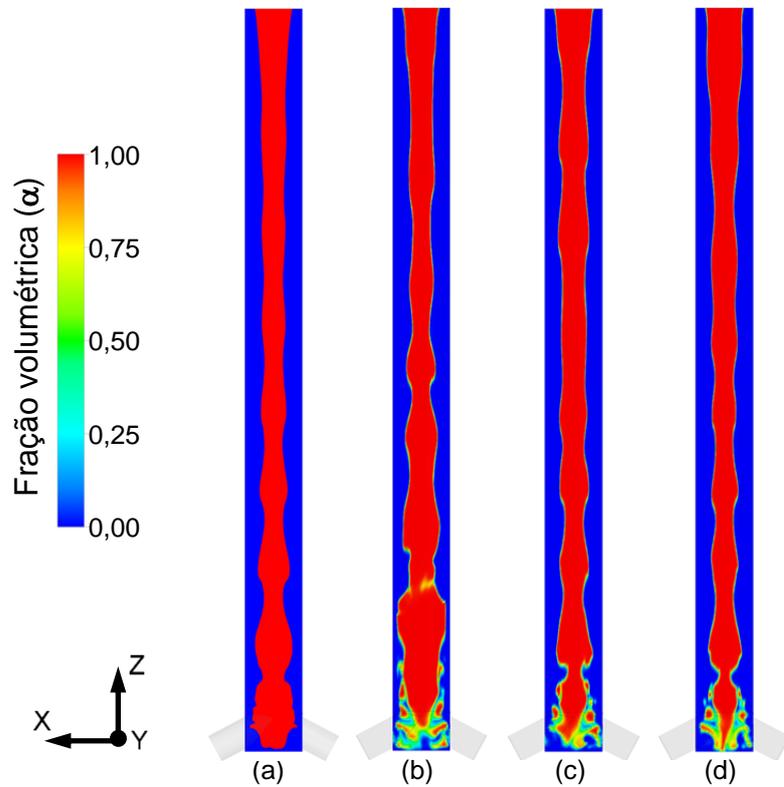


Figura 5.6 – Distribuição das fases líquido-gás na câmara ciclônica com: (a) comportamento médio no tempo; (b) $t = 0,4$ s; (c) $t = 0,8$ s; e (d) $t = 1,0$ s.

Observa-se na Figura 5.6-(a) o campo discreto médio, no tempo, do filme de líquido no interior da câmara ciclônica, com as cores azul (0) e vermelha (1) representando as fases líquida e gasosa, respectivamente, no plano longitudinal XZ. A espessura média foi traçada no campo contínuo das fases líquido e gás em $\alpha=0,5$, dessa forma, a interface líquido-gás foi definida de forma discreta ao longo de todo escoamento, as regiões de líquido e de gás. Com o filme de líquido discreto pôde-se realizar o cálculo de algumas variáveis, como espessura do filme de líquido, velocidade, vorticidade, número de Froude e número de Reynolds, entre outras, somente na fase líquida.

Porém, na região próxima as entradas nas figuras 6-(b), 6-(c) e 6-(d) se observa que há uma dispersão das fases, regiões contínuas que variam entre 0 e 1, isso se deve ao esquema de compressão de interface não conseguir definir com exatidão as fases líquida e gasosa, causada pela alta instabilidade do escoamento. Essa parte da câmara concentra consideráveis quantidades de bolhas pequenas e alta turbulência no escoamento, assim, a compressibilidade da interface é afetada. E também se percebe que nessa região a fase líquida ocupa gradativamente maior área com o decorrer do tempo.

Entretanto, no restante da câmara ciclônica o escoamento de superfície livre possui a característica da interface estar totalmente comprimida, indicando assim, que o esquema de compressão de interface adotado no modelo numérico consegue um bom mapeamento da interface líquido-gás na região de análise. Dessa forma, os cálculos e as análises das variáveis do escoamento podem ser feitas em cada fase separadamente.

Outra observação a ser feita ainda a respeito das figuras 5.6-(b), 5.6-(c) e 5.6-(d) concerne à variação da espessura do filme de líquido em cada instante, o que ocorre devido à condição de entrada ser oscilatória. Essa alteração na fração de vazio é melhor observada na Figura 5.7, que mostra a variação da espessura no tempo, na seção transversal à altura de 190 mm da câmara ciclônica.

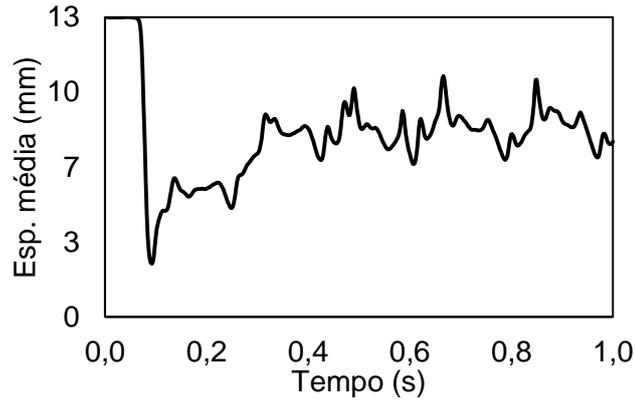


Figura 5.7 – Variação da espessura média do filme de líquido ao longo do tempo, na posição de 190 mm de altura na câmara ciclônica.

A Figura 5.7 apresenta o comportamento da espessura média no decorrer de 1 s de simulação no interior da câmara ciclônica. Nota-se que até aproximadamente 0,3 s o comportamento da espessura média do filme de líquido é intermitente, e a partir do tempo de 0,3 s, a fração de vazio tem um comportamento recorrente, oscilatório, que se repete de acordo com as condições de entrada, como pode ser visto na Figura 5.8. Observa-se nessa figura as duas curvas sobrepostas a variação da espessura média e a frequência de entrada da fração de vazio. À medida que o escoamento ocorre, os picos se repetem de forma induzida pela frequência de entrada da fração de vazio. Dessa forma, como a variação da espessura do filme é periódica, pode-se dizer que o escoamento entrou em regime permanente para esse caso.

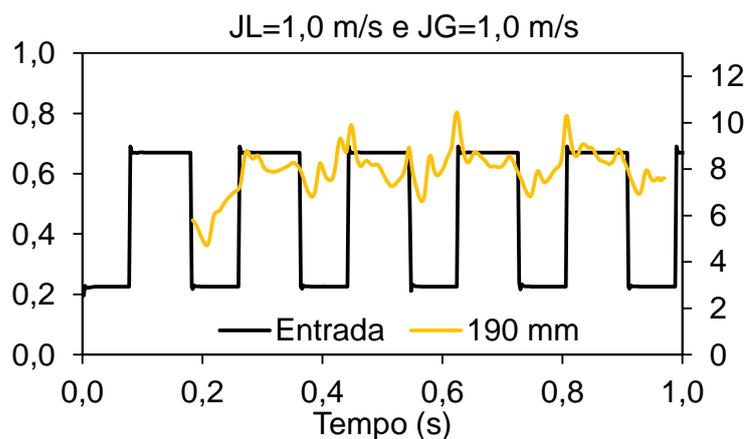


Figura 5.8 – Variação da espessura média do filme de líquido ao longo do tempo juntamente com frequência da fração de vazio na entrada da câmara.

Assim como a formação do filme de líquido, o campo de pressão se forma e se intensifica com o passar do tempo de simulação. Isso pode ser observado na Figura 5.9, em que há variação de pressão no plano XZ nas regiões no interior da câmara ciclônica, com a pressão variando de 0 a 5000 Pa nas cores de azul para vermelho, respectivamente.

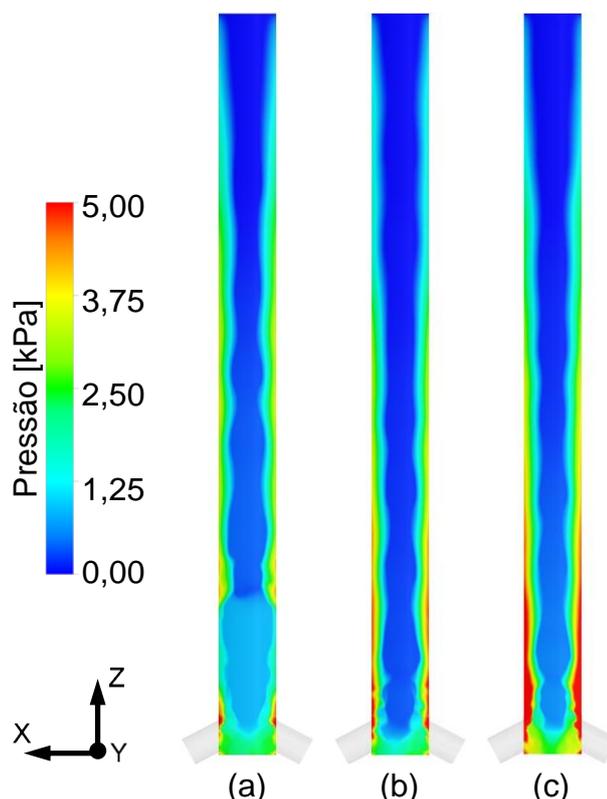


Figura 5.9 – Campo de pressão em: (a) $t = 0,4$ s; (b) $t = 0,8$ s; e (c) $t = 1,0$ s.

A localização de maior pressão no interior da câmara ciclônica está presente na região inferior próxima a parede e se intensifica com o aumento do tempo, como pode ser visto nas imagens de (a)-(c) da Figura 5.9. Esse aumento na pressão é causado pela coluna de líquido que se forma no filme de líquido devido a intensidade do campo centrífugo e pelo acúmulo de líquido que ocorre com o passar do tempo. Percebe-se ainda que como a câmara não é pressurizada, a região onde o gás escoia (centro da câmara ciclônica) a pressão manométrica se aproxima de zero.

Além da pressão ser menor na região ocupada pela fase gasosa, o gás é acelerado em razão do aumento da espessura do filme de líquido, que conseqüentemente diminui o espaço ocupado pelo gás, produzindo a partir da

conservação da massa um ganho de velocidade da fase gasosa. Como o campo de velocidade do escoamento é modelado como não-homogêneo, tem-se velocidade de ambas as fases. Com essa variável determina-se as linhas de correntes para prever a direção na qual o elemento de fluido percorrerá em qualquer instante de tempo. A linha de corrente é definida sendo o produto externo entre o comprimento de arco infinitesimal ($d\mathbf{r}$) pelo vetor velocidade local (\mathbf{U}) igual a zero (WHITE, 2009), como mostrado nas equações a seguir:

$$d\mathbf{r} \times \mathbf{U} = 0, \quad (5.3)$$

$$\frac{d\mathbf{r}}{U} = \frac{dx}{u} = \frac{dy}{v} = \frac{dz}{w}, \quad (5.4)$$

onde $d\mathbf{r} = dx \mathbf{i} + dy \mathbf{j} + dz \mathbf{k}$ é o comprimento de arco infinitesimal e $d\mathbf{U} = u \mathbf{i} + v \mathbf{j} + w \mathbf{k}$ o vetor velocidade local.

Portanto, para retratar o comportamento das linhas de correntes referentes ao campo de velocidade da fase gasosa, a Figura 5.10-(a) mostra a formação das linhas de correntes da velocidade média da fase. Nota-se que o gás escoava pela parte central da câmara, uma vez que as linhas se concentram mais ao centro da câmara. Ao se observar os vetores tangenciais as linhas de correntes na área aproximada à Figura 5.10-(a), pode-se afirmar que nesse caso, o escoamento da fase gasosa possui elevado módulo de velocidade, visto que o tamanho dos vetores representam a intensidade da velocidade. E devido as inclinações das linhas e dos vetores, pode-se ainda afirmar que a velocidade tangencial é praticamente nula, expondo que essa fase não escoava com movimentos circulares, referentes ao campo centrífugo, tendo componente somente na direção axial.

A Figura 5.10-(b) apresenta ainda o campo da velocidade média do escoamento da fase gasosa, variando de forma linear entre 0 a 15 m/s com as cores azul e vermelho, respectivamente. Esse campo está apresentado em função da fase gasosa, dessa forma a velocidade na região próxima a parede se aproxima de zero. Mostrando que próximo a região da parede está o filme de líquido, fase líquida.

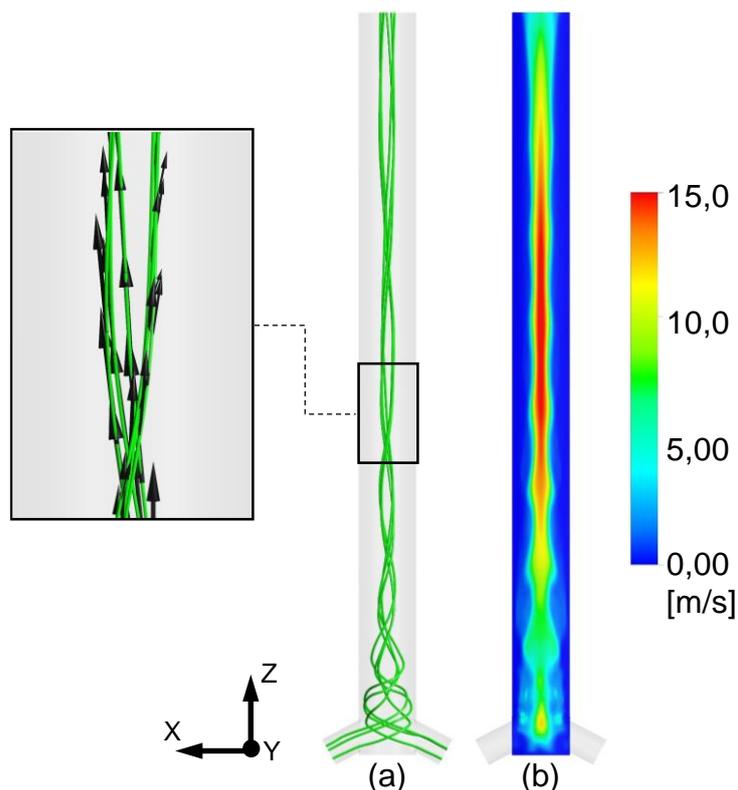


Figura 5.10 – Comportamento relativo da fase gasosa mostrando: (a) as linhas de correntes; e (b) o campo da velocidade média.

Analisando agora as linhas de correntes referentes a velocidade da fase líquida, nota-se um comportamento oposto ao observado na fase gasosa, como pode ser visto na Figura 5.11-(a), com a ilustração das linhas de correntes em relação a velocidade média do líquido.

Devido ao campo centrífugo gerado pelo posicionamento das entradas, o líquido escoar próximo a parede e o gás na região central devido a diferença das massas específicas de cada fase. Assim, as linhas de correntes formadas pelo campo de velocidade da fase líquida são próximas a parede. Comparando os vetores da velocidade do líquido com a do gás, ambas na mesma escala, pode-se afirmar que a velocidade do gás possui maior módulo que a da fase líquida. Essa diferença entre as velocidades ocorre devido ao líquido sofrer maior influência do campo centrífugo, em consequência desse fluido possuir elevada massa específica, e da força de atrito com a parede da câmara ciclônica. Assim, grande parte da energia contida no escoamento é dissipada, o que diminui a velocidade da fase.

A Figura 5.11-(b) mostra o campo da velocidade média do líquido na região ocupada pela fase. A intensidade da velocidade do líquido é menor do que a fase gasosa, como já mencionado, e pode ser observado com a escala variando entre 0 e 5 m/s.

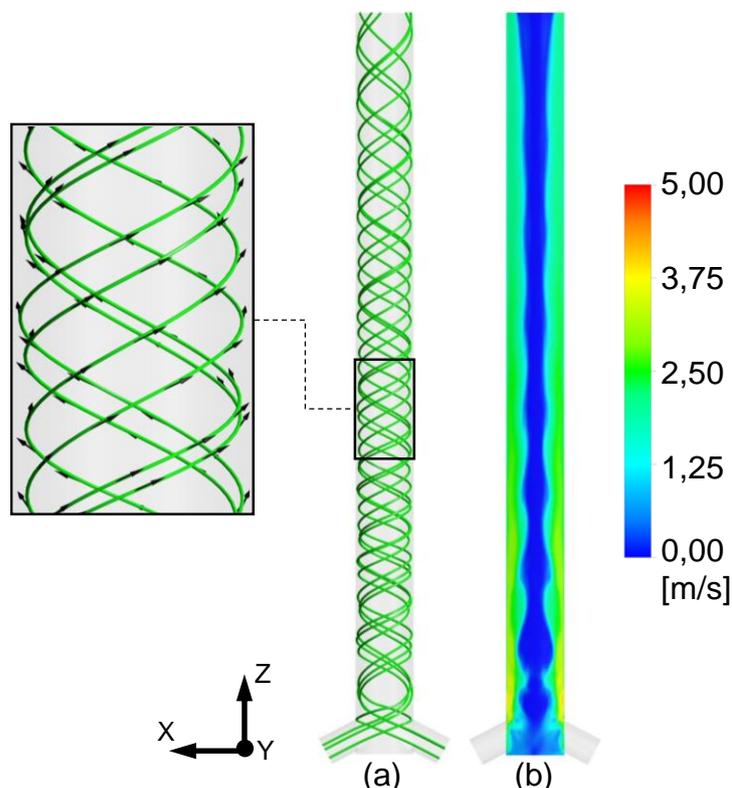


Figura 5.11 – Comportamento relativo da fase líquida mostrando: (a) as linhas de correntes; e (b) o campo da velocidade média.

Após a análise dos campos, da fração de vazio média e das velocidades médias, torna-se mais fácil a compreensão do campo de vorticidade das fases. A vorticidade (ω) é definida em White (2009) sendo duas vezes a rotação do fluido (Ω), ou, o rotacional do campo de velocidade (\mathbf{U}), e pode ser calculada pela equação (5.5):

$$\omega = 2\Omega = (\nabla \times \mathbf{U}), \quad (5.5)$$

O campo de vorticidade apresentado na Figura 5.12-(a), mostra a soma das vorticidades das fases líquida e gasosa na direção Y no interior da câmara ciclônica, com uma variação linear entre -2.000 e $+2.000 \text{ s}^{-1}$ nas cores azul e vermelho, respectivamente.

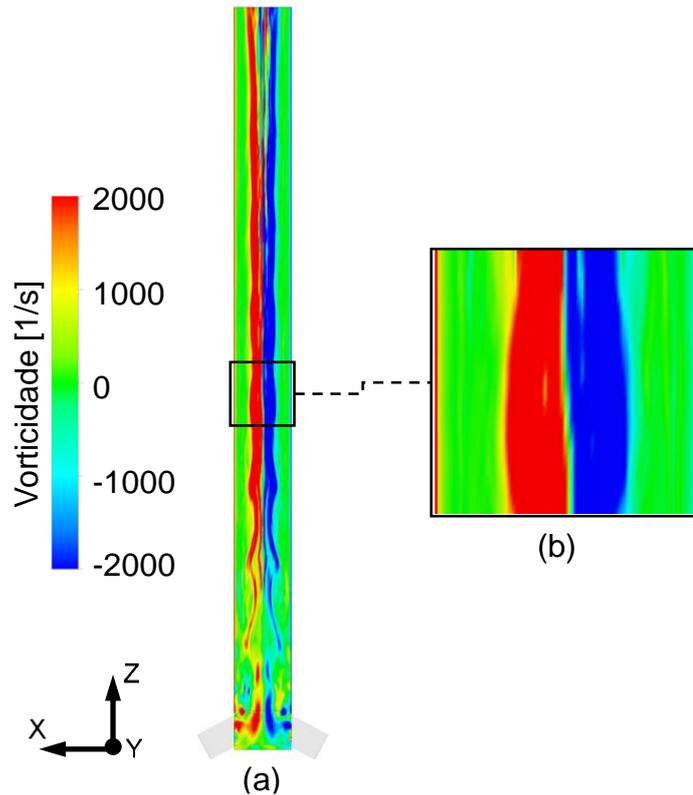


Figura 5.12 – Campo de vorticidade médio ao longo do tempo.

Tem-se no lado direito da câmara os valores negativos e no outro lado os valores positivos, mas com o comportamento espelhado. Nas regiões próximas as paredes, Figura 5.12-(b), a velocidade translacional do fluido na parede é igual a zero, mas a velocidade rotacional das partículas fluidas que estão sobrepostas a parede não são nulas, causando assim alta vorticidade nessa área.

O efeito da vorticidade aparece quando ocorre recirculações no escoamento, e a região com maior vorticidade coincide com a área onde a interface líquido-gás varia no tempo, ou onde a fase gasosa esco, por ter um escoamento com maior aleatoriedade. No espaço ocupado pelo líquido há circulação somente na parede da câmara ciclônica, pois a condição de contorno implica que a velocidade do fluido na parede é igual a zero. A consequência de um escoamento com alta vorticidade implica na diminuição da coalescência das bolhas, em outras palavras, aumenta a separação das fases na câmara ciclônica.

O campo de vorticidade permite visualizar a região na qual há a ocorrência de maior perda de energia devido as circulações presentes no escoamento. Dessa forma,

o campo da energia cinética turbulenta, k , é determinado para mapear a região com maior turbulência no interior da câmara ciclônica e, conseqüentemente, a área com maior dissipação de energia. No entanto, para que possa comparar os campos de turbulência para todos os casos, necessitou-se realizar a adimensionalização da energia cinética turbulenta (VERSTEEG E MALALASKERA, 2007). Para tal, primeiramente calcula-se k usando a seguinte equação:

$$k = \frac{u'^2 + v'^2 + w'^2}{2}, \quad (5.6)$$

onde u' , v' e w' são as flutuações das velocidades nas direções x , y e z , respectivamente.

Então, a adimensionalização da energia cinética turbulenta é obtida a partir da equação (5.6) e titulada como intensidade turbulenta, TI (VERSTEEG E MALALASKERA, 2007). Na equação é apresentada a razão entre as flutuações das velocidades variam e a média da velocidade tangencial no domínio da câmara ciclônica no tempo .

$$TI = \frac{\sqrt{\kappa}}{\bar{V}_t}, \quad (5.7)$$

onde κ é a energia cinética turbulenta e \bar{V}_t a velocidade tangencial média no domínio e no tempo.

O campo da intensidade turbulenta no interior da câmara ciclônica do sistema de distribuição está evidenciado na Figura 5.13. A imagem mostra como o valor da intensidade turbulenta está distribuído e a variação linear de 0 a 1 representados pelas cores azul e vermelho, respectivamente. Observa-se que a região onde o TI mais se intensifica é o centro da câmara, região pertencente ao escoamento da fase gasosa e/ou a oscilação da interface do filme de líquido. A área em vermelho adquire essa característica por possuir altas variações nas flutuações das velocidades. Já na região próxima à parede, onde há a formação do escoamento de filme de líquido, não ocorrem grandes variações nas flutuações das velocidades, tornando a porção do

escoamento com menor TI. Diferentemente da vorticidade, a intensidade turbulenta é função somente as flutuações nas velocidades, assim, à medida que o escoamento tem maior invariabilidade na direção do escoamento, menor é o valor de TI.

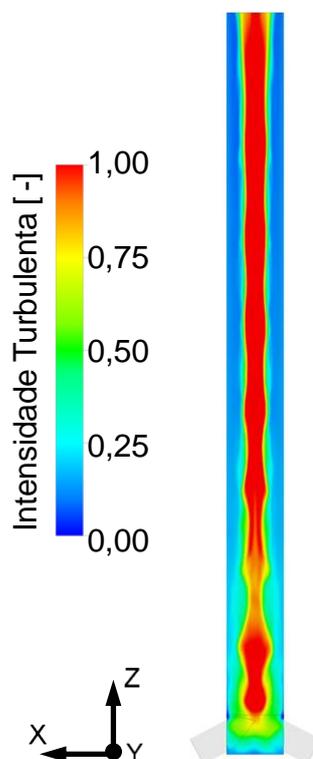


Figura 5.13 – Campo de intensidade turbulenta.

O estudo do campo de intensidade turbulenta fornece algumas informações que os demais campos não conseguem prover, maiores detalhes estão apresentados na próxima seção.

5.2.2 Análise do escoamento em função das velocidades superficiais JL e JG

Com a análise realizada do escoamento no interior da câmara ciclônica para as velocidades superficiais JL e JG iguais a 1,0 m/s, pode-se agora apresentar quais as influências que a variação dessas velocidades causam no comportamento médio do filme de líquido ascendente sob efeito dos campos centrífugo e gravitacional.

O foco desse estudo se concentra na influência que a variação das velocidades causa na estabilidade do filme de líquido. Considera-se, no presente trabalho, que a

estabilidade do filme de líquido significa um escoamento com pouca, ou quase nenhuma, variação na espessura média da seção transversal. Ou seja, quanto menor a oscilação da espessura no tempo, mais estável o escoamento é.

Foi observado com a realização dos experimentos que o aumento da estabilidade do filme de líquido torna mais propenso o escoamento se dividir equitativamente nas quatro saídas do distribuidor (OFUCHI *et al.*, 2017). Dessa forma, foi avaliada como a mudança nas velocidades superficiais, JL e JG, aumentam a invariabilidade do escoamento, nas condições operacionais que possibilitam a formação de um escoamento no padrão golfada.

O escoamento estudado no interior da câmara ciclônica tem a característica de estar submetido sob a influência dos campos centrífugo e gravitacional. Dessa forma, o número adimensional de Froude, como pode ser visto na equação (5.8), fornece a relação entre as forças inercial e gravitacional, assim, esse parâmetro auxilia na compreensão dos termos que influenciam no escoamento.

$$Fr = \frac{V}{\sqrt{gR_0}}, \quad (5.8)$$

onde V é a velocidade da fase líquida, g a aceleração da gravidade e R_0 o raio da câmara ciclônica.

Para calcular o número de Froude nos casos simulados determinou-se, primeiramente, o valor da velocidade média do escoamento somente da fase líquida dentro da câmara ciclônica. Logo após executou-se o cálculo do número adimensional. A Figura 5.14 apresenta a distribuição dos valores de Froude obtidos para diferentes combinações de JG e JL.

A partir da Figura 5.14, nota-se que o número de Froude aumenta juntamente com o acréscimo de JL, uma vez que esses números são diretamente proporcionais. No entanto, ao observar os pontos JG=1,5 m/s, JL=1,5 m/s; JG=2,0 m/s, JL=1,5 m/s e JG=0,5 m/s, JL=2,0 m/s, percebe-se que não necessariamente o maior JL acarreta no maior número de Froude, mesmo que Fr utilize somente a velocidade média do líquido para ser calculado.

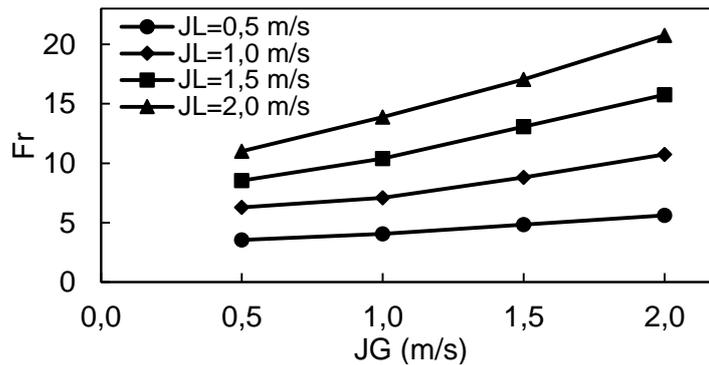


Figura 5.14 – Variação do número de Froude no domínio da câmara ciclônica por JG, para diferentes JL.

Ao se analisar os efeitos ocasionados pelo aumento do número de Froude, percebe-se que a estabilidade do filme de líquido é diretamente proporcional ao número adimensional. Para demonstrar tal fato a Figura 5.15 mostra espessura do filme de líquido variando no tempo para um JG fixo de 1,5 m/s e variando a velocidade superficial do líquido. Observa-se que a medida que aumenta o JL, diminui a variação da espessura de filme. Isso ocorre porque o aumento da velocidade da fase líquida causa um acréscimo nas forças de espalhamento (NINAHUANCA, 2016).

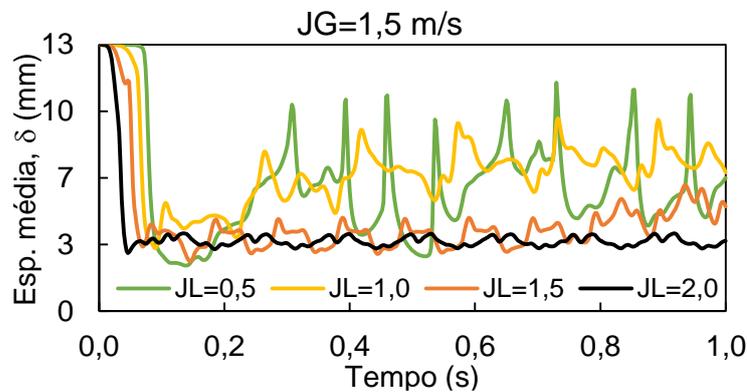


Figura 5.15 – Variação da espessura média do filme de líquido em função do tempo para JG=1,5 m/s.

O acréscimo nas forças de espalhamento acelera o líquido nas direções axial e tangencial, e à medida que a velocidade superficial da fase líquida aumenta, intensifica-se o campo centrífugo e facilita a separação das fases na câmara ciclônica. Com a separação das fases nessa etapa do processo, a fase líquida escoar com menor flutuação no interior da câmara, isto é, menor oscilação do filme de líquido.

Outro fato a se comentar a respeito da Figura 5.15 é a diminuição da espessura com o aumento de JL. E para melhor exemplificar, observe a Figura 5.16 em que apresenta a proporção de líquido no escoamento de filme de líquido para a velocidade superficial do gás fixa em 1,5 m/s e variando o JL.

Nota-se um domínio discreto, com as cores azul e vermelho representando as fases líquida e gasosa, respectivamente. E a espessura do filme de líquido (região azul) aumenta da figura (a) para (b), pois aumenta a vazão de líquido e, conseqüentemente, a proporção de líquido no interior da câmara, tornando a espessura com maior dimensão. Entretanto, continuando a aumentar o JL, de (b) até (d), a espessura volta a se tornar mais delgada. Isso ocorre, devido ao fato que o aumento de JL acarreta na intensificação da velocidade axial da fase líquida, em virtude da aceleração provocada pelas forças de espalhamento. Esse aumento na velocidade implica diretamente na diminuição da espessura do filme de líquido, visto que para que haja a conservação da massa, com massa específica constante, o aumento de velocidade necessita da redução da área de escoamento. Conseqüentemente, a espessura do filme de líquido se torna menor.

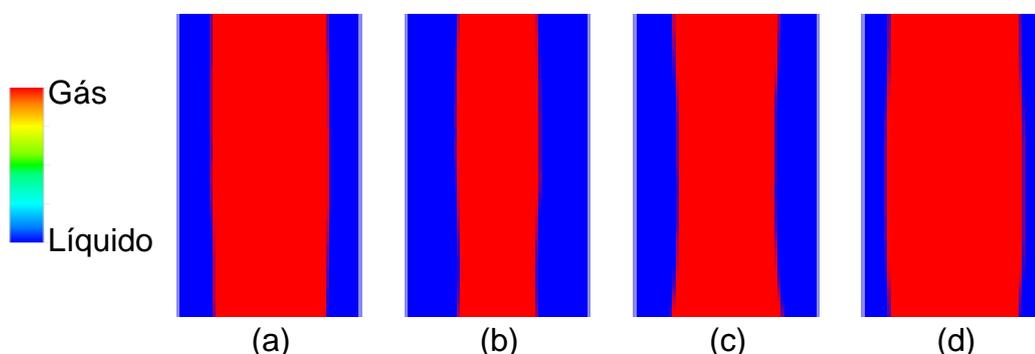


Figura 5.16 – Média temporal da espessura em uma região da câmara ciclônica para $JG=1,5$ m/s e: (a) $JL=0,5$ m/s; (b) $JL=1,0$ m/s; (c) $JL=1,5$ m/s; e (d) $JL=2,0$ m/s.

A fim de evidenciar o aumento das velocidades nos casos estudados, a Figura 5.17 fornece o comportamento das velocidades médias (no tempo e no espaço), nas direções axial e tangencial, do escoamento de filme de líquido. Assim, constata-se que o aumento de JL influencia mais a velocidade na direção axial, do que na direção tangencial.

Observa-se na Figura 5.17-(a), que a medida que o JL é incrementado em 0,5 m/s, a curva se torna mais íngreme. Entretanto, a Figura 5.17-(b) exhibe curvas de JL onde se observa uma baixa taxa de crescimento. Esses comportamentos distintos indicam que com o aumento na velocidade superficial da fase líquida, o escoamento no interior da câmara passa a adquirir maior velocidade na direção axial do que na direção tangencial. Essa diferença no aumento das velocidades advém em consequência da fase líquida ser um fluido incompressível. Assim, o líquido carrega um limite máximo de compressibilidade que as forças de espalhamento possam exercer sob fluido. E essas forças provocam um aumento na velocidade em ambas as direções, no entanto, com maior incremento na direção axial, pois se deve conservar o fluxo mássico e o aumento da velocidade acarreta na diminuição da área, por isso a espessura do filme de líquido diminui nos casos de alto JL.

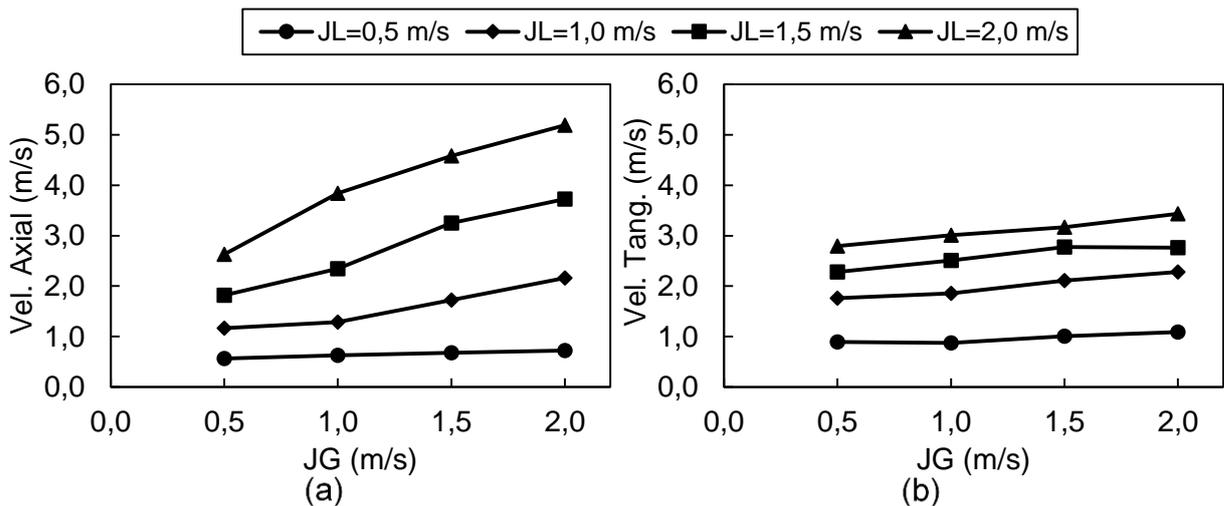


Figura 5.17 – Velocidade média no interior da câmara ciclônica para todos os JG e JL. (a) Velocidade axial média; (b) Velocidade tangencial média.

O efeito observado na Figura 5.16, o qual o filme de líquido se torna mais espesso e em seguida a começa a diminuir, é também demonstrado na Figura 5.18. Esse fenômeno foi relatado na saída da câmara ciclônica para a espessura do filme de líquido médio e plotado para um JG fixo e variando o JL, no entanto, a análise agora é qualitativa.

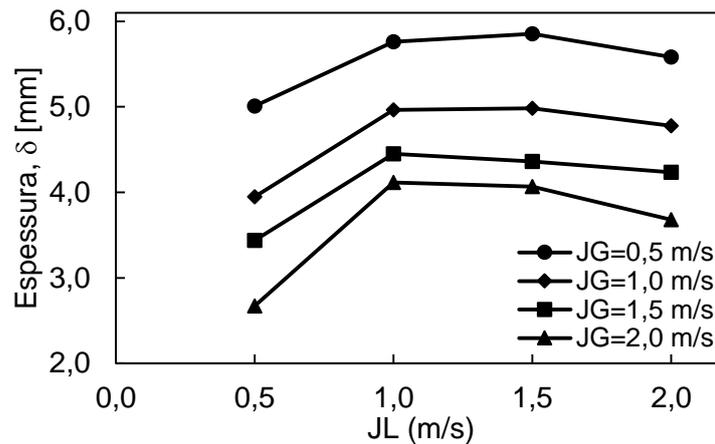


Figura 5.18 – Variação espessura média do filme de líquido na saída pelo JL, para diferentes JG.

O cálculo da espessura média do filme de líquido, $\bar{\delta}$, foi realizado utilizando a equação (5.9). Nota-se exatamente o mesmo comportamento mencionado anteriormente, o aumento da espessura com o aumento do JL de 0,5 m/s para 1,0 m/s, e depois uma leve diminuição da espessura para os outros valores de JL. Isso se deve ao fato do comportamento do escoamento de filme de líquido depender principalmente de dois parâmetros para variar: i) a proporção de líquido no escoamento (quanto maior a proporção de líquido, maior a espessura de filme se torna); e ii) a intensidade do campo de velocidade. Dessa forma, deve-se realizar um balanço entre esses dois parâmetros para que se possa prever como o escoamento se comporta no interior da câmara.

A espessura medida do filme de líquido é calculada como:

$$\bar{\delta} = R_0 (1 - \sqrt{\alpha}), \quad (5.9)$$

onde α representa a proporção média que a fase gasosa ocupa na seção transversal da saída. A Figura 5.19 mostra um esquema de como a proporção média da fração de gás é determinada. Como α é um campo contínuo, fixou-se o valor de $\alpha=0,5$ para transformar o campo contínuo em um campo discreto, onde $\alpha > 0,5$ é o gás e $\alpha < 0,5$ o líquido. O valor de $\bar{\delta}$ está representado esquematicamente, sendo o valor médio da espessura δ no tempo e na área.

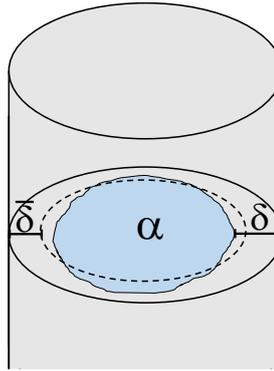


Figura 5.19 – Representação da área ocupada pela fase gasosa em um plano qualquer no domínio da câmara ciclônica.

Percebe-se ainda na Figura 5.18 que o aumento do valor de JG, acarreta diretamente na diminuição da espessura do filme de líquido. Essa redução na espessura advém da crescente inserção de gás no sistema, tornando maior o espaço ocupado pelo gás e reduzindo a área de escoamento da fase líquida.

Outro efeito que pode ser observado para identificar a estabilidade do filme de líquido é analisar a intensidade turbulenta média do escoamento. A Figura 5.20 mostra a intensidade turbulenta média para cada caso simulado. Nota-se na figura que de acordo com o aumento de JL, a intensidade turbulenta do escoamento diminui. E também que somente nos escoamentos com baixa vazão de líquido a fase gasosa consegue influenciar no escoamento.

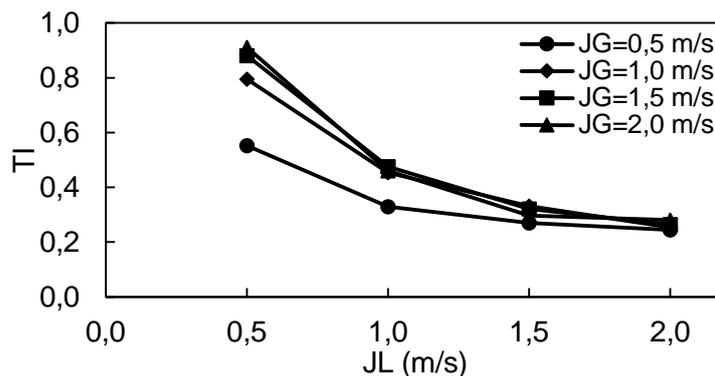


Figura 5.20 – Variação da intensidade turbulenta no domínio da câmara ciclônica por JL, para diferentes JG.

As duas maiores razões para que a intensidade turbulenta possua o comportamento observado na Figura 5.20 são: i) a elevação da intensidade do campo de velocidade; e ii) a variação da espessura ao longo do tempo. No primeiro motivo,

como o TI é altamente influenciado pela velocidade tangencial média do escoamento, então com o aumento gradativo do JL, a intensidade turbulenta se comporta de forma inversamente proporcional ao aumento da velocidade do líquido. Segundo motivo, instabilidade da espessura do filme de líquido no tempo influencia diretamente nos valores de TI.

A intensidade turbulenta, da Figura 5.20, decresce com o aumento de JL pelo fato do escoamento com maior estabilidade proporcionar menores flutuações turbulentas nas velocidades. Esse fenômeno ocorre em razão do escoamento com maior JL possuir o campo centrífugo mais intenso, acarretando na compressão do filme de líquido por toda câmara. Em escoamentos com alta instabilidade de filme de líquido, o TI adquire valores maiores, em consequência do escoamento produzir grandes flutuações nas três direções da velocidade.

Observa-se ainda na Figura 5.20 a convergência das curvas de JG para o mesmo ponto em JL=2,0 m/s, isso indica que para escoamentos com altos valores de JL a fase gasosa pouco influencia na dinâmica do escoamento. Uma forma identificar esse fato é comparar o comportamento da instabilidade da espessura do filme de líquido ao longo do tempo, como é mostrado na Figura 5.21. Na qual é exposto a espessura média da seção transversal calculada na altura Z=190 mm da câmara ciclônica em cada instante de tempo.

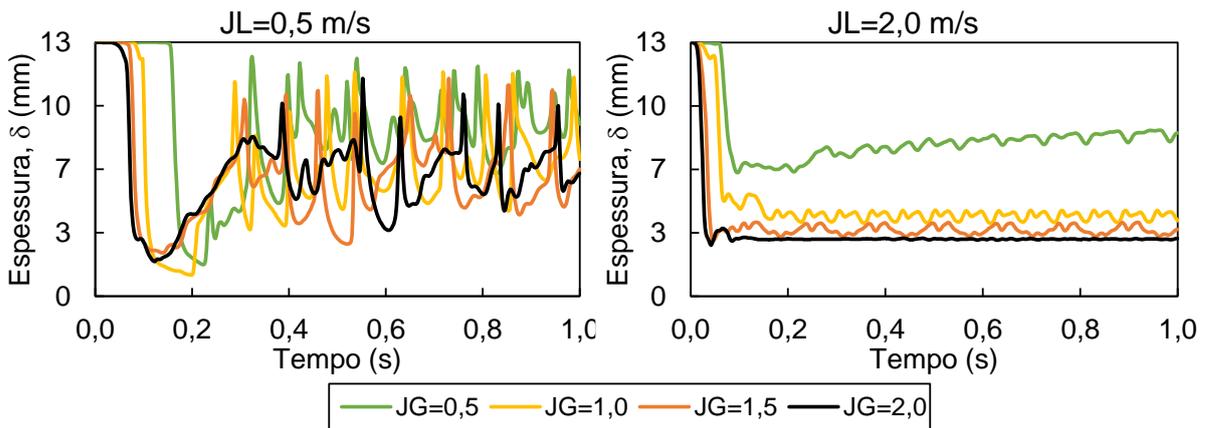


Figura 5.21 – Variação da espessura média do filme de líquido em função do tempo, para duas velocidades fixas de líquido, JL=0,5 m/s e JL=2,0 m/s.

A análise da Figura 5.21 consiste na comparação entre as velocidades extremas (JL=0,5 m/s e JL=2,0 m/s), para compreender como a variação das velocidades de

cada fase afeta na formação e desenvolvimento do filme de líquido. Os resultados mostram que com o aumento de JL, independentemente do JG, o comportamento da espessura do filme de líquido se torna mais estável. Isso é, a espessura média do filme adquire menor oscilação no tempo.

Com o comportamento visualizado na Figura 5.21, $JL=2,0$ m/s, pode-se afirmar que para essa velocidade superficial de líquido, a espessura do filme de líquido se torna praticamente invariável no tempo. Ou seja, independentemente da velocidade do gás injetada, para esse JL, o escoamento ascendente possui alta estabilidade. Essa invariabilidade é almejada na utilização do sistema de distribuição, por facilitar a divisão equitativa do escoamento, de acordo com Ofuchi *et al.* (2017).

A fase gasosa exerce baixa influência em escoamentos com alta intensidade no campo centrífugo, dessa forma o escoamento possui a característica de elevada vorticidade, mas com baixos valores de TI e na espessura do filme de líquido.

O comportamento da vorticidade média para diferentes JG e JL está apresentada na Figura 5.22. O módulo da vorticidade foi calculada para todo o escoamento utilizando uma velocidade média no domínio e no tempo e, então, plotada para todas as velocidades superficiais. O comportamento da vorticidade se assemelha com o do número de Froude (Figura 5.14), o qual aumenta com o acréscimo de JL e JG. Essa reação revela que com o aumento da velocidade do escoamento, cresce o efeito de circulação, diferentemente do comportamento do TI. Com isso, observa-se que os aumentos da vorticidade e da velocidade não implicam no aumento da intensidade turbulenta (Figura 5.20).

O aumento da vorticidade ajuda a diminuir a coalescência de bolhas, conseqüentemente, o escoamento de filme de líquido tende a separar mais facilmente as bolhas dispersas no filme, devido as recirculações e as forças de empuxo e centrípeta, o gás é forçado para o centro da câmara ciclônica transformando o filme de líquido em um escoamento monofásico com superfície livre. O acréscimo na vorticidade fornece a informação do aumento das rotações presentes em um vetor velocidade, ao acompanhar o vetor em uma linha de corrente, ocasionando na dissipação de energia que não contribui para o escoamento fluir na direção desejada, ascendente (KUNDU e COHEN, 2010).

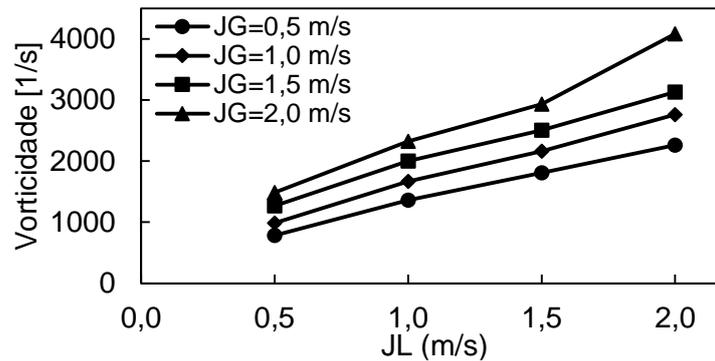


Figura 5.22 – Variação da vorticidade média no domínio da câmara ciclônica por JL, para diferentes JG.

As análises a seguir utilizam dados médios calculados sob vários planos transversais a câmara ciclônica. Esses planos são espaçados a cada 50 mm, iniciando a altura de $Z=40$ mm até a saída em $Z=340$ mm, totalizando sete planos, representando sete pontos ao longo da câmara ciclônica.

Além do número adimensional de Froude o número de Reynolds também se torna interessante de se analisar. Visto que esse número adimensional relaciona as forças inercial e viscosa do escoamento. O número de Reynolds utilizado nesta análise faz uso da espessura média do filme de líquido como diâmetro hidráulico, assim, calcula-se o número adimensional em relação ao filme de líquido a partir da equação (5.10), nos planos transversais da câmara ciclônica, e se refere a ele apenas como número de Reynolds.

$$Re_{\delta} = \frac{\rho_L \bar{V} \bar{\delta}}{\mu_L}, \quad (5.10)$$

onde ρ_L é a massa específica do líquido, μ_L a viscosidade dinâmica do líquido, \bar{V} e $\bar{\delta}$ são a velocidade média e a espessura média, respectivamente, na seção transversal em cada plano da câmara ciclônica na condição $\alpha < 0,5$, representando a área delimitada pela fase líquida.

O cálculo do número de Reynolds em cada plano da câmara ciclônica fornece o comportamento da velocidade e espessura média. A Figura 5.23 apresenta a variação de Reynolds em quatro gráficos com a finalidade de observar a influência do aumento de JG, para cada JL fixo.

Pode-se observar na Figura 5.23 que em todos os casos e em qualquer altura da câmara ciclônica, o escoamento possui a característica turbulenta, visto que em escoamentos de filme de líquido com $Re_{\delta} \geq 1500$ é considerado como escoamento turbulento (NINAHUANCA, 2015). Dessa forma, sabe-se que o fenômeno de turbulência consegue dissipar energia do escoamento devido as flutuações das velocidades, movimentos caóticos e redemoinhos.

Primeiramente, constata-se nas quatro imagens, que a curva referente a $JG=2,0$ m/s, corresponde a com menor valor de Reynolds. Isso ocorre em decorrência de como as figuras são apresentadas, como a velocidade superficial do líquido se mantém fixa, o escoamento que possui a menor espessura de filme de líquido implica no menor Re_{δ} . Da mesma forma, as curvas de $JG=0,5$ m/s possuem maiores valores de Reynolds por provocar um escoamento com maior espessura de filme de líquido.

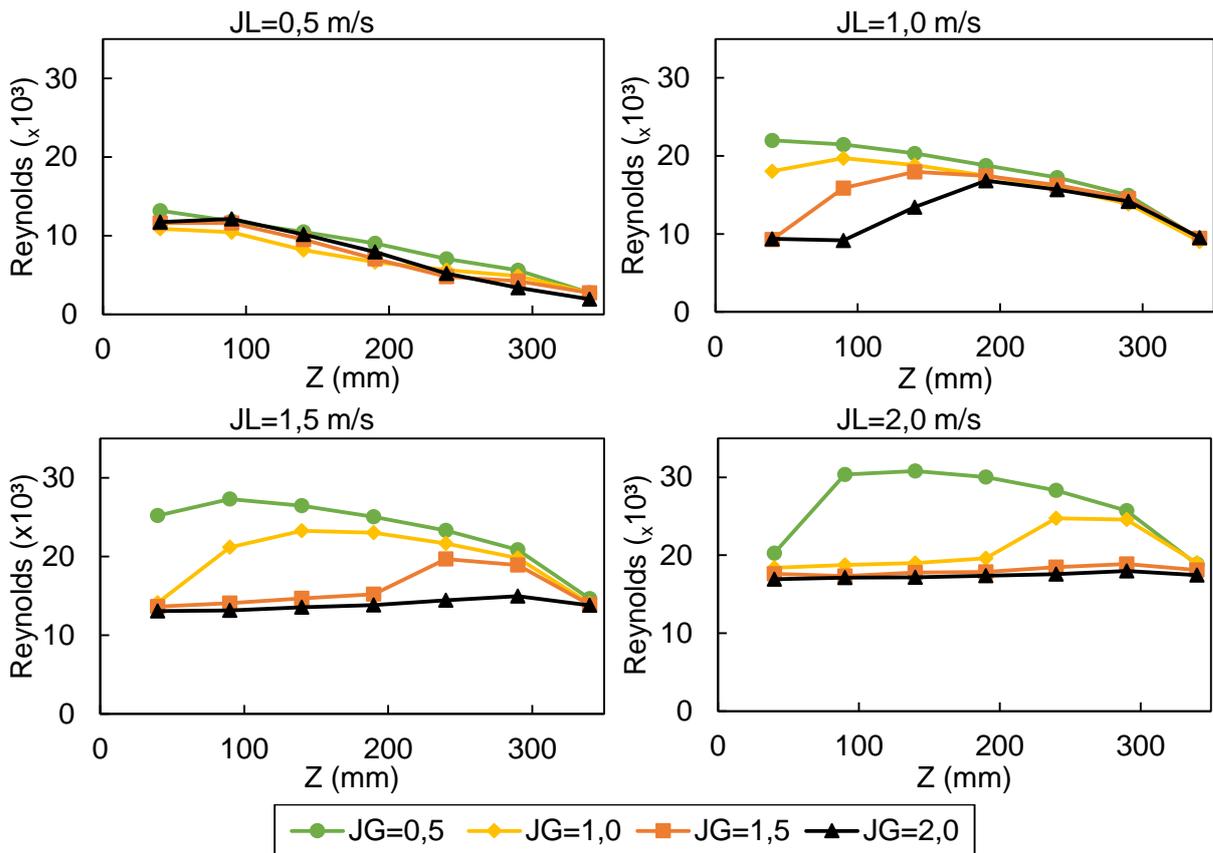


Figura 5.23 – Comportamento do número de Reynolds ao longo da câmara ciclônica para todas as velocidades de JG e JL.

Em cada gráfico de JL, há um número de Reynolds na saída, para o qual as curvas de JG convergem. Para que as curvas se voltem para o mesmo ponto, dado um JL, necessita-se que a espessura diminua à medida que a velocidade aumente, uma vez que a vazão mássica deve continuar constante. Deste modo, determinou-se que o produto entre a velocidade média e a espessura média do filme de líquido permanece constante na saída da câmara, ao se manter um JL fixo.

A relação entre o número de Reynolds com a espessura média na saída da câmara corrobora também o motivo da espessura do filme de líquido diminuir, à medida que aumenta a quantidade de gás no sistema. Entretanto, esse comportamento precisa ser melhor explorado, pois aparenta ser originário da resolução numérica em decorrência das condições de contorno impostas, uma vez que o modelo numérico garanta necessariamente a conservação da massa.

Para esclarecer as afirmações mencionadas sobre a Figura 5.23, apresenta-se a Figura 5.24, que exhibe detalhadamente a forma média das espessuras do filme de líquido ao longo de toda câmara ciclônica para todos os casos. Esse perfil foi determinado realizando o cálculo da fração de vazio média no tempo na condição da fração de vazio igual a 0,5 ($\alpha=0,5$).

Na Figura 5.24 evidencia que o aumento da vazão de gás (JG), para um JL fixo, proporcionar o acréscimo de gás no sistema, acarretando na diminuição da espessura do filme de líquido. Sabe-se que o número de Reynolds é diretamente proporcional a espessura do filme, logo, esclarece o motivo das curvas de menores JG terem os maiores valores de número de Reynolds na Figura 5.23, uma vez que as espessuras do filme de líquido aumentam com a diminuição da velocidade do gás e, conseqüentemente, o Re_δ aumenta. Outro parâmetro a se analisar se concentra na saída da câmara ciclônica ($Z=340$ mm), o qual observa-se que as espessuras detêm, aproximadamente, valores de mesma magnitude para cada valor de JL. Acredita-se que o motivo pelo qual esse fenômeno ocorra venha ser causado pela condição de contorno na saída da câmara ciclônica, uma vez que a parede da câmara termina e os fluidos se dispersam na atmosfera.

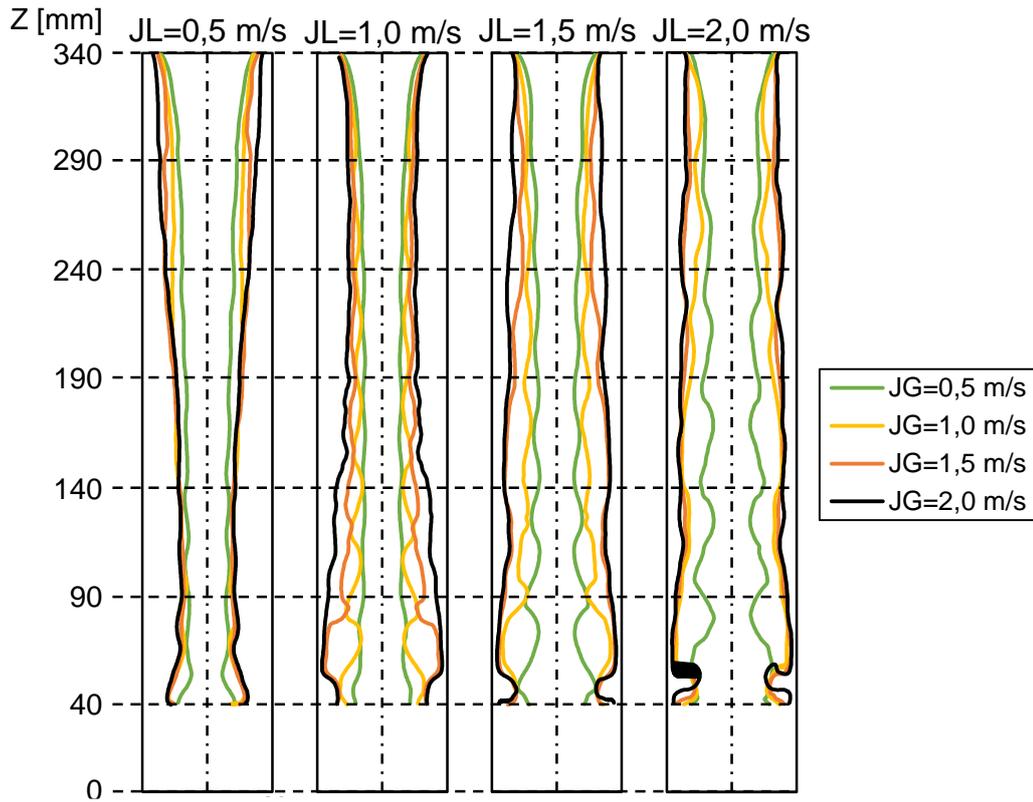


Figura 5.24 – Comportamento da espessura média no interior da câmara ciclônica para diferentes JG, com: 0,5 m/s; 1,0 m/s; 1,5 m/s; e 2,0 m/s.

Ainda analisando os fatores que possam indicar estabilidade do filme de líquido, as linhas de correntes geradas no escoamento podem indicar interessantes observações, como por exemplo, direção e comportamento do escoamento, intensidade do campo de velocidade, perda de energia devido ao campo gravitacional e viscosidade, entre outros. Dessa forma, a direção e sentido do vetor velocidade presentes nas linhas de correntes formam um ângulo em relação ao eixo horizontal e pode ser estimado com as seguintes equações:

$$\theta = \text{asen}\left(\frac{|V_z|}{|V|}\right), \quad (5.11)$$

$$\bar{\theta} = \frac{\sum_{i=1}^n \theta_i}{n}, \quad (5.12)$$

onde θ corresponde ao ângulo aferido com a horizontal do vetor velocidade tangente a linha de corrente, como pode ser visto na Figura 5.25, a qual revela uma representação esquemática da linha de corrente e o vetor velocidade tangente. V_z é a velocidade axial, V é o módulo do vetor velocidade, n representa todas as linhas de correntes que passam na seção transversal em análise e $\bar{\theta}$ é o ângulo médio na seção transversal.

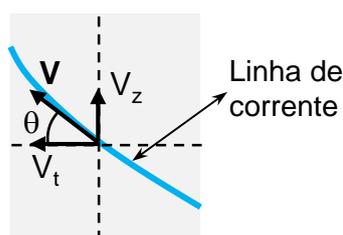


Figura 5.25 – Ângulo do vetor velocidade tangente a linha de corrente.

A variação da inclinação das linhas de correntes ao longo da câmara indica a diminuição da intensidade do campo centrífugo. Como observado em escoamentos descendentes na revisão bibliográfica, à medida que o escoamento flui sob ação de campo centrífugo, a força centrífuga diminui até alcançar o ponto no qual o fluido escoar em queda livre. Para o caso do escoamento ascendente, o ângulo das linhas de correntes tende para 90° , no entanto, devido ao comprimento da câmara ciclônica e a alta intensidade do campo centrífugo, o ângulo das linhas de correntes não se aproxima do valor máximo até atingir a saída.

Contudo, como o modelo numérico de volumes finitos necessita atender as exigências de conservação da massa, por ser um modelo conservativo, a simulação numérica continuaria a forçar o escoamento direção vertical ascendente, mesmo que o escoamento perdesse totalmente a energia. Em razão disso, a elevação do ângulo médio das linhas de correntes não forneceria precisamente o quanto de energia o escoamento perdeu se alcançasse o ângulo máximo de 90° . No entanto, pode-se analisar a diminuição da intensidade do campo centrífugo e a variação dos ângulos médios das linhas de corrente.

Os ângulos médios das linhas de correntes foram calculados nos mesmos sete planos distribuídos ao longo da câmara ciclônica para que possa analisar como a velocidade da fase líquida se comporta nos casos simulados, e estão apresentados

na Figura 5.26. Após o estudo dessa imagem notou-se que esse grupo de resultados engloba dois conceitos para que tenham essa reação, a influência das forças de espalhamento e a intensidade do campo centrífugo.

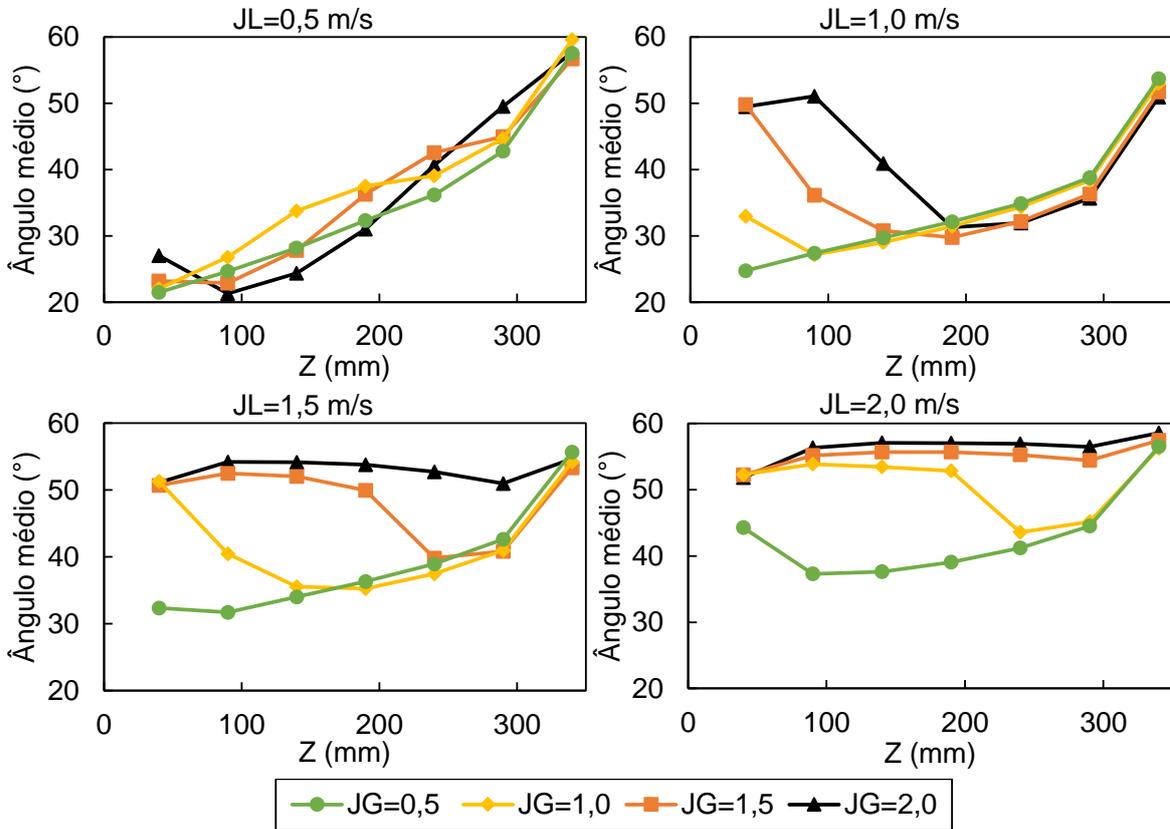


Figura 5.26 – Variação do ângulo médio das linhas de correntes ao longo

As entradas estão posicionadas tangencialmente com o ângulo de 62° com a horizontal, dessa forma, dependendo da intensidade da velocidade das fases nas entradas, o líquido sofre interferência na direção do escoamento. Interferência causada pelas forças de espalhamento que aumentam as velocidades, axial e tangencial. Ao observar a Figura 5.26 à medida que o JL é incrementado em 0,5 m/s, as curvas com maiores JG iniciam o escoamento com alto ângulo nas linhas de correntes. Por exemplo, ao analisar o resultado referente a JL=1,0 m/s, as curvas de JG=1,5 m/s e JG=2,0 m/s iniciam praticamente no mesmo ponto, a curva alaranjada começa então cair para depois subir. Já a curva preta começa a declinar somente depois de passar pelo plano de 90 mm, isso significa que a curva com maior velocidade (JG= 2,0 m/s) conteve a influência da entrada por mais tempo que a curva de JG=1,5 m/s. À vista disso, as curvas que se iniciam com altos valores no ângulos

e não realizam o processo de diminuir e depois subir revelam que o efeito das entradas está intrínseco no escoamento e que a altura da câmara ciclônica de 340 mm não é suficiente para que o escoamento perca a influência das entradas.

Ao analisar os pontos presentes as curvas que não sofreram o efeito de vale (comportamento de decrescer e depois crescer) na Figura 5.26 com as espessuras ao longo da câmara ciclônica (Figura 5.24), observa-se que esses pontos representam diretamente as alturas onde a espessura do filme de líquido é delgada. Por outro lado, com o aumento de JL, aumenta a força de espalhamento axial, acelerando o escoamento nessa direção, conseqüentemente, aumenta-se o ângulo médio das linhas de correntes, que por sua vez, diminui a espessura do filme de líquido para que a vazão permaneça constante. A Figura 5.27 retrata que o aumento de JL provoca o aumento do ângulo médio das linhas de correntes, para os casos com JG fixo 2,0 m/s e JL=0,5 m/s e JL=2,0 m/s.

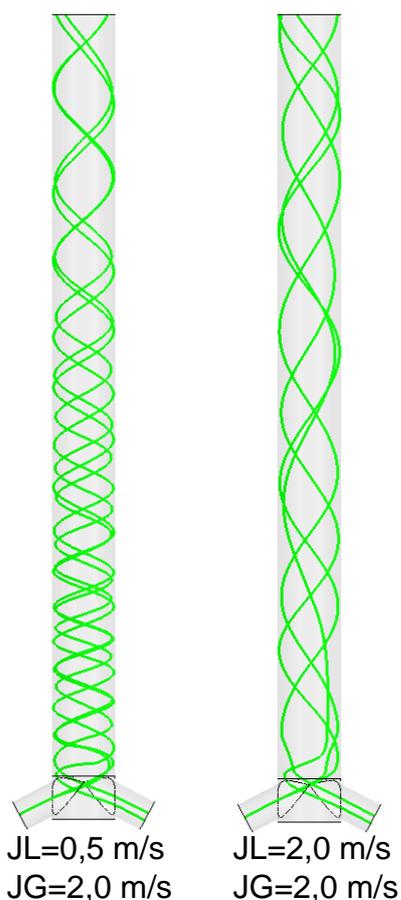


Figura 5.27 – Variação do ângulo médio das linhas de correntes ao longo da câmara ciclônica para dois casos distintos.

Observa-se no primeiro caso da Figura 5.27 que com o desenvolvimento do escoamento no interior da câmara, aumenta a angulação média das linhas de correntes (como mostrado na Figura 5.26, $JG=2,0$ m/s e $JL=0,5$ m/s). Essa situação demonstra que a velocidade tangencial diminui mais rapidamente que a velocidade axial. Já o caso com maior intensidade de velocidade, as linhas de correntes praticamente permanecem invariáveis ao longo da câmara. Demonstrando assim que a câmara ciclônica é curta a ponto de em casos com altas velocidades, a câmara não consegue diminuir a intensidade do campo centrífugo. Tornando o escoamento mais estável e, em consequência, dividindo mais equitativo nas saídas.

Por isso, pode-se afirmar que quanto maior a velocidade superficial do líquido, menor a espessura do filme, maior é o ângulo médio das linhas de correntes. E, como já foi comentado, condições de entrada que produzem espessuras de filmes de líquido finas tendem a formar um escoamento mais estável, em outras palavras, diminui a oscilação da espessura.

5.3 Síntese do Capítulo

Esse capítulo iniciou apresentando a validação dos resultados das simulações numéricas com dados experimentais. Sendo os resultados numéricos obtidos a partir do modelo numérico desenvolvido com ajuda do programa computacional ANSYS-CFX 15.0. Os dados experimentais foram fornecidos pelo NUEM e esses resultados podem ser encontrados em Ofuchi *et al.* (2017) e Eidt *et al.* (2017). Com a obtenção de baixas diferenças entre os resultados numéricos e experimentais, pode-se afirmar que o modelo numérico desenvolvido para a realização das simulações numéricas consegue reproduzir o escoamento no interior da câmara ciclônica do sistema de distribuição.

A intenção da análise do escoamento na câmara ciclônica consistiu em observar os comportamentos médios de um escoamento aleatório, como um escoamento padrão golfadas. Observou-se que a espessura do filme de líquido varia de acordo com a quantidade e velocidade das fases de cada caso, enquanto que o campo de pressão se intensifica com o aumento do tempo de simulação. As linhas de correntes para ambas as fases mostram que a fase gasosa escoar com maior facilidade e no

centro da câmara, enquanto o líquido escoava formando um filme na parede da tubulação, devido ao campo centrífugo formado.

O campo de vorticidade mostra altas recirculações nas paredes e na região de escoamento do gás, no entanto, a intensidade turbulenta apresenta somente a área a qual ocorre as flutuações das velocidades do escoamento.

Ao analisar a influência que as velocidades superficiais das fases ocasionam na dinâmica do escoamento da câmara ciclônica, foi constatado que a medida que aumenta a velocidade, aumenta diretamente o número de Froude, entretanto, a velocidade do gás também influencia no aumento desse número adimensional. Outro fato a respeito da velocidade é que as forças de espalhamento no escoamento aceleram mais a fase líquida na direção axial do que na tangencial.

De forma inversa ao comportamento da vorticidade, à medida que a velocidade do escoamento aumenta, a intensidade turbulenta se torna menor. Isso resulta do escoamento com maior energia ter baixas flutuações nas velocidades, isso é, menor variação na direção do escoamento.

O número de Reynolds aumenta à medida que cresce a velocidade do líquido, como esperado. Entretanto, para os casos em que a velocidade do líquido é constante e a velocidade do gás aumenta, o escoamento de filme de líquido se torna menos espesso e produzem escoamentos com números de Reynolds mais elevados, devido o número adimensional ser diretamente proporcional a espessura do filme de líquido. Os ângulos médios das linhas de correntes fornecem a informação de diminuição da intensidade do campo centrífugo. E em alguns casos, fica evidente que o escoamento está sendo influenciado pelo posicionamento das entradas.

6 CONCLUSÃO E SUGESTÕES

No presente trabalho realizou-se o estudo do comportamento e desenvolvimento do escoamento ascendente de filme de líquido no interior da câmara ciclônica presente nesse sistema de distribuição sob ação dos campos centrífugo e gravitacional.

Dentre os trabalhos encontrados na literatura, nenhum estudou a respeito da formação, comportamento e desenvolvimento do escoamento ascendente de filme de líquido sob ação dos campos centrífugo e gravitacional. A maioria dos estudos preocuparam-se em estudar o escoamento de filme de líquido descendente no interior da câmara de expansão do separador VASPS. Esse estudo permitiu analisar o escoamento bifásico líquido-gás de forma singular, possibilitando a compreensão dos fenômenos que envolvem e influenciam o comportamento das fases líquida e gasosa no interior de um novo equipamento.

A partir dos resultados experimentais fornecidos pelo NUEM, o qual desenvolveu uma bancada experimental do sistema de distribuição, foi possível comparar com os resultados numéricos nos casos com as mesmas condições de entrada. Dessa forma, o modelo numérico foi validado, pois os resultados experimental e numérico tiveram grande similaridade, isto é, o modelo numérico desenvolvido no presente trabalho consegue reproduzir o escoamento e seus fenômenos no interior da câmara ciclônica. A diferença máxima obtida ao confrontar o valor da espessura média no tempo do sistema *wiremesh* e numérico foi de 35,9% e entre a técnica de ultrassom e numérico foi de 38,9%. Em ambas as comparações somente em três condições de entrada a diferença entre o experimental e numérico foi superior a 25%.

Após a validação do modelo, analisou-se o escoamento no interior da câmara para um único caso ($JL=1,0$ m/s e $JG=1,0$ m/s) para entender como a fração de vazio, velocidades, vorticidade e intensidade turbulenta se comportam na média temporal, visto que esse fenômeno é intermitente, a comparação deve ser feita em parâmetros médios. Por ser um fenômeno transiente, a fração de vazio e o campo de pressão variam com o tempo. A espessura do filme de líquido oscila, mas pelo fato das condições de entrada serem repetitivas, simulando a entrada da bolha alongada e do pistão da golfada, a variação da espessura é recorrente. O campo de pressão

aumenta de intensidade pelo fato de ocorrer um pequeno acumulo da fase líquida na parte inferior da câmara ciclônica. Devido ao campo centrífugo, ocorre a formação do filme, onde somente o líquido escoar e o gás flui pelo centro da câmara. A velocidade da fase gasosa é consideravelmente maior, pois o líquido possui maior massa específica e viscosidade. A vorticidade fornece a região de maior recirculação e velocidade rotacional local, sendo a área ocupada pela fase gasosa ou onde a interface líquido-gás oscila, centro da câmara. Além disso, próximo a parede também ocorre grande concentração de vorticidade. A intensidade turbulenta aparece nas regiões em que há flutuações das velocidades, identificando a localização da região de filme mais estável.

Analisando a influência causada pela variação das velocidades superficiais das fases, observou-se que o número de Froude do escoamento é influenciado pelo aumento das velocidades de ambas as fases. O Froude é diretamente proporcional as velocidades e, inversamente proporcional a espessura do filme de líquido, pois um filme de líquido mais fino detém uma maior velocidade do líquido. A espessura média do filme de líquido na saída da câmara diminui à medida que JG aumenta, uma vez que esse aumento acarreta em mais gás escoando no sistema, ocupando maior área. Ao aumentar o JL, ocorre em primeira instância um aumento na espessura, pois o sistema possui mais líquido escoando, no entanto, a espessura começa a diminuir se a velocidade do líquido continuar aumentando. Isso ocorre devido as forças de espalhamento acelerarem o líquido na direção axial, forçando-o a sair mais rápido da câmara, resultando um filme de líquido mais delgado. Os escoamentos de filme de líquido com menor espessura, ou maior número de Froude, acarretam em escoamentos com menor invariabilidade, o que é benéfico ao equipamento de distribuição.

As intensificações nas velocidades provocam comportamentos inversos na vorticidade e na intensidade turbulenta. O TI diminui com o aumento da velocidade do líquido, uma vez que esse acréscimo de JL ocasiona na diminuição das flutuações nas velocidades, pois nos escoamentos com maior velocidade de líquido a interface líquido-gás é mais estável, o escoamento tende a se estabilizar e escoar uniformemente. Para os casos de JL=0,5 m/s a intensidade turbulenta aumenta com o aumento de JG, pois aumenta a instabilidade do escoamento e as flutuações nas

velocidades. A vorticidade, no entanto, se comporta de forma análoga ao número de Froude, aumentando com o acréscimo de ambas as velocidades. Esse aumento é causado pelo aumento das recirculações no escoamento. À medida que a turbulência cresce, aumenta as aleatoriedades no escoamento, causando aumento na vorticidade. Conforme o TI diminui e a vorticidade aumenta, o escoamento fica mais estável, sendo esse o comportamento desejável para que o sistema de distribuição possa dividir o escoamento de forma mais equitativa.

O comportamento do número de Reynolds é similar a espessura média do filme de líquido, em consequência do Reynolds ser calculado localmente e ser diretamente proporcional a espessura média. Dessa maneira, ao fixar um JL ao passo que JG aumenta, a espessura se torna mais fina, novamente, por estar injetando mais gás ao sistema. No entanto, quando a velocidade do gás é mantida constante e aumenta-se a velocidade do líquido, ocorre pouca alteração na espessura ao longo de toda a câmara, embora ainda haja uma leve diminuição na espessura. Generalizando, escoamentos com maior velocidade da fase líquida, fase que governa o escoamento, possibilitam filmes de líquido mais finos.

As linhas de correntes fornecem informações quanto as componentes do vetor velocidade e direção do escoamento. Com isso, observou-se que nos casos de velocidades baixas, à medida que o escoamento percorre a câmara ciclônica, a intensidade do campo centrífugo diminui e, de forma não proporcional, a velocidade na direção axial diminui menos que a componente tangencial. Isso ocasiona o aumento do ângulo médio das linhas de corrente. No entanto, os casos com velocidades maiores carregaram o efeito causado pelo ângulo das entradas por toda extensão da câmara ciclônica.

Por fim, conclui-se que escoamentos com o $Fr > 12$, $TI < 0,4$ e $\omega > 2000/s$, como valores médios no tempo e no espaço, são escoamentos que possuem alta estabilidade de filme de líquido. Em outras palavras, são escoamentos que ao atravessar o distribuidor é dividido de forma mais equitativa nas quatro saídas. A velocidade da fase líquida influencia de forma mais impactante no escoamento, aumentando a estabilidade do filme de líquido nos casos de $JL \geq 1,5 \text{ m/s}$. A câmara ciclônica, para as vazões analisadas, necessita apenas de 200 mm de altura para desenvolver e formar o filme de líquido. E a geometria utilizada nesse trabalho

conseguiu atender os requisitos para estudar a formação e desenvolvimento de escoamento de filme de líquido ascendente sob efeito dos campos centrífugo e gravitacional.

6.1 Sugestões

O modelo matemático e numérico desenvolvido precisa ser ajustado para que possa abranger maior faixa de condições operacionais. Com isso, sugere-se para trabalhos futuros:

- Analisar o escoamento com todas as quatro saídas do sistema de distribuição com escoamento monofásico e bifásico;
- Realizar as simulações para outros regimes de escoamento (bolhas dispersas, caótico, anular);
- Estudar o comportamento de outros fluidos no interior do distribuidor;
- Desenvolver a otimização da câmara ciclônica, em relação à altura, diâmetro e angulação das entradas;

REFERÊNCIAS

ANSYS, Inc. **ANSYS-CFX® – SOLVER THEORY GUIDE**, 2015.

AZEVEDO, H. S., Ofuchi, E., Franco, A., Genaro, J. and Morales, R.: **Numerical Study of the Free Surface Flow in a Centrifugal Gas-Liquid Separator**. International Mechanical Engineering Congress & Exposition IMECE2012, ASME, Houston, Texas, USA, 2012.

BARNEA, D.: **A Unified Model for Predicting Flow-Pattern Transitions for the Whole Range of Pipe Inclinations**. Int. J. Multiphase Flow, Faculty of Engineering, Department of Fluid Mechanics and Heat Transfer, Tel-Aviv University, Ramat-Aviv, Israel, 1986.

CASE, Terrence D.: **Ultrasound Physics and Instrumentation**. Surgical Clinics of North America. Department of Surgery, University of Vermont, Burlington, Vermont, 1998.

DEWAN, A.: **Tackling Turbulent Flows in Engineering**. Department of Applied Mechanics. Indian Institute of Technology Delhi, India. 2010.

DOS SANTOS, E.N., **Development And Of Wire-Mesh Sensors For High-Speed Multiphase Flow Imaging**, 205p. Doctoral Thesis – Graduate Program in Electrical and Computer Engineering, Federal University of Technology – Paraná. Curitiba, 2015.

EIDT, H.K., Rodrigues, C.C., Dunaiski, R., Ofuchi, C.Y., Neves, F., Santos, P.H.D., Morales, R.E.M.: **“Numerical and Experimental Analysis of Vertical Ascendant Liquid-Gas Flow Under Action of Centrifugal and Gravitational Fields”**, ASME - FEDSM2017-69276, Fluids Engineering Division Summer Meeting, Hawaii, USA, 2017.

ISHII, M. e HIBIKI, T.: **Thermo-Fluid Dynamics of Two Phase Flow**, França, 2005.

ISHII, M. e ZUBER, N.: **Drag Coefficient and Relative Velocity in Bubbly, Droplet or Particulate Flows**, AIChE J., 25, 843-855, 1979.

INMETRO “**JCGM 100:2008 Avaliação de Dados de Medição – Guia para a Expressão de Incerteza de Medição**” Rio de Janeiro, 2008.

KUNDU, P.K., COHEN, I.M.: **Fluid Mechanics**, 4th Ed., Elsevier, Kidlington, Oxford, OX5 1GB, UK, 2010.

LAUNDER, B. E.; Spalding, D. B.: “**The Numerical Computational Of Turbulent Flows**”, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 3, pp. 269-289 , 1974.

MALAMATENIOS, C., Glannakoglou, K.C., Papailiou, KD. **A Coupled Two Phase Shear Layer/Liquid Film Calculation Method Formulation Of The Physical Problem And Solution Algorithm**, Int. J. Multiphase Flow. Great Britain, p. 593-612, 1994.

MALISKA, C. R.: **Transferência De Calor E Mecânica Dos Fluidos Computacional**, 2^a edição, editora LTC, Rio de Janeiro, 2004.

MENTER, F.R.: **Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models For Engineering Applications**, AIAA-Journal., 32(8), pp. 1598 – 1605, 1994.

MORANDIN, M.: **Modelagem De Um Filme Líquido Sob A Ação Combinada Dos Campos Centrífugo E Gravitacional De Forças: Hidrociclone**, Campinas, Brazil, 1999.

NINAHUANCA, H. M.: **Caracterização Do escoamento Na Câmara De Expansão De Um Separador Ciclônico**, Dissertação de Mestrado, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curitiba, Brasil, 2014.

NINAHUANCA, H. M.; Azevedo, H. S.: **Characterization of the Liquid Film Flow in a Centrifugal Separator**, IV Journeys in Multiphase Flows, Campinas, São Paulo, Brasil, 2015.

NINAHUANCA, H. M.; Azevedo, H. S.; Morales, R. E. M.; Ofuchi, C.; Silva, M. J. da; and Neves, F. Jr.: **Study of The Nozzle Diameter Influence in The Fluid Dynamics**

of a Cylindrical Hydrocyclone Separator, Wiley Online Library, Curitiba PR, Brazil, 2016.

OFUCHI, C.Y., Eidt, H.K, Santos, P.H.D., Silva, M. J. da, Neves F.Jr. and Morales R.E.M.: **Void Fraction Characterization of a Gas-Liquid Intermittent Flow Inside a Cyclonic Chamber**. 9th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, Iguazu Falls, Brazil, 2017.

OFUCHI, E. M., Genaro, J., Azevedo, H. S., Franco, A., Augustus, M., Estevam, V. and Morales, R.: **Estudo Numérico Do escoamento Com Superfície Livre Em Um Hidrociclone**, 3º Encontro Brasileiro sobre Ebulição, Condensação e escoamentos Multifásicos, Brasil, 2012.

OFUCHI, E. M.: **Desenvolvimento De Um Método Para Correção De Curvas De Desempenho Em Bombas Centrífugas Operando Com Fluidos Viscosos**, Dissertação, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curitiba, Brasil, 2015.

PRASSER, H. -M., Böttger, A., & Zschau, J.: **A New Electrode-Mesh Tomograph For Gas-Liquid Flows**. Flow Measurement and Instrumentation, 9(2), 111-119. DOI: 10.1016/S0955-5986(98)00015-6, 1998.

ROSA, E., França, F. and Ribeiro, G.: **The Cyclone Gas-Liquid Separator: Operation and Mechanistic Modeling**, Journal of Petroleum Science and Engineering, Brasil, 2001.

ROSA, E., Morandin, M., Dias, S. and França, F.: **Liquid Film Motion Under the Action of Gravitational and Centrifugal Fields**, ENCIT, Brazil, 1996.

SANT'ANNA, F.: **Simulação Numérica do escoamento na Câmara de Expansão do Separador Líquido-Gás VASPS**, Trabalho de Conclusão de Curso, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Brasil, 2010.

SHOHAM, Ovadia. **Mechanistic Modeling Of Gas-Liquid Two-Phase Flow In Pipes**. Richardson, TX: Society of Petroleum Engineers, 2006.

SILVA, M J, Schleicher, E., & Hampel, U.: **Capacitance wire-mesh sensor for fast measurement of phase fraction distributions**. Measurement Science and Technology, 18(7), 2245-2251. DOI: 10.1088/0957-0233/18/7/059, 2007.

STORTI, F. C., **Estudo Experimental da Eficiência de Separação da Câmara de Expansão do Separador VASPS**. Tese de Doutorado em Engenharia. Universidade Estadual de Campinas, Brasil, 2013.

TAITEL, Yehuda; BORNEA, Dvora; DUKLER, A. E. **Modelling Flow Pattern Transitions For Steady Upward Gas-Liquid Flow In Vertical Tubes**. AIChE Journal, v. 26, n. 3, p. 345-354, 1980.

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKRA, W. **An Introduction To Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method**. 2. ed. Harlow: Pearson Education Limited, 2007.

VUOLO, J. H. **Fundamentos da Teoria de Erros**. 2ª ed. Editora Edgard Blucher, 1996.

WHITE, F. M. **Fluid Mechanics**. 7ª ed. Estados Unidos: McGraw-Hill, 2009.

WILCOX, D. C.: **Turbulence Modeling For CFD**, 2ª Ed. La Canadá, CA, Editora DCW Industries, 2000.

YEOH, G. H., TU, J., **Computational Techniques for Multi-Phase Flows**. Elsevier, The Boulevard, Langford Lane, Kidlington, Oxford OX5 1GB, UK, 2009.

ZWART, P.J., Godin, P.G., Penrose, J. and Rhee, S.H.: **“Simulation Of Unsteady Free-Surface Flow Around A Ship Hull Using A Fully Coupled Multi-Phase Flow Method”**, Journal of Marine Science and Technology, 13, pp. 346-355, 2008.

APÊNDICE A – PROCESSO DE MÉDIA DAS EQUAÇÕES DE BALANÇO

Em escoamentos turbulentos, que são intrinsecamente transientes e tridimensionais, a resolução das equações de Navier-Stokes e da conservação da massa necessitam de um esforço computacional elevado. Essa dificuldade se deve ao fato de esse tipo de escoamento possuir flutuações no espaço e no tempo, inclusive na escala Kolmogorov, menor escala possível para uma partícula fluida (DEWAN, 2010). Assim, modelos de turbulência foram desenvolvidos para modelar esse fenômeno caótico com menor esforço computacional.

Alguns parâmetros presentes em um escoamento turbulento variam no tempo e no espaço, possibilitando calcular um valor médio dessa variável. Uma variável qualquer, $\phi_i(x,t)$, pode ter um comportamento como mostrado na Figura A.1, e ser escrita como a soma do valor médio, $\Phi(x)$, com a flutuação instantânea, $\phi_i'(x,t)$. Essa decomposição de uma propriedade instantânea é chamada de decomposição Reynolds (OFUCHI, 2015).

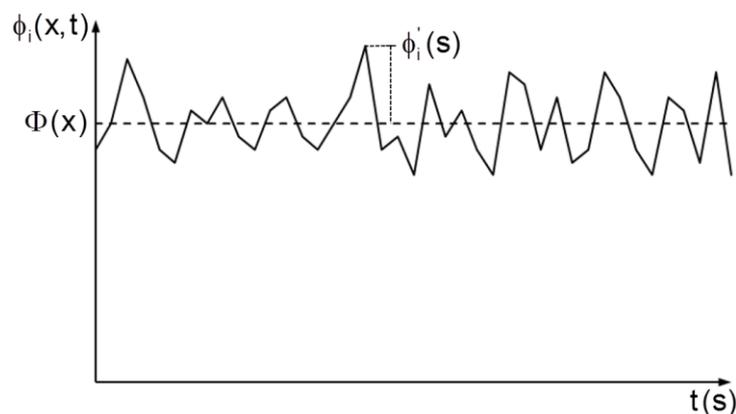


Figura A.1 – Curva de uma propriedade genérica de um escoamento turbulento variando no tempo e no espaço. (FONTE: Adaptado de WILCOX, 2000).

A propriedade instantânea $\phi_i(x, t)$ é definida pela composição de Reynolds como a soma de uma média constante, Φ , e uma componente flutuante instantânea $\phi'(x, t)$, então:

$$\phi(t) = \Phi + \phi'(t), \quad (\text{A.1})$$

onde $\phi(t)$ é o valor instantâneo da propriedade, $\phi'(t)$ é o valor instantâneo da flutuação e Φ é o valor médio temporal, que é definido por:

$$\Phi = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \phi(t) dt. \quad (\text{A.2})$$

Em teoria, deve-se tomar o limite do intervalo de tempo Δt tendendo ao infinito, mas o processo indicado pela equação (A.2) confere médias de tempo significativas se Δt for maior do que a escala de tempo associada com as variações lentas (devido aos maiores vórtices) da propriedade ϕ . Esta definição da média de uma propriedade de escoamento é adequada quando as médias do escoamento são estáveis. Para escoamentos dependentes do tempo, a média de uma propriedade no tempo t é tomada como sendo a média de valores instantâneos da propriedade ao longo de um grande número de experiências idênticas repetidas ao decorrer de um certo tempo chamado de conjunto médio (VERSTEEG E MALALASKERA, 2007). A média no tempo das flutuações $\phi'(t)$ é dada por:

$$\overline{\phi'} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \phi'(t) dt \equiv 0 \quad (\text{A.3})$$

Antes de analisar as equações médias para um escoamento turbulento, apresenta-se na Tabela A.1 um resumo das propriedades que descrevem médias no tempo em propriedades flutuantes obtidas a partir das equações (A.2) e (A.3). Com a

primeira coluna apresentando as considerações de cada variável e a segunda coluna as propriedades das flutuações.

Tabela A.1 – Propriedades de médias temporais

Considerações	Propriedades	
Escalar flutuante: $\phi = \Phi + \phi'$	$\overline{\phi'} = \overline{\psi'} = 0$	$\overline{\Phi} = \Phi$
Escalar flutuante: $\psi = \Psi + \psi'$	$\frac{\partial \overline{\phi}}{\partial s} = \frac{\partial \Phi}{\partial s}$	$\overline{\phi + \psi} = \Phi + \Psi$
Vetor flutuante: $\mathbf{a} = \mathbf{A} + \mathbf{a}'$	$\int \overline{\phi} ds = \int \Phi ds$	$\overline{\phi\psi} = \Phi\Psi + \overline{\phi'\psi'}$
$div() = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}$	$\overline{\phi\Psi} = \Phi\Psi$	$\overline{\phi'\Psi} = 0$
$grad() = \frac{\partial}{\partial x} \bar{\mathbf{i}} + \frac{\partial}{\partial y} \bar{\mathbf{j}} + \frac{\partial}{\partial z} \bar{\mathbf{k}}$	$\overline{div \mathbf{a}} = div \mathbf{A}$	$\overline{div(\phi\mathbf{a})} = div(\Phi\mathbf{A}) + \overline{div(\phi'\mathbf{a}')}$
	$\overline{div grad \phi} = div grad \Phi$	

As equações da conservação da massa e da quantidade de movimento estão apresentadas nas equações de (A.4) a (A.7). Considerando um escoamento tridimensional, com gradiente de pressão, fluido incompressível, viscosidade constante e forças de campo desprezíveis. As hipóteses simplificadoras facilitam a álgebra envolvida sem prejudicar a ideia principal. Para um sistema de coordenadas cartesianas e um vetor velocidade $\mathbf{u} = (u, v, w)$, tem se:

$$div \mathbf{u} = 0 \tag{A.4}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + div(\mathbf{u}\mathbf{u}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu div grad(u) \tag{A.5}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + div(\mathbf{v}\mathbf{u}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu div grad(v) \tag{A.6}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + div(\mathbf{w}\mathbf{u}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu div grad(w) \tag{A.7}$$

Para investigar os efeitos das flutuações e determinar as equações utilizadas no modelo de dois fluidos, foram aplicadas as propriedades de médias temporais (Tabela A.1) nas equações da conservação da massa e de Navier-Stokes. O vetor velocidade, $\mathbf{u} = (u, v, w)$, e a pressão, p , também possuem comportamento flutuante como mostrado na equação (A.8), e são substituídos pela soma do valor médio com a flutuação:

$$\mathbf{u} = \mathbf{U} + \mathbf{u}'; \quad u = U + u'; \quad v = V + v'; \quad w = W + w'; \quad p = P + p' \quad (\text{A.8})$$

Aplicando a média temporal na equação da continuidade com as propriedades de médias temporais, tem-se:

$$\begin{aligned} \overline{\text{div } \mathbf{u}} &= 0 \\ \text{div } (\overline{\mathbf{U} + \mathbf{u}'}) &= 0 \\ \text{div } (\overline{\mathbf{U}}) + \underbrace{\text{div } (\overline{\mathbf{u}'})}_0 &= 0 \\ \text{div } \mathbf{U} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Realizando um processo similar agora na equação (A.5), a equação de Navier-Stokes na direção x , fica:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u}}{\partial t} + \overline{\text{div}(\mathbf{u}\mathbf{u})} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x} + \nu \overline{\text{div grad}(\mathbf{u})} \\ \frac{\partial (\overline{\mathbf{U} + \mathbf{u}'})}{\partial t} + \overline{\text{div}[(\mathbf{U}\mathbf{U}) + (\mathbf{u}'\mathbf{u}')] } &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial (\overline{\mathbf{P} + \mathbf{p}'})}{\partial x} + \nu \overline{\text{div grad}(\mathbf{U} + \mathbf{u}')} \\ \frac{\partial \overline{\mathbf{U}}}{\partial t} + \underbrace{\frac{\partial \overline{\mathbf{u}'}}{\partial t}}_0 + \overline{\text{div}(\overline{\mathbf{U}\mathbf{U}})} + \overline{\text{div}(\overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'})} &= -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{\mathbf{P}}}{\partial x} + \underbrace{\frac{\partial \overline{\mathbf{p}'}}{\partial x}}_0 \right) + \nu \left(\overline{\text{div grad}(\overline{\mathbf{U}})} + \underbrace{\overline{\text{div grad}(\overline{\mathbf{u}'})}}_0 \right) \quad (\text{A.10}) \\ \frac{\partial \overline{\mathbf{U}}}{\partial t} + \underbrace{\overline{\text{div}(\mathbf{U}\mathbf{U})}}_{\text{I}} + \underbrace{\overline{\text{div}(\mathbf{u}'\mathbf{u}')}}_{\text{III}} &= -\frac{1}{\rho} \underbrace{\frac{\partial \overline{\mathbf{P}}}{\partial x}}_{\text{IV}} + \nu \underbrace{\overline{\text{div grad } \mathbf{U}}}_{\text{V}} \end{aligned}$$

Repetindo o processo para as equações (A.6) e (A.7) produz a média no tempo da quantidade de movimento na direção y e z.

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \underbrace{div(V\mathbf{U})}_{II} + \underbrace{div(\overline{v'u'})}_{III} = -\underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y}}_{IV} + \underbrace{v \, div \, grad \, V}_V \quad (A.11)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \underbrace{div(W\mathbf{U})}_{II} + \underbrace{div(\overline{w'u'})}_{III} = -\underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z}}_{IV} + \underbrace{w \, div \, grad \, W}_V \quad (A.12)$$

Nota-se que os termos I, II, IV e V estão presentes nas equações instantâneas (A.5) a (A.7), no entanto, o processo da média temporal introduziu novos termos (III) no resultado das equações da quantidade de movimento. A equação (A.13) apresenta a expansão dos termos referentes a implementação das flutuações, colocando ao lado direito da equação para representar as tensões turbulentas adicionais (III), as forças de campo (V) e termos fontes (VI), na forma vetorial. A equação da conservação da quantidade de movimento do modelo de dois fluidos é:

$$\underbrace{\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(U_i U_j)}_{(I)} = -\underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_i}{\partial x_i}}_{(II)} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\underbrace{v \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{(III)} - \underbrace{\overline{u_i u_j}}_{(IV)} \right] + \underbrace{g_i}_{(V)} + \underbrace{S_i}_{(VI)} \quad (A.13)$$

(I): Aceleração temporal e convectiva (advecção);

(II): Gradiente de pressão;

(III): Transporte difusivo;

(IV): Tensor tensão de Reynolds;

(V): Força gravitacional;

(VI): Termo fonte.

O termo $\overline{u_i u_j}$ é conhecido como tensor tensão de Reynolds. Dentro do conceito de equações médias, o tensor de Reynolds é o produto das velocidades flutuantes e

constituem a transferência de movimento convectivo devido as flutuações da velocidade.

O Tensor de Reynolds, quando considerado como simétrico, possui seis componentes ($\tau_{xx} = -\rho u'^2$; $\tau_{yy} = -\rho v'^2$; $\tau_{zz} = -\rho w'^2$; $\tau_{xy} = \tau_{yx} = -\rho u'v'$; $\tau_{xz} = \tau_{zx} = -\rho u'w'$; $\tau_{zy} = \tau_{yz} = -\rho v'w'$) que somadas com as componentes da velocidade e pressão resultam em um total de dez variáveis a serem determinadas. Logo, são necessárias novas equações para solucionar o sistema. Para resolver o problema de fechamento da turbulência, a maioria dos modelos de turbulência utilizados na atualidade se baseiam na modelagem das tensões de Reynolds ($\overline{u'_i u'_j}$).

A partir da hipótese de Boussinesq (1877) é apresentada a modelagem baseada no conceito de viscosidade turbulenta (outros tipos de modelagem podem ser encontrados em Wilcox (2000)). Isto é, assumindo que as tensões de Reynolds podem ser expressas em função do tensor de deformação relativo ao campo médio de velocidades e da constante de proporcionalidade denominada por viscosidade turbulenta, então,

$$\overline{u'_i u'_j} = \mathbf{T} = -\nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) + \frac{2}{3} \kappa \delta_{ij}, \quad (\text{A.14})$$

onde ν_t é a viscosidade cinemática turbulenta, U_i é a velocidade média, enquanto u'_i e u'_j representam as flutuações de velocidade, κ é a energia cinética turbulenta e δ_{ij} é o tensor delta de Kronecker .

Observa-se, a partir da equação (A.14), que existe uma semelhança entre o modelo proposto e a equação constitutiva para a tensão de escoamentos laminares envolvendo fluidos newtonianos. Porém, a viscosidade turbulenta é uma característica do regime de escoamento turbulento e não uma propriedade do fluido, sendo obtida a partir de um modelo de turbulência. Tais modelos foram mostrado no presente trabalho.

APÊNDICE B – MODELO MATEMÁTICO

O modelo matemático desse estudo foi desenvolvido a partir do processamento dos dados experimentais da bancada experimental do distribuidor, fornecidos pelo NUEM. O sistema de distribuição possui uma câmara ciclônica de onde os dados foram retirados. Para a captura da interface líquido-gás do escoamento, fez-se uso do sistema de medição Wiremesh, 12x12 fios, como pode ser visualizado na Figura B.1, que mostra a placa de aquisição wiremesh, com os fios distribuídos igualmente por toda seção circular.

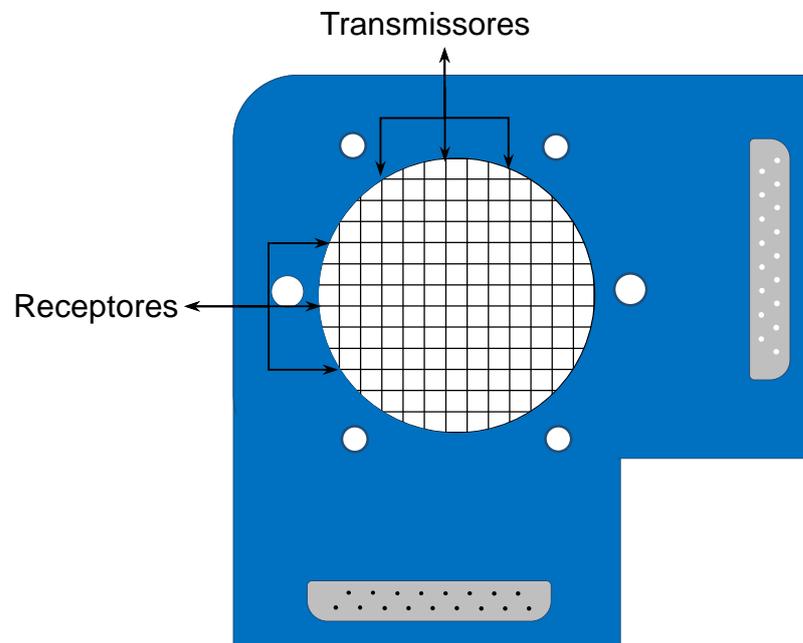


Figura B.1 – Placa de aquisição wiremesh 12x12 fios.

O sistema de aquisição forneceu os dados presentes na Figura B.2, em que o gráfico representa o comportamento da fração de vazio em função do tempo na entrada do sistema, antes da câmara ciclônica. Pode-se observar a formação alternada entre picos e vales, se aproximando do comportamento de um escoamento em golfadas. Ampliando o gráfico em qualquer intervalo de tempo contido entre 0 e 30 segundos, o comportamento do padrão golfadas se torna mais evidente, como pode ser visto na Figura B.3. O gráfico retrata o comportamento de duas células

unitárias, em que os vales e os picos representam a fração de vazio contida no pistão e na bolha de Taylor, respectivamente.

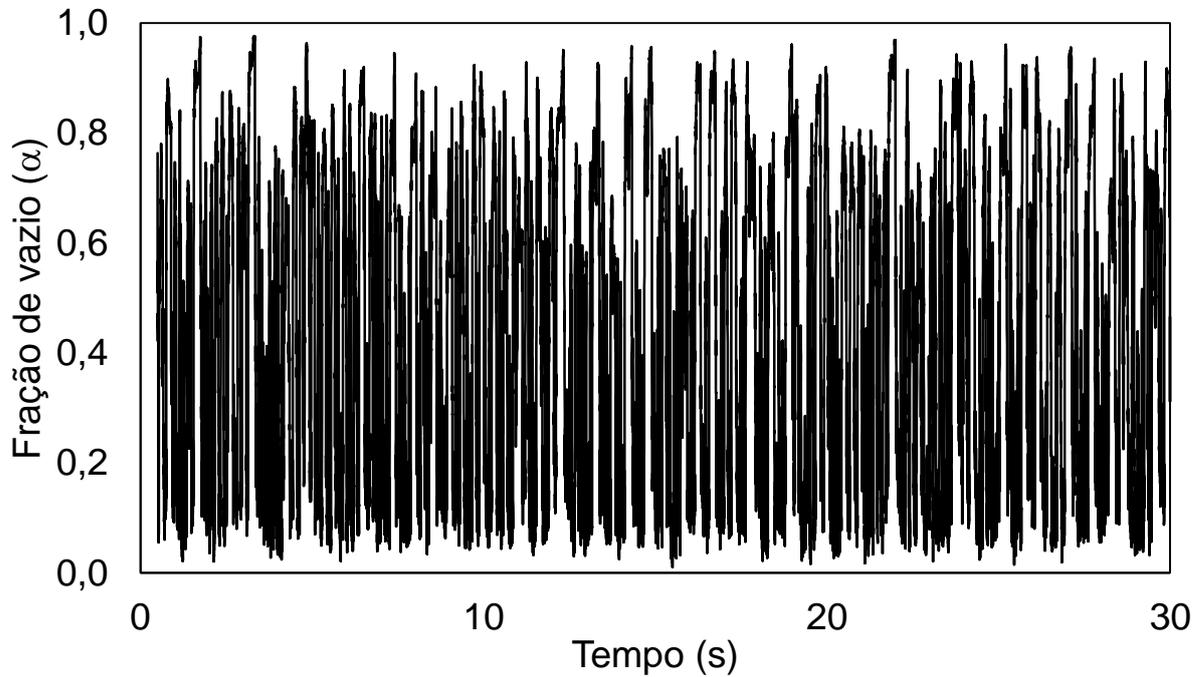


Figura B.2 – Gráfico da fração de vazio x tempo. Sinal na entrada antes da câmara ciclônica para o caso de $JL = 1,0$ m/s e $JG = 1,0$ m/s.

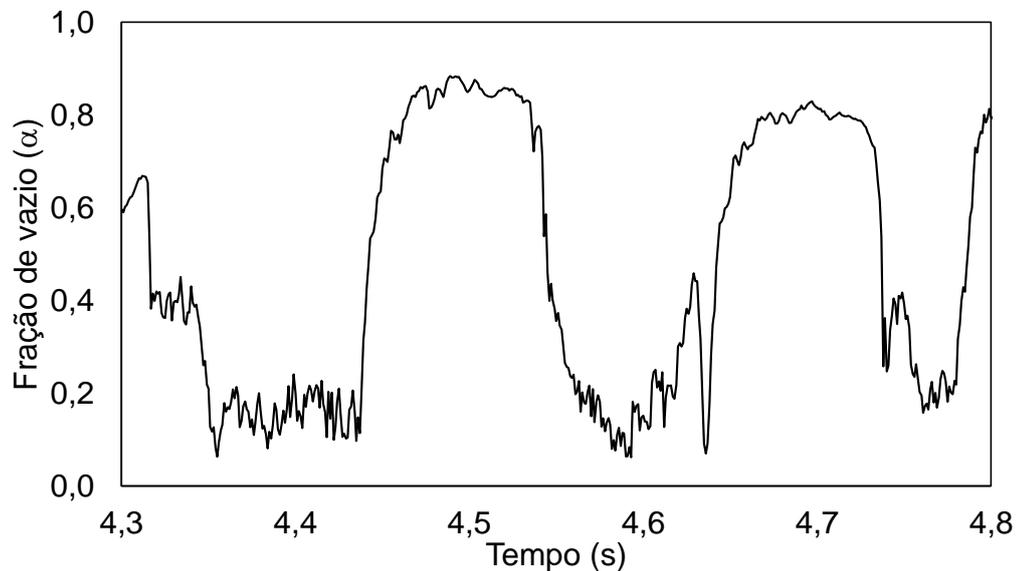


Figura B.3 – Gráfico da fração de vazio x tempo para enfatizar a entrada de duas células unitárias no sistema.

Realizando a média temporal dos valores presentes nos vales, picos e frequência de oscilação, pôde-se transformar o comportamento aleatório do

escoamento em golfadas em um escoamento previsível com uma onda quadrada representando a célula unitária média da golfada. Essa consideração é exemplificada na Figura B.4-(a) em que se observa o comportamento da onda quadrada para dois casos diferentes. Nesse diagrama, tem-se a representação do escoamento padrão golfadas médio, a partir da variação da fração de vazio em função do tempo.

A partir dos resultados experimentais foi possível desenvolver um modelo matemático capaz de fornecer os valores de t_1 (tempo de pistão), T (período da célula unitária), mín (fração de vazio no pistão) e máx (fração de vazio da bolha alongada), esboçado na Figura B.4-(b) a representação visual de cada uma das variáveis. Essas variáveis foram obtidas para todos os casos da grade de simulações e foram fundamentais para o fechamento do modelo numérico.

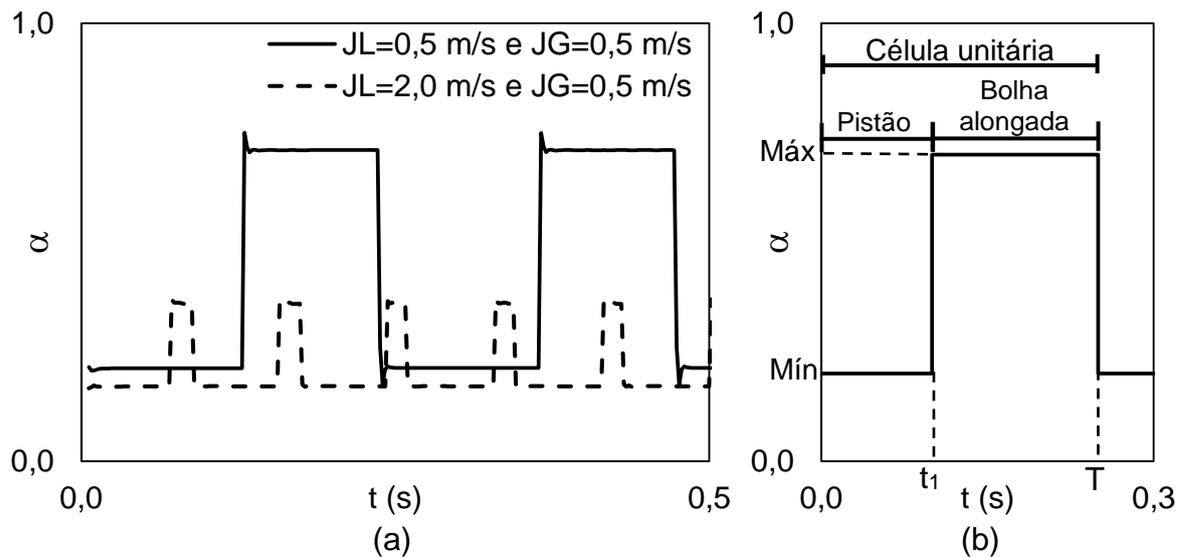


Figura B.4 – (a) Condição de entrada no modelo numérico em dois diferentes casos. (b) Representação das variáveis médias retiradas dos dados experimentais e utilizadas nas condições de entrada das simulações.

As equações presentes no modelo matemático foram obtidas a partir do método dos mínimos quadrados, com um coeficiente de determinação igual a unidade ($R^2 = 1$) para todas as variáveis do modelo. As equações estão apresentadas a seguir:

$$\begin{aligned} \text{Máx} = & 1,18 + 0,2067J_L - 1,823J_G - 0,86J_L^2 + 1,72J_LJ_G + \\ & + 0,74J_G^2 + 0,2533J_L^3 - 0,32J_L^2J_G - 0,32J_LJ_G^2 - 0,1067J_G^3, \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

$$\begin{aligned} \text{Mín} = & 0,11 - 0,1767J_L + 0,5367J_G + 0,12J_L^2 - 0,32J_LJ_G - \\ & - 0,2J_G^2 - 0,0133J_L^3 + 0,04J_L^2J_G + 0,12J_LJ_G^2 + 0,0133J_G^3, \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

$$\begin{aligned} t_1 = & 0,0754 + 0,1657J_L + 0,1109J_G - 0,144J_L^2 - 0,1352J_LJ_G - \\ & - 0,1414J_G^2 + 0,0357J_L^3 + 0,0144J_L^2J_G + 0,0696J_LJ_G^2 + 0,0289J_G^3, \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

$$\begin{aligned} T = & -0,1105 + 0,1329J_L + 1,209J_G + 0,0056J_L^2 - 0,8754J_LJ_G - \\ & - 0,6768J_G^2 - 0,00907J_L^3 + 0,1404J_L^2J_G + 0,2512J_LJ_G^2 + 0,1147J_G^3, \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

onde J_L é a velocidade superficial do líquido, J_G a velocidade superficial do gás, Máx o valor máximo da fração de vazio presente na célula unitária, Mín o menor valor da fração de vazio contido na célula unitária, t_1 o tempo referente ao comprimento do pistão e T o período da célula unitária.

A partir das equações (B.1) a (B.4) determinou-se os valores das variáveis para todos os casos da grade de simulação. Esses valores podem ser encontrados na Tabela B.1 ao lado dos valores obtidos na bancada experimental. Pode-se observar que os valores médios obtidos a partir da bancada experimental são totalmente representados pelos resultados do modelo matemático.

Os casos em que não se tem os dados experimentais se deve às limitações da bancada experimental, incapaz de realizar todas as vazões ou de suportar altas pressões. Entretanto, a bancada experimental foi suficiente para a análise e validação do escoamento ascendente de filme de líquido sobre a influência dos campos centrífugo e gravitacional.

Tabela B.1 – Valores utilizados na condição de entrada no modelo numérico.

	<i>JL</i>	<i>JG</i>	<i>Máx</i>		<i>Mín</i>		<i>t₁</i>		<i>T</i>	
			<i>Exp.</i>	<i>Modelo</i>	<i>Exp.</i>	<i>Modelo</i>	<i>Exp.</i>	<i>Modelo</i>	<i>Exp.</i>	<i>Modelo</i>
1	0,5	0,5	0,71	0,71	0,21	0,21	0,127	0,127	0,236	0,236
2	0,5	1,0	–	0,53	–	0,31	–	0,096	–	0,326
3	0,5	1,5	–	0,48	–	0,36	–	0,055	–	0,313
4	0,5	2,0	–	0,48	–	0,37	–	0,026	–	0,282
5	1,0	0,5	0,66	0,66	0,15	0,15	0,113	0,114	0,164	0,164
6	1,0	1,0	0,67	0,67	0,23	0,23	0,080	0,080	0,182	0,182
7	1,0	1,5	0,73	0,73	0,29	0,29	0,054	0,054	0,159	0,159
8	1,0	2,0	0,76	0,76	0,34	0,34	0,057	0,057	0,182	0,182
9	1,5	0,5	0,48	0,48	0,14	0,14	0,085	0,085	0,116	0,116
10	1,5	1,0	0,60	0,60	0,21	0,21	0,053	0,053	0,097	0,097
11	1,5	1,5	0,69	0,69	0,29	0,29	0,046	0,046	0,101	0,101
12	1,5	2,0	–	0,67	–	0,39	–	0,085	–	0,212
13	2,0	0,5	0,36	0,36	0,17	0,17	0,069	0,069	0,086	0,086
14	2,0	1,0	0,51	0,51	0,24	0,24	0,041	0,041	0,065	0,065
15	2,0	1,5	–	0,55	–	0,35	–	0,056	–	0,130
16	2,0	2,0	–	0,40	–	0,51	–	0,135	–	0,365

APÊNDICE C – ANÁLISES DE INCERTEZAS

Este apêndice apresenta a análise das incertezas contidas no circuito da bancada experimental, visando avaliar o erro contido nas medidas obtidas para as velocidades superficiais do líquido (JL) e do gás (JG), além da fração de gás na entrada e na altura de 190 mm na câmara ciclônica, α_{ent} e α_{190} , respectivamente. A análise é baseada no desenvolvimento descrito por Vuolo (1996).

A incerteza de medição pode ser definida como o quanto o valor medido pode diferir do valor verdadeiro, em termos de probabilidades. Sua especificação em um resultado pode ser feita de diferentes maneiras, sendo as mais usuais: incerteza padrão (σ), incerteza expandida com confiança P ($k\sigma$) e limite de erro (L).

A incerteza padrão se define como o desvio padrão da distribuição de erros, a incerteza expandida com confiança P é um múltiplo da incerteza padrão e o limite de erro é o valor máximo admissível para o erro.

A interpretação dessas incertezas é fundamentada no conceito de intervalo de confiança. Dessa forma, define-se a confiança, P, como a probabilidade de que P esteja correta. Assim, assumindo uma distribuição gaussiana para os erros, pode-se afirmar que a diferença de uma medida em relação ao valor verdadeiro está no intervalo $(-\sigma, \sigma)$ com confiança P = 68,27%. Comparativamente, utilizando-se uma incerteza expandida com 3σ tem-se uma confiança P = 99,73%.

O objetivo da análise realizada neste apêndice é determinar a incerteza padrão das medidas experimentais, sendo apresentados também os valores para uma incerteza expandida com confiança P = 99,73% (3σ).

PROPAGAÇÃO DE INCERTEZAS

Considerando uma grandeza R, função de variáveis x_1, x_2, \dots, x_n , que pode ser expressa por $R = R(x_1, x_2, \dots, x_n)$ e que tais variáveis são grandezas experimentais com $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_n$ sendo suas incertezas padrões, pode-se determinar a incerteza de R a partir da equação (C.1).

$$\sigma_R^2 = \left(\frac{\partial R}{\partial x_1} \right)^2 \sigma_1^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial x_2} \right)^2 \sigma_2^2 + \dots + \left(\frac{\partial R}{\partial x_n} \right)^2 \sigma_n^2 \quad (\text{C.1})$$

ESTIMATIVA DAS INCERTEZAS DAS VARIÁVEIS EXPERIMENTAIS

Os resultados são apresentados na forma de incerteza padrão relativa (ε), que é calculada pela divisão da incerteza padrão pelo valor da medida, como mostrado na equação (C.2):

$$\varepsilon = \frac{\sigma_R}{R}, \quad (\text{C.2})$$

Para efetuar o cálculo da propagação de incerteza para as variáveis de interesse, inicialmente é necessário definir quais são as incertezas no diâmetro, na altura de líquido adimensional e nos instrumentos de medição de vazão e pressão. O valor da incerteza padrão relativa de cada variável é calculada independentemente a seguir.

O diâmetro do tubo foi medido com um paquímetro, com resolução de 0,05 mm. Vuolo (1996) escreve que é comum utilizar a incerteza padrão como a metade da menor escala de divisão do instrumento, nesse caso $\sigma=0,025$ mm. Para obter a incerteza padrão relativa esse valor é dividido pelo diâmetro aferido, $\varepsilon_D = 0,025/0,026 = 0,001$.

As incertezas padrões relativas nos valores da vazão volumétrica do líquido e nos medidores de pressão são obtidas nos certificados de calibração fornecidos pelos fabricantes.

Para avaliar a vazão na placa de orifício é considerada a incerteza do instrumento determinado no processo de calibração. O instrumento usado na calibração foi um rotâmetro, graduado de 0 a 100 com a menor divisão igual a 1. Sabendo que nas medições sempre foram usados valores maiores que 25 em sua escala, a incerteza padrão relativa da vazão volumétrica do rotâmetro foi estimada como $0,5/25 = 0,02$, ou seja, $\varepsilon_{G1} = 2,0\%$. O erro máximo no processo de calibração foi de $L = 1,50\%$ e, conforme Vuolo (1996), a incerteza padrão pode ser estimada por

$\sigma_{G2} = L/3$, a incerteza padrão no processo de calibração foi considerada $\sigma_{G2} = 0,5\%$. Por consequência, a incerteza padrão relativa da vazão volumétrica de gás na placa de orifício, ε_G , foi calculada considerando as duas incertezas, σ_{G1} e σ_{G2} através da raiz quadrada da soma dos seus quadrados, com $\varepsilon_{Q_G} = 2,06\%$.

A incerteza padrão relativa contida no *wiremesh* representa a diferença percentual na qual o valor mensurado pelo equipamento possa divergir do valor real da fração de vazio do escoamento. De acordo com Dos Santos (2015) esse valor é de $\varepsilon_{WM} = 5,0\%$.

O cálculo da incerteza do ultrassom foi elaborado com auxílio de Inmetro (2008) e tem por objetivo estabelecer regras para avaliar e expressar a incerteza de medição com base nesse guia. Sendo assim, a primeira etapa do processo é modelar matematicamente a função do mensurado nas grandezas de entrada. A equação que expressa a medição de espessura é determinada por:

$$d = \frac{c \cdot n_{\text{amostras}}}{2f_s}, \quad (\text{C.3})$$

onde d é a espessura desejada, c a velocidade do som no meio, n_{amostras} o número de amostras obtida pelo conversor analógico digital (A/D) e f_s a frequência de amostragem.

Na equação (C.3) existem duas componentes de incerteza, a velocidade do som no meio e o número de amostras, visto que f_s possui incerteza muito baixa e pode ser desprezada. A velocidade do som no meio já tem a incerteza calculada e esse valor está computado no cálculo. Em seguida determina-se a média, o desvio padrão e a variância de n_{amostras} de cada teste ultrassônico.

Com o valor das duas componentes de incerteza, determina-se a incerteza padrão combinada $u_c(d)$, uma vez que essas duas componentes não são dependentes, a equação torna-se:

$$\varepsilon_c(d) = \sqrt{s_n^2 \varepsilon_{\text{amostras}}^2 + s_c^2 \varepsilon_c^2}, \quad (\text{C.4})$$

onde $\varepsilon_{\text{amostras}}$ e ε_c são a incerteza relativa do número de amostras e da velocidade do som no meio, os valores de s_n e s_c são os coeficientes de sensibilidade da função, ou seja, o quanto a estimativa da espessura será influenciada por variações dos valores de entrada. Elas são obtidas pelas equações a seguir:

$$s_n = \frac{c}{2f_s}, \quad (\text{C.5})$$

$$s_c = \frac{n_{\text{amostras}}}{2f_s}, \quad (\text{C.6})$$

onde $f_s = 1,25 \cdot 10^8 \text{ Sp/s}$.

Dessa forma, como foi utilizado dois canais de ultrassom para realizar as medições, determinou-se a incerteza padrão relativa de cada um deles separadamente, obtendo-se $\varepsilon_{\text{US1}} = \pm 1,37\%$ e $\varepsilon_{\text{US2}} = \pm 1,61\%$ para os canais 1 e 2, respectivamente.

Os valores determinados das incertezas padrões relativas de cada grandeza experimental estão expostas resumidamente na Tabela C.1. Dessa forma pode-se calcular a propagação de incertezas para as variáveis do domínio.

Tabela C.1 – Incertezas padrões relativas nos instrumentos utilizados

Equipamento	Incerteza padrão relativa
Diâmetro do tubo (D)	$\varepsilon_D = \pm 0,10\%$
Vazão volumétrica de líquido (Q_L)	$\varepsilon_{Q_L} = \pm 0,10\%$
Pressão na placa de orifício (P_{PO})	$\varepsilon_{P_{PO}} = \pm 0,40\%$
Pressão na seção de testes (P_{ST})	$\varepsilon_{P_{ST}} = \pm 0,40\%$
Vazão volumétrica de gás na placa (Q_G)	$\varepsilon_{Q_G} = \pm 2,06\%$
Wiremesh (WM)*	$\varepsilon_{WM} = 5,0\%$
Ultrassom (US)	$\varepsilon_{US1} = \pm 1,37\%$
	$\varepsilon_{US2} = \pm 1,61\%$

*Erro referente ao *wiremesh* foi determinado por Dos Santos (2015).

A partir das incertezas padrões relativas referentes de cada variável do sistema, utiliza-se o conceito de propagação de incertezas para determinar as incertezas padrão relativa de JL, JG, $\bar{\delta}_{WM}$ e $\bar{\delta}_{US}$, velocidade superficial do líquido, velocidade superficial do gás e a espessura média do filme de líquido com o *wiremesh* e com o ultrassom, respectivamente.

Com os valores apresentados na Tabela C.1, aplica-se a equação (C.1), de propagação de erros, nas equações (C.7) a (C.10). Assim, as incertezas padrões relativas obtidas para essas variáveis são apresentadas na Tabela C2.

$$JL = \frac{Q_L}{\left(\frac{\pi D^2}{4}\right)}, \quad (C.7)$$

$$JG = \frac{P_{PO}}{P_{ST}} \frac{Q_G}{\left(\frac{\pi D^2}{4}\right)}, \quad (C.8)$$

$$\bar{\delta}_{WM} = \frac{D}{2} (1 - \sqrt{\alpha}), \quad (C.9)$$

$$\bar{\delta}_{US} = \frac{\delta_{C1} + \delta_{C2}}{2}, \quad (C.10)$$

Tabela C.2 – Incertezas padrão relativas calculadas.

Parâmetro calculado	Incerteza padrão relativa (ε)
JL	±0,41%
JG	±2,15%
$\bar{\delta}_{WM}$	±6,24%
$\bar{\delta}_{US}$	±2,11%

Considerando uma incerteza expandida com confiança $P = 99,73\%$ (3σ) os valores para JL, JG, $\bar{\delta}_{WM}$ e $\bar{\delta}_{US}$ são respectivamente: 1,24 %, 6,44 %, 18,72 % e 6,33 %.