

**UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA
E DE MATERIAIS – PPGEM**

HENRIQUE STEL DE AZEVEDO

**ESTUDO NUMÉRICO E EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO
BIFÁSICO LÍQUIDO-GÁS EM UM ROTOR CENTRÍFUGO**

TESE DE DOUTORADO

CURITIBA

2019

HENRIQUE STEL DE AZEVEDO

**ESTUDO NUMÉRICO E EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO
BIFÁSICO LÍQUIDO-GÁS EM UM ROTOR CENTRÍFUGO**

Tese apresentada como requisito parcial para obtenção do título de Doutor em Engenharia Mecânica – Área de Concentração: Engenharia Térmica, do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais da Universidade Tecnológica Federal do Paraná.

Orientador: Prof. Dr. Rigoberto Eleazar
Melgarejo Morales

Coorientador: Prof. Dr. Sergio Chiva Vicent

CURITIBA

2019

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação

Azevedo, Henrique Stel de

Estudo numérico e experimental do escoamento bifásico líquido-gás em um rotor centrífugo [recurso eletrônico] / Henrique Stel de Azevedo. -- 2019. 1 arquivo de eletrônico (214 f.) : PDF ; 14.4 MB.

Modo de acesso: World Wide Web.

Texto em português com resumo em inglês.

Tese (Doutorado) - Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais. Área de Concentração: Engenharia Térmica. Linha de Pesquisa: Mecânica dos Fluidos, Curitiba, 2019.

Bibliografia: f. 204-214.

1. Engenharia mecânica - Teses. 2. Escoamento bifásico - Modelos matemáticos. 3. Bombas centrífugas. 4. Rotores. 5. Fluidodinâmica computacional. 6. Método dos volumes finitos. 7. Malha de eletrodos. 8. Bolhas - Dinâmica. 9. Análise numérica. 10. Mecânica dos fluidos. 11. Processamento de imagens. 12. Métodos de simulação. I. Melgarejo Morales, Rigoberto Eleazar, orient. II. Chiva Vicent, Sergio, coorient. III. Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais. IV. Título.

CDD: Ed. 23 -- 620.1

Biblioteca Central do Câmpus Curitiba - UTFPR
Bibliotecária: Luiza Aquemi Matsumoto CRB-9/794

TERMO DE APROVAÇÃO DE TESE Nº24

A Tese de Doutorado intitulada: **ESTUDO NUMÉRICO E EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO BIFÁSICO LÍQUIDO-GÁS EM UM ROTOR CENTRÍFUGO**, defendida em sessão pública pelo Candidato **Henrique Stel de Azevedo**, no dia 11 de dezembro de 2019, foi julgada para a obtenção do título de Doutor em Engenharia, área de concentração: Engenharia Térmica, linha de pesquisa: Mecânica Dos Fluidos e aprovada em sua forma final, pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais – PPGEM.

BANCA EXAMINADORA:

Prof.Dr.Rigoberto Eleazar Melgarejo Morales- Presidente - UTFPR

Prof.Dr.Jader Riso Barbosa Junior - UFSC

Prof.Dr.Geraldo Afonso Spinelli Martins Ribeiro - PETROBRAS

Prof.Dr.Paulo Henrique Dias dos Santos - UTFPR

Prof.Dr.Moises 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.

AGRADECIMENTOS

Um trabalho de quatro anos está longe de ser realizado sozinho. Nessa jornada, tive a felicidade de poder contar com o apoio de diversas pessoas e instituições, das mais variadas formas.

Agradeço em primeiro lugar aos meus pais, Urbano e Cleonir, pelo apoio de toda uma vida, e à Nezia, por ter estado sempre ao meu lado, me incentivando e me acalmando nos momentos decisivos do trabalho.

Ao meu orientador, Prof. Rigoberto, pelas orientações, sugestões, pelos esforços em buscar todo o suporte necessário à pesquisa e, principalmente, pela confiança, me dando liberdade para criar e tempo para poder conduzir o estudo junto às minhas demais obrigações para com o laboratório. Ao NUEM, à UTFPR e à PETROBRAS, pela estrutura que permitiu a realização desta pesquisa.

Aos colegas do NUEM, especialmente àqueles cuja ajuda foi fundamental na realização da parte experimental do estudo. Ao Prof. Fábio Schneider, pelo incansável suporte no projeto e montagem da bancada e pelas inúmeras ideias para o seu bom funcionamento. Ao Gabriel Torelli, pela grande ajuda com as partes elétrica e lógica. Ao Rafael Fabrício, pelo enorme apoio com o processamento de imagens. Ao Edgar e ao Jhoan, pela ajuda na montagem do circuito e na realização dos experimentos. E aos colegas Alex e Lima, pela valiosa – e sempre bem-humorada - ajuda com a montagem da estrutura. *Firma o garrão!*

Por fim, mas não menos importante, aos colegas da Universitat Jaume I, pela parceria que em muito enriqueceu esta pesquisa e por sempre me receberem de braços abertos. Ao Prof. Sergio Chiva, meu coorientador, por suas brilhantes contribuições e sugestões, fruto de nossas longas discussões à distância ou durante minhas estadas em Castellón. Ao Raúl, pelas boas discussões sobre modelagem. Aos colegas do Grupo Fluidos Multifásicos, pelos agradáveis momentos no laboratório. E ao meu amigo Fran, pela colaboração no início do estudo e por ajudar a fazer dos meus momentos na Espanha experiências inesquecíveis. *Moltes gràcies, amics!*

*“Todos os modelos estão errados, mas
alguns são úteis.”
(George E. P. Box)*

RESUMO

Bombas centrífugas estão sujeitas a bruscas variações de padrões de escoamento e degradação de desempenho quando operam com escoamentos bifásicos líquido-gás. Estudos a respeito do tema são majoritariamente experimentais e focados em avaliação de desempenho, com pouca informação sobre a física do problema e raros trabalhos numéricos encontrados na literatura. Essas carências motivaram o desenvolvimento de um estudo numérico e experimental do escoamento líquido-gás em um rotor centrífugo. A modelagem matemática adotada é baseada no Modelo de Dois Fluidos e em um modelo polidisperso de múltiplos grupos dimensionais, incluindo o efeito de diversas interações interfaciais de escoamentos líquido-gás, como quebra e coalescência de bolhas. Simultaneamente, foi desenvolvido um estudo experimental através do uso de uma bancada projetada para a medição do ganho de pressão do rotor estudado, bem como técnicas para visualização e processamento de imagens dos padrões de escoamento e medição da fração volumétrica de gás de entrada. O estudo é realizado para velocidades de rotação entre 200 e 500 rpm e considera uma larga faixa de vazões de líquido e gás. Os resultados experimentais obtidos permitiram a identificação de diferentes padrões de escoamento líquido-gás no rotor, ajudando a entender como eles estão associados à degradação de desempenho e servindo como base de dados para validação do modelo numérico. Os resultados numéricos concordam bem com os obtidos experimentalmente. Eles foram explorados para entender o comportamento de diversos parâmetros do escoamento, bem como o papel de diferentes forças interfaciais no fenômeno. Essa análise revelou que diversos modelos interfaciais, normalmente desprezados em trabalhos similares da literatura, são importantes para uma boa representação dos padrões de escoamento e do desempenho do rotor sob escoamento bifásico. Por fim, um desenvolvimento mecanicista para previsão do ponto de início de *surging* em rotores operando com escoamentos bifásicos foi proposto. Em geral, espera-se que os resultados e discussões do trabalho possam ajudar em um melhor entendimento do fenômeno e como uma base de informação para trabalhos futuros.

Palavras-chave: Escoamento líquido-gás. Rotor centrífugo. Modelagem polidispersa. Numérico. Experimental.

ABSTRACT

Centrifugal pumps are subject to sudden flow pattern variations and performance degradation when operating with two-phase gas-liquid flows. Studies about this subject are majorly experimental and focused on performance evaluation, with little information about the physical mechanisms behind the problem and rare numerical works found in literature. These needs motivated the development of a numerical and experimental study of the gas-liquid flow in a centrifugal rotor. The mathematical modeling is based on the Two-Fluid Model and a multiple-size group, polydispersed approach, including the effect of several interface interactions of gas-liquid flows, such as bubble breakup and coalescence. Simultaneously, an experimental approach to the problem is proposed by means of an experimental loop designed to measure the pressure rise through the studied rotor, as well as techniques for visualization and image processing of the flow patterns and intake gas volume fraction measurement. The study was performed for rotating speeds from 200 to 500 rpm and considers a wide range of liquid and gas flow rates. The experimental results obtained allowed the identification of different gas-liquid flow patterns in the rotor, helping to understand how they are associated with performance degradation and serving as a database to validate the numerical model. The numerical results agree well with the experimental ones. They were explored to understand the behavior of various flow parameters, as well as the role of different interface forces on the phenomenon. This analysis revealed that several interface models, which are often neglected in similar works from literature, are important for a good representation of the flow patterns and of the rotor performance under two-phase flow. Finally, a mechanistic development to predict the surging initiation point in rotors operating with two-phase flows was proposed. In general, it is expected that the results and discussions from this work could help for a better understanding of the phenomenon and as a database for future works.

Keywords: Gas-liquid flow. Centrifugal rotor. Polydispersed modeling. Numerical. Experimental.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Imagem de uma bomba centrífuga típica com indicação de seus principais componentes.	31
Figura 1.2 – Curvas características de uma bomba centrífuga, a uma velocidade de rotação constante.	32
Figura 1.3 – Esquema de funcionamento de um PWR.....	33
Figura 1.4 – Ilustração de uma BCS em um poço de petróleo em águas profundas.	34
Figura 1.5 – Curvas de ganho de pressão estática em função da vazão de líquido de uma bomba centrífuga operando com escoamentos bifásicos a várias frações de gás de entrada, com indicação da fronteira de queda abrupta de pressão.	36
Figura 1.6 – Imagens dos padrões de gás no interior do rotor e do difusor de uma bomba centrífuga radial sob escoamento bifásico, acima (a) e abaixo (b) do ponto de queda abrupta de ganho de pressão (Figura 1.5).	37
Figura 2.1 –Balanço de forças sobre uma bolha escoando sozinha através de um meio líquido, ao longo de uma linha de corrente hipotética em um canal de um rotor.	43
Figura 2.2 – Curvas de coeficiente de altura de elevação por coeficiente de vazão, para vários valores de razão de vazões de gás e líquido.	45
Figura 2.3 – (a) imagem da distribuição das fases líquida e gasosa no rotor, para uma vazão de gás normalizada de $Q_G/Q_L = 0,1$; (b) esquema detalhado do padrão obtido na imagem mostrada em (a).....	46
Figura 2.4 – Curvas de ganho de pressão de BCSs de tipo radial e misto operando com uma mistura de Diesel e CO ₂ , como função da vazão de líquido, da pressão de entrada e para duas frações volumétricas de gás na entrada.	48
Figura 2.5 - Bolsões de gás em um protótipo de rotor centrífugo sob condição de <i>surging</i> , para duas velocidades de rotação diferentes.	49
Figura 2.6 - Ganho de pressão medido experimentalmente como função da vazão de líquido para uma vazão de gás constante e uma velocidade de rotação de 600 rpm, com indicação de estruturas de escoamento analisadas na Figura 2.7.	50
Figura 2.7 - Imagens da distribuição do gás no canal do rotor para as condições indicadas na Figura 2.6.	51

Figura 2.8 – Imagens da distribuição e tamanho das bolhas no rotor para a condição FS1 a 600 e 900 rpm.....	52
Figura 2.9 – Trajetórias típicas do movimento de bolhas em um canal de um rotor radial, analisadas em um referencial rotativo não-inercial.	54
Figura 2.10 – Curvas normalizadas de altura de elevação em função da vazão de líquido, para operação de uma bomba radial com escoamento líquido-gás, e imagens do padrão de gás no rotor e no difusor em três pontos de operação.	55
Figura 2.11 – (a) Curvas de altura de elevação estática em função da vazão de líquido mantendo-se uma fração homogênea de gás constante em 6%, para diferentes velocidades de rotação; (b) Fração de vazão local medida para cada ponto operacional de (a) com uso do sensor <i>WMS</i> no tubo de entrada, à montante do rotor.	57
Figura 2.12 – (a) Trajetórias de bolhas de diferentes diâmetros partindo de diferentes posições relativas no interior de um rotor centrífugo; (b) Magnitude das forças de pressão, arrasto e massa virtual ao longo da trajetória de bolhas de dois diferentes diâmetros.	59
Figura 2.13 – Fração volumétrica de gás em um plano médio entre o cubo e a coroa de um rotor de BCS, para quatro condições operacionais.	61
Figura 2.14 - Curvas de altura de elevação do rotor em função da vazão de líquido, para quatro frações homogêneas de gás.	61
Figura 2.15 – Curvas de altura de elevação em um rotor de BCS: (a) comparação entre dados numéricos e experimentais, para um diâmetro de bolha fixo; (b) Comparação de simulações numéricas para diferentes diâmetros de bolha.	63
Figura 2.16 – Forças interfaciais sobre a trajetória de uma bolha de 0,6 mm (100 rpm, vazão de líquido sobre BEP): a) ilustração dos vetores das forças de pressão, arrasto e massa virtual ao longo da trajetória da bolha; b) magnitude de F_P , F_D e F_{VM} sobre a trajetória, em função do tempo normalizado de integração.	64
Figura 2.17 – Comparação entre dados numéricos e experimentais para curvas do ganho de pressão como função da fração volumétrica de gás homogênea, a uma vazão de líquido correspondente ao ponto de máxima eficiência (para escoamento monofásico), assumindo-se diferentes diâmetros de bolha e forças interfaciais.	66
Figura 3.1 – Sistemas de coordenada inercial (estático) e não-inercial (rotativo) em um elemento rotativo genérico.	72
Figura 3.2 – Volume de controle genérico contendo duas fases que se movem em um sistema de referência rotativo, separadas por uma interface.	76

Figura 3.3 – Ilustração dos mecanismos relacionados e efeitos interfaciais entre líquido e gás em escoamentos de padrão disperso: (a) arrasto; (b) massa virtual; (c) sustentação; (d) lubrificação de parede; (e) dispersão turbulenta; (f) turbulência induzida por bolhas.	79
Figura 3.4 – (a) Distribuição de bolhas de diferentes tamanhos em um escoamento polidisperso; (b) gráfico correspondente da probabilidade de ocorrência de um grupo m entre diversos grupos presentes dentro de um volume em análise.....	92
Figura 3.5 – Comportamento da função multiplicadora da taxa de coalescência em relação à fração volumétrica de gás.....	99
Figura 3.6 – (a) Projeção de uma malha bidimensional hexaédrica em um rotor centrífugo; (b) volume de controle com indicação dos pontos de integração usados na discretização do método de volumes finitos baseado em elementos.	100
Figura 3.7 – Esquema de uma solução <i>MRF</i> envolvendo partes rotativas e estacionárias.	103
Figura 3.8 – Domínio numérico de solução.	105
Figura 3.9 - Vistas isométrica, superior e lateral do desenho do rotor centrífugo assumido no estudo, e especificação das principais dimensões.	106
Figura 3.10 – Malha numérica usada nas simulações.....	109
Figura 3.11 – Comparação de resultados obtidos sobre um arco situado entre as faces de sucção e pressão das pás sobre o plano médio do rotor, para os cinco níveis de malha testados: (a) perfil de pressão; (b) fração volumétrica de gás; (c) magnitude do vetor velocidade do líquido; (d) energia cinética turbulenta do líquido.....	111
Figura 4.1 – Esquema do circuito experimental.....	113
Figura 4.2 – Ilustração dos componentes principais da seção de teste.	115
Figura 4.3 – (a) Rotor; (b) câmara de descarga; (c) desenho em corte da montagem.	117
Figura 4.4 – Seção de teste montada e fixada na bancada experimental.....	118
Figura 4.5 – (a) Imagem do tanque de líquido e bomba <i>booster</i> ; (b) esquema da montagem dos componentes e dos tanques interpostos.....	119
Figura 4.6 – Aerador usado para inserção de gás na seção de teste: (a) esquema da montagem dos flanges, pedra porosa e mangueira de alimentação; (b) imagem do momento da inserção do gás; (c) padrão vertical ascendente de bolhas gerado no tubo de desenvolvimento.	120
Figura 4.7 – Medidores de vazão do tipo <i>Coriolis</i> para as linhas de líquido e gás.....	120

Figura 4.8 – (a) Transdutor de pressão diferencial; (b) transdutor de pressão manométrica; (c) esquema do posicionamento das tomadas de pressão.	121
Figura 4.9 – (a) Imagem do sensor de malha de eletrodos (WMS); (b) ilustração do arranjo da malha do sensor.	122
Figura 4.10 – (a) Aparato de iluminação; (b) Montagem do sistema de visualização na bancada; (b) exemplo de fotografia de alta resolução obtida com o sistema; (d) exemplo de um quadro de vídeo obtido com o sistema.	124
Figura 4.11 – Ilustração do procedimento para processamento de imagem: (a) imagem original; (b) operação de identificação, preenchimento e binarização de bolhas sobre a imagem em um canal do rotor; (c) obtenção de uma média do procedimento obtido em (b) sobre várias imagens; (d) aplicação de algoritmo de contorno para cálculo de diâmetros.	125
Figura 4.12 – Ilustração do procedimento usado para medição dos diâmetros de bolhas no tubo de entrada; (a) esquema da região de tomada das imagens no tubo de entrada; (b) procedimento para obtenção dos eixos maior (linhas vermelhas) e menor (linhas verdes) das bolhas em formato de esferoide prolato.	127
Figura 4.13 – Esquema de levantamento de uma curva de ganho de pressão como função da vazão de líquido durante os experimentos, mantida fixa a velocidade de rotação e a fração homogênea ou a vazão mássica de gás.	128
Figura 5.1 – Curvas de coeficiente de carga (baseado na altura de elevação estática) em função do coeficiente de fluxo obtidas experimentalmente para escoamento monofásico a quatro velocidades de rotação entre 200 e 500 rpm.	133
Figura 5.2 – Curvas de ganho de pressão em função da vazão de líquido obtidas em três dias diferentes, a 400 rpm e $m_G = 0,18$ kg/h, com e sem a utilização do sensor <i>Wire-Mesh</i>	134
Figura 5.3 – (a) Histogramas de densidade de probabilidade de diâmetros de bolha de entrada, $d_{b,in}$, à diferentes velocidades superficiais de líquido (U_{SL}), a uma velocidade superficial de gás fixa de $U_{SG} = 1 \times 10^{-2}$ m/s ($m_G = 0,18$ kg/h); (b) Histogramas de $d_{b,in}$ à diferentes valores de U_{SG} porém a valores similares de U_{SL} ; (c) Identificação dos pontos operacionais testados no mapa de fluxo de escoamento líquido-gás vertical ascendente de Taitel et al. (1980).	135
Figura 5.4 – Fração volumétrica de gás de entrada em função da velocidade superficial de líquido; (a) Comparação entre as medidas do sensor <i>Wire-Mesh</i> com o modelo homogêneo e o modelo de Drift (Zuber e Findlay, 1965) para testes a diferentes condições operacionais; (b) Comparação dos resultados obtidos com o sensor <i>Wire-Mesh</i> para testes a diferentes velocidades de rotação e uma velocidade superficial de gás fixa.	136

Figura 5.5 - Curvas de ganho de pressão estática medidas experimentalmente em função da vazão normalizada de líquido, à 300 rpm, para escoamento monofásico e para escoamento bifásico levantada para uma vazão mássica de gás constante de 0,06 kg/h, cuja fração de gás homogênea resultante é também plotada conforme à ordenada da direita.....	138
Figura 5.6 – Imagens selecionadas da distribuição da fase gasosa no rotor correspondentes à curva de ganho de pressão para escoamento bifásico à 300 rpm e $m_G = 0,06$ kg/h (Figura 5.5). As imagens à esquerda correspondem às fotografias originais (acrescidas de ilustrações esquemáticas), e as à direita são processadas com a fração volumétrica média de gás.	140
Figura 5.7 – Comparação dos histogramas de densidade de probabilidade dos diâmetros de bolha, d_b , medidos no tubo de entrada e no interior do rotor, para as condições operacionais (1) e (10) indicadas na Figura 5.5.	144
Figura 5.8 - Curvas normalizadas de ganho de pressão estática medidas experimentalmente em função da vazão normalizada de líquido, levantadas para várias vazões mássicas constantes de gás e quatro velocidades de rotação.....	145
Figura 5.9 – Curvas de coeficiente de carga baseado na altura de elevação estática para escoamento bifásico, ψ_{TP}^p , em função do coeficiente de fluxo, ϕ , obtidas para diferentes vazões mássicas de gás de $m_G = 0$ kg/h (escoamento monofásico) a 0,48 kg/h, para uma velocidade de rotação fixa em 300 rpm.....	146
Figura 5.10 – Imagens originais, à esquerda, e processadas com a fração volumétrica média de gás, à direita, para os padrões de escoamento obtidos no ponto (3) da Figura 5.9.	148
Figura 5.11 – Imagens dos padrões de escoamento correspondentes aos pontos (9) e (12) da Figura 5.9 para $m_G = 0,12$ kg/h e 0,48 kg/h.	151
Figura 5.12 – Curvas de coeficiente de carga baseado na altura de elevação estática para escoamento bifásico em função do coeficiente de fluxo, obtidas para diferentes vazões mássicas de gás e velocidades de rotação.....	152
Figura 5.13 – Imagens dos padrões de escoamento correspondentes aos pontos (5) e (6) da Figura 5.12, para $m_G = 0,36$ kg/h e velocidades de rotação entre 200 e 400 rpm.	153
Figura 5.14 – Comparação entre resultados numéricos e experimentais para curvas de ganho de pressão estática em função da vazão de líquido, para escoamento monofásico a diferentes velocidades de rotação.....	155
Figura 5.15 - Comparação entre resultados numéricos e experimentais para curvas de ganho de pressão estática através do rotor em função da vazão de líquido, para operação sob	

escoamento bifásico a diferentes velocidades de rotação. As curvas foram levantadas a uma vazão mássica de gás constante de $m_G = 0,06$ kg/h.	156
Figura 5.16 - Comparação entre resultados numéricos e experimentais para curvas normalizadas de ganho de pressão estática em função da vazão normalizada de líquido, a 300 rpm, para escoamento monofásico e bifásico a $m_G = 0,06$ kg/h.	158
Figura 5.17 – Campos de fração volumétrica de gás obtidos numericamente para casos selecionados da Figura 5.16 em comparação com fotografias do padrão de escoamento obtidas experimentalmente. As imagens numéricas incluem esferas indicativas do diâmetro das bolhas sobre linhas de corrente da fase gasosa.....	159
Figura 5.18 - Comparação entre resultados numéricos e experimentais para curvas normalizadas de ganho de pressão estática em função da vazão de líquido, para 300 rpm e diferentes vazões mássicas de gás de $m_G = 0$ kg/h (monofásico) a 0,24 kg/h.	162
Figura 5.19 - Comparação entre resultados numéricos e experimentais para curvas de ganho de pressão estática através do rotor em função da vazão de líquido, sob escoamento bifásico. As curvas foram levantadas a uma fração de gás homogênea de entrada fixa, $\lambda = Q_G / (Q_L + Q_G)$, a quatro condições operacionais distintas que envolvem diferentes velocidades de rotação e λ . 164	164
Figura 5.20 - Comparação entre resultados numéricos e experimentais para curvas de ganho de pressão estática através do rotor, sob escoamento bifásico, a duas condições operacionais: $n = 500$ rpm, $m_G = 0,18$ kg/h; $n = 400$ rpm, $m_G = 0,24$ kg/h.	164
Figura 5.21 – Campos de fração volumétrica de gás obtidos numericamente para os pontos 4A e 4B da Figura 5.20 em comparação com fotografias do padrão de escoamento obtidas experimentalmente.	165
Figura 5.22 – Curvas de coeficiente de carga, ψ , torque, τ_T , potência, Π e eficiência hidráulica, η_h , como função do coeficiente de fluxo, ϕ , para escoamento monofásico através do rotor a quatro velocidades de rotação distintas.	168
Figura 5.23 – Curvas características de altura de elevação, H , eficiência hidráulica, η_h , e potência, W , como função da vazão normalizada de líquido, para $n = 300$ rpm e vazões mássicas de gás de entrada de $m_G = 0$ kg/h (escoamento monofásico) a 0,24 kg/h.	170
Figura 5.24 – Comparação entre os termos estático, dinâmico e geométrico da altura de elevação, como função da vazão de líquido, para $n = 300$ rpm e vazões mássicas de gás de entrada de $m_G = 0$ kg/h (escoamento monofásico) a 0,24 kg/h.	172
Figura 5.25 – Curvas de intensidade média de turbulência no volume do rotor em função da vazão normalizada de líquido, para $n = 300$ rpm e vazões mássicas de gás de entrada de $m_G = 0$ kg/h	

(escoamento monofásico) a 0,24 kg/h. As curvas para escoamento monofásico para rotações diferentes de 300 rpm são também incluídas para análise de similaridade. 173

Figura 5.26 – Avaliação da magnitude de propriedades das fases líquida e gasosa obtidas sobre um arco situado entre as faces de sucção e pressão das pás sobre o plano médio do rotor (colorido por um campo de fração volumétrica de gás ilustrativo), para diferentes velocidades de rotação e vazões mássicas de gás: (a) representação do posicionamento do arco entre as faces de pressão e sucção, sobre um plano situado na metade da distância entre o cubo e a coroa do rotor; (b) fração volumétrica de gás como função da coordenada tangencial normalizada, θ^* ; (c) razão entre as velocidades do gás e do líquido como função de θ^* ; (d) energia cinética turbulenta normalizada em função de θ^* . Todos os resultados foram obtidos para uma vazão normalizada de líquido de $Q_L/Q_{des,n} = 2,1$ 175

Figura 5.27 – Comparação entre a magnitude de forças devidas a diferentes mecanismos de interação líquido-gás, tomadas como médias no volume do rotor, em função de: (a) vazão de gás de entrada, para $n = 300$ rpm e $Q_L/Q_{des,300} = 1,0$; (b) velocidade de rotação, para $m_G = 0,06$ kg/h e $Q_L/Q_{des,300} = 1,0$; vazão normalizada de líquido, para $n = 300$ rpm e $m_G = 0,06$ kg/h. 177

Figura 5.28 – Representação dos vetores das diferentes forças interfaciais resolvidas numericamente, ao longo de uma linha de corrente da fase gasosa no interior do rotor; (a) perspectiva com representação da linha de corrente a partir do tubo de entrada (replicada 7 vezes em cada canal por conveniência); (b) vista de topo; (c) detalhe da distribuição dos vetores de força em um ponto sobre a linha de corrente; (d) vista de topo com representação dos vetores em vários pontos ao longo da linha de corrente. A condição operacional analisada é $n = 300$ rpm, $m_G = 0,06$ kg/h e $Q_L/Q_{des,300} = 1,0$ (ponto de *surging* (8) da Figura 5.6). 180

Figura 5.29 – Avaliação da magnitude das forças interfaciais em função do tempo ao longo da linha de corrente (Figura 5.28): (a) representação da linha de corrente sobre o campo de fração volumétrica de gás (renderização volumétrica), com indicação de valores normalizados do tempo de integração na trajetória, t^* ; (b) fração volumétrica de gás e razão entre as magnitudes de velocidade do gás e do líquido sobre linha de corrente, em função de t^* ; (c) razão entre as magnitude das diferentes forças interfaciais e a força de empuxo local, em função de t^* 182

Figura 5.30 – Comparação entre curvas normalizadas do ganho de pressão estática através do rotor em função da vazão normalizada de líquido, obtidas numericamente a 300 rpm e para escoamento bifásico a $m_G = 0,06$ kg/h, assumindo-se diferentes modelos para o coeficiente de arrasto: modelo base; modelo de Grace original (Clift et al., 1978); Ishii e Zuber (1979). As curvas para escoamento monofásico e os dados experimentais para escoamento bifásico são também mostrados, como referência. 185

Figura 5.31 – Comparação entre curvas normalizadas do ganho de pressão estática através do rotor em função da vazão normalizada de líquido, obtidas numericamente a 300 rpm e para

escoamento bifásico a $m_G = 0,06$ kg/h, assumindo-se: modelo Base com todas as forças;
 modelo Base sem a força de lubrificação de parede; modelo Base sem a força de sustentação;
 modelo Base sem a força de massa virtual..... 186

Figura 5.32 – Comparação entre curvas normalizadas do ganho de pressão estática através do rotor em função da vazão normalizada de líquido, obtidas numericamente a 300 rpm e para escoamento bifásico a $m_G = 0,06$ kg/h, assumindo-se diferentes especificações para o efeito de dispersão turbulenta: modelo Base (Lopez de Bertodano, 1991), com $C_{TD} = 0,3$; modelo de Lopez de Bertodano (1991), com $C_{TD} = 1,0$ e $C_{TD} = 0,1$; modelo de Favre (Burns et al, 2004); modelo de Simonin (Simonin e Viollet, 1990); sem força de dispersão turbulenta..... 188

Figura 5.33 – Comparação entre curvas normalizadas do ganho de pressão estática através do rotor em função da vazão normalizada de líquido, obtidas numericamente a 300 rpm e para escoamento bifásico a $m_G = 0,06$ kg/h, assumindo-se diferentes especificações para o efeito de turbulência induzida por bolhas: modelo Base (Ma et al., 2017); modelo de Sato (Sato e Sekoguchi, 1975); modelo de Morel (1997); sem turbulência induzida por bolhas. 189

Figura 5.34 – Ilustração do movimento de uma bolha ao longo de linhas de corrente ideais de líquido: (a) representação das velocidades, da posição da área meridional e do vetor posição; (b) orientação das forças de arrasto, de pressão, *Coriolis* e centrífuga atuando sobre a bolha. 193

Figura 5.35 – Indicação das fronteiras de *surging* obtidas com a Eq. (5.6) para diferentes diâmetros de bolhas a diferentes velocidades de rotação, sobre as curvas de ganho de pressão do rotor sob escoamento monofásico e bifásico a baixa vazão de gás ($m_G = 0,06$ kg/h)..... 196

Figura 5.36 - Variação do valor calculado do diâmetro crítico de bolhas na entrada do rotor com a velocidade de rotação..... 198

Figura 5.37 – Comparação da fronteira de *surging* obtida com a metodologia proposta com outros modelos da literatura, mostradas sobre as curvas de ganho de pressão do rotor sob escoamento monofásico e bifásico a baixa vazão de gás ($m_G = 0,06$ kg/h)..... 199

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 – Número de nós assumidos nos testes de malha, juntamente com o tempo de simulação necessário para realizar 1000 passos iterativos, o ganho de pressão no rotor resultante e os desvios correspondentes em relação à malha mais refinada	110
Tabela 4.1 – Faixa de condições operacionais considerada para os testes experimentais.....	130

LISTA DE SÍMBOLOS

Descrição	Unidade
A	Área [m ²]
A_2	Área da seção transversal do canal na periferia do rotor [m ²]
A_b imagem	Área da seção transversal da bolha voltada para a câmera no processamento de imagem [m ²]
A_{ij}	Densidade de área interfacial [m ⁻¹]
A_r	Área meridional do canal na posição radial [m ²]
$A_{WMS,n}$	Coefficiente de participação do nó "n" do sensor de malha de eletrodos (WMS) [1]
a_1	Coefficiente do modelo de turbulência SST [1]
b	Altura do canal do rotor [m]
b_{eye}	Altura da calota que compõe o olho do rotor [m]
B_m^c	Taxa de nascimento de bolhas por coalescência [kg · s ⁻¹ · m ⁻³]
B_m^q	Taxa de nascimento de bolhas por quebra [kg · s ⁻¹ · m ⁻³]
C_0	Coefficiente de distribuição do modelo de Zuber e Findlay (1965) [1]
C_D	Coefficiente de arrasto [1]
$C_{D,cap}$	Coefficiente de arrasto no regime de capa esférica [1]
$C_{D,dist}$	Coefficiente de arrasto no regime distorcido [1]
$C_{D,elip}$	Coefficiente de arrasto no regime elíptico [1]
$C_{D,esf}$	Coefficiente de arrasto no regime esférico [1]
$C_{D,\infty}$	Coefficiente de arrasto calculado para bolha isolada [1]
C_{DT}	Coefficiente de dispersão turbulenta [1]
$C_{k,\epsilon,\omega}^{BIT}$	Coefficientes do modelo de turbulência induzida por bolhas de Ma et al. (2017) [1]
C_{LP}	Coefficiente de lubrificação de parede [1]

$C_{LP1,LP2}$ (1991)	Coeficientes que compõem o modelo de lubrificação de parede de Antal et al.	[1]
C_{MV}	Coeficiente de massa virtual	[1]
C_S	Coeficiente de sustentação	[1]
C_μ (2017)	Coeficiente do modelo de turbulência induzida por bolhas de Ma et al.	[1]
$C(d_m; d_n)$ e Blanch (1990)	Função <i>kernel</i> de coalescência entre bolhas de tamanhos d_m e d_n no modelo de Prince e Blanch (1990)	$[m^3 \cdot s^{-1}]$
$CD_{k\omega}$	Função do modelo de turbulência SST	$[kg \cdot s^{-2} \cdot m^{-3}]$
D, d	Diâmetro	[m]
d_b	Diâmetro da bolha	[m]
$d_{b,A}$ por imagem	Eixo maior do esferoide prolato para obtenção do diâmetro de bolha no tubo de sucção por imagem	[m]
$d_{b,B}$ por imagem	Eixo menor do esferoide prolato para obtenção do diâmetro de bolha no tubo de sucção por imagem	[m]
$d_{b,c}$	Diâmetro crítico de bolha	[m]
$d_{b,def}$ Tomiyama (1998)	Diâmetro de bolha deformada usada no modelo do coeficiente de sustentação de Tomiyama (1998)	[m]
$d_{b,in}$	Diâmetro equivalente de uma bolha no tubo de entrada (sucção)	[m]
$\bar{d}_{b,in}$	Média aritmética do diâmetro de bolha no tubo de entrada (sucção)	[m]
$d_{b,rot}$ imagem	Diâmetro equivalente de uma bolha no rotor, obtida através do processamento de imagem	[m]
$\bar{d}_{b,rot}$	Média aritmética do diâmetro das bolhas no rotor	[m]
$\bar{d}_{b,rot}^{32}$	Diâmetro médio Sauter das bolhas no rotor	[m]
D_{in}	Diâmetro de entrada do rotor / diâmetro interno do tubo de entrada	[m]
$d_{k,m,n}$ (2015) e Prince e Blanch (1990)	Tamanhos de bolha para cálculo dos modelos de quebra e coalescência de Liao et al. (2015) e Prince e Blanch (1990)	[m]
D_m^c	Taxa de morte de bolhas por coalescência	$[kg \cdot s^{-1} \cdot m^{-3}]$
D_m^q	Taxa de morte de bolhas por quebra	$[kg \cdot s^{-1} \cdot m^{-3}]$
D_{out}	Diâmetro de saída do rotor	[m]

e_p	Espessura da pá do rotor	[m]
Eo	Número de Eotvos	[1]
Eo'	Número de Eotvos do modelo de sustentação de Tomiyama (1998)	[1]
\vec{F}	Vetor força	[kg·m·s ⁻²]
$F_{1,2}$	Funções ponderadoras do modelo de turbulência SST	[1]
f_{amort}	Função amortecedora do modelo de densidade de área interfacial calculado para as forças interfaciais diferentes da de arrasto	[1]
F_C	Força centrífuga atuando sobre uma bolha	[kg·m·s ⁻²]
f_C	Função de ajuste do modelo de coalescência	[1]
$\vec{F}_{Centr,L \rightarrow b}$	Força centrífuga do líquido atuando sobre uma bolha	[kg·m·s ⁻²]
$\vec{F}_{Cor,L \rightarrow b}$	Força de Coriolis do líquido atuando sobre uma bolha	[kg·m·s ⁻²]
f_m	Fração de tamanhos do modelo MUSIG	[1]
$\vec{F}_{R,L \rightarrow b}$	Outras forças interfaciais atuando sobre uma bolha	[kg·m·s ⁻²]
FP	Face de pressão	[-]
FS	Face de sucção	[-]
FS1,2,...8	Estruturas de escoamento (Barrios, 2007)	[-]
G	Função do modelo de arrasto de Grace (Clift et al., 1978)	[1]
g	Aceleração gravitacional	[m·s ⁻²]
H	Altura de elevação (<i>head</i>)	[m]
h_0 (1990)	Espessura inicial de drenagem de filme do modelo de coalescência de Prince e Blanch (1990)	[m]
h_f (1990)	Espessura final de drenagem de filme do modelo de coalescência de Prince e Blanch (1990)	[m]
l	Interface entre as fases 1 e 2	[-]
l_{turb}	Intensidade de turbulência na entrada do tubo de sucção	[1]
ip	Ponto de integração	[-]
J	Função do modelo de arrasto de Grace (Clift et al., 1978)	[1]
k	Energia cinética turbulenta	[m ² ·s ⁻²]

k_L	Energia cinética turbulenta da fase líquida	$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}]$
k_L^*	Energia cinética turbulenta normalizada da fase líquida	$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}]$
$\bar{k}_{L,in}$ sucção	Energia cinética turbulenta média da fase líquida na entrada do tubo de sucção	$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}]$
k_{t95} calculado	Fator “t-Student” com 95% de confiabilidade para o número efetivo de medidas calculado	[-]
$\bar{k}^{\vee,rot}$ rotor	Média volumétrica da energia cinética turbulenta do líquido no domínio do rotor	$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}]$
M	Grupos dimensionais do modelo MUSIG	[-]
m	Massa	[kg]
\dot{m}	Vazão mássica	$[\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}]$
\bar{M}_i	Troca de quantidade de movimento interfacial devida às tensões na interface / força genérica por unidade de volume	$[\text{kg} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{m}^{-2}]$
m_m	Massa de um grupo dimensional m do modelo MUSIG	[kg]
Mo	Número de Morton	[1]
N modelo MUSIG	Densidade de partículas (número de partículas por unidade de volume) no contexto do modelo MUSIG	$[\text{m}^{-3}]$
n	Velocidade de rotação	$[\text{s}^{-1}]$
N_m MUSIG	Densidade de partículas por unidade de volume de um grupo dimensional m do modelo MUSIG	$[\text{m}^{-3}]$
\bar{n}_w	Vetor normal à parede no modelo de lubrificação de parede de Antal et al. (1991)	[1]
On	Número de Ohnesorge	[1]
p	Pressão	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}]$
p_1	Pressão estática na entrada da bomba ou rotor	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}]$
p_2	Pressão estática na saída da bomba ou rotor	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}]$
P_k	Termo de produção de turbulência	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-3}]$
p_{ref}	Pressão de referência	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}]$
$Pr_{G,t}$	Número de Prandtl turbulento da fase gasosa	[1]
Pw	Potência	$[\text{kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}]$

Q	Vazão volumétrica	$[\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}]$
Q_{des}	Vazão volumétrica de projeto à velocidade de rotação nominal	$[\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}]$
$Q_{des,n}$	Vazão volumétrica de projeto à velocidade de rotação “ n ”	$[\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}]$
Q_{Gd}	Vazão volumétrica de gás normalizada (Gamboa, 2008)	[1]
$Q_{L,máx}$	Vazão volumétrica máxima de líquido (Gamboa, 2008)	$[\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}]$
$Q_L _{surging}$	Vazão volumétrica de líquido no ponto de <i>surging</i>	$[\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}]$
R	Raio	[m]
r	Coordenada radial	[m]
\vec{r}	Vetor posição	[m]
R_1	Raio de ataque da pá do rotor	[m]
R_2	Raio de saída da pá do rotor	[m]
R^2	Coefficiente de determinação	[1]
R_{eye1}	Raio do topo da calota que compõe o olho do rotor	[m]
R_{eye2}	Raio da base da calota que compõe o olho do rotor	[m]
\vec{r}_i	Vetor posição da fase i	[m]
R_m	Raio de entrada do rotor	[m]
r_{mn} (1990)	Raio equivalente de colisão usado no modelo de coalescência de Prince e Blanch	[m]
R_{out}	Raio de saída do rotor	[m]
Re_p	Número de Reynolds da partícula	[1]
s	Coordenada sobre uma linha de corrente ideal ao longo do canal do rotor	[m]
$S_{1,2,...,8}$	Posições de entrada das bolhas (Minemura e Murakami, 1980)	[-]
S_L^k líquida	Termo fonte relativo à turbulência induzida por bolhas sobre a equação de k para a fase	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-3}]$
S_L^e	Termo fonte relativo à turbulência induzida por bolhas sobre a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-4}]$
S_L^ω fase líquida	Termo fonte relativo à turbulência induzida por bolhas sobre a equação de ω para a	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-2}]$

t	Tempo	[s]
t^*	Tempo adimensional de integração da trajetória de uma bolha	[1]
t_b	Tempo de integração da trajetória de uma bolha	[s]
T_i	Intensidade média de turbulência no rotor	[1]
T_q	Torque	[kg·m ² ·s ⁻²]
U_2	Velocidade tangencial da periferia do rotor	[m·s ⁻¹]
U_{drift}	Velocidade de “drift” usada no modelo de Zuber e Findlay (1965) para cálculo da fração volumétrica de gás na entrada do rotor	[m·s ⁻¹]
U_{SG}	Velocidade superficial de gás no tubo de sucção	[m·s ⁻¹]
U_{SL}	Velocidade superficial de líquido no tubo de sucção	[m·s ⁻¹]
U_T 1978)	Velocidade terminal usada no modelo de arrasto de Grace (Clift et al., 1978)	[m·s ⁻¹]
\vec{V}	Vetor velocidade	[m·s ⁻¹]
V^*	Velocidade de atrito	[m·s ⁻¹]
V_1	Velocidade absoluta na entrada da bomba ou rotor	[m·s ⁻¹]
V_2	Velocidade absoluta na saída da bomba ou rotor	[m·s ⁻¹]
W	Magnitude de velocidade relativa ao canal do rotor	[m·s ⁻¹]
We	Número de Weber	[1]
We_c	Número de Weber crítico	[1]
X_i	Função indicadora da fase i	[1]
y^+	Distância adimensional do primeiro ponto de cálculo à parede	[1]
z_1	Elevação geométrica na entrada da bomba ou rotor	[m]
z_2	Elevação geométrica na saída da bomba ou rotor	[m]
α	Fração volumétrica	[1]
$\tilde{\alpha}_G$	Fração volumétrica de gás dinâmica usada no modelo de densidade interfacial calculado para a força de arrasto	[1]
α'_G	Fração volumétrica de gás dinâmica usada no modelo de densidade interfacial calculado para as forças interfaciais diferentes da de arrasto	[1]

$\alpha_{G,in}$	Fração volumétrica de gás na sucção do rotor	[1]
$\alpha_{G,in,n}$	Fração volumétrica de gás medida em cada cruzamento “n” do sensor de malha de eletrodos (WMS)	[1]
$\alpha_{G,inf}$	Limite inferior para a fração volumétrica usada na função de ajuste do modelo de coalescência	[1]
$\alpha_{G,lim}$	Fração volumétrica limitante na função de ajuste do modelo de coalescência	[1]
$\alpha_{G,máx}$	Fração volumétrica máxima no modelo de densidade de área interfacial e na função de ajuste do modelo de coalescência	[1]
$\alpha_{G,mín}$	Fração volumétrica mínima usada no modelo de densidade de área interfacial	[1]
α_{ZF}	Fração volumétrica de gás de entrada medida através do modelo de Drift de Zuber e Findlay (1965)	[1]
$\alpha_{\alpha,i}^m$	Média mássica da fração volumétrica da fase líquida ou gasosa na entrada ou saída do rotor	[1]
$\alpha_{\omega 1,\omega 2,\omega 3}$	Coefficientes do modelo de turbulência SST	[1]
β	Ângulo local da pá do rotor	[1]
β^*	Coefficiente do modelo de turbulência SST	[1]
β_1	Ângulo de entrada da pá do rotor	[1]
β_2	Ângulo de saída da pá do rotor	[1]
$\beta_{\omega 1,\omega 2,\omega 3}$	Coefficientes do modelo de turbulência SST	[1]
δ_{exp}	Incerteza de medição experimental expandida	[-]
δ_{med}	Incerteza de medição própria do sensor	[-]
δ_w	Distância do ponto de cálculo à parede mais próxima	[m]
Δp	Ganho de pressão estática através do rotor, medido ou calculado conforme o esquema experimental	[kg · m ⁻¹ · s ⁻²]
$\Delta p_{des,n}$	Ganho de pressão estática através do rotor, medido experimentalmente para escoamento monofásico no ponto de projeto à velocidade “n”	[kg · m ⁻¹ · s ⁻²]
Δp_{rotor}	Ganho de pressão estática através do rotor	[kg · m ⁻¹ · s ⁻²]
Δp^{Tot}	Varição de pressão total	[kg · m ⁻¹ · s ⁻²]
ε	Taxa de dissipação de energia cinética turbulenta	[m ² · s ⁻³]

$\varepsilon_{ar,n}$	Permissividade elétrica medida para tubo vazio em cada cruzamento “n” do sensor de malha de eletrodos (WMS)	[F · m ⁻¹]
$\varepsilon_{H2O,n}$	Permissividade elétrica medida para tubo cheio em cada cruzamento “n” do sensor de malha de eletrodos (WMS)	[F · m ⁻¹]
$\varepsilon_{WMS,n}$	Permissividade elétrica medida em escoamento bifásico em cada cruzamento “n” do sensor de malha de eletrodos (WMS)	[F · m ⁻¹]
ϕ	Coefficiente de fluxo	[1]
Γ	Troca de massa interfacial	[kg · s ⁻¹ · m ⁻³]
η, η_h	Eficiência hidráulica	[1]
η_{mn}	Eficiência de colisão entre bolhas de grupos <i>m</i> e <i>n</i> no modelo de coalescência de Prince e Blanch (1990)	[1]
κ_{HR} (2019)	Coefficiente dinâmico do esquema numérico de advecção de alta resolução de ANSYS	[1]
κ_{Sato} (1975)	Coefficiente usado no modelo de turbulência induzida por bolhas de Sato e Sekoguchi	[1]
λ	Fração volumétrica de gás sem deslizamento (modelo homogêneo) na entrada (sucção) da bomba ou do rotor	[1]
μ	Viscosidade dinâmica molecular	[kg · m ⁻¹ · s ⁻¹]
μ_{eff}	Viscosidade dinâmica efetiva da fase líquida	[kg · m ⁻¹ · s ⁻¹]
μ_L	Viscosidade dinâmica molecular da fase líquida	[kg · m ⁻¹ · s ⁻¹]
μ_t	Viscosidade dinâmica turbulenta	[kg · m ⁻¹ · s ⁻¹]
$\mu_{t,ap}$	Viscosidade dinâmica turbulenta aparente do líquido referente ao modelo de turbulência induzida por bolhas de Sato e Sekoguchi (1975)	[kg · m ⁻¹ · s ⁻¹]
$\mu_{t,ib}$	Termo relativo à turbulência induzida por bolhas sobre a viscosidade dinâmica turbulenta aparente do líquido referente ao modelo de Sato e Sekoguchi (1975)	[kg · m ⁻¹ · s ⁻¹]
Π	Coefficiente de potência	[1]
ϖ	Variável de transporte genérica do esquema numérico de advecção de alta resolução de ANSYS (2019)	[-]
Θ_{mn}	Frequência de colisão de bolhas de tamanhos <i>m</i> e <i>n</i> modelo de coalescência de Prince e Blanch (1990)	[m ³ · s ⁻¹]
θ^*	Coordenada circunferencial normalizada entre as faces de pressão e sucção no canal do rotor	[1]

ρ	Massa específica	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}]$
ρ_m	Massa específica da mistura	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}]$
σ	Tensão superficial	$[\text{kg} \cdot \text{s}^{-2}]$
σ_{exp}	Desvio padrão da série de medidas experimentais	[-]
$\sigma_{k1,k2,k3}$	Coefficientes do modelo de turbulência SST	[1]
$\sigma_{\omega1,\omega2,\omega3}$	Coefficientes do modelo de turbulência SST	[1]
τ	Período de rotação do rotor	[s]
$\tau_{\text{Crit,Crit1,Crit2}}$	Tensões críticas do modelo de quebra de Liao	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}]$
τ_{Destr}	Tensão destrutiva do modelo de quebra de Liao	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}]$
τ_{esc} (2017)	Escala de tempo usada no modelo de turbulência induzida por bolhas de Ma et al.	[s]
τ_T	Coefficiente de torque	[1]
τ_w	Tensão de cisalhamento sobre a parede	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}]$
Ω	Velocidade angular do rotor	$[\text{s}^{-1}]$
ω	Taxa de dissipação específica de turbulência	$[\text{s}^{-1}]$
$\vec{\Omega}$	Vetor velocidade angular do rotor	$[\text{s}^{-1}]$
$\vec{\omega}_{L,in}$ de sucção	Taxa de dissipação específica de turbulência média da fase líquida na entrada do tubo	$[\text{s}^{-1}]$
Ω_Q	Frequência de quebra de bolhas do modelo de Liao	$[\text{s}^{-1}]$
Ω_{SST}	Magnitude do vetor vorticidade (modelo de turbulência SST)	$[\text{s}^{-1}]$
ψ	Coefficiente de carga	[1]
ψ^p monofásico	Coefficiente de carga baseado na altura de elevação estática para escoamento monofásico	[1]
ψ_{TP}^p bifásico	Coefficiente de carga baseado na altura de elevação estática para escoamento bifásico	[1]
ζ	Função genérica do modelo de turbulência SST	[1]
∇_p	Volume de uma partícula	$[\text{m}^3]$

Subscritos

1	Relativo ao bordo de ataque da pá do rotor
2	Relativo ao bordo de saída da pá do rotor
<i>b</i>	Variável ou propriedade relativa a uma bolha
<i>BEP</i>	Ponto de máxima eficiência (<i>Best Efficiency Point</i>)
<i>D</i>	Relativo à força ou coeficiente de arrasto
<i>des</i>	Variável ou propriedade avaliada sobre a condição de projeto da bomba ou do rotor, à velocidade nominal
<i>des,n</i>	Variável ou propriedade avaliada sobre a condição de projeto da bomba ou do rotor, à velocidade de rotação “ <i>n</i> ”
<i>DT</i>	Relativo à força ou coeficiente de dispersão turbulenta
<i>eye</i>	Referente à calota que compõe o olho do rotor
<i>G</i>	Variável ou propriedade relativa à fase gasosa
<i>i</i>	Indicativo à fase <i>i</i>
<i>in</i>	Relativo à entrada do rotor ou do tubo de sucção
<i>ip</i>	Relativo ao nó do ponto de integração
<i>L</i>	Variável ou propriedade relativa à fase líquida
<i>LG</i>	Indica ação de uma força do líquido sobre o gás
<i>LP</i>	Relativo à força ou coeficiente de lubrificação de parede
<i>MV</i>	Relativo à força ou coeficiente de massa virtual
<i>out</i>	Relativo à saída do rotor
<i>P</i>	Relativo à força devida ao gradiente de pressão
<i>S</i>	Relativo à força ou coeficiente de sustentação
<i>t</i>	Variável ou propriedade relativa à turbulência
<i>TP</i>	Propriedade avaliada para escoamento bifásico
<i>up</i>	Relativo ao nó à montante do ponto de integração
<i>XYZ</i>	Relativo ao sistema de referência inercial (estático)
<i>xyz</i>	Relativo ao sistema de referência não-inercial (rotativo)
\forall, rot	Propriedade calculada como média volumétrica no rotor

Sobrescritos

32	Referente à média Sauter
T	Transposto
T_{tot}	Total
X	Indicativo à média de fase
X_ρ	Indicativo à média de Favre
\forall, rot	Propriedade calculada como média volumétrica no rotor

Siglas

BCS	Bomba centrífuga submersa
CFD	Dinâmica dos Fluidos Computacional (<i>Computational Fluid Dynamics</i>)
LED	Diodo emissor de luz (<i>Light-Emitting Diode</i>)
LOCA	Acidente por perda de refrigerante (<i>Loss-Of-Coolant Accident</i>)
MUSIG	Modelo de múltiplos grupos dimensionais (<i>Multiple Size Group</i>)
PWR	Reator de água pressurizada (<i>Pressurized Water Reactor</i>)
RGB	Sistema de cores Vermelho-Verde-Azul (<i>Red-Green-Blue</i>)
SST	<i>Shear Stress Transport</i>
UTFPR	Universidade Tecnológica Federal do Paraná
WMS	Sensor de malha de eletrodos (<i>Wire-Mesh Sensor</i>)

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	31
1.1	CONTEXTO.....	33
1.2	PROBLEMA.....	35
1.3	OBJETIVO.....	38
1.4	JUSTIFICATIVA	39
1.5	CONTEÚDO DO TRABALHO	40
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	42
2.1	ESCOAMENTOS BIFÁSICOS EM BOMBAS CENTRÍFUGAS	42
2.1.1	Aspectos Gerais	42
2.2	ESTUDOS EXPERIMENTAIS.....	45
2.3	ESTUDOS NUMÉRICOS	58
2.4	FECHAMENTO DA REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	66
3	MODELAGEM MATEMÁTICA E NUMÉRICA	71
3.1	EQUAÇÕES GOVERNANTES DO ESCOAMENTO MONOFÁSICO EM UM CANAL ROTATIVO	71
3.1.1	Modelagem da Turbulência em escoamento Monofásico	73
3.2	MODELO EULERIANO-EULERIANO NÃO-HOMOGÊNEO	75
3.2.1	Modelagem das Forças Interfaciais do Modelo de Dois Fluidos	78
3.2.1.1	Força de arrasto	80
3.2.1.2	Força de massa virtual	84
3.2.1.3	Força de sustentação	85
3.2.1.4	Força de lubrificação de parede.....	86
3.2.1.5	Força de dispersão turbulenta.....	87
3.2.2	Modelagem da Turbulência para o Modelo de Dois Fluidos.....	88
3.3	MODELO POLIDISPERSO DE MÚLTIPLOS GRUPOS DIMENSIONAIS (MUSIG)	91
3.3.1	Modelagem da Quebra de Bolhas.....	93
3.3.2	Modelagem da Coalescência de Bolhas	96
3.4	SOLUÇÃO NUMÉRICA.....	100
3.4.1	Solução Numérica de escoamento no Rotor Centrífugo	102
3.4.2	Domínio de Solução e Condições de Contorno	104
3.4.3	Malha Numérica	108
4	ABORDAGEM EXPERIMENTAL	113
4.1	MONTAGEM DO ROTOR CENTRÍFUGO	116
4.2	LINHAS DE LÍQUIDO E GÁS.....	119
4.3	MEDIÇÃO DE PRESSÃO	121
4.4	MEDIÇÃO DA FRAÇÃO VOLUMÉTRICA DE GÁS DE SUCÇÃO COM O WIRE-MESH SENSOR (WMS)	122
4.5	SISTEMA DE VISUALIZAÇÃO	124
4.6	PROCEDIMENTO DAS MEDIDAS EXPERIMENTAIS.....	128
5	RESULTADOS.....	132
5.1	RESULTADOS EXPERIMENTAIS.....	132
5.1.1	Similaridade e Repetitividade.....	132
5.1.2	Diâmetros de Bolhas de Entrada e Fração de Vazio	134
5.1.3	Curvas de Ganho de Pressão e Padrão de escoamento Bifásico	137
5.1.3.1	Efeito da vazão de gás.....	146
5.1.3.2	Efeito da velocidade de rotação	151

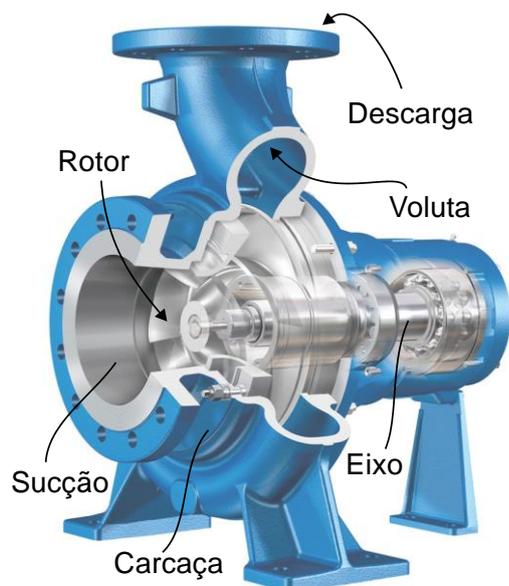
5.2	RESULTADOS NUMÉRICOS	154
5.2.1	Comparação com Resultados Experimentais	154
5.2.2	Desempenho	167
5.2.3	Comportamento das Fases no Rotor	174
5.2.4	Análise de Sensibilidade aos Modelos Interfaciais	184
5.3	PREVISÃO DO PONTO DE INÍCIO DE <i>SURGING</i>	191
6	CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS.....	201
	REFERÊNCIAS.....	204

1 INTRODUÇÃO

Bombas centrífugas compreendem uma ampla classe de turbomáquinas utilizadas para o transporte de fluidos. Seu princípio de funcionamento consiste em transferir energia mecânica em energia cinética e de pressão ao fluido através da indução de um movimento centrífugo provocado pelas pás de um rotor. É vasta a gama de aplicação de bombas centrífugas, como em vários setores da indústria, esgotos urbanos, conjuntos residenciais e irrigação rural.

A Figura 1.1 mostra uma imagem de uma bomba centrífuga. O aspecto construtivo típico consiste em um rotor, movido por um eixo mecânico (acoplado a um motor), e que gira no interior de uma carcaça. O fluido é admitido a partir de um flange de sucção para o rotor, que é responsável pela maior parte de transferência de energia para o fluido, elevando sua pressão. Uma parcela de pressão adicional pode ser provida por outros elementos estáticos, como um difusor ou uma voluta, antes que o fluido seja liberado na seção de descarga.

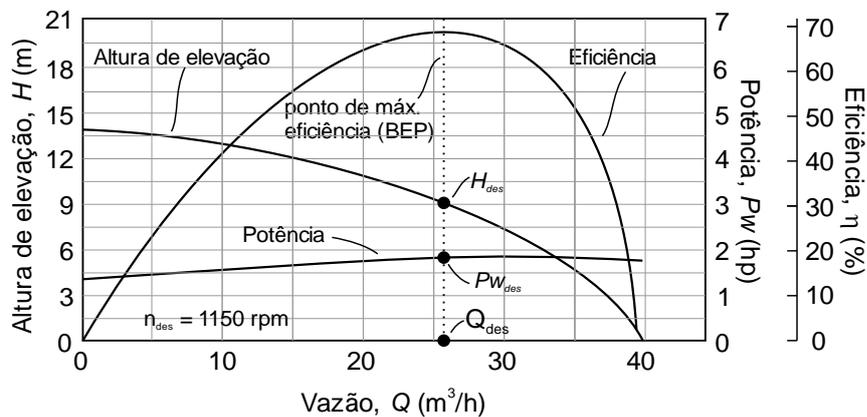
Figura 1.1 – Imagem de uma bomba centrífuga típica com indicação de seus principais componentes.



Fonte: adaptado de Sulzer ® (2018).

O projeto de um rotor centrífugo é baseado em triângulos de velocidade e no ganho de energia teórico obtido ao longo de uma linha de corrente em um canal curvo e rotativo (Stepanoff, 1957). Na prática, a energia entregue ao fluido é afetada por diversas perdas hidráulicas. Em engenharia, o desempenho de bombas é descrito na forma de curvas características, sendo um exemplo mostrado na Figura 1.2. Ela mostra a altura de elevação produzida pela bomba, H , a potência consumida, P_w , e a eficiência hidráulica, η , em função da vazão de operação, Q , obtidos para uma velocidade de rotação constante. Por vezes, pode-se substituir a curva de altura de elevação por outra na forma de um ganho de pressão estática, Δp .

Figura 1.2 – Curvas características de uma bomba centrífuga, a uma velocidade de rotação constante.



Fonte: autoria própria.

O projeto de uma bomba centrífuga prevê que, para uma velocidade de rotação de projeto, n_{des} (sendo o índice “des” relativo a “design”), e a uma vazão de projeto Q_{des} , a bomba trabalhe sobre o ponto de máxima eficiência hidráulica (*BEP*, de “*best efficiency point*”), como indicado na Figura 1.2. Sobre esse ponto, a bomba produz uma altura de elevação de projeto H_{des} e consome uma potência $P_{w_{des}}$.

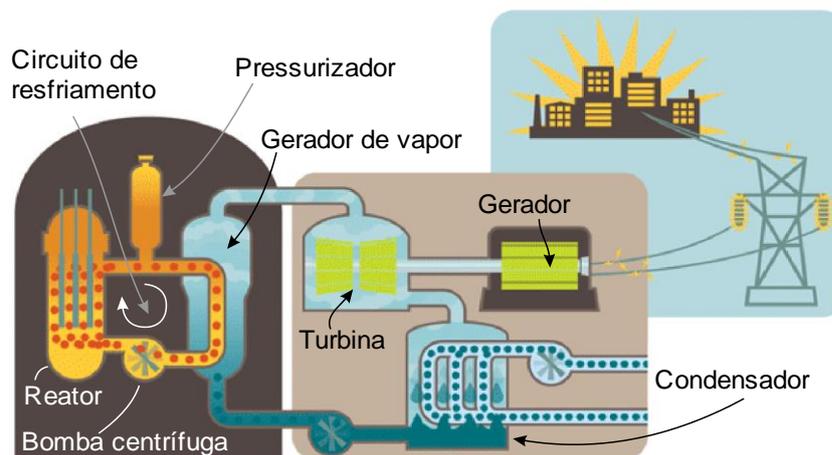
Nem sempre a bomba opera, entretanto, sobre o ponto de máxima eficiência. Curvas completas como a da Figura 1.2, normalmente fornecidas pelos fabricantes, descrevem o desempenho da bomba por toda a sua faixa útil de operação. Elas são geralmente levantadas em testes para operações com fluidos de baixa viscosidade (água, por exemplo). Curvas características a outras velocidades de rotação podem ser obtidas através de leis de similaridade (Stepanoff, 1957).

Entretanto, desvios significativos das curvas de catálogo podem ocorrer quando a bomba trabalha fora das condições previstas em projeto. Exemplos incluem bombas operando sob alterações construtivas ou com líquidos de alta viscosidade. Essas situações quase sempre implicam em perda de desempenho quando comparado ao esperado pela condição de catálogo. Outro exemplo consiste em operações com escoamentos bifásicos líquido-gás. Embora seja um problema comum em instalações ambientes (Sulzer Pumps, 2010), ele pode ocorrer inadvertidamente em certos processos industriais, como será visto a seguir.

1.1 CONTEXTO

A Figura 1.3 mostra um esquema simplificado de uma planta nuclear do tipo PWR (*pressurized water reactor*). O princípio de funcionamento de um PWR consiste em circular água líquida pressurizada em um circuito de resfriamento para extrair calor do reator e transferi-lo ao gerador de vapor, que por sua vez movimenta uma turbina para gerar energia. Para se intensificar a extração de calor do reator, o circuito de resfriamento é mantido em operação por meio de uma bomba centrífuga.

Figura 1.3 – Esquema de funcionamento de um PWR.



Fonte: NRC (2018).

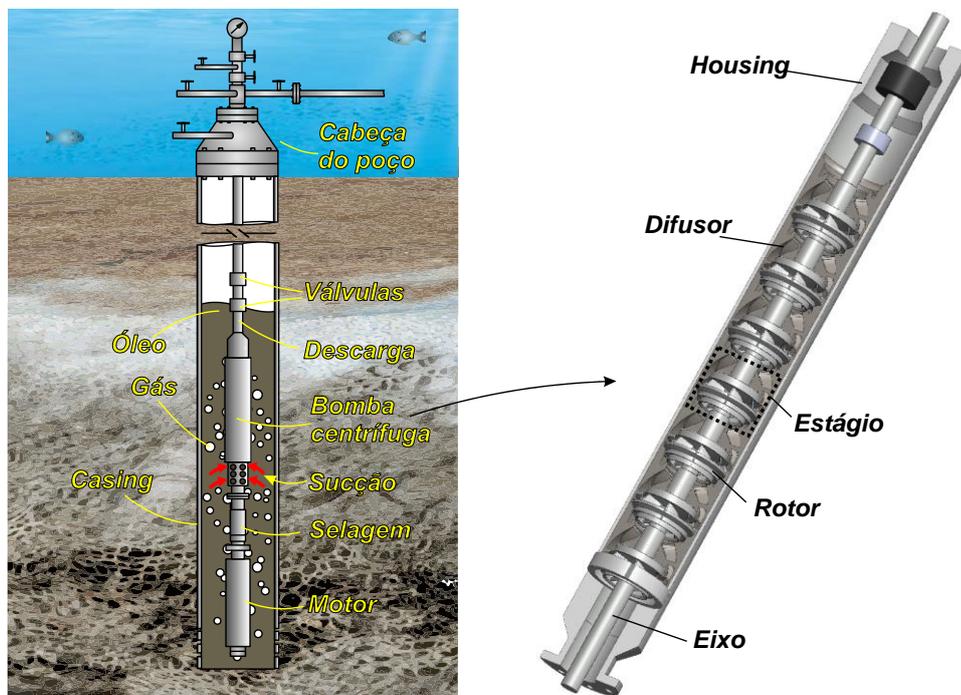
Falhas diversas podem levar ao vazamento da água que compõe o circuito de resfriamento. Esse evento é conhecido como LOCA (*Loss-Of-Coolant Accident*), e pode vir acompanhado de uma despressurização da água do circuito. Caso essa

despressurização seja significativa, parte do líquido pode se vaporizar, situação na qual a bomba trabalhará com uma mistura líquido-gás (Poullikkas, 2003). Como ela perde desempenho nessas condições, a intensidade de recirculação do refrigerante é diminuída, o que pode sobreaquecer o reator.

Sistemas de emergência são ativados para parar a fissão nuclear e resfriar o reator em caso de LOCA, de modo a evitar o derretimento de material radioativo. Contudo, esse processo não é instantâneo, e o conhecimento do desempenho da bomba sob uma mistura líquido-gás logo após o evento de LOCA é fundamental para o controle dos primeiros estágios de despressurização (Poullikkas, 2003).

Outro caso de interesse neste contexto ocorre na produção de petróleo. Muitos poços petrolíferos, especialmente aqueles sob lâminas de água profundas e com longo histórico de exploração, podem requerer a utilização de métodos de elevação artificial para elevar a taxa de produção de óleo a um patamar economicamente viável. Para esse fim, uma das técnicas mais utilizadas é o sistema de bombas centrífugas submersas, ou BCS, ilustrado na Figura 1.4.

Figura 1.4 – Ilustração de uma BCS em um poço de petróleo em águas profundas.



Fonte: autoria própria.

Um sistema de BCS é composto por um conjunto de selagem, sucção e de vários estágios de bombas centrífugas dispostas em série, que elevam a pressão do fluido para impulsioná-lo à superfície. Como o próprio nome sugere, o sistema trabalha submerso no poço de petróleo, no interior de um *casing*. Dependendo das características do poço e da composição do óleo, ele pode vir acompanhado de um certo volume de gás livre que, se admitido na sucção da BCS, pode induzir uma perda significativa de desempenho. Isso se traduz em uma menor capacidade de elevar pressão, reduzindo a produtividade do poço e afetando seu retorno econômico.

Sendo assim, o conhecimento do comportamento de escoamentos bifásicos em bombas centrífugas é de grande interesse para um melhor dimensionamento de um sistema de BCS, especialmente em poços submarinos, onde intervenções para corrigir o problema são muito custosas e, portanto, indesejáveis (Estevam, 2002).

Além dos casos acima citados, existem outras áreas onde o problema de admissão indesejada de gás pode comprometer o desempenho de bombas centrífugas. Exemplos incluem plantas geotérmicas (Amoresano et al., 2014), tratamento de esgoto, indústria de celulose (Murakami e Minemura, 1977) e instalações com reservatórios de sucção rasos (Neumann et al., 2016).

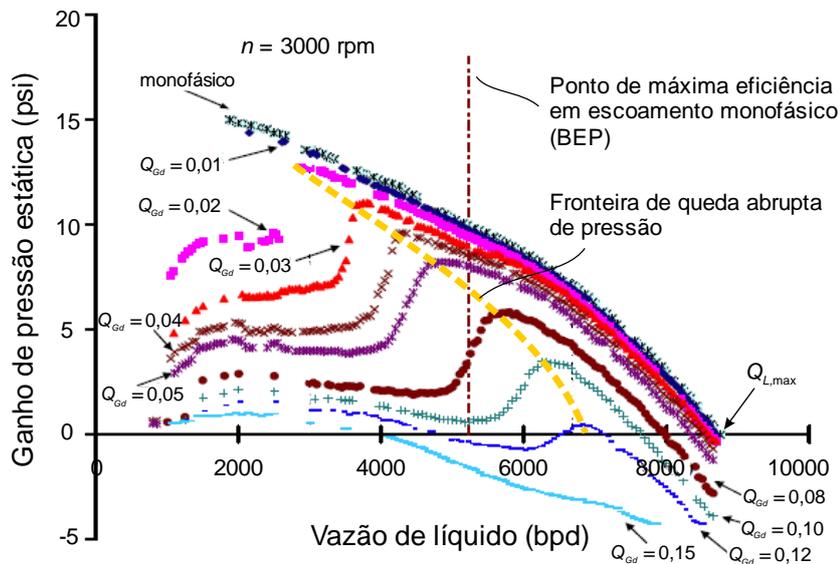
1.2 PROBLEMA

A Figura 1.5 mostra resultados experimentais (Gamboa, 2008) para o ganho de pressão estática, em função da vazão de líquido, de uma bomba centrífuga operando com escoamentos bifásicos a uma velocidade de rotação constante. São apresentadas curvas para diferentes frações de gás, $Q_{Gd} = Q_G / Q_{L,max}$, onde Q_G é a vazão volumétrica de gás na sucção e $Q_{L,max}$ é a vazão máxima de líquido da curva de escoamento monofásico (8.745 barris de petróleo por dia [bpd]).

Quando a quantidade de gás admitida é pequena, a bomba sofre baixa influência da presença do gás, e a curva de ganho de pressão é praticamente idêntica àquela de escoamento monofásico. Nota-se, então, uma constante degradação do ganho de pressão com o aumento da quantidade de gás. Embora essa degradação seja moderada para altas vazões de líquido, observa-se que, na medida em que se

reduz a vazão de líquido, existe uma fronteira, indicada na figura por uma linha amarela, onde o ganho de pressão cai de forma abrupta.

Figura 1.5 – Curvas de ganho de pressão estática em função da vazão de líquido de uma bomba centrífuga operando com escoamentos bifásicos a várias frações de gás de entrada, com indicação da fronteira de queda abrupta de pressão.



Fonte: adaptado de Gamboa (2008).

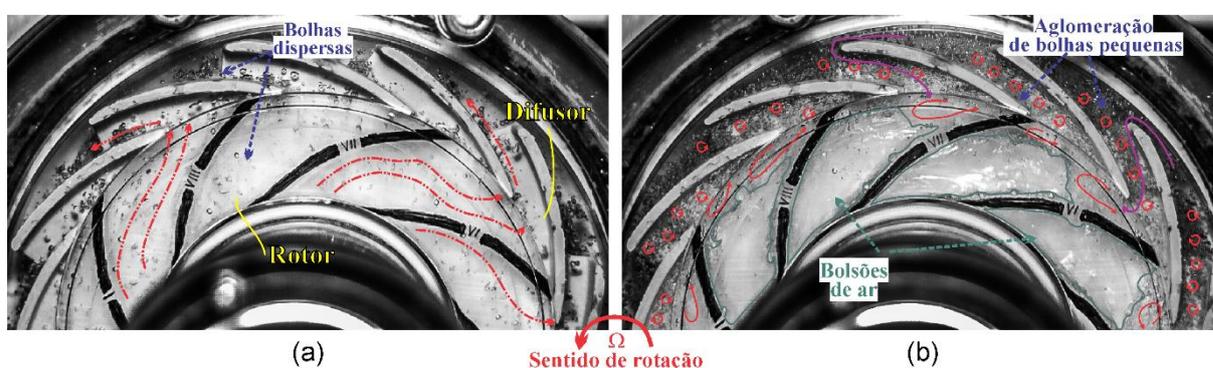
A Figura 1.6 mostra imagens da distribuição do gás no interior de um rotor e um difusor aletado de uma bomba centrífuga radial operando com escoamento bifásico com vazões de líquido (a) acima e (b) abaixo da fronteira de queda abrupta de pressão (linha amarela da Figura 1.5). No caso da Figura 1.6-(a), observa-se que a fase gasosa escoava livremente ao longo do rotor e do difusor na forma de bolhas dispersas. Essa condição causa perdas hidráulicas pequenas em relação ao ponto equivalente sob escoamento monofásico.

Já no caso da Figura 1.6-(b), nota-se a formação de bolsões de gás nos canais do rotor, que desviam e restringem a área de passagem da fase líquida, descaracterizando os triângulos de velocidade previstos em projeto e induzindo uma queda de desempenho e uma eventual operação instável. Na indústria do petróleo, dá-se a esse fenômeno, informalmente, o nome de “*surging*” (Lea e Bearden, 1982).

Da Figura 1.5, nota-se que, quanto maior a quantidade de gás, maior é a vazão de líquido que marca o ponto de *surging*, restringindo a faixa de operação da bomba.

O conhecimento dessa faixa, bem como a degradação de desempenho relativa à curva de projeto, pode ser útil para o dimensionamento de sistemas de bombeio sujeitos a escoamentos bifásicos. Entretanto, diversos fatores influenciam na capacidade da bomba em operar com líquido e gás, como as propriedades físicas das fases, a fração volumétrica de gás, o diâmetro das bolhas dispersas no líquido, a velocidade de rotação, a pressão de entrada e o tipo do rotor (Gulich, 2010).

Figura 1.6 – Imagens dos padrões de gás no interior do rotor e do difusor de uma bomba centrífuga radial sob escoamento bifásico, acima (a) e abaixo (b) do ponto de queda abrupta de ganho de pressão (Figura 1.5).



Fonte: adaptado de Cubas (2017).

Apesar da importância do tema, são relativamente escassos estudos sobre escoamentos bifásicos em bombas centrífugas, sendo que a maioria consiste em trabalhos experimentais. Medições de desempenho em função de certos parâmetros - como velocidade de rotação e vazões de líquido e gás - foram realizados para certos tipos de bombas, mas os autores não sugerem que os resultados possam ser generalizados para outros. Estudos que envolvam a visualização do campo de gás são ainda menos frequentes, em função da complicada geometria de bombas centrífugas e suas várias partes metálicas e rotativas, que dificultam o acesso visual.

Com isso, a literatura da área ainda carece de explicações físicas para o fenômeno, como o mecanismo de ocorrência de *surging*. Além disso, informações a respeito da complexa distribuição de diâmetros de bolhas da fase gasosa em rotores são escassas, parâmetro esse que afeta significativamente o fenômeno por estar diretamente ligado à magnitude das forças interfaciais entre as fases.

Por sua vez, estudos de dinâmica dos fluidos computacional, que poderiam ajudar ainda mais no entendimento do problema, são muito escassos. Obstáculos incluem dificuldade na definição de condições de contorno, convergência, custo computacional e carência de equações constitutivas adequadas para as trocas interfaciais. Validações com dados experimentais são encontradas apenas em casos específicos. Ainda, raros são os estudos que levam em conta a faixa de diâmetros em que a fase gasosa se distribui, ou suas interações por mecanismos de quebra e coalescência. Assim, os estudos numéricos existentes acabam por se basear em pesadas simplificações e pouco contribuem com a literatura.

Uma vez que ferramentas numéricas proporcionam grande potencial no estudo de detalhes do escoamento, avanços no presente cenário devem contribuir com a literatura da área. Entretanto, um estudo de validação adequado deve acompanhar a modelagem, já que a solução de escoamentos bifásicos por modelos como o de Dois Fluidos (Ishii e Hibiki, 2006) exige condições de contorno realistas e envolve diversas equações constitutivas para forças interfaciais. Todas essas questões foram levadas em conta, enfim, para a proposta de estudo deste trabalho.

1.3 OBJETIVO

O presente trabalho tem como objetivo estudar o escoamento bifásico líquido-gás em um rotor centrífugo plano. O estudo é conduzido numérica e experimentalmente, em uma geometria projetada para facilitar a visualização do gás no interior dos canais do rotor. Com o uso de dados obtidos experimentalmente, busca-se realizar avanços, em relação ao que existe atualmente na literatura, em uma modelagem numérica que seja capaz de resolver o escoamento bifásico em um rotor centrífugo, fornecendo resultados consistentes com os mecanismos físicos envolvidos e estimando o desempenho do rotor de forma satisfatória.

A modelagem proposta é baseada no Modelo de Dois Fluidos (Ishii e Hibiki, 2006) para a solução do escoamento bifásico, em conjunto com a abordagem de múltiplos grupos dimensionais (Lo, 1996) para prever a distribuição de tamanhos de bolhas e suas interações por mecanismos de quebra e coalescência. Numericamente, adota-se a técnica de múltiplos sistemas de referência e o Método dos Volumes Finitos

baseado em Elementos, através do programa de dinâmica dos fluidos computacional ANSYS® CFX® (ANSYS, 2019).

Para dar suporte ao modelo numérico, desenvolve-se, simultaneamente, um estudo experimental do escoamento líquido-gás no rotor objeto de estudo. Projeta-se um rotor totalmente plano e transparente, montado em um sistema de vedações dinâmicas que dispensa o uso de carcaça e garante amplo acesso visual do escoamento. Além disso, utiliza-se uma câmera acoplada ao eixo, visualizando-se assim o escoamento em um sistema de referência rotativo e retroiluminado, em um aparato de visualização inovador que busca superar diversas desvantagens de estudos anteriores. A bancada também prevê a medição de curvas de ganho de pressão do rotor e da fração de gás de sucção, com a utilização de um sensor de malha de eletrodos (*wire-mesh*).

Como objetivos específicos, vislumbra-se: a) avaliar o desempenho do rotor sob diferentes condições operacionais que incluem variações de vazão de líquido e gás e velocidades de rotação; b) identificar padrões de escoamento no rotor, a distribuição do gás, o tamanho de bolhas e o desempenho correspondente; c) validar o modelo numérico usando dados de desempenho e as imagens experimentais; d) explorar os resultados numéricos para obter informações a respeito da ocorrência de *surgings*, o papel das forças interfaciais no fenômeno e avaliar a capacidade do modelo desenvolvido em resolver o problema; propor, com base em informações obtidas através dos estudos numérico e experimental, um modelo mecanicista para previsão do ponto de início de *surgings*.

1.4 JUSTIFICATIVA

Escoamentos bifásicos em bombas centrífugas representam um problema em vários processos industriais por serem uma operação geralmente não prevista em projeto. Até o momento, não existem modelos ou cartas confiáveis que permitam um dimensionamento adequado de bombas para trabalhar nessas condições. Uma revisão da literatura revela que o tema é ainda pouco explorado, sendo modelagens numéricas raramente empregadas, muito em função da complexidade do fenômeno e da dificuldade de se empregar uma modelagem capaz de bem representá-lo.

Com o presente estudo, busca-se reduzir a complexidade geométrica de rotores tradicionais com um desenho projetado para proporcionar um amplo acesso visual ao escoamento, sendo desenvolvida uma bancada experimental montada com um sistema inovador em relação aos estudos da área e que é capaz de fornecer dados para a validação do modelo numérico. A modelagem numérica, por sua vez, envolve conceitos originais para a presente aplicação, o que representa um avanço em relação à literatura da área e pode ajudar no entendimento dos complexos fenômenos associados ao escoamento bifásico em bombas centrífugas.

1.5 CONTEÚDO DO TRABALHO

O presente documento está organizado em seis seções, sendo a presente composta pela introdução, contextualização e definição do problema, culminando nos objetivos propostos e justificativa. Na segunda seção, é realizada uma revisão bibliográfica a respeito de escoamentos bifásicos em bombas centrífugas, dividida em estudos numéricos e experimentais, com a finalidade de se identificar o estado da literatura e revelar como o presente trabalho pode se inserir nesse contexto.

Na terceira seção, descreve-se a modelagem numérica adotada no trabalho. São detalhadas as equações governantes do problema, os modelos constitutivos empregados, o procedimento numérico usado para a solução das equações, hipóteses e condições de contorno e testes de sensibilidade de malha. Por sua vez, a quarta seção descreve a abordagem experimental proposta, sendo detalhados o circuito experimental, a seção de teste, os equipamentos e sensores usados, metodologias de processamento dos resultados e o procedimento de teste seguido.

Na quinta seção são apresentados os resultados do trabalho. Em um primeiro momento, os resultados experimentais são mostrados e discutidos. Em seguida, os resultados numéricos são apresentados na forma de comparação com os dados experimentais, de modo a avaliar a capacidade do modelo em reproduzir o fenômeno. Na sequência, o modelo numérico é explorado para a obtenção de detalhes do escoamento e para avaliar o efeito de diversas interações líquido-gás. Por fim, um produto adicional da tese é proposto, na forma de uma metodologia que permita estimar a ocorrência de *surging* para condições simplificadas.

A sexta seção apresenta as conclusões, considerações finais da Tese e sugestões para trabalhos futuros. Por fim, são apresentadas as referências bibliográficas citadas ao longo do trabalho.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

A seguir, apresenta-se um resumo acerca dos principais trabalhos relacionados ao tema de escoamentos bifásicos em bombas centrífugas. Na seção 2.1, discute-se a respeito de aspectos gerais do fenômeno. Nas seções 2.2 e 2.3 são apresentados, respectivamente, os principais trabalhos experimentais e numéricos ligados ao assunto. Na seção 2.4, apresenta-se um fechamento da revisão, identificando-se como a presente pesquisa se insere na literatura de forma a contribuir com resultados e produtos úteis e originais.

2.1 ESCOAMENTOS BIFÁSICOS EM BOMBAS CENTRÍFUGAS

A admissão indesejada de gás durante a operação de bombas centrífugas é um problema comum em várias instalações residenciais e industriais, devido a falhas de vedação de flanges e conexões, ou pela utilização de níveis de sucção inadequados. Práticas corretivas relativamente comuns podem ser encontradas para a maioria dos casos (Sulzer Pumps, 2010).

Esse fenômeno também pode vir a ser um problema em processos mais complexos da indústria, como em plantas nucleares e em elevação artificial na indústria petrolífera, áreas para as quais se encontra o maior número de estudos no tema. O foco das pesquisas nessas duas áreas diz respeito ao desempenho de bombas operando com misturas líquido-gás.

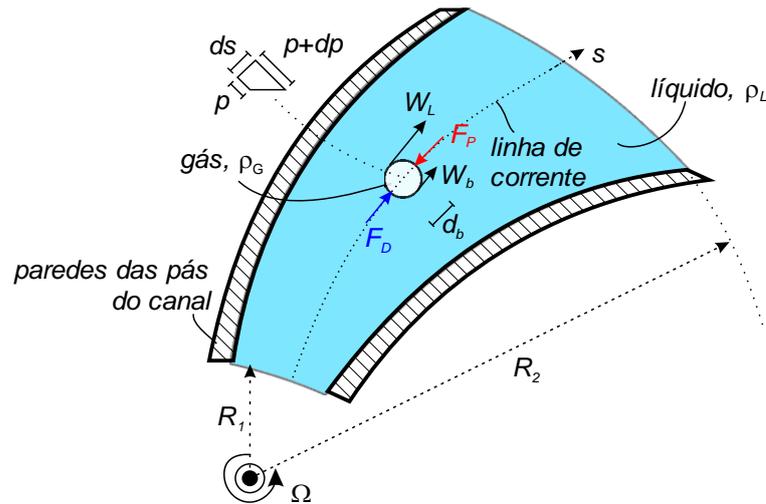
Antes de se adentrar no detalhamento dos estudos de maior relevância dentre os revisados no presente trabalho, comenta-se, a seguir, sobre alguns aspectos gerais do escoamento líquido-gás em bombas centrífugas.

2.1.1 Aspectos Gerais

Assim como a força gravitacional é um fator fundamental na formação de padrões de escoamento bifásico em tubulações, as forças derivadas do movimento rotativo também desempenham papel determinante na distribuição das fases de um escoamento líquido-gás em um equipamento centrífugo. O efeito *Coriolis*, por vezes,

pode gerar uma aceleração lateral em um canal centrífugo cuja magnitude supera em centenas de vezes a aceleração gravitacional (Gulich, 2010). O ganho de pressão proporcionado por um rotor centrífugo também gera, na prática, uma força que tende a causar a separação de fases em operações com líquido e gás.

Figura 2.1 –Balanço de forças sobre uma bolha escoando sozinha através de um meio líquido, ao longo de uma linha de corrente hipotética em um canal de um rotor.



Fonte: autoria própria.

Para elucidar esse efeito de modo simplificado, a Figura 2.1 ilustra o movimento rotativo de um canal de paredes curvas, com raios de entrada e saída de R_1 e R_2 , respectivamente, e velocidade angular Ω , cujo eixo de rotação sai do plano da página. Ao longo desse canal, líquido escoava como um meio contínuo e gás na forma de uma bolha de diâmetro d_b , onde ρ_L e W_L são a massa específica e a velocidade do líquido, ρ_G é a massa específica do gás e W_b é a velocidade da bolha que, hipoteticamente, escoava sozinha sobre uma linha de corrente do líquido, tangente à direção s .

Uma vez que o rotor opera gerando um aumento de pressão da entrada até a saída do canal, surge um gradiente de pressão positivo ao longo de s que provoca uma força de empuxo, F_P , contra o movimento da bolha de gás escoando no meio líquido. Essa força é diretamente proporcional ao gradiente de pressão na direção do movimento da bolha, $|\partial p / \partial s|$, e ao seu volume, ou d_b^3 . Como $\rho_L \gg \rho_G$ na maioria dos casos, a bolha tende então a se desacelerar rapidamente em relação ao meio contínuo que a envolve, fazendo com que, localmente, $W_b < W_L$.

Todavia, a desaceleração da bolha gera uma diferença de velocidade entre as fases, $(W_L - W_b)$. Com isso, surge uma força de arrasto da fase líquida sobre a bolha, F_D , que atua no sentido oposto ao movimento relativo como reação à desaceleração, agindo para empurrá-la para fora. Essa força é proporcional à área projetada da bolha (d_b^2) e ao quadrado da diferença de velocidades entre as fases, $(W_L - W_b)^2$.

Nota-se, assim, que a força de empuxo tende a ser favorecida para bolhas de maior diâmetro e elevados gradientes de pressão, enquanto que a força de arrasto é tende a responder à desaceleração gerada. Caso a força de arrasto não seja suficiente para compensar a desaceleração do gás provocada pela força de empuxo, a bolha tenderá a se manter no rotor. Como será visto adiante, esse é um dos principais mecanismos envolvidos com a tendência de acúmulo de gás e ocorrência de *surging* que leva à degradação do desempenho de bombas sob escoamento bifásico.

Obviamente, a dinâmica das fases líquida e gasosa em um rotor é muito mais complexa do que o caso hipotético acima. Na prática, outros efeitos interfaciais além das forças de empuxo e arrasto podem ter papel significativo em certas regiões do rotor, enquanto que forças laterais tendem a desviar a trajetória do gás das linhas de corrente da fase líquida (Minemura e Murakami, 1980).

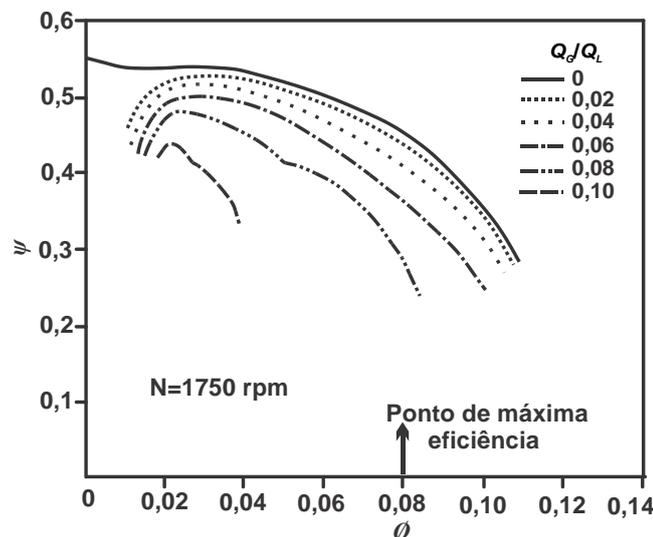
Além disso, bolhas escoando próximas umas às outras estão sujeitas a fenômenos como quebra e coalescência, que gera diferentes padrões de escoamento sob condições operacionais distintas. Fatores como o tipo do rotor (seja ele radial, axial ou misto), o tamanho das bolhas que adentram o rotor, as vazões de líquido e gás, a velocidade de rotação, a pressão de entrada, a massa específica do gás, a viscosidade do líquido e a tensão superficial entre as fases influenciam, quase sempre, no padrão de escoamento em rotores operando com escoamentos bifásicos.

De forma a mostrar o que existe na literatura a respeito de escoamentos bifásicos em bombas centrífugas, bem como para se identificar os pontos que merecem maiores estudos, as seções que se seguem discutem os resultados e principais conclusões dos estudos relevantes na área. Estudos que envolvem abordagens experimentais e numéricas são divididos em seções distintas.

2.2 ESTUDOS EXPERIMENTAIS

Um dos trabalhos pioneiros a respeito do tema é o de Murakami e Minemura (1974a). Os autores investigaram o desempenho e o padrão de escoamento em uma bomba de rotor radial operando com água e ar. Uma bancada experimental foi utilizada para medição do desempenho da bomba e para a visualização do gás no interior do rotor. Os autores analisam qualitativa e quantitativamente os resultados experimentais para várias condições operacionais e fazem associações das medições observadas com visualizações da distribuição do gás no rotor.

Figura 2.2 – Curvas de coeficiente de altura de elevação por coeficiente de vazão, para vários valores de razão de vazões de gás e líquido.

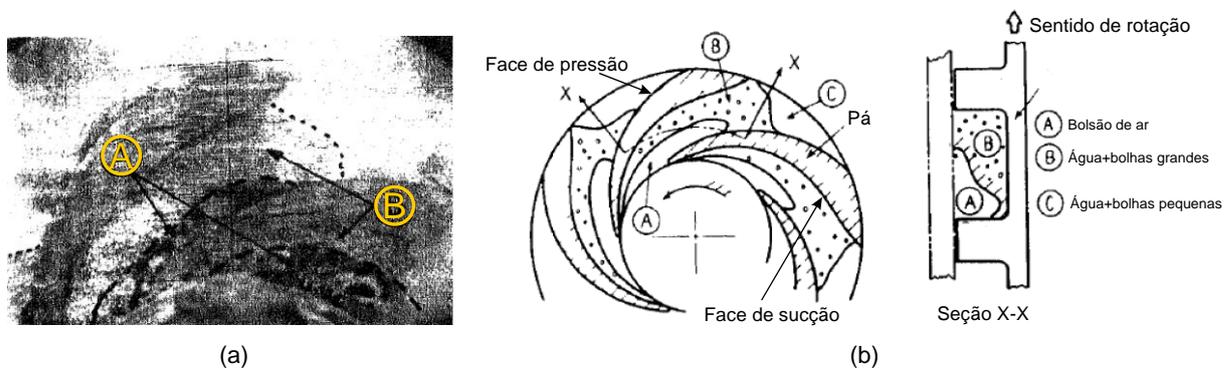


Fonte: adaptado de Murakami e Minemura (1974a).

A Figura 2.2 apresenta curvas do coeficiente de carga, $\psi = gH / U_2^2$ (sendo g a aceleração gravitacional, H a altura de elevação e U_2 a velocidade tangencial da periferia do rotor) em função do coeficiente de fluxo, $\phi = Q_L / (A_2 U_2)$ (sendo Q_L a vazão volumétrica de água e A_2 a área da seção transversal de saída do rotor) para diferentes razões de vazões de gás e líquido, Q_G/Q_L . Observa-se que o desempenho da bomba cai com o aumento de Q_G/Q_L . Para valores de $Q_G/Q_L \leq 0,04$, as curvas apresentam uma queda suave e contínua. A partir de $Q_G/Q_L > 0,04$, o desempenho cai mais rapidamente, e as curvas passam a estar sujeitas a descontinuidades.

Através de visualizações no interior da bomba, os autores justificam a ocorrência dessas descontinuidades pela mudança abrupta do padrão de escoamento no rotor, e observam que pontos com elevada degradação de desempenho estão associados à formação de bolsões de gás no interior do rotor. Esse caso em particular é ilustrado por uma imagem do estudo de visualização e um esquema correspondente da distribuição do gás nessa condição, ambos mostrados na Figura 2.3.

Figura 2.3 – (a) imagem da distribuição das fases líquida e gasosa no rotor, para uma vazão de gás normalizada de $Q_d/Q_L = 0,1$; (b) esquema detalhado do padrão obtido na imagem mostrada em (a).



Fonte: adaptado de Murakami e Minemura (1974a).

Como é observado na Figura 2.3, um bolsão de gás se forma junto as pás do rotor, próximo ao lado de pressão. Ele é envolto por um meio líquido composto por bolhas de grande diâmetro. Na periferia do rotor, uma região com bolhas de diâmetro muito pequeno é formada. Além disso, uma análise da seção transversal do canal, denotada pela seção X-X, indica que o bolsão tende a ser forçado contra uma região preferencial da passagem do canal, junto à carcaça, empurrando o líquido para a região inferior do canal contra a face de sucção da pá. Esse arranjo de fases gera severa degradação de desempenho tanto pela restrição da área útil pela qual escoam a fase líquida, quanto pela desorientação causada nos triângulos de velocidade.

Em outros estudos, os autores avaliaram o efeito do número de pás (Murakami e Minemura, 1974b) e da folga entre o rotor e a carcaça (Murakami e Minemura, 1976) no padrão de escoamento e no desempenho da bomba operando com líquido e gás. Concluiu-se que o uso de um número de pás menor do que o de projeto pode retardar a formação de bolsões de gás sob certas condições. Em outros casos, um número

maior de pás pode ser positivo para o desempenho por ajudar a quebrar as bolhas de gás em menores diâmetros, diminuindo perdas hidráulicas. Já a presença de uma folga entre o rotor e a carcaça permite uma melhor mistura das fases entre os canais do rotor, diminuindo a tendência de formação de bolsões. Mais tarde, Minemura et al. (1983) adaptaram sensores piezoelétricos ao longo da carcaça da mesma bomba para a medição da pressão em várias regiões do rotor, identificando que o acúmulo de gás força a criação de zonas de baixa pressão, gerando gradientes laterais de pressão no rotor que, por sua vez, aumentam a tendência à separação das fases.

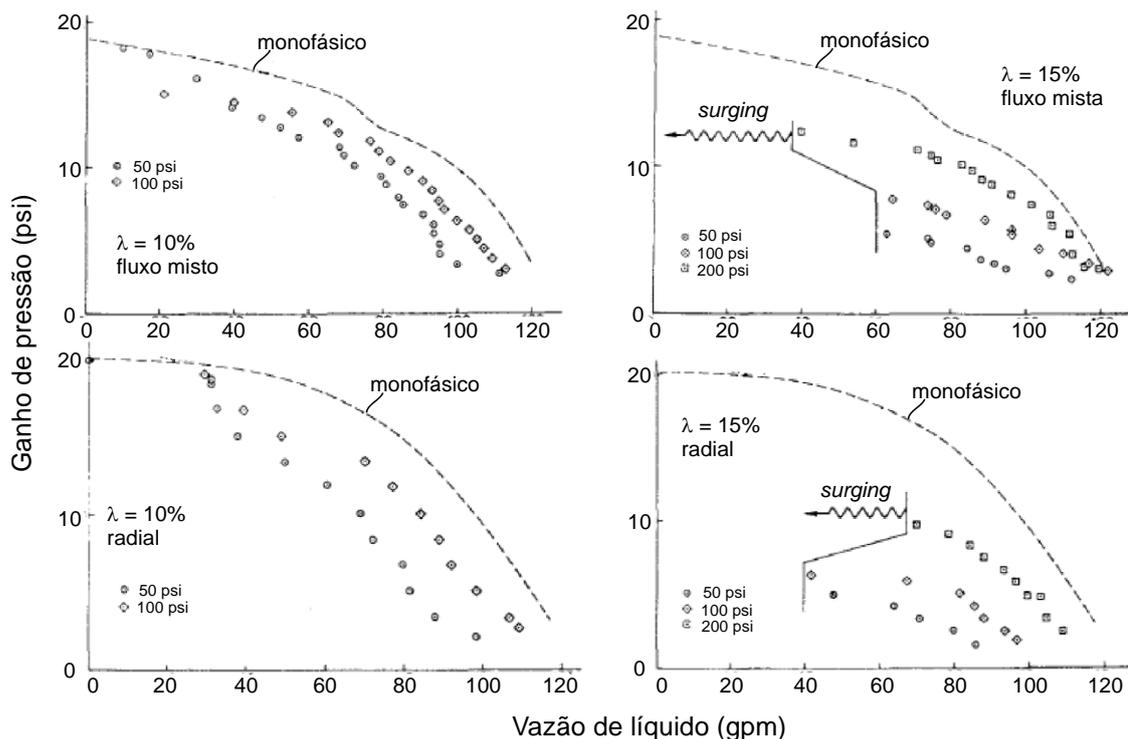
Embora os estudos acima citados tenham sido realizados em uma bomba radial, as tendências observadas se repetem em outros tipos de bombas. Isso pode ser observado em Lea e Bearden (1982), que analisaram o efeito da presença de gás livre no desempenho de bombas centrífugas submersas (BCS) de múltiplo estágio. Os autores desenvolveram uma bancada experimental para simular o escoamento de misturas água-ar e Diesel-CO₂ a várias vazões de líquido e gás e pressões de sucção, em BCSs de tipo radial e misto, em um anular que simula um poço de petróleo.

Para exemplificar alguns dos resultados obtidos pelos autores, a Figura 2.4 compara curvas do ganho de pressão estática, em função da vazão de líquido, obtidas para as bombas radial e de fluxo misto operando com a mistura Diesel-CO₂, a diferentes pressões de sucção e a duas frações volumétricas de mistura, λ , a uma velocidade de rotação fixa. Em todos os casos, é clara a tendência de uma maior degradação de desempenho quanto maior a fração de gás de admissão. Além disso, observa-se uma maior degradação de desempenho quanto menor a pressão de entrada. Isso ocorre porque, com maiores pressões de entrada, tem-se uma maior compressão do gás, o que reduz a diferença entre as massas específicas das fases e, conseqüentemente, a tendência de separação entre elas nos canais do rotor.

Os autores sugerem a identificação de um ponto de vazão de líquido máxima na curva de desempenho abaixo do qual a operação da bomba tornava-se instável. Nos casos da Figura 2.4, isso é observado para operações com $\lambda = 15\%$. Através de uma analogia com um fenômeno similar observado em compressores, os autores utilizam o termo “*surging*” para denotar a zona de operação instável de uma bomba centrífuga operando com escoamento líquido-gás. O termo é, desde então, jargão na

indústria de petróleo (Estevam, 2002), e como será visto adiante, é usado por muitos autores em literatura acadêmica para se identificar a região de queda abrupta de uma curva de desempenho sob escoamento bifásico.

Figura 2.4 – Curvas de ganho de pressão de BCSs de tipo radial e misto operando com uma mistura de Diesel e CO₂, como função da vazão de líquido, da pressão de entrada e para duas frações volumétricas de gás na entrada.



Fonte: adaptado de Lea e Bearden (1982).

Da Figura 2.4, observa-se ainda que o desempenho da bomba mista se deteriora menos significativamente do que na bomba radial. Segundo Güllich (2010), isso ocorre porque, em uma bomba radial, o plano do escoamento principal está alinhado à direção da força centrífuga, que tende a atuar contra o movimento da fase mais leve (gás); em rotores de fluxo misto, a direção do escoamento é parcialmente radial e parcialmente axial, e o efeito prejudicial da força centrífuga é atenuado.

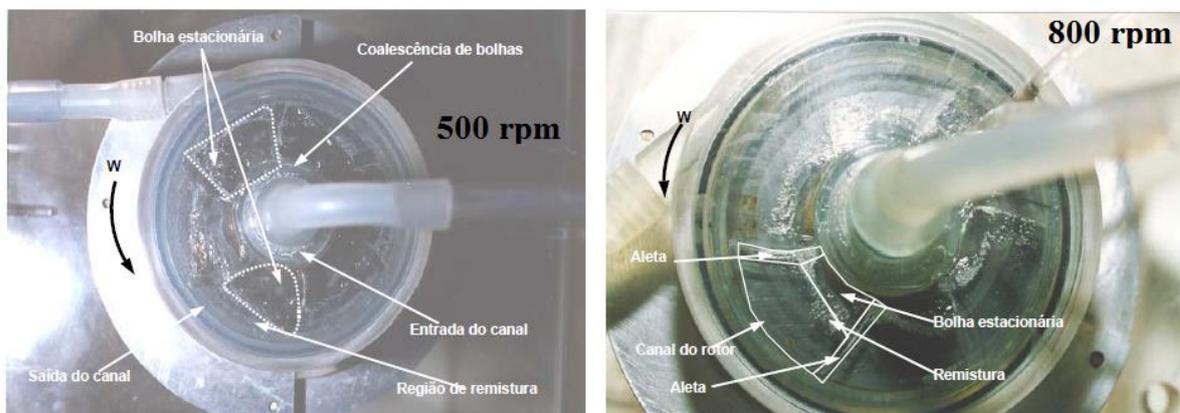
Usando os dados de Lea e Bearden (1982), Turpin et al. (1986) propõem um modelo empírico para estimativa de desempenho de BCSs sob escoamento bifásico, válido para as condições testadas. Um modelo teórico também baseado no mesmo banco de dados é proposto por Sachdeva (1988), que foi capaz de estimar com

razoável precisão o ganho de pressão de uma BCS operando com escoamento bifásico, desde que na faixa de condições operacionais com os quais foi calibrado.

Mais tarde, Cirilo (1998) confirmou, experimentalmente, tendências similares às obtidas por Lea e Bearden (1982) para outros modelos de BCS. Romero (1999), por sua vez, mostrou que a utilização de um estágio de admissão geometricamente modificado para promover a mistura das fases e quebra de bolsões de gás pode aumentar a quantidade de gás que o conjunto suporta livre da ocorrência de *surging*. Já Pessoa (2001) demonstrou que o estágio de admissão de uma BCS, se não modificado, é o mais afetado em termos de desempenho. Entretanto, o autor mostra que o desempenho individual de cada estágio melhora sucessivamente em função de uma contínua compressão do gás ao longo da bomba.

Buscando analisar visualmente a ocorrência do fenômeno de *surging*, Estevam (2002) desenvolveu um protótipo transparente, baseado em um rotor de BCS, que permitiu a visualização do escoamento líquido-gás em seu interior. A Figura 2.5 mostra imagens do protótipo utilizado pelo autor, operando na condição de *surging*. Observou-se que, dependendo da quantidade de gás admitida, um grande acúmulo de gás se forma na entrada do rotor, e que apenas bolhas muito pequenas conseguem escapar para fora do bolsão de gás formado.

Figura 2.5 - Bolsões de gás em um protótipo de rotor centrífugo sob condição de *surging*, para duas velocidades de rotação diferentes.



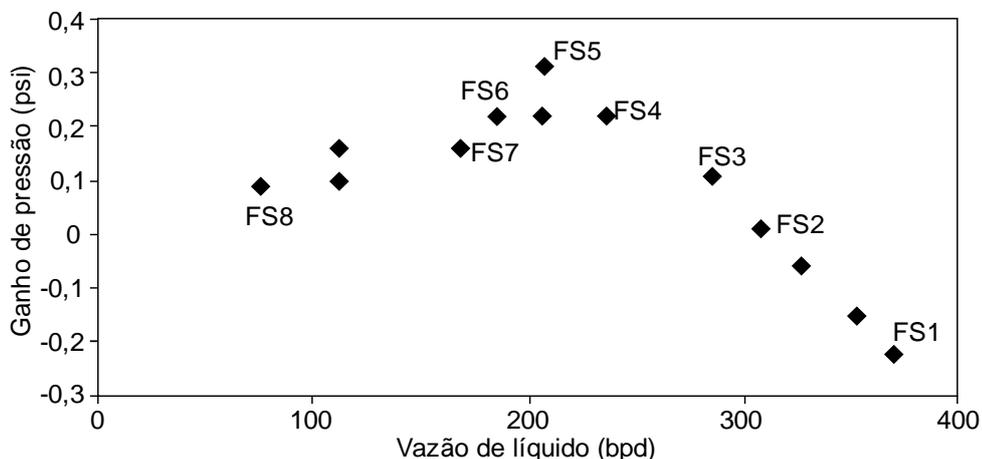
Fonte: adaptado de Estevam (2002).

O autor indica, também, que embora o bolsão de gás aumente quando se aumenta a vazão de gás de entrada mantidas as demais condições fixas, ele diminui

sensivelmente com o aumento da velocidade de rotação, como indicado na Figura 2.5. Além disso, o autor observou que o tamanho da bolha estacionária também diminuiu com o aumento da vazão de líquido e da pressão de trabalho. Estevam (2002) desenvolveu, ainda, um modelo teórico para prever a ocorrência de *surging*, baseado na ação das forças centrífuga e de arrasto sobre a bolha, cujo balanço serve como um indicador da tendência da fase gasosa em deixar o rotor ou nele ficar aprisionada.

Desde então, muitos estudos no tema passaram a agregar a visualização de padrões, seja em protótipos ou através de janelas de visualização adaptadas em estágios de BCS, como forma de entender os fenômenos associados à degradação de desempenho e ocorrência de *surging*. Um estudo de destaque nessa linha é o de Barrios (2007). A autora criou um protótipo com cubo transparente com a finalidade de identificar aspectos como padrão de escoamento para diferentes vazões de líquido, diâmetros de bolhas para diferentes velocidades de rotação, dinâmica das bolhas de gás no rotor, a forma de bolsões de gás em situações de *surging*, entre outros.

Figura 2.6 - Ganho de pressão medido experimentalmente como função da vazão de líquido para uma vazão de gás constante e uma velocidade de rotação de 600 rpm, com indicação de estruturas de escoamento analisadas na Figura 2.7.

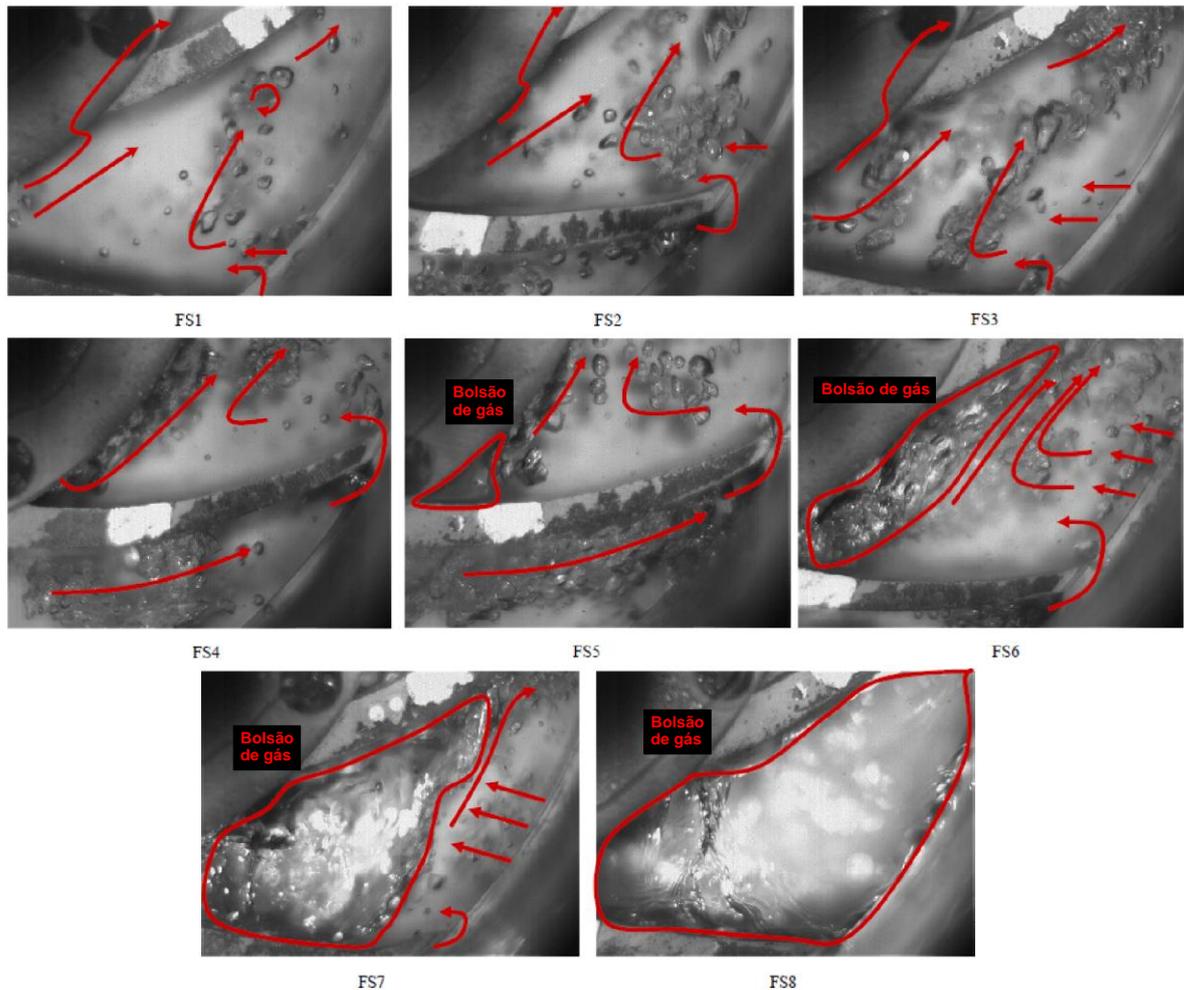


Fonte: adaptado de Barrios (2007).

Uma das grandes contribuições desse estudo diz respeito à análise conjunta de curvas de ganho de pressão com a visualização dos padrões de escoamento em diferentes condições operacionais, como forma de associar o comportamento observado no desempenho aos fenômenos observados no rotor, em especial ao ponto de *surging*. A Figura 2.6 mostra o ganho de pressão obtido como função da vazão

para uma velocidade de rotação de 600 rpm e uma vazão de gás mantida fixa em toda a curva. Oito pontos, denotados de FS1 a FS8, são indicados sobre os valores medidos. Cada um desses oito pontos é avaliado por meio de fotografia de alta velocidade, sendo as imagens resultantes mostradas na Figura 2.7, para comparação.

Figura 2.7 - Imagens da distribuição do gás no canal do rotor para as condições indicadas na Figura 2.6.



Fonte: adaptado de Barrios (2007).

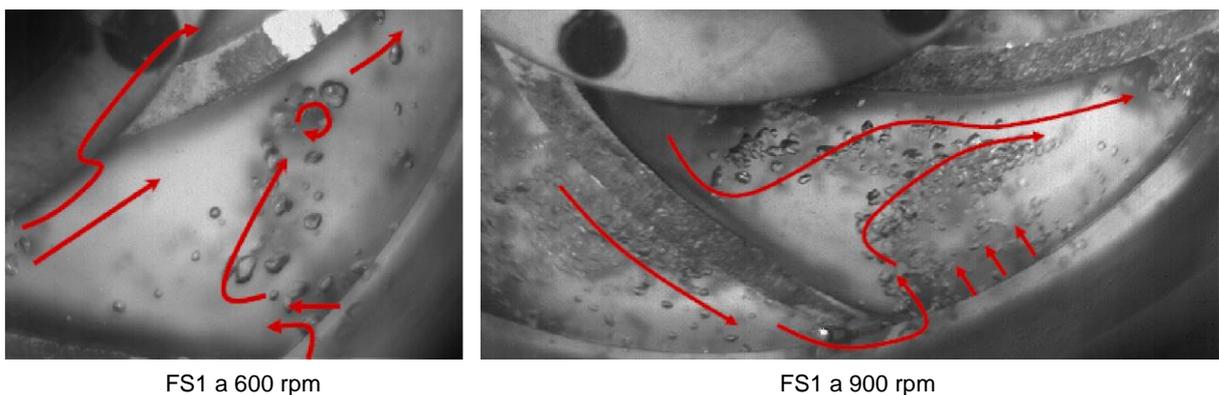
A autora observa que, a altas vazões de líquido, como nas condições FS1 e FS2, o gás se apresenta principalmente na forma de bolhas dispersas. A maioria das bolhas consegue sair do rotor. Algumas bolhas podem migrar de um canal do rotor para outro, contornando a ponta da pá. Esse movimento é ilustrado por linhas vermelhas. Algumas bolhas tendem a voltar em direção à entrada do canal, mas em um certo momento são empurradas à face de pressão. Na entrada do rotor, algumas bolhas podem contornar a entrada da pá e escapar para o outro canal da bomba,

tendência também ilustrada nas imagens. Para vazões de líquido menores, como em FS3 e FS4, porém ainda acima do ponto de *surging*, o fenômeno é parecido. Entretanto, uma aglomeração maior de bolhas é observada em algumas regiões.

Reduzindo-se a vazão de líquido a um ponto entre FS5 e FS6, observa-se uma redução abrupta do ganho de pressão (Figura 2.6), com formação de um bolsão na entrada do rotor (Figura 2.7), resultado da coalescência das bolhas lá acumuladas. Além disso, as bolhas restantes são massivamente empurradas para a face de pressão. Bolhas vindas da entrada, na condição FS6, tenderão a coalescer com o bolsão de gás. No exato ponto de descontinuidade que divide a ocorrência de *surging*, FS5, o bolsão de gás é ainda relativamente pequeno, mas uma leve redução de líquido além desse ponto é capaz de formar um bolsão muito maior, como visto em FS6.

Se a vazão de líquido é reduzida além do ponto FS6, o bolsão de gás ganha quase toda a extensão do canal, como em FS7, e o ganho de pressão da bomba cai ainda mais. A autora afirma que, nesse caso, o líquido aparenta escoar por debaixo do bolsão de gás. Por fim, no ponto FS8, o bolsão toma praticamente todo o canal do rotor, e a bomba tende ao bloqueio de sua operação.

Figura 2.8 – Imagens da distribuição e tamanho das bolhas no rotor para a condição FS1 a 600 e 900 rpm.



Fonte: adaptado de Barrios (2007).

Em outra análise, a Figura 2.8 mostra uma comparação da estrutura de escoamento FS1 levantadas por Barrios (2007) para uma vazão fixa de gás porém a velocidades de rotação distintas de 600 e 900 rpm. Nesse caso, fica claro que o

aumento da velocidade de rotação causa uma diminuição sensível no diâmetro médio das bolhas no interior do rotor.

Gamboa (2008) realizou um extenso trabalho experimental para investigar o desempenho e o padrão de escoamentos bifásicos em BCSs. Em se tratando de desempenho, uma das grandes contribuições do trabalho é a proposta de um mapa desempenho de BCSs de múltiplo estágio operando com água e ar, indicando fronteiras entre padrões de escoamento e características do ganho de pressão em cada região. O autor também confirma tendências observadas em estudos anteriores, como o efeito da pressão de entrada e da vazão de líquido no desempenho da bomba. O autor utilizou, também, um estágio de BCS adaptado para visualizações de padrões, embora a adaptação tenha exigido o uso de uma janela de visualização restrita tal que, ao final, lhe possibilitou obter imagens do gás apenas na periferia do rotor.

Gamboa (2008) também observou que, quando mais densa a fase gasosa, menor a degradação de desempenho, enquanto que a adição de certa concentração de isopropanol à mistura, cujo suposto efeito é a de diminuição da tensão superficial entre as fases, provocou uma melhora de desempenho sob certas condições operacionais, em função de uma tendência à diminuição da coalescência do gás.

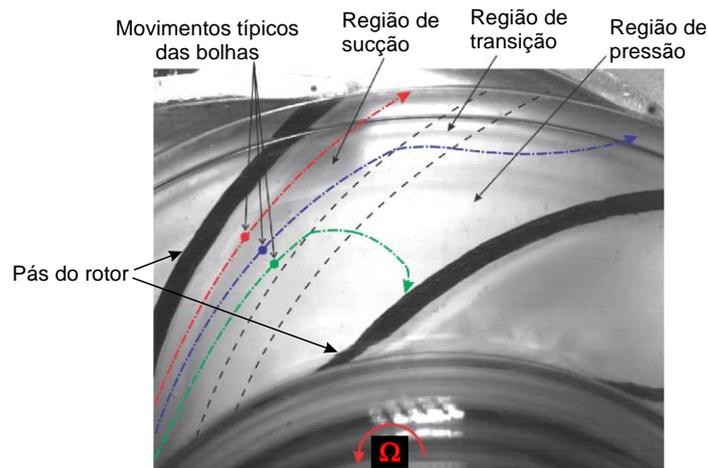
Trevisan (2009) avaliou o efeito da viscosidade do líquido no comportamento de escoamentos bifásicos em bombas. O autor observa que bolhas estacionárias, em casos de *surging*, tendem a ser mais estáveis quanto maior a viscosidade do líquido, sendo menos frequentes fenômenos como a quebra de bolhas por cisalhamento de bolsões. Conclui-se também que escoamentos mais viscosos tendem a aumentar a degradação de desempenho sob escoamento bifásico quando comparada àquela obtida com misturas de água e ar. O autor justifica essa tendência às diferenças entre padrões de escoamento entre os dois casos, embora mostre que o aumento da viscosidade gera, em geral, um aumento do diâmetro médio das bolhas que adentram o rotor, o que afeta indiretamente o desempenho.

Sabino (2015) propôs um estudo de seguimento de bolhas isoladas através da fase líquida no interior de um rotor de bomba centrífuga. Diferentemente de muitos estudos anteriores, o autor realizou visualizações não em um protótipo, mas em uma bomba centrífuga radial real de duplo estágio, cuja carcaça e o rotor do primeiro

estágio foram substituídos por peças transparentes equivalentes. O autor usou uma câmera de alta velocidade para levantar as trajetórias das bolhas, usando uma técnica de correlação entre os pixels da imagem e dimensões de referência.

A Figura 2.9 mostra três trajetórias típicas observadas pelo autor, após a análise de um grande número de bolhas. Na trajetória representada pela linha de cor vermelha, cujo início se dá pela região de sucção do canal, observa-se que a bolha mantém um movimento aproximadamente orientado com a geometria das pás, sem deflexões significativas até a saída do rotor. Já na trajetória dada pela linha azul, a bolha tende a escoar pela região de sucção no início do movimento, mas conforme avança com direção à saída, recebe um deslocamento lateral em direção à região de pressão, antes de deixar rotor. Na trajetória representada pela linha verde, a bolha tende a iniciar seu movimento já bem afastada da região de sucção. Em um ponto intermediário, ela sofre forte deflexão lateral, atinge a face de pressão da pá adjacente e, então, inicia um movimento de retorno à entrada do rotor. Embora não seja uma regra, o autor observou que bolhas pequenas apresentam trajetória mais próxima à mostrada em vermelho, enquanto que bolhas grandes tem destino mais bem representado pela trajetória em verde.

Figura 2.9 – Trajetórias típicas do movimento de bolhas em um canal de um rotor radial, analisadas em um referencial rotativo não-inercial.



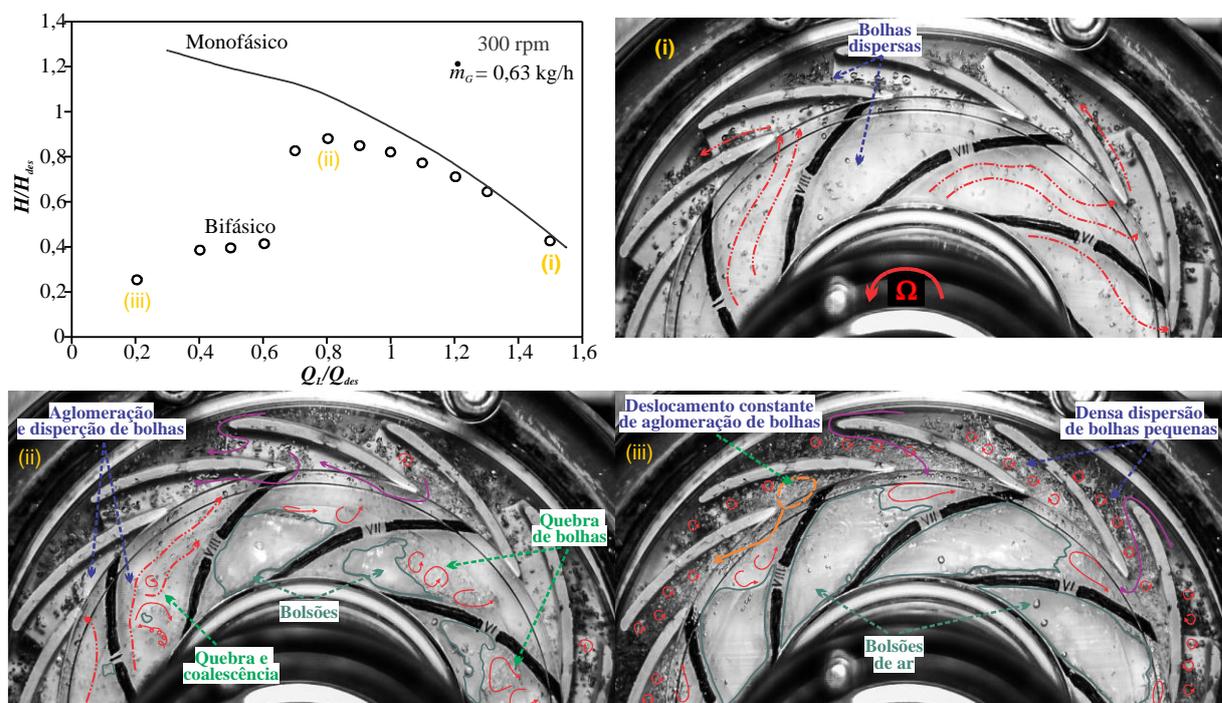
Fonte: Sabino (2015).

O autor também propõe uma expressão para o coeficiente de arrasto sobre bolhas de pequeno diâmetro em um canal rotativo, obtida através de um equilíbrio entre as forças de arrasto e de gradiente de pressão ao longo de suas trajetórias. Para

esse fim, o autor correlacionou as trajetórias obtidas experimentalmente e suas velocidades com campos de pressão obtidos por simulações numéricas do escoamento monofásico no rotor em condições equivalentes. Entretanto, como argumentado pelo autor, o uso de uma câmera estática evitou com que se pudesse acompanhar a trajetória da maioria das bolhas por uma extensão significativa ao longo do canal do rotor, ainda que a faixa de condições operacionais testadas tenha sido muito limitada - em especial a velocidade de rotação, mantida entre 100 e 220 rpm.

Recentemente, Monte Verde (2016) e Cubas (2017) realizaram estudos de visualização do gás no interior de rotores para entender a influência de padrões de escoamento no desempenho de bombas. Enquanto o primeiro assumiu uma bomba protótipo para os testes, o segundo assumiu uma bomba radial real, com a carcaça e o rotor substituídos por equivalentes transparentes. Outras contribuições de Cubas (2017) incluem a observação do padrão do gás não apenas no rotor, mas também no difusor da bomba, e a medição da fração de gás no tubo de sucção, à montante do rotor, com um sensor de malha de eletrodos, ou WMS (*wire-mesh sensor*).

Figura 2.10 – Curvas normalizadas de altura de elevação em função da vazão de líquido, para operação de uma bomba radial com escoamento líquido-gás, e imagens do padrão de gás no rotor e no difusor em três pontos de operação.



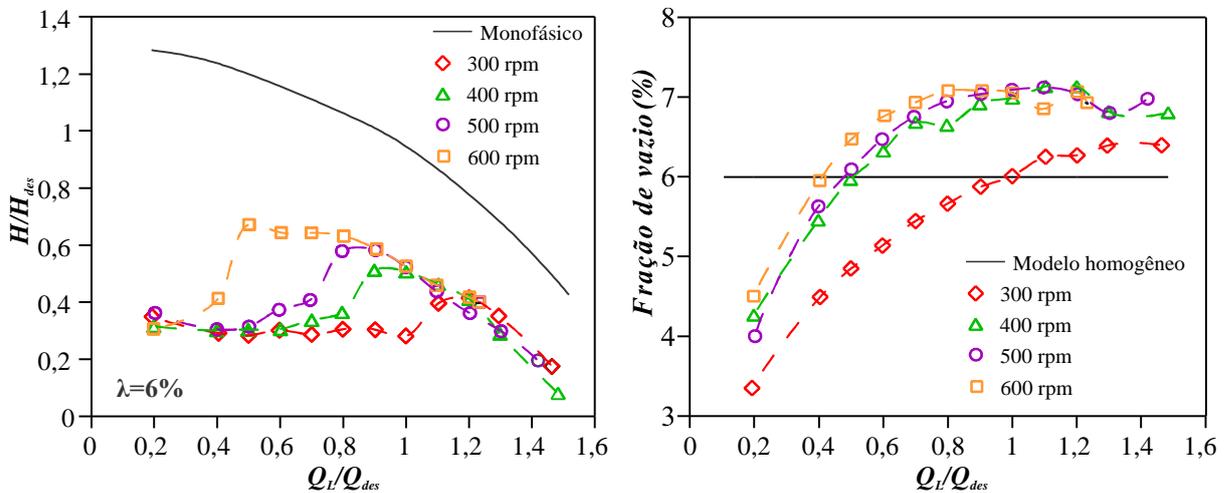
Fonte: adaptado de Cubas (2017).

A Figura 2.10 mostra um resumo da análise de associação de desempenho e visualização obtida por Cubas (2017). A altura de elevação estática da bomba é mostrada como função da vazão de líquido, para uma velocidade de rotação de 300 rpm, a uma vazão mássica de gás (\dot{m}_G) mantida constante. Ambos os eixos são normalizados pelos valores correspondentes de projeto (H_{des} e Q_{des}), reduzidos à rotação de 300 rpm usando leis de similaridade. Imagens da distribuição do gás no rotor e no difusor para três pontos da curva, (i), (ii) e (iii), são também mostradas.

No ponto (i), que representa uma condição de operação a alta vazão de líquido, tem-se bolhas dispersas no rotor e difusor, com aglomerações pequenas em alguns canais e coalescência de bolhas praticamente escassa. Todas as bolhas que adentram o rotor conseguem sair para o difusor. O autor reporta um aumento da população e aglomeração de bolhas na medida em que se diminui a vazão de líquido, até que no ponto (ii) o desempenho da bomba passa a ser degradado significativamente. Essa condição é marcada pela formação de alguns bolsões, que ocupam grande parte de alguns canais do rotor, e por recirculações de bolhas pequenas à jusante do bolsão e entre os canais do difusor. Ao se reduzir ainda mais a vazão de líquido, grandes e estáveis bolsões de gás passam a ocupar todos os canais do rotor, como indicado pelo ponto (iii). Na periferia do rotor e no difusor, torna-se intensa a recirculação de bolhas, algumas delas escoando de forma aglomerada. Como se observa, essa condição representa uma severa degradação de desempenho em comparação com o esperado para escoamento monofásico.

A Figura 2.11 mostra resultados de Cubas (2017) para: (a) curvas de altura de elevação estática de uma bomba radial sob escoamento bifásico assumindo-se uma fração homogênea de gás constante em 6% para diferentes velocidades de rotação e (b) os valores de fração de vazio correspondentes a cada ponto, obtidas com uso do sensor de malha de eletrodos (WMS) no tubo de entrada, à montante do rotor. Da Figura 2.11-(a), observa-se que o aumento da velocidade de rotação aumenta sensivelmente a janela de operação da bomba livre da ocorrência de *surgings*, embora se note uma influência desprezível da velocidade de rotação acima do ponto de queda abrupta de pressão. Como reportado pelo autor (e em concordância com outros trabalhos da literatura), essa melhora se deve a uma maior quebra das bolhas de gás com o aumento da velocidade de rotação.

Figura 2.11 – (a) Curvas de altura de elevação estática em função da vazão de líquido mantendo-se uma fração homogênea de gás constante em 6%, para diferentes velocidades de rotação; (b) Fração de vazio local medida para cada ponto operacional de (a) com uso do sensor WMS no tubo de entrada, à montante do rotor.



Fonte: adaptado de Cubas (2017).

Já na Figura 2.11-(b), nota-se uma tendência de aumento da fração de vazio com a velocidade de rotação, para uma dada vazão de líquido. Além disso, observa-se que o modelo homogêneo sobrestima a fração de vazio para baixas vazões de líquido, mas a subestima para altas vazões de líquido. O autor comenta que, para altas vazões de líquido, o fato de o modelo homogêneo subestimar a fração de vazio real pode estar relacionado a um efeito de aceleração da fase líquida à jusante do rotor, embora esse efeito não tenha sido avaliado de forma mais aprofundada.

Outras técnicas para a identificação da fase gasosa no interior ou na sucção de bombas centrífugas operando com escoamento bifásico são bastante escassas na literatura. Estevam (2002) usou uma sonda resistiva para estimar a fração de vazio à jusante do olho do rotor. Amoresano et al. (2014) utilizaram um algoritmo sobre imagens digitalizadas da distribuição de gás em um rotor centrífugo para aumentar a definição das interfaces entre gás e líquido. Recentemente, Schäfer et al. (2015) e Neumann et al. (2016) utilizaram tomografia de raio gama para a identificação de bolsões de gás no interior de rotores. Entretanto, a resolução dessa técnica é muito limitada para identificação de pequenas bolhas de gás, por exemplo.

Dentre os estudos avaliados, raros (entre eles Barrios [2007] e Monte Verde [2016]) buscam avaliar a faixa de diâmetros de bolhas encontrada no interior do rotor.

Em nenhum estudo, entretanto, foi encontrada avaliação ou estimativa dos diâmetros de bolha na sucção da bomba, quantidade que é importante dado de entrada para estudos numéricos. Em geral, nota-se que a dificuldade de se obter amplo acesso visual, iluminação adequada e resolução de imagem suficiente dificulta a obtenção de dados quantitativos a partir de imagens de escoamento.

2.3 ESTUDOS NUMÉRICOS

De uma forma geral, a utilização de ferramentas numéricas para a solução de escoamentos multifásicos ainda se encontra em estágio de desenvolvimento para muitos problemas em engenharia. Diversos estudos na literatura se ocupam, por exemplo, na obtenção de equações constitutivas e calibrações de modelos para interações interfaciais, o que é fundamental para abordagens muito usadas atualmente como o Modelo de Dois Fluidos (Ishii e Hibiki, 2006).

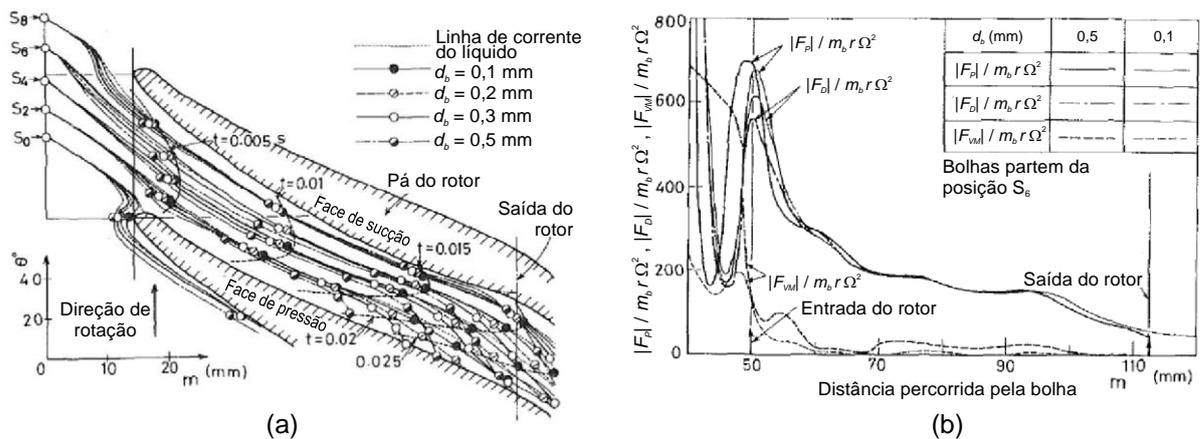
Somando-se a esses obstáculos a complicada geometria de máquinas rotativas e a inerente complexidade do fenômeno de escoamentos bifásicos em bombas, a simulação numérica desse problema pode ser considerada um desafio. De fato, estudos numéricos baseados em dinâmica dos fluidos computacional (CFD) são escassos no presente contexto, o que pode estar associado a uma série de dificuldades com convergência, definição adequada de condições de contorno, custo computacional, pouca disponibilidade de modelos, entre outros. Os principais estudos encontrados são relatados a seguir.

Minemura e Murakami (1980) utilizaram uma abordagem lagrangeana para estudar numericamente o movimento de bolhas individuais em um rotor radial. Uma hipótese de “uma via” foi utilizada, em que o campo de líquido afeta o movimento das bolhas, mas o efeito inverso é desprezado. Embora essa abordagem não tenha como foco estimar o desempenho de bombas sob escoamento líquido-gás, ele é útil para estudar a dinâmica do gás em um rotor, o que ajuda a entender o fenômeno.

A Figura 2.12-(a) mostra resultados obtidos por Minemura e Murakami (1980) para as trajetórias de bolhas de diferentes diâmetros, d_b , partindo de diferentes posições na entrada do rotor, S_0 a S_8 , em comparação com as linhas de corrente da fase líquida. A Figura 2.12-(b) mostra a magnitude das forças devidas ao gradiente de

pressão, F_P , arrasto, F_D , e de massa virtual, F_{MV} atuando sobre bolhas de 0,1 e 0,5 mm ao longo de suas trajetórias, partindo da posição S_6 . As forças interfaciais são normalizadas por $m_b \cdot r \cdot \Omega^2$, onde m_b , r e Ω são a massa da bolha, a sua posição radial local e a velocidade angular do rotor, respectivamente.

Figura 2.12 – (a) Trajetórias de bolhas de diferentes diâmetros partindo de diferentes posições relativas no interior de um rotor centrífugo; (b) Magnitude das forças de pressão, arrasto e massa virtual ao longo da trajetória de bolhas de dois diferentes diâmetros.



Fonte: adaptado de Minemura e Murakami (1980).

Da Figura 2.12-(a), observam-se desvios das trajetórias das bolhas com respeito às linhas de corrente da fase líquida na medida em que elas avançam pelo rotor. Além disso, esses desvios aumentam com o diâmetro da bolha, e o tempo requerido para que a bolha passe através do canal hidráulico também aumenta com d_b . Entretanto, os resultados mostram que o tempo de trânsito da bolha no rotor depende de sua posição de partida, o que, segundo os autores, é consequência da assimetria do campo de pressão no interior do canal do rotor.

Da Figura 2.12-(b), os autores ressaltam, como sugerido na Figura 2.1, que o movimento de bolhas em um rotor centrífugo é, em geral, dominado por um balanço entre as forças devidas ao gradiente de pressão da fase líquida, F_P , e a força de arrasto, F_D . Nota-se que essas forças aumentam significativamente na entrada devido à súbita desaceleração que a bolha sofre ao enfrentar o gradiente de pressão positivo gerado no rotor, que é balanceado pela reação da força de arrasto. Esse balanço se mantém ao longo de toda a trajetória. Em geral, nota-se um aumento da magnitude das forças interfaciais com o diâmetro da bolha. Já a força de massa virtual, que está

relacionada à inércia devida à aceleração das fases, é apenas relevante em pontos de elevado gradiente de velocidade. De fato, ela tem valores representativos apenas na entrada do rotor, passando a ser desprezível na medida em que a bolha avança. Segundo os autores, essa força é menos influenciada pelo diâmetro da bolha.

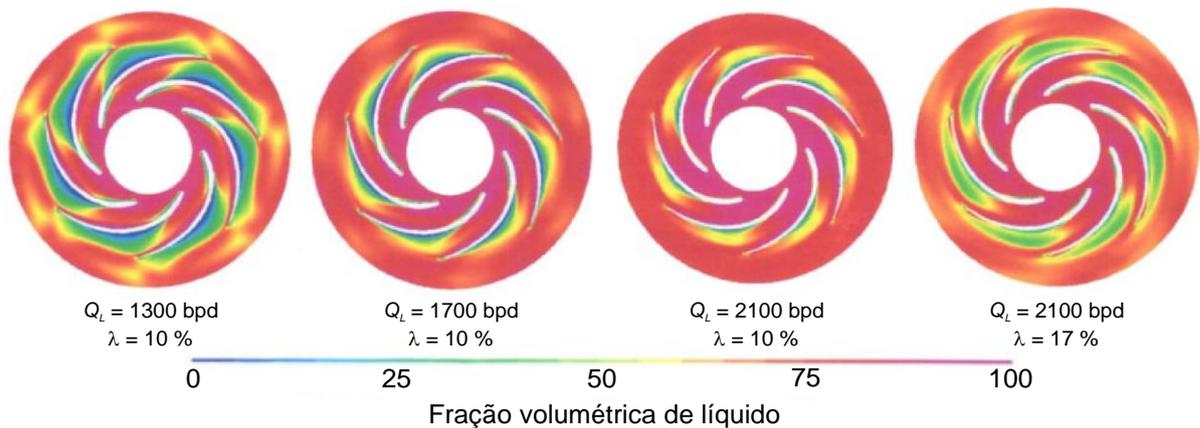
O modelo de Minemura e Murakami (1980) foi usado novamente por Murakami e Minemura (1983) para um estudo similar em um rotor do tipo axial. O mesmo modelo serviu de base para o trabalho de Minemura e Uchiyama (1993), que buscaram calcular o movimento conjunto de bolhas com o intuito de prever zonas preferenciais de gás no canal de um rotor. Os autores puderam estimar, de forma razoável, as regiões mais sujeitas a acúmulos, e o campo de pressão resultante. Entretanto, o estudo de Minemura e Uchiyama (1993) é limitado por uma série de hipóteses simplificadoras, sendo as principais a consideração de escoamento invíscido e a desconsideração de quaisquer fenômenos de quebra e coalescência da fase gasosa, o que faz do modelo inadequado para avaliação de desempenho, para os quais os autores mostram resultados com grandes desvios contra dados experimentais em grande parte da faixa de operação considerada.

Caridad e Kenyery (2004) realizaram simulações numéricas do escoamento bifásico em um rotor de BCS de fluxo misto. O objetivo foi calcular o ganho de pressão e a distribuição do gás através do rotor. Os autores utilizam uma modelagem euleriana para as fases líquida e gasosa, mas deixam de citar detalhes importantes para a interpretação e reprodução dos resultados, como por exemplo as forças interfaciais consideradas e detalhes sobre as condições de contorno. Os autores também não adotam um modelo para a turbulência induzida por bolhas (Yeoh e Tu, 2009), e consideram apenas a geometria do rotor, sem domínios de entrada ou de saída.

A Figura 2.13 mostra a distribuição das fases líquida e gasosa no rotor obtidas por Caridad e Kenyery (2004) para quatro condições operacionais diferentes envolvendo vazões de líquido e frações volumétricas de gás. O plano mostrado corresponde a um plano médio entre o cubo e a coroa do rotor, e mostra a fração volumétrica de líquido resultante das simulações, que foram realizadas nesse caso para um diâmetro de bolha fixo de 0,5 mm. Observa-se a formação de um bolsão de gás junto à face de pressão das pás em todos os casos, que se estende

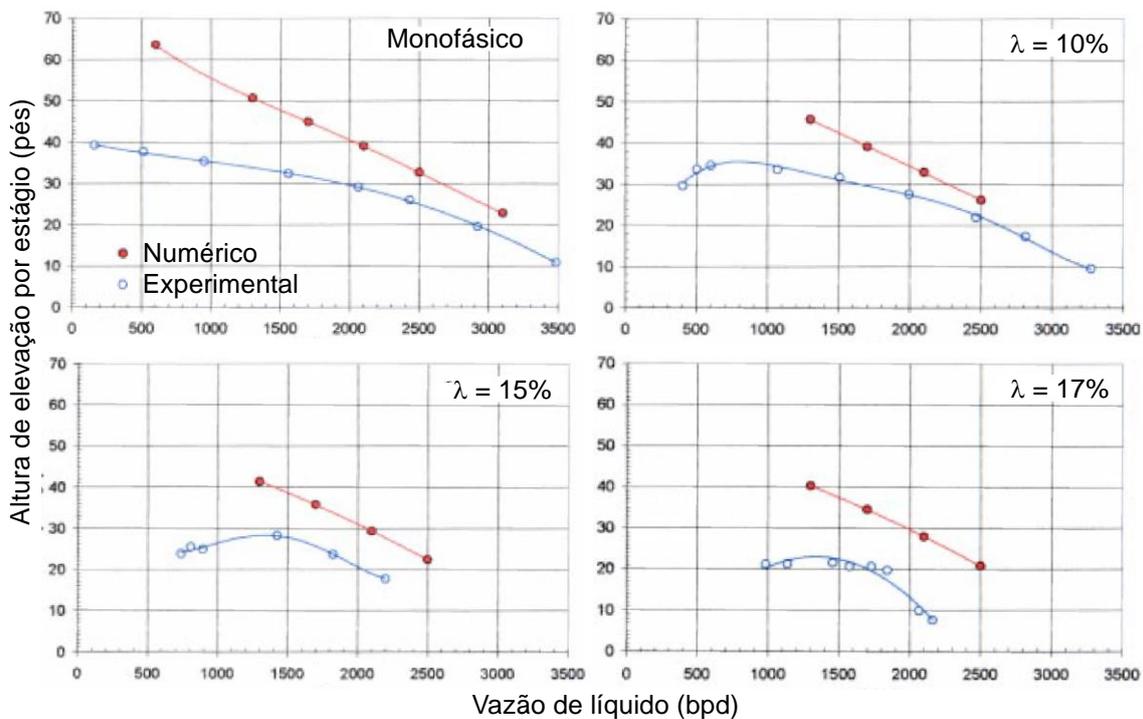
aproximadamente da sua região central até muito próximo da saída. Nota-se que o bolsão de gás cresce com o aumento da fração volumétrica de gás, mas diminui com o aumento da vazão de líquido (para uma mesma fração volumétrica de gás), o que corresponde qualitativamente aos estudos experimentais anteriores.

Figura 2.13 – Fração volumétrica de gás em um plano médio entre o cubo e a coroa de um rotor de BCS, para quatro condições operacionais.



Fonte: adaptado de Caridad e Kenyery (2004).

Figura 2.14 - Curvas de altura de elevação do rotor em função da vazão de líquido, para quatro frações homogêneas de gás.



Fonte: adaptado de Caridad e Kenyery (2004).

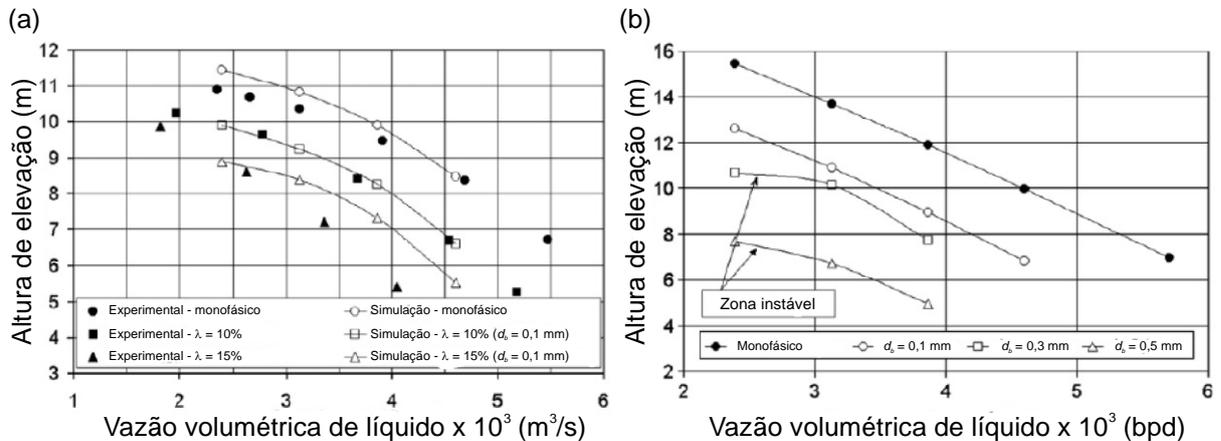
A Figura 2.14 mostra resultados para a altura de elevação em função da vazão de líquido obtidos por Caridad e Kenyery (2004), para diferentes frações volumétricas de gás, assumindo um diâmetro de bolha constante de 0,1 mm nas simulações. Nota-se que um aumento de λ provoca uma degradação contínua das curvas de altura de elevação. Não obstante, foram observados grandes desvios dos resultados numéricos contra dados experimentais em condições equivalentes, inclusive para escoamento monofásico. Além disso, o modelo dos autores não prevê a queda de desempenho relacionada ao ponto de *surging*, que é observada nas curvas experimentais.

Entre as justificativas usadas pelos autores para as discrepâncias observadas, deu-se destaque ao fato de que não foi considerada, nas simulações numéricas, a presença do difusor à jusante do rotor. Um modelo similar que considera apenas a geometria do rotor nas simulações foi usado por Barrios (2007), estudo esse que teve foco predominantemente experimental e foi comentado na seção 2.2. Entretanto, a intenção principal da autora, com o modelo, era testar uma expressão proposta para o coeficiente de arrasto e analisar o movimento da fase gasosa no rotor para uma faixa limitada de condições operacionais, sem apresentar uma série de detalhes como condições de contorno, forças interfaciais, entre outros.

Caridad et al. (2008) utilizaram novamente o modelo de Caridad e Kenyery (2004) para analisar o escoamento líquido-gás em um rotor de BCS. Como o modelo considera apenas a geometria do rotor, os autores, nesta ocasião, complementaram os resultados numéricos com dados experimentais da altura de elevação do difusor realizada por outro autor. A comparação das curvas numéricas e experimentais de altura de elevação para diferentes frações de gás é mostrada na Figura 2.15-(a), sendo os dados numéricos calculados para um diâmetro de bolha fixo de 0,1 mm.

Observa-se uma concordância razoável dos resultados para escoamento monofásico e para operação com 10% de fração volumétrica de gás, com erros mais significativos no caso de 15% em volume de gás. Entretanto, nenhum dos pontos calculados ou medidos experimentalmente envolvem a condição de *surging*, sendo então impossível saber a respeito da capacidade do modelo em prever a queda abrupta de desempenho associada a essa condição.

Figura 2.15 – Curvas de altura de elevação em um rotor de BCS: (a) comparação entre dados numéricos e experimentais, para um diâmetro de bolha fixo; (b) Comparação de simulações numéricas para diferentes diâmetros de bolha.



Fonte: adaptado de Caridad et al. (2008).

A Figura 2.15-(b) mostra a influência do diâmetro considerado para as bolhas dispersas nas simulações numéricas sobre a altura de elevação gerada pelo rotor, para uma fração de gás fixa. Nota-se claramente que o aumento do diâmetro das bolhas causa uma constante degradação das curvas de altura de elevação. Os autores comentam que isso se deve ao fato de que a força de arrasto, que tenta empurrar as bolhas para fora do rotor, seja menos dominante do que a força devida ao gradiente de pressão do líquido que dificulta o movimento das bolhas para fora.

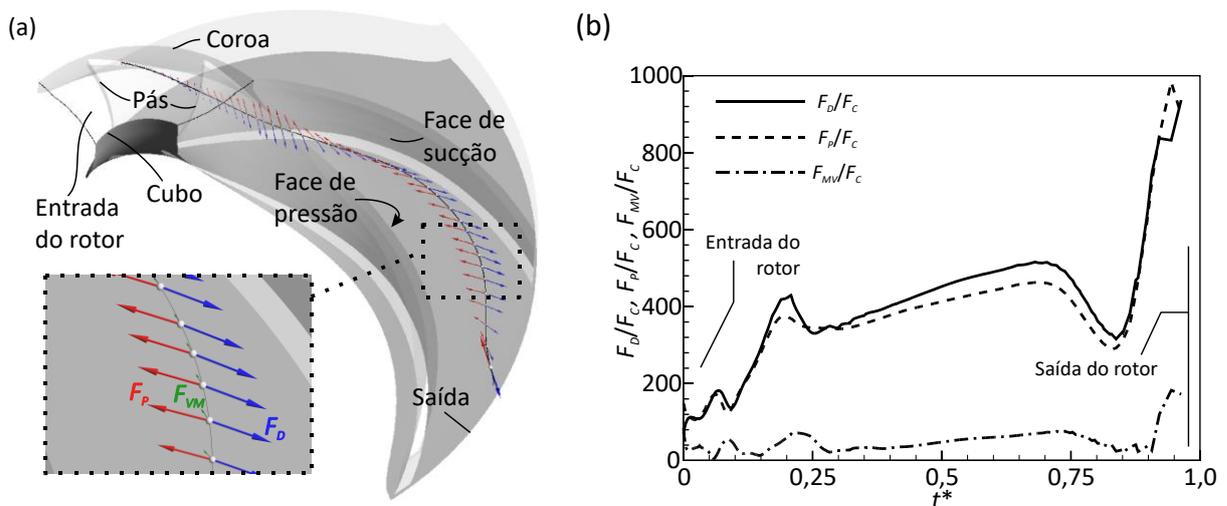
Os autores notam, ainda, que para diâmetros de bolha de 0,3 mm e 0,5 mm, pontos de operação instável a baixas vazões de líquido foram observados, mas não deram detalhes sobre como isso ocorreu na simulação. Vale lembrar que os autores não basearam as escolhas dos diâmetros simulados em dados concretos extraídos de simulações, nem utilizaram equações que viessem a estimá-los por meio de modelos polidispersos com interações por quebra e coalescência de bolhas.

Marsis (2012) também se baseou em uma modelagem euleriana para prever o desempenho de uma BCS cujo rotor tem um desenho modificado para suportar maiores quantidades de gás sem ocorrência de *surging*. A modelagem usada pelo autor inclui, como avanço em relação aos trabalhos anteriores, a consideração de toda a geometria que envolve uma câmara de entrada, três estágios de BCS (incluindo os difusores) e uma câmara de descarga. Entre os principais resultados do trabalho, o autor sugere que o desenho proposto é, de fato, mais apropriado que os

convencionais de BCS para manusear misturas líquido-gás, por promover uma melhor mistura das fases. Entretanto, o autor não dá detalhes sobre as forças interfaciais usadas na modelagem, desconsidera fenômenos como a turbulência induzida por bolhas e considera um diâmetro de bolha fixo nas simulações.

Usando um procedimento similar ao de Minemura e Murakami (1980), Stel et al. (2019) utilizaram um modelo lagrangeano de “uma-via” para calcular o movimento de bolhas isoladas no primeiro estágio de uma bomba radial. A geometria assumida reproduz o primeiro estágio da bomba usada por Sabino (2015), sendo usados dados experimentais dessa referência para validação do ganho de pressão sob escoamento monofásico e do movimento de bolhas no rotor sob certas condições operacionais.

Figura 2.16 – Forças interfaciais sobre a trajetória de uma bolha de 0,6 mm (100 rpm, vazão de líquido sobre BEP): a) ilustração dos vetores das forças de pressão, arrasto e massa virtual ao longo da trajetória da bolha; b) magnitude de F_P , F_D e F_{VM} sobre a trajetória, em função do tempo normalizado de integração.



Fonte: adaptado de Stel et al. (2019).

A Figura 2.16 ilustra em (a) resultados de Stel et al. (2019) para a magnitude e direção das forças de pressão, F_P , arrasto, F_D e massa virtual, F_{VM} , ao longo da trajetória de uma bolha de diâmetro $d_b = 0,6$ mm, a 100 rpm e uma vazão de líquido sobre o ponto de máxima eficiência (BEP). Em (b), as magnitudes de F_P , F_D e F_{VM} ao longo da trajetória são expressas como função do tempo normalizado de integração da trajetória da bolha, $t^* = t_b/\tau$, onde t_b é o tempo instantâneo da integração da trajetória e $\tau = 2\pi/\Omega$. As magnitudes das forças são normalizadas por $F_C = m_b \cdot \Omega^2 \cdot R_2$, onde m_b é a massa da bolha e R_2 é o raio da periferia do rotor.

O comportamento observado para F_P , F_D e F_{VM} concorda com o obtido por Minemura e Murakami (1980), no sentido de que as magnitudes das forças de pressão e arrasto tendem a se equilibrar durante a trajetória da bolha. Entretanto, ao se observar o detalhe da Figura 2.16-(a), nota-se que as direções de F_P e F_D não são exatamente iguais, já que a força de arrasto age na direção da velocidade relativa entre as fases, enquanto que a outra age contra a direção do gradiente de pressão. A força de massa virtual passa a ser relevante em regiões onde as fases líquida e gasosa estão sujeitas a elevados gradientes de velocidade.

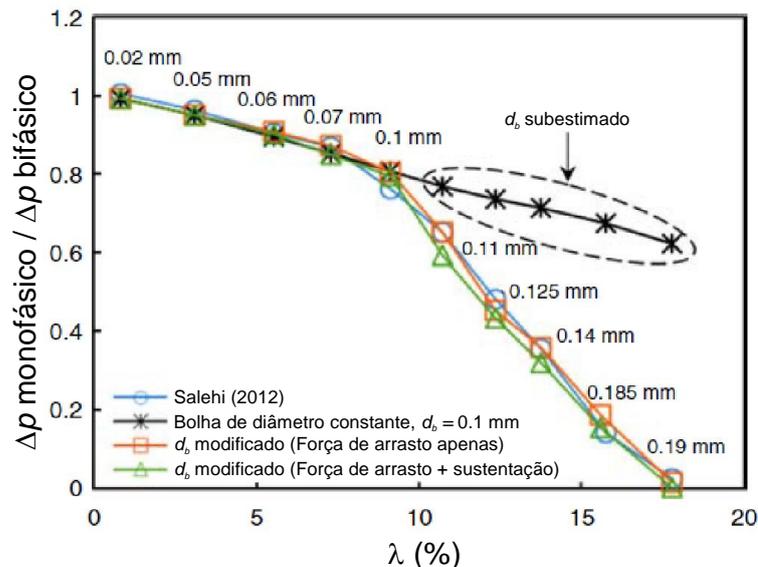
A análise das forças interfaciais, em especial as de pressão e de arrasto, ajudam a entender o efeito de algumas variáveis operacionais no comportamento de bombas centrífugas operando com escoamento líquido-gás. Stel et al. (2019) sugerem três efeitos nesse sentido: (a) uma maior vazão de líquido ajuda a retirar as bolhas do rotor, pois diminui a força de pressão contra seu movimento e aumenta a força de arrasto a seu favor; (b) quanto maior diâmetro da bolha, maior sua tendência em ficar no rotor, devido ao aumento da força de pressão, que é proporcional ao seu volume; (c) quanto maior a velocidade de rotação, mais difícil se torna para uma bolha deixar o rotor, pois maior se torna o gradiente de pressão devido ao campo centrífugo.

Zhu e Zhang (2017) estudaram, numericamente, o escoamento bifásico líquido-gás em uma BCS de três estágios através de uma abordagem euleriana. O estudo considera apenas as forças de arrasto e de sustentação na modelagem das interações interfaciais. Não se considera o efeito da turbulência induzida por bolhas, e a fase gasosa é assumida como monodispersa, isto é, com diâmetro médio constante. O objetivo principal do trabalho consiste em se identificar o diâmetro médio de bolha, para cada uma das condições operacionais simuladas, necessário para que a curva do ganho de pressão da BCS, em função da fração homogênea de gás (λ), reproduza com pequeno desvio os dados experimentais de Salehi (2012).

A Figura 2.17 mostra os resultados obtidos por meio desse desenvolvimento, onde o eixo das ordenadas corresponde ao ganho de pressão sob escoamento bifásico normalizado pelo valor correspondente à mesma vazão de líquido sob escoamento monofásico. Uma vez que os diâmetros das bolhas são ajustados para que o ganho de pressão corresponda ao experimental, a concordância entre ambos é

obviamente boa. Além disso, como os diâmetros de bolha considerados são pequenos, os resultados assumindo-se apenas a força de arrasto são muito próximos aos obtidos considerando-se uma influência adicional da força de sustentação.

Figura 2.17 – Comparação entre dados numéricos e experimentais para curvas do ganho de pressão como função da fração volumétrica de gás homogênea, a uma vazão de líquido correspondente ao ponto de máxima eficiência (para escoamento monofásico), assumindo-se diferentes diâmetros de bolha e forças interfaciais.



Fonte: adaptado de Zhu e Zhang (2017).

Os autores propõem, com isso, um modelo para a avaliação do diâmetro de bolhas em rotores, calibrado em função dos resultados numéricos, mas que resulta em grandes desvios contra dados experimentais da literatura. Vale lembrar que toda a calibração é realizada assumindo-se um padrão monodisperso, sem efeitos de quebra e coalescência. Além disso, assume-se que os diâmetros de bolhas que resultaram em resultados numéricos consistentes de fato correspondam a tamanhos realistas, sem que medições experimentais de diâmetros tenham sido realizadas como forma de validação. Assim, dificilmente os resultados desse trabalho podem ser estendidos a outras bombas, mesmo para condições operacionais similares.

2.4 FECHAMENTO DA REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

As seções 2.2 e 2.3 discutiram acerca dos principais trabalhos revisados com foco na análise do escoamento bifásico em bombas centrífugas. Nota-se que a maioria

dos estudos é desenvolvida por meio de técnicas experimentais, sendo os estudos numéricos mais escassos e simplificados.

O Quadro 2.1 busca comparar, para os estudos experimentais revisados, quais se enquadram dentro de determinadas abordagens experimentais e que tópicos específicos são considerados para o entendimento do fenômeno. De maneira similar, o Quadro 2.2 compara os estudos numéricos revisados quanto ao enfoque, à profundidade dos fenômenos que abordam e demais considerações que os estudos empregam ou não para a modelagem da física do problema.

Como sugere o Quadro 2.1, a maioria dos estudos experimentais foca na avaliação do desempenho de bombas sob escoamento bifásico. Um menor número de trabalhos agrega técnicas de visualização, sendo um grande obstáculo a complexidade geométrica de bombas centrífugas, que envolve partes metálicas, elementos rotativos e acesso visual restrito. Com isso, nota-se um número reduzido de estudos que façam uma análise detalhada da dinâmica do gás, ou que avaliem a distribuição de tamanhos de bolhas em rotores. A abordagem experimental do presente trabalho, por considerar a visualização em um rotor retroiluminado em um sistema rotativo, vem a contribuir com a literatura nesse sentido.

A complexa geometria de bombas centrífugas também dificulta a instrumentação de escoamentos, limitando o alcance de muitos trabalhos. Nota-se que são raros os trabalhos que associam a medição da fração de vazio local na sucção da bomba, o que é informação adicional para alimentar modelos numéricos com condições de contorno convenientes. Técnicas para a identificação de frações de gás no interior de rotores são também escassas. No presente trabalho, busca-se contribuir com essas carências através da utilização de um sensor de malha de eletrodos na sucção da bomba e com a utilização de técnicas de processamento de imagens a partir de imagens tomadas dos padrões de escoamento estudados.

Embora soluções de dinâmica dos fluidos computacional tenham grande potencial para o entendimento do fenômeno em estudo, a revisão bibliográfica sugere que elas são ainda muito pouco utilizadas. Em geral, os trabalhos numéricos avaliados partem de diversas simplificações geométricas, tem pouco cuidado com o efeito de

diferentes condições de contorno, não avaliam de forma criteriosa os modelos interfaciais e pouco discutem a física do problema.

Como sugere o Quadro 2.2, nenhum estudo, até o momento, buscou resolver a distribuição de diâmetros de bolhas usando abordagens polidispersas e modelos que contemplem fenômenos de quebra e coalescência, assumindo quase sempre tamanhos a partir de modelos simplificados ou sem nenhum paralelo com experimentos. Efeitos de dispersão turbulenta e de turbulência induzida por bolhas, que causam influência não apenas na distribuição do gás, mas também no desempenho, não são considerados em nenhum dos trabalhos analisados.

O modelo numérico proposto no presente trabalho usa uma modelagem euleriana polidispersa, incluindo efeitos de quebra e coalescência, dispersão turbulenta e turbulência induzida por bolhas, sendo, portanto, um avanço no presente contexto. Levando-se em conta que o modelo contará, ainda, com o apoio do estudo experimental, que servirá para validação e como uma fonte de dados para reproduzir o fenômeno numericamente de forma adequada, espera-se que o presente trabalho, como um todo, contribua positivamente com a literatura da área.

Quadro 2.1 – Comparação entre os estudos experimentais revisados na seção 2.2.

	Medição de desempenho	Visualização do gás em rotores	Análise detalhada da dinâmica do gás	Medição de fração de vazio na sucção	Medição de diâmetros de bolhas	Medição da fração de gás no interior do rotor
Murakami e Minemura (1974a)	Sim	Sim	Sim	Não	Sim	Não
Murakami e Minemura (1974b)	Sim	Sim	Sim	Não	Sim	Não
Murakami e Minemura (1976)	Sim	Sim	Não	Não	Sim	Não
Lea e Bearden (1982)	Sim	Não	Não	Não	Não	Não
Minemura et al. (1983)	Sim	Não	Não	Não	Não	Não
Cirilo (1998)	Sim	Não	Não	Não	Não	Não
Romero (1999)	Sim	Não	Não	Não	Não	Não
Pessoa (2001)	Sim	Não	Não	Não	Não	Não
Estevam (2002)	Sim	Sim	Sim	Sim	Não	Não
Barrios (2007)	Sim	Sim	Sim	Não	Sim	Não
Gamboa (2008)	Sim	Sim	Sim	Não	Sim	Não
Trevisan (2009)	Sim	Sim	Não	Não	Não	Não
Amoresano et al. (2014)	Não	Sim	Não	Não	Sim	Não
Sabino (2015)	Não	Não	Sim	Não	Sim	Não
Schäfer et al. (2015)	Sim	Não	Não	Não	Não	Sim
Neumann et al. (2016)	Sim	Não	Não	Não	Não	Sim
Monte Verde (2016)	Sim	Sim	Sim	Não	Sim	Não
Cubas (2017)	Sim	Sim	Sim	Sim	Não	Não

Fonte: autoria própria.

Quadro 2.2 – Comparação entre os estudos numéricos revisados na seção 2.3.

	Modelagem lagrangeana	Modelagem euleriana-euleriana	Cálculo de desempenho para escoamento bifásico	Análise da dinâmica do gás e formação de bolsões em rotores	Análise do efeito de forças interfaciais no fenômeno	Consideração do efeito de dispersão turbulenta e de turbulência induzida por bolhas	Modelagem polidispersa para a distribuição de diâmetros do gás	Consideração do fenômeno de quebra e coalescência de bolhas de gás
Minemura e Murakami (1980)	Sim	Não	Não	Sim	Sim	Não	Não	Não
Murakami e Minemura (1983)	Sim	Não	Não	Sim	Sim	Não	Não	Não
Minemura e Uchiyama (1993)	Sim	Não	Sim	Sim	Não	Não	Não	Não
Caridad e Kenyery (2004)	Não	Sim	Sim	Não	Não	Não	Não	Não
Barrios (2007)	Não	Sim	Sim	Sim	Não	Não	Não	Não
Caridad et al. (2008)	Não	Sim	Sim	Sim	Não	Não	Não	Não
Marsis (2012)	Não	Sim	Sim	Não	Não	Não	Não	Não
Zhu e Zhang (2017)	Não	Sim	Sim	Não	Não	Não	Não	Não
Stel et al. (2019)	Sim	Não	Não	Sim	Não	Não	Não	Não

Fonte: autoria própria.

3 MODELAGEM MATEMÁTICA E NUMÉRICA

A seguir, apresenta-se a metodologia matemática e numérica empregada para modelar o escoamento bifásico de líquido-gás em um rotor centrífugo com uso de dinâmica dos fluidos computacional. A primeira parte mostra as equações governantes do problema, o que inclui equações de transporte para escoamento monofásico em um sistema rotativo, seguido do modelo de dois fluidos para escoamento líquido-gás e as equações constitutivas que o compõem.

A segunda parte discute a respeito da metodologia numérica de dinâmica dos fluidos computacional usada para a solução das equações governantes. Essa parte inclui uma apresentação da geometria do rotor, do domínio de solução adotado, condições de contorno, malha numérica, testes de sensibilidade de malha e outros detalhes técnicos da solução computacional.

3.1 EQUAÇÕES GOVERNANTES DO ESCOAMENTO MONOFÁSICO EM UM CANAL ROTATIVO

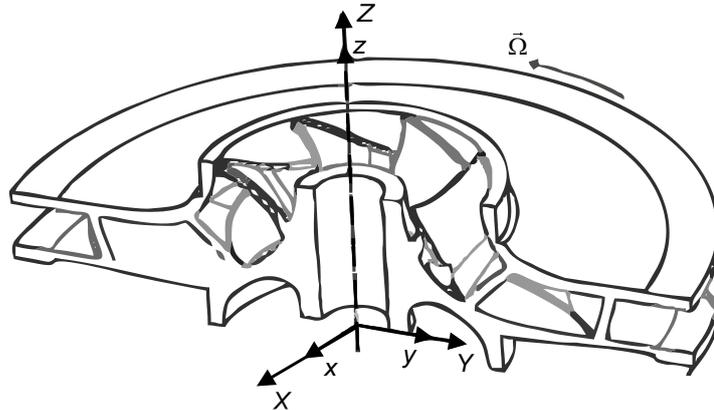
Como ponto de partida da modelagem, assume-se o escoamento monofásico em um sistema rotativo. A Figura 3.1 mostra um rotor centrífugo genérico, sobre o qual são indicados dois sistemas de referência, um deles não-inercial ou rotativo, denotado pelos índices (x, y, z) , e um inercial ou estático, denotado por (X, Y, Z) . Considera-se o escoamento como turbulento, isotérmico e que o fluido se comporta como newtoniano e com propriedades constantes.

Partindo da hipótese do contínuo (Batchelor, 2000) e assumindo médias de Reynolds e a hipótese de *Boussinesq* para a modelagem da turbulência (Wilcox, 1998), o sistema resultante é dado pelas equações de balanço de massa (continuidade) e de quantidade de movimento, que para um sistema rotativo (não-inercial) são descritos, na sua forma genérica, respectivamente por:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V}_{xyz}) = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \rho \vec{V}_{xyz}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V}_{xyz} \vec{V}_{xyz}) = -\nabla p + \mu_{eff} \cdot \nabla^2 \vec{V}_{xyz} - 2\rho \cdot (\vec{\Omega} \times \vec{V}_{xyz}) - \rho \cdot \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}) \quad (3.2)$$

Figura 3.1 – Sistemas de coordenada inercial (estático) e não-inercial (rotativo) em um elemento rotativo genérico.



Fonte: autoria própria.

onde ρ é a massa específica do fluido, t é o tempo, p é a pressão, \vec{V}_{xyz} é o vetor velocidade relativa ao sistema de coordenadas rotativo (não-inercial), $\vec{\Omega}$ é o vetor velocidade angular, \vec{r} é o vetor posição de uma partícula fluida e μ_{eff} é a viscosidade efetiva do fluido. Os dois últimos termos do lado direito da Eq. (3.2) correspondem aos efeitos *Coriolis* e centrífugo, respectivamente, e surgem devido à adoção de um sistema não-inercial no balanço de quantidade de movimento.

Em um sistema inercial não-rotativo, os termos *Coriolis* e centrífugo se anulam e $\vec{V}_{xyz} \equiv \vec{V}_{XYZ}$. Neste trabalho, essa consideração é tomada de forma a adotar as Eqs. (3.1) e (3.2) como genéricas para as situações inercial e não-inercial, sendo o vetor velocidade \vec{V}_{xyz} e demais propriedades vetoriais sempre tomados com referência ao sistema adotado. Por isso, por conveniência, o índice “xyz” é doravante omitido, tal que \vec{V} representa o vetor velocidade relativo ao sistema de referência assumido.

A viscosidade efetiva é dada, por definição, pela soma das viscosidades molecular e turbulenta, $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$. A primeira é uma propriedade física do fluido de trabalho. Já a viscosidade turbulenta deriva do procedimento de média de Reynolds e da hipótese de *Boussinesq*, e está associada com as tensões adicionais provocadas

pelas flutuações do campo de velocidade (Pope, 2000). Ela é calculada por meio de um modelo de turbulência, tópico discutido na sequência.

3.1.1 Modelagem da Turbulência em Escoamento Monofásico

Existem diversos modelos de turbulência baseados em médias de Reynolds. Um exemplo comum é o modelo $k-\varepsilon$ padrão (Launder e Spalding, 1974), que embora muito usado em engenharia, sofre de diversas deficiências como a predição inadequada de regiões de separação e efeitos de rotação, além de desprezar as subcamadas próximas à parede em escoamentos internos (Menter, 1992).

Em contrapartida, abordagens avançadas que em princípio são alheias a esses problemas, como simulações de grandes escalas ou diretas, demandam pesados recursos computacionais e, por isso, ainda são proibitivas para a maioria dos casos em engenharia, especialmente escoamentos bifásicos (Rosa, 2012). Com isso, grande parte das soluções práticas busca a utilização de modelos que sejam computacionalmente não-proibitivos e que, ao mesmo tempo, não contem com as principais deficiências dos modelos tradicionais como o $k-\varepsilon$ padrão.

Um dos modelos mais usados atualmente nesse sentido é o $k-\omega$ SST de Menter (1994). Em linhas gerais, o modelo usa uma formulação especial para a viscosidade turbulenta que busca simular o efeito de transporte das tensões de cisalhamento médias turbulentas, que é normalmente filtrado em modelos de médias de Reynolds, mas que passa a ser importante em escoamentos com gradiente adverso de pressão. A base desse modelo (Menter, 1992), por sua vez, usa uma formulação ponderada que visa aproveitar a independência de funções amortecedoras do modelo $k-\omega$ em regiões próximas à parede com a robustez do modelo $k-\varepsilon$ em regiões longe da parede.

O modelo assume a solução de equações de transporte para duas propriedades turbulentas, k e ω , que são respectivamente a energia cinética turbulenta e a taxa de dissipação específica de turbulência. Ambas surgem de uma combinação de versões dos modelos $k-\varepsilon$ e $k-\omega$ padrão, sendo dadas respectivamente por:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{V} \rho k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{k3}} \right) \nabla k \right] + P_k - \beta^* \rho k \omega + S_L^k \quad (3.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{V} \rho \omega) = \\ = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 3}} \right) \nabla \omega \right] + \frac{\alpha_{\omega 3} \rho}{\mu_t} P_k + \frac{2}{\sigma_{\omega 2} \omega} (1 - F_1) \rho (\nabla k \cdot \nabla \omega) - \beta_{\omega 3} \rho \omega^2 + S_L^\omega, \end{aligned} \quad (3.4)$$

onde S_L^k e S_L^ω são termos fonte devido a turbulência induzida por bolhas (a serem discutidos mais adiante), F_1 é uma função ponderadora, $\beta^* = 0,09$ e P_k é o termo de produção:

$$P_k = \mu_t \left[\nabla \vec{V} + (\nabla \vec{V})^T \right] \nabla \vec{V} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \vec{V}) (3\mu_t \nabla \cdot \vec{V} + \rho k) \quad (3.5)$$

Os coeficientes σ_{k3} , $\sigma_{\omega 3}$, $\alpha_{\omega 3}$ e $\beta_{\omega 3}$ são calculados por meio de uma função genérica $\zeta = (\sigma_k, \sigma_\omega, \alpha_\omega, \beta_\omega)$, tal que $\zeta_3 = F_1 \zeta_1 + (1 - F_1) \zeta_2$, onde (Menter, 1994):

$$\begin{aligned} \sigma_{k1} = 2; \sigma_{k2} = 1; \sigma_{\omega 1} = 2; \sigma_{\omega 2} = 1/0,856; \\ \alpha_{\omega 1} = 5/9; \alpha_{\omega 2} = 0,44; \beta_{\omega 1} = 0,075; \beta_{\omega 2} = 0,0828 \\ F_1 = \tanh \left\{ \left[\min \left(\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega \delta_w}; \frac{500\mu}{\rho \delta_w^2 \omega} \right); \frac{4\rho k}{CD_{k\omega} \sigma_{\omega 2} \delta_w^2} \right) \right]^4 \right\} \\ CD_{k\omega} = \max \left(\frac{2\rho}{\sigma_{\omega 2} \omega} (\nabla k \cdot \nabla \omega); 1 \times 10^{-10} \right) \end{aligned} \quad (3.6)$$

onde δ_w é a distância à parede mais próxima.

O modelo assume, então, μ_t como uma função de k e ω , mas que também é multiplicada por uma função ponderadora F_2 , tal que:

$$\frac{\mu_t}{\rho} = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; \Omega_{SST} F_2)} \quad (3.7)$$

onde $a_1 = 0,31$ e Ω_{SST} é a magnitude do vetor vorticidade (Menter, 1994). A função ponderadora F_2 é dada por:

$$F_2 = \tanh \left\{ \left[\max \left(\frac{d\sqrt{k}}{\beta^* \omega \delta_w}; \frac{500\mu}{\rho \delta_w^2 \omega} \right) \right]^2 \right\} \quad (3.8)$$

Por ser numericamente robusto, validado para uma série de aplicações que incluem escoamentos em bombas (Feng et al., 2010), computacionalmente não-proibitivo e por bem representar regiões de separação, o que é importante para escoamento em rotores centrífugos, o modelo $k-\omega$ SST foi assumido nesse trabalho. Ainda, o modelo $k-\omega$ SST é uma escolha comum (Yeoh e Tu, 2009) para uma série de escoamentos bifásicos no contexto do modelo de Dois Fluidos, abordagem essa adotada neste trabalho e que será discutida a seguir.

3.2 MODELO EULERIANO-EULERIANO NÃO-HOMOGÊNEO

As equações de balanço de massa e quantidade de movimento dadas pelas Eqs. (3.1) e (3.2) são válidas para a descrição física de uma única fase. A simulação numérica de um escoamento contendo mais de um fluido demanda, portanto, um modelo que forneça informações de como essas fases se apresentam em uma determinada região do escoamento e como interagem entre si.

Existem diversas modelagens para escoamentos bifásicos, cuja escolha leva em conta fatores como o padrão de escoamento estudado e o grau de detalhe esperado da solução. Por exemplo, abordagens unidimensionais que desconsideram o movimento relativo que entre as fases resultam em modelos simples para o cálculo de variáveis globais como o gradiente de pressão em tubulações (Shoham, 2006), mas não fornecem qualquer detalhe do campo de escoamento. No outro extremo, soluções diretas, que podem fornecer detalhes do complexo movimento e interação entre as fases, demandam elevado custo computacional, não sendo uma ferramenta prática para a maioria dos problemas em engenharia (Rosa, 2012).

Entre esses extremos, métodos lagrangeanos e eulerianos podem ser alternativas para se obter detalhes do campo de escoamento com soluções computacionais não-proibitivas. Modelos lagrangeanos são úteis, por exemplo, para calcular a trajetória de partículas em um meio contínuo, bem como suas eventuais interações (como colisões e adesão em superfícies). Uma vantagem dessa

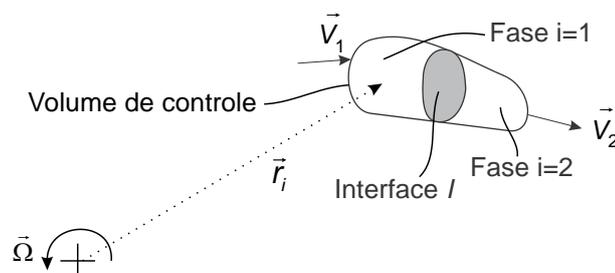
metodologia para padrões dispersos é a representação individual do movimento de cada partícula, o que ajuda a entender detalhes da física do problema. Porém, quando variáveis globais são de interesse, um número muito grande de partículas precisa ser analisado (ANSYS, 2019), o que também pode tornar a solução proibitiva.

Para esse fim, uma abordagem que trate as fases por meio de campos de escoamento médios pode ser uma alternativa conveniente. Um exemplo nesse sentido é solução euleriana-euleriana não-homogênea, comumente referida na literatura como Modelo de Dois Fluidos (Ishii e Hibiki, 2006). Em linhas gerais, o modelo adota equações de transporte médias para cada fase, as quais são ponderadas por uma fração volumétrica correspondente. Essa propriedade, que deriva formalmente de um processo de médias, pode ser entendida na prática como a probabilidade de ocorrência da fase no tempo e no espaço (Rzehak et al., 2012).

A abordagem é dita “euleriana-euleriana” pois ambas as fases, sejam elas contínuas ou dispersas, são expressas por referenciais eulerianos que se interpõem. Diz-se, nesse caso, que a ocorrência das fases é “suavizada” no espaço. Entretanto, parte fundamental dessa abordagem está ligada à modelagem fenomenológica das interações entre as fases, que são dadas por equações constitutivas adicionais.

A Figura 3.2 ilustra um esquema que serve como ponto de partida do Modelo de Dois Fluidos, onde é mostrado um volume de controle contendo duas fases arbitrárias $i = 1, 2$, com vetor posição e velocidade \vec{r}_i e \vec{V}_i respectivamente, em um sistema rotativo de vetor velocidade angular $\vec{\Omega}$, separadas por uma interface “ I ”.

Figura 3.2 – Volume de controle genérico contendo duas fases que se movem em um sistema de referência rotativo, separadas por uma interface.



Fonte: autoria própria.

O Modelo de Dois Fluidos parte das equações de transporte locais para cada fase, que equivalem às Eqs. (3.1) e (3.2) já apresentadas. Assume-se uma hipótese de ergodicidade (Rosa, 2012), onde se considera que o escoamento bifásico em análise é tal que, para um período de amostragem suficientemente longo, diferentes tipos de médias (temporais, espaciais, de conjunto) se equivalem. Aplica-se então um processo de médias sobre as equações locais de transporte, que resultará na “suavização” da presença das fases - e, portanto, de suas interfaces - de modo que as fases passam a ser tratadas como um meio contínuo, passível de aplicação de forças e gradientes de maneira mais conveniente.

Duas variáveis importantes nesse desenvolvimento são a função indicadora de uma fase genérica i , X_i , e sua fração volumétrica, α_i . A primeira é uma função do tipo degrau, tal que $X_i = 1$ onde existe a fase i e $X_i = 0$ caso contrário. Por sua vez, a fração volumétrica da fase i representa a média ou probabilidade da presença da fase no espaço e no tempo, tal que $\alpha_i = \bar{X}_i$, podendo assim variar entre 0 e 1. A fração volumétrica é uma variável fundamental do modelo porque pondera não somente a presença das fases, mas também a interação entre elas. Uma propriedade notável é que a soma das frações de todas as fases, em qualquer ponto, deve resultar na unidade. Logo, para um escoamento bifásico de fases i e j , tem-se que $\alpha_i + \alpha_j = 1$.

O procedimento rigoroso para a obtenção do Modelo de Dois Fluidos é extenso e está descrito em detalhe em fontes como Ishii e Hibiki (2006) e Rosa (2012). Ele envolve a aplicação de médias sobre as equações, bem como o uso de propriedades de médias sobre variáveis escalares e vetoriais e várias considerações a respeito de interações interfaciais (Rosa, 2012). As equações de continuidade e de quantidade de movimento para uma fase i resultante desse desenvolvimento são dadas por:

$$\frac{\partial \alpha_i \rho_i^X}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_i \rho_i^X \vec{V}_i^{X\rho}) = \Gamma_i^{(iii)} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_i \rho_i^X \vec{V}_i^{X\rho}}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_i \rho_i^X \vec{V}_i^{X\rho} \vec{V}_i^{X\rho}) = & -\nabla (\alpha_i \rho_i^X) + \alpha_i (\mu_i^X + \mu_{i,t}^X) \cdot \nabla^2 \vec{V}_i^{X\rho} + \\ & + \alpha_i \rho_i^X \vec{g}^{(viii)} - \alpha_i \rho_i^X (\vec{\Omega}^{X\rho} \times \vec{V}_i^{X\rho}) - \alpha_i \rho_i^X \vec{\Omega}^{X\rho} \times (\vec{\Omega}^{X\rho} \times \vec{r}^{X\rho}) + \vec{M}_i^{(xi)} + \vec{V}_i^{(xii)} \Gamma_i \end{aligned} \quad (3.10)$$

Na Eq. (3.9), tem-se que a variação da massa da fase em um volume de controle (*i*), somada ao fluxo de massa da fase (*ii*) através do volume de controle é igual à troca de massa interfacial, Γ_i (*iii*). Em cada termo, surge a fração volumétrica α_i como um multiplicador que pondera a probabilidade de ocorrência da fase *i*.

Na Eq. (3.10), as acelerações temporal (*iv*) e convectiva (*v*) da fase *i* são balanceados pelo gradiente de pressão (*vi*), pelo tensor de tensões devidas a efeitos laminares e turbulentos (*vii*), pela força gravitacional (*viii*), pelos efeitos Coriolis (*ix*) e centrífugo (*x*), e pela troca de quantidade de movimento devida às tensões interfaciais (*xi*) e à troca de massa através da interface (*xii*). Os sobrescritos X e X_ρ acompanham variáveis escalares e vetoriais, respectivamente. O primeiro indica uma média de fase, isto é, ponderada pela fração volumétrica, enquanto que o segundo indica uma média de “Favre” (Rosa, 2012). Isso surge do processo de médias e indica que tais propriedades são, agora, reinterpretadas por seus valores médios. Detalhes a respeito dessas definições são descritos em Rosa (2012).

Não existindo troca de massa interfacial, o que é uma hipótese sensata para escoamentos água-ar à pressão e temperatura próximas à ambiente, tem-se que $\Gamma_i = \vec{V}_i^m \Gamma_i = 0$. Resta, então, descrever o termo \vec{M}_i , relacionado às trocas de quantidade de movimento devido às tensões na interface. Não existe uma equação constitutiva única para esse termo, que na prática é aproximado por um conjunto de modelos distintos. Esse assunto é abordado a seguir.

3.2.1 Modelagem das Forças Interfaciais do Modelo de Dois Fluidos

A modelagem do termo de troca de quantidade de movimento devido às tensões na interface, \vec{M}_i , é um tópico de pesquisa constante no contexto do Modelo de Dois Fluidos. Como não existem teorias que forneçam uma única equação constitutiva para esse termo, a alternativa geralmente utilizada é desmembrá-lo em modelos separados para os diferentes mecanismos que o compõem.

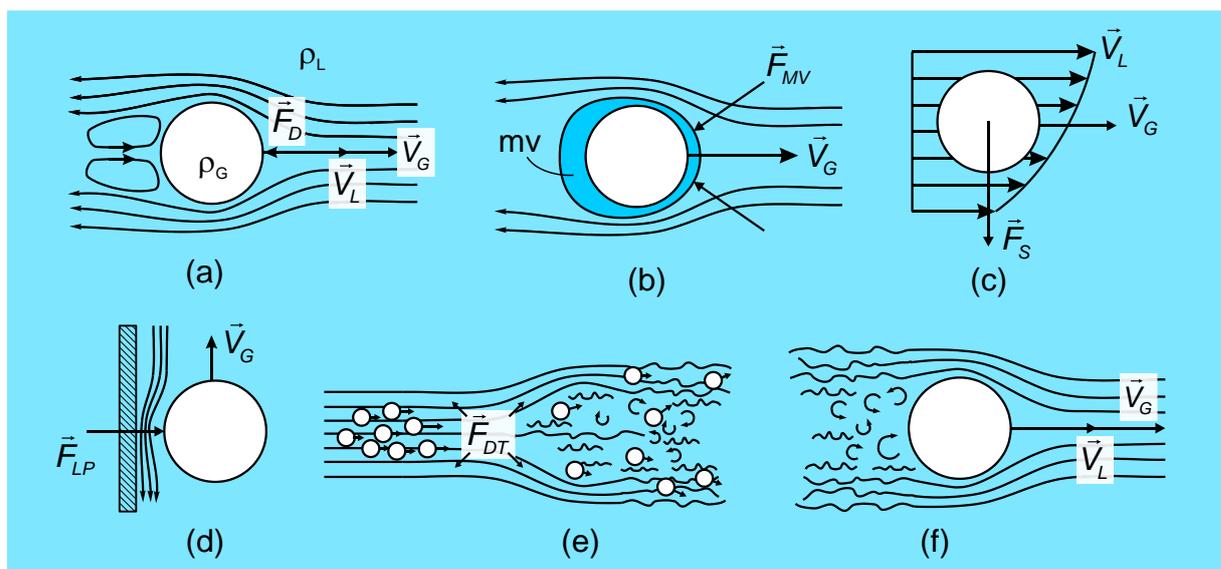
Como visto ao longo da Revisão Bibliográfica, o escoamento líquido-gás em bombas centrífugas se apresenta, para a maioria das condições operacionais, em um padrão caracterizado por um meio contínuo de líquido contendo bolhas dispersas de

tamanhos variados. Em situações de *surging*, entretanto, bolsões de gás são gerados em função de uma forte separação das fases.

Entretanto, o Modelo de Dois Fluidos não é restritivo ao padrão de escoamento bifásico em análise, desde que equações constitutivas consistentes sejam usadas para prever como ocorrem as interações interfaciais que compõem o termo \vec{M}_i . Uma vez que o Modelo de Dois Fluidos suaviza a passagem das fases através do conceito de médias, pode-se considerar, em princípio, o padrão como do tipo disperso afim de modelar as interações entre o líquido e as bolhas de gás, e permitir com que o modelo calcule a formação de bolsões, quando ocorrerem, como regiões de elevada probabilidade de ocorrência de gás.

Considerada a fase gasosa como dispersa, modelos para ao menos seis efeitos de interação entre líquido e gás podem ser importantes no presente contexto. A Figura 3.3 traz uma ilustração de cada um desses efeitos, que ajudam a entender os mecanismos das forças de: (a) arrasto; (b) massa virtual; (c) sustentação; (d) lubrificação de parede; (e) dispersão turbulenta. Em (f), ilustra-se o efeito adicional da passagem da turbulência induzida por uma bolha no campo de líquido. Os índices G e L denotam propriedades das fases líquida e gasosa, respectivamente.

Figura 3.3 – Ilustração dos mecanismos relacionados e efeitos interfaciais entre líquido e gás em escoamentos de padrão disperso: (a) arrasto; (b) massa virtual; (c) sustentação; (d) lubrificação de parede; (e) dispersão turbulenta; (f) turbulência induzida por bolhas.



Fonte: autoria própria.

O termo \vec{M}_i , que tem dimensão de força por volume, é calculado como uma superposição linear das cinco diferentes forças de (a) a (e) da Figura 3.3:

$$\vec{M}_i = \alpha_i \frac{\vec{F}_D + \vec{F}_{MV} + \vec{F}_S + \vec{F}_{LP} + \vec{F}_{DT}}{\nabla_p} = \vec{M}_D + \vec{M}_{MV} + \vec{M}_S + \vec{M}_{LP} + \vec{M}_{DT}, \quad (3.11)$$

onde ∇_p é o volume da bolha sobre a qual atua a força. A fração volumétrica, α_i , indica a “proporção” com que atua cada força dentro de um dado volume de líquido parcialmente ocupado pelo gás, efeito que é tomado na média dentro do contexto do Modelo de Dois Fluidos. Do lado direito da Eq. (3.11), os termos \vec{M}_i indicam as forças por unidade de volume, sendo a forma como são inseridas na equação de transporte, (3.10). As subseções a seguir apresentam, separadamente, os modelos adotados para cada um dos efeitos considerados.

3.2.1.1 Força de arrasto

A força de arrasto, \vec{F}_D , ilustrada na Figura 3.3-(a), representa a resistência que uma partícula sofre ao se mover através de um meio contínuo com velocidade relativa $|\vec{V}_G - \vec{V}_L|$. Considerando-se uma bolha esférica de diâmetro d_b , a força de arrasto por unidade de volume do líquido atuando sobre ela, $\vec{M}_{D,LG}$, é dada por:

$$\vec{M}_{D,LG} = -\frac{1}{8} C_D A_{ij} \rho_L (\vec{V}_G - \vec{V}_L) \cdot |\vec{V}_G - \vec{V}_L|, \quad (3.12)$$

onde A_{ij} é a densidade de área interfacial e C_D é o coeficiente de arrasto, que deve ser modelado. O sinal negativo indica que a força atua sempre contra o sentido da velocidade relativa entre as fases. Essa força é simétrica com respeito à terceira lei de Newton, isto é, $\vec{M}_{D,LG} = -\vec{M}_{D,GL}$, onde $\vec{M}_{D,GL}$ é a força de reação da bolha sobre o líquido (o que é válido para as demais forças consideradas).

A densidade de área interfacial, A_{ij} , representa, como o próprio nome sugere, a quantidade de área interfacial existente entre as fases i e j por unidade de volume.

Esse conceito surge de uma necessidade de generalização da área de contato média entre as fases, já que no Modelo de Dois Fluidos a presença da fase é suavizada no espaço. A forma mais comumente adotada para expressar A_{ij} para o escoamento de bolhas é o modelo de partícula, que assume uma forma esférica para as bolhas e que pode ser obtida tomando-se a razão entre a área da superfície da bolha ($=\pi d_b^2$) pelo seu volume ($=\pi d_b^3/6$) vezes a fração volumétrica ocupada pelo gás, α_G , isto é:

$$A_{ij} = \alpha_G \frac{\pi d_b^2}{(\pi d_b^3 / 6)} = 6 \frac{\alpha_G}{d_b} \quad (3.13)$$

Para soluções numéricas, é conveniente adaptar a Eq. (3.13) para evitar inconsistências físicas e instabilidades numéricas. De acordo com ANSYS (2019), a primeira modificação consiste em se evitar com que a fração volumétrica de gás, α_G , tenda a um valor exatamente igual a zero, limitando-a a um mínimo, sendo $\alpha_{G,\min} = 1 \cdot 10^{-7}$ de acordo com a referência. Por outro lado, para valores de α_G muito elevados, quando a hipótese de escoamento disperso deixa de ser válida, ANSYS (2019) sugere que o valor de α_G seja reduzido continuamente para que, à medida em que a fração volumétrica de gás tenda à unidade, a densidade de área interfacial tenda a zero. Assume-se que essa redução se inicie a partir de uma fração volumétrica máxima, $\alpha_{G,\max}$, que, na prática, indica o máximo empacotamento de bolhas na forma dispersa. Neste trabalho, adota-se, de acordo com ANSYS (2019), $\alpha_{G,\max} = 0,8$.

Tomadas essas considerações, a expressão adaptada adotada para a densidade de área interfacial é dada por:

$$A_{ij} = 6 \frac{\tilde{\alpha}_G}{d_b}, \quad (3.14)$$

onde:

$$\tilde{\alpha}_G = \begin{cases} \text{máx}(\alpha_G, \alpha_{G,\min}), & \text{se } \alpha_G < \alpha_{G,\max} \\ \text{máx}\left(\frac{1-\alpha_G}{1-\alpha_{G,\max}} \alpha_{G,\max}, \alpha_{G,\min}\right), & \text{se } \alpha_G \geq \alpha_{G,\max} \end{cases} \quad (3.15)$$

Por sua vez, modelos para o coeficiente de arrasto levam em conta uma série de fatores, como o regime de escoamento, a forma das bolhas e a proximidade entre elas em um escoamento disperso. O parâmetro primordial que define o regime de escoamento da bolha é o número de Reynolds de partícula, Re_p , calculado como:

$$Re_p = \frac{\rho_L |\vec{V}_G - \vec{V}_L| d_b}{\mu_L} \quad (3.16)$$

Partículas escoando sozinhas em um meio contínuo estão sujeitas a um regime altamente viscoso a baixos números de Reynolds, onde C_D cai significativamente com Re_p , e turbulento a altos números de Reynolds, onde C_D tende a uma constante. Uma expressão bem definida para partículas esféricas escoando em um meio infinito (Schiller e Naumann, 1933) que engloba todos os regimes é dada por:

$$C_{D,esf} = \max \left[\frac{24}{Re_p} (1 + 0,15 Re_p^{0,687}); 0,44 \right] \quad (3.17)$$

Entretanto, uma bolha pode admitir diâmetros consideráveis em diversas situações (maiores que 4 mm em escoamentos água-ar, por exemplo) como resultado de coalescência com outras bolhas, podendo se deformar. Para isso, adota-se como referência, nesse trabalho, o modelo de Grace (Clift et al., 1978) para o cálculo do coeficiente de arrasto sobre bolhas elípticas, $C_{D,elip}$:

$$C_{D,elip} = \frac{4 g d_b (\rho_L - \rho_G)}{3 U_T^2 \rho_L}, \text{ onde} \quad (3.18)$$

$$U_T = \frac{\mu_L}{\rho_L d_b} Mo^{-0,149} (J - 0,857),$$

$$J = \begin{cases} 0,94 G^{0,757} & 2 < G \leq 59,3 \\ 3,42 G^{0,441} & G > 59,3 \end{cases}, \quad G = \frac{4}{3} Eo Mo^{-0,149} \left(\frac{\mu_L}{0,0009} \right)$$

onde $Eo = (\rho_L - \rho_G) g d_b^2 / \sigma$ e $Mo = g \mu_L^4 (\rho_L - \rho_G) / \rho_L^2 \sigma^3$ são os números de Eotvos e Morton (Rosa, 2012), usados para se identificar a tendência de uma bolha em se deformar em função de efeitos como empuxo e tensão superficial.

Para levar em conta os diferentes regimes, calcula-se, em princípio, o coeficiente de arrasto de uma bolha escoando sozinha, $C_{D,\infty}$, como (ANSYS, 2019):

$$C_{D,\infty} = \max(C_{D,esf}; C_{D,dist}), \quad (3.19)$$

onde $C_{D,dist} = \min(C_{D,elip}, C_{D,cap})$ é o coeficiente de arrasto para o regime distorcido que toma o menor valor entre $C_{D,elip}$ e a expressão para o coeficiente de arrasto para uma bolha no regime de capa esférica, $C_{D,cap} = 8/3$.

As expressões acima assumem o movimento de bolhas em um meio contínuo líquido infinito. Em regimes densamente dispersos, o movimento das partículas provoca, inevitavelmente, uma deformação do escoamento ao seu redor, que por sua vez afeta as partículas vizinhas. Na prática, observa-se que o efeito dessa interação é a redução da velocidade terminal das partículas escoando em conjunto (Roghair et al., 2013), por vezes entendido como produto da geração de uma resistência adicional ao seu movimento, na forma de uma tensão aparente (Ishii e Zuber, 1979).

Para modelar esse efeito, também denominado de *swarm* ou de densa aglomeração, pode-se recorrer a um ajuste do coeficiente de arrasto. Uma das abordagens mais usadas nessa linha consiste na adoção de um fator multiplicador sobre o coeficiente de arrasto obtido para uma bolha escoando sozinha (Rusche e Issa, 2000). Tal fator é dado por uma função que deve levar em conta a fração volumétrica local de gás e, eventualmente, outros fatores. Modelos da literatura que adotam essa metodologia incluem Rusche e Issa (2000), Simonnet et al. (2007), Roghair et al. (2013) e a simples função de potência proposta por ANSYS (2019).

Dentre os citados, o modelo de Roghair et al. (2013), em particular, foi obtido a partir de testes com simulação numérica direta para colunas de bolhas de diâmetros controlados, evitando-se assim com que o efeito de *swarm* seja afetado por largas variações de diâmetros de bolhas e transição de padrões de escoamento bifásico que poderiam ocorrer a altas concentrações de gás. Através da análise das imagens dos padrões de escoamento de Cubas (2017) e deste trabalho, reconheceu-se que o escoamento de bolhas em rotores de fato pode ocorrer na forma de uma densa

aglomeração de bolhas dispersas em muitas situações, tal que o modelo de Roghair et al. (2013) se mostrou a abordagem mais consistente entre as alternativas avaliadas.

Em linhas gerais, o modelo de Roghair et al. (2013) calcula a velocidade terminal de conjuntos de bolhas como função da fração volumétrica de gás e do número de Eotvos, e a partir dessa nova velocidade terminal, recalcula o coeficiente de arrasto para o conjunto de bolhas. A expressão proposta é dada por:

$$\frac{C_D}{C_{D,\infty}(1-\alpha_G)} = 1 + \left(\frac{22}{Eo + 0,4} \right) \alpha_G, \quad (3.20)$$

que é válida entre $0 < \alpha_G < 0.45$. O valor de $C_{D,\infty}$ é calculado pela Eq. (3.19). Para evitar com que o coeficiente de arrasto cresça indefinidamente acima da faixa limitada pelo modelo, adotou-se, neste trabalho, a seguinte adaptação:

$$C_D = \begin{cases} C_{D,\infty}(1-\alpha_G)[1+(18/Eo)\alpha_G], & \text{se } \alpha_G \leq 0,45 \\ C_{D,\infty}(1-0,45)[1+(18/Eo)0,45], & \text{se } \alpha_G > 0,45 \end{cases} \quad (3.21)$$

3.2.1.2 Força de massa virtual

A força de arrasto não leva em conta a força que uma bolha de tamanho finito precisa promover para arrastar uma porção de líquido na medida em que atravessa o meio contínuo. A força de massa virtual, \vec{F}_{MV} , ilustrada na Figura 3.3-(b), busca prever esse efeito. Ela é proporcional a uma fração da massa de líquido deslocada pela bolha, chamada de “massa virtual” (ilustrada como a coroa de líquido “mv” na figura) e à correspondente aceleração, no tempo e no espaço, das fases líquida e gasosa. Sua expressão por unidade de volume, para um referencial rotativo, é dada por:

$$\vec{M}_{MV,LG} = -C_{MV}\alpha_G\rho_L \left(\frac{D_G\vec{V}_G}{Dt} - \frac{D_L\vec{V}_L}{Dt} + 2\vec{\Omega} \times (\vec{V}_G - \vec{V}_L) \right), \quad (3.22)$$

onde C_{MV} é o coeficiente de massa virtual. Um valor de $C_{MV} = 0,5$ é o mais comumente assumido na literatura, sendo também assumido neste trabalho.

Nota-se que, como no caso da força de arrasto, a força de massa virtual é proporcional à fração volumétrica de gás, α_G . Segundo ANSYS (2019), forças interfaciais que não a de arrasto podem ser amortecidas de modo mais agressivo para valores de α_G altos, de modo a aumentar a robustez numérica da solução e evitar inconsistências físicas. ANSYS (2019) propõe que, para essas forças, a densidade de área interfacial dada pela Eq. (3.14) seja multiplicada por uma função amortecedora, f_{amort} , que é dada por:

$$f_{amort} = \left(\frac{1 - \alpha_G}{1 - \alpha_G} \right)^5, \quad (3.23)$$

onde:

$$\alpha'_G = \begin{cases} \alpha_G, & \text{se } \alpha_G \leq 0,25 \\ 0,393855 - 0,57142 \cdot \alpha_G & \text{se } 0,25 < \alpha_G \leq 0,6 \\ 0,05 & \text{se } \alpha_G > 0,6 \end{cases}, \quad (3.24)$$

O modelo de amortecimento é adotado por padrão na solução numérica das equações, não apenas para atenuação da força de massa virtual, mas para as demais forças interfaciais deste trabalho (exceto a de arrasto, para a qual o modelo de densidade de área interfacial das Eqs. (3.14) e (3.15) é usado).

3.2.1.3 Força de sustentação

Uma partícula com movimento de translação em um escoamento viscoso experimenta um campo de velocidade assimétrico ao seu redor. Essa combinação gera uma força que desloca sua trajetória lateralmente. A força associada a esse mecanismo, indicado na Figura 3.3-(c), é chamada de força de sustentação, \vec{F}_S .

Auton (1987) propõe uma expressão para esse efeito através da análise da força de pressão que atua sobre uma esfera em um campo rotacional. A expressão para a força por unidade de volume derivada desse procedimento é dada por:

$$\vec{M}_{S,LG} = -C_S \rho_L \alpha_G \left[(\vec{V}_G - \vec{V}_L) \times \text{rot}(\vec{V}_L) \right], \quad (3.25)$$

onde $rot(\vec{V}_L)$ é o rotacional de \vec{V}_L e C_S é o coeficiente de sustentação.

Existem diversos modelos para o cálculo de C_S , sendo adotado, neste trabalho, o modelo de Tomiyama (1998). Esse modelo considera um valor constante para bolhas esféricas, mas admite uma redução de C_S para regimes viscosos, ou mesmo um valor negativo para bolhas grandes e deformadas, casos onde a esteira na traseira da bolha pode descaracterizar a situação idealizada na Figura 3.3-(c), mudando o sentido da força. A expressão geral do modelo é dada pela Eq. (3.26) a seguir:

$$C_S = \begin{cases} \min(0,288 \tanh(0,121 Re_p); f(Eo')) & Eo' \leq 4 \\ f(Eo') & 4 < Eo' \leq 10 \\ -0,27 & 10 < Eo' \end{cases},$$

$$f(Eo') = 0,00105(Eo')^3 - 0,0159(Eo')^2 - 0,0204Eo' + 0,474, \quad (3.26)$$

$$Eo' = \frac{g(\rho_L - \rho_G)d_{b,def}^2}{\sigma}; \quad d_{b,def} = d_b(1 + 0,163Eo^{0,757})^{1/3}$$

3.2.1.4 Força de lubrificação de parede

Em certas situações, forças laterais como a de sustentação podem empurrar as bolhas em direção à parede. Para que uma bolha se aproxime a ponto de tocar a parede, contudo, ela precisa drenar o líquido contido entre elas. Entretanto, a velocidade de drenagem do líquido contido entre a parede e uma bolha muito próxima é muito baixa devido à condição de não-deslizamento, o que dificulta o processo e provoca, indiretamente, uma diferença de velocidade significativa entre o lado da bolha voltado à parede e o lado voltado ao escoamento. Segundo Antal et al. (1991), essa assimetria cria, momentaneamente, uma força que age no sentido de repelir a bolha da parede, que tende a estar sempre "lubrificada" pelo líquido.

Essa analogia dá nome à força de lubrificação de parede, \vec{F}_{LP} (Figura 3.3-(d)). Uma expressão usual para a sua modelagem é proposta por Antal et al. (1991), que na forma de força por unidade de volume é dada por:

$$\vec{M}_{LP,LG} = C_{LP} \alpha_G \rho_L \left| (\vec{V}_G - \vec{V}_L)_w \right|^2 \vec{n}_w, \quad (3.27)$$

onde $(\vec{V}_G - \vec{V}_L)_w$ é a componente da velocidade relativa entre as fases em um plano paralelo à parede e \vec{n}_w é um vetor unitário normal à parede e que aponta da parede para o fluido. Por sua vez, C_{LP} é o coeficiente a ser modelado. O modelo de Antal et al. (1991), adotado como referência neste trabalho, assume:

$$C_{LP} = \max\left(0; \frac{C_{LP1}}{d_b} + \frac{C_{LP2}}{\delta_w}\right), \quad (3.28)$$

onde δ_w é a distância do ponto de cálculo em relação à parede. Os valores de C_{LP1} e C_{LP2} são -0,01 e 0,05. A relação entre os módulos de C_{LP1} e C_{LP2} definem o alcance de atuação da bolha em relação à parede, sendo nesse caso de $\delta_w = 5d_b$.

3.2.1.5 Força de dispersão turbulenta

A força de dispersão turbulenta, \vec{F}_{DT} , como o próprio nome sugere, está associada à turbulência da fase contínua e ao seu efeito sobre a fase dispersa. Seu mecanismo está ilustrado na Figura 3.3-(e). De modo geral, as flutuações de velocidade devido ao movimento dos turbilhões da fase contínua incidem sobre a fase dispersa, dissipando picos de concentração de partículas.

Existem várias expressões matemáticas que buscam modelar esse efeito, sendo um dos modelos mais usados o de Lopez de Bertodano (1991), também assumido neste trabalho. A derivação desse modelo é baseada na avaliação da difusão da fração volumétrica de gás em função das flutuações turbulentas do campo de líquido a partir de uma analogia com a difusão térmica de moléculas de ar na atmosfera, que é explicada em Lahey et al. (1993). A expressão para a força de dispersão turbulenta obtida, atuando da fase contínua sobre a dispersa, é dada por:

$$\vec{M}_{DT,LG} = C_{TD} \cdot \rho_L \cdot k_L \cdot \nabla \alpha_L, \quad (3.29)$$

onde k_L é a energia cinética turbulenta e C_{TD} é o coeficiente de dispersão turbulenta.

Lopez de Bertodano (1991) e Lahey et al. (1993) sugerem que $C_{TD} = 0,1$ proporcionam os melhores resultados do modelo para escoamentos de bolhas em

duto triangulares e tubos. Posteriormente, diversos trabalhos sugerem valores distintos para validações em outras situações. ANSYS (2019) propõe um valor entre $C_{TD} = 0,1$ e $0,5$ para escoamento de bolhas dispersas. Já Wang e Yao (2016) e vários outros assumem $C_{TD} = 1,0$ ou valores ainda maiores. Após testes preliminares, assumiu-se, neste trabalho, $C_{TD} = 0,3$ como o valor de referência, embora comparações com outros valores serão exercitadas na análise dos resultados.

A Figura 3.3-(f) indica um último efeito da interação entre as fases líquida e gasosa, que se refere à turbulência induzida por bolhas. Ele não é introduzido na forma de uma força, mas sim através de modificações no modelo de turbulência. Esse efeito, bem como considerações gerais a respeito da modelagem de turbulência no Modelo de Dois Fluidos, é descrito na seção a seguir.

3.2.2 Modelagem da Turbulência para o Modelo de Dois Fluidos

Como comentado anteriormente, a complexidade associada à solução de escoamentos turbulentos é tal que a vasta maioria das aplicações em engenharia ainda se baseia na utilização de modelos baseados em médias de Reynolds. Em escoamentos multifásicos, as complexidades são ainda maiores, em especial pela transitoriedade causada pelo próprio movimento relativo das fases envolvidas.

Na seção 3.1, a tensão aparente em escoamento monofásico foi modelada pela soma das viscosidades laminar e turbulenta, também adotada no termo (vii) da Eq. (3.10). A viscosidade aparente em um escoamento bifásico de padrão disperso, entretanto, conta com um efeito adicional relacionado à passagem das bolhas pelo meio contínuo, por vezes chamado de “turbulência induzida por bolhas” (Yeoh e Tu, 2009). Esse efeito é significativo na maioria dos casos e precisa ser modelado.

Sato e Sekoguchi (1975) estenderam o conceito de uma tensão aparente para incluir o efeito da turbulência induzida por bolhas. O modelo assume uma superposição linear de efeitos em que a viscosidade turbulenta aparente da fase líquida em escoamento bifásico, $\mu_{t,ap}$, corresponde à turbulência da fase contínua, μ_t , somada à uma viscosidade turbulenta associada à passagem das bolhas, isto é:

$$\mu_{t,ap} = \mu_t + \mu_{t,ib} , \quad (3.30)$$

onde $\mu_{t,ib}$ é a parcela da viscosidade turbulenta induzida pela passagem das bolhas. A viscosidade turbulenta μ_t é calculada pelo modelo de turbulência escolhido para a fase líquida, que no presente caso corresponde à Eq. (3.7). Já a parcela induzida por bolhas, segundo o modelo, é diretamente proporcional ao diâmetro da bolha, d_b , à fração de vazio local, α_G e à velocidade relativa entre as fases, $|\vec{V}_G - \vec{V}_L|$, tal que:

$$\mu_{t,ib} = \kappa_{Sato} \rho_L d_b \alpha_G |\vec{V}_G - \vec{V}_L| , \quad (3.31)$$

onde κ_{Sato} é um coeficiente entre 0 e 1, sendo 0,6 o valor mais comum na literatura.

Esse modelo, embora ainda muito usado, conta com uma série de desvantagens, entre elas a inclusão explícita da turbulência induzida por bolhas na tensão turbulenta, ao invés de contribuir para o real nível de turbulência adicional gerada no escoamento (Rzehak e Krepper, 2013).

Modelos alternativos existem para buscar prever de forma mais realista o nível de turbulência em escoamentos bifásicos. Uma proposta comum na literatura consiste em se assumir que a energia perdida por uma bolha devido à força de arrasto é convertida em energia cinética turbulenta na traseira da bolha (Rzehak e Krepper, 2013). Uma forma genérica para esse termo (Ma et al., 2017) é dada por:

$$S_L^k = C_k^{BIT} \cdot M_{D,LG} |\vec{V}_G - \vec{V}_L| , \quad (3.32)$$

onde $M_{D,LG}$ é a magnitude da força de arrasto e C_k^{BIT} é um coeficiente de ajuste.

Rzehak e Krepper (2013) e outros autores assumem $C_k^{BIT} = 1,0$, embora Magolan (2018) argumente que $C_k^{BIT} < 1,0$ pois, na prática, a conversão de energia a partir da força de arrasto para a turbulência induzida não é 100% eficiente. Em um exercício de calibração com dados de simulação numérica direta (DNS) para uma coluna de bolhas, Ma et al. (2017) propõem um valor menor do que 1,0 como função do número de Re_b ; na prática, a faixa de Re_b avaliada pelos autores é relativamente

pequena, sendo que $C_k^{BIT} \approx 0,72$ aproxima bem o valor dado pelo modelo. Neste trabalho, adotou-se $C_k^{BIT} = 0,72$, sendo a Eq. (3.32) implementada na forma de um termo fonte correspondente no lado direito da equação de k , Eq. (3.3).

A passagem de bolhas não apenas induz um termo adicional de produção de energia cinética turbulenta, mas também uma dissipação de energia turbulenta correspondente. Para modelos de turbulência da família “ k - ε ”, uma forma comum para um termo fonte relacionado a dissipação de energia turbulenta induzida por bolhas, S_L^ε , é obtida através de uma analogia com escoamentos monofásicos (Rzehak e Krepper, 2013) como função do termo S_L^k , sendo descrita genericamente por:

$$S_L^\varepsilon = \frac{C_B^\varepsilon}{\tau_{esc}} S_L^k, \quad (3.33)$$

onde C_B^ε é um coeficiente de ajuste e τ_{esc} é uma escala de tempo turbulenta, que surge em função da analogia com escoamento monofásico e deve ser especificada.

Diversos modelos existem para esse fim na literatura, cada qual com uma especificação para τ_{esc} , como por exemplo Morel (1997), Troshko e Hassan (2001), Politano et al. (2003) e Rzehak e Krepper (2013). Ma et al. (2017), também auxiliados por dados de DNS, assumem $\tau_{esc} = d_b / |\vec{V}_G - \vec{V}_L|$ e $C_B^\varepsilon = 0,3 \cdot C_D$, tal que:

$$S_L^\varepsilon = 0,3 \cdot C_D \cdot \frac{S_L^k}{\left(d_b / |\vec{V}_G - \vec{V}_L|\right)}, \quad (3.34)$$

onde C_D é o coeficiente de arrasto e d_b é o diâmetro da bolha.

Por fim, uma expressão para a equação de ω (e não ε) é necessária, para uso junto ao modelo k - ω SST, como termo fonte da Eq. (3.4). Neste trabalho, adota-se a proposta de Rzehak e Krepper (2013), que sugerem que um termo S_L^ω para a Eq. (3.4) pode ser obtido a partir de S_L^ε e S_L^k na forma:

$$S_L^\omega = \frac{S_L^\varepsilon}{C_\mu k_L} - \frac{\omega_L}{k_L} S_L^k \quad (3.35)$$

onde $C_\mu = 0,09$ e S_L^ε é calculado conforme o modelo de Ma et al. (2017), Eq. (3.34).

Até aqui, foram propostos modelos para resolver a turbulência da fase líquida. Alguma consideração deve ser feita, também, para a turbulência da fase gasosa. Atualmente, na ausência de modelos mais complexos ou pela necessidade de simplificação e redução de custo computacional, abordagens relativamente simples são adotadas na maioria dos trabalhos. Exemplos incluem desprezar a turbulência da fase gasosa (Rzehak e Krepper, 2013) ou resolvê-la em conjunto com o líquido na forma de uma mistura homogênea (ANSYS, 2019).

Outra abordagem relativamente simples e sem custo computacional adicional consiste no uso de um modelo algébrico para a fase gasosa (Yamoah et al. [2015], ANSYS [2019]). Neste modelo, a viscosidade turbulenta da fase gasosa, $\mu_{G,t}$, é tomada como proporcional à viscosidade turbulenta da fase líquida, $\mu_{L,t}$, e ponderada pelas razão das massas específicas das fases:

$$\mu_{G,t} = \frac{\rho_G}{\rho_L} \frac{\mu_{L,t}}{Pr_{G,t}} \quad (3.36)$$

onde $Pr_{G,t}$ é o número de Prandtl turbulento da fase gasosa. ANSYS (2019) argumenta que, na maioria das situações, $Pr_{G,t} = 1,0$ é uma aproximação razoável, valor também adotado por Yamoah et al. (2015). Essa abordagem é seguida neste trabalho, adotando-se o modelo algébrico dado pela Eq. (3.36) e $Pr_{G,t} = 1,0$.

3.3 MODELO POLIDISPERSO DE MÚLTIPLOS GRUPOS DIMENSIONAIS (MUSIG)

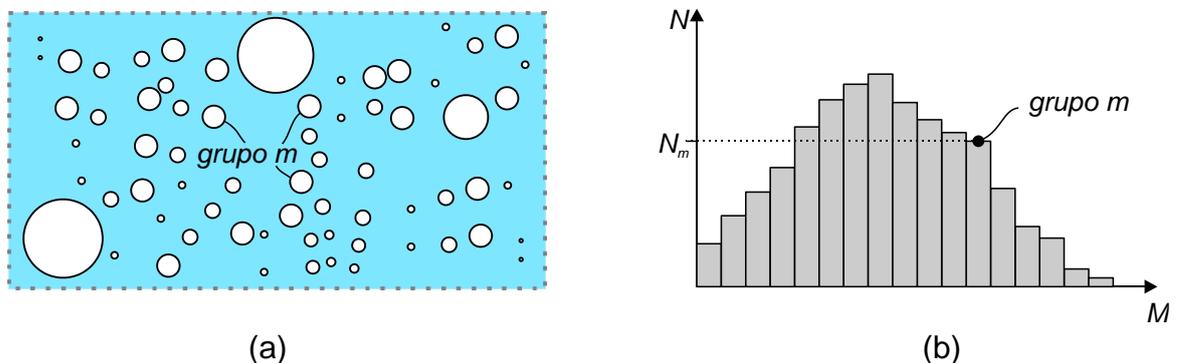
Existem diversas complicações na modelagem do padrão em bolhas dispersas. Um dos fatores mais críticos se refere ao diâmetro da bolha considerado para as simulações numéricas. Diversas interações interfaciais, como a força de arrasto, são muito sensíveis a esse parâmetro. Nem sempre a adoção de um modelo

monodisperso para o escoamento - ou seja, em que se assume que toda a fase dispersa tem um diâmetro constante - resulta em resultados consistentes.

Além disso, especialmente para o caso de bombas centrífugas, foi verificado na seção 2.2 que as bolhas interagem dentro do rotor por efeitos de quebras ou de coalescência. Portanto, a adoção de um diâmetro constante para a modelagem é uma simplificação que pode vir a afetar significativamente os resultados.

A fim de prever uma distribuição mais realista de diâmetros de bolhas no campo de escoamento, assume-se, neste trabalho, o modelo de múltiplos grupos dimensionais, *MUSIG* (Lo, 1996). Ele é complementar ao Modelo de Dois Fluidos, e se baseia em uma teoria de balanço populacional, em que um número finito de grupos dimensionais ocorre no escoamento com uma maior ou menor probabilidade.

Figura 3.4 – (a) Distribuição de bolhas de diferentes tamanhos em um escoamento polidisperso; (b) gráfico correspondente da probabilidade de ocorrência de um grupo m entre diversos grupos presentes dentro de um volume em análise.



Fonte: autoria própria.

A Figura 3.4 ilustra o conceito base do modelo *MUSIG*, mostrando em (a) uma região de um escoamento povoada por uma distribuição de bolhas de diversos tamanhos e em (b) o gráfico correspondente, que correlaciona uma variedade de grupos dimensionais de tamanhos de bolha, M , com a densidade de partículas de cada grupo dentro do volume em análise, N . A densidade N_m indica a probabilidade de ocorrência de um grupo genérico “ m ” num dado ponto do escoamento.

O modelo é descrito no contexto do Modelo de Dois Fluidos através da fração de tamanhos ocupada por um dado grupo num dado volume, $f_m = m_m N_m / (\alpha_G \rho_G) =$

α_m / α_G (onde m_m e α_m são a massa e a fração volumétrica do grupo m , respectivamente), para a qual se deriva uma equação de transporte na forma definida a seguir:

$$\frac{\partial \alpha_G \rho_G^X f_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_G \rho_G^X \vec{V}_G^X f_m) = B_m^c - D_m^c + B_m^q - D_m^q \quad (3.37)$$

Do lado esquerdo da equação, o termo (i) representa a taxa de crescimento da fração de tamanhos f_m do grupo m em um dado volume, e (ii) o fluxo de f_m através do volume. Eles são balanceados pelos termos do lado direito, que representam: (iii) a taxa de nascimento do grupo m por coalescência de grupos menores; (iv) a taxa de morte do grupo m por coalescência (o que alimentará grupos maiores); (v) a taxa de nascimento do grupo m por quebra de grupos maiores; e (vi) a taxa de morte do grupo m por quebra (que alimentará grupos menores).

São resolvidas tantas equações equivalentes à Eq. (3.37) quanto seja o número de grupos considerados, o que torna o modelo mais custoso computacionalmente do que um equivalente monodisperso. Os tamanhos assumidos em cada grupo dimensional dependem do problema e, via de regra, de um conhecimento mínimo do caso a ser resolvido. No presente trabalho, essas definições terão como base dados provenientes de visualizações do estudo experimental.

Já os termos de (iii) a (vi) são calculados por modelos, que buscam prever como os diferentes grupos interagem entre si, por mecanismos físicos diversos. Neste trabalho, consideram-se modelos separados para mecanismos de quebra e coalescência. Eles são avaliados por pares de grupos, e ao final as taxas individuais de quebra e coalescência entre os pares são integradas para calcular as taxas totais de morte e nascimento que compõem o lado direito da Eq. (3.37). Os modelos de quebra e coalescência usados são apresentados nas subseções seguintes.

3.3.1 Modelagem da Quebra de Bolhas

Embora o modelo MUSIG pudesse ser usado em princípio sem quaisquer modelos adicionais para previsão de taxas de morte e nascimento de grupos – isto é, adotando-se uma distribuição fixa de diâmetros -, escoamentos dispersos em bombas

centrífugas podem estar sujeitos a intensos fenômenos de quebra e coalescência em função de elevados gradientes de velocidade e alta intensidade de turbulência em pontos específicos do rotor. Além disso, as distribuições podem variar significativamente com as vazões de líquido e gás e a velocidade de rotação.

Sendo assim, decidiu-se usar modelos para quebra e coalescência de bolhas juntamente ao modelo MUSIG, algo novo para a literatura da área, como forma de avaliar a capacidade desses modelos em capturar, ainda que qualitativamente, as tendências observadas em bombas centrífugas, como forma de agregar uma descrição mais consistente do que a usual hipótese de escoamento monodisperso, e com a expectativa que esse seja mais um fator que ajude no progresso de modelos numéricos para simulações mais realistas de escoamentos líquido-gás em bombas.

Dentre as opções disponíveis para uso junto ao Modelo de Dois Fluidos, o modelo de Luo e Svendsen (1996) é um dos modelos de quebra considerados como referência na literatura, em parte por estar disponível diretamente em alguns códigos computacionais comerciais. Diversos estudos como Krepper et al. (2008) e Liao et al. (2011), entretanto, demonstram que o modelo de Luo e Svendsen (1996) tende a sobrestimar de forma demasiada a taxa de quebra de bolhas em escoamentos de água e ar, algo que foi confirmado neste trabalho em testes iniciais.

Um dos desenvolvimentos mais recentes que busca corrigir tal deficiência é o modelo de Liao et al. (2015). Esse modelo é baseado no critério de quebra de Martínez-Bazán et al. (1999), o qual propõe que: (i) bolhas imersas em um escoamento estão sujeitas a uma tensão destrutiva, τ_{Destr} , advinda de algum mecanismo (turbulência, por exemplo), a qual tenderá a atuar sobre a superfície da bolha no sentido de deformá-la; (ii) a tensão superficial da bolha atuará no sentido de restaurar sua forma inicial; (iii) se τ_{Destr} exceder um valor crítico, τ_{Crit} , relacionado à tensão de restauração proporcionada pela tensão superficial, a bolha será quebrada.

Tomando-se o critério acima, o modelo propõe, baseado em Martínez-Bazán et al. (1999), uma generalização para a frequência de quebra de uma bolha de tamanho d_m em uma bolha de tamanho menor d_n , $\Omega_Q(d_m, d_n)$, em função de τ_{Destr} e τ_{Crit} :

$$\Omega_Q(d_m, d_n) = \begin{cases} \frac{1}{d_m} \sqrt{\frac{\tau_{Destr} - \tau_{Crit}}{\rho_L}} & \text{se } \tau_{Destr} > \tau_{Crit} \\ 0 & \text{se } \tau_{Destr} \leq \tau_{Crit} \end{cases}, \quad (3.38)$$

Como na maioria dos trabalhos, o modelo assume a hipótese de quebra binária, isto é, uma bolha de tamanho d_m é quebrada em não mais do que duas bolhas, uma delas a bolha d_n para a qual a taxa acima é calculada e a outra o seu par restante, de tamanho d_k , que é calculado como:

$$d_k = (d_m^3 - d_n^3)^{1/3}, \quad (3.39)$$

Diferentemente de outras propostas, entretanto, o modelo admite que a tensão crítica, τ_{Crit} , seja calculada pela combinação de dois critérios de quebra, tal que:

$$\tau_{Crit} = \text{máx}(\tau_{Crit1}, \tau_{Crit2}) \quad (3.40)$$

O primeiro critério, que define τ_{Crit1} , é determinado pelo aumento da energia necessário para formar a superfície das duas bolhas após a quebra em comparação com a bolha d_m , sendo dado por:

$$\tau_{Crit1} = \frac{6\sigma}{d_m} \left(\left(\frac{d_n}{d_m} \right)^2 + \left(\frac{d_k}{d_m} \right)^2 - 1 \right), \quad (3.41)$$

onde σ é a tensão superficial entre o par água e ar, assumido nesse trabalho como $\sigma = 0,071$ [N/m]. Já o segundo critério, que define τ_{Crit2} , é determinado pela força de capilaridade da menor bolha formada após a quebra:

$$\tau_{Crit2} = \frac{\sigma}{\text{mín}(d_n, d_k)}, \quad (3.42)$$

Já a tensão destrutiva, τ_{Destr} , pode ser derivada de diversos efeitos. Luo e Svendsen (1996) e Martínez-Bazán et al. (1999) consideram somente o efeito da força inercial gerada pelas flutuações de velocidade devido à turbulência da fase líquida na composição de τ_{Destr} . Liao et al. (2015) assumem também mecanismos isolados de

cisalhamento laminar, cisalhamento por turbilhões e arrasto interfacial. Esses três últimos efeitos, entretanto, são sugeridos pelos autores para o caso em que os diâmetros de bolha sejam da ordem da escala de Komolgorov, tornando suas faixas muito restritas na maioria dos casos. Por isso, neste trabalho, apenas o efeito turbulento foi considerado, para o qual o modelo de Liao et al. (2015) é tal que:

$$\tau_{Destr} = \rho_L \cdot (\varepsilon_L \cdot d_m)^{2/3}, \quad (3.43)$$

onde ε_L é a taxa de dissipação turbulenta da fase líquida, que pode ser estimada a partir de k_L e ω_L como $\varepsilon_L = C_\mu \cdot k_L \cdot \omega_L$ após a solução das Eqs. (3.3) e (3.4).

3.3.2 Modelagem da Coalescência de Bolhas

Em escoamentos líquido-gás de padrão disperso, a coalescência se deve, em geral, à ocorrência sistemática de colisões bolha-bolha. Segundo Liao et al. (2015), elas podem ocorrer por vários mecanismos que incluem turbulência, captura por turbilhões, gradientes de velocidade, empuxo e aprisionamento em esteiras de líquido.

Analogamente ao caso de quebra, a existência de mecanismos que promovam aproximações entre bolhas não garante que, de fato, sua colisão resultará em coalescência. De uma forma genérica, a maioria dos modelos de coalescência assume que a taxa de coalescência entre uma bolha de tamanho m e outra de tamanho n seja dada por uma função *kernel*, $C(d_m; d_n)$, dada pelo produto entre uma frequência de colisão, Θ_{mn} e a eficiência dessa colisão, η_{mn} . Seguindo-se procedimento similar a Liao et al. (2015), adota-se, ainda, uma função amortecedora ou intensificadora de colisão associada à fração volumétrica de gás, $f_C(\alpha_G)$:

$$C(d_m; d_n) = \Theta_{mn} \cdot \eta_{mn} \cdot f_C(\alpha_G) \quad (3.44)$$

Um dos modelos de referência na literatura que partem desse princípio é o de Prince e Blanch (1990). Os autores assumem três mecanismos de aproximação de bolhas: (a) colisões por turbilhões da fase líquida; (b) cisalhamento viscoso formado por recirculações em padrões de escoamento a altas vazões de gás; (c) empuxo, devido à aproximação entre bolhas de diferentes tamanhos que viajam a diferentes

velocidades. O mecanismo (b) é relevante para colunas de bolhas e foi desprezado neste trabalho. O mecanismo (c), com sua formulação original, é pensado para escoamentos verticais em tubos, sendo também desconsiderado.

Dentre os outros possíveis mecanismos de colisão propostos por Liao et al. (2015), o de captura por turbilhões é relevante para bolhas muito menores do que a escala de Komolgorov, sendo, portanto, relevante para uma faixa muito restrita de diâmetros de bolhas tal que pode ser desprezado. Já o de aprisionamento por esteira é relevante para dispersões compostas por uma larga faixa de diâmetros em que uma bolha muito grande (por exemplo uma capa esférica) gera uma esteira grande o suficiente para aprisionar bolhas menores; o presente objeto de estudo não corresponde a essa situação e, por isso, esse último mecanismo também foi desconsiderado. Assim, adota-se apenas o mecanismo de colisão devido a flutuações de velocidade do campo de turbulência da fase líquida.

Entre as hipóteses assumidas, Prince e Blanch (1990) admitem isotropia de turbulência e a de que a energia associada às colisões turbulentas parte de turbilhões menores do que as bolhas. Por sua vez, a dinâmica da coalescência é considerada em três etapas: primeiramente, as bolhas se aproximam, prendendo um filme de líquido entre elas; esse filme então é drenado, até que uma espessura crítica seja atingida; por fim, se o filme é rompido, as bolhas coalescem.

A obtenção de uma frequência de colisão, Θ_{mn} , devido à turbulência na coalescência parte do princípio de que turbilhões atuando sobre diferentes bolhas podem induzir, sobre elas, movimento no sentido de aproximá-las. A derivação dessa expressão avalia a área efetiva de colisão entre bolhas de tamanhos m e n , d_m e d_n , e busca estimar a velocidade de aproximação entre elas em função da taxa de dissipação turbulenta, ε_L . A expressão final é dada por:

$$\Theta_{mn} = 0,089\pi\varepsilon_L^{1/3} (d_m + d_n)^2 (d_m^{2/3} + d_n^{2/3})^{1/2} \quad (3.45)$$

Por sua vez, a eficiência de colisão, η_{mn} , é modelada através da razão entre o tempo requerido para que o filme de líquido entre as bolhas seja drenado, e o tempo efetivo com que as bolhas tendem a se manter em contato em escoamentos. O

primeiro é calculado em função da vazão de drenagem do filme por efeitos capilares, e o último é estimado por análise dimensional (Prince e Blanch, 1990). Efeitos secundários como a deformação das bolhas durante a drenagem do filme são desprezados. Nessas condições, a expressão proposta para η_{mn} é dada por

$$\eta_{mn} = e^{-\left(\ln(h_0/h_f) \left(\rho_L r_{mn}^3 / (16\sigma)\right)^{0,5}\right) / \left(r_{mn}^{2/3} / \varepsilon_L^{1/3}\right)}, \quad (3.46)$$

onde h_0 e h_f são os filmes de líquido inicial e crítico (a serem definidos) e r_{mn} é o raio equivalente do par de grupos $m-n$, calculado como $r_{mn} = 0,25 \cdot (1/d_m + 1/d_n)^{-1}$. Para sistemas água-ar, os autores sugerem $h_0 = 1 \times 10^{-4}$ m e $h_f = 1 \times 10^{-8}$ m.

Resta, ainda, uma consideração para a função $f_c(\alpha_G)$. Liao et al. (2015) argumentam que, na medida em que a fração volumétrica de gás se aproxima do valor de empacotamento máximo, $\alpha_{G,máx}$, a taxa de coalescência deva crescer indefinidamente. No outro extremo, espera-se, na prática, que exista uma fração volumétrica de gás local mínima, $\alpha_{G,inf}$, para que as bolhas tenham proximidade suficiente para coalescência. Observando-se as Eqs. (3.45) e (3.46), nota-se que, de fato, nem a frequência de colisão nem o termo de eficiência são função da fração volumétrica de gás. Assim, o modelo original tanto pode vir a calcular uma alta taxa que coalescência em pontos do escoamento onde sequer se observa a presença de gás, quanto uma baixa taxa de coalescência em pontos tomados pela fase gasosa.

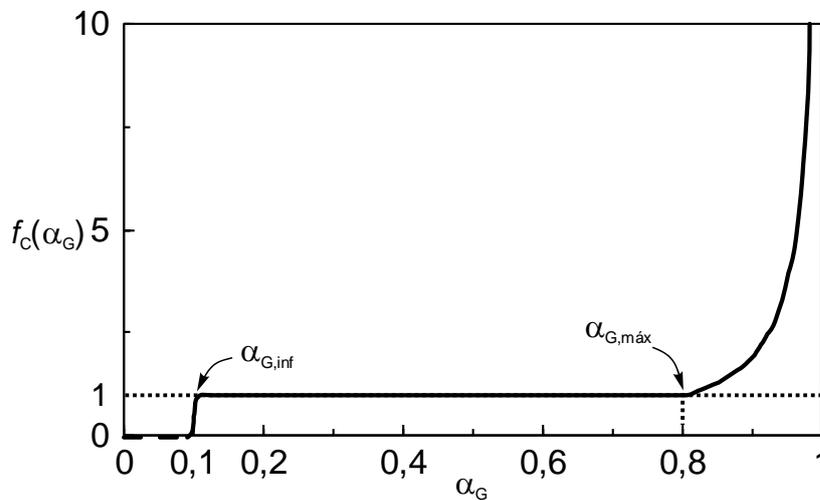
Para esse fim, propõe-se, como contribuição adicional deste trabalho, uma função $f_c(\alpha_G)$ para adaptar o modelo de coalescência às situações limite. Para o extremo inferior, adota-se um valor limite de $\alpha_{G,inf} = 0,1$, abaixo do qual o fenômeno de coalescência é suprimido¹. Já para o extremo superior, de forma consistente ao fator de empacotamento adotado anteriormente para a densidade de área interfacial (ANSYS, 2019), adota-se um valor de $\alpha_{G,máx} = 0,8$, acima do qual a taxa de

¹ O valor de 0,1 é proposto como uma aproximação, a qual se entende como conservadora. Como discutido, a finalidade de se estabelecer esse limite é a de aportar maior consistência física ao modelo. Contudo, esse valor não foi testado ou baseado em referência anterior, sendo esse exercício sugerido para trabalhos futuros.

coalescência cresce bruscamente (limite esse baseado em Liao et al. [2015]). Nessas condições, a função $f_c(\alpha_G)$ é proposta como:

$$f_c(\alpha_G) = \begin{cases} 0.5 \cdot \left(1 + \tanh \left(\frac{(\alpha_G - \alpha_{G,inf})}{0,025 \cdot \alpha_{G,inf}} \right) \right) & \text{se } \alpha_G < \alpha_{G,máx} \\ \frac{1,0 - \alpha_{G,inf}}{(1,0 - \alpha_G) + \alpha_{G,lim}} & \text{se } \alpha_G \geq \alpha_{G,máx} \end{cases} \quad (3.47)$$

Figura 3.5 – Comportamento da função multiplicadora da taxa de coalescência em relação à fração volumétrica de gás.



Fonte: autoria própria.

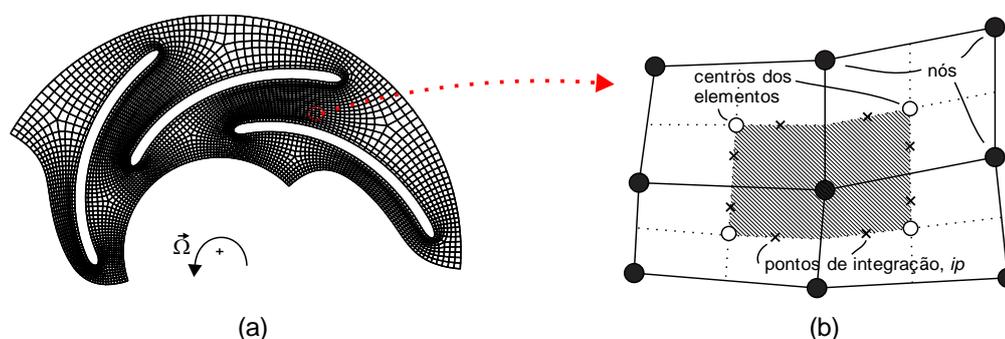
A Figura 3.5 mostra o comportamento de $f_c(\alpha_G)$ em função de α_G . Abaixo de $\alpha_{G,inf}$, $f_c(\alpha_G) \rightarrow 0$. Entre $\alpha_{G,inf} < \alpha_G < \alpha_{G,máx}$, $f_c(\alpha_G) = 1,0$, revertendo o modelo à formulação original. Quando $\alpha_G \geq \alpha_{G,máx}$, $f_c(\alpha_G) \rightarrow \infty$. Em particular, a expressão para $\alpha_G \geq \alpha_{G,máx}$ é baseada em Liao et al. (2015), mas modificada para aumentar a taxa de coalescência apenas acima do limite de empacotamento, acrescida de um fator limitante $\alpha_{G,lim} = 1 \times 10^{-5}$ que evita, por questões de estabilidade numérica, que a expressão tenda ao infinito quando $\alpha_G \rightarrow 1,0$.

3.4 SOLUÇÃO NUMÉRICA

O conjunto de equações governantes apresentado nas seções anteriores requer uma solução numérica. Neste trabalho, assume-se a metodologia de volumes finitos baseada em elementos, implementada no programa de dinâmica dos fluidos computacional ANSYS® CFX® (ANSYS, 2019). Essa metodologia é baseada na discretização do domínio de cálculo em uma malha numérica composta de volumes de controle finitos, sobre os quais as equações governantes são integradas, discretizadas e linearizadas, resultando em um sistema algébrico de equações a ser resolvido computacionalmente, através de um processo iterativo.

O método de volumes finitos é extensamente descrito em uma série de fontes bibliográficas, como Patankar (1980) e Versteeg e Malalasekera (2007), com detalhes da técnica baseada em elementos descrita em Yeoh e Tu (2009) e outros. A seguir, segue uma breve descrição da ideia do método, baseada em ANSYS (2019), de acordo com a implementação usada no programa ANSYS® CFX®.

Figura 3.6 – (a) Projeção de uma malha bidimensional hexaédrica em um rotor centrífugo; (b) volume de controle com indicação dos pontos de integração usados na discretização do método de volumes finitos baseado em elementos.



Fonte: autoria própria.

Para ilustrar o conceito, a projeção bidimensional de uma malha hexaédrica ajustada ao corpo em um rotor de bomba centrífuga é mostrada na Figura 3.6-(a). Cada elemento é composto por arestas, que representam as “faces” do volume, e por “nós”, que representam seus vértices. Todas as variáveis de solução e propriedades dos fluidos são armazenadas nos nós. Na Figura 3.6-(b), a região hachurada indica um volume de controle, que é discretizado ao redor de cada um dos nós da malha, por meio da união dos centros de cada elemento com os pontos médios de cada

aresta. No ponto médio entre os centros dos elementos e o ponto médio de cada aresta, situam-se os pontos de integração, ip . O volume de controle hachurado tem setores em cada um dos elementos indicados, e o nó nele compreendido é cercado pelos pontos de integração nas faces do volume de controle.

As equações de conservação apresentadas anteriormente são integradas para cada volume de controle “hachurado” da Figura 3.6-(b), seguido da aplicação do teorema de divergência de Gauss para converter integrais de volume sobre termos envolvendo operadores gradientes e divergentes em integrais de superfície. Em seguida, as integrais de volume são discretizadas para cada setor do volume de controle, e acumuladas no volume de controle para o qual cada setor pertence. As integrais de superfície, por sua vez, são discretizadas sobre cada ponto de integração e distribuídas para os volumes de controle adjacentes.

Uma vez que as variáveis são calculadas nos nós da malha, aproximações são necessárias para calcular os valores de certos termos nos pontos de integração, ip . Para esse fim, uma interpolação exclusivamente geométrica é realizada para variáveis escalares, bem como propriedades do fluido, gradientes de propriedades e termos difusivos. Essa interpolação, chamada de trilinear, é baseada em funções de forma que calculam um dado valor em ip em função da contribuição dos nós vizinhos. Uma explicação detalhada a respeito é dada em ANSYS (2019).

Termos advectivos avaliados sobre ip , por sua vez, são calculados por algum esquema de interpolação que não seja puramente geométrico, problema esse que é antigo em dinâmica dos fluidos computacional. Exemplos comuns são os esquemas *upwind*, de primeira ordem, e o de diferenças centradas, de segunda ordem. O primeiro é reconhecidamente muito difusivo, e o segundo pode gerar oscilações não físicas em regiões com elevados gradientes. O esquema de referência recomendado por ANSYS (2019), chamado de “esquema de alta resolução” (*high resolution scheme*), busca resolver as principais deficiências dos esquemas acima, assumindo que o valor de uma dada variável de transporte genérica sobre ip , ϖ_{ip} , seja calculada como:

$$\varpi_{ip} = \varpi_{up} + \kappa_{HR} \nabla \varpi_{up} \cdot \Delta \vec{r} \quad (3.48)$$

onde ϖ_{up} é o valor da variável avaliado em um nó à montante (“upwind”), $\nabla \varpi_{up}$ é o gradiente da variável calculada no nó à montante, \vec{r} é o vetor posição do nó à montante do ponto ip e κ_{HR} é um coeficiente que varia dinamicamente. O cálculo de κ_{HR} é baseado em um princípio de Barth e Jespersen (1989) que busca fazer com que o coeficiente seja sempre o mais próximo de 1,0 possível, o que diminui ao máximo o efeito difusivo do esquema *upwind*, mas limitado o suficiente para que seu valor não cause as oscilações não físicas do esquema de diferenças centradas.

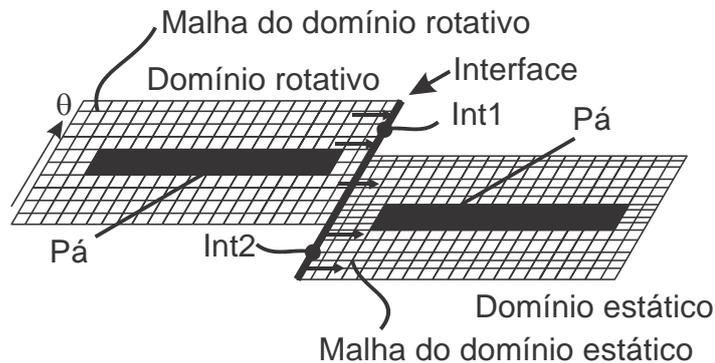
Obtidas as equações discretizadas para todas as variáveis em todos os volumes de controle, um método para a solução precisa ser conduzido. Diferentemente de metodologias tradicionais para o acoplamento pressão-velocidade, como a família de métodos SIMPLE (Patankar, 1980), o programa ANSYS® CFX® adota um sistema acoplado de solução, em que todo o sistema de equações é resolvido em uma única matriz (Yeoh e Tu, 2009). O termo temporal é usado como um relaxador da solução iterativa em problemas de regime permanente (“falso-transiente”). Já o problema de acoplamento pressão-velocidade é resolvido por um método pensado para sistemas de malhas co-localizadas baseado no esquema desenvolvido por Rhie e Chow (1984).

Mais detalhes sobre o esquema de advecção de alta resolução, bem como sobre a linearização de termos fonte e outras questões de cunho numérico podem ser encontradas em Yeoh e Tu (2009) e em ANSYS (2019).

3.4.1 Solução Numérica de Escoamento no Rotor Centrífugo

Para a solução de escoamentos em turbomáquinas, o programa ANSYS® CFX® adota uma metodologia de múltiplos sistemas de referência (*MRF*) em que cada parte da bomba, seja dinâmica (rotor) ou estática (tubos de sucção e descarga, difusores ou volutas), é assumida como um domínio numérico separado, os quais se conectam através de interfaces. A Figura 3.7 mostra um exemplo simplificado de uma interface entre um domínio rotativo e um estático, onde a coordenada θ indica a direção azimutal do movimento do domínio rotativo.

Figura 3.7 – Esquema de uma solução *MRF* envolvendo partes rotativas e estacionárias.



Fonte: adaptado de Stel et al. (2015).

São vários os problemas associados a esse tipo de conexão. O primeiro deles é que as malhas dos dois lados das interfaces podem ser desconexas. O segundo problema é que, caso se considere a solução de apenas um canal de cada elemento, a interface entre os dois domínios pode conter regiões não sobrepostas (Int1 e Int2). Algoritmos de interpolação são usados nesses casos para garantir com que a informação transferida entre os domínios seja fisicamente consistente, numericamente estável e que os fluxos de massa e quantidade de movimento sejam devidamente conservados, como explicado em ANSYS (2019).

Outro problema a ser resolvido é como efetivamente resolver o movimento rotativo. Uma solução em regime permanente é possível nesses casos, tal que o domínio do elemento rotativo seja mantido parado, sendo que o que é girado nesse caso é o seu sistema de coordenadas próprio. Esse modelo é chamado de *Frozen Rotor* no programa e, embora tenha a desvantagem de não capturar a interação transiente entre os elementos rotativo e estático, permite soluções muito mais rápidas do que modelos transientes, muitas vezes com precisão satisfatória.

Já a solução transitória, chamada de *Transient Rotor-Stator*, realiza, a cada passo de tempo da solução transitória, um deslocamento do domínio rotativo em incrementos azimutais em relação aos domínios estáticos. A desvantagem mais clara desse tipo de solução é o elevado custo computacional, já que precisa ser calculado por dezenas, por vezes centenas, de passos de tempo intermediários para que se obtenha dados suficientes para uma solução estatisticamente convergida.

A escolha entre os modelos em regime permanente e transitório depende principalmente da natureza geométrica do domínio completo de solução; em bombas com difusores e volutas, uma solução transitória é a mais adequada, para capturar a assimetria do campo de escoamento na periferia do rotor em função de sua posição relativa contra os canais estáticos. Em domínios com tubos e câmaras sem canais guia, entretanto, onde não há assimetrias axiais, o modelo em regime permanente tende a fornecer resultados consistentes com o transitório, sendo sua escolha mais conveniente devido ao menor custo computacional. Como será visto adiante, esse último caso se enquadra convenientemente para a geometria em estudo, sendo assim adotado o método *Frozen-Rotor* em regime permanente nas simulações.

Para julgar a convergência nas simulações, usa-se como critérios principais a minimização da raiz média quadrada dos resíduos normalizados das equações para um nível menor que 1×10^{-5} e os balanços de massa e quantidade de movimento através do domínio para valores menores que 1% , cujos cálculos são explicados em ANSYS (2019). Verificou-se que, quando ambos esses limites são atingidos com sucesso, tanto o ganho de pressão no rotor quanto o campo de velocidade no domínio passam a ter variações desprezíveis com novos passos iterativos.

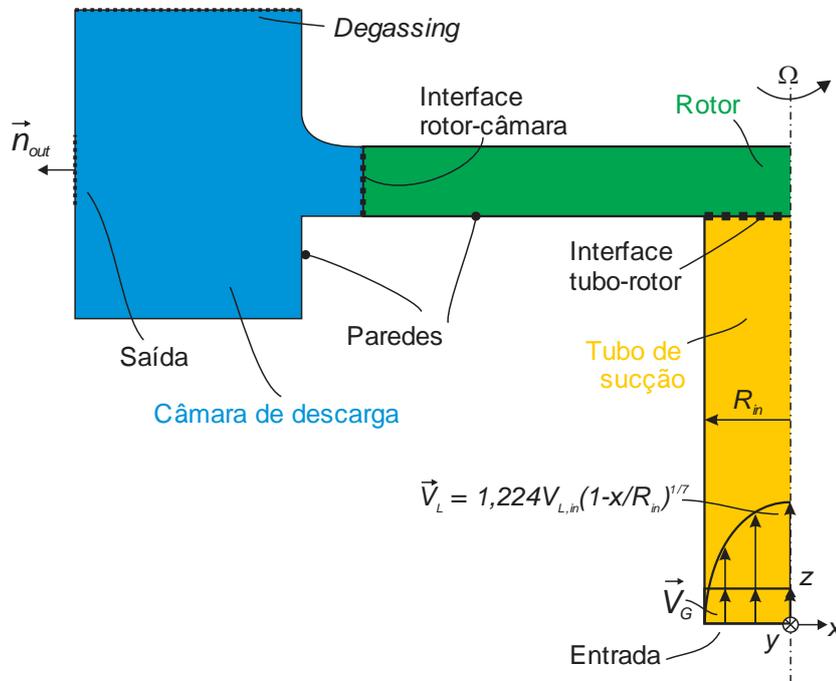
Entretanto, como explicado por ANSYS (2019) e reportado em outras fontes como Stenmark (2013), os critérios acima nem sempre podem ser rigorosamente atingidos em simulações envolvendo o Modelo de Dois Fluidos, em função de uma série de fatores como a grande separação de escalas em escoamentos bifásicos. Nesse caso, avaliou-se atentamente o fechamento dos balanços de massa e quantidade de movimento das fases líquida e gasosa em cada um dos domínios (tubo, rotor e câmara), bem como as frações de tamanho do modelo MUSIG. Além disso, monitorou-se também a estabilização do ganho de pressão através do rotor como parâmetro para julgamento de convergência.

3.4.2 Domínio de Solução e Condições de Contorno

A Figura 3.8 mostra o domínio de solução considerado nas simulações numéricas, montado de acordo com o esquema de solução numérica (MRF). Ele é

composto por um tubo de sucção (estático), o rotor plano (rotativo) e uma câmara de descarga radial e sem canais guia (estática).

Figura 3.8 – Domínio numérico de solução.



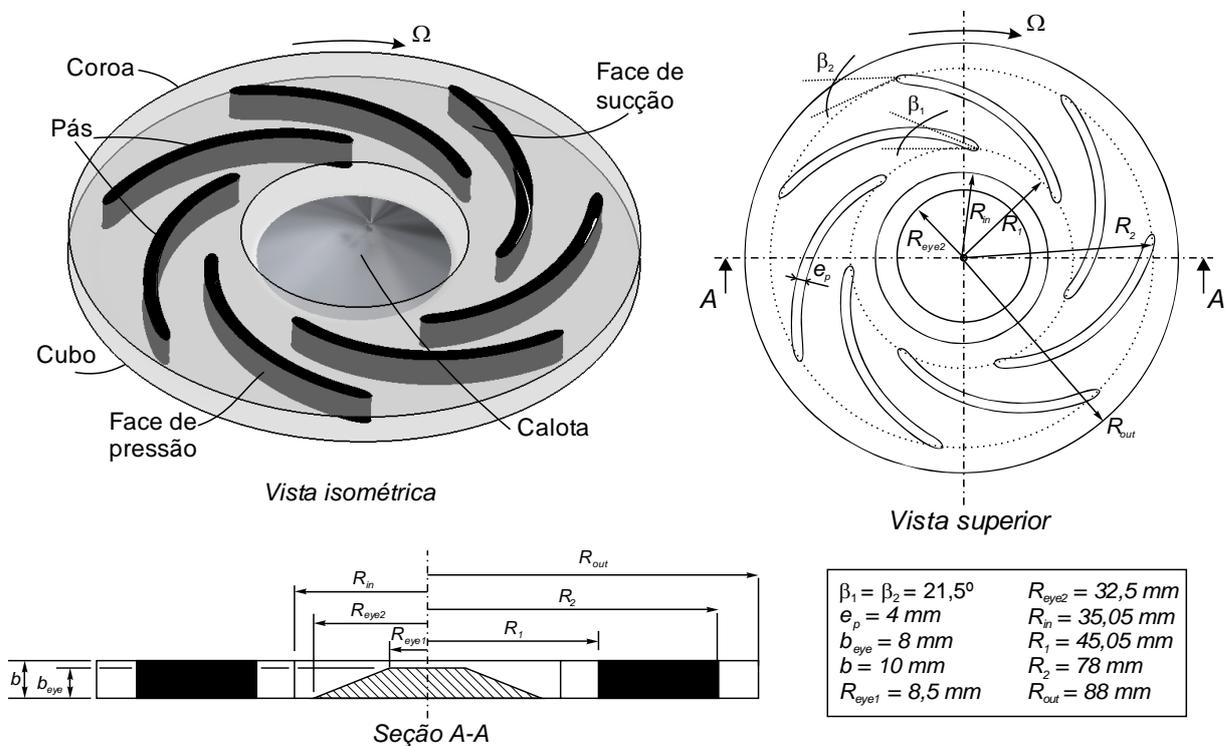
Fonte: autoria própria.

A velocidade angular do rotor, Ω , bem como as frações volumétricas e vazões mássicas de entrada das fases gasosa e líquida (α_G , α_L , \dot{m}_G e \dot{m}_L , respectivamente), são especificados em função das condições operacionais que se pretende simular. A vazão de líquido, em particular, é especificada na entrada por meio de um perfil de velocidade para \bar{V}_L aproximado para escoamento turbulento (Fox et al., 2016) em função da velocidade média de entrada, $\bar{V}_{L,in}$, enquanto que um perfil uniforme de velocidade é assumido para o gás. Uma distribuição de diâmetros d_b é especificada na entrada para o tamanho das bolhas de cada grupo do modelo MUSIG, cujo valor usado deverá aproximar os dados obtidos de observações dos experimentos. Assume-se uma intensidade de 5% de turbulência de entrada, $I_{turb} = 0,05$, sendo os valores correspondentes de k e ω calculados como $\bar{k}_{L,in} = 1,5 \cdot (I_{turb} \cdot V_{L,in})^2$ e $\bar{\omega}_{L,in} = \rho_L \cdot [k / (\mu_L \cdot (\mu_{L,t} / \mu_L))]$, onde $(\mu_{L,t} / \mu_L) = 10$, conforme ANSYS (2019).

Na saída principal do domínio, uma pressão manométrica de referência, $p_{ref} = 0$ [Pa], é especificada. Uma condição de gradiente nulo (Patankar, 1980) é especificada para as demais variáveis. O topo de câmara, por sua vez, é tomado como uma superfície de “degassing”. Essa condição de contorno tem a propriedade de se comportar como uma saída livre para a fase gasosa, porém uma parede para a fase líquida, buscando reproduzir de modo aproximado a condição estabelecida para a saída de gás no modelo experimental (como será visto na Abordagem Experimental). Com essa configuração, as saídas de líquido e gás ficam isoladas no domínio numérico, condição essa que mostrou, na prática, enorme vantagem em relação a outras condições quanto à estabilidade numérica da solução.

Sobre as paredes, adota-se a condição de não-deslizamento, $\vec{V}_L = \vec{V}_G = 0$. Para as propriedades turbulentas, segue-se a especificação padrão do modelo SST para a parede (Menter, 1994), onde $k = 0$ e $\omega = 60\mu_L / (\rho_L \beta_{\omega 1} (\delta_w)^2)$, sendo δ_w a distância do nó computacional mais próximo à parede.

Figura 3.9 - Vistas isométrica, superior e lateral do desenho do rotor centrífugo assumido no estudo, e especificação das principais dimensões.



Fonte: autoria própria.

A geometria do rotor estudado é mostrada na Figura 3.9. Seu desenho plano foi pensado especialmente para o estudo, de modo a facilitar a visualização experimental do escoamento no seu interior. O rotor tem 7 pás de $e_p = 4$ mm de espessura e ângulos de ataque e saída iguais, $\beta_1 = \beta_2 = 21,5^\circ$. Os raios de entrada e saída da coroa são iguais a $R_{in} = 35,05$ mm e $R_{out} = 88$ mm, enquanto que os raios de ataque e saída da pá, R_1 e R_2 , são iguais a $R_1 = 45,05$ mm e $R_2 = 78$ mm. A altura útil do canal é igual a $b = 10$ mm. O olho do rotor é formado por uma calota na forma de um tronco de cone de $b_{eye} = 8$ mm de altura, $R_{eye1} = 8,5$ mm de raio de topo e $R_{eye2} = 32,5$ mm de raio de base, introduzida para ajudar a redirecionar o escoamento radialmente (servindo também, no protótipo construído para o estudo experimental, como peça necessária para fixação do eixo rotativo).

Como referência, assume-se a vazão de projeto do rotor, $Q_{des,n}$, como a que, a uma velocidade de rotação n e em uma situação ideal, gera escoamento de líquido perfeitamente alinhado com o bordo de ataque das pás. Uma relação trigonométrica mostra que, nesse caso, a vazão $Q_{des,n}$ pode ser calculada dada em função de n como:

$$Q_{des,n} = \left(\frac{(\pi R_1)^2}{15} \cdot b \cdot \text{tg}(\beta_1) \right) \cdot n \quad (3.49)$$

onde n é dada em rpm. Vale ressaltar que essa expressão não implica que $Q_{des,n}$ deva coincidir com o ponto de máxima eficiência em operações reais, sendo usada primariamente, no trabalho, como referência para normalizações.

Quanto à modelagem polidispersa, 7 grupos dimensionais foram adotados para descrever a faixa de diâmetros de bolhas assumidos no modelo *MUSIG* homogêneo (Eq. (3.37)). Não foi testada, nesse trabalho, a sensibilidade dos resultados à quantidade de grupos escolhidos, sendo esse número baseado em Krepper et al. (2008). O Quadro 3.1 mostra os tamanhos admitidos para cada um dos grupos dimensionais de 1 a 7, em uma faixa que varia de 0,25 a 4 mm. A escolha dessa faixa é baseada em parte na literatura e em parte na visualizações dos dados experimentais, sendo a justificativa para essa escolha a ser melhor discutida na apresentação dos resultados experimentais.

Quadro 3.1 – Diâmetros de bolha assumidos para cada um dos sete grupos dimensionais adotados no modelo MUSIG.

Grupo	d_b [mm]
1	0,25
2	0,5
3	1,0
4	1,5
5	2,0
6	3,0
7	4,0

Fonte: autoria própria.

3.4.3 Malha Numérica

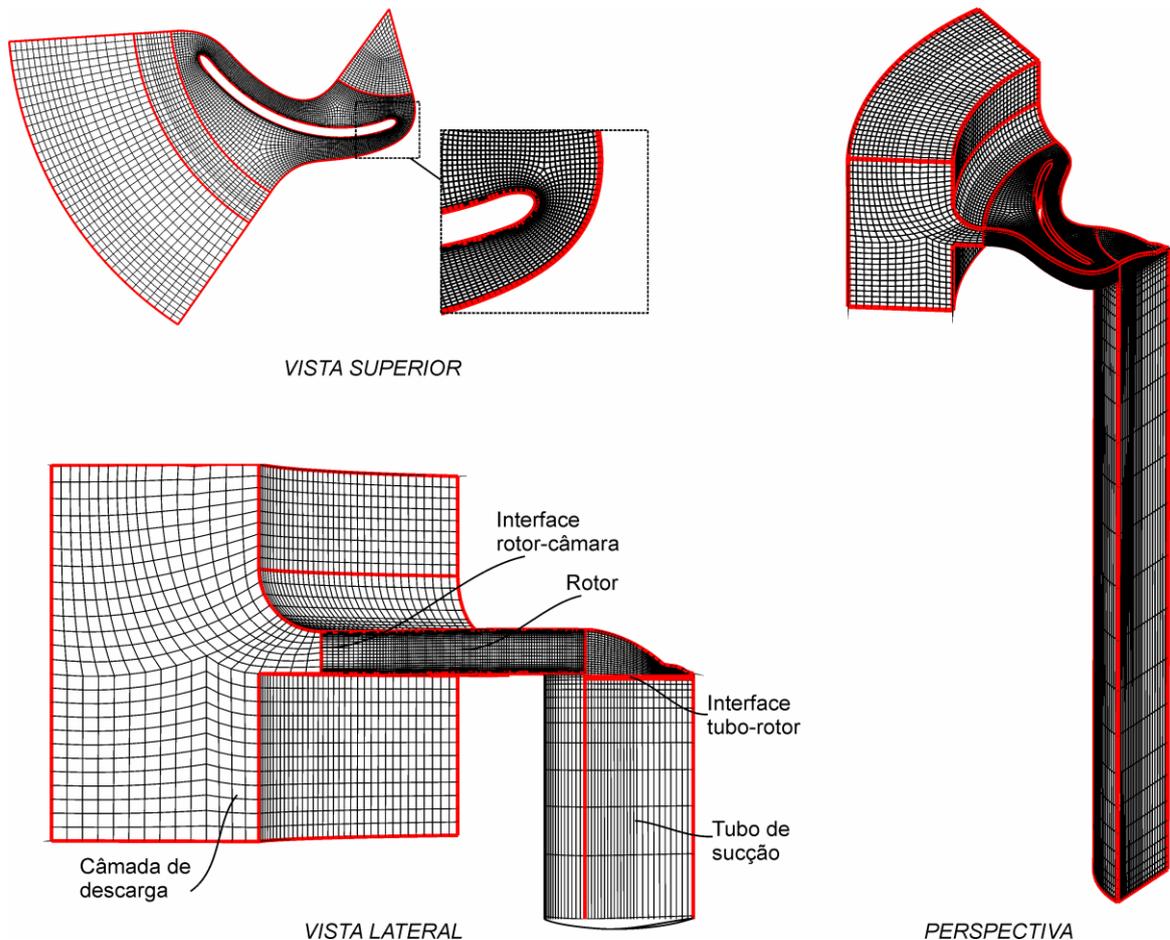
A Figura 3.10 mostra a malha numérica assumida para o tubo de sucção, o rotor e a câmara de descarga nas simulações numéricas. Ela foi construída através dos programas ANSYS® ICEM CFD™ e ANSYS® TurboGrid® e é composta de elementos hexaédricos ajustados ao corpo, o que permite grande controle do refino próximo à parede, especialmente no contorno das pás.

Devido ao número de 7 pás do rotor, o domínio tem periodicidade azimutal a cada $51,4^\circ$. Essa vantagem geométrica foi levada em consideração, tal que a geometria considerada é de $1/7$ dos 360° totais, sendo às laterais do domínio impostas condições de periodicidade rotacional (ANSYS, 2019). As interfaces entre o tubo de sucção e o rotor e entre o rotor e a câmara de descarga tem equivalência de 1:1 em área e coincidem no espaço. O comprimento do tubo de sucção considerado é de $5D_{in}$, onde D_{in} é o diâmetro interno do tubo.

O refino de malha junto à parede é controlado pelo parâmetro y^+ (ANSYS, 2019), que representa a distância adimensional do primeiro ponto de cálculo em relação à parede, onde $y^+ = \delta_w \rho_L V^* / \mu_L$, sendo V^* a velocidade de atrito, definida como $V^* = \sqrt{\tau_w / \rho_L}$, e τ_w o módulo da tensão de cisalhamento na parede. Embora valores da ordem de $y^+ = 1$ sejam sugeridos para o modelo SST em escoamentos monofásicos, testes preliminares revelaram instabilidades na solução numérica para refinamentos abaixo de $y^+ = 13$, o que pode estar relacionadas a fatores como à grande separação de escalas entre as variáveis de gás e líquido no Modelo de Dois Fluidos

(Stenmark, 2013). Valores acima de $y^+ = 13$ foram também adotados por Rzehak e Krepper (2013) e Liao et al. (2015) (acredita-se, pelo mesmo motivo). Assim, tal limite foi respeitado, sendo que o maior valor resultante para todas as condições testadas foi menor do que 70, usando-se a mesma malha.

Figura 3.10 – Malha numérica usada nas simulações.



Fonte: autoria própria.

Cinco níveis de malha foram testados para verificar sua influência sobre a solução numérica. A Tabela 3.1 mostra o número de nós adotado em cada nível, juntamente com o ganho de pressão através do rotor, Δp_{rotor} , testado para duas condições operacionais extremas dentro da grade de testes adotada, sendo a primeira delas uma vazão de líquido de $1,0 Q_{des,200}$ a 200 rpm e a segunda a $1,75 Q_{des,500}$ e 500 rpm. São mostrados, também, os tempos computacionais requeridos por cada nível, medidos na forma do tempo em minutos necessários para o programa realizar 1000 iterações no computador disponível para as simulações. O desvio do resultado de

Δp_{rotor} para os quatro primeiros níveis de malha em relação à malha mais refinada (Malha 5) também são mostrados.

Tabela 3.1 – Número de nós assumidos nos testes de malha, juntamente com o tempo de simulação necessário para realizar 1000 passos iterativos, o ganho de pressão no rotor resultante e os desvios correspondentes em relação à malha mais refinada

Malha	Tempo / 1000 it. (min)	Nº de nós			1,0 $Q_{des,200}$, 200 rpm		1,75 $Q_{des,500}$, 500 rpm	
		Tubo	Rotor	Câmara	Δp_{rotor}	Desvio (%)	Δp_{rotor}	Desvio (%)
1	59	23764	19396	19832	674	-1,6	4593	11,1
2	92	23764	75831	19832	676	-1,4	4289	3,7
3	133	23764	160380	19832	678	-1,0	4203	1,6
4	222	42147	254944	36984	680	-0,6	4155	0,5
5	311	63332	350980	58565	685	---	4136	---

Fonte: autoria própria.

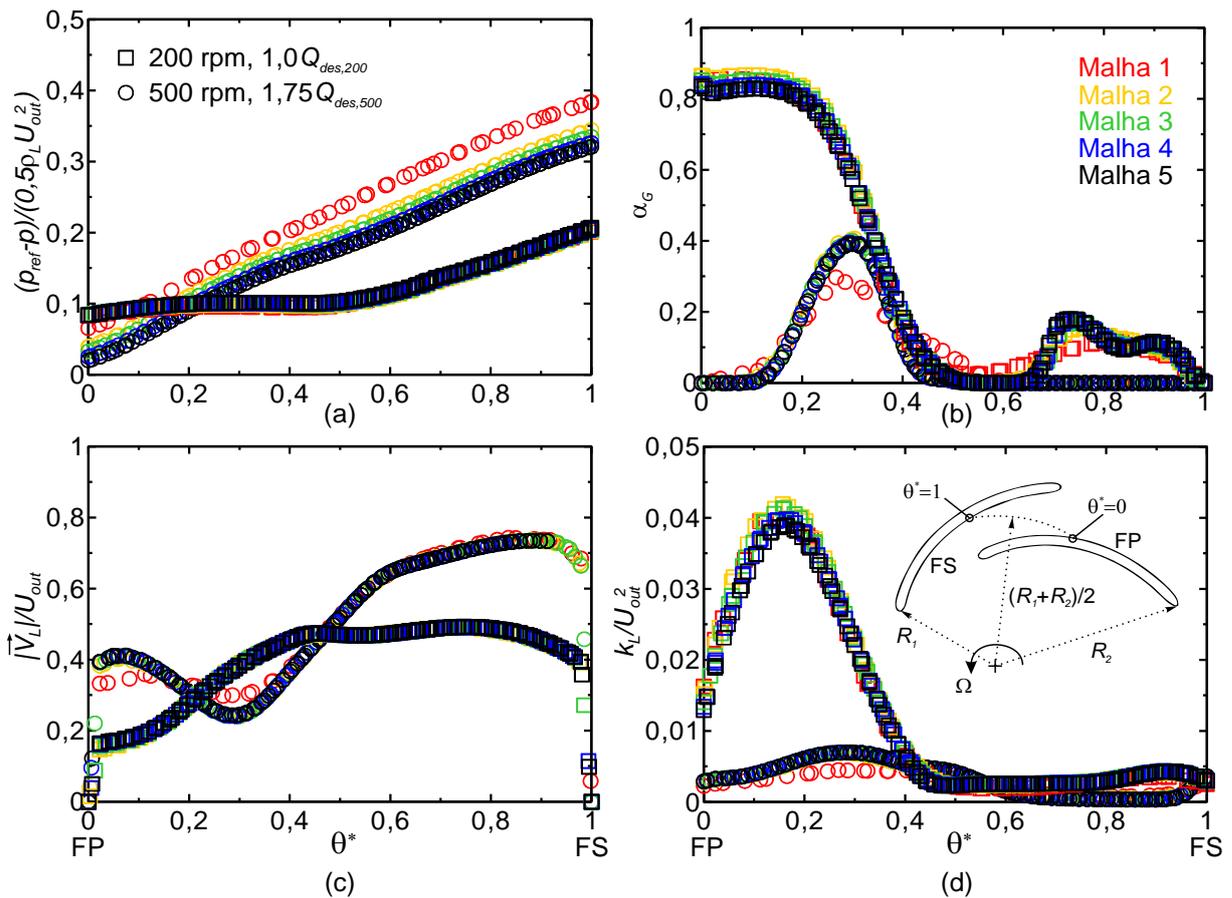
Em todos os casos, $\rho_G = 1,185 \text{ kg/m}^3$ (constante), $\mu_L = 0,00089 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ e $\rho_L = 999 \text{ kg/m}^3$. Como condição de entrada, assumiu-se uma vazão mássica de gás constante de $\dot{m}_G = 0,18 \text{ kg/h}$, e um diâmetro de bolha médio de entrada de $d_b = 1,70 \text{ mm}$ (obtido como uma estimativa a partir das medições experimentais para a mesma vazão de gás). O ganho de pressão do rotor é calculado como a diferença entre as pressões médias medidas nas interfaces rotor-câmara e tubo-rotor (Figura 3.8).

Nota-se que os resultados de Δp_{rotor} para a malha mais grossa (Malha 1) desviam em até 11,1 % do valor obtido com a malha mais fina (Malha 5). Esse desvio, entretanto, cai significativamente para a Malha 2, embora ainda com 3,7 % de desvio para o pior caso. A partir da Malha 3, o ganho de pressão no rotor fica, então, dentro de 1,6 % em relação ao obtido com a malha mais fina.

A Figura 3.11 mostra, para os cinco níveis de malha, resultados para perfis de pressão, p , fração volumétrica de gás, α_G , magnitude de velocidade da fase líquida, $|\vec{V}_L|$, e energia cinética turbulenta do líquido, k_L , tomados em um plano médio do rotor entre o cubo e a coroa, ao longo de um arco circunferencial situado na média entre R_1 e R_2 , que vai da face de pressão, FP ($\theta^* = 0$) à face de sucção, FS ($\theta^* = 1$), onde θ^*

é a coordenada circunferencial normalizada entre FS e FP. Um esquema desse arco é mostrado na figura. $U_{out} = R_{out}\Omega$ é a velocidade da periferia do rotor.

Figura 3.11 – Comparação de resultados obtidos sobre um arco situado entre as faces de sucção e pressão das pás sobre o plano médio do rotor, para os cinco níveis de malha testados: (a) perfil de pressão; (b) fração volumétrica de gás; (c) magnitude do vetor velocidade do líquido; (d) energia cinética turbulenta do líquido.



Fonte: autoria própria.

Observa-se que os perfis obtidos com a Malha 1 desviam significativamente dos demais, enquanto que os resultados concordam bem entre as malhas de 2 a 5, por toda a extensão do arco considerado. Testes isolados em outras posições do rotor revelam comportamento similar. Variação desprezível nos resultados também é observada ao se dobrar o comprimento do tubo de sucção em relação ao assumido.

Embora os resultados para os perfis da Figura 3.11 tenham sido bem calculados a partir da Malha 2, o ganho de pressão obtido com esse nível de malha ainda desviou em quase 4% para o pior caso. Já para o nível de Malha 3, tanto os perfis acima quanto o ganho de pressão do rotor concordam bem com o nível mais

refinado, sendo o tempo computacional obtido com esse nível 40% menor do que o obtido com a Malha 4 e 67% menor do que o nível mais refinado.

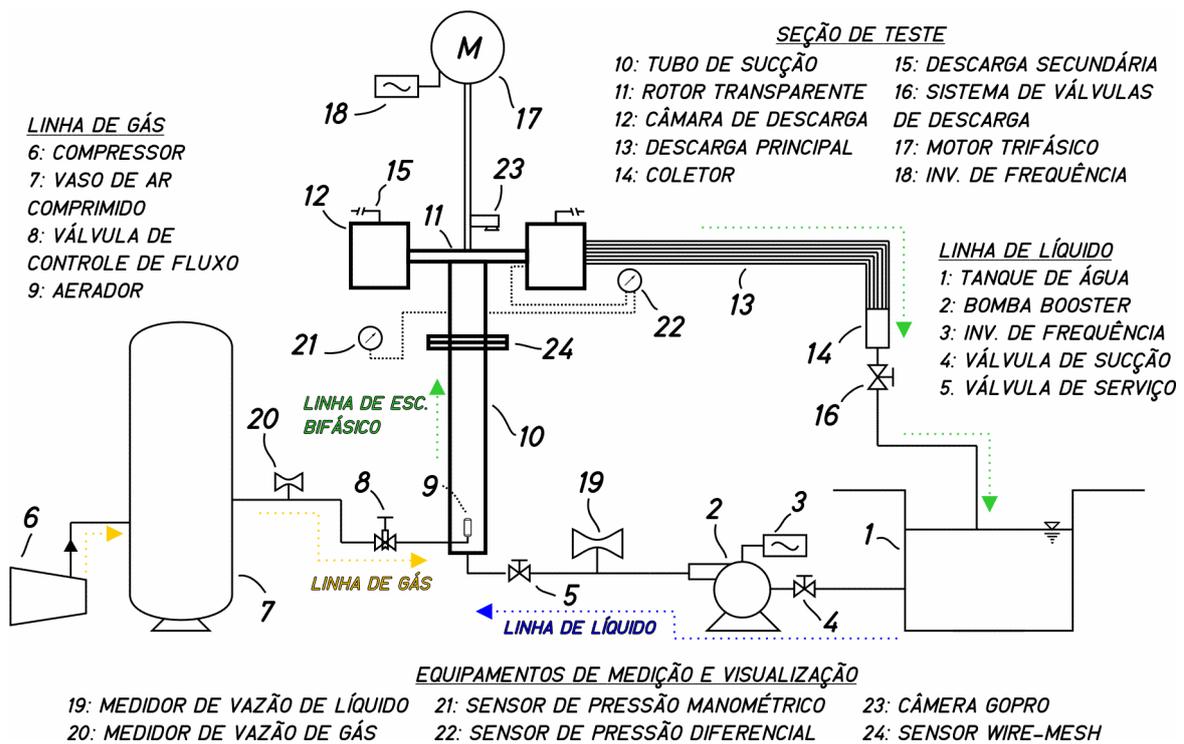
Assim, entende-se que a Malha 3 seja a malha ótima dentre as testadas para fornecer resultados independentes do número de nós com o menor custo computacional, para as variáveis de interesse do presente trabalho.

4 ABORDAGEM EXPERIMENTAL

Apresenta-se, a seguir, a abordagem experimental desenvolvida para investigar o escoamento líquido-gás no rotor centrífugo estudado. O objetivo principal dos testes experimentais consiste no levantamento de uma base de dados para alimentar e validar o modelo numérico. Em extensão, o estudo experimental contribui para o entendimento da tendência de certas propriedades avaliadas, bem como dos complexos mecanismos físicos envolvidos no escoamento.

Para alcançar esses objetivos, um circuito experimental foi especialmente desenvolvido para o trabalho, o que inclui técnicas inovadoras quando comparadas à literatura da área. Um esquema do circuito experimental é mostrado na Figura 4.1.

Figura 4.1 – Esquema do circuito experimental.



Fonte: autoria própria.

A partir de um tanque (1) à pressão e temperatura ambiente, água é bombeada por uma bomba *booster* (2) para a seção de teste através de uma linha de líquido. Paralelamente, ar comprimido é suprido por um compressor (6) através de um vaso

(7) para a seção de teste, onde é injetado por um aerador (9). As fases se misturam no início do tubo de sucção (10), de diâmetro interno $D_{in} = 70,1$ mm, configuração que gera um escoamento vertical ascendente no padrão de bolhas dispersas.

A mistura água-ar é admitida axialmente no rotor (11), e descarregada radialmente em uma câmara de descarga (12). Uma descarga principal (13) composta por sete mangueiras conduz a mistura a um coletor unificador (14), que logo em seguida é descarregada ao tanque, onde as fases se separam por ação gravitacional. Parte da mistura também retorna ao tanque por meio de uma descarga secundária (15), situada no topo da câmara de descarga. O rotor é movimentado por um motor trifásico (17), cuja velocidade é controlada por um inversor de frequência (18).

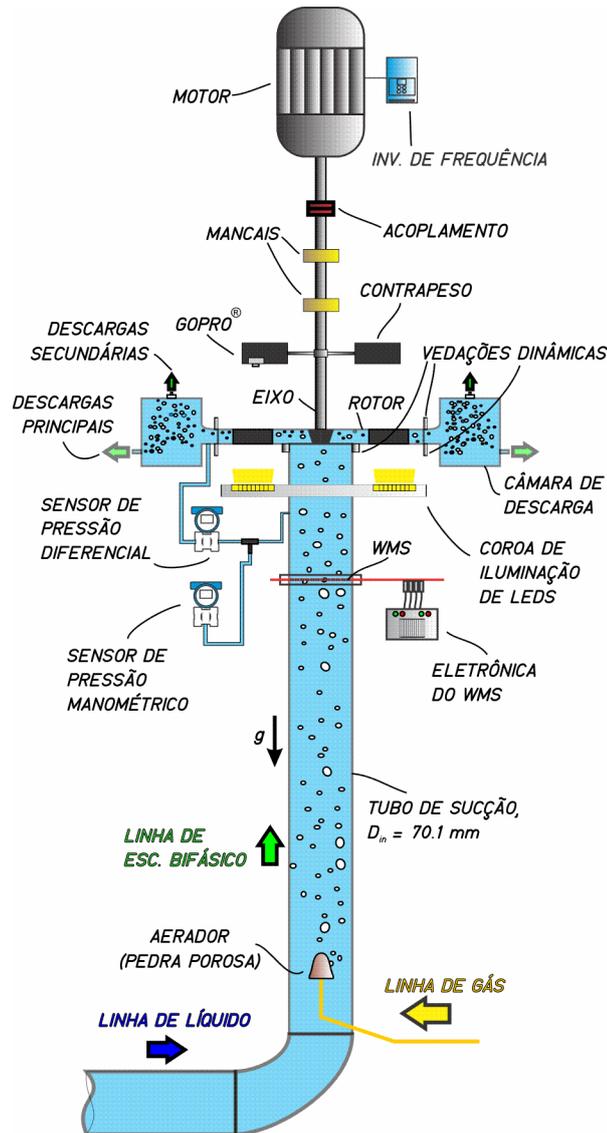
A vazão de líquido é medida por um medidor do tipo *Coriolis* (19) situado na linha de líquido, e a vazão mássica de gás medida por outro medidor *Coriolis* (20) na linha de gás. À montante do rotor, mede-se a pressão da mistura com uso de um sensor de pressão manométrico (21). O ganho de pressão do rotor, por sua vez, é medido por um sensor de pressão diferencial (22). Uma câmera *GoPro*® (23), acoplada ao eixo, grava imagens do escoamento líquido-gás no interior dos canais do rotor. Simultaneamente, um sensor de malha de eletrodos (24) (*WMS* ou *Wire-Mesh Sensor*) mede a fração de gás média na seção transversal do tubo de sucção, a uma distância de $2D_{in}$ à jusante da entrada do rotor.

Em cada teste, regula-se a vazão de líquido do circuito e a pressão de entrada ajustando-se, simultaneamente, a velocidade de rotação da bomba *booster* com uso do inversor de frequência (3) e um sistema de válvulas de descarga (16) à jusante do coletor. A vazão de gás, por sua vez, é regulada por uma válvula de controle de fluxo (8). Os sinais dos medidores de vazão e pressão são adquiridos mediante protocolo *Foundation Fieldbus*®, sendo controlados e gravados em ambiente *LabView*®. O gerenciamento do sensor *WMS* é realizado em programa proprietário (Da Silva, 2008). A câmera *GoPro*®, por sua vez, é acionada remotamente por conexão sem fio, sendo as imagens gravadas em memória interna.

A Figura 4.2 mostra uma ilustração dos componentes da seção de teste. O aerador que mistura o gás ao líquido é composto por uma pedra porosa em formato cônico, conforme Cubas (2017). O tubo de sucção tem $17D_{in}$ de comprimento entre o

aerador e o rotor, suficiente para rearranjo da mistura na seção transversal à jusante do rotor. Vedações dinâmicas garantem o isolamento do sistema rotativo nos encaixes entre o rotor e o tubo e entre o rotor e a câmara de descarga.

Figura 4.2 – Ilustração dos componentes principais da seção de teste.



Fonte: autoria própria.

A saída principal do líquido é feita por sete aberturas nas paredes externas da câmara de descarga, enquanto que as saídas secundárias se situam no topo da câmara. As saídas secundárias são pensadas como uma descarga preferencial para a fase gasosa, que é arrastada para fora por uma porção do líquido por ali também descarregada. Elas também ajudam, indiretamente, a equilibrar a pressão na câmara, com a finalidade de mantê-la sempre preenchida e evitar a formação de uma

superfície livre de gás. As tomadas de pressão de entrada e saída do transdutor diferencial se situam respectivamente a $1,77D_{in}$ à jusante da entrada do rotor e 10,8 mm à diante do raio de saída do rotor, respectivamente. O eixo do rotor é apoiado em dois mancais e engatado ao motor por meio de um acoplamento mecânico.

A câmera GoPro®, acoplada ao eixo e balanceada por um contrapeso, é alinhada a um dos canais do rotor e visualiza o escoamento em um sistema que acompanha seu movimento rotativo. O uso de um rotor de cubo e coroa transparentes permite iluminação traseira para a filmagem, o que é realizado com uso de uma coroa de LEDs. Por fim, o sensor WMS é acoplado ao sistema mediante um flange, sendo os sinais de emissão e recepção que o compõem controlados por eletrônica externa.

A seguir, equipamentos e procedimentos específicos são apresentados e discutidos com maior detalhe.

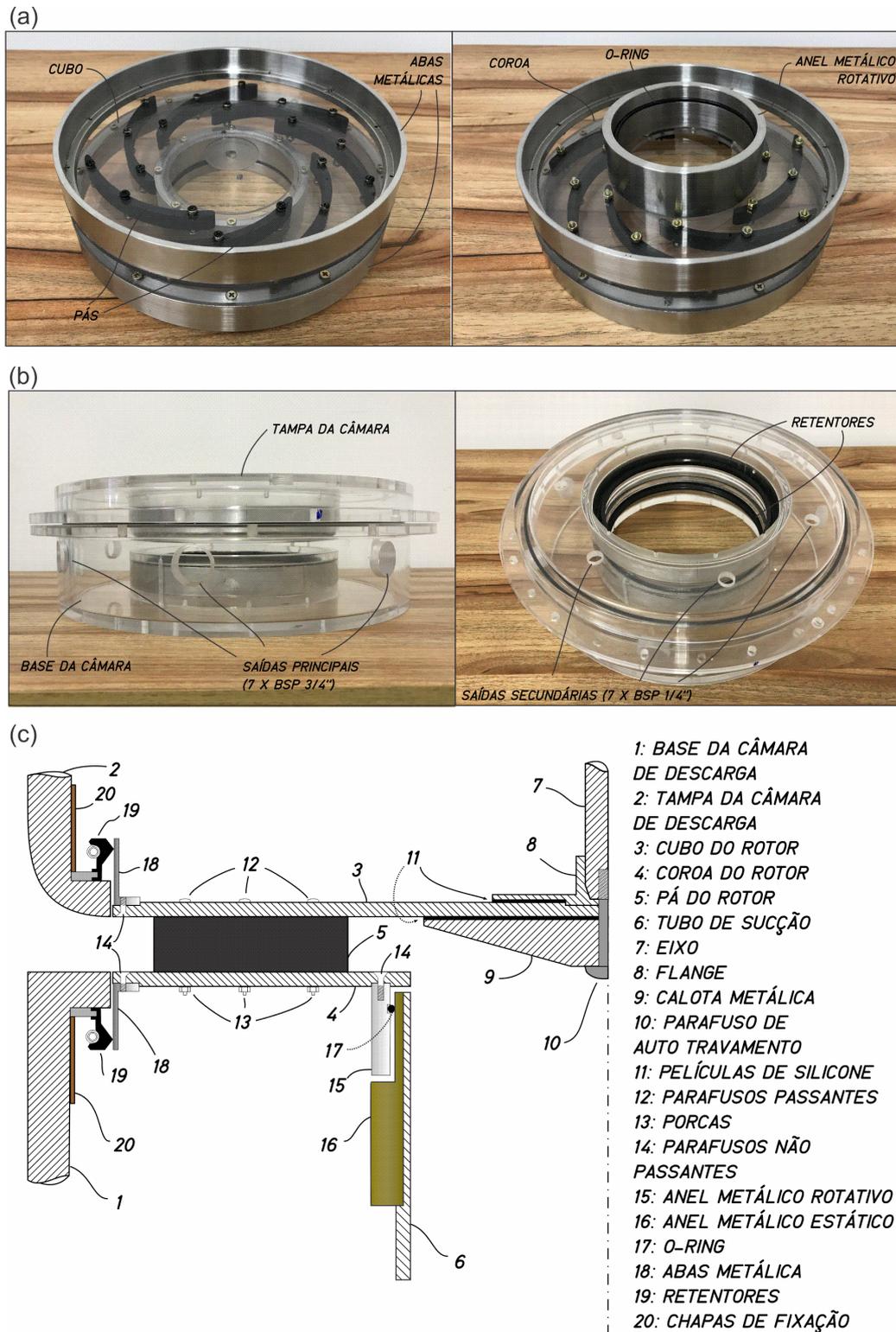
4.1 MONTAGEM DO ROTOR CENTRÍFUGO

A Figura 4.3 mostra imagens do rotor (a), da câmara de descarga (b) e um desenho em corte da montagem dos componentes. O projeto hidráulico do rotor reproduz o desenho da Figura 3.9. O cubo e a coroa são construídos a partir de chapas de 3 mm de policarbonato transparente. As pás do rotor são usinadas em alumínio e revestidas por pintura em preto opaco, sendo fixadas ao cubo e à coroa por parafusos passantes. Um parafuso passante com rosca de auto travamento prende o rotor ao eixo, fixando uma calota na forma de tronco de cone pelo lado interno e um flange pelo lado externo. As bases da calota e do flange transferem, por atrito, o torque do eixo ao rotor.

Abas metálicas são montadas na periferia do rotor para deslizar contra um retentor mecânico fixado na câmara, vedando a saída do fluido de trabalho ao meio externo. Na sucção do rotor, um anel metálico rotativo desliza sobre outro anel estático preso ao tubo, entre os quais o líquido é vedado por meio de um *o-ring*. A utilização desse sistema de vedação dinâmica se mostrou muito vantajosa para o estudo de visualização proposto, por dispensar o uso de uma carcaça sobre o rotor. Dessa forma, obtém-se uma visualização direta através do rotor, minimizando reflexos,

efeitos de refração e sobreposição de bolhas entre o cubo do rotor e uma eventual carcaça, problema esse reportado por Cubas (2017).

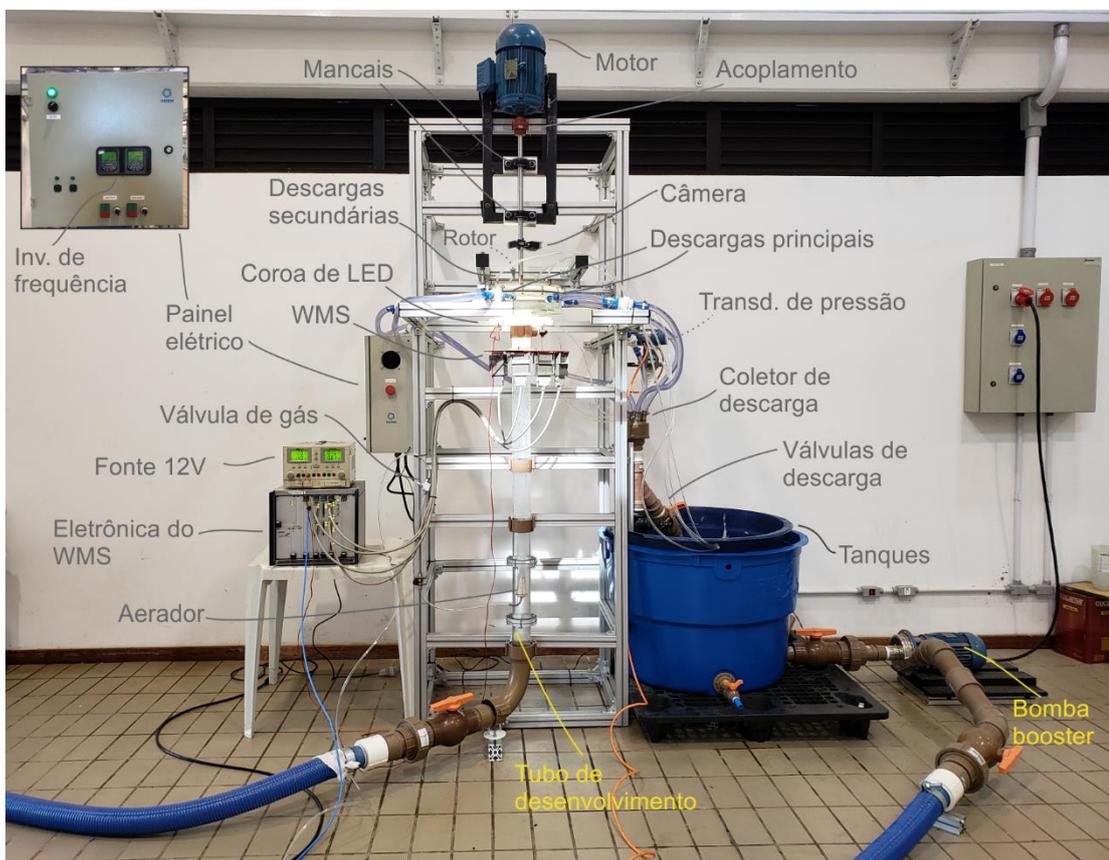
Figura 4.3 – (a) Rotor; (b) câmara de descarga; (c) desenho em corte da montagem.



Fonte: autoria própria.

A câmara de descarga é construída em acrílico. Como detalhado na Figura 4.3-(c), o canal de entrada da câmara é composto por uma base reta, onde é usinado um furo de saída para tomada de pressão diferencial do rotor, e um topo curvo, pensado para facilitar a saída das bolhas de gás. A câmara se abre, então, em uma expansão abrupta, pensada para minimizar efeitos de rotação e flutuações do campo de escoamento. Em sua periferia, 7 furos roscados (3/4") compõem a saída principal de líquido. As saídas são unificadas por um coletor, formado por um sistema de espigas, mangueiras e conexões, que culmina em uma tubulação de descarga de 2 polegadas, onde se situa um conjunto de válvulas de descarga (item 16 da Figura 4.1) composto por uma válvula globo e uma válvula esfera.

Figura 4.4 – Seção de teste montada e fixada na bancada experimental.



Fonte: autoria própria.

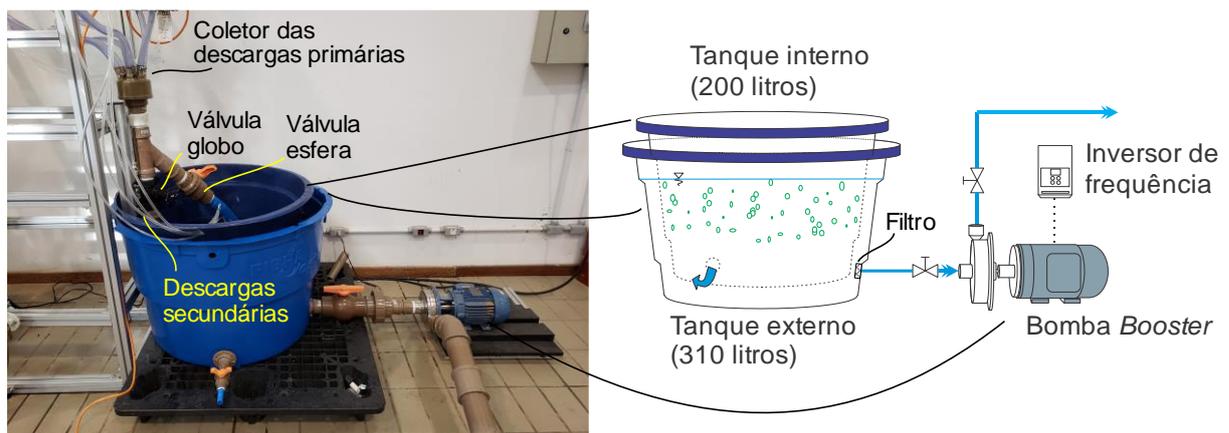
A Figura 4.4 mostra os componentes montados na estrutura de suporte. A estrutura é construída em perfis de alumínio, sendo o tubo de sucção e a câmara fixados e alinhados com a ajuda de perfis, barras roscadas e abraçadeiras. Na parte

superior da estrutura, fixa-se o motor e os mancais sobre uma estrutura rígida de metal. O tubo de sucção é construído em acrílico, com diâmetro interno de 70,1 mm.

4.2 LINHAS DE LÍQUIDO E GÁS

A Figura 4.5 mostra imagens do tanque de líquido e da bomba *booster* em (a) e um esquema da montagem em (b). O tanque é composto por duas caixas interpostas, que formam uma chicana para separação do líquido e do gás, sendo um esquema desse sistema ilustrado na figura. O líquido é bombeado para uma mangueira de 3 polegadas, que direciona o líquido para o medidor de vazão *Coriolis*. Em seguida, outra mangueira de 3 polegadas conduz o líquido até a seção de teste.

Figura 4.5 – (a) Imagem do tanque de líquido e bomba *booster*; (b) esquema da montagem dos componentes e dos tanques interpostos.



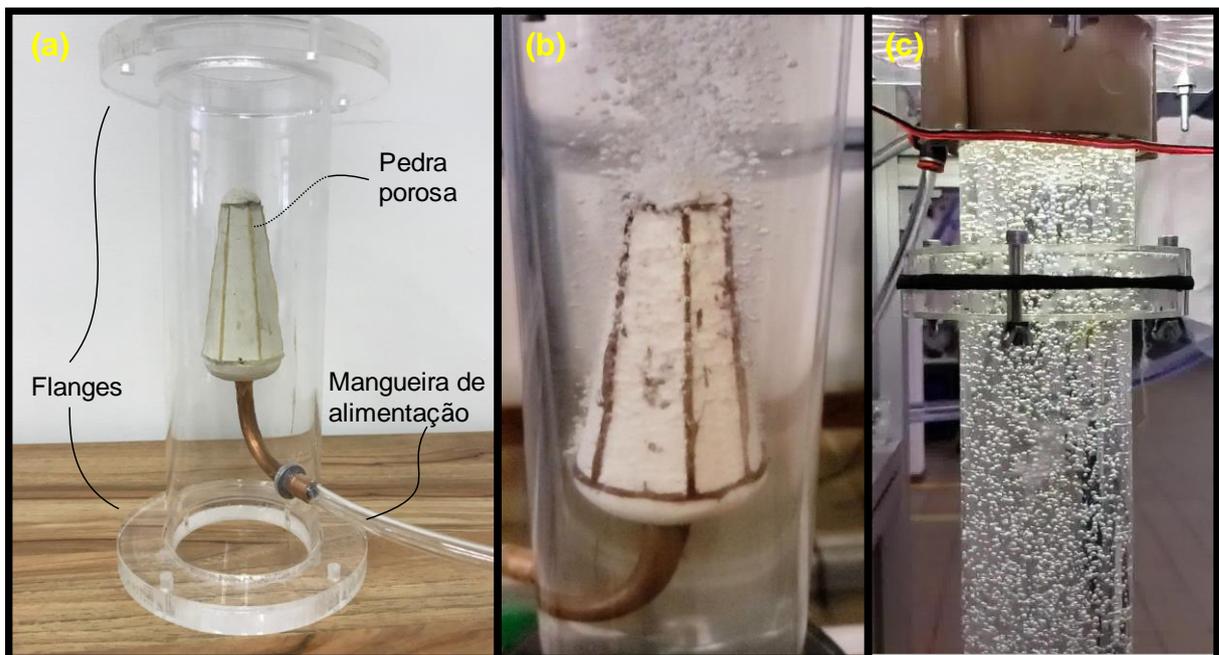
Fonte: autoria própria.

No início do tubo de sucção, insere-se o aerador de gás, sendo uma imagem do sistema mostrada na Figura 4.6-(a). O gás adentra o tubo de sucção por meio de uma mangueira de alimentação, e é adicionado à mistura através de uma pedra porosa em formato cônico. Esse sistema injeta bolhas dispersas de gás no meio líquido, como mostrado na Figura 4.6-(b), gerando um padrão de escoamento ascendente de bolhas dispersas, uma imagem do qual é mostrada na Figura 4.6-(c).

A Figura 4.7 mostra os medidores *Coriolis* para medição da vazão de líquido e gás. Ambos são da marca Yokogawa ® e controlados por protocolos Foundation

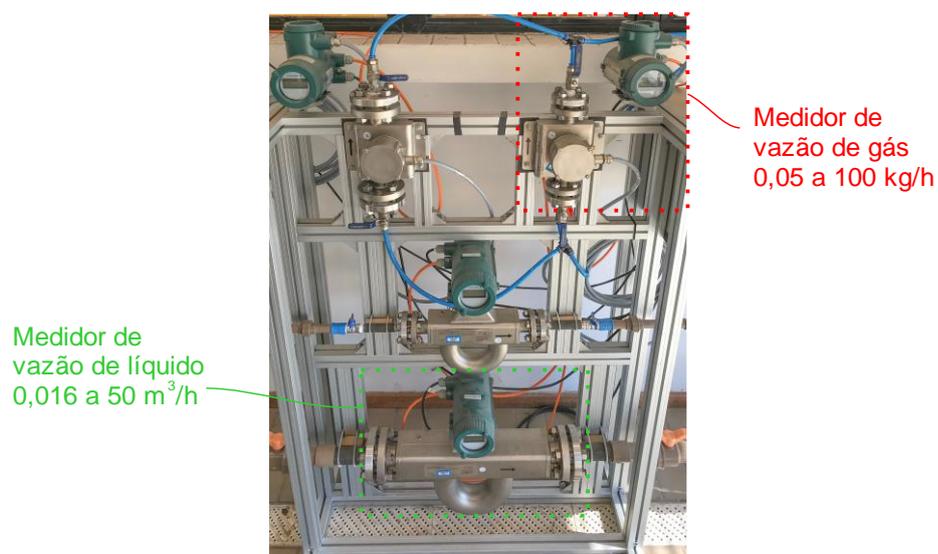
Fieldbus ®. O medidor usado para o líquido opera entre 0,0044 e 13,89 kg/s (0,016 e 50 m³/h), enquanto que o medidor de gás opera em uma faixa entre 0,05 e 100 kg/h.

Figura 4.6 – Aerador usado para inserção de gás na seção de teste: (a) esquema da montagem dos flanges, pedra porosa e mangueira de alimentação; (b) imagem do momento da inserção do gás; (c) padrão vertical ascendente de bolhas gerado no tubo de desenvolvimento.



Fonte: autoria própria.

Figura 4.7 – Medidores de vazão do tipo *Coriolis* para as linhas de líquido e gás.



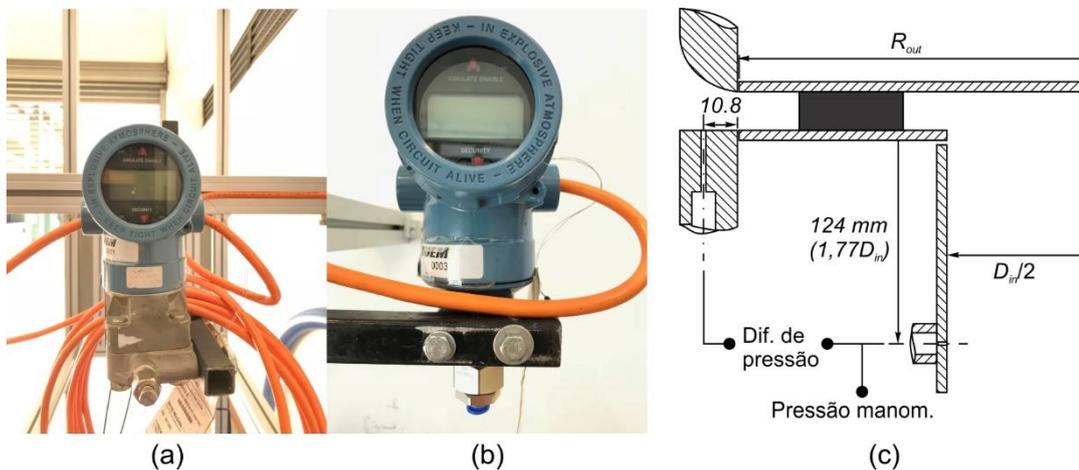
Fonte: autoria própria.

4.3 MEDIÇÃO DE PRESSÃO

A Figura 4.8 mostra (a) o sensor de pressão diferencial, (b) o sensor de pressão manométrico e (c) uma ilustração com o posicionamento das tomadas. Os medidores de pressão são da marca Rosemount® e a aquisição de dados de ambos é realizada via protocolo Foundation Fieldbus®. O transdutor de pressão diferencial tem faixa de operação de 0 a 0,6 bar, e o manométrico de 0 a 10 bar.

A medida de pressão diferencial considera, como ponto de baixa, uma tomada posicionada $1,77D_{in}$ à jusante da seção de entrada do rotor. Como ponto de alta, considera-se uma tomada na base da área de entrada da câmara de descarga, situada numa posição radial 10,8 mm adiante do plano de saída do rotor (esse último de R_{out} = 88 mm como mostrado na Figura 3.9). Os furos das tomadas de pressão têm diâmetro de 1,5 mm, seguidos de expansões de pelo menos 4 mm (Benedict, 1984). Nos testes, toma-se a pressão diferencial durante ao menos 90 segundos, sendo o valor final tomado como a média das amostras desse período.

Figura 4.8 – (a) Transdutor de pressão diferencial; (b) transdutor de pressão manométrica; (c) esquema do posicionamento das tomadas de pressão.



Fonte: autoria própria.

A pressão manométrica, por sua vez, é tomada para duas finalidades básicas: (i) estimar a vazão volumétrica de gás na sucção, considerando-se a equação de gases ideais à temperatura medida pelo medidor de vazão de líquido *Coriolis*, o que também permite estimar a fração volumétrica homogênea de gás; (ii) controlar, via manipulação da frequência da bomba *booster* e da válvula de retorno, a pressão

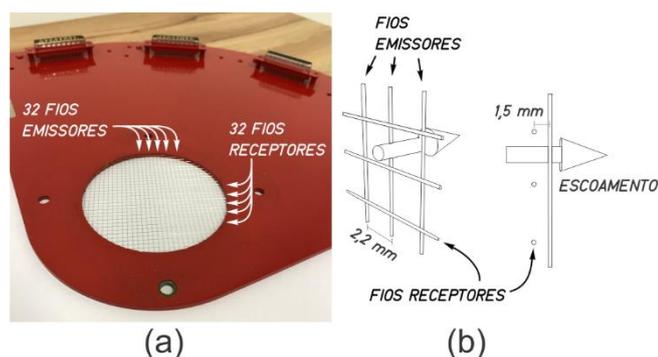
manométrica de sucção, evitando sobrecargas nas vedações dinâmicas e permitindo garantir uma pressão de sucção aproximadamente constante durante os testes.

4.4 MEDIÇÃO DA FRAÇÃO VOLUMÉTRICA DE GÁS DE SUCÇÃO COM O WIRE-MESH SENSOR (WMS)

Como já discutido neste documento, são raros os estudos dentro do presente contexto que agregam a medição da fração volumétrica de gás de sucção na entrada da bomba, $\alpha_{G,in}$. Cubas (2017) utilizou, para esse fim, um sensor de malha de eletrodos, ou *Wire-Mesh Sensor* (WMS), o que lhe permitiu mostrar, para muitas condições operacionais, diferenças entre os valores medidos e aqueles estimados por modelos, como o homogêneo ou o de Drift Flux (Zuber e Findlay, 1965).

Para verificar medidas locais de fração volumétrica de gás em alguns casos e, em particular, o efeito da velocidade de rotação nessas medidas, o sistema utilizado por Cubas (2017) foi novamente adotado neste trabalho. A Figura 4.9 mostra uma imagem (a) do sensor WMS utilizado, juntamente com uma ilustração (b) da configuração da malha de eletrodos que ajuda a entender seu funcionamento.

Figura 4.9 – (a) Imagem do sensor de malha de eletrodos (WMS); (b) ilustração do arranjo da malha do sensor.



Fonte: autoria própria.

O sensor, do tipo capacitivo (Da Silva, 2008), é composto por uma malha de 32x32 fios, dispostos perpendicularmente. Como ilustrado na Figura 4.9, uma das fileiras de eletrodos consiste de fios emissores, e a outra por fios receptores, sendo as fileiras de emissão e recepção espaçadas em 1,5 mm. A distância entre os fios

paralelos é de 2,2 mm. A placa de sensores é fixada no tubo por meio de um flange, e a área útil do sensor coincide com a seção transversal interna do tubo.

A eletrônica do sensor excita cada fio emissor sequencialmente, realizando a leitura do sinal em todos os fios receptores. O campo elétrico gerado pelo fio emissor induz uma corrente elétrica no fio receptor que é proporcional à permissividade elétrica do meio compreendido entre os n cruzamentos, $\varepsilon_{WMS,n}$. Essa permissividade, por sua vez, é proporcional à área ocupada pelas fases ao redor de cada nó.

Uma calibração prévia é realizada com o tubo completamente vazio (apenas ar) e outra com o tubo completamente cheio (apenas água), de forma a medir os limites mínimo e máximo de permissividade de cada nó, $\varepsilon_{ar,n}$ e $\varepsilon_{H2O,n}$. Durante o teste, mede-se, então, $\varepsilon_{WMS,n}$ por todos os nós a uma taxa de 2000 amostras por segundo durante 20 segundos. Após uma filtragem e processamento do sinal, calcula-se a fração volumétrica de gás associada a cada cruzamento, $\alpha_{G,in,n}$, a partir da seguinte expressão (Dos Santos, 2011):

$$\alpha_{G,in,n} = \frac{\varepsilon_{WMS,n} - \varepsilon_{ar,n}}{\varepsilon_{H2O,n} - \varepsilon_{ar,n}} \quad (4.1)$$

Em função do sinal medido e da posição relativa do nó em relação ao tubo (que pode estar próximo à parede), calcula-se um coeficiente de participação do nó no cálculo total da fração volumétrica, $A_{WMS,n}$, e a fração volumétrica de gás média na seção é, por fim, calculada a partir da seguinte expressão:

$$\alpha_{G,in} = \sum_n \alpha_{G,in,n} A_{WMS,n} \quad (4.2)$$

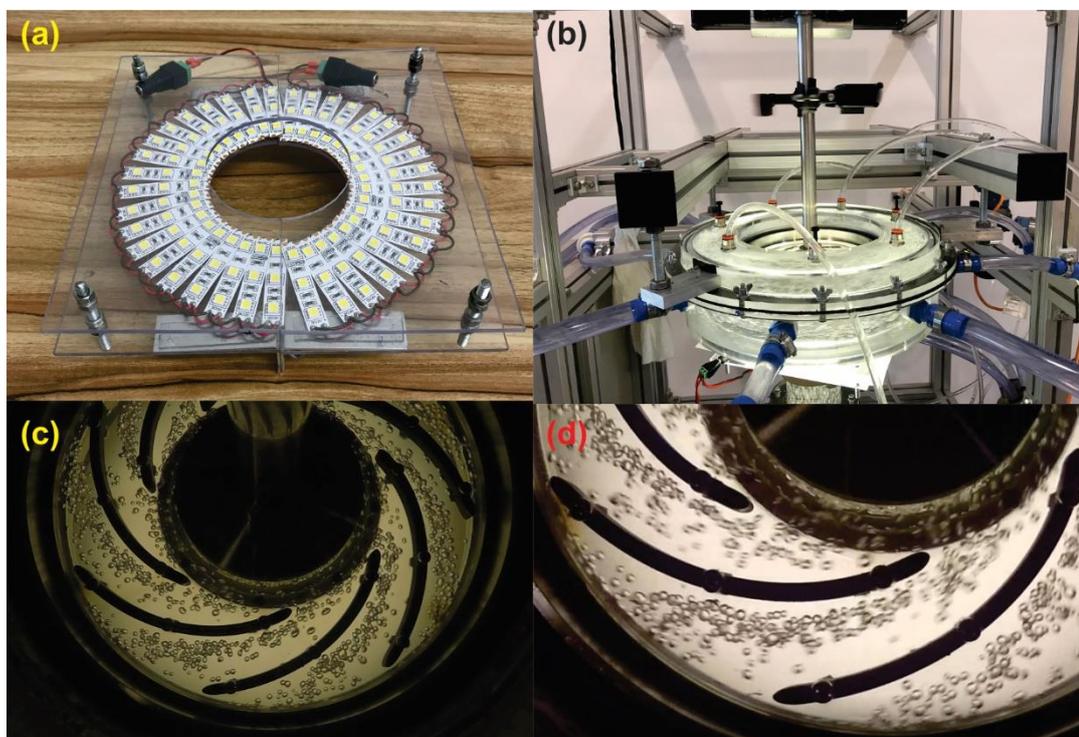
Um programa computacional dedicado (Da Silva, 2008) gerencia automaticamente todo o procedimento descrito, desde o controle eletrônico até o armazenamento dos sinais brutos. Os dados são então processados em uma rotina especialmente desenvolvida para esse tipo de sensor (Dos Santos, 2011). Mais detalhes sobre a eletrônica do sensor, construção, operação e processamento podem ser encontrados em Da Silva (2008) e Dos Santos (2011).

4.5 SISTEMA DE VISUALIZAÇÃO

De modo a obter informações como o movimento das bolhas no rotor, zonas preferenciais de gás e o diâmetro das bolhas, visualizações do escoamento são realizadas simultaneamente às medidas de pressão, vazão e fração de gás. Adota-se uma alternativa inovadora em relação à literatura da área, que consiste na filmagem em um referencial rotativo e retro iluminado.

A Figura 4.10 mostra: (a) o sistema de iluminação; (b) uma imagem da câmera GoPro® como montada no eixo, com a iluminação oposta; (c) uma fotografia em alta resolução do escoamento adquirida com o sistema; (d) um quadro de vídeo tomado do escoamento. A câmera é fixada ao eixo por uma abraçadeira, e balanceada pelo sistema de duplo mancal do eixo e por um contrapeso diametralmente oposto. A câmera é alinhada de forma a capturar a maior extensão possível de um dado canal, e a imagem é ajustada internamente para compensar efeitos de distorção.

Figura 4.10 – (a) Aparato de iluminação; (b) Montagem do sistema de visualização na bancada; (c) exemplo de fotografia de alta resolução obtida com o sistema; (d) exemplo de um quadro de vídeo obtido com o sistema.



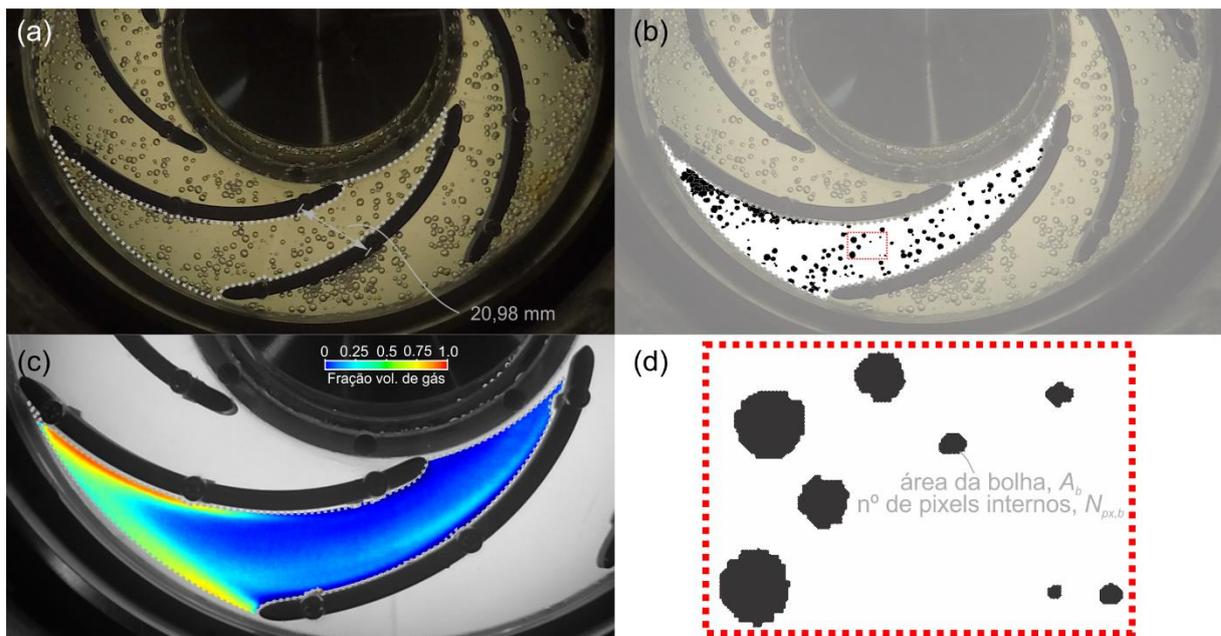
Fonte: autoria própria.

A câmera é acionada remotamente via conexão sem fio. Dois tipos de gravação são realizados: um deles, mostrado na Figura 4.10-(c), é composto por uma série de fotografias em baixa velocidade de aquisição porém em alta resolução, de 4000 x 3000 pixels; o segundo, mostrado na Figura 4.10-(d), compreende a gravação de um vídeo com resolução de 1280 x 720 pixels e a uma taxa de 240 quadros por segundo, por um período de ao menos 10 segundos.

Para a aquisição de informações a partir da visualização, as imagens são tratadas no programa MatLab®, sobre as quais são aplicadas sub-rotinas de processamento. Elas permitem com que as imagens sejam mapeadas em função dos pixels que a compõem. Uma dimensão de referência marcada no rotor é traduzida em número de pixels, o que permite estimar, proporcionalmente, outras dimensões da imagem, bem como a área de uma dada região.

A Figura 4.11 a seguir ajuda a entender o funcionamento da técnica usada, que está descrita em detalhes em Do Amaral et al (2011) e, atualmente, é uma metodologia estabelecida no Núcleo de Escoamentos Multifásicos da UTFPR.

Figura 4.11 – Ilustração do procedimento para processamento de imagem: (a) imagem original; (b) operação de identificação, preenchimento e binarização de bolhas sobre a imagem em um canal do rotor; (c) obtenção de uma média do procedimento obtido em (b) sobre várias imagens; (d) aplicação de algoritmo de contorno para cálculo de diâmetros.



Fonte: autoria própria.

Em (a), observa-se uma imagem como extraída do experimento. Exemplificase, na imagem, uma das várias dimensões de referência conhecidas da geometria real. Dessa imagem, subtrai-se uma imagem de calibração de referência, que consiste em uma fotografia sem a presença de bolhas. Os pixels resultantes da subtração são binarizados entre preto e branco puros (padrão RGB 0-0-0 e 255-255-255, respectivamente) conforme a diferença de contraste; além disso, o algoritmo reconhece contornos fechados como bolhas, e os preenchem em tom preto puro, sendo o resultado mostrado em (b). Este resultado, entretanto, ainda ilustra a binarização de um único instante do campo de escoamento.

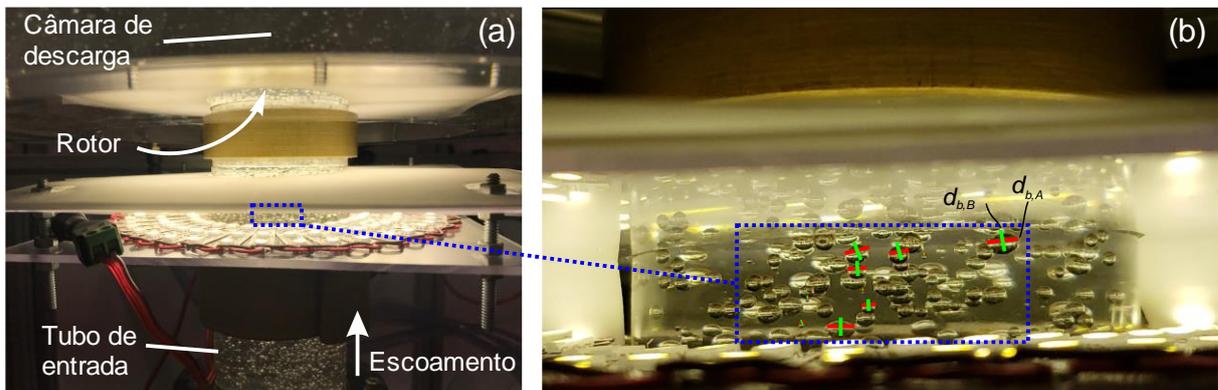
Faz-se, então, o processo obtido em (b) para várias imagens do escoamento, e toma-se uma média de todas as imagens pós-processadas. O resultado, mostrado em (c), representa a presença média da fase gasosa por meio de uma escala em arco-íris. Nesse caso, pode-se aproximar a fração de gás correspondente a cada pixel de uma dada região de interesse por meio dessa escala, onde o tom azul puro no padrão RGB (0-0-255) corresponde a uma fração volumétrica de gás igual a 0, enquanto que o tom em vermelho puro (255-0-0) corresponde a uma 1,0 e valores intermediários são calculados proporcionalmente na escala.

O processo entre (a) e (b) pode ser ramificado em uma nova sub-rotina para maior refinamento dos contornos ao redor das bolhas. Esse procedimento, mostrado em (d), foi realizado na área marcada em (a). Uma vez reconhecidas várias bolhas, pode-se realizar uma contagem do número de pixels contidos na área ocupada por cada uma delas, $N_{px,b}$. Paralelamente, usa-se a dimensão de referência do rotor para calcular a dimensão real associada ao tamanho de cada pixel na imagem. Nesse caso, pode-se conhecer a área correspondente a cada pixel da imagem, o que consequentemente permite estimar a área da seção da bolha voltada para a câmera, A_b . Por fim, o diâmetro equivalente de uma dada bolha no rotor, $d_{b,rot}$, é estimado em função de A_b como $d_{b,rot} = \sqrt{4A_b / \pi}$. Esse procedimento é realizado automaticamente pelo programa. Para cada caso, foram medidas ao menos 2.000 bolhas (valor que varia em função do número de bolhas existentes em uma dada imagem).

Buscou-se, ainda, medir uma distribuição aproximada do diâmetro das bolhas no tubo de entrada, para algumas condições operacionais. Uma imagem que ajuda a

explicar o procedimento adotado é mostrada na Figura 4.12. Ela mostra uma fotografia que captura as bolhas do escoamento ascendente no tubo de entrada, em uma região situada em aproximadamente $1 \cdot D_{in}$ à montante da sucção do rotor. Na Figura 4.12-(a), é mostrada uma imagem da montagem com o posicionamento dos componentes, indicando a região do tubo onde foram tomadas as fotografias para medição dos diâmetros. Na Figura 4.12-(b), um exemplo da imagem tomada para o processamento é mostrada, o qual é realizado dentro da área demarcada em azul (sendo a mais frontal, escolhida para minimizar efeitos de distorção).

Figura 4.12 – Ilustração do procedimento usado para medição dos diâmetros de bolhas no tubo de entrada; (a) esquema da região de tomada das imagens no tubo de entrada; (b) procedimento para obtenção dos eixos maior (linhas vermelhas) e menor (linhas verdes) das bolhas em formato de esferoide prolato.



Fonte: autoria própria.

Como as bolhas tem a forma de um esferoide prolato, foram medidos, para cada bolha visível na imagem, o eixo maior, $d_{b,A}$ (cor vermelha) e menor, $d_{b,B}$ (cor verde). O diâmetro equivalente das bolhas na entrada, $d_{b,in}$, é, então, estimado como proposto em Monte Verde et al. (2017), através da seguinte expressão:

$$d_{b,in} = \frac{\pi d_{b,A} (d_{b,B})^2}{\frac{\pi (d_{b,B})^2}{2} + \frac{\pi d_{b,A} \cdot d_{b,B}}{2 \sqrt{1 - \left(\frac{d_{b,B}}{d_{b,A}}\right)^2}} \operatorname{asen} \left(\sqrt{1 - \left(\frac{d_{b,B}}{d_{b,A}}\right)^2} \right)} \quad (4.3)$$

O procedimento de identificação dos eixos maior e menor das bolhas foi realizado manualmente, com uma subrotina em MatLab® sendo desenvolvida para

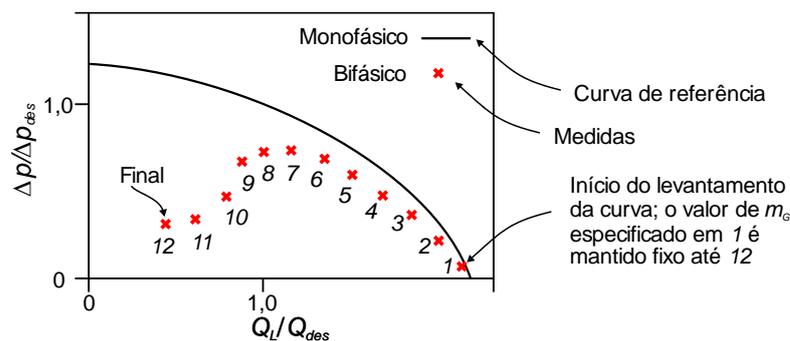
automatizar a contagem de pixels de cada eixo, a conversão do número de pixels em um valor de comprimento, a listagem das bolhas e, por fim, o cálculo dos diâmetros equivalentes. Como dimensão de referência, usa-se o diâmetro externo do tubo, que equivale a 76,7 mm. As imagens foram obtidas com resolução de 4000x3000 pixels, e a incerteza de medição do método é estimada em aproximadamente $\pm 0,07$ mm.

Em função de limitações da bancada de experimentos, esse último procedimento foi realizado para um número reduzido de imagens, e para algumas condições operacionais selecionadas. Para cada condição operacional para a qual o procedimento foi aplicado, foi possível avaliar entre 70 e 250 bolhas para se estimar as distribuições de diâmetro ou diâmetros médios de entrada.

4.6 PROCEDIMENTO DAS MEDIDAS EXPERIMENTAIS

A Figura 4.13 mostra uma curva esquemática para ilustrar a sequência de procedimentos dos testes experimentais. O processo de medida tem como base o levantamento de curvas de ganho de pressão como função da vazão de líquido, o que é realizado individualmente para diferentes velocidades de rotação e diferentes vazões mássicas de gás. Via-de-regra, tomam-se 12 pontos de medida por curva.

Figura 4.13 – Esquema de levantamento de uma curva de ganho de pressão como função da vazão de líquido durante os experimentos, mantida fixa a velocidade de rotação e a fração homogênea ou a vazão mássica de gás.



Fonte: autoria própria.

A seguir, apresenta-se uma descrição geral do procedimento de teste:

- i. Liga-se a bomba *booster*, iniciando-se a circulação de água pelo circuito. Nesse período, realiza-se a purga dos medidores de pressão.

- ii. Aciona-se o motor da seção de teste, ajustando-se sua velocidade via inversor de frequência conforme a velocidade de rotação desejada, que é medida com uso de um tacômetro óptico (incerteza de $\pm 0,5$ rpm).
- iii. Ajusta-se a frequência da bomba *booster* e as válvulas globo e esfera de descarga de forma a se aproximar da pressão de sucção e da vazão de líquido do ponto 1 (Figura 4.13).
- iv. Aciona-se a linha de gás e manipula-se a válvula de controle de fluxo para se aproximar da vazão mássica ou da fração homogênea de gás desejada no ponto 1.
- v. Revisitam-se os passos iii e iv para ajuste fino da pressão de sucção e das vazões de líquido e gás requeridos. Aguarda-se pelo menos 1 minuto para estabilização.
- vi. Mediante programa em LabView®, toma-se, para o ponto 1, o diferencial de pressão através do rotor, além das vazões, temperatura e massa específica de líquido e gás, durante um período de 90 segundos. Paralelamente, tomam-se fotografias em alta resolução a partir do aparato de visualização, além de um vídeo em 240 quadros por segundo por pelo menos 10 segundos. Simultaneamente, toma-se a fração de gás de sucção com o sensor *wire-mesh* durante 20 segundos.
- vii. Retorna-se aos passos de iii a vi para a tomada dos novos pontos de 2 a 12 (Figura 4.13) até o levantamento completo de uma dada curva.

Posteriormente, processam-se os dados das medidas de vazão e pressão para o levantamento de curvas de desempenho, bem como os dados do sensor *wire-mesh* e as imagens do procedimento de visualização.

A Tabela 4.1 apresenta a grade de testes proposta para os testes experimentais. Considera-se água e ar como os fluidos de trabalho, sendo a pressão de sucção manométrica mantida entre 500 e 3000 Pa. A faixa de vazões mássicas de gás, $\dot{m}_G = Q_G \rho_G$, fica compreendida entre 0,06 e 0,48 kg/h, onde Q_G é a vazão volumétrica de gás de entrada. O limite inferior de vazão mássica de gás assumido (=

0,06 kg/h) leva em conta a limitação do medidor *Coriolis* utilizado. A faixa de vazões de líquido testadas se enquadra entre 0,6 e 14,5 m³/h, o que permite uma larga varredura das curvas de desempenho entre $0,2 Q_{des}$ - $2,6 Q_{des}$. Dependendo da vazão de líquido assumida, Q_L , a faixa de fração volumétrica homogênea (sem deslizamento) na entrada, $\lambda = Q_G / (Q_L + Q_G)$, variou entre 0,3 e 36%.

Tabela 4.1 – Faixa de condições operacionais considerada para os testes experimentais

Faixa de velocidades de rotação, n	Faixa de vazões de líquido, Q_L	Faixa de vazões mássicas de gás, \dot{m}_G	Fração vol. homogênea de gás na entrada, λ
200-500 rpm	$0,2Q_{des,n} - 2,6Q_{des,n}$ $0,6 - 14,5 \text{ m}^3/\text{h}$	0,06 – 0,48 kg/h	0,3 – 36 %

Fonte: autoria própria.

As velocidades de rotação testadas se situam entre 200 a 500 rpm, faixa essa muito próxima à testada por Cubas (2017) para uma bomba real e que se mostrou representativa para seu estudo. Em particular, o limite superior de 500 rpm estabelecido para a velocidade de rotação leva em conta limites de operação da bancada experimental, que incluem as capacidades de suprimento da bomba *booster* e de funcionamento do sistema de vedação dinâmica.

As incertezas de medição expandidas, aqui genericamente expressas como δ_{exp} , foram estimadas com base no procedimento descrito em Inmetro (2008), onde:

$$\delta_{exp} = \pm k_{t95} \cdot \sqrt{\sigma_{exp}^2 + \delta_{med}^2}, \quad (4.4)$$

onde δ_{med} é a incerteza própria do medidor, σ_{exp} é o desvio padrão da série de medidas e k_{t95} é o fator “*t-Student*” com 95% de confiabilidade para o número efetivo (Inmetro, 2008) de medidas calculado.

A incerteza própria do medidor diferencial de pressão dada pelo fabricante é de $\pm 15,7$ Pa. A incerteza expandida final, como indica a Eq. (4.4), se torna por vezes muito amplificada pelo desvio padrão da série de medição, em especial para padrões de escoamento intermitentes, como poderá ser observado nas barras de incerteza dos resultados da seção 5.1.

A incerteza do medidor de vazão de líquido é de $\pm 0,1\%$ do valor medido $\pm 0,0016$ m³/h, resultando em uma incerteza expandida máxima de 0,044 m³/h e uma incerteza expandida percentual entre 0,2 e 1,2%. A incerteza do medidor de vazão de gás é de $\pm 0,5\%$ do valor medido $\pm 0,0025$ kg/h, resultando em uma incerteza expandida máxima de 0,015 kg/h e uma incerteza percentual que variou entre 2,5 e 20%.

Para o sensor *wire-mesh*, o fabricante não fornece uma medida de incerteza particular do sensor em valores absolutos de permissividade elétrica. Da Silva et al. (2007), entretanto, estimaram a incerteza particular do sensor como não maior do que $\pm 0,52\%$ do valor medido de permissividade, que é diretamente proporcional ao valor medido de α_G . Na ausência de especificações em valores absolutos, assumiu-se nesse trabalho o valor relativo de $\pm 0,52\%$ proposto por Da Silva et al. (2007) para todas as medidas.

5 RESULTADOS

A seguir, os resultados obtidos ao longo do desenvolvimento da tese são apresentados e discutidos. A primeira seção, com foco nos resultados experimentais, mostra análises de desempenho, medições de diâmetros de bolhas e de fração volumétrica de gás e análises de padrões de escoamento no rotor. A segunda seção mostra os resultados numéricos, que em princípio são validados contra os dados experimentais e, na sequência, são explorados para análise de detalhes do escoamento e da sensibilidade da solução ao efeito de diferentes forças interfaciais. Por fim, uma proposta para identificação da ocorrência de surging em rotores centrífugos é apresentada.

5.1 RESULTADOS EXPERIMENTAIS

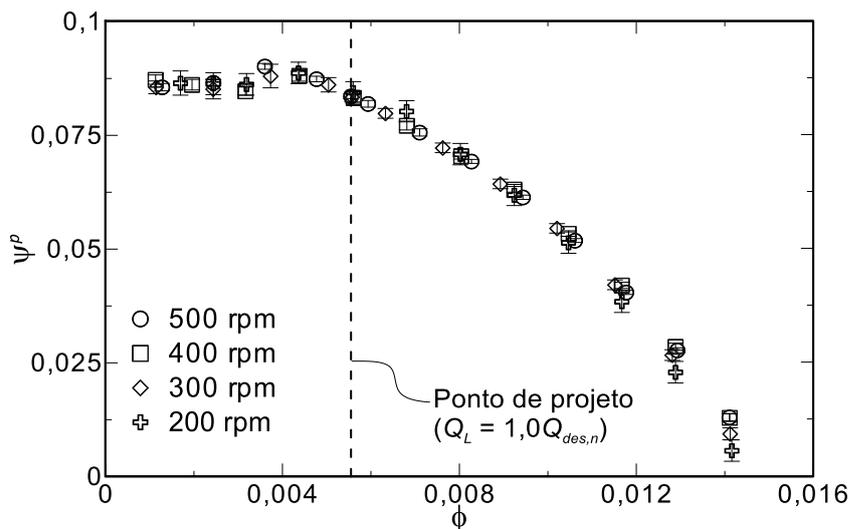
5.1.1 Similaridade e Repetitividade

A Figura 5.1 apresenta curvas de ganho de pressão em função da vazão de líquido obtidas experimentalmente para escoamento monofásico para quatro velocidades de rotação entre 200 e 500 rpm. Os resultados são apresentados na forma adimensional, sendo ψ^p o coeficiente de carga baseado na altura de elevação estática, definido como $\psi^p = (\Delta p / \rho_L) / (\Omega \cdot D_{out})^2$, e ϕ o coeficiente de fluxo, definido como $\phi = Q_L / (\Omega D_{out}^3)$, onde $D_{out} = 0,176$ m é o diâmetro de saída do rotor e Δp é o ganho de pressão estática do rotor medido experimentalmente conforme o esquema da Figura 4.8. Barras de incerteza são apresentadas sobre cada ponto medido.

Observa-se concordância satisfatória entre as curvas para diferentes velocidades de rotação, sendo as incertezas experimentais relativamente pequenas para o caso de escoamento monofásico. Para os maiores valores de coeficientes de fluxo (isto é, maiores vazões de líquido) observa-se uma ligeira tendência de redução de ψ^p com a diminuição da velocidade de rotação, o que pode ser resultado de um pequeno afastamento das leis de afinidade para esses pontos, embora a diferença possa ser considerada como pequena. Entretanto, a concordância para a maior parte

da faixa testada, especialmente próximo ao ponto de projeto e para vazões inferiores está compreendida dentro das incertezas experimentais, enquanto que o coeficiente de determinação, R^2 , entre todas as curvas mostradas é maior do que 0,992.

Figura 5.1 – Curvas de coeficiente de carga (baseado na altura de elevação estática) em função do coeficiente de fluxo obtidas experimentalmente para escoamento monofásico a quatro velocidades de rotação entre 200 e 500 rpm.



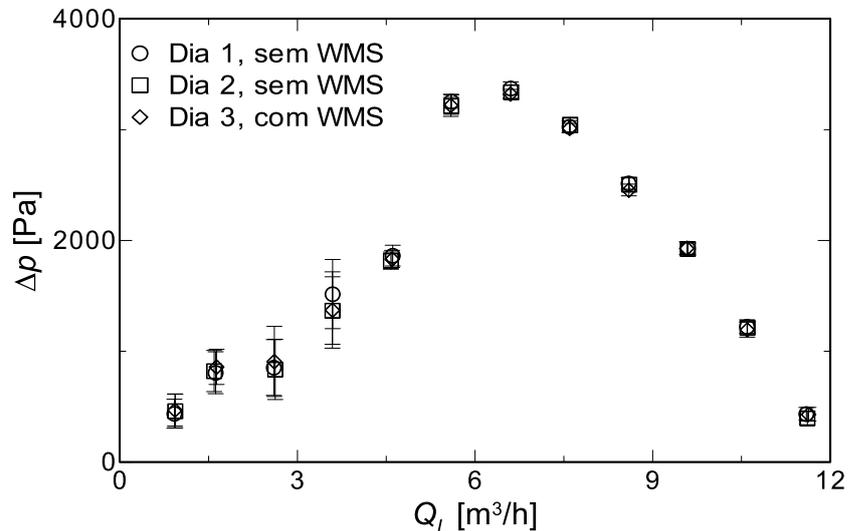
Fonte: autoria própria.

O teste acima é um procedimento de verificação que revela que, para escoamento monofásico, o rotor testado se comporta de acordo com as leis de similaridade hidrodinâmica na faixa de velocidades de rotação testadas. Esse resultado é importante para garantir que: (i) a faixa de velocidades de rotação assumida é representativa para a operação normal do rotor; (ii) qualquer efeito da velocidade de rotação observado posteriormente para escoamento bifásico se deve a mecanismos particularmente provocados pela inclusão da fase gasosa.

A Figura 5.2 mostra curvas de ganho de pressão em função da vazão de líquido obtidas em três dias diferentes, todos para 400 rpm e uma vazão mássica de gás de $\dot{m}_g = 0,18$ kg/h. Todas as curvas concordam bem entre si, dentro das incertezas experimentais. Nos dias 1 e 2, os testes foram realizados sem o uso do sensor *Wire-Mesh* (WMS) à montante do rotor, que foi então instalado para tomada da curva do dia 3. Os resultados confirmam que o aparato experimental proporciona medidas com

boa repetitividade, e que o sensor *Wire-Mesh*, que é um instrumento intrusivo, causa efeito desprezível no comportamento do escoamento bifásico no interior do rotor.

Figura 5.2 – Curvas de ganho de pressão em função da vazão de líquido obtidas em três dias diferentes, a 400 rpm e $m_G = 0,18$ kg/h, com e sem a utilização do sensor *Wire-Mesh*.



Fonte: autoria própria.

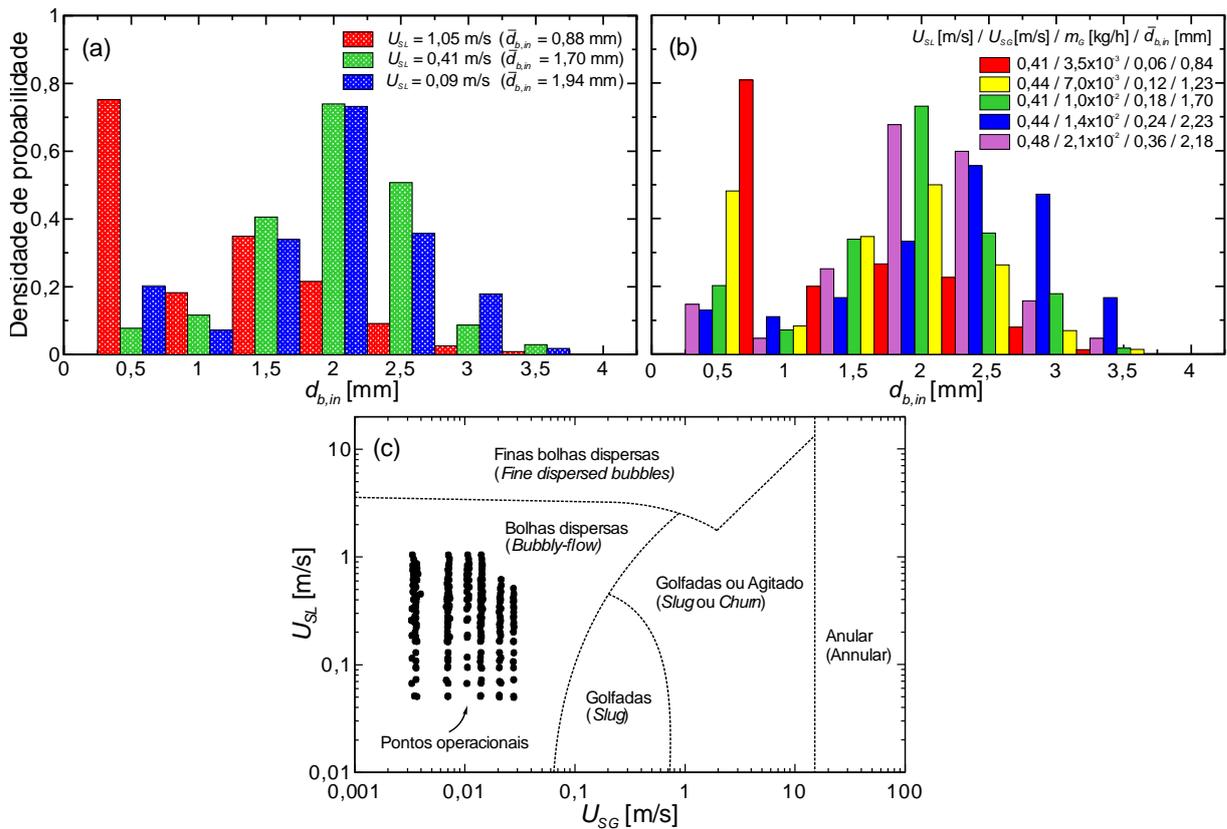
5.1.2 Diâmetros de Bolhas de Entrada e Fração de Vazio

A Figura 5.3 apresenta histogramas de densidade de probabilidade de diâmetros de bolhas à montante do rotor, $d_{b,in}$, medidas à diferentes condições operacionais. Em (a), os histogramas foram computados a uma velocidade superficial de gás fixa de $U_{SG} = 1 \times 10^{-2}$ m/s ($\dot{m}_G = 0,18$ kg/h) a três diferentes velocidades superficiais de líquido, U_{SL} . Em (b), foram considerados diferentes valores de U_{SG} para valores similares de U_{SL} (entre 0,41 e 0,48 m/s). Em (c), os pontos operacionais testados são mostrados no mapa de fluxo de escoamento água-ar vertical ascendente de Taitel et al. (1980) (originalmente para $D_{in} = 0,051$ m), confirmando que todos os pontos correspondem ao padrão de escoamento de bolhas dispersas (*bubbly-flow*).

Observou-se, em geral, que os diâmetros das bolhas à montante do rotor se situam, em geral, entre $0 < d_{b,in} < 4,5$ mm. A Figura 5.3 sugere dois picos nos histogramas nessa faixa, um em torno de 0,5 mm e outro entre 2 e 2,5 mm. O primeiro é resultado da pedra usada como misturador, que pela sua fina porosidade ($< 1 \mu\text{m}$), aliado ao cisalhamento do líquido ao redor da pedra cônica, produz grande quantidade

de minúsculas bolhas. Isso fica mais evidente para a maior velocidade superficial de líquido em (a) ($U_{SL} = 1,05$ m/s) e para a menor velocidade superficial de gás em (b) ($U_{SG} = 3,5 \times 10^{-3}$ m/s), onde as barras em torno de 0,5 mm são mais elevadas.

Figura 5.3 – (a) Histogramas de densidade de probabilidade de diâmetros de bolha de entrada, $d_{b,in}$, à diferentes velocidades superficiais de líquido (U_{SL}), a uma velocidade superficial de gás fixa de $U_{SG} = 1 \times 10^{-2}$ m/s ($m_G = 0,18$ kg/h); (b) Histogramas de $d_{b,in}$ à diferentes valores de U_{SG} porém a valores similares de U_{SL} ; (c) Identificação dos pontos operacionais testados no mapa de fluxo de escoamento líquido-gás vertical ascendente de Taitel et al. (1980).



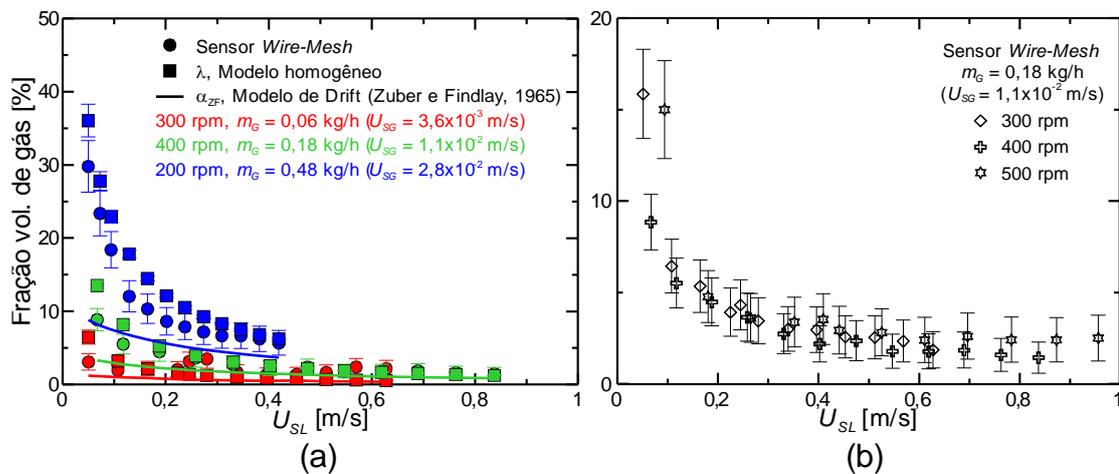
Fonte: autoria própria.

Nota-se, também, que o diâmetro de bolhas de entrada é função tanto da vazão de líquido quanto da vazão de gás. O valor de $\bar{d}_{b,in}$, tomado como a média aritmética dos diâmetros de todas as bolhas medidas para cada ponto, cresce de 0,88 a 1,70 mm em (a) quando U_{SL} diminui de 1,05 para 0,41 m/s. Abaixo de $U_{SL} = 0,41$ m/s, entretanto, a influência da velocidade superficial de líquido se mostrou menos pronunciada, tal que $\bar{d}_{b,in}$ cresceu a apenas 1,94 mm quando $U_{SL} = 0,09$ m/s. Em (b), o valor de $\bar{d}_{b,in}$ aumenta sensivelmente com a velocidade superficial de gás,

crecendo de 0,84 a 2,23 mm de $U_{SG} = 3,5 \times 10^{-3}$ m/s a $1,4 \times 10^{-2}$ m/s, quando então deixa de variar significativamente com o sucessivo aumento de U_{SG} .

A Figura 5.4 mostra resultados para a fração volumétrica de gás média na seção transversal de entrada, à montante do rotor, como função da velocidade superficial de líquido, U_{SL} , obtidos para diferentes condições operacionais. Em (a), as medidas do sensor *Wire-Mesh* são comparadas com o modelo homogêneo, $\lambda = Q_G / (Q_L + Q_G) = U_{SG} / (U_{SL} + U_{SG})$, e com o modelo de Drift de Zuber e Findlay (1965), $\alpha_{ZF} = U_{SG} / (C_0(U_{SL} + U_{SG}) + U_{Drift})$, onde C_0 é o parâmetro de distribuição, $C_0 = 1,2 - 0,2(\rho_G / \rho_L)^{0,5}$, e U_{Drift} é a velocidade de “drift”, $U_{Drift} = 1,4(\sigma \cdot g \cdot (\rho_L - \rho_G) / \rho_L^2)^{0,25}$.

Figura 5.4 – Fração volumétrica de gás de entrada em função da velocidade superficial de líquido; (a) Comparação entre as medidas do sensor *Wire-Mesh* com o modelo homogêneo e o modelo de Drift (Zuber e Findlay, 1965) para testes a diferentes condições operacionais; (b) Comparação dos resultados obtidos com o sensor *Wire-Mesh* para testes a diferentes velocidades de rotação e uma velocidade superficial de gás fixa.



Fonte: autoria própria.

Para o caso em que $n = 300$ rpm e $U_{SG} = 3,6 \times 10^{-3}$ m/s ($\dot{m}_G = 0,06$ kg/h), os valores de fração volumétrica de gás medidos pelo sensor *Wire-Mesh* são similares aos obtidas com o modelo homogêneo. Quando $U_{SG} = 1,1 \times 10^{-2}$ m/s ($\dot{m}_G = 0,18$ kg/h), nota-se que os valores medidos tendem a ser em geral mais baixos do que os do modelo homogêneo, especialmente quando a velocidade superficial de líquido é reduzida e o deslizamento entre as fases se torna mais importante. Para o caso em que $n = 200$ rpm e $U_{SG} = 2,8 \times 10^{-2}$ m/s ($\dot{m}_G = 0,48$ kg/h), um desvio ainda maior entre

as curvas é observado; ao menor valor de U_{SL} testado, o modelo homogêneo resulta em $36 \pm 2,2\%$, enquanto que os dados do sensor *Wire-Mesh* resultam em $30 \pm 5,9\%$.

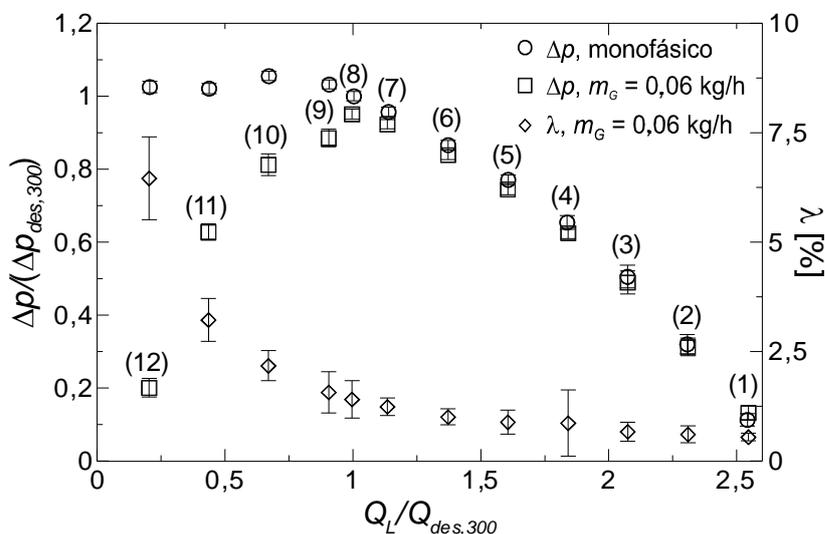
Considerando-se as incertezas experimentais, entretanto, pode-se concluir que o modelo homogêneo resulta em uma estimativa razoável da fração volumétrica de gás da entrada do rotor, especialmente quando U_{SL} é suficientemente alto. Surpreendentemente, contudo, o modelo de Drift, aplicado ao presente caso, subestima significativamente a fração volumétrica de gás em praticamente todos os casos. Em razão desse resultado, nas simulações numéricas, a fração volumétrica foi estimada no início do tubo de entrada com o uso do modelo homogêneo.

Na Figura 5.4-(b), os valores do sensor *Wire-Mesh* são comparados para três casos medidos a diferentes velocidades de rotação, a uma velocidade superficial de gás constante. Todas as curvas seguem padrão similar e os valores a diferentes valores de n apresentam boa concordância, com praticamente todos os dados se situando dentro das incertezas experimentais. Isso sugere que o aumento de n , até 500 rpm, causa efeito desprezível na fração de gás local na entrada do rotor, influência essa que se mostrou mais pronunciada em Cubas (2017).

5.1.3 Curvas de Ganho de Pressão e Padrão de Escoamento Bifásico

A Figura 5.5 mostra curvas do ganho de pressão estática medidas experimentalmente, para uma velocidade de rotação de 300 rpm, para escoamento monofásico e bifásico, essa última tomada para uma vazão mássica de gás constante de $\dot{m}_G = 0,06$ kg/h. O experimento foi realizado a uma temperatura média de $20,4$ °C e a uma pressão absoluta de sucção de 104 kPa, tal que $\rho_G = 1,239$ kg/m³. O eixo da vazão de líquido é normalizado pelo valor no ponto de projeto à rotação de trabalho, isto é, $1,0Q_{des,300}$, onde $Q_{des,300}$ é calculada conforme a Eq. (3.49). Os valores do ganho de pressão são normalizados por $\Delta p_{des,300}$, que corresponde ao valor medido para escoamento monofásico sob o ponto de projeto, e desconta a parcela de coluna hidrostática entre os pontos de tomada. O eixo das ordenadas à direita mostra a fração de gás homogênea, λ , medida para a curva de $\dot{m}_G = 0,06$ kg/h.

Figura 5.5 - Curvas de ganho de pressão estática medidas experimentalmente em função da vazão normalizada de líquido, à 300 rpm, para escoamento monofásico e para escoamento bifásico levantada para uma vazão mássica de gás constante de 0,06 kg/h, cuja fração de gás homogênea resultante é também plotada conforme à ordenada da direita.



Fonte: autoria própria.

Uma vez que a curva para escoamento bifásico é tomada a uma vazão de gás constante, a fração de gás homogênea aumenta continuamente com a diminuição da vazão de líquido. Neste caso em particular, o valor de λ é de aproximadamente 0,5% no início da curva (ponto de maior vazão de líquido) e 6,3% no final da curva. No ponto (1), onde a fração de gás é baixa e a vazão de líquido é alta, o desempenho do rotor é praticamente idêntico ao obtido para a curva base sob escoamento monofásico. Essa tendência se mantém dos pontos (2) ao ponto (7), ao longo dos quais a queda de desempenho em função da presença de gás é pequena em relação à curva base.

No ponto (8), que corresponde ao valor máximo de Δp sob escoamento bifásico, a queda de desempenho em relação à curva base começa a se tornar sensível. Uma redução de Q_L para o ponto (9) provoca uma queda significativa de Δp , indicando o início da condição de *surging*. Autores como Gamboa e Prado (2012) assumem, pragmaticamente, o ponto de máximo Δp testado como o “ponto de início de *surging*”, que marca a fronteira entre operação estável e instável de bombas centrífugas sob escoamento líquido-gás. Entre os 12 pontos testados, o ponto (8) é o que se enquadra nesse critério. Após a queda de Δp no ponto (9), a degradação se torna cada vez

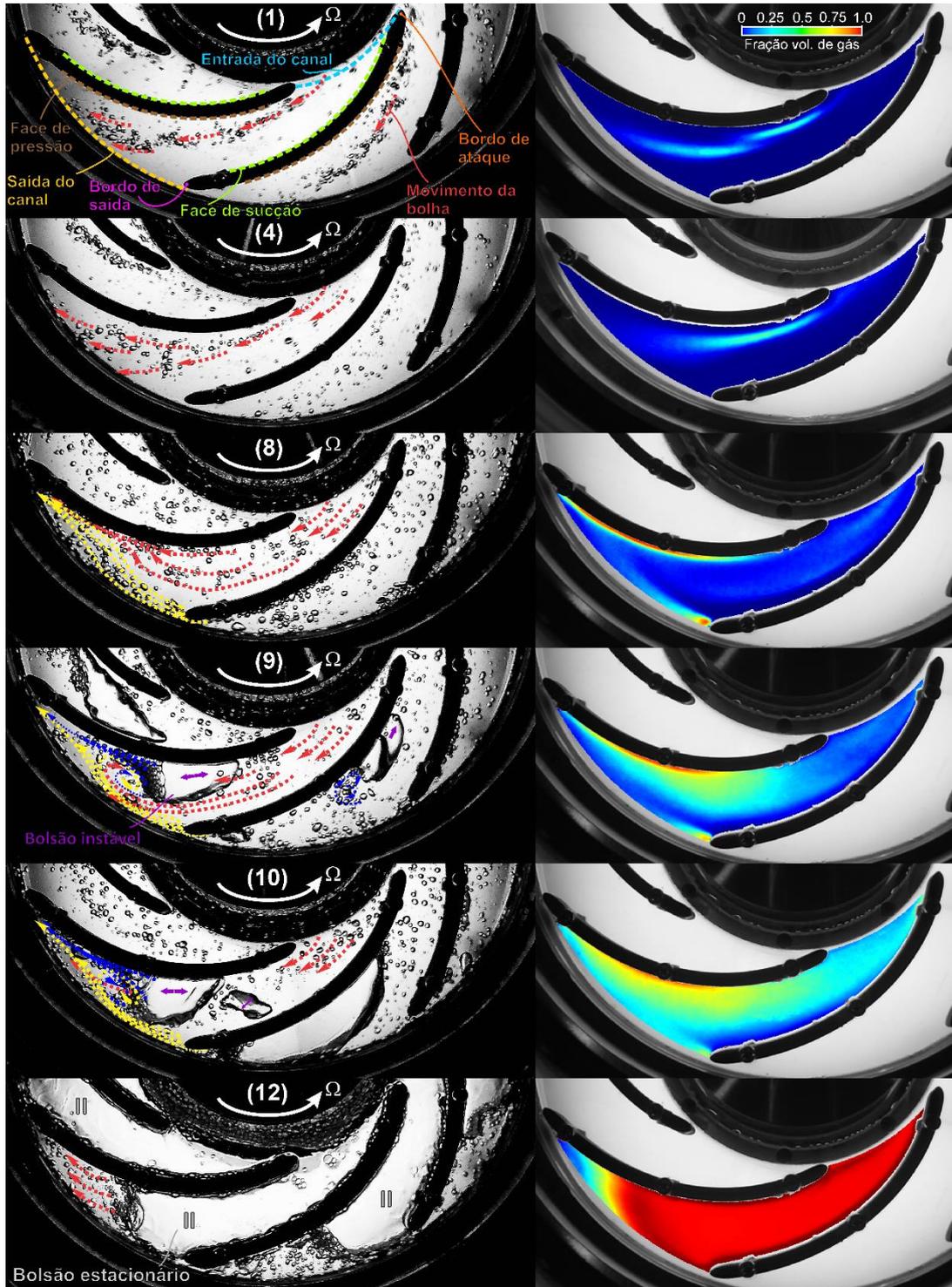
mais significativa à medida que a vazão de líquido diminui. No ponto (12), o ganho de pressão cai a menos de 20% do valor correspondente para escoamento monofásico.

Para ajudar no entendimento do comportamento observado acima, a Figura 5.6 mostra imagens obtidas para seis pontos selecionados dentre os indicados na Figura 5.5. À esquerda, mostram-se fotografias de alta resolução obtidas para um instante representativo do padrão de escoamento de cada ponto. À direita, a fração volumétrica de gás média obtida através do processamento de imagem (seção 4.5) é mostrada no canal do rotor central da imagem, para ilustrar a distribuição média do gás durante a operação associada a cada padrão de escoamento.

Para o ponto (1), que corresponde à uma alta vazão de líquido e baixa fração volumétrica de gás de entrada, observa-se a fase gasosa se encontra na forma de um padrão de pequenas bolhas dispersas. Uma pequena população de pequenas bolhas adentra os canais do rotor junto à face de pressão junto ao bordo de ataque das pás, sendo então firmemente arrastadas pela fase líquida e escoando através de uma estreita faixa próximo à face de pressão pela maior parte da extensão do canal. Setas vermelhas são usadas para ilustrar esse movimento, enquanto que a tendência geral fica evidente na análise da fração volumétrica de gás média mostrada à direita. Da metade do canal adiante, a turbulência do líquido causa uma ligeira dispersão no caminho preferencial das bolhas, que eventualmente deixam o rotor de forma mais espalhada. A pequena população de bolhas e a distribuição regular desse padrão de escoamento em todos os canais causa degradação de desempenho desprezível em comparação com a curva de escoamento monofásico, como mostra a Figura 5.5.

As bolhas também seguem um caminho preferencial junto à face de pressão no ponto (4), embora elas se mostrem ligeiramente mais dispersas que na condição anterior. Em todo caso, a degradação de desempenho para o ponto (4) segue praticamente desprezível, onde a presença de uma pequena população de bolhas e uma alta vazão de líquido que as arrasta para fora não causam influência significativa no campo de escoamento da fase líquida nos canais hidráulicos do rotor.

Figura 5.6 – Imagens selecionadas da distribuição da fase gasosa no rotor correspondentes à curva de ganho de pressão para escoamento bifásico à 300 rpm e $m_G = 0,06$ kg/h (Figura 5.5). As imagens à esquerda correspondem às fotografias originais (acrescidas de ilustrações esquemáticas), e as à direita são processadas com a fração volumétrica média de gás.



Fonte: autoria própria.

Como proposto por Murakami e Minemura (1974a) e explicado na Figura 2.1, o gradiente de pressão gerado pelo campo centrífugo do rotor faz com que uma bolha escoando através do meio contínuo de líquido esteja sujeita a uma força oposta ao seu movimento, que é proporcional ao seu volume e ao gradiente de pressão local. Essa força desacelera a bolha rapidamente, criando um atraso de velocidade em relação ao líquido que, como resposta, gera uma força de arrasto que atua favoravelmente ao movimento da bolha.

Nessa linha de pensamento, Stel et al. (2019) argumentam que a parte da curva com a maior vazão de líquido tenderá a ser mais favorável para que as bolhas deixem o rotor já que a força devida ao campo centrífugo não é suficiente para causar um atraso de velocidade capaz de parar a bolha no interior do rotor. Para as condições operacionais avaliadas na Figura 5.5, um comportamento similar aparenta estar presente até o ponto (7), onde a degradação de desempenho é ainda desprezível.

Entretanto, ao se mover para à esquerda da curva, aumenta-se o ganho de pressão no rotor e, correspondentemente, diminui-se a vazão de líquido, o que faz com que o atraso de velocidade entre a bolha e o líquido se torne cada vez mais significativo. Em algum ponto, as bolhas dificilmente terão velocidade relativa suficiente para deixar o rotor.

Para as condições da Figura 5.5, esse ponto crítico ocorre próximo ao ponto (8), que marca o início da fronteira de *surging*. Na imagem associada a essa condição mostrada na Figura 5.6, observa-se que as bolhas estão, agora, bem dispersas através do canal do rotor, com apenas uma estreita faixa junto à face de sucção sendo ainda majoritariamente ocupada pela fase líquida, como revela a região em cor azul observada na imagem processada à direita. A população de bolhas nesse ponto aumenta sensivelmente em comparação com os padrões anteriores. Regiões de alta concentração de gás aparecem em vários pontos, principalmente junto à face de pressão, da metade do canal até a saída do rotor. Nota-se que essa zona de aglomeração é onde as bolhas de maior diâmetro da imagem são encontradas. Em particular, a aglomeração de bolhas na face de pressão é formada tanto por bolhas vindo da entrada do canal, que são desviadas lateralmente (setas vermelhas), quanto por bolhas que contornam à jusante do bordo de saída da pá do canal adjacente e

que, ao invés de deixar o rotor, são empurradas de volta para o próximo canal, impactando-se com a face de pressão da pá (setas amarelas). Uma dinâmica de bolhas similar foi também observada por Barrios (2007), Cubas (2017) e Stel et al. (2019), que de acordo com essa última referência provou ser resultado de um forte componente da força de gradiente de pressão atuando contra o movimento da bolha.

É importante notar que, até esse ponto, as bolhas formam aglomerações sem coalescência. Além disso, todas conseguem deixar o rotor, ou ao menos mantêm indefinidamente um movimento de recirculação ao redor da periferia do rotor, sem efetivamente deixá-lo, mas ainda sem formar bolsões de gás. Nota-se que, na imagem à direita, regiões com altos valores de fração de gás são de fato encontradas junto à face de pressão e ao redor do bordo de saída das pás.

Quando a vazão de líquido é reduzida do ponto (8) para o ponto (9), bolsões de gás começam a se formar em alguns canais, como resultado da coalescência de bolhas que ficam aprisionadas no rotor, e um complexo padrão de escoamento intermitente se inicia. Os bolsões são vistos, na maior parte do tempo, aprisionados junto à face de pressão das pás, movendo-se de maneira instável (setas espessas em cor roxa) por algum tempo. Em um dado instante, eles são quebrados em bolsões menores ou rompidos em bolhas dispersas que são arrastadas para fora. Esse mecanismo ocorre de maneira intermitente, com bolsões sendo constantemente formados e quebrados, mas sem crescer suficientemente de forma a bloquear os canais. Eles podem, também, migrar entre os canais adjacentes, o que pode ocorrer tanto na periferia do rotor quanto ao redor do bordo de ataque das pás. A imagem da direita referente ao ponto (9) de fato revela que a zona mais provável de manutenção do bolsão é junto à face de pressão da pá. Em um rotor radial, isso é resultado principalmente da ação da força centrífuga que atua no sentido de empurrar as bolhas no sentido do centro do eixo de rotação, em uma direção que aponta para a face de pressão da pá, como demonstrado por Monte Verde et al. (2017).

Quanto às bolhas que adentram um canal ocupado por um bolsão, algumas são vistas se deslocando para o lado oposto do bolsão, deixando o rotor, e outras se movem por baixo do bolsão ou o alimentam através de coalescência. Outras bolhas, tanto vindas da entrada quanto de canais adjacentes, são vistas sendo capturadas

pela esteira estabelecida à jusante do bolsão, mantendo-se em movimento de recirculação por um tempo antes de deixar o rotor (setas azuis), ou aglomerando-se na face à jusante do bolsão ou, em alguns casos, nele coalescendo.

Como se pode observar na Figura 5.5, a degradação de desempenho se torna significativa no ponto (9), e se torna ainda mais pronunciada no ponto (10). Essa última condição apresenta padrão de escoamento muito similar ao ponto (9), mas com bolsões ainda maiores, embora ainda instáveis; a imagem processada à direita revela que a zona de alta acumulação de gás no rotor agora se expande por quase toda a seção transversal do canal, embora a região junto à face de sucção perto da saída do rotor ainda seja dominada pela fase líquida. Além disso, zonas de vermelho intenso (imagem processada da direita) ainda não são encontradas para o ponto (10), já que os bolsões são instáveis e não estão presentes nos canais em 100% do tempo.

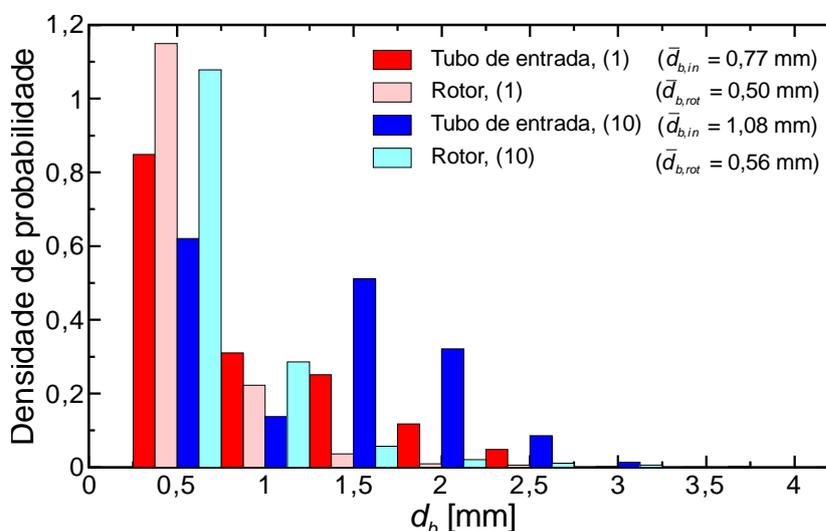
Quando a vazão de líquido é reduzida para o ponto (12), o líquido perde praticamente toda a capacidade de arrastar a fase gasosa, que rapidamente coalesce em todos os canais, formando um padrão de escoamento segregado caracterizado por largos bolsões estáveis. Uma vez que eles bloqueiam um grande volume dos canais do rotor, o líquido é forçado a escoar através de finos filmes de líquido formados ao redor do bolsão, junto às pás. A face do bolsão mais próxima à saída é constantemente cisalhada pelo líquido e conseqüentemente rompida em pequenas bolhas dispersas, que podem tanto deixar o rotor ou voltar a coalescer com o bolsão.

Por sua vez, as bolhas que entram no rotor são vistas, em sua maioria, alimentando os bolsões através de coalescência, enquanto que um número menor de bolhas é visto, de alguma forma, escoando através dos finos filmes de líquido até a saída do rotor. A degradação de desempenho para esse ponto é severa, de acordo com a Figura 5.5. Nesse caso, a imagem processada à direita revela que praticamente todo rotor é dominado pela fase gasosa durante toda a operação, consistente com a região de intensa cor vermelha cobrindo uma longa extensão do canal hidráulico.

A Figura 5.7 mostra histogramas dos diâmetros de bolhas no tubo de entrada (à montante do rotor) e dentro dos canais do rotor, para os pontos operacionais (1) e (10) discutidos acima. No ponto (1), as bolhas que adentram o rotor já são, como

discutido anteriormente, relativamente pequenas em função do aerador usado, com um diâmetro médio de entrada de $\bar{d}_{b,in} = 0,77$ mm. Entretanto, o rotor ainda é capaz de proporcionar alguma quebra de bolhas, tal que um aumento da densidade de probabilidade dos menores grupos são observados. Poucas bolhas maiores que 1 mm são encontradas no rotor nessa condição. Como elas já adentram o rotor com pequeno diâmetro, o diâmetro médio no rotor, $\bar{d}_{b,rot}$, reduz a apenas $\bar{d}_{b,rot} = 0,50$ mm.

Figura 5.7 – Comparação dos histogramas de densidade de probabilidade dos diâmetros de bolha, d_b , medidos no tubo de entrada e no interior do rotor, para as condições operacionais (1) e (10) indicadas na Figura 5.5.



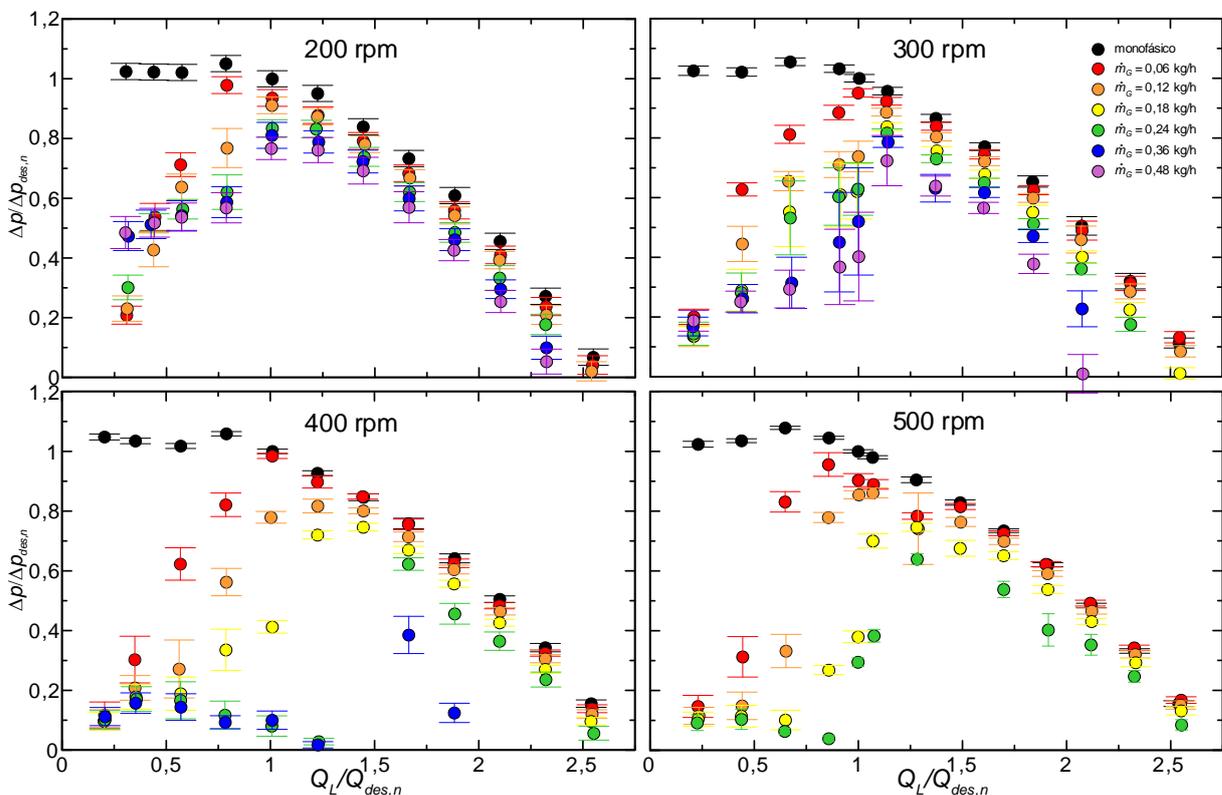
Fonte: autoria própria.

A quebra de bolhas se torna um pouco mais significativa para o ponto (10), onde o diâmetro médio das bolhas dispersas reduz de $\bar{d}_{b,in} = 1,08$ mm no tubo de entrada para $\bar{d}_{b,rot} = 0,56$ mm dentro do rotor (os bolsões foram desconsiderados no processo de média). Comparados ao ponto (1), os tamanhos de bolhas no ponto (10) mostram apenas um ligeiro aumento da população dos grupos intermediários, embora se possa assumir que a distribuição é em geral similar para ambos os casos.

Um fato interessante a respeito do ponto (10), que se situa dentro da condição de *surging*, é que um número reduzido de bolhas nos histogramas é maior que 3 mm, embora largos bolsões sejam observados nesse caso. Isso sugere que, de um ponto de vista estatístico, a distribuição de bolhas durante a condição de *surging* é tal que o

gás se encontra ou na forma de numerosas e pequenas bolhas dispersas ou na forma de largos bolsões esparsos, por vezes maiores do que 100 mm. Por isso, ao se analisar os dados das diferentes condições testadas no trabalho, os grupos dimensionais considerados no modelo MUSIG (seção 3.4.2) ficaram restritos às faixas estatisticamente representativas para o caso de bolhas dispersas (para o qual o modelo MUSIG é válido), não sendo necessário considerar toda a faixa de diâmetros desde as menores bolhas até tamanhos equivalentes aos bolsões, o que poderia tornar o uso do modelo MUSIG proibitivo e inconsistente.

Figura 5.8 - Curvas normalizadas de ganho de pressão estática medidas experimentalmente em função da vazão normalizada de líquido, levantadas para várias vazões mássicas constantes de gás e quatro velocidades de rotação.



Fonte: autoria própria.

A Figura 5.8 mostra curvas normalizadas do ganho de pressão medido experimentalmente, $\Delta p / \Delta p_{des,n}$, em função da vazão normalizada de líquido, $Q_L / Q_{des,n}$, para quatro velocidades de rotação entre 200 e 500 rpm e várias vazões mássicas constantes de gás entre 0,06 e 0,48 kg/h. Os resultados para escoamento monofásico também são mostrados para comparação. O comportamento observado

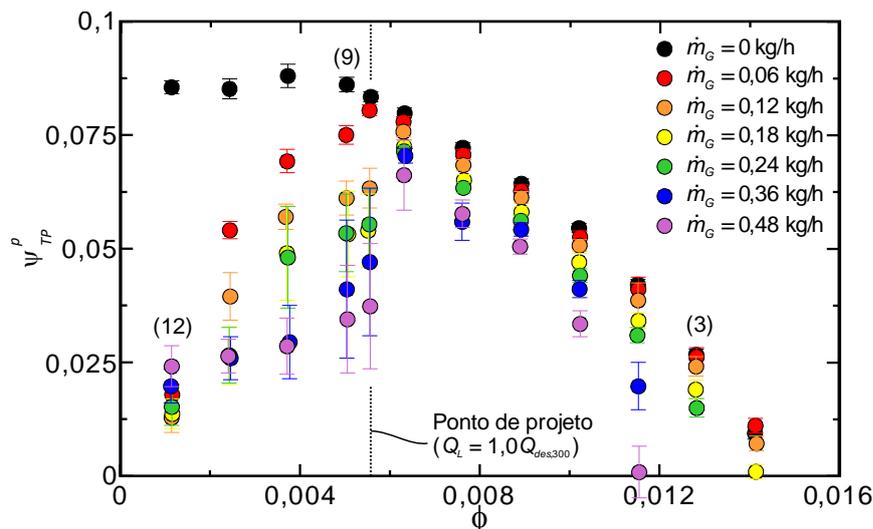
para o caso da Figura 5.5, bem como os padrões de escoamento associados discutidos na Figura 5.6, se mostraram similares para grande parte das demais condições operacionais testadas e apresentadas na Figura 5.8.

Entretanto, níveis particulares de degradação de desempenho e outras características são afetadas pela vazão de gás e pela velocidade de rotação considerados. O efeito desses dois parâmetros no comportamento do escoamento bifásico no rotor estudado é discutido separadamente, nas subseções que se seguem.

5.1.3.1 Efeito da vazão de gás

A Figura 5.9 repete curvas selecionadas da Figura 5.8, mostradas agora na forma de coeficiente de carga baseado na altura de elevação estática para escoamento bifásico, $\psi_{TP}^p = (\Delta p / \rho_m) / (\Omega \cdot D_{out})^2$, como função do coeficiente de fluxo, $\phi = Q_L / (\Omega D_{out}^3)$, obtidas para diversas vazões mássicas a partir de $\dot{m}_G = 0$ kg/h (escoamento monofásico) até 0,48 kg/h, todas a 300 rpm.

Figura 5.9 – Curvas de coeficiente de carga baseado na altura de elevação estática para escoamento bifásico, ψ_{TP}^p , em função do coeficiente de fluxo, ϕ , obtidas para diferentes vazões mássicas de gás de $\dot{m}_G = 0$ kg/h (escoamento monofásico) a 0,48 kg/h, para uma velocidade de rotação fixa em 300 rpm.



O coeficiente de carga para escoamento bifásico, ψ_{TP}^p , é calculado de forma similar à apresentada anteriormente na Figura 5.1, exceto que uma massa específica

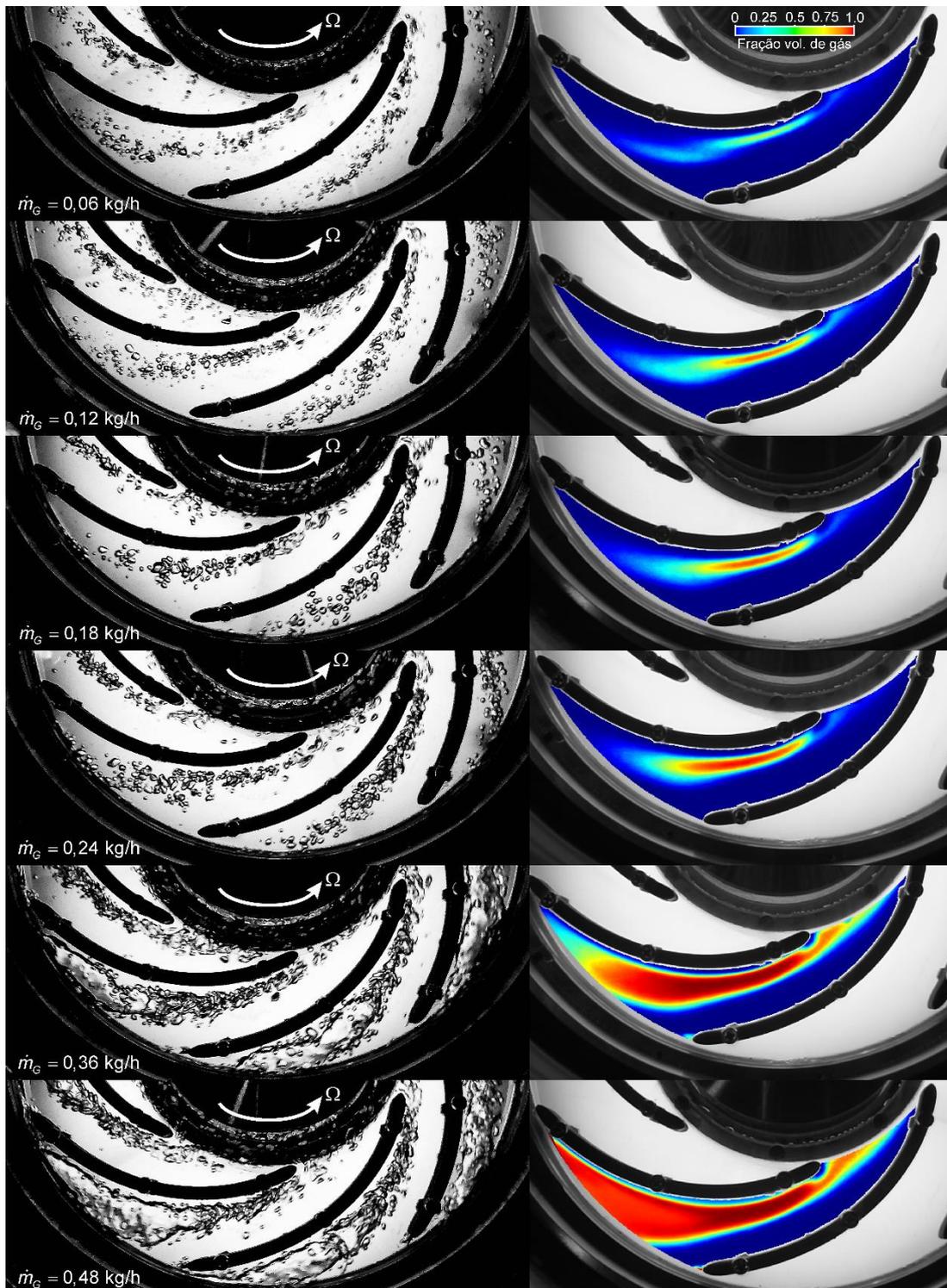
de mistura, $\rho_m = \rho_G \lambda + \rho_L (1 - \lambda)$, é considerada para levar em conta a redução do peso médio da mistura multifásica à medida em que cresce a vazão mássica de gás. Uma vez que a variação da massa específica da mistura da entrada do rotor à saída é desprezível para as condições testadas, os valores de ρ_G e λ usados para calcular ρ_m podem ser bem aproximados pelos valores medidos na entrada do rotor.

Diferentemente da Figura 5.8, a análise da Figura 5.9 é realizada para o coeficiente de carga para escoamento bifásico como forma de se isolar da análise a queda gradual do valor absoluto medido para o ganho de pressão com o aumento de \dot{m}_G , já que o valor de Δp naturalmente diminui com a diminuição da massa específica da mistura, ρ_m , na medida em que se aumenta a vazão de gás de entrada. Caso a degradação do ganho de pressão estático fosse devida unicamente a esse fator, seria esperado que as diferentes curvas da Figura 5.9 colapsassem umas sobre as outras.

Entretanto, nota-se que, mesmo em termos adimensionais, a degradação de desempenho, em geral, se intensifica com o aumento da vazão de gás de entrada. O ponto de início de *surging*, que ocorre no ponto de projeto para $\dot{m}_G = 0,06$ kg/h, se desloca para a direita para vazões de gás mais altas. Acima do ponto de *surging*, a degradação de desempenho pode ser considerada desprezível apenas até $\dot{m}_G = 0,12$ kg/h. Ela passa então a ser significativa para $\dot{m}_G = 0,18$ kg/h, condição para a qual a vazão máxima de líquido – isto é, aquela para a qual o ganho de pressão do rotor é nulo – ainda se situa acima do ponto (1). A vazão máxima então reduz abaixo do ponto (1) para $\dot{m}_G = 0,24$ kg/h e abaixo do ponto (2) a partir de $\dot{m}_G = 0,36$ kg/h.

Abaixo do ponto de *surging*, quanto maior a vazão de gás, mais abrupta tende a ser a queda de desempenho associada à ocorrência de *surging*. Em (12), quando o rotor está praticamente bloqueado pela fase gasosa, a vazão de gás praticamente não influencia no valor medido de ψ_{TP}^p . Entretanto, quanto maior a vazão mássica de gás de entrada, maior tendem a ser as incertezas experimentais sobre os pontos testados, principalmente dentro da condição de *surging*, o que é resultado de altas flutuações de pressão no rotor relacionadas à intermitência do padrão de escoamento nesses casos, e que acabam refletidos no cálculo das incertezas expandidas.

Figura 5.10 – Imagens originais, à esquerda, e processadas com a fração volumétrica média de gás, à direita, para os padrões de escoamento obtidos no ponto (3) da Figura 5.9.



Fonte: autoria própria.

Imagens dos padrões referentes ao ponto (3) ($Q_L/Q_{des,300} = 2,1$) da Figura 5.9 são apresentadas na Figura 5.10, bem como os valores processados para a fração

volumétrica média de gás no canal do rotor. Quando $\dot{m}_G = 0,06$ kg/h, a população de bolhas é obviamente a menor dentre os casos comparados, e o gás se movimenta através de uma estreita faixa próxima à face de pressão da pá. O valor medido para o diâmetro médio de bolhas no rotor nesse caso é de $\bar{d}_{b,rot} = 0,55$ mm, enquanto que o diâmetro médio Sauter (Mouza et al., 2005) medido é de $\bar{d}_{b,rot}^{32} = 1,02$ mm. Tanto a população quanto o tamanho das bolhas aumentam em $\dot{m}_G = 0,12$ kg/h, mas o padrão se mantém em geral similar ao caso anterior, com a fase gasosa escoamento por uma faixa estreita próximo à face de pressão. Além disso, as bolhas ainda se mantêm em formato aproximadamente esférico, agora com $\bar{d}_{b,rot} = 0,64$ mm e $\bar{d}_{b,rot}^{32} = 1,24$ mm.

Ao se aumentar a vazão de gás de $\dot{m}_G = 0,12$ kg/h para 0,18 kg/h, as imagens não revelam claramente um aumento significativo da população de bolhas, mas os tamanhos das bolhas aumentam para $\bar{d}_{b,rot} = 0,81$ mm e $\bar{d}_{b,rot}^{32} = 1,47$ mm. Além disso, várias bolhas se mostram, agora, mais deformadas. Uma ligeira degradação de desempenho comparada com os casos anteriores pode ser observada para esse ponto, como se pode observar na Figura 5.9. A imagem à direita revela que, como uma vazão substancialmente maior de gás é forçada a escoar por uma estreita faixa dentro do rotor, zonas de alta fração volumétrica de gás começam a se formar nessa região, que passa a ser cada vez mais dominada pela fase gasosa.

Quando $\dot{m}_G = 0,24$ kg/h, os valores de $\bar{d}_{b,rot}$ e $\bar{d}_{b,rot}^{32}$ aumentam apenas ligeiramente para 0,92 e 1,49 mm, respectivamente, mas a população de bolhas aumenta novamente. Entretanto, as bolhas ainda se mantêm escoando muito próximas umas às outras na zona preferencial de gás próximo à face de pressão, e pontos de coalescência se tornam mais suscetíveis a partir dessa condição.

Ao se aumentar a vazão de gás para $\dot{m}_G = 0,36$ kg/h, uma mudança peculiar de padrão de escoamento então ocorre. Da entrada a até aproximadamente à metade do canal do rotor, as bolhas se movem muito próximas umas às outras, deformando-se significativamente. Isso faz com que elas sejam “esmagadas” umas sobre as outras, forçando a formação de bolsões que se estendem até a saída do rotor. Obviamente, essa mudança súbita de padrão causa um aumento significativo da área

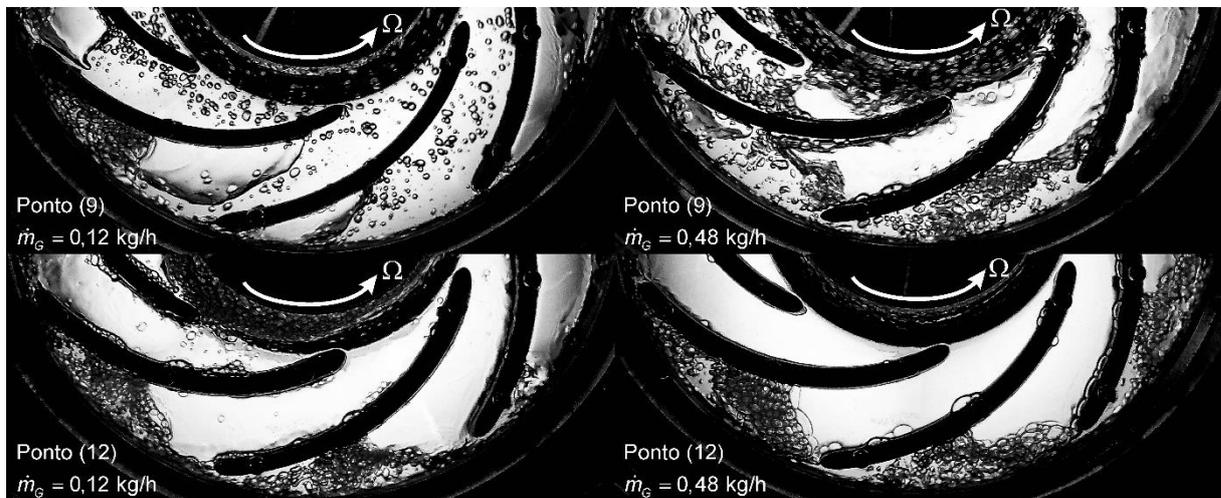
ocupada pelo gás, indicada por uma região de alta fração de gás na imagem processada à direita. Como observado na Figura 5.9, essa mudança está associada a uma degradação de desempenho significativa comparada ao caso anterior.

A medição de diâmetros de bolhas nesse caso se mostrou muito complicada devido a sua grande proximidade, alta deformação, sobreposição e a presença de bolsões, o que tornam muito difícil a identificação de interfaces de bolhas isoladas; de qualquer forma, estima-se que os valores de $\bar{d}_{b,rot}$ e $\bar{d}_{b,rot}^{32}$ sejam não menores que 0,96 e 1,77, respectivamente, sem considerar os bolsões no processo de médias.

Aumentando-se a vazão mássica de gás para $\dot{m}_G = 0,48$ kg/h, tem-se, novamente, um aumento da população de bolhas, o que leva à intensificação do mecanismo de coalescência e a formação de bolsões ainda maiores. Como no caso anterior, uma estimativa dos diâmetros das bolhas dispersas (sem considerar o bolsão de gás) sugerem valores de $\bar{d}_{b,rot}$ e $\bar{d}_{b,rot}^{32}$ não menores do que 0,96 e 1,85, respectivamente. A imagem à direita revela que, neste ponto, a fase gasosa domina uma ampla região do canal do rotor durante praticamente toda a operação. Conseqüentemente, esse padrão causa grande influência no campo de líquido, gerando perdas hidráulicas de modo que, como visto na Figura 5.9, o rotor praticamente não gera ganho de pressão positivo nessa condição.

A Figura 5.11 compara imagens dos padrões de escoamento para $\dot{m}_G = 0,12$ kg/h e 0,48 kg/h em duas condições operacionais indicadas na Figura 5.9, a saber: ponto (9), que se situa ainda na zona intermitente após o início de *surgings*; ponto (12), que corresponde ao bloqueio de gás para ambas as vazões de gás. No ponto (9), bolsões instáveis são observados em ambos os casos, embora sejam obviamente maiores para o caso de $\dot{m}_G = 0,48$ kg/h, caso esse em que certos bolsões chegam a bloquear temporariamente alguns canais; em canais não ocupados por bolsões, as bolhas são claramente maiores para o caso de maior vazão de gás. Isso conseqüentemente induz maiores perdas hidráulicas, de forma que uma maior degradação de desempenho sobre o ponto (9) esteja associada à condição de maior \dot{m}_G . Sobre o ponto (12), entretanto, o rotor está igualmente bloqueado em ambos os casos, e o nível de degradação de desempenho é equivalente.

Figura 5.11 – Imagens dos padrões de escoamento correspondentes aos pontos (9) e (12) da Figura 5.9 para $\dot{m}_G = 0,12$ kg/h e 0,48 kg/h.



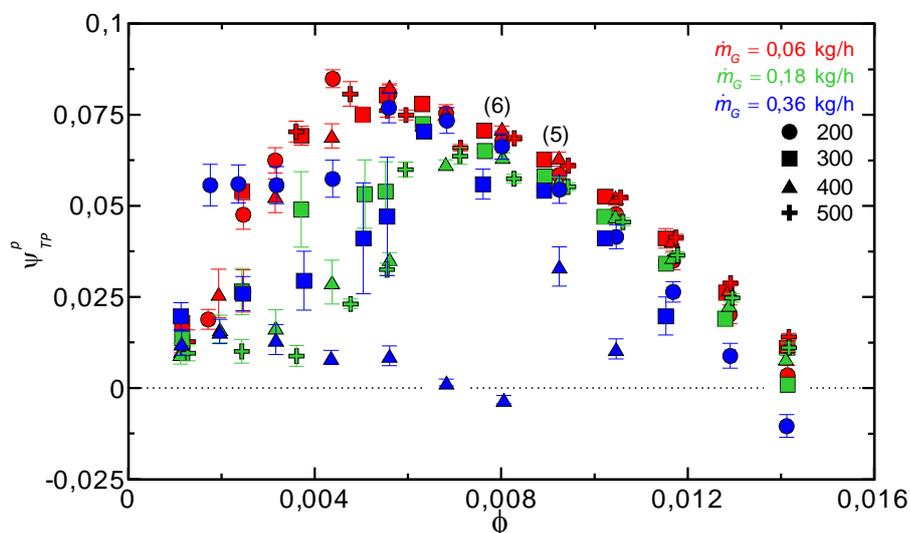
Fonte: autoria própria.

5.1.3.2 Efeito da velocidade de rotação

A Figura 5.12 repete curvas selecionadas da Figura 5.8, mostradas abaixo na forma de curvas de ψ_{TP}^p em função de ϕ , obtidas a diferentes vazões de gás de entrada e velocidades de rotação. Como esperado, a influência da velocidade de rotação no desempenho aumenta com \dot{m}_G . Embora todas as curvas tenham comportamento similar para $\dot{m}_G = 0,06$ kg/h, uma maior discrepância entre curvas a diferentes velocidades de rotação é observada com o aumento de \dot{m}_G .

Entretanto, contrariamente ao que se observa na grande maioria dos estudos da literatura, o aumento da velocidade de rotação provoca um efeito negativo no desempenho do rotor em estudo neste trabalho. Ainda que esse efeito não fique evidente para $\dot{m}_G = 0,06$ kg/h, uma contínua degradação de desempenho é observada na medida em que a velocidade de rotação é aumentada de 300 a 500 rpm para $\dot{m}_G = 0,18$ kg/h. Para $\dot{m}_G = 0,36$ kg/h, uma degradação moderada de desempenho é observada para 200 rpm acima do ponto de início de *surging*; entretanto, a degradação de desempenho se torna mais significativa, embora ainda tolerável, para 300 rpm, mas se torna alta para 400 rpm, e é tão alta para 500 rpm que praticamente todos os pontos resultaram em ganho de pressão negativo, não sendo incluídos no gráfico.

Figura 5.12 – Curvas de coeficiente de carga baseado na altura de elevação estática para escoamento bifásico em função do coeficiente de fluxo, obtidas para diferentes vazões mássicas de gás e velocidades de rotação.



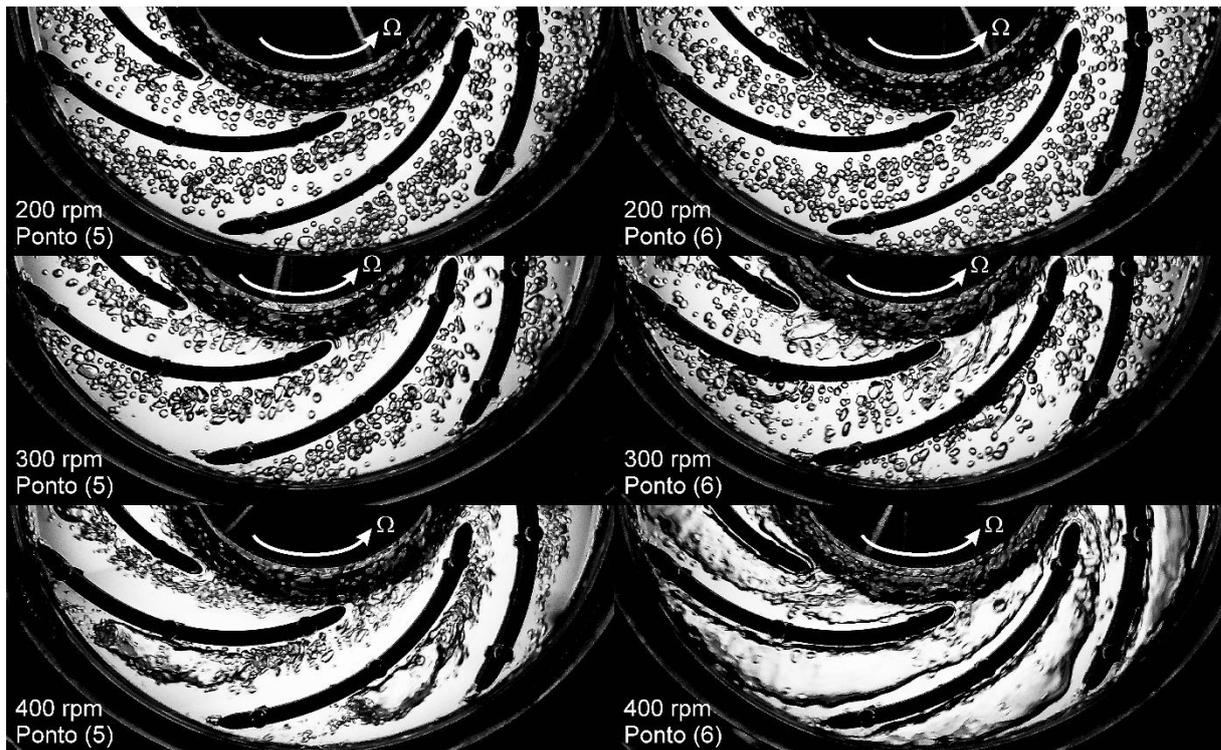
Fonte: autoria própria.

Em princípio, esse resultado vai contra a tendência encontrada na maioria dos trabalhos, como por exemplo Barrios (2007), Monte Verde et al. (2017) e Cubas (2017), onde o aumento da velocidade de rotação intensifica a quebra de bolhas na entrada do rotor, diminuindo seu diâmetro médio e, conseqüentemente, a tendência à separação das fases e formação de bolsões. Entretanto, o desenho do presente rotor, onde o raio de ataque das pás foi mantido intencionalmente longe do olho do rotor para fins de visualização, não promove quebra suficiente das bolhas na entrada, que acabam por escoar por caminhos preferenciais ao invés de se dispersarem através do canal do rotor, como ficou claro nos padrões observados na Figura 5.6.

Além disso, altas velocidades de rotação também estão associadas a um campo centrífugo mais intenso, que por sua vez aumentam a força de gradiente de pressão que atua contra o movimento das bolhas, como já discutido anteriormente. Bolhas escoando muito próximas umas das outras devem sofrer ainda mais impedimento da força de gradiente de pressão, já que ela é proporcional à fração volumétrica ocupada pelo gás dentro de um dado volume.

Como forma de ajudar a visualizar esse mecanismo, a Figura 5.13 mostra imagens dos padrões de escoamento a $\dot{m}_G = 0,36$ kg/h para os pontos (5) e (6) da Figura 5.12 para velocidades de rotação de 200 a 400 rpm.

Figura 5.13 – Imagens dos padrões de escoamento correspondentes aos pontos (5) e (6) da Figura 5.12, para $m_G = 0,36$ kg/h e velocidades de rotação entre 200 e 400 rpm.



Fonte: autoria própria.

Para o caso de 200 rpm, embora sejam observadas várias regiões com aglomeração de bolhas, elas ainda mantêm forma aproximadamente esférica e um padrão disperso para ambos os pontos (5) e (6). Nesse caso, a degradação de desempenho é apenas moderada. Quando a velocidade de rotação é aumentada para 300 rpm, ao invés de uma maior quebra de bolhas, observa-se que as bolhas se mantêm grandes e, na realidade, mais deformadas que no caso anterior, especialmente para o ponto (5). Diversas regiões com densa aglomeração de bolhas são observadas para esse caso, com o gás escoando por uma zona preferencial próxima à face de pressão do rotor. Medições do diâmetro médio de Sauter para o ponto (5) revelam, de fato, que ele aumenta de $\bar{d}_{b,rot}^{32} = 1,78$ mm em 200 rpm para 1,91

mm em 300 rpm. O aumento do tamanho das bolhas e de sua deformação gera, para 300 rpm, uma forte tendência a coalescência no ponto (6), como se observa na figura.

Então, para 400 rpm, o mecanismo de coalescência é severo ao longo do caminho preferencial das bolhas no ponto (5), onde as bolhas dispersas se mostram altamente deformadas e esmagadas umas sobre as outras, o que gera bolsões à jusante do canal. No ponto (6), largos bolsões de gás ocupam praticamente toda a extensão dos canais do rotor, desde a entrada até a saída, levando a um ganho de pressão negativo nesse ponto como observado na Figura 5.12.

De um modo geral, esse resultado mostra como a quebra de bolhas e a manutenção da fase gasosa na forma de um padrão disperso à montante de um rotor são importantes para a operação de bombas centrífugas que devem operar com escoamentos líquido-gás, como já demonstrado por estudos como Romero (1999) e Gamboa e Prado (2010), principalmente para evitar a formação de caminhos preferenciais para as bolhas que venham a facilitar a formação de bolsões. Outra alternativa usada na indústria consiste em formas construtivas para o rotor, como pás divisoras (Marsis, 2012) ou arquitetura helicoaxial (Patil et al., 2019).

5.2 RESULTADOS NUMÉRICOS

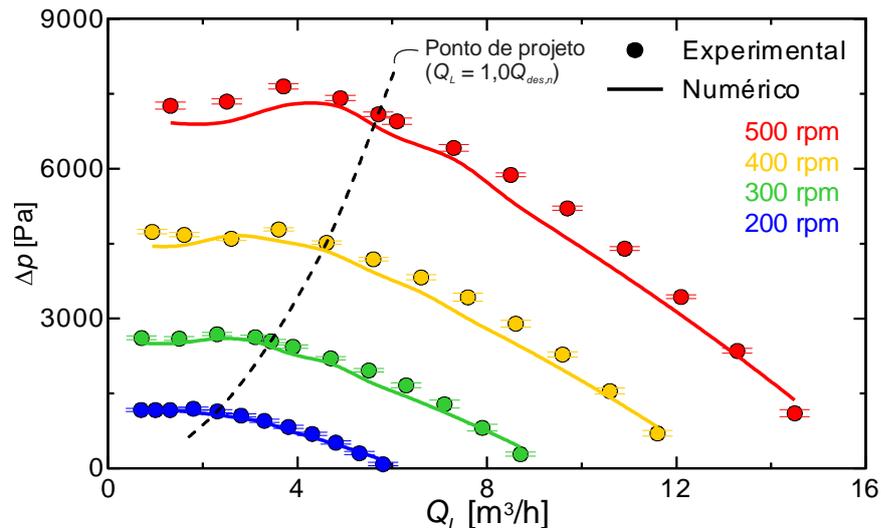
5.2.1 Comparação com Resultados Experimentais

A Figura 5.14 compara curvas numéricas e experimentais do ganho de pressão em função da vazão de líquido para escoamento monofásico, a quatro velocidades de rotação. O ganho de pressão é calculado numericamente de modo similar ao esquema da Figura 4.8-(c). Observa-se boa concordância entre os resultados, para todas as velocidades de rotação. Qualitativamente, destaca-se a capacidade do modelo em prever não apenas o aumento de Δp com a diminuição de Q_L até o ponto de projeto, mas também o comportamento tipo “sela” (Gülich, 2010) em vazões parciais.

Quantitativamente, os maiores erros são obtidos para as maiores velocidades de rotação, e vazões acima da de projeto, onde os dados numéricos tendem a subestimar ligeiramente o ganho de pressão no rotor. O coeficiente de correlação de

toda a série de dados é de $R^2 = 0,996$. Sobre o ponto de projeto, o erro médio entre os dados numéricos e experimentais é de 4,7%. Considerando-se todos os pontos medidos, o erro médio obtido é de 9,7%.

Figura 5.14 – Comparação entre resultados numéricos e experimentais para curvas de ganho de pressão estática em função da vazão de líquido, para escoamento monofásico a diferentes velocidades de rotação.



Fonte: autoria própria.

Entre as razões para as discrepâncias observadas, pode-se citar a incapacidade do modelo de turbulência em capturar o real nível de turbulência em máquinas rotativas e, principalmente, a incapacidade de se reproduzir exatamente a geometria montada do rotor, o que pode incluir desvios de alinhamento, folgas entre as pás e as placas do cubo, da coroa e da câmara, entre outros.

Para simulações com escoamento bifásico, uma especificação é necessária para a distribuição de diâmetros de entrada. Embora seja possível assumir uma distribuição uniforme ou um diâmetro médio constante de entrada, decidiu-se por utilizar distribuições aproximadas obtidas a partir dos experimentos. O Quadro 5.1 mostra os valores percentuais admitidos para cada um dos grupos dimensionais na entrada do domínio nas simulações numéricas, para diferentes valores de vazão de gás na entrada, \dot{m}_G . Os valores foram estimados a partir de distribuições obtidas para uma velocidade superficial de líquido de aproximadamente $U_{SL} = 0,31$ m/s, que é um valor intermediário das curvas para as diferentes rotações testadas. Os diâmetros

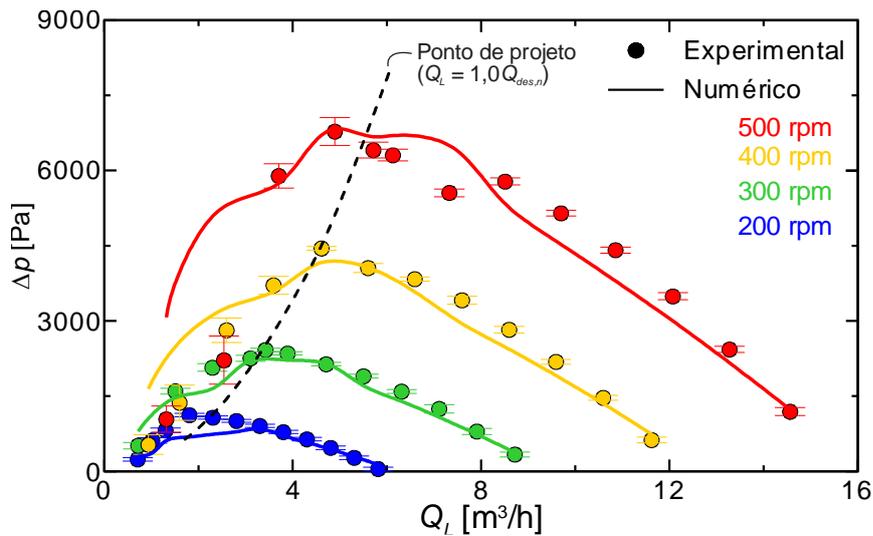
médios de cada distribuição, $\bar{d}_{b,in}$, são também mostrados, variando de 1,04 mm para $\dot{m}_G = 0,06$ kg/h até 2,26 mm para $\dot{m}_G = 0,36$ kg/h.

Quadro 5.1 – Percentuais de frações de tamanho assumidos para cada um dos sete grupos dimensionais adotados no modelo MUSIG, em função da vazão de gás de entrada. O diâmetro médio de entrada resultante em cada caso é também mostrado.

		Frações de tamanhos de entrada			
		Vazão mássica de gás, \dot{m}_G	0,06 kg/h	0,12 kg/h	0,18 kg/h
Grupos	1 (0,25 mm)	6,6%	3,4%	1,2%	0,5%
	2 (0,5 mm)	9,3%	3,7%	1,0%	0,7%
	3 (1,0 mm)	9,8%	3,5%	2,3%	2,3%
	4 (1,5 mm)	12,3%	19,8%	14,6%	8,9%
	5 (2,0 mm)	39,0%	48,4%	50,6%	40,5%
	6 (3,0 mm)	21,4%	19,3%	30,4%	45,5%
	7 (4,0 mm)	1,6%	1,9%	0,0%	1,6%
$\bar{d}_{b,in}$		1,04 mm	1,37 mm	1,77 mm	2,08 mm

Fonte: autoria própria.

Figura 5.15 - Comparação entre resultados numéricos e experimentais para curvas de ganho de pressão estática através do rotor em função da vazão de líquido, para operação sob escoamento bifásico a diferentes velocidades de rotação. As curvas foram levantadas a uma vazão mássica de gás constante de $m_G = 0,06$ kg/h.



Fonte: autoria própria.

A Figura 5.15 compara curvas numéricas e experimentais do ganho de pressão para escoamento bifásico, a uma vazão mássica de gás constante de 0,06 kg/h e para quatro velocidades de rotação de 200 a 500 rpm. Observa-se uma boa concordância para grande parte dos pontos operacionais comparados. Destaca-se a capacidade do modelo de prever o ponto de queda de pressão associado ao início de *surging*, que para as condições comparadas ocorre próximo ao ponto de projeto do rotor. O modelo também é capaz de prever a severa degradação de desempenho no extremo esquerdo da curva, tendência que concorda bem com os resultados experimentais.

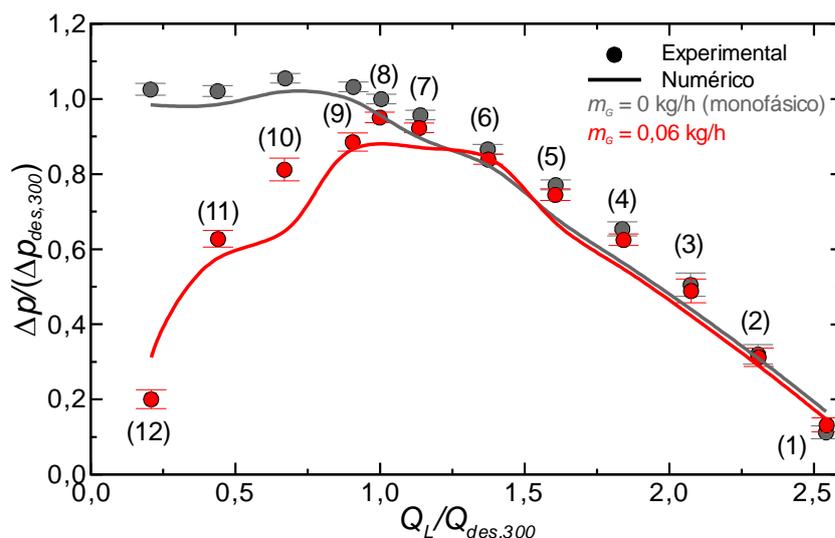
Quantitativamente, como esperado, nota-se uma melhor concordância entre os dados numéricos e experimentais para pontos acima da ocorrência de *surging*, casos em que o padrão disperso de gás é mais facilmente calculado pelo modelo, e maiores desvios relativos para pontos abaixo da condição de *surging*, onde a ocorrência de padrões intermitentes, coalescência e rápidas variações de padrões tornam a modelagem do fenômeno mais complicada. Os melhores resultados, para as condições mostradas, são obtidos para velocidades de rotação entre 300 e 500 rpm, sendo que para 200 rpm os resultados numéricos tendem a subestimar de forma mais pronunciada o desempenho do rotor, em comparação com os dados experimentais.

Para analisar o comportamento dos resultados numéricos em relação aos experimentais, a Figura 5.16 repete, de forma individual, os resultados obtidos para $\dot{m}_g = 0,06$ kg/h a 300 rpm, mostrados agora na forma de curvas normalizadas de ganho de pressão pela vazão normalizada de líquido. Os resultados para escoamento monofásico são também apresentados como referência, e os diferentes pontos operacionais são indicados de (1) a (12). Para acompanhar a análise da Figura 5.16, a Figura 5.17 compara imagens da distribuição do gás obtida numericamente e experimentalmente para pontos selecionados. A imagem do experimento corresponde a uma fotografia do campo de escoamento e a imagem do modelo corresponde ao campo da fração volumétrica de gás no interior do rotor obtido através de uma renderização volumétrica² de diferentes planos axiais. Sobre os campos numéricos,

² A renderização volumétrica do programa ANSYS® CFX® consiste na apresentação de um resultado sobre não apenas um, mas vários planos em diferentes posições axiais, sobre os quais se utiliza um recurso de renderização transparente que busca simular a distribuição da variável plotada através de todo o volume do rotor.

são também mostradas linhas de corrente da fase gasosa (coloridas pela fração volumétrica de gás), e esferas que buscam reproduzir o diâmetro médio das bolhas calculados pelo modelo em diferentes pontos do rotor.

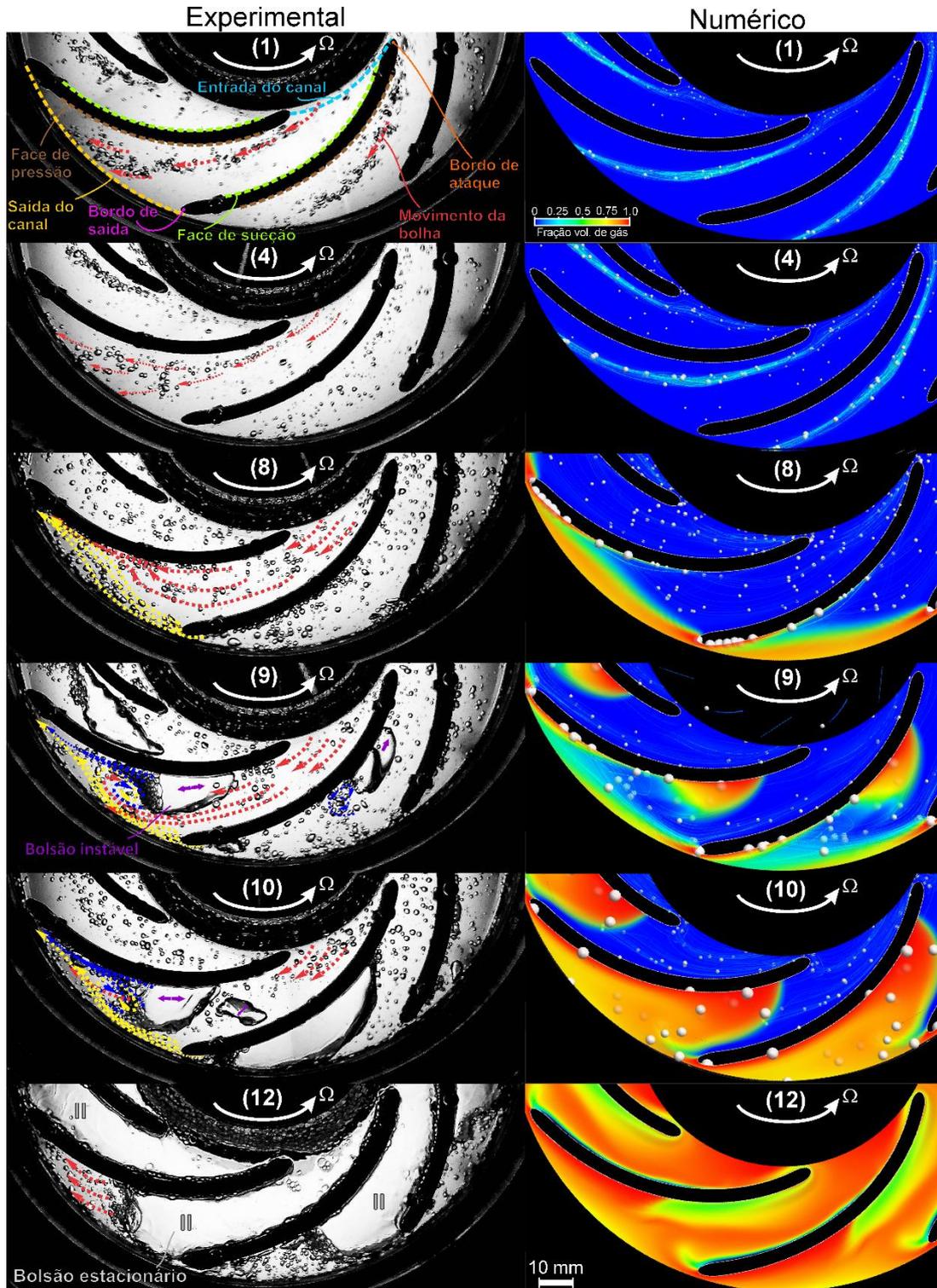
Figura 5.16 - Comparação entre resultados numéricos e experimentais para curvas normalizadas de ganho de pressão estática em função da vazão normalizada de líquido, a 300 rpm, para escoamento monofásico e bifásico a $m_G = 0,06$ kg/h.



Fonte: autoria própria.

No ponto (1), caracterizado como um ponto de alta vazão de líquido, tem-se, de acordo com a imagem experimental, um padrão de bolhas dispersas que escoam em uma região preferencial próxima à face de pressão das pás. A distribuição de fração de gás obtida numericamente concorda bem com o resultado experimental por praticamente toda a extensão do rotor, sendo que próximo a saída os resultados numéricos subestimam ligeiramente a largura da zona pela qual as bolhas de gás escoam até deixarem o rotor. Observa-se também nesse caso que, como esperado pelo experimento, o modelo numérico calcula a existência dos menores diâmetros de bolha em comparação com os demais pontos da curva. Esse padrão gera influência desprezível na degradação de desempenho, e o modelo numérico concorda bem com o resultado experimental para o ganho de pressão no rotor como mostra a Figura 5.16.

Figura 5.17 – Campos de fração volumétrica de gás obtidos numericamente para casos selecionados da Figura 5.16 em comparação com fotografias do padrão de escoamento obtidas experimentalmente. As imagens numéricas incluem esferas indicativas do diâmetro das bolhas sobre linhas de corrente da fase gasosa.



Fonte: autoria própria.

Uma boa concordância é também observada entre a imagem experimental e o resultado numérico para o ponto (4), que em geral tem padrão de escoamento muito similar ao do ponto (1). Novamente, o modelo numérico tende a subestimar ligeiramente a espessura da zona preferencial de passagem do gás, especialmente próximo à saída do rotor. Como no resultado experimental, o diâmetro médio de bolhas que escoam pela zona preferencial de gás também cresce ligeiramente em comparação com o ponto (1). Esse padrão ainda causa influência desprezível no desempenho do rotor em relação ao caso de escoamento monofásico como mostra a Figura 5.16, resultado esse que também é bem reproduzido numericamente.

No ponto (8), associado ao ponto de início *surging*, nota-se, como nos dados experimentais, uma grande concentração de gás junto à face de pressão das pás, bem como ao redor do bordo de saída da pá e na periferia do rotor. O movimento do gás representado pelas linhas de corrente concorda bem com o ilustrado nas imagens experimentais, seja pelo forte deslocamento lateral de bolhas em direção à face de pressão, seja pela recirculação de bolhas na periferia do rotor, que contornam as pás e se chocam contra a face de pressão do canal adjacente. Também em concordância com o resultado experimental, uma estreita faixa junto à face de sucção das pás é predominantemente ocupada por líquido. Nota-se, ainda, que o modelo calcula em geral um crescimento significativo do diâmetro médio das bolhas no interior do rotor, em comparação com o ponto (4). Entretanto, nas zonas com elevada concentração de gás, o modelo numérico força a coalescência do gás para o grupo de maior diâmetro considerado numericamente ($d_b = 4$ mm), sobrestimando o diâmetro médio encontrado experimentalmente nessa região específica.

A Figura 5.16 mostra que, tanto na curva numérica quanto na experimental, o ponto (8) corresponde ao máximo ganho de pressão no rotor, indicando o início de *surging*, sugerindo a capacidade do modelo numérico em capturar o ponto de transição de padrão e queda de desempenho. O resultado experimental, entretanto, mostra uma queda mais abrupta de Δp no ponto (9), queda essa menos pronunciada nos resultados numéricos, cuja curva tem forma mais achatada ao redor de (8).

Os padrões de escoamento obtidos numérica e experimentalmente, por sua vez, mostram boa concordância em (9), sendo que o modelo numérico captura, na

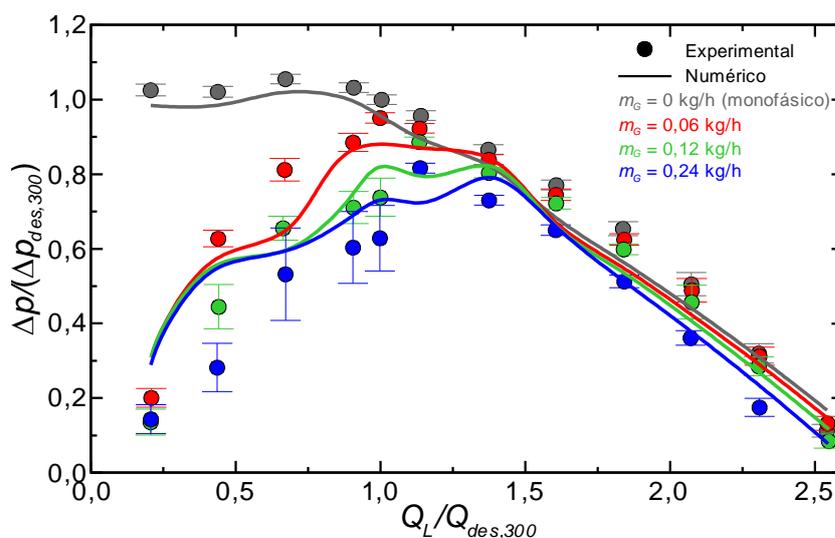
média, a formação de um pequeno bolsão de gás junto à face de pressão do rotor, cujo tamanho e forma concordam com aquele encontrado no canal central da imagem experimental. Assim como em (8), zonas de alta acumulação de gás também são calculadas pelo modelo numérico junto à face de pressão das pás e na periferia do rotor. Nessas zonas, o diâmetro médio de bolhas calculado tende ao grupo de maior diâmetro, como ocorre para o ponto (8). Fora dessas zonas, as bolhas ainda escoam na forma de pequenas bolhas dispersas, resultado esse também bem reproduzido pelo modelo numérico. Como o modelo computacional parte de uma modelagem média, entretanto, o bolsão resultante da simulação se mantém estável no canal, embora tenha característica instável nos experimentos, como explicado na Figura 5.6.

Sobre o ponto (10), observa-se na imagem do experimento um aumento do tamanho dos bolsões de gás nos canais. Numericamente, observa-se que o bolsão também cresce significativamente, e agora o ganho de pressão calculado pelo modelo mostra uma expressiva queda de desempenho em relação à condição anterior, como mostra a Figura 5.16. Nota-se, também, que o bolsão calculado tende a se situar da metade em diante do canal, junto à face de pressão, localização essa que concorda com a região onde a maioria dos bolsões são observados experimentalmente (Figura 5.17). Coerentemente, o modelo calcula uma tendência aos maiores grupos do modelo polidisperso nas regiões com elevado acúmulo de gás, e grupos de pequeno diâmetro fora dos bolsões, o que também se observa experimentalmente.

Por fim, no ponto (12), tem-se a formação de um enorme bolsão de gás estável no canal do rotor, como mostra a imagem experimental. Embora a forma do bolsão não seja bem representada numericamente, o modelo prevê, coerentemente, um elevado acúmulo de gás que ocupa praticamente todo o rotor. Como se observa na Figura 5.16, o aprisionamento de um grande volume de gás no rotor provoca drástica perda de desempenho em relação à curva de escoamento monofásico, tendência que é bem capturada de forma consistente pelo modelo numérico. Não são mostrados na Figura 5.17, no caso do ponto (12), as linhas de corrente e os diâmetros de bolha calculados, uma vez que a ideia de uma dispersão de bolhas perde sentido para o padrão de escoamento separado resultante nessa condição.

A Figura 5.18 mostra nova comparação de curvas normalizadas do ganho de pressão através do rotor como função da vazão normalizada de líquido, a uma velocidade de rotação de 300 rpm e a diferentes vazões mássicas de gás variando de $\dot{m}_G = 0$ kg/h (escoamento monofásico) a 0,24 kg/h.

Figura 5.18 - Comparação entre resultados numéricos e experimentais para curvas normalizadas de ganho de pressão estática em função da vazão de líquido, para 300 rpm e diferentes vazões mássicas de gás de $m_G = 0$ kg/h (monofásico) a 0,24 kg/h.



Fonte: autoria própria.

Como observado nos resultados experimentais, o modelo numérico prevê uma contínua degradação de desempenho com o aumento da vazão mássica de gás admitida na entrada do rotor. O maior distanciamento entre as curvas para diferentes valores de \dot{m}_G é observado, em geral, para vazões normalizadas de líquido entre aproximadamente 0,44 e 1,35, tendência que é razoavelmente bem capturada pelo modelo. No extremo esquerdo da curva, o ganho de pressão correspondente ao bloqueio de gás praticamente independe da vazão de gás na entrada, tendência que é observada experimentalmente e bem capturada numericamente. O modelo também captura um ligeiro deslocamento do ponto de *surging* para a direita com o aumento de \dot{m}_G , fato que também se observa entre as curvas experimentais de 0,06 e 0,12 kg/h.

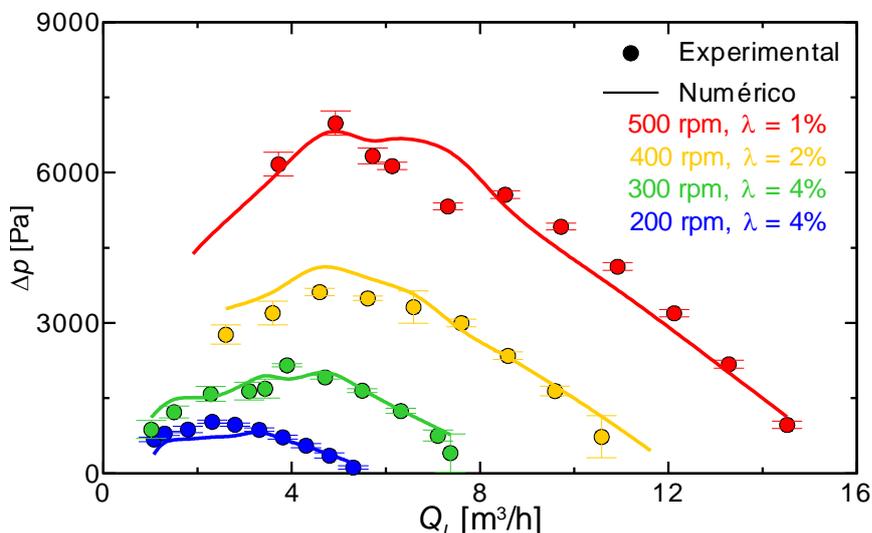
Quantitativamente, o modelo tende a subestimar ligeiramente o ganho de pressão do rotor em quase toda a faixa de vazões de líquido para $\dot{m}_G \leq 0,06$ kg/h, enquanto que os valores de Δp obtidos pelo modelo sobrestimam ligeiramente os

pontos experimentais (com a exceção do ponto de início de *surging*) para $\dot{m}_G = 0,24$ kg/h. Por sua vez, o ponto de início de *surging* dado pelo modelo resultou em $Q_L / Q_{des,300} = 1,0$ para $\dot{m}_G = 0,06$ kg/h, em boa concordância com o resultado experimental. Para $\dot{m}_G = 0,12$ e $0,24$ kg/h, o início de *surging* previsto nos testes experimentais ocorre em $Q_L / Q_{des,300} = 1,135$, enquanto que no modelo numérico estima esse início no ponto logo à direita ($Q_L / Q_{des,300} = 1,375$). Em termos absolutos, o erro médio obtido entre todos os pontos mostrados para escoamento bifásico na Figura 5.18 é de 20%, com um fator de correlação de $R^2 = 0,89$.

A Figura 5.19 apresenta novas comparações de resultados numéricos e experimentais do ganho de pressão no rotor para escoamento bifásico. Nesse caso, as curvas foram obtidas mantendo-se fixa a fração de gás homogênea na entrada do rotor, $\lambda = Q_G / (Q_L + Q_G)$, para diferentes condições operacionais que incluem variações de velocidade de rotação e λ . Também para esses casos, uma boa concordância é observada entre as curvas numéricas e experimentais, sendo os maiores desvios relativos observados para os pontos de baixa vazão de líquido para o caso de 200 rpm e $\lambda = 4\%$, onde o modelo numérico tende a subestimar os resultados experimentais. Em geral, o modelo acompanha bem a tendência experimental tanto acima quanto abaixo do ponto de *surging*, esse último também bem aproximado pelo modelo entre 300 e 500 rpm. O erro médio observado entre os valores numéricos e experimentais é de 16,3%, com um coeficiente de correlação de $R^2 = 0,97$.

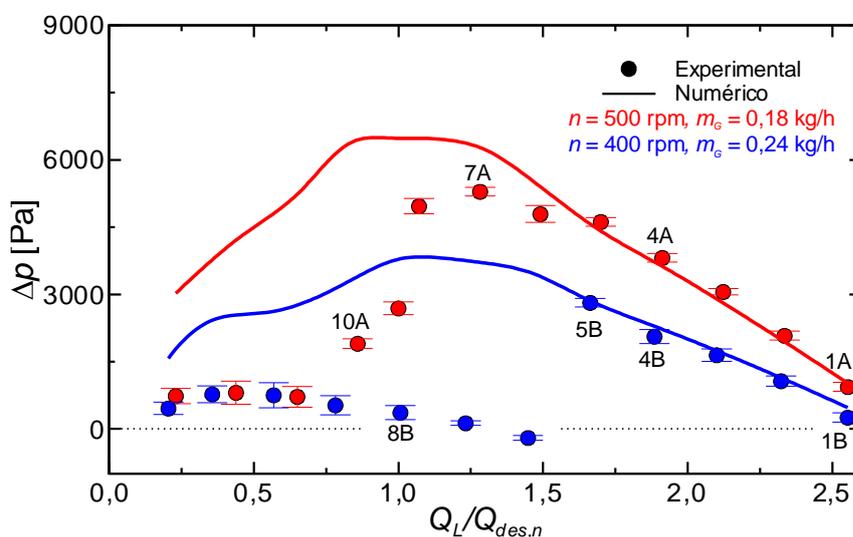
A combinação de velocidades de rotação e vazões mássicas de gás mais altas, entretanto, fazem com que o modelo se afaste dos resultados experimentais. Para visualizar essa tendência, a Figura 5.20 abaixo mostra curvas de ganho de pressão no rotor para duas condições operacionais: (i) $n = 500$ rpm, $\dot{m}_G = 0,18$ kg/h; (ii) 400 rpm e $\dot{m}_G = 0,24$ kg/h. Observa-se que, para as vazões de líquido mais altas das curvas, o modelo proporciona resultados com boa concordância contra os dados experimentais. Entretanto, como já anteriormente observado e discutido na Figura 5.12, a combinação das maiores velocidades de rotação testadas com altas vazões mássicas de gás resultaram em uma severa antecipação do ponto de *surging*.

Figura 5.19 - Comparação entre resultados numéricos e experimentais para curvas de ganho de pressão estática através do rotor em função da vazão de líquido, sob escoamento bifásico. As curvas foram levantadas a uma fração de gás homogênea de entrada fixa, $\lambda = Q_G / (Q_L + Q_G)$, a quatro condições operacionais distintas que envolvem diferentes velocidades de rotação e λ .



Fonte: autoria própria.

Figura 5.20 - Comparação entre resultados numéricos e experimentais para curvas de ganho de pressão estática através do rotor, sob escoamento bifásico, a duas condições operacionais: $n = 500$ rpm, $m_G = 0,18$ kg/h; $n = 400$ rpm, $m_G = 0,24$ kg/h.

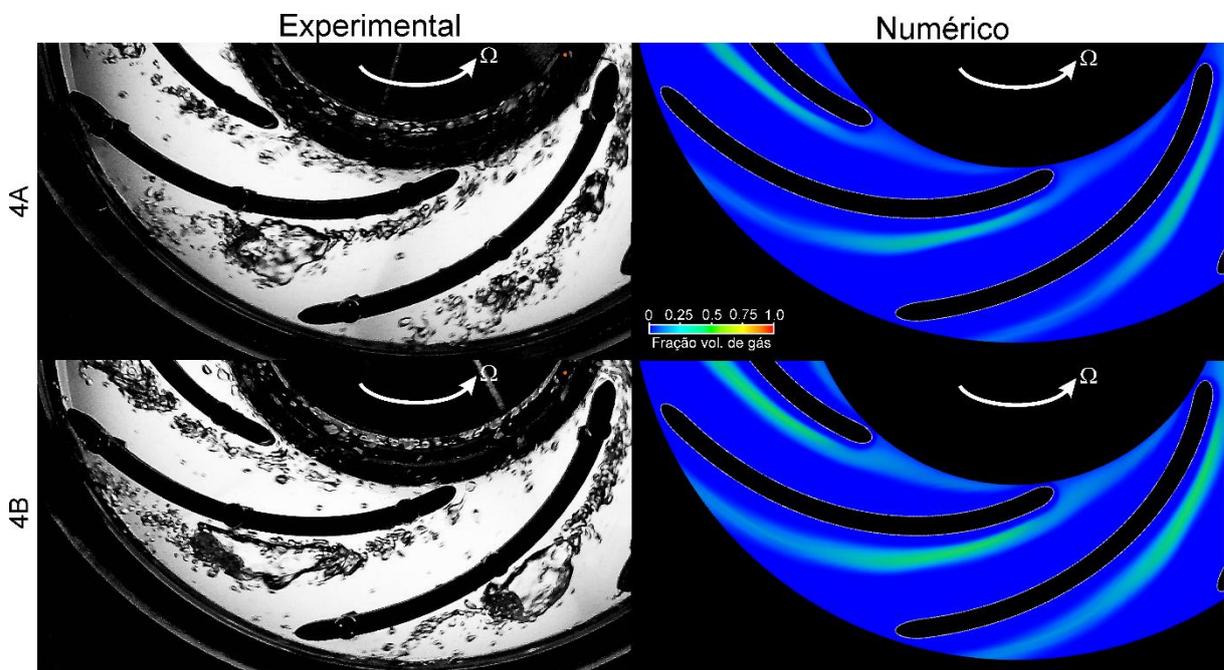


Fonte: autoria própria.

Nota-se, no caso da Figura 5.20, que para a curva de $n = 500$ rpm e $\dot{m}_G = 0,18$ kg/h, o ponto de surging obtido experimentalmente se situa a uma vazão normalizada de líquido de $Q_L / Q_{des,500} \approx 1,28$ (ponto 7A), enquanto que no modelo numérico o ponto

máximo da curva ocorre muito além, em $Q_L / Q_{des,500} \approx 0,86$ (ponto 10A). Um grande desvio do ponto de início de *surging* é também observado no caso de $n = 400$ rpm e $\dot{m}_G = 0,24$ kg/h, onde o ponto máximo da curva experimental se situa em $Q_L / Q_{des,400} \approx 1,65$ (ponto 5B), e o numérico muito abaixo, em $Q_L / Q_{des,400} = 1,0$ (ponto 8B). Além disso, após o ponto de *surging*, a queda observada experimentalmente é mais abrupta do que a dada pelo modelo.

Figura 5.21 – Campos de fração volumétrica de gás obtidos numericamente para os pontos 4A e 4B da Figura 5.20 em comparação com fotografias do padrão de escoamento obtidas experimentalmente.



Fonte: autoria própria.

Como forma de buscar explicar a inability do modelo numérico em captar o correto ponto de *surging* nos casos acima, a Figura 5.21 mostra uma comparação de imagens do escoamento obtidas sobre os pontos 4A (500 rpm) e 4B (400 rpm) com o padrão de escoamento correspondente calculado pelo modelo numérico. Embora os pontos 4A e 4B estejam ainda situados acima do ponto de *surging*, observa-se que, uma vez que as bolhas são forçadas a escoar por um caminho preferencial, existe uma maior tendência à formação de bolsões de gás sobre essa região, fenômeno que é facilitado nesse caso pelo aumento da velocidade de rotação em função do aumento

da força centrífuga que atua contra o movimento das bolhas para fora do rotor. Esse mecanismo foi discutido em detalhe na análise das Figuras 5.12 e 5.13.

Na imagem do modelo numérico, embora se observe uma área preferencial de gás escoando junto à face de pressão das pás, o mecanismo de coalescência observado experimentalmente não é capturado pelo modelo, sem gerar dessa forma uma densa aglomeração de gás a ponto de caracterizar a formação de um bolsão. Como observado anteriormente na Figura 5.13, a antecipação da formação dos bolsões no caso experimental faz com que o gás ocupe rapidamente os canais do rotor e, correspondentemente, antecipe a ocorrência de *surging*. Como o modelo numérico não é capaz de capturar o mesmo fenômeno, a ocorrência do ponto de *surging* fica condicionada a menores vazões de líquido.

Como discutido anteriormente, o fenômeno anterior parece estar ligado a uma característica própria do projeto do presente rotor, que foi pensado primariamente para visualização. Como esse mecanismo não é observado em rotores reais nos demais trabalhos da literatura, é provável que essa deficiência do modelo numérico não seja um problema para o uso da presente modelagem para escoamento bifásico em outros tipos de rotores. Entretanto, melhorias afim de capturar esse complexo fenômeno devem incluir equações constitutivas para outros mecanismos de aproximação junto ao modelo de coalescência, que por certo não são contempladas na abordagem usada no presente trabalho.

Já para curvas obtidas mantendo-se fixa a menor vazão mássica de gás testada ($\dot{m}_G = 0,06$ kg/h), nota-se uma boa concordância entre os resultados numéricos e experimentais, como observado nas Figuras de 5.15 a 5.17. Observa-se que o modelo numérico adotado é capaz de descrever qualitativamente bem o fenômeno em estudo, em particular os diferentes padrões de escoamento que ocorrem ao longo da curva de desempenho e a característica observada no ganho de pressão através do rotor associado a cada um desses padrões. Notou-se, também, boa concordância entre os resultados obtidos para o ganho de pressão para curvas a baixas frações homogêneas de gás de entrada (até $\lambda = 4\%$) e até mesmo para vazões de gás de até $\dot{m}_G = 0,24$ kg/h quando $n = 300$ rpm.

Desconsideradas as condições mais extremas, em especial àquelas a altas vazões mássicas de gás, entende-se que o modelo usado é capaz de fornecer resultados consistentes com a física do problema, levando-se em conta as várias aproximações adotadas, diversas deficiências dos modelos usados e a complexidade do fenômeno. Além disso, uma única modelagem foi usada para o cálculo de todas as condições operacionais testadas, o que se entende como um resultado positivo para o modelo de Dois Fluidos, sobretudo para os pontos dentro da condição de *surging*, para os quais a validade das equações constitutivas usadas – teoricamente desenvolvidas para escoamento de bolhas dispersas - é, no máximo, razoável.

5.2.2 Desempenho

Até então, curvas do ganho de pressão estática foram apresentadas como uma quantidade útil para avaliar a degradação de desempenho do rotor sob escoamento bifásico. Essa propriedade foi adotada, em particular, pela maior facilidade de medição experimental, que depende unicamente de uma tomada de pressão diferencial. Em bombas, outra quantidade útil para avaliar a capacidade de uma bomba em suprir energia ao fluido é a altura de elevação ou “*head*”, H . No contexto de bombas centrífugas, a altura de elevação quantifica a energia útil transmitida a um fluido por unidade de peso entre a entrada (1) e a saída da bomba (2), assumindo-se o escoamento como incompressível e isotérmico:

$$H = \underbrace{z_2 - z_1}_I + \frac{\underbrace{p_2 - p_1}_{II}}{\rho g} + \frac{\underbrace{V_2^2 - V_1^2}_{III}}{2g}, \quad (5.1)$$

onde I , II e III representam as alturas de elevação geométrica, estática e dinâmica.

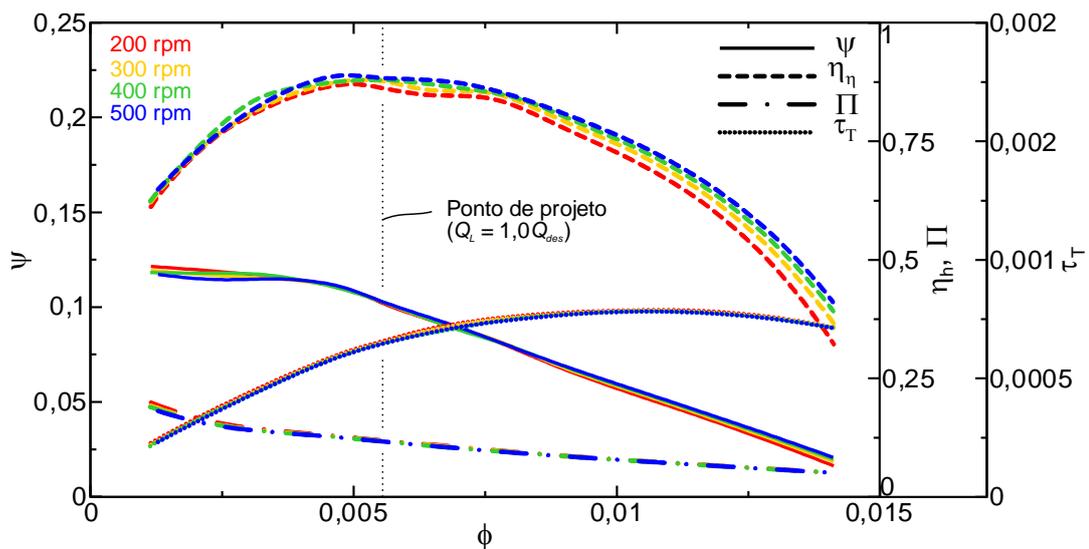
A Eq. (5.1) é estritamente válida ao longo de uma linha de corrente. Na prática, escoamentos em bombas são intrinsecamente tridimensionais, logo alguma expressão genérica deve ser usada para avaliar a altura de elevação média ao longo de todas as linhas de corrente que escoam através de uma bomba. De acordo com Brennen (1994), uma expressão nessas condições pode ser calculada como:

$$H = \frac{1}{\dot{m}_2} \int \left(z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{V_2^2}{2g} \right) \rho \vec{V} \cdot dA - \frac{1}{\dot{m}_1} \int \left(z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{V_1^2}{2g} \right) \rho \vec{V} \cdot dA, \quad (5.2)$$

onde os índices 1 e 2 representam integração na sucção (1) e descarga (2) do rotor, \dot{m} é a vazão mássica do fluido e A é a área de entrada ou saída. A expressão acima também pode ser entendida como a diferença da “média mássica absoluta” (ANSYS, 2019) de altura de elevação total entre a descarga e a sucção de uma bomba ou rotor. Devido à grande dificuldade de avaliar tais integrais experimentalmente, o termo de altura dinâmica é geralmente aproximado ou desprezado em medidas experimentais.

Usando-se a definição acima, a Figura 5.22 correlaciona, para escoamento monofásico, curvas do coeficiente de carga, $\psi = Hg / (\Omega D_{out})^2$, em função do coeficiente de fluxo, $\phi = Q_L / (\Omega D_{out}^3)$, para quatro velocidades de rotação entre 200 e 500 rpm. São também mostrados os coeficientes de torque, $\tau_T = T_q / (\rho_L \Omega^2 D_{out}^5)$, e de potência, $\Pi = \Omega T_q / (\rho_L Q_L (\Omega D_{out})^2)$, além da eficiência hidráulica, $\eta_h = \rho_L Q_L g H / (\Omega T_q)$, onde T_q é a magnitude do torque promovido pelas superfícies sólidas do rotor.

Figura 5.22 – Curvas de coeficiente de carga, ψ , torque, τ , potência, Π e eficiência hidráulica, η_h , como função do coeficiente de fluxo, ϕ , para escoamento monofásico através do rotor a quatro velocidades de rotação distintas.



Fonte: autoria própria.

Assim como no exercício realizado para os testes experimentais na Figura 5.1, as curvas para todos os números adimensionais avaliados se comportam de acordo com similaridade hidrodinâmica, dentro da faixa de velocidades de rotação testadas. Além disso, nota-se que a eficiência hidráulica máxima calculada numericamente se aproxima bem do ponto de projeto previsto pela Eq. (3.49), sendo pequenos desvios decorrente de erros inerentes ao modelo numérico e ao uso da calota de fixação como guia na entrada do rotor, o que desvia ligeiramente do desenho teórico do rotor plano.

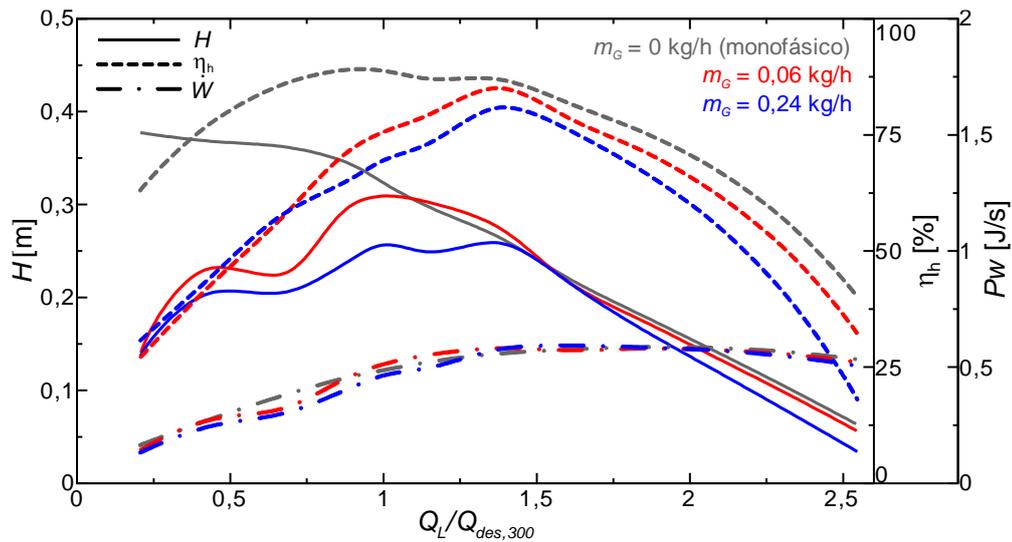
O cálculo da altura de elevação para escoamento bifásico, por sua vez, se torna mais complexo do que aquele dado para escoamento monofásico na Eq. (5.2). Em particular, o cálculo deve considerar que, em um escoamento bifásico, ambas as fases podem escoar com velocidades diferentes, contribuindo diferentemente para o termo de altura dinâmica. Além disso, a contribuição de cada termo deve ser ponderada, ao menos, pela medida da fração volumétrica média na área de integração, sendo que esse valor pode mudar significativamente entre a entrada e a saída do rotor.

Baseado na Eq. (5.2) para escoamento monofásico e assumindo que, em escoamento bifásico, a altura de elevação total H em um ponto 1 ou 2 é calculada como $H = z + p + \sum_{\alpha} (1/2) \rho_{\alpha} \alpha V_{\alpha}^2$ (ANSYS, 2019), propõe-se uma expressão similar generalizada para o cálculo da altura de elevação para escoamento bifásico, dada pela Eq. (5.3). Essa expressão considera que altura de elevação sob escoamento bifásico pode ser calculada como a média mássica da variação de pressão total devida à contribuição de cada fase, sendo essa contribuição ponderada pelas respectivas frações volumétricas médias em cada área, $\alpha_{\alpha,i}^{\dot{m}}$.

O sobrescrito $\dot{m}_{1,2}$ em $\alpha_{L,G}^{\dot{m}_{1,2}}$ indica que a fração volumétrica média de cada fase (líquida, L ou gasosa, G) também é tomada como uma média mássica sobre a área avaliada (sucção, 1 ou descarga, 2), isto é, $\alpha_i^{\dot{m}_i} = (1/\dot{m}_i) \int_j \alpha_i \rho_i \vec{V}_i \cdot dA$. Note que a pressão estática, compartilhada em modelos eulerianos, não leva o subscrito que designa a fase avaliada, mas os termos de pressão dinâmica levam em conta as contribuições do líquido e do gás em cada integral, conforme ANSYS (2019). Para escoamento monofásico, $\alpha_G^{\dot{m}_{1,2}} = \alpha_G = 0$ e a Eq. (5.3) se reduz à Eq. (5.2).

$$H = H_2 - H_1 = \left[\frac{\alpha_L^{\dot{m}_2}}{\dot{m}_L} \int \left(z_{L2} + \frac{p_2}{\rho_L g} + \alpha_{G2} \frac{V_{G2}^2}{2g} + \alpha_{L2} \frac{V_{L2}^2}{2g} \right) \rho_L \vec{V}_L \cdot dA + \frac{\alpha_G^{\dot{m}_2}}{\dot{m}_G} \int \left(z_{G2} + \frac{p_2}{\rho_G g} + \alpha_{G2} \frac{V_{G2}^2}{2g} + \alpha_{L2} \frac{V_{L2}^2}{2g} \right) \rho_G \vec{V}_G \cdot dA \right]_{H_2} - \left[\frac{\alpha_L^{\dot{m}_1}}{\dot{m}_L} \int \left(z_{L1} + \frac{p_1}{\rho_L g} + \alpha_{G1} \frac{V_{G1}^2}{2g} + \alpha_{L1} \frac{V_{L1}^2}{2g} \right) \rho_L \vec{V}_L \cdot dA + \frac{\alpha_G^{\dot{m}_1}}{\dot{m}_G} \int \left(z_{G1} + \frac{p_1}{\rho_G g} + \alpha_{G1} \frac{V_{G1}^2}{2g} + \alpha_{L1} \frac{V_{L1}^2}{2g} \right) \rho_G \vec{V}_G \cdot dA \right]_{H_1} \quad (5.3)$$

Figura 5.23 – Curvas características de altura de elevação, H , eficiência hidráulica, η_h , e potência, W , como função da vazão normalizada de líquido, para $n = 300$ rpm e vazões mássicas de gás de entrada de $m_G = 0$ kg/h (escoamento monofásico) a 0,24 kg/h.



Fonte: autoria própria.

A Figura 5.23 compara as curvas características do rotor para $n = 300$ rpm sob escoamento monofásico e bifásico, que consistem das curvas de altura de elevação, H , eficiência hidráulica, η_h e potência, $P_W = \omega T_q$. Para escoamento bifásico, a eficiência hidráulica é calculada como $\eta_h = \Delta p^{Tot} (Q_L + Q_G) / (\omega T_q)$, onde a variação de pressão total, Δp^{Tot} , é calculada como $\Delta p^{Tot} = \rho_2^m g H_2 - \rho_1^m g H_1$, sendo H_1 e H_2 os termos individuais como calculados na Eq. (5.3) e $\rho_{1,2}^m$ a massa específica da mistura avaliada na área 1 (sucção) ou 2 (descarga), $\rho_{1,2}^m = \rho_L \cdot \alpha_L^{\dot{m}_{1,2}} + \rho_G \cdot \alpha_G^{\dot{m}_{1,2}}$. Como

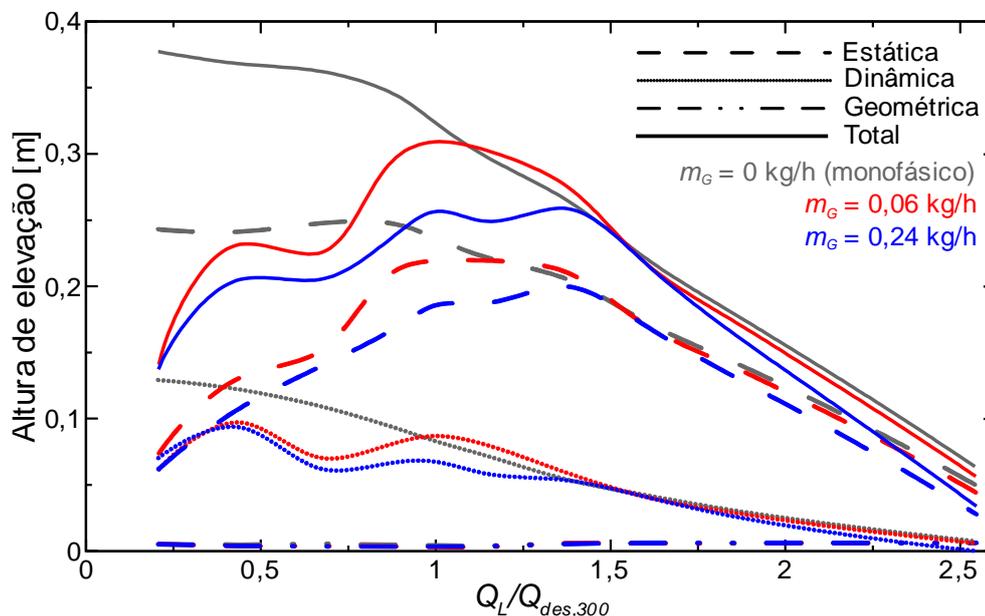
esperado, a degradação da altura de elevação sob escoamento bifásico é proporcional ao que já havia sido observado para as curvas de ganho de pressão estática, como mostrado anteriormente por exemplo na Figura 5.18.

Nota-se que a eficiência também se degrada correspondentemente com o aumento da vazão mássica de gás de entrada, já que essa é diretamente proporcional a H . Já o ponto de máxima eficiência sob escoamento bifásico, em função da ocorrência de *surging* e da elevada degradação de desempenho a baixas vazões de líquido, passa a se deslocar para a direita da curva, evidenciando o estreitamento da janela de operação da bomba. Por fim, as curvas de potência são apenas ligeiramente afetadas pelo aumento da vazão de gás de entrada. Isso sugere que o torque produzido pelas pás é dominado pela presença da fase líquida, tal que para um mesmo valor de Q_L o torque é apenas afetado por uma ligeira diminuição da massa específica da mistura sendo impulsionada pelo rotor.

A Figura 5.24 apresenta uma comparação entre os termos geométrico, estático e dinâmico que compõem a altura de elevação total calculada através da Eq. (5.3), aqui exemplificada para $n = 300$ rpm sob escoamento monofásico e bifásico, como função da vazão normalizada de líquido. Como se pode observar, o ganho de pressão estático compõe a maior parcela da altura de elevação total. Uma menor parcela, ainda que não desprezível, se deve à componente dinâmica da altura de elevação. Por fim, a parcela devida à altura de elevação geométrica é praticamente desprezível frente aos demais termos, já que leva em conta apenas a pequena variação de altura entre as áreas de secção transversal de entrada e descarga do rotor.

Além disso, observa-se que, da degradação total de desempenho causada sob escoamento bifásico em comparação com as curvas de escoamento monofásico, a parcela mais sensivelmente afetada corresponde ao termo de pressão estática, que passa a decair continuamente com a vazão de líquido a partir do ponto de *surging*. O termo dinâmico, embora também afetado sob escoamento bifásico, tem degradação relativamente menor com o aumento da vazão de gás de entrada. Nota-se, inclusive, após a queda de desempenho no ponto de *surging*, uma ligeira recuperação de altura dinâmica abaixo de $Q_L/Q_{des,300} = 0,7$, que volta a ser degradada apenas para vazões de líquido extremamente baixas.

Figura 5.24 – Comparação entre os termos estático, dinâmico e geométrico da altura de elevação, como função da vazão de líquido, para $n = 300$ rpm e vazões mássicas de gás de entrada de $m_G = 0$ kg/h (escoamento monofásico) a $0,24$ kg/h.



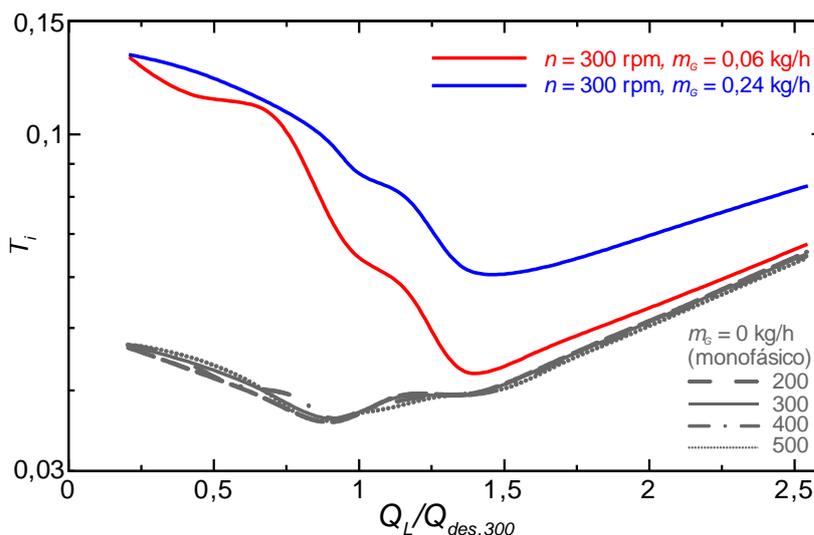
Fonte: autoria própria.

Esse comportamento deve estar associado ao fato de que a acumulação de gás no interior do rotor na forma de bolsões provoca, por um lado, uma diminuição da diferença de pressão estática em função da diminuição da área útil de passagem do líquido, ao passo que o líquido passa a ser acelerado por ser forçado a escoar por uma área mais restrita, gerando assim um ligeiro aumento do termo dinâmico sob certas condições. Por fim, como esperado, o termo geométrico é muito pouco afetado pela vazão de gás de entrada, reduzindo apenas ligeiramente com \dot{m}_G em função da diminuição da massa específica da mistura.

O comportamento da fase líquida no rotor se reflete, de certa maneira, nos níveis de turbulência no interior dos canais hidráulicos, e sua análise ajuda a entender o comportamento da eficiência do rotor operando com escoamentos monofásicos e bifásicos. A Figura 5.25 apresenta curvas da intensidade média de turbulência no volume do rotor, calculada conforme Stel et al. (2013) como $T_i = \sqrt{\bar{k}^{\vee,rot}} / (\Omega R_{out})$, onde $\bar{k}^{\vee,rot}$ é a média volumétrica da energia cinética turbulenta da fase líquida no rotor, como função da vazão normalizada de líquido para $n = 300$ rpm sob escoamento

monofásico e bifásico. As curvas para escoamento monofásico para rotações diferentes de 300 rpm são também incluídas para análise de similaridade.

Figura 5.25 – Curvas de intensidade média de turbulência no volume do rotor em função da vazão normalizada de líquido, para $n = 300$ rpm e vazões mássicas de gás de entrada de $m_G = 0$ kg/h (escoamento monofásico) a 0,24 kg/h. As curvas para escoamento monofásico para rotações diferentes de 300 rpm são também incluídas para análise de similaridade.



Fonte: autoria própria.

Observa-se que, para escoamento monofásico, a intensidade de turbulência é máxima com a maior vazão de líquido, caindo sensivelmente a um valor mínimo situado muito próximo ao ponto de projeto ($Q_L/Q_{des,300} = 1,0$), onde a combinação entre uma vazão de líquido menos intensa com a orientação adequada do campo de líquido em relação à geometria do rotor tende a gerar os menores níveis de turbulência. O valor de T_i volta a subir com a diminuição da vazão de líquido abaixo do ponto de projeto, em função do surgimento de recirculações nos canais do rotor e, em geral, uma maior desorientação do escoamento com os canais hidráulicos. Ainda, nota-se que, assim como os demais adimensionais para escoamento monofásico, a intensidade de turbulência também se comporta de acordo com similaridade hidrodinâmica para diferentes velocidades de rotação.

A tendência geral da curva de T_i para escoamento bifásico é similar à obtida para escoamento monofásico. Entretanto, nota-se que os níveis de turbulência crescem significativamente com \dot{m}_G , em parte em função da atuação do termo fonte de turbulência induzida por bolhas (Eq. (3.32)) e em parte pela desorientação das

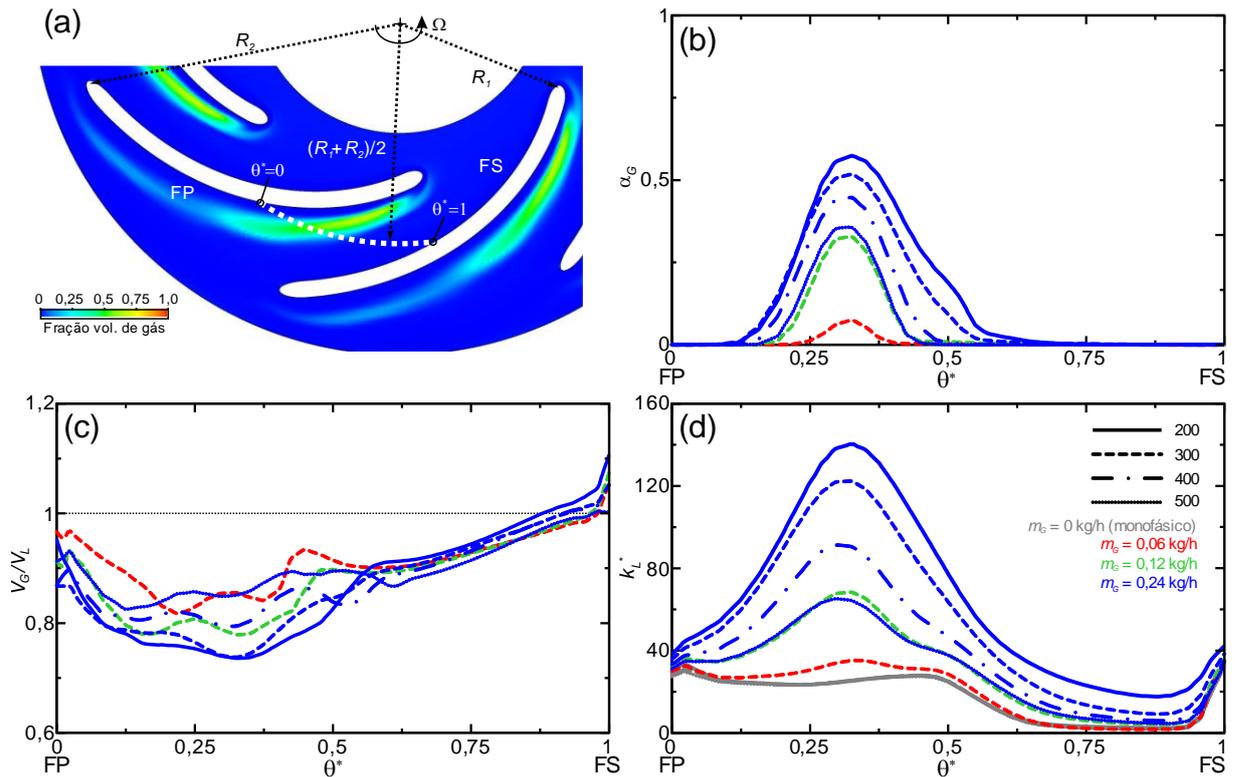
linhas de corrente do líquido pela presença do gás. Além disso, em função da ocorrência de *surging*, o ponto de mínimo das curvas para escoamento bifásico se desloca para a direita, em comportamento análogo ao observado para a eficiência na Figura 5.23. Ainda, o máximo valor de T_i , para escoamento bifásico, não se situa no extremo direito da curva, e sim no ponto de vazão mínima de líquido, em função dos altos níveis de turbulência produzidos pela presença de bolsões.

5.2.3 Comportamento das Fases no Rotor

A Figura 5.26 apresenta uma avaliação de diferentes propriedades das fases líquida e gasosa, tomadas sobre um arco situado em um plano médio entre o cubo e a coroa do rotor e em uma posição radial média entre a entrada e a saída. Os resultados foram obtidos para uma vazão de líquido normalizada de $Q_L/Q_{des,n} = 2,1$, mas a diferentes condições operacionais que incluem variações de velocidade de rotação e vazão mássica de gás admitida na entrada, \dot{m}_G . Um esquema do posicionamento do arco de tomada de resultados é mostrado em (a), que se inicia na fase de pressão (FP) da pá de um canal onde a coordenada tangencial normalizada é $\theta^* = 0$ e termina na face de sucção (FS), onde $\theta^* = 1,0$. Sobre o plano de medida em (a), ilustra-se a distribuição da fração volumétrica de gás para um caso representativo dentre os calculados.

A Figura 5.26-(b) mostra perfis de fração volumétrica de gás, α_G , em função de θ^* . Obviamente, o valor de α_G aumenta no perfil calculado conforme aumenta a vazão mássica de gás, \dot{m}_G . Entretanto, α_G diminui, para um mesmo valor de \dot{m}_G , com o aumento da velocidade de rotação. Esse resultado é uma simples consequência do fato de que, como a vazão mássica de gás, \dot{m}_G , foi mantida fixa para as diferentes condições, a fração volumétrica de gás tende a ser menor quanto maior a vazão absoluta de líquido. Uma vez que a vazão absoluta de líquido é maior quanto maior a velocidade de rotação (mantendo-se fixa a vazão normalizada de líquido, $Q_L/Q_{des,n}$), menor tende a ser o valor resultante de α_G . Como será visto adiante, esse resultado causa diferenças sensíveis nos níveis de algumas propriedades adimensionais, quando comparadas entre diferentes velocidades de rotação.

Figura 5.26 – Avaliação da magnitude de propriedades das fases líquida e gasosa obtidas sobre um arco situado entre as faces de sucção e pressão das pás sobre o plano médio do rotor (colorido por um campo de fração volumétrica de gás ilustrativo), para diferentes velocidades de rotação e vazões mássicas de gás: (a) representação do posicionamento do arco entre as faces de pressão e sucção, sobre um plano situado na metade da distância entre o cubo e a coroa do rotor; (b) fração volumétrica de gás como função da coordenada tangencial normalizada, θ^* ; (c) razão entre as velocidades do gás e do líquido como função de θ^* ; (d) energia cinética turbulenta normalizada em função de θ^* . Todos os resultados foram obtidos para uma vazão normalizada de líquido de $Q_L/Q_{des,n} = 2,1$.



Fonte: autoria própria.

A Figura 5.26-(c) compara as razões de velocidade das fases líquida e gasosa, V_G/V_L como função de θ^* . Os resultados mostram que, como já discutido anteriormente, a velocidade do gás é, na maior parte do volume do rotor, defasada em relação à do líquido, em função da desaceleração do gás provocada pelo gradiente de pressão no canal hidráulico. Mantida fixa a velocidade de rotação, o valor de V_G/V_L diminui com o aumento de \dot{m}_G . Isso ocorre, em especial, pelo aumento da força de gradiente de pressão contra o movimento do gás, que é proporcional ao volume ocupado pela fase gasosa. Nota-se que, em geral, os valores mais baixos de V_G/V_L no canal do rotor se encontram na faixa entre $0,2 < \theta^* < 0,4$, que é onde se estabelece o caminho preferencial de gás a altas vazões de líquido, como sugere a Figura 5.26-

(a). Observa-se, também, que esse parece ser o fator dominante quanto à defasagem de velocidade da bolha no interior do rotor, uma vez que o aumento da velocidade de rotação, mantida fixa a vazão mássica de gás, tende a aumentar o valor de V_G/V_L .

A Figura 5.26-(d) mostra os perfis normalizados de energia cinética turbulenta da fase líquida, $k_L^* = k_L / \bar{k}_{L,in}$, onde o valor local de energia cinética turbulenta, k_L , é normalizado pelo valor médio assumido como condição de contorno na entrada do tubo de sucção, $\bar{k}_{L,in} = 1,5 \cdot (I_{turb} \cdot V_{L,in})^2$ (Figura 3.8). As curvas para escoamento monofásico são também mostradas para esse caso, confirmando que os perfis de k_L^* também se comportam em similaridade hidrodinâmica na faixa de velocidades de rotação testadas, e revelando que, em alguns pontos, a energia cinética turbulenta no rotor é cerca de 30 vezes maior do que o valor de entrada do domínio.

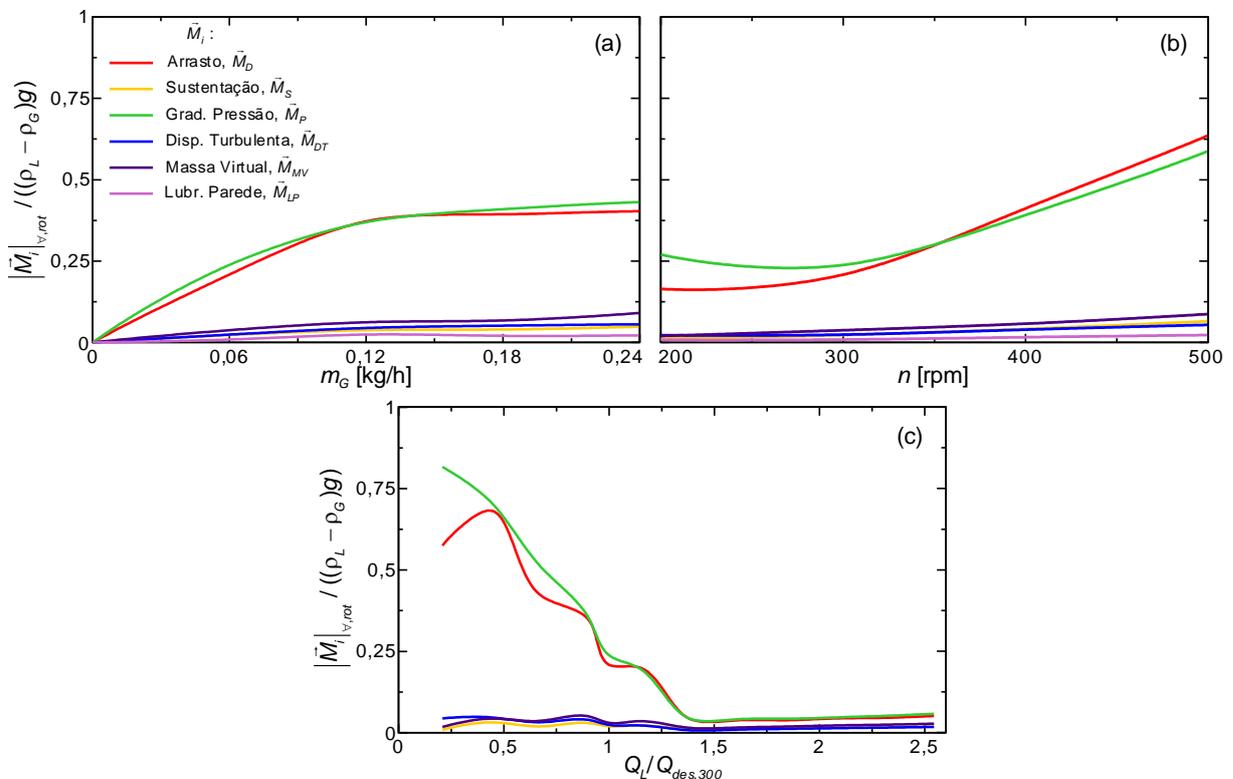
Para $\theta^* > 0,5$, o comportamento observado para escoamento bifásico é similar ao de escoamento monofásico, embora claramente os níveis de turbulência aumentem sensivelmente nos casos onde há presença de gás. Para $\theta^* < 0,5$, entretanto, onde se encontra o caminho preferencial de gás, os níveis de turbulência sob escoamento bifásico crescem significativamente, chegando em alguns casos a valores maiores do que quatro vezes o nível de turbulência encontrado, na mesma posição do rotor, para escoamento monofásico.

Similarmente à tendência observada na Figura 5.26-(c), o valor de k_L^* , para uma mesma velocidade de rotação, aumenta com o aumento de \dot{m}_G , e diminui, para um valor de \dot{m}_G fixo, com o aumento da velocidade de rotação, em função da diminuição do valor local de α_G com n (Figura 5.26-(b)). Como já esperado a partir do resultado discutido na Figura 5.25, o comportamento de k_L^* com α_G sugere um efeito significativo da turbulência induzida pela passagem de bolhas, Eq. (3.32).

A Figura 5.27 apresenta uma comparação entre a magnitude de forças devidas a diferentes mecanismos para diferentes condições operacionais. São mostradas as médias, no volume do rotor, das magnitudes de todas as forças interfaciais, \vec{M}_i , propostas na Eq. (3.11) e cujos modelos foram descritos ao longo da seção 3.2.1,

além da força devida ao gradiente de pressão (Murakami e Minemura, 1974a) do líquido sobre o gás, definida como $\vec{M}_{P,LG} = -\alpha_G \nabla p$, onde ∇p é o gradiente de pressão local. Os valores das magnitudes das forças são normalizados por $(\rho_L - \rho_G)g$, e a notação $\left| \vec{M}_i \right|_{\nabla, rot}$ (subscrito ∇, rot) indica que o valor apresentado corresponde à média volumétrica da magnitude da força calculada no volume do rotor.

Figura 5.27 – Comparação entre a magnitude de forças devidas a diferentes mecanismos de interação líquido-gás, tomadas como médias no volume do rotor, em função de: (a) vazão de gás de entrada, para $n = 300$ rpm e $Q_L/Q_{des,300} = 1,0$; (b) velocidade de rotação, para $m_G = 0,06$ kg/h e $Q_L/Q_{des,300} = 1,0$; vazão normalizada de líquido, para $n = 300$ rpm e $m_G = 0,06$ kg/h.



Fonte: autoria própria.

A Figura 5.27-(a) avalia o comportamento de $\left| \vec{M}_i \right|_{\nabla, rot}$ em função da vazão de gás de entrada, mantidas fixas a velocidade de rotação e a vazão de líquido em $n = 300$ rpm e $Q_L/Q_{des,300} = 1,0$. Observa-se, em geral, um aumento de todas as forças com o aumento de \dot{m}_G . Como largamente proposto em diversas referências como Murakami e Minemura (1974a) e Stel et al. (2019), a força interfacial dominante sobre o gás escoando em um canal de um rotor centrífugo é, na grande maioria dos casos,

a força de arrasto, $\left| \vec{M}_D \right|_{\nabla, rot}$, que surge devido ao atraso da velocidade do gás provocado pelo campo centrífugo, e que tende a se equilibrar com a força devida ao gradiente de pressão, $\left| \vec{M}_P \right|_{\nabla, rot}$. Em menor representatividade, seguem a força de massa virtual, $\left| \vec{M}_{MV} \right|_{\nabla, rot}$, a de dispersão turbulenta, $\left| \vec{M}_{DT} \right|_{\nabla, rot}$, a de sustentação, $\left| \vec{M}_S \right|_{\nabla, rot}$ e, em efeito quase desprezível, a força de lubrificação de parede, $\left| \vec{M}_{LP} \right|_{\nabla, rot}$.

A Figura 5.27-(b) avalia o comportamento de $\left| \vec{M}_i \right|_{\nabla, rot}$ em função da velocidade de rotação, mantidas fixas a vazão de líquido em $Q_L/Q_{des,300} = 1,0$ e a vazão de gás de entrada em $\dot{m}_G = 0,06$ kg/h. Novamente, o aumento da velocidade de rotação provoca, em geral, um aumento da magnitude das forças interfaciais, embora essa tendência seja mais sensível na força de arrasto. Isso se deve ao fato de que, como o aumento de n gera gradientes de pressão maiores, a força de arrasto, que sempre tende a se equilibrar com $\left| \vec{M}_P \right|_{\nabla, rot}$, também cresce correspondentemente. Nota-se também, nesse caso, uma influência ligeiramente maior da força de sustentação sobre a de dispersão turbulenta para as velocidades de rotação mais altas.

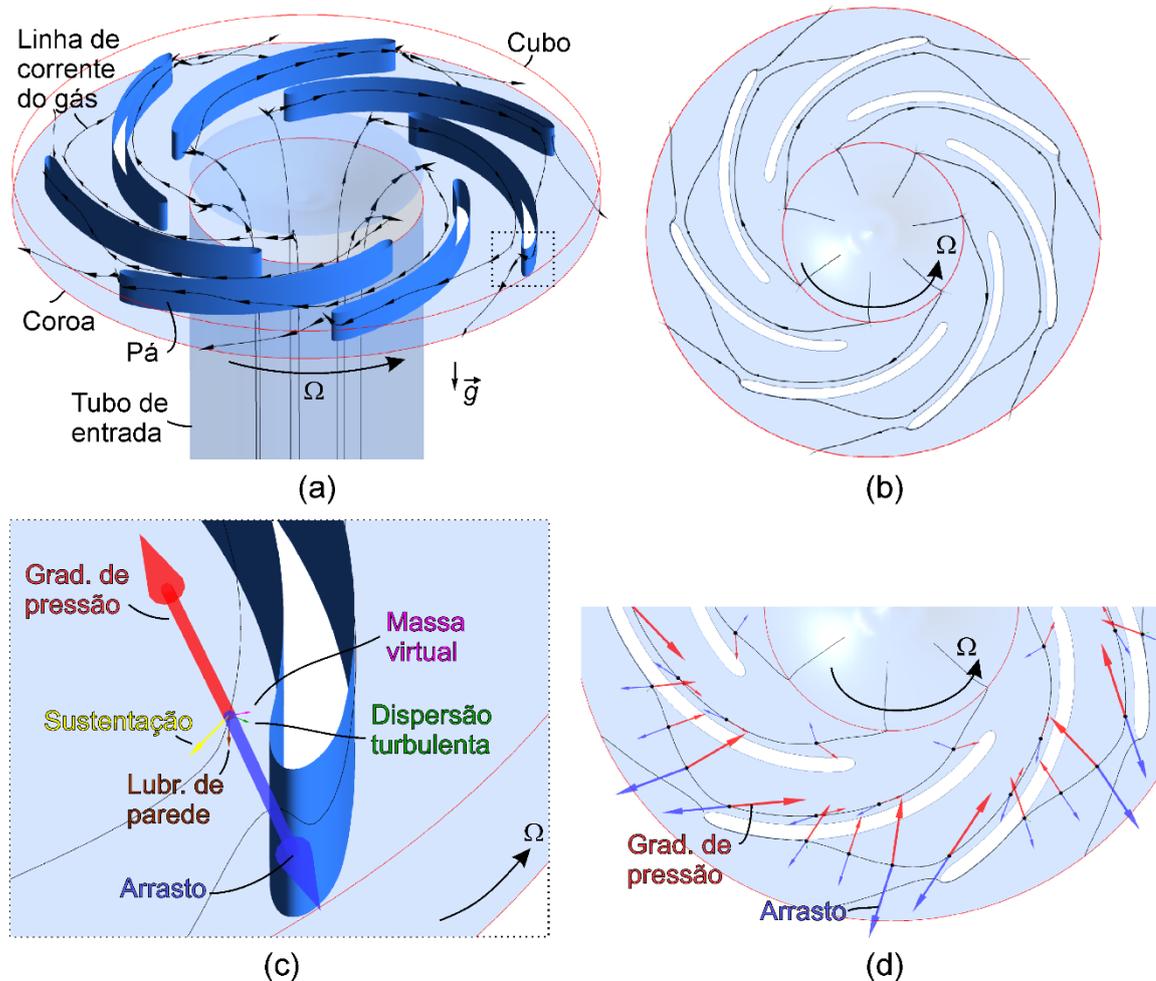
A Figura 5.27-(c) avalia o comportamento de $\left| \vec{M}_i \right|_{\nabla, rot}$ em função da a vazão normalizada de líquido, mantidas fixas a velocidade de rotação em $n = 300$ rpm e a vazão mássica de gás de entrada em $\dot{m}_G = 0,06$ kg/h. Nesse caso, observa-se que, para as maiores vazões de líquido em uma curva de desempenho, tem-se em geral magnitudes relativamente baixas de todas as forças interfaciais, incluindo a de arrasto. Nota-se que, a vazões de líquido mais altas, a força devida ao gradiente de pressão é relativamente pequena, o que provoca pequena desaceleração do gás em relação ao líquido e, conseqüentemente, uma atuação modesta da força de arrasto, que tem magnitude comparável, porém ainda maior, do que as demais forças interfaciais. Em aproximadamente $Q_L/Q_{des,300} = 1,4$, o gradiente de pressão local ao redor das bolhas, bem como o movimento lateral do gás nos canais do rotor, passa a se tornar significativo, o que provoca um aumento significativo de $\left| \vec{M}_D \right|_{\nabla, rot}$ na medida em que

reduz a vazão normalizada de líquido. As demais forças interfaciais, entretanto, acompanham apenas muito modestamente essa tendência, sendo suas magnitudes significativamente menores que a de $|\vec{M}_D|_{v,rot}$ até mesmo para valores de $Q_L/Q_{des,300}$ extremamente baixos. Como será visto adiante, entretanto, a importância das forças que não a de arrasto não se dá em função de sua influência média no rotor, mas sim em pontos específicos dos canais hidráulicos, onde sua atuação pode ser decisiva para o destino da fase gasosa e, até mesmo, para a ocorrência de *surgings*.

A Figura 5.28 mostra uma representação gráfica da orientação e magnitude dos vetores das diferentes forças interfaciais consideradas, além da força devida ao gradiente de pressão da fase líquida, ao longo de uma linha de corrente da fase gasosa, cujo caminho desde a entrada até a saída do rotor é ilustrado em perspectiva na Figura 5.28-(a) e em uma vista de topo em (b) (sendo a linha de corrente replicada em cada canal, por conveniência). A análise é feita para o caso de $n = 300$ rpm, $\dot{m}_G = 0,06$ kg/h e $Q_L/Q_{des,300} = 1,0$, que corresponde ao ponto de *surgings* (ponto (8) da Figura 5.5). Foi escolhida uma linha de corrente representativa do movimento geral das bolhas de gás para a condição de *surgings*, em que a bolha adentra o rotor pela face de sucção e, em um certo ponto, é defletida para a face de pressão, se chocando contra a pá antes de contornar o bordo de saída.

Na Figura 5.28-(c), mostra-se, em um ponto específico, a orientação e a magnitude proporcional dos valores absolutos das forças interfaciais, incluindo a força devida ao gradiente de pressão. Como discutido anteriormente, nota-se que, em termos absolutos, as forças de arrasto e de gradiente de pressão são quase sempre significativamente maiores que as demais forças interfaciais. Além disso, a magnitude dessas forças tende sempre a se equilibrar ao longo do caminho da bolha, e seus sentidos são aproximadamente opostos em quase todos os pontos. Observa-se ainda que a força devida ao gradiente de pressão tende sempre a apontar aproximadamente contra o sentido da bolha, em função do aumento contínuo da pressão do líquido à medida em que as fases avançam através do canal do rotor. A força de arrasto, por sua vez, reage a essa desaceleração, no sentido de empurrar a bolha para fora.

Figura 5.28 – Representação dos vetores das diferentes forças interfaciais resolvidas numericamente, ao longo de uma linha de corrente da fase gasosa no interior do rotor; (a) perspectiva com representação da linha de corrente a partir do tubo de entrada (replicada 7 vezes em cada canal por conveniência); (b) vista de topo; (c) detalhe da distribuição dos vetores de força em um ponto sobre a linha de corrente; (d) vista de topo com representação dos vetores em vários pontos ao longo da linha de corrente. A condição operacional analisada é $n = 300$ rpm, $m_G = 0,06$ kg/h e $Q_L/Q_{des,300} = 1,0$ (ponto de *surging* (8) da Figura 5.6).



Fonte: autoria própria.

A magnitude e sentido das demais forças, entretanto, não seguem uma tendência tão clara, sendo muito afetadas pelas condições específicas de cada ponto do rotor. A força de sustentação, por exemplo, ajuda ligeiramente no deslocamento lateral do gás no ponto analisado na Figura 5.28-(c), mas seu sentido é condicionado ao sentido do produto externo entre a velocidade relativa e o rotacional do campo de líquido (Eq. (3.25)). Já a força de lubrificação de parede, nesse mesmo ponto específico, atua para baixo - isto é, no sentido de \vec{g} , contra a coroa do rotor - em função da sua proximidade, neste ponto, da placa superior (cubo do rotor). A força de

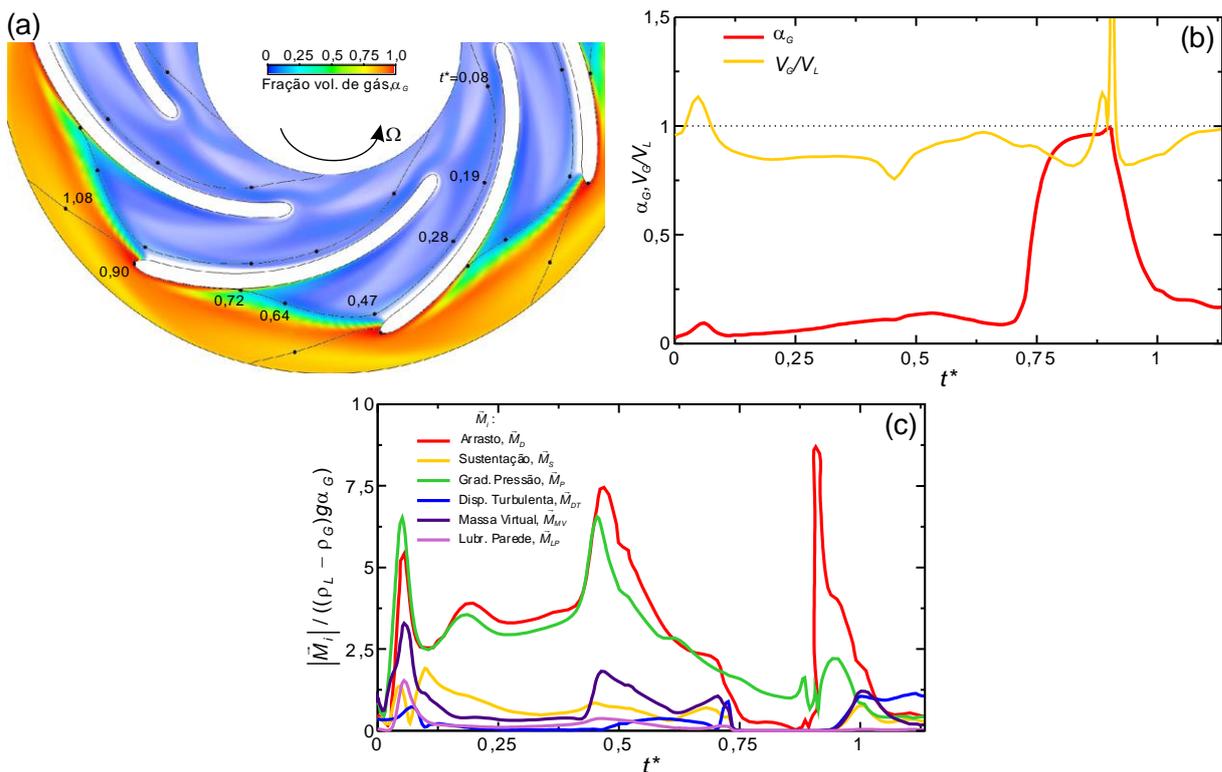
dispersão turbulenta, por sua vez, atua sempre a favor do gradiente da fração volumétrica de líquido (Eq. (3.29)), enquanto que o sentido da força de massa virtual resulta de uma complexa combinação entre as acelerações de ambas as fases (Eq. (3.22)); no caso da Figura 5.28-(c), ambas atuam aproximadamente contra o movimento lateral da bolha, porém em pequena magnitude.

A Figura 5.28-(d) mostra uma vista de topo indicando a orientação e magnitude das forças em diferentes posições sobre a linha de corrente do gás. Ela confirma que, em praticamente todos os pontos, as forças de arrasto e de gradiente de pressão são dominantes em termos absolutos, e tendem a ser aproximadamente equivalentes em magnitude e opostas em sentido. Em particular, a força devida ao gradiente de pressão aumenta gradativamente da entrada até a saída, muito em função do aumento da força centrífuga contra a bolha, que é função da posição radial. Essa imagem também ajuda a entender que o movimento lateral que as bolhas sofrem da face de sucção contra a face de pressão no ponto de *surging* está diretamente ligado ao sentido da força devida ao gradiente de pressão na saída do rotor. Nota-se que, logo após a deflexão do gás, essa força aponta aproximadamente para o centro do rotor, devido ao sentido da força centrífuga do líquido contra o gás.

A Figura 5.29 mostra, nas mesmas condições avaliadas na Figura 5.28, o comportamento das velocidades das fases e as magnitudes das forças interfaciais em função do tempo de movimento do gás sobre a linha de corrente. Em (a), mostra-se novamente a linha de corrente do gás, ao longo da qual são indicados valores representativos do tempo decorrido, t , que é normalizado pelo período de rotação, $(2\pi)/\Omega$, tal que $t^* = t \cdot \Omega / (2\pi)$. Ilustra-se também, em (a), o campo de fração volumétrica de gás através do qual se desenvolve a linha de corrente, na forma de renderização volumétrica no domínio do rotor. Em (b), são apresentados os valores da fração volumétrica de gás, α_G , e da razão de velocidades entre gás e líquido, V_G / V_L , como função de t^* , onde $t^* = 0$ na entrada do domínio do rotor. Em (c), as magnitudes das diferentes forças interfaciais, $|\vec{M}_i|$, são também apresentadas, sendo seus valores normalizados pelo valor da força de empuxo local, $(\rho_L - \rho_G)g\alpha_G$.

Como se observa nas Figuras 5.29-(a) e (b), a entrada do gás no domínio do rotor, logo no início do movimento, é caracterizada por uma súbita aceleração do gás em relação ao líquido, em função da mudança de direção das fases na transição entre o tubo de sucção e o canal hidráulico do rotor (Figura 5.28-(a)). Para a presente geometria, em particular, a utilização de uma pá totalmente reta e com bordo de ataque longe do olho do rotor pode ser responsável pela intensificação da aceleração das fases na entrada, em comparação com rotores radiais tradicionais de bombas centrífugas, em que a geometria retorcida da pá no olho do rotor ajuda a alinhar o escoamento com o canal hidráulico logo na seção de entrada.

Figura 5.29 – Avaliação da magnitude das forças interfaciais em função do tempo ao longo da linha de corrente (Figura 5.28): (a) representação da linha de corrente sobre o campo de fração volumétrica de gás (renderização volumétrica), com indicação de valores normalizados do tempo de integração na trajetória, t^* ; (b) fração volumétrica de gás e razão entre as magnitudes de velocidade do gás e do líquido sobre linha de corrente, em função de t^* ; (c) razão entre as magnitude das diferentes forças interfaciais e a força de empuxo local, em função de t^* .



Fonte: autoria própria.

Entretanto, o gás é rapidamente desacelerado em função do gradiente adverso de pressão da fase líquida no rotor, de modo que a razão de velocidades, V_g/V_L , passa a se manter abaixo de 1,0 pela maior parte do movimento do gás sobre a linha

de corrente. Um mínimo de V_G / V_L é atingido em $t^* \approx 0,47$, que é aproximadamente o ponto de deflexão lateral da linha de corrente (Figura 5.29-(a)). O gás acelera ligeiramente enquanto se movimenta lateralmente até se chocar com a pá, em $t^* \approx 0,72$. Nota-se que, a partir desse momento, o gás escoa por uma região que, na média, é tomada pela fase gasosa, fato evidenciado pela representação de α_G na Figura 5.29-(a) e pelo pico da variável no gráfico da Figura 5.29-(b). Em aproximadamente $t^* = 0,83$, a velocidade do gás começa a subir significativamente em relação à do líquido, já que o gás é forçado a contornar o bordo de saída da pá. No extremo do bordo da pá, em $t^* = 0,9$, $V_G / V_L = 3,0$ (pico acima dos limites do gráfico). O gás é rapidamente desacelerado até $t^* = 0,94$, entretanto, e sua velocidade por fim se aproxima ligeiramente à do líquido na medida em que o gás deixa o rotor.

A Figura 5.29-(c) compara a razão entre as magnitudes das diferentes forças interfaciais com a força de empuxo local, $(\rho_L - \rho_G)g\alpha_G$, ao longo da linha de corrente. Logo no início do movimento, onde o gás acelera momentaneamente em relação ao líquido, todas as forças estão sujeitas a um súbito aumento de magnitude. Em cerca de $t^* \approx 0,12$, entretanto, as de arrasto e de gradiente de pressão passam a dominar. A deflexão do gás em $t^* \approx 0,47$ é acompanhada por um salto nas forças de arrasto e de gradiente de pressão, que sobem a cerca de sete vezes a força de empuxo local, bem como a força de massa virtual, que surge justamente da existência entre diferenças de aceleração entre as fases. Os valores das forças caem significativamente, entretanto, após a deflexão do gás. Quando o gás se aproxima do toque com a face de pressão, em $t^* \approx 0,72$, ambas as forças de dispersão turbulenta e de massa virtual se sujeitam a picos momentâneos, em função dos elevados gradientes de velocidade e de α_G nessas regiões.

As magnitudes de todas as forças, passam, então, a serem muito pequenas enquanto a linha de corrente se estende pela região tomada pelo gás, em particular entre $0,77 < t^* < 0,9$. Em $t^* = 0,9$, em função da enorme aceleração do gás ao contornar a pá, a força de arrasto se sujeita a um elevado pico de magnitude, que alcança quase dez vezes o valor da força de empuxo local. Em função dos elevados gradientes de velocidade e α_G logo após $t^* = 0,9$, até mesmo as forças de massa virtual e de

dispersão turbulenta superam a força de empuxo nesses pontos; nota-se que, apenas nessas condições extremas, a força de arrasto se encontra em significativo desequilíbrio com a de gradiente de pressão. A força de lubrificação de parede, por sua vez, tem valores muito modestos por praticamente todo o movimento, enquanto que a força de sustentação se mostra significativa apenas nas regiões de elevada aceleração do gás na entrada e na saída do rotor.

Embora as tendências e, principalmente, as magnitudes das forças estejam sempre muito condicionadas à posição em que o gás se encontra no rotor, às magnitudes das velocidades das fases e às suas acelerações, o entendimento do comportamento geral discutido acima ajuda a entender o papel das forças na formação de padrões de escoamento no rotor e, conseqüentemente, no desempenho. A seguir, uma análise da sensibilidade dessas forças no desempenho obtido é conduzida, bem como o comportamento do resultado com modelos diferentes dos assumidos neste trabalho para algumas interações interfaciais.

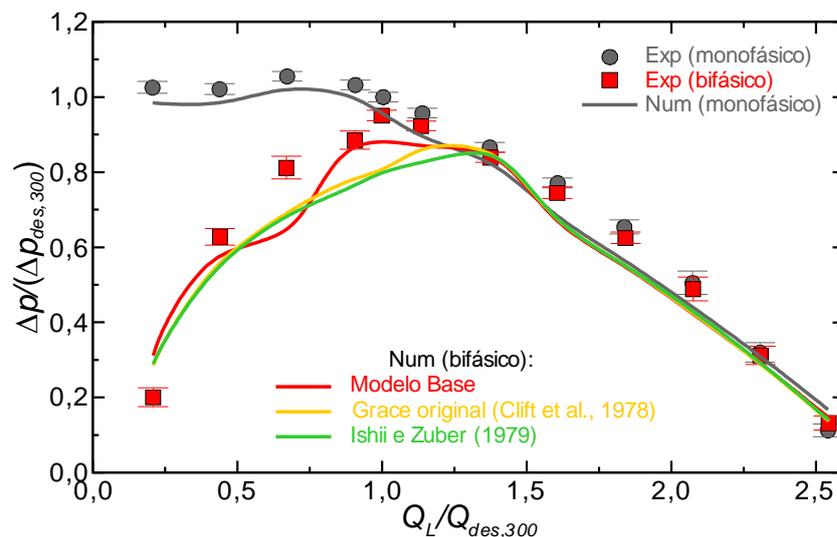
5.2.4 Análise de Sensibilidade aos Modelos Interfaciais

A Figura 5.30 mostra, através da análise de curvas normalizadas do ganho de pressão em função da vazão normalizada de líquido, uma avaliação da sensibilidade da solução numérica ao uso de diferentes modelos para o coeficiente de arrasto, C_D , que compõe a expressão para a força de arrasto na Eq. (3.12). Para o levantamento das curvas, escolheu-se como exemplo uma velocidade de rotação de $n = 300$ rpm e uma vazão mássica de gás de entrada de $\dot{m}_G = 0,06$ kg/h. São também mostrados, como referência, os resultados para escoamento monofásico a $n = 300$ rpm e as curvas obtidas experimentalmente. O modelo Base corresponde à Eq. (3.21), que admite o efeito de densa aglomeração de bolhas através do modelo de Roghair et al. (2013) para a correção do valor de $C_{D,\infty}$, esse último calculado conforme o modelo original de Grace (Clift et al., 1978), Eq. (3.19), também avaliado abaixo. Compare-se, também, uma curva obtida com o modelo de Ishii e Zuber (1979), que também busca levar em conta o efeito da densa aglomeração de bolhas em C_D .

A análise abaixo sugere que, para pontos acima da condição de *surging* ou para o extremo esquerdo da curva (bloqueio de gás), o efeito do modelo escolhido

para o coeficiente de arrasto nas curvas de ganho de pressão é praticamente desprezível. De maneira pragmática, esse resultado sugere que o ganho de pressão em um rotor centrífugo não é uma função direta da magnitude das forças entre as fases, mas sim do padrão de escoamento resultante das interações entre elas. Para o caso de padrão disperso, em particular, o efeito de aglomeração de gás no coeficiente de arrasto é relativamente pequeno, tal que todos os modelos resultam em valores semelhantes para C_D .

Figura 5.30 – Comparação entre curvas normalizadas do ganho de pressão estática através do rotor em função da vazão normalizada de líquido, obtidas numericamente a 300 rpm e para escoamento bifásico a $m_G = 0,06$ kg/h, assumindo-se diferentes modelos para o coeficiente de arrasto: modelo base; modelo de Grace original (Clift et al., 1978); Ishii e Zuber (1979). As curvas para escoamento monofásico e os dados experimentais para escoamento bifásico são também mostrados, como referência.

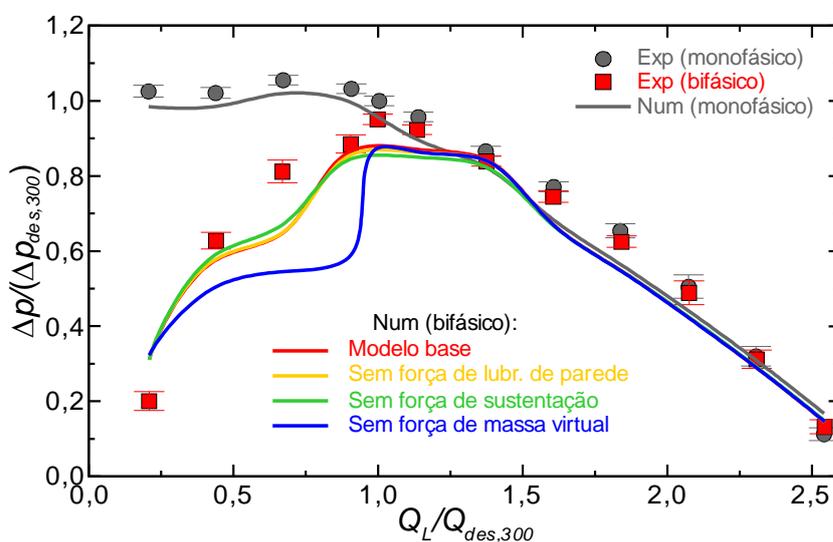


Fonte: autoria própria.

Próximo ao ponto de *surging*, entretanto, os modelos de Grace e de Ishii e Zuber (1979) tendem a antecipar a ocorrência de *surging*, enquanto que a adoção da correção de Roghair et al. (2013) tende a capturar melhor o ponto de início em comparação com os dados experimentais. Como discutido anteriormente, um aumento da força de arrasto em condições de operação equivalentes tende a equilibrar melhor a força de gradiente de pressão que atua contra o movimento da bolha. Os resultados obtidos sugerem, nesse caso, que a não consideração do efeito de aglomeração de gás sobre o coeficiente de arrasto tende a favorecer ligeiramente a coalescência da fase gasosa, e conseqüentemente a ocorrência de *surging*.

Além disso, nota-se que, para o presente caso, a correção adotada em Ishii e Zuber (1979) não é suficiente para evitar a ocorrência antecipada do início de *surging*, sendo os resultados obtidos com esse modelo ao final muito similares aos obtidos com o modelo de Grace original. Vale ressaltar, entretanto, que a correção devida à fração volumétrica de gás em Ishii e Zuber (1979) é usada para aumentar o valor do coeficiente de arrasto apenas em padrões dispersos, sendo o efeito inverso adotado para regimes distorcidos ou, em geral, a altas frações de gás. O modelo de Roghair et al. (2013), entretanto, foi desenvolvido considerando-se altas concentrações de bolhas de tamanho controlado, caso em que o coeficiente de arrasto cresce continuamente com a fração volumétrica de gás. A análise das imagens experimentais permitiu observar que o escoamento bifásico em rotores centrífugos também está sujeito a elevadas aglomerações de bolhas de pequeno diâmetro, sendo essa a razão principal pela qual esse último modelo foi adotado no trabalho.

Figura 5.31 – Comparação entre curvas normalizadas do ganho de pressão estática através do rotor em função da vazão normalizada de líquido, obtidas numericamente a 300 rpm e para escoamento bifásico a $m_G = 0,06$ kg/h, assumindo-se: modelo Base com todas as forças; modelo Base sem a força de lubrificação de parede; modelo Base sem a força de sustentação; modelo Base sem a força de massa virtual.



Fonte: autoria própria.

Para as mesmas condições operacionais avaliadas na Figura 5.30, a Figura 5.31 analisa, agora, a sensibilidade da solução numérica às forças de sustentação, lubrificação de parede e massa virtual. Nesse caso, em particular, ao invés de serem

testados diferentes modelos para cada força, a sensibilidade à solução foi avaliada assumindo-se o modelo Base sem a utilização de cada uma das três forças avaliadas.

Embora as análises da seção anterior revelem que a força de sustentação tem magnitude não desprezível em muitos pontos do rotor e, em geral, representatividade maior do que a força de lubrificação de parede, a exclusão de ambas as forças (individualmente) do modelo Base causou efeito desprezível na curva de ganho de pressão sob escoamento bifásico. Esse comportamento deve estar relacionado ao fato de que ambas têm, na prática, efeito apenas sobre o movimento lateral de bolhas, e em zonas de baixa concentração de gás, sendo dominadas por outras forças em regiões de alto valor de α_G , onde as transições entre padrões são mais significativas.

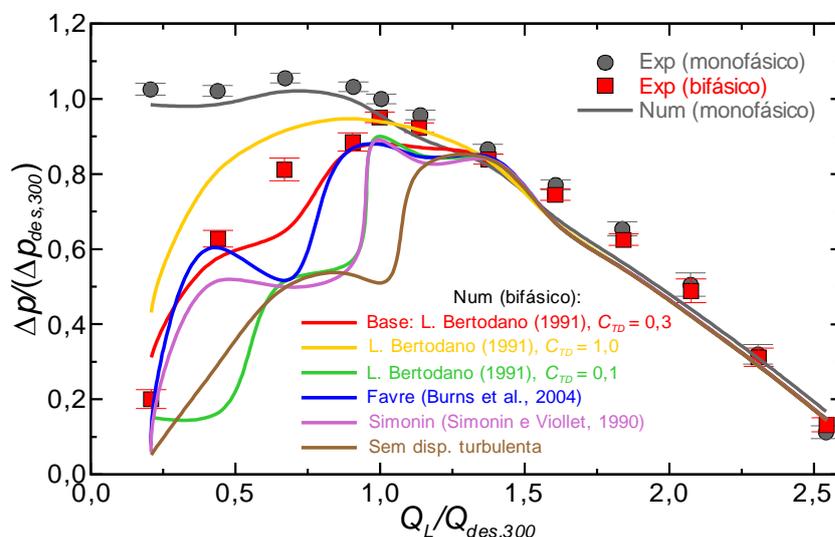
Uma das forças dominantes nesse sentido é a de massa virtual, cuja exclusão, como se pode observar Figura 5.31, provoca uma queda mais abrupta no ponto de *surging* em relação ao modelo Base. Esse comportamento deve estar associado ao fato de que, sendo a força de massa virtual, na prática, uma força de resistência à aceleração relativa entre as fases, sua não consideração favorece a separação entre gás e líquido, o que facilita a formação de bolsões e, correspondentemente, a queda de desempenho em condição de *surging*.

Outra força que se mostrou relevante no fenômeno é a de dispersão turbulenta, cuja análise de sensibilidade, em condições operacionais equivalentes às avaliadas na figura anterior, é apresentada na Figura 5.32. Para essa força, diversas condições e modelos diferentes são testados, a saber: (i) modelo Base, com modelo de Lopez de Bertodano (1991), Eq. (3.29), com coeficiente de $C_{TD} = 0,3$; (ii) modelo de Lopez de Bertodano (1991), com $C_{TD} = 1,0$; (iii) modelo de Lopez de Bertodano (1991), com $C_{TD} = 0,1$; (iv) modelo de Favre (Burns et al., 2004); (v) modelo de Simonin (Simonin e Viollet, 1990); (vi) sem modelo de dispersão turbulenta.

Como se pode observar, a não consideração da força devida ao efeito de dispersão turbulenta provoca uma significativa antecipação do ponto de início de *surging*, além de elevada degradação de desempenho após sua ocorrência. Isso ocorre porque, estando o efeito de dispersão turbulenta associado à dispersão de regiões de alta concentração de bolhas, sua não consideração por certo facilita a

aglomeração da fase gasosa, ocasionando maior tendência à formação de bolsões e, conseqüentemente, à queda de desempenho. Nota-se também que a consideração do modelo de Lopez de Bertodano (1991) com um coeficiente de $C_{TD} = 0,1$, embora provoque uma extensão do ponto de *surging*, ainda não é suficiente para evitar uma queda abrupta de desempenho após sua ocorrência.

Figura 5.32 – Comparação entre curvas normalizadas do ganho de pressão estática através do rotor em função da vazão normalizada de líquido, obtidas numericamente a 300 rpm e para escoamento bifásico a $m_G = 0,06$ kg/h, assumindo-se diferentes especificações para o efeito de dispersão turbulenta: modelo Base (Lopez de Bertodano, 1991), com $C_{TD} = 0,3$; modelo de Lopez de Bertodano (1991), com $C_{TD} = 1,0$ e $C_{TD} = 0,1$; modelo de Favre (Burns et al, 2004); modelo de Simonin (Simonin e Viollet, 1990); sem força de dispersão turbulenta.

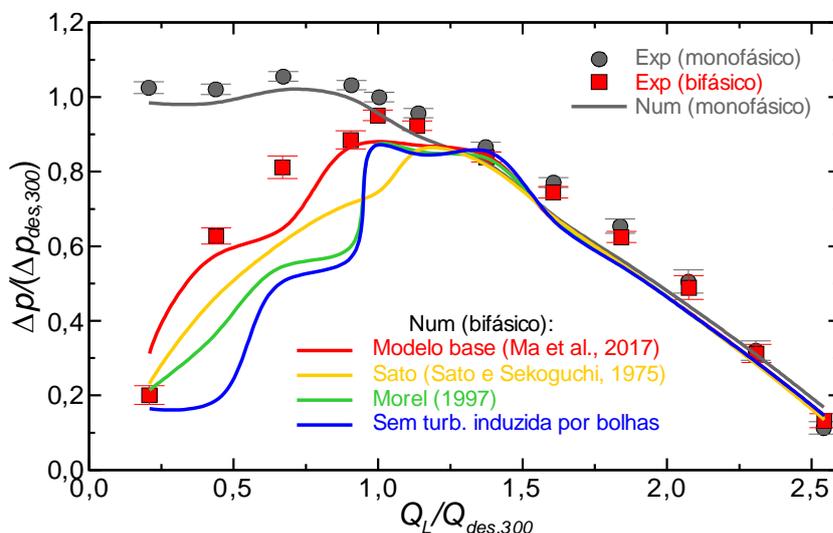


Fonte: autoria própria.

Por sua vez, o uso de um coeficiente tão alto quanto $C_{TD} = 1,0$ suaviza a forma da curva, atrasando a ocorrência de *surging* e diminuindo significativamente a degradação de desempenho. Observou-se, nesse caso, que a utilização de uma excessiva força de dispersão turbulenta praticamente impede a formação de bolsões de gás no rotor, descaracterizando o fenômeno de *surging*. Por fim, identificou-se que, para o presente cenário, um valor de $C_{TD} = 0,3$ apresentou um bom compromisso entre a descrição do ponto de início de *surging* e o nível de degradação de desempenho obtido, ao menos para a condição operacional tomada como base na Figura 5.32, bem como para as demais velocidades de rotação testadas, a uma vazão mássica de gás de entrada de $\dot{m}_G = 0,06$ kg/h.

O uso de outros modelos para a força de dispersão turbulenta, como o de Simonin e Viollet (1990) e Favre (Burns et al., 2004), resultaram em uma curva de desempenho com maiores discontinuidades e a uma tendência à elevada degradação de desempenho a partir do ponto de *surging*, como mostra a Figura 5.32, em função de uma maior tendência à formação de bolsões. Alternativas, como coeficientes dinâmicos para o cálculo de C_{TD} (Laviéville et al., 2017), também foram testadas, não resultando em uma tendência clara de melhora na representação do fenômeno ou, em muitos casos, gerando instabilidades numéricas. Entende-se que o desenvolvimento de outros modelos, no futuro, possa ajudar a melhorar e generalizar a modelagem do efeito da dispersão turbulenta no fenômeno em estudo, evitando a necessidade de especificação de coeficientes, sendo essa, talvez, um das maiores dificuldades quanto ao uso dos modelos atuais (ANSYS, 2019).

Figura 5.33 – Comparação entre curvas normalizadas do ganho de pressão estática através do rotor em função da vazão normalizada de líquido, obtidas numericamente a 300 rpm e para escoamento bifásico a $m_G = 0,06$ kg/h, assumindo-se diferentes especificações para o efeito de turbulência induzida por bolhas: modelo Base (Ma et al., 2017); modelo de Sato (Sato e Sekoguchi, 1975); modelo de Morel (1997); sem turbulência induzida por bolhas.



Fonte: autoria própria.

A Figura 5.33 avalia, analogamente às comparações das figuras anteriores, a sensibilidade da solução numérica à diferentes especificações para o efeito de turbulência induzida por bolhas: (i) modelo Base, baseado no modelo de Ma et al. (2017), Eqs. (3.32) e (3.35); (ii) modelo de Sato (Sato e Sekoguchi, 1975), Eq. (3.31); (iii) modelo de Morel (1997); (iv) sem modelo de turbulência induzida por bolhas.

Analogamente à tendência da força de dispersão turbulenta, observa-se que a não consideração do efeito de turbulência induzida por bolhas causa efeito significativo na solução numérica do escoamento bifásico no rotor, aqui traduzido no aparecimento de descontinuidades na curva de ganho de pressão e na forma de uma queda abrupta de desempenho a partir do ponto de início de *surging*. Diferentemente dos casos anteriores, entretanto, o efeito da turbulência induzida não atua diretamente na forma de uma força, mas sim indiretamente ao aumentar o nível de turbulência da fase líquida que, indiretamente, deve intensificar a força de dispersão turbulenta.

Dentre os modelos usados, o modelo de Morel (1997) resultou, na prática, em resultados similares à desconsideração completa do efeito de turbulência induzida. Já o modelo de Sato e Sekoguchi (1975), embora tenha evitado a ocorrência de uma queda abrupta de desempenho, antecipa ligeiramente o início de *surging* e, em geral, tende a sobrestimar a degradação de desempenho, já que esse modelo apenas busca corrigir a viscosidade aparente do líquido, sem adicionar efetivamente termos de produção de turbulência na equação de energia cinética turbulenta, causando assim pouca influência indireta sobre a força de dispersão turbulenta.

Já o modelo de Ma et al. (2017), embora tenha sido calibrado para uma situação muito distinta daquela aqui considerada, resultou, em conjunto com o modelo de Lopez de Bertodano (1991) para a dispersão turbulenta, em resultados de melhor concordância contra os dados experimentais. Estudos futuros que se ocupem da efetiva medição dos níveis de turbulência induzida gerados em rotores nessas condições poderão contribuir positivamente para a validação e calibração desses modelos, ou para o desenvolvimento de novos modelos específicos para a aplicação.

Em todo caso, fica claro que a consideração dos variados modelos assumidos nesse trabalho, sejam eles a correção da força de arrasto devido à densa aglomeração de bolhas, a força de massa virtual e a cuidadosa escolha dos modelos de dispersão turbulenta e de turbulência induzida por bolhas, causam efeito significativo na transição entre os padrões de escoamento observados e, em geral, na degradação de desempenho ao qual um rotor centrífugo está sujeito sob escoamento bifásico. Esses efeitos são raramente ou nunca considerados em estudos numéricos

relacionados ao presente tema, e nesse sentido entende-se que as motivações aqui expostas justifiquem a ponderação de seu uso em trabalhos futuros.

5.3 PREVISÃO DO PONTO DE INÍCIO DE *SURGING*

Como se observou até aqui, a análise de escoamentos líquido-gás em rotores por métodos experimentais ou com uso de dinâmica dos fluidos computacionais fornece informações valiosas para o entendimento do fenômeno e para a estimativa da degradação de desempenho em condições controladas. Entretanto, ambas as metodologias exigem, invariavelmente, grande tempo de execução, bem como disponibilidade de equipamentos e programas computacionais de difícil acesso, tornando seu uso pouco prático para situações de engenharia aplicada. Sendo assim, métodos práticos para a estimativa de desempenho de bombas sob escoamento bifásico e, em especial, do ponto de início de *surging*, podem ser ferramentas muito úteis para o projeto e controle de bombas operando com escoamentos bifásicos.

Tentativas de obtenção de modelos para a previsão de desempenho de bombas sob escoamentos líquido-gás são relativamente antigas. Murakami e Minemura (1974a) e Mikielewicz et al. (1978), por exemplo, buscaram desenvolver termos para quantificar as perdas hidráulicas associadas com a presença de gás em rotores. Já Sachdeva (1988) e Sun (2003) desenvolveram modelos unidimensionais completos para estimativa de desempenho, mas que requerem solução computacional e que são compostos por termos calibrados empiricamente.

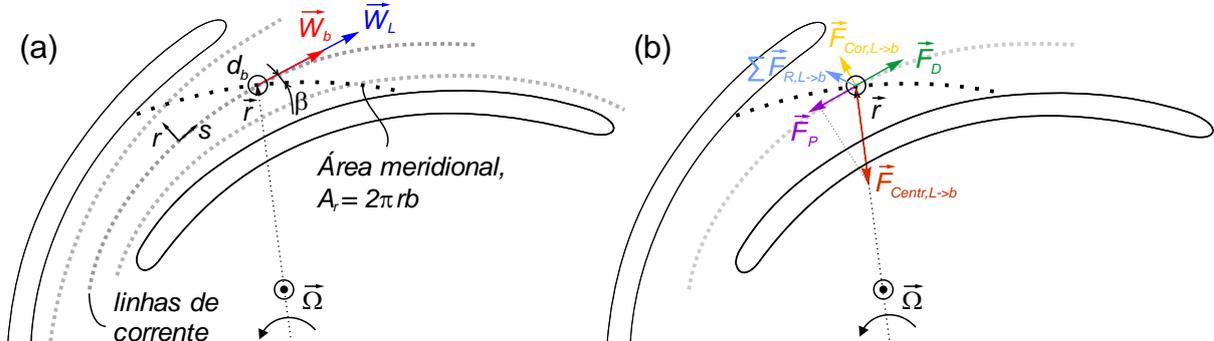
Diversos modelos são encontrados especificamente para a previsão do ponto de início de *surging*, sendo a vasta maioria desses obtidos empiricamente através da regressão de dados experimentais. Exemplos incluem Turpin et al. (1986), Cirilo (1998), Duran (2003) e Gamboa e Prado (2011). Em função da grande influência das condições de teste e da geometria da bomba no fenômeno, entretanto, modelos empíricos raramente podem ser estendidos para outras geometrias, como demonstrado por Zhu et al. (2017). Sendo assim, análises mecanicistas podem ser uma alternativa para a obtenção de modelos mais generalistas.

Exemplos de modelos mecanicistas incluem os propostos por Barrios (2007) e Zhu et al. (2017). Ambos buscam avaliar a fração volumétrica de gás máxima permitida sem ocorrência de *surging* em função do cálculo de um diâmetro crítico de bolhas que adentram o rotor e de demais parâmetros operacionais. No caso de Barrios (2007), o diâmetro crítico é obtido através de um balanço de forças que indica a condição na qual uma bolha ficará aprisionada no rotor, estando assim sujeita à coalescência com outras bolhas, desencadeando o fenômeno de *surging*. Já para Zhu et al. (2017), o diâmetro crítico é aquele em que a bolha é demasiadamente grande para que mantenha uma forma estável, o que gera grandes deformações em sua superfície que, por sua vez, induzem sua coalescência com bolhas maiores.

Como forma de contribuir com a literatura, propõe-se também, neste trabalho, um desenvolvimento mecanicista para previsão do ponto de *surging* em rotores centrífugos operando com escoamento líquido-gás. O modelo, que é parcialmente baseado na proposta de Barrios (2007), não presume propor um indicador de *surging* para uma larga faixa de condições operacionais ou diferentes tipos de bombas como os modelos anteriores, mas sim apresentar uma metodologia generalista independente de dados de calibração e que seja eficiente para casos restritos, mas que pode ser melhorada em trabalhos futuros para previsões mais abrangentes.

A Figura 5.34 representa, esquematicamente, o movimento de uma bolha através do líquido no interior do rotor. Em (a), são indicadas linhas de corrente da fase líquida, idealmente alinhadas com a geometria do canal sobre uma coordenada s , através do qual o líquido escoar com velocidade W_L e a bolha, de diâmetro d_b , com velocidade W_b . Em (b), são indicadas as distribuições das principais forças que atuam sobre a bolha, quais sejam: força devida ao gradiente de pressão, \vec{F}_p ; força de arrasto, \vec{F}_D ; força centrífuga resultante do líquido sobre a bolha, $\vec{F}_{Centr,L \rightarrow b} = \nabla_b \rho_L \vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r})$, onde ∇_b é o volume da bolha; força de Coriolis resultante do líquido sobre a bolha, $\vec{F}_{Cor,L \rightarrow b} = -\nabla_b \rho_L \vec{W} \times \vec{\Omega}$; somatório das demais forças interfaciais (massa virtual, sustentação, etc.) do líquido sobre, $\sum \vec{F}_{R,L \rightarrow b}$.

Figura 5.34 – Ilustração do movimento de uma bolha ao longo de linhas de corrente ideais de líquido: (a) representação das velocidades, da posição da área meridional e do vetor posição; (b) orientação das forças de arrasto, de pressão, *Coriolis* e centrífuga atuando sobre a bolha.



Fonte: autoria própria.

Para a obtenção do modelo, várias hipóteses precisam ser tomadas para tornar o problema simples e tratável:

- i. Tanto o movimento da fase líquida quanto o da bolha ocorrem sobre as linhas de corrente ideais, alinhadas com a coordenada s ;
- ii. A velocidade da fase líquida em um raio r , de acordo com a hipótese (i), pode ser aproximada através da vazão total de líquido, $W_L = Q_L / (A_r \text{sen}(\beta)) = Q_L / (2\pi r b \text{sen}(\beta))$, onde A_r é a área meridional do canal no raio r , β é o ângulo das pás no ponto e b é a altura do canal;
- iii. Sendo a força de *Coriolis* quase sempre perpendicular ao movimento da bolha e as forças de arrasto e gradiente de pressão as dominantes (como já discutido anteriormente), despreza-se o termo $\sum \vec{F}_{R,L \rightarrow b}$;
- iv. A tensão de cisalhamento devida a parede, o aumento da área do canal e outros efeitos sobre o gradiente de pressão são também desprezados;
- v. As bolhas são esféricas e não deformáveis;
- vi. A passagem das bolhas não afeta sensivelmente o campo de líquido ao seu redor, nem o movimento das bolhas vizinhas;
- vii. As propriedades físicas das fases são constantes;
- viii. Assume-se, em princípio, que o modelo é avaliado para baixas vazões de gás de entrada, tal que as bolhas somente coalesçam umas com as outras em caso de efetiva ocorrência de *surging*;
- ix. O desenvolvimento é válido para rotores do tipo radial.

Nas condições acima, é razoável supor, como já sugerido anteriormente por Murakami e Minemura (1974a), Barrios (2007) e verificado ao longo deste trabalho,

que uma bolha escoando ao longo de s estará sujeita a um equilíbrio aproximado entre \vec{F}_P e \vec{F}_D , tal que:

$$|\vec{F}_P| = |\vec{F}_D| \Rightarrow \frac{\pi d_b^3}{6} \frac{dp}{ds} = \frac{1}{2} C_D \rho_L \frac{\pi d_b^2}{4} (W_L - W_b)^2, \quad (5.4)$$

onde C_D é o coeficiente de arrasto e dp/ds é o gradiente de pressão sobre a linha de corrente alinhada à coordenada s .

O termo dp/ds pode ser aproximado, segundo Murakami e Minemura (1974a) e a hipótese ix, como uma componente da força centrífuga por unidade de volume do líquido sobre o gás, $\vec{F}_{Centr,L \rightarrow b}$, decomposta sobre a coordenada s , isto é, $dp/ds \approx |\vec{F}_{Centr,L \rightarrow b}| = \rho_L \Omega^2 r \cdot \text{sen}(\beta)$. Substituindo essa aproximação na Eq. (5.4), tem-se que:

$$(W_L - W_b) = \sqrt{\frac{4d_b}{3C_D} \rho_L \Omega^2 r \cdot \text{sen}(\beta)} \quad (5.5)$$

Baseado em Estevam (2002) e Barrios (2007), a hipótese principal do modelo assume, então, que na condição limite de *surging*, a bolha tenderá a parar no rotor. Sendo assim, seu movimento líquido através de s será nulo, tal que $W_b \rightarrow 0$. Diferentemente de Barrios (2007), contudo, assume-se que o ponto crítico de *surging* deverá ocorrer não na entrada do rotor, como sugere a autora, mas sim na sua periferia (onde $r = R_2$), onde a força centrífuga é máxima, configurando-se assim uma condição mais crítica. Substituindo-se $r = R_2$ e $W_b = 0$ em (5.5) e usando a hipótese ii, pode-se estimar a vazão de líquido, $Q_L|_{surging}$, sobre a qual deverá ocorrer, nas condições assumidas, o provável ponto de *surging* sobre a curva de desempenho:

$$Q_L|_{surging} \approx 2\pi\Omega b (R_2 \text{sen}(\beta_2))^{1.5} \sqrt{\frac{4d_b}{3C_D}} \quad (5.6)$$

Sendo as bolhas assumidas como esféricas, não deformáveis e desprezada a influência das bolhas vizinhas umas sobre as outras, o coeficiente de arrasto, C_D , pode ser avaliado através da expressão para bolhas esféricas em meio infinito dada pela

Eq. (3.17), que por sua vez é função do número de Reynolds da partícula, Re_p , que para o presente caso, onde $W_b = 0$, fica:

$$Re_p = W_L \cdot d_b \cdot \rho_L / \mu_L \quad (5.7)$$

Nota-se que, entretanto, Re_p depende de W_L , que está atrelada à vazão de líquido que se deseja encontrar na Eq. (5.6). Uma solução iterativa, assim, é necessária, mas que tende a convergir rapidamente para uma estimativa inicial razoável para W_L .

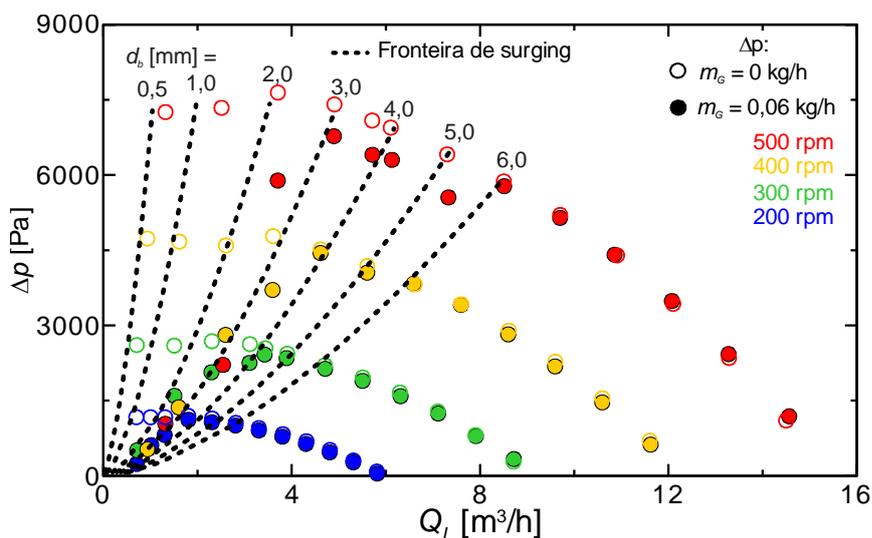
Além disso, o modelo depende da especificação do diâmetro de bolha sujeito ao *surging*, d_b . Para elucidar essa dependência, a Figura 5.35 mostra curvas do ganho de pressão do rotor obtidas experimentalmente para escoamento monofásico e para uma vazão de gás de entrada de $\dot{m}_G = 0,06$ kg/h, para a faixa de velocidades de rotação de 200 a 500 rpm estudada, sobre as quais são indicadas curvas com as fronteiras de *surging* obtida com a Eq. (5.6) em função de d_b . Para o cálculo das curvas, resolveu-se a Eq. (5.6) e, com o valor obtido de $Q_L|_{surging}$, aproximou-se o valor correspondente de Δp sobre o ponto de *surging* a cada velocidade de rotação através de uma interpolação com polinômio de segunda ordem das curvas de $\Delta p \times Q_L$ obtidas para escoamento monofásico, como sugerido por Stel et al. (2013).

Como se observa, a ocorrência de *surging* é praticamente desprezível para diâmetros de bolhas iguais ou menores a $d_b = 0,5$ mm, mas $Q_L|_{surging}$ cresce significativamente com d_b , encurtando progressivamente a janela de operação do rotor. Como esperado, quanto maior uma bolha, maior tende a ser a componente da força centrífuga tendendo a empurrá-la para a entrada do rotor, facilitando a ocorrência de *surging*. Nas condições da Figura 5.35, o ponto de *surging* ocorre para bolhas entre 3 e 4 mm, enquanto que bolhas acima de 6 mm somente conseguem deixar o rotor a altas vazões de líquido, muito acima do ponto de projeto.

Um problema quanto à utilidade do indicador proposto na Eq. (5.6) é que, na prática, a avaliação do diâmetro de bolhas em rotores é bastante complexa. Em geral, ela depende sensivelmente de diversos fatores como as vazões de líquido e gás de entrada, a velocidade de rotação, a arquitetura do rotor, o padrão de escoamento de

entrada, diversas propriedades físicas das fases e, em situações de testes controlados, até mesmo o tipo de misturador usado para inserção do gás.

Figura 5.35 – Indicação das fronteiras de *surging* obtidas com a Eq. (5.6) para diferentes diâmetros de bolhas a diferentes velocidades de rotação, sobre as curvas de ganho de pressão do rotor sob escoamento monofásico e bifásico a baixa vazão de gás ($m_G = 0,06$ kg/h).



Fonte: autoria própria.

Entretanto, bombas trabalham normalmente a velocidades de rotação de moderadas a altas, tal que a faixa de diâmetros em que as bolhas efetivamente adentram o rotor tendem a ser restritas em função de fenômenos de quebra, como já observado neste trabalho e em diversas referências da literatura. Para um modelo de utilidade prática, portanto, pode-se aportar ao modelo alguma informação de forma a restringir sua utilização para diâmetros de bolhas que devam, na prática, efetivamente ser encontradas em operações práticas.

Para esse fim, uma abordagem razoável consiste em se identificar, como situação crítica, o diâmetro máximo possível com que a fase gasosa possa adentrar no rotor, como função das condições operacionais. Uma vez que modelos de quebra como o proposto na seção 3.3.1 dependem de fatores difíceis de se obter na prática, em particular a taxa de dissipação turbulenta (ϵ), é conveniente buscar algum indicador mais simples para identificação do diâmetro máximo.

Como anteriormente representado na Figura 5.28, uma bolha, ao adentrar um rotor centrífugo, normalmente está sujeita à transição de uma região de gradiente de

pressão favorável (como um tubo ou difusor) para uma rápida desaceleração no canal do rotor, onde o gradiente de pressão subitamente se torna desfavorável ao seu movimento. Kolev (2002) argumenta que um critério para avaliar a estabilidade de bolhas e gotas, nessas condições, pode ser obtido através da avaliação do número de Weber, We , calculado em função da diferença de velocidade entre as fases:

$$We = \frac{\rho_L (W_L - W_b)^2}{\sigma / d_b}, \quad (5.8)$$

o qual deriva de um balanço entre a força de arrasto que age no sentido de deformar a bolha e a tensão superficial, σ , que atua no sentido de mantê-la estável.

Através de uma análise de escala para bolhas esféricas, Kolev (2002) sugere que o número de Weber crítico, We_c , para o qual uma bolha ou gota pode suportar uma quebra, tem um limite superior de $We_c \approx 20$. Esse limite deve ser muito inferior, na prática, para altos números de Reynolds, e ainda menor para casos em que a bolha se sujeite subitamente a uma diferença de velocidade. O autor propõe uma correlação para We_c para esse último caso, em função do número de Reynolds da partícula e do número de Ohnesorge, $On = We^{1/2} / Re_p$:

$$We_c = 55 \left(\frac{24}{Re_p} + \frac{20,1807}{Re_p^{0,615}} - \frac{16}{Re_p^{2/3}} \right) (1 + 1,077 On^{1,64}), \quad 200 < Re_p < 2000 \quad (5.9)$$

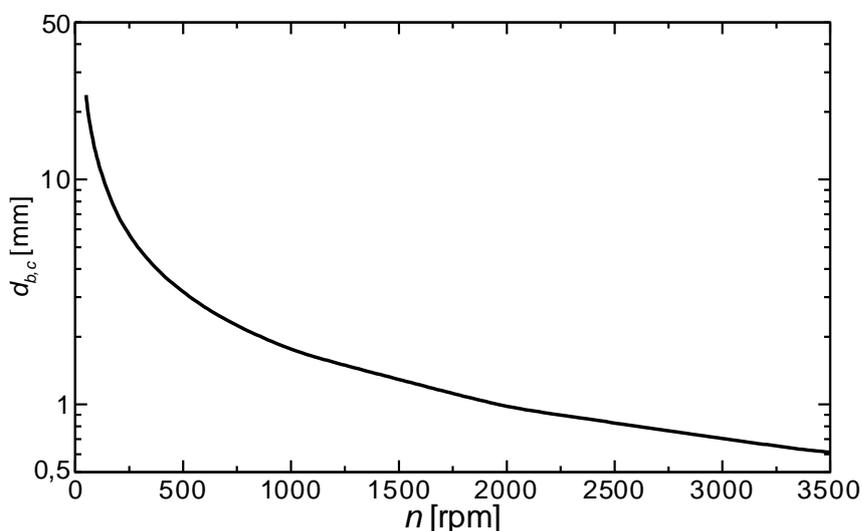
$$We_c = 5,48 (1 + 1,077 On^{1,64}), \quad Re_p \geq 2000$$

Se $Re_p < 200$, $On > 4$ ou $We < We_c$, a bolha é estável e não se fragmenta.

Para avaliar o diâmetro crítico de bolhas na entrada do rotor, $d_{b,c}$, toma-se a Eq. (5.5) usando-se $r = R_1$ e $\beta = \beta_1$ e substitui-se a expressão obtida para $(W_L - W_b)$ na Eq. (5.8). Iguala-se, em seguida, a Eq. (5.8) a (5.9), de modo a resolvê-la para $d_b = d_{b,c}$ em condição crítica de quebra. Uma solução iterativa é necessária, já que a expressão resultante não pode ser resolvida analiticamente, uma vez que C_D , Re_p e On são função de $d_{b,c}$ e $(W_L - W_b)$. Contudo, a solução converge rapidamente com estimativas iniciais razoáveis para essas duas últimas grandezas.

Resolveu-se, para os parâmetros geométricos do rotor assumido neste trabalho, o diâmetro crítico de entrada, $d_{b,c}$, como função da velocidade de rotação, n . O resultado é mostrado na Figura 5.36. Nota-se que $d_{b,c}$ cai rapidamente com n , sendo de aproximadamente 7 mm para 200 rpm, 4,9 mm para 300 rpm e 3 mm para 500 rpm, reduzindo-se a 0,6 mm para 3500 rpm. Em especial, a faixa encontrada para 300 a 500 rpm concorda relativamente bem com os máximos diâmetros de bolhas medidos experimentalmente, observados como nunca maiores do que 4,0 mm no rotor, como sugere a Figura 5.7.

Figura 5.36 - Variação do valor calculado do diâmetro crítico de bolhas na entrada do rotor com a velocidade de rotação.

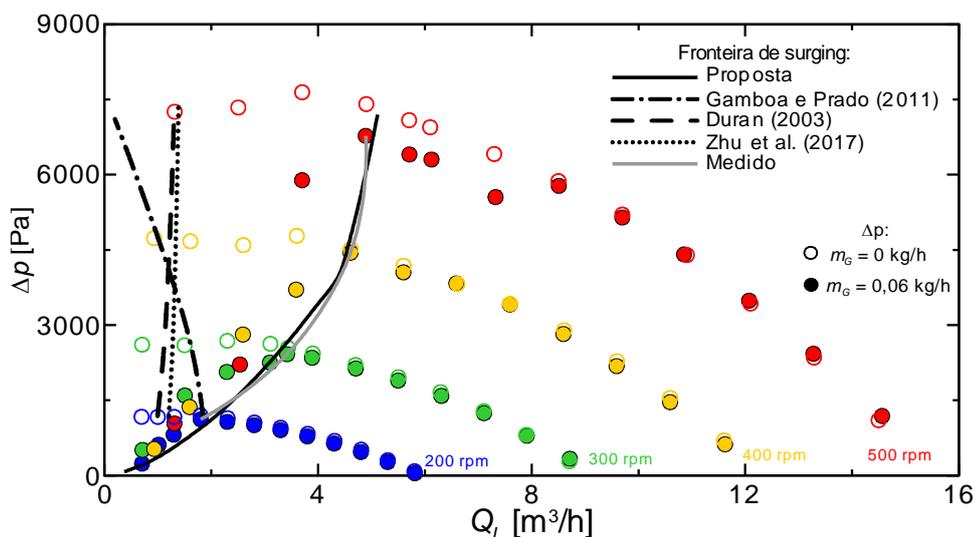


Fonte: autoria própria.

Vale ressaltar que o critério acima diz respeito ao diâmetro máximo possível, sendo que, na prática, o valor máximo pode ser menor em virtude do método de injeção de gás usado. Nota-se, por exemplo, que, para velocidades de rotação extremamente baixas, bolhas muito grandes (acima de 20 mm) são possíveis pelo critério acima, mas que na prática não ocorrem em padrões de bolhas dispersas. Além disso, velocidades de rotação muito baixas não são de interesse para a vasta maioria de operações com bombas centrífugas. Ainda, em rotores de bombas comerciais a quebra pode ser ainda maior em virtude da grande proximidade do bordo de ataque das pás do olho do rotor, que tende a gerar elevados níveis de turbulência. Assim, o critério acima pode ser usado na ausência de quaisquer outras informações a respeito da maneira como o gás adentra o rotor, como uma estimativa conservadora.

No presente estudo, observou-se que o aerador usado gerou bolhas em geral menores do que 4,0 mm na entrada do rotor para as menores vazões de gás, como observado na Figura 5.3. Esse valor foi usado junto ao critério para o diâmetro crítico, como forma de se aproximar o diâmetro máximo de bolhas que adentra o rotor, para calcular a fronteira de indicador de *surging*, exercício aqui comparado com o caso de baixa vazão de gás de entrada, $\dot{m}_G = 0,06$ kg/h. A fronteira obtida é mostrada juntamente com as curvas de ganho de pressão, nos moldes da Figura 5.37. Indicam-se, também, os pontos de *surging* obtidos experimentalmente, bem como estimativas obtidas com os critérios de Duran (2003), Gamboa e Prado (2011) e Zhu et al. (2017).

Figura 5.37 – Comparação da fronteira de *surging* obtida com a metodologia proposta com outros modelos da literatura, mostradas sobre as curvas de ganho de pressão do rotor sob escoamento monofásico e bifásico a baixa vazão de gás ($m_G = 0,06$ kg/h).



Fonte: autoria própria.

Nota-se, claramente, que o modelo aqui descrito aproxima relativamente bem o ponto de início de *surging* para a faixa de velocidades de rotação estudadas, enquanto que os demais modelos subestimam significativamente a fronteira de *surging*. Isso deve estar relacionado ao fato de que tais modelos, pela natureza empírica parcial ou total com que foram obtidos, foram calibrados para operações a altas vazões de gás e para as bombas para as quais foram idealizados.

O aumento da vazão de gás, entretanto, provocará uma tendência de ocorrência de *surging* a vazões de líquido mais altas. Nesses casos, a maior

proximidade entre as bolhas facilita muito a coalescência entre elas após a entrada no rotor, além de passar a afetar significativamente o campo de líquido, o que pode antecipar a fronteira de *surging* muito acima da vazão de líquido teórica calculada com a presente proposta. Entretanto, complexos fatores estarão associados com esse fenômeno, o que não foi avaliado neste trabalho. Espera-se que esse efeito possa ser agregado ao desenvolvimento proposto de forma a aumentar a abrangência de sua utilidade, sendo esse estudo sugerido para trabalhos futuros.

6 CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

O presente trabalho propôs um estudo numérico e experimental do escoamento líquido-gás em um rotor centrífugo. Buscou-se desenvolver um modelo numérico capaz de capturar adequadamente a degradação de desempenho e o padrão de escoamento bifásico no rotor estudado, sendo desenvolvido em conjunto um estudo experimental com objetivo de fornecer parâmetros de entrada para o modelo numérico, dados de validação e para ajudar a entender a física do problema, usando técnicas pouco encontradas em outros trabalhos.

A análise dos resultados experimentais revelou que o desempenho observado do rotor concorda bem com o esperado na literatura, sendo clara a divisão de padrões de escoamento bifásico ao longo das curvas de desempenho. Em geral, observa-se: (i) um padrão disperso a altas vazões de líquido, com baixa degradação de desempenho; (ii) padrão intermitente logo após a ocorrência de *surging*, caracterizado pela formação de bolsões instáveis de tamanho médio, com degradação de desempenho moderada; (iii) um padrão separado composto por grandes bolsões de gás a baixas vazões de líquido, com elevada degradação de desempenho.

O aumento da vazão de gás de entrada, em geral, intensifica a degradação de desempenho e aumenta o diâmetro médio das bolhas à jusante do rotor. A medição da fração volumétrica de gás na entrada, por sua vez, revelou, como esperado, o deslizamento das fases que caracteriza a redução local de α_G em relação ao modelo homogêneo. Entretanto, o uso de um modelo de *drift* para prever essa redução não resultou em boa concordância com as medidas experimentais, que também se mostraram praticamente não afetadas pela velocidade de rotação.

Em relação ao efeito da velocidade de rotação no desempenho e no padrão de escoamento no rotor, nota-se que a arquitetura do rotor testado, diferentemente de geometrias de impelidores reais, tende a favorecer a coalescência do gás como efeito predominante em relação à quebra de bolhas. Medições diretas de diâmetros de bolhas para diferentes velocidades de rotação revelaram que, de fato, o presente

rotor, embora proporcione alguma quebra de bolhas em alguns casos, não o faz a ponto de promover uma melhora de desempenho, evidenciando a importância da forma do rotor e do padrão de gás na entrada no desempenho resultante sob escoamento bifásico.

As curvas de desempenho obtidas numericamente mostraram, em geral, boa concordância com os resultados experimentais, tanto para escoamento monofásico quanto para escoamento bifásico. A baixas vazões de gás de entrada, a comparação dos padrões de escoamento obtidos também sugere boa concordância, sendo o modelo capaz de prever zonas preferenciais de gás e regiões de acúmulo das maiores bolhas. Entretanto, o complexo fenômeno de coalescência, que faz com que o presente rotor seja afetado negativamente pelo aumento da rotação, não pôde ser capturado pelo modelo, o que sugere a necessidade de avanços na modelagem de efeitos de quebra e coalescência para melhores resultados quantitativos.

Uma expressão para o cálculo de altura de elevação sob escoamento bifásico foi proposta, permitindo uma comparação adequada de curvas características do rotor sob escoamento bifásico com as curvas base de escoamento monofásico. Observou-se que a presença do gás no rotor afeta, principalmente, o ganho de pressão estático, deslocando o ponto de máxima eficiência para maiores vazões de líquido que a condição de projeto e aumentando significativamente os níveis de turbulência.

Através de análises em regiões específicas do rotor, confirmou-se que a fase gasosa tende a escoar em defasagem de velocidade em relação ao líquido, em função do gradiente de pressão que atua contra o movimento das bolhas. A força de arrasto age quase sempre em reação a esse efeito, sendo essas as duas forças dominantes no fenômeno. Entretanto, efeitos específicos, em especial as forças de massa virtual, de dispersão turbulenta e a turbulência induzida por bolhas, agem de forma importante em regiões específicas do rotor, podendo afetar tanto o ponto de início de *surging* quanto a degradação de desempenho. Essa análise revelou a importância da consideração de vários efeitos interfaciais para uma boa representação do fenômeno que, quase sempre, são ignoradas em estudos da literatura.

Dentre os modelos interfaciais assumidos no trabalho, praticamente todos foram assumidos nas suas versões originais, isto é, como proposto pelos respectivos autores. Duas exceções consistiram nos modelos de coalescência e de dispersão turbulenta; para o primeiro, foi proposto, neste trabalho, um fator multiplicador para corrigir o efeito da aproximação e empacotamento de bolhas; para o segundo, uma calibração foi necessária para a obtenção de resultados consistentes, sendo um coeficiente de $C_{TD} = 0,3$ o valor encontrado que resultou em uma melhor concordância com os resultados experimentais.

Por fim, uma nova metodologia para previsão do ponto de início de *surging* foi proposta. Para baixa vazão de gás de entrada, o modelo, que é livre de dados de calibração e fornece resultados com boa concordância contra os dados medidos experimentalmente, os quais são significativamente subestimados por outros modelos da literatura. Melhorias e novos testes são necessários, entretanto, para aumentar a abrangência do modelo para maiores vazões de gás e outros tipos de rotores.

Espera-se que as ideias abordadas experimentalmente, a modelagem proposta e os resultados e discussões apresentados contribuam de forma positiva para a literatura da área, servindo de base para outros estudos. Como sugestões para trabalhos futuros, pode-se citar:

- (i) novos estudos de visualização em rotores, que busquem obter novos resultados quantitativos que sirvam de suporte para modelos, como velocidades das fases e turbulência;
- (ii) avaliação de maior faixa de condições operacionais, que incluam maiores velocidades de rotação, líquidos de maior viscosidade, diâmetros de bolhas controlados, etc;
- (iii) avanços na modelagem numérica, o que inclui alternativas para modelos de arrasto, forças secundárias, quebra, coalescência e interações devidas à turbulência;
- (iv) avanços no entendimento das razões envolvidas com a ocorrência de *surging* e degradação de desempenho, que permitam a obtenção de modelos de previsão confiáveis para orientar no projeto e operação de bombas sob escoamentos líquido-gás;
- (v) avanços no modelo de previsão de *surging*, de modo a tornar o modelo útil para aplicações práticas.

REFERÊNCIAS

AMORESANO, A; LANGELLA, G.; NIOLA, V.; QUAREMBA, G. Advanced Image Analysis of Two-Phase Flow inside a Centrifugal Pump. **Advances in Mechanical Engineering**, v. 2014, p. 1-11, 2014.

ANSYS. **Ansys Documentation**. Canonsburg: ANSYS, Inc, 2019.

ANTAL, S. P.; LAHEY, R. T.; FLAHERTY, J. E. Analysis of Phase Distribution in Fully Developed Laminar Bubbly Two-Phase Flow. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 17, p. 635-652, 1991.

AUTON, R. T. The Lift Force on a Spherical Body in a Rotational Flow. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 183, p. 199-218, 1987.

BARRIOS, L. **Visualization and Modeling of Multiphase Performance inside an Electrical Submersible Pump**. 267 f. Tese (Doutorado), The University of Tulsa. Tulsa, 2007.

BARTH, T.; JESPERSEN, D. The Design and Application of Upwind Schemes on Unstructured Meshes. In: PROC. 27TH AEROSPACE SCIENCES MEETING, 1989, Reno. p. 1-12.

BATCHELOR, G. K. **An Introduction to Fluid Dynamics**. Cambridge: Cambridge University Press, 2000.

BENEDICT, R. P. **Temperature, Pressure and Air Flow Measurement**. 3^a ed. New York: John Wiley & Sons, 1984.

BRENNEN, C. E. **Hydrodynamics of Pumps**. Oxford: Oxford Press, 1994.

BURNS, A.D.; FRANK, T.; HAMILL, I.; SHI, J. The Favre averaged drag model for turbulence dispersion in Eulerian multi-phase flows. In: PROC. 5TH INT. CONF. ON MULTIPHASE FLOW, 2004, Yokohama. p. 1-17.

CARIDAD, J.; ASUAJE, M.; KENYERY, F.; TREMANTE, A.; AGUILLÓN, O. Characterization of a Centrifugal Pump Impeller under Two-Phase Flow Conditions. **Journal of Petroleum Science and Engineering**, v. 63, p. 18-22, 2008.

CARIDAD, J.; KENYERY, F. CFD Analysis of Electric Submersible Pumps (ESP) Handling Two-Phase Mixtures. **Journal of Energy Resources Technology**, v. 126, p. 99-104, 2004.

CLIFT, R.; GRACE, J. R.; WEBER, M. E. **Bubbles, Drops and Particles**. New York: Academic Press, 1978.

CIRILO, R. **Air-Water Flow Through Electrical Submersible Pumps**. 81 f. Dissertação (Mestrado), The University of Tulsa. Tulsa, 1998.

CUBAS, J. M. C. **Estudo Experimental do Escoamento Bifásico Ar-Água em uma Bomba Centrífuga Radial**. 151 f. Dissertação (Mestrado), Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba, 2017.

DA SILVA, M. J. D.; Schleicher, E.; Hampel, U. Capacitance Wire-Mesh Sensor for Fast Measurement of Phase Fraction Distributions. **Measurement Science and Technology**, v. 18, p. 2245-2251, 2007.

DA SILVA, M. J. D. **Impedance Sensors for Fast Multiphase Flow Measurement and Imaging**. 154 f. Tese (Doutorado), Technische Universität Dresden. Dresden, 2008.

DO AMARAL, C. E. F.; ALVES, R. F.; DA SILVA, M. J.; ARRUDA, L. V. R.; DORINI, L.; MORALES, R. E. M.; PIPA, D. R. Image Processing Techniques for High-Speed Videometry in Horizontal Two-Phase Slug Flows. **Flow Measurement and Instrumentation**, v. 33, p. 257-264, 2013.

DOS SANTOS, E. N. **Técnicas para Extração de Parâmetros de Escoamento Bifásico em Regime Intermitente Utilizando o Sensor Wire Mesh**. 120 f. Dissertação (Mestrado), Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba, 2011.

DURAN, J. **Pressure Effects on ESP Stages Air-Water Performance**. 171 f. Dissertação (Mestrado), The University of Tulsa. Tulsa, 2003.

ESTEVAM, V. **Uma Análise Fenomenológica da Operação de Bomba Centrífuga com Escoamento Bifásico**. 297 f. Tese (Doutorado), Universidade Estadual de Campinas. Campinas, 2002.

FENG, J.; BENRA, F. K.; DOHMEN, H. J. Application of Different Turbulence Models in Unsteady Flow Simulations of a Radial Diffuser Pump. **Forsch Ingenieurwes**, p. 123-133, 2010.

FOX, R. W.; MCDONALD, A. T.; PRITCHARD, P. J. **Introdução à Mecânica dos Fluidos**. 8ª ed. Rio de Janeiro: LTC Editora, 2016.

GAMBOA, J. **Prediction of the Transition in Two-Phase Performance of an Electrical Submersible Pump**. 286 f. Tese (Doutorado), The University of Tulsa. Tulsa, 2008.

GAMBOA, J.; PRADO, M. Visualization Study of the Performance Breakdown in the Two-Phase Performance of an Electrical Submersible Pump. In: PROC. 26TH INTERNATIONAL PUMP USER SYMPOSIUM, 2010, Houston. p. 1-15.

GAMBOA, J.; PRADO, M. Review of Electrical-Submersible-Pump Surging Correlation and Models. **SPE Production and Operations**, v. 26, p. 314-324, 2011.

GAMBOA, J.; PRADO, M. Experimental Study of Two-Phase Performance of an Electric-Submersible-Pump Stage. **SPE Production and Facilities**, v. 27, p. 414-421, 2012.

GÜLICH, J. F. **Centrifugal Pumps**. Berlin: Springer-Verlag, 2010.

HOSOKAWA, S.; TOMIYAMA, A. MISAKI, S; HAMADA, T. Lateral Migration of Single Bubbles Due to the Presence of Wall. In: PROC. ASME 2002 FLUIDS ENGINEERING DIVISION SUMMER MEETING, 2002, Montreal. p. 1-6.

INMETRO. **Avaliação de Dados de Medição**: Guia para a Expressão de Incerteza de Medição – GUM 2008. Duque de Caxias, 2008.

ISHII, M.; HIBIKI, T. **Thermo-Fluid Dynamics of Two-Phase Flow**. New York: Springer, 2006.

ISHII, M.; ZUBER, N. Drag Coefficient and Relative Velocity in Bubbly, Droplet or Particulate Flows. **AIChE Journal**, v. 25, p. 843-855, 1979.

KOLEV, N. I. **Multiphase Flow Dynamics 2**. 2^a ed. New York: Springer, 2002.

KREPPER, E.; LUCAS, D.; FRANK, T.; PRASSER, H. M.; ZWART, P. J. The Inhomogeneous MUSIG Model for the Simulation of Polydispersed Flows. **Nuclear Engineering and Design**, v. 238, p. 1690-1702, 2008.

LAHEY, R. T.; LOPEZ DE BERTODANO, M; JONES JR, O. C. Phase Distribution in Complex Geometry Conduits. **Nuclear Engineering and Design**, v. 141, p. 177-201, 1993.

LAUNDER, B. E.; SPALDING, D. B. The Numerical Computation of Turbulent Flows. **Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering**, v. 3, p. 269–289, 1974.

LAVIÉVILLE, J.; MÉRIGOUX, N.; GUINGO, M.; BAUDRY, C.; MIMOUNI, S. A Generalized Turbulent Dispersion Model for Bubbly Flow Numerical Simulation in NEPTUNE_CFD. **Nuclear Engineering and Design**, v. 312, p. 284-293, 2017.

LEA, J. F.; BEARDEN, J. L. Effects of Gaseous Fluids on Submersible Pump Performance. **Journal of Petroleum Technology**, v. 24, p. 2922-2930, 1982.

LIAO, Y.; LUCAS, D.; KREPPER, E; SCHMIDTKE, M. Development of a Generalized Coalescence and Breakup Closure for the Inhomogeneous MUSIG Model. **Nuclear Engineering and Design**, v. 241, p. 1024-1033, 2011.

LIAO, Y.; RZEHA, R.; LUCAS, D.; KREPPER, E. Baseline Closure Model for Dispersed Bubbly Flow: Bubble Coalescence and Breakup. **Chemical Engineering Science**, v. 122, p. 336-349, 2015.

LO, S. M. Application of Population Balance to CFD Modeling of Bubbly Flow via the MUSIG Model. **AEA Technology**, AEAT-1096, 1996.

LOPEZ DE BERTODANO, M. **Turbulent Bubbly Flow in a Triangular Duct**. 395 f. Tese (Doutorado), Rensselaer Polytechnic Institute. Troy, 1991.

LUO, H.; SVENDSEN, H. Theoretical Model for Drop and Bubble Breakup in Turbulent Dispersions. **AIChE Journal**, v. 42, p. 1225-1233, 1996.

MA, T.; SANTARELLI, C.; ZIEGENHEIN, T.; LUCAS, D.; FRÖHLICH, J. Direct Numerical Simulation-Based Reynolds-Averaged Closure for Bubble-Induced Turbulence. **Physical Review Fluids**, v. 2, p. 034301, 2017.

MAGOLAN, B. J. **Extending Bubble-Induced Turbulence Modeling Applicability in CFD through Incorporation of DNS Understanding**. 213 f. Tese (Doutorado), Massachusetts Institute of Technology. Cambridge, 2018.

MARSIS, E. G. R. **CFD Simulation and Experimental Testing of Multiphase Flow inside the MVP Electrical Submersible Pump**. 137 f. Tese (Doutorado), Texas A&M University. College Station, 2012.

MARTÍNEZ-BAZÁN, C.; MONTAÑÉS, J. L.; LASHERAS, J. C. On the Breakup of an Air Bubble Injected into a Fully Developed Turbulent Flow. Part 1. Breakup Frequency. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 401, p. 157-182, 1999.

MENTER, F. R. Improved Two-Equation $k-\omega$ Turbulence Models for Aerodynamic Flows. **NASA Technical Memorandum**, n. 103975, p. 1-31, 1992.

MENTER, F. R. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. **AIAA Journal**, v. 32, p. 1598-1605, 1994.

MIKIELEWICZ, J.; WILSON, D. G.; CHAN, T.C.; GOLDFINCH, A. L. A Method for Correlating the Characteristics of Centrifugal Pumps in Two-Phase Flow. **Journal of Fluids Engineering**, v. 100, p. 395-409, 1978.

MINEMURA, K.; MURAKAMI, M. A Theoretical Study on Air Bubble Motion in a Centrifugal Pump impeller. **Journal of Fluids Engineering**, v. 102, p. 446-453, 1980.

MINEMURA, K.; MURAKAMI, M.; KATAOKA, T. Pressure Distribution in a Centrifugal Impeller Handling Air-Water Mixtures. **Bulletin of the JSME**, v. 26, No. 220, p. 1727-1734, 1983.

MINEMURA, K.; UCHIYAMA, T. Three-Dimensional Calculation of Air-Water Two-Phase Flow in Centrifugal Pump Impeller Based on a Bubbly Flow Model. **Journal of Fluids Engineering**, v. 115, p. 766-771, 1993.

MONTE VERDE, W. **Modelagem do Desempenho de Bombas de BCS Operando com Misturas Gás-Óleo Viscoso**. 408 f. Tese (Doutorado), Universidade Estadual de Campinas. Campinas, 2016.

MOREL, C. **Turbulence Modeling and First Numerical Simulations in Turbulent Two-Phase Flows**. Grenoble: CEA, 1997.

MOUZA, A. A.; DALAKOGLU, G. K.; PARAS, S. V. Effect of Liquid Properties on the Performance of Bubble Column Reactors with Fine Pore Spargers. **Chemical Engineering Science**, v. 60, p. 1465-1475, 2005.

MURAKAMI, M.; MINEMURA, K. Effects of Entrained Air on the Performance of a Centrifugal Pump (First Report, Performance and Flow Conditions). **Bulletin of the JSME**, p. 1047-1055, 1974a.

MURAKAMI, M.; MINEMURA, K. Effects of Entrained Air on the Performance of a Centrifugal Pump (Second Report, Effects of Number of Blades). **Bulletin of the JSME**, p. 1286-1295, 1974b.

MURAKAMI, M.; MINEMURA, K. Effects of Running Clearance of Semi-Open Impeller Pumps under Air Admitting Conditions. **Bulletin of the JSME**, p. 1141-1148, 1976.

MURAKAMI, M.; MINEMURA, K. Flow of Air Bubbles in Centrifugal Impellers and Its Effect on the Pump Performance. In: PROC. 6TH AUSTRALASIAN HYDRAULICS AND FLUID MECHANICS CONFERENCE, 1977, Adelaide. p. 382-385.

NEUMANN, M; SCHÄFER, T.; BIEBERLE, A.; HAMPEL, U. An Experimental Study on the Gas Entrainment in Horizontally and Vertically Installed Centrifugal Pumps. **Journal of Fluids Engineering**, v. 138, p. 091301, 2016.

NRC. Backgrounder on the Three Mile Island Accident. Disponível em: <<https://www.nrc.gov/reading-rm/doc-collections/fact-sheets/3mile-isle.html>>. Acesso em: 10 de abril de 2018.

PATANKAR, S. V. **Numerical Heat Transfer and Fluid Flow**. Philadelphia: Taylor & Francis, 1980.

PATIL, A.; GUDIGOPURAM, S; AYYILDIZ, B; DELGADO, A; MORRISON, G. Performance Evaluation and Dimensional Analysis of Multistage Helicoaxial Pump for Two-Phase Flow. **International Journal of Turbomachinery Propulsion and Power**, v. 4, p. 1-14, 2019.

PESSOA, R. **Experimental Investigation of Two-Phase Flow Performance of Electrical Submersible Pump Stages**. 220 f. Dissertação (Mestrado), The University of Tulsa. Tulsa, 2001.

POLITANO, M. S.; CARRICA, P. M.; CONVERTI, J. A Model of Turbulent Polydisperse Two-Phase Flow in Vertical Channels. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 55, p. 1153-1182, 2003.

POULLIKKAS, A. Effects of Two-Phase Liquid-Gas Flow on the Performance of Nuclear Reactor Cooling Pumps. **Progress in Nuclear Energy**, v. 42, p. 3-10, 2003.

PRINCE, M. J.; BLANCH, H. W. Bubble Coalescence and Break-up in Air-Sparged Bubble Columns. **AIChE Journal**, v. 36, p. 1485-1499, 1990.

RHIE, C. M.; CHOW, W. L. Numerical Study of the Turbulent Flow past an Airfoil with Trailing Edge Separation. **AIAA Journal**, v. 21, p. 1525-1532, 1983.

ROGHAIR, I.; ANNALAND, M. V. S; KUIPERS, H. J. A. M. Drag Force and Clustering in Bubble Swarms. **AIChE Journal**, v. 59, p. 1791-1800, 2013.

ROMERO, M. **An Evaluation of an Electric Submersible Pumping System for High GOR Wells**. 92 f. Dissertação (Mestrado), The University of Tulsa. Tulsa, 1999.

ROSA, E. S. **Escoamento Multifásico Isotérmico**: Modelos de Multifluidos e de Mistura. Porto Alegre: Bookman, 2012.

RUSCHE, H.; ISSA, R.I. The Effect of Voidage on the Drag Force on Particles, Droplets and Bubbles in Dispersed Two-Phase Flow. In: PROC. JAPANESE-EUROPEAN TWO-PHASE FLOW GROUP MEETING, 2000, Tsukuba. p. 1-8.

RZEHAK, R., KREPPER, E. Closure Models for Turbulent Bubbly Flows: A CFD Study. **Nuclear Engineering and Design**, v. 265, p. 701-711, 2013.

RZEHAK, R.; KREPPER, E.; LIFANTE, C. Comparative Study of Wall-Force Models for the Simulation of Bubbly Flows. **Nuclear Engineering and Design**, v. 253, p. 41-49, 2012.

SABINO, R. **Análise da Dinâmica de uma Bolha de Gás em uma Bomba Centrífuga**. 170 f. Dissertação (Mestrado), Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba, 2015.

SACHDEVA, R. **Two-Phase Flow Through Electric Submersible Pumps**. 279 f. Tese (Doutorado), The University of Tulsa. Tulsa, 1988.

SALEHI, E. **Experimental Studies on the Effect of Number of Stages on Electrical Submersible Pump Two-Phase Flow Performance**. 110 f. Dissertação (Mestrado), The University of Tulsa. Tulsa, 2012.

SATO, Y.; SEKOGUCHI, K. (1975). Liquid velocity distribution in two-phase bubble flow. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 2, P. 79–95, 1975.

SCHÄFER, T.; BIEBERLE, A.; NEUMANN, M; HAMPEL, U. Application of Gamma-Ray Computed Tomography for the Analysis of Gas Holdup Distributions in Centrifugal Pumps. **Flow Measurement and Instrumentation**, v. 46, p. 262-267, 2015.

SCHILLER, L.; NAUMANN, Z. A Drag Coefficient Correlation. **VDI Zeitung**, v. 77, p. 318-320, 1935.

SHOHAM, O. **Mechanistic Modeling of Gas-Liquid Two-Phase Flow in Pipes**. Richardson: SPE Books, 2006.

SIMONIN, O.; VIOLLET, P. **Phenomena in Multiphase Flow**. Washington: Hemisphere Publishing Corporation, 1990.

SIMONNET, M.; GENTRIC, C.; OLMOS, E.; MIDOUX, N. Experimental Determination of the Drag Coefficient in a Swarm of Bubbles. **Chemical Engineering Science**, v. 62, p. 858-866, 2007.

STEL, H.; AMARAL, G. D. L.; NEGRÃO, C. O. R.; CHIVA, S; ESTEVAM, V.; MORALES, R. E. M. Numerical Analysis of the Fluid Flow in the First Stage of a Two-Stage Centrifugal Pump with a Vaned Diffuser. **Journal of Fluids Engineering**, v. 135, p. 071104, 2013.

STEL, H.; SIRINO, T; PONCE, F. J.; CHIVA, S; MORALES, R. E. M. Numerical Investigation of the Flow in a Multistage Electric Submersible Pump. **Journal of Petroleum Science and Engineering**, v. 136, p. 41-54, 2015.

STEL, H.; OFUCHI, E. M.; SABINO, R. H. G.; ANCAJIMA, F. C.; BERTOLDI, D.; MARCELINO NETO, M. A.; MORALES, R. E. M. Investigation of the Motion of Bubbles in a Centrifugal Pump Impeller. **Journal of Fluids Engineering**, v. 141(3), p. 031203, 2019.

STENMARK, E. **On Multiphase Flow Models in ANSYS CFD Software**. 75 f. Dissertação (Mestrado), Chalmers University of Technology. Göteborg, 2013.

STEPANOFF, A. J. **Centrifugal and Axial Flow Pumps: Theory, Design and Application**. 2^a ed. New York: John Wiley & Sons, 1957.

SULZER. Process Pump BE. Disponível em: <<https://www.sulzer.com/en/shared/products/2017/03/28/12/57/process-pump-be>>. Acesso em 6 de março de 2018.

SULZER PUMPS. **Centrifugal Pump Handbook**. Oxford: Butterworth-Heinemann, 2010.

SUN, D. **Modeling Gas-Liquid Head Performance of Electrical Submersible Pumps**. 239 f. Tese (Doutorado), The University of Tulsa. Tulsa, 2003.

TAITEL, Y.; BORNEA, D.; DUKLER, A. E. Modelling Flow Pattern Transitions for Steady Upward Gas-Liquid Flow in Vertical Tubes. **AIChE Journal**, v. 26, p. 345-354, 1980.

TOMIYAMA, A. Struggle with Computational Bubble Dynamics. **Multiphase Science and Technology**, v. 10, p. 369-405, 1998.

TREVISAN, F. E. **Modelling and Visualization of Air and Viscous Liquid in Electrical Submersible Pump**. 187 f. Tese (Doutorado), The University of Tulsa. Tulsa, 2009.

TROSHKO, A. A.; HASSAN, Y. A. A Two-Equation Turbulence Model of Turbulent Bubbly Flows. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 27, p. 1965-2000, 2001.

TURPIN, J. L.; LEA, J. F.; BEARDEN, J. L. Gas-Liquid through Centrifugal Pumps- Correlation of Data. IN: PROCEEDING OF THE THIRD INTERNATIONAL PUMP SYMPOSIUM, 1986, College Station. p. 13-20

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. **An Introduction to Computational Fluid Dynamics**. 2^a ed. Harlow: Pearson, 2007.

WANG, Q.; YAO, W. Computation and Validation of the Interphase Force Models for Bubbly Flow. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 98, p. 799-813, 2016.

WILCOX, D. C. **Turbulence Modeling for CFD**. 2ª ed. La Canadá: DCW Industries, 1998.

YAMOA, S.; MARTÍNEZ-CUENCA, R.; MONRÓS, G.; CHIVA, S.; MACIÁN-JUAN, R. Numerical Investigation of Models for Drag, Lift, Wall Lubrication and Turbulent Dispersion Forces for the Simulation of Gas–Liquid Two-Phase Flow. **Chemical Engineering Research and Design**, v. 98, p. 17-35, 2015.

YEOH, G. H.; TU, J. **Computational Techniques for Multi-Phase Flows**. Oxford: Elsevier, 2009.

ZHU, J.; ZHANG, H. Numerical Study on Electrical-Submersible-Pump Two-Phase Performance and Bubble-Size Modeling. **SPE Production & Operations**, nº SPE 170727, 2017.

ZHU, J.; GUO, X.; LIANG, F.; ZHANG, H. Experimental Study and Mechanistic Modeling of Pressure Surging in Electrical Submersible Pump. **Journal of Natural Gas Science and Engineering**, v. 45, p. 625-636, 2017.

ZUBER, N.; FINDLAY, J. A. Average Volumetric Concentration in Two–Phase Flow Systems. **Journal of Heat Transfer**, v. 87, p. 453–468, 1965.