

**UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ  
DEPARTAMENTO ACADÊMICO DE MECÂNICA  
BACHARELADO EM ENGENHARIA MECÂNICA**

**LUIS GUILHERME HAGEMEYER**

**SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL DE ESCOAMENTOS VERTICAIS  
ASCENDENTES GÁS-LÍQUIDO NO PADRÃO DISPERSO COM  
TRANSFERÊNCIA DE CALOR**

**TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO**

**PONTA GROSSA**

**2018**

**LUIS GUILHERME HAGEMEYER**

**SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL DE ESCOAMENTOS VERTICAIS  
ASCENDENTES GÁS-LÍQUIDO NO PADRÃO DISPERSO COM  
TRANSFERÊNCIA DE CALOR**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado como requisito parcial à obtenção do título de Bacharel em Engenharia Mecânica, do Departamento Acadêmico de Mecânica, da Universidade Tecnológica Federal do Paraná.

Orientador: Prof. Dr. Luiz Eduardo Melo Lima

**PONTA GROSSA**

**2018**



## **TERMO DE APROVAÇÃO**

**SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL DE ESCOAMENTOS VERTICAIS ASCENDENTES  
GÁS-LÍQUIDO NO PADRÃO DISPERSO COM TRANSFERÊNCIA DE CALOR**

por

**LUIS GUILHERME HAGEMEYER**

Este Trabalho de Conclusão de Curso foi apresentado em 4 de dezembro de 2018 como requisito parcial para a obtenção do título de Bacharel em Engenharia Mecânica. O candidato foi arguido pela Banca Examinadora composta pelos professores abaixo assinados. Após deliberação, a Banca Examinadora considerou o trabalho aprovado.

Prof. Dr. Luiz Eduardo Melo Lima  
Orientador

Prof. Dr. Jhon Jairo Ramirez Behainne  
Membro Titular

Prof. Dr. Thiago Antonini Alves  
Membro Titular

Prof. Dr. Marcos Eduardo Soares  
Responsável pelos TCC

Prof. Dr. Marcelo Vasconcelos de Carvalho  
Coordenador do Curso

Dedico este trabalho a meu falecido avô, o  
qual sempre acreditou em mim.

## **AGRADECIMENTOS**

Gostaria de agradecer minha família pelo apoio durante todo o período da minha graduação, eu não teria conseguido sem a ajuda de vocês.

Também agradeço ao meu orientador, Prof. Dr. Luiz Eduardo Melo Lima, pelas orientações e conselhos fundamentais sobre o assunto, e principalmente pela sua paciência durante esse tempo.

Por fim, agradeço aos membros da banca avaliadora, Prof. Dr. Jhon Jairo Ramirez Behainne e Prof. Dr. Thiago Antonini Alves, pelas preciosas sugestões e correções a este trabalho.

A História está repleta de pessoas que,  
como resultado do medo, ou por  
ignorância, ou por cobiça de poder,  
destruíram conhecimentos de imensurável  
valor que em verdade pertenciam a todos  
nós. Nós não devemos deixar isso  
acontecer de novo (SAGAN, Carl).

## RESUMO

HAGEMEYER, Luis Guilherme. **Simulação computacional de escoamentos verticais ascendentes gás-líquido no padrão disperso com transferência de calor**. 2018. 54 f. Trabalho de Conclusão de Curso (Bacharelado em Engenharia Mecânica) – Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Ponta Grossa, 2018.

Neste trabalho foi realizado um estudo sobre escoamentos bifásicos gás-líquido ascendentes verticais, considerando a hipótese de escoamento homogêneo no padrão disperso. O objetivo primário é verificar a influência que uma fonte de calor externa produz no escoamento. Desta forma, é proposto um modelo numérico para resolução da equação de conservação da energia pelo método de Runge-Kutta, executado em um código computacional escrito em MATLAB®. Entretanto, para a resolução deste modelo, é necessário resolver também o modelo hidrodinâmico pelas equações de conservação da massa e do momentum. Assim, primeiramente é apresentado um modelo simplificado para a resolução do escoamento homogêneo, também de forma numérica. Os resultados deste modelo são representados em termos do gradiente de pressão e, em seguida, comparados com dados existentes na literatura. Então, a resolução do modelo de transferência de calor é acoplada ao hidrodinâmico, e os resultados são obtidos para quatro valores de fluxo térmico: 10 kW/m<sup>2</sup>, 100 kW/m<sup>2</sup>, 250 kW/m<sup>2</sup> e 400 kW/m<sup>2</sup>. Nesta análise, as pressões e as frações das fases são comparadas entre si, bem como com o modelo isotérmico hidrodinâmico. Verificou-se que a fração de fase é mais afetada pela diferença de temperatura do que a pressão. Por fim, foram analisadas as temperaturas de mistura e de parede, apresentando-se como e quando o escoamento bifásico se distingue do monofásico.

**Palavras-chave:** Escoamento bifásico homogêneo. Padrão disperso. Transferência de calor. Método numérico.

## ABSTRACT

HAGEMEYER, Luis Guilherme. **Computational simulation of gas-liquid upward vertical flows in the dispersed pattern with heat transfer**. 2018. 54 p. Final Coursework (Bachelor's Degree in Mechanical Engineering) – Federal University of Technology — Paraná. Ponta Grossa, 2018.

In this work a study was carried out on gas-liquid vertical upwards two-phase flows, considering the homogeneous flow hypothesis on dispersed bubble pattern. The primary objective is to verify the influence that an external heat source produces on the flow. In this way, a numerical model for solving the energy conservation equation by the Runge-Kutta method, executed in a computer code written in MATLAB®, is proposed. However, to solve this model, it is also necessary to solve the hydrodynamic model by the conservation equations of mass and momentum. Thus, a simplified model for solving the homogeneous flow, also numerically, is presented first. The results of this model are represented in terms of the pressure gradient and then compared with data in the literature. Then the resolution of the heat transfer model is coupled to the hydrodynamic, and the results are obtained for four heat flux values: 10 kW/m<sup>2</sup>, 100 kW/m<sup>2</sup>, 250 kW/m<sup>2</sup>, and 400 kW/m<sup>2</sup>. In this analysis, the pressures and fractions of the phases are compared with each other, as well as with the hydrodynamic isothermal model. It has been found that the phase fraction is more affected by the temperature difference than the pressure. Finally, the mixing and wall temperatures were analyzed, showing how and when the two-phase flow differs from the single phase.

**Keywords:** Homogeneous two-phase flow. Dispersed bubble pattern. Heat transfer. Numerical method.



## LISTA DE ALGORITMOS

Algoritmo 1 – Validação do modelo hidrodinâmico. . . . .	35
Algoritmo 2 – Solução do modelo de transferência de calor. . . . .	37

## LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Padrões de escoamento gás-líquido. . . . .	15
Figura 2 – Imagem de 3 subpadrões de escoamento disperso gás-líquido: a) bolhas distorcidas, b) capa esférica e c) bolhas uniformes. . . . .	16
Figura 3 – Coluna de destilação ligada a um trocador de calor. . . . .	18
Figura 4 – Volume de controle para conservação da massa. . . . .	28
Figura 5 – Volume de controle para conservação do momentum. . . . .	29
Figura 6 – Volume de controle para conservação da energia. . . . .	31
Figura 7 – Esquemático para o processo de integração no tubo. . . . .	33
Figura 8 – Esquema do circuito experimental utilizado por Rosa e Mastelari (2008) . . . . .	34
Gráfico 1 – Desvio relativo para o gradiente de pressão com relação aos dados experimentais de Rosa e Mastelari (2008). . . . .	38
Gráfico 2 – Pressão (a) e fração de gás (b) versus comprimento de tubo. . . . .	39
Gráfico 3 – Número de Reynolds Médio da fase gasosa em relação ao gradiente de pressão. . . . .	41
Gráfico 4 – Pressão dos pontos de #1 a #4 para diversas taxas de transferência. . . . .	43
Gráfico 5 – Fração de gás dos pontos de #1 a #4 para diversas taxas de transferência. . . . .	44
Gráfico 6 – Temperatura de mistura e temperatura de parede do tubo para o ponto #5. . . . .	45

## LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Resultados dos desvios relativos do gradiente de pressão $\Delta P/L$ e da fração de gás $\alpha$ . . . . .	42
Tabela 2 – Resultado da variação da temperatura de mistura entre as estações para o modelo de transferência de calor em quatro situações hipotéticas. . . . .	45
Tabela 3 – Dados experimentais obtidos por Rosa e Mastelari (2008). . . . .	54
Tabela 4 – Dados experimentais obtidos por Bueno (2010). . . . .	54

## LISTA DE ABREVIATURAS, SIGLAS E ACRÔNIMOS

### SIGLAS

DNS	Simulação Numérica Direta, do inglês <i>Direct Numerical Simulation</i>
ICE	Euleriano de Fluido Contínuo Implícito, do inglês <i>Implicit Continuous-Fluid Eulerian</i>
IPSA	Algoritmo para Deslizamento Interfacial, do inglês <i>Inter-Phase-Slip Algorithm</i>
LBM	Modelo de Lattice Boltzmann, do inglês <i>Lattice Boltzmann Model</i>

## LISTA DE SÍMBOLOS

### LETRAS LATINAS

$A$	Área de seção transversal	$[m^2]$
$C_p$	Calor específico à pressão constante	$[J/(kg \cdot K)]$
$d$	Diâmetro hidráulico	$[m]$
$F$	Força	$[N]$
$f$	Fator de atrito	
$g$	Aceleração da gravidade	$[m/s^2]$
$h$	Coefficiente convectivo de transferência de calor	$[W/(m^2 \cdot K)]$
$k$	Condutividade térmica	$[W/(m \cdot K)]$
$L$	Comprimento de tubulação	$[m]$
$M$	Momentum	$[kg \cdot m/s^2]$
$P$	Pressão	$[Pa]$
$Pr$	Número de Prandtl	
$Q$	Vazão volumétrica	$[m^3/s]$
$q''$	Fluxo de calor	$[W/m^2]$
$Re$	Número de Reynolds	
$S$	Perímetro da tubulação	$[m]$
$T$	Temperatura	$[K]$
$v$	Velocidade	$[m/s]$
$W$	Vazão mássica	$[kg/s]$
$z$	Coordenada axial	$[m]$

### LETRAS GREGAS

$\alpha$	Fração de gás	
$\mu$	Viscosidade dinâmica	$[Pa \cdot s]$
$\rho$	Massa específica	$[kg/m^3]$
$\tau$	Tensão de cisalhamento	$[N/m^2]$
$\theta$	Ângulo de inclinação da tubulação	$[rad]$
$\varepsilon$	Rugosidade	$[m]$

### SUBSCRITOS

$C$	Variáveis de Campo
$G$	Fase gasosa
$i$	Entrada
$L$	Fase líquida
$M$	Mistura
$o$	Saída
$S$	Superficial
$W$	Parede da tubulação

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b> . . . . .	<b>14</b>
1.1	JUSTIFICATIVA . . . . .	17
1.2	OBJETIVOS . . . . .	18
<b>2</b>	<b>REVISÃO DA LITERATURA</b> . . . . .	<b>20</b>
<b>3</b>	<b>MODELAGEM</b> . . . . .	<b>26</b>
3.1	VARIÁVEIS E PROPRIEDADES DE MISTURA . . . . .	26
3.1.1	Variáveis Cinemáticas . . . . .	26
3.1.2	Propriedades de Mistura . . . . .	27
3.2	MODELO HIDRODINÂMICO . . . . .	28
3.3	MODELO DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR . . . . .	30
3.4	RESOLUÇÃO DO MODELO HIDRODINÂMICO . . . . .	31
3.5	PROCEDIMENTO DE VALIDAÇÃO DO MODELO HIDRODINÂMICO . . . . .	33
3.6	RESOLUÇÃO DO MODELO DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR . . . . .	34
<b>4</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÃO</b> . . . . .	<b>38</b>
4.1	RESULTADO DA VALIDAÇÃO DO MODELO HIDRODINÂMICO . . . . .	38
4.2	RESULTADO DO MODELO DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR . . . . .	40
<b>5</b>	<b>CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS</b> . . . . .	<b>46</b>
5.1	CONCLUSÕES OBTIDAS . . . . .	46
5.2	SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS . . . . .	47
	<b>REFERÊNCIAS</b> . . . . .	<b>48</b>
	<b>ANEXO A – DADOS EXPERIMENTAIS DE ESCOAMENTOS DISPERSO</b> . . . . .	<b>54</b>

## 1 INTRODUÇÃO

Escoamento multifásico é a classificação dada a qualquer escoamento de fluido que possua mais de uma fase ou componente, exceto casos em que os componentes estejam misturados a nível molecular. A fase de uma substância pura pode ser definida como um estado macroscópico da matéria que possui estrutura física, e composição química homogêneas; logo, gases, líquidos e sólidos são fases de uma substância. Dentre os escoamentos multifásicos o mais estudado é o escoamento bifásico, o qual pode ser classificado conforme as duas fases presentes; Ishii e Hibiki (2006) classificam estes escoamentos como misturas: gás-líquido, gás-sólido, líquido-sólido e líquidos imiscíveis. O foco deste trabalho está no estudo da transferência de calor em escoamentos gás-líquido dispersos. Desta forma, a seguir apresenta-se alguns fundamentos sobre o escoamento a ser estudado.

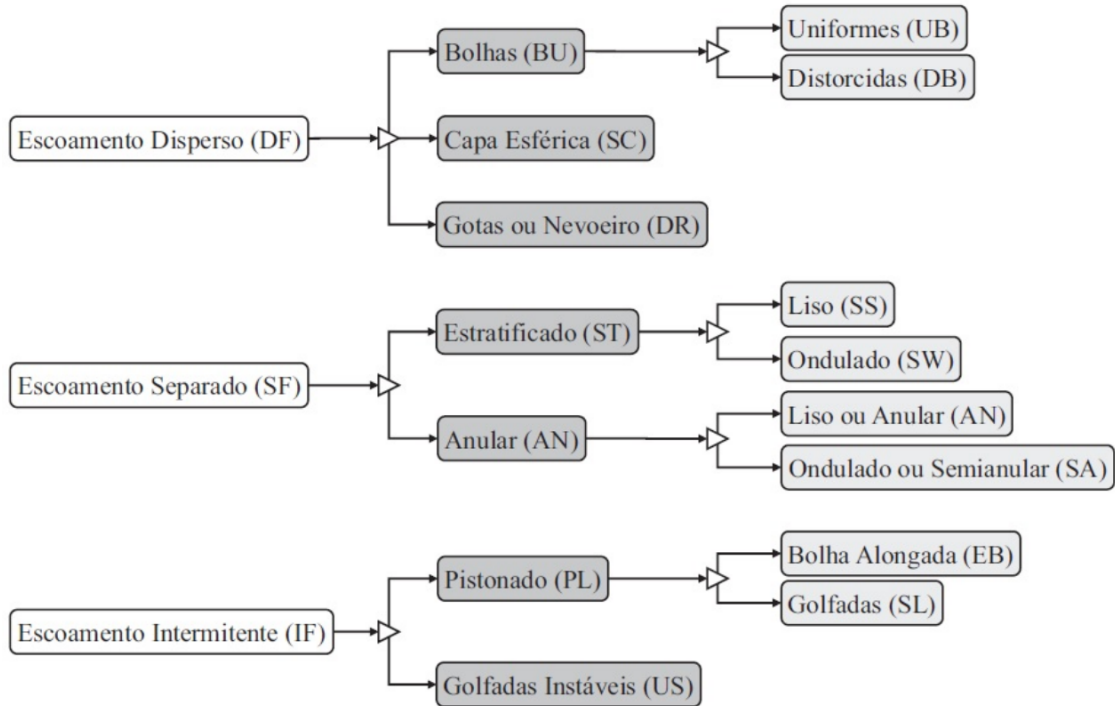
Escoamentos monofásicos são normalmente caracterizados pela: variação no tempo (transiente e permanente), geometria onde ocorre o escoamento, compressibilidade, direção da trajetória (laminar e turbulento) e rotação (rotacional e irrotacional). Ainda que escoamentos bifásicos também possuam as características citadas, são necessárias mais caracterizações para poder descrevê-los completamente devido às interações que ocorrem entre as fases. A principal caracterização dos escoamentos bifásicos diz respeito aos padrões de escoamento, que nada mais é a configuração geométrica das duas fases dentro dos limites do escoamento. Shoham (2006) afirma que a diferenciação destes padrões dependem de variáveis como:

- Parâmetros operacionais, como as vazões das fases.
- Variáveis geométricas, como o diâmetro hidráulico e o ângulo de inclinação da tubulação.
- Propriedades físicas das fases, por exemplo: massa específica, viscosidade dinâmica e tensão superficial.

Classificações baseadas no padrão de escoamento bifásico foram desenvolvidas por diversos autores como Barnea, Shoham e Taitel (1982), Ishii (1971), e Kocamustafaogullari (1971); contudo, nenhuma das classificações são totalmente seme-

lhantes entre si, pois existem diferentes interpretações dos fenômenos físicos envolvidos. Lima (2011) classifica os padrões de escoamentos em 3 principais classes: dispersos, separados e intermitentes. Cada uma das classes apresentam subclassificações conforme a Figura 1.

**Figura 1 – Padrões de escoamento gás-líquido.**



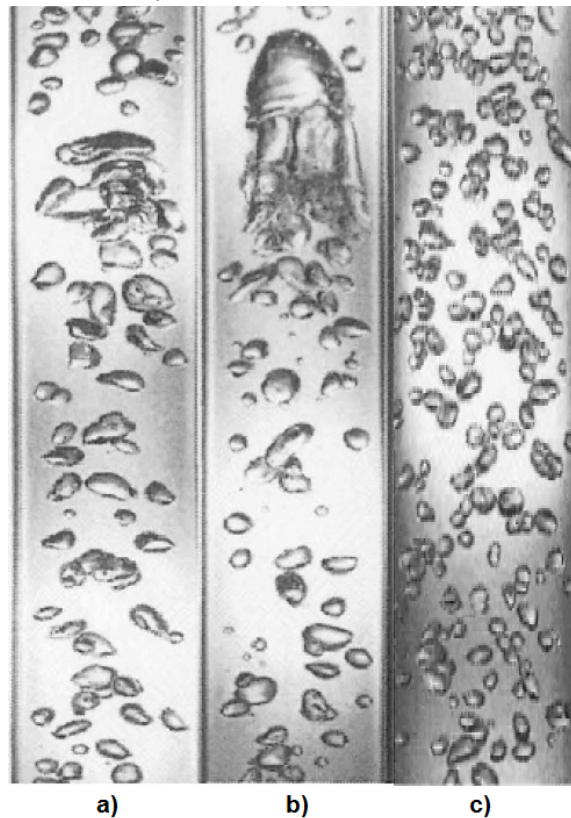
**Fonte: Lima (2011).**

Existem classificações mais específicas em que os padrões são agrupados pelo ângulo de inclinação do tubo por onde ocorre o escoamento. Para escoamentos horizontais Taitel e Dukler (1976) classificam em 6 padrões: estratificado, estratificado liso, bolhas dispersas, bolhas alongadas, e anular. Em escoamentos verticais e pouco inclinados Shoham (2006) afirma existência de 5 padrões: bolhas, bolhas dispersas, golfadas, anular e agitado.

Escoamento disperso é aquele onde uma fase está presente na forma de várias bolhas, gotas ou partículas discretas em uma fase contínua (LIMA, 2011). Wallis (1969) afirma que devido à grande gama de valores da fração de gás, o escoamento pode assumir variados padrões. Além disto, as interações devido à forças provenientes da inércia, tensão superficial, viscosidade e empuxo, são responsáveis pela forma e trajetória das bolhas ou gotas. Conforme apresentado na Figura 1, Lima (2011) classifica o escoamento disperso em: bolhas (uniformes ou distorcidas), capa esférica e gotas ou nevoeiro. A Figura 2 ilustra 3 dos escoamentos dispersos citados.



**Figura 2 – Imagem de 3 subpadrões de escoamento disperso gás-líquido: a) bolhas distorcidas, b) capa esférica e c) bolhas uniformes.**



**Fonte: Ishii e Hibiki (2006).**

O padrão de bolhas uniformes possui um arranjo discreto de bolhas com tamanhos homogêneos. As bolhas efetuam trajetórias retilíneas em seus movimentos e não interagem entre si (LIMA, 2011). Shoham (2006) afirma que este padrão ocorre em escoamentos de baixa turbulência e que não ocorre deslizamento entre a fase líquida e sólida.

Bolhas distorcidas é o padrão de escoamento onde as bolhas possuem geometria distorcida, diversos tamanhos e seguem trajetórias em zigue-zague (LIMA, 2011). Ocorrem normalmente em escoamentos verticais e com maior turbulência (SHOHAM, 2006).

O padrão capa esférica é resultado de escoamentos com altas frações de gás em que existe a tendência da criação de bolhas maiores que possuem sua extremidade em formato semiesférico (DAVIES; TAYLOR, 1950). As bolhas maiores são criadas através da coalescência de bolhas menores, e que elas podem tomar até toda seção transversal do escoamento (LIMA, 2011).

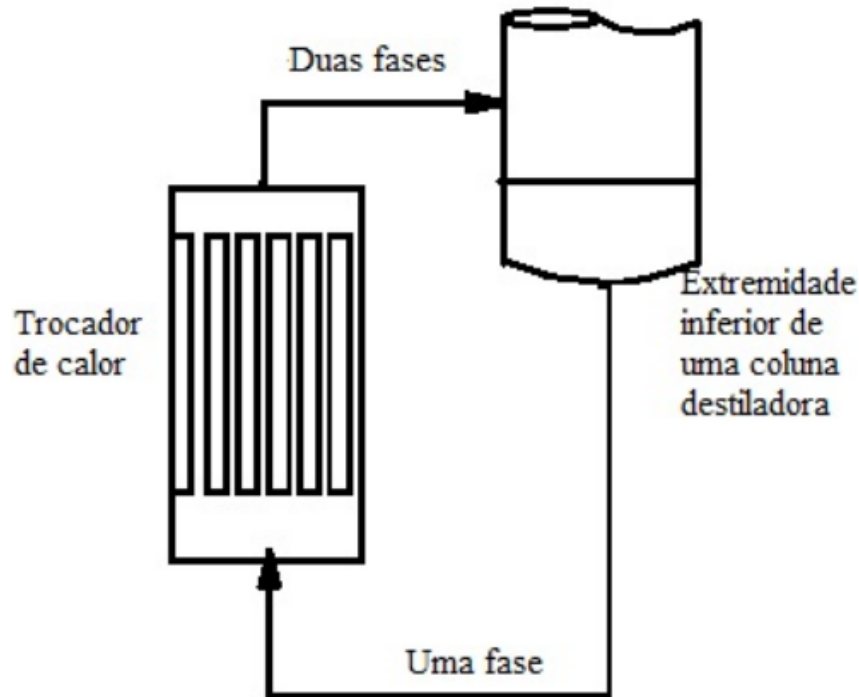
O padrão de gotas é similar ao padrão de bolhas, mas com a diferença que a fase contínua é gasosa e fase discreta é líquida. Apesar dos escoamentos terem comportamentos semelhantes, Wallis (1969) faz a ressalva que os escoamentos têm expressivas diferenças quando existe um acentuado gradiente de massas específicas entre a fase líquida e a fase gasosa. O autor reforça que há maior dificuldade em adaptação das gotas a fase contínua em comparação com o padrão de bolhas, pois neste último a inércia da fase contínua é muito maior por ser líquida ao contrário do que ocorre com as gotas.

## 1.1 JUSTIFICATIVA

Escoamentos multifásicos são de grande importância na civilização, pois estão presentes em diversos processos industriais. Dentro dos multifásicos Azzopardi (2006) afirma que o escoamento gás-líquido é bastante relevante pois é o mais presente em aplicações industriais. Shoham (2006) cita as principais indústrias que possuem relação com este tipo de escoamento: petrolíferas, químicas, fabricantes de reatores nucleares, espacial e plantas geotérmicas. Desta forma, para se projetar e operar equipamentos utilizados por estas empresas é necessário o conhecimento de parâmetros do escoamento em questão. Dentro das variáveis necessárias para o projeto encontra-se a taxa de transferência de calor do processo, temperaturas dos fluidos e da parede da tubulação, entre outras. Azzopardi (2006), apresenta um exemplo de um trocador de calor, Figura 3, ligado à uma coluna destiladora em que necessita-se o conhecimento do padrão de escoamento para maximizar o contato da superfície que troca calor com a fase líquida a fim de maximizar a eficiência do equipamento.

Shoham (2006) aponta que a maior parte dos estudos de transferência de calor em escoamentos bifásicos são empíricos e que possuem bastante limitações devido a faixa de operação e equipamentos. Assim, é crescente a utilização de métodos numéricos para a resolução de problemas complexos de escoamentos multifásicos. Neste contexto, este trabalho terá a função de complementar os métodos numéricos que ainda estão se desenvolvendo no campo da transferência de calor, e assim poderá ser aplicado à situações e processos presentes nas indústrias.

Figura 3 – Coluna de destilação ligada a um trocador de calor.



Fonte: Adaptada de Azzopardi (2006).

## 1.2 OBJETIVOS

O objetivo geral do presente trabalho é desenvolver um procedimento de solução numérica para a transferência de calor em escoamentos gás-líquido ascendentes verticais do padrão disperso em regime permanente com fluxo constante de calor de uma fonte externa.

Os objetivos específicos do presente trabalho são:

- Analisar modelos matemáticos das equações de transporte de forma a verificar sua possível resolução numérica.
- Caso os modelos não sejam aplicáveis a este trabalho, desenvolvimento de um modelo próprio para a resolução das variáveis como temperatura das fases e temperatura da parede.
- Aplicar o método das diferenças finitas no modelo de maneira a discretizar as equações deste em um sistema euleriano.
- Desenvolver um código computacional, escrito em linguagem computacional MATLAB®, para obtenção de dados da solução do modelo.

- Validar o modelo hidrodinâmico com dados experimentais disponíveis na literatura.

## 2 REVISÃO DA LITERATURA

Esta revisão da literatura apresenta os principais trabalhos (analíticos, experimentais e numéricos) relacionados à transferência de calor multifásica. Primeiramente, pode-se dizer, de uma maneira geral, que a maior parte dos estudos sobre transferência de calor multifásica, devido a sua complexidade, depende das características do sistema e do padrão de escoamento (SHOHAM, 2006). Desta forma, a maior parte dos estudos existentes são limitados para casos específicos.

Um dos primeiros trabalhos na área foi realizado por Lockhart e Martinelli (1949), onde através de experimentos combinando diferentes fluidos, foi desenvolvido um modelo que relaciona o coeficiente de transferência de calor monofásico com o coeficiente bifásico. Neste trabalho, foram propostas algumas constantes e um parâmetro de fechamento (depois denominado de parâmetro de Lockhart e Martinelli), dependente das massas específicas, viscosidades e frações das fases. Posteriormente, Dengler e Addoms (1956), Collier e Pulling (1962) e Rounthwaite (1968) propuseram novos valores para as constantes propostas por Lockhart e Martinelli, de modo a ajustá-las de forma mais precisa com novos dados experimentais.

Alguns anos depois, Ramey Jr et al. (1962) desenvolveram um modelo para a obtenção da distribuição de temperatura para escoamentos gás-líquido em poços de petróleo. O método consistiu nas resoluções analíticas das equações de conservação da massa, do momentum e da energia através de aproximações, por exemplo, considerar os gases ideais e os líquidos incompressíveis. Seu modelo foi amplamente utilizado devido aos efeitos transientes do reservatório que foram incorporados na sua formulação do modelo.

Davis e David (1964) realizaram uma análise de dados experimentais disponíveis na literatura para a transferência de calor sem mudança de fase. A partir disso, desenvolveram um modelo para o coeficiente convectivo de transferência de calor água-vapor a partir do modelo de deslizamento. Através da comparação contra os dados levantados, eles concluíram que o modelo desenvolvido foi mais compatível com o padrão de escoamento anular.

No modelo de DeGance e Atherton (1970), um método bastante simplificado foi proposto para o cálculo do coeficiente de transferência de calor entre fluido e tubu-

lação. Eles sugeriram a utilização de correlações monofásicas existentes para escoamentos multifásicos, considerando a mistura como sendo homogênea e sem gradiente de velocidade entre fases, bem como as propriedades como sendo médias ponderadas pelas frações das fases.

Baseado no modelo hidrodinâmico transiente para o escoamento em golfadas de Dukler e Hubbard (1975), Niu (1976) desenvolveu um modelo transiente para determinar a temperatura do fluido, a temperatura da parede e o fluxo de calor na parede. O modelo consistiu em dividir o escoamento em três regiões: pistão de líquido, bolha alongada de gás e filme de líquido. As equações hidrodinâmicas e de energia de cada região, obtidas através de uma análise de elementos finitos, foram então resolvidas simultaneamente de forma numérica.

Harlow e Amsden (1975) desenvolveram uma técnica computacional para resolução dos problemas relacionados a hidrodinâmica e a transferência de calor em escoamento multifásicos. A técnica consistia em acoplar as equações diferenciais dos escoamentos em uma técnica implícita de diferenças finitas para problemas transientes em diversas geometrias. A técnica numérica foi adaptada de um método implícito já utilizado para escoamentos monofásicos chamado de Euleriano de Fluido Contínuo Implícito, do inglês *Implicit Continuous-Fluid Eulerian* (ICE), mas que é limitada somente à malhas eulerianas, ou seja, malhas fixas no espaço ou tempo em que partículas escoam através. Para validar o método eles resolveram um problema que envolvia a queda de partículas em vapor de água e obtiveram resultados compatíveis.

Ganić e Rohsenow (1977) realizaram um estudo experimental do escoamento disperso para determinar a relação entre o fluxo de calor e a temperatura da parede. Foi utilizado nesse experimento um tubo de 2,44 m de comprimento e 12,7 mm de diâmetro feito de Inconel 600 e uniformemente aquecido por resistências elétricas. O fluido utilizado foi nitrogênio líquido. Os autores demonstraram a influência da fração de fase na transferência de calor em vazões mássicas elevadas, enquanto que em vazões baixas os resultados não foram claros.

Coulter e Bardou (1979) propuseram um novo modelo para o cálculo da distribuição de temperatura em tubulações horizontais. Da mesma forma que Ramey Jr et al. (1962), eles iniciaram o modelo a partir das equações de conservação e fizeram considerações para tornar possível a solução. Este modelo pode ser considerado aproximado, pois originalmente foi desenvolvido para escoamento monofásico e as

suas simplificações em questão foram: escoamento em regime permanente e temperatura ambiente constante. Contudo, este modelo pode ser utilizado para escoamento bifásico, apresentando resultados satisfatórios (SHOHAM, 2006).

O método numérico Algoritmo para Deslizamento Interfacial, do inglês *Inter-Phase-Slip Algorithm* (IPSA) foi desenvolvido por Spalding (1980) para resolver problemas relacionados a transferência de momentum, massa e calor em escoamentos multifásicos. Da mesma forma que o método de Harlow e Amsden (1975), o autor utilizou um procedimento euleriano através de diferenças finitas para sua solução, mas foi o primeiro a usar uma estratégia de correção de pressão para a equação de conservação do volume (PROSPERETTI; TRYGGVASON, 2007).

Sato, Sadatomi e Sekoguchi (1981) obtiveram dois modelos para a resolução das equações de conservação do momentum e da energia para o escoamento de bolhas uniformes. O procedimento para obtenção dos modelos foi análogo um ao outro, e consistiu em tratar as bolhas como um espaço em vazio e dividir as variações da média de velocidade e de temperatura em duas componentes, uma dependente e outra independente da agitação da bolhas. Afim de resolver as equações dos modelos, eles também desenvolveram um algoritmo de solução para a distribuição de velocidades e de temperaturas através do método das diferenças finitas. Para a solução numérica da distribuição de temperatura os autores indicaram a necessidade do conhecimento dos perfis: fluxo de calor através da parede, velocidade da fase líquida (calculada de forma numérica no modelo hidrodinâmico), temperatura média inicial e fração de fase.

Dukler e Taitel (1985 apud SHOHAM, 2006) desenvolveram um modelo para o cálculo das variáveis da transferência de calor em escoamentos estratificados em regime permanente com fluxo de calor constante na parede ou temperatura da parede constante. A primeira importante consideração foi o cálculo do coeficiente convectivo de transferência de calor de forma separada para o líquido e para o gás, através do conceito do diâmetro hidráulico. A segunda consideração foi utilizar o modelo numérico de Davis, Cheremisinoff e Guzy (1979), o qual assume que a temperatura é somente uma função da posição radial, e que a difusividade térmica e a viscosidade são iguais para os efeitos de vorticidades de forma a simplificar o número de Prandtl para 1.

Alves, Alhanati e Shoham (1992) desenvolveram um modelo unificado de transferência de calor para várias configurações de tubulação em poços de produção e

extração de petróleo. Semelhante aos modelos anteriores, foram resolvidas as equações de conservação com as seguintes diferenças: a entalpia foi tratada com maior rigor termodinâmico através das relações com os calores específicos, e a temperatura ambiente foi considerada como função do comprimento ou profundidade.

Através do Modelo de Lattice Boltzmann, do inglês *Lattice Boltzmann Model* (LBM), Shan e Chen (1993) publicaram um modelo para simular numericamente escoamentos multifásicos e com transição de fase. Como o LBM trabalha com a resolução das equações de transporte de Boltzmann que tratam relações microscópicas dos fluidos, ao contrário dos modelos tradicionais que discretizam o contínuo macroscópico, ele se adaptou bem às relações interfaciais no escoamento multifásico. Para avaliar o método, Shan e Chen (1993) apresentaram resultados da simulação de um escoamento Rayleigh-Bernard bidimensional, convecção natural monofásica onde o fluido é aquecido na porção inferior e resfriado na porção superior, que estavam de acordo com outros métodos de simulação.

Em um estudo aplicado a termossifões, Zuo e Gunnerson (1994) desenvolveram um modelo numérico para verificar a eficiência térmica desses termossifões, realizando também um estudo experimental para validar esse modelo. As considerações para o modelo foram: escoamento em regime permanente, bidimensional, sem perdas de carga na linha, e que a maior parte do escoamento bifásico se encontra no padrão anular. As equações de conservação foram resolvidas numericamente pelo método das diferenças finitas com condições iniciais obtidas da teoria de Nusselt. Eles utilizaram na parte experimental desse trabalho um termossifão com diâmetro de 19 mm feito de cobre com 381 mm de comprimento presentes na região de evaporação, 610 mm na região adiabática, e 812 mm na região de condensação. Os autores utilizaram 15 termopares para monitorar a temperatura ao longo do experimento. Com uma incerteza experimental de 8% para a taxa de transferência de calor, os autores concluíram que os dois estudos, experimental e numérico, mostraram uma satisfatória compatibilidade.

Kew e Cornwell (1997) através de um trabalho experimental compararam diversas correlações para o coeficiente de transferência de calor em escoamentos bifásicos em tubos de diâmetros grandes com dados obtidos para escoamentos em tubo de diâmetros pequenos. O aparato experimental consistia em uma bancada constituída de um trocador de calor para resfriar o fluido, onde existia o tubo por onde a



troca de calor era efetuada com comprimento de 500 mm, feito de cobre com diâmetros que variavam de 1,39 mm até 3,69 mm. O fluido utilizado foi R-141b, e os padrões de escoamentos utilizados foram: bolhas dispersas, anular e golfadas. Os autores concluíram que correlações de transferência de calor convectiva para diâmetros maiores não corresponderam os dados experimentais.

Em um estudo mais específico, Deen e Kuipers (2013) apresentaram uma Simulação Numérica Direta, do inglês *Direct Numerical Simulation* (DNS) da transferência de calor da parede para o líquido em escoamentos dispersos gás-líquido. A simulação dos autores baseia-se num método de volumes finitos, desenvolvido por Annaland, Deen e Kuipers (2005) para escoamentos isotérmicos, que foi adaptado para estudar a transferência de calor da fase líquida com a parede, desconsiderando a parcela de transferência de calor da fase gasosa. Para finalizar, os resultados do escoamento disperso foram comparados e validados com modelos presentes na literatura.

Jhawar e Prakash (2014) realizaram um estudo experimental a fim de verificar os efeitos hidrodinâmicos e térmicos causados pelas configurações dos componentes internos. Foram utilizadas 4 configurações: tubos circulares agrupados, defletores concêntricos de altura 0,15 m, defletores concêntricos de altura 0,3 m e tubos circulares agrupados com defletores de 0,3 m. Os experimentos foram conduzidos em um reator com 0,15 m de diâmetro e 2,5 m de altura, os fluidos utilizados foram água e ar. As velocidades de gás foram de 0,03 m/s até 0,35 m/s através da calibração dos bocais. Os coeficientes de transferência de calor convectivos foram medidos na extensão radial de maneira a comparar o comportamento desta variável para diferentes componentes internos. Assim, os autores concluíram que as configurações modificam sensivelmente a transferência de calor com o avanço radial, mas também que não há uma configuração que tenha sobressaído em relação as outras em toda coordenada radial, ou seja, cada uma possui valores maiores ou menores que as outras dependendo da posição.

Recentemente, Kim e Lee (2017) realizaram um estudo a respeito do deslizamento das bolhas de um escoamento disperso sobre uma superfície aquecida. Os autores investigaram os efeitos da molhabilidade sobre o coeficiente de transferência de calor convectivo. Como metodologia, utilizaram um modelo de mistura considerando a transferência de massa entre as fases, o qual foi resolvido pelo método dos

volumes finitos. Para validar o modelo, os autores compararam os dados deste com os dados experimentais obtidos por Grace (1973). Por fim, concluíram que quando há adesão da bolha na parede, ou seja, o deslizamento desta, fato que depende da molhabilidade, existe um aumento significativo do coeficiente de transferência de calor convectivo local.

### 3 MODELAGEM

Este capítulo está dividido em seis seções. Inicialmente, são apresentadas as variáveis do escoamento bifásico, em seguida, é apresentado o modelo hidrodinâmico e, posteriormente, sua validação e método de resolução. Após isto, é apresentado o modelo térmico e, por fim, a metodologia de resolução do problema.

Para se chegar às equações dos modelos são feitas algumas considerações iniciais. O escoamento deste estudo consiste em duas fases, uma gasosa ( $G$ ) e outra líquida ( $L$ ), no qual a fase gasosa está uniformemente dispersa em pequenas bolhas na fase líquida. Além disto, considera-se que as fases possuem a mesma velocidade e, portanto, a velocidade relativa entre as fases é nula. Como as fases estão bem misturadas, Shoham (2006) afirma que as propriedades podem ser avaliadas como médias baseadas nas frações de gás e líquido, estas variáveis serão chamadas de propriedades da mistura.

#### 3.1 VARIÁVEIS E PROPRIEDADES DE MISTURA

As variáveis cinemáticas são todas calculadas em função das frações das fases e suas relações com a vazão volumétrica e a área de seção transversal do escoamento. Já as propriedades de mistura são calculadas através da média ponderada entre as propriedades das fases gasosa e líquida em relação às frações das fases. Todas as relações são propostas em Shoham (2006).

##### 3.1.1 Variáveis Cinemáticas

- Fração de gás sem Deslizamento  $\alpha$  - É definida como a razão entre a vazão volumétrica de gás ( $Q_G$ ) em relação a vazão volumétrica total ( $Q_G + Q_L$ ):

$$\alpha = \frac{Q_G}{Q_G + Q_L} \quad (1)$$

- Velocidade de Fase  $v$  - É a razão entre a vazão volumétrica da fase e a área ocupada pela fase. Em escoamentos homogêneos, a velocidade da fase líquida é igual à velocidade da fase gasosa, assim:

$$v_L = \frac{Q_L}{A_L} = v_G = \frac{Q_G}{A_G} \quad (2)$$

- Velocidade Superficial de Fase  $v_S$  - É definida como a velocidade que a fase teria se escoasse sozinha na seção transversal  $A_p$  :

$$v_{SG} = \frac{Q_G}{A_p} \quad \text{e} \quad v_{SL} = \frac{Q_L}{A_p} \quad (3)$$

- Velocidade da Mistura  $v_M$  - É o fluxo volumétrico total de ambas as fases dividido pela área transversal do escoamento. No caso de escoamentos homogêneos esta velocidade é igual à velocidade superficial da mistura, logo:

$$v_M = \frac{Q_L + Q_G}{A_p} = v_{SM} = v_{SL} + v_{SG} \quad (4)$$

### 3.1.2 Propriedades de Mistura

- Massa Específica da Mistura  $\rho_M$  - É calculada com base nas massas específicas da fase líquida  $\rho_L$  e da fase gasosa  $\rho_G$ :

$$\rho_M = (1 - \alpha) \rho_L + \alpha \rho_G \quad (5)$$

- Viscosidade Dinâmica da Mistura  $\mu_M$  - É dada pelas viscosidades dinâmicas da fase líquida  $\mu_L$  e da fase gasosa  $\mu_G$ :

$$\mu_M = (1 - \alpha) \mu_L + \alpha \mu_G \quad (6)$$

- Condutividade térmica da Mistura  $k_M$ : Calculada com base nas condutividades térmicas da fase líquida  $k_L$  e da fase gasosa  $k_G$ :

$$k_M = (1 - \alpha) k_L + \alpha k_G \quad (7)$$

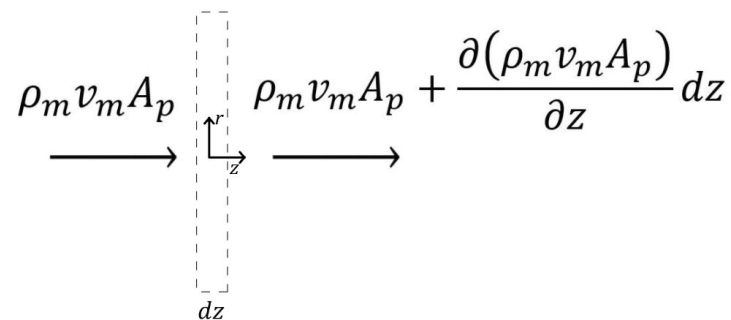
- Calor específico da Mistura  $Cp_M$ : Considera-se o calor específico à pressão constante tanto da fase sólida quanto da fase gasosa:

$$Cp_M = \frac{(1 - \alpha) \rho_L Cp_L + \alpha \rho_G Cp_G}{(1 - \alpha) \rho_L + \alpha \rho_G} \quad (8)$$

### 3.2 MODELO HIDRODINÂMICO

Considerando um escoamento interno completamente desenvolvido gás-líquido em um tubo de seção transversal constante  $A_p$  com diâmetro hidráulico  $d$  e rugosidade da parede  $\epsilon$ , concebe-se o volume de controle da Figura 4 para a aplicação da lei de conservação da massa em regime permanente.

**Figura 4 – Volume de controle para conservação da massa.**



**Fonte: Autoria própria.**

A vazão mássica de saída é considerada como a vazão mássica de entrada expandida em série de Taylor, desprezando os termos de ordem superior. Resolvendo a igualdade e simplificando os termos, tem-se a Equação (9):

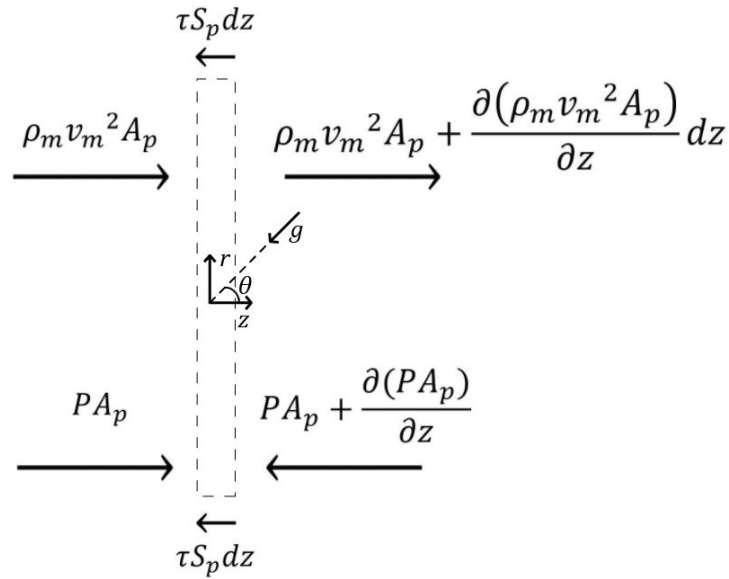
$$W_i = W_o \rightarrow \rho_M v_M A_p = \rho_M v_M A_p + \frac{\partial(\rho_M v_M A_p)}{\partial z} dz$$

$$\frac{\partial(\rho_M v_M)}{\partial z} = 0 \quad (9)$$

É possível utilizar o volume de controle da Figura 4 para deduzir a equação da lei de conservação do momentum em regime permanente, com a ressalva que variáveis são distintas, conforme a Figura 5.

São utilizadas as parcelas do momentum devido a advecção, forças de superfície (pressão e atrito) e forças de campo (gravidade). Resolvendo a conservação do momentum e realizando as devidas simplificações, obtém-se a Equação (10), a qual possui três termos distintos entre si que representam, cada um, um fator de contribuição para a perda de carga.

**Figura 5 – Volume de controle para conservação do momentum.**



Fonte: Autoria própria.

$$\begin{aligned} \Delta M &= F_S + F_C \\ \left( \rho_M v_M^2 A_p + \frac{\partial(\rho_M v_M^2 A_p)}{\partial z} dz \right) - \rho_M v_M^2 A_p &= P A_p - \left( P A_p + \frac{\partial(P A_p)}{\partial z} dz \right) \\ &\quad - S_p \tau dz - \rho_M g \cos \theta A_p dz \\ \frac{\partial P}{\partial z} &= - \frac{\partial(\rho_M v_M^2)}{\partial z} - \frac{S_p \tau}{A_p} - \rho_M g \cos \theta \end{aligned} \quad (10)$$

Shoham (2006) classifica cada elemento da Equação (10), como sendo perda de carga devido à aceleração do fluido, ao atrito e a gravidade. Desta maneira, é possível reescrever esta equação de uma nova maneira, representada na Equação (11).

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \left( \frac{\partial P}{\partial z} \right)_{\text{aceleração}} + \left( \frac{\partial P}{\partial z} \right)_{\text{atrito}} + \left( \frac{\partial P}{\partial z} \right)_{\text{gravitacional}} \quad (11)$$

Desta forma, cada elemento pode ser representado conforme as Equações (12) à (14).

$$\left( \frac{\partial P}{\partial z} \right)_{\text{aceleração}} = - \frac{\partial(\rho_M v_M^2)}{\partial z} \quad (12)$$

$$\left( \frac{\partial P}{\partial z} \right)_{\text{atrito}} = - \frac{S_p \tau}{A_p} \quad (13)$$

$$\left( \frac{\partial P}{\partial z} \right)_{\text{gravitacional}} = - \rho_M g \cos \theta \quad (14)$$

Em escoamentos horizontais a queda de pressão devido ao atrito é quase dominante, já que o termo gravitacional é nulo e o de aceleração é pequeno em comparação. Porém, em escoamentos verticais ou quase verticais, o termo de maior relevância é o gravitacional, seguido do termo de atrito e, por fim, do termo de aceleração, cujo valor pode ser ignorado devido a sua pequena magnitude segundo Shoham (2006). Assim, como foco deste trabalho é voltado ao estudo de escoamentos verticais, ou seja,  $\theta = 0$  o que trás as respectivas consequências nas Equações (12) e (14):

$$\left(\frac{\partial P}{\partial z}\right)_{\text{aceleração}} \cong 0 \quad \text{e} \quad \left(\frac{\partial P}{\partial z}\right)_{\text{gravitacional}} = -\rho_M g$$

Na Equação (13) é possível desenvolver o termo da tensão de cisalhamento na parede em termos do fator de atrito de Fanning  $f_F$ , chegando-se a Equação (15):

$$\tau = \frac{1}{2} f_F \rho_M v_M^2 \quad (15)$$

sendo  $f_F$  calculado pela relação explícita de Haaland (1983) com um erro de 2% em relação a equação de Colebrook e White (1937):

$$f_F = \left\{ -3,6 \log \left[ \left( \frac{\varepsilon/d}{3,7} \right)^{1,1} + \frac{6,9}{\text{Re}_M} \right] \right\}^{-2} \quad (16)$$

sendo que o número de Reynolds da mistura é calculado como:

$$\text{Re}_M = \frac{\rho_M v_M d}{\mu_M} \quad (17)$$

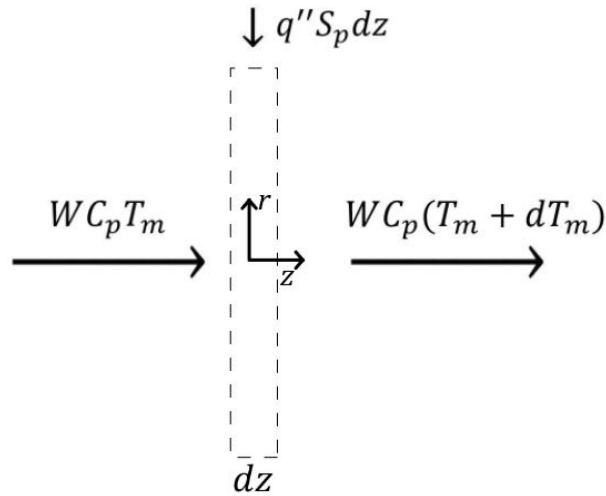
Finalmente, realizando as substituições da Equação (15), pode-se escrever a Equação (11) para uma tubulação com seção transversal circular como:

$$\frac{dP}{dz} = -\frac{2f_F \rho_M v_M^2}{d} - \rho_M g \quad (18)$$

### 3.3 MODELO DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR

Do mesmo modo que no modelo hidrodinâmico, considera-se um escoamento bifásico gás-líquido dentro de uma tubulação com diâmetro hidráulico  $d$  e rugosidade  $\varepsilon$ . Porém, neste modelo é considerado a transferência de calor de uma fonte externa de forma constante  $q''$ , conhecida como condição de contorno de Neumann ou de segunda espécie. Assim, desconsiderando a transferência de calor por condução axial, a dissipação viscosa, bem como o termo relacionado a energia cinética e gravitacional,

**Figura 6 – Volume de controle para conservação da energia.**



**Fonte: Autoria própria.**

pois todos esses termos possuem pequena magnitude quando comparados a energia relacionada a entalpia. Desta forma, concebe-se o volume de controle da Figura 6.

Aplicando a equação da conservação da energia no volume de controle da Figura 6 tem-se:

$$E_i = E_o \rightarrow q'' S_p dz + WC_{pM} T_M = WC_{pM} (T_M + dT_M)$$

$$\frac{dT_M}{dz} = \frac{S_p q''}{WC_{pM}} \quad (19)$$

### 3.4 RESOLUÇÃO DO MODELO HIDRODINÂMICO

A fim de resolver o modelo hidrodinâmico, deve-se identificar a Equação (18) como uma equação diferencial ordinária de primeira ordem não homogênea. O próximo passo é observar os termos que possuem dependência da variável independente  $z$  e que conseqüentemente terão dependência de  $P$ . Desta forma, pode-se reescrever a equação como:

$$\frac{dP(z)}{dz} = - \frac{2f_F(z)\rho_M(z)v_M^2(z)}{d} - \rho_M(z)g \quad (20)$$

sendo que  $\rho_M$  é dado pela Equação (5), na qual tem-se três termos: a massa específica do gás  $\rho_G$ , a massa específica do líquido  $\rho_L$  e a fração de gás  $\alpha$ . O gás em questão é considerado como ideal. Assim, pode-se calcular o primeiro termo pela Equação (21):

$$\rho_G(z) = \frac{P(z)}{R_{\text{gás}} T_M} \quad (21)$$



verifica-se então a dependência da pressão e conseqüentemente da coordenada  $z$ . Outra consideração razoável é admitir que a fase líquida seja incompressível, de forma que sua massa específica seja independente da pressão, e para o caso isotérmico, da variável  $z$ . Por fim, analisando a Equação (1) observa-se que esta depende de ambas vazões volumétricas. Logo ao realizar a conservação da massa de gás entre dois pontos quaisquer, tem-se:  $Q_{G,z+1} = Q_{G,z} \rho_{G,z} / \rho_{G,z+1}$ . Conclui-se então que  $\alpha(z)$ ,  $v_M(z)$  e  $f_F(z)$ , pois a vazão volumétrica de gás está variando em cada passo de integração.

Para a resolução da Equação (20), utiliza-se um código numérico baseado no método de Runge-Kutta de quarta ordem (LIMA, 2011), escrito em linguagem de programação MATLAB®. A Figura 7 representa o tubo onde será realizado o processo de integração. Observa-se que a marcha de integração atua em sentido oposto ao do escoamento. As condições de contorno necessárias para a solução são: propriedades físicas de ambas as fases (massas específicas,  $\rho_G$  e  $\rho_L$ ; viscosidades dinâmicas,  $\mu_G$  e  $\mu_L$ ), velocidades superficiais,  $v_{SG}$  e  $v_{SL}$ , e das características físicas do tubo como diâmetro  $d$ , comprimento  $L$  e rugosidade  $\varepsilon$ .

Ao aplicar o método de Runge-Kutta de quarta ordem as equações do método se resumem a:

$$P_{i+1} = P_i - \frac{\Delta z}{6} (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \quad (22)$$

$$k_1 = -\frac{2}{d} f_{Fi(z,P_i)} \rho_{Mi(z,P_i)} v_{M(z,P_i)}^2 - \rho_{Mi(z,P_i)} g \quad (23)$$

$$k_2 = -\frac{2}{d} f_{Fi(z-\Delta z/2, P_i-\Delta z k_1/2)} \rho_{Mi(z-\Delta z/2, P_i-\Delta z k_1/2)} v_{Mi(z-\Delta z/2, P_i-\Delta z k_1/2)}^2 \quad (24)$$

$$- \rho_{Mi(z-\Delta z/2, P_i-\Delta z k_1/2)} g$$

$$k_3 = -\frac{2}{d} f_{Fi(z-\Delta z/2, P_i-\Delta z k_2/2)} \rho_{Mi(z-\Delta z/2, P_i-\Delta z k_2/2)} v_{Mi(z-\Delta z/2, P_i-\Delta z k_2/2)}^2 \quad (25)$$

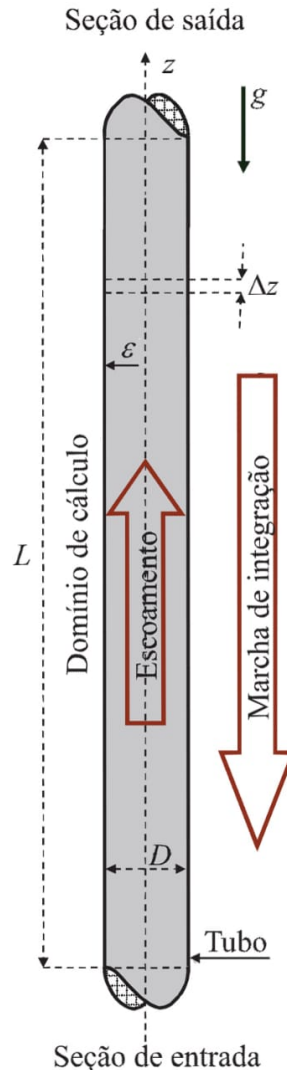
$$- \rho_{Mi(z-\Delta z/2, P_i-\Delta z k_2/2)} g$$

$$k_4 = -\frac{2}{d} f_{Fi(z-\Delta z, P_i-\Delta z k_3)} \rho_{Mi(z-\Delta z, P_i-\Delta z k_3)} v_{Mi(z-\Delta z, P_i-\Delta z k_3)}^2 \quad (26)$$

$$- \rho_{Mi(z-\Delta z, P_i-\Delta z k_3)} g$$

onde cada propriedade é calculada e atualizada entre o cálculo de cada uma das quatro variáveis ( $k_1$  a  $k_4$ ) pois existe a dependência da variável pressão que necessita ser atualizada três vezes dentro de cada passo (de  $i \rightarrow i + 1$ ).

**Figura 7 – Esquemático para o processo de integração no tubo.**

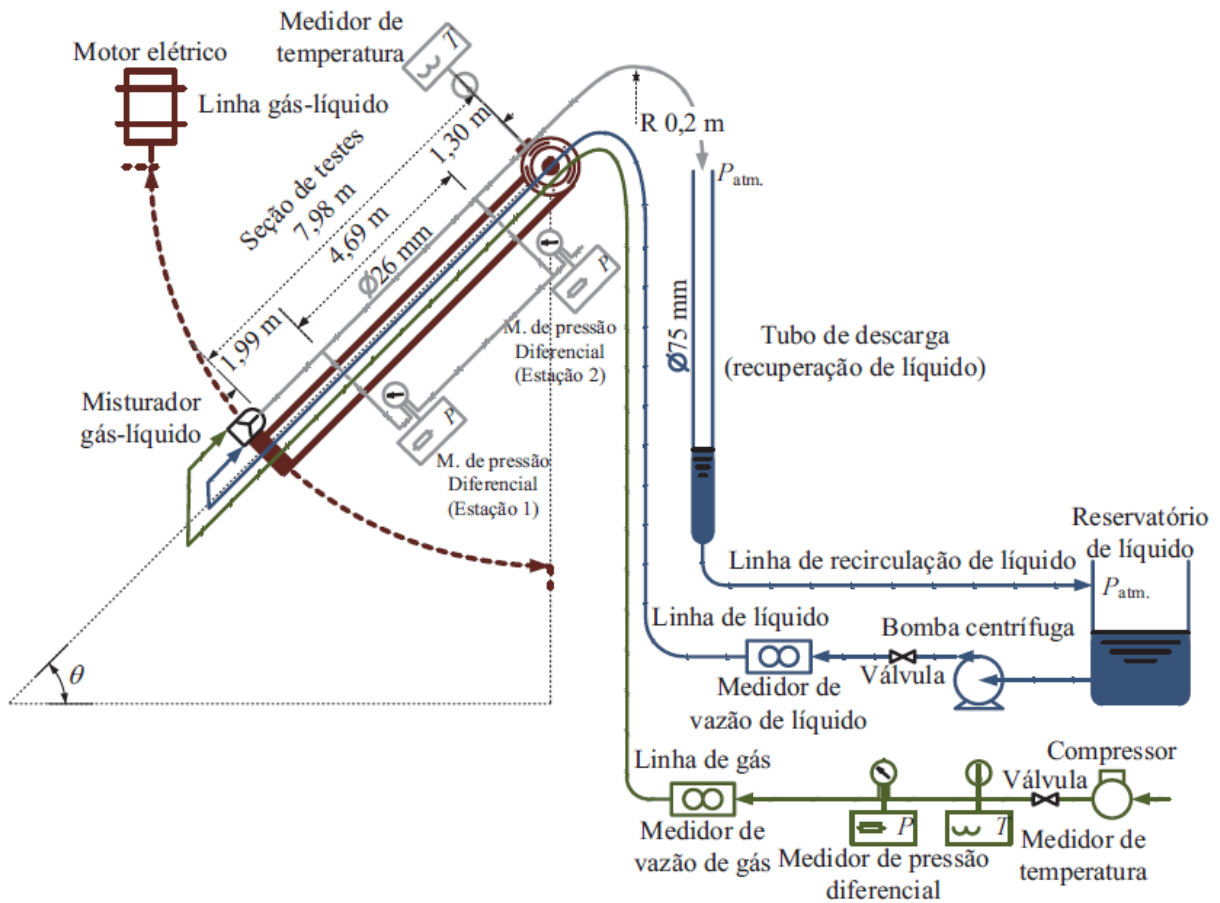


Fonte: Adaptada de Lima (2011).

### 3.5 PROCEDIMENTO DE VALIDAÇÃO DO MODELO HIDRODINÂMICO

Para a validação do modelo hidrodinâmico, será utilizada a comparação entre os resultados obtidos e os dados experimentais obtidos por Rosa e Mastelari (2008) e Bueno (2010). Esses dados foram obtidos em um circuito com inclinação variável constituído por uma treliça articulada, permitindo o posicionamento da seção de teste na vertical, conforme o esquema da Figura 8. Os fluidos utilizados foram ar e água. Os valores medidos para as velocidades superficiais,  $v_{SG}$  e  $v_{SL}$ , e a pressão,  $P$ , foram obtidos na estação 2, enquanto o gradiente de pressão,  $\Delta P/L$ , foi medido entre as estações 1 e 2. O tubo possui um diâmetro interno  $d$  de 26 mm e um comprimento  $L$  de 7,98 m. Os dados obtidos nestes trabalhos estão nas Tabelas 3 e 4 do Anexo A.

Figura 8 – Esquema do circuito experimental utilizado por Rosa e Mastelari (2008)



Fonte: Lima (2011).

Desta forma, é possível construir o algoritmo de validação do modelo hidrodinâmico, conforme o Algoritmo 1.

### 3.6 RESOLUÇÃO DO MODELO DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR

No modelo de transferência de calor da seção 3.3, foi admitido que a temperatura da mistura  $T_M$  é uma função da coordenada  $z$ , e que  $S_p$ ,  $q''$  e  $W$  são constantes, logo independentes de  $z$ . Assim, somente  $C_{pM}$  torna-se variável dependente de  $z$  pois todos os termos da Equação (8) dependem de  $T_M$  e alguns da pressão  $P$ , ou seja:

$$C_{pM}(P, T_M) = \frac{C_{pL}(T_M)\rho_L(T_M)[1 - \alpha(P, T_M)] + C_{pG}(T_M)\rho_G(P, T_M)\alpha(P, T_M)}{\rho_L(T_M)[1 - \alpha(P, T_M)] + \rho_G(P, T_M)\alpha(P, T_M)} \quad (27)$$

Verifica-se na Equação (27), que o calor específico da mistura é dependente da pressão. Desta maneira, para se resolver a transferência de calor, Equação (19), é preciso resolver a hidrodinâmica, Equação (20), de forma conjunta.

Utiliza-se para esta solução, o mesmo esquema iterativo presente na Figura 7.

### Algoritmo 1 – Validação do modelo hidrodinâmico.

**inserir**  $v_{SG}(L), v_{SL}(L), P(L), T_M, \rho_L, \rho_G(L), \mu_L, \mu_G, \epsilon, d, L, (\Delta P/L)_{med}$

- 1: Admitir que  $z = L, \Delta z = d/2$  e  $c = \lfloor L/\Delta z \rfloor$ .
- 2: Determinar a fração de gás inicial  $\alpha(i)$  pela Equação (1).
- 3: **para**  $i = c + 1 : -1 : 1$  **faça**
- 4:   Calcular  $\rho_G(i)$  através de  $\rho_G(i) = P(i) / (R_{gás} T_M(i))$ .
- 5:   **se**  $i \neq c + 1$  **então**
- 6:     Calcular as vazões não iniciais,  $Q_G$  e  $Q_L$ , pela equação  $Q_{G,i} = Q_{G,i+1} \rho_{G,i+1} / \rho_{G,i}$ .
- 7:     Calcular as velocidades superficiais não iniciais,  $v_{SG}$  e  $v_{SL}$ , pela Equação (3).
- 8:   **finaliza se**
- 9:   Determinar as propriedades  $\rho_M(i)$  e  $\mu_M(i)$  através das Equações (5) e (6), respectivamente.
- 10:   Calcular a velocidade da mistura pela Equação (4).
- 11:   Determinar  $Re_M$  através da equação  $Re_M(i) = \rho_M v_M d / \mu_M$ .
- 12:   Calcular  $f_F(i)$  pela Equação (16).
- 13:   **se**  $i \neq 1$  **então**
- 14:     Implementar Runge-Kutta através do cálculo de  $k_1, k_2, k_3$  e  $k_4$ , nesta ordem, pelas Equação (23) até (26).
- 15:     Calcular a pressão do passo seguinte  $P(i - 1)$  através da Equação (22).
- 16:     Atualizar o passo de integração através de  $z(i - 1) = z(i) - \Delta z$ .
- 17:   **finaliza se**
- 18: **finaliza para**
- 19: Verificar a diferença de pressão entre as estações 1 e 2 pela equação:

$$(\Delta P/L)_{calc} = \frac{P(1) - P(c + 1)}{L}$$

- 20: Calcular o erro do modelo pela equação:

$$\epsilon = 100 \left| \frac{(\Delta P/L)_{med} - (\Delta P/L)_{calc}}{(\Delta P/L)_{med}} \right|$$

**Fonte: Autoria própria.**

Da mesma forma que na seção 3.4, aplica-se um código numérico baseado no método de Runge-Kutta de quarta ordem em linguagem de programação MATLAB®, para resolver ambas equações diferenciais não homogêneas de primeira ordem. Entretanto, as condições de contorno diferem da seção 3.4 e são as seguintes: fluxo térmico através da parede  $q''$ , temperatura inicial da mistura  $T_M(L)$  (as propriedades físicas são calculadas em função da temperatura e pressão iniciais), e das características físicas do tubo como diâmetro  $d$ , comprimento  $L$  e rugosidade  $\epsilon$ . Aplicado o método de Runge-Kutta, tem-se as seguintes equações:

$$T_{Mi-1} = T_{Mi} - \frac{\Delta z}{6} (t_1 + 2t_2 + 2t_3 + t_4) \quad (28)$$

$$t_1 = \frac{S_p q''}{WC_{pM(z, P_i, T_{Mi})}} \quad (29)$$

$$t_2 = \frac{S_p q''}{WC_{pM(z - \Delta z/2, P_i - \Delta z k_1/2, T_{Mi} - \Delta z t_1/2)}} \quad (30)$$

$$t_3 = \frac{S_p q''}{WC_{pM(z - \Delta z/2, P_i - \Delta z k_2/2, T_{Mi} - \Delta z t_2/2)}} \quad (31)$$

$$t_4 = \frac{S_p q''}{WCp_{M(z-\Delta z, P_i-\Delta z, k_3, T_{Mi}-\Delta z, t_3)}} \quad (32)$$

Analogamente à seção 3.4, as propriedades são atualizadas internamente dentro de cada um dos quatro passos. Porém, como a temperatura da mistura está variando, é necessário calcular as novas propriedades em função não só da nova pressão mas também da temperatura. Desta maneira, utiliza-se as relações indicadas por Dixon (2008) para as propriedades da água:

$$\rho_L = 1001,3 - 0,155T_M - 2,658 \times 10^{-3}T_M^2 \quad (33)$$

$$\log \mu_L = -2,75 - 0,0141T_M + 91,9 \times 10^{-6}T_M^2 - 311 \times 10^{-9}T_M^3 \quad (34)$$

$$k_L = 0,5706 + 1,756 \times 10^{-3}T_M - 6,46 \times 10^{-6}T_M^2 \quad (35)$$

$$Cp_L = 4209 - 1,31T_M + 0,014T_M^2 \quad (36)$$

sendo que  $T_M$  é dada em °C. Para o ar, Dixon (2008) indica:

$$\mu_G = \frac{1,458 \times 10^{-6}T_M^{3/2}}{T_M + 110,4} \quad (37)$$

$$k_G = 0,02624 \left( \frac{T_M}{300} \right)^{0,8646} \quad (38)$$

$$Cp_G = 1002,5 + 275 \times 10^{-6} (T_M - 200)^2 \quad (39)$$

sendo  $T_M$  dado em K.

De modo a determinar a temperatura da parede do tubo  $T_W$ , emprega-se a transferência de calor por convecção entre a superfície interna do tubo e a mistura gás-líquido pela Equação (40):

$$T_{Wi} = T_{Mi} + \frac{q''}{h_M} \quad (40)$$

sendo que  $h_M$  é o coeficiente de transferência de calor por convecção da mistura. Shoham (2006) afirma que para o escoamento disperso é possível utilizar correlações para o número de Nusselt, que originalmente se aplicam em escoamento monofásicos, desde que as variáveis sejam adaptadas para o escoamento bifásico. Assim, utiliza-se a correlação de Colburn (1964) para escoamentos turbulentos plenamente desenvolvidos através de tubos lisos, a fim de formular a Equação (41):

$$\text{Nu}_{Mi} = \frac{h_{Mi}d}{k_{Mi}} = 0,023\text{Re}_{Mi}^{0,8}\text{Pr}_{Mi}^{1/3} \quad (41)$$

sendo que  $\text{Pr}_M$  é o número de Prandtl da mistura, dado por:  $\text{Pr}_M = Cp_M\mu_M/k_M$

Portanto, com as informações já disponíveis é possível construir o algoritmo de resolução do modelo de transferência de calor, conforme Algoritmo 2.

**Algoritmo 2 – Solução do modelo de transferência de calor.**


---

**inserir**  $v_{SG}(L), v_{SL}(L), P(L), T_M(L), q'', \varepsilon, d, L$ .

- 1: Admitir que  $z = L, \Delta z = d/2$  e  $c = \lfloor L/\Delta z \rfloor$ .
  - 2: Determinar a fração de gás inicial  $\alpha(i)$  pela Equação (1).
  - 3: **para**  $i = c + 1 : -1 : 1$  **faça**
  - 4:   Calcular  $\rho_G(i)$  através de  $\rho_G(i) = P(i) / (R_{\text{gás}} T_M(i))$ .
  - 5:   **se**  $i \neq c + 1$  **então**
  - 6:     Calcular as vazões não iniciais,  $Q_G$  e  $Q_L$ , pela equação  $Q_{G,i} = Q_{G,i+1} \rho_{G,i+1} / \rho_{G,i}$ .
  - 7:     Calcular as velocidades superficiais não iniciais,  $v_{SG}$  e  $v_{SL}$ , pela Equação (3).
  - 8:   **finaliza se**
  - 9:   Calcular as propriedades das fases  $\rho_L(i), \mu_G(i), \mu_L(i), k_G(i), k_L(i), C_{pL}(i)$  e  $C_{pG}(i)$  pelas Equações (33), (37), (34), (38), (35), (36) e (39), respectivamente.
  - 10:   Determinar as propriedades de mistura  $\rho_M(i), \mu_M(i), k_M(i)$  e  $C_{pM}(i)$  através das Equações (5), (6), (7) e (8), respectivamente.
  - 11:   Calcular a velocidade da mistura pela Equação (4).
  - 12:   Determinar  $Re_M$  através da equação  $Re_M(i) = \rho_M v_M d / \mu_M$ .
  - 13:   Calcular  $f_F(i)$  pela Equação (16).
  - 14:   Determinar o coeficiente de transferência de calor convectivo  $h_{M,i}(i)$  pela Equação (41).
  - 15:   Calcular a temperatura da parede do tubo por  $T_W(i) = T_M(i) + q'' / h_{M,i}(i)$ .
  - 16:   **se**  $i \neq 1$  **então**
  - 17:     Implementar Runge-Kutta pelo cálculo de  $k_1, t_1, k_2, t_2, k_3, t_3, k_4$  e  $t_4$ , nesta ordem, pela Equação (23) até (26); e Equação (29) até (32).
  - 18:     Calcular a pressão do passo seguinte  $P(i - 1)$  através da Equação (22).
  - 19:     Determinar a temperatura de mistura do próximo passo  $T_M(i - 1)$  pela Equação (28).
  - 20:     Atualizar o passo de integração através de  $z(i - 1) = z(i) - \Delta z$ .
  - 21:   **finaliza se**
  - 22: **finaliza para**
  - 23: Calcular os desvios em relação ao modelo isotérmico.
  - 24: Plotar os dados de temperatura de mistura e parede pela coordenada  $z$
- 

**Fonte: Autoria própria.**

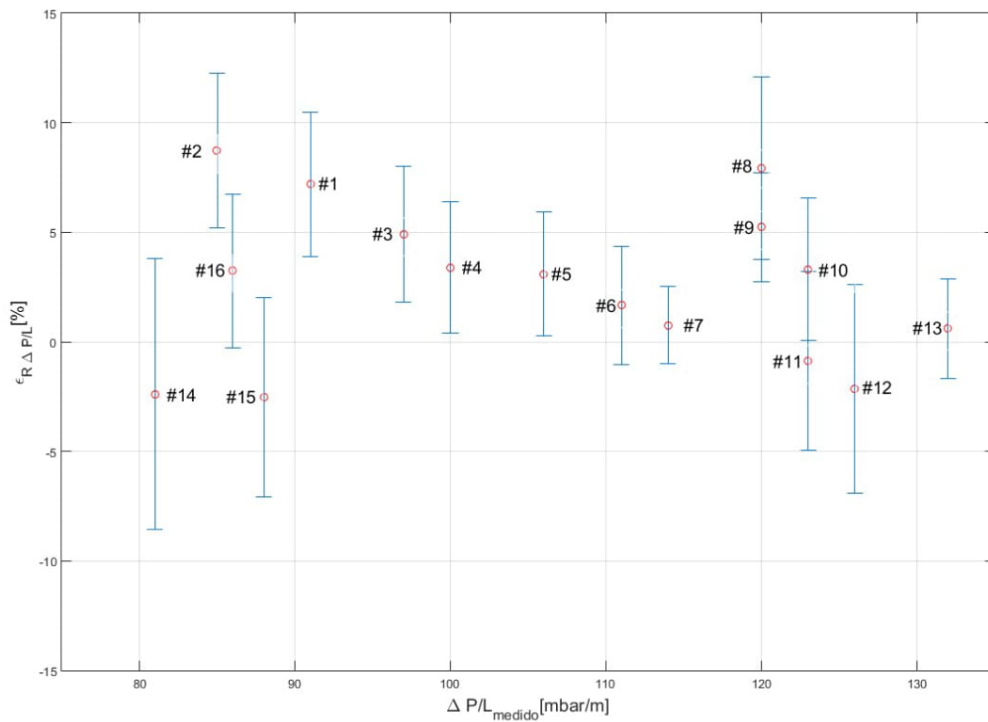
## 4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Este capítulo está dividido em duas seções. A primeira apresenta os resultados comparativos entre o modelo hidrodinâmico apresentado no Capítulo 3 e os dados experimentais no Anexo A. A segunda seção apresenta os resultados do modelo de transferência de calor sobre as variáveis do escoamento. Os códigos computacionais estão publicados na plataforma CodeOcean® e disponíveis em: <<https://codeocean.com/2018/12/10/computational-simulation-of-vertical-upward-gas-liquid-flows-in-dispersed-pattern-with-heat-transfer/>>.

### 4.1 RESULTADO DA VALIDAÇÃO DO MODELO HIDRODINÂMICO

Nesta seção, são apresentados os resultados obtidos entre a comparação dos dados experimentais de Rosa e Mastelari (2008) e de Bueno (2010) e o modelo de mistura para o escoamento disperso ascendente vertical. O Gráfico 1 ilustra, a relação entre os desvios  $\epsilon_{\Delta P/L}$  e os gradientes de pressão medidos  $\Delta P/L_{\text{medido}}$ , apresentados para cada um dos 16 pontos experimentais presentes nas Tabelas 3 e 4 do Anexo A.

**Gráfico 1 – Desvio relativo para o gradiente de pressão com relação aos dados experimentais de Rosa e Mastelari (2008).**



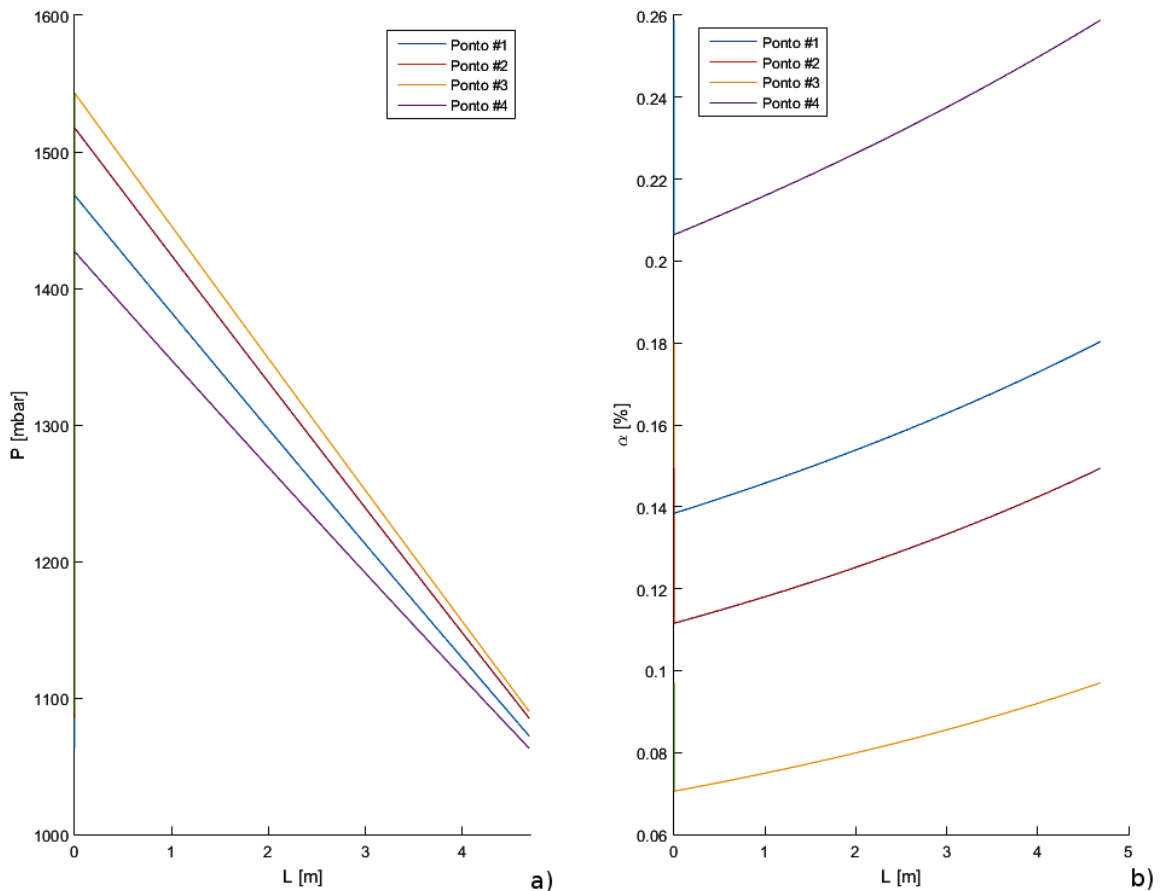
Fonte: Autoria própria.

Verifica-se no Gráfico 1 que todos os resultados obtidos pelo modelo convergem para o valor experimental, apresentando uma norma dos erros de 4,37% e desvios inferiores à 10%. Os resultados para o gradiente de pressão são compatíveis com os dados experimentais, visto que no escoamento disperso vertical existe uma grande influência do termo gravitacional na queda de pressão, o qual foi compatibilizado no modelo hidrodinâmico e possui uma forte dependência da massa específica de mistura  $\rho_M$ . Desta forma, é possível dizer que o método de cálculo da fração de gás sem deslizamento foi satisfatório, em virtude da sua influência na massa específica de mistura. Outro ponto a destacar, é a pouca influência nos resultados do fato do termo de aceleração na queda de pressão ter sido desprezado, já que:

$$\left(\frac{\partial P}{\partial z}\right)_{\text{gravitacional}} \gg \left(\frac{\partial P}{\partial z}\right)_{\text{aceleração}}$$

Os resultados da pressão  $P$  e da fração de gás  $\alpha$  em relação a coordenada axial  $z$  são apresentados no Gráfico 2, para 4 pontos experimentais.

**Gráfico 2 – Pressão (a) e fração de gás (b) versus comprimento de tubo.**



Fonte: Autoria própria.



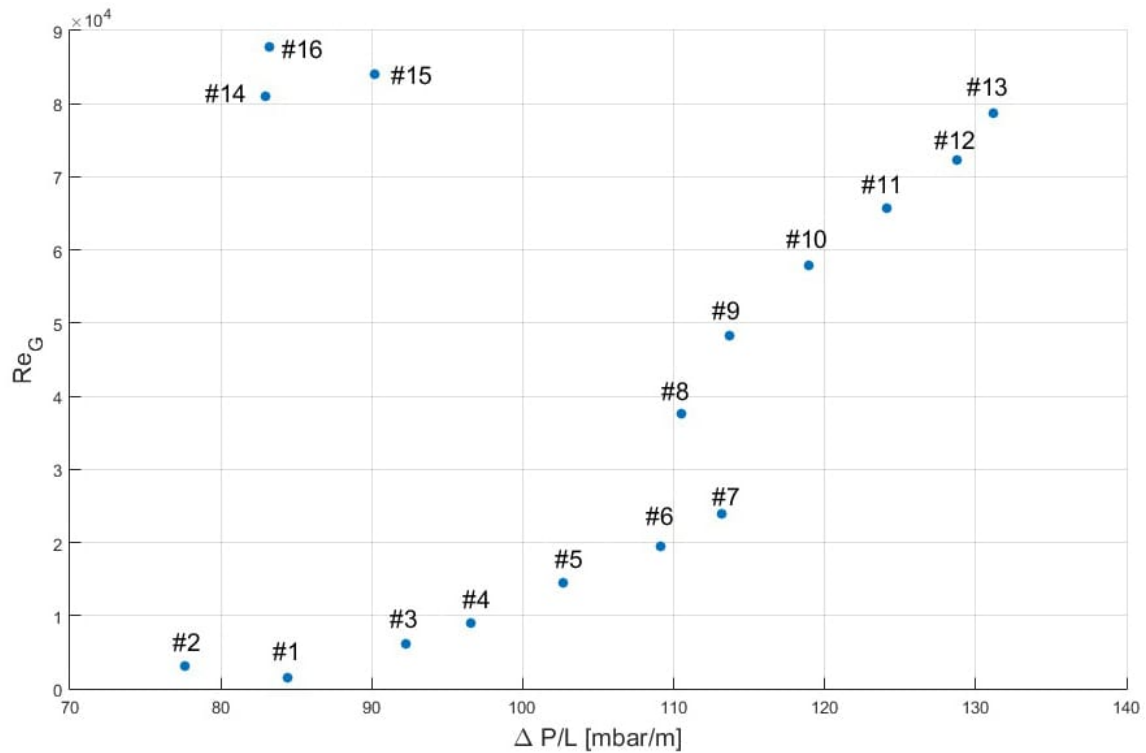
O Gráfico 2a apresenta o comportamento da pressão  $P$  em função da coordenada axial  $z$ ; verifica-se que esta possui um comportamento linear e pode ser representado como uma função  $P(z) = P_0 - bz$ , onde  $P_0$  é a pressão inicial do escoamento e  $b$  é a constante que define coeficiente de reta da função e que depende de vários fatores como velocidades superficiais, frações das fases, propriedades dos fluidos e características físicas do tubo. O Gráfico 2b apresenta o comportamento da fração de gás  $\alpha$  em função da coordenada axial  $z$ ; observa-se que as curvas apresentam um comportamento não linear fraco, ou seja quanto maior a ascensão dentro do tubo mais rápida é o aumento da fração de gás,  $\frac{\partial \alpha}{\partial z} > 0 \neq \text{cte}$ . Este comportamento é explicado pela expansão volumétrica ocorrida na fase gasosa devido à queda de pressão gradativa dentro da tubulação.

Em relação a trajetória dentro do escoamento, verifica-se que fase líquida possui comportamento turbulento, pois todos os pontos apresentam valores de  $Re_L > 20000$ . Entretanto, a fase gasosa apresenta comportamento laminar ou turbulento dependendo do ponto analisado. Desta forma, é apresentado no Gráfico 3 os valores de Reynolds da fase gasosa para todos os pontos. Verifica-se que do ponto # 1 ao # 7 existe escoamento laminar das bolhas, podendo esses pontos serem classificados como bolhas uniformes. Já o restante dos pontos apresentam regime turbulento das bolhas e são classificados no padrão de bolhas distorcidas.

#### 4.2 RESULTADO DO MODELO DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR

Esta seção apresenta os resultados obtidos sobre a influência de uma fonte de transferência de calor constante na parede da tubulação. As condições de contorno utilizadas são semelhantes as da seção 4.1, com o porém de existir uma fonte de transferência de calor externa que causa um ganho na temperatura da mistura e que a temperatura de saída do tubo seja de 370 K (abaixo do ponto de mudança de fase da água). A fim de apresentar os efeitos da temperatura nas propriedades foram utilizados 4 valores de fluxo térmicos  $q''$ : 10 kW/m<sup>2</sup>, 100 kW/m<sup>2</sup>, 250 kW/m<sup>2</sup> e 400 kW/m<sup>2</sup>; para os quatro primeiros pontos experimentais da Tabela 3 no Anexo A. O valor de  $q'' = 400 \text{ kW/m}^2$  é considerado como limite para a convergência do modelo, acima deste valor a pressão absoluta próximo de  $z = 0$  tem um crescimento desproporcional e a fração de gás, neste mesmo ponto de  $z$ , tende a valores nulos.

**Gráfico 3 – Número de Reynolds Médio da fase gasosa em relação ao gradiente de pressão.**



Fonte: Autoria própria.

A Tabela 1 apresenta a comparação dos valores de gradiente de pressão e de fração de gás para os 4 valores de fluxo térmicos utilizados. Observa-se pelos valores das normas dos desvios, que a queda de pressão sofre uma influência menor do aumento de temperatura comparada com a fração de gás para  $400 \text{ kW/m}^2$ , 4,22% contra 59,37%, respectivamente. O primeiro termo da comparação pode ser explicado pela grande influência do termo gravitacional na queda de pressão, a qual depende fortemente do valor da massa específica de mistura, que possui baixa sensibilidade à temperatura devido ao baixo valor de  $\alpha$  no escoamento disperso. Sendo assim, a massa específica da fase líquida, que possui baixa expansão volumétrica, tem influência maior no valor da massa específica da mistura e possui menor variação que na fase gasosa. O comportamento do segundo termo, a fração de gás  $\alpha$ , é explicado pela proporcionalidade direta da temperatura da mistura e pela proporcionalidade indireta da pressão com a vazão volumétrica gasosa presentes da relação mostrada no Algoritmo 2:

$$Q_{G,i+1} = Q_{G,i} \frac{P_i}{T_{m,i}} \frac{T_{m,i+1}}{P_{i+1}} \quad (42)$$

Portanto, este fato é responsável pela atenuação no aumento da fração de gás com a ascensão da mistura.

**Tabela 1 – Resultados dos desvios relativos do gradiente de pressão  $\Delta P/L$  e da fração de gás  $\alpha$ .**

$q''$ [kW/m <sup>2</sup> ]	$\Delta P/L$				$\alpha$			
	10	100	250	400	10	100	250	400
#1	0,21	1,34	3,40	7,79	2,75	27,84	72,76	121,25
#2	0,19	1,63	4,24	9,06	2,95	30,47	80,48	135,51
#3	0,35	0,99	2,15	3,55	1,46	12,93	32,87	53,72
#4	0,39	0,93	1,91	3,11	1,40	11,99	30,29	49,31
#5	0,63	1,11	2,00	3,01	1,09	7,12	17,49	28,23
#6	0,82	1,22	1,96	2,82	1,07	6,00	14,41	23,08
#7	0,91	1,27	1,94	2,71	0,99	4,96	11,73	18,67
#8	1,43	1,02	0,25	0,66	0,63	4,75	14,10	23,94
#9	0,05	0,47	1,24	2,13	0,51	5,19	13,24	21,62
#10	0,78	1,16	1,87	2,67	1,05	5,50	13,12	20,98
#11	1,11	1,46	2,09	2,81	1,13	4,67	10,70	16,88
#12	1,29	1,61	2,19	2,84	1,10	3,88	8,60	13,43
#13	1,37	1,67	2,22	2,84	1,09	3,61	7,89	12,26
#14	0,22	1,18	2,92	5,12	1,96	19,32	50,07	82,85
#15	0,33	1,01	2,26	3,76	1,52	13,75	35,06	57,40
#16	0,21	1,05	2,57	4,37	1,56	15,06	38,78	63,94
<b>Norma</b>	<b>0,79</b>	<b>1,23</b>	<b>2,36</b>	<b>4,22</b>	<b>1,54</b>	<b>13,80</b>	<b>35,76</b>	<b>59,37</b>

Fonte: Autoria própria.

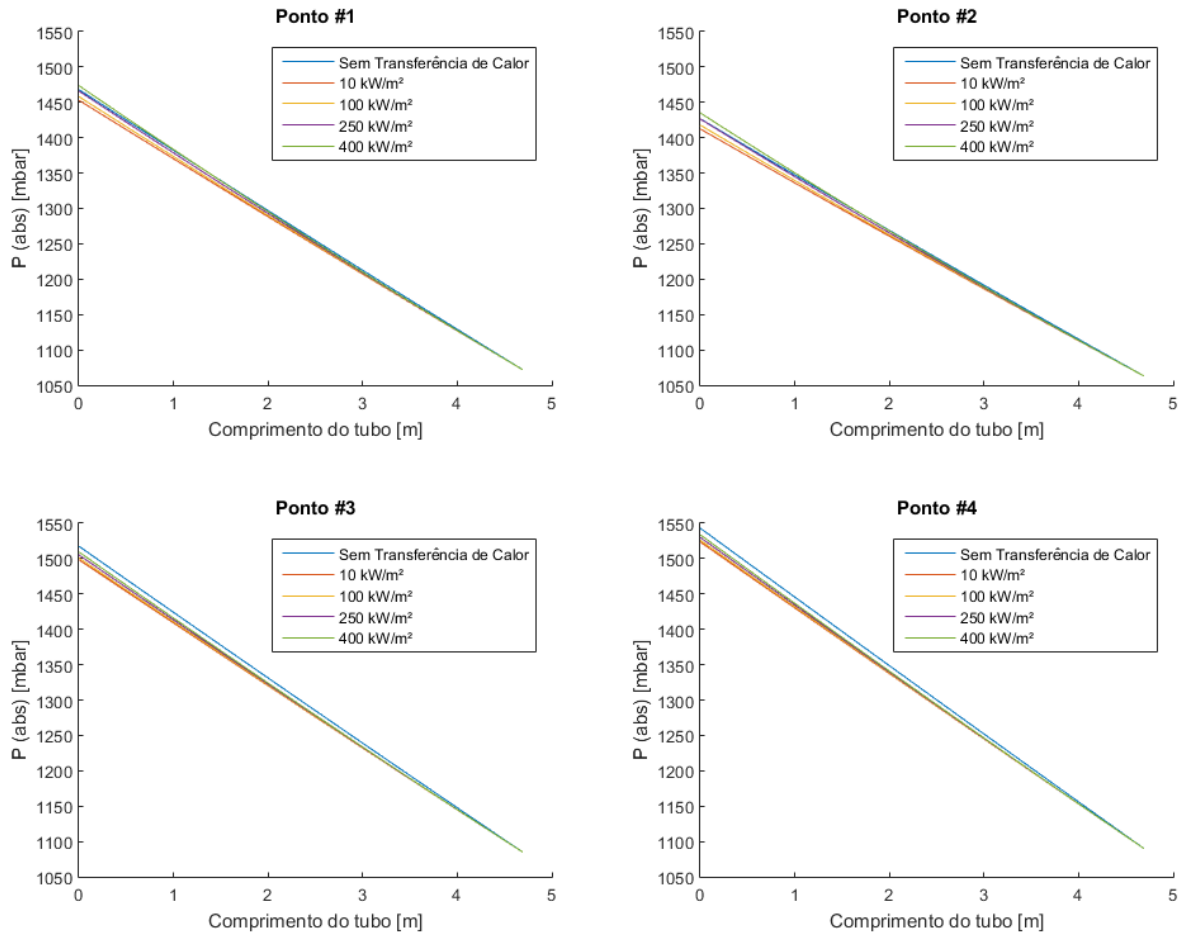
De maneira a representar o comportamento das variáveis já discutidas, são utilizados os Gráficos 4 e 5. A fim de facilitar a comparação, foram utilizados os pontos #1, #2, #3 e #4 para os gráficos, pois as velocidades superficiais da fase líquida dos dois últimos são aproximadamente o dobro dos dois primeiros.

No Gráfico 4, percebe-se a linearidade do gradiente de pressão na maior parte das curvas traçadas, havendo desvios pequenos próximos da coordenada  $z = 0$  nas curvas com maior fluxo térmico. Outra observação é referente a menor influência da transferência de calor nos pontos #3 e #4, cujas velocidades superficiais de fase líquida são aproximadamente o dobro dos pontos #1 e #2, o que conseqüentemente retrata maior volume da fase líquida, a qual é menos sensível a mudança de temperatura devido ao superior número de Prandtl (maior difusidade de momentum em relação a difusidade térmica) da água em relação ao ar.

No Gráfico 5 observa-se que comportamento da função fração de gás se mantém, somente alterando a amplitude dos valores para cada fluxo de calor de calor distinto. Novamente, como no caso do gradiente de pressão, os pontos #3 e #4 possuem menor influência do fluxo de calor em relação aos pontos #1 e #2.

A última análise discorre sobre os dados de temperatura de mistura e da parede da tubulação. A Tabela 2 apresenta os valores do gradiente de temperatura entre

**Gráfico 4 – Pressão dos pontos de #1 a #4 para diversas taxas de transferência.**

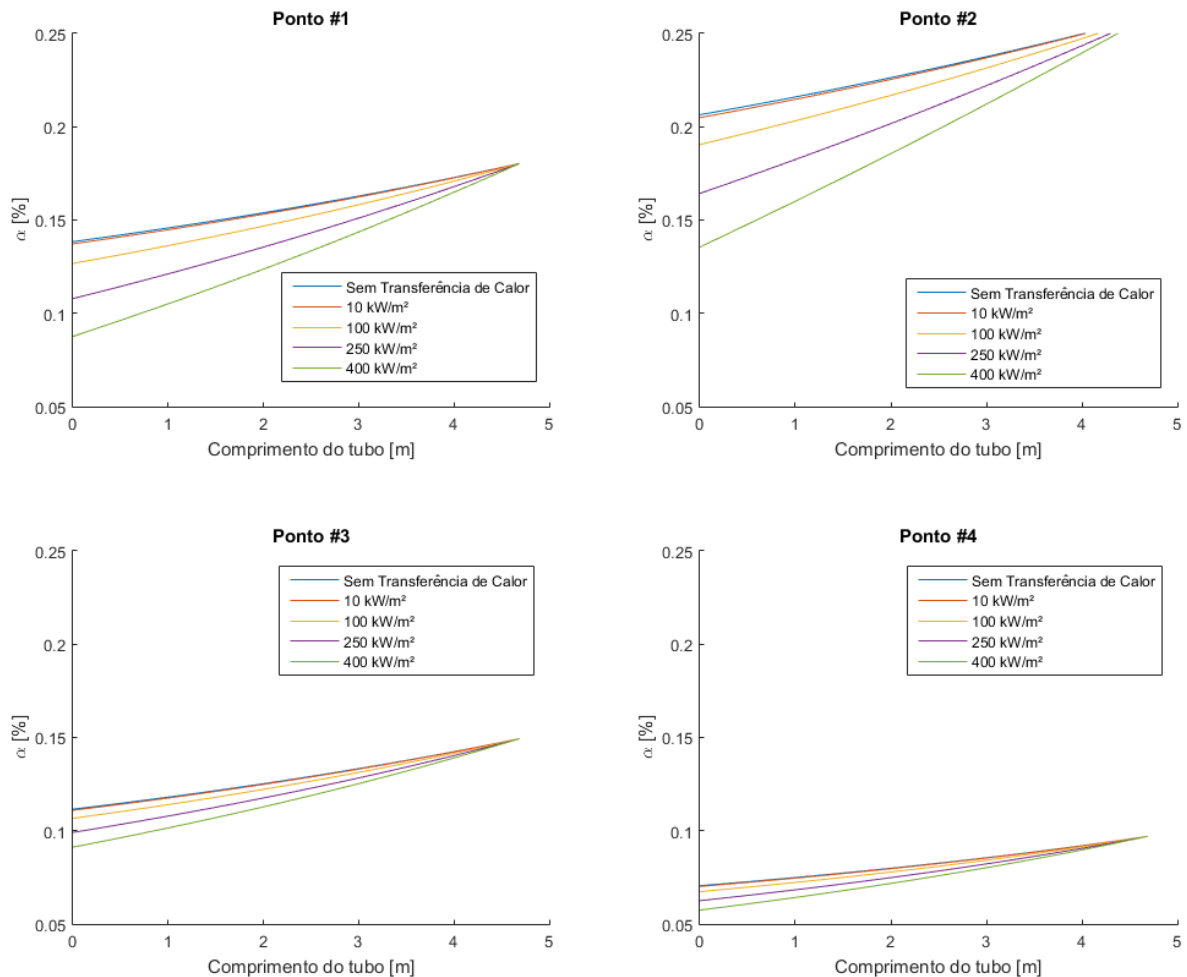


**Fonte: Autoria própria.**

entrada e saída do tubo discutidas no modelo hidrodinâmico. É observado que os pontos de maior vazão de gás, por consequência, maior fração de gás, possuem gradientes de temperaturas maiores como observado nos pontos #1 e #2. Conseqüentemente, os pontos com baixos valores de  $\alpha$ , como exemplo de #8 a #13, possuem gradientes de temperatura menores. Ocorre com os pontos #1 e #2, no fluxo térmico de 400 kW/m<sup>2</sup>, a mudança de fase da água, pois o gradiente de temperatura supera com uma boa margem o valor de 100 °C, assim estes resultados estão fora da realidade do modelo e, portanto, são inválidos.

A fim de auxiliar a representação de ambas temperaturas, plota-se o Gráfico 6 para as condições de contorno do ponto #5. Observa-se que para os menores de fluxos térmicos, 10 kW/m<sup>2</sup> e 100 kW/m<sup>2</sup>, as curvas de temperatura de mistura e de parede são quase que paralelas, ou seja  $T_M - T_W \approx \text{cte}$ , este é o mesmo comportamento da transferência de calor monofásica plenamente desenvolvida. Entretanto, para os valo-

**Gráfico 5 – Fração de gás dos pontos de #1 a #4 para diversas taxas de transferência.**



**Fonte: Autoria própria.**

res de fluxo acima de 100 kW/m<sup>2</sup>, os valores da temperatura de parede iniciam a perda do comportamento linear e tendem a não acompanhar o crescimento da temperatura de mistura. Isto ocorre devido ao aumento do coeficiente de transferência de calor  $h_M$  que ocasiona maior transferência de calor entre a parede e a mistura, diminuindo então o gradiente de temperatura entre ambos.

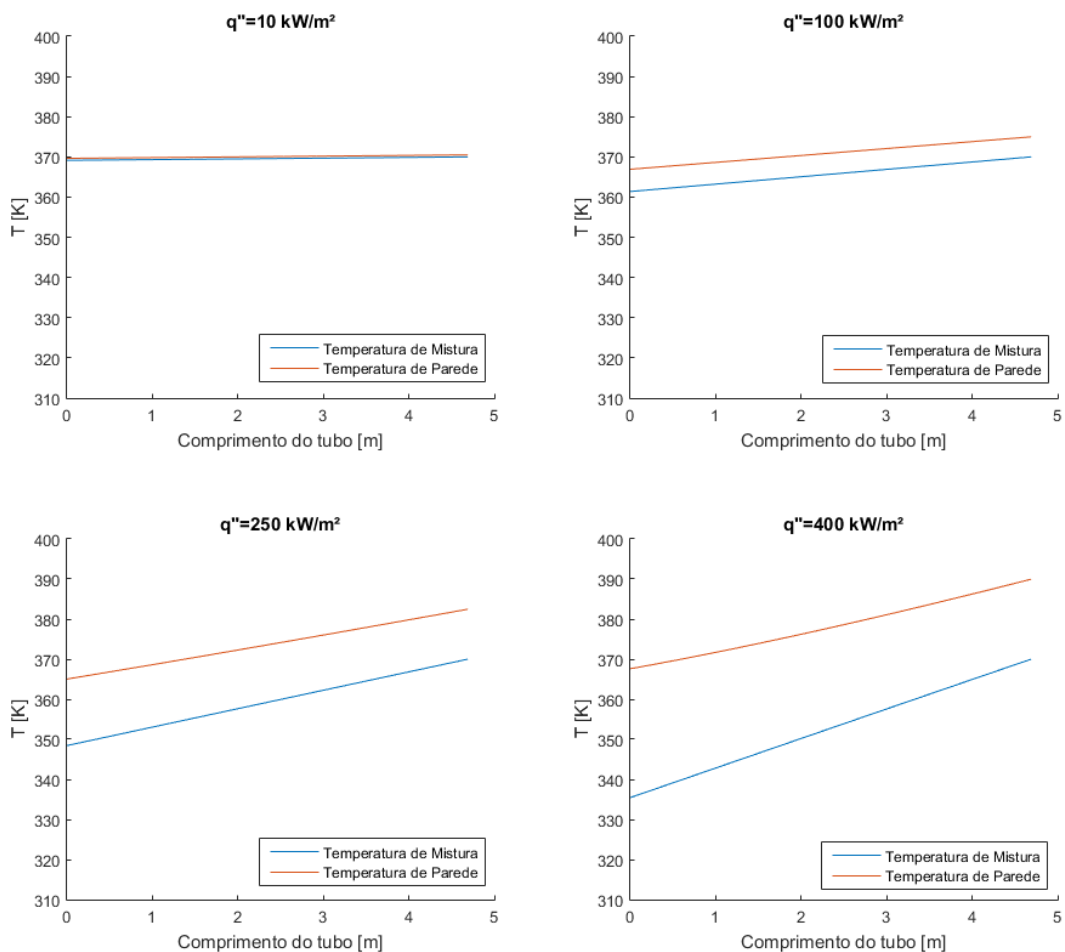
O aumento desse coeficiente é resultado de mais de um fator, dentre eles destacam-se: a variação de propriedades físicas, como a condutividade térmica da mistura, e o aumento do número de Reynolds, pela aceleração do escoamento causada pelo ganho de temperatura. Fisicamente, a aceleração justificada pelo aumento de temperatura causa o aumento de turbulência e acaba por intensificar a troca de calor pela parede.

**Tabela 2 – Resultado da variação da temperatura de mistura entre as estações para o modelo de transferência de calor em quatro situações hipotéticas.**

$q''$ [kW/m <sup>2</sup> ]	$\Delta T_M$ [K]			
	10	100	250	400
#1	3,04	30,51	76,45	122,02
#2	2,99	30,01	75,19	120,04
#3	1,53	15,36	38,49	61,66
#4	1,51	15,10	37,85	60,64
#5	0,86	8,61	21,57	34,55
#6	0,84	8,45	21,17	33,91
#7	0,82	8,22	20,59	32,99
#8	0,64	6,38	15,97	25,58
#9	0,62	6,25	15,64	25,06
#10	0,62	6,19	15,49	24,81
#11	0,61	6,10	15,28	24,48
#12	0,60	5,98	14,98	23,99
#13	0,59	5,91	14,78	23,68
#14	2,03	20,32	50,93	81,54
#15	1,55	15,49	38,81	62,18
#16	1,47	14,74	36,93	59,16

Fonte: Autoria própria.

**Gráfico 6 – Temperatura de mistura e temperatura de parede do tubo para o ponto #5.**



Fonte: Autoria própria.

## 5 CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

No presente capítulo, são apresentadas as conclusões obtidas neste trabalho, além disto, também são apresentadas algumas sugestões para trabalhos futuros relacionadas ao tema estudado.

### 5.1 CONCLUSÕES OBTIDAS

O modelo hidrodinâmico de mistura da seção 3.2 apresenta resultados razoáveis para o gradiente de pressão do escoamento disperso vertical, suas simplificações não implicam em perda significativa de precisão e resultam em um código computacional com baixo uso de processamento. A boa adaptação do modelo é devido a forte influência do termo gravitacional sobre a queda de pressão em comparação a outros termos que não foram computados, como a queda de pressão devido a aceleração. Em relação ao modelo *drift-flux* (ISHII; HIBIKI, 2006), utilizado por Lima (2011) em seu trabalho, o homogêneo é menos preciso, mas possui valores razoavelmente próximos, pois em escoamentos homogêneos, a fase líquida tende a carregar a fase gasosa com sua própria velocidade. Adicionalmente, com a observação dos resultados, é proposto uma relação linear entre a pressão da tubulação e a coordenada axial, onde as constantes dependem dos parâmetros do escoamento.

No modelo de transferência de calor, a comparação dos resultados com os dados do modelo puramente hidrodinâmico demonstra a sensível influência nos parâmetros cinemáticos, como a fração de fase, causado pelo aumento de temperatura da mistura devido a uma fonte externa. Entretanto, a pressão mostrou-se pouco influenciada pelo aumento de temperatura e que continua com seu comportamento linear pouco alterado. Outra conclusão, é o fato da fração de fase influenciar no comportamento da pressão com a temperatura de mistura, mesmo que discretamente, devida à diferença de valores para a relação de difusividades de momentum e térmica entre as fases, superior no caso líquido. Este mesmo fato explica a menor variabilidade da fração de fase quanto maior for o valor desta relação. Porém, a fração de fase mostra-se bastante sensível ao aumento de temperatura, a ponto de limitar o modelo de transferência para determinadas faixas de fluxo térmico.

Por fim, verifica-se o comportamento linear para a temperatura de parede em casos onde a transferência de calor é de pequena magnitude. Com o aumento do fluxo de calor, o comportamento é alterado e tende a reduzir a diferença entre a temperatura de mistura e a de parede devido aos fatores discutidos na seção seção 4.1. Para os casos de baixo fluxo de calor, a tendência de ambas as temperaturas é possuir um comportamento similar ao escoamento monofásico, pois é utilizado no modelo simplificações que remente a este tipo de escoamento, como o procedimento de cálculo do coeficiente de transferência de calor convectivo.

## 5.2 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

- Coletar dados experimentais e compará-los com os resultados do modelo de transferência de calor deste trabalho, para poder verificar a precisão deste modelo.
- Desenvolver o modelo de transferência de calor com condições de contorno distintas das adotadas neste trabalho, por exemplo, temperatura de parede constante.
- Verificar a possível influência do modelo *drift-flux* nas variáveis térmicas e no comportamento dos demais parâmetros.



## REFERÊNCIAS

ALVES, I. N.; ALHANATI, F. J. S.; SHOHAM, Ovadia. A unified model for predicting flowing temperature distribution in wellbores and pipelines. **SPE Production Engineering**, Society of Petroleum Engineers (SPE), v. 7, n. 4, p. 363–367, 1992. Disponível em: <<https://www.onepetro.org/journal-paper/SPE-20632-PA>>. Citado na página 22.

ANNALAND, M. van Sint; DEEN, N. G.; KUIPERS, J. A. M. Numerical simulation of gas bubbles behaviour using a three-dimensional volume of fluid method. **Chemical Engineering Science**, Elsevier, v. 60, n. 11, p. 2999–3011, 2005. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0009250905000564>>. Citado na página 24.

AZZOPARDI, Barry J. **Gas-liquid flows**. New York, NY, USA: Begell House, 2006. Citado 2 vezes nas páginas 17 e 18.

BARNEA, Dvora; SHOHAM, Ovadia; TAITEL, Yehuda. Flow pattern transition for downward inclined two phase flow; horizontal to vertical. **Chemical Engineering Science**, Elsevier, v. 37, n. 5, p. 735–740, 1982. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0009250982850331>>. Citado na página 14.

BUENO, Luis Gerardo Gómez. **Estudo experimental de escoamentos líquido-gás intermitentes em tubulações inclinadas**. ago. 2010. 151 p. Tese (Doutorado) — Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, ago. 2010. Disponível em: <<http://repositorio.unicamp.br/jspui/handle/REPOSIP/263073>>. Citado 4 vezes nas páginas 10, 33, 38 e 54.

COLBURN, Allan Philip. A method of correlating forced convection heat transfer data and a comparison with fluid friction. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Elsevier, v. 7, n. 12, p. 1359–1384, 1964. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0017931064901255>>. Citado na página 36.

COLEBROOK, C. F.; WHITE, C. M. Experiments with fluid friction in roughened pipes. **Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences**, The Royal Society, v. 161, n. 906, p. 367–381, 1937. Disponível em: <<http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/161/906/367>>. Citado na página 30.

COLLIER, J. G.; PULLING, D. J. **Heat transfer to two-phase gas-liquid systems: Part 2: further data on steam/water mixtures in the liquid dispersed region in an annulus.** [S.l.]: UKAEA, Harwell Atomic Energy Research Establishment, 1962. Citado na página 20.

COULTER, D. M.; BARDON, M. F. Revised equation improves flowing gas temperature prediction. **Oil & Gas Journal**, PennWell Petroleum Group, v. 77, n. 9, p. 107–108, 1979. Citado na página 21.

DAVIES, R. M.; TAYLOR, Geoffrey. The mechanics of large bubbles rising through extended liquids and through liquids in tubes. In: THE ROYAL SOCIETY. **Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences.** [S.l.], 1950. v. 200, n. 1062, p. 375–390. Citado na página 16.

DAVIS, E. James; CHEREMISINOFF, Nicholas P.; GUZY, Christopher J. Heat transfer with stratified gas-liquid flow. **AIChE Journal**, Wiley, v. 25, n. 6, p. 958–966, 1979. Disponível em: <<https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/aic.690250606>>. Citado na página 22.

DAVIS, E. J.; DAVID, M. M. Two-phase gas-liquid convection heat transfer. A correlation. **Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals**, ACS Publications, v. 3, n. 2, p. 111–118, 1964. Disponível em: <<https://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/i160010a005>>. Citado na página 20.

DEEN, Niels G.; KUIPERS, J. A. M. Direct numerical simulation of wall-to liquid heat transfer in dispersed gas-liquid two-phase flow using a volume of fluid approach. **Chemical Engineering Science**, Elsevier, v. 102, p. 268–282, 2013. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S000925091300568X>>. Citado na página 24.

DEGANCE, A. E.; ATHERTON, R. W. Chemical engineering aspects of 2-phase flow. 3. Transferring heat in 2-phase systems. **Chemical Engineering**, McGraw Hill, v. 77, n. 10, p. 113–120, 1970. Citado na página 20.

DENGLER, C. E.; ADDOMS, J. N. Heat transfer mechanism for vaporization of water in a vertical tube. In: **Chemical Engineering Progress Symposium Series.** [S.l.: s.n.], 1956. v. 52, n. 18, p. 95–103. Citado na página 20.

DIXON, John C. **The shock absorber handbook**. 2. ed. Chichester, England, UK: John Wiley & Sons, 2008. (Wiley-Professional Engineering Publishing Series). ISBN 9780470510209. Citado na página 36.

DUKLER, Abraham E.; HUBBARD, Martin G. A model for gas-liquid slug flow in horizontal and near horizontal tubes. **Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals**, ACS Publications, v. 14, n. 4, p. 337–347, 1975. Disponível em: <<https://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/i160056a011>>. Citado na página 21.

DUKLER, Abraham E.; TAITEL, Y. **A Short Course on Principles of Modeling Gas-Liquid Flow and on Modern Measuring Methods**. 1985. Sponsored by the University of Houston, Houston, TX, USA. Citado na página 22.

GANIĆ, E. N.; ROHSENOW, W. M. Dispersed flow heat transfer. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Elsevier, v. 20, n. 8, p. 855–866, 1977. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0017931077901156>>. Citado na página 21.

GRACE, J. Shapes and velocities of bubbles rising in infinite liquid. **Transactions of the Institution of Chemical Engineers**, v. 51, p. 116–120, 1973. Citado na página 25.

HAALAND, Skjalg E. Simple and explicit formulas for the friction factor in turbulent pipe flow. **Journal of Fluids Engineering**, American Society of Mechanical Engineers (ASME), v. 105, n. 1, p. 89–90, 1983. Disponível em: <<http://fluidsengineering.asmedigitalcollection.asme.org/article.aspx?articleid=1425795>>. Citado na página 30.

HARLOW, Francis H.; AMSDEN, Anthony A. Numerical calculation of multiphase fluid flow. **Journal of Computational Physics**, Elsevier, v. 17, n. 1, p. 19–52, 1975. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0021999175900613>>. Citado 2 vezes nas páginas 21 e 22.

ISHII, Mamoru. **Thermally induced flow instabilities in two-phase mixtures in thermal equilibrium**. ago. 1971. Tese (Doutorado) — School of Mechanical Engineering, Georgia Institute of Technology, Atlanta, GA, USA, ago. 1971. Disponível em: <<http://hdl.handle.net/1853/16452>>. Citado na página 14.

ISHII, Mamoru; HIBIKI, Takashi. **Thermo-fluid dynamics of two-phase flows**. Boston, MA, USA: Springer, 2006. ISBN 9780387283210. Citado 3 vezes nas páginas 14, 16 e 46.

JHAWAR, AK; PRAKASH, A. Bubble column with internals: Effects on hydrodynamics and local heat transfer. **Chemical Engineering Research and Design**, Elsevier, v. 92, n. 1, p. 25–33, 2014. Citado na página 24.

KEW, Peter A.; CORNWELL, Keith. Correlations for the prediction of boiling heat transfer in small-diameter channels. **Applied Thermal Engineering**, Elsevier, v. 17, n. 8, p. 705–715, 1997. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1359431196000713>>. Citado na página 23.

KIM, Jonghyun; LEE, Joon Sang. Surface-wettability-induced sliding bubble dynamics and its effects on convective heat transfer. **Applied thermal engineering**, Elsevier, v. 113, p. 639–652, 2017. Citado na página 24.

KOCAMUSTAFAOGULLARI, Gunol. **Thermo-fluid dynamics of separated two-phase flow**. dez. 1971. Tese (Doutorado) — School of Mechanical Engineering, Georgia Institute of Technology, Atlanta, GA, USA, dez. 1971. Disponível em: <<http://hdl.handle.net/1853/17127>>. Citado na página 14.

LIMA, Luiz E. M. **Análise do modelo de mistura aplicado em escoamentos isotérmicos gás-líquido**. jul. 2011. 147 p. Tese (Doutorado) — Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, jul. 2011. Disponível em: <<http://repositorio.unicamp.br/jspui/handle/REPOSIP/264105>>. Citado 7 vezes nas páginas 15, 16, 32, 33, 34, 46 e 54.

LOCKHART, R. W.; MARTINELLI, R. C. Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes. **Chemical Engineering Progress**, v. 45, n. 1, p. 39–48, 1949. Citado na página 20.

NIU, Tai-hua. **Heat transfer during gas-liquid slug flow in horizontal tubes**. [S.l.]: University of Houston, 1976. Citado na página 21.

PROSPERETTI, Andrea; TRYGGVASON, Grétar. **Computational methods for multiphase flow**. Cambridge, England, UK: Cambridge University Press, 2007. ISBN 9780511294549. Citado na página 22.

RAMEY JR, H. J. et al. Wellbore heat transmission. **Journal of Petroleum Technology**, Society of Petroleum Engineers (SPE), v. 14, n. 4, p. 427–435, 1962. Disponível em: <<https://www.onepetro.org/journal-paper/SPE-96-PA>>. Citado 2 vezes nas páginas 20 e 21.

ROSA, E. S.; MASTELARI, N. **Desenvolvimento de Técnicas de Medidas, Instrumentação e Medidas em Escoamentos de Golfadas de Líquido e Gás em Linhas Vertical e Inclinada**. Campinas, 2008. Citado 6 vezes nas páginas 9, 10, 33, 34, 38 e 54.

ROUNTHWAITE, C. Two-phase heat transfer in horizontal tubes. **Journal of the Institute Fuel**, v. 41, p. 66–76, 1968. Citado na página 20.

SATO, Y.; SADATOMI, M.; SEKOGUCHI, K. Momentum and heat transfer in two-phase bubble flow—I. Theory. **International Journal of Multiphase Flow**, Elsevier, v. 7, n. 2, p. 167–177, 1981. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0301932281900033>>. Citado na página 22.

SHAN, Xiaowen; CHEN, Hudong. Lattice Boltzmann model for simulating flows with multiple phases and components. **Physical Review E**, American Physical Society (APS), v. 47, n. 3, p. 1815–1819, 1993. Disponível em: <<https://journals.aps.org/pre/abstract/10.1103/PhysRevE.47.1815>>. Citado na página 23.

SHOHAM, Ovadia. **Mechanistic modeling of gas-liquid two-phase flow in pipes**. Richardson, TX, USA: Society of Petroleum Engineers (SPE), 2006. ISBN 9781555631079. Citado 10 vezes nas páginas 14, 15, 16, 17, 20, 22, 26, 29, 30 e 36.

SPALDING, D. B. Numerical computation of multi-phase fluid flow and heat transfer. In: \_\_\_\_\_. **Recent Advances in Numerical Methods in Fluids**. Swansea, Wales, UK: Pineridge Press, Ltd., 1980. v. 1, p. 139–167. Citado na página 22.

TAITEL, Yemada; DUKLER, A. E. A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. **AIChE Journal**, Wiley, v. 22, n. 1, p. 47–55, 1976. Disponível em: <<https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/aic.690220105>>. Citado na página 15.

WALLIS, Graham B. **One-dimensional two-phase flow**. New York, NY, USA: McGraw-Hill, 1969. Citado 2 vezes nas páginas 15 e 17.

ZUO, Z. J.; GUNNERSON, F. S. Numerical modeling of the steady-state two-phase closed thermosyphon. **International journal of heat and mass transfer**, Elsevier, v. 37, n. 17, p. 2715–2722, 1994. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0017931094903883>>. Citado na página 23.

## ANEXO A – DADOS EXPERIMENTAIS DE ESCOAMENTOS DISPERSO

**Tabela 3 – Dados experimentais obtidos por Rosa e Mastelari (2008).**

Ponto	$v_{SG}$	$\epsilon_{v_{SG}}$	$v_{SL}$	$\epsilon_{v_{SL}}$	$P$ (abs.)	$\epsilon_P$	$\Delta P/L$	$\epsilon_{\Delta P/L}$
#	[cm/s]	[cm/s]	[cm/s]	[cm/s]	[mbar]	[mbar]	[mbar/m]	[mbar/m]
1	13,2	0,2	60	0,6	1072	14	91	3
2	21,3	0,3	61	0,6	1063	16	85	3
3	20,9	0,3	119	1,2	1085	16	97	3
4	13	0,2	121	1,2	1090	14	100	3
5	51,5	0,8	212	2,1	1101	12	106	3
6	26,4	0,4	216	2,2	1002	12	111	3
7	15,2	0,2	222	2,2	872	12	114	2
8	303,8	4,6	286	2,9	1281	25	120	5
9	171,6	2,6	292	2,9	1212	14	120	3
10	92,5	1,4	295	3	1287	314	123	4
11	52,2	0,8	299	3	1105	23	123	5
12	27,3	0,4	305	3,1	936	27	126	6
13	15,9	0,2	309	3,1	889	13	132	3

Fonte: Lima (2011).

**Tabela 4 – Dados experimentais obtidos por Bueno (2010).**

Ponto	$v_{SG}$	$\epsilon_{v_{SG}}$	$v_{SL}$	$\epsilon_{v_{SL}}$	$P$ (abs.)	$\epsilon_P$	$\Delta P/L$	$\epsilon_{\Delta P/L}$
#	[cm/s]	[cm/s]	[cm/s]	[cm/s]	[mbar]	[mbar]	[mbar/m]	[mbar/m]
14	26,2	0,4	90	0,9	1082	21	81	5
15	24,6	0,4	118	1,2	1113	18	88	4
16	45	0,7	124	1,2	1154	16	86	3

Fonte: Lima (2011).