



## ANÁLISE DA CIRCULAÇÃO NATURAL MONOFÁSICA SOB MOVIMENTO DE BALANÇO EM AMBIENTE MARINHO

Natasha Magalhães Conceição

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Nuclear, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Engenharia Nuclear.

Orientador: Su Jian

Rio de Janeiro  
Fevereiro de 2019

ANÁLISE DA CIRCULAÇÃO NATURAL MONOFÁSICA SOB MOVIMENTO  
DE BALANÇO EM AMBIENTE MARINHO

Natasha Magalhães Conceição

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO  
ALBERTO LUIZ COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE  
ENGENHARIA (COPPE) DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE  
JANEIRO COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A  
OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA  
NUCLEAR.

Examinada por:

---

Prof. Su Jian, D.Sc.

---

Prof. Renato Machado Cotta, Ph.D

---

Dr. José Luiz Horacio Faccini, D.Sc

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL  
FEVEREIRO DE 2019

Conceição, Natasha Magalhães

Análise da Circulação Natural Monofásica sob Movimento de Balanço em Ambiente Marinho/Natasha Magalhães Conceição. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2019.

XVI, 64 p.: il.; 29, 7cm.

Orientador: Su Jian

Dissertação (mestrado) – UFRJ/COPPE/Programa de Engenharia Nuclear, 2019.

Referências Bibliográficas: p. 61 – 64.

1. Circulação natural. 2. Movimento de balanço. 3. Ângulo de inclinação. I. Jian, Su. II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Nuclear. III. Título.

*À minha família*

# Agradecimentos

Agradeço a Zambi e todos os meus guias por toda proteção e por jamais me abandonarem nessa minha caminhada terrena.

Agradeço aos meus pais pelo apoio e incentivo durante toda minha vida.

Agradeço ao meu orientador Prof. Su Jian pela orientação e incentivo durante o curso.

Agradeço aos meus colegas do Laboratório de Simulação e Métodos em Engenharia (LASME) por todo apoio recebido.

Agradeço a todos os funcionários do PEN pela assistência recebida.

Agradeço a todos professores do curso pela formação e incentivo recebidos.

Agradeço ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pelo suporte financeiro.

Resumo da Dissertação apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em Ciências (M.Sc.)

## ANÁLISE DA CIRCULAÇÃO NATURAL MONOFÁSICA SOB MOVIMENTO DE BALANÇO EM AMBIENTE MARINHO

Natasha Magalhães Conceição

Fevereiro/2019

Orientador: Su Jian

Programa: Engenharia Nuclear

Um reator marinho é afetado pelo movimento do navio. Em certas situações, os navios podem estar inclinados sob pequenos ângulos ou em movimento de balanço em torno do eixo longitudinal que passa pelo centro de gravidade da área de flutuação da embarcação. Dessa forma, este trabalho se propõe a investigar o comportamento do fluido refrigerante em uma circulação natural monofásica de um circuito retangular sob inclinação e sob movimento de balanço. É considerado um circuito com aquecedor e resfriador nas posições horizontais, sendo que no caso inclinado, o tamanho geométrico do circuito varia. Todas as implementações deste trabalho são realizadas no software Wolfram Mathematica 11.3 Student Edition. Primeiramente, é analisado a circulação natural no estado estacionário, quando o circuito está sob determinados ângulos de inclinação, resultando em uma equação transcendental para a vazão mássica. Como conclusão, tem-se que a vazão mássica decresce à medida que o ângulo de inclinação aumenta. Em seguida, é avaliado o comportamento da circulação natural sob oscilação para diferentes amplitudes e períodos de balanço. Neste caso, deve-se considerar que a temperatura do fluido varia com o espaço e o tempo. Por isso, é empregado o método de diferenças finitas para realizar a semi-discretização da equação de conservação da energia na variável espacial, a fim de se obter a distribuição de temperatura ao longo do circuito e, posteriormente, determinar a vazão mássica em função do tempo. Analisando os resultados deste último caso, constata-se que a vazão mássica oscila com o mesmo período de balanço. Além disso, para um mesmo valor do período do movimento, a amplitude da vazão mássica aumenta com a amplitude de oscilação. Enquanto que, para um mesmo valor de amplitude do movimento, a amplitude da vazão mássica diminui quando o período de oscilação aumenta.

Abstract of Dissertation presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science (M.Sc.)

## ANALYSIS OF SINGLE-PHASE NATURAL CIRCULATION UNDER ROLLING MOTION IN MARINE ENVIRONMENT

Natasha Magalhães Conceição

February/2019

Advisor: Su Jian

Department: Nuclear Engineering

A marine reactor is affected by the ship motion. In certain situations, vessels may be inclined under small angles or in rolling motion about the longitudinal axis passing through the center of gravity of the vessel's float area. Therefore, this work investigates the behavior of the coolant in a single-phase natural circulation of a rectangular circuit under small inclination angles and under rolling motion. The circuit presents a horizontal heater and a horizontal cooler. In the inclined case, the geometric size of the circuit varies. All implementations are performed in Wolfram Mathematica 11.3 Student Edition software. Firstly, the natural circulation is analyzed for the steady state, where the circuit is under certain angles of inclination. It results in a transcendental equation for the mass flow rate. As a conclusion, the mass flow decreases as the tilt angle increases. Then, the behavior of the natural circulation is analyzed for different amplitudes of rolling motion and different periods of rolling motion. In this case, the temperature of the fluid varies with space and time. Therefore, the finite difference method is used to perform the semi-discretization of the energy conservation equation in the spatial variable, in order to obtain the temperature distribution along the loop and, then, the mass flow as a function of time is determined. The results of this last case indicate that the mass flow oscillates with the same period of rolling motion. Moreover, for a same value of the period of rolling motion, the amplitude of the mass flow increases with the amplitude of rolling motion. Whereas, for a same value of amplitude of rolling motion, the amplitude of the mass flow decreases when the period of rolling motion increases.

# Sumário

<b>Lista de Símbolos</b>	<b>x</b>
<b>Lista de Figuras</b>	<b>xiii</b>
<b>Lista de Tabelas</b>	<b>xvi</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
1.1 Motivação . . . . .	3
1.2 Breve histórico de embarcações com propulsão nuclear . . . . .	4
1.3 Objetivo . . . . .	10
1.4 Organização do Trabalho . . . . .	10
<b>2 Revisão Bibliográfica</b>	<b>12</b>
2.1 Circulação Natural . . . . .	12
2.2 Circulação Natural sob Ângulos de Inclinação . . . . .	15
2.3 Circulação Natural sob Movimento de Balanço . . . . .	17
<b>3 Problema Físico e Modelo Matemático</b>	<b>23</b>
3.1 Problema Físico . . . . .	23
3.2 Modelo Matemático Geral . . . . .	25
3.2.1 Movimento de balanço . . . . .	25
3.2.2 Acelerações adicionais e da gravidade . . . . .	25
3.2.3 Equações de conservação . . . . .	28
3.3 Modelo Matemático do Estado Estacionário . . . . .	30
3.3.1 Distribuição de temperatura . . . . .	30
3.3.2 Distribuição de densidade . . . . .	32
3.3.3 Queda de pressão devido ao empuxo . . . . .	32
3.3.4 Equação da quantidade de movimento integrada ao longo do circuito . . . . .	34
3.4 Modelo Matemático do Caso Oscilatório . . . . .	34
3.4.1 Discretização pelo método das diferenças finitas . . . . .	34

<b>4</b>	<b>Resultados</b>	<b>42</b>
4.1	Resultados do estado estacionário . . . . .	43
4.1.1	Circuito com tamanho fixo . . . . .	43
4.1.2	Circuitos com tamanhos variáveis . . . . .	44
4.2	Resultados do Caso Oscilatório . . . . .	46
4.2.1	Vazão mássica . . . . .	46
4.2.2	Queda de pressão ao longo do circuito . . . . .	50
4.2.3	Vazão mássica média . . . . .	55
<b>5</b>	<b>Conclusões e Sugestões</b>	<b>58</b>
5.1	Conclusões . . . . .	58
5.2	Sugestões para trabalhos futuros . . . . .	60
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>61</b>

# Lista de Símbolos

$A$	Área da seção transversal, p. 12
$D$	Diâmetro, p. 12
$Gr_m$	Número de Grashof modificado, p. 12
$H$	Distância entre aquecedor e resfriador, p. 12
$L$	Comprimento total do circuito, p. 12
$L_1$	Comprimento vertical do circuito, p. 25
$L_2$	Comprimento horizontal do circuito, p. 25
$L_c$	Comprimento do resfriador, p. 30
$L_h$	Comprimento do aquecedor, p. 30
$L_k$	Comprimento de cada ramo, p. 28
$Nu$	Número de Nusselt, p. 12
$P$	Período de oscilação, p. 18
$P_h$	Perímetro aquecido, p. 28
$Pr$	Número de Prandtl, p. 13
$Q$	Potência térmica, p. 12
$R$	Distância entre o eixo central do movimento e a parte inferior do reator, p. 18
$Re$	Número de Reynolds, p. 12
$T$	Temperatura, p. 28
$T_0$	Temperatura de referência, p. 31
$T_a$	Temperatura da parede do resfriador, p. 23

$T_c$	Temperatura de saída do resfriador, p. 30
$T_h$	Temperatura de saída do aquecedor, p. 30
$W_{ss}$	Vazão mássica no estado estacionário, p. 13
$\Delta p_a$	Queda de pressão devido às acelerações adicionais, p. 28
$\Delta p_b$	Queda de pressão devido ao empuxo, p. 28
$\Delta p_f$	Queda de pressão devido ao atrito, p. 28
$\Delta p_{ac}$	Queda de pressão devido à aceleração centrífuga, p. 36
$\Delta p_{at}$	Queda de pressão devido à aceleração tangencial, p. 37
$\alpha$	Difusividade térmica, p. 29
$\beta$	Coefficiente de expansão térmica, p. 12
$\beta_{max}$	Aceleração angular máxima, p. 19
$\dot{\omega}$	Aceleração angular, p. 24
$\dot{m}$	Vazão mássica, p. 28
$\lambda$	Condutividade térmica, p. 13
$\mu$	Viscosidade dinâmica, p. 12
$\mu_{av}$	Viscosidade dinâmica média, p. 13
$\nu^*$	Amplitude relativa de flutuação, p. 19
$\omega$	Velocidade angular, p. 24
$\rho$	Densidade, p. 12
$\rho_0$	Densidade de referência a uma dada temperatura $T_0$ , p. 31
$\theta$	Ângulo de balanço, p. 24
$\theta_m$	Amplitude de balanço, p. 24
$c_p$	Calor específico, p. 12
$d_i$	Diâmetro interno, p. 12
$f$	Fator de atrito, p. 12

$g$	Aceleração da gravidade, p. 12
$h$	Coefficiente de transferência de calor, p. 12
$k$	Condutividade térmica, p. 29
$q''$	Fluxo de calor na superfície interna do aquecedor, p. 23
$s$	Direção espacial de escoamento do fluido, p. 28
$u_\theta$	Velocidade escalar do movimento de balanço, p. 18
$v$	Velocidade média de escoamento do fluido, p. 28

# Lista de Figuras

1.1	Graus de liberdade de uma embarcação [5]. . . . .	2
1.2	Circuito de Circulação Natural. . . . .	4
1.3	Submarino nuclear americano USS Nautilus [2]. . . . .	4
1.4	Porta-aviões nuclear americano USS Enterprise [2]. . . . .	5
1.5	Cruzador nuclear americano USS Long Beach [2]. . . . .	5
1.6	Submarino nuclear britânico HMS Dreadnought [2]. . . . .	6
1.7	Navio quebra-gelo soviético Lenin [2]. . . . .	6
1.8	Navio mercante americano NS Savannah [2]. . . . .	7
1.9	Navio mercante alemão NS Otto Hahn [2]. . . . .	8
1.10	Navio mercante japonês NS Mutsu [2]. . . . .	8
2.1	Aparato experimental utilizado por IYORI <i>et al.</i> [21]. . . . .	16
2.2	Aparato experimental utilizado por ZHU <i>et al.</i> [22] e YANG <i>et al.</i> [23].	17
2.3	Aparato experimental utilizado por MURATA <i>et al.</i> [25]. . . . .	18
2.4	Aparato experimental utilizado por TAN <i>et al.</i> [28]. . . . .	20
2.5	(a)Plataforma experimental; (b) Aparato experimental utilizado por TIAN <i>et al.</i> [31]. . . . .	22
2.6	Aparato experimental utilizado por ZHANG <i>et al.</i> [32]. . . . .	22
3.1	Circuito retangular de circulação natural. . . . .	24
3.2	Sistema de referencial fixo OXYZ e sistema de referencial não-inercial OX'Y'Z'. . . . .	27
3.3	Discretização espacial ao longo do circuito. . . . .	36
4.1	(a)Vazão mássica em função do ângulo de inclinação quando a potência é igual a 40 kW, 60 kW ou 80 kW; (b)Vazão mássica relativa à vazão mássica inicial em função do ângulo de inclinação quando a potência é igual a 40 kW, 60 kW ou 80 kW. . . . .	44
4.2	(a)Vazão mássica em função do ângulo de inclinação quando o diâmetro é igual a 0,20 m; 0,15 m ou 0,10 m; (b)Vazão mássica rela- tiva à vazão mássica inicial em função do ângulo de inclinação quando o diâmetro é igual a 0,20 m; 0,15 m ou 0,10 m. . . . .	45

4.3	(a)Vazão mássica em função do ângulo de inclinação para diversos tamanhos do circuito; (b)Vazão mássica relativa à vazão mássica inicial em função do ângulo de inclinação para diversos tamanhos do circuito.	45
4.4	Vazão mássica em função do tempo quando a amplitude do movimento de balanço é igual a $5^\circ$ .	47
4.5	Vazão mássica em função do tempo quando a amplitude do movimento de balanço é igual a $10^\circ$ .	47
4.6	Vazão mássica em função do tempo quando a amplitude do movimento de balanço é igual a $15^\circ$ .	48
4.7	Vazão mássica em função do tempo quando o período do movimento de balanço é igual a 12 segundos.	48
4.8	Vazão mássica em função do tempo quando a amplitude do movimento de balanço é igual a $5^\circ$ , utilizando diferença finita recuada e central.	49
4.9	Vazão mássica em função do tempo quando o período do movimento de balanço é igual a 12 segundos, utilizando diferença finita recuada e central.	49
4.10	Queda de pressão total devido ao empuxo em função do tempo quando a amplitude do movimento de balanço é igual a $5^\circ$ .	50
4.11	Queda de pressão total devido ao empuxo em função do tempo quando a amplitude do movimento de balanço é igual a $10^\circ$ .	50
4.12	Queda de pressão total devido ao empuxo em função do tempo quando a amplitude do movimento de balanço é igual a $15^\circ$ .	51
4.13	Queda de pressão total devido ao empuxo em função do tempo quando o período é igual a 12 segundos.	51
4.14	Queda de pressão total devido às acelerações adicionais em função do tempo quando a amplitude do movimento de balanço é igual a $5^\circ$ .	52
4.15	Queda de pressão total devido às acelerações adicionais em função do tempo quando a amplitude do movimento de balanço é igual a $10^\circ$ .	52
4.16	Queda de pressão total devido às acelerações adicionais em função do tempo quando a amplitude do movimento de balanço é igual a $15^\circ$ .	53
4.17	Queda de pressão total devido às acelerações adicionais em função do tempo quando o período do movimento de balanço é igual a 12 segundos.	53
4.18	Queda de pressão total devido ao atrito em função do tempo quando a amplitude do movimento de balanço é igual a $5^\circ$ .	54
4.19	Queda de pressão total devido ao atrito em função do tempo quando a amplitude do movimento de balanço é igual a $10^\circ$ .	54

4.20	Queda de pressão total devido ao atrito em função do tempo quando a amplitude do movimento de balanço é igual a $15^\circ$ . . . . .	55
4.21	Queda de pressão total devido ao atrito em função do tempo quando o período do movimento de balanço é igual a 12 segundos. . . . .	55
4.22	Vazão mássica média em função da amplitude. . . . .	56
4.23	Vazão mássica média em função do período. . . . .	57

# Lista de Tabelas

2.1	Correlações de transferência de calor adotados [12]. . . . .	14
4.1	Parâmetros físicos. . . . .	42
4.2	Propriedades da água a temperatura de 320 K. . . . .	43
4.3	Resultados para o circuito com tamanho fixo. . . . .	43

# Capítulo 1

## Introdução

Pode-se afirmar que cerca de 90 % do comércio mundial é realizado pelo modal marítimo, alcançando assim um elevado patamar de importância no mundo. O transporte marítimo é responsável pelo fornecimento de alimentos, matérias-primas, bens de consumo e energia para a população mundial. Tendo em vista esta importância e a tendência crescente natural do comércio marítimo, é preciso investir em uma alternativa ao uso do combustível fóssil como propulsão marítima. Somente em 2007, o transporte marítimo contribuiu com aproximadamente 2,7 % a 3,3 % da emissão global do dióxido de carbono, conforme dados da Organização Marítima Internacional (IMO), publicados no ano de 2009 [1]. Ainda de acordo com este estudo da IMO, caso não haja nenhuma política com intuito de diminuir as emissões de gases estufas por navios, a emissão de dióxido de carbono em 2050 pode vir a crescer por um fator de 2 a 3 em relação aos dados de 2007.

Deste modo, torna-se importante propor a descarbonização do transporte marítimo. Para tanto, têm-se como propostas a utilização de fontes renováveis de energia, tais como a energia solar e a eólica, ou, então, a utilização de fontes energéticas que emitem menos gases estufas como o gás natural ou o biocombustível. Entretanto, não se pode desconsiderar também o uso da energia nuclear como uma fonte alternativa livre de qualquer emissão direta de gases responsáveis pelo efeito estufa. Vale ressaltar que o uso de reatores nucleares em embarcações já ocorre há mais de 60 anos. Até o ano de 2014, havia cerca de 700 reatores nucleares operando em ambiente marinho, conforme HIRDARIS *et al.* [2].

Tendo em vista este número de reatores nucleares navais e o benefício ao meio ambiente ao se optar por este tipo de energia, este trabalho se propõe a investigar como um reator naval, mais especificamente, como a circulação natural pode ser afetada em um ambiente tão instável quanto o marinho. Quando se tem um reator nuclear dentro de uma embarcação, é preciso lembrar que ele não está em uma superfície fixa, ou seja, deve-se levar em consideração os movimentos que a embarcação irá sofrer quando flutuando. Uma embarcação sofre influência do vento e das cor-

rentes marítimas, e possui seis graus de liberdade de movimento em relação ao seu centro de flutuação, ou seja, o centro de gravidade da área de flutuação. Sendo esta área definida como a área limitada por uma linha de flutuação, que é a interseção da superfície da água com o contorno exterior do navio [3]. Os movimentos livres de uma embarcação dividem-se em seis, sendo três de translação e três de rotação [4], como mostra a figura 1.1 [5]:

- Avanço (surge): movimento da embarcação em seu eixo longitudinal;
- Deriva (sway): movimento da embarcação em seu eixo lateral;
- Afundamento (heave): movimento da embarcação em seu eixo vertical;
- Cabeceio (yaw): rotação da embarcação sobre seu eixo vertical;
- Caturro (pitch): rotação da embarcação sobre seu eixo lateral;
- Balanço (roll): rotação da embarcação sobre seu eixo longitudinal.

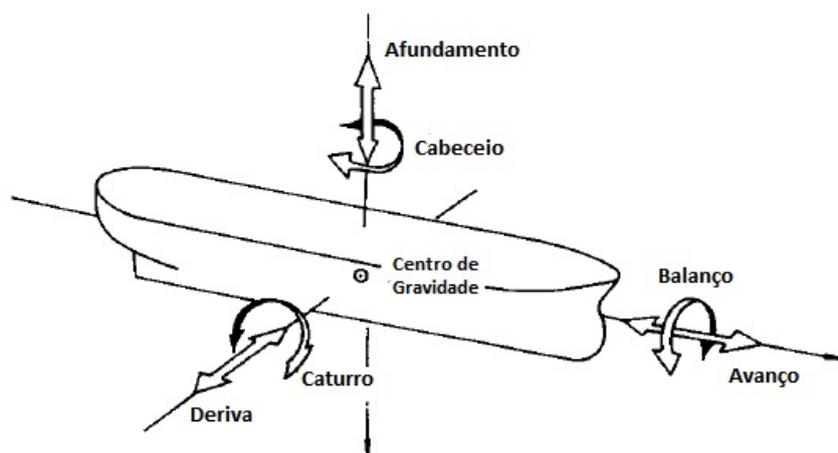


Figura 1.1: Graus de liberdade de uma embarcação [5].

Portanto, percebe-se que o funcionamento de um reator marinho é afetado diretamente por estes movimentos, tornando-se essencial analisar os tipos de alterações que estes movimentos produzirão no reator.

Na próxima secção 1.1, será apresentada a motivação deste trabalho, com o intuito de, mais uma vez, revelar o quanto a propulsão nuclear pode ser vantajosa. Em seguida, a secção 1.2, se propõe a realizar um breve histórico das primeiras embarcações com reatores nucleares. Já as secções 1.3 e 1.4, respectivamente, apresentam resumidamente os objetivos específicos e a estrutura geral de organização desta dissertação.

## 1.1 Motivação

A propulsão nuclear marítima pode ser considerada a mais adequada para este fim, devido a sua alta capacidade de potência. Ademais, outra vantagem de seu uso é o baixo custo do combustível e a estabilização do preço deste. Enquanto que os preços dos combustíveis fósseis são altamente instáveis, conforme a demanda e a oferta de petróleo. A propulsão nuclear também fornece autonomia em relação ao abastecimento rotineiro de combustível. Além disso, o reator ocupa um espaço menor quando comparado a um motor de combustão interna.

Quanto as desvantagens no uso da propulsão nuclear, pode-se citar, conforme exposto no trabalho de FREIRE e ANDRADE [6]: o alto custo de instalação e manutenção de um reator; a questão da proliferação nuclear e as normas nucleares rigorosas a serem obedecidas; a necessidade de haver instalações nucleares classificadoras especializadas em terra e a restrição de entrada e permanência de navios nucleares em portos de certos países que consideram estas embarcações como um risco à segurança.

Entretanto, ainda que haja controvérsias políticas quanto ao uso da energia nuclear, vale lembrar a urgência em diminuir consideravelmente as emissões de gases estufas no mundo. Com crescimento da indústria marítima, estas emissões por navios podem alcançar cerca de 10 % das emissões de gases poluentes do mundo em 2050.

Por mais que haja outros tipos de fonte de energia alternativa, a propulsão nuclear se faz a mais eficiente no momento. Uma razão consistente para isto é que reatores nucleares estão presentes em navios e submarinos a mais de 60 anos, sem a ocorrência de graves acidentes nucleares envolvendo estes reatores. Isso se deve ao elevado controle de segurança que toda instalação nuclear marítima deve ser sujeita antes, durante e após sua construção. Em casos de acidentes marítimos, tais como colisão, abalroamento, encalhe ou naufrágio, a remoção passiva de calor do reator naval por meio da circulação natural torna-se crucial, uma vez que será possível resfriar e despressurizar o sistema primário do refrigerante do reator sem a necessidade de suprimento de energia elétrica.

A circulação natural, em um circuito fechado, como mostra a figura 1.2, ocorre quando o fluido é aquecido em sua parte inferior, tornando-se menos denso, e, dessa forma, este escoar no sentido ascendente. Já na parte superior, o fluido é resfriado, tornando-se mais denso, e, assim, este movimenta-se no sentido descendente pela ação da gravidade. Contudo, quando este tipo de circuito está em um ambiente marinho, será afetado pelos movimentos da embarcação. Dessa forma, esta dissertação se propõe a avaliar os efeitos termos-hidráulicos em um circuito de circulação natural sob inclinação e sob movimento de oscilação.

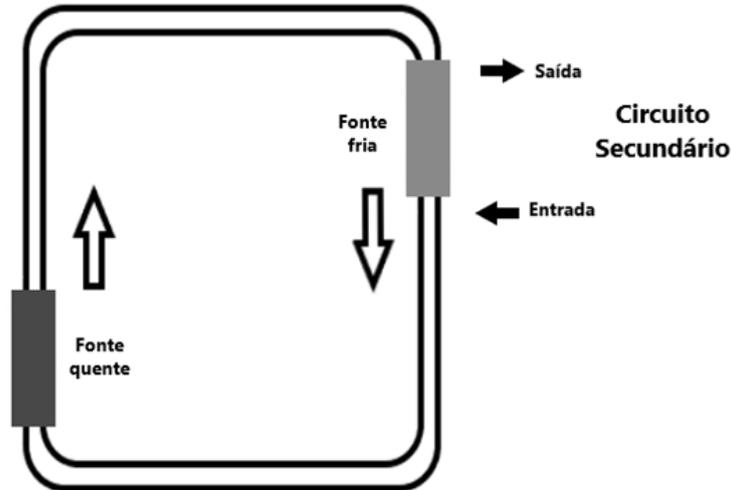


Figura 1.2: Circuito de Circulação Natural.

## 1.2 Breve histórico de embarcações com propulsão nuclear

A Marinha Americana se tornou pioneira no uso da energia nuclear como propulsão marítima. Em 1953, foi construído o primeiro protótipo de um reator nuclear do tipo PWR para o uso em ambiente marinho nos Estados Unidos. Posteriormente, em 1955, lançou o primeiro submarino com propulsão nuclear do tipo PWR, o USS Nautilus (fig. 1.3). Este foi descomissionado em 1980 [7].



Figura 1.3: Submarino nuclear americano USS Nautilus [2].

Em 1960, a Marinha Americana lançou o USS Enterprise (fig. 1.4), o primeiro porta-aviões de propulsão nuclear, que operou até 2012, sendo descomissionado em 2017. O que revela o quanto a propulsão nuclear pode ser considerada uma alterna-

tiva, segura e eficaz, ao uso de motores de combustão interna. Já em 1961, os EUA lançaram o USS Long Beach (fig. 1.5), o primeiro cruzador de propulsão nuclear. Foi descomissionado em 1995.



Figura 1.4: Porta-aviões nuclear americano USS Enterprise [2].



Figura 1.5: Cruzador nuclear americano USS Long Beach [2].

A Marinha Real Britânica também investiu na propulsão nuclear, e construiu, em 1960, o seu primeiro submarino nuclear, o HMS Dreadnought (fig. 1.6), que permaneceu em operação até 1980. Os reatores nucleares foram construídos nos EUA.

Com a aplicação bem sucedida da energia nuclear como propulsão de navios militares, o seu uso se estendeu para navios civis. O primeiro navio civil com um reator de água pressurizada a entrar em operação foi o navio soviético quebra-gelo Lenin



Figura 1.6: Submarino nuclear britânico HMS Dreadnought [2].

(fig. 1.7). Foi comissionado em 1959 e permaneceu em atividade até 1989. O navio Lenin tinha o intuito de abrir passagem para outros navios no oceano ártico russo. Após seu descomissionamento, o quebra-gelo Lenin foi transformado em um museu. Para navegar pelo mar do Norte, o uso da propulsão nuclear em navios quebra-gelo se tornou indispensável. Isso se deve a elevada potência exigida para atravessar a camada de gelo de cerca de três metros de espessura que se forma na superfície do oceano, além da autonomia em relação ao reabastecimento de combustível.



Figura 1.7: Navio quebra-gelo soviético Lenin [2].

Após o sucesso alcançado com o navio Lenin, a União Soviética decidiu construir uma série de navios nucleares quebra-gelo: Arctica (1975), Siberia (1977), Russia (1985), Sovetskiy Soyuz (1989) e Yamal (1993) [8]. Todos estes com reatores nucle-

ares do tipo OK-900, desenvolvido pela OKBM Afrikantov. Este tipo de reator já é considerado de segunda geração. O navio Lenin, em 1970, teve seus três reatores nucleares do tipo OK-150, primeira geração, substituído por dois do tipo OK-900. Até o ano de 2003, foram construídos pelos russos nove navios quebra-gelo, além de 248 submarinos navais nucleares e 5 navios navais nucleares [2].

Os EUA lançaram seu primeiro e único navio mercante de carga e passageiro, NS Savannah (fig. 1.8), em 1962. Este navio permaneceu em operação somente até 1971, devido aos enormes gastos para a sua manutenção. Já a Alemanha comissionou seu primeiro navio mercante nuclear em 1968, o NS Otto Hahn (fig. 1.9), destinado ao transporte de minério. Este navio operou com a propulsão nuclear somente até 1979, quando houve a substituição do reator nuclear pelo motor a diesel. Isso ocorreu devido à restrição da entrada do NS Otto Hahn a muitos portos, além do alto custo de se manter o reator nuclear operando[6].



Figura 1.8: Navio mercante americano NS Savannah [2].

Em 1970, o Japão lança o seu primeiro e, também, único navio mercante nuclear, o conturbado NS Mutsu (fig. 1.10). Este navio não obteve aprovação da comunidade local. Além disso, durante seu teste de mar, em 1974, foi detectado uma fuga de nêutrons rápidos da blindagem nuclear assim que o reator atingiu 1,4 % da potência total. Após reparos, o NS Mutsu ficou finalmente pronto em 1991, mas, em 1992, já foi descomissionado [6].

Uma outra aplicação de um reator nuclear em ambiente marinho é em Instalações Flutuantes Offshores, cujo desenvolvimento iniciou-se a partir da década de 1950 pelos Estados Unidos e pela União Soviética. A primeira Usina Nuclear Flutuante foi comissionado pelos americanos em 1962, e foi responsável por fornecer uma potência elétrica de 1,5MWe para a base americana localizada na Antártica por 10 anos.[2]



Figura 1.9: Navio mercante alemão NS Otto Hahn [2].



Figura 1.10: Navio mercante japonês NS Mutsu [2].

Tendo em vista o desenvolvimento progressivo da propulsão marítima nuclear, na década de 1980, a Organização Marítima Internacional (IMO) adotou o Código Internacional de Segurança para Navios Mercantes Nucleares (Resolução A.491-XII) [9]. Este código visa estabelecer referências técnicas e regulatórias para navios mercantes nucleares. Para isto, são adotados critérios específicos visando a proteção radiológica das pessoas e do meio ambiente durante todas as fases do ciclo de vida do navio: projeto, construção, comissionamento, operação e descomissionamento.

No Brasil, a partir do ano de 2008, o projeto de construção do submarino de propulsão nuclear foi novamente impulsionando após a publicação da Estratégia Nacional de Defesa [10]. Esta publicação, considerada como o documento base para a defesa nacional, estabelece o desenvolvimento de três setores estratégicos: o espacial, o cibernético e o nuclear. Ficando este último setor a cargo da Marinha do Brasil.

O território marítimo brasileiro possui aproximadamente 3,5 milhões de quilômetros ao quadrado. E, ainda assim, o Brasil pleiteou, em 2004, junto à Comissão de Limites da Plataforma Continental da Convenção das Nações Unidas sobre o Direito do Mar [11], a extensão dos limites da plataforma continental, além das 200 milhas náuticas, o que corresponde a cerca de 960 mil quilômetros ao quadrado.

Caso isto tivesse sido aceito, o território marítimo alcançaria praticamente 4,5 milhões de quilômetros quadrados. Ultrapassando os 3,3 milhões de quilômetros quadrados da região amazônica no Brasil. Por isso, a Marinha do Brasil intitula esta área de Amazônia Azul, fazendo uma analogia a Amazônia, ao que se refere aos fartos recursos naturais e a biodiversidade presente na região. Definitivamente, a Amazônia Azul representa o patrimônio brasileiro no mar, com vasta fauna, flora e recursos minerais, inclusive a zona de camada de pré-sal.

No entanto, após a análise da proposta brasileira, em abril de 2007, a Comissão de Limites da Plataforma Continental encaminhou suas recomendações que não atendiam ao pleito do governo brasileiro, sendo recusado por este. A Comissão não concordou com aproximadamente 190 mil quilômetros quadrados do total da área reivindicada. Dessa maneira, foi necessário a elaboração de uma Proposta Revista de Limite Exterior da Plataforma Continental Brasileira além das 200 milhas marítimas. Esta nova proposta revista foi apresentada à Organização das Nações Unidas em agosto de 2015. Até o momento, a proposta está sob análise da Comissão de Limites da Plataforma Continental.

Segundo a Marinha do Brasil, a Amazônia Azul visa contribuir para o desenvolvimento da cultura e mentalidade marítima brasileira, divulgando a importância do mar para o País e ampliar, em todos os níveis, a divulgação do conceito “Amazônia Azul”, com foco em suas vertentes econômica, ambiental, científica e da soberania, enfatizando os aspectos de natureza política e legal.

Com a incorporação da Amazônia Azul ao território brasileiro, o petróleo que se encontra na área do pré-sal poderá ser explorado e defendido pelo Brasil. Portanto, é imprescindível que o país possua uma marinha moderna, bem equipada e capacitada a defender os direitos e interesses no mar tal como nas águas interiores. Além de cumprir os compromissos assumidos internacionalmente, no que diz respeito à segurança marítima, à salvaguarda da vida humana e à preservação do meio ambiente marinho. Sendo, dessa forma, o submarino de propulsão nuclear um importante meio de monitoramento da costa brasileira, uma vez que este tipo de submarino não necessita vir sempre a superfície d’água para realizar a renovação do ar ambiente. Além disso, possui maior capacidade de potência, atingindo maiores velocidades, o que permite chegar mais rápido ao local em que for solicitado sua presença.

## 1.3 Objetivo

O objetivo deste trabalho é investigar o comportamento do fluido refrigerante em um circuito de circulação natural retangular monofásica sob inclinação e sob movimento de balanço. Para isto, a equação da conservação de quantidade do movimento integrada ao longo do circuito e a equação da conservação de energia são resolvidas analiticamente para o estado estacionário, quando o circuito de circulação natural está inclinado. Com isso, chega-se a uma equação transcendental para a vazão mássica do fluido refrigerante que é resolvida pelo software Wolfram Mathematica 11.3 Student Edition. Após isso, é analisado como a vazão mássica varia em função do ângulo de inclinação do circuito.

Já para o caso de balanço, quando o circuito de circulação natural está oscilando, a equação da conservação de energia é semi-discretizada na variável espacial pelo método das diferenças finitas, obtendo-se um conjunto de equações diferenciais ordinárias que se juntam à equação de conservação da quantidade de movimento. Com isso, chega-se a um sistema de equações diferenciais ordinárias que é resolvido numericamente utilizando novamente o software já citado anteriormente. Neste caso, se obtém a vazão mássica em função do tempo para diferentes amplitudes e períodos de balanço.

## 1.4 Organização do Trabalho

Este trabalho é constituído por cinco capítulos. O capítulo 1 inicia-se com a contextualização da importância do uso de reatores nucleares em navios e um breve relato histórico sobre as embarcações com propulsão nuclear, e termina abordando sobre o propósito do trabalho.

No capítulo 2, é apresentada a revisão bibliográfica com trabalhos relacionados a este estudo. Optou-se por dividir este capítulo em três seções separadas: circulação natural, circulação natural sob ângulos de inclinação e circulação sob movimento de balanço.

O capítulo 3 apresenta o problema físico estudado e as suas devidas simplificações, o modelo matemático geral comum ao estado estacionário e ao caso sob balanço tratados nesta dissertação. Em acréscimo a isso, apresenta o modelo matemático estabelecido para o estado estacionário, em que se é determinado analiticamente a distribuição de temperatura e de densidade, além da queda de pressão devido ao empuxo ao longo do circuito, obtendo-se uma equação transcendental para a vazão mássica, e mais as condições iniciais para o caso sob balanço. Por fim, apresenta o modelo matemático estabelecido para o regime transiente, em que se é realizada a semi-discretização da variável espacial da equação de conservação de

energia, obtendo-se, dessa forma, um conjunto de  $n$  equações diferenciais ordinárias, em que  $n$  é o número de nós ao longo do circuito; e considerando ainda a equação de conservação do momento, obtém-se, finalmente, um sistema de  $n + 1$  equações diferenciais ordinárias.

No capítulo 4 estão os parâmetros físicos e as propriedades do fluido refrigerante utilizados neste estudo, além de apresentar os resultados obtidos para o estado estacionário e o caso sob balanço. Por fim, no capítulo 5 se encontra as conclusões finais deste estudo, além de incluir sugestões para trabalhos futuros.

# Capítulo 2

## Revisão Bibliográfica

Neste capítulo será realizada uma revisão bibliográfica de trabalhos que abordam a circulação natural em circuitos inclinados e sob movimento de balanço. Esta revisão se dividirá em três seções: circulação natural, circulação natural sob condição inclinada e circulação natural sob movimento de balanço. Os estudos relacionados ao circuito inclinado e sob balanço possuem enfoque experimental na literatura. Além disso, pode-se constatar que o primeiro caso possui menos análises que o segundo e que os efeitos do movimento de balanço são considerados mais complexos quando comparado com os efeitos do movimento de inclinação e de arfagem. O primeiro introduz uma mudança da altura efetiva do circuito, enquanto o segundo introduz uma aceleração adicional: a aceleração da gravidade.

### 2.1 Circulação Natural

A circulação natural, por ser um método passivo de remoção de calor, é um importante dispositivo de segurança para os reatores nucleares, já que não há necessidade de uso de bombas como na circulação forçada. Este sistema é aplicado na remoção de calor do núcleo e, até mesmo, no resfriamento de piscinas de combustível nuclear.

Em vista disso, é fundamental realizar o estudo da circulação natural. A variação de quaisquer parâmetros físicos ou geométricos de um circuito poderá acarretar em pulsações da vazão mássica, devido à ocorrência de instabilidade do sistema. Isto ocorre quando há um desequilíbrio dinâmico entre os efeitos de empuxo e de atrito. Porém, quando há este equilíbrio, diz-se que o circuito de circulação natural encontra-se no estado estacionário.

VIJAYAN e AUSTREGESILO [12] desenvolveram leis de dimensionamento para um circuito de circulação retangular. Para validá-las, foram realizados três testes experimentais em três circuitos retangulares de mesmo tamanho, mas com diâmetro diferentes. Estes autores consideraram um circuito, cujos aquecedor e resfriador

estão na posição horizontal. Além de considerar as seguintes simplificações:

- Dissipação viscosa e efeitos da condução axial são desprezadas;
- Perdas de calor são desprezadas;
- Aproximação de Boussinesq é válida;
- Fluido é incompressível.

A partir da adimensionalização das equações de conservação, os autores deduzem uma correlação empírica para o fator de atrito no estado estacionário:

$$f = 22,26Re^{-0,6744}, \quad (2.1)$$

onde:

$$Re = 0,3548 \left( Gr_m \frac{D}{L} \right)^{0,43}, \quad (2.2)$$

$$Gr_m = \frac{D^3 \rho^2 \beta g Q H}{\mu^3 A c_p}, \quad (2.3)$$

sendo:  $A$  a área da seção transversal,  $c_p$  o calor específico,  $D$  o diâmetro interno,  $g$  a aceleração da gravidade,  $H$  a distância entre o aquecedor e resfriador,  $L$  o comprimento total do circuito,  $Q$  a potência térmica,  $\beta$  o coeficiente de expansão térmica,  $\mu$  a viscosidade dinâmica e  $\rho$  a densidade.

Apesar desta correlação do fator de atrito de VIJAYAN e AUSTREGESILO [12] ter sido validada em outros estudos similares, ainda há necessidade de desenvolver uma correlação para transferência de calor exclusivamente para a circulação natural. É sabido que nesta condição, a transferência de calor melhora. Isso pode ser explicado pelo surgimento de um escoamento secundário no circuito.

BASU *et al.* [13] propuseram o desenvolvimento de um modelo único válido para diferentes tipos geométricos de circuito. Este modelo visa analisar o escoamento monofásico da circulação natural com fluxo de transferência de calor constante e o resfriamento do tipo convectivo. Com modelo estruturado e validado por resultados experimentais, ele foi aplicado em um circuito retangular e toroidal com as mesmas dimensões. Como conclusão, constatou-se que o circuito de circulação natural toroidal é mais estável, uma vez que a força de empuxo neste caso é mais fraca. Por outro lado, quando sob as mesmas condições, a vazão mássica é maior no circuito retangular.

Neste estudo, BASU *et al.* [13] utilizaram a correlação de PETUKHOV-GNIELINSKI [14] para o número de Nusselt:

$$Nu_i = \frac{h_i d_i}{\mu_0} = \frac{(f/8)(Re_{ss} - 1000)Pr_{av}}{1 + 12,7(f/8)^{1/2}(Pr_{av}^{2/3} - 1)}, \quad (2.4)$$

onde a correlação de fator de atrito, o número de Reynolds e o número de Prandtl são, respectivamente:

$$f = [0,79 \ln Re_{ss} - 1,64]^{-2}, \quad (2.5)$$

$$Re_{ss} = \frac{\dot{W}_{ss} d_i}{\mu_{av} A_{cs}},$$

$$Pr_{av} = \frac{\mu_{av} c_{p0}}{\lambda_0}, \quad (2.7)$$

sendo:  $A_{cs}$  a área da seção transversal,  $c_{p0}$  o calor específico na temperatura de referência,  $d_i$  o diâmetro interno,  $f$  o fator de atrito,  $h_i$  o coeficiente de transferência de calor interno,  $\dot{W}_{ss}$  a vazão mássica no estado estacionário,  $\mu_{av}$  a viscosidade dinâmica média e  $\lambda_0$  a condutividade térmica na temperatura de referência. No trabalho de PINI *et al.* [15] é proposto uma correlação global para transferência de calor válida para os regimes de escoamento estacionário, transiente e turbulento. Para isso, os autores consideram outras correlações já desenvolvidas na literatura, entre as quais:

- SKUPINSKI *et al.* [16]:

$$Nu = 4,82 + 0,0185(Re Pr)^{0,827}; \quad (2.8)$$

- HAUSEN [17]:

$$Nu = 3,66 + \frac{0,0668(D/L)Re Pr}{1 + 0,04[(D/L)Re Pr]^{0,67}}; \quad (2.9)$$

- GNIELINSKI [14]: dada pela equação 3.32;

- Dittus-Boelter [18]:

$$Nu = 0,023Re^{0,8} Pr^{0,3} \quad (2.10)$$

A tabela 2.1 mostra em quais condições são aplicadas as correlações acima.

Tabela 2.1: Correlações de transferência de calor adotados [12].

Nome da correlação	Faixa do n° de Re	Faixa do n° de Pr
Skupinski <i>et al.</i>	$3,6 \times 10^3 \leq Re \leq 9,05 \times 10^5$	$3 \cdot 10^{-3} \leq Pr \leq 5 \times 10^{-2}$
Hausen	Laminar	Temperatura da parede uniforme
Gnielinski	$3 \times 10^3 \leq Re \leq 5 \times 10^6$	$5 \times 10^{-1} \leq Pr \leq 2 \times 10^3$
Dittus-Boelter	$Re \geq 10^4$	$6 \cdot 10^{-1} \leq Pr \leq 1,6 \times 10^2$ (resfriamento)

Baseado nisso, PINI *et al.* [15] chegaram na seguinte correlação global para transferência de calor:

$$Nu = \left[ Nu_H^{\psi_{Nu_1}} \left( Nu_S^{\psi_{Nu_3}} Nu_G^{1-\psi_{Nu_3}} \right)^{1-\psi_{Nu_1}} \right]^{\psi_{Nu_2}} \left( Nu_S^{\psi_{Nu_3}} Nu_D^{1-\psi_{Nu_3}} \right)^{1-\psi_{Nu_2}}, \quad (2.11)$$

onde:

$$\psi_{Nu_1} = \left[ 1 + e^{\frac{Re-2530}{20}} \right]^{-1}, \quad (2.12)$$

$$\psi_{Nu_2} = \left[ 1 + e^{\frac{Re-10^5}{20}} \right]^{-1}, \quad (2.13)$$

$$\psi_{Nu_3} = \left[ 1 + e^{\frac{Pr-0,6}{10^{-5}}} \right]^{-1}, \quad (2.14)$$

sendo  $Nu_H$  o número de Nusselt computado por Hausen,  $Nu_G$  por Gnielinski,  $Nu_D$  por Dittus-Boelter e  $Nu_S$  por Skupinski.

Para determinar o fator de atrito, os autores utilizam a correlação proposta por RUIZ *et al.* [19]:

$$\lambda = \frac{64^{\psi_\lambda} 0,316^{1-\psi_\lambda}}{Re^{\psi_\lambda+0,25(1-\psi_\lambda)}} \quad (2.15)$$

onde:

$$\psi_\lambda = \left[ 1 + e^{\frac{Re-2530}{120}} \right]^{-1} \quad (2.16)$$

Esta correlação para o fator de atrito é válida para os regimes de escoamento laminar até turbulento.

A correlação de RUIZ *et al.* [19] para o fator de atrito e a correlação de PINI *et al.* [15] para a transferência de calor foram aplicadas por NADELLA *et al.* [20] para a construção de um modelo semi-analítico para analisar a estabilidade de um circuito de circulação natural. Os resultados teóricos deste trabalho foram validados com resultados experimentais presente na literatura.

Como pode ser visto, a circulação natural apresenta inúmeros fatores que afetam seu escoamento, tais como a geometria e os parâmetros físicos. Em acréscimo a isso, ainda há a dificuldade em se encontrar uma correlação única e específica tanto para o atrito quanto para a transferência de calor de um circuito sob determinada condição.

## 2.2 Circulação Natural sob Ângulos de Inclinação

IYORI *et al.* [21] apresentaram um estudo experimental pioneiro de um circuito de circulação natural monofásico inclinado. Para isso, utilizaram um aparato expe-

rimental baseado no reator NSR-7 da Ship Building Research Association in Japan apoiado em uma plataforma oscilante, conforme a figura 2.1. Os autores concluíram que a vazão mássica do circuito permanece estável para ângulos de inclinação até aproximadamente igual a  $90^\circ$ , além de ocorrer diversos padrões de fluxo para diferentes faixas de ângulos de inclinação.

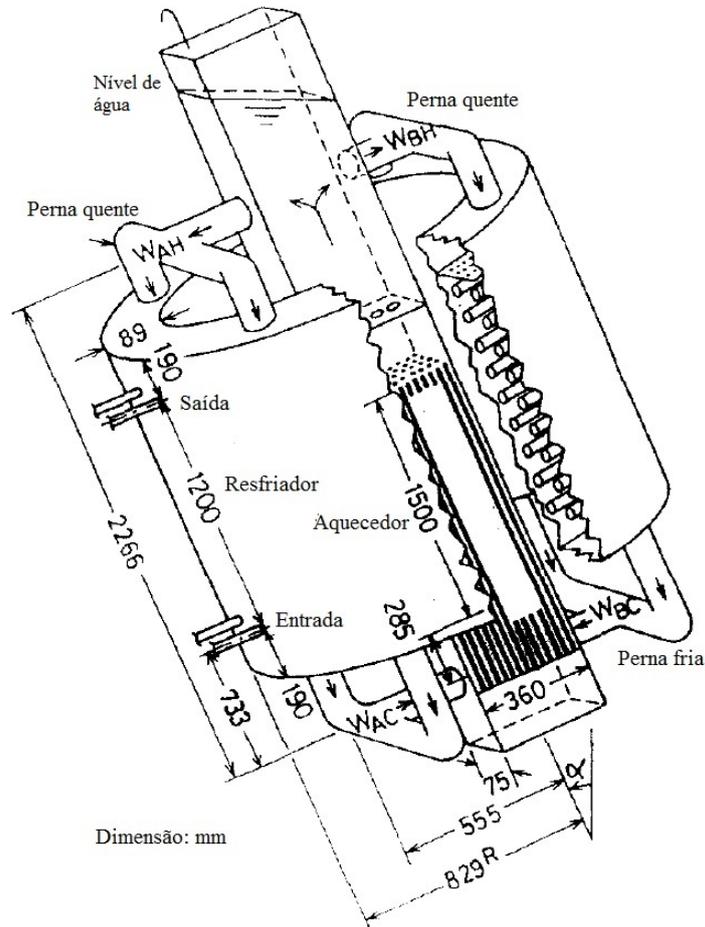


Figura 2.1: Aparato experimental utilizado por IYORI *et al.* [21].

Já ZHU *et al.* [22] e YANG *et al.* [23] fazem parte de um mesmo grupo de pesquisadores que realizaram um estudo experimental da circulação natural monofásica sob condição inclinada. Ambos utilizaram o mesmo aparato experimental de um circuito duplo simétrico, cuja amplitude de inclinação varia entre zero a  $45^\circ$ , como mostra a figura 2.2.

Conforme ambos trabalhos, a inclinação afetará a vazão mássica total, o aumento daquela enfraquece a circulação. Além disso, torna-se mais vantajoso possuir um circuito com uma distância maior entre o resfriador e o aquecedor, mas uma largura menor, desse modo se restringe a influência da inclinação sob o sistema. Por outro lado, caso a largura do circuito seja muito pequena, isto irá afetar na capacidade de circulação quando estiver sob a grandes ângulos de inclinação.

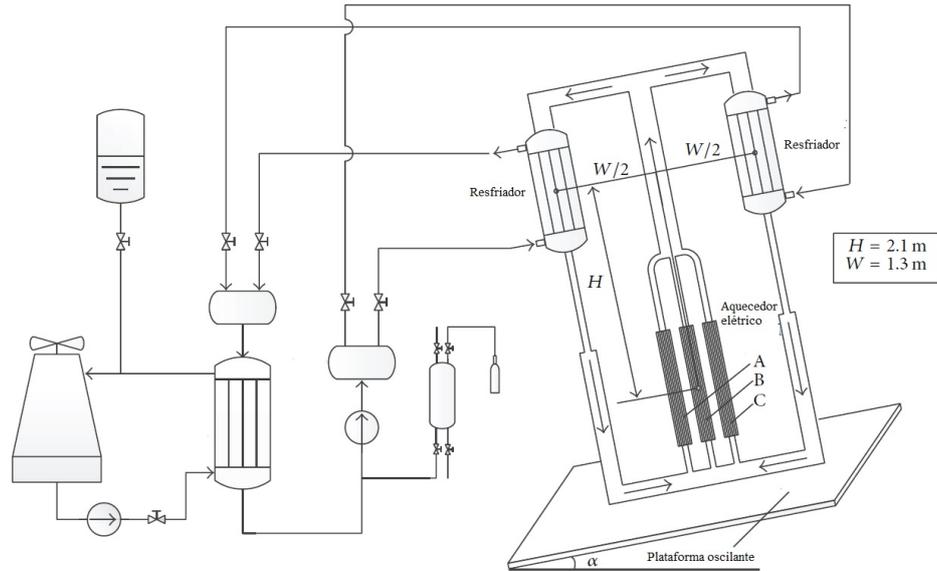


Figura 2.2: Aparato experimental utilizado por ZHU *et al.* [22] e YANG *et al.* [23].

ZHU *et al.* [22] ainda realizaram um estudo teórico da circulação natural sob tais condições, concluindo que para um ângulo de inclinação igual a  $45^\circ$  a vazão mássica total será 10% menor do que sob um ângulo de  $0^\circ$ . Este resultado ratifica que a capacidade de circulação do sistema torna-se menor à medida que o ângulo de inclinação aumenta. A inclinação do sistema é responsável por reduzir a condução térmica e diminuir a simetria termo-hidráulica do reator. Enquanto isso, YANG *et al.* [23], utilizando o mesmo aparato experimental de ZHU *et al.* [22], implementaram um modelo de fluidodinâmica computacional confirmando os resultados já encontrados por ZHU *et al.* [22].

HE *et al.* [24] analisaram a circulação natural de um reator de água pressurizada integrado (IPWR) sob ângulos de inclinação. Para isso, modificaram o Código RELAP5 e desenvolveram uma análise termo-hidráulico do circuito. Eles também concluíram que os ângulos de inclinação reduzem a vazão mássica.

## 2.3 Circulação Natural sob Movimento de Balanço

A grande parte dos trabalhos que tratam sobre o circuito de circulação natural sob oscilação são experimentais. Isso se deve a complexidade que o movimento de balanço insere no circuito. Nesta seção serão vistos alguns trabalhos relevantes para o desenvolvimento desta dissertação.

O trabalho de MURATA *et al.* [25] pode ser considerado como pioneiro ao

estudar experimentalmente os efeitos do movimento de balanço em um circuito de circulação natural monofásica. Para isto, foi utilizado um modelo simplificado do reator NSR-7 da Ship Building Research Association in Japan apoiado em uma plataforma oscilante, como mostra a figura 2.3.

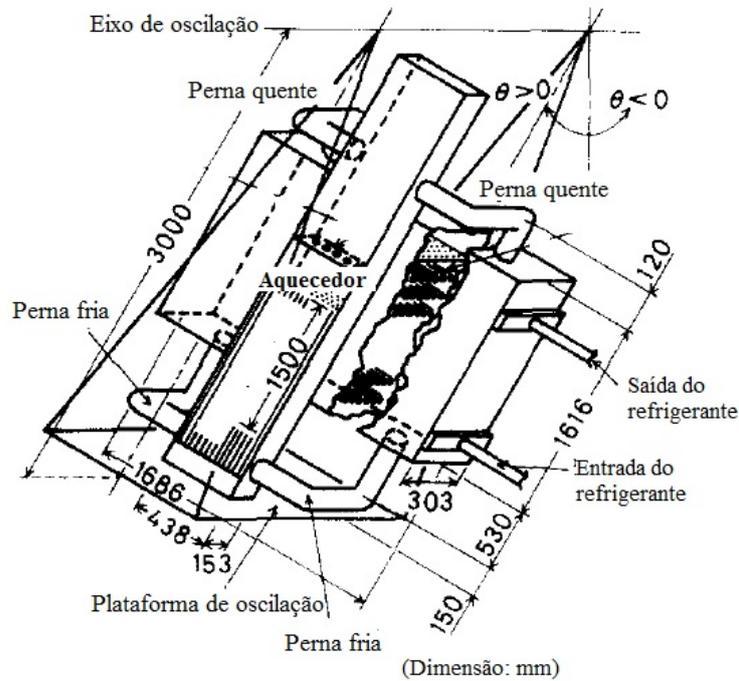


Figura 2.3: Aparato experimental utilizado por MURATA *et al.* [25].

Com este experimento, MURATA *et al.* [25] concluíram que o movimento de balanço introduz forças inerciais ao refrigerante primário. Estas forças inerciais são compostas pela força tangencial, a força centrífuga e a força de Coriolis. Constatou-se, ainda, que quando o aparato experimental começa a oscilar, a vazão mássica global também passa a oscilar. Além disso, quando o período de oscilação diminui, a amplitude da oscilação da vazão mássica se torna maior.

Na figura 2.3 também pode ser visto que o eixo central de oscilação passa pelo centro do núcleo, por conseguinte a vazão mássica do núcleo não oscila, contudo o seu valor varia em função do período de oscilação do movimento, quando o período de oscilação diminui, a vazão mássica do núcleo aumenta e posteriormente diminui. Por outro lado, a vazão mássica e a temperatura do refrigerante primário em cada perna oscilam em função do ângulo de balanço do movimento de forma simétrica com uma diferença de fase de  $180^\circ$ .

Após a análise experimental, os referidos autores propuseram um modelo analítico unidimensional com a finalidade de estimar os efeitos do movimento de balanço sobre a vazão mássica no refrigerante localizado na região central do reator. No estudo analítico foi utilizado o número de Reynolds para movimento de balanço,

que é a razão entre a força inercial devido ao movimento de balanço e a força de viscosidade, já introduzido anteriormente por AKAGI *et al.* [26]:

$$Re = \frac{u_{\theta}R}{\nu}, \quad (2.17)$$

$$u_{\theta} = \frac{2\pi R}{P}. \quad (2.18)$$

onde  $R$  é a distância entre o eixo central do movimento e a parte inferior do reator,  $\nu$  é a viscosidade cinemática do fluido,  $P$  é o período de oscilação e  $u_{\theta}$  é a velocidade escalar do movimento de balanço.

No trabalho de MURATA e SAWADA *et al.* [27], realizando o mesmo experimento do trabalho de MURATA *et al.* [25], se analisou outros efeitos que o movimento de balanço induz no circuito, além de analisar a transferência de calor no núcleo. Como conclusões, tem-se que à medida que o período de oscilação diminui, para um mesmo valor de amplitude do movimento, a amplitude da vazão mássica das pernas quente e fria do circuito aumenta. Entretanto, quando a amplitude da oscilação diminui, a amplitude da vazão mássica de ambas pernas diminui. Também foi concluído que, sob o movimento de balanço, a transferência de calor no núcleo melhora.

TAN *et al.* [28] realizaram um estudo experimental e teórico do escoamento monofásico de um circuito de circulação natural e da transferência de calor sob a condição de movimento de balanço. O aparato experimental é apresentado na figura 2.4. A tomada de dados é feita por uma seção de teste vertical que sofre aquecimento.

Pela análise experimental, TAN *et al.* [28] chegaram a mesma conclusão de MURATA *et al.* [25]: o movimento de balanço faz surgir três forças inerciais no sistema, induzindo a oscilação do refrigerante primário. Esta oscilação se aproxima a uma onda senoidal com mesmo período do movimento de balanço. A amplitude da oscilação do refrigerante aumenta com a amplitude do movimento de balanço, enquanto que a amplitude de oscilação do fluido aumenta à medida que o período do movimento de oscilação diminui. Em acréscimo a isso, a vazão mássica diminui com o aumento da amplitude e da frequência do balanço.

Além disso, a temperatura da parede da seção de teste varia periodicamente, influenciando na capacidade térmica do tubo aquecido. Por outro lado, a temperatura do fluido na saída da seção de teste não varia amplamente e a pressão na saída da seção de teste diminui se houver movimento de balanço, enquanto que a pressão do sistema e da saída da seção de teste não oscilam com o balanço. O coeficiente de transferência de calor aumenta com a amplitude e a frequência do movimento. Isso significa que o movimento oscilatório do refrigerante melhora a transferência de calor do circuito.

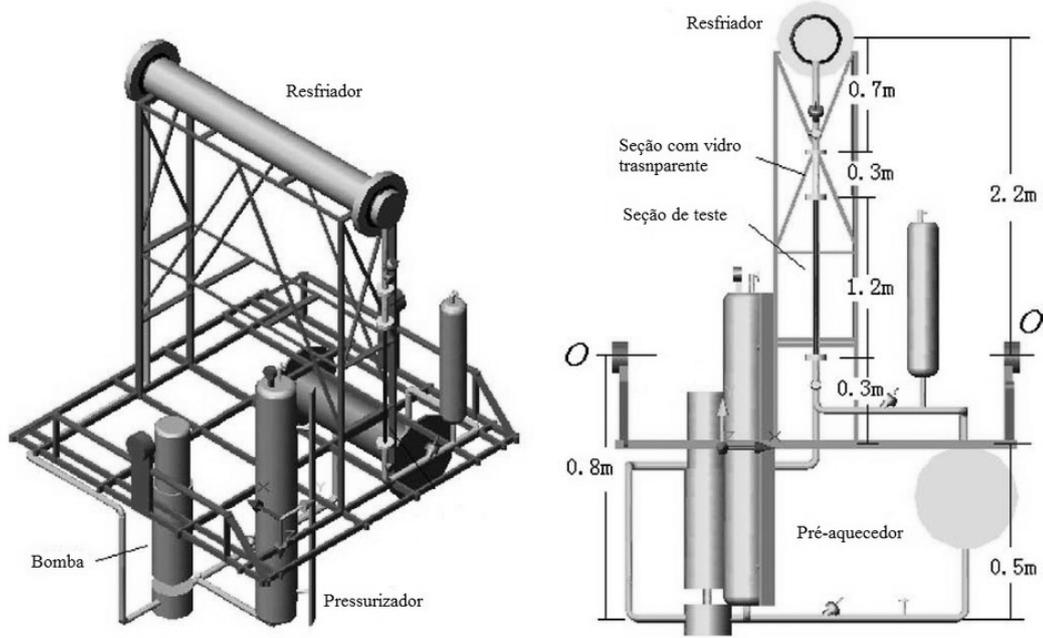


Figura 2.4: Aparato experimental utilizado por TAN *et al.* [28].

Os autores também concluíram que a eficiência da circulação natural diminui sob movimento de balanço, uma vez que o fator de atrito ao fluxo aumenta. Ao usar a correlação de Dittus-Boeter para transferência de calor no caso estático, obteve-se um erro percentual de 15% em relação aos dados experimentais. Já para o caso de balanço, esse erro passa para 20% e à medida que o período do movimento aumenta, o erro também cresce. Dessa maneira, foi desenvolvido um modelo matemático que simula o escoamento e a transferência de calor sob o movimento de balanço. Os autores consideraram que para calcular o número de Nusselt, deveria se levar em consideração os parâmetros referentes ao movimento de balanço. Assim sendo, TAN *et al.* [28] chega na seguinte correlação empírica:

$$Nu = 0,0302Re^{0,44}Pr^{0,4}\beta_{max}^{0,59}\nu^{*-0,21}, \quad (2.19)$$

onde  $\nu^*$  é a amplitude relativa de flutuação e  $\beta_{max}$  a aceleração angular máxima. No estudo experimental de ZHU e YANG *et al.* [29] tem-se um circuito simétrico de circulação natural sob a condição de movimento de balanço com amplitudes de  $30^\circ$  e  $45^\circ$ . O aparato experimental utilizado é o mesmo do estudo do caso inclinado de ZHU *et al.* [22] e YANG *et al.* [23]. A diferença é que agora a plataforma irá oscilar.

Considerando o caso de potência nula com o movimento de balanço, verificou-se que apenas os canais laterais são afetados, enquanto que os canais centrais não são. Já para o caso de total potência com o movimento de balanço, constatou-se que a vazão mássica dos canais laterais possuem mesmo período que o movimento

oscilatório, enquanto que o período da vazão mássica dos canais centrais e a vazão mássica total é igual a metade. Isto é explicado pela dominância da aceleração angular nos canais laterais, porém os canais centrais não são afetados por esta aceleração.

Os autores ainda confirmaram os resultados anteriormente encontrados por TAN *et al.* [28] que quando o período de oscilação diminui ou quando a amplitude aumenta, a amplitude da vazão mássica irá aumentar. Enquanto que a vazão mássica total diminui com o aumento da amplitude de balanço.

Verificou-se também que quando a potência aumenta, a diferença de densidade entre as pernas fria e quente aumenta, acarretando em uma maior influência da gravidade, por consequente em uma maior oscilação do fluido no canal central, e uma diminuição da oscilação do fluido nos canais laterais.

GONG e YANG *et al.* [30] deram continuidade ao trabalho de ZHU e YANG *et al.* [29], utilizando o mesmo aparato experimental destes, descreveram um modelo físico do problema e implementaram um programa de simulação para analisar a circulação natural sob movimento de oscilação. GONG e YANG *et al.* [30] chegaram aos mesmos resultados apresentados por ZHU e YANG *et al.* [29], além de concluir que a vazão mássica média total é menor do que a vazão mássica média para o estado estacionário.

TIAN *et al.* [31] realizaram a análise experimental da circulação natural monofásica em um canal retangular estreito vertical sob oscilação. O aparato experimental utilizado encontra-se na figura 2.5. O resfriador e o pré-aquecedor estão localizados no centro do eixo, para que se possa reduzir os efeitos do movimento de balanço. Como resultado, os autores obtiveram que a vazão mássica varia periodicamente, enquanto que a vazão mássica média diminui em relação ao regime sem movimento. Também constatou-se que a transferência de calor é melhorada, tal como TAN *et al.* [28] afirmam.

Ainda foi verificado que a temperatura da parede do tubo oscila e a temperatura da água na saída da seção teste varia periodicamente, entretanto não apresenta um comportamento análogo a uma curva senoidal. Além disso, pode-se concluir que o número de Reynolds médio diminui sob movimento de balanço devido ao coeficiente de resistência ao atrito originado pelo movimento oscilatório. Por fim, os autores estabeleceram uma correlação entre o número de Nusselt do estado estacionário e o número de Nusselt médio sob movimento de balanço.

Para analisar o movimento de balanço influenciando um tubo horizontal tem-se o estudo feito por ZHANG *et al.* [32]. Neste artigo, tem-se a investigação experimental da queda de pressão em um tubo horizontal com escoamento monofásico sob balanço. Além de desenvolver uma teoria para o fator de atrito monofásico sob esta condição de movimento. O aparato experimental é apresentado na figura 2.6, na qual a seção de teste encontra-se na horizontal.



# Capítulo 3

## Problema Físico e Modelo Matemático

Neste capítulo apresenta-se o problema físico, que constitui de um circuito retangular de circulação natural, com aquecedor e resfriador nas posições horizontais, em duas situações. Na primeira, o circuito está sob um ângulo de inclinação, e na segunda situação, o circuito está oscilando em relação a um eixo central ao circuito. Em seguida é apresentada a modelagem matemática para os dois casos. Para o estado estacionário, determinou-se a vazão mássica e a distribuição de temperatura ao longo do circuito quando o ângulo de inclinação é nulo, e, também, a vazão mássica em função do ângulo de inclinação. Além disso, foi feita uma análise de como o comprimento e o diâmetro do circuito interfere na circulação natural no caso inclinado. Já para o caso oscilatório, aplicou-se o método das diferenças finitas, a fim de transformar a equação da conservação de energia, em um sistema de  $n$  equações diferenciais ordinárias semi-discretizadas na variável espacial, em que  $n$  é o número de nós ao longo do circuito.

### 3.1 Problema Físico

Neste trabalho será considerado para estudo um circuito retangular de circulação natural, em que o aquecedor e o resfriador estão na posição horizontal, conforme pode ser visto na figura 3.1. Este circuito será dividido nos ramos 1, 2, 3 e 4, de forma a facilitar a formulação matemática do circuito. Além disso, será convencionalizado a circulação ocorrendo no sentido horário.

Algumas aproximações serão consideradas para o circuito: o diâmetro interno,  $D_i$ , é constante em todo circuito; o fluxo de calor na superfície interna do aquecedor  $q_w''$ , é uniforme e constante; a temperatura da parede do resfriador,  $T_a$ , é constante e o coeficiente de transferência de calor,  $h$ , entre o refrigerante primário e secundário

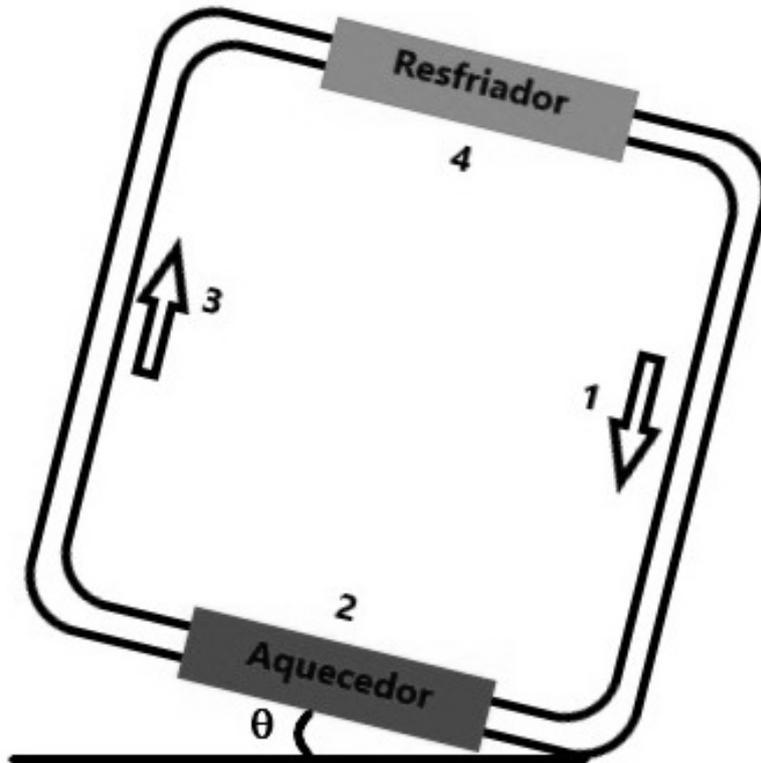


Figura 3.1: Circuito retangular de circulação natural.

também é constante.

Este circuito será analisado sob a influência de um ângulo de inclinação e sob a influência de um movimento de balanço. Este último movimento será responsável por introduzir três acelerações adicionais ao sistema: centrífuga, tangencial e de Coriolis. A aceleração de Coriolis não afetará a circulação natural, pois sua direção é perpendicular ao escoamento do fluido, resultando em uma queda de pressão nula.

Como a primeira etapa deste estudo, será analisado o caso estacionário sem inclinação do circuito com a finalidade de constituir as condições iniciais para o caso transiente. Posteriormente, será analisado o caso em que o circuito está sob inclinação, e serão determinados a vazão mássica total e os efeitos que o ângulo de inclinação pode induzir no circuito, considerando, neste caso, a variação no comprimento e no diâmetro do circuito. Por fim, será avaliado o caso em que o circuito oscila em torno de um eixo central. Neste caso será proposto a resolução por diferenças finitas da equação de conservação da energia para cada ramo, para que se possa determinar as distribuições de densidade e temperatura ao longo do circuito, além de determinar a vazão mássica em função do tempo.

## 3.2 Modelo Matemático Geral

### 3.2.1 Movimento de balanço

Neste trabalho, o movimento de balanço é descrito por uma onda senoidal, em que para  $t = 0$ , o ângulo de balanço será nulo. O ângulo de balanço, a velocidade angular e a aceleração angular são dados pelas seguintes expressões, respectivamente:

- Ângulo de balanço:

$$\theta = \theta_m \sin \frac{2\pi t}{P}; \quad (3.1)$$

- Velocidade angular:

$$\omega = \theta_m \frac{2\pi}{P} \cos \frac{2\pi t}{P}; \quad (3.2)$$

- Aceleração angular:

$$\dot{\omega} = -\theta_m \left( \frac{2\pi}{P} \right)^2 \sin \frac{2\pi t}{P}, \quad (3.3)$$

onde  $P$  e  $\theta_m$  são, respectivamente, o período e a amplitude de oscilação.

### 3.2.2 Acelerações adicionais e da gravidade

Devido ao movimento de balanço, três acelerações adicionais são introduzidas ao sistema: aceleração de Coriolis, aceleração centrífuga e aceleração tangencial. Essas acelerações são dadas pelas seguintes equações, respectivamente:

- Aceleração de Coriolis:

$$\vec{a}_{co} = 2\vec{\omega} \times \vec{v}, \quad (3.4)$$

onde  $\vec{v}$  é o vetor velocidade de um volume infinitesimal do fluido no referencial não-inercial;

- Aceleração centrífuga:

$$\vec{a}_{cf} = \vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r}), \quad (3.5)$$

onde  $\vec{r}$  é o vetor posição de um volume infinitesimal do fluido no referencial não-inercial;

- Aceleração tangencial:

$$\vec{a}_t = \vec{\omega} \times \vec{r}. \quad (3.6)$$

Como a aceleração de Coriolis é perpendicular à direção de escoamento, o termo referente a força devido a essa aceleração integrado ao longo do circuito se anulará. Logo, esta aceleração não afetará o sistema.

Para determinar a queda de pressão devido a cada aceleração, as acelerações centrífuga, tangencial e da gravidade necessitam ser decompostas na direção do escoamento. Será definido como OXYZ o sistema de referencial inercial e como OX'Y'Z' o sistema de referencial não-inercial com velocidade angular igual a  $\omega$ . Sendo que, para ambos sistemas de referencial, o eixo da abscissa está saindo do plano. O ângulo de balanço  $\theta$  é definido como positivo quando a rotação é no sentido horário.

No sistema de referencial não-inercial os vetores unitários nas direções dos eixos X', Y' e Z' são definidos por, respectivamente:  $\hat{i}'$ ,  $\hat{j}'$  e  $\hat{k}'$ . Dessa maneira, para os ramos 1 e 3, a direção do escoamento é representada pelo vetor unitário  $\hat{k}'$  e possui comprimento igual a  $L_1$ . Já para os ramos 2 e 4, pelo vetor unitário  $\hat{j}'$  e possui comprimento igual a  $L_2$ . O comprimento do resfriador é igual  $L_c$  e o comprimento do aquecedor é igual a  $L_h$ . A figura 3.2 mostra o sistema de referencial inercial e não-inercial.

A velocidade angular, a aceleração angular e a aceleração da gravidade neste referencial não-inercial são dados por:

$$\vec{\omega} = -\omega \hat{i}', \quad (3.7)$$

$$\vec{\dot{\omega}} = -\dot{\omega} \hat{i}', \quad (3.8)$$

$$\vec{g} = g \sin \theta \hat{j}' - g \cos \theta \hat{k}'. \quad (3.9)$$

Para calcular as acelerações centrífuga e tangencial para cada ramo, ainda é preciso definir o vetor posição no sistema de coordenadas não-inerciais, como será visto a seguir para cada ramo do circuito.

### Ramo 1

No ramo 1, o vetor posição no sistema de coordenadas não-inerciais é dado por:

$$\vec{r} = \frac{L_2}{2} \hat{j}' + z' \hat{k}', \quad 0 \leq z' \leq L_1. \quad (3.10)$$

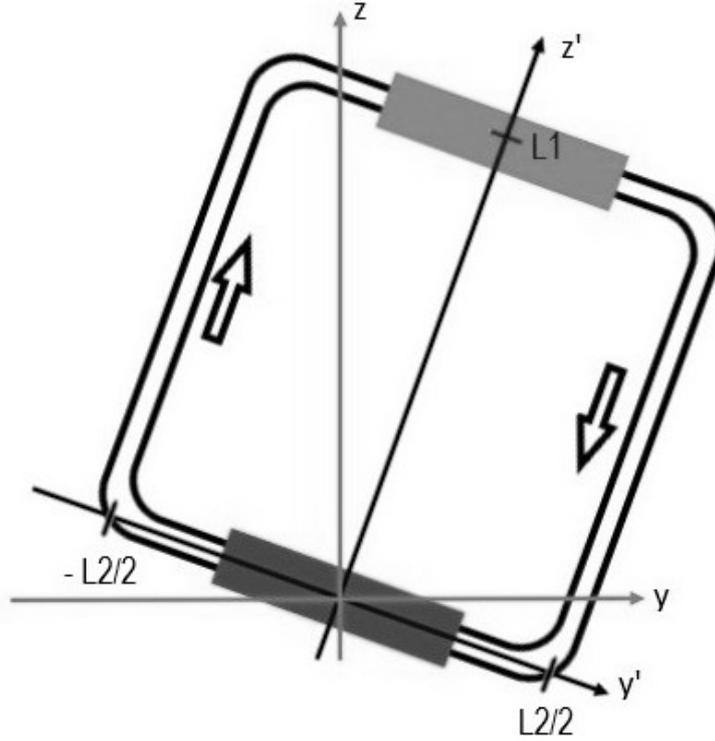


Figura 3.2: Sistema de referencial fixo OXYZ e sistema de referencial não-inercial OX'Y'Z'.

Substituindo as equações 3.7, 3.8 e 3.10 nas equações 3.5 e 3.6, têm-se, respectivamente, a aceleração centrífuga e aceleração tangencial neste ramo:

$$a_{cf1}^{\vec{}} = -\omega^2 \frac{L_2}{2} \hat{j}' - \omega^2 z' \hat{k}', \quad (3.11)$$

$$a_{t1}^{\vec{}} = \dot{\omega} z' \hat{j}' - \dot{\omega} \frac{L_2}{2} \hat{k}'. \quad (3.12)$$

## Ramo 2

No ramo 2, o vetor posição no sistema de coordenadas não-inerciais é dado por:

$$\vec{r} = y' \hat{j}', \quad -\frac{L_2}{2} \leq y' \leq \frac{L_2}{2}. \quad (3.13)$$

Substituindo as equações 3.7, 3.8 e 3.13 nas equações 3.5 e 3.6, têm-se, respectivamente, a aceleração centrífuga e aceleração tangencial neste ramo:

$$a_{cf2}^{\vec{}} = -\omega^2 y' \hat{j}', \quad (3.14)$$

$$a_{t2}^{\vec{}} = -\dot{\omega} y' \hat{k}'. \quad (3.15)$$

### Ramo 3

No ramo 3, o vetor posição no sistema de coordenadas não-inerciais é dado por:

$$\vec{r} = -\frac{L_2}{2}\hat{j}' + z'\hat{k}', \quad 0 \leq z' \leq L_1. \quad (3.16)$$

Substituindo as equações 3.7, 3.8 e 3.16 nas equações 3.5 e 3.6, têm-se, respectivamente, a aceleração centrífuga e aceleração tangencial neste ramo:

$$a_{cf3} = \omega^2 \frac{L_2}{2} \hat{j}' - \omega^2 z' \hat{k}', \quad (3.17)$$

$$a_{t3} = \dot{\omega} z' \hat{j}' + \dot{\omega} \frac{L_2}{2} \hat{k}'. \quad (3.18)$$

### Ramo 4

No ramo 4, o vetor posição no sistema de coordenadas não-inerciais é dado por:

$$\vec{r} = y'\hat{j}' + L_1\hat{k}', \quad -\frac{L_2}{2} \leq y' \leq \frac{L_2}{2}. \quad (3.19)$$

Substituindo as equações 3.7, 3.8 e 3.19 nas equações 3.5 e 3.6, têm-se, respectivamente, a aceleração centrífuga e aceleração tangencial neste ramo:

$$a_{cf4} = -\omega^2 y' \hat{j}' - L_1 \omega^2 \hat{k}', \quad (3.20)$$

$$a_{t4} = L_1 \dot{\omega} \hat{j}' - \dot{\omega} y' \hat{k}'. \quad (3.21)$$

### 3.2.3 Equações de conservação

Neste trabalho, foram consideradas as equações da conservação da quantidade do movimento e da energia na forma diferencial demonstradas por TODREAS e KAZIMI [33]. Sendo assim, a equação de conservação da quantidade do movimento integrada ao longo do circuito é dada por:

$$\sum_k \frac{L_k}{A_k} \frac{\partial \dot{m}_k}{\partial t} = \Delta p_b + \Delta p_a - \Delta p_f, \quad (3.22)$$

onde  $L_k$  é o comprimento de cada ramo,  $A_k$  é a área da secção transversal de cada ramo,  $\dot{m}_k$  é a vazão mássica em cada ramo,  $\Delta p_a$  representa a queda de pressão devido às acelerações tangencial e centrífuga ao longo do circuito,  $\Delta p_b$  a queda de pressão devido a aceleração da gravidade e  $\Delta p_f$  a queda de pressão devido ao atrito.

Enquanto que a equação de conservação da energia para o aquecedor é dada por:

$$A\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \dot{m}c_p \frac{\partial T}{\partial s} = q_w'' P_h. \quad (3.23)$$

Já para o resfriador é dada por:

$$A\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \dot{m}c_p \frac{\partial T}{\partial s} = -h\pi D_i(T - T_a). \quad (3.24)$$

Por fim, a equação de conservação da energia para os tubos sem o aquecedor ou o resfriador é dada por:

$$A\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \dot{m}c_p \frac{\partial T}{\partial s} = 0, \quad (3.25)$$

onde  $\rho$  é a densidade do fluido,  $c_p$  é o calor específico do fluido,  $T$  é a temperatura,  $s$  é a direção de escoamento do fluido e  $P_h$  é o perímetro aquecido.

### Queda de pressão devido ao atrito

Para determinar a queda de pressão devido ao atrito, é preciso calcular inicialmente o número adimensional de Reynolds, que é definido como a razão entre as forças inerciais e as forças de viscosidade [34]:

$$Re = \frac{\rho v D_i}{\mu}, \quad (3.26)$$

onde  $\rho$  é a massa específica do fluido,  $v$  a velocidade média de escoamento,  $D_i$  o diâmetro interno da tubulação e  $\mu$  a viscosidade dinâmica do fluido. Sendo que a velocidade média de escoamento do fluido também pode ser definida como:

$$v = \frac{\dot{m}}{\rho A}, \quad (3.27)$$

onde  $\dot{m}$  é a vazão mássica e  $A$  a área da seção reta da tubulação.

Finalmente, substituindo a eq. 3.27 na eq. 3.26, tem-se:

$$Re = \frac{\dot{m} D_i}{A \mu}. \quad (3.28)$$

Por meio deste número adimensional é possível distinguir se o regime de escoamento de um fluido é laminar ou turbulento. Sendo que para escoamentos em tubos infinitos, o escoamento será laminar caso o número de Reynolds seja aproximadamente menor do que 2100, enquanto que o escoamento será turbulento caso o número de Reynolds seja superior a 4000. Neste trabalho, o regime considerado é o turbulento.

Definindo  $f$  como fator de atrito utilizado na correlação de PETUKHOV-GNIELINSKI [14] para o número de Nusselt, tem-se:

$$f(Re) = [0,79 \ln Re - 1,64]^{-2}. \quad (3.29)$$

Portanto, considerando estas definições, a queda de pressão devido ao atrito é dada por:

$$\Delta p_f = \frac{f(Re) L_1 + L_2}{D_i} \frac{\dot{m}}{\rho_o} \left( \frac{\dot{m}}{A} \right)^2. \quad (3.30)$$

### Coeficiente de transferência de calor

Para se determinar o coeficiente de transferência de calor, é necessário determinar outro número adimensional, o número de Prandtl, que é a razão entre a difusão de momento e a difusão térmica [18]:

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} = \frac{\mu c_p}{k}, \quad (3.31)$$

onde  $\nu$  é a viscosidade cinemática,  $\alpha$  a difusividade térmica e  $k$  a condutividade térmica do fluido.

Além disso, precisa-se ainda calcular o número de Nusselt, que é definido como a razão entre a transferência de calor de um fluido por convecção e a transferência de calor de um fluido por condução. Para isto, utiliza-se a correlação de PETUKHOV-GNIELINSKI [14], que é dada por:

$$Nu = \frac{(f/8)(Re - 1000)Pr}{1 + 12,7(f/8)^{1/2}(Pr^{2/3} - 1)}, \quad (3.32)$$

Dessa maneira, o coeficiente de transferência de calor é dado por:

$$h = \frac{Nuk}{D_h}, \quad (3.33)$$

onde  $D_h$  é o diâmetro hidráulico.

## 3.3 Modelo Matemático do Estado Estacionário

### 3.3.1 Distribuição de temperatura

Para determinar a distribuição de temperatura, basta resolver as equações da conservação da energia, desconsiderando o termo temporal. No caso do aquecedor, a equação 3.23 fica da seguinte forma:

$$\dot{m}c_p \frac{dT_2}{dy'} = q_w'' P_h, \quad (3.34)$$

cuja condição de contorno é dada por:

$$T_2(L_h/2) = T_c. \quad (3.35)$$

Resolvendo esta equação diferencial ordinária, chega-se na seguinte distribuição de temperatura para o aquecedor:

$$T_2(y') = \frac{D_h q_w'' \pi (L_h - 2y')}{2c_p \dot{m}} + T_c. \quad (3.36)$$

Já para o resfriador, a equação 3.24 simplifica-se a:

$$\dot{m} c_p \frac{dT_4}{dy'} = -h\pi D_c (T_4(y') - T_a), \quad (3.37)$$

cuja condição de contorno é dada por:

$$T_4(-L_c/2) = T_h, \quad (3.38)$$

Como resultado da equação diferencial ordinária, obtém-se a seguinte distribuição de temperatura para o resfriador:

$$T_4(y') = T_a + e^{-\frac{D_c h \pi (L_c + 2y')}{2c_p \dot{m}}} (T_h - T_a), \quad (3.39)$$

onde  $T_c$  e  $T_h$  são, respectivamente, as temperaturas de saída do resfriador e do aquecedor.

Para que seja possível determinar estas temperaturas de saída do resfriador e do aquecedor em função da temperatura da parede do resfriador, são estabelecidas as seguintes condições:  $T_2(-L_h/2) = T_h$  e  $T_4(L_c/2) = T_c$ . Realizando as substituições, obtém-se o seguinte sistema de equações:

$$T_h = \frac{D_h L_h \pi q_w''}{c_p \dot{m}} + T_c, \quad (3.40)$$

$$T_c = T_a + e^{-\frac{D_c h L_c \pi}{c_p \dot{m}}} (T_h - T_a). \quad (3.41)$$

Como resultado do sistema dado pelas equações 3.40 e 3.41, têm-se:

$$T_h = \frac{D_h L_h \pi q_w''}{c_p \dot{m}} \left( 1 + \frac{1}{e^{\frac{D_c h L_c \pi}{c_p \dot{m}}} - 1} \right) + T_a, \quad (3.42)$$

$$T_c = \frac{D_h L_h \pi q_w''}{c_p \dot{m} \left( e^{\frac{D_c h L_c \pi}{c_p \dot{m}}} - 1 \right)} + T_a. \quad (3.43)$$

### 3.3.2 Distribuição de densidade

Neste trabalho, adota-se a aproximação de Boussinesq, que considera a densidade linearmente dependente da temperatura [33]:

$$\rho = \rho_0[1 - \beta(T - T_0)], \quad (3.44)$$

onde  $\rho_0$  é a densidade de referência a uma dada temperatura  $T_0$  e  $\beta$  o coeficiente de expansão térmica.

Com base nisso, a distribuição de densidade no aquecedor e no resfriador são dadas por, respectivamente:

$$\rho_h(y') = \rho_0 [1 - \beta (T_2(y') - T_0)], \quad (3.45)$$

$$\rho_c(y') = \rho_0 [1 - \beta (T_4(y') - T_0)]. \quad (3.46)$$

Já na parte do circuito, em que a temperatura é constante e igual a  $T_c$ , tem-se:

$$\rho_1 = \rho_0[1 - \beta(T_c - T_0)]. \quad (3.47)$$

E, finalmente, na parte, em que temperatura é constante e igual a  $T_h$ , tem-se:

$$\rho_3 = \rho_0[1 - \beta(T_h - T_0)]. \quad (3.48)$$

### 3.3.3 Queda de pressão devido ao empuxo

Utilizando-se da aproximação de Boussinesq, a queda de pressão devido ao empuxo ao longo do aquecedor e do resfriador é dada pelas seguintes expressões:

- Aquecedor:

$$\Delta p_{b2} = - \int_{-L_2/2}^{-L_h/2} \rho_1 g \sin \theta dy' - \int_{-L_h/2}^{L_h/2} \rho_h(y') g \sin \theta dy' - \int_{L_h/2}^{L_2/2} \rho_3 g \sin \theta dy', \quad (3.49)$$

$$\Delta p_{b2} = \frac{g\rho_0 \sin \theta}{2c_p \dot{m}} \{ D_h L_h^2 \pi q_w'' \beta + c_p \dot{m} [L_h (T_c - T_h) \beta + L_2 (-2 + (-2T_0 + T_c + T_h) \beta)] \}; \quad (3.50)$$

- Resfriador:

$$\Delta p_{b4} = \int_{-L_2/2}^{-L_c/2} \rho_3 g \sin \theta dy' + \int_{-L_c/2}^{L_c/2} \rho_c(y') g \sin \theta dy' + \int_{L_c/2}^{L_2/2} \rho_1 g \sin \theta dy', \quad (3.51)$$

$$\Delta p_{b4} = \frac{g\rho_0 \sin \theta}{2} \left\{ \frac{2c_p \dot{m} \beta (T_a - T_h) \left(1 - e^{-\frac{D_c h L_c \pi}{c_p \dot{m}}}\right)}{D_c h \pi} + \beta L_c (-2T_a + T_c + T_h) \right. \\ \left. + L_2 [2 + (2T_0 - T_c - T_h) \beta] \right\}. \quad (3.52)$$

Já a parte do circuito em que a temperatura é constante iguais a  $T_c$  e  $T_h$ , a queda de pressão é dada por, respectivamente:

- Seção do circuito com temperatura igual a  $T_c$ :

$$\Delta p_{b1} = \int_0^{L_1} \rho_1 g \cos \theta dz', \quad (3.53)$$

$$\Delta p_{b1} = g L_1 \rho_0 [1 - (T_c - T_0) \beta] \cos \theta; \quad (3.54)$$

- Seção do circuito com temperatura igual a  $T_h$ :

$$\Delta p_{b3} = - \int_0^{L_1} \rho_3 g \cos \theta dz', \quad (3.55)$$

$$\Delta p_{b3} = -g L_1 \rho_0 [1 - (T_h - T_0) \beta] \cos \theta; \quad (3.56)$$

Finalmente, a queda de pressão devido ao empuxo total no sistema será dado por:

$$\Delta p_b = \Delta p_{b1} + \Delta p_{b2} + \Delta p_{b3} + \Delta p_{b4}. \quad (3.57)$$

Para o caso particular, em que  $\theta = 0^\circ$ , a queda de pressão dos ramos 2 e 3 será nula. Dessa maneira, tem-se para o circuito a seguinte queda de pressão total devido ao empuxo:

$$\Delta p_b = g L_1 \rho_0 \beta (T_h - T_c). \quad (3.58)$$

### 3.3.4 Equação da quantidade de movimento integrada ao longo do circuito

Para este caso estacionário, a equação de conservação da quantidade de movimento integrada ao longo do circuito, dada pela equação 3.22, simplifica-se a:

$$\Delta p_b = \Delta p_f. \quad (3.59)$$

Substituindo as equações de temperatura 3.42 e 3.43 na equação da queda de pressão total devido ao empuxo 3.57 e, finalmente, substituindo na eq. 3.59 obtém-se a seguinte equação transcendental:

$$\frac{(L_1 + L_2)\dot{m}^2}{A^2 D_i \rho_0 [0,79 \ln Re - 1,64]^2} = \frac{D_h g L_h q_w'' \beta \rho_0}{2c_p \dot{m}} \left[ 2L_1 \pi \cos \theta - \frac{2c_p \dot{m}}{D_c h} \sin \theta + L_c \pi \coth \left( \frac{D_c h L_c \pi}{2c_p \dot{m}} \right) \sin \theta \right] \quad (3.60)$$

Esta equação foi resolvida pelo software Wolfram Mathematica 11.3 Student Edition.

## 3.4 Modelo Matemático do Caso Oscilatório

Nesta seção será apresentado o modelo matemático para o caso em que o circuito está oscilando. Para a construção deste modelo, será preciso considerar que a temperatura irá variar com espaço e o tempo. Dessa forma, a equação diferencial parcial da temperatura em cada ramo será convertida em um sistema de  $N_d$ ,  $N_h$ ,  $N_r$  ou  $N_c$  equações diferenciais ordinárias por meio da semi-discretização do sistema na variável espacial. Totalizando, assim, um sistema de  $n$  equações diferenciais ordinárias para  $T_j(t)$ , onde  $j = 1, 2, \dots, n$ .

### 3.4.1 Discretização pelo método das diferenças finitas

Para este modelo matemático é proposto a solução numérica do problema. Dessa maneira, aplica-se o método das diferenças finitas para discretizar a variável espacial das equações 3.23, 3.24 e 3.25, de maneira que:

$$T(s, t) = T(s_j, t), \quad (3.61)$$

onde  $j$  é a posição do nó a ser calculada.

Assim sendo, aplica-se a operação diferença recuada no termo da derivada parcial da temperatura em relação ao espaço, e obtém-se o seguinte:

$$\frac{\partial T(s, t)}{\partial s} \approx \frac{T(s_j, t) - T(s_{j-1}, t)}{\Delta s_j} = \frac{T_j(t) - T_{j-1}(t)}{\Delta s_j}, \quad (3.62)$$

onde  $\Delta s_j = s_j - s_{j-1}$ .

Aplicando-se este método nas equações 3.23, 3.24 e 3.25, têm-se após algumas manipulações algébricas as seguintes equações para o aquecedor, o resfriador e os demais tubos, respectivamente:

- Aquecedor:

$$\frac{dT_j(t)}{dt} = -\frac{u(t)}{\Delta s}(T_j(t) - T_{j-1}(t)) + \Omega, \quad (3.63)$$

onde:

$$u(t) = \frac{\dot{m}(t)}{A\rho_0}, \quad (3.64)$$

$$\Omega = \frac{q_w'' P_h}{A\rho_0 c_{p0}}. \quad (3.65)$$

- Resfriador:

$$\frac{dT_j(t)}{dt} = -\frac{u(t)}{\Delta s}(T_j(t) - T_{j-1}(t)) - \varepsilon(T_j(t) - T_a), \quad (3.66)$$

onde:

$$\varepsilon = -\frac{h\pi D_i}{A\rho_0 c_{p0}}. \quad (3.67)$$

- Demais tubos:

$$\frac{dT_j(t)}{dt} = -\frac{u(t)}{\Delta s}(T_j(t) - T_{j-1}(t)). \quad (3.68)$$

Na figura 3.3 é apresentada a discretização espacial do circuito, percorrendo o sentido horário. O espaçamento entre cada nó foi considerado constante, sendo assim tem-se as seguintes relações:

$$L = L_h + L_c + 2L_1, \quad (3.69)$$

$$n = N_d + N_h + N_r + N_c, \quad (3.70)$$

onde  $N_d$  é o número de nós no ramo 1,  $N_h$  o número de nós no ramo 2,  $N_r$  o número de nós no ramo 3 e  $N_c$  o número de nós no ramo 4. Torna-se também

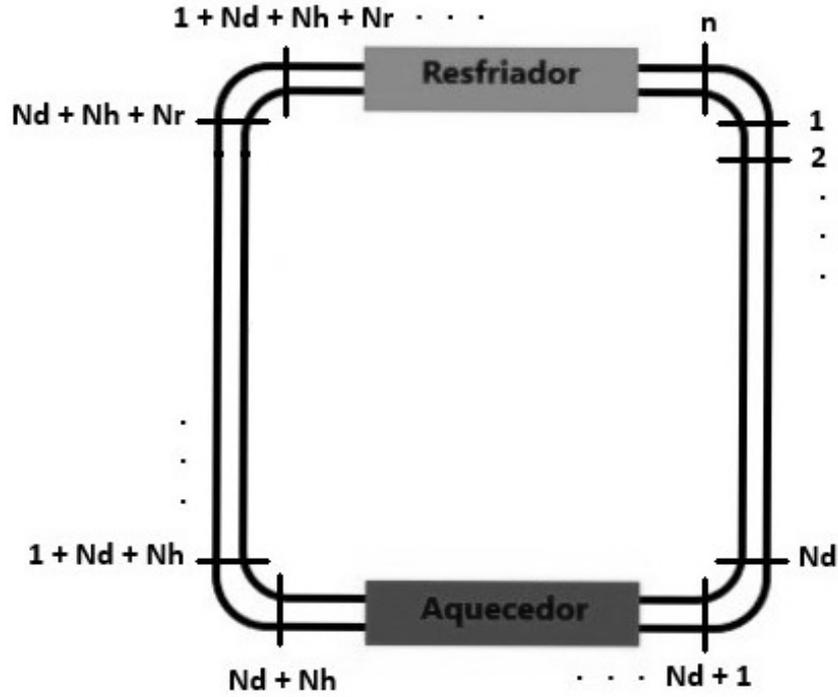


Figura 3.3: Discretização espacial ao longo do circuito.

necessário definir  $n_1$  como o número de nós do aquecedor e  $n_2$  como o número de nós do resfriador.

Finalmente, tem-se o espaçamento entre cada nó:

$$\Delta s = \frac{L}{n}. \quad (3.71)$$

Para se obter a vazão mássica em função do tempo, será preciso realizar, primeiramente, a semi-discretização na variável espacial das equações de conservação de energia. Para o caso das seções sem o aquecedor e o resfriador, esta equação será dada por:

$$\frac{dT_j(t)}{dt} = -\frac{u(t)}{\Delta s}(T_j(t) - T_{j-1}(t)), \quad (3.72)$$

onde:  $1 \leq j \leq \frac{(N_h - n_1)}{2} + N_d - 1 \cup \frac{(N_h - n_1)}{2} + N_d + n_1 + 1 \leq j \leq \frac{(N_c - n_2)}{2} + N_d + N_h + N_r - 1 \cup \frac{(N_c - n_2)}{2} + N_d + N_h + N_r + n_2 + 1 \leq j \leq n$ .

Já nas seções com o aquecedor e o resfriador têm-se, respectivamente:

$$\frac{dT_j(t)}{dt} = -\frac{u(t)}{\Delta s}(T_j(t) - T_{j-1}(t)) + \Omega, \quad (3.73)$$

onde:  $\frac{(N_h - n_1)}{2} + N_d \leq j \leq \frac{(N_h - n_1)}{2} + N_d + n_1$ ;

$$\frac{dT_j(t)}{dt} = -\frac{u(t)}{\Delta s}(T_j(t) - T_{j-1}(t)) - \varepsilon(T_j(t) - T_a), \quad (3.74)$$

onde:  $\frac{(N_c - n_2)}{2} + N_d + N_h + N_r \leq j \leq \frac{(N_c - n_2)}{2} + N_d + N_h + N_r + n_2$ .

A condição inicial das equações 3.72, 3.73 e 3.74 foram determinadas utilizando o modelo matemático do estado estacionário apresentado no capítulo 4 deste trabalho.

Para se obter a equação diferencial ordinária para vazão mássica em função do tempo, é necessário realizar a integração numérica das equações para a queda de pressão devido ao empuxo e às acelerações adicionais. A equação da queda de pressão em cada ramo devido ao empuxo é dada pelas equações 3.54, 3.50, 3.56 e 3.52, enquanto que a equação da queda de pressão total é dado por 3.57, e para cada uma dessas equações aplica-se a regra dos trapézios simples em cada integral. A integração numérica da equação da queda de pressão devido ao empuxo fornece o seguinte resultado:

$$\begin{aligned} \Delta p_b = & \rho_0 g \cos \theta \sum_{j=0}^{N_d-1} \left\{ \frac{\Delta s}{2} [1 - \beta (T_j(t) + T_{j+1}(t) - T_0)] \right\} - \\ & - \rho_0 g \sin \theta \sum_{j=N_d}^{N_d+N_h-1} \left\{ \frac{\Delta s}{2} [1 - \beta (T_j(t) + T_{j+1}(t) - T_0)] \right\} - \\ & - \rho_0 g \cos \theta \sum_{j=N_d+N_h}^{N_d+N_h+N_r-1} \left\{ \frac{\Delta s}{2} [1 - \beta (T_j(t) + T_{j+1}(t) - T_0)] \right\} + \\ & + \rho_0 g \sin \theta \sum_{j=N_d+N_h+N_r}^{n-1} \left\{ \frac{\Delta z}{2} [1 - \beta (T_j(t) + T_{j+1}(t) - T_0)] \right\}. \quad (3.75) \end{aligned}$$

A queda de pressão devido às acelerações adicionais divide-se em queda de pressão devido à aceleração centrífuga e queda de pressão devido à aceleração tangencial. Analiticamente, estas equações para cada ramo e para cada caso, utilizando a aproximação de Boussinesq, são dadas por:

- Seção do circuito com temperatura igual a  $T_c$ :

A queda de pressão devido à aceleração centrífuga:

$$\Delta p_{ac1} = \int_0^{L_1} \rho_1 \omega^2 z' dz', \quad (3.76)$$

$$\Delta p_{ac1} = \frac{L_1^2 \rho_0 \omega^2}{2} [1 + \beta(T_0 - T_c)]. \quad (3.77)$$

A queda de pressão devido à aceleração tangencial:

$$\Delta p_{at1} = \int_0^{L_1} \rho_1 \dot{\omega} L_2 / 2 dz', \quad (3.78)$$

$$\Delta p_{at1} = \frac{1}{2}L_1L_2\rho_0\dot{\omega}[1 + \beta(T_0 - T_c)]. \quad (3.79)$$

- Aquecedor:

A queda de pressão devido à aceleração centrífuga:

$$\Delta p_{ac2} = \int_{-L_2/2}^{-L_h/2} \omega^2 y' \rho_1 dy' + \int_{-L_h/2}^{L_h/2} \omega^2 y' \rho_h(y') dy' + \int_{L_h/2}^{L_2/2} \omega^2 y' \rho_3 dy', \quad (3.80)$$

$$\Delta p_{ac2} = \frac{\beta\rho_0\omega^2}{24c_p\dot{m}} [2D_hL_h^3\pi q_w'' + 3c_p\dot{m}(L_2^2 - L_h^2)(T_c - T_h)]. \quad (3.81)$$

A queda de pressão devido à aceleração tangencial:

$$\Delta p_{at2} = 0. \quad (3.82)$$

- Seção do circuito com temperatura igual a  $T_h$ :

A queda de pressão devido à aceleração centrífuga:

$$\Delta p_{ac3} = - \int_0^{L_1} \rho_3 \omega^2 dz', \quad (3.83)$$

$$\Delta p_{ac3} = - \frac{L_1^2 \rho_0 \omega^2}{2} [1 + \beta(T_0 - T_h)]. \quad (3.84)$$

A queda de pressão devido à aceleração tangencial:

$$\Delta p_{at3} = \int_0^{L_1} \rho_3 \dot{\omega} L_2 / 2 dz', \quad (3.85)$$

$$\Delta p_{at3} = \frac{1}{2}L_1L_2\rho_0\dot{\omega}[1 + \beta(T_0 - T_h)]. \quad (3.86)$$

- Resfriador:

A queda de pressão devido à aceleração centrífuga:

$$\Delta p_{ac4} = - \int_{-L_2/2}^{-L_c/2} \omega^2 y' \rho_3 dy' - \int_{-L_c/2}^{L_c/2} \omega^2 y' \rho_c(y') dy' - \int_{L_c/2}^{L_2/2} \omega^2 y' \rho_1 dy', \quad (3.87)$$

$$\Delta p_{ac4} = \frac{\rho_0 \omega^2}{8} \left\{ \frac{-8c_p \dot{m} \beta (T_a - T_h) \left[ c_p \dot{m} - \frac{1}{2} D_c h L_c \pi - \frac{1}{2} e^{-\frac{D_c h L_c \pi}{c_p \dot{m}}} (2c_p \dot{m} + D_c h L_c \pi) \right]}{D_c^2 h^2 \pi^2} \right. \\ \left. - (L_2^2 - L_c^2) [1 + \beta (T_0 - T_c)] + (L_2^2 - L_c^2) [1 + \beta (T_0 - T_h)] \right\}. \quad (3.88)$$

A queda de pressão devido à aceleração tangencial:

$$\Delta p_{at4} = \int_{-L_2/2}^{-L_c/2} \dot{\omega} L_1 \rho_3 dy' + \int_{-L_c/2}^{L_c/2} \dot{\omega} L_1 \rho_c(y') dy' + \int_{L_c/2}^{L_2/2} \dot{\omega} L_1 \rho_1 dy', \quad (3.89)$$

$$\Delta p_{at4} = \frac{\rho_0 \dot{\omega} L_1}{2} \left\{ \frac{2c_p \dot{m} \beta (T_a - T_h) \left( 1 - e^{-\frac{D_c h L_c \pi}{c_p \dot{m}}} \right)}{D_c h \pi} + L_c \beta (T_h + T_c - 2T_a) + \right. \\ \left. + L_2 [2 + \beta (2T_0 - T_c - T_h)] \right\}. \quad (3.90)$$

Aplicando a regra dos trapézios simples nas equações 3.76, 3.78, 3.80, 3.83, 3.85, 3.87 e 3.89, obtém-se a equação para a queda de pressão devido à aceleração centrífuga e devido à aceleração tangencial:

$$\Delta p_{ac} = \frac{\Delta s}{2} \omega^2 \sum_{j=0}^{N_d-1} \{ \Delta s(j) \rho_0 [1 - \beta (T_j(t) - T_0)] + \\ + \Delta s(j+1) \rho_0 [1 - \beta (T_{j+1}(t) - T_0)] \} + \\ + \frac{\Delta s}{2} \omega^2 \sum_{j=N_d}^{N_d+N_h-1} \{ \Delta s(j - N_d) \rho_0 [1 - \beta (T_j(t) - T_0)] + \\ + \Delta s(j+1 - N_d) \rho_0 [1 - \beta (T_{j+1}(t) - T_0)] \} - \\ - \frac{\Delta s}{2} \omega^2 \sum_{j=N_d+N_h}^{N_d+N_h+N_r-1} \{ \Delta s(j - N_d - N_h) \rho_0 [1 - \beta (T_j(t) - T_0)] + \\ + \Delta s(j+1 - N_d - N_h) \rho_0 [1 - \beta (T_{j+1}(t) - T_0)] \} - \\ - \frac{\Delta s}{2} \omega^2 \sum_{j=N_d+N_h+N_r}^{n-1} \{ \Delta s(j - N_d - N_h - N_r) \rho_0 [1 - \beta (T_j(t) - T_0)] + \\ + \Delta s(j+1 - N_d - N_h - N_r) \rho_0 [1 - \beta (T_{j+1}(t) - T_0)] \}, \quad (3.91)$$

$$\begin{aligned}
\Delta p_{at} = & \rho_0 \dot{\omega} \frac{L_2}{2} \sum_{j=0}^{N_d-1} \left\{ \frac{\Delta s}{2} [1 - \beta (T_j(t) + T_{j+1}(t) - T_0)] \right\} + \\
& + \rho_0 \dot{\omega} \frac{L_2}{2} \sum_{j=N_d+N_h}^{N_d+N_h+N_r-1} \left\{ \frac{\Delta s}{2} [1 - \beta (T_j(t) + T_{j+1}(t) - T_0)] \right\} + \\
& + \rho_0 \dot{\omega} L_1 \sum_{j=N_d+N_h+N_r}^{n-1} \left\{ \frac{\Delta s}{2} [1 - \beta (T_j(t) + T_{j+1}(t) - T_0)] \right\}. \quad (3.92)
\end{aligned}$$

Finalmente, chega-se a equação da queda de pressão devido às acelerações adicionais:

$$\Delta p_a = \Delta p_{ac} + \Delta p_{at}. \quad (3.93)$$

Substituindo as equações 3.75 e 3.93 na equação da conservação da quantidade de movimento integrada ao longo do circuito 3.22, chega-se na equação diferencial ordinária para vazão mássica em função do tempo:

$$\begin{aligned}
\frac{2(L_1 + L_2)}{A} \frac{d\dot{m}}{dt} = & \rho_0 g \cos \theta \sum_{j=0}^{N_d-1} \left\{ \frac{\Delta s}{2} [1 - \beta(T_j(t) + T_{j+1}(t) - T_0)] \right\} - \\
& - \rho_0 g \sin \theta \sum_{j=N_d}^{N_d+N_h-1} \left\{ \frac{\Delta s}{2} [1 - \beta(T_j(t) + T_{j+1}(t) - T_0)] \right\} - \\
& - \rho_0 g \cos \theta \sum_{j=N_d+N_h}^{N_d+N_h+N_r-1} \left\{ \frac{\Delta s}{2} [1 - \beta(T_j(t) + T_{j+1}(t) - T_0)] \right\} + \\
& + \rho_0 g \sin \theta \sum_{j=N_d+N_h+N_r}^{n-1} \left\{ \frac{\Delta s}{2} [1 - \beta(T_j(t) + T_{j+1}(t) - T_0)] \right\} + \\
& + \frac{\Delta s}{2} \omega^2 \sum_{j=0}^{N_d-1} \{ \Delta s(j) \rho_0 [1 - \beta(T_j(t) - T_0)] + \\
& + \Delta s(j+1) \rho_0 [1 - \beta(T_{j+1}(t) - T_0)] \} + \\
& + \frac{\Delta s}{2} \omega^2 \sum_{j=N_d}^{N_d+N_h-1} \{ \Delta s(j - N_d) \rho_0 [1 - \beta(T_j(t) - T_0)] + \\
& + \Delta s(j+1 - N_d) \rho_0 [1 - \beta(T_{j+1}(t) - T_0)] \} - \\
& - \frac{\Delta s}{2} \omega^2 \sum_{j=N_d+N_h}^{N_d+N_h+N_r-1} \{ \Delta s(j - N_d - N_h) \rho_0 [1 - \beta(T_j(t) - T_0)] + \\
& + \Delta s(j+1 - N_d - N_h) \rho_0 [1 - \beta(T_{j+1}(t) - T_0)] \} - \\
& - \frac{\Delta s}{2} \omega^2 \sum_{j=N_d+N_h+N_r}^{n-1} \{ \Delta s(j - N_d - N_h - N_r) \rho_0 [1 - \beta(T_j(t) - T_0)] + \\
& + \Delta s(j+1 - N_d - N_h - N_r) \rho_0 [1 - \beta(T_{j+1}(t) - T_0)] \} + \\
& + \rho_0 \dot{\omega} \frac{L_2}{2} \sum_{j=0}^{N_d-1} \left\{ \frac{\Delta s}{2} [1 - \beta(T_j(t) + T_{j+1}(t) - T_0)] \right\} + \\
& + \rho_0 \dot{\omega} \frac{L_2}{2} \sum_{j=N_d+N_h}^{N_d+N_h+N_r-1} \left\{ \frac{\Delta s}{2} [1 - \beta(T_j(t) + T_{j+1}(t) - T_0)] \right\} + \\
& + \rho_0 \dot{\omega} L_1 \sum_{j=N_d+N_h+N_r}^{n-1} \left\{ \frac{\Delta s}{2} [1 - \beta(T_j(t) + T_{j+1}(t) - T_0)] \right\} - \\
& - \frac{f(Re)}{D_i} \frac{L_1 + L_2}{\rho_o} \left( \frac{\dot{m}}{A} \right)^2. \quad (3.94)
\end{aligned}$$

Assim, as equações 3.72, 3.73, 3.74 e 3.94 formam um sistema de  $n + 1$  equações diferenciais ordinárias, para  $T_j(t)$ , onde  $j = 1, 2, \dots, n$ , e para  $\dot{m}(t)$ .

Para a resolução deste conjunto de equações diferenciais ordinárias é utilizada a função NDSolve do software Wolfram Mathematica.

# Capítulo 4

## Resultados

Neste capítulo serão apresentados os resultados obtidos para a circulação natural sob influência de um ângulo de inclinação e sob movimento de balanço. Para isso, foi preciso determinar os parâmetros físicos a serem utilizados para a análise do circuito de circulação natural.

Após uma análise dos trabalhos estudados na literatura, foi necessário adaptar alguns parâmetros físicos ao modelo físico simplificado adotado neste trabalho. Dessa forma, os parâmetros físicos de MURATA e SAWADA *et al.*[27] foram adotados como base de dados a serem utilizados. A tabela 4.1 apresenta os parâmetros utilizados neste trabalho.

Em relação às propriedades da água, estas foram obtidas no sítio eletrônico do National Institute of Standards and Technology (NIST) [35]. A temperatura de referência considerada para o cálculo destas propriedades foi 320 K. A tabela 4.2 exibe essas propriedades.

Tabela 4.1: Parâmetros físicos.

Parâmetro	Valor	Unidade
$p$	0,098	MPa
$g$	9,8	$\text{m.s}^{-2}$
$D_i = D_h = D_c$	0,15	m
$L_1$	3,5	m
$L_2$	3,0	m
$L_h$	1,8	m
$L_c$	2,4	m
$\dot{Q}$	40,0	kW
$T_a$	280,0	K

Tabela 4.2: Propriedades da água a temperatura de 320 K.

Parâmetro	Valor	Unidade
$\rho_0$	989,43	$\text{kg.m}^{-3}$
$c_{p0}$	4,1805	$\text{kJ.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
$\mu_0$	$5,7704 \times 10^{-4}$	$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$
$k_0$	0,63975	$\text{J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}.\text{s}^{-1}$
$\beta$	$4,3806 \times 10^{-4}$	$\text{K}^{-1}$

## 4.1 Resultados do estado estacionário

Foram realizados dois tipos de estudo para o estado estacionário, no primeiro estudo considera um circuito com tamanho fixo, em que é analisada a circulação natural quando o ângulo de inclinação varia de  $-25^\circ$  a  $+25^\circ$ , considerando três valores distintos para a potência: 40 kW, 60 kW e 80 kW. No segundo estudo, a circulação natural sob inclinação é analisada quando o circuito varia seu tamanho e diâmetro. Primeiramente, será avaliado o caso em que o diâmetro varia. Posteriormente, será feito o mesmo para os comprimentos dos tubos, mantendo os comprimentos do resfriador e aquecedor.

### 4.1.1 Circuito com tamanho fixo

Neste caso, o circuito de circulação natural apresenta um tamanho fixo, e os valores destes parâmetros são fornecidos pela tabela 4.1. Ao considerar três valores para a potência: 40 kW, 60 kW e 80 kW, foram obtidos os valores da vazão mássica, do número de Reynolds, da temperatura de saída da água do aquecedor e da temperatura de saída da água do resfriador quando o ângulo de inclinação ainda era nulo. Para isso, substituiu-se os valores apresentados nas tabelas 4.1 e 4.2 nas seguintes equações: 3.28, 3.42, 3.43 e 3.60. Em acréscimo a isso, determinou-se o valor de  $\alpha$  que é definido como a porcentagem da vazão mássica inicial que diminuiu a um ângulo de inclinação de  $45^\circ$ . O valor de  $\alpha$  foi determinado com intuito de comparar com o resultado encontrado no trabalho de ZHU *et al.*[22]. Os resultados obtidos estão na tabela 4.3.

Tabela 4.3: Resultados para o circuito com tamanho fixo.

$\dot{Q}$ (kW)	$\dot{m}_0$ (kg/s)	$Re$	$T_h$ (K)	$T_c$ (K)	$\alpha$
40	3,67	53914	312,26	309,65	11,6 %
60	4,24	62396	322,72	319,34	11,6 %
80	4,70	69203	332,15	328,08	11,6 %

Para analisar o comportamento da vazão mássica à medida que a inclinação do circuito varia, construiu-se um gráfico da vazão mássica em função do ângulo de inclinação e outro gráfico da vazão mássica relativa a vazão mássica inicial em função

do ângulo de inclinação. Este ângulo varia em uma faixa de  $-25^\circ$  a  $25^\circ$ , considerando os três casos de potência já apresentados na tabela 4.3. Pode-se verificar que a alteração da potência não afetou o valor da vazão mássica relativa, conforme a figura 4.1 mostra. Por este gráfico também pode-se observar que à medida que o ângulo de inclinação aumenta tanto para esquerda quanto para direita, a vazão mássica decresce.

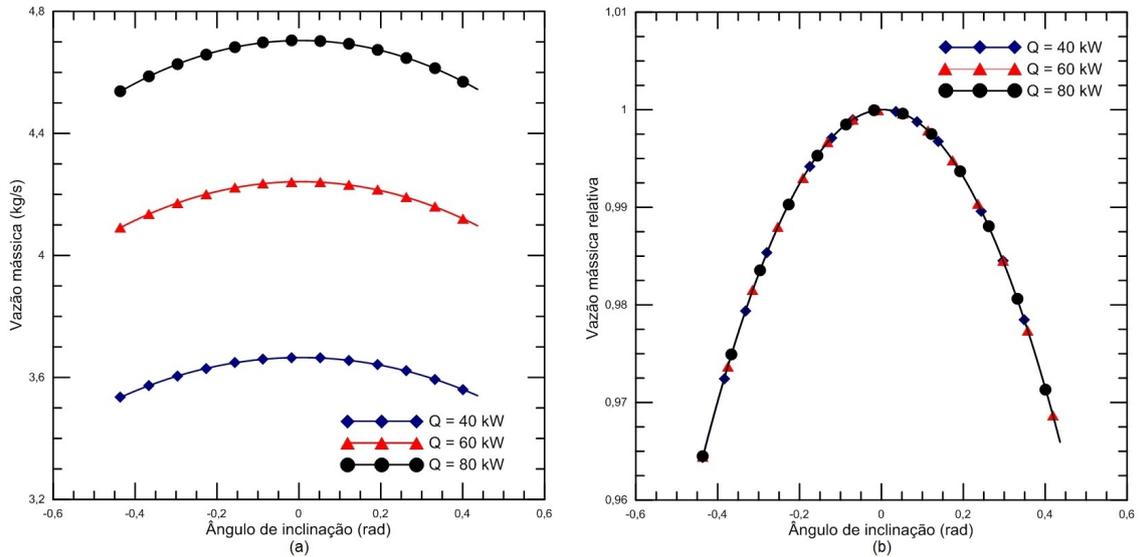


Figura 4.1: (a) Vazão mássica em função do ângulo de inclinação quando a potência é igual a 40 kW, 60 kW ou 80 kW; (b) Vazão mássica relativa à vazão mássica inicial em função do ângulo de inclinação quando a potência é igual a 40 kW, 60 kW ou 80 kW.

#### 4.1.2 Circuitos com tamanhos variáveis

Nesta seção, analisa-se como a circulação natural é afetada ao se alterar o comprimento e o diâmetro do circuito. Como primeiro estudo, é analisada a circulação natural para diferentes diâmetros. Foi considerado o circuito com os mesmos parâmetros da tabela 4.1, exceto o diâmetro que, agora, apresenta os seguintes valores: 0,20 m; 0,15 m e 0,10 m.

Na figura 4.2 (a) é visto que à medida que o diâmetro dos tubos é maior, a vazão mássica se eleva. Além disso, a vazão mássica também decresce com a inclinação do circuito, tanto para o sentido horário, quanto para o sentido anti-horário. A figura 4.2 (b) mostra que a vazão mássica relativa não varia com o diâmetro.

Como segunda parte do estudo, analisou-se como a circulação natural é afetada para diferentes comprimentos do circuito, mantendo-se os comprimentos do resfriador e aquecedor fixos. A figura 4.3 (a) apresenta curvas para cinco circuitos de tamanhos diferentes. É visto que a vazão mássica inicial se eleva à medida que o comprimento horizontal do circuito diminui e a distância entre o resfriador e o

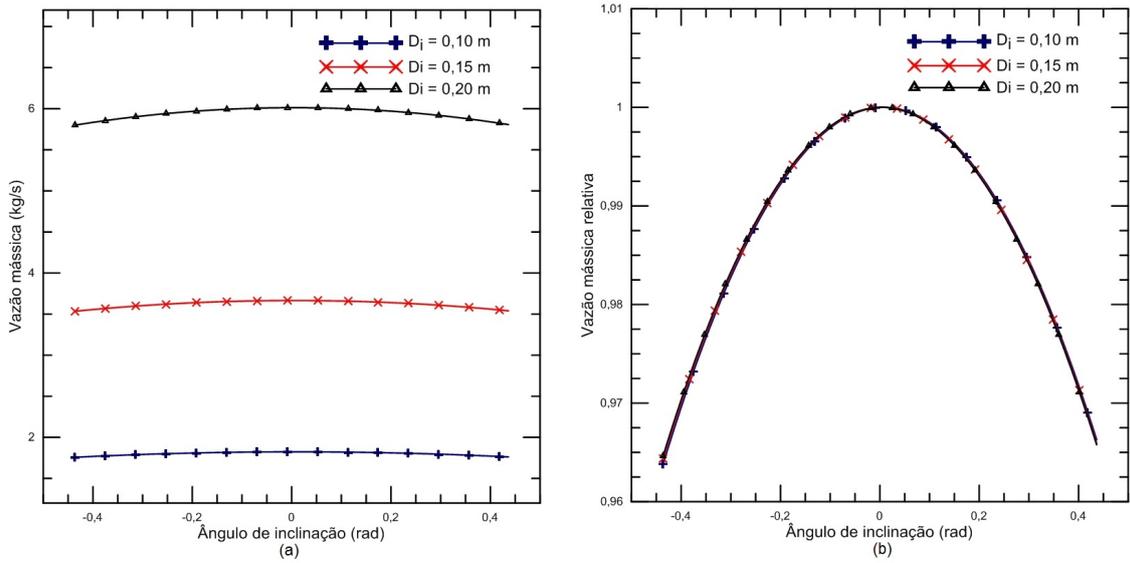


Figura 4.2: (a) Vazão mássica em função do ângulo de inclinação quando o diâmetro é igual a 0,20 m; 0,15 m ou 0,10 m; (b) Vazão mássica relativa à vazão mássica inicial em função do ângulo de inclinação quando o diâmetro é igual a 0,20 m; 0,15 m ou 0,10 m.

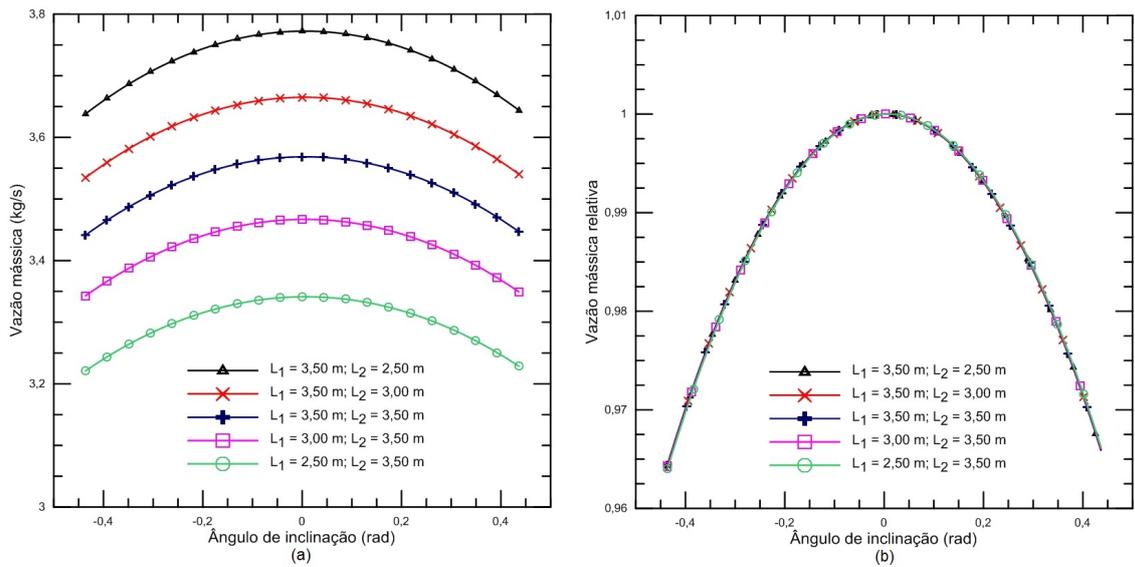


Figura 4.3: (a) Vazão mássica em função do ângulo de inclinação para diversos tamanhos do circuito; (b) Vazão mássica relativa à vazão mássica inicial em função do ângulo de inclinação para diversos tamanhos do circuito.

aquecedor não se altera. Por outro lado, mantendo o comprimento horizontal do circuito constante, a vazão mássica inicial diminui à proporção que a distância entre o resfriador e o aquecedor diminui.

## 4.2 Resultados do Caso Oscilatório

Nesta seção, serão apresentados os resultados obtidos para a circulação natural sob movimento de balanço. Primeiramente, será analisado o comportamento da vazão mássica, enquanto que, em seguida, tem-se o estudo da queda de pressão ao longo do circuito. Para estas duas análises, serão consideradas quatro situações distintas:

- Amplitude de oscilação do movimento fixa a  $5^\circ$  com três períodos de oscilação distintos (5 segundos, 10 segundos e 15 segundos);
- Amplitude de oscilação do movimento fixa a  $10^\circ$  e três períodos de oscilação distintos (10 segundos, 15 segundos e 20 segundos);
- Amplitude de oscilação do movimento fixa a  $15^\circ$  e três períodos de oscilação distintos (15 segundos, 20 segundos e 25 segundos);
- Período de oscilação fixo a 12 segundos e três amplitudes de oscilação distintas ( $5^\circ$ ,  $10^\circ$  e  $15^\circ$ ).

Em acréscimo a isso, tem-se a análise do comportamento da vazão mássica média tanto em função do período, quanto em função da amplitude.

### 4.2.1 Vazão mássica

Considerando o resfriador e o aquecedor nas posições horizontais, conforme a figura 3.1, foi determinado, a princípio, a vazão mássica da água ao longo de todo circuito em função do tempo. Para isto, foi utilizada a função `NDSolve` do software Wolfram Mathematica 11.3 Student Edition para resolver o sistema de  $n+1$  equações formado pelas equações 3.72, 3.73, 3.74, e 3.94.

A figura 4.4 mostra a vazão mássica em função do tempo para a situação em que a amplitude do movimento de balanço é igual a  $5^\circ$ , enquanto que na figura 4.5 e na figura 4.6, essa amplitude é igual a  $10^\circ$  e  $15^\circ$ , respectivamente.

Analisando as figuras 4.4, 4.5 e 4.6, nota-se que a vazão mássica apresenta uma superposição de oscilações aproximadamente senoidais. À medida que o período do movimento diminui, esta superposição se sobressai. Destas oscilações em cada curva, ao considerar a oscilação com maior frequência, constata-se que a vazão mássica possui o mesmo período do movimento de balanço. Outra conclusão que se pode chegar a partir destes gráficos é que com o aumento do período de oscilação, a amplitude da vazão mássica diminui.

Na figura 4.7 tem-se o gráfico da vazão mássica em função do tempo quando o período do movimento de balanço é igual a 12 segundos. Neste caso, o aumento

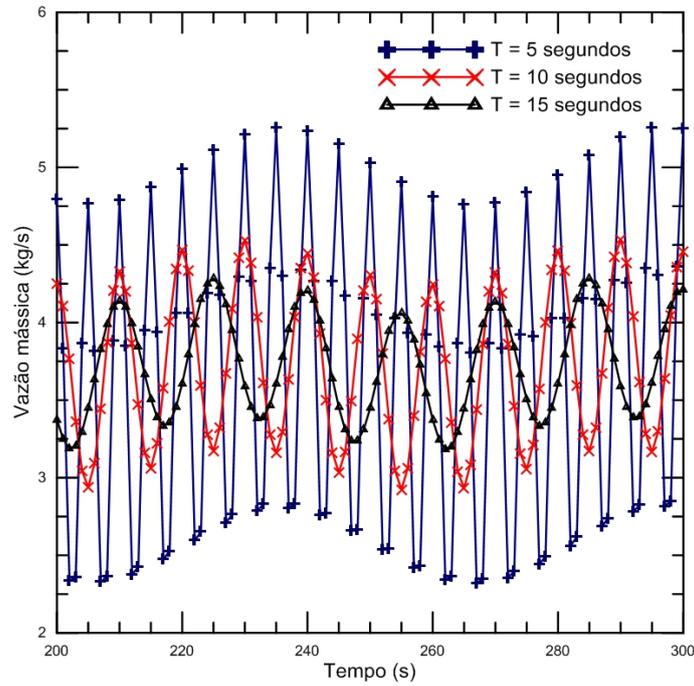


Figura 4.4: Vazão mássica em função do tempo quando a amplitude do movimento de balanço é igual a  $5^\circ$ .

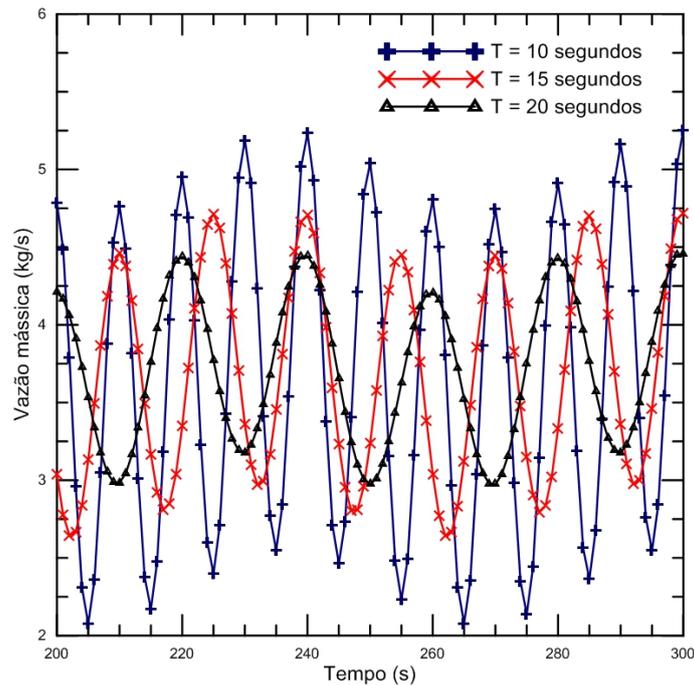


Figura 4.5: Vazão mássica em função do tempo quando a amplitude do movimento de balanço é igual a  $10^\circ$ .

da amplitude de oscilação provoca um crescimento da amplitude da vazão mássica. Além disso, o período da vazão mássica continua igual ao período do movimento de balanço e as curvas da vazão mássica para cada amplitude estão em fase.

De forma a comparar os resultados aqui apresentados, foi também obtido a vazão

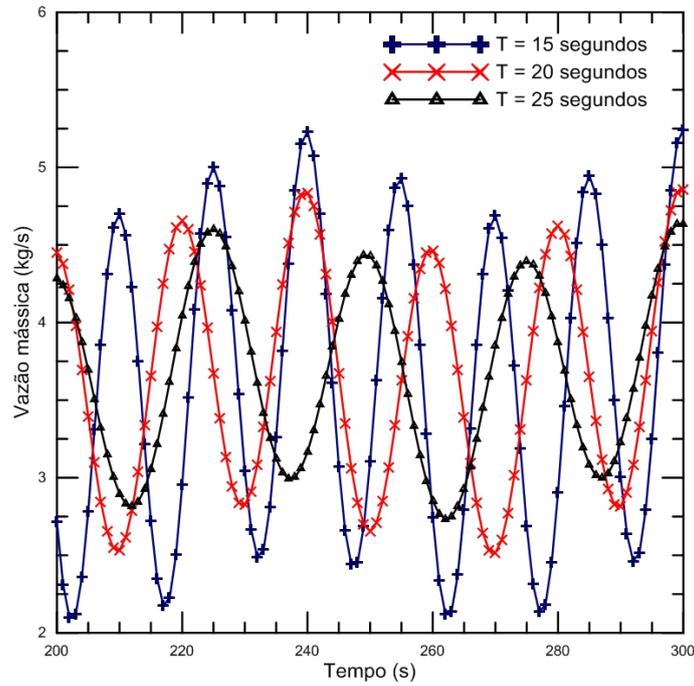


Figura 4.6: Vazão mássica em função do tempo quando a amplitude do movimento de balanço é igual a  $15^\circ$ .

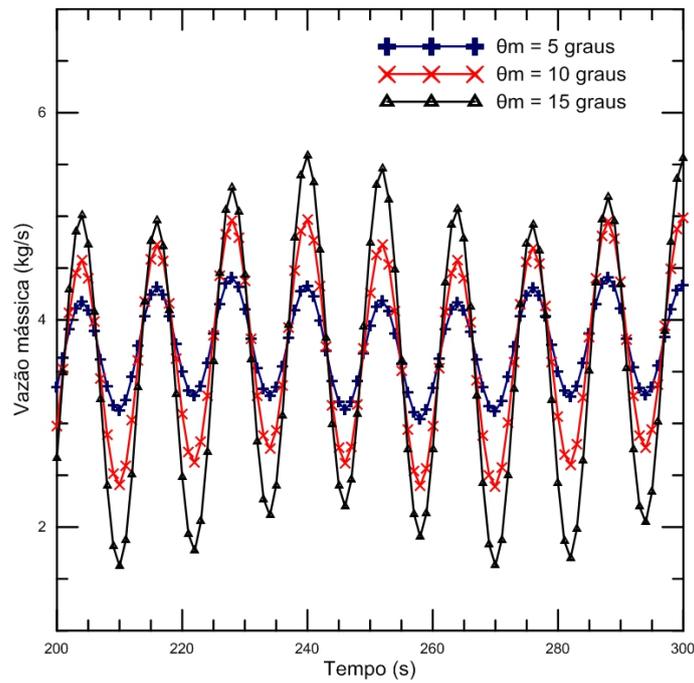


Figura 4.7: Vazão mássica em função do tempo quando o período do movimento de balanço é igual a 12 segundos.

mássica em função do tempo, quando se é aplicada a diferença finita central, ou seja:

$$\frac{\partial T(s, t)}{\partial s} \approx \frac{T(s_{j+1}, t) - T(s_{j-1}, t)}{2\Delta s_j} = \frac{T_{j+1}(t) - T_{j-1}(t)}{2\Delta s_j}, \quad (4.1)$$

onde  $\Delta s_j = s_j - s_{j-1}$ .

Para este caso, considerou a amplitude de balanço fixa a  $5^\circ$  com períodos de 5 segundos e 15 segundos. Na figura 4.8 tem-se o gráfico utilizando diferença finita recuada e a central. Outra comparação foi realizada fixando o período a 12 segundos com amplitude de balanço iguais a  $5^\circ$  e  $15^\circ$ , como mostra a figura 4.9.

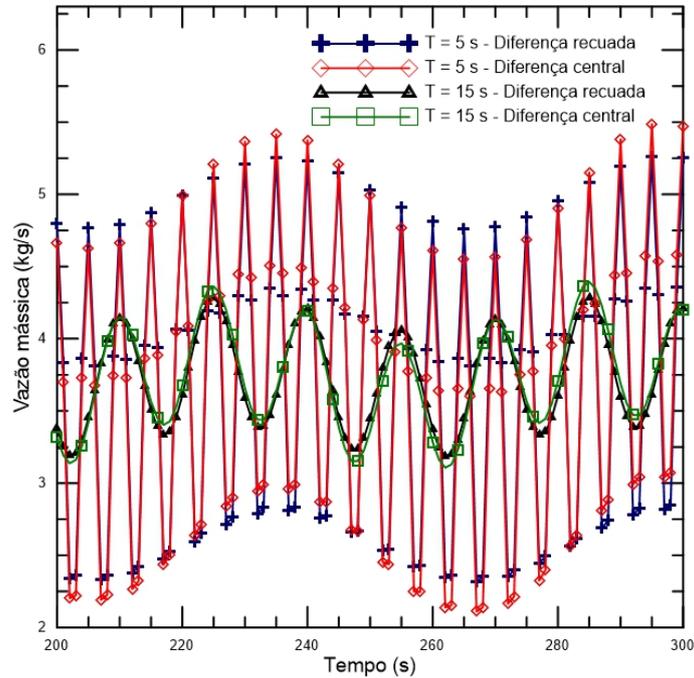


Figura 4.8: Vazão mássica em função do tempo quando a amplitude do movimento de balanço é igual a  $5^\circ$ , utilizando diferença finita recuada e central.

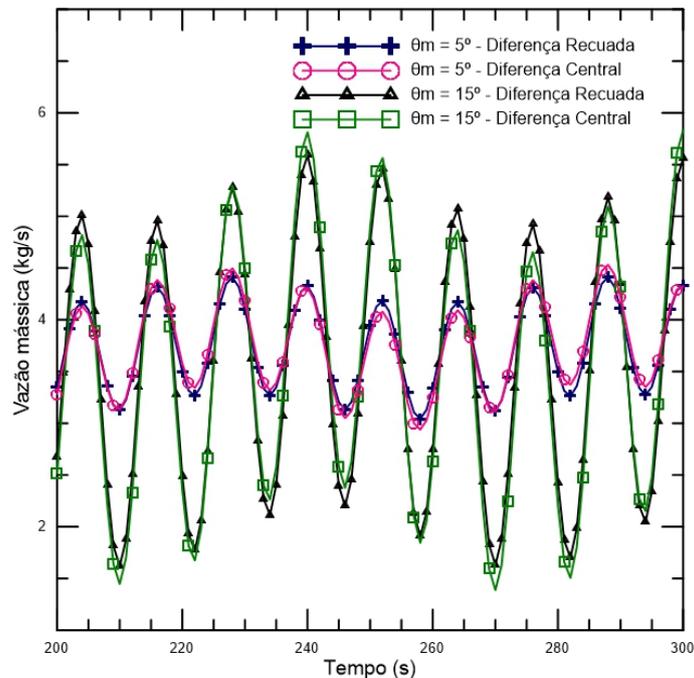


Figura 4.9: Vazão mássica em função do tempo quando o período do movimento de balanço é igual a 12 segundos, utilizando diferença finita recuada e central.

## 4.2.2 Queda de pressão ao longo do circuito

Analisando a queda de pressão devido ao empuxo ao longo do circuito em função do tempo, pode-se perceber que não há um comportamento oscilatório aproximadamente senoidal. Isso se deve ao fato do vetor aceleração da gravidade no sistema referencial não-inercial estar decomposto em função do ângulo de balanço, resultando nas equações 3.50, 3.52, 3.54 e 3.56. Dessa forma, em cada ramo do circuito, a queda de pressão oscila senoidalmente e com período igual ao período do movimento de balanço. Entretanto, a superposição destas quatro ondas não resulta outra onda senoidal, conforme é visto nas figuras 4.10, 4.11, 4.12 e 4.13.

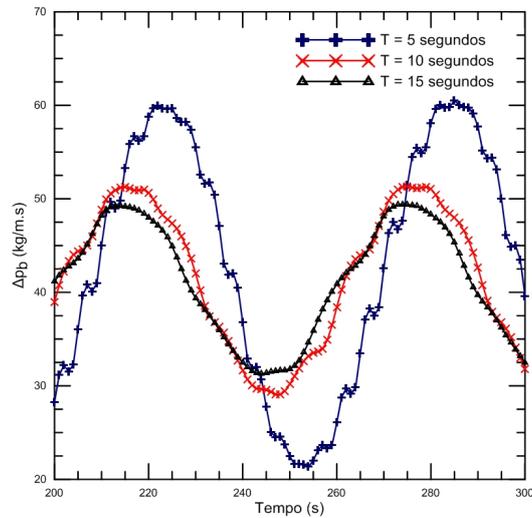


Figura 4.10: Queda de pressão total devido ao empuxo em função do tempo quando a amplitude do movimento de balanço é igual a  $5^\circ$ .

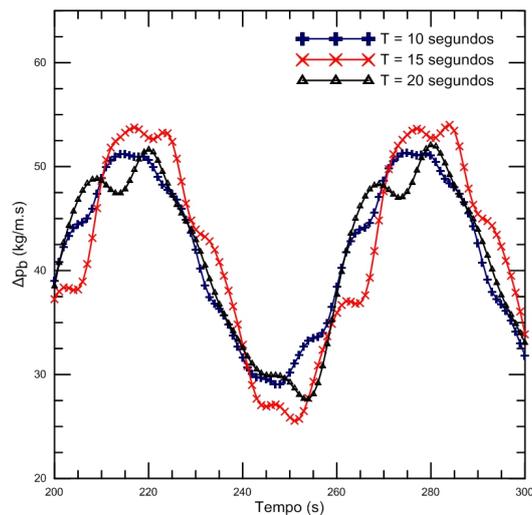


Figura 4.11: Queda de pressão total devido ao empuxo em função do tempo quando a amplitude do movimento de balanço é igual a  $10^\circ$ .

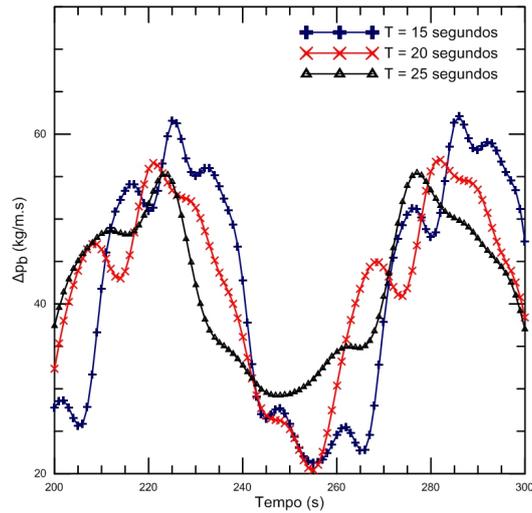


Figura 4.12: Queda de pressão total devido ao empuxo em função do tempo quando a amplitude do movimento de balanço é igual a  $15^\circ$ .

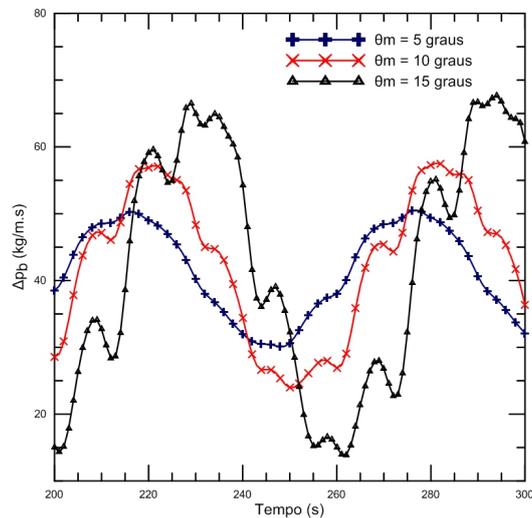


Figura 4.13: Queda de pressão total devido ao empuxo em função do tempo quando o período é igual a 12 segundos.

Mesmo assim, pode-se perceber nas figuras 4.10, 4.11 e 4.12 que à medida que o período do movimento de balanço aumenta, a amplitude da queda de pressão devido ao empuxo é menor. Enquanto que a figura 4.13 mostra que medida que a amplitude do balanço é maior, a amplitude da queda de pressão devido ao empuxo aumenta.

Agora analisando a queda de pressão devido às acelerações adicionais ao longo do circuito nas figuras 4.14, 4.15, 4.16 e 4.17, nota-se que o período é igual ao período do movimento de balanço. Este resultado já era esperado, uma vez que a equação da queda de pressão total devido às acelerações adicionais é em função da velocidade de balanço e da aceleração de balanço. Além disso, nas figuras 4.14, 4.15 e 4.16 constatam-se que a amplitude da queda de pressão devido às acelerações adicionais aumenta à medida que o período do movimento de balanço diminui. Por

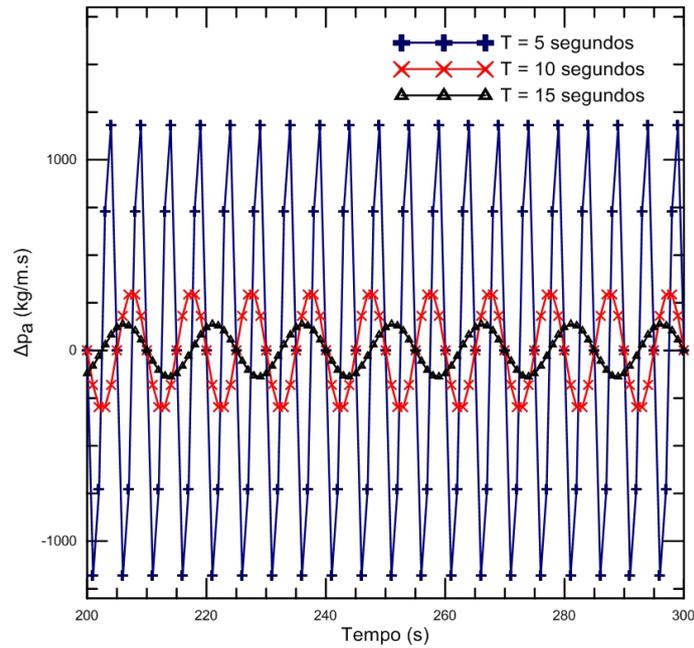


Figura 4.14: Queda de pressão total devido às acelerações adicionais em função do tempo quando a amplitude do movimento de balanço é igual a  $5^\circ$ .

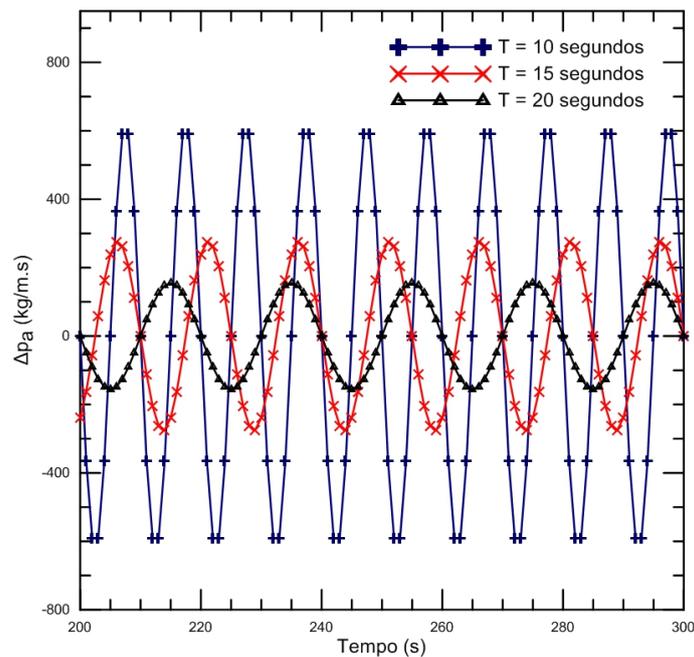


Figura 4.15: Queda de pressão total devido às acelerações adicionais em função do tempo quando a amplitude do movimento de balanço é igual a  $10^\circ$ .

outro lado, a figura 4.17 mostra que a amplitude da queda de pressão devido às acelerações adicionais torna-se maior com o aumento da amplitude do movimento de balanço.

Já a queda de pressão devido ao atrito ao longo do circuito apresenta similar comportamento que a vazão mássica total, como pode ser visto nas figuras 4.18, 4.19 4.20 e 4.21. Isso se deve ao fato da equação 3.30 ser em função da vazão

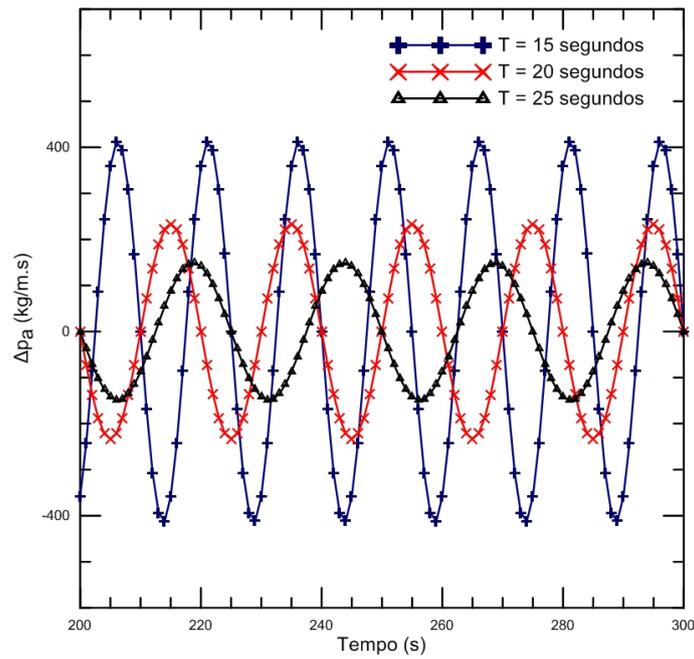


Figura 4.16: Queda de pressão total devido às acelerações adicionais em função do tempo quando a amplitude do movimento de balanço é igual a  $15^\circ$ .

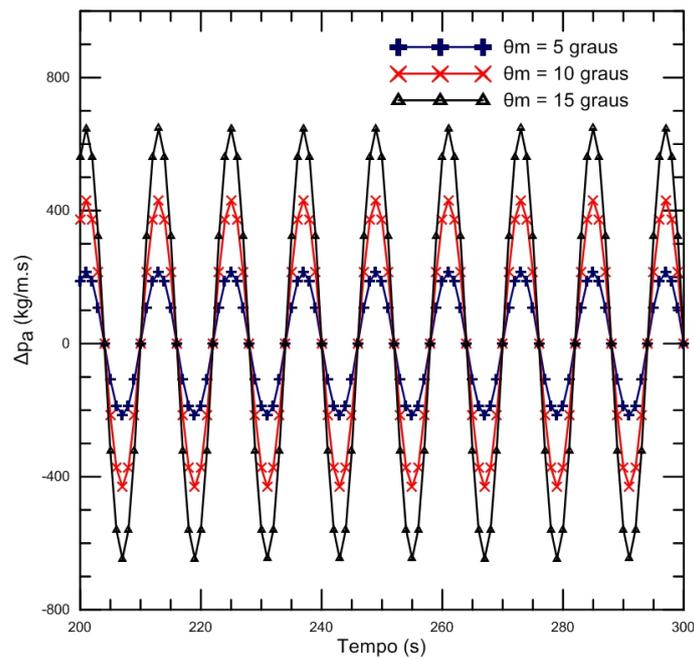


Figura 4.17: Queda de pressão total devido às acelerações adicionais em função do tempo quando o período do movimento de balanço é igual a 12 segundos.

mássica. O período da queda de pressão devido ao atrito, considerando a oscilação de maior frequência, é igual ao período do movimento de balanço. Além disso, conforme as figuras 4.18, 4.19 e 4.20, à medida que o período do movimento de balanço aumenta, a amplitude da queda de pressão devido ao atrito diminui. Já de acordo com a figura 4.21, a amplitude da queda de pressão devido ao atrito aumenta

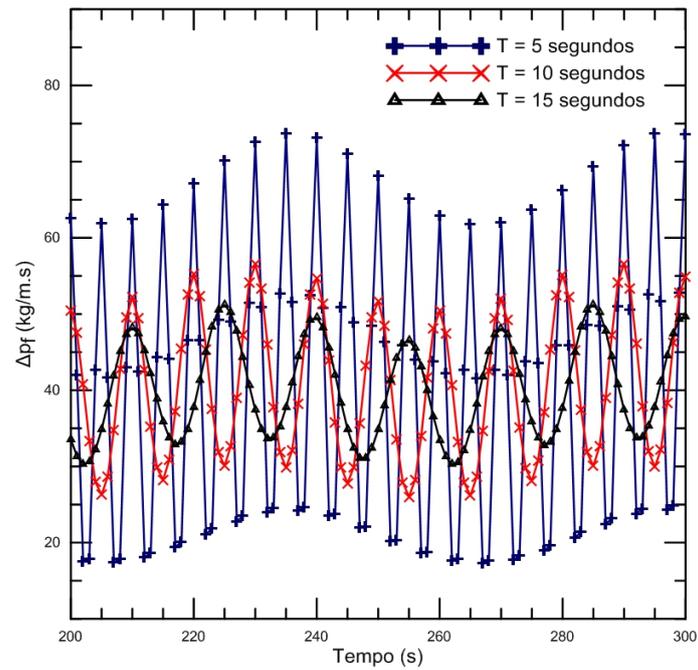


Figura 4.18: Queda de pressão total devido ao atrito em função do tempo quando a amplitude do movimento de balanço é igual a  $5^\circ$ .

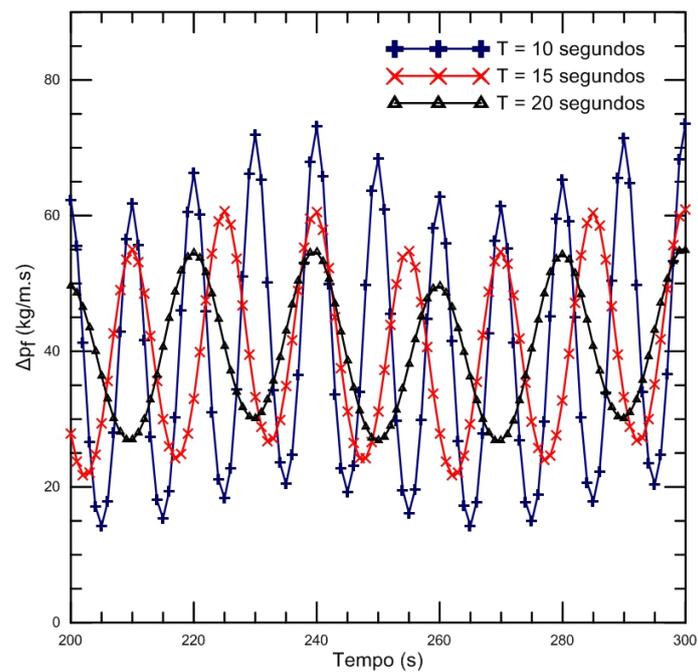


Figura 4.19: Queda de pressão total devido ao atrito em função do tempo quando a amplitude do movimento de balanço é igual a  $10^\circ$ .

à proporção que a amplitude do movimento de balanço cresce.

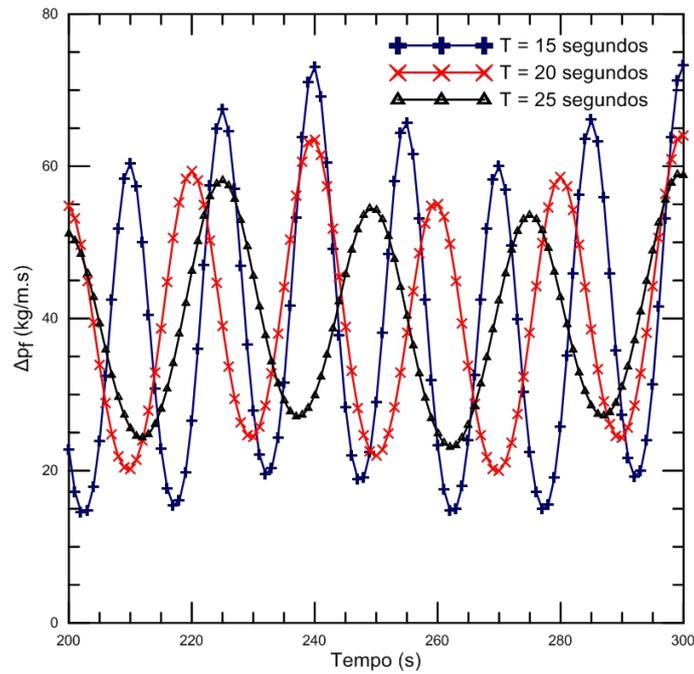


Figura 4.20: Queda de pressão total devido ao atrito em função do tempo quando a amplitude do movimento de balanço é igual a  $15^\circ$ .

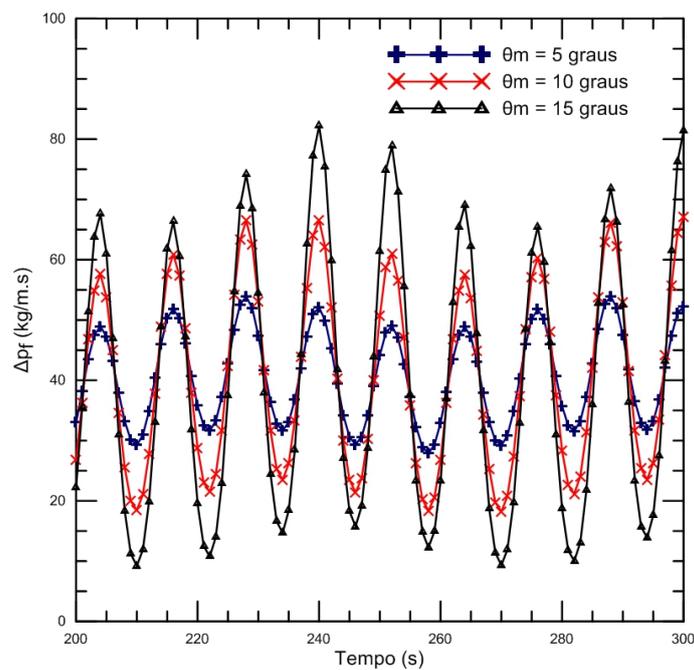


Figura 4.21: Queda de pressão total devido ao atrito em função do tempo quando o período do movimento de balanço é igual a 12 segundos.

### 4.2.3 Vazão mássica média

Nesta seção é proposto o cálculo da vazão mássica média. Esta média foi obtido pela função NIntegrate, dividindo o resultado pela mesma faixa de tempo dos limites da integral numérica. A primeira análise determinou o valor da vazão mássica média

em função da amplitude de balanço, para isso se fixou o valor do período em 5 segundos, 10 segundos e 15 segundos. A figura 4.22 mostra que, como resultado, a vazão média de um período fixo decresce à proporção que a amplitude aumenta. Além disso, o valor da vazão média é maior, caso o período do movimento seja maior.

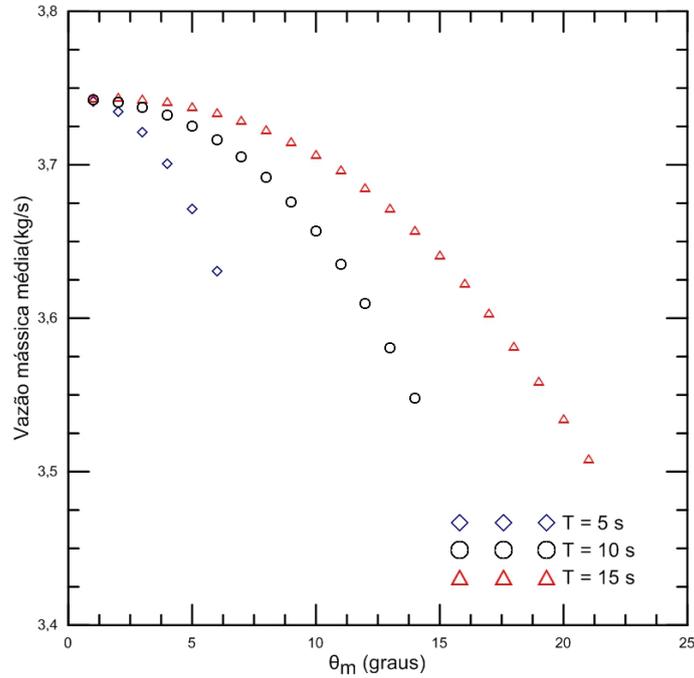


Figura 4.22: Vazão mássica média em função da amplitude.

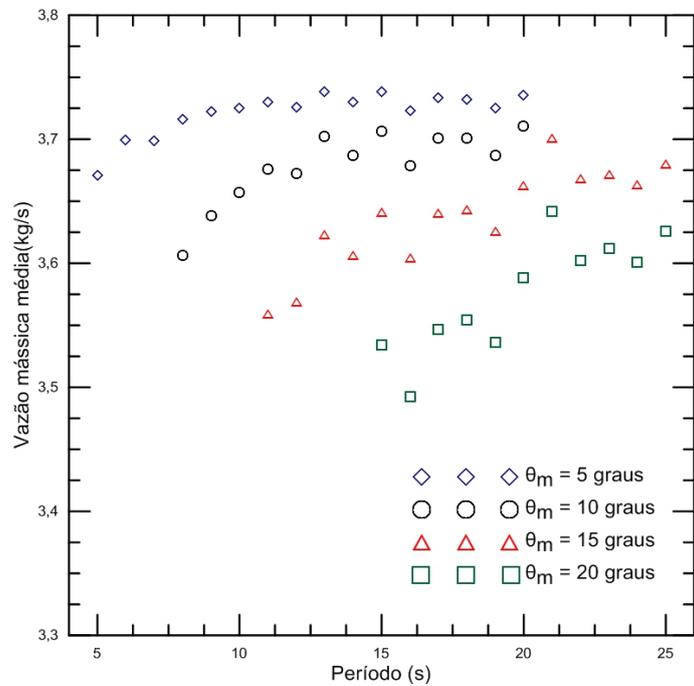


Figura 4.23: Vazão mássica média em função do período.

Como segunda análise, tem-se o valor da vazão mássica média em função do

período, fixando-se o valor da amplitude do movimento em  $5^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $15^\circ$  e  $20^\circ$ . Neste caso, tem-se a vazão média com um comportamento predominante crescente, mas com pequenas oscilações que possuem o mesmo padrão de ocorrência para as quatro amplitudes da balanço analisadas, conforme mostra a figura 4.23. Um fator que contribui para isso é a modulação que a vazão mássica exibe em função do tempo nas figuras 4.4, 4.5 e 4.6.

# Capítulo 5

## Conclusões e Sugestões

Este trabalho se propôs a estudar um circuito de circulação natural inclinado, de tamanho fixo e de tamanho variável, e sob movimento de balanço. Foi obtido analiticamente a vazão mássica em função do ângulo de inclinação para o primeiro caso e a vazão mássica em função do tempo para o segundo caso. Neste último caso, utilizou-se o método das diferenças finitas para realizar a semi-discretização na variável espacial da equação de conservação da energia. Dessa maneira, chegou-se a um sistema de  $n$  equações diferenciais ordinárias, que somada a equação da conservação do momento, resultou em um sistema de  $n + 1$  equações diferenciais ordinárias, sendo  $n$  o número de nós ao longo do circuito.

### 5.1 Conclusões

Considerando o regime estacionário com circuito de tamanho fixo, quando este está sob ângulos de inclinação, a vazão mássica diminui tanto para um ângulo de inclinação positivo (sentido horário), quanto para um ângulo de inclinação negativo (sentido anti-horário), sendo que o valor máximo da vazão ocorre quando o circuito não está inclinado. Este fato se deve a simetria que o circuito apresenta, uma vez que resfriador e aquecedor estão, ambos nos ramos horizontais, centralizados em relação ao eixo de inclinação. Apesar das simplificações aqui consideradas, pode-se concluir, da mesma forma que apresentada na literatura, que a vazão mássica decresce à medida que o ângulo de inclinação aumenta. Além disso, neste caso avaliou-se que à proporção que a potência eleva-se, a vazão mássica também torna-se maior. Ainda neste caso, foi calculado o quanto a vazão mássica inicial diminui quando este circuito está sob um ângulo de  $45^\circ$ , quando a potência é igual a 40 kW, 60 kW e 80 kW. Como resultado obteve-se que a vazão mássica a  $45^\circ$  diminui cerca de 11,6%. Este resultado está próximo ao encontrado por ZHU *et al.* [22].

Ainda no regime estacionário, mas variando o diâmetro e o tamanho do circuito, foi obtido para o primeiro caso que à medida que o diâmetro dos tubos do circuito

crece, a vazão mássica também aumenta. Já na segunda análise, concluiu-se que a vazão mássica aumenta quando o comprimento horizontal do circuito diminui, mantendo-se constante a distância entre o resfriador e o aquecedor. Já quando esta distância diminui, mas o comprimento horizontal é constante, a vazão mássica também diminui. Dessa maneira, foi visto que parâmetros geométricos são capazes de atenuar os efeitos que a inclinação do circuito pode acarretar.

Agora avaliando o circuito sob movimento de balanço, obteve-se como conclusão que a vazão mássica oscila com o mesmo período do movimento de balanço e apresenta uma superposição de oscilações aproximadamente senoidais. Além disso, para um mesmo valor de período do movimento, a amplitude da vazão mássica aumenta à medida que a amplitude de oscilação aumenta. Por outro lado, para um mesmo valor de amplitude do movimento, à proporção que o período de oscilação do movimento aumenta, a amplitude da vazão mássica diminui. Estas conclusões também foram obtidas nos estudos experimentais de MURATA e SAWADA *et al.*[27] e TAN *et al.*[28].

Fazendo uma análise da queda de pressão devido ao empuxo ao longo do circuito, nota-se que esta não possui um comportamento oscilatório aproximadamente senoidal, tampouco o mesmo período de oscilação do movimento. Uma razão para isto é que o vetor aceleração da gravidade no sistema referencial não-inercial está decomposto em função do ângulo de balanço. Assim sendo, a queda de pressão total é a soma de quatro oscilações senoidais, que não resultou em outra oscilação uniformemente senoidal.

Por outro lado, a queda de pressão devido às acelerações adicionais oscila com o mesmo período que o movimento de balanço, uma vez que sua equação é em função da velocidade de balanço e da aceleração de balanço. Além disso, a amplitude da queda de pressão aumenta à medida que o período da oscilação diminui. Já a amplitude da queda de pressão aumenta com a amplitude da oscilação. Por fim, avaliando a queda de pressão devido ao atrito, percebe-se que esta possui o mesmo comportamento que a vazão mássica, já que a equação da queda de pressão devido ao atrito é em função da vazão.

Para este estudo do circuito sob oscilação, também foi avaliado o comportamento da vazão mássica média em relação a amplitude e ao período de balanço. Para o primeiro caso, fixou-se o valor do período em três valores, variando a amplitude de balanço. Como resultado obteve-se que a vazão mássica média decresce com o aumento da amplitude de balanço. Além disso, à medida que o período é menor, a inclinação da reta tangente à curva em relação a horizontal diminui, logo a vazão média é maior, quando o período do movimento também é maior. Para o segundo caso, fixou-se o valor da amplitude de balanço em 4 valores, variando o período. Como resultado, constatou-se que a vazão média tem um comportamento predomi-

nante crescente, mas com pequenas oscilações de resultado, que pode ser explicado pela superposição de oscilações presente na curva da vazão mássica em função do tempo.

## 5.2 Sugestões para trabalhos futuros

Com a finalidade de dar continuidade a análise aqui apresentada, propõem-se os seguintes estudos para trabalhos futuros:

- Validar os resultados obtidos por este modelo através de experimentos;
- Considerar outras orientações do aquecedor e resfriador, tais como: aquecedor na posição vertical e resfriador na posição horizontal; e aquecedor e resfriador nas posições verticais;
- Analisar como outros movimentos de uma embarcação afetam o circuito de circulação natural;
- Considerar outras correlações para o número de Nusselt da circulação natural;
- Analisar como o coeficiente de transferência de calor é influenciado pelo movimento oscilatório do circuito de circulação natural;
- Analisar a estabilidade destes circuitos de circulação natural;
- Aprimorar a geometria do circuito de modo que se aproxime aos aparatos experimentais utilizados na literatura.

# Referências Bibliográficas

- [1] BUHAUG, Ø., CORBETT, J. J., ENDRESEN, O., et al. “Second IMO GHG Study 2009”, *International Maritime Organization (IMO)*, p. 220, 2009.
- [2] HIRDARIS, S. E., CHENG, Y. F., SHALLCROSS, P., et al. “Considerations on the potential use of Nuclear Small Modular Reactor (SMR) technology for merchant marine propulsion”, *Ocean Engineering*, v. 79, pp. 101–130, 2014.
- [3] FONSECA, M. *Arte Naval*, v. I. 6 ed. Rio de Janeiro, SDM, 2006.
- [4] LEWIS, E. V. *Principles of Naval Architecture*, v. 3. 2 ed. Jersey City, The Society of Naval Architects and Marine Engineers, 1989.
- [5] ISHIDA, I., KUSUNOKI, T., MURATA, H., et al. “Thermal-hydraulic behavior of a marine reactor during oscillations”, *Nuclear Engineering and Design*, v. 120, n. 2-3, pp. 213–225, 1990.
- [6] FREIRE, L. O., DE ANDRADE, D. A. “Historic survey on nuclear merchant ships”, *Nuclear Engineering and Design*, v. 293, pp. 176–186, 2015.
- [7] MURRAY, R. L. *Nuclear Energy: An Introduction to the Concepts, Systems, and Applications of Nuclear Processes*. Oxford, Elsevier, 2009.
- [8] KHLOPKIN, N. S. “Merchant marine nuclear-powered vessels”, *Nuclear Engineering and Design*, v. 173, pp. 201–205, 1997.
- [9] IMO. “IMO RESOLUTION A.491(XII) CODE OF SAFETY FOR NUCLEAR MERCHANT SHIPS”, *International Maritime Organization (IMO)*, v. 491, n. November, 1981.
- [10] BRASIL. “Estratégia Nacional de Defesa”. Disponível em: <<https://www.defesa.gov.br/arquivos/2012/mes07/end.pdf>>. Acesso em: 28 de novembro de 2018.
- [11] ORGANIZAÇÃO DAS NAÇÕES UNIDAS. “Convenção das Nações Unidas sobre o Direito do Mar”. Disponível em:

<<https://www2.camara.leg.br/legin/fed/decret/1990/decreto-99165-12-marco-1990-328535-publicacaooriginal-1-pe.html>>. Acesso em: 28 de novembro de 2018.

- [12] VIJAYAN, P. K., AUSTREGESILO, H. “Scaling laws for single-phase natural circulation loops”, *Nuclear Engineering and Design*, v. 152, n. 1-3, pp. 331–347, 1994.
- [13] BASU, D. N., BHATTACHARYYA, S., DAS, P. K. “Performance comparison of rectangular and toroidal natural circulation loops under steady and transient conditions”, *International Journal of Thermal Sciences*, v. 57, pp. 142–151, 2012.
- [14] GNIELINSKI, V. “Equations for calculating heat transfer in single tube rows and banks of tubes in transverse flow”, *International Chemical Engineering*, v. 19:3, 1979.
- [15] PINI, A., CAMMI, A., LUZZI, L. “Analytical and numerical investigation of the heat exchange effect on the dynamic behaviour of natural circulation with internally heated fluids”, *Chemical Engineering Science*, v. 145, pp. 108–125, 2016.
- [16] SKUPINSKI, E., TORTEL, J., VAUTREY, L. “Détermination des coefficients de convection d’un alliage sodium-potassium dans un tube circulaire”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 8, pp. 937–951, 1965.
- [17] HAUSEN, H. “Neue Gleichungen für den Wärmeübertragung bei freier oder erzwungener Strömung”, *Allgemeine Wärmetechnik*, v. 9, n. 45, pp. 75–79, 1959.
- [18] BRAGA, W. F. *Transmissão de Calor*. São Paulo, Pioneira Thomson Learning, 2004.
- [19] RUIZ, D. E., CAMMI, A., LUZZI, L. “Dynamic stability of natural circulation loops for single phase fluids with internal heat generation”, *Chemical Engineering Science*, v. 126, pp. 573–583, 2015.
- [20] NADELLA, S., SRIVASTAVA, A. K., MAHESHWARI, N. K. “A semi-analytical model for linear stability analysis of rectangular natural circulation loops”, *Chemical Engineering Science*, v. 192, pp. 892–905, 2018.
- [21] IYORI, I., AYA, I., MURATA, H., et al. “Natural circulation of integrated-type marine reactor at inclined attitude”, *Nuclear Engineering and Design*, v. 99, n. C, pp. 423–430, 1987.

- [22] ZHU, H., YANG, X., GONG, H., et al. “Theoretical and experimental study on single-phase natural circulation under inclined conditions”, *Journal of Nuclear Science and Technology*, v. 50, n. 3, pp. 304–313, 2013.
- [23] YANG, X., SUN, Y., LIU, Z., et al. “Natural circulation characteristics of a symmetric loop under inclined conditions”, *Science and Technology of Nuclear Installations*, v. 2014, 2014.
- [24] HE, L., WANG, B., XIA, G., et al. “Study on natural circulation characteristics of an IPWR under inclined and rolling condition”, *Nuclear Engineering and Design*, v. 317, pp. 81–89, 2017.
- [25] MURATA, H.; IYORI, I.; KOBAYASHI, M. “Natural circulation characteristics of a marine reactor in rolling motion”, *Nuclear Engineering and Design*, v. 118, pp. 141–154, 1990.
- [26] AKAGI, S., UCHIDA, K. “Fluid Motion and Heat Transfer of a High-Viscosity Fluid in a Rectangular Tank on a Ship With Oscillating Motion”, *Journal of Heat Transfer*, v. 109, n. 3, pp. 635–641, 1987.
- [27] MURATA, H., SAWADA, K. I., KOBAYASHI, M. “Natural circulation characteristics of a marine reactor in rolling motion and heat transfer in the core”, *Nuclear Engineering and Design*, v. 215, n. 1-2, pp. 69–85, 2002.
- [28] TAN, S. C., SU, G. H., ZHEN GAO, P. “Experimental and theoretical study on single-phase natural circulation flow and heat transfer under rolling motion condition”, *Applied Thermal Engineering*, v. 29, n. 14-15, pp. 3160–3168, 2009.
- [29] ZHU, H., YANG, X., TU, J., et al. “Experimental investigation of natural circulation in a symmetrical loop under large scale rolling motion conditions”, *Journal of Nuclear Science and Technology*, v. 50, n. 8, pp. 844–855, 2013.
- [30] GONG, H. J., YANG, X. T., HUANG, Y. P., et al. “Single Phase Natural Circulation Behaviors of the Integral Type Marine Reactor Simulator under Rolling Motion Condition”, *Science and Technology of Nuclear Installations*, v. 2015, 2015.
- [31] TIAN, W., CAO, X., YAN, C., et al. “Experimental study of single-phase natural circulation heat transfer in a narrow, vertical, rectangular channel under rolling motion conditions”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 107, pp. 592–606, 2017.

- [32] HONG ZHANG, J., QI YAN, C., ZHEN GAO, P. “Characteristics of Pressure Drop and Correlation of Friction Factors for Single-Phase Flow in Rolling Horizontal Pipe”, *Journal of Hydrodynamics*, v. 21, n. 5, pp. 614–621, 2009.
- [33] TODREAS, NEIL E.; KAZIMI, M. S. *Nuclear Systems II: Elements of Thermal Hydraulic Design*. New York, Hemisphere Publishing, 1990.
- [34] FOX, R. W., PRITCHARD, P. J., MCDONALD, A. T. *Introdução à Mecânica dos Fluidos*. 7 ed. Rio de Janeiro, LTC, 2011.
- [35] NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY. “NIST Chemistry WebBook”. Disponível em: <<https://www.nist.gov/>>. Acesso em: 20 de novembro de 2018.