

MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM MODELAGEM COMPUTACIONAL

EMPREGO DE MODELAGEM COMPUTACIONAL NA INVESTIGAÇÃO DA INFLUÊNCIA
GEOMÉTRICA EM CAVIDADE ALETADA SUJEITA A CONVECÇÃO DE CALOR POR
EBULIÇÃO COM BASE NO DESIGN CONSTRUTAL

por

Gabryell Malcher Freire

Dissertação para obtenção do Título de
Mestre em Modelagem Computacional

Rio Grande, 21 de Outubro de 2021

EMPREGO DE MODELAGEM COMPUTACIONAL NA INVESTIGAÇÃO DA INFLUÊNCIA
GEOMÉTRICA EM CAVIDADE ALETADA SUJEITA A CONVECÇÃO DE CALOR POR
EBULIÇÃO COM BASE NO DESIGN CONSTRUTAL

por

Gabryell Malcher Freire

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Modelagem Computacional (PPGMC),
da Universidade Federal do Rio Grande (FURG), como parte dos requisitos necessários para a
obtenção do Título de

Mestre em Modelagem Computacional.

Área de concentração: Dinâmica de Fluidos Computacional.

Orientador: Prof. Dr. Elizaldo Domingues dos Santos

Coorientador: Prof. Cícero Coelho de Escobar

Examinadores da banca:

Prof. Dr. Felipe Roman Centeno (PROMEC/UFRGS)

Prof. Dr. Luiz Alberto Oliveira Rocha (PROMEC/UFRGS)

Prof. Dr. Ivoni Carlos Acunha Júnior (PPGMC/FURG)

Prof. Dr. Emanuel da Silva Diaz Estrada
Coordenador do PPGMC.

Rio Grande, 21 de Outubro de 2021

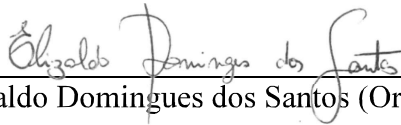
Gabryell Malcher Freire

“EMPREGO DE MODELAGEM COMPUTACIONAL NA INVESTIGAÇÃO DA INFLUÊNCIA GEOMÉTRICA EM CAVIDADE ALETADA SUJEITA A CONVECÇÃO DE CALOR POR EBULIÇÃO COM BASE NO DESIGN CONSTRUTAL”

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Modelagem Computacional da Universidade Federal do Rio Grande - FURG, como requisito parcial para obtenção do Grau de Mestre. Área de concentração: Modelagem Computacional.

Aprovado em:

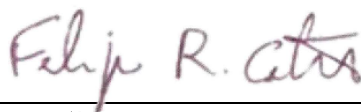
BANCA EXAMINADORA



Prof. Dr. Elizaldo Domingues dos Santos (Orientador – FURG)



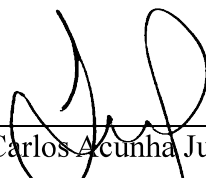
Prof. Dr. Cícero Coelho Escobar (Coorientador – UFPel)



Prof. Dr. Felipe Roman Centeno (UFRGS)



Prof. Dr. Luiz Alberto Oliveira Rocha (UFRGS)



Prof. Dr. Ivoni Carlos Acunha Junior (IFRS)

Rio Grande - RS
2021

Ficha Catalográfica

F866e Freire, Gabryell Malcher.

Emprego de Modelagem Computacional na investigação da influência geométrica em cavidade aletada sujeita a convecção de calor por ebulição com base no *design* construtal / Gabryell Malcher Freire. – 2021.

91 f.

Dissertação (mestrado) – Universidade Federal do Rio Grande – FURG, Programa de Pós-Graduação em Modelagem Computacional, Rio Grande/RS, 2021.

Orientador: Dr. Elizaldo Domingues dos Santos.

Coorientador: Dr. Cicero Coelho Escobar.

1. Emprego de Modelo Numérico 2. Mudança de Fase
3. Convecção de Calor 4. Escoamento com Ebulição 5. Design
Construtal I. Santos, Elizaldo Domingues dos II. Escobar, Cicero
Coelho III. Título.

CDU 004

Catálogo na Fonte: Bibliotecário José Paulo dos Santos CRB 10/2344

Dedico esse trabalho aos meus pais, minha avó, irmãs e namorada que sempre me apoiaram, incentivaram e mesmo distantes me ajudaram com palavras positivas a dar meu melhor até nos momentos difíceis.

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus por ter me concedido os dons essenciais, saúde e por ter colocado pessoas maravilhosas em minha vida.

Agradeço aos meus pais Jeromari Malcher e Ari Nelson Freire pelos incentivos, educação, por todo carinho, confiança e amizade.

Agradeço às minhas irmãs (Gabi, Karol e juju) por todo apoio. Agradeço em especial à minha irmã Gabryele Malcher pelo incentivo, paciência e ensinamentos, pelo companheirismo desde o início de minha jornada até a conquista do título de mestre.

Agradeço à minha namorada Mikaellen por ser a melhor ouvinte nos momentos de desânimo, inquietações e sucessos, pelas palavras de conforto, por acreditar em mim e por me incentivar sempre a alcançar meus objetivos.

Agradeço ao meu orientador Elizaldo Domingues dos Santos e coorientador Cícero Coelho de Escobar por me aceitarem como orientado, pela grandiosa ajuda e oportunidade em desenvolver este trabalho, pela amizade, confiança e aprendizagem.

Agradeço aos meus colegas e amigos de curso que direta e indiretamente contribuíram para a conclusão deste trabalho.

Agradeço à Universidade Federal do Rio Grande (FURG) e ao Programa de Pós-Graduação em Modelagem Computacional por todo suporte prestado.

Agradeço à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pelo apoio financeiro.

RESUMO

Neste trabalho é apresentado um estudo numérico de convecção de calor em escoamento com ebulição. Esse processo ocorre em diversas tecnologias do setor de refrigeração, automobilístico, aeronáutico e naval, como os observados em evaporadores e trocadores de calor do tipo microcanal. Em seu funcionamento, esses equipamentos apresentam escoamentos internos e externos com troca térmica e ocorrência de ebulição e/ou condensação. Nesse sentido, o presente trabalho tem por objetivo o emprego de uma modelagem computacional e do Design Construtal na investigação da influência geométrica da superfície de aquecimento de uma cavidade aletada sobre a convecção de calor com ebulição. O método *Volume Of Fluid* (VOF) e o modelo de evaporação–condensação de Lee foram utilizados na estimativa das frações de volume de líquido e vapor e nos cálculos da transferência de massa interfacial, respectivamente. As equações de conservação de massa, quantidade de movimento e energia e equação de transporte da fração de volume, foram resolvidas em regime transiente através do Método de Volumes Finitos (MVF), mais precisamente com o *software* ANSYS–FLUENT. Além disso, para o tratamento da turbulência bifásica foi empregado o modelo $k - \epsilon$ padrão. O modelo é validado a partir da comparação do resultado de simulação numérica do presente trabalho frente ao resultado obtido por meio da correlação de Rohsenow do fluxo de calor na ebulição nucleada em piscina. Os resultados da simulação numérica mostraram ter boa concordância com o obtido por correlação mesmo diante da alta complexidade na estimativa do fluxo térmico e apresentaram erros inferiores a 8,0%. Resultados dos campos de fração de volume de vapor e de velocidade mostraram ser concordantes com previsões teóricas apresentadas na literatura mostrando que a modelagem foi adequada ao problema proposto. Foi avaliado a influência da inserção de aletas de pequena altura H_i e comprimento L_i na superfície de aquecimento. Os resultados da avaliação geométrica mostraram a forte influência que o valor assumido pela razão H_i/L_i e quantidade de aletas N exercem no volume de vapor formado e na taxa de transferência de calor. Além disso, foi possível concluir que o máximo desempenho comum entre os indicadores de performance foi atingido com a razão $(H_3/L_3)_o = 2,0$ em que três aletas tiveram a maior inserção no interior do reservatório conduzindo a obtenção de taxa de transferência de calor $q_{s \text{ máx}} = 51292,91 \text{ [W]}$ superior em 86,5% comparado ao pior caso. Além disso, a razão $(H_3/L_3)_o = 2,0$ levou a formação de volume de vapor de 13% do volume total do reservatório superior em 49,3% ao pior caso.

Palavras-chaves: Emprego de modelo numérico; Mudança de fase; Convecção de calor; Escoamento com ebulição, Design Construtal.

ABSTRACT

In this work a numerical study of heat convection in boiling flow is presented. This process occurs in several technologies in the refrigeration sector, automotive, aeronautical and naval, such as those observed in evaporators and heat exchangers of the microchannel type. In operation, these equipments present internal and external flows with thermal exchange and occurrence of boiling and/or condensation. In this sense, the present work aims to employ computational modeling and Construtal Design to investigate the geometric influence of the heating surface of a finned cavity on heat convection with boiling. The Volume Of Fluid (VOF) method and the Lee evaporation-condensation model were used to estimate the volume fractions of liquid and vapor and to calculate the interfacial mass transfer, respectively. The time-averaged conservation equations for mass, momentum and energy, in addition to the volume fraction transport equation, were solved using the Finite Volume Method (FVM), more precisely with ANSYS-FLUENT software. In addition, for the treatment of two-phase turbulence, the standard $k - \epsilon$ model was used. The model is validated by comparing the numerical simulation result against the result obtained through the Rohsenow correlation of the heat flux in nucleate pool boiling. The results of the numerical simulation showed to have good agreement with the one obtained by correlation, even in the face of the high complexity in the estimation of the thermal flux, and presented errors below 8.0%. Results of vapor volume fraction and velocity fields shown to be in agreement with theoretical predictions presented in the literature showing that the modeling was adequate to the proposed problem. The influence of the insertion of small height H_i and length L_i fins on the heating surface was evaluated. The results of the geometric evaluation showed the strong influence that the value assumed by the ratio H_i/L_i and the amount of N fins exert on the volume of vapor formed and on the heat transfer rate. In addition, it was possible to conclude that the maximum common performance among the performance indicators was reached with the ratio $(H_3/L_3)_o = 2.0$ in which three fins had the largest insertion inside the reservoir, leading to the achievement of transfer rate of heat $q_{s \max} = 51292.91$ [W] higher by 86.5% compared to the worst case. Furthermore, the ratio $(H_3/L_3)_o = 2.0$ led to the formation of vapor volume of 13% of the total volume of the upper reservoir in 49.3% in the worst case.

Keywords: Employment of Numerical Modeling; Heat convection; Phase change; Boiling flow; Construtal Design.

ÍNDICE

1. INTRODUÇÃO.....	15
1.1. Motivação.....	15
1.2. Objetivos.....	19
1.3. Organização do trabalho.....	20
2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	21
2.1. Estado da arte.....	21
2.1.1. Modelagem CFD dos efeitos do fluxo de calor.....	21
2.1.2. Modelagem do transporte de calor e massa na interface.....	22
2.1.3. Modelagem de escoamentos com mudanças de fase.....	23
2.1.4. Convecção de calor e dinâmica de bolhas de vapor na ebulição nucleada.....	25
2.1.5. Escoamento bifásico e teoria Construtal.....	26
3. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA.....	30
3.1. Ebulição.....	31
3.1.1. Números adimensionais na Ebulição.....	33
3.1.2. Ebulição Saturada em Piscina.....	35
3.1.3. Ebulição Nucleada em piscina.....	36
3.1.4. Correlações da Ebulição Nucleada em piscina.....	38
3.2. Abordagem numérica em mudança de fase.....	41
3.2.1. Método de Volume de Fluido (Volume Of Fluid - VOF).....	42
3.2.2. Modelo de mudança de fase.....	43
3.2.3. Fração de volume com VOF.....	44
4. MODELAGEM MATEMÁTICA E NUMÉRICA.....	48
4.1. Descrição do problema e condições de contorno.....	48
4.2. Modelo matemático.....	57
4.2.1. Modelagem de fechamento de turbulência.....	59
4.2.2. Método VOF para solução do escoamento bifásico.....	60
4.2.3. Termos fonte com base no modelo de evaporação–condensação de Lee.....	62
4.3. Procedimentos numéricos.....	63
5. VALIDAÇÃO DO MODELO COMPUTACIONAL.....	65
5.1.1. Teste da Solução Independente da Malha.....	66
5.2. Resultados de comparação do comportamento fluidodinâmico e térmico.....	73
6. RESULTADOS.....	75

6.1. Avaliação da influência de geometrias.....	75
7. CONCLUSÕES.....	86
8. PROPOSTA DE CONTINUIDADE.....	88
9. Referências.....	89

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1. Design de superfície aprimorado (Fonte: Kandlikar (2013)).....	18
Figura 2.1. Regimes de escoamento na ebulição (Fonte: Adaptado de Heynderickx et al. (2009))...	24
Figura 3.1. Curva de ebulição para água a pressão de 1 atm (Fonte: adaptado de Bejan (2013)).....	36
Figura 3.2. Ebulição nucleada de água em regime de bolhas isoladas (Fonte: Lienhard e Lienhard (2017)).....	37
Figura 3.3. Ebulição nucleada de metanol no regime de jatos ou colunas de bolhas (Fonte: Lienhard e Lienhard (2017)).....	37
Figura 3.4. Exemplo de discretização para aplicação do MVF.....	45
Figura 4.1. Desenho esquemático do problema proposto.....	49
Figura 4.2. Desenho esquemático dos domínio estudados.....	52
Figura 4.3. Desenho esquemático das etapas da investigação baseada no Design Construtal.....	53
Figura 4.4. Desenho esquemático com ênfase para a área de troca térmica total.....	54
Figura 4.5. Esquema de árvore de simulações na aplicação do Design Construtal.....	56
Figura 5.1. Desenho esquemático do domínio do problema de Rohsenow (1951).....	65
Figura 5.2. Malha estruturada utilizada no teste de independência de malha.....	67
Figura 5.3. Fluxo máximo de calor por instante de tempo.....	68
Figura 5.4. Contorno das frações de volume de vapor na ebulição nucleada em piscina. Resultados com malha independente em 1,0 s de simulação.....	71
Figura 5.5. Frações de volume de vapor na ebulição em piscina para $\Delta T_e = 18^\circ\text{C}$	72
Figura 5.6. Comparação da coalescência de bolhas previsto experimentalmente e por simulação numérica. Captura ocorrendo em três instantes distintos, a – c, resultados experimentais (Mukherjee and Dhir (2004)); d – f, resultados de simulação numérica do presente trabalho.....	73
Figura 5.7. Padrão de escoamento durante a ascensão de bolhas na ebulição em piscina. (a) campo de velocidades para $\Delta T_e = 6,2^\circ\text{C}$ (Son et al. (1999)); (b) campo de velocidades para $\Delta T_e = 6,2^\circ\text{C}$	74
Figura 6.1. Volume adimensional de vapor por segundo formado no domínio com $N = 1$ aleta.....	76
Figura 6.2. Fração de volume de vapor em domínio com uma aleta e diferentes H_1/L_1	77
Figura 6.3. Volume adimensional de vapor em $t = 1,0$ s no domínio para $N = 1,0$ e diferentes H_1/L_1 .	

.....	78
Figura 6.4. Campo de frações de volume de vapor em domínio com uma aleta e razão $H_1/L_1 = 1,0$.	78
Figura 6.5. Volume adimensional de vapor por segundo formado no domínio com $N = 2$ aletas.....	79
Figura 6.6. Fração de volume de vapor em domínio com duas aletas e diferentes H_2/L_2	80
Figura 6.7. Volume adimensional de vapor em $t = 1,0$ s no domínio para $N = 2,0$ e diferentes H_2/L_2	81
Figura 6.8. Volume adimensional de vapor por segundo formado no domínio com $N = 3$ aletas.....	82
Figura 6.9. Fração de volume de vapor em domínio com três aletas e diferentes H_3/L_3	82
Figura 6.10. Volume adimensional de vapor em $t = 1,0$ s no domínio para $N = 3,0$ e diferentes H_3/L_3	83
Figura 6.11. Comparação do volume adimensional de vapor obtido para diferentes razões H_i/L_i e N	84
Figura 6.12. Comparação da taxa de transferência de calor obtido para diferentes razões H_i/L_i e N .	85

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1. Valores experimentais da constante $C_{s,f}$ para combinações superfície–fluido (Fonte: Adaptado de Bejan (2013)).....	41
Tabela 4.1. Características físicas do problema.....	48
Tabela 4.2. Propriedades dos fluidos do problema simulado.....	50
Tabela 5.1. Teste de independência de malha considerando o valor máximo do fluxo de calor na superfície sujeita a ebulição em W/m^2	67
Tabela 5.2. Números adimensionais para o problema proposto.....	69
Tabela 5.3. Comparação dos fluxos térmicos obtidos por simulação numérica e correlação para $\Delta T_e = 18^\circ C$	69
Tabela 5.4. Comparação dos coeficientes de transferência de calor por convecção máximo na ebulição nucleada obtidos por simulação numérica e correlação para $\Delta T_e = 18^\circ C$	70

LISTA DE SÍMBOLOS

A_T	Área de troca térmica das aletas [m]
Bo	Número de Bond [$Bo = g(\rho_l - \rho_v).L^2.\sigma^{-1}$]
C_p	Calor específico [J/kg.K]
C_{cf}	Constante que depende das condições de superfície
$C_{1\varepsilon}$	Constante, $C_{1\varepsilon} = 1,44$
$C_{2\varepsilon}$	Constante, $C_{2\varepsilon} = 1,92$
D_b	Diâmetro [m]
g	Aceleração gravitacional [m/s ²]
G	Vazão mássica por unidade de área [kg/s.m ²]
Gr_L	Número de Grashof [$\beta.g.(T_s - T_\infty).L^3.\nu^{-2}$]
Gr^*_L	Número de Grashof corrigido [$\rho.g.(\rho_l - \rho_v).L^3.\mu^{-2}$]
h	Coeficiente de transferência de calor por convecção [W/m ² .K]
H	Altura [m]
h_{fg}	Calor latente de vaporização [kJ/kg]
Ja	Número de Jakob [$Ja = C_p . \Delta T_e . h_{fg}^{-1}$]
k	Condutividade térmica [W/m.K]
k_t	Condutividade térmica turbulenta [W/m.K]
L	Comprimento característico [m]
$\dot{m}$	Vazão mássica [kg/s]
Pr	Número de Prandtl [$Pr = \mu . C_p . k^{-1}$]
Nu_L	Número de Nusselt [$Nu_L = h . L . k^{-1}$]
P	Pressão [Pa]
q''	Fluxo de calor [W/m ²]
Re_L	Número de Reynolds [$Re_L = G_b . D_b . \mu_l^{-1}$]
S	Termo fonte
t	tempo [s]
T	Temperatura [K]
ΔT_e	Excesso de temperatura [K]
u, v, w	Velocidade na direção das coordenadas cartesianas x, y e z, respectivamente
V	Velocidade característica
V_T	Volume total ocupado pelas aletas [m ³]
$\vec{v}$	Vetor velocidade [m/s]
x, y, z	Coordenadas cartesianas

Símbolos gregos

α	Fração volumétrica
β	Coeficiente de expansão volumétrica [K^{-1}]
μ	Viscosidade dinâmica [kg/s.m]
μ_t	Viscosidade turbulenta [kg/s.m]
ρ	massa específica [m^3/kg]
σ	Tensão superficial [N/m]
λ	Curvatura superficial da interface
ε	Taxa de dissipação viscosa de energia cinética turbulenta [1/s]
ω_k	Constante, $\omega_k = 1,0$
ω_ε	Constante, $\omega_\varepsilon = 1,3$

Sub índices

<i>adim</i>	Adimensional
<i>b</i>	Bolha de vapor
<i>cf</i>	Convecção forçada
<i>F</i>	Relativo ao termo fonte de quantidade de movimento
<i>i, j</i>	Relativo às componentes dos eixo cartesianos e referentes à $N = 1, 2$ e 3 no Método Design Construtal
<i>l</i>	Líquido
<i>L</i>	Comprimento característico
<i>m</i>	Relativo ao termo fonte de massa
<i>res</i>	Referente ao reservatório
<i>T</i>	Relativo ao termo fonte de energia
<i>t</i>	Referente a turbulência
<i>v</i>	Vapor
<i>sat</i>	Condição de saturação

LISTA DE ABREVIATURAS

CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
SIMPLE	<i>Semi IMPLICIT Linked Equations</i>
UDF	<i>User-Defined Functions</i>
VOF	<i>Volume Of Fluid</i>
SI	Sistema Internacional de unidades

1. INTRODUÇÃO

1.1. Motivação

Escoamento com mudança de fase é um fenômeno físico de grande interesse para muitos projetos de engenharia. Esse processo é importante para aplicações em setores da indústria, principalmente a de refrigeração, onde equipamentos caracterizados por altos fluxos térmicos são operados e envolvem escoamentos com ebulição e/ou condensação.

De acordo com Tanguy et al. (2014), esse tipo de escoamento está presente em diversas tecnologias a serem aperfeiçoadas tais como armazenamento de fluidos em micro gravidade, aplicações criogênicas e trocadores de calor.

No setor de refrigeração, Rametta (2017) destaca que a busca por trocadores de calor com potenciais energéticos cada vez melhores e mais compactos são grandes incentivadores de muitos projetos de otimização. Motivada pelas constantes mudanças no panorama energético, é sabido que o tema é bastante discutido na atualidade, principalmente em programas de eficiência energética que estimulam a introdução de produtos mais eficientes no mercado.

Os trocadores de calor vêm sendo cada vez mais otimizados a partir de estudos experimentais e numéricos. Nos estudos numéricos, a simulação computacional é uma ferramenta que tem sido utilizada na perspectiva de se obter modelos que apresentem desempenhos cada vez melhores. Li et al. (2012) ressaltam a relevância de aprimorar técnicas que resultem em melhorias na mudança de fase em trocadores de calor uma vez que é crescente sua aplicabilidade na indústria automobilística, refrigeração industrial e comercial e em sistemas de condicionamento de ar residencial.

Em aplicações consideradas ambientalmente sustentáveis, Machado e Cabral (2017) afirmaram que sistemas de aquecimento de água que fazem uso de coletores solares assistido por termossifões também são importantes tecnologias que apresentam escoamentos com mudança de fase. Esses sistemas possuem grande potencial de aplicabilidade tanto residencial como industrial. Dentro dos termossifões, é verificado um complexo escoamento devido a presença de duas fases e do equipamento poder operar em diferentes regimes de ebulição.

O trabalho experimental e numérico de Saw et al. (2018), visou intensificar a troca térmica em microcanais. Os autores apontaram que além da geometria e do tipo de líquido de resfriamento, a ebulição no escoamento bifásico é uma importante questão no sistema de gerenciamento térmico.

Algumas das tecnologias mencionadas anteriormente, entre outras, apresentam ocorrência de ebulição associada a elevadas taxas de transferência de calor. Na indústria de semicondutores, por exemplo, o escoamento com ebulição nos dissipadores de calor de microcanais é visto como uma técnica promissora para a remoção eficiente de calor. Considerando o fato descrito anteriormente, é desejável operar em regime de ebulição nucleada, uma vez que, nesse regime, elevadas taxas de transferência de calor estão associadas a pequenos valores do excesso de temperatura.

Na literatura são encontradas citações sobre a grande dificuldade de obter estimativas igualmente precisas de transferência de calor por ebulição (MACHADO e CABRAL, 2017). Esse fato é apresentado no trabalho de Mudawar e Qu (2003), no qual os autores apresentam resultados de uma abordagem experimental de escoamento com ebulição em um dissipador de calor de microcanais retangulares. O estudo realizado revela que, devido a natureza exclusiva do escoamento e das condições operacionais, muitas correlações empíricas recomendadas são incapazes de prever, com exatidão, a tendência esperada para o coeficiente de transferência de calor.

Segundo Machado e Cabral (2017), em um estudo desse tipo de escoamento diversas variáveis podem ser estimadas. No que tange a comparação dos resultados numéricos com resultados experimentais utilizando-se experimentos de grande escala, parâmetros adimensionais como o número de Nusselt podem ser utilizados. No entanto, a grande quantidade de variáveis envolvidas na determinação de parâmetros como o coeficiente de transferência de calor e a forma com que essas variáveis se relacionam fisicamente dificultam tanto a previsão do fenômeno quanto o desenvolvimento de correlações empíricas.

Devido a complexidade do fenômeno e a dificuldade na obtenção de baixas incertezas experimentais, correlações empíricas existentes para ebulição nucleada, por exemplo, podem apresentar erros de até 100% segundo Incropera et al. (2008).

Quanto a modelagem dos processos de mudança de fase, há uma grande dificuldade de simular escoamento com ebulição numericamente, de maneira direta, em virtude de sua complexidade (TANGUY et al., 2014). Por esse motivo, modelos numéricos para a previsão dos processos de mudanças de fase são limitados. Esse fato é descrito como um desafio e o desenvolvimento de novas modelagens numéricas é de interesse de estudos recentes como o que foi apresentado por Ferrari et al. (2018). Os autores desenvolveram um modelo capaz de prever o complexo escoamento com ebulição em seções transversais da geometria de um microcanal quadrado. O regime simulado foi de escoamento em bolsões (*slug-flow regime*) e, segundo os autores, o estudo realizado apresentou análises fundamentais para aplicações em trocadores de calor de microcanais que possuem canais não circulares.

A compreensão dos mecanismos físicos envolvidos tornam-se essenciais no cenário que permite o desenvolvimento de novas técnicas de aprimoramento da ebulição. Pesquisadores como Kandlikar (2013) têm buscado aprimorar técnicas visando intensificar a transferência de calor e o fluxo de calor crítico, em tradução livre de Critical Heat Flux (CHF), relativo ao limite térmico de transferência de calor em um fenômeno de mudança de fase. O autor revelou que existem técnicas baseadas no aumento da densidade do local de nucleação, inserção de aletas, cavidades reentrantes artificiais, combinação de poros e túneis e nanoestruturas hidrofóbicas e hidrofílicas que têm ganhado destaque nas pesquisas dos últimos anos.

Devido a grande aplicabilidade, a busca por aumentar a transferência de calor na ebulição em piscina é um tópico de pesquisa ainda muito ativo. Esse fato pode ser confirmado com trabalhos recentes como a investigação numérica desenvolvida por Hao (2018) sobre o comportamento de uma bolha de vapor na ebulição saturada em piscina. O autor investigou a ocorrência do fenômeno considerando diferentes ângulos de contato entre bolha e superfície. Além disso, comparou os resultados obtidos da simulação do fenômeno, com mesmos ângulos de contato, em reservatório de superfície aquecida plana com resultados do caso em que um pilar retangular esteve inserido na superfície de aquecimento. Entre outros resultados, a comparação mostrou que o fluxo de calor na superfície aquecida com pilar foi maior que o obtido em superfície plana.

Mais recentemente, estudos têm concentrado a atenção no design da superfície sujeita a ebulição em pesquisas que demonstraram experimentalmente a influência que esse design teve no fenômeno. Kandlikar (2013) e Jaikumar e Kandlikar (2016) buscaram elevar a taxa de transferência de calor por meio do aumento da microconvecção e macroconvecção, respectivamente, além de elevar o coeficiente de transferência de calor devido a remoção eficiente de vapor em chips fabricados com material de cobre. Foram apresentados estudos experimentais e numéricos adotando-se a construção de microestruturas em forma de aletas, realizando ranhuras na superfície de aquecimento, para criar vias separadas possibilitando controlar a trajetória de bolhas de vapor na ebulição em piscina. O esquema apresentado na Fig. 1.1 mostra a aplicabilidade de uma aleta em um projeto de aprimoramento que visou aumentar a transferência de calor por meio do controle da trajetória das bolhas de vapor utilizando a força de quantidade de movimento na ebulição e o design da superfície.

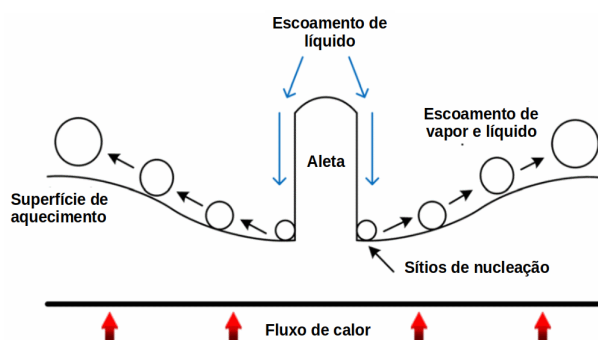


Figura 1.1. Design de superfície aprimorado (Fonte: Kandlikar (2013)).

Kandlikar (2013) afirmou que a técnica de inserção de aletas é eficiente quando o coeficiente de transferência de calor é relativamente baixo. Na literatura, é observado um crescente número de estudos que concentram esforços buscando aprimoramentos de sistemas aletados (Kalbasi e Salimpou, 2015; Joshi e Rathod, 2018). Metodologias baseadas no Design Construtal têm sido empregadas por pesquisadores de todo o mundo para obter, por exemplo, tamanhos e localização ideais de aletas. Biserni et al. (2020) fizeram uso dessa metodologia na investigação numérica da influência geométrica de duas aletas inseridas em cavidade dirigida sobre um problema de transferência de calor por convecção mista.

O interesse em analisar problemas de ebulição vem crescendo à medida que se intensifica a necessidade por encontrar maneiras inovadoras que possam melhorar os mecanismos de ebulição já existentes, assim como, introduzir novos mecanismos, ferramentas e estudar quais designs influenciam o comportamento do fenômeno de maneira positiva ou negativa. Por exemplo, ferramentas para racionalização geométrica de diversos sistemas e fenômenos, baseadas no princípio de objetivos e restrições, têm sido empregadas à anos em engenharia. Fundamentado nesse princípio, o método Design Construtal têm sido bastante utilizado (Bejan e Zamfirescu, 2003). De acordo com Kalbasi e Salimpou (2015), com ele não só se buscam melhores configurações, mas também melhores estratégias para gerar geometrias ótimas.

Considerando o que foi discutido anteriormente, o Método Design Construtal é utilizado neste trabalho visando realizar a análise de um problema de ebulição nucleada em piscina representado por uma cavidade com aletas inseridas na sua superfície inferior. Dessa forma, o intuito é investigar uma sensibilidade do problema de ebulição nucleada na presença de aletas de geometrias retangulares inseridas na superfície aquecida e encontrar geometrias ótimas que facilitem os ciclos de ebulição nucleada, ou seja, nucleação, coalescência e desprendimento da

superfície aquecida. Essa abordagem é uma contribuição para expandir o conhecimento na modelagem numérica de problemas de transferência de calor com ebulição e na reprodução adequada da física do problema. Além disso, é uma contribuição quanto a compreensão do efeito do design sobre a taxa de transferência de calor e volume de vapor gerado, o que não foi estudado anteriormente na literatura.

1.2. Objetivos

O objetivo deste trabalho é desenvolver e empregar um modelo computacional para a predição de convecção de calor com mudança de fase por ebulição na investigação da influência de aletas retangulares na superfície aquecida de um reservatório sobre o fenômeno com base no Design Construtal.

Como objetivos específicos, é propósito deste trabalho:

- estimar o fluxo de calor entre a superfície inferior aquecida e o fluido circundante através de simulação numérica;
- validar o modelo empregado a partir da comparação dos resultados numéricos do fluxo de calor e coeficiente de transferência de calor com o obtido através das correlações de Rohsenow (1951).
- avaliar qualitativamente o modelo quanto as características do fenômeno de ebulição a partir da comparação dos resultados obtidos com resultados numéricos e experimentais disponíveis na literatura;
- estimar o volume de vapor formado na ebulição através de simulação numérica;
- avaliar a influência da razão altura/comprimento das aletas inseridas na cavidade sobre a taxa de transferência de calor entre a superfície inferior da cavidade e o fluido inserido na mesma;
- avaliar a influência da razão altura/comprimento das aletas inseridas na cavidade sobre a fração de vapor gerada no problema;
- avaliar a influência do número de aletas sobre a taxa de transferência de calor uma vez maximizada na cavidade e a razão altura/comprimento ótima das aletas;
- avaliar a influência do número de aletas sobre a fração de vapor gerada no problema uma vez maximizada e a razão altura/comprimento ótima das aletas para esse indicador de performance.

1.3. Organização do trabalho

As ferramentas frequentemente usadas para estimar escoamentos com transferência de calor por convecção com mudança de fase são relações paramétricas adimensionais, correlações estimadas experimentalmente e a fluidodinâmica computacional (*Computational Fluid Dynamics – CFD*).

Este trabalho é dividido em 9 capítulos sendo que: no capítulo 1 são apresentadas as motivações relacionadas ao tema estudado bem como os objetivos da pesquisa. No capítulo 2 serão apresentados os estudos desenvolvidos na área de escoamento com mudança de fase.

As correlações adimensionais que foram desenvolvidas exclusivamente para a ebulição nucleada, como a de Rohsenow (1951), correlacionam parâmetros termofísicos com parâmetros geométricos. Essa foi uma das ferramentas utilizadas nesse trabalho apresentada no capítulo 3 de fundamentação teórica do problema. Além disso, no capítulo 3 será apresentada a metodologia dos cálculos bidimensionais do rastreamento de interfaces na mudança de fase líquido–vapor. Para isso, o método numérico utilizado foi o volume de fluido, em tradução livre de *Volume Of Fluid (VOF)*.

No capítulo 4 será apresentada a modelagem matemática e numérica do problema estudado. A metodologia de simulação numérica adotada, com base na fluidodinâmica computacional, permite resolver equações extremamente complexas como as equações de Navier-Stokes e de energia para escoamentos bidimensionais do problema proposto. Para tal, foi utilizado o *software* comercial ANSYS–FLUENT versão 14.5.

Assim como o VOF, o modelo de evaporação–condensação proposto por Lee (1980) encontra-se implementado no código ANSYS–FLUENT. Dessa forma, utilizou-se esse modelo para o cálculo da transferência de massa na ebulição, o método VOF para rastreamento de interfaces e a partir de hipóteses simplificadoras, foi possível realizar um estudo do fenômeno de ebulição nucleada por meio de sua resolução CFD. A validação do modelo numérico desenvolvido juntamente com o teste de sensibilidade de malha é mostrado no capítulo 5. Os resultados da investigação da influência de geometrias no problema serão apresentados no capítulo 6. Conclusões serão discutidas no capítulo 7 e no capítulo 8 será apresentada uma proposta de continuidade do trabalho. Por fim, as referências utilizadas foram disponibilizadas no capítulo 9.

2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Nos últimos anos tem crescido o interesse pelo desenvolvimento de modelagem computacional para abordagem de problemas de transferência de calor com mudança de fase. Nesse sentido, o presente capítulo visa apresentar um levantamento dos principais trabalhos disponíveis na literatura envolvendo este tópico e que embasaram a modelagem descrita nos capítulos seguintes.

O tópico de convecção de calor com mudança de fase é desafiador e de grande interesse, nesse sentido, destaca-se a preocupação em se obter uma boa validação dos modelos numéricos e a reprodução adequada dos mecanismos físicos. Entretanto isso requer a compreensão de diferentes tópicos de aplicação desse tema, tais como técnicas computacionais para captura de interfaces, abordagens para estimativas quantitativas do transporte de calor e massa e análise demais parâmetros.

2.1. Estado da arte

2.1.1. Modelagem CFD dos efeitos do fluxo de calor

Em muitas abordagens, para alcançar a conservação de massa, métodos de rastreamento de interfaces podem ser acoplados. Usando associados os métodos Level Set e Volume Of Fluid, Tomar et al. (2005) apresentaram uma abordagem para a modelagem de transferência de calor por convecção com ebulição em escoamento incompressível. O uso da metodologia resultou em simulação numérica do crescimento bidimensional de bolhas no processo de ebulição em filme. Foram realizadas simulações do problema em que o fluido água líquida foi submetido a pressão próxima ao ponto crítico de 219 bars. Além disso, simulações do problema foram realizadas utilizando fluido de refrigeração R134 nas condições de pressão próxima e longe em relação ao ponto crítico. Para ambos fluidos, diferentes excessos de temperatura foram testados. Foram estudados os efeitos do superaquecimento na natureza periódica da ebulição, ou seja, na dinâmica das bolsas de vapor que inclui formação, crescimento e desprendimento da superfície sólida. Nos resultados foi verificado que a frequência de formação e dinâmica de descolamento das bolsas de vapor é função da quantidade de energia transferida para o fluido, em outras palavras, é função do excesso de temperatura. Vale destacar a conclusão dos autores quanto a influência do fluxo de calor

na taxa de mudança de fase, durante a fase inicial do crescimento do filme de vapor.

2.1.2. Modelagem do transporte de calor e massa na interface

Um estudo numérico de escoamento bifásico com mudança de fase foi proposto por Kunkelmann et al. (2010). Os autores utilizaram uma abordagem que permitiu a reconstrução precisa da interface. Para esse fim, implementaram funções e desenvolveram um novo modelo para a solução do problema baseada no VOF. Essa modelagem foi melhorada com o método Level Set disponível na literatura. Os autores realizaram simulações da transferência de calor e de massa na ebulição em piscina, crescimento e descolamento de uma única bolha. Após a validação, apresentam resultados do diâmetro da bolha no momento do desprendimento, tempo de crescimento e temperatura média na superfície de aquecimento. Esses resultados de simulação numérica foram comparados globalmente com resultados experimentais da literatura, bem como localmente via fluxo de calor e diminuição de temperatura na linha de contato bolha–superfície.

A modelagem numérica conduzida por Sun et al. (2014) apresentou um novo modelo de mudança de fase para simulação de escoamento com ebulição e condensação. O trabalho teve como objetivo o desenvolvimento de modelagem computacional com melhorias feitas no modelo de evaporação–condensação proposto por Lee. Os autores fizeram uso de customizações no ANSYS–FLUENT com implementações das equações do modelo melhorado através da opção *user-defined functions* (UDFs) do *software* e que, acoplado ao VOF, resultou em simulações de evaporação com transferência de calor em duas fases e efeitos convectivos devido a diferença de massa específica. O novo modelo implementado foi verificado por meio de simulação numérica de problemas de evaporação e condensação unidimensional (problema de Stefan) e bidimensionais. Foi mostrado que a solução implementada é capaz de apresentar bons resultados quando comparados aos resultados clássicos analíticos e numéricos dispostos na literatura. No entanto, o modelo se limitou ao representar apenas casos muito simples em que uma fase encontra-se saturada e outra não.

Recentemente, o trabalho de Kandlikar e Perez-Raya (2016) resultou em precisas simulações de mudança de fase líquido–vapor. Na pesquisa, foi desenvolvido um modelo numérico objetivando simular transferência de calor nos dois lados da interface líquido–vapor e deslocamento da interface devido a efeitos de massa específica. Os autores afirmaram serem os primeiros a relatarem comparações de resultados desse tipo de simulação numérica com dados teóricos. Isso foi conseguido com implementações por meio de funções definidas pelos usuários (UDFs) no *software*

ANSYS-FLUENT, usado para resolver as equações de conservação incluindo as equações do método VOF usado para cálculo do avanço da interface. Como parte da solução, os mecanismos físicos foram capturados a partir da inclusão precisa do local da interface. Isso foi conseguido ao realizarem o ajuste contínuo dos gradientes de temperatura nas células próximas da interface fazendo com que a posição da interface fosse usada como limites para os gradientes das células vizinhas. O modelo foi validado a partir da análise de cinco casos baseados no problema clássico de Stefan obtendo-se diferença de 0,55% entre os resultados numérico e analítico. Foram apresentados resultados da distribuição de temperatura dos casos em que o transporte de calor e massa acontecem de uma fase sub-resfriada para outra superaquecida e aquele em que ambas fases estão superaquecidas. Os resultados quantitativos obtidos por simulação numérica foram condizentes com resultados teóricos e indicaram que a modelagem foi adequada por quantificar com precisão a transferência de massa e calor nas duas fases com efeitos de massa específica.

2.1.3. Modelagem de escoamentos com mudanças de fase

Um modelo desenvolvido por Heynderickx et al. (2009) permitiu a simulação numérica de escoamento bifásico com ebulição em um trocador de calor, mais especificamente em seções horizontais de tubos de um *steam cracker* usado na indústria petroquímica. O modelo desenvolvido foi capaz de prever o complexo escoamento em diferentes regimes de ebulição dos hidrocarbonetos fluidos de referência gasóleo-líquido e gasóleo-vapor. Além disso, o fenômeno foi simulado considerando as propriedades físicas dos fluidos constantes. Como condição de contorno na parede dos tubos, foi imposto um fluxo de calor constante em cada uma das seções retas horizontais do trocador. Os autores fizeram uso do método VOF na simulação do problema que resultou na captura precisa de diferentes regimes do escoamento bifásico e dos mecanismos físicos do processo de ebulição. A modelagem adequada do problema foi realizada com implementações apropriadas das expressões dos termos fontes nas equações de conservação. Para isso, os termos fontes usados no cálculo da transferência de calor e de massa interfacial foram derivados da equação de Hertz-Knudsen. Os resultados obtidos do fenômeno de transferência de calor e de massa mostraram ser concordantes com a literatura quanto a evolução dos regimes de escoamento bifásico a partir do campo de frações de volume das fases, como mostrado na Fig. 2.1.

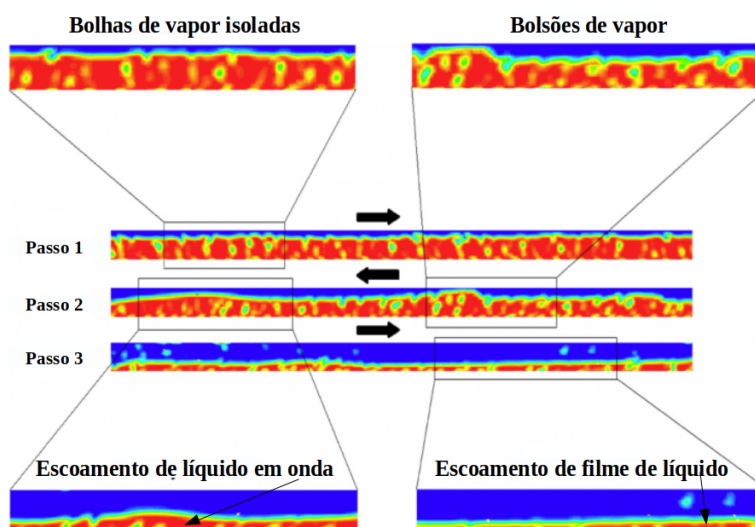


Figura 2.1. Regimes de escoamento na ebulição (Fonte: Adaptado de Heynderickx et al. (2009)).

A modelagem foi validada a partir de comparações dos resultados do volume de vapor obtidos na simulação numérica com valores medidos industrialmente para o trocador de calor em configurações semelhantes. Resultados industriais preveem 70% do líquido sendo evaporado quando medidos na saída do evaporador, correspondendo a uma massa ponderada da fração de volume de 0,3 em comparação com o resultado de 0,49 obtido a partir da simulação numérica.

Pesquisas recentes desenvolvidas por Ferrari et al. (2018) apresentaram uma investigação fundamental. O trabalho teve como objetivo a análise de um escoamento convectivo com ebulição do fluido refrigerante R245fa e o estudo da transferência de calor entre as interfaces sólido-líquido e líquido-vapor ocorrida no regime de escoamento em bolsões (*slug-flow regime*). O estudo concentrou-se na comparação das características do escoamento bifásico e da transferência de calor associados ao processo de ebulição em dois tipos de geometria, microcanal quadrado e microcanal circular, sob mesmas configurações e condições de escoamento. A condição de ebulição em microcanal quadrado, de $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ de seção transversal, foi investigado pelos autores enquanto que os resultados obtidos em microcanal circular estão relatados na literatura para $500 \mu\text{m}$ de diâmetro e $10^4 \mu\text{m}$ de comprimento. A modelagem desenvolvida fez uso de simulações numéricas conduzidas com o método de Volumes Finitos, empregando o código aberto OpenFOAM. O método VOF, implementado por padrão, foi utilizado para captura da dinâmica de interfaces e associado a ele, um modelo de mudança de fase disponível na literatura foi implementado pelos autores, por

meio de sub-rotinas, para estimar as transferências de massa e energia. Após validação, foram comparados os seguintes parâmetros: Os efeitos do escoamento transversal no microcanal; a dinâmica de uma bolha durante a ebulição; o perfil da espessura do filme líquido e o coeficiente de transferência de calor. Uma contribuição significativa da modelagem realizada pelos autores revela a dependência que a transferência de calor possui com o tipo de geometria. Para diferentes condições de escoamento o fluxo de calor é mais elevado no microcanal quadrado. Os resultados mostraram que devido ao filme de fluido líquido, que ocupam os espaços entre a parede e a bolsa de vapor de formas distintas, os valores absolutos dos coeficientes de transferência de calor nessa região são cerca de 200-300 kW/m² K no microcanal quadrado enquanto que no circular é cerca de 40-50 kW/m² K. A diferença verificada deve-se ao número de capilaridade das bolhas no canal, quanto menor esse número maior é a transferência de calor no local que ocorre a mudança de fase.

2.1.4. Convecção de calor e dinâmica de bolhas de vapor na ebulição nucleada

Atualmente, pesquisas numéricas e experimentais tem sido realizadas sobre convecção de calor por ebulição em piscina e o comportamento de bolhas de vapor.

Wei et al. (2020) realizaram um estudo numérico do fenômeno de ebulição em piscina com fluido FC72 saturado em que a superfície aquecida foi micro fixada com pilares. O objetivo foi desenvolver um modelo numérico para simulação de escoamento bifásico e um modelo de mudança de fase em domínios complexos com base no VOSET que é a combinação dos métodos VOF e Level Set. Além disso, o intuito foi simular a evolução e coalescência de bolhas de vapor na ebulição. Foram investigados numericamente os efeitos dos excesso de temperatura da superfície aquecida, ângulo de contato entre bolha de vapor e superfície, aceleração gravitacional e altura dos micropilares. Os autores realizaram a simulação e o experimento do crescimento de uma única bolha de vapor na superfície sólida com micropilares de um reservatório e compararam os resultados sob mesmas configurações, excesso de temperatura de 3,2 K e fluido de trabalho FC72. Os resultados apresentaram diferença percentual entre numérico e experimental de 12,2% quanto ao diâmetro da bolha de vapor no momento do desprendimento e concordaram entre si quanto ao tempo que uma bolha levou para completar o ciclo até deixar a superfície aquecida validando assim a precisão do método numérico. Foram analisados as características da bolha como forma, distribuição de temperatura e campo de pressão. Como principal resultado, foi constatado que o fluxo de calor e o diâmetro da bolha variam em função do excesso de temperatura. Além disso, o tempo de nucleação e desprendimento da bolha da superfície aquecida é inversamente proporcional

ao excesso de temperatura. Os autores concluíram que em microgravidade de $10^{-3}g$ o desempenho da transferência de calor é afetado quando comparado com os resultados na gravidade terrestre uma vez que, o diâmetro e o tempo de nucleação e desprendimento da bolha de vapor nos micropilares são 0,206 mm e 2,25 ms maiores em comparação com os resultados na gravidade terrestre em que o diâmetro e o tempo de partida são 0,161 mm e 2,1 ms. Além disso, seis diferentes alturas testadas para os pilares, entre 10 μm e 150 μm , permitiu encontrar uma altura crítica que levou ao menor diâmetro e tempo de desprendimento e verificar que o fluxo de calor médio na superfície aquecida aumenta com o aumento da altura do pilar.

Os autores Shan, Yuan, Ye (2021) conduziram uma modelagem computacional da convecção de calor e dinâmica da bolha de vapor na ebulição nucleada em piscina com água líquida saturada. Mais especificamente, o objetivo foi desenvolver uma modelagem baseada no método Lattice Boltzmann (LBM) para simulação bidimensional de bolhas de vapor durante um ciclo completo de nucleação, coalescência, crescimento e desprendimento da superfície inferior relacionados a dinâmica de bolhas de vapor na ebulição nucleada ocorrida em superfície sólida aquecida com excesso de temperatura de 5°C. Os autores empregaram melhorias no método LBM onde a mudança de fase líquido-vapor foi modelada pela relação termodinâmica por meio da equação de estado sem necessidade de correlação empírica, o método possibilitou a predição de nucleação espontânea de bolhas de vapor e coalescência em ciclos completos de ebulição. Os autores investigaram numericamente a evolução temporal das bolhas de vapor, diâmetro de desprendimento e coalescência das bolhas de vapor. Os resultados da investigação foram comparados com dados experimentais disponíveis na literatura para o mesmo excesso de temperatura de 5°C e mostraram boa concordância entre si. Os resultados da simulação mostraram que a modelagem foi capaz de prever os estágios de um ciclo de ebulição que foram a nucleação, crescimento de bolhas individuais, coalescência e desprendimento para superfície superior após coalescência. Os autores concluíram que o fluxo de calor transiente sob as bolhas possuem dois picos principais, sendo o primeiro relacionado à evaporação da microcamada de líquido dentro das bolhas e o segundo é atribuído ao instante do desprendimento da bolha da superfície aquecida. Além disso, o fluxo médio após a coalescência é superior aos instantes anteriores quando há somente bolhas individuais.

2.1.5. Escoamento bifásico e teoria Construtal

Pesquisadores em todo o mundo invocaram a Teoria Construtal no projeto de vários sistemas térmicos que têm sido investigadas numericamente. Com o emprego da Teoria Construtal,

configurações ótimas podem ser determinadas em sistemas de escoamento e esse fato tem sido de interesse de pesquisadores que investigaram escoamentos em rede de microcanais em forma de árvore construtiva. Apesar disso, a aplicação da teoria no estudo de problemas que apresentam escoamento bifásico com ebulição é escasso (Bejan e Zamfirescu, 2003; Daguenet-Frick et al., 2010; Chen et al., 2011).

Os autores Daguenet-Frick et al. (2010) conduziram um estudo numérico do problema físico de escoamento bifásico em microcanais utilizado para resfriar um corpo com geração de calor no formato de um disco. O estudo teve como objetivo otimizar os microcanais em forma de árvore e determinar o design que melhor minimizasse a resistência térmica para uma dada queda de pressão. Além disso, o trabalho contribuiu com um projeto de eficiência energética para resfriamento de microprocessadores utilizando fluido R-134a. Os autores fizeram uso do Design Construtal na análise construtiva dos microcanais e consideraram as restrições de volume total dos dutos e raio do disco. Um modelo bidimensional estacionário foi empregado para condução de calor no corpo sólido acoplados a modelos de ebulição para o escoamento termo-hidráulico. Foram investigados a resistência térmica do sistema, a potência de bombeamento, os padrões do fluxo radial e analisados a distribuição dos campos de temperatura. A partir dos dados obtidos, os autores identificaram que o aumento do número de canais refletiu na redução da resistência térmica e os gradientes de temperatura mais altos se localizaram nas regiões de maior distância entre dois microcanais. Além disso, os autores concluíram que a complexidade não necessariamente é a melhor solução.

Os autores Chen et al. (2011) desenvolveram e analisaram numericamente um modelo unidimensional para escoamento com ebulição em uma rede de microcanais em forma de árvore e compararam requisitos de desempenho com aqueles do canal serpentino tradicional, sob mesmas configurações e condições de escoamento, relatados na literatura. Os autores investigaram os efeitos do comprimento do microcanal na transferência de calor por ebulição no escoamento bifásico. A partir da análise do problema os resultados indicaram que o comprimento do microcanal desempenha um papel significativo na determinação do fluxo de ebulição em rede de microcanais em forma de árvore. Além disso, em comparação com o microcanal serpentino, o escoamento com ebulição na rede de microcanais apresentou menos queda de pressão, requer menos potência de bombeamento e melhor uniformidade de temperatura.

Recentemente, importantes pesquisas têm sido realizadas com intuito de investigar problemas bifásicos com mudança de fase sólido-líquido fazendo uso de diferentes Materiais de Mudança de Fase, em tradução livre de Phase Change Material (PCM), sob a ótica do Design Construtal. Avaliações geométricas com base nesse problema foram conduzidas por Kalbasi e

Salimpou, 2015, Joshi e Rathod, 2018 e mais recentemente por Biserni et al. (2021). O Design Construtal, nesses estudos, foi empregado para otimizar sistemas aletados, obter uma configuração ideal de quantidade de aletas e ótima performance do sistema.

Kalbasi e Salimpou (2015) objetivaram maximizar, sob restrições, o desempenho térmico de um dissipador de calor do tipo embutido com PCM. Dois problemas físicos foram modelados no estudo, um deles foi o problema de transferência de calor por condução com mudança de fase sólido-líquido, o segundo foi um fenômeno de convecção de calor no ar das imediações do PCM. As equações de conservação de massa, quantidade de movimento e energia foram resolvidas juntamente com dois conjuntos de equações, do método VOF e do método enthalpy-porosity, usados na modelagem da interface sólido-líquido (fusão do PCM) e interface PCM-ar, respectivamente. Todas as equações foram discretizadas por meio do Método de Volumes Finitos (MVF). Foram investigados, fazendo uso do Design Construtal, os efeitos do número de compartimentos entre aletas verticais, o número de aletas horizontais e a razão de aspecto (RA). Foram analisados a distribuição do campo de temperaturas e o tempo de operação do dissipador de calor. A partir da análise do problema foram obtidos o número ideal de aletas horizontais e verticais para cada razão de aspecto. Além disso, o indicador de performance foi maximizado nas situações com baixo valores de RA e alta complexidade geométrica no dissipador, assim como nos casos de elevados valores de RA e pouca complexidade geométrica.

Os trabalhos citados anteriormente sugerem o desenvolvimento de modelagem e simulação numérica de convecção de calor com ebulição, colaborações quanto a estimativas precisas da transferência de calor e massa interfacial, reconstruções precisas de interfaces na dinâmica de formação de bolhas isoladas de vapor e representações fidedignas do fenômeno em diferentes regimes de escoamento. Nesse sentido, é possível observar na literatura que parte significativa dos trabalhos é dedicada a compreensão da fenomenologia e desenvolvimento de modelagens para representação do fenômeno físico. Além disso, foram encontradas contribuições que apresentaram melhorias em modelos de mudança de fase já desenvolvidos, como o modelo de Lee (1980), e utilizaram implementações de UDFs para simular. Entretanto, a literatura relata que o modelo originalmente desenvolvido por Lee apresenta resultados satisfatórios e encontra-se implementado em *softwares* como o FLUENT. Desse modo, no presente trabalho, será dotado o modelo de evaporação-condensação de Lee (1980) já disponível no código ANSYS-FLUENT.

Os trabalhos disponíveis na literatura que fizeram uso do Design Construtal em problemas de escoamentos com ebulição, buscaram obter configurações ótimas ao construir geometrias que facilitassem o escoamento e a transferência de calor. Apesar disso, não foram encontrados trabalhos

que adotassem o Design Construtal na avaliação da influência geométrica da superfície aquecida de um reservatório sobre a convecção de calor com ebulição nucleada. Assim, a análise da influência dessas geometrias sobre as taxas de transferência de calor em superfícies sujeitas a ebulição, bem como, sobre o comportamento físico do problema é uma contribuição inédita para o estado da arte. Além disso, este trabalho está inserido como parte dos trabalhos do grupo de pesquisa de Teoria Construtal da Universidade Federal do Rio Grande – FURG, sendo considerada uma contribuição inédita de modelagem CFD de escoamento bifásico com mudança de fase no grupo de pesquisa.

3. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

No processo de transferência de calor em que um fluido muda de fase, Remsburg (1998) menciona que o fenômeno pode ocorrer em diferentes circunstâncias e processos. Nos instantes que antecedem o processo de mudança de fase líquido–vapor, o transporte de energia ocorre para ou a partir do fluido e, se tratando de um meio que apresenta transferência de calor por movimento global e aleatório das moléculas, geralmente é classificado como um processo convectivo.

Segundo Remsburg (1998), quando um fluido encontra-se estacionário, a temperatura em qualquer ponto está associada a energia nas proximidades desse ponto devido ao movimento aleatório das moléculas. Essa agitação é verificada a qualquer temperatura acima do zero absoluto. Se a espécie receber calor de maneira que a temperatura aumente em determinado ponto, a energia das atividades atômicas e moleculares podem ser transferidas para outros pontos das imediações com níveis energéticos menores. Além disso, sempre que existirem diferenças energéticas ocorrerá transferências de calor por condução e/ou convecção.

Ainda segundo o autor, a transição de fase está associada ao nível energético que as moléculas de determinada espécie se encontram, uma vez que o rompimento das forças coesivas intermoleculares ocorre se níveis energéticos maiores que essas forças são atingidos. No caso de uma mudança líquido–vapor, a quantidade de calor finita necessária para que moléculas “escapem” aumenta e está sendo transferida para o fluido sem que a temperatura se altere. Este fenômeno está relacionado ao componente latente da energia interna.

A transferência de calor nos processos de mudança de fase são quantificadas em termos de equações de taxa que permitem calcular a quantidade de calor sendo transferida por unidade de tempo e que, segundo Incropera et al. (2008), dependem fortemente de diferentes propriedades termofísicas e incluem duas categorias distintas: propriedades termodinâmicas e propriedades de transporte.

Os efeitos da transferência de calor para o interior substância líquida, a partir de fontes externas, e a partir do próprio líquido por meio da condução e convecção, podem ser analisadas enquanto a espécie exibir mudança de temperatura (calor sensível) ou enquanto não houver variação de temperatura (calor latente). A relação entre a variação térmica ocorrendo por unidade de massa em determinada substância ao receber certa quantidade de calor é definida pelo calor específico, C_p . Essa propriedade termodinâmica é definida em Smith et al. (2001) a partir do conceito de capacidade de aquecimento da espécie.

As demais propriedades relevantes do fluido são: viscosidade absoluta, μ , de unidade no

sistema SI [$\text{Pa} \cdot \text{s} = 1 \text{ N} \cdot \text{s/m}^2$] é determinada em termos das dimensões de força, tempo e comprimento segundo Fox et al. (2014); condutividade térmica, k , estimada em unidade de $[\text{W/m.K}]$ no SI é classificada como uma propriedade de transporte que fornece a indicação da taxa de transferência de energia no processo de difusão sendo influente também nas características convectivas (condições de escoamento). Além desses parâmetros incorporados à convecção, na mudança de fase estão envolvidas a massa específica, ρ ; tensão superficial, σ ; pressão ambiente, P , e da entalpia do processo ou calor latente de evaporação, h_{fg} .

3.1. Ebulição

De acordo com Bejan (2013), a ebulição acontece quando a mudança líquido–vapor ocorre na presença de uma superfície sólida aquecida. Nesse processo, uma interface inicial sólido–líquido origina uma nova interface que surge junto a superfície sólida quando a temperatura desta (T_s) excede a temperatura de saturação do líquido (T_{sat}).

Nesse caso, a transferência de calor está ocorrendo da superfície sólida aquecida para o interior da espécie líquida. Esse é um dos motivos pelo qual o processo é classificado como convectivo. Por convecção, Bejan (2013) ainda afirma ser o modo de transferência de calor devido aos efeitos combinados da condução e movimento macroscópico do fluido. A convecção ocorre quando o líquido encontra-se em movimento ou estacionário próximo a uma superfície com gradiente de temperatura diferente do restante do fluido. Entretanto, uma vez que há mudança de fase, na ebulição, existe a troca de calor latente entre a superfície sólida e o líquido. Esse fato a difere dos demais processos convectivos caracterizados tipicamente pela transferência de energia sensível ou energia interna térmica.

A mudança de fase líquido–vapor é mantida se a transferência de calor a partir da superfície aquecida também se mantiver. Nesse processo, uma das características é o aparecimento de pequenas bolhas de vapor. No entanto, Remsburg (1998) afirma que é possível ocorrer ebulição mesmo sem o aparecimento visível de bolhas. Esse fato está relacionado a classificação do processo.

Diante do fato mencionado acima, quando ocorre ebulição, o líquido pode estar inicialmente a uma temperatura menor ou maior em relação a temperatura de saturação. Classificações para a ebulição são mencionadas por Bejan (2013) em função do líquido estar *sub-resfriado* ou *saturado*. A temperatura do líquido pode encontrar-se inicialmente abaixo da temperatura de saturação, nesse

caso, a ebulição é *sub-resfriada*. Mas se a maior porção do líquido está ligeiramente acima da temperatura de saturação, a ebulição é dita *saturada*.

Os efeitos visuais macroscópicos da formação e movimentação de bolhas de vapor estão relacionados a condição de saturação. Nesse caso, o crescimento e dinâmica das bolhas de vapor também são mencionados por Bejan (2013) como dependentes, de maneira complexa, de uma série de fatores como: a diferença entre a temperatura da superfície e temperatura de saturação do líquido, a natureza da superfície e de propriedades como a tensão superficial do fluido. Em Remsburg (1998), são encontradas ainda menções a uma dependência com a pressão circundante. Segundo o autor, bolhas de vapor são formadas na superfície sólida se a pressão de saturação for igual a pressão atmosférica.

A ebulição pode ocorrer ainda sob várias condições relacionadas ao movimento do líquido próximo à superfície aquecida que a classificam em *modos*. O modo pelo qual o líquido inicia seu movimento global devido a convecção natural e a mistura induzida pela dinâmica de bolhas que se desprendem da superfície aquecida, é conhecido por *ebulição em piscina*. No entanto, se meios externos induzem o movimento em conjunto com efeitos da dinâmica das bolhas e da convecção natural, *ebulição com convecção forçada* é o que está ocorrendo.

Qualquer que seja a natureza do processo, o calor transferido da superfície aquecida para a espécie líquida pode ser encontrado de forma apropriada pela expressão enunciada por Fourier, conforme reiterado por Bejan (2013), essa equação para a taxa de transferência de calor na ebulição possui a seguinte forma:

$$q'' = h(T_s - T_{sat}) = h \Delta T_e \quad (3.1)$$

onde q'' , é o fluxo de calor por convecção estimado em $[W/m^2]$, é proporcional ao excesso de temperatura, ΔT_e , e ao coeficiente de transferência de calor por convecção, h , $[W/m^2 \cdot K]$.

A transferência de calor de uma superfície sólida aquecida para um líquido também pode ser descrita apropriadamente por meio do coeficiente convectivo. A expressão matemática adequada para esse parâmetro pode ser obtida a partir da equação do fluxo de calor por convecção, Eq. (3.1), expressa por:

$$h_y = \frac{q''}{(T_{s,y} - T_{sat})} = \frac{q''}{\Delta T_e} \quad (3.2)$$

Na ebulição, o parâmetro h depende, de forma singular em cada modo de ebulição, de uma série de propriedades termodinâmicas e de transporte do fluido tais como a massa específica, ρ , calor específico à pressão constante, c_p , condutividade térmica, k , e da viscosidade absoluta μ . Além disso, há dependência do excesso de temperatura, ΔT_e , da força de corpo devido a diferença de massas específicas do líquido e vapor saturados, $g(\rho_l - \rho_v)$, do calor latente, h_{fg} , da tensão superficial, σ , e de um comprimento característico, L . A seguinte expressão resume a dependência descrita anteriormente de forma simplificada:

$$h = h[\Delta T_e, g(\rho_l - \rho_v), h_{fg}, \sigma, L, \rho, c_p, k, \mu] \quad (3.3)$$

3.1.1. Números adimensionais na Ebulição

Uma vez que o processo de ebulição depende de maneira complexa de um conjunto de propriedades termofísicas, é conveniente o uso de parâmetros adimensionais em seu estudo. Conforme discutido por Incropera et al. (2008), é difícil desenvolver equações que regem todo o processo de ebulição. Portanto, o uso de parâmetros adimensionais são apropriados.

Na ebulição, os números adimensionais adequados podem ser obtidos por análise dimensional a partir das variáveis na qual o coeficiente convectivo é função. Remsburg (1998) menciona cinco grupos adimensionais apresentados por:

$$\frac{hL}{k} = \left[\frac{\mu c_p}{k}, \frac{g(\rho_l - \rho_v)L^2}{\sigma}, \frac{c_p \Delta T}{h_{fg}}, \frac{\rho g(\rho_l - \rho_v)L^3}{\mu^2} \right] \quad (3.4)$$

De acordo com Bejan (2013) o número de Nusselt, identificado no termo do lado esquerdo da Eq. (3.4), é um dos números adimensionais comumente utilizados que caracteriza o fenômeno de convecção e neste contexto é expresso por:

$$Nu_L = \frac{hL}{k} \quad (3.5)$$

O número de Nusselt fornece uma medida de transferência de calor por convecção na superfície de aquecimento e é definido como o gradiente de temperatura adimensional na superfície.

Outro parâmetro, descrito na primeira expressão do lado direito da Eq. (3.4), é o número de Prandtl, Pr , que por Bejan (2013) é reapresentado na forma:

$$Pr = \frac{\mu c_p}{k} \quad (3.6)$$

Conforme discutido por Incropera et al. (2008) o número de Prandtl é utilizado para caracterizar a convecção de calor expressa por uma razão entre as difusividades de quantidade de movimento e térmica.

O segundo termo do lado esquerdo da Eq. (3.4) é o número de Bond, Bo . Esse termo é mencionado por Bejan (2013) que apresenta a seguinte expressão:

$$Bo = \frac{g(\rho_l - \rho_v)L^2}{\sigma} \quad (3.7)$$

De acordo com Incropera et al. (2008) o número de Bond expressa uma relação entre a força de empuxo e a força relacionada a tensão superficial.

Além desses parâmetros, um dos mais importantes grupos adimensionais no estudo de mudança de fase é o número de Jakob, Ja , identificado no terceiro termo do lado direito da Eq. (3.4). Esse grupo caracteriza a transferência de calor por meio da razão entre o máximo calor sensível absorvido pelo líquido e o calor latente absorvido pelo vapor. Além disso, uma expressão apropriada pode ainda ser descrita em termos do excesso de temperatura (REMSBURG, 1998):

$$Ja = \frac{c_p(T_s - T_{sat})}{h_{fg}} \quad (3.8)$$

De acordo com Incropera et al. (2008), o último número adimensional do lado direito da Eq.

(3.4) assemelha-se ao número de Grashof mostrado na seguinte equação:

$$Gr_L = \frac{\beta g (T_s - T_\infty) L^3}{\nu^2} \quad (3.9)$$

onde β é o coeficiente de expansão volumétrica térmica e ν é a viscosidade cinemática.

O número de Grashof possui grande importância na convecção natural por representar uma medida da razão entre a força de empuxo e as forças viscosas.

O número de Grashof corrigido, Gr^*_L , é mencionado por Remsburg (1998) e representa o efeito do movimento do fluido na transferência de calor devido ao empuxo e pode ser obtido por meio da aproximação de Boussinesq em que $\beta \Delta T$ da Eq. (3.9) é aproximadamente igual a $\Delta \rho / \rho$ verificada na expressão do número de Grashof corrigido:

$$Gr^*_L = \frac{\rho g (\rho_l - \rho_v) L^3}{\mu^2} \quad (3.10)$$

A relação do número de Nusselt com os demais grupos adimensionais apresentados é válida para casos de ebulição em piscina e pode ser resumidamente apresentado pela seguinte expressão:

$$Nu_L = f[Pr, Bo, Ja, Gr_L] \quad (3.11)$$

3.1.2. Ebulição Saturada em Piscina

A ebulição saturada é o modo de ebulição normalmente mais presenciado. A formação de bolhas, que é característica desse modo, surge na interface sólido-líquido. Em razão de estar saturada, a maior parte do líquido está ligeiramente acima da temperatura de saturação do líquido permitindo que bolsas de vapor se formem e ascendam induzindo a mistura do fluido.

O mecanismo físico desse modo pode ser melhor compreendido a partir da curva de ebulição relatada na literatura, Fig. 3.1. A partir de seu estudo é possível identificar comportamentos distintos para o coeficiente de transferência de calor, como mencionado por Bejan (2013), em diferentes modos ou regimes de ebulição em piscina. O autor apresentou uma curva de ebulição

para água a pressão de 1 atm.

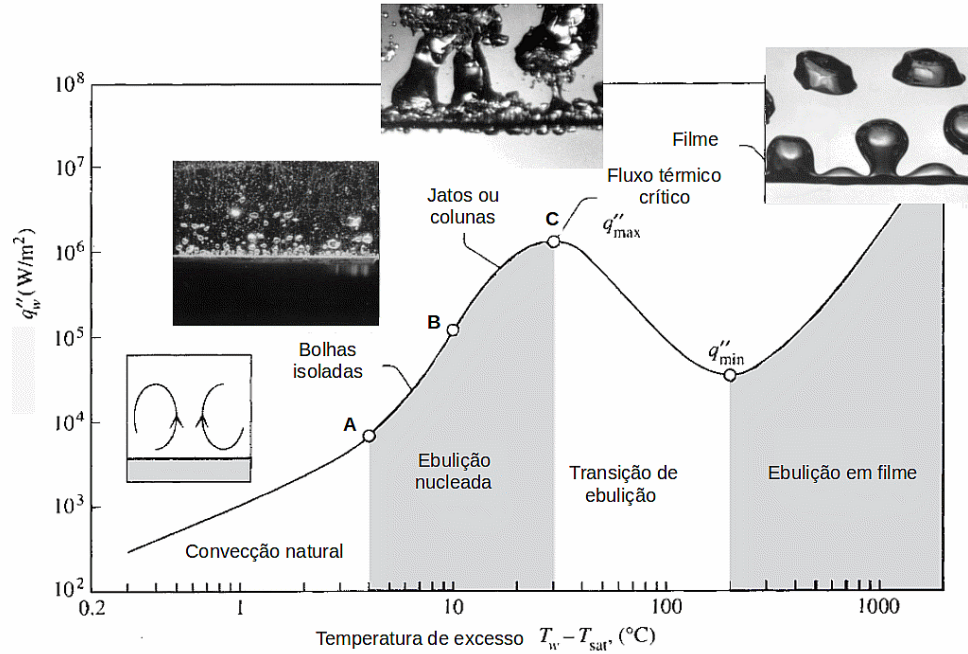


Figura 3.1. Curva de ebulição para água a pressão de 1 atm (Fonte: adaptado de Bejan (2013)).

3.1.3. Ebulição Nucleada em piscina

A ebulição nucleada é identificada no intervalo de excesso de temperatura $\Delta T_{e,A} \leq \Delta T_e \leq \Delta T_{e,C}$ da curva de ebulição, faixa que corresponde a duas tendências do regime que podem ser diferenciados. No intervalo A–B, correspondente à *bolhas isoladas*, na qual são formadas a uma taxa crescente e se desprendem isoladamente de sítios de nucleação na superfície sólida, como mostrada na Fig. 3.2. A agitação do líquido provocada pela dinâmica de bolhas, permite que volumes de líquido se desloquem de regiões mais afastadas para a superfície aquecida, fazendo com que o coeficiente, h , aumente com o fluxo, q'' .

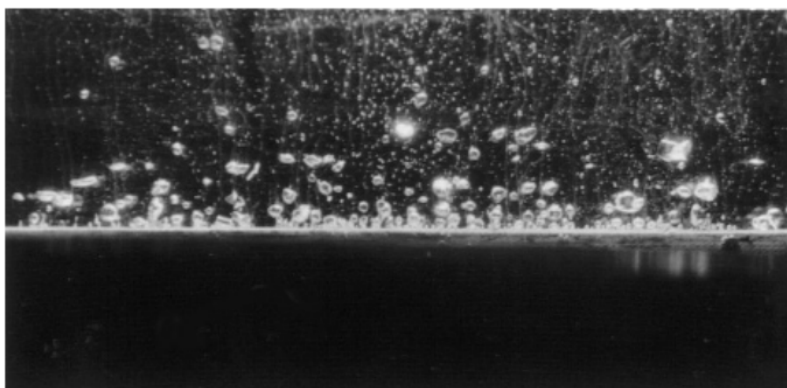


Figura 3.2. Ebulição nucleada de água em regime de bolhas isoladas (Fonte: Lienhard e Lienhard (2017)).

Na faixa B–C, o comportamento do coeficiente muda novamente devido a dinâmica intensificada de bolhas. Com o aumento do excesso de temperatura, ΔT_e , a taxa de formação de vapor também aumenta, bolhas de vapor agora cobrem grande fração da superfície sólida. Nessa faixa, bolsas de vapor ascendem como *jatos* ou *colunas de bolhas*, Fig. 3.3. O coeficiente h tende a um valor máximo até atingir o ponto P da curva mostrada na Fig. 3.1 conhecido por ser um ponto de inflexão. A partir desse ponto, o valor de h passa a diminuir mesmo com o aumento de ΔT_e e q'' . Isso acontece devido a desproporcionalidade das variações, uma vez que, o aumento relativo de ΔT_e no produto do lado direito da equação do fluxo $q'' = h\Delta T_e$, é muito superior à redução relativa de h .

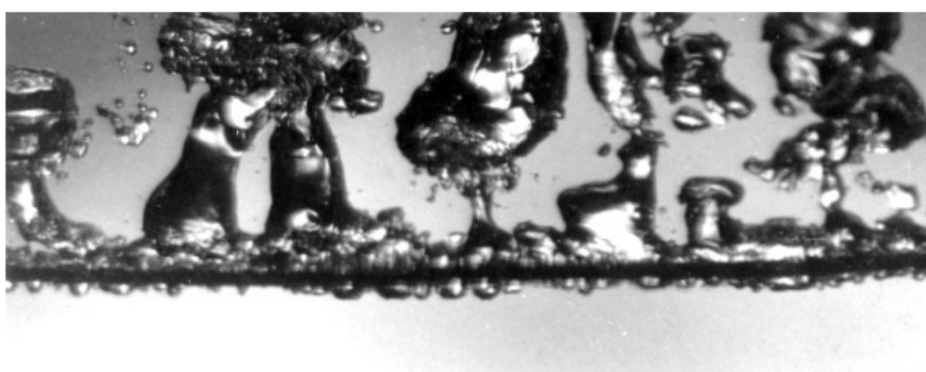


Figura 3.3. Ebulição nucleada de metanol no regime de jatos ou colunas de bolhas (Fonte: Lienhard e Lienhard (2017)).

3.1.4. Correlações da Ebulição Nucleada em piscina

Conforme Incropera et al. (2008), os trabalhos sobre transferência de calor resumem-se em estudos pelo qual o coeficiente convectivo, h , pode ser determinado. É conveniente ainda o desenvolvimento de correlações baseadas na relação entre o fluxo de calor na superfície sólida e o excesso de temperatura.

A análise da curva de ebulição, realizada na seção anterior, revela o início da formação dos sítios de nucleação e que, conforme Bejan (2013), a maior parte da transferência de calor acontece diretamente da superfície aquecida para o líquido. Dessa forma é conveniente uma analogia da ebulição em piscina com a convecção forçada monofásica turbulenta. A analogia pode ser realizada e os dados podem ser correlacionados, desde que uma escala de comprimento apropriada e uma velocidade característica da ebulição sejam identificados para serem incluídos nas correlações.

No caso da ebulição em piscina, o movimento do fluido é devido a dinâmica de formação e desprendimento de bolsas de vapor. Cabe então a seguinte relação:

$$\overline{Nu}_L = C_{cf} Re_b^{m_{cf}} Pr^{n_{cf}} \quad (3.12)$$

Sendo C , m e n constantes que podem ser medidas experimentalmente; o subscrito cf faz referência a convecção forçada, L indica que um comprimento característico se aplica na expressão e b faz referência a bolha de vapor indicando que o número adimensional é da bolha. Duas referências apropriadas estariam relacionadas ao que é característico na ebulição em piscina, o diâmetro da bolha e a velocidade do líquido que preenche o espaço deixado pelas bolhas ao desprenderem-se da superfície sólida. Esses seriam convenientes para a escala de comprimento e velocidade característica podendo ser calculados, respectivamente, por (INCROPERA et al., 2008):

$$D_b \propto \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (3.13)$$

$$V \propto \frac{D_b}{t_b} \quad (3.14)$$

Sendo que a constante de proporcionalidade depende do ângulo de contato entre líquido,

bolha e superfície; esse ângulo depende do líquido e da natureza da superfície. O tempo t_b na Eq. (3.14) é entendido como o tempo entre os desprendimentos das bolhas formadas, essa grandeza é calculada como sendo igual a energia usada na formação de uma bolha de vapor dividida pela taxa correspondente ao calor transferido através da área de contato sólido–vapor, conforme mostrado na expressão:

$$t_b \propto \frac{\rho_l h_{fg} D_b^3}{q'' D_b^2} \quad (3.15)$$

Os números de Prandtl, Pr , e de Nusselt, Nu_L , do líquido podem ser lembrados da seção anterior. Contudo, o número de Reynolds, Re_b , pode ser obtido em função do diâmetro da bolha e foi apresentado por Rohsenow (1951) da seguinte forma:

$$Re_b \equiv \frac{G_b D_b}{\mu_l} \quad (3.16)$$

Sendo D_b o diâmetro da bolha e μ_l a viscosidade dinâmica do líquido; G_b é a velocidade de massa das bolhas de vapor que é proporcional a velocidade característica, V , como mostrado nas expressões:

$$G_b \propto \frac{q}{h_{fg}} \quad (3.17)$$

$$V \propto \frac{q''}{\rho_l h_{fg}} \propto \frac{G_b}{\rho_l} \quad (3.18)$$

Sendo a velocidade característica, V , reescrita a partir da substituição da equação Eq. (3.15) na Eq. (3.14). Dessa forma é conveniente reescrever o número de Reynolds da bolha Re_b substituindo as equações Eq. (3.13) e Eq. (3.17) na Eq. (3.16) e tem-se:

$$Re_b \propto \frac{q''}{\mu_l h_{fg}} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (3.19)$$

A relação entre os três parâmetros adimensionais, diante das últimas considerações, substituídas na Eq. (3.12), podem ser reescritas em função do fluxo de calor q'' . Absorvendo as proporcionalidades na constante C_{cf} e considerando o valor do expoente m_{cf} igual a 2/3, medido experimentalmente, a equação resultante é a correlação desenvolvida por Rohsenow (1951):

$$q'' = \mu_l h_{fg} \left[\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\sigma} \right]^{1/2} \left(\frac{c_{p,l}(T_s - T_{sat})}{C_{s,f} h_{fg} Pr_l^n} \right)^3 \quad (3.20)$$

A partir da correlação do fluxo de calor para ebulição nucleada desenvolvida por Rohsenow (1951) por meio de um método empírico, Eq. (3.20), é possível obter uma correlação para determinar o coeficiente de transferência de calor por convecção na ebulição nucleada:

$$h = \mu_l h_{fg} \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{-1/2} \left(\frac{c_{p,l}}{C_{s,f} h_{fg} Pr_l^n} \right)^3 \Delta T_e^2 \quad (3.21)$$

Sendo que os coeficientes $C_{s,f}$ e n , presentes em Eq. (3.20) e Eq. (3.21), ajudam a explicar o fato da complexa dependência do fenômeno de ebulição com a natureza da superfície. Por depender de uma combinação sólido-líquido os valores dessas constantes são medidos experimentalmente e podem ser obtidos na literatura conforme mostrado na Tab. 3.1.

A partir da correlação de Rohsenow, é possível encontrar o número de Nusselt da ebulição nucleada, quando a correlação é manipulada adequadamente, em termos do número de Jakob apresentado na Eq. (3.8):

$$Nu_L = \frac{\left[\frac{c_{p,l}(T_s - T_{sat})}{h_{fg}} \right]^2}{C_{s,f}^3 Pr_l^m} = \frac{Ja^2}{C_{s,f}^3 Pr_l^m} \quad (3.22)$$

onde o expoente m é 2,0 para água líquida medido experimentalmente.

Em relação a constante $C_{s,f}$, as características superfície-líquido que mais influenciam no valor assumido são o ângulo de contato entre a bolha de vapor e a superfície aquecida e a presença de rugosidades na superfície aquecida. O ângulo de contato é uma medida da molhabilidade da

superfície (REMSBURG, 1998).

Tabela 3.1. Valores experimentais da constante $C_{s,f}$ para combinações superfície–fluido (Fonte: Adaptado de Bejan (2013)).

Combinações superfície–fluido		$C_{s,f}$	n
Água – cobre	Riscada	0,0068	1,0
	Polida	0,0128	1,0
Água – aço inoxidável	Atacada quimicamente	0,0133	1,0
	Polida mecanicamente	0,0132	1,0
	Esmerilhada e polida	0,0080	1,0
Água – latão		0,0060	1,0
Água – níquel		0,0060	1,0
Água – platina		0,013	1,0
<i>n</i> -Pentano – cobre	Polida	0,0154	1,7
	Esmerilhada	0,0049	1,7
Benzeno – cromo		0,0101	1,7
Álcool etílico – cromo		0,0027	1,7

3.2. Abordagem numérica em mudança de fase

O problema clássico de ebulição em líquido uniformemente superaquecido em piscina, é um problema de referência e que, segundo Kandlikar e Perez-Raya (2016), considera alguns aspectos como: tensão superficial, modelos de transferência de massa com gradientes de temperatura, avanço

de interface em várias direções e solução da equação de entalpia em interface curva, todos incluídos no chamado efeito de curvatura.

A simulação dos fenômenos de mudança de fase exige técnicas numéricas adequadas. Dentre essas, é necessário um método para captura do deslocamento das interfaces ao longo dos volumes de controle uma vez que, mecanismos físicos ocorrem através da interface e na direção normal a ela.

3.2.1. Método de Volume de Fluido (Volume Of Fluid - VOF)

Conforme Noleto (2010), muitos problemas de fronteiras móveis caracterizados pela combinação entre a dinâmica de interfaces e o transporte de quantidades ligadas ao escoamento são usualmente explorados na abordagem Euleriana. Nessa abordagem, são representativos os métodos de malha fixa no qual o autor também cita um deles como sendo o método VOF.

O método VOF foi desenvolvido por Hirt e Nichols (1981), sendo largamente utilizado por permitir a modelagem de dois ou mais fluidos imiscíveis. Nele, é resolvido um único conjunto de equações para rastrear a fração de volume de cada um dos fluidos. A formulação do método baseia-se no fato de que para cada fase uma variável é introduzida: a fração de volume, α , da fase na célula computacional.

De acordo com Hirt e Nichols (1981), um valor para cada variável define o estado de cada fase na célula do domínio. Uma função definiria se um ponto é ocupado completamente por um fluido quando a variável dependente relativa aquela fase assumir valor unitário, caso contrário o valor assumido é zero. O fluido ocupa uma fração do volume da célula computacional quando a função assumir um valor médio na célula, dessa forma, a fração de volume de todas as fases somam a unidade. Dependendo de seu valor, as propriedades e variáveis específicas de cada problema serão atribuídas a cada volume de controle dentro do domínio. Contudo, a fração de volume, α , pode encontrar-se em três situações distintas:

$$\alpha=1 \quad (3.23)$$

$$\alpha=0 \quad (3.24)$$

$$\alpha_i + \alpha_v = 1 \quad (3.25)$$

Na primeira situação, Eq. (3.23), a célula estaria cheia por uma fase. A Equação (3.24), representa a situação em que a célula não estaria preenchida por uma determinada fase considerada

e na Eq. (3.25), a célula contém a interface entre um ou mais fluidos, nesse caso, a célula conteria uma fração volumétrica das determinadas fases, $0 < \alpha_l < 1$, em que os subscritos l e v representam as fases líquida e vapor, respectivamente.

O método VOF estima a evolução do campo das frações de volume, α , a partir de um algoritmo. Para cada fase, a equação governante é representada pela seguinte equação:

$$\frac{\partial \alpha_v}{\partial t} + \bar{v} \frac{(\partial \alpha_v)}{(\partial x_j)} = S_{\alpha_v} \quad (3.26)$$

Essa equação representa o avanço temporal da fração volumétrica e da ideia de que ela se move com o fluido devido o produto da velocidade do escoamento, v , com α . Essa equação é resolvida juntamente com as demais equações que governam o problema.

3.2.2. Modelo de mudança de fase

Na simulação de ebulição nucleada, uma etapa crucial é a validação. Para isso, conforme Kandlikar e Perez-Raya (2016), os procedimentos numéricos precisam garantir que o fenômeno seja calculado adequadamente pelo método de rastreamento de interfaces para que posteriormente possa ser traduzido em uma representação fidedigna do processo de mudança de fase refletindo assim na validação precisa dos procedimentos numéricos.

Atualmente, o método VOF tem sido bastante empregado em simulação numérica de escoamentos bifásicos. Na interface rastreada pelo método, há transferência de massa entre fases. No entanto, o método não quantifica esse transporte na interface líquido–vapor e outros efeitos como fluxo de calor na direção normal e efeitos devido a tensão superficial. Sendo assim, é necessário um modelo de mudança de fase para tal finalidade (KANDLIKAR e PEREZ-RAYA, 2016; MACHADO e CABRAL, 2017).

As equações pertencentes aos modelos de mudança de fase são geralmente implementadas como termos fonte de massa e energia nas equações de transporte, por meio de funções definidas pelos usuários, que são resolvidas juntamente com as equações de diferentes métodos de rastreamento de interface como o VOF.

O modelo proposto por Lee (1980) é bastante utilizado e citado na literatura. Nesse modelo, o processo de transferência de massa líquido–vapor é governado pelas seguintes equações e

condições de diferença de temperatura:

quando o processo é de evaporação $T_l > T_{sat}$

$$\dot{m}_{lv} = coef \cdot \alpha_l \rho_l \frac{(T_l - T_{sat})}{T_{sat}} \quad (3.27)$$

quando o processo é de condensação $T_v < T_{sat}$.

$$\dot{m}_{vl} = coef \cdot \alpha_v \rho_v \frac{(T_{sat} - T_v)}{T_{sat}} \quad (3.28)$$

Onde $\dot{m}_{lv}$ representa a taxa de transferência de massa ($\text{kg}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$) da fase líquida, l , para a fase vapor, v , e $\dot{m}_{vl}$ a taxa de transferência de massa da fase vapor para a fase líquida. Note que *coef* é o coeficiente interpretado como fator de relaxação da transferência de massa em unidade de tempo [1/s].

Alguns valores empíricos para o coeficiente, *coef*, são apresentados na pesquisa de Sun et al. (2014), bem como formulações teóricas, obtidas a partir da lei de Fourier, que ajudam a superar as limitações encontradas pelo uso de expressões e coeficientes empíricos. No estudo numérico de Machado e Cabral (2017), foram testados e apresentados resultados de sete combinações para os coeficientes. Os autores destacaram os valores de $0,1 \text{ s}^{-1}$ para evaporação e $1,0 \text{ s}^{-1}$ para condensação como a combinação ideal para o problema da ebulição nucleada em um termossifão.

3.2.3. Fração de volume com VOF

Aqui é apresentado o princípio numérico básico de solução unidimensional da equação do VOF. Também é descrito o método usado para estimar a fração de volume de uma fase e o princípio de rastreamento da interface. O modelo de Lee é utilizado como termo fonte de transferência de massa.

No processo de rastreamento da interface, duas situações são consideradas. A primeira situação é quando a equação for resolvida na região discretizada com células sem interface. Nesse caso a equação do VOF é resolvida sem o termo fonte. A segunda situação é quando a solução

ocorrer na célula que contém a interface. Nesse caso, faz-se necessário resolver a equação da energia nas componentes cartesianas para determinar os gradientes de temperatura utilizados também no termo fonte.

Uma equação de continuidade é resolvida para a fração de volume em cada fase. As equações para os dois casos considerados mencionados anteriormente são apresentadas, respectivamente, pelas seguintes expressões:

$$\frac{\partial \alpha_v}{\partial t} + u_v \frac{\partial \alpha_v}{\partial x} = 0 \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial \alpha_v}{\partial t} + u_v \frac{\partial \alpha_v}{\partial x} = coef \cdot \alpha_v \rho_v \frac{(T_{sat} - T_v)}{\rho_v T_{sat}} \quad (3.30)$$

Para a solução, dois passos preliminares são necessários: (1) discretização do domínio e geração de malha como mostrado na Fig. 3.4; e (2) discretização das equações realizada por meio do Método de Volumes Finitos:

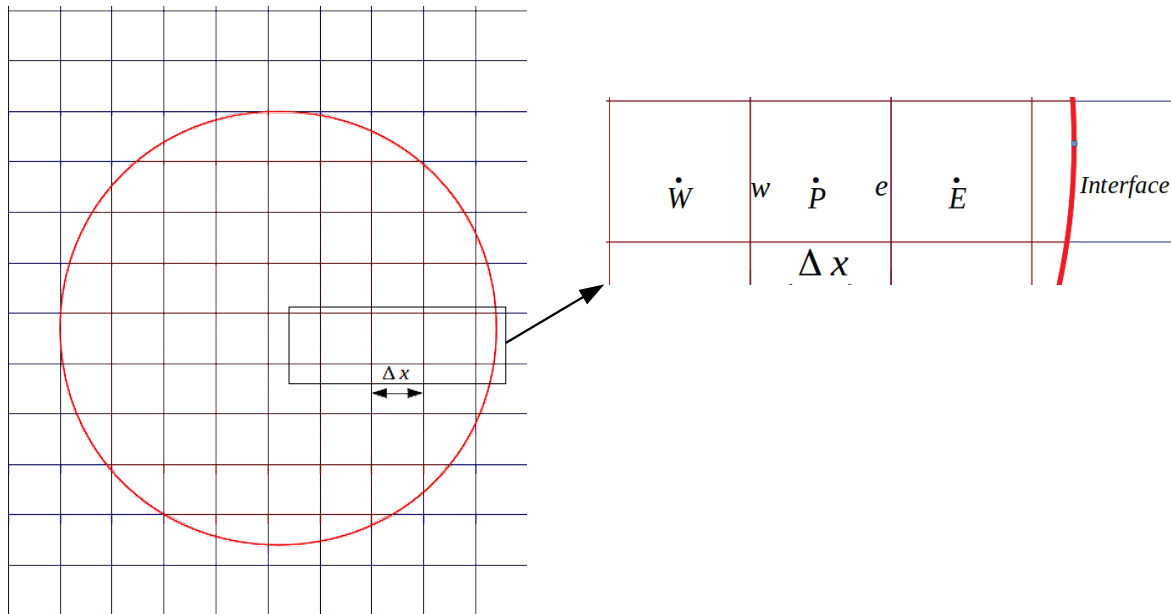


Figura 3.4. Exemplo de discretização para aplicação do MVF.

Realizando a integração no volume elementar (volume de controle) de centro P , comprimento Δx , no intervalo de tempo Δt e sabendo-se que esse volume não contém a interface,

obtemos a seguinte equação:

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_{VC} \frac{\partial \alpha_v}{\partial t} dV dt + \int_t^{t+\Delta t} \int_{VC} u_v \frac{\partial \alpha_v}{\partial x} dV dt = 0 \quad (3.31)$$

Reescrevendo a Eq. (3.31) com a integração sendo realizada no volume de controle, VC, de centro P e limites indo da fronteira w até a fronteira e conforme mostrado na Fig. 3.4, tem-se:

$$\int_{VC} \int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial \alpha_v}{\partial t} dt dV + \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e u_v \frac{\partial \alpha_v}{\partial x} dx A dt = 0 \quad (3.32)$$

$$\int_{VC} (\alpha_v - \alpha_v^0) dV + \int_t^{t+\Delta t} [(u_v \alpha_v)_e - (u_v \alpha_v)_w] A dt = 0 \quad (3.33)$$

onde α_v^0 é a fração volumétrica no passo de tempo t , α_v é a fração no passo posterior $t + \Delta t$. Conforme Kandlikar e Perez-Raya (2016), pode-se assumir que o valor da fração de volume se mantenha ao longo do volume de controle de comprimento Δx . A primeira integral do lado esquerdo da Eq. (3.33) pode ser reescrita na forma:

$$\int_{VC} (\alpha_v - \alpha_v^0) dV = (\alpha_{v,P} - \alpha_{v,P}^0) \Delta x A \quad (3.34)$$

Ainda no lado esquerdo da Eq. (3.33), a segunda integral é avaliada segundo o esquema explícito. De acordo com Maliska (2004), ao escolher o tempo inicial $t = 0$ todas as estimativas vizinhas ao ponto P são avaliadas no instante anterior, sendo assim, já são conhecidas. Nesse caso, a integral fica na forma:

$$\int_t^{t+\Delta t} [(u_v \alpha_v)_e - (u_v \alpha_v)_w] A dt = [(u_v \alpha_v)_e^0 - (u_v \alpha_v)_w^0] A \Delta t \quad (3.35)$$

Sendo os termos u_v e α_v no intervalo de tempo de t a $t + \Delta t$ é assumido com valor igual a quando está no passo de tempo t .

Substituindo as Eq. (3.34) e Eq. (3.35) na Eq. (3.33), e rearranjando os termos, obtêm-se a equação da fração volumétrica no ponto P do volume de controle:

$$\alpha_{v,p} = \alpha_{v,p}^0 - \left[(u_v \alpha_v)_e^0 - (u_v \alpha_v)_w^0 \right] \frac{\Delta t}{\Delta x} + S \Delta t \quad (3.36)$$

onde a fração de vapor é igual a unidade no lado do vapor, $\alpha_v = 1$, e igual a zero, $\alpha_l = 0$, no lado do líquido. Em ambos os casos não há transporte de massa de uma fase para outra uma vez que nessas regiões as células computacionais encontram-se preenchidas por uma única fase, dessa forma o termo de origem, S , é igual a zero.

Nos volumes em que a interface está localizada, o termo de origem devido a transferência de massa na equação do VOF é obtido utilizando-se o modelo de Lee. A equação da fração de vapor nessas células toma a seguinte forma:

$$\alpha_{v,p} = \alpha_{v,p}^0 - \left[(u_v \alpha_v)_e^0 - (u_v \alpha_v)_w^0 \right] \frac{\Delta t}{\Delta x} + \frac{1}{\rho_v} \left[coef \cdot \alpha_v \rho_v \frac{(T_{sat} - T_v)}{T_{sat}} \right] \Delta t \quad (3.37)$$

onde T_v é a temperatura da célula anterior (lado do vapor) que entra na face w do volume que contém a interface. A fração de vapor estimada é maior que zero, $\alpha_v > 0$, uma vez que o valor zero está relacionada a fase líquida. Nesse caso o máximo valor da fração de vapor é igual a unidade $\alpha_{v,max} = 1,0$.

Não é objetivo deste trabalho realizar a dedução das equações discretizadas da fração de volume do método VOF. No entanto, a dedução das equações do caso unidimensional apresentadas dão a ideia de como está deduzido no *software* FLUENT.

4. MODELAGEM MATEMÁTICA E NUMÉRICA

Aqui são apresentadas as equações governantes que modelam o problema físico de mudança de fase no processo de ebulição juntamente com as considerações matemáticas adotadas para simplificação do problema. Serão apresentados também os procedimentos numéricos empregados na simulação.

4.1. Descrição do problema e condições de contorno

O comportamento de um fluido mudando de fase sobre uma superfície sólida aquecida é investigado neste trabalho. O fluido é aquecido pela superfície sólida submetida à temperatura constante e superior a temperatura de saturação líquida até que o processo de ebulição ocorra. Neste trabalho foi considerado que o problema se inicia com a fase líquida da água.

Para o estudo do problema proposto, as seguintes hipóteses simplificativas e condições do escoamento foram assumidas:

- escoamento bidimensional
- escoamento no regime turbulento;
- escoamento incompressível;
- aceleração gravitacional, $g = 9,81 \text{ m/s}^2$, atuando apenas na componente y do plano cartesiano;

A Tabela 4.1 apresenta as características físicas do problema. As propriedades dos fluidos, material da superfície sólida e configurações foram descritas por Incropera et al. (2008) para um problema de ebulição em piscina. Neste trabalho, as mesmas propriedades e configurações foram utilizadas a fim de estabelecer uma comparação confiável dos resultados de simulação numérica obtidos neste trabalho com previsões teóricas descritas pelo autor Incropera et al. (2008).

Tabela 4.1. Características físicas do problema

Água exposta à pressão atmosférica padrão	101,325 kPa
Temperatura de saturação	373,15 K
Calor latente de vaporização	2443 kJ/kg
Material da superfície aquecida	Cobre polido

No problema abordado, as dimensões do reservatório são: $L = 0,04$ m (dimensão no eixo x), $H = 0,08$ m (dimensão no eixo y) e $W = 1,0$ m (dimensão no eixo z). Entretanto, para simplificação do problema, o domínio computacional foi considerado bidimensional, conforme mostrado no desenho esquemático da Fig. 4.1 onde a terceira dimensão, eixo z , que seria perpendicular ao plano da figura, foi omitido. A adoção desta simplificação é necessária aqui, uma vez que o uso de malhas tridimensionais pode tornar o esforço computacional excessivamente grande e inviável neste problema. Além disso, a simulação em domínios bidimensionais pode ser considerada adequada quando se considera a idealização de comprimentos suficientemente grandes como aquele adotado no plano normal do domínio (direção z).

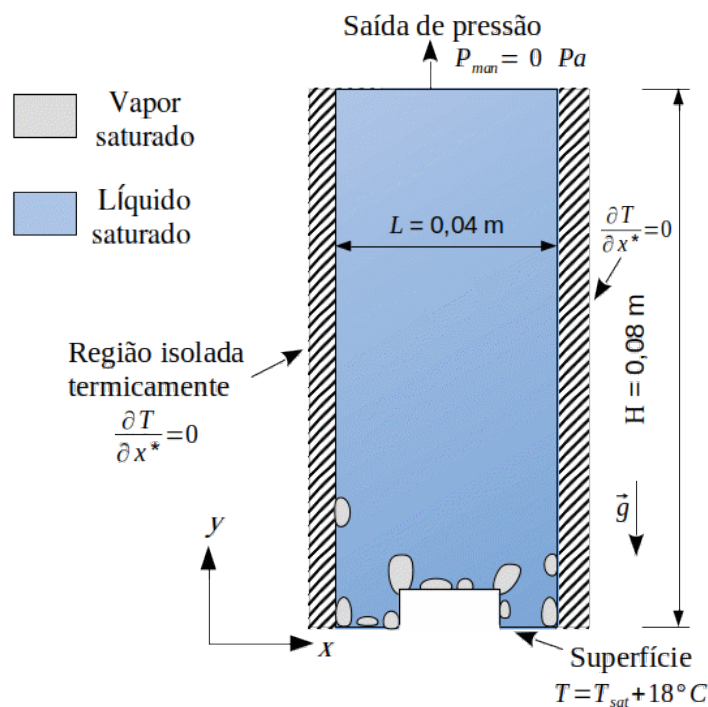


Figura 4.1. Desenho esquemático do problema proposto.

O fluido que ocupa a maior parte do domínio e a fase que surge na superfície sólida aquecida no processo de ebulição são água líquida saturada e vapor de água saturada, respectivamente. As propriedades dos fluidos, obtidas a 100°C , estão apresentadas na Tab. 4.2.

Tabela 4.2. Propriedades dos fluidos do problema simulado

Fluido	Massa específica (kg/m ³)	Calor específico (kJ/ kg.K)	Condutividade térmica (W/m.K)	Viscosidade dinâmica (N.s/m ²)	Tensão superficial (N/m)
Água	957,9	4,217	0,6	279×10^{-6}	$58,9 \times 10^{-3}$
Vapor	0,5956	Polinomial	0,0261	$1,34 \times 10^{-5}$	

O calor específico do vapor foi modelado como uma função polinomial parcial da temperatura uma vez que considera a temperatura em um intervalo especificado (ANSYS INC, 2013):

$$T_{min} \leq T < T_{max} : C_{p,v}(T) = A_1 + A_2 T + A_3 T^2 + \dots \quad (4.1)$$

onde os valores dos coeficientes A_1 , A_2 , A_3 , A_n , foram adotados de acordo com a implementação padrão no *software* ANSYS–FLUENT 14.5 que foram definidos com base no banco de dados encontrados na literatura como no trabalho de McBride, Gordon, Reno (1993). Os valores dos coeficientes foram definidos para o intervalo de temperatura $300K \leq T < 1000K$ tornando a Eq. (4.1) na forma empregada nas simulações:

$$C_{p,v} = 1563,077 K + 1,603755 T - 2,932784 \times 10^{-3} T^2 + 3,216101 \times 10^{-6} T^3 - 1,156027 \times 10^{-9} T^4 \quad (4.2)$$

As condições de contorno foram adotadas: nas superfícies inferior em forma de degrau, nas superfícies laterais e superior. Foi assumido que as superfícies laterais e inferior do domínio atendem a condição de não deslizamento e impermeabilidade, indicando que o fluido em movimento próximo a superfície tende a aderir-se, conforme a seguinte expressão:

$$u(x, y, t) = v(x, y, t) = 0 \quad (4.3)$$

As superfícies laterais ainda foram modeladas para serem isoladas termicamente. A

condição de contorno é de segunda espécie de Neumann, sem geração de fluxo térmico, de acordo com a seguinte equação:

$$\frac{\partial T}{\partial x^*} = 0 \quad (4.4)$$

Sendo que x^* refere-se a coordenada normal a face isolada.

Na região do topo, na superfície superior, a condição de contorno imposta foi de saída de pressão. Foi especificada uma pressão manométrica nula, $P_{man} = 0$ Pa, e pressão de operação constante de 101,325 kPa. Sendo a pressão absoluta $P_{abs} = 101,325$ kPa na saída do domínio computacional definida como a pressão de operação somada a pressão manométrica.

A região inferior, superfície sólida aquecida, foi modelada com a condição de temperatura prescrita, de modo a possuir temperatura inicial, $t = 0$ s, constante de 18 °C a mais que a temperatura de saturação da água líquida:

$$T = T_{sat} + 18^\circ C \quad (4.5)$$

onde $T - T_{sat}$ é o excesso de temperatura (ΔT_e).

O problema físico estudado foi abordado em três casos com diferentes geometrias na base do reservatório. Cada caso apresentado na Fig. 4.2 possuirá uma quantidade de aleta, N . O primeiro com uma aleta, o segundo com duas e o terceiro com três aletas inseridas na parte inferior submetida a uma temperatura constante. As aletas foram inseridas com o propósito de facilitar a distribuição do fluxo de calor para o fluido ao adentrar parte da superfície de aquecimento no interior do reservatório.

A avaliação que permitiu verificar a influência das geometrias no fenômeno da ebulição nucleada, escoamento por convecção e dinâmica de bolhas de vapor, foi realizada com base no método Design Construtal. A investigação é dividida em etapas e está ilustrada no fluxograma da Fig. 4.3.

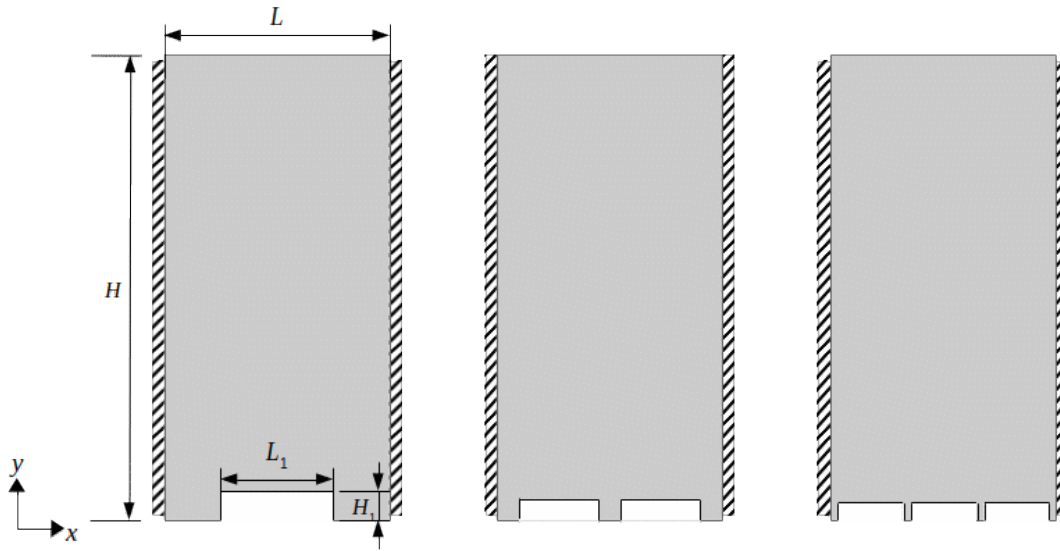


Figura 4.2. Desenho esquemático dos domínios estudados.

Como restrição para este problema, a área do reservatório, $A_r = HL$, que é igual a altura H vezes o comprimento L foi definida constante. O volume de uma aleta é a extensão da superfície em forma de degrau definida como o produto entre a altura H_i , comprimento L_i e profundidade $W = 1,0$ m (dimensão no eixo z) da aleta onde o subscrito i é correspondente aos casos investigados ($i = 1$ / uma aleta, $i = 2$ / duas aletas, $i = 3$ / três aletas). Além disso o volume total ocupado pelas aletas V_T foi considerado constante em todos os casos e pode ser expresso por:

$$V_T = N(H_i \cdot L_i \cdot W) \quad (4.6)$$

A área de troca térmica A_T das aletas é a extensão superficial retangular de cada aleta, ou seja, o equivalente ao perímetro das aletas conforme a expressão:

$$\frac{A_T}{W} = N(2H_i + L_i) \quad (4.7)$$

Método Design Construtal

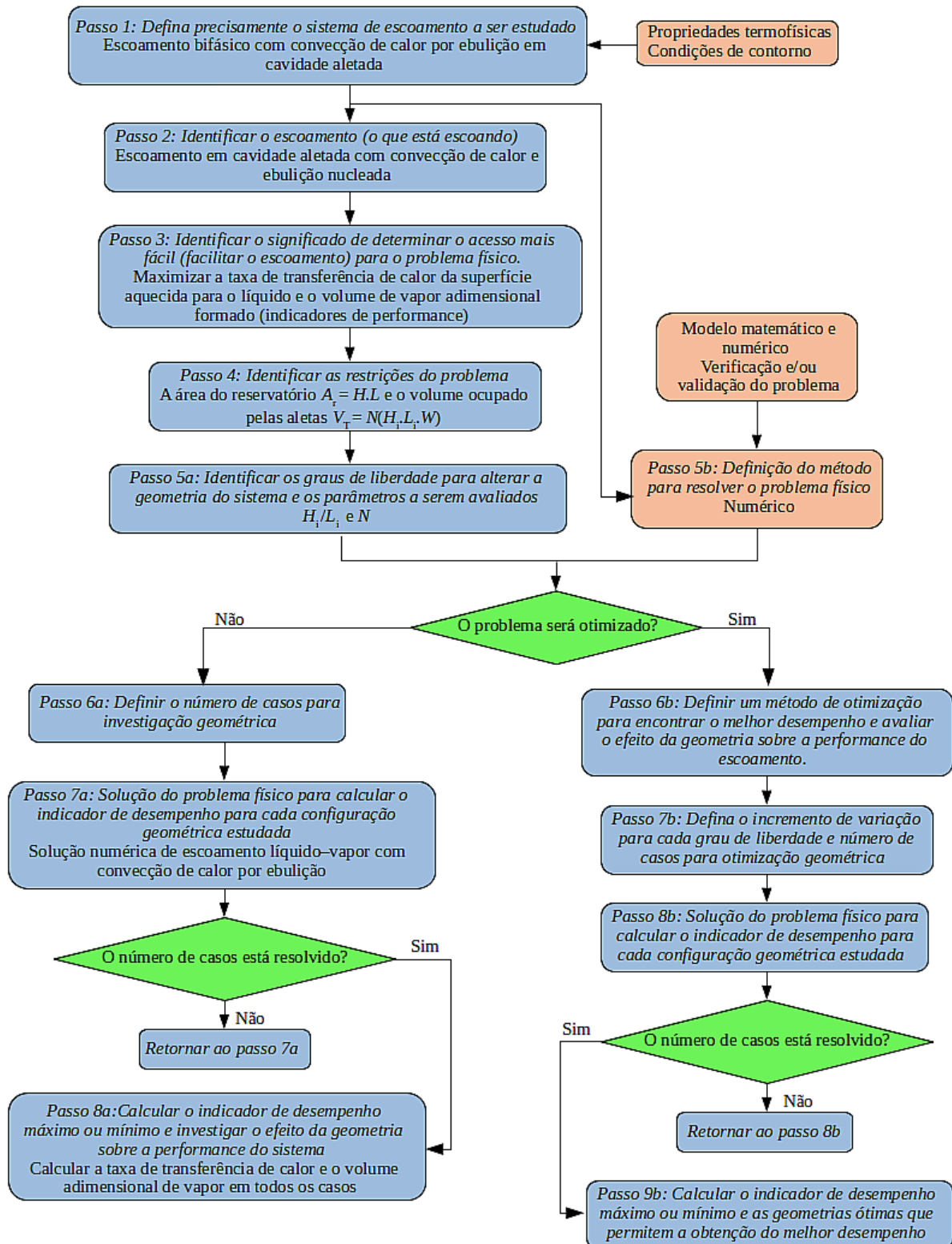


Figura 4.3. Desenho esquemático das etapas da investigação baseada no Design Construtal.

Neste trabalho, a área de troca térmica total é a superfície inferior total do reservatório que compreende a área de troca térmica das aletas A_T somado às superfícies horizontais entre aletas e entre aletas e paredes laterais do reservatório, conforme mostrado na Fig. 4.4 destacado em cor vermelho.

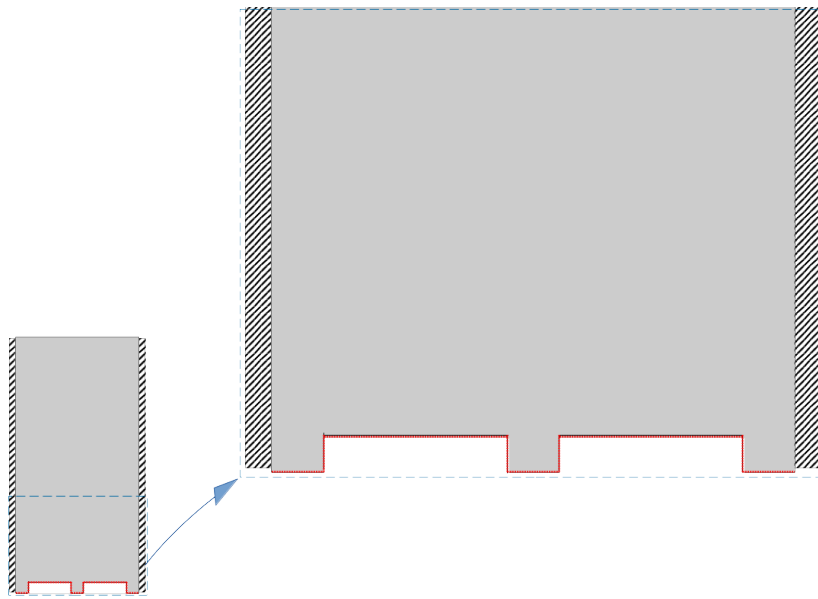


Figura 4.4. Desenho esquemático com ênfase para a área de troca térmica total.

Para a construção geométrica das aletas nos casos investigados, as equações de área de troca térmica A_T Eq. (4.7) e volume da aleta V_T Eq. (4.6) terão duas incógnitas que são H_i e L_i , uma vez que N é conhecida, sendo necessário usar um grau de liberdade definido. Neste trabalho, os efeitos estudados são gerados pelos graus de liberdade que são o número de aletas, N , e a razão H_i/L_i . Cada um dos três casos apresentados na Fig. 4.2 será simulado quatro vezes com diferentes razões, $H_i/L_i = 0,25$; $H_i/L_i = 0,5$; $H_i/L_i = 1,0$ e $H_i/L_i = 2,0$, para cada N . Os valores assumidos por H_i/L_i foram adotados arbitrariamente, uma vez que o presente trabalho é o primeiro a relatar uma investigação desse tipo de problema com base no Design Construtal.

Com intuito de estabelecer um comprimento L_i da aleta condizente com o comprimento da superfície inferior do domínio L , o comprimento da aleta L_1 no primeiro caso, $N = 1$, avaliado na razão $H_i/L_i = 0,25$ foi assumida em função do comprimento do domínio:

$$L_1 = \frac{L}{2} = 0,02 m \quad (4.8)$$

A equação do volume total ocupado pelas aletas de troca térmica para os demais casos em função do grau de liberdade é expressa por:

$$\frac{V_T}{W} = N \left(\frac{H_i}{L_i} \right) L_i^2 \quad (4.9)$$

onde $W = 1,0$. Dessa forma, é possível concluir que na restrição do volume ocupado pelas aletas, volume $V_T = 10^{-4} \text{ m}^3$, é constante.

O comprimento L_i da aleta varia em cada caso. Nos demais casos, onde $N = 2, 3$, pode ser calculado em função do grau de liberdade H_i/L_i a partir da seguinte expressão:

$$L_i = \left[\frac{V_T/W}{N \left(\frac{H_i}{L_i} \right)} \right]^{1/2} \quad (4.10)$$

De forma similar a Eq. (4.10), é possível determinar a altura H_i da aleta em todos os casos pela seguinte equação:

$$H_i = \left(\frac{H_i}{L_i} \right) \cdot L_i \quad (4.11)$$

A Figura 4.5 ilustra o processo de avaliação baseado em restrições e objetivos, no qual o diagrama de árvore está relacionado ao conjunto de simulações que foram realizadas. Neste trabalho será avaliado a influência da razão H_i/L_i variando quatro vezes em uma, duas e três aletas, mantendo V_T constante.

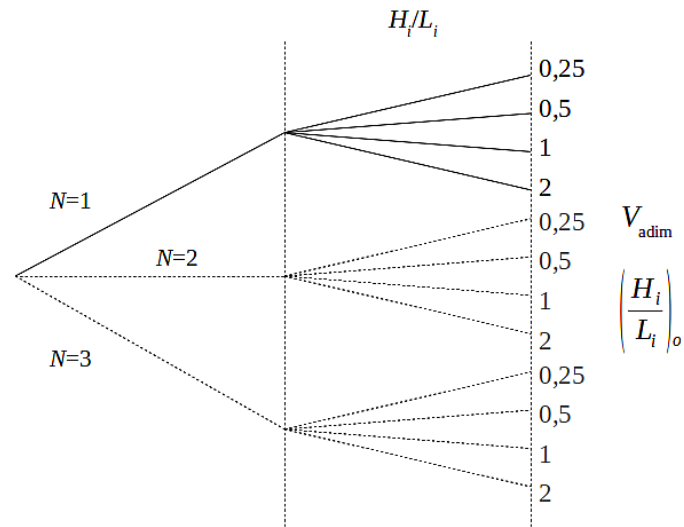


Figura 4.5. Esquema de árvore de simulações na aplicação do Design Construtal

Além disso, para este trabalho os indicadores de performance adotados foram a taxa de transferência de calor por convecção máxima $q_{s \text{ máx}}$ [W] e o volume de vapor adimensional, V_{adim} .

O volume de vapor adimensional é obtido através da razão entre o volume de vapor formado na ebulição e o volume do reservatório conforme descrito na seguinte equação:

$$V_{\text{adim}} = \frac{V_v}{V_{\text{res}}} \quad (4.12)$$

onde os subscritos *v* e *res* são referentes aos volumes de vapor e do reservatório, respectivamente.

A investigação descrita anteriormente foi realizada por casos. No primeiro caso, o grau de liberdade H_1/L_1 foi variado quatro vezes mantendo-se uma aleta na superfície inferior, $N = 1,0$. O volume de vapor adimensional, V_{adim} , e a taxa de transferência de calor por convecção, q_s [W], foram encontrados e uma vez maximizados. Referente aos indicadores de performance, a geometria ótima correspondente é a razão uma vez otimizada $(H_1/L_1)_o$. O subscrito “o” significa dizer que a razão H_1/L_1 foi uma vez otimizada. No segundo e terceiro casos, o procedimento é similar. O máximo volume de vapor adimensional e a taxa de transferência de calor por convecção são encontrados e uma vez maximizados ao variar H_2/L_2 referente a $N = 2,0$ e H_3/L_3 referente a $N = 3,0$. Além disso, as geometrias ótimas são novamente encontradas referentes aos indicadores de performance para $N = 2,0$ e $N = 3,0$.

Tendo em vista o que foi discutido acima, os três casos tiveram 4,0 simulações cada totalizando um conjunto de 12 simulações. Além disso, para todos os casos estudados foram calculados os indicadores de performance taxa de transferência de calor por convecção, q_s [W], e o volume de vapor adimensional V_{adim} .

4.2. Modelo matemático

As equações utilizadas na modelagem do mecanismo físico de mudança de fase apresentadas neste trabalho foram deduzidas através do princípio fundamental de conservação da massa, quantidade de movimento e energia em Bejan (2013) e expressas adequadamente para o problema conforme o Guia do Usuário do *software* FLUENT, versão 14.5 (ANSYS, 2013).

Considerando as simplificações feitas na descrição do problema e a partir do balanço realizado em um volume de controle fixo no espaço, a forma diferencial da equação da conservação da massa é expressa por:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{v}_j) = S_m \quad (4.13)$$

onde ρ é a massa específica do fluido [kg/m^3], t o tempo [s], v é a velocidade [m/s] e S_m é o termo de origem de massa que representa uma taxa de transferência de massa. Além disso, o sufixo usual j é referente às componentes cartesianas e a linha horizontal superior, *overline*, é o operador média no tempo.

Para os fluidos estudados, a aplicação da segunda lei de Newton sob a ótica da conservação no volume de controle permite estudar o comportamento da velocidade e da pressão. Reynolds propôs submeter a equação diferencial da quantidade de movimento a um processo de média temporal. Essa equação faz parte de um conjunto chamado Equações Médias de Reynolds Transientes (*Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes Equations – URANS*). Ainda conforme o Guia do Usuário do *software* FLUENT, no sistema cartesiano de coordenadas, tem-se:

$$\frac{\partial \rho \bar{v}_i}{\partial t} + \bar{v}_j \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{v}_i) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \delta_{ij} + (\mu + \mu_t) \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) + \rho g_i + F_{v,i} \quad (4.14)$$

onde a pressão é denotada por p [N/m²], os termos μ e μ_t são as viscosidades dinâmica e dinâmica turbulenta [N.s/m²], respectivamente. Além disso, os dois últimos termos do lado direito da equação correspondem ao termo fonte da quantidade de movimento que podem atuar no volume de controle.

Os termos fonte, nas componentes cartesianas, incluem contribuições devido somente às forças de corpo. Os efeitos das tensões superficiais, por exemplo, são considerados explicitamente nesses termos. Uma dessas forças, como a força de corpo devido à gravidade, foi modelada como sendo $\rho g_x = 0$, $\rho g_z = 0$, $\rho g_y = -g(\rho_l - \rho_v)$.

Além daquelas incluídas no termo de origem, outras forças podem atuar no volume de controle, identificadas nos dois primeiros termos do lado direito da Eq. (4.14) que são forças de superfície devido à pressão estática e as tensões viscosas do fluido. Dessa forma, a compreensão de que o somatório das forças atuantes no volume de controle é equivalente a uma geração de quantidade de movimento é determinada pela equação.

A equação da conservação da energia no sistema de coordenadas cartesianas, escrito na forma conservativa, é obtida por meio de balanços no volume de controle avaliando a variação da energia entre t e $t + \Delta t$. Segundo Kandlikar e Perez-Raya (2016), a solução da equação da energia é necessária para estimar a distribuição de temperatura ao longo das fases. Além disso, a taxa de transferência de calor depende dos gradientes de temperatura na interface.

A equação da energia pode ser expressa em termos de variações da energia cinética, mas essas contribuições podem também ser retiradas quando se deseja obter uma equação apenas para energia interna ou temperatura. Reynolds propôs submeter a equação diferencial da energia a um processo de média temporal. Essa equação, juntamente com as equações de conservação de massa e de quantidade de movimento faz parte das chamadas “Equações Médias de Reynolds Transientes-URANS”. Neste trabalho a formulação adequada, conforme o Guia do Usuário do *software* FLUENT, é apresentada na seguinte equação para o comportamento médio da temperatura:

$$\frac{\partial \rho \bar{E}}{\partial t} + \bar{v}_j \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{E}) = (k + k_t) \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x_j^2} + S_h \quad (4.15)$$

Sendo T a temperatura [K], S_h representa o termo fonte de geração de energia, k é a condutividade térmica do fluido [W/m.K] e k_t a condutividade térmica turbulenta [W/m.K]. Uma expressão para a condutividade térmica turbulenta é descrita no modelo de turbulência de Launder e

Spalding (1974) e apresentada na forma:

$$k_t = \frac{c_p \mu_t}{Pr_t} \quad (4.16)$$

onde Pr_t é o número de Prandtl turbulento.

4.2.1. Modelagem de fechamento de turbulência

Vários modelos de turbulência foram desenvolvidos e atualmente fazem parte dos “modelos de fechamento” para modelar as tensões de Reynolds que estão disponíveis na literatura. Um desses modelos é o $k-\varepsilon$ proposto por Launder e Spalding (1974) usualmente empregado por fornecer uma descrição de turbulência mais sofisticada e geral.

Nesta seção, somente serão apresentados os equacionamentos para o modelo $k-\varepsilon$ padrão uma vez que esse modelo foi empregado nas simulações apresentadas neste trabalho com equações médias no tempo. Além disso, nesta seção o termo k refere-se à energia cinética turbulenta do modelo $k-\varepsilon$.

Para resolver a equação das tensões de Reynolds a seguinte expressão para a viscosidade turbulenta μ_t , por Launder e Spalding (1974), foi resolvida numericamente:

$$\mu_t = \frac{c_\mu \rho k^2}{\varepsilon} \quad (4.17)$$

onde k é a energia cinética turbulenta [m^2/s^2], a constante $c_\mu=0,09$ foi determinada empiricamente e ε a taxa de dissipação viscosa de energia cinética turbulenta [$1/s$].

Usando o modelo $k-\varepsilon$ padrão, a expressão da viscosidade turbulenta é resolvida em função de duas equações de transporte adicionais, sendo, uma para a energia cinética turbulenta k e outra para a dissipação viscosa de energia cinética turbulenta ε de acordo com as equações de transporte:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k \bar{v}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\omega_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \bar{P}_k - \rho \varepsilon \quad (4.18)$$

onde $\bar{v}_j$ é a média de Reynolds da componente da velocidade nas componentes cartesianas, $\omega_k =$

1,0 é uma constante do modelo e $\bar{P}_k$ é uma função que evita a geração de turbulência em regiões de estagnação.

Correspondente à dissipação viscosa de energia cinética turbulenta por Launder e Spalding (1974) tem-se:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \varepsilon \bar{v}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\omega_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \bar{P}_k - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (4.19)$$

onde $C_{1\varepsilon} = 1,44$, $C_{2\varepsilon} = 1,92$ e $\omega_\varepsilon = 1,3$ são constantes do modelo k - ε padrão.

4.2.2. Método VOF para solução do escoamento bifásico

Neste trabalho, o processo de rastreamento da interface da bolha é realizado utilizando o método VOF. Nesse modelo as equações de quantidade de movimento e energia são resolvidas acopladas para a mistura e a fração de volume para cada fase é estimada em cada elemento finito.

Neste trabalho, o processo de rastreamento de interface é realizado pela solução de uma equação de transporte e essa equação tem a seguinte forma para fluidos incompressíveis:

$$\frac{\partial \alpha_v}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{v} \alpha_v) = S_{\alpha_v} \quad (4.20)$$

onde $\bar{v}$ representa a média da velocidade no tempo e S_{α_v} é o termo fonte.

Com o método VOF todas as equações de conservação são resolvidas como função da fração de volume, α , das fases líquido e vapor por meio da propriedade de massa específica. A expressão adequada para modelar a massa específica é descrita pela seguinte equação (HIRT e NICHOLS, 1981):

$$\rho = \alpha_v \rho_v + (1 - \alpha_v) \rho_l \quad (4.21)$$

Para todo o domínio, uma só equação de conservação da quantidade de movimento, Eq. (4.14), é resolvida para a mistura líquido-vapor. Nessa equação, a tensão superficial que é uma das forças presentes no processo de mudança de fase aparece como termo fonte. Neste trabalho, essa força foi estimada por meio do modelo *Continuum Surface Force* (CSF) proposto por Brackbill et al. (1992). No modelo CSF o cálculo é feito por meio do teorema da divergência que expressa a

força superficial em termos de uma força volumétrica e recebe contribuição do valor da fração de volume estimada com o método VOF por meio da seguinte expressão:

$$F_v = \sigma_{lv} \frac{\rho \lambda_l \nabla \alpha_l}{\frac{1}{2}(\rho_l + \rho_v)} \quad (4.22)$$

onde σ_{lv} é a tensão superficial, ρ é calculada por meio da Eq. (4.21) e λ é a curvatura superficial da interface, calculada por gradientes locais da fração de volume da fase normal à superfície, dadas pelas seguintes relações:

$$n = \nabla \alpha_v \quad (4.23)$$

$$\hat{n} = \frac{n}{|n|} \quad (4.24)$$

$$\lambda = \nabla \hat{n} = \nabla \cdot \left(\frac{\nabla \alpha_v}{|\nabla \alpha_v|} \right) \quad (4.25)$$

onde $\lambda_l = -\lambda_v$.

Para estimar o campo de temperaturas uma única equação da energia, Eq. (4.15), é resolvida no código ANSYS® FLUENT para a mistura. Com o método VOF a energia, E , é estimada com base na fração de volume a partir da seguinte expressão para uma fase qualquer q :

$$E = \frac{\sum_{q=1}^n \alpha_q \rho_q E_q}{\sum_{q=1}^n \alpha_q \rho_q} \quad (4.26)$$

Para as duas fases consideradas, líquido-vapor, a Eq.(4.26) fica na forma:

$$E = \frac{\alpha_l \rho_l E_l + \alpha_v \rho_v E_v}{\alpha_l \rho_l + \alpha_v \rho_v} \quad (4.27)$$

onde E_l e E_v são os termos de energia para cada fase, líquido e vapor.

No trabalho de Sun et al. (2014) foi mencionado uma expressão para variável energia da fase líquida em função do calor específico e da temperatura, conforme a seguinte equação:

$$E_l = C_{p,l}(T - 298,15) \quad (4.28)$$

Ainda segundo o autor, de forma similar foi encontrado uma expressão para a variável energia da fase vapor em função do calor específico e da temperatura, expressa por:

$$E_v = C_{p,v}(T - 298,15) \quad (4.29)$$

4.2.3. Termos fonte com base no modelo de evaporação–condensação de Lee

Neste trabalho, o modelo de evaporação–condensação de Lee (1980) foi empregado para expressar o processo de transferência de calor e massa através da interface da bolha de vapor na ebulição. Com base no modelo de Lee, o termo fonte de massa (S_m) da equação de conservação da massa Eq. (4.13), assim como o termo fonte de energia (S_h) da Eq. (4.15) foram definidos.

O termo fonte de massa foi determinado em função de taxas de transferência de massa do líquido para o vapor e do vapor para o líquido, $S_m = \dot{m}_{lv} - \dot{m}_{vl}$ [kg/m².s]. Para a transferência de massa na evaporação, $\dot{m}_{lv}$, é assumido a seguinte expressão para o termo fonte:

$$\dot{m}_{lv} = coef \cdot \alpha_l \rho_l \frac{(T_l - T_{sat})}{T_{sat}} \quad (4.30)$$

onde T_{sat} refere-se a temperatura de saturação para água submetido a pressão atmosférica, $coef = 0,1 \text{ s}^{-1}$.

O termo fonte de energia na forma apropriada para evaporação ($T_l > T_{sat}$), estimado com base no modelo de Lee (1980), foi definido por:

$$S_h = -\dot{m}_{lv} \cdot h_{fg} \quad (4.31)$$

onde h_{fg} é o calor latente.

4.3. Procedimentos numéricos

Na solução numérica do problema descrito, as equações fundamentais de conservação de massa, Eq. (4.13), quantidade de movimento linear, Eq. (4.14), energia, Eq. (4.15), modelo de turbulência k - ϵ , Eq. (4.18) e Eq. (4.19), fração de volume, Eq. (4.20), e modelo de Lee, Eq. (4.30), foram resolvidas através do método de Volumes Finitos que encontra-se implementado no *software* comercial ANSYS–FLUENT. Os procedimentos numéricos utilizados, os métodos de discretização e principais parâmetros para simulação transiente foram:

- *Software* utilizado ANSYS® FLUENT 14.5.
- Para discretização dos gradientes de uma dada variável $\nabla \phi$ dos termos convectivos e difusivos das equações de conservação, foi usado o método *Least Squares Cell-Based*.
- O esquema de interpolação espacial *Upstream Differencing Scheme (Upwind)* de segunda ordem foi adotado para as equações de quantidade de movimento juntamente com a equação da energia.
- Foi utilizado o esquema de interpolação *Geo-Reconstruct* para lidar com a reconstrução geométrica das frações de volumes de líquido e vapor e interfaces nas células computacionais com avanço no tempo por formulação explícita. Além disso, foi adotado o valor de $1,0 \times 10^{-6}$ como menor valor da fração de volume, ou seja, limite de corte mínimo para os valores da fração de volume sugerido como padrão conforme o Guia do Usuário do *software* FLUENT, versão 14.5 (ANSYS, 2013).
- Foi adotado o esquema explícito de primeira ordem para a solução transiente da equação de transporte da fração de volume com intervalo, Δt , baseado no número de *Courant*. O número de *Courant*, C , é uma medida adimensional definida como a razão entre o intervalo de tempo usado na solução numérica (tamanho do passo de tempo prescrito no FLUENT) e o tempo que um elemento fluido leva para cruzar um volume de controle conforme a expressão:

$$C = \frac{\Delta t}{\Delta x / \vec{v}_{\text{fluido}}}$$

onde C é uma medida da estabilidade dos cálculos e que reflete a relação entre o intervalo de tempo e o tamanho da célula computacional. O número adimensional C é comumente assumido menor que uma unidade, $C < 1$, uma vez que a taxa de cálculos é acelerada e a

estabilidade dos cálculos é reduzida com números maiores que esse valor. Neste trabalho, a fim de ter uma convergência satisfatória na solução transiente, C foi restrito a 0,25.

- Na solução das equações de conservação de massa, Eq. (4.13), quantidade de movimento linear, Eq. (4.14), energia, Eq. (4.15) e modelo de turbulência k - ϵ , Eq. (4.18) e Eq. (4.19), o esquema implícito foi adotado. Para os resíduos, foi usado o critério de convergência absoluto de $1,0 \times 10^{-6}$ a fim de alcançar a convergência em cada passo de tempo. Esse valor é sugerido pelo Guia do Usuário do Software FLUENT. Além disso, é usualmente empregado em grande parte das simulações CFD relatadas na literatura. Neste trabalho, a adoção dos esquemas explícito para a equação de transporte da fração de volume e implícito para as demais equações de conservação foi uma estratégia que teve por objetivo a redução de excessivo esforço computacional e do tempo para solução do problema.
- Para a solução do acoplamento pressão-velocidade foi adotado o algoritmo *SIMPLE*.
- Dentre os vários modelos de turbulência implementados no FLUENT, foi adotado o modelo *standard k- ϵ* para os tratamentos de turbulência bifásica. Esse modelo é comumente utilizado em problemas bifásicos citado na literatura, por exemplo, nos trabalhos de Wu et al. (2007) e Heynderickx et al. (2009). Além disso, foi apontado no estudo numérico de Su et al. (2015) que o modelo k - ϵ levou a uma melhor concordância com resultados experimentais quando comparado com outros modelos como o k - ω para esse problema. Já na modelagem das regiões próximas à parede, foi usado o método de tratamento aprimorado *Enhanced Wall Treatment ϵ -Equation (EWT- ϵ)*. Neste trabalho, o refinamento de malha na região da parede aplicado nos casos permitiu a obtenção de valores de $y^+ = yv_\tau/\mu \leq 30$, em todos os casos de forma a reproduzir adequadamente a camada limite turbulenta, onde $v_\tau = (\tau/\rho)^{0,5}$ é a velocidade de atrito na parede mais próxima e y é a distância absoluta até a parede.
- Foi utilizado na simulação numérica o valor de $0,1 \text{ [s}^{-1}\text{]}$ e $1,0 \text{ [s}^{-1}\text{]}$ para os coeficientes de transferência de massa presentes nas equações da transferência de massa, Eq. (3.27) e Eq. (3.28) respectivamente, do modelo de evaporação-condensação de Lee. Esses valores são recomendados nos estudos numéricos de evaporação realizados por Machado e Cabral (2017). As equações de transferência de massa entre as fases, Eq. (3.27) e Eq. (3.28), foram apresentadas no capítulo 3. Dessa forma, para evitar repetições na apresentação das equações, essas não serão reapresentadas.

5. VALIDAÇÃO DO MODELO COMPUTACIONAL

A validação aqui proposta objetiva garantir que os resultados obtidos com a modelagem numérica, apresentada neste trabalho, sejam coerentes representando corretamente o fenômeno descrito anteriormente. A validação do modelo foi realizada por meio da comparação dos resultados obtidos na simulação numérica com a correlação de Rohsenow (1951) e previsões teóricas de Incropera et al. (2008).

Para garantir que os modelos matemático e numérico estão bem implementados, foi realizada a validação e comparação com previsões teóricas de um problema semelhante ao problema proposto. A Figura 5.1 apresenta um desenho esquemático do problema estudado, no qual Rohsenow (1951) desenvolveu a correlação de ebulição nucleada em piscina com superfície inferior horizontal e plana.

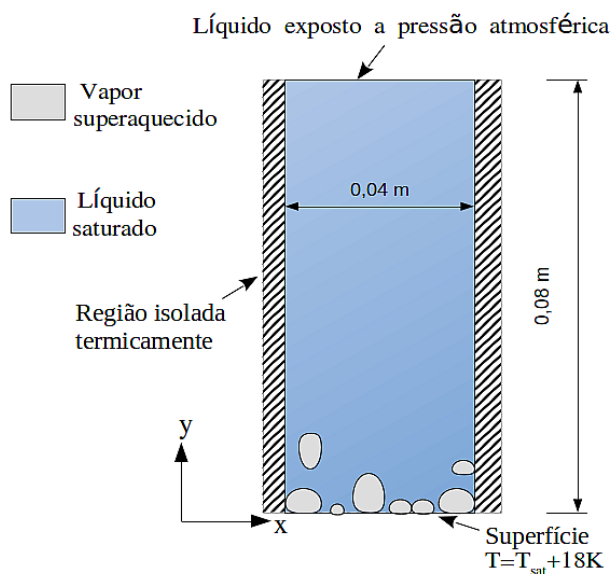


Figura 5.1. Desenho esquemático do domínio do problema de Rohsenow (1951).

Além disso, as propriedades de água líquida e vapor, resumidas na Tab. 4.2, foram obtidos experimentalmente e estão disponíveis em Incropera et al. (2008). A única exceção é o calor específico do vapor que foi obtido a partir da expressão que é função polinomial parcial da temperatura Eq. (4.2).

Quanto a inicialização do problema no *software*: o fluido água que se encontra na fase

líquida foi inicializado com temperatura igual a temperatura de saturação, 100°C, e a pressão de operação manométrica foi de 101,325 kPa.

Para a validação do problema realizou-se, primeiramente, o teste da solução independente de malha. A variável de referência utilizado no teste foi o valor máximo do fluxo de calor q''_{max} obtido na superfície inferior aquecida no tempo de 1,0 s.

5.1.1. Teste da Solução Independente da Malha

Uma etapa importante na solução de problemas CFD é o teste da solução independente de malha, uma vez que a malha deve ser refinada adequadamente objetivando a obtenção de uma solução em que as variáveis, como o máximo fluxo de calor, não se alterem significativamente com o refino da malha. Além disso, é necessário adotar uma malha suficientemente refinada e que não demande excessivo esforço computacional inviabilizando as simulações.

As simulações foram realizadas em um computador com processador Intel Core i7 de 3,30 GHz e 16 GB de memória RAM. O passo de tempo adotado e prescrito no *software* FLUENT foi de $1,0 \times 10^{-4}$ s. A escolha foi baseada na convergência do problema e em experiências relatadas na literatura que mostraram a tendência na redução da magnitude dos erros com uso de pequenos intervalos de tempo. Além disso, foi adotado $1,0 \times 10^4$ números de passos de tempo totalizando um tempo de simulação de 1,0 s.

Neste trabalho, as simulações do problema foram realizadas inicialmente com dois tipos de malha, estruturada e não-estruturada, a fim de obter uma malha que melhor representasse o problema. Os resultados das simulações indicaram que a malha estruturada foi a mais adequada por demandar menor esforço computacional uma vez que, o tempo computacional foi em média de $4,3 \times 10^5$ s utilizando a malha não-estruturada quando comparado ao tempo de $2,6 \times 10^5$ s conseguido com a malha estruturada. Os esforços computacionais foram comparados para a conclusão de uma simulação de 1,0 s.

Na discretização espacial, a malha ideal do domínio retangular foi gerada a partir do *software* ANSYS–WORKBENCH 14.5. A Figura 5.2 ilustra a malha estruturada empregada no estudo de independência de malha.

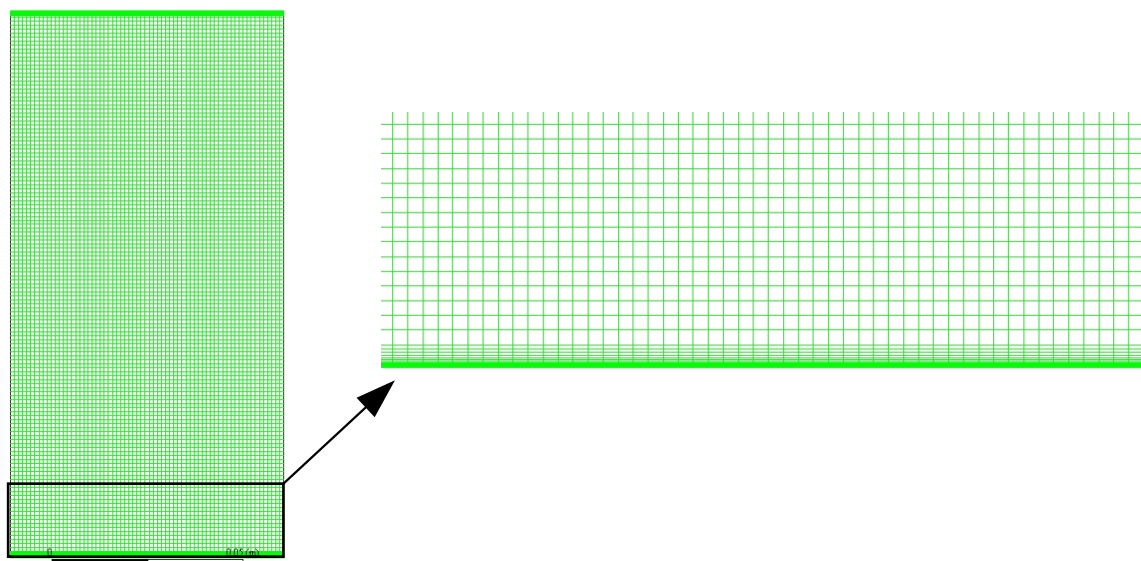


Figura 5.2. Malha estruturada utilizada no teste de independência de malha.

É possível observar o refinamento da malha nas regiões próximas às superfícies inferior e superior. Nessas regiões, o refinamento é recomendado para capturar adequadamente os gradientes de velocidade e temperatura.

A malha apropriada foi obtida através da realização de sucessivos refinamentos resultando em malhas com quantidades de elementos cada vez maiores até que o critério $\left| (q_{max}^{''j} - q_{max}^{''j+1}) / q_{max}^{''j} \right| < 10 \times 10^{-2}$ foi satisfeito, onde $q_{max}^{''j}$ representa o fluxo de calor máximo na superfície de aquecimento obtido utilizando a malha com quantidades de elementos atual, e $q_{max}^{''j+1}$ corresponde ao fluxo de calor máximo utilizando a malha seguinte, ou seja, a malha mais refinada. A Tabela 5.1 apresenta os resultados obtidos com o teste de sensibilidade da malha.

Tabela 5.1. Teste de independência de malha considerando o valor máximo do fluxo de calor na superfície sujeita a ebulição em W/m^2

Malha	Nº de elementos	q'' máximo (W/m^2)	$\left (q_{max}^{''j} - q_{max}^{''j+1}) / q_{max}^{''j} \right $
Grosseira	7.140	430183	0,136
Média	15.040	488994	0,363
Fina	31.680	666894	0,099
Mais refinada	63.000	600577	—

É possível observar na Tab. 5.1 que a malha “Fina”, com 31680 elementos, atende de maneira satisfatória a necessidade deste trabalho seguindo o critério estabelecido.

Nas simulações, após a obtenção da malha ideal, o fluxo de calor transiente foi monitorado. A Figura 5.3 apresenta a comparação do monitoramento realizado nas diferentes malhas e os resultados são apresentados para um segundo de simulação.

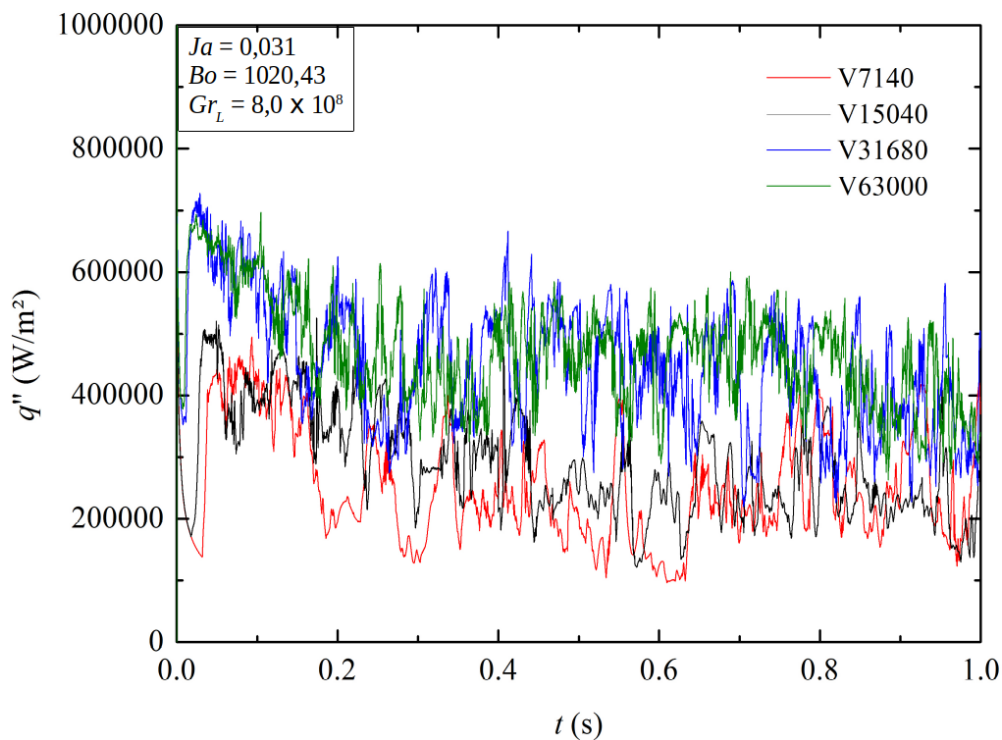


Figura 5.3. Fluxo máximo de calor por instante de tempo.

Com a finalidade de realizar a validação do modelo, utilizou-se a correlação do fluxo de calor na ebulição desenvolvidas por Rohsenow (1951), Eq. (3.20), e correlação do coeficiente de transferência de calor da ebulição Eq. (3.21). Essas equações foram expressas baseada na relação entre o fluxo de calor na superfície sólida aquecida e o excesso de temperatura por meio de um conjunto de números adimensionais. Para o problema abordado neste trabalho, os números adimensionais de Jakob, Ja , Bonde, Bo , e de Grashof, Gr_L , assumem os valores que estão apresentados na Tab. 5.2.

Tabela 5.2. Números adimensionais para o problema proposto

Números adimensionais	Equação	Valor assumido no problema
Número de Jakob, Eq. (3.9)	$Ja = \frac{c_p(T_s - T_{sat})}{h_{fg}}$	$Ja = 0,031$
Número de Bond, Eq. (3.8)	$Bo = \frac{g(\rho_l - \rho_v)L^2}{\sigma}$	$Bo = 1020,43$
Número de Grashof, Eq. (3.10)	$Gr_L = \frac{\beta g(T_s - T_\infty)L^3}{\nu^2}$	$Gr_L = 8,0 \times 10^8$

Neste trabalho, os resultados obtidos a partir das correlações de Rohsenow (1951) foram comparados com os resultados obtidos por simulação numérica.

Para a estimativa do fluxo de calor numérico adotado na comparação, foi calculado no FLUENT o máximo fluxo de calor na região de estabilidade. Essa região foi restrita ao intervalo temporal dos últimos 0,6 s de simulação. Além disso, essa adoção foi assumida necessária com intuito de obter a grandeza de maior magnitude no intervalo em que os cálculos do fluxo transiente mantiveram uma tendência.

A Tabela 5.3 mostra a comparação entre o valor máximo do fluxo de calor na superfície aquecida obtido por simulação numérica (no intervalo temporal dos últimos 0,6 s) e o obtido através da correlação de Rohsenow, Eq. (3.20).

Tabela 5.3. Comparação dos fluxos térmicos obtidos por simulação numérica e correlação para $\Delta T_e = 18^\circ\text{C}$

Casos	Fluxo de calor (W/m ²)	Erro (%)
Fluxo de calor simulado	666894	7,06
Fluxo de calor da correlação de Rohsenow, Eq. (3.20)	714035,1	

Para a obtenção do coeficiente de transferência de calor numérico na ebulição nucleada em piscina, foi calculado numericamente o fluxo de calor máximo e posteriormente estimado o coeficiente convectivo por meio da equação que traduz a lei de Fourier, apresentado na Eq. (3.2). O resultado foi comparado com correlação de Rohsenow (1951) que foi desenvolvida para ebulição nucleada, conforme apresentado na Eq. (3.21).

A Tabela 5.4 apresenta a comparação entre o valor do coeficiente de transferência de calor por convecção máximo obtido numericamente frente ao valor do coeficiente calculado por meio da correlação de Rohsenow (1951), ambos para o caso de ebulição nucleada em superfície plana aquecida uniformemente. Além disso, é apresentada a diferença percentual entre o resultado numérico e de correlação.

Tabela 5.4. Comparação dos coeficientes de transferência de calor por convecção máximo na ebulição nucleada obtidos por simulação numérica e correlação para $\Delta T_e = 18^\circ\text{C}$

Casos	h (W/m² K)	Diferença percentual (%)
Coeficiente de transferência de calor simulado	37049,6	7,01
Coeficiente de transferência de calor por correlação de Rohsenow, Eq. (3.21)	39648,4	

A diferença percentual obtida entre fluxo calculado por simulação numérica e a correlação para ebulição nucleada é esperado e relatado na literatura. Entretanto, neste trabalho, esse valor mostra ser uma diferença pequena considerando que a aproximação bidimensional do modelo numérico proposto pode ter contribuído para a obtenção da diferença nos resultados. Porém, a adoção desta simplificação foi necessária aqui devido ao esforço computacional excessivo das simulação que demandou um tempo de $2,6 \times 10^5$ s para uma só simulação do conjunto de simulações realizadas e necessárias para investigar o problema de 1,0 s de tempo físico. Além disso, a própria discretização do domínio em volumes finitos pode ter contribuído.

Na simulação realizada, o perfil bidimensional do fenômeno físico de ebulição nucleada em piscina é apresentado. O tempo de simulação foi suficiente para análise dos mecanismos físicos envolvidos como, por exemplo, surgimento e crescimento de bolhas de vapor, coalescência e deslocamento das bolhas de vapor. Conforme apresentado na Fig. 5.4, a simulação apresentou convergência do problema.

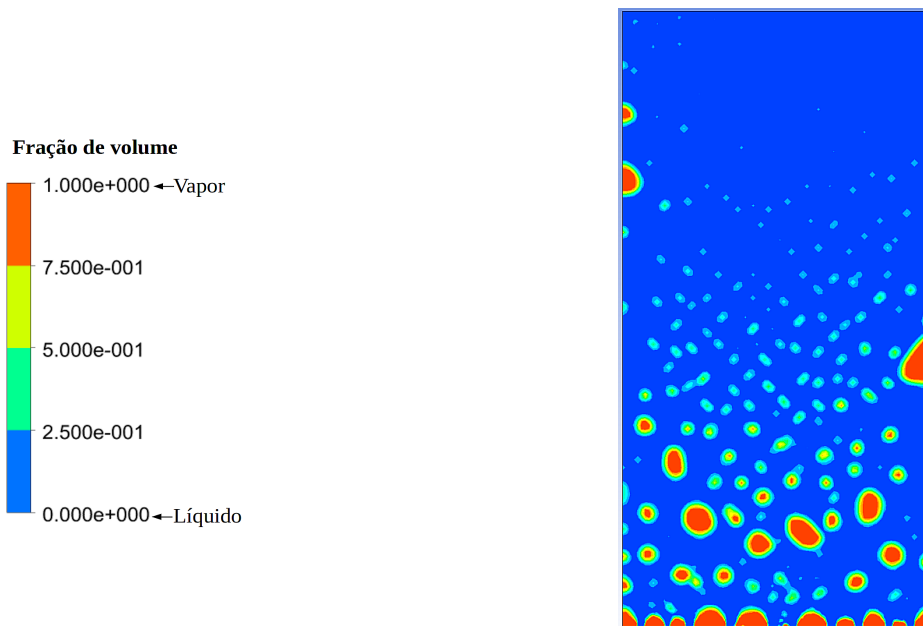


Figura 5.4. Contorno das frações de volume de vapor na ebulição nucleada em piscina. Resultados com malha independente em 1,0 s de simulação.

Conforme visto na Fig. 5.4, o contorno destaca a fração de vapor em cor vermelha para o último passo de tempo no domínio completo. Pode ser observado a formação de bolhas de vapor na superfície inferior aquecida e o desprendimento dessas bolhas em direção a região superior do domínio retangular do problema. Sendo que a cor azul, em tom escuro, representa a fase líquida do fluido, a fração de vapor, $\alpha_v = 1$, está em cor representativa vermelho e as demais cores, identificadas entre $2,5 \times 10^{-1}$ e $7,5 \times 10^{-1}$ no contorno, é a região onde a interface se encontra.

As primeiras frações de vapor surgiram próximas a parede sob temperatura constante em torno de 0,055 [s] e logo se agrupam em frações maiores. A Figura 5.4 mostra a natureza e dinâmica de formação das bolsas de vapor, característica da ebulição em piscina. A representação visual dos gradientes da fração de volume estimadas com o método VOF associado ao modelo de Lee são obtidas por meio do método de reconstrução geométrica.

Conhecida a temperatura de saturação do líquido a 1,0 atm bem como o excesso de temperatura na superfície aquecida, $\Delta T_e = T_s - T_{sat} = 18^\circ\text{C}$, e de acordo com a curva de ebulição apresentada por Incropera et al. (2008), é possível atestar que ocorreu ebulição nucleada em piscina. Segundo o autor, esse regime ocorre no intervalo de excessos de temperatura de 10°C a 30°C sendo caracterizado pela ascensão de jatos ou colunas de bolhas, como mostrado na Fig. 5.5.

A Figura 5.5 também mostra a evolução da formação de vapor e deslocamento de bolhas de

vapor da região inferior para a superior no domínio retangular considerando 6,0 diferentes instantes de tempo: 0,2 s, 0,3 s, 0,4 s, 0,6 s, 0,8 s e 1,0 s. Onde as frações de volume, α , correspondentes a fase vapor, $\alpha_v = 1$, foi apresentada em cor cinza e a fase líquida, $\alpha_l = 0$, é identificada com a cor azul.

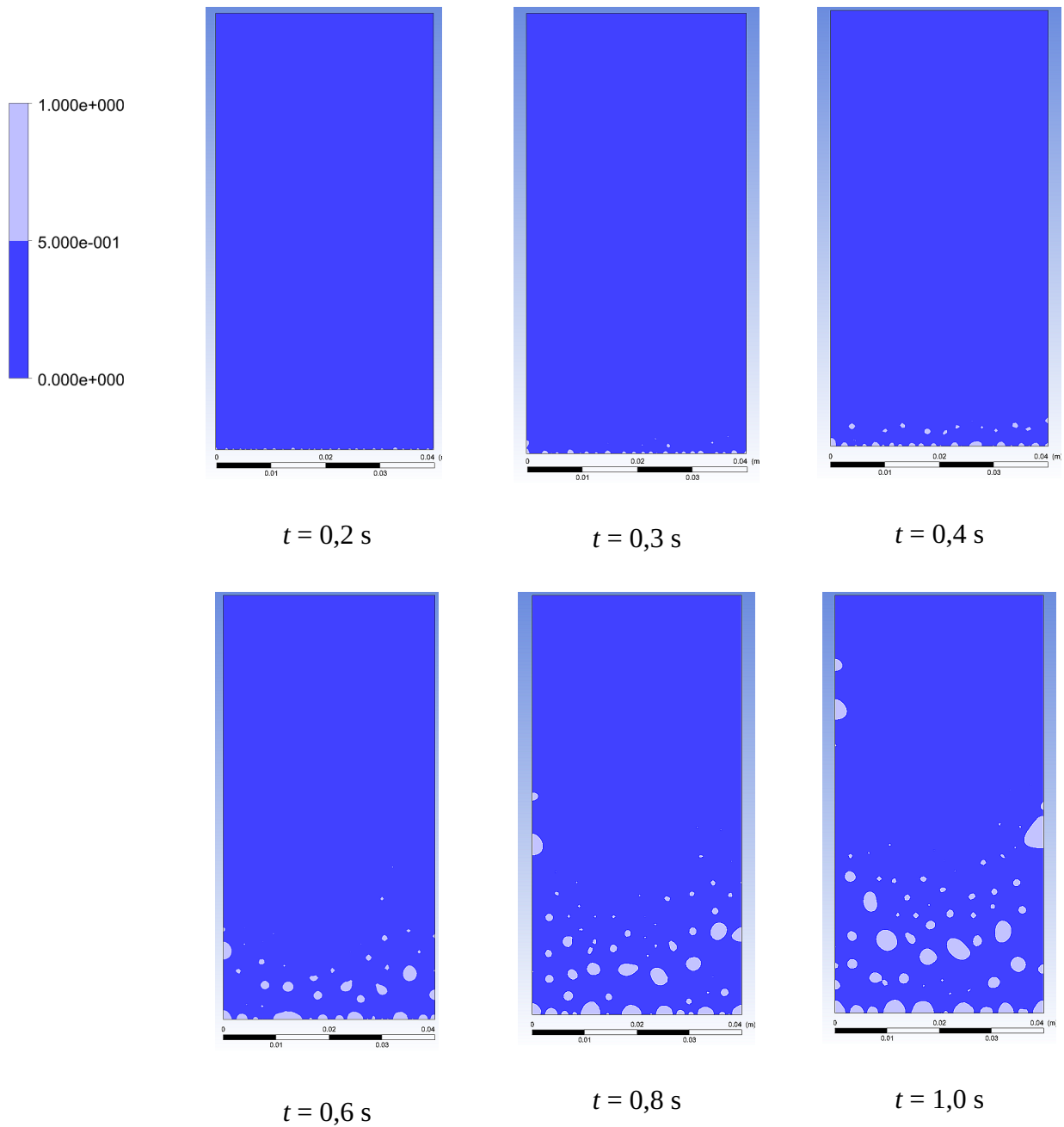


Figura 5.5. Frações de volume de vapor na ebulição em piscina para $\Delta T_e = 18^\circ\text{C}$.

5.2. Resultados de comparação do comportamento fluidodinâmico e térmico

Na dinâmica de formação das bolhas a coalescência também é prevista experimentalmente por Mukherjee and Dhir (2004). Segundo os autores, antes de ascender, as primeiras frações de vapor se unem e formam bolsas de vapor superaquecido. Esse fenômeno dificulta o movimento do líquido na região próximo à superfície devido a aglomeração das bolhas.

A modelagem desenvolvida permitiu a previsão do fenômeno através de simulação numérica do caso em que o excesso de temperatura, ΔT_e , foi igual a 18°C. As comparações qualitativas foram realizadas quanto ao comportamento global do fenômeno de coalescência, ou seja, ao processo análogo de formação de bolsas de vapor na ebulição nucleada em piscina. A Fig. 5.6 mostra a comparação qualitativa entre a formação de bolsas de vapor por coalescência na ebulição nucleada obtidas a partir de simulação numérica com as observadas em experimentos de Mukherjee and Dhir (2004).

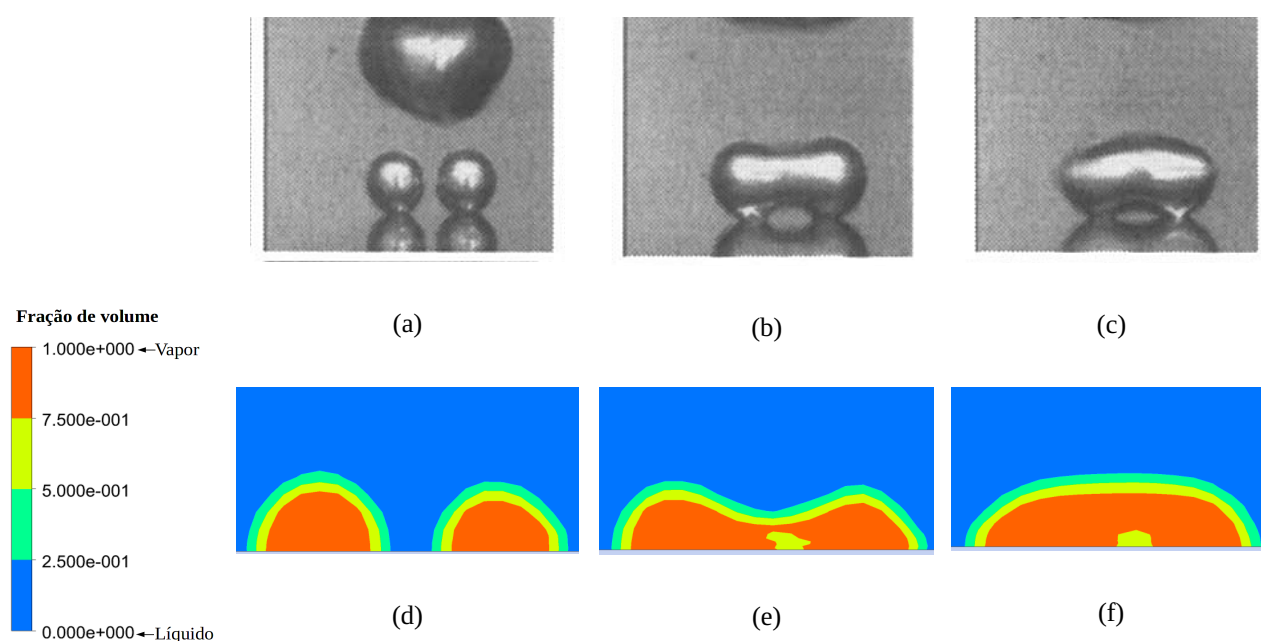


Figura 5.6. Comparação da coalescência de bolhas previsto experimentalmente e por simulação numérica. Captura ocorrendo em três instantes distintos, a – c, resultados experimentais (Mukherjee and Dhir (2004)); d – f, resultados de simulação numérica do presente trabalho.

Foi observado que o fenômeno ocorre mesmo para diferentes valores de excesso de temperatura. Na Fig. 5.6 a comparação foi possível de ser realizada com base na ocorrência do fenômeno físico, uma vez que foi identificado diferenças entre os resultados verificados no

contorno das formas quanto ao ângulo de contato entre bolsas de vapor e superfície. Esse fato pode estar relacionado a alguns fatores como: às propriedades dos fluidos e condições de superfície, ou seja, a natureza da combinação líquido–superfície além da tensão superficial.

A Figura 5.7 mostra a comparação do padrão de escoamento dentro e fora das bolsas de vapor em ascensão próximas a parede lateral esquerda na ebulição em piscina, obtida a partir da simulação numérica do presente estudo com as obtidas por Son et al. (1999).

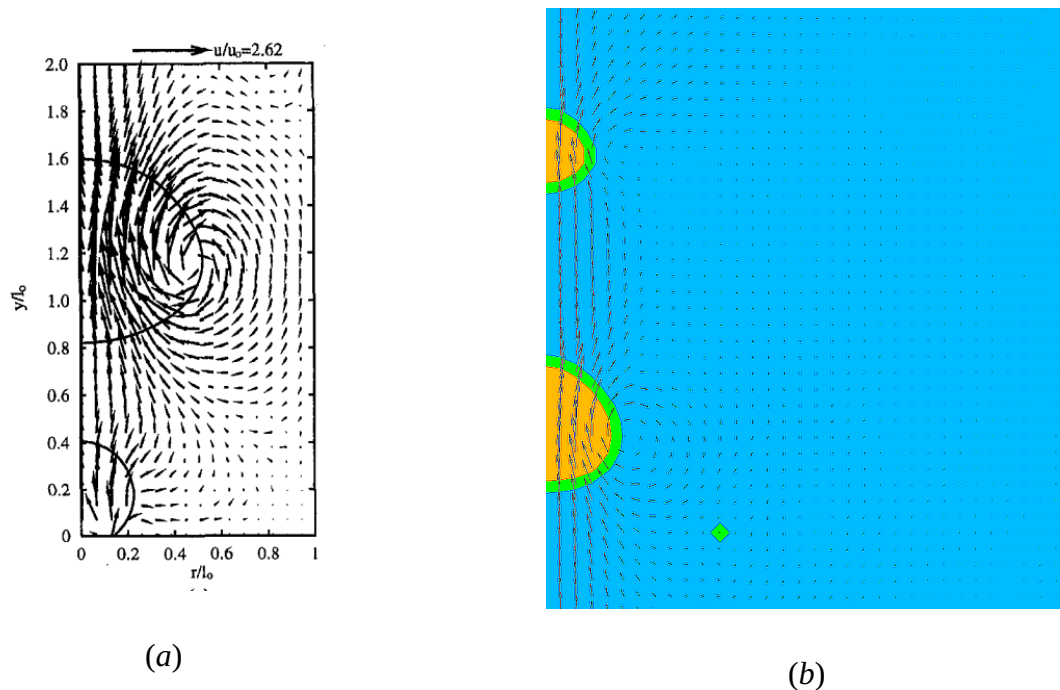


Figura 5.7. Padrão de escoamento durante a ascensão de bolhas na ebulição em piscina. (a) campo de velocidades para $\Delta T_e = 6,2^\circ\text{C}$ (Son et al. (1999)); (b) campo de velocidades para $\Delta T_e = 6,2^\circ\text{C}$.

Apesar da diferença entre os excessos de temperatura, a comparação pode ser feita a partir do padrão circulatório do escoamento enquanto o vapor ascende. Os vetores de velocidade de vapor refletem o movimento do líquido induzido pela mistura devido ao movimento das bolsas de vapor na direção ascendente.

6. RESULTADOS

6.1. Avaliação da influência de geometrias

Nesta seção, serão apresentados os resultados das simulações realizadas referentes a avaliação de influência geométrica proposta neste trabalho. Os resultados serão apresentados por casos que foram descritos matematicamente em seções anteriores. Dessa forma, os resultados serão apresentados por quantidade de aletas inseridas, N , com discussões sobre os efeitos gerados pela variação da razão H_i/L_i . Primeiramente para $N = 1,0$ com diferentes razões de H_i/L_i e posteriormente de forma similar com $N = 2,0$ e $N = 3,0$. Por fim, será realizado a comparação dos resultados para diferentes valores de N com mesmas razões de H_i/L_i . Para realizar essa análise foram realizadas quatro simulações em cada caso em função de N para um tempo físico final de $t = 1,0$ [s], totalizando 12 casos estudados.

Os resultados serão abordados considerando dois aspectos: i) a análise numérica, ou seja, será investigado quantitativamente a influência da variação dos parâmetros geométricos a partir dos indicadores de performance e ii) o comportamento qualitativo dos efeitos dos graus de liberdade estudados no campo de frações de volumes.

Primeiramente, foi investigado o efeito de diferentes razões H_i/L_i sobre o volume de vapor formado no domínio com uma aleta inserida. Foram assumidos os valores $H_i/L_i = 0,25$; $H_i/L_i = 0,5$; $H_i/L_i = 1,0$ e $H_i/L_i = 2,0$ totalizando quatro simulações para o primeiro caso que demandou esforço computacional total de em média $4,3 \times 10^5$ s.

A Figura 6.1 mostra o efeito do grau de liberdade sobre o volume de vapor gerado ao longo do tempo, ou seja, o efeito gerado pela inserção da aleta na superfície inferior enquanto seu valor N é mantido igual a 1,0. Assim, as razões são denominadas H_1/L_1 .

Na Figura 6.1 é possível observar que o volume de vapor adimensional em função do tempo foi intensificado com maiores valores de H_1/L_1 para as razões estudados no presente trabalho. Além disso as curvas possuem comportamentos análogos no período de tempo simulado.

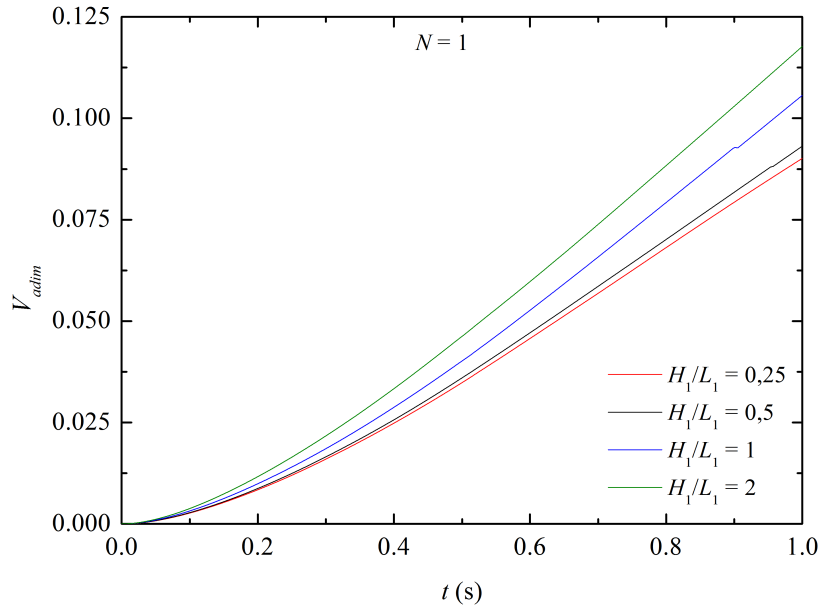


Figura 6.1. Volume adimensional de vapor por segundo formado no domínio com $N = 1$ aleta.

É possível observar também a relação existente entre o grau de liberdade e a intensidade da formação de vapor a partir da análise do campo de frações de volumes em um dado instante de tempo como apresentado na Fig. 6.2.

A Figura 6.2 é referente ao campo de frações de volume de líquido e vapor no tempo final de simulação $t = 1,0$ [s] em função do grau de liberdade. É possível observar frações de volume de vapor ligeiramente maiores nas proximidades da aleta à medida que as razões H_1/L_1 aumentam até a maior razão investigada. Além disso, é possível verificar que os espaços entre a aleta e as superfícies laterais são ocupados de diferentes formas pelas fases líquido e vapor. A medida que a razão H_i/L_i foi aumentada, as aletas ficaram mais inseridas no domínio e as bolhas de vapor formadas tiveram uma trajetória da altura H_i da aleta cada vez maior até o topo para se aglomerarem, o resultado disso foi a formação cada vez maiores de bolhas de vapor com o aumento de H_i/L_i . No caso em que a razão H_1/L_1 foi igual a 0,25, poucos sítios de nucleação foram formados devido a região entre a aleta e as paredes laterais do domínio ser pequena em comparação com os demais casos onde a razão H_1/L_1 foi igual 0,5, 1,0 e 2,0. Com relação às três maiores razões de H_1/L_1 , os espaços entre a aleta e as paredes laterais permitiram que mais sítios de nucleação surgissem para formar cada vez mais vapor em função desse grau de liberdade.

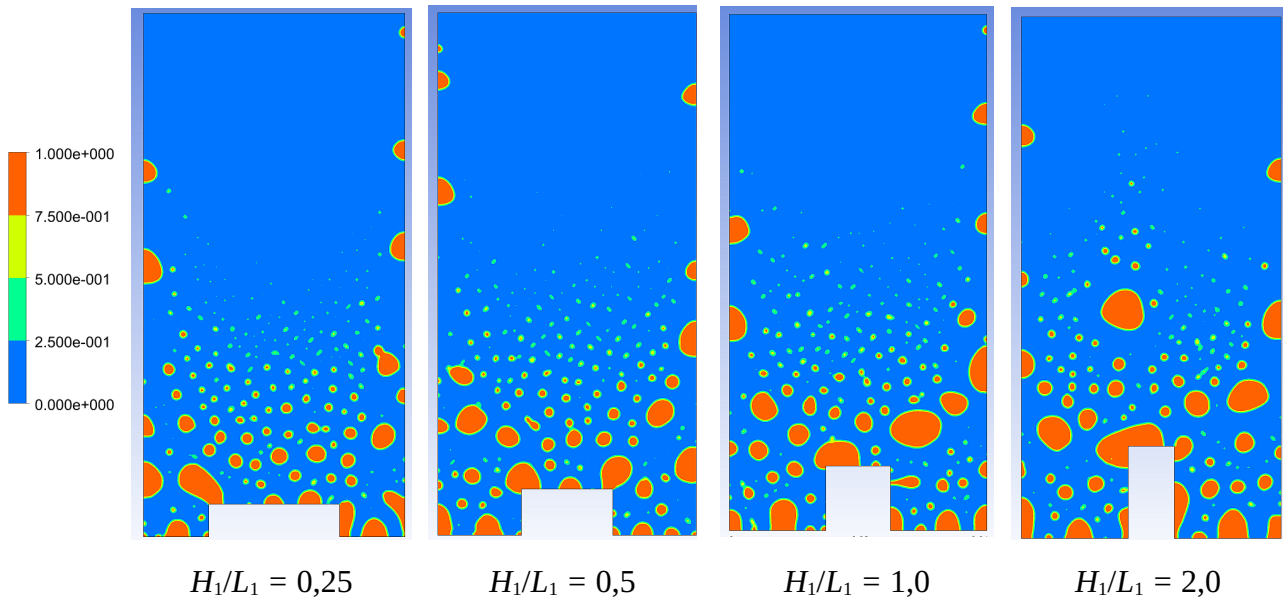


Figura 6.2. Fração de volume de vapor em domínio com uma aleta e diferentes H_1/L_1 .

Ainda sobre a Fig. 6.2, é possível notar as bolhas de vapor nas mais variadas formas e diâmetros. Esse fato ocorre devido a dinâmica de formação e deslocamento das bolhas. Foi verificado que as deformações ocorrem principalmente nos instantes em que ocorre a coalescência das bolhas de vapor e durante a movimentação do fluido líquido quando houve deslocamento e desprendimento de bolhas vizinhas. Além disso, a convecção de calor nas proximidades da superfície aquecida também contribui para a movimentação dos fluidos.

Os resultados qualitativos do volume de vapor, no instante de tempo final, revelam semelhanças quanto a disposição dos volumes de vapor que podem ser melhor analisados por uma representação quantitativa apresentada na Fig. 6.3. Mais precisamente, a Fig. 6.3 apresenta o efeito da razão H_1/L_1 sobre o volume de vapor adimensional gerado na cavidade quando $t = 1,0$ s.

É possível verificar na Fig. 6.3 que os resultados obtidos com as menores razões, $H_1/L_1 = 0,25$ e $H_1/L_1 = 0,5$ são bem próximos. Além disso, nota-se que o caso que leva a maior formação de vapor é a razão de H_1/L_1 que está mais inserida no interior do reservatório, ou seja, $H_1/L_1 = 2,0$ com ganho percentual de 30,6% quando se compara o caso em que $H_1/L_1 = 0,25$.

O vapor formado, aderidos ao longo da superfície inferior, tendem a se unir formando bolhas de vapor cada vez maiores e a se deslocar em dois sentidos: parte das bolhas de vapor se deslocam para as paredes laterais que logo ascendem e outras tendem a se direcionar para a região superior da aleta onde se desprendem, como demonstrado na Fig. 6.4.

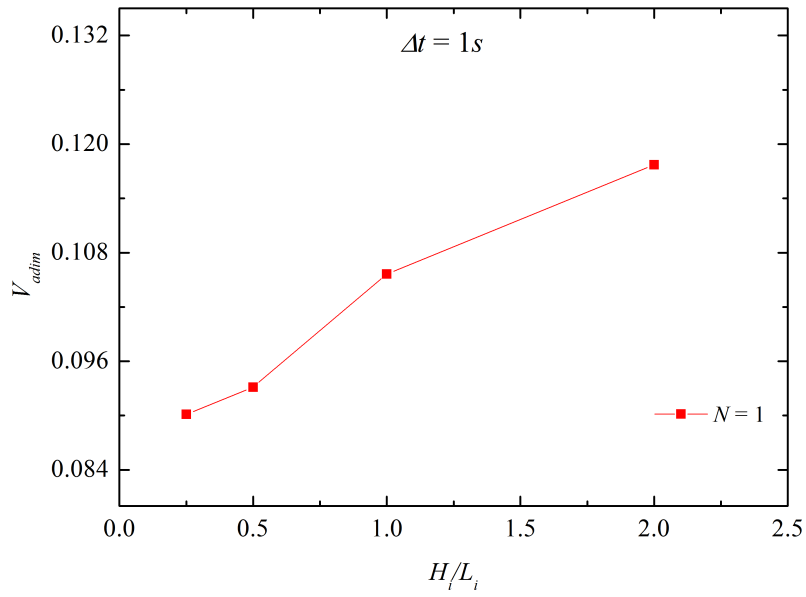


Figura 6.3. Volume adimensional de vapor em $t = 1,0$ s no domínio para $N = 1,0$ e diferentes H_i/L_i .

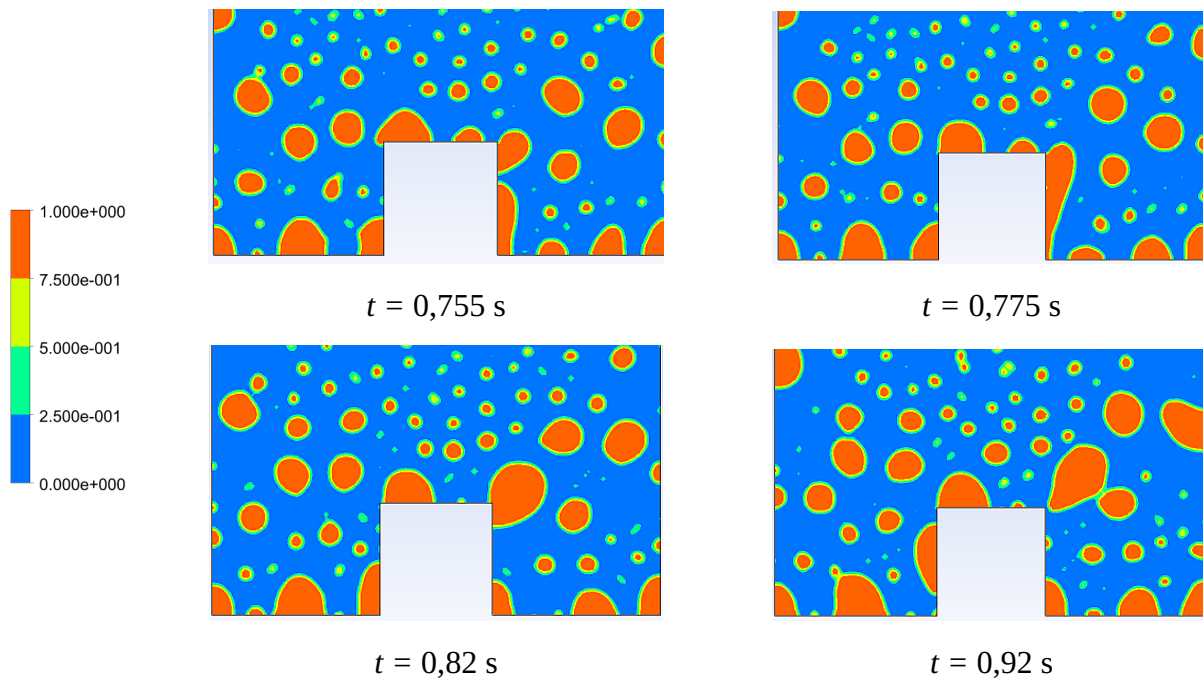


Figura 6.4. Campo de frações de volume de vapor em domínio com uma aleta e razão $H_1/L_1 = 1,0$.

Na Figura 6.4 é apresentado o campo de frações de volume em diferentes instantes de tempo da simulação: 0,755 s, 0,775 s, 0,82 s e 0,92 s. Os resultados são referentes a dinâmica das bolhas nas proximidades de uma aleta. É possível identificar o momento do desprendimento de uma bolha de vapor localizada no canto superior direito da aleta. Todas as capturas são referentes a simulação no domínio em que a razão H_1/L_1 foi igual a 1,0.

O efeito gerado pela inserção conjunta de mais de uma aleta sobre o volume de vapor foi obtido primeiramente mantendo-se fixo N igual a 2,0. As razões nessa configuração são denominadas H_2/L_2 . Os resultados transientes dos volumes de vapor adimensional para diferentes razões de H_2/L_2 no reservatório com duas aletas inseridas são apresentados na Fig. 6.5.

Na Figura 6.5 observa-se, a partir das curvas para diferentes razões de H_2/L_2 , que a inserção de duas aletas concomitantemente fez com que o indicador de performance fosse intensificado à medida que a razão H_2/L_2 aumentou até a maior razão investigada.

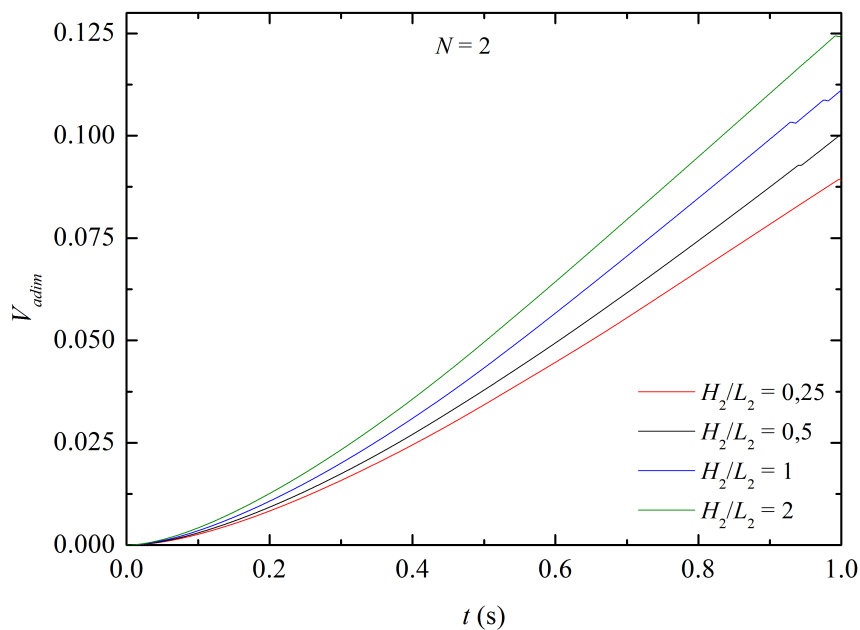


Figura 6.5. Volume adimensional de vapor por segundo formado no domínio com $N = 2$ aletas.

Para o último instante de tempo ($t = 1,0$ s) foi possível analisar a influência que o grau de liberdade exerceu na formação de vapor a partir da análise do campo de frações de volumes de vapor, como apresentado na Fig. 6.6.

A Figura 6.6 mostra o campo de frações de volume de líquido e vapor no último instante de

tempo. Observa-se que a fase vapor ocupa praticamente toda a região entre as aletas apenas no resultado correspondente a razão $H_2/L_2 = 0,25$. Nesse caso, o vapor que se encontra estagnado impede que a superfície aquecida nessa região entre em contato direto com a fase líquida diminuindo assim a frequência de formação e desprendimento de novas bolhas de vapor. Além disso, é possível observar na figura que as regiões correspondentes a fase vapor tendem a serem maiores nas proximidades da superfície aquecida à medida que as razões H_2/L_2 aumentam até a maior razão H_2/L_2 investigada.

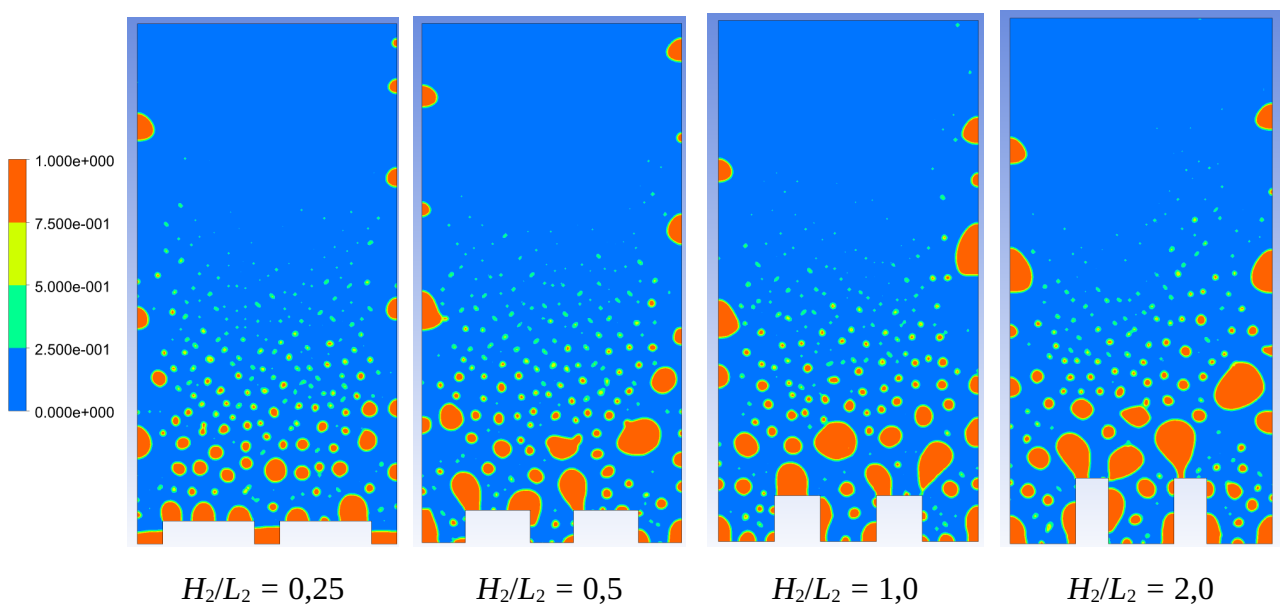


Figura 6.6. Fração de volume de vapor em domínio com duas aletas e diferentes H_2/L_2 .

A Figura 6.7 apresenta os resultados do volume de vapor unidimensional para quatro razões de H_2/L_2 no instante de tempo fixo $t = 1,0$ [s]. Nesta figura é possível corroborar os resultados obtidos mostrados na Fig. 6.7, ou seja, a influência do efeito gerado pelo grau de liberdade em duas aletas inseridas sobre o volume de vapor adimensional no instante de tempo final.

Ainda sobre a Fig. 6.7, foi possível verificar que o aumento percentual de volume de vapor unidimensional de uma razão H_2/L_2 para outra, até o instante de tempo mencionado anteriormente, foi em média de 11,7 %.

O efeito gerado pela inserção conjunta de três aletas ($N = 3,0$) e diferentes razões H_i/L_i sobre o volume de vapor unidimensional são apresentados na Fig. 6.8. As razões nessa configuração são denominadas H_3/L_3 .

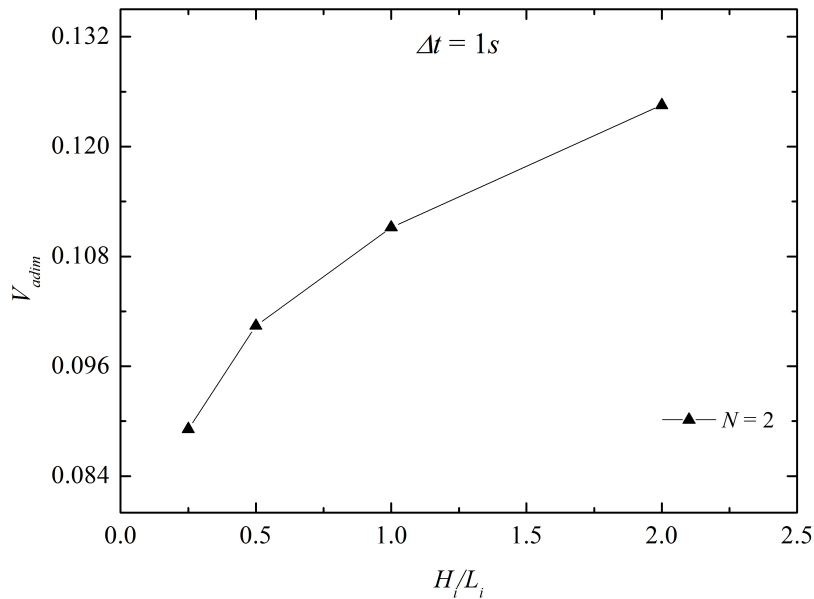


Figura 6.7. Volume adimensional de vapor em $t = 1,0$ s no domínio para $N = 2,0$ e diferentes H_2/L_2 .

Ainda sobre a Fig. 6.8 a partir das curvas obtidas para diferentes razões H_3/L_3 , é possível observar que à medida que o grau de liberdade aumenta, até a maior razão H_3/L_3 investigada, o indicador de performance é também maximizado, em outras palavras, a inserção conjunta das três aletas fez com que mais volume de vapor fossem formado no domínio.

Na Figura 6.9 é possível analisar qualitativamente a influência que o grau de liberdade exerce sobre a formação de vapor que ocorre próximo a superfície aquecida com três aletas inseridas. O campo de frações de volumes para o último instante de tempo é apresentado.

Ainda na Figura 6.9 é possível verificar que no instante de tempo $t = 1,0$ [s] os espaços entre as aletas são ocupados de diferentes formas pelas fases líquido e vapor. Quando a razão H_3/L_3 foi igual a 0,25 os espaços são totalmente preenchidos pela fase vapor em aproximadamente $t = 0,75$ [s] ficando apenas a superfície superior das aletas trocando calor diretamente com a fase líquida. No caso em que a razão H_3/L_3 foi igual a 0,5 as regiões entre as aletas são ocupadas praticamente em toda sua totalidade pela fase vapor. Nos demais casos, onde a razão H_3/L_3 foi igual a 1,0 e 2,0, os espaços entre as aletas são parcialmente ocupados pela fase líquida e vapor. Além disso, observa-se que as frações de volumes correspondentes a fase vapor são visivelmente maiores no reservatório à medida que as razões H_3/L_3 aumentaram até a maior razão investigada.

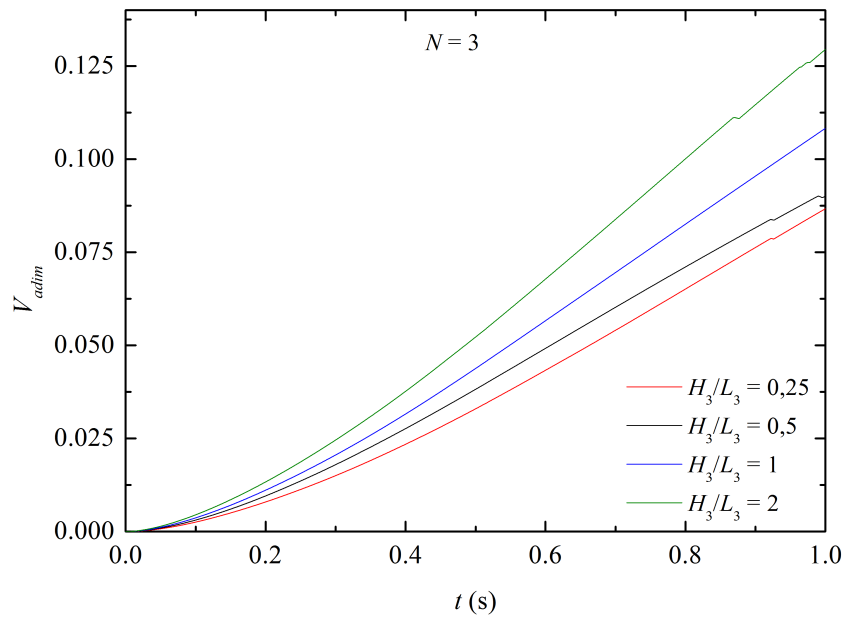


Figura 6.8. Volume adimensional de vapor por segundo formado no domínio com $N = 3$ aletas.

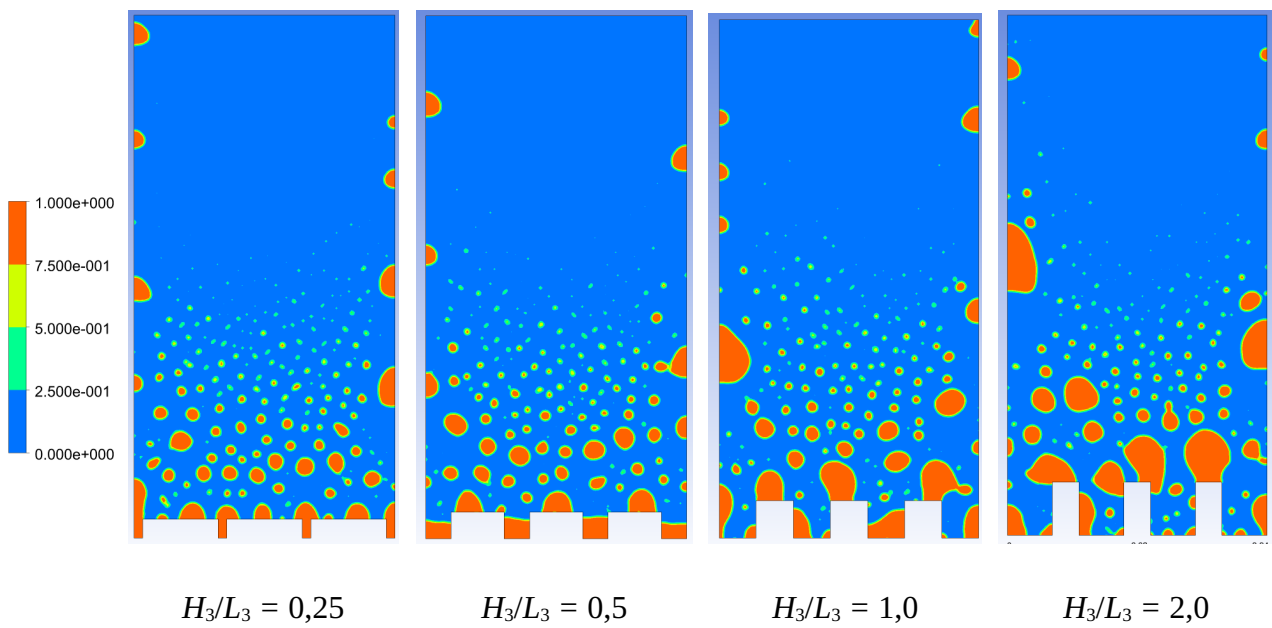


Figura 6.9. Fração de volume de vapor em domínio com três aletas e diferentes H_3/L_3 .

Na Figura 6.10 são apresentados os resultados do volume de vapor adimensional no instante de tempo $t = 1,0$ [s] para as diferentes razões de H_3/L_3 investigadas. É possível verificar o efeito gerado pelo grau de liberdade sobre o volume de vapor no domínio em que três aletas foram inseridas.

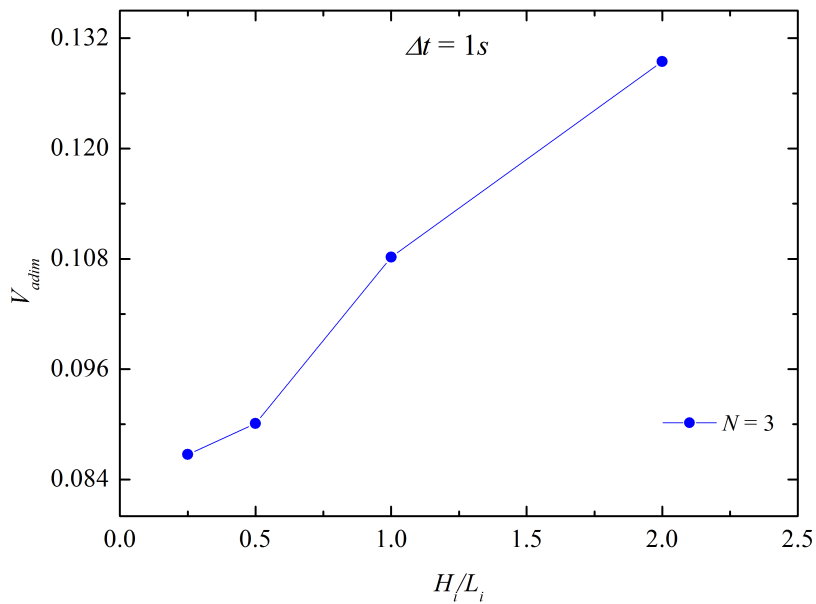


Figura 6.10. Volume adimensional de vapor em $t = 1,0$ s no domínio para $N = 3,0$ e diferentes H_3/L_3 .

Na Figura 6.10 foi possível verificar que dois aumentos percentuais significativos de volume de vapor no instante de tempo final ocorreram em função das duas maiores razões de H_3/L_3 . Da razão $H_3/L_3 = 0,5$ para $H_3/L_3 = 1,0$ o aumento foi de 20,0 % e um aumento similar, porém menor, da razão $H_3/L_3 = 1,0$ para $H_3/L_3 = 2,0$ de 19,6 %.

Foi possível verificar que, entre os casos estudados, o extremo superior assumido por H_i/L_i , ou seja $H_i/L_i = 2,0$, conduziu ao melhor desempenho quando usa-se o volume adimensional de vapor, V_{adim} , como indicador de performance. Em outras palavras, observou-se o caso que levou a maior formação adimensional de vapor, razão entre o volume de vapor formado e o volume do reservatório, foi quando $(H_1/L_1)_0 = (H_2/L_2)_0 = (H_3/L_3)_0 = 2,0$. Além disso, neste trabalho a investigação limitou-se em $H_i/L_i = 2,0$ e $N = 3$ em razão do esforço computacional.

Os resultados apresentados na Fig. 6.11. mostram uma compilação do efeito de H_1/L_1 , H_2/L_2 e H_3/L_3 sobre o volume adimensional de vapor para $N = 1, 2$ e 3.

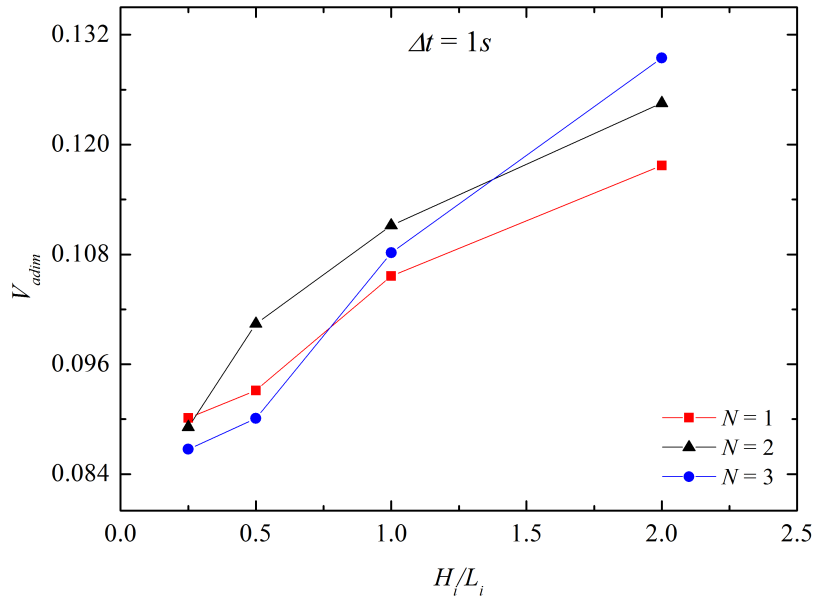


Figura 6.11. Comparação do volume adimensional de vapor obtido para diferentes razões H_i/L_i e N .

A Figura 6.11 mostra que as maiores variações percentuais entre o melhor e o pior caso por grau de liberdade ocorreram quando foi assumido $H_i/L_i = 0,5$ com aumento de aproximadamente 11,5% e em $H_i/L_i = 2,0$ com aumento de aproximadamente 10,0%. Os resultados apresentados na Fig. 6.11 mostram a comparação entre os casos e revelam que o volume de vapor adimensional foi superior para a razão $H_i/L_i = 2,0$. O melhor desempenho na formação de vapor foi conseguido com a razão $(H_3/L_3)_0 = 2,0$ com $N = 3,0$, ou seja, com $N = 3$ foi possível alcançar melhor desempenho quando experimentado a maior razão de H_3/L_3 superior em 49,3% comparado ao pior caso. Para a menor razão de H_i/L_i , o melhor desempenho foi encontrado para $N = 1,0$ e para as configurações intermediárias de H_i/L_i o melhor desempenho foi obtido para $N = 2,0$.

Ainda com relação a Fig. 6.11, na comparação entre os casos de menor razão $H_i/L_i = 0,25$ foi possível observar que a melhor formação de vapor foi conseguida com pouca complexidade geométrica ou mínima quantidade de aletas $N = 1$. Esse fato foi possível devido aos pequenos espaço entre as aletas com $N > 1$ que exerceram influência fazendo com que o vapor formado permanecessem ali estagnados impedindo assim a formação de mais volumes de vapor.

Entre os casos analisados, é possível verificar o caso que proporcionou melhor desempenho quanto ao indicador “taxa de transferência de calor”, ou seja, a taxa de transferência de calor por convecção, q_s [W], da superfície aletada para o fluido.

A Figura 6.12. mostra uma compilação dos efeitos gerados pela variação do grau de liberdade H_i/L_i sobre a taxa de transferência de calor por convecção para $N = 1, 2$ e 3 . Os resultados numéricos foram obtidos realizando uma média ao longo da superfície e média temporal nos últimos 0,6 s.

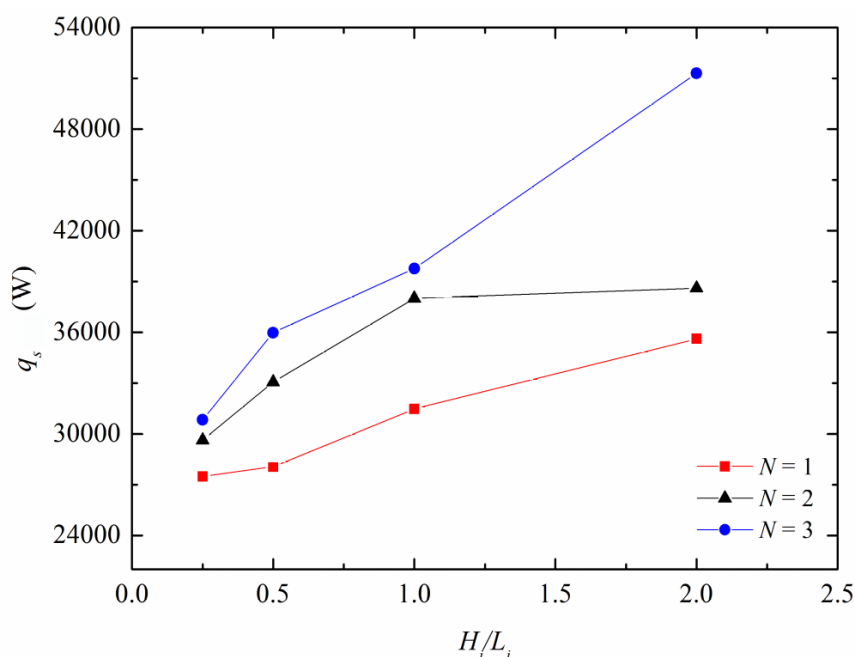


Figura 6.12. Comparação da taxa de transferência de calor obtido para diferentes razões H_i/L_i e N .

Na Figura 6.12 é mostrado que a taxa de transferência de calor na ebulição é fortemente influenciada pela razão H_i/L_i . Os resultados exibem uma tendência de proporcionalidade, ou seja, a taxa de transferência de calor por convecção é maximizada com o acréscimo do grau de liberdade até a maior razão investigada $H_i/L_i = 2,0$. Além disso, a magnitude da taxa de transferência de calor foi maximizada à medida que a quantidade de aletas no domínio foi aumentada de $N = 1$ até $N = 3$. O melhor desempenho foi conseguido com a razão $(H_3/L_3)_0 = 2,0$ e $N = 3,0$ superior em 86,5% comparado ao pior caso.

Os resultados apresentados anteriormente na investigação da influência das geometrias no problema de ebulição podem ser compreendidos a partir da Teoria Construtal uma vez que, foi observado que certas configurações geométricas facilitaram o escoamento bifásico, a dinâmica das bolhas de vapor e o ciclo de ebulição que refletiram em máximos da taxa de transferência de calor e formação de vapor. Além disso, a investigação do comportamento das bolhas de vapor em ebulição na presença de aletas com base no Design Construtal possibilitou verificar quais designs não favoreceram a dinâmica de nucleação, coalescência e desprendimento das bolhas de vapor.

7. CONCLUSÕES

Nesta pesquisa, foi realizado um estudo numérico da transferência de calor por convecção com mudança de fase líquido–vapor envolvidos no processo de ebulição nucleada em piscina. Neste estudo foram apresentadas considerações teóricas dos processos envolvidos na ebulição. Além disso, foi dada atenção para a modelagem matemática e numérica dos mecanismos físicos envolvidos. Essas abordagens foram importantes para a realização da avaliação geométrica da superfície de aquecimento, mais especificamente para verificação dos efeitos gerados pelo grau de liberdade e a influência do número de aletas sobre o comportamento do escoamento com ebulição e sobre os indicadores de performance com base no Design Construtal.

Com a finalidade de verificar o modelo numérico empregado, foi reproduzido um caso de ebulição nucleada em piscina da literatura semelhante ao que foi estudado. Além disso, para maior confiabilidade no modelo foi realizado o teste de independência de malha para designar a malha mais adequada e que atende as necessidades do problema. O problema foi simulado numericamente utilizando o método de volumes finitos através do *software* comercial ANSYS–FLUENT. A partir dos resultados, foi obtido um desvio considerado aceitável.

Em comparação quantitativa com a literatura, os resultados do fluxo de calor obtido por simulação numérica mostraram ser concordantes com o obtido através da correlação desenvolvida por Rohsenow (1951) para ebulição nucleada com erro inferior a 8,0%. Além disso, foram avaliados qualitativamente por previsões teóricas e comparação com resultados experimentais disponíveis na literatura e mostraram ser condizentes com o regime de ebulição nucleada saturada em piscina apresentadas por Incropera et al. (2008). A confirmação desse modo de ebulição foi fundamentado pela previsão do fluxo térmico relatado na literatura, uma vez que conhecido o excesso de temperatura, $\Delta T_e = T_s - T_{sat} = 18^\circ\text{C}$, o valor máximo do fluxo de calor obtido por simulação numérica de $q''_{\text{máx}} = 666894 \text{ [W/m}^2\text{]}$ está dentro do intervalo esperado da curva de ebulição, $10^5 \leq q'' \leq 10^6$, para ocorrência do regime modelado. De modo geral, os resultados obtidos mostraram que a modelagem adotada foi adequada para o problema proposto.

A avaliação da geometria da superfície inferior do reservatório permitiu verificar a influência do design no fenômeno de ebulição nucleada, mais especificamente no volume adimensional de vapor e na taxa de transferência de calor. Na comparação entre os casos, quanto ao indicador de performance volume adimensional de vapor, V_{adim} , o caso $N = 3$ levou a melhor formação de vapor e superior aos demais casos investigados. Porém, isso ocorreu somente com a razão $(H_3/L_3)_0 = 2,0$ no qual foi obtido $V_{\text{adim}} = 0,13$, ou seja, 13% do volume total.

Quando o indicador de performance foi a taxa de transferência de calor, q_s , observou-se que o desempenho com $N = 3$ aletas inseridas foi superior aos casos com $N = 1$ e $N = 2$ para as quatro razões de H_i/L_i investigadas. Além disso, com esse design foi encontrado a maior taxa de transferência de calor $q_s = 51292,91$ [W] na configuração $(H_3/L_3)_o = 2,0$. Em comparação com a taxa de transferência de calor obtida no problema em que a superfície inferior do reservatório foi horizontal e plana, o caso $(H_3/L_3)_o = 2,0$ apresentou taxa de transferência de calor superior com variação percentual de aproximadamente 92,2%.

Dessa forma, foi mostrado a forte influência que o valor assumido pela razão H_i/L_i e quantidade de aletas N exercem no volume de vapor formado e na taxa de transferência de calor. Além disso, foi possível concluir que o máximo desempenho comum entre os indicadores de performance foi atingido com a razão $(H_3/L_3)_o = 2,0$ em que três aletas tiveram a maior inserção no interior do reservatório.

8. PROPOSTA DE CONTINUIDADE

A partir do que foi desenvolvido neste trabalho e dos resultados obtidos, tem-se como proposta de continuidade:

- avaliar geometrias assimétricas das aletas;
- avaliar outras razões de H_i/L_i ;
- avaliar o efeito gerado pela inserção de mais aletas;
- avaliar outras geometrias;
- determinar uma altura limite para as aletas e definir extremos superiores diferentes para cada valor de N .

9. Referências

ANSYS Fluent Theory Guide, ANSYS, Inc, USA, 2013.

BEJAN, A. **Convection Heat Transfer**. John Wiley, Durham, USA, 2013.

BEJAN, A., ZAMFIRESCU, C. Constructal tree-shaped two-phase flow for cooling a surface. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 46, p. 2785 – 2797, 2003.

BISERNI, C. *et al.* Design of fin structures for phase change material (PCM) melting process in rectangular cavities. **Journal of Energy Storage**, v. 35, 2021.

BISERNI, C. *et al.* Geometric optimization of a lid-driven cavity with two rectangular intrusions under mixed convection heat transfer: A numerical investigation motivated by constructal design. **International Communications in Heat and Mass Transfer**, v. 117, p. 104759, 2020.

BRACKBILL, J. U., KOTHE, D. B., ZEMACH, C. A Continuum Method for Modeling Surface Tension. **Journal of Computational Physics**, v. 100, p. 335 – 354, 1992.

CHEN, Y. *et al.* Flow boiling in constructal tree-shaped minichannel network. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 54, p. 202 – 209, 2011.

DAGUENET-FRICK, X., BONJOUR, J., REVELLIN, R. Constructal Microchannel Network for Flow Boiling in a Disc-Shaped Body. **IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies**, v. 33, p. 115 – 126, 2010.

FERRARI, A., MAGNINI, M., THOME, J. R. Numerical analysis of slug flow boiling in square microchannels. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 123, p. 928 – 944, 2018.

FOX, R. W., MCDONALD, A. T., PRITCHARD, P. J. **Introdução à Mecânica dos Fluidos**, 8ª Ed., Editora LTC, 2014.

HAO, S. **Numerical Investigation of Bubble Behaviors in Saturated Pool Boiling**. Thesis – Mechanical and Aerospace Engineering, University of California, 2018.

HIRT, C. W.; NICHOLS, B. D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. **Journal of Computational Physics**, v. 39, n. 1, p. 201–225, 1981. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6WHY-4DD1MDG-2W/2/71b2bb665647e3c34323e9523c1aad08>>.

HEYNDERICKX G. J., SCHEPPER, S. C.K., MARIN, G. B. Modeling the evaporation of a hydrocarbon feedstock in the convection section of a steam cracker. **Computers and Chemical Engineering**, v. 33, p. 122 – 132, 2009.

INCROPERA, F. P. *et al.* **Fundamentos de Transferência de Calor e Massa**, 6ª Ed., Editora LTC, 2008.

KANDLIKAR, S. G. Controlling bubble motion over heated surface through evaporation

momentum force to enhance pool boiling heat transfer. **Applied Physics Letters**, v. 102, 2013.

KANDLIKAR, S. G., JAIKUMAR, A. Ultra-high pool boiling performance and effect of channel width with selectively coated open microchannels. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 95, p. 795 – 805, 2016.

KANDLIKAR, S. G., PEREZ-RAYA, I. Evaporation on a planar interface – Numerical Simulation and theoretical analysis of heat and mass transport processes. **Advances in Heat Transfer**, v. 48, p. 125 – 190, 2016.

KUNKELMANN, C., STEPHAN, P. Modification and Extension of a Standard Volume of Fluid Solver For Simulating Boiling Heat Transfer, **V European Conference on Computational Fluid Dynamics**, p. 14–17, 2010.

LAUNDER, B. E., SPALDING, D. B. The Numerical Computation of Turbulent Flows. **Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering**, v. 3, p. 269 – 289, 1974.

LEE, W. H. A Pressure Iteration Scheme for Two-Phase Flow Modeling. in T. N. Veziroglu (ed.), **Multiphase Transport Fundamentals, Reactor Safety, Applications, Hemisphere**, Washington, DC, 1980.

LI, M. *et al.* A review of development of micro-channel heat exchanger applied in air-conditioning system. **Energy Procedia**, v. 14, p. 148–153, 2012.

LIENHARD IV, J. H., LIENHARD V, J. H. **A Heat Transfer Textbook**. ed. 4. Massachusetts, USA: Phlogiston Press, 2017.

MALISKA, C. R. **Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional**. ed. 2. Editora Livros Técnicos e Científicos, Rio de Janeiro, 2004.

MACHADO, C. R., CABRAL, F. A. D. **Metodologia de análise numérica do processo de ebulição em piscina no evaporador de um termosifão fechado**. Monografia – Engenharia Mecânica, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curitiba, 2017.

MUDAWAR, I., QU, W. Flow boiling heat transfer in two-phase micro-channel heat sinks–II. Annular two-phase flow model. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 46, p. 2773 – 2784, 2003.

MUKHERJEE, A., DHIR, V. K. Study of Lateral Merger of Vapor Bubbles During Nucleate Pool Boiling. **Journal of Heat Transfer**, v. 126, p. 1023 – 1039, 2004.

NOLETO, L. G. **Uma abordagem Euleriana-Lagrangeana para simulação de escoamentos turbulentos com fronteiras móveis**. Tese de Doutorado – Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade de Brasília, Brasília, 2010.

RAMETTA, S. R. **Avaliação teórica e experimental da utilização de condensadores de microcanais em refrigeradores domésticos**. Dissertação – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2017.

- RATHOD, M. K., JOSHI, V. Constructal Enhancement of Fins Design Integrated to Phase Change Materials. **International Journal of Energy and Power Engineering**, v. 12, p. 229 – 234, 2018.
- REMSBURG R. **Heat Transfer With Phase Change**. In: **Advanced Thermal Design of Electronic Equipment**. Boston, MA: Springer, p. 437 – 498, 1998.
- ROHSENOW, W. M. A Method of Correlating Heat Transfer Data for Surface Boiling of Liquids. **Massachusetts Institute of Technology**. Massachusetts, v. 5, July 01, 1951.
- SALIMPOUR, M. R., KALBASI, R. Constructal design of horizontal fins to improve the performance of phase change material rectangular enclosures. **Applied Thermal Engineering**, v. 91, p. 234 – 244, 2015.
- SAW, L. H. *et al.* Overview of micro-channel design for high heat flux application. **Renewable and Sustainable Energy Reviews**, v. 82, p. 901 – 914, 2018.
- SHAN, Y., YUAN, J., YE, X. Modeling of the bubble dynamics and heat flux variations during lateral coalescence of bubbles in nucleate pool boiling. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 142, p. 103701, 2021.
- SMITH, J. M., VAN NESS, H. C., ABBOTT, M. M. **Introduction to Chemical Engineering Thermodynamics**. Ed. 6. New York, USA: McGraw-Hill, 2001.
- SON, G., DHIR, V. K. Dynamics and Heat Transfer Associated With a Single Bubble During Nucleate Boiling on a Horizontal Surface. **Journal of Heat Transfer**, v. 121, p. 623 – 631, 1999.
- SU, G. *et al.* Effects of turbulence models on forced convection subcooled boiling in vertical pipe. **Annals of Nuclear Energy**, v. 80, p. 293 – 302, 2015.
- SUN, D., XU, J., CHEN, Q. Modeling of the Evaporation and Condensation Phase-Change Problems with FLUENT. **Numerical Heat Transfer**, v. 66, p. 326 – 342, 2014.
- TANGUY, S. *et al.* Benchmarks and numerical methods for the simulation of boiling flows. **Journal of Computational Physics**, v. 264, p. 2641–22, 2014.
- TOMAR, G. *et al.* Numerical simulation of bubble growth in film boiling using a coupled level-set and volume-of-fluid method. **Physics of Fluids**, v. 17, p. 1 – 13, 2005.
- WEI, J. *et al.* Direct numerical simulation of bubble dynamics and heat transfer during nucleate boiling on the micro-pin-finned surfaces. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 163, p. 120504, 2020.
- WU, H. L. *et al.* Simulation of refrigerant flow boiling in serpentine tubes. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 50, p. 1186 – 1195, 2007.