

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA
MECÂNICA**

**INTENSIFICAÇÃO DA EBULIÇÃO NUCLEADA
EM ESPAÇOS CONFINADOS**

Tese submetida ao Programa de Pós-Graduação
em Engenharia Mecânica da

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA

como requisito parcial para obtenção do grau de

DOUTOR EM ENGENHARIA MECÂNICA

ELAINE MARIA CARDOSO

FLORIANÓPOLIS, SC - BRASIL
2010

**INTENSIFICAÇÃO DA EBULIÇÃO NUCLEADA
EM ESPAÇOS CONFINADOS**

ELAINE MARIA CARDOSO

Esta tese foi julgada adequada para a obtenção do título de

DOUTOR EM ENGENHARIA

Especialidade em Engenharia Mecânica, Área de Concentração Ciências
Térmicas, sendo aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-
Graduação em Engenharia Mecânica.

Prof. Júlio César Passos, Dr. – (Orientador/Presidente)

Prof. Eduardo Alberto Fancello, D.Sc- Coordenador do Programa

BANCA EXAMINADORA:

Prof. Jurandir Itizo Yanagihara, Ph.D. (POLI - USP / Relator)

Prof. Enio P. Bandarra Filho, Dr. (UFU - MG)

Prof. Paulo César Philippi, Dr. (UFSC)

Prof.^a Márcia Barbosa Henriques Mantelli, PhD. (UFSC)

Olivier Kannengieser, Dr. (UFSC)

“Não devemos ter medo dos confrontos...
até os planetas se chocam e do caos nascem as estrelas.”

Charles Chaplin

Aos meus queridos pais, Maria e Laudelino,
Aos meus irmãos e amigos,
Ao meu amado companheiro e cúmplice,
E em especial à minha filha querida,
Pela paciência, amor e dedicação.

AGRADECIMENTO

Em primeiro lugar gostaria de agradecer aos meus pais, Maria de Lourdes Cardoso e Laudelino Eugenio Cardoso, pela dedicação e pelo amor incondicional.

Aos meus parentes, que mesmo distantes, sempre me apoiaram e me incentivaram.

Ao meu amado esposo Luiz Daniel, pela compreensão, incentivo e carinho em todos os momentos.

À minha filha amada, que é meu maior bem e minha inspiração.

Ao meu orientador Prof. Julio César Passos, pelos seus encorajamentos, conselhos e apoio ao longo do meu estudo e pesquisa.

Aos meus amigos, que apesar de não serem muitos, são verdadeiros companheiros e confidentes tanto nas horas de alegria e, principalmente, nos momentos de tristeza e desânimo.

Ao bolsista, Anderson Dalmaç, pelo esforço em melhorar a bancada experimental, e pela enorme ajuda em mantê-la funcionando.

Aos demais amigos do LEPTEN, em especial Walber Ferreira Braga, pela convivência, conselhos e críticas que contribuíram para o meu amadurecimento intelectual.

Aos professores das disciplinas realizadas, pelos ricos ensinamentos adquiridos.

A CAPES pelo apoio financeiro.

Ao Prof. Mário Misale e ao Prof. Benoit Stutz por disponibilizarem seus dados experimentais para comparação.

Aos integrantes da Banca Examinadora, pelos comentários e sugestões apresentados ao trabalho.

Enfim, a todas as pessoas que de alguma forma contribuíram para a realização deste trabalho.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS	xi
LISTA DE TABELAS.....	xiv
SIMBOLOGIA	xv
RESUMO	xviii
ABSTRACT	xix
CAPÍTULO 1.....	1
INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO 2.....	5
REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	5
2.1 Fatores que afetam a Ebulição.....	5
2.2 Mecanismo da Ebulição Nucleada	6
2.3 Curva de Ebulição.....	8
2.4 Principais Influências sobre o Fenômeno de Ebulição	12
2.4.1 Influência do Fluido de Trabalho.....	12
2.4.2 Influência da Pressão.....	13
2.4.3 Estrutura da Superfície.....	16
2.4.4 Influência da Densidade de Sítios de Nucleação ..	20
2.4.5 Influência do Modo de Aquecimento	21
2.4.6 Influência da Espessura do Aquecedor	22
2.4.7 Influência das Propriedades Termofísicas	23
2.4.8 Influência do Ângulo de Contato	24
2.4.9 Influência da Orientação da Superfície Aquecida	
.....	26

2.4.10	Influência da Aceleração da Gravidade.....	29
2.5	Modelos para a Ebulição Nucleada.....	31
2.6	Fluxo de Calor Crítico.....	35
2.7	Ebulição Nucleada Confinada	39
2.8	Conclusões	48
CAPÍTULO 3		63
APARATO E PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL.....		63
3.1	Introdução	63
3.2	Descrição do Aparato Experimental.....	63
3.3	Propriedades Termofísicas do n-Pentano.....	70
3.4	Procedimento Experimental	71
3.5	Cálculo do Fluxo de Calor Fornecido ao Fluido	74
3.6	Análise das Incertezas Experimentais	75
3.7	Resumo.....	76
CAPÍTULO 4		77
RESULTADOS EXPERIMENTAIS		77
4.1	Introdução	77
4.2	Curvas de Ebulição.....	77
4.3	Efeito da Taxa de Variação do Fluxo de Calor.....	81
4.4	Efeito do Diâmetro da Superfície Aquecida.....	82
4.5	Efeito da Preparação da Superfície Aquecida	84
4.6	Análise do Início do “Dryout”	86
4.7	Análise Dimensional	90

4.7.1 Comparação das Correlações Propostas com os Resultados Experimentais.....	94
4.7.2 Comparação do h com as Correlações de Ebulição Nucleada	96
4.8 Visualização da Ebulição Nucleada	97
CAPÍTULO 5.....	104
CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	104
CAPÍTULO 6.....	108
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	108
APÊNDICE A	118
A.1 Parâmetros de Medição de Rugosidade	118
A.1.1 Desvio Médio Aritmético (R_a).....	118
A.1.2 Profundidade de Alisamento (R_p).....	119
APÊNDICE B	120
B.1 Cálculo das Perdas Térmicas pelo Modelo de Analogia de Circuito Elétrico	120
APÊNDICE C	126
ANÁLISE DE INCERTEZA.....	126
C.1 Análise de Incerteza	126
C.2 Incerteza da Medição do Transdutor de Pressão	126
C.3 Incerteza de ΔT.....	127
C.4 Incerteza do Fluxo de Calor	128
C.5 Incerteza no Coeficiente de Transferência de Calor.....	128
C.6 Cálculo das Incertezas Experimentais.....	129

APÊNDICE D.....	134
D.1 Demonstração dos Números de Froude e Weber.....	134
D.1.1 – Número de Froude	135
D.1.2 – Número de Weber	135
APÊNDICE E.....	136
E.1 Método para Obtenção da Correlação.....	136
E.1.1 Caso Sem Confinamento.....	136
E.1.2 Caso Com Confinamento.....	138

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Mecanismos do fenômeno de ebulição	6
Figura 2.2 – Esquema representativo da micro e macro-região (Stephan e Kern, 2004).....	8
Figura 2.3 – Curva de ebulição com fluxo de calor imposto.....	9
Figura 2.4 – Regimes observados na ebulição nucleada (Gaertner, 1965)	11
Figura 2.5 – Evolução da pressão na fase líquida e vapor para uma interface curva.	14
Figura 2.6 – Tipos de cavidades artificiais: (a) Cônica, (b) Cilíndrica e (c) Reentrante (Shoji e Takagi, 2001)	16
Figura 2.7 – Esquema representativo do ângulo de contato.....	25
Figura 2.8 - Intensificação do h em função da inclinação da superfície 27 (Nishikawa <i>et al.</i> , 1984).	27
Figura 2.9 - Efeito da orientação da superfície para FC72, com $s = 13\text{mm}$, em função do fluxo de calor (Cardoso, 2005).	28
Figura 2.10 - Correntes de Marangoni	30
Figura 2.11 – Visualização do fenômeno de ebulição sob gravidade terrestre à pressão atmosférica (Snyder e Chung, 2000)	31
Figura 2.12 – Visualização do fenômeno de ebulição sob microgravidade à pressão atmosférica (Snyder e Chung, 2000)	31
Figura 2.13 - Ilustração da formação da micro-camada de líquido sob uma bolha em crescimento (Jabardo, 2008).	34
Figura 2.14 - Esquema da superposição dos mecanismos de transferência de calor proposto por Judd e Hwang (1976) e utilizado por Benjamin e Balakrishnan (1996).	35
Figura 2.15 – Ilustração representativa do crescimento da bolha de vapor: (a) em espaço não confinado e (b) em espaço confinado.....	39
Figura 2.16 – Curva parcial de ebulição para FC72, em função de s , para superfície aquecida voltada para baixo	42
Figura 2.17 – Efeito do confinamento para $q = 20\text{kW/m}^2$: (a) $s = 0,1\text{mm}$ e (b) $s = 13\text{mm}$	43
Figura 2.18 – Efeito do confinamento para $q = 30\text{kW/m}^2$: (a) $s = 0,1\text{mm}$ e (b) $s = 13\text{mm}$, Cardoso (2005).	44
Figura 2.19 – Relação $h = C q^n$ para os pontos experimentais de Cardoso (2005).	45
Figura 2.20 – Modelo unidimensional de condução do calor em espaços confinados	46
Figura 2.21 - Relação generalizada para o h para Cardoso (2005).	48

Figura 3.1 – Esquema da bancada experimental.....	64
Figura 3.2 – Esquema do transdutor de pressão.....	65
Figura 3.3 – Vista explodida da montagem da seção de testes	66
Figura 3.4 – Micro-fotografias da superfície de cobre, para $D = 12\text{mm}$ e $D = 20\text{mm}$, respectivamente, polidas com lixa #1200 ($R_a = 0,069\mu\text{m}$).	67
Figura 3.5 – Micro-fotografias da superfície de cobre, para $D = 20\text{mm}$ com cavidade reentrante.....	67
Figura 3.6 – Conjunto confinador	68
Figura 3.7 – Desenho esquemático do aparato experimental.....	69
Figura 3.8 – Análise de repetibilidade dos resultados.....	73
Figura 3.9 – Localização dos termopares no bloco de cobre.	74
Figura 3.10 – Esquema para cálculo das resistências térmicas.	745
Figura 4.1 – Curva parcial de ebulição para n-Pentano e superfície com $D = 12\text{mm}$	78
Figura 4.2 – Curva parcial de ebulição para n-Pentano e superfície com $D = 20\text{mm}$	79
Figura 4.3 – Curva parcial de ebulição para n-Pentano e superfície com $D = 20\text{mm}$ reentrante.	80
Figura 4.4 – Efeito da taxa de variação do fluxo de calor para superfície de 12mm e $s = 0,2\text{mm}$	81
Figura 4.5 – Efeito da taxa de variação do fluxo de calor para superfície de 12mm e $s = 13\text{mm}$	82
Figura 4.6 – Efeito do diâmetro da superfície aquecida, para $s = 0,1\text{mm}$	83
Figura 4.7 – Efeito do diâmetro da superfície aquecida, para $s = 13\text{mm}$	84
Figura 4.8 – Efeito da densidade de sítios ativos, para $s = 0,1\text{mm}$	85
Figura 4.9 – Efeito da densidade de sítios ativos, para $s = 13\text{mm}$	86
Figura 4.10 - Fluxo de calor de “dryout” para o n-Pentano em função do número de Bond, para $D = 12\text{mm}$ e $D = 20\text{mm}$	88
Figura 4.11 - Fluxo de calor de “dryout” previsto pela literatura em função do fluxo de calor de “dryout” experimental.	89
Figura 4.12 – Análise do coeficiente de sensibilidade para Bo	93
Figura 4.13 - Coeficiente de transferência de calor calculado versus o coeficiente de transferência de calor experimental, para caso não confinado.	95
Figura 4.14 - Coeficiente de transferência de calor calculado versus o coeficiente de transferência de calor experimental, para caso confinado.	96

Figura 4.15 - Comparação do h calculado pela correlação proposta com o h calculado pelas correlações da literatura.	97
Figura 4.16 – Visualização para $s = 13\text{mm}$ e fluxo de calor de 45kW/m^2	98
Figura 4.17 – Visualização para $s = 13\text{mm}$ e fluxo de calor de 100kW/m^2	99
Figura 4.18 – Visualização para $s = 13\text{mm}$ e fluxo de calor de 180kW/m^2	99
Figura 4.19 – Visualização para $s = 0,1\text{mm}$ e fluxo de calor de 45kW/m^2	100
Figura 4.20 – Visualização para $s = 0,1\text{mm}$ e fluxo de calor de 100kW/m^2	100
Figura 4.21 – Visualização para $s = 0,1\text{mm}$ e fluxo de calor de 100kW/m^2	101
Figura 4.22 – Visualização para $s = 0,1\text{mm}$ e fluxo de calor de 145kW/m^2	101
Figura 4.23 – Visualização para $s = 0,1\text{mm}$ e fluxo de calor de 145kW/m^2	102
Figura 4.24 – Visualização para $D = 12\text{mm}$, $s = 13\text{mm}$ e fluxo de calor de 180kW/m^2	102
Figura 4.25 – Visualização para $D = 20\text{mm}$, $s = 13\text{mm}$ e fluxo de calor de 180kW/m^2	103
Figura 4.26 – Visualização para $D = 12\text{mm}$ e $D = 20\text{mm}$, $s = 13\text{mm}$ e fluxo de calor de 45kW/m^2	103
Figura A.1. Determinação da linha média.	118
Figura A.2. Determinação de R_a	119
Figura A.3. Determinação de R_p	119
Figura B.1 - Circuito térmico equivalente para o cálculo das perdas térmicas.	13720
Figura C.1 - Temperatura em função da pressão para o fluido n-Pentano.	127
Figura E.1 - Representação gráfica da relação utilizada para a correlação empírica.	137

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 – Valores do número de Bond para os diferentes graus de confinamento s	40
Tabela 2.2 – Resumo dos principais estudos citados na revisão bibliográfica.....	50
Tabela 3.1 - Propriedades termofísicas do fluido de trabalho (1 bar e T_{sat})	70
Tabela 3.2 – Configurações da seção de teste para o n-Pentano.....	73
Tabela 3.3 – Incertezas experimentais para o h	76
Tabela 4.1 – Faixa de análise dos grupos adimensionais.....	93
Tabela B.1 - Valores das taxas de calor fornecido e da taxa de calor perdido.....	123
Tabela C.1 – Valores das incertezas experimentais.....	130
Tabela C.2 – Incertezas experimentais para o fluido n-Pentano.	131

SIMBOLOGIA

Alfabeto Latino:

Símbolo	Definição	Unidade
A	Área	[m ²]
Bo	número adimensional de Bond	
c_{pl}	calor específico, à pressão constante do líquido	[kJ/KgK]
d	diâmetro da superfície aquecida	[m]
d_b	diâmetro da bolha	[m]
D	diâmetro da superfície	[mm]
D_c	diâmetro do elemento confinador	[mm]
f	frequência	[Hz]
Fo	número adimensional de Fourier	
Fr	número adimensional de Froude	
g	aceleração da gravidade	[m/s ²]
G	fluxo mássico do fluido/vapor	[kg/m ² s]
h	coeficiente de transferência de calor por ebulição ou convecção	[kW/m ² °C]
h_{lv}	calor latente de vaporização	[kJ/kg]
H	altura	[m]
Ja	número adimensional de Jakob	
k_l	condutividade térmica do líquido	[W/mK]
L	comprimento capilar	[m]
\dot{m}	vazão mássica	[kg/s]
M	peso molecular	[kg/kmol]
Ma	número adimensional de Marangoni	
N	freqüência de emissão de bolhas	[s ⁻¹]
Nu	número adimensional de Nusselt	
n	densidade de sítios ativos de nucleação	[m ⁻²]
p_c	Pressão crítica	[bar]
p_{atm}	pressão atmosférica	[bar]
p_r	pressão reduzida	
Pr	número adimensional de Prandtl	
q	fluxo de calor	[kW/m ²]
q_{crit}	fluxo de calor crítico	[kW/m ²]
q_{dryout}	fluxo de calor de secagem	[kW/m ²]

r	raio característico da cavidade	[m]
r^*	raio da bolha no equilíbrio	[m]
R	resistência elétrica	[Ω]
R_a	rugosidade da superfície	[μm]
Re	número adimensional de Reynolds	
s	grau de confinamento	[mm]
T_{sat}	temperatura de saturação do fluido	[$^{\circ}\text{C}$]
T_p	temperatura da superfície	[$^{\circ}\text{C}$]
t	tempo	[s]
V	Tensão elétrica	[V]
We	número adimensional de Weber	

Alfabeto Grego:

Símbolo	Definição	Unidade
θ	ângulo de contato líquido/superfície; inclinação da superfície	[°]
ρ_l	massa específica do líquido	[kg/m ³]
ρ_v	massa específica do vapor	[kg/m ³]
σ	tensão superficial	[N/m]
μ_l	viscosidade do líquido	[kg/ms]
α	difusividade térmica	[m ² /s]
β	coeficiente de expansão térmica	[K ⁻¹]
ν	viscosidade cinemática do líquido	[m ² /s]
τ	período de emissão de bolhas	[s]
ε	desvio absoluto médio	
Φ	coeficiente de sensibilidade	
ΔT	diferença de temperatura	[°C]

Índices:

<i>b</i>	bolha de vapor
<i>c</i>	cavidade; crescimento
<i>CHF</i>	fluxo de calor crítico
<i>cn</i>	convecção natural
<i>ct</i>	condução transiente
<i>d</i>	disco de cobre
<i>dryout</i>	secagem
<i>e</i>	espera
<i>exp</i>	experimental
<i>f</i>	fluido
<i>l</i>	líquido
<i>máx</i>	máximo
<i>MB</i>	modelo de Moissis – Berenson
<i>n</i>	número de átomos
<i>nb</i>	ebulição nucleada
<i>p</i>	parede
<i>prev</i>	previsto
<i>sat</i>	saturação
<i>v</i>	vapor
<i>vm</i>	vaporização da microcamada

RESUMO

O desenvolvimento de novas tecnologias em sistemas térmicos, associado a uma minimização dos custos de fabricação e instalação, necessita de uma dissipação de densidades de fluxos de calor cada vez maiores. A transferência de calor associada à mudança de fase continua sendo objeto atual de estudo, em função dos elevados coeficientes de transferência de calor, com aplicações na refrigeração de componentes eletrônicos ou no princípio de funcionamento de diversos sistemas de conversão de energia que possam depender da eficiência do evaporador.

No caso da ebulição nucleada confinada faz-se necessário um estudo mais aprofundado, a fim de aperfeiçoar sua utilização como técnica de intensificação e também minimizar os riscos que o confinamento implica quando é imposto pelo projeto, pois pode ocasionar problemas vinculados ao desencadeamento prematuro do fluxo crítico, o qual representa o limite de operação do sistema no regime de ebulição nucleada.

Este trabalho tem como objetivo estudar os mecanismos envolvidos na ebulição nucleada, e assim, quantificar o efeito dos principais parâmetros que influenciam a ebulição nucleada confinada. A fim de analisar o regime de ebulição confinada e não confinada, foram realizados testes para fluxos de calor que correspondem à ebulição nucleada, para o fluido n-Pentano, à temperatura de saturação e pressão de 1bar. Diferentes graus de confinamento foram estudados ($0,1\text{mm} \leq s \leq 13\text{mm}$). Foram utilizadas três seções de testes a fim de analisar o tratamento e o diâmetro da superfície aquecida.

Os resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor foram comparados com os valores previstos por correlações da literatura e uma visualização do fenômeno de ebulição permitiu melhor compreensão do comportamento das bolhas de vapor nos diferentes graus de confinamento. Através dos dados experimentais foram desenvolvidas duas correlações empíricas baseadas em grupos adimensionais, para os casos com e sem confinamento.

Palavras-chave: Transferência de calor, Ebulição nucleada confinada, Número de Bond, Fluxo de calor de secagem.

ABSTRACT

The development of new technologies associated with a reduction in manufacturing and installation costs requires the dissipation of increasing heat flux. The heat transfer associated with the phase change continues to be studied focusing on the achieving high heat transfer coefficients, with applications such as the cooling of electronic components or as a basis for diverse energy conversion systems that rely on the efficiency of the evaporator.

A deep analysis is necessary in the case of confined nucleate boiling in order to perfect its use as an intensification technique and also to minimize the risks associated with confinement when it is imposed on a design, because it can cause problems linked to the premature occurrence critical heat flux, which represents the limit of operation of the system in the nucleate boiling regime.

This work aims to study the mechanisms involved in nucleate boiling, and thus, quantify the effect of the main parameters that influence the confined nucleate boiling. In order to analyze the confined and unconfined nucleate boiling regime, tests were made for heat fluxes corresponding to nucleate boiling, for the fluid n-Pentane, at saturation temperature and pressure of 1 bar. Different degrees of confinement were studied ($0.1 \text{ mm} \leq s \leq 13\text{mm}$). It was used three different tests sections to analyze the roughness and the diameter of the heating surface.

The experimental results for the heat transfer coefficient were compared with those predicted by correlations from literature and a visualization of the boiling phenomenon allowed a better understanding the behavior of vapor bubbles in different degrees of confinement. Two empirical correlations based on dimensionless groups, for cases with and without confinement, were developed through experimental data.

Keywords: Heat transfer, Confined nucleate boiling, Bond number, Dryout heat flux.

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Desde a década de 1970, as técnicas de intensificação da transferência de calor foram objeto de inúmeras pesquisas e constituem ainda hoje um tema atual. Com efeito, o desenvolvimento de novas tecnologias, associado à minimização dos custos de fabricação e instalação, necessita da dissipação de fluxos de calor cada vez maiores. Entre os diversos métodos utilizados, a transferência de calor associada à mudança de fase e em particular à ebulição, são objeto de vários estudos atualmente.

Os processos de ebulição possibilitam a transferência de elevados fluxos de calor com pequenas diferenças entre as temperaturas da superfície aquecida e do fluido.

A otimização da transferência de calor por ebulição necessita de um bom conhecimento dos mecanismos fundamentais que governam esse fenômeno. Apesar de quase setenta anos de estudo e pesquisa, duas razões principais justificam o interesse sempre atual na transferência de calor por ebulição.

A primeira razão é que a ebulição é um modo eficiente de transferência de calor e pode ser empregado na refrigeração de componentes eletrônicos e em diversos sistemas de conversão de energia. Como já mencionado, a necessidade de melhorar a eficiência dos equipamentos motiva o estudo contínuo sobre este modo de transferência de calor.

A segunda razão ressalta o interesse acadêmico. O fenômeno de transferência de calor em um sistema em ebulição é mais complexo que aquele encontrado em convecção monofásica, pois além de todas as variáveis associadas à convecção (geometria da superfície, viscosidade, condutividade, capacidade calorífica e coeficiente de expansão térmica do fluido), é necessário considerar a tensão superficial, a pressão, o calor latente de vaporização, etc. Além disso, a dependência dos fenômenos de interface líquido-superfície, no caso da ebulição, ainda não permite o desenvolvimento de um modelo físico universal que permita uma correta descrição dos mecanismos da transferência de calor entre uma superfície aquecida e um fluido em ebulição nucleada.

Dentre os estudos que são realizados, apenas alguns focam na física do fenômeno de ebulição enquanto que o número de correlações que permitem estimar o coeficiente de transferência de calor para configurações específicas aumenta a cada década. Estas correlações, no

entanto, são importantes para dimensionar novos equipamentos e estimar sua eficiência. Porém a sua utilidade diminui muito rapidamente quando os parâmetros afastam-se do intervalo para o qual a correlação foi desenvolvida. Por este motivo é muito importante desenvolver trabalhos que aprimorem o conhecimento dos mecanismos fundamentais da ebulição nucleada.

Devido à forte demanda do mercado por produtos cada vez mais eficientes, a procura de novas técnicas para melhora das trocas térmicas continua em alta e esta tendência irá prosseguir pelos próximos anos. Por isso, as técnicas ditas ativas ou passivas, conforme o consumo ou não de energia externa ao sistema, foram desenvolvidas para intensificar as trocas térmicas por ebulição (Bergles, 1998).

Entre as técnicas ativas utilizadas, a mais freqüente consiste na utilização de bombas que permitem colocar o fluido em movimento forçado. Por conseguinte, sua velocidade é aumentada, o que leva ao aumento do efeito convectivo ao redor da superfície aquecida.

Entre as técnicas passivas, algumas consistem em tratar a superfície aquecedora de forma a variar suas características. Por exemplo, tratamentos mecânicos ou químicos permitem aumentar a rugosidade da superfície, o que leva ao aumento da área da superfície de transferência de calor, criando ao mesmo tempo maior quantidade de sítios de nucleação. Outra técnica consiste em confinar o fluido dentro de um espaço suficientemente estreito para modificar os mecanismos de transferência de calor em relação à ebulição livre.

Para certas aplicações, o confinamento é imposto pelo próprio projeto e dependendo deste podem ocorrer problemas vinculados ao desencadeamento prematuro do fluxo crítico. O fluxo de calor crítico representa o limite de operação do sistema no regime de ebulição nucleada e se traduz por uma diminuição significativa do coeficiente de transferência de calor podendo, em alguns casos, levar a uma deterioração da superfície aquecedora.

Embora a ebulição nucleada confinada seja utilizada há alguns anos, o conhecimento sobre este assunto permanece limitado. Logo seu estudo é necessário para aperfeiçoar sua utilização como técnica de intensificação e também para limitar os riscos que o confinamento implica quando é imposto pelo projeto.

Este trabalho tem como objetivo trazer uma contribuição à compreensão dos mecanismos envolvidos na ebulição nucleada, e assim, quantificar o efeito dos principais parâmetros que influenciam a ebulição nucleada confinada. Outra contribuição consiste em obter resultados de interesse da indústria de novos componentes de sistemas

de refrigeração e de condicionamento de ar, bem como, de resfriamento de componentes eletrônicos de equipamentos de controle térmico de máquinas em geral, onde os fluxos de calor (W/m^2) envolvidos são superiores aos proporcionados por sistemas monofásicos.

A fim de analisar o regime de ebulição nucleada confinada e não confinada, foram realizados testes na região de baixo fluxo de calor (correspondente ao início da nucleação) e na região de alto fluxo de calor (correspondente à ebulição completamente desenvolvida), para o fluido n-Pentano na temperatura de saturação e pressão de 1bar. Foram abordados diferentes graus de confinamento ($s = 0,1; 0,2; 0,5; 0,7$ e 13mm) e a influência do diâmetro da superfície aquecida foi estudada através de testes experimentais com diâmetros de superfície de 12 e 20mm.

A seguir, é apresentado, de forma resumida, o conteúdo de cada capítulo desta tese.

No segundo capítulo, uma síntese bibliográfica permite expor o estado da arte do fenômeno de ebulição enfatizando a ebulição nucleada confinada. Neste capítulo são levantadas as possíveis influências dos diferentes processos e sub-processos existentes no fenômeno de ebulição nucleada, os mecanismos da ebulição nucleada, o efeito do confinamento sobre a ebulição nucleada, modelos para a transferência de calor, correlações empíricas e semi-empíricas para a determinação do coeficiente de transferência de calor e crise de ebulição. Por fim, é apresentada uma revisão bibliográfica sobre a ebulição nucleada sob microgravidade.

No terceiro capítulo, se encontra a descrição do aparato experimental sob gravidade terrestre, bem como, as propriedades termofísicas do fluido que foi utilizado e o procedimento experimental para a determinação do coeficiente de transferência de calor.

No quarto capítulo, encontram-se os resultados experimentais. Neste capítulo é apresentada uma correlação para a obtenção do coeficiente de transferência de calor com os dados obtidos neste trabalho. A visualização permite analisar a fase de crescimento e desprendimento da bolha de vapor da superfície aquecida, a influência do fluxo de calor e o efeito do confinamento sobre o fenômeno de ebulição.

Finalizando, no quinto capítulo são apresentadas as conclusões gerais deste trabalho, bem como, sugestões para trabalhos futuros.

O Apêndice A define os parâmetros de rugosidade que estão descritos no trabalho, no Apêndice B encontra-se o método utilizado para o cálculo das perdas térmicas, o Apêndice C contém a análise das

incertezas experimentais, o Apêndice D descreve a seqüência de passos utilizada para escrever os números adimensionais de Weber e de Froude em função do fluxo de calor, e finalmente, no Apêndice E encontra-se o método utilizado para o desenvolvimento da correlação.

CAPÍTULO 2

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 Fatores que afetam a Ebulição

O processo de ebulição é encontrado em vários campos da engenharia, como conversão de energia, aplicações ambientais, indústrias de processos químicos e de alimentos, sistemas de transportes, tecnologia para refrigeração de componentes eletrônicos, etc.

Os mecanismos de geração de bolhas de vapor em líquidos atraíram a atenção de muitos físicos nos séculos XVIII e XIX, e algumas de suas idéias acabaram sobrevivendo até nossos dias (Mitrovic, 2006). O estado da arte na área de ebulição nucleada no final do século XIX consistia em:

- a geração de bolhas de vapor estava intimamente conectada com gases inertes, dissolvidos no líquido ou adsorvidos na superfície aquecedora;

- a temperatura do líquido em ebulição dependia da quantidade de gás dissolvido, rugosidade da superfície e interação líquido/sólido;

- o estado de um líquido superaquecido é metaestável e a formação de bolhas de vapor em tal líquido pode ser iniciada de várias formas. Para um alto superaquecimento a ebulição se manifesta de maneira explosiva.

Os principais fatores que afetam a transferência de calor em ebulição são o fluxo de calor, as propriedades termofísicas do fluido de trabalho e as características da superfície tais como, as propriedades termofísicas do material, dimensões, forma geométrica, espessura, orientação, rugosidade, entre outros. Portanto muitos estudos foram realizados sobre a influência destas características na ebulição nucleada.

Em geral, o efeito das características da superfície sobre o processo de ebulição depende da condutividade térmica do material, interações entre superfície sólida, líquido e vapor, forma e dimensões dos sítios de nucleação (microestrutura). Todos estes parâmetros estão interligados, mas devido à dificuldade de sua medição, estes efeitos acabam sendo estudados separadamente. Ainda, alguns destes efeitos são dependentes do método de tratamento da superfície, processo de fabricação, etc.

2.2 Mecanismo da Ebulição Nucleada

A dissipação total de calor em ebulição nucleada livre pode ser atribuída a quatro diferentes modos de transferência de calor: calor latente, micro-convecção, convecção natural e correntes de Marangoni (Buyevich e Webbon, 1996). A transferência de calor associada com o calor latente refere-se à parcela de calor, devido à mudança de fase, transportada pelas bolhas de vapor quando estas deixam a superfície aquecida. A micro-convecção resulta do calor transferido pelo líquido superaquecido na partida da bolha de vapor. A convecção natural é o transporte de calor sensível dissipado das porções da superfície aquecida, sem bolhas de vapor, para o fluido devido ao movimento do líquido induzido pelos gradientes de densidade. As correntes de Marangoni são causadas pelo gradiente de tensão superficial enquanto a bolha ainda está sobre a superfície aquecida, isto se deve a redução das forças de atração entre as moléculas quando a temperatura da superfície aumenta, induzindo assim, um fluxo convectivo tangencial na interface direcionado da maior para a menor temperatura.

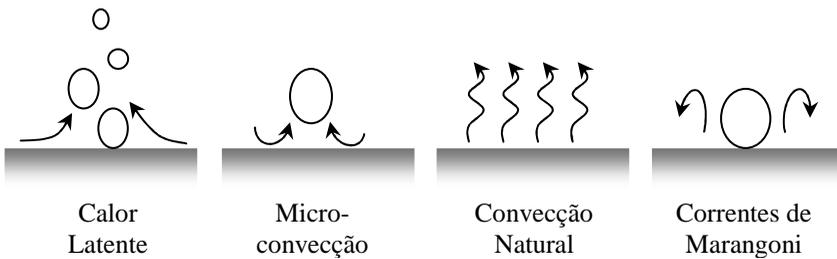


Figura 2.1 – Mecanismos do fenômeno de ebulição.

Para a ebulição nucleada saturada e totalmente desenvolvida, os transportes das taxas por calor latente e por micro-convecção são considerados mecanismos primários, pois o efeito das correntes de Marangoni torna-se insignificante quando o líquido está saturado e a convecção natural é desprezível quando as bolhas de vapor são totalmente desenvolvidas sobre a superfície aquecida.

O desenvolvimento de um modelo geral capaz de representar os diferentes mecanismos, que interagem combinadamente no regime de ebulição nucleada desenvolvida (elevados fluxos de calor), deverá considerar os transportes de energia e de massa através do calor latente e

de energia através da microconvecção. A contribuição do calor latente pode ser calculada pela medida do fluxo mássico do vapor de uma superfície aquecida.

A micro-convecção está associada ao movimento do líquido junto à superfície aquecida resultante do movimento das bolhas durante o período de crescimento e pode ser estimada subtraindo a quantidade de calor latente do total de transferência de calor nos casos de ebulição nucleada totalmente desenvolvida. A frequência de partida e o tamanho das bolhas de vapor podem ser obtidos medindo o volume das bolhas individuais e contando o número de bolhas que partem da superfície em um dado período de tempo, porém esta técnica só é viável para baixos fluxos de calor.

Yagov (2006) verificou que a remoção de calor pelo mecanismo da microconvecção não satisfazia as taxas observadas de transferência de calor, especialmente na faixa de altos fluxos de calor. Outro mecanismo deveria intervir na remoção de calor simultaneamente à microconvecção de líquido, de forma que propôs a evaporação da microcamada como mecanismo alternativo.

A evaporação da microcamada tem sido objeto de estudos de numerosos pesquisadores. Moore e Mesler (1961) foram pioneiros neste estudo, concluindo que, as bolhas podem assumir a forma semi-esférica, deixando durante seu crescimento, uma camada de líquido superaquecido de espessura reduzida junto à superfície aquecida. Sernas e Hooper (1969) fizeram observações do crescimento das bolhas de vapor e uma das conclusões foi que o crescimento está relacionado à presença de uma película de líquido superaquecido junto à superfície aquecida sobre a qual a bolha se expande, semelhante à proposta por Moore e Mesler (1961).

Segundo Stephan e Kern (2004), a transferência de calor em ebulição nucleada pode ser calculada usando-se modelos teóricos que incluam o fenômeno de transporte na micro e macro-região (Fig. 2.2). Na micro-região, a transferência de calor é governada pela condução de calor unidimensional normal à superfície, pela resistência molecular (devido às forças de adesão) à mudança de fase e pelas forças intermoleculares de adsorção. Na macro-região, a transferência de calor é governada pela condução de calor transiente dentro da camada limite térmica e a evaporação na interface da bolha de vapor.

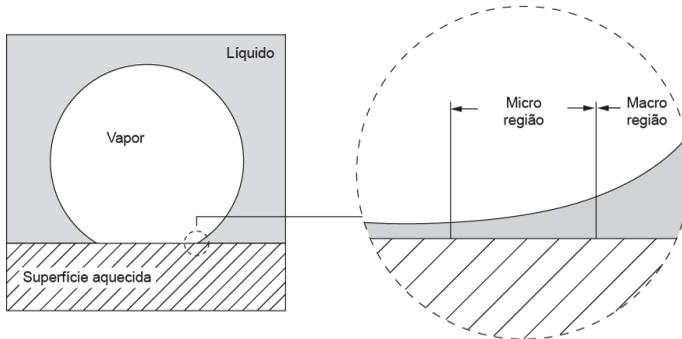


Figura 2.2 – Esquema representativo da micro e macro-região (Stephan e Kern, 2004).

2.3 Curva de Ebulição

O início da ebulição ou nucleação pode ser de dois tipos (Carey, 1992): a nucleação homogênea, que ocorre no interior de um líquido superaquecido puro onde um grupo de moléculas com energia significativa pode juntar-se formando uma bolha de vapor (Chai *et al.*, 2000) e a nucleação heterogênea, que ocorre na presença de uma superfície sólida. Neste caso, considerando o líquido superaquecido, existe um ângulo de contato entre a interface líquido/vapor e a superfície. Este ângulo de contato diminui o volume e a superfície necessária para criar a bolha de vapor e assim, diminui a energia necessária para a vaporização, isto é, líquidos não molhantes possuem menor superaquecimento necessário para o início da ebulição que líquidos altamente molhantes.

Segundo Hsu (1962), são necessárias duas condições simultâneas para a formação inicial das bolhas de vapor, conhecida como o início da ebulição nucleada, do inglês, “*Onset Nucleate Boiling*” (ONB). A primeira condição é que a temperatura da superfície em contato com o líquido exceda a temperatura de saturação, correspondente à pressão do líquido, de uma diferença igual ou superior ao superaquecimento mínimo. A segunda condição ou postulado para a ocorrência da nucleação heterogênea é a pré-existência de vapor ou gás nas cavidades da superfície em contato com o fluido de resfriamento.

O mínimo superaquecimento do fluido, necessário para que ocorra a ebulição, é obtido através de Carey, 1992:

$$\Delta T \geq \frac{2\sigma T_{sat}}{r\rho_v h_{lv}} \quad (2.1)$$

onde σ , T_{sat} , ρ_v , h_{lv} e r representam, respectivamente, a tensão superficial (N/m), a temperatura de saturação do fluido (K), a massa específica do vapor (kg/m^3), o calor latente de vaporização (kJ/kg) e o raio característico da cavidade (m).

O coeficiente de transferência de calor em ebulição nucleada, h , é definido como a razão entre o fluxo de calor e a diferença de temperatura entre a superfície aquecida e de saturação do fluido, conforme a equação abaixo:

$$h = \frac{q}{(T_p - T_{sat})} \quad (2.2)$$

onde q , T_p e T_{sat} representam, o fluxo de calor (kW/m^2), a temperatura da superfície ($^{\circ}C$) e a temperatura da saturação do fluido ($^{\circ}C$), respectivamente.

A curva de ebulição para uma dada superfície e fluido pode ser obtida experimentalmente (Nukiyama, 1934). A curva apresentada na Fig. 2.3 representa um esboço qualitativo do fluxo de calor em função do superaquecimento do líquido, $\Delta T = T_p - T_{sat}$, em contato com a superfície aquecida, para ebulição nucleada livre, sob fluxo imposto, sobre uma placa plana horizontal voltada para cima e sob a ação da aceleração da gravidade.

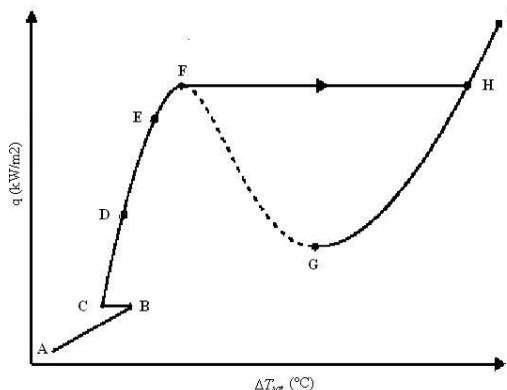


Figura 2.3 – Curva de ebulição com fluxo de calor imposto.

Primeiramente, se ΔT_{sat} é menor que o previsto pela Eq. (2.1), a transferência de calor ocorre por convecção natural (região AB). O regime de convecção natural é caracterizado pelo movimento do fluido devido aos efeitos do empuxo. No caso de uma superfície horizontal voltada para cima e aquecida, o fluido que está próximo a esta superfície se expande, torna-se mais leve e se desloca para cima e neste deslocamento transporta calor para as regiões mais frias do fluido. Por outro lado, o fluido mais frio, por ser mais pesado, desloca-se para baixo e retira calor da superfície aquecida. Portanto, no ciclo de convecção natural, é observada a seguinte seqüência: aquecimento - expansão - resfriamento - compressão.

Quando aumenta-se o fluxo de calor a ser extraído da superfície aumenta-se a diferença de temperatura e esta pode alcançar o superaquecimento necessário para iniciar o crescimento de bolhas de vapor sobre a superfície aquecida. O crescimento de bolhas de vapor em uma cavidade ou sítio de nucleação pode se estender para cavidades vizinhas, causando a ativação destas. O resultado disto é a dispersão rápida da ebulição sobre toda a superfície, com o conseqüente aumento do coeficiente de transferência de calor, podendo causar uma diminuição rápida e localizada da temperatura da superfície (região BC). Logo após este estágio tem-se então, o início da ebulição nucleada.

O primeiro trabalho sobre o início da ebulição foi realizado nos anos 50 por Corty e Foust, Bankoff *et al.* (*apud* Collier e Thome, 1996) e permitiu o entendimento dos principais mecanismos e a avaliação do superaquecimento do líquido relacionado à criação da bolha de vapor sobre a superfície aquecida. Cohen e Simon (1988) fizeram uma revisão da literatura sobre os mecanismos e parâmetros de influência sobre a histerese no início da ebulição para o caso de líquidos altamente molhantes, como por exemplo, os fluidos dielétricos. Os autores definiram a histerese como a diferença entre o superaquecimento requerido para ativar uma bolha de vapor embrionária e o superaquecimento necessário para sustentar a ebulição nucleada.

Um aumento subsequente do fluxo de calor leva à ativação de mais sítios de nucleação causando o aumento da frequência de saída de bolhas, constituindo o regime de ebulição nucleada (região CDEF). Este propicia consideráveis aumentos no fluxo de calor sem que ocorra o mesmo com a temperatura da superfície.

Na região CDEF podem ser destacados três processos (Fig. 2.4):

- 1) Bolhas isoladas que correspondem à região CD;
- 2) Colunas e bolsões de vapor que correspondem à região DE;
- 3) Grandes cogumelos que correspondem à região EF.

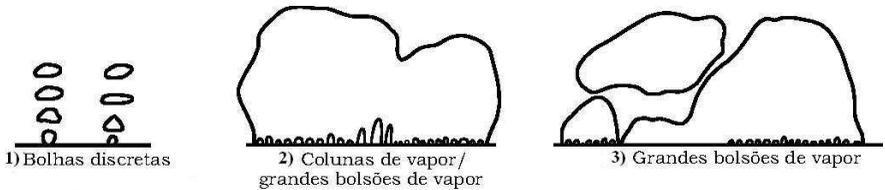


Figura 2.4 – Regimes observados na ebulição nucleada (Gaertner, 1965).

O modelo semi-empírico de Moissis – Berenson prevê a transição entre o regime de bolhas isoladas (baixos e moderados fluxos de calor) e o regime de “*slugs*” e colunas (altos fluxos de calor), mas segundo Lienhard (1994) esta equação só é válida para ângulos de contato líquido/superfície entre 35° e 85° .

$$q_{MB} = 0,11\rho_v h_{lv} \theta^{0,5} \left(\frac{\sigma g}{\rho_l - \rho_v} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.3)$$

onde θ é o ângulo de contato ($^\circ$) e h_{lv} é o calor latente de vaporização (kJ/kg).

O limite superior do fluxo de calor, na região EF, é chamado de fluxo de calor crítico, ou em inglês, “*Critical Heat Flux (CHF)*” (ponto F), onde as bolhas de vapor de grandes volumes, devido à coalescência, impedem ou dificultam o resfriamento da superfície aquecida permitindo que a película líquida, entre a superfície e as bolhas de vapor, também se vaporize. Isto causa a secagem da superfície com a conseqüente degradação da transferência de calor.

No modo de aquecimento com fluxo de calor imposto, ocorre o aumento brusco da temperatura da superfície aquecida (região FH), com a passagem do regime de ebulição nucleada para o regime de ebulição em película.

A região de transição (região FG) é caracterizada por uma camada, intermitente, de vapor instável sobre a superfície e por bolhas de vapor. Na Fig. 2.3, pode-se observar que à medida que ΔT_{sat} aumenta, o fluxo de calor diminui. Dependendo do modo como a superfície está sendo aquecida, por fluxo de calor imposto ou por temperatura imposta, o regime de transição pode ser estabilizado ou não, ver Carey (1992).

O próximo regime é chamado de ebulição em película (região GHI), o qual é caracterizado por uma película ondulada contínua de vapor sobre a superfície. A transferência de calor entre a superfície aquecida e o fluido refrigerante ocorre por condução e radiação (Carey, 1992). O regime de ebulição em película é determinado pela existência de instabilidades hidrodinâmicas as quais recebem o nome de Instabilidades de Taylor.

A descrição da curva de ebulição livre mostra um regime eficiente do ponto de vista de transferência de calor: o regime de ebulição nucleada. Este regime permite a dissipação de grandes densidades de fluxos de calor para baixos valores de superaquecimento da superfície, resultando em um elevado coeficiente de transferência de calor.

A fim de explicar este aumento e para obter uma caracterização das trocas térmicas, o trabalho visa estudar os fatores que influenciam a ebulição nucleada, tanto de um ponto de vista microscópico quanto macroscópico.

2.4 Principais Influências sobre o Fenômeno de Ebulição

2.4.1 Influência do Fluido de Trabalho

O uso da refrigeração em componentes eletrônicos por imersão na indústria data de 1940, mas o controle térmico de aparelhos microeletrônicos se deu no final da década de 60. Estes estudos e outros publicados recentemente (Cohen e Simon, 1988; Cohen *et al.*, 1992), revelaram que o comportamento da ebulição nucleada de fluidos dielétricos é similar ao de fluidos convencionais. Entretanto, notou-se que os fluidos dielétricos possuem uma alta solubilidade de gás e uma baixa tensão superficial, quando comparados à água. Assim o uso destes fluidos em laboratórios de pesquisa acabou produzindo alguns resultados anômalos para o regime de ebulição nucleada como, por exemplo, o rápido decréscimo na temperatura, para um determinado fluxo de calor constante, no início da nucleação. Alguns pesquisadores também encontraram bolhas de vapor prematuras para temperaturas de superfície abaixo da saturação.

As vantagens do uso de fluidos dielétricos estão listadas a seguir:

- baixa temperatura de saturação (30 a 85°C), à pressão atmosférica;
- bom contato com todos os componentes, mesmo em espaços reduzidos;

- excelente compatibilidade química com muitos materiais;
- baixa toxicidade e possuidor de boas características ambientais.

Algumas desvantagens:

- como os fluidos dielétricos apresentam baixos ângulos de contato (aproximadamente zero para superfícies de cobre e aço inoxidável), ou seja, são fluidos altamente molhantes, pode resultar na ausência de sítios de nucleação sobre a superfície. Isto poderia levar a nucleação no fluido ou nos pequenos sítios sobre a superfície para uma elevada temperatura de superfície;

- a capacidade de muitos fluidos dielétricos dissolverem grandes quantidades de ar, chegando a aproximadamente 50% do volume, introduz outro fator agravante na interpretação do início da ebulição: a presença de gás dissolvido reduz o superaquecimento necessário para ebulição.

2.4.2 Influência da Pressão

A influência da pressão sobre a transferência térmica foi destacada por muitos pesquisadores (Chichelli e Bonilla, 1945; Bonjour e Lallemand, 1997), os quais concordam que ocorre uma diminuição no superaquecimento da superfície quando a pressão aumenta.

Considerando uma bolha esférica de raio r , dentro de um líquido à temperatura $T = T_l$ e à pressão p_b , a condição de equilíbrio mecânico pode ser escrita como:

$$p_v - p_l = \frac{2\sigma}{r^*} \quad (2.4)$$

onde p_v é a pressão no interior da bolha, σ é a tensão superficial e r^* o raio da bolha no equilíbrio.

Para estabelecer a relação entre o superaquecimento e o raio de equilíbrio da bolha de vapor, considera-se a relação de Clausius – Clapeyron na temperatura e pressão ao longo da linha de saturação, ver Fig. 2.5:

$$\left(\frac{dp}{dT} \right)_{sat} = \frac{\rho_l \rho_v h_{lv}}{T(\rho_l - \rho_v)} \quad (2.5)$$

onde h_{lv} , ρ_v e ρ_l representam, o calor latente de vaporização (kJ/kg) e a massa específica do vapor e do líquido (kg/m^3), respectivamente.

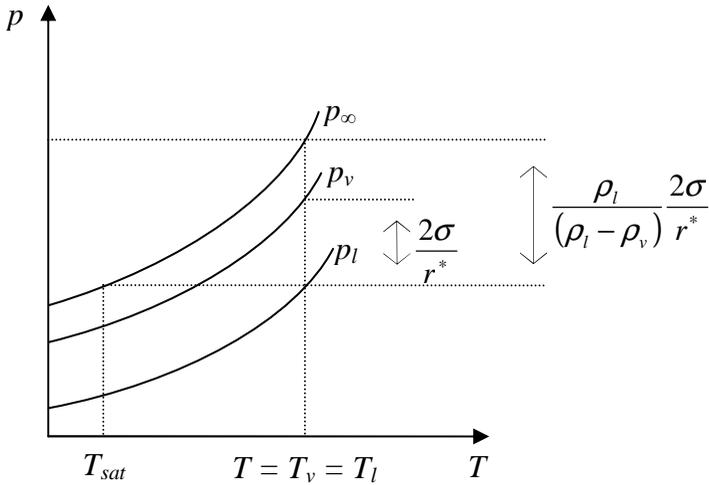


Figura 2.5 – Evolução da pressão na fase líquida e vapor para uma interface curva.

Integrando entre os pontos (p_l, T_{sat}) e $(p_\infty, T = T_v = T_l)$, onde p_∞ representa a pressão de equilíbrio de uma interface plana à temperatura $T = T_v = T_l$, e supondo que $\frac{\rho_l \rho_v h_{lv}}{(\rho_l - \rho_v)}$ é independente da temperatura, tem-se:

$$p_\infty - p_l = \frac{h_{lv} \rho_l \rho_v}{(\rho_l - \rho_v)} \ln \left(\frac{T}{T_{sat}} \right) \quad (2.6)$$

Substituindo o termo à esquerda da Eq. 2.6 pela equação de Laplace – Kelvin:

$$p_l = p_\infty - \frac{\rho_l}{(\rho_l - \rho_v)} \frac{2\sigma}{r^*} \quad (2.7)$$

E desenvolvendo o termo logarítmico em uma aproximação de primeira ordem, temos, finalmente:

$$T - T_{sat} = \frac{2\sigma T_{sat}}{h_{lv} \rho_v r^*} \quad (2.8)$$

Outra expressão para o superaquecimento pode ser encontrada se as seguintes hipóteses forem consideradas:

i) vapor como gás ideal, ou seja, $\rho_v = \frac{\bar{M}p}{RT}$, onde \bar{R} é a

constante universal dos gases e \bar{M} é a massa molar do fluido;

ii) $\rho_v \ll \rho_l$

iii) $TT_{sat} \approx T_{sat}^2$

Assim, a equação de Clapeyron (Eq. 2.5) pode ser expressa como:

$$\left(\frac{dp}{dT} \right)_{sat} = \frac{\bar{M}ph_{lv}}{\bar{R}T^2} \quad (2.9)$$

Integrando sobre a curva de saturação tem-se finalmente:

$$T - T_{sat} \approx \frac{2\sigma}{r^* p_l} \frac{\bar{R}}{\bar{M}} \frac{T_{sat}^2}{h_{lv}} \quad (2.10)$$

Portanto quando a pressão aumenta, o superaquecimento necessário para ativar um determinado sítio de nucleação diminui, facilitando assim a nucleação e melhorando a transferência de calor.

Este resultado também foi encontrado nos trabalhos de Rocha (2007) e Zhaohu *et al.* (2007), onde o autor explica que quando há um aumento da pressão do sistema ocorre um aumento na temperatura de saturação do fluido, o que causa uma diminuição na tensão superficial deste. Esta, por sua vez, conduz a uma redução na pressão interna da bolha, necessária para manter o equilíbrio entre as forças de tensão superficial e as forças gravitacionais, reduzindo assim, o superaquecimento mínimo necessário para a ativação dos sítios de nucleação, conforme apresentado na Eq. (2.8).

2.4.3 Estrutura da Superfície

Diferentes técnicas de medição são estabelecidas para a caracterização da rugosidade da superfície ou microestrutura de elementos de aquecimento (Luke, 2006). Instrumentos de medição são utilizados para a descrição quantitativa da microestrutura, pois uma série de parâmetros de rugosidade podem ser padronizados. Alguns destes parâmetros de rugosidade, R_a e R_p , são utilizados para o cálculo da transferência de calor em ebulição livre. R_a corresponde a média aritmética dos valores absolutos dos afastamentos do perfil de rugosidade em relação à linha média e, R_p representa a distância entre o maior pico na superfície e a linha média do perfil (ver Apêndice A).

Luke (2003) concluiu que o parâmetro rugosidade não é suficiente para esclarecer o efeito da estrutura da superfície sobre a transferência de calor. Luke e Gorenflo (2000) mostraram que diferentes superfícies aquecedoras com a mesma rugosidade podem ter características de transferência de calor bem diferentes, dependendo da preparação da superfície.

Três diferentes tipos de sítios de nucleação artificiais foram estudados por Shoji e Takagi (2001): o cônico, o cilíndrico e o reentrante, ver Fig. 2.6. Em seus estudos, as cavidades cônicas mostraram uma ebulição intermitente, com grandes variações na temperatura. Já as cavidades cilíndricas e reentrantes mostraram uma ebulição constante e estável, para baixas temperaturas da superfície.

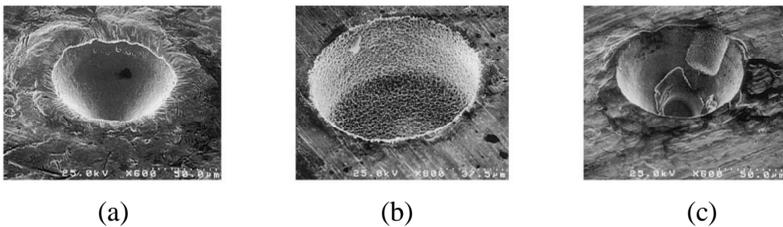


Figura 2.6 – Tipos de cavidades artificiais: (a) Cônica, (b) Cilíndrica e (c) Reentrante (Shoji e Takagi, 2001).

A primeira introdução da condição da superfície em uma correlação para o regime de ebulição nucleada foi realizada por Rohsenow (1962). Ele usou diferentes constantes para expressar os efeitos de vários materiais, condições da superfície e tipos de líquidos:

$$h = \mu_b h_{lv} \left(\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\sigma} \right)^{0,5} \left(\frac{c_{pl}}{C_{sf} h_{lv} Pr_l^s} \right)^{\frac{1}{r}} \Delta T_p^2 \quad (2.11)$$

onde μ_b , h_{lv} , c_{pl} , Pr_l , ΔT_p , representam, respectivamente, a viscosidade dinâmica do líquido ($kg/m s$), o calor latente de vaporização (kJ/kg), o calor específico do líquido ($kJ/kg K$), o número de Prandtl do líquido e $\Delta T_p = T_p - T_{sat}$. O coeficiente C_{sf} depende da combinação superfície/líquido, sendo de 0,0154 para n-pentano/cobre e de 0,0047 para FC72/cobre, como sugerido por Piro (1999). Para o caso de C_{sf} desconhecido recomenda-se o valor de 0,013, como primeira aproximação. Rohsenow (1962) recomenda um valor fixo para o r igual a 0,33 e um valor para s igual a 1,0 (para a água) e 1,7 (para os outros fluidos). O parâmetro s também depende do material da superfície sólida e do líquido de trabalho.

A forma geral dessa correlação tem origem na hipótese de que o movimento causado pelo crescimento e partida das bolhas é similar ao mecanismo de transferência de calor no transporte convectivo, onde o número de Reynolds é calculado em função da velocidade ascensional das bolhas de vapor e do diâmetro da bolha. Ele postulou que primeiro o calor flui da superfície aquecida para o líquido adjacente, como ocorre no processo de convecção sem mudança de fase, e que o alto coeficiente de transferência de calor, associado à ebulição nucleada, é o resultado da agitação deste fluido devido à partida das bolhas.

A correlação de Rohsenow continua sendo objeto de interesse de pesquisadores que buscam ampliar a precisão ou o número de pares superfície/fluido, através da determinação dos valores de C_{sf} e s , por meio de análise experimental.

Stephan e Abdelsalam (1980) desenvolveram quatro correlações através da análise de regressão de dados experimentais para a determinação do coeficiente de transferência de calor por ebulição no regime de convecção natural. Conforme os autores, os dados experimentais puderam ser bem melhor equacionados subdividindo-os em quatro grupos de fluidos utilizados (água, hidrocarbonetos, fluidos criogênicos e fluidos refrigerantes) e cada correlação corresponde a um tipo de fluido citado. A Equação (2.12) é para os fluidos refrigerantes:

$$h_{sa} = 207 \left(\frac{k_l}{d_b} \right) \left(\frac{q d_b}{k_l T_{sat}} \right)^{0,745} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,581} Pr_l^{0,533} R_p^{0,133} \quad (2.12)$$

onde k_l , T_{sat} , Pr_l e R_p representam a condutividade do líquido ($W/m K$), a temperatura de saturação (K), o número de Prandtl do líquido e a rugosidade da superfície (μm), respectivamente. O comprimento característico é dado pelo diâmetro de partida da bolha, sendo este:

$$d_b = 0,0149 \theta \left(\frac{2\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right)^{0,5} \quad (2.13)$$

onde θ representa o ângulo de contato líquido/sólido.

Mais tarde, Cooper (1984) publicou uma correlação para ebulição nucleada levando em consideração a rugosidade da superfície e a pressão reduzida do líquido. Segundo o autor, foram coletados 6000 pontos em mais de 100 experimentos apresentados em publicações existentes na literatura.

$$h_{cooper} = 55 p_r^b (-\log p_r)^{-0,55} M^{-0,5} q^{0,67} \quad (2.14)$$

onde $b = 0,12 - 0,2 \log(R_p)$, p_r é a pressão reduzida, M o peso molecular do fluido, q o fluxo de calor em W/m^2 e R_p é a rugosidade da superfície aquecida em μm .

Porém antes da publicação de seus resultados, muitos pesquisadores introduziram os efeitos das condições da superfície qualitativamente e, algumas vezes, trataram como constantes dependentes das combinações superfície/líquido, como no caso de Rohsenow (1962).

O trabalho de Pioro (1999) avaliou experimentalmente os valores das constantes na correlação de Rohsenow para treze diferentes combinações superfície/líquido, e também analisou o trabalho de outros pesquisadores para avaliar os intervalos da correlação para outras combinações superfície/líquido.

Borishanski (1969) desenvolveu uma correlação simples e de fácil manipulação baseada em dados experimentais. A determinação do coeficiente de transferência de calor, h , é função da pressão crítica do

fluido de trabalho, p_c , em *bar*, da pressão reduzida, p_r , e do fluxo de calor imposto, q , em W/m^2 .

$$h_{bo} = 0,1011 p_c^{0,69} q^{0,7} F(p_r) \quad (2.15)$$

onde:

$$F(p_r) = 1,8 p_r^{0,17} + 4 p_r^{1,2} + 10 p_r^{10} \quad (2.16)$$

Ratiani (1972) propôs uma correlação válida para diversos fluidos (água, metais líquidos, fluidos orgânicos e refrigerantes):

$$h_{ra} = 0,7 e^{-2} \frac{k_l}{r_c} \left(\frac{q \rho_v h_{lv} r_c^2}{k_l \sigma T_{sat}} \right)^{0,7} \left(\frac{\sigma \rho_l c_{pl} T_{sat}}{\rho_v^2 h_{lv} r_c} \right)^{0,25} \left(\frac{r_c \rho_l \sqrt{p_{sat}} \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l} \right)}{\mu_l} \right)^{0,25} \quad (2.17)$$

onde k_l é condutividade do líquido ($W/m K$), T_{sat} é a temperatura de saturação (K), μ_l a viscosidade do líquido ($kg/m s$), h_{lv} , o calor latente de vaporização (kJ/kg), c_{pl} o calor específico do líquido ($kJ/kg K$), ρ_l e ρ_v as massas específicas do líquido e do vapor (kg/m^3), respectivamente, σ é a tensão superficial (J/m^2) e p_{sat} é a pressão de saturação do fluido (*bar*). O autor recomenda utilizar o valor de $20\mu m$ quando o valor do raio da cavidade, r_c , for desconhecido.

De acordo com diversas referências, tais como Calka e Judd (1985) e Passos e Reinaldo (2000), as superfícies rugosas ou superfícies com cavidades artificiais, têm a tendência de aumentar a transferência de calor. Em outras palavras, quando a rugosidade aumenta, a diferença de temperatura requerida para um dado fluxo de calor diminui. Os métodos usados por pesquisadores, para aumentar a transferência de calor, podem ser resumidos em:

- diminuir a temperatura de início da ebulição nucleada;
- gerar grande quantidade de bolhas de vapor;
- reduzir o tempo de permanência das bolhas de vapor sobre a superfície aquecida.

Estes métodos podem resultar no aumento da densidade de sítios de nucleação ativos e no aumento da agitação do líquido, que

constituem dois dos principais fatores para aumentar a transferência de calor.

2.4.4 Influência da Densidade de Sítios de Nucleação

O desenvolvimento de modelos para o regime de ebulição nucleada requer informações sobre a densidade de sítios de nucleação. Pesquisadores, há mais de 50 anos, têm realizado estudos para entender a nucleação e desenvolver modelos e correlações para prever sua dependência com o superaquecimento, a molhabilidade e a microestrutura da superfície.

Os efeitos do tamanho da cavidade, forma geométrica e densidade de sítios sobre a nucleação foram investigados por muitos autores (Benjamin e Balakrishnan, 1997). O raio da cavidade e sua profundidade, o ângulo de contato do fluido, a velocidade de penetração inicial do fluido são parâmetros importantes para determinar a estabilidade de uma cavidade na ebulição. Alguns experimentos mostraram que aumentando a rugosidade de uma superfície, começando com uma superfície lisa (R_a de 0,1-0,4 μm), o coeficiente de transferência de calor aumenta até um valor máximo de rugosidade (R_a de 1 μm); a partir deste valor, um aumento na rugosidade da superfície não exerce influência sobre a transferência de calor (Luke, 2003).

Pioro *et al.* (2004) mostraram que a rugosidade da superfície pode afetar o coeficiente de transferência de calor apenas no caso em que a mudança no valor da rugosidade compreende o intervalo do diâmetro dos sítios de nucleação ativos. Por conseguinte, a criação de cavidades maiores não mudaria o coeficiente de transferência de calor, como no caso de ranhuras que, segundo os autores são pouco eficazes a menos que esteja utilizando um fluido pouco molhante. Luke (2006) mostrou que a caracterização bidimensional da superfície não é eficaz e é necessária uma compreensão completa da ligação entre a microestrutura da superfície e o processo de evaporação. Isto pode ser realizado considerando-se a distribuição das cavidades através de uma abordagem tridimensional para a caracterização da superfície.

Mikic e Rohsenow (1969) desenvolveram um modelo para a transferência de calor em ebulição nucleada, que considera as características da superfície. Eles mostraram o efeito da densidade de sítios de nucleação sobre uma curva de fluxo de calor em função de ΔT . De acordo com seus estudos, as superfícies rugosas ou que sofreram adição de sítios ou cavidades artificiais, usualmente tendem a aumentar a transferência de calor por ebulição. Em outras palavras, quando a

rugosidade aumenta, o superaquecimento requerido para manter a ebulição, para um determinado fluxo de calor diminui e, por conseguinte, o coeficiente de transferência de calor aumenta. O aumento da rugosidade também eleva o número de sítios de nucleação ativos sobre a superfície, fazendo com que a temperatura desta diminua.

Por sua vez Barthau (1992) desenvolveu um método óptico para estimar o número de sítios de nucleação sobre uma superfície de ebulição. Ele encontrou que a contribuição da transferência de calor de um sítio individual diminui com o aumento da pressão e do fluxo de calor, sendo menos pronunciado para ebulição em superfícies sem tratamento especial.

Os aspectos fenomenológicos da ebulição nucleada envolvendo a densidade de sítios de nucleação foram a ênfase do trabalho de Bonjour *et al.* (1997), onde eles encontraram que para uma superfície:

⇒ com um único sítio de nucleação em ebulição não confinada: a convecção natural é o principal mecanismo de transferência de calor.

⇒ aquecida verticalmente com vários sítios de nucleação em ebulição confinada: a transferência de calor é maior devido ao aumento na transferência de calor latente.

⇒ aquecida horizontalmente com vários sítios de nucleação em ebulição confinada: a transferência de calor é menor para fluxo de calor elevado, pois ocorre uma secagem ou vaporização da película líquida existente entre a bolha de vapor coalescida e a superfície aquecida, prejudicando a transferência de calor.

2.4.5 Influência do Modo de Aquecimento

Alguns pesquisadores mostram que o modo de aquecimento pode afetar a taxa de transferência de calor na ebulição. Um estudo teórico conduzido por Unal e Pasamehmetoglu (1994) forneceu resultados interessantes. Primeiramente, as curvas de ebulição nucleada para a condição com fluido de aquecimento (temperatura constante) e eletricamente aquecido (fluxo de calor constante) são diferentes. Em segundo, a posição ou magnitude das curvas de ebulição dependem da espessura do aquecedor. Os resultados deste trabalho foram investigados por Kedzierski (1995) através de experimentos, em ebulição livre do fluido R-123, sobre quatro superfícies comerciais. Kedzierski mostrou as diferenças entre os métodos de aquecimento elétrico e por fluido, onde o método de aquecimento por fluido forneceu fluxos de calor 32% maiores que aqueles obtidos por uma superfície eletricamente aquecida.

Segundo os autores, a superfície eletricamente aquecida apresenta uma temperatura da superfície maior, nas regiões da superfície aquecida não cobertas por bolhas de vapor, o que acarreta em um menor coeficiente de transferência de calor.

Kandlikar e Lombardo (1997) estudaram as características da transferência de calor da água sobre dois tubos de aço inoxidável os quais foram aquecidos utilizando modos diferentes. O modo com fluido de aquecimento utilizou etileno-glicol circulando através do tubo e o método eletricamente aquecido utilizou uma fonte de potência. Os resultados experimentais indicaram que: o coeficiente de transferência de calor com a superfície eletricamente aquecida é mais baixo que a aquecida pelo fluido para o mesmo superaquecimento; a diferença entre as taxas de transferência de calor para os dois métodos torna-se menor à medida que a espessura do aquecedor aumenta; e, para fluxos mais elevados do calor, uma grande parte da superfície aquecida é coberta por bolhas e a diferença entre os dois modos de aquecimento torna-se menor.

2.4.6 Influência da Espessura do Aquecedor

Estudos revelam que a espessura do aquecedor influencia o coeficiente de transferência de calor somente se esta espessura for menor que certo valor limite, determinado pelas propriedades térmicas do material do aquecedor.

Sabe-se que as propriedades térmicas do material do aquecedor e a espessura deste são de grande importância na evaporação da microcamada, existente entre a bolha de vapor e a superfície aquecida, pois determinam a taxa na qual o calor pode ser transferido para o líquido. Para aquecedores que geram calor internamente, um aquecedor fino terá uma menor capacidade térmica quando comparado a um aquecedor espesso, mas irá oferecer um gradiente de temperatura maior para a microcamada de líquido sobre sua superfície.

Sharp (1964) fez experimentos usando aquecedores de diferentes materiais e concluiu que a taxa de transferência de calor durante a ebulição estava relacionada à condutividade térmica da superfície aquecida dividida pela raiz quadrada de sua difusividade térmica ($k/\alpha^{0,5}$), chamada efusividade térmica. Ele encontrou que à medida que a espessura do aquecedor diminuiu (valores abaixo de 0,250mm) o coeficiente de transferência de calor também diminuiu.

Entretanto, quando Magrini e Nannei (1975) investigaram a influência da espessura do aquecedor sobre a transferência de calor para

espessuras menores que 0,250mm, eles encontraram que o coeficiente de transferência de calor aumentou à medida que a espessura do aquecedor diminuiu. Eles consideraram como fator dominante de transferência de calor o aumento da resistência à condução lateral em placas finas. Isto resultaria na formação de bolhas com menor tamanho, porém com maior número de sítios de nucleação ativos. Portanto, Magrini e Nannei (1975) concluíram que este aumento no número de sítios ativos poderia explicar o aumento do coeficiente de transferência de calor durante a ebulição sobre placas finas.

Ambas as tendências mencionadas acima foram observadas no trabalho de Chuck e Myers (1978). Eles analisaram o efeito da espessura do aquecedor sobre a transferência de calor para a água, o etanol e o n-heptano, usando placas de aço inoxidável com três diferentes espessuras (0,025; 0,051 e 0,13mm) e um intervalo de fluxo de calor de 30 a 100kW/m². Neste trabalho tem-se que para altos valores de ΔT o coeficiente de transferência de calor aumenta quando a espessura do aquecedor aumenta. Para baixos valores de ΔT a tendência é justamente o oposto.

Quando o ΔT é alto, aumenta a taxa de evaporação da microcamada existente entre a bolha de vapor e a superfície aquecida, resultando em uma quantidade maior de calor retirado da superfície aquecida. Esta taxa de remoção de calor será limitada para placas finas devido à redução da condução de calor para o sítio de nucleação. Assim, para altos valores de ΔT , placas espessas possuem maiores coeficientes de transferência de calor.

Entretanto, quando ΔT é baixo, a taxa de crescimento e partida das bolhas de vapor é menor. Em placas finas há uma maior agitação do líquido próximo à superfície devido ao maior número de sítios ativos o que resulta em um aumento da transferência de calor. Isto não ocorre em placas espessas devido à menor densidade de sítios ativos e ao maior tamanho das bolhas de vapor. Portanto, para baixos valores de ΔT placas finas possuem maiores coeficientes de transferência de calor.

2.4.7 Influência das Propriedades Termofísicas

O efeito das propriedades termofísicas do material sobre a transferência de calor deve ser considerado em termos de dois aspectos. O primeiro está relacionado à distribuição espacial dos sítios de nucleação ativos e o segundo, à transferência de calor não estacionária entre a superfície aquecida e o líquido próximo dos sítios.

A existência de sítios de nucleação ativos diminui a temperatura da superfície não somente próximo aos sítios, mas também em toda a superfície, resultando em um aumento no coeficiente de transferência de calor. Naturalmente, em um material com alta condutividade térmica é mais intensa a redistribuição do fluxo de calor entre a parte da superfície livre de sítios e a parte da superfície coberta com sítios de nucleação ativos. Assim, no caso de uma superfície rugosa com grande número de sítios ativos, a condutividade térmica do material da placa não terá efeito significativo sobre a transferência de calor (Pioro *et al.*, 2004).

Para ebulição em superfícies lisas (com um número significativamente reduzido de sítios de nucleação ativos), quando aumenta-se o fluxo de calor não há o aparecimento de sítios de nucleação ativos adicionais. Além disso, para uma superfície com baixa condutividade térmica, a temperatura média (sobre a superfície) aumenta, ou seja, diminui o coeficiente de transferência de calor. Para superfícies com alta condutividade térmica, a redistribuição do fluxo de calor compensa a diminuição do número de sítios de nucleação ativos (devido ao tratamento de superfície).

O trabalho de Peng *et al.* (1998) descreve que as propriedades termofísicas do fluido de trabalho afetam significativamente o coeficiente de transferência de calor na ebulição. Fluidos com maior diferença entre as massas específicas do líquido e do vapor, maior calor latente e maiores coeficientes de difusividade térmica necessitam de maiores fluxos de calor para iniciar a nucleação.

2.4.8 Influência do Ângulo de Contato

A afinidade entre um líquido e uma superfície é chamada de molhabilidade e representa a capacidade de um líquido se espalhar sobre uma superfície (Carey, 1992). Esta é quantificada pelo ângulo de contato, θ , definido como o ângulo entre a interface líquido-vapor e a superfície sólida. Por convenção, um líquido com $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ é considerado um líquido molhante.

No esquema da Fig. 2.7 são apresentadas duas gotas sobre uma superfície, onde à esquerda tem-se um líquido molhante, enquanto que à direita, $90^\circ < \theta \leq 180^\circ$, o líquido é repellido pela superfície. Considerando como líquido a água, tem-se uma superfície hidrofílica, para o caso do esquema à esquerda e, uma superfície hidrofóbica, no caso do esquema à direita.

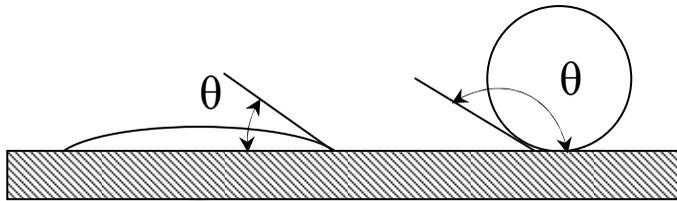


Figura 2.7 – Esquema representativo do ângulo de contato.

Muitos parâmetros, tais como, o volume de vapor na cavidade ou sítio de nucleação, o raio crítico da bolha de vapor, o superaquecimento para o início da nucleação, são influenciados pela molhabilidade.

Experimentalmente é difícil variar o ângulo de contato, mantendo os demais parâmetros constantes. Uma maneira usual para alterar o ângulo de contato é utilizar soluções de surfactante. A desvantagem desse método é que ambos, molhabilidade da superfície e tensão superficial do líquido variam simultaneamente. Assim, o aumento da transferência de calor de ebulição poderia ser devido à diminuição significativa da tensão superficial do líquido ao invés do aumento da molhabilidade.

Segundo Tong *et al.* (1990), o ângulo de contato dos fluidos fluorcarbonos ou FC's aproxima-se de zero sobre superfícies de cobre e aço inoxidável. Esses líquidos são derivados de componentes orgânicos que formam grupos C_nF_{2n+2} , onde $n = 5..10$, são não-polares e possuem baixa tensão superficial. Portanto, são altamente molhantes. Assim, pode-se concluir que as variações no ângulo de contato durante a formação do embrião de vapor e crescimento da bolha, as quais são influenciadas pela mudança de direção e magnitude da velocidade da interface líquido-vapor, pode influenciar o superaquecimento necessário para o início da nucleação.

Estudos realizados por Wang e Dhir (1993) mostraram o efeito do ângulo de contato sobre a transferência de calor no regime de ebulição nucleada. Eles realizaram experimentos com água, à pressão atmosférica, sobre uma superfície de cobre vertical com diferentes graus de molhabilidade (ângulos de contato de 90° , 35° e 18°) e encontraram que o número de sítios ativos diminuiu quando a molhabilidade da superfície aumentou, isto é, quando o valor do ângulo de contato diminuiu. Como consequência, os fluidos molhantes, como fluorcarbonos e fluidos refrigerantes, acabam requerendo um superaquecimento maior para o início da nucleação.

Liang e Yang (1998) mostraram a importância do ângulo de contato comparando o início da ebulição do n-Pentano sobre uma superfície de cobre e sobre uma superfície porosa de grafite/cobre. O uso da superfície grafite/cobre reduziu consideravelmente o superaquecimento da superfície para o início da ebulição, devido ao aumento do número e tamanho dos sítios ativos e sua capacidade de reter o vapor. Os autores explicaram que estes resultados se devem ao fato de o ângulo de contato ser de 2° para n-Pentano sobre cobre e de 35° para n-Pentano sobre grafite/cobre.

Por sua vez, Basu *et al.* (2002) propuseram uma correlação empírica incluindo o efeito do ângulo de contato sobre a densidade de sítios de nucleação durante a ebulição convectiva forçada da água sobre uma superfície vertical. Nos experimentos, eles mudaram a molhabilidade da superfície controlando o grau de oxidação da mesma e encontraram uma correlação que reproduzia quase todos os seus dados sobre superfícies com ângulos de contato entre 30° e 90° .

2.4.9 Influência da Orientação da Superfície Aquecida

Nishikawa *et al.* (1984) realizaram um estudo detalhado da ebulição da água, à pressão atmosférica, para diferentes orientações de uma placa de cobre (Fig. 2.8). A região de ebulição nucleada foi dividida em três regiões: fluxo de calor baixo ($< 70\text{kW/m}^2$, aproximadamente 6% do fluxo de calor crítico), na qual a orientação da superfície é significativa; fluxo de calor médio (70 a 170kW/m^2) na qual o efeito da orientação tende a desaparecer; e fluxo de calor alto ($> 170\text{kW/m}^2$, aproximadamente 15% do fluxo de calor crítico) na qual a orientação da superfície não tem mais influência.

De acordo com esses resultados, para baixos valores de fluxo de calor e ângulos de inclinação menores que 120° , a transferência de calor é controlada pela agitação das bolhas de vapor isoladas. Porém, para ângulos maiores que 150° a transferência de calor é controlada pela remoção da camada térmica superaquecida (quando a bolha de vapor desliza pela superfície) e pelo transporte de calor latente devido à vaporização da película líquida sob a bolha de vapor (quando esta está cobrindo a superfície).

Para altos fluxos de calor, os mecanismos associados com o movimento da bolha de vapor não são influenciados pela orientação da superfície. Isto pode ser verificado na Fig. 2.8, a qual mostra que para todos os ângulos da superfície aquecida, os resultados se superpõem em

uma mesma curva. Portanto, a vaporização da película líquida acaba sendo o modo dominante de transferência de calor.

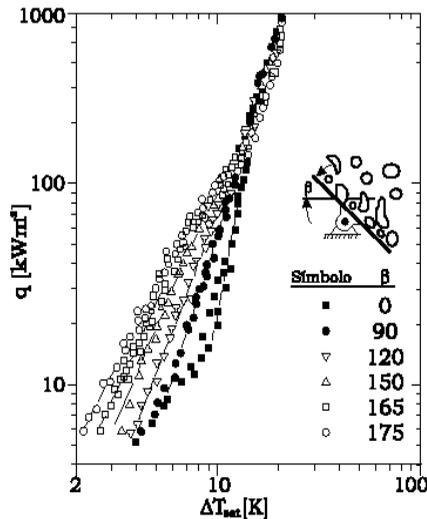


Figura 2.8 - Intensificação do h em função da inclinação da superfície (Nishikawa *et al.*, 1984).

Alguns autores afirmam que 175° é a última orientação na qual ainda há um aumento na transferência de calor para baixos fluxos de calor; realmente, um pequeno ângulo de orientação da superfície aquecida voltada para baixo em relação à horizontal ainda fornece às bolhas de vapor uma direção preferencial de partida.

Mais tarde, Chang e You (1996) realizaram testes com FC72 sobre uma superfície de cobre $10 \times 10 \text{ mm}$ e encontraram que, no regime de ebulição nucleada, o fluxo de calor aumentou quando θ variou de 0° (superfície aquecida voltada para cima) para 90° . Isto foi atribuído a um aumento no número de sítios de nucleação ativos. Para $\theta > 90^\circ$, no entanto, o coeficiente de transferência de calor diminuiu acentuadamente, o que é o oposto do que Nishikawa *et al.* (1984) relatou. Chang e You (1996) atribuíram essa discrepância ao fato de que Nishikawa *et al.* (1984) realizou os testes sob condições de fluxo de calor decrescente.

Cardoso (2005) realizou uma análise do efeito da orientação, de um disco de cobre de 12 mm de diâmetro, sobre o coeficiente de transferência de calor, para o fluido FC72 e grau de confinamento de $s =$

13mm, representado pela distância entre um disco de cobre aquecido e uma superfície não aquecida. A Fig. 2.9 mostra os valores do coeficiente de transferência de calor em função da orientação da superfície para o caso sem confinamento.

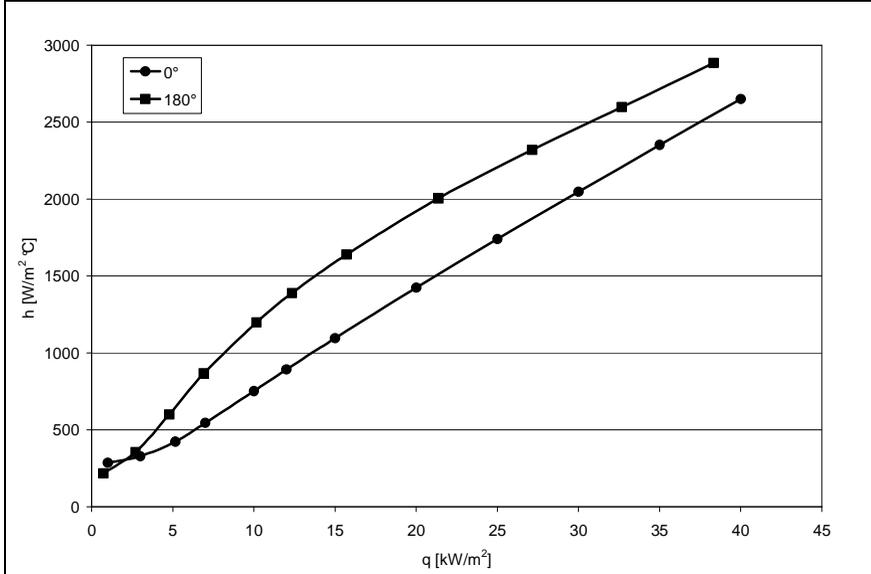


Figura 2.9 - Efeito da orientação da superfície para FC72, com $s = 13\text{mm}$, em função do fluxo de calor (Cardoso, 2005).

Os valores do coeficiente de transferência de calor para a orientação de 180° (superfície aquecida voltada para baixo) são, em média, 33% maiores que para a orientação de 0° (superfície aquecida voltada para cima), porém a diferença entre esses valores diminui quando o fluxo de calor aumenta o que é consistente com a tendência dos resultados divulgados por Nishikawa *et al.* (1984) e com a característica de fluxo de calor de transição entre o regime de bolhas isoladas e o regime de ebulição nucleada desenvolvida. Usando as propriedades do FC72 e o ângulo de contato θ de 35° e 85° como indicado por Carey (1992), o fluxo de calor calculado pela Eq. (2.3) é de 70kW/m^2 e 109kW/m^2 , respectivamente, ou seja, maiores que o fluxo de calor máximo que foi estudado por Cardoso (2005).

Guglielmini *et al.* (2009) analisaram os efeitos combinados da orientação da superfície e confinamento, sobre a ebulição nucleada e fluxo de calor crítico do HFE-7100, em uma superfície de cobre. Para

baixo superaquecimento e $Bo > 1$, o efeito do confinamento foi insignificante para todas as orientações da superfície, enquanto que para $Bo \approx 1$ e ângulos de 0° e de 45° , a transferência de calor aumentou significativamente. Para altos valores de superaquecimento e confinamentos de $s=3,5$; 2 e 1mm, o fluxo de calor, coeficiente de transferência de calor e CHF diminuíram à medida que o espaçamento do canal diminuiu. Este efeito foi mais evidente para 0° e 45° e quase insignificante para 135° .

Recentemente, Hetsroni *et al.* (2009) estudaram experimentalmente a ebulição da água e soluções surfactantes entre duas placas verticais, o espaçamento entre elas variou de $s=1$ a 80mm, correspondendo a $Bo=0,4$ a 47. Eles encontraram que, para um mesmo grau de confinamento, a adição de surfactante melhorou a transferência de calor, e que um aumento no número de Bond levou a um aumento nas flutuações de temperatura da superfície aquecida, típico do regime de fluxo de calor elevado. Stutz *et al.* (2009) analisaram experimentalmente o regime de ebulição nucleada e de transição, do fluido n-Pentano, em espaços confinados horizontais, com superfície aquecida voltada para cima. Eles concluíram que o confinamento influenciou tanto a transferência de calor quanto o CHF.

2.4.10 Influência da Aceleração da Gravidade

A realização de experimentos em ambiente de microgravidade possibilita observar diversos fenômenos físicos que ocorrem nos fluidos, mas que são encobertos pela ação dos efeitos gravitacionais. Durante os anos 50 e 60, diversos estudos foram iniciados nos Estados Unidos para examinar o papel da gravidade sobre a curva de ebulição. Contudo estas pesquisas foram abandonadas com a mudança da política espacial deste país. Na metade dos anos 70, a Europa e em especial a Alemanha, a ex-URSS e o Japão retomaram as pesquisas sobre o processo de ebulição em microgravidade.

A tensão superficial é uma propriedade termodinâmica que depende da temperatura, da concentração e do potencial elétrico. Uma variação em uma ou mais destas quantidades provoca um gradiente de tensão superficial ao longo de uma interface e, por conseguinte, ocasiona o movimento do líquido na direção do aumento da tensão superficial (Fig. 2.10). Por exemplo, para a maioria dos líquidos, a tensão superficial é uma função decrescente da temperatura. Assim, o movimento causado pelo gradiente de tensão superficial sobre uma

interface ocorre da região quente (tensão superficial baixa) para a região fria (tensão superficial alta).

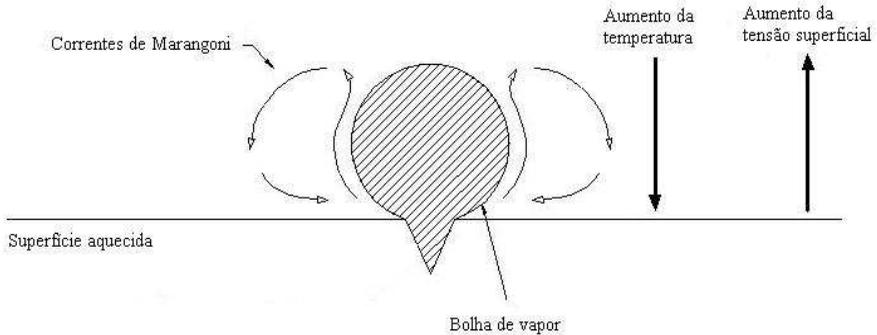


Figura 2.10 - Correntes de Marangoni.

O movimento induzido pelo gradiente de tensão superficial geralmente é chamado de fluxo ou corrente de Marangoni (Straub, 1994) e é definido como:

$$Ma = \frac{\partial \sigma}{\partial T} \frac{(T_p - T_{sat})D}{\alpha \mu_l} \quad (2.18)$$

onde σ , D , α , μ_l e ΔT são, respectivamente, a tensão superficial, o diâmetro da superfície, a difusividade térmica, a viscosidade do líquido e a diferença entre a temperatura da superfície e a de saturação do fluido. O número de Marangoni é uma grandeza adimensional e representa a razão entre a tensão superficial e as forças de viscosidade.

Na Fig. 2.11 as bolhas de vapor formam colunas em razão do movimento ascendente devido à ação do empuxo gravitacional sobre estas. Já na Fig. 2.12, sob microgravidade, as bolhas de vapor são maiores e permanecem mais tempo no fundo do recipiente. Isto se deve à ausência da força de empuxo (Snyder e Chung, 2000).

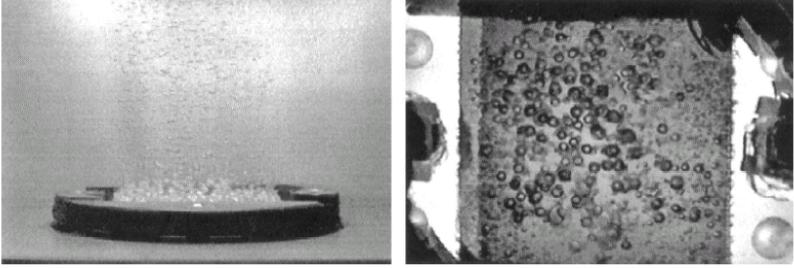


Figura 2.11 – Visualização do fenômeno de ebulição sob gravidade terrestre à pressão atmosférica (Snyder e Chung, 2000).

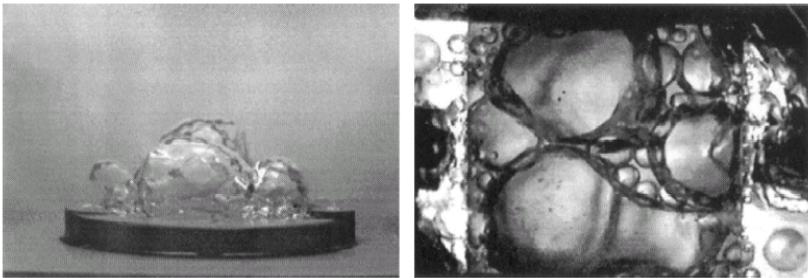


Figura 2.12 – Visualização do fenômeno de ebulição sob microgravidade à pressão atmosférica (Snyder e Chung, 2000).

É importante mencionar que os modelos e correlações desenvolvidas para a ebulição sob gravidade terrestre nem sempre são válidos para microgravidade, pois muitos desses modelos e correlações levam em consideração o comprimento capilar, L_b , que é função da aceleração da gravidade. O comprimento capilar é definido como:

$$L_b = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (2.19)$$

2.5 Modelos para a Ebulição Nucleada

O projeto de equipamentos e sistemas térmicos requer, principalmente, a avaliação do coeficiente de transferência de calor, o qual permite o cálculo da potência a ser extraída no evaporador considerando a área de transferência de calor e as condições de operação. Historicamente (Tadrist, 2006), estes equipamentos industriais

foram projetados tomando como base os resultados da transferência de calor obtidos com escoamentos bifásicos em um tubo vertical.

Os modelos para a ebulição nucleada podem ser classificados em dois grupos. No primeiro grupo de modelos considera-se que a transferência de calor é dominada por convecção na fase líquida, e o papel das bolhas de vapor é induzir movimentos convectivos no interior do líquido. Os modelos de macro-escala sugerem que a transferência de calor para o líquido é o resultado da agitação local gerada pela partida das bolhas da superfície aquecida.

O modelo mais aceito e desenvolvido nessa linha é a correlação semi-empírica de Rohsenow (1962). Ele considera os mecanismos de transferência de calor por ebulição nucleada livre como um transporte convectivo de calor da superfície sólida para o líquido adjacente cujo movimento é causado pelo crescimento e partida das bolhas de vapor. Desta forma, Rohsenow (1962) propôs o cálculo do número de Nusselt através de uma lei de potência entre um número de Reynolds referente à bolha de vapor, Re_b , e o número de Prandtl do líquido, Pr_l , de forma análoga ao caso da convecção forçada monofásica:

$$Nu = C_1 Re_b^m Pr_l^n \quad (2.20)$$

onde:

$$Re_b = \frac{\rho_v U_b L_b}{\mu_l} \quad (2.21)$$

onde U_b e L_b representam a velocidade e o diâmetro de partida da bolha de vapor, também chamado de comprimento capilar, respectivamente. Como a correlação se aplica à ebulição saturada, a velocidade média das bolhas de vapor pode ser calculada através de,

$$U_b = \frac{q}{\rho_v h_{lv}} \quad (2.22)$$

Forster e Zuber (1955) desenvolveram uma correlação baseada no mesmo modelo de micro-convecção desenvolvida por Rohsenow (1962). Com isso, eles também postularam que a transferência de calor poderia ser representada com uma correlação da forma apresentada na

Eq. (2.20), com escalas diferentes de velocidade e de diâmetro de bolhas.

A correlação de Forster e Zuber (1955), depois de suas transformações, é obtida em função das propriedades termofísicas do fluido de trabalho, do superaquecimento da superfície aquecida e da diferença de pressão na saturação.

$$q = 0,00122 \left(\frac{k_l^{0,79} c_{pl}^{0,45} \rho_l^{0,49}}{\sigma^{0,5} \mu_l^{0,29} h_{lv}^{0,24} \rho_v^{0,24}} \right) (T_p - T_{sat})^{1,24} \Delta p_{sat}^{0,75} \quad (2.23)$$

onde:

$$\Delta p_{sat} = p_{sat}(T_p) - p_{sat}(T_f) \quad (2.24)$$

Em uma analogia similar, Tien (1962) desenvolveu uma correlação para o coeficiente de transferência de calor no local da partida da bolha. Esta correlação foi então multiplicada pela densidade de sítios de nucleação a fim de determinar uma correlação geral para o coeficiente de transferência de calor em ebulição. Zuber (1958) também considerou uma semelhança entre a ebulição e a convecção natural turbulenta para desenvolver a sua correlação com base na analogia de transferência de calor monofásica.

O modelo de microescala de Forster e Greif (1959) postula que as bolhas de vapor agem como “bombas” que removem o líquido superaquecido da superfície quando crescem e afastam-se do sítio de nucleação. O calor total transferido por meio do “bombeamento” foi calculado usando o volume da bolha de vapor e a frequência de partida.

Mikic e Rohsenow (1969) aproximaram o calor transiente transferido na camada de líquido superaquecida, usando a solução de condução transiente através de um corpo semi-infinito, excluindo a transferência de calor das áreas que estão fora da região de influência da bolha de vapor.

O segundo grupo de modelos leva em consideração tanto a transferência de calor latente da superfície quanto a convecção monofásica.

Os modelos teóricos que têm sido desenvolvidos para a ebulição nucleada levam em consideração o conceito de evaporação de uma película líquida ou microcamada desenvolvido por Wayner *et al.* (1976). Eles investigaram a evaporação de um menisco líquido em uma espécie

de cunha de líquido entre a base da bolha de vapor e a superfície aquecida onde a interface líquido-vapor aproxima-se da superfície (micro-região), ver Fig. 2.13. Nesta região, os efeitos de microescala como força de adesão e resistência térmica interfacial influenciam a transferência de calor e de massa.

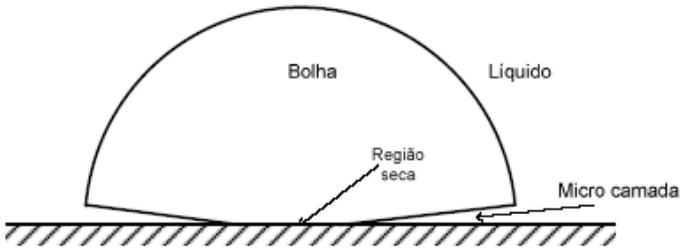


Figura 2.13 - Ilustração da formação da micro-camada de líquido sob uma bolha em crescimento (Jabardo, 2008).

O modelo de Benjamin e Balakrishnam (1996) leva em consideração a evaporação da microcamada, a densidade de sítios de nucleação, a condução transiente de calor, as características da superfície e a espessura da microcamada em função do tempo. Assim, assume-se que o calor é removido da superfície através do calor absorvido pela vaporização da microcamada (q_{vm}), da condução transiente (q_{ct}) e da convecção natural turbulenta (q_{cn}). Logo,

$$q_{total} = \frac{q_{vm}t_c + q_{ct}t_e}{t_c + t_e} + q_{cn} \quad (2.25)$$

onde: t_c é o intervalo de tempo de crescimento e t_e é o intervalo de tempo de espera para reconstituição da camada térmica.

A Fig. 2.14, extraída de Judd e Hwang (1976), apresenta a composição destes mecanismos e suas áreas de transferência de calor respectivas.

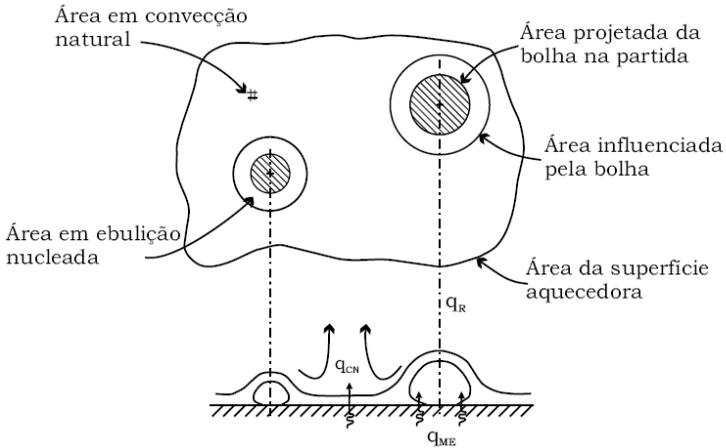


Figura 2.14 - Esquema da superposição dos mecanismos de transferência de calor proposto por Judd e Hwang (1976) e utilizado por Benjamin e Balakrishnan (1996).

É importante mencionar que este modelo é válido apenas para fluxos de calor baixos a moderados e fluidos refrigerantes puros, pois nesta situação os efeitos dos regimes de convecção natural e ebulição nucleada podem ser superpostos e estudados separadamente. Eles demonstraram que a contribuição da evaporação da microcamada para o fluxo de calor é de 40-50%, para baixos a moderados fluxos de calor. Já a transferência de calor latente terá um papel mais importante para fluxos de calor mais elevados.

Chai *et al.* (2000) sugerem um modelo onde a ebulição é um processo transiente, no qual o tamanho das bolhas de vapor seria variável e não uniformemente distribuído sobre a superfície aquecida.

2.6 Fluxo de Calor Crítico

O desempenho dos equipamentos e sistemas que operam no regime de ebulição nucleada é limitado pela transição da ebulição nucleada para o regime de ebulição em película. No caso em que o fluxo de calor é imposto, tem-se uma redução significativa do coeficiente de transferência de calor, devido ao aumento repentino da temperatura, causado pela secagem da superfície aquecida. Este fenômeno é chamado de crise de ebulição, e o fluxo de calor é chamado de fluxo de calor crítico ou em inglês, “critical heat flux” (CHF).

Uma grande quantidade de estudos tem sido publicada devido à sua importância acadêmica e prática na área de engenharia térmica, pois o fluxo de calor crítico deve ser um parâmetro de projeto de trocadores de calor bifásicos. Os principais modelos de fluxo de calor crítico podem ser divididos em duas categorias: modelos baseados nas instabilidades hidrodinâmicas e modelos baseados na secagem da microcamada.

O modelo de Zuber (1958), baseado nas instabilidades hidrodinâmicas, é um dos mais utilizados para o cálculo do fluxo de calor crítico para a ebulição livre sobre superfícies horizontais infinitas. Este modelo postula que o fenômeno de crise de ebulição resulta da interação de dois tipos de instabilidade: as instabilidades de Taylor, na interface vapor-líquido, normal ao vetor aceleração da gravidade, e as instabilidades de Helmholtz, na interface vapor-líquido de uma coluna de vapor vertical que serve de via de escape para o vapor. Assim, o limite superior do fluxo de calor para o sistema operar no regime de ebulição nucleada ocorre quando todo o líquido que chega à superfície aquecida vaporiza-se instantaneamente, e é dado por:

$$q_{máx,Z} = 0,131\rho_v^{0,5} h_{lv} [\sigma g (\rho_l - \rho_v)]^{\frac{1}{4}} \quad (2.26)$$

O modelo de secagem da microcamada foi proposto por Haramura e Katto (1983). Este modelo postula que uma subcamada líquida formada sobre a superfície aquecida com uma espessura inicial é evaporada durante o intervalo de tempo em que as bolhas de vapor ainda se encontram presas à superfície aquecida pelas raízes de vapor (jatos de vapor).

O efeito da orientação da superfície aquecida foi explorado primeiramente por Ishigai *et al.* (1961). Eles notaram que o CHF diminui drasticamente quando a superfície aquecida está na posição voltada para baixo (180°), devido ao acúmulo de vapor que impede o acesso do líquido a superfície aquecida.

A correlação obtida por Vishnev (1974) inclui o efeito da orientação no CHF:

$$\frac{q_{CHF}}{q_{CHF,0}} = \frac{(190 - \theta)^{0,5}}{190^{0,5}} \quad (2.27)$$

onde $q_{CHF,0}$ é o fluxo de calor crítico para uma superfície com a face aquecida voltada para cima (0°) e θ é o ângulo de orientação da superfície, sendo 90° para a posição vertical e 180° para a superfície aquecida voltada para baixo.

El-Genk e Guo (1992) estudaram o efeito da inclinação da superfície sobre diferentes regimes de ebulição para a água, à temperatura de saturação e à pressão atmosférica. Eles encontraram que o fluxo de calor crítico, o fluxo mínimo para a ebulição em película e a temperatura da superfície diminuem com o aumento do ângulo de inclinação. Para o regime de ebulição nucleada constataram que aumentando o ângulo de inclinação, para valores baixos de temperatura, a taxa de transferência de calor aumenta. Seus estudos possibilitaram o desenvolvimento de uma correlação para a água levando em conta a orientação da superfície:

$$q_{CHF} = \left(0,034 + 0,0037(180 - \theta)^{0,656}\right) \rho_v h_{lv} \left[\frac{\sigma(\rho_l - \rho_v)g}{\rho_v^2} \right]^{0,25} \quad (2.28)$$

Recentemente, Brusstar e Merte (1994) desenvolveram um modelo empírico para o CHF para ebulição livre e em escoamento. Eles usaram uma placa de cobre para investigar o efeito da orientação da superfície na ebulição do R-113.

El-Genk e Guo (1993) evitaram o uso de uma correlação universal para todos os fluidos e derivaram correlações para três fluidos (água, hélio e nitrogênio) baseados nos dados da literatura:

$$\frac{q_{CHF}}{q_{CHF,0}} = \begin{cases} 1 & 0^\circ < \theta \leq 90^\circ \\ (\text{sen } \theta)^{0,5} & 90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ \end{cases} \quad (2.29)$$

Alguns pesquisadores contribuíram para a compreensão do fenômeno de CHF fazendo seus experimentos em mini e micro canais e ao mesmo tempo, correlacionando seus dados de fluxo de calor crítico. Um exemplo disso foram Katto e Kosho (1979) que fizeram experimentos em ebulição, à pressão atmosférica, onde a razão d/s (razão entre o diâmetro da superfície e a distância entre a superfície aquecida e não aquecida) variou de 0-120. Eles encontraram a seguinte correlação através dos seus dados experimentais:

$$\frac{\frac{q_{CHF}}{\rho_v h_{lv}}}{\sqrt[4]{\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2}}} = \frac{0,18}{1 + 0,00918 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,14} \left[\frac{g (\rho_l - \rho_v) d^2}{\sigma} \right]^{0,5} \left(\frac{d}{s} \right)} \quad (2.30)$$

Esta correlação foi proposta para $d / L = d \sqrt{g (\rho_l - \rho_v) / \sigma} < 6$.

Para as seções de teste utilizadas no presente estudo, têm-se $d/L=7,8$ para a seção de 12mm de diâmetro e, $d/L=12,8$ para a seção de 20mm de diâmetro.

Baseados na expressão clássica de Zuber (1959), e levando em consideração os dados experimentais para o HFE-7100, Misale *et al.* (2009) propuseram uma correlação empírica para o fluxo de calor crítico, para superfícies confinadas horizontais:

$$q_{CHF} = 0,185 \psi(s) \left\{ \rho_v^{0,5} h_{lv} [\sigma g (\rho_l - \rho_v)]^{0,25} \right\} \quad (2.31)$$

onde a expressão para $\psi(s)$, considerando s em mm:

$$\psi(s) = \frac{1}{1 + 71,43 e^{-1,32s}} \quad (2.32)$$

Monde *et al.* (1982) realizou experimentos sobre o CHF com canais verticais formado por placas de cobre onde o espaçamento entre as placas variou de 0,45 a 7mm correspondendo a uma razão L/s menor que 120 (o termo L corresponde à altura do canal) para os quatro fluidos testados: água, etanol, R-113 e benzeno. Eles desenvolveram uma correlação generalizada para o CHF:

$$\frac{\frac{q_{CHF}}{\rho_v h_{lv}}}{\sqrt[4]{\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2}}} = \frac{0,16}{1 + 6,7 \times 10^{-4} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,6} \left(\frac{L}{s} \right)} \quad (2.33)$$

Mais tarde Fujita *et al.* (1988) investigaram a transferência de calor para a ebulição em espaços confinados para a água, à pressão

atmosférica, entre placas paralelas retangulares onde uma era aquecida e a outra não, sendo o espaçamento entre as placas de 0,15; 0,6; 2 e 5mm. Seus resultados experimentais indicaram que a transferência de calor aumenta até um valor máximo quando o espaçamento diminui para fluxo de calor moderado, enquanto que para uma posterior diminuição do espaçamento ocorre uma degradação da transferência de calor sobre toda a faixa de fluxo.

2.7 Ebulição Nucleada Confinada

A ebulição em espaços reduzidos tornou-se uma pesquisa de importância uma vez que este fenômeno ocorre em diversas aplicações tais como, trocadores de calor, refrigeração de componentes eletrônicos entre outros. Quando a dimensão do espaço onde a ebulição está ocorrendo é menor que o diâmetro da bolha de vapor (quando o espaçamento é menor que 0,5 - 5mm dependendo da geometria, fluido de trabalho, fluxo de calor, etc) as características térmicas e hidrodinâmicas da ebulição e da transferência de calor são diferentes daquelas observadas na ebulição livre ou em piscina (Fig. 2.15).

Diferentes geometrias podem ser encontradas, nas mais diversas aplicações e equipamentos, como por exemplo, tubos de pequenos diâmetros, espaços anulares ou ainda, espaços entre placas paralelas cujo espaçamento entre elas é muito pequeno. Esta última geometria corresponde àquela que será estudada experimentalmente neste trabalho.

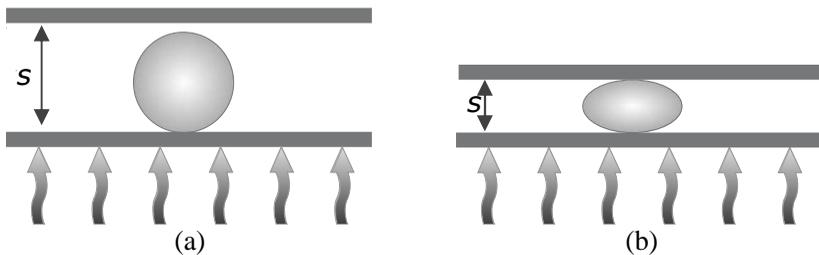


Figura 2.15 – Ilustração representativa do crescimento da bolha de vapor: (a) em espaço não confinado e (b) em espaço confinado.

A Tab. 2.1 mostra os valores do comprimento capilar, L_b , e do número de Bond, Bo , para o fluido n-Pentano e para os níveis de confinamento estudados neste trabalho.

Tabela 2.1 – Valores do número de Bond para os diferentes graus de confinamento s .

<i>Fluido n-Pentano ($L_b = 1,55\text{mm}$)</i>	
s (mm)	Bo
0,1	0,06
0,2	0,13
0,5	0,32
0,7	0,45
13,0	8,35

Segundo Yao e Chang (1983) a ebulição nucleada confinada é uma técnica eficiente para o aumento da transferência de calor que pode resultar em aumentos de 300% a 800% para fluxo de calor baixo quando comparado à ebulição não confinada.

A ebulição em espaços confinados é caracterizada pela deformação das bolhas de vapor. Um número adimensional representativo do efeito do confinamento de uma bolha de vapor é o número de Bond, Bo . Na equação a seguir, o número de Bond é calculado como sendo a razão entre o comprimento característico do espaço confinado, s , e o comprimento capilar, L_b :

$$Bo = \frac{s}{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}}} \quad (2.34)$$

Para $Bo \leq 1$, ou seja, quando o comprimento s é igual ou inferior ao comprimento capilar, o efeito do confinamento é importante e as bolhas tendem a ser coalescidas (Ishibashi e Nishikawa, 1969), enquanto que para $Bo > 1$, as bolhas são isoladas caracterizando a ebulição livre ou em piscina.

O aumento do coeficiente de transferência de calor nos casos em que $Bo \leq 1$ é atribuído à evaporação de uma película fina de líquido, existente entre a superfície aquecida e a base da bolha (Katto *et al.*, 1977; Passos *et al.*, 2004; Cardoso, 2005; Cardoso *et al.* 2006). Isso ocorre porque as bolhas coalescem e com o estreito espaço, entre a superfície aquecida e a não aquecida, a área da película líquida aumenta, melhorando a transferência de calor. Também devido à presença da superfície confinadora, o líquido que está no canal é aquecido mais eficientemente que na ebulição livre. A camada limite de líquido

superaquecido é espessa e o processo de nucleação é intensificado. Outra observação importante é que a velocidade da frente de líquido, no espaço confinado logo após a partida da bolha, é maior que na ebulição livre, o que permite um maior coeficiente de transferência de calor (Passos *et al.*, 2003).

A característica que predomina nos resultados de trabalhos anteriores (Ishibashi e Nishikawa, 1969; Cardoso *et al.* 2009) é que o coeficiente de transferência de calor aumenta quando a distância entre a superfície aquecida e a adiabática diminui (ou seja, o confinamento aumenta), para fluxo de calor moderado. Já para um alto fluxo de calor, este efeito desaparece e o fluxo de calor máximo, que corresponde ao fluxo de calor de secagem ou “*dryout*”, diminui quando o confinamento aumenta (Fujita *et al.*, 1988).

No estudo de Katto *et al.* (1977), para um confinamento $s = 0,1\text{mm}$ ($Bo = 0,04$) tendo como fluido de trabalho a água, os resultados foram diferentes das condições de ebulição normais. Seus resultados mostraram que a maior parte da superfície aquecida permanece seca e a ebulição ocorre somente na periferia desta. Portanto, para situações com número de Bond muito pequeno a transferência de calor reduz-se rapidamente. Quando o superaquecimento aumenta, a tendência para este caso é que surjam pequenas gotas de líquido na periferia da superfície aquecida, as quais são os respingos feitos pela ebulição nucleada quando o líquido eventualmente entra em contato com a periferia da superfície aquecida.

Recentemente, Guglielmini *et al.* (2009) analisaram a transferência de calor e o fluxo de calor crítico, em ebulição nucleada, sobre uma superfície circular de cobre com 30mm de diâmetro, utilizando o fluido de trabalho HFE-7100 à temperatura de saturação e pressão atmosférica, variando o nível de confinamento da seção de teste e o diâmetro do elemento confinador ($D_c = 30\text{mm}$ e $D_c = 60\text{mm}$). Para altos valores de superaquecimento foi observado um decréscimo no coeficiente de transferência de calor e no *CHF* quando a distância entre as superfícies aquecida e não aquecida diminui. Porém, para todos os níveis de confinamento, este decréscimo foi menos pronunciado para o caso em que o elemento confinador é menor ($D_c = 30\text{mm}$).

No trabalho apresentado por Ishibashi e Nishikawa (1969), a transferência de calor para a ebulição nucleada em espaços confinados é classificada em uma região de bolhas isoladas e uma região de bolhas coalescidas dependendo da relação entre o espaçamento e a pressão. Porém para ambas as regiões eles encontraram a mesma relação entre fluxo de calor e coeficiente de transferência de calor:

$$h \propto q^{\frac{2}{3}} \quad (2.35)$$

Na região de bolhas coalescidas, o coeficiente de transferência de calor é significativamente maior, para o mesmo fluxo de calor, quando comparado com a região de bolhas isoladas.

A influência do espaçamento sobre a transferência de calor é similar para as duas regiões, mas é bem mais acentuada para a região de bolhas coalescidas, uma vez que é inversamente dependente a $s^{2/3}$:

$$h \propto q^{\frac{2}{3}} s^{-\left(\frac{2}{3}\right)} \quad (2.36)$$

Os resultados encontrados por Cardoso (2005), para o fluido FC72 e superfície aquecida voltada para baixo são apresentados na Fig. 2.16.

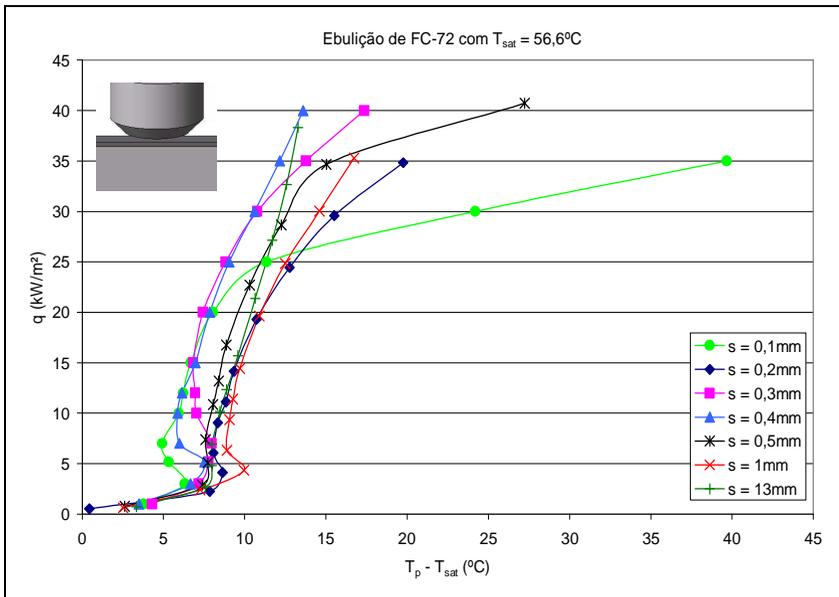


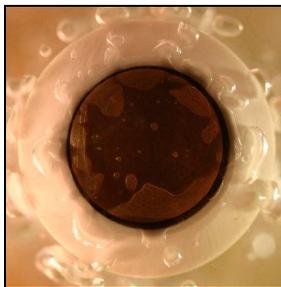
Figura 2.16 – Curva parcial de ebulição para FC72, em função de s , para superfície aquecida voltada para baixo.

Os resultados mostram que para $s = 0,1\text{mm}$ e fluxo de calor menor que 20kW/m^2 , os pontos experimentais estão deslocados para a

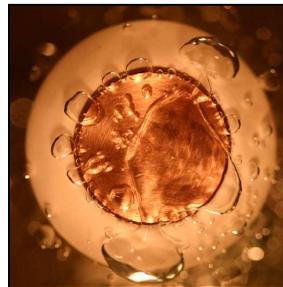
esquerda comparados aos pontos para o caso onde $s = 13\text{mm}$, caracterizando um aumento na transferência de calor para o caso confinado. Entretanto, quando o fluxo de calor é maior que 20kW/m^2 a temperatura da superfície aumenta e até um fluxo de calor de 30kW/m^2 o superaquecimento da superfície está próximo de 25°C , indicando que, a quantidade de líquido que chega à superfície não consegue resfriá-la adequadamente e que está ocorrendo o processo de secagem desta. Uma tendência similar pode ser observada para $s = 0,3\text{mm}$ e $s = 0,4\text{mm}$ em comparação com $s \geq 0,5\text{mm}$, porém os fluxos de calor para o início da secagem são maiores que quando $s = 0,1\text{mm}$.

Em síntese, pode-se considerar que existe um intervalo de fluxo de calor moderado onde um aumento no confinamento permite um aumento no coeficiente de transferência de calor. Quando $s = 0,5\text{mm}$, o coeficiente de transferência de calor foi maior que quando $s = 1\text{mm}$ e 13mm , para um fluxo de calor menor que 25kW/m^2 . Quando $s = 1\text{mm}$ a temperatura da superfície aquecida teve valores próximos das temperaturas quando $s = 13\text{mm}$, para $q \leq 20\text{kW/m}^2$. À medida que o fluxo de calor aumenta ocorre um aumento desta temperatura, o que leva a considerar a possibilidade de início do fenômeno de secagem (“*dryout*”) mais cedo que no caso com $s = 13\text{mm}$.

Na Fig. 2.17 pode-se observar as principais diferenças nas configurações da interface líquido/vapor, dependendo do grau de confinamento. Para $q = 20\text{kW/m}^2$, a temperatura da superfície para $s = 0,1\text{mm}$ é menor que para $s = 13\text{mm}$, indicando ligeira intensificação da ebulição quando $Bo < 1$, uma vez que o coeficiente de transferência de calor é maior para o primeiro caso.



(a)

 $T_p = 65,6^\circ\text{C}$ 

(b)

 $T_p = 66,1^\circ\text{C}$

Figura 2.17 – Efeito do confinamento para $q = 20\text{kW/m}^2$: (a) $s = 0,1\text{mm}$ e (b) $s = 13\text{mm}$, Cardoso (2005).

Na Fig. 2.18, aumentando o fluxo de calor, não mais se observa a intensificação da ebulição para o caso $s = 0,1\text{mm}$, pois a temperatura da superfície aumentou de forma considerável, indicando um processo avançado de secagem. Pode-se observar um aumento na área seca da superfície com o aumento do fluxo de calor, seguido por uma elevação da temperatura.

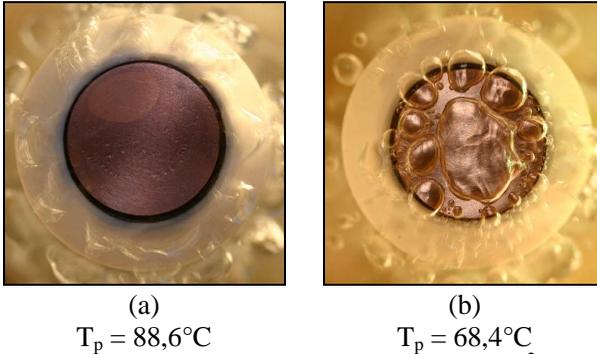


Figura 2.18 – Efeito do confinamento para $q = 30\text{kW/m}^2$: (a) $s = 0,1\text{mm}$ e (b) $s = 13\text{mm}$, Cardoso (2005).

Passos *et al.* (2005) reportaram seus resultados experimentais, sobre a visualização da ebulição do FC72, mostrando a coexistência de grandes bolhas de vapor, não deformadas, com bolhas isoladas quando $s = 1\text{mm}$ e $s = 13\text{mm}$. Para os casos com nível de confinamento maior, $s \leq 0,5\text{mm}$, o aumento do coeficiente de transferência de calor é consequência das bolhas de vapor deformadas, o que acaba aumentando a área da película líquida entre a bolha de vapor e a superfície aquecida, propiciando uma transferência de calor eficiente, como explicado por Katto *et al.* (1977) e Ishibashi e Nishikawa (1969).

Como pode-se notar, os dados apresentados na Fig. 2.19 indicam a mesma tendência apresentada nos estudos de Ishibashi e Nishikawa (1969).

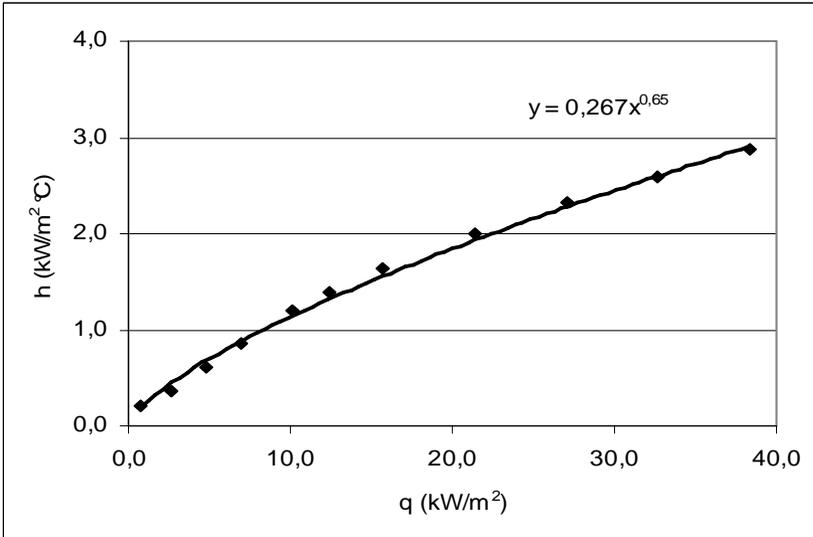


Figura 2.19 – Relação $h = C q^n$ para os pontos experimentais de Cardoso (2005).

Ou seja, a relação entre o coeficiente de transferência de calor e o fluxo de calor, para Cardoso (2005), é:

$$h = 0,267q^{0,6544} \quad (2.37)$$

Os dados experimentais de Nishikawa e Fujita (1990) foram correlacionados usando números adimensionais característicos da região de bolhas coalescidas, como,

$$Nu = \frac{hs}{k_l} \quad Fo = \frac{\alpha_l}{s^2 N} \quad Pr_l = \frac{\nu_l}{\alpha_l}$$

onde Nu , Fo e Pr_l representam os parâmetros adimensionais de Nusselt, Fourier e Prandtl, sendo que h é o coeficiente de transferência de calor, s corresponde ao grau de confinamento, k_l a condutividade do líquido, α_l a difusividade térmica, ν_l a viscosidade cinemática do líquido e N a frequência de emissão das bolhas coalescidas. Assim a seguinte correlação foi estabelecida:

$$Nu = 200Fo^{-\frac{2}{3}} Pr^{-\frac{2}{3}} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.38)$$

Uma observação importante é que a dependência entre o número de Nusselt e de Fourier (relação entre a taxa de condução de calor e o acúmulo de energia térmica em um sólido) foi obtida pelos autores através de uma análise simplificada considerando que o calor é transferido por condução unidimensional transiente para o líquido, ver Fig. 2.20.

Na Fig. 2.20 tem-se uma superfície aquecida, com temperatura constante T_p , a uma distância s de uma superfície paralela adiabática. O espaço entre elas é preenchido por um líquido à temperatura de saturação T_{sat} , no instante $t = 0$. Este líquido é aquecido devido à condução da superfície aquecida e então momentaneamente deslocado por uma bolha coalescida depois de certo tempo t . Logo após, o líquido à temperatura T_{sat} inunda o espaço novamente. Este processo repete-se periodicamente, com frequência N .

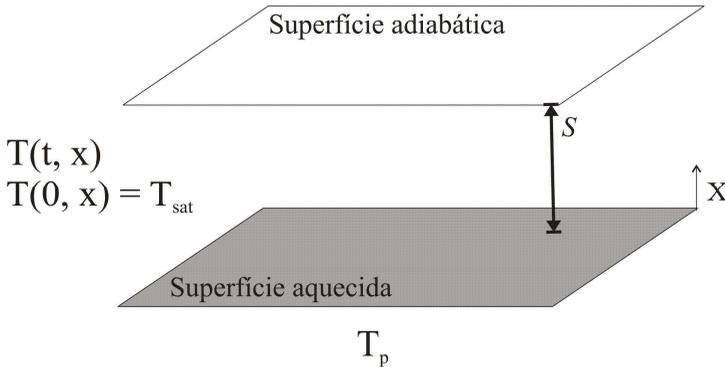


Figura 2.20 – Modelo unidimensional de condução do calor em espaços confinados.

A equação diferencial para a condução de calor, no domínio do fluido, é escrita como:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha_l \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (2.39)$$

onde α_l corresponde à difusividade térmica do líquido. A condição inicial e a condição de contorno são respectivamente:

$$\begin{array}{cc} \text{C.I} & \text{C.C} \\ T(0, x) = T_{sat} & T(t, 0) = T_p \quad \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=s} = 0 \end{array} \quad (2.40)$$

Fazendo uma adimensionalização dos termos:

$$\theta = \frac{T - T(x, t)}{T - T_{sat}} \quad t^* = \frac{t}{\tau} \quad x^* = \frac{x}{s} \quad (2.41)$$

A equação da condução de calor fica:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t^*} = \frac{\alpha_l \tau}{s^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^{*2}} \quad (2.42)$$

Finalmente, da Eq. 2.42 é possível reconhecer o número de Fourier:

$$Fo = \frac{\alpha_l \tau}{s^2} = \frac{\alpha_l}{s^2 \left(\frac{1}{\tau} \right)} = \frac{\alpha_l}{s^2 N} \quad (2.43)$$

O valor de N , o qual corresponde à frequência de partida das bolhas de vapor, foi medido por Nishikawa e Fujita (1990) para alguns fluidos (água, solução aquosa de sódio e etanol) e os dados experimentais foram correlacionados em termos do fluxo de calor, grau de confinamento e propriedades físicas obtendo-se a seguinte correlação válida para a região de bolhas coalescidas e para ebulição saturada:

$$N = 1,174 \times 10^{-9} q s^{-\frac{3}{2}} \text{Pr}^{1,627} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1,085} \quad (2.44)$$

Utilizando os pontos experimentais de Cardoso (2005), para o fluido FC72 com a superfície aquecida voltada para baixo, à pressão atmosférica e à temperatura de saturação, e considerando a Eq. 2.44 obtida por Nishikawa e Fujita (1990), encontrou-se a seguinte relação generalizada para o coeficiente de transferência de calor na região de bolhas coalescidas:

$$Nu Pr^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{\frac{1}{2}} = 199,95 Fo^{-0,66} \quad (2.45)$$

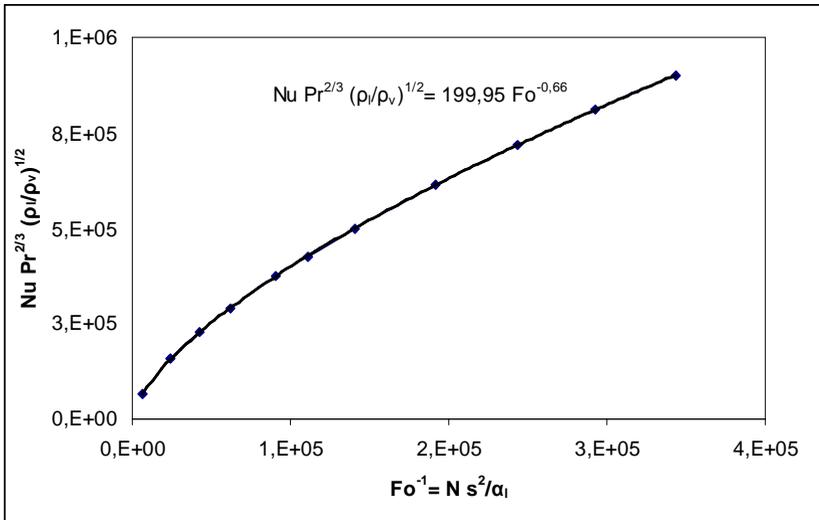


Figura 2.21 - Relação generalizada para o h para Cardoso (2005).

Apesar de não ter uma equação própria para a frequência de partida das bolhas de vapor, pode-se observar que a correlação encontrada (Eq. 2.45) é bastante similar à correlação de Nishikawa e Fujita (1990).

2.8 Conclusões

Esta síntese bibliográfica permite conhecer as principais características, mecanismos, parâmetros influentes e os métodos de

análise do fenômeno de ebulição nucleada livre ou em espaços confinados.

A tabela a seguir reúne os principais trabalhos, analisados na revisão bibliográfica, e as respectivas condições de operação ou resumo dos resultados sobre a influência de diferentes parâmetros sobre a ebulição nucleada.

Tabela 2.2 – Resumo dos principais estudos citados na revisão bibliográfica.			
Autores	Resumo do trabalho	Condições de teste	Equações e Correlações
Buyevich e Webbon (1996)	Quatro modos de transferência de calor: calor latente, micro-convecção, convecção natural e correntes de Marangoni.		
Yagov (2006)	A remoção de calor pela microconvecção não satisfazia as taxas de h observadas e propôs a evaporação da microcamada como mecanismo alternativo.		
Moore e Mesler (1961)	Bolhas de vapor assumem forma semi-esférica, deixando durante seu crescimento, uma camada de líquido superaquecido ou microcamada junto à superfície.		
Sernas e Hooper (1969)	Crescimento da bolha está relacionado à presença de uma película de líquido superaquecido junto à superfície aquecida sobre a qual a bolha se expande.		
Stephan e Kern (2004)	Transferência de calor calculada usando modelos teóricos que incluem o fenômeno de transporte na micro e macro-região.		

CURVA DE EBULIÇÃO	
Chai <i>et al.</i> (2000)	A nucleação pode ser de dois tipos: homogênea e heterogênea
Hsu (1962)	Condições para a formação inicial das bolhas de vapor: $T_p > T_{sat}$ e pré-existência de vapor nas cavidades da superfície em contato com o fluido.
Cohen e Simon (1988)	Definição de histerese: diferença entre o superaquecimento requerido para ativar uma bolha de vapor e o superaquecimento necessário para sustentar a ebulição.
Lienhard (1994)	Modelo semi-empírico de Moissis-Berenson: prevê a transição entre o regime de bolhas isoladas e o regime de “slugs” e colunas.
	INFLUÊNCIA DO FLUIDO DE TRABALHO
Cohen e Simon (1988) Cohen <i>et al.</i> (1992)	Fluidos dielétricos apresentam alta solubilidade de gás, baixa tensão superficial e decréscimo da temperatura no início da nucleação.
	Equação válida para $35^\circ < \theta < 85^\circ$.
	$q_{MB} = 0,11\rho_v h_{lv} \theta^{0,5} \left(\frac{\sigma g}{\rho_l - \rho_v} \right)^{\frac{1}{4}}$

INFLUÊNCIA DA PRESSÃO	
Chichelli e Bonilla (1945) Bonjour e Lallemand (1997)	$\downarrow \Delta T$ quando $a p \uparrow$.
Rocha (2007) e Zhaohu <i>et al.</i> (2007)	Quando $p \uparrow \rightarrow T_{sat} \uparrow$ e $\sigma \downarrow$, portanto, $\Delta T \downarrow$
ESTRUTURA DA SUPERFÍCIE	
Luke (2003)	A rugosidade não é suficiente para esclarecer o efeito da estrutura da superfície sobre o h .
Luke e Gorenflo (2000)	Diferentes superfícies aquecedoras com mesma rugosidade podem ter características de transferência de calor bem diferentes.
Shoji e Takagi (2001)	Cavidades cônicas: ebulição intermitente. Cavidades cilíndricas e reentrantes: ebulição constante e estável.
Rohsenow (1962)	Introdução da condição da superfície, material e acabamento superficial em uma correlação.
	$h = \mu_l h_{lv} \left(\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\sigma} \right)^{0,5} \left(\frac{c_{pl}}{C_{sf} h_{lv} Pr_l^s} \right)^{\frac{1}{r}} \Delta T_p^2$

Stephan e Abdelsalam (1980)	Determinação do h para quatro grupos de fluidos (água, hidrocarbonetos, fluidos criogênicos e fluidos refrigerantes).	$h_{sat} = 207 \left(\frac{k_l}{d_b} \right) \left(\frac{q d_b}{k_l T_{sat}} \right)^{0,745} \left(\frac{\rho_r}{\rho_l} \right)^{0,581} Pr_r^{0,533} R_p^{0,133}$ <p>, para fluido refrigerante, onde:</p> $d_b = 0,0149 \theta \left(\frac{2\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right)^{0,5}$ <p>da bolha.</p>
Cooper (1984)	Correlação considerando R_p e p_r .	$h_{cooper} = 55 p_r^b (-0,4343 \ln p_r)^{-0,55} M^{-0,5} q^{0,67}$
Borishanski (1969)	Correlação baseada na p_c e p_r .	$h_{bo} = 0,1011 p_c^{0,69} q^{0,7} F(p_r)$ <p>onde:</p> $F(p_r) = 1,8 p_r^{0,17} + 4 p_r^{1,2} + 10 p_r^{10}$
Ratiani (1972)	Determinação do h para água, metais líquidos, fluidos orgânicos e refrigerantes	$h_{ra} = 0,7 e^{-2} \frac{k_l}{r_c} A \cdot B \left(\frac{r_c \rho_l \sqrt{p_{sat}} \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l} \right)}{\mu_l} \right)^{0,25}$ <p>onde:</p> $A = \left(\frac{q \rho_v h_{lv} r_c^2}{k_l \sigma T_{sat}} \right)^{0,7} ; B = \left(\frac{\sigma \rho_l c_{pl} T_{sat}}{\rho_v^2 h_{lv} r_c} \right)^{0,25}$

Calka e Judd (1985) Passos e Reinaldo (2000)	Superfícies rugosas ou com cavidades artificiais $\rightarrow h \uparrow$.		
INFLUÊNCIA DA DENSIDADE DE SÍTIOS DE NUCLEAÇÃO			
Luke (2003)	$\uparrow R_a \uparrow h$ até um valor máximo de R_a ; a partir deste valor, não há influência do R_a sobre o h .		
Pioro <i>et al.</i> (2004)	R_a influencia h se a mudança na rugosidade compreender o intervalo do diâmetro da cavidade.		
Luke (2006)	Considerar a distribuição das cavidades através da abordagem tridimensional da superfície.		
Mikic e Rohsenow (1969)	$\uparrow R_a \downarrow \Delta T$ e $\uparrow n^\circ$ de sítios ativos sobre a superfície.		
Barthau (1992)	Para sítio individual, $h \downarrow$ com $\uparrow p$ e q .		
Bonjour <i>et al.</i> (1997)	- único sítio em ebulição não confinada: convecção natural é o principal mecanismo de transferência de calor; - vários sítios em superfície aquecida vertical e ebulição confinada: $h \uparrow$ devido ao aumento		

	na transferência de calor latente; - vários sítios em superfície horizontal e ebulição confinada: $h \downarrow$ para $q'' \uparrow$.		
INFLUÊNCIA DO MODO DE AQUECIMENTO			
Unal e Pasamehmetoglu (1994)	Diferenças entre condição de fluido de aquecimento e eletricamente aquecido; posição e magnitude das curvas de ebulição dependem da espessura do aquecedor.	Fluido R-113	
Kedzierski (1995)	q'' para aquecimento por fluido 32% maior que o obtido por aquecimento elétrico.	Fluido R-123 e quatro superfícies comerciais.	
Kandlikar e Lombardo (1997)	- $h \downarrow$ para superfície eletricamente aquecida; - diferença entre $h \downarrow$ à medida que a espessura do aquecedor e $q'' \uparrow$.	Água e tubo de aço inoxidável. Aquecimento por etileno-glicol e fonte de potência.	
INFLUÊNCIA DA ESPESSURA DO AQUECEDOR			
Sharp (1964)	$h \uparrow$ quando \uparrow a espessura do aquecedor.		
Magrini e Nannei (1975)	$h \uparrow$ quando \downarrow a espessura do aquecedor.		

Chuck e Myers (1978)	$\uparrow \Delta T \rightarrow h \uparrow$ quando \uparrow a espessura do aquecedor (Sharp, 1964). $\downarrow \Delta T \rightarrow h \uparrow$ quando \downarrow a espessura do aquecedor (Magnini e Nannei, 1975).	Água, etanol e n-heptano sobre placas de aço e $30 < q'' < 100 \text{ kW/m}^2$.	
INFLUÊNCIA DAS PROPRIEDADES TERMOFÍSICAS			
Pirotto <i>et al.</i> (2004)	Para superfície com elevado n° de sítios ativos $\rightarrow k$ não terá efeito sobre h .		
Peng <i>et al.</i> (1998)	Quando $\uparrow(\rho_l - \rho_v)$, $\uparrow h_{fg}$ e $\uparrow \alpha \rightarrow \uparrow q''$ para iniciar a nucleação.		
INFLUÊNCIA DO ÂNGULO DE CONTATO			
Tong <i>et al.</i> (1990)	Fluorcarbonos: θ próximo de zero sobre superfícies de cobre e aço inoxidável.		
Wang e Dhir (1993)	Número de sítios ativos diminui à medida que a molhabilidade da superfície aumenta.	Água, à p_{atm} , sobre uma superfície de cobre vertical.	
Liang e Yang (1998)	Superfície de grafite/cobre \downarrow superaquecimento no ONB, devido $\uparrow n^\circ$ e tamanho dos sítios.	n-Pentano	
Basu <i>et al.</i> (2002)	Correlação empírica incluindo θ .	Ebulição da água sobre superfície vertical.	

INFLUÊNCIA DA ORIENTAÇÃO DA SUPERFÍCIE AQUECIDA

<p>Nishikawa <i>et al.</i> (1984)</p>	<p>Para $\downarrow q''$ a transferência de calor é controlada por: $\theta < 120^\circ$: agitação das bolhas de vapor isoladas; $\theta > 150^\circ$: remoção da camada térmica superaquecida e transporte de calor latente.</p>	<p>Água, à pressão atmosférica sobre uma superfície de cobre.</p>	
<p>Chang e You (1996)</p>	<p>$h \uparrow$ quando θ aumenta de 0° para 90° e diminui para $\theta > 90^\circ$.</p>	<p>FC72 sobre uma superfície de cobre 10x10mm.</p>	
<p>Cardoso (2005)</p>	<p>h para superfície aquecida voltada para baixo é melhor que para superfície aquecida voltada para cima, mas a diferença diminui à medida que o fluxo de calor aumenta.</p>	<p>FC72 sobre uma superfície de cobre de 12mm de diâmetro.</p>	
<p>Guglielmini <i>et al.</i> (2009)</p>	<p>Estudo do efeito combinado da orientação da superfície e grau de confinamento.</p>	<p>HFE-7100</p>	
<p>Hetsroni <i>et al.</i> (2009)</p>	<p>Mesmo $s \rightarrow$ a adição de surfactante melhorou o h. $\uparrow Bo \rightarrow$ as flutuações de temperatura da superfície aquecida.</p>	<p>Água e soluções surfactantes entre duas placas verticais.</p>	

Stutz <i>et al.</i> (2009)	s influencia o h e o CHF .	n-Pentano em espaços confinados horizontais.	
INFLUÊNCIA DA ACELERAÇÃO DA GRAVIDADE			
Snyder e Chung (2000)	Na ausência de gravidade, as bolhas de vapor são maiores e permanecem mais tempo sobre a superfície aquecida.		
Straub (1994)	Gradiente de temperatura induz movimento chamado de corrente de Marangoni.		$Ma = -\frac{\partial \sigma}{\partial T} \frac{(T_p - T_{sat})D}{\alpha \mu_l}$
MODELOS PARA A EBULIÇÃO NUCLEADA			
Rohsenow (1962)	Analogia com a convecção forçada monofásica.		$Nu = C_1 Re_b^m Pr_l^n$
Forster e Zuber (1954)	Desenvolveram uma correlação baseada no mesmo modelo de micro-convecção desenvolvida por Rohsenow (1962).		$q = 0,00122 \left(\frac{k_f^{0,79} C_{pl}^{0,45} \rho_l^{0,49}}{\sigma^{0,5} \mu_l^{0,289} h_{lv}^{0,24} \rho_v^{0,24}} \right) (T_p - T_{sat})^{1,24} \Delta p_{sat}^{0,75}$
Tien (1962)	Correlação para o local de partida da bolha multiplicada pela densidade de sítios para determinação do h .		
Forster e Greif (1959)	As bolhas de vapor agem como “bombas” que removem o líquido superaquecido.		

Mikic e Rohsenow (1969)	Usaram a solução de condução transiente através de um corpo semi-infinito, excluindo a região fora da influência da bolha de vapor.		
Wayner <i>et al.</i> (1976)	Conceito de evaporação da película líquida.		
Benjamin e Balakrishnam (1996)	<p>↓q'' → 40-50% evaporação da microcamada.</p> <p>↑q'' → calor latente é mais importante.</p>		$q_{total} = \frac{q_{vm}t_c + q_{ct}t_e + q_{cn}}{t_c + t_e}$
Chai <i>et al.</i> (2000)	Considera a ebulição um processo transiente.		
FLUXO CRÍTICO DE CALOR			
Zuber (1958)	Modelo de instabilidade hidrodinâmica.		$q_{max,z} = 0,131\rho_v^{0,5}h_{lv}[\sigma g(\rho_l - \rho_v)]^{1/4}$
Haramura e Katto (1983)	Modelo de secagem da microcamada.		
Ishigai <i>et al.</i> (1961)	↓CHF quando a superfície aquecida está na posição voltada para baixo (180°).		

Vishnev (1974)	Correlação que inclui o efeito da orientação no CHF.		$\frac{q_{CHF}}{q_{CHF,0}} = \frac{(190 - \theta)^{0,5}}{190^{0,5}}$
El-Genk e Guo (1992)	Aumentando o ângulo de inclinação, \downarrow CHF e $\uparrow h_c$, para valores baixos de superaquecimento.	Água à T_{sat} e p_{atm} .	$q_{CHF} = (0,034 + 0,003(180 - \theta)^{0,656}) \rho_v h_{fg} \left[\frac{\sigma(\rho_l - \rho_v)g}{\rho_v^2} \right]^{0,25}$
El-Genk e Guo (1993)	Correlações separadas para três fluidos: água, hélio e nitrogênio.		$\frac{q_{CHF}}{q_{CHF,0}} = \begin{cases} 1 & 0^\circ < \theta \leq 90^\circ \\ (\sin\theta)^{0,5} & 90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ \end{cases}$
Katto e Koshio (1979)	Experimentos em mini e micro canais, onde a razão d/s (razão entre o diâmetro da superfície aquecida e o confinamento) variou de 0-120.		$\frac{q_{CHF}}{\rho_l h_{fg}} = \frac{0,18}{\sqrt[4]{\frac{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \left[1 + 0,009 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,14} \left[\frac{g(\rho_l - \rho_v) d^2}{\sigma} \right]^{0,5} \right] \left(\frac{d}{s} \right)}}$
Misale <i>et al.</i> (2009)	Baseado na correlação de Zuber (1959) e nos dados experimentais.	HFE-7100	$q_{CHF} = 0,185 \Psi(s) \left[\rho_v^{0,5} h_{fg} \left[\sigma g(\rho_l - \rho_v) \right]^{0,25} \right]$ onde: $\Psi(s) = \frac{1}{1 + 71,43 e^{-1,32s}}$
Monde <i>et al.</i> (1982)	Canais verticais onde o espaçamento variou de 0,45 a 7mm correspondendo a uma razão L/s menor que 120.	Água, etanol, R-113 e benzeno sobre placas de cobre.	$\frac{q_{CHF}}{\rho_v h_{fg}} = \frac{0,16}{\sqrt[4]{\frac{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \left(\frac{L}{s} \right)^{0,6} \left(\frac{L}{s} \right)}}$

Fujita <i>et al.</i> (1988)	Ebulição em espaços confinados e fluxo de calor moderado: $\uparrow h$ à medida que $s \downarrow$.	Água, à p_{atm} , sobre placas paralelas retangulares.	
EBULIÇÃO NUCLEADA CONFINADA			
Ishibashi e Nishikawa (1969)	$Bo < 1 \rightarrow$ as bolhas tendem a ser coalescidas; $Bo > 1 \rightarrow$ as bolhas são isoladas.		$Bo = \frac{s}{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}}}$
Katto <i>et al.</i> (1977) Passos <i>et al.</i> (2004) Cardoso (2005) Cardoso <i>et al.</i> (2006)	$\uparrow h$ para $Bo < 1$ é atribuído à evaporação de uma película de líquido, existente entre a superfície aquecida e a bolha de vapor.		
Passos <i>et al.</i> (2003)	Caso confinado: \uparrow a velocidade da frente de líquido após a saída da bolha logo, $\uparrow h$.		
Fujita <i>et al.</i> (1988) Cardoso <i>et al.</i> (2009)	$\downarrow q'' \rightarrow h \uparrow$ quando $s \uparrow$. $\uparrow q'' \rightarrow CHF \downarrow$ quando $s \uparrow$.		
Guglielmini <i>et al.</i> (2009)	Estudaram o efeito combinado de s e do diâmetro do elemento confinador. $\uparrow \Delta T \rightarrow CHF \downarrow$ e $h \downarrow$ quando $s \uparrow$.	HFE-7100 sobre uma superfície de cobre de 30mm de diâmetro.	

Ishibashi e Nishikawa (1969)	Relação entre q'' e h para a região de bolhas isoladas e coalescidas:		$h \propto q^{\frac{2}{3}}$
Cardoso (2006)	Influência do s sobre o h para a região de bolhas coalescidas: Para q'' moderado $\rightarrow h \uparrow$ quando $s \uparrow$. Para q'' elevado $\rightarrow T_p \uparrow$ indicando um processo avançado de secagem.		$h \propto q^{\frac{2}{3}} s^{\frac{2}{3}}$
Nishikawa e Fujita (1990)	Dados experimentais correlacionados usando números adimensionais característicos da região de bolhas coalescidas.	Água, solução aquosa de sódio e etanol.	$Nu = 200 Fo^{\frac{2}{3}} Pr^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{\frac{1}{2}}$ $N = 1,174 \times 10^{-9} q s^{\frac{3}{2}} Pr^{1,027} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1,085}$ <p>frequência de emissão de bolhas coalescidas.</p>

CAPÍTULO 3

APARATO E PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

3.1 Introdução

Para responder aos objetivos deste trabalho, dispôs-se de um aparato experimental que permitiu uma abordagem geral do problema de ebulição nucleada confinada e não confinada, graças à obtenção de curvas de ebulição e da determinação do fluxo de calor crítico para diferentes espaçamentos entre a superfície aquecida e a adiabática. Além disso, a bancada também permitiu a visualização do fenômeno de ebulição.

A ebulição foi gerada a partir de três diferentes superfícies horizontais e modo de aquecimento através de resistência tipo cartucho. Os primeiros testes foram realizados com uma superfície aquecida de 12mm de diâmetro e rugosidade específica ($R_a = 0,069\mu\text{m}$). A segunda configuração utilizada foi uma superfície de 20mm de diâmetro, a qual possuía uma cavidade artificial reentrante não caracterizada. Em seguida, os testes foram realizados sobre uma superfície aquecida de 20mm de diâmetro e rugosidade específica ($R_a = 0,069\mu\text{m}$).

A variação do diâmetro da superfície aquecida tem como objetivo estudar a influência deste parâmetro sobre a transferência de calor em ebulição nucleada confinada e não-confinada.

3.2 Descrição do Aparato Experimental

Um esquema do aparato experimental é apresentado na Fig. 3.1 e é constituído por um tubo de vidro (item 8) com 90 mm de diâmetro interno, 100 mm de diâmetro externo e 175 mm de altura. Envolvendo a câmara de ebulição existe uma segunda câmara (item 9), com seção transversal quadrada, 170x170 mm cujas paredes laterais são de acrílico transparente. Ambas são montadas entre duas bases de aço inoxidável com dimensões 200 x 200 x 10 mm (itens 12 e 13).

A câmara de acrílico transparente (item 9) permite a circulação forçada de água, cuja temperatura é controlada por um criostato LAUDA RK20 KP. Esta circulação forçada, no espaço entre a parede de vidro da câmara de ebulição e o acrílico, forma uma camisa de água que envolve toda a lateral da câmara de ebulição, permitindo aquecer o fluido de trabalho e, consequentemente, impedindo a perda de calor do fluido pela lateral da câmara.

Um termopar tipo K está instalado dentro do banho para medir a temperatura da circulação da água.

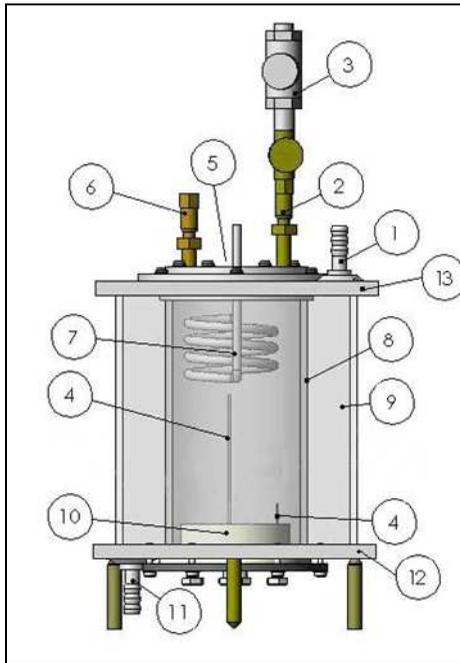


Figura 3.1 – Esquema da bancada experimental.

Legenda: 1) Saída do banho de água; 2) Válvulas; 3) Transdutor de pressão; 4) Termopares; 5) Peça de acrílico; 6) Válvula para carregamento do fluido; 7) Serpentina; 8) Câmara de ebulição; 9) Cuba de acrílico; 10) Seção de teste; 11) Entrada do banho de água; 12) Base de aço inoxidável; 13) Tampa de aço inoxidável.

Na parte superior da bancada tem-se:

- dentro da câmara de ebulição, um condensador (tipo serpentina) alimentado com água (item 7);

- uma janela circular de 70mm de diâmetro, onde uma peça de acrílico transparente foi inserida paralelamente à superfície aquecida (item 5). A princípio esta peça possibilitaria a visualização do fenômeno de ebulição, porém durante os testes notou-se que, devido as perturbações no líquido, era inviável realizar a visualização pela parte superior da bancada e optou-se por fazer a visualização lateral.

- a válvula para vácuo da câmara de ebulição e carga do fluido de trabalho na seção de testes (item 6);

- e o transdutor diferencial de pressão (item 3), conectado a uma válvula (item 2) necessária para a operacionalidade do transdutor.

Dois termopares tipo K (Cromel/Alumel) estão instalados dentro da câmara de ebulição, com o intuito de medir a temperatura do líquido e do vapor (item 4).

A pressão na câmara de ebulição foi medida com um transdutor de pressão diferencial (Fig. 3.2) da marca Ômega, modelo PX821-010DV, com capacidade de leitura diferencial de até 6,8947 MPa. A leitura do transdutor foi realizada em voltagem, e posteriormente convertida para unidade de pressão.

Diariamente, era realizado uma leitura da pressão atmosférica, e zerado o transdutor de pressão. Para zerar o transdutor, ou seja, minimizar a diferença de pressão que o transdutor mede entre a seção de teste e a atmosfera, a válvula A (Fig. 3.2, item 2) precisou ser fechada para não perder fluido e vácuo. Em seguida, a válvula B (Fig. 3.2, item 3) foi aberta permitindo que as duas extremidades do transdutor estivessem em contato com a atmosfera. O zero indicado pelo transdutor foi de $\pm 0,3 \text{ mV}$. Logo após este procedimento, a válvula B foi fechada e a válvula A novamente aberta, assim o transdutor passou a medir a diferença entre a pressão atmosférica e a pressão na seção de teste.

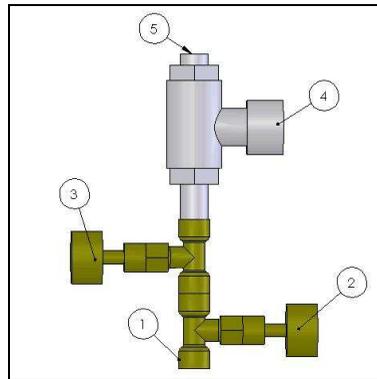


Figura 3.2 – Esquema do transdutor de pressão.

Legenda: 1) Conexão com a bancada; 2) Válvula A; 3) Válvula B; 4) Alimentação elétrica do transdutor de pressão; 5) Transdutor de pressão.

Foram utilizadas duas seções de teste (Fig. 3.3) constituída por um bloco de cobre, cuja superfície em contato com o fluido foi de

12mm e 20mm de diâmetro, respectivamente, e ambas com 60mm de altura. Ele é aquecido pela base através de uma resistência elétrica tipo cartucho que dissipa até 220W e com resistência nominal de 179Ω . Esta potência deve ser suficiente para atingir o fluxo de calor crítico que, de acordo com a Eq. (2.26) é de 243kW/m^2 para o n-Pentano.

Quatro termopares tipo K, fixados no interior da parte cilíndrica do bloco de cobre, foram utilizados para medir as temperaturas e determinar o fluxo de calor fornecido ao fluido de trabalho. Eles foram inseridos perpendicularmente ao eixo do cilindro, até uma profundidade de 6mm, para a superfície de 12mm de diâmetro e 10mm, para a superfície de 20mm de diâmetro. Os termopares estão distantes 6,8mm entre si e o termopar superior está localizado a 9,5mm abaixo da superfície de ebulição, devido ao posicionamento do anel de vedação de borracha cuja função é de evitar a infiltração do fluido de trabalho na seção de teste.

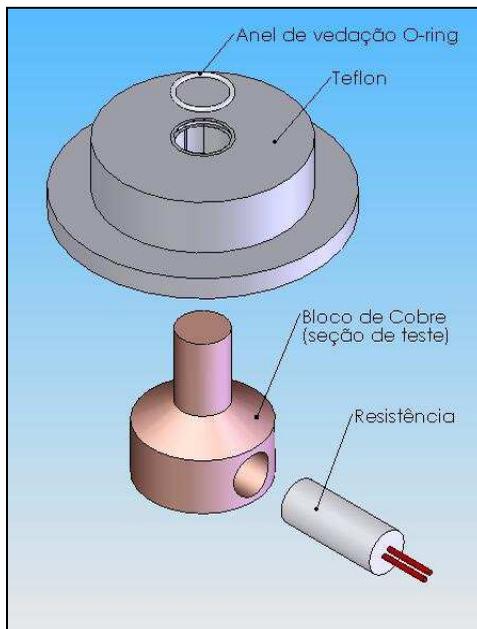


Figura 3.3 – Vista explodida da montagem da seção de testes.

Foram realizados testes para diferentes tratamentos da superfície aquecida. Os primeiros testes foram realizados para uma superfície de 12mm de diâmetro e rugosidade específica, ou seja, a superfície em

contato com o fluido de trabalho foi polida com uma lixa #1200, correspondendo a um R_a de $0,069\mu\text{m}$. Em seguida, uma seção de teste com diâmetro de 20mm foi instalada na câmara de ebulição. Esta, por sua vez, possui um sítio de nucleação do tipo reentrante com profundidade de 1mm para melhor aproveitamento dos testes. Finalizando a parte experimental, a seção anterior de 20mm de diâmetro foi cortada, a fim de eliminar a cavidade reentrante e polida com lixa #1200 ($R_a = 0,069\mu\text{m}$) para a obtenção das curvas de ebulição experimentais.

O aspecto final da seção de teste polida com lixa #1200 e com a cavidade reentrante é apresentado na Fig. 3.4 e Fig. 3.5, respectivamente.

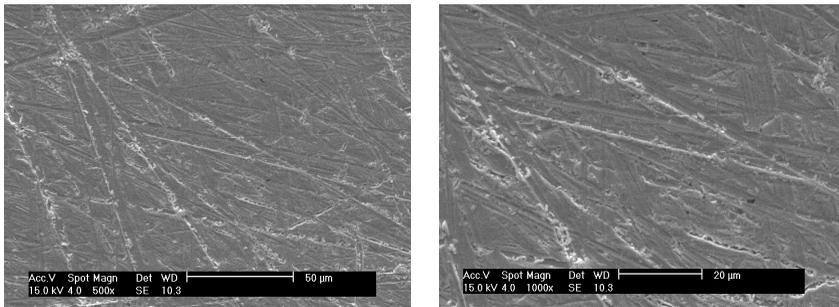


Figura 3.4 – Micro-fotografias da superfície de cobre, para $D = 12\text{mm}$ e $D = 20\text{mm}$, respectivamente, polidas com lixa #1200 ($R_a = 0,069\mu\text{m}$).

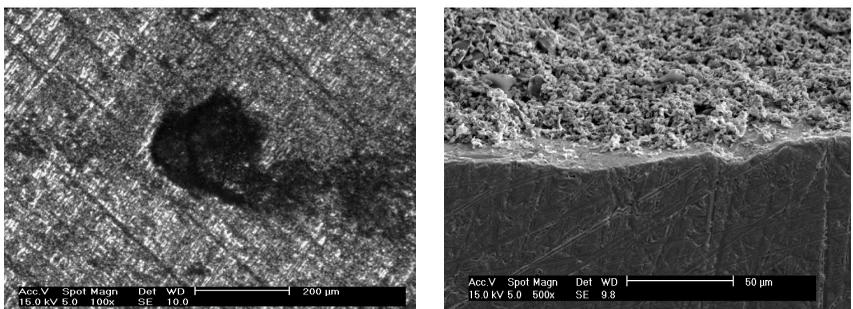


Figura 3.5 – Micro-fotografias da superfície de cobre, para $D = 20\text{mm}$ com cavidade reentrante.

Foi utilizado um bloco de teflon, com espessura de 57,4mm, para o isolamento térmico da seção de teste e a parte do bloco de cobre que

permanece no exterior da câmara de ebulição foi isolada com lã de vidro e vermiculita.

Para as vedações da câmara de ebulição e da cuba de acrílico foi utilizada borracha nitrílica para evitar a perda do vácuo e a contaminação do fluido de trabalho. Foram realizados vários testes, com diferentes materiais, até se obter um material que não reagisse com o fluido e que vedasse a câmara de ebulição de tal modo que o vácuo atingisse o valor de $3,2 \times 10^{-8}$ mbar antes do carregamento da bancada com o fluido de trabalho.

Na face superior do teflon encontra-se o conjunto confinador (Fig. 3.6), constituído de um suporte de alumínio e do elemento confinador. O suporte de alumínio, cuja dimensão é 40mm de altura e 77mm de diâmetro, possui três colunas separadas por um ângulo de 120° e estas, por sua vez, um trilho que permite o ajuste do espaçamento entre a superfície aquecedora e o elemento confinador. Para evitar desalinhamento e falhas na montagem, o suporte de alumínio foi usinado a partir de um bloco maciço de alumínio, constituindo assim, uma peça única.

O elemento confinador foi fixado nos trilhos do suporte de alumínio através de três braços espaçados 120° , cujas dimensões são 10mm de espessura e 15mm de comprimento. A fim de permitir a visualização da ebulição, o elemento confinador foi confeccionado a partir de uma placa de acrílico de 70mm de diâmetro e 20mm de espessura, evitando que suas faces fossem polidas.

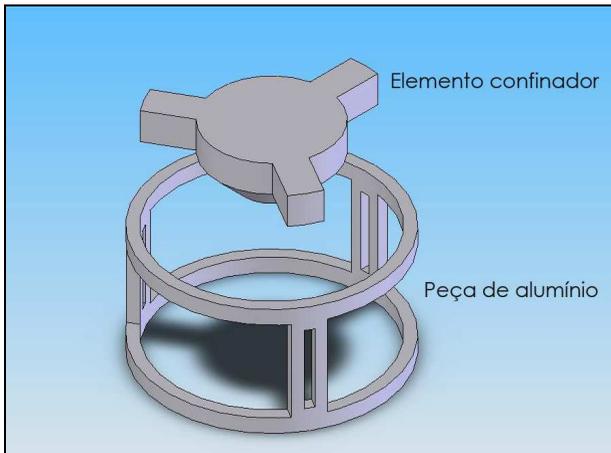


Figura 3.6 – Conjunto confinador.

Na Fig. 3.7 é apresentado o desenho esquemático de todo o aparato experimental, incluindo os criostatos, a fonte de potência, o sistema de aquisição de dados e o computador.

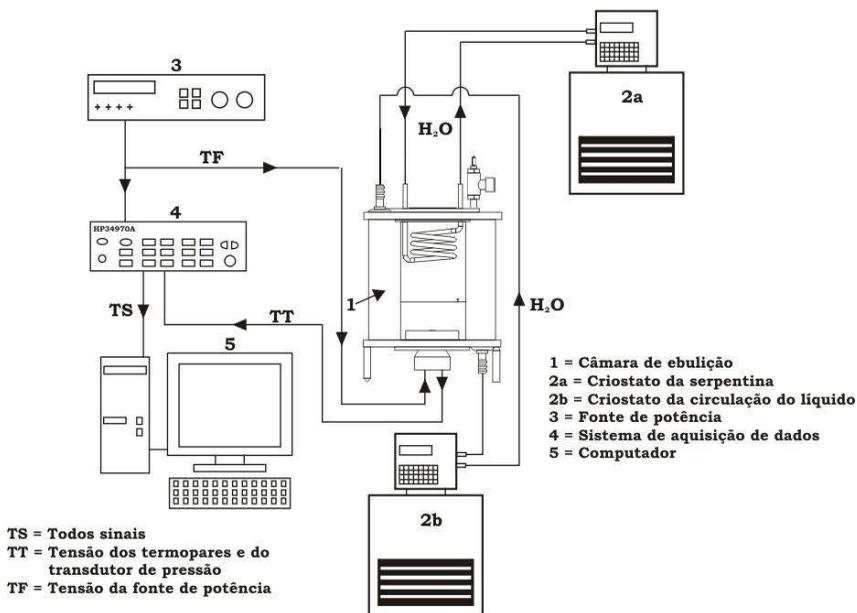


Figura 3.7 – Desenho esquemático do aparato experimental.

Uma fonte de potência HP 6030A de até 200W, com tensão elétrica variando entre 0 – 17A, está conectada à resistência elétrica e é controlada por um PC usando o LABVIEW.

A aquisição dos sinais dos termopares, da tensão elétrica do transdutor de pressão e da tensão aplicada na resistência, bem como o pré-tratamento dos dados, foram feitos através de um sistema HP 34970A, equipado com uma placa de cobre para a compensação dos sinais dos termopares. Dentro do “slot” da HP, devido à dissipação de calor dos componentes eletrônicos, foram constatadas diferenças entre as temperaturas dos canais de aquisição de dados que causavam erros de compensação de junta fria dos termopares. Para solucionar este problema foi retirado a compensação eletrônica do fabricante da HP, e instalado uma barra de cobre que serve de conector intermediário dos cabos de saída dos termopares, no qual também foi instalado um termistor de 12k Ω . A barra de cobre foi envolta em fita kapton,

permitindo que a temperatura indicada pelo termistor seja utilizada como referência para a temperatura de junta fria de todos os sinais dos termopares, antes da conversão de mV para °C, através de um polinômio de nono grau, conforme Holman (1989).

3.3 Propriedades Termofísicas do n-Pentano

O fluido de trabalho utilizado, n-Pentano, possui estabilidade térmica e química, com grau de pureza de 99% segundo o fabricante, possui baixo ponto de ebulição, porém, é um fluido inflamável e com restrições de aplicação. A escolha deste fluido foi devido à facilidade de aquisição, preço “aceitável”, alto grau de pureza e ao fato deste já ser utilizado há bastante tempo como fluido de laboratório (ver Carey, 1992).

A fim de reduzir os custos, decidiu-se trabalhar com uma massa de 300g de fluido dentro da seção de teste, uma vez que esta quantidade era suficiente para cobrir a superfície aquecida. Na Tabela 3.1 estão resumidas as principais propriedades termofísicas do n-Pentano, cuja fórmula é n-C₅H₁₂.

Tabela 3.1 - Propriedades termofísicas do fluido de trabalho
(1bar e T_{sat})

Propriedades	n-Pentano
Peso molecular	72,15kg/mol
Temperatura Crítica, T_{crit}	196,5 °C
Temperatura de saturação, T_{sat}	35,8 °C
Massa específica do líquido, ρ_l	603,7 kg/m ³
Massa específica do vapor, ρ_v	2,92 kg/m ³
Calor latente de vaporização, h_{lv}	358,69 kJ/kg
Condutividade térmica do líquido, k_l	0,11W/mK
Calor específico do líquido, $c_{p,l}$	2367 J/kgK
Difusividade térmica do líquido, α_l	7,95 x 10 ⁻⁸ m ² /s
Viscosidade cinemática do líquido, ν_l	2,87 x 10 ⁻⁷ m ² /s
Viscosidade dinâmica do líquido, μ_l	1,73 x 10 ⁻⁴ kg/ms
Número de Prandtl, Pr_l	3,60
Coefficiente de expansão térmica do líquido, β_l	0,0016 K ⁻¹
Tensão superficial do líquido, σ_l	0,014 N/m

3.4 Procedimento Experimental

Em todos os testes realizados foi utilizado mesmo procedimento experimental, descrito a seguir, a fim de garantir a reprodutibilidade dos resultados:

1° Limpeza: Lavou-se toda a vidraria com água e detergente e secou-se com jato de ar frio ou quente. Em seguida, as peças passaram por um banho de álcool isopropílico e novamente jato de ar.

A seção de teste foi limpa com acetona e jato de ar, para tirar eventuais partículas de poeira.

2° Vácuo: Para a realização dos testes é necessário que não existam impurezas ou gases na câmara de ebulição, a fim de não alterar as propriedades do fluido ou afetar a qualidade dos resultados. Para isto foi realizado o seguinte procedimento:

Através de uma mangueira de silicone conectada em uma válvula localizada na parte superior da bancada (Fig. 3.1, item 6), foi realizado vácuo na câmara de ebulição.

3° Pesagem do fluido: Antes do carregamento da câmara de ebulição, o fluido de trabalho foi pesado antes e depois de ser aquecido. Assim, foi possível determinar a quantidade de fluido em cada carregamento.

4° Carregamento do fluido de trabalho: Antes de introduzir o fluido de trabalho na câmara de ebulição, foi necessária a sua degaseificação. Assim, uma quantidade de fluido foi colocada em um balão volumétrico e aquecida com um aquecedor elétrico acima da temperatura de saturação para a retirada dos gases não condensáveis. Em seguida, o balão volumétrico foi conectado à mangueira de silicone localizada na válvula de entrada da câmara de ebulição. Como o balão volumétrico estava virado para baixo, o fluido preencheu a mangueira e o ar que se encontrava nesta se deslocou para o fundo do balão. Então, a válvula foi aberta e o fluido entrou na câmara de ebulição.

Para que o ar do balão volumétrico não retornasse, deixou-se uma pequena coluna de fluido na mangueira quando a válvula foi fechada.

5° Critério para os testes e aquisição de dados: A ebulição foi realizada com o fluido à temperatura de saturação.

Após estabilizar a temperatura em um valor um pouco acima da temperatura de saturação, foi ligado o segundo criostato, o qual controla a temperatura do escoamento no interior da serpentina, para a condensação do vapor na câmara de ebulição. Tal procedimento foi necessário para que o condensador provocasse o mínimo de perturbação na pressão da câmara de ebulição.

A leitura dos termopares localizados no fluido e no vapor deve ser igual e próxima da temperatura de saturação do fluido, para que os testes sejam iniciados.

A pressão foi lida por um transdutor de pressão diferencial e controlada com o auxílio da serpentina de condensação, para manter a condição de 1 atm.

A aquisição de dados foi realizada durante todo o teste e o intervalo de tempo entre um teste e outro foi de 15 a 20 minutos, suficiente para que todas as temperaturas retornassem aos valores iniciais com a fonte de alimentação elétrica desligada. Este procedimento foi realizado para os testes iniciais, depois optou-se por não fazer o intervalo de tempo e sim, por aumentar o fluxo de calor de forma contínua.

Foi necessária uma pessoa acompanhando a variação de pressão, durante a realização dos testes, com o propósito de diminuir manualmente a temperatura da serpentina quando fosse necessário e também monitorar as temperaturas do líquido e do vapor. Tal procedimento foi fundamental devido a não automatização do controle da temperatura e da vazão de água que circula no interior da serpentina. Além disso, devido ao pequeno volume da câmara de ebulição que, embora apresente a vantagem de testar pequenas quantidades de fluido, resulta em um sistema bastante sensível à quantidade de vapor produzido no interior desta e, portanto, bastante dependente das condições do fluido de resfriamento que circula no interior do condensador tipo serpentina.

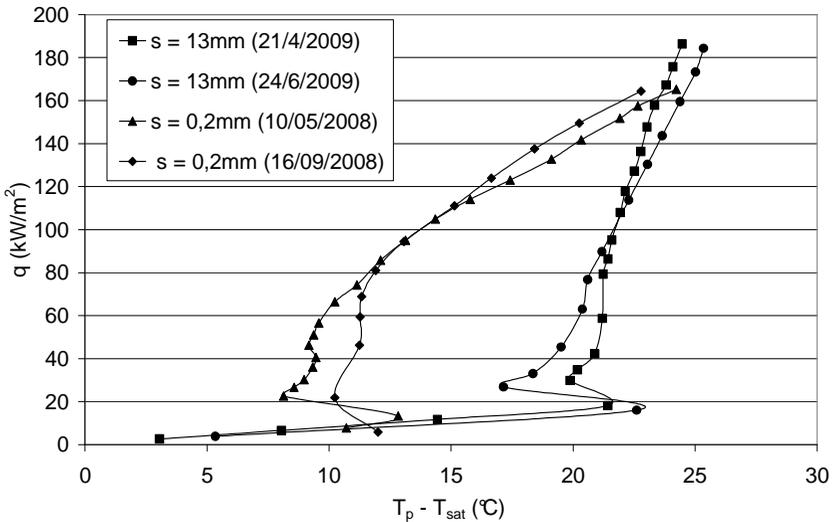


Figura 3.8 – Análise de repetibilidade dos resultados.

A realização de experimentos em ebulição é sensível às condições de teste e também ao procedimento experimental adotado, e por este motivo, os testes foram realizados em dias diferentes para o mesmo fluido e configuração. Pode-se observar pela Fig. 3.8 que houve repetibilidade dos resultados, tanto para os testes realizados com confinamento quanto para os que foram realizados sem confinamento. É importante ressaltar que o mesmo comportamento foi encontrado para os outros graus de confinamento. Deve-se observar, no entanto, que ocorre maior sensibilidade dos resultados na faixa de fluxo de calor entre 20 e 70 kW/m^2 , onde se obtém diferenças de superaquecimento de até 2°C , particularmente na condição de ebulição em meio confinado.

As configurações das seções de teste analisadas neste trabalho são mostradas na Tabela 3.2. Os valores de s foram escolhidos de tal forma que, o intervalo onde o número de Bond é menor que um, para o fluido n-Pentano, fosse bem representado.

Tabela 3.2 – Configurações da seção de teste para o n-Pentano.

Superfície aquecida voltada para cima	
<i>s (mm)</i>	0,1; 0,2; 0,5; 0,7 e 13,0
<i>Diâmetro da superfície aquecida (D)</i>	12mm, 20mm com cavidade reentrante e 20mm

3.5 Cálculo do Fluxo de Calor Fornecido ao Fluido

O cálculo do fluxo de calor é feito por meio dos quatro termopares dispostos no bloco de cobre (Fig. 3.9), com os quais se obtêm, através da Lei de Fourier, seis diferentes fluxos de calor. A média destes seis fluxos é uma boa aproximação do fluxo de calor fornecido ao fluido.

$$q_{real} = \frac{q_{12} + q_{23} + q_{24} + q_{13} + q_{14} + q_{34}}{6} \quad (3.1)$$

$$q_{12} = \frac{k(T_2 - T_1)}{L_{21}} \quad q_{23} = \frac{k(T_3 - T_2)}{L_{32}} \quad \dots \quad q_{ij} = \frac{k(T_j - T_i)}{L_{ji}} \quad (3.2)$$

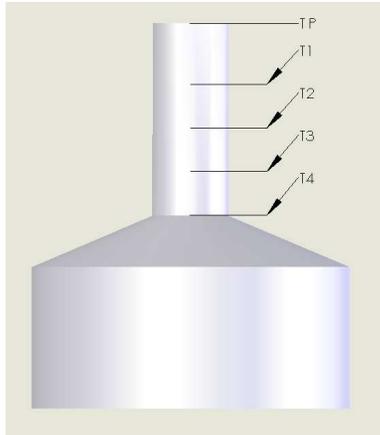


Figura 3.9 – Localização dos termopares no bloco de cobre.

Com o valor do fluxo de calor é possível calcular a temperatura da superfície aquecida (T_p) usando a Lei de Fourier entre T_p e T_1 . Com os valores do fluxo de calor e da temperatura da superfície aquecida é possível calcular o coeficiente de transferência de calor, h .

As perdas térmicas foram calculadas através do método de analogia de circuito elétrico, considerando a Fig. 3.10, cuja análise detalhada encontra-se no Apêndice B. Nesta análise considerou-se perda térmica por condução para a vermiculita (T_{verm}), para o teflon (T_{tef}) e

para a superfície aquecida (T_p). Também houve perda térmica por convecção para o líquido (T_f).

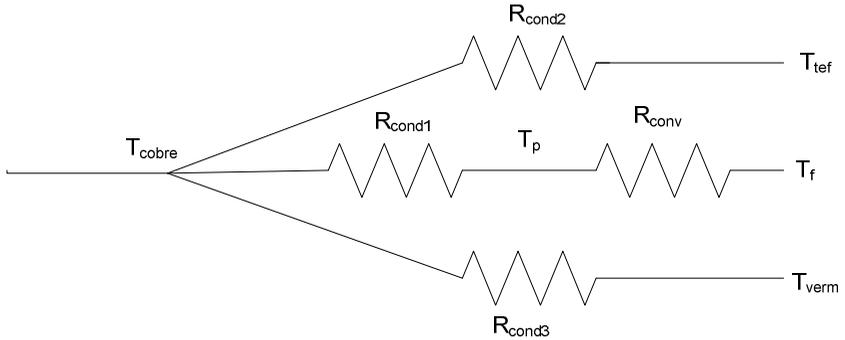


Figura 3.10 – Esquema para cálculo das resistências térmicas.

Através desta análise foi possível encontrar que as perdas térmicas foram da ordem de 10% e, portanto, o fluxo de calor que foi fornecido para a superfície aquecida foi da ordem de 90%. Este dado é importante para ratificar a eficiência do modo de aquecimento.

Uma observação importante é que as curvas de ebulição e da correlação foram confeccionadas considerando os valores reais da temperatura da superfície aquecida, do fluxo de calor e do coeficiente de transferência de calor.

3.6 Análise das Incertezas Experimentais

Para a calibração dos termopares foi utilizado um banho térmico, adotando-se como padrão de referência um termômetro de bulbo da marca Omega® com subdivisão de $0,1\text{ }^{\circ}\text{C}$. A faixa de variação da temperatura de calibração foi de 20°C a 97°C . A conversão de milivolts/ $^{\circ}\text{C}$ foi feita através de um polinômio de nona ordem (Holman, 1989), e o desvio padrão da temperatura foi de $0,2^{\circ}\text{C}$.

O transdutor de pressão diferencial utilizado para medir a pressão na seção de testes tem uma incerteza do sinal apontada pelo manual do fabricante de 3 mV . Neste manual também há indicações de como instalar um potenciômetro para ser diminuído este valor. O potenciômetro foi instalado e regulado para cada dia de testes, para diminuir o máximo possível este diferencial de pressão. Foi possível uma regulagem de tal modo que a incerteza passou de 3 mV para $0,1\text{ mV}$.

No Apêndice C está descrito todo o procedimento matemático utilizado para calcular as incertezas associadas à temperatura, ao fluxo de calor que está sendo fornecido ao fluido e ao coeficiente de transferência de calor.

A Tabela 3.3 apresenta a faixa de variação dos valores da incerteza do coeficiente de transferência de calor em função da faixa de fluxo de calor e da configuração da superfície aquecida. Observa-se que a incerteza do coeficiente de transferência de calor tende a diminuir com o aumento do fluxo de calor.

Tabela 3.3 – Incertezas experimentais para o h .

	n-Pentano		
	$D = 12\text{mm}$	$D = 20\text{mm}$ reentrante	$D = 20\text{mm}$
Convecção natural ($2 \leq q_{\text{fluido}} \leq 10$ kW/m^2)	$46,3 \geq h \geq 13 \%$	$31 \geq h \geq 12,5\%$	$46,3 \geq h \geq 16,5\%$
Ebulição nucleada confinada ($20 \leq q_{\text{fluido}} \leq$ 180kW/m^2)	$16 \geq h \geq 2,5\%$	$9 \geq h \geq 2,8\%$	$18 \geq h \geq 3,2\%$
Ebulição nucleada não confinada ($20 \leq q_{\text{fluido}} \leq$ 200kW/m^2)	$11,3 \geq h \geq 2,2\%$	$9 \geq h \geq 2,4\%$	$15 \geq h \geq 3,7\%$

3.7 Resumo

Neste capítulo foi apresentada a montagem do aparato experimental, com ênfase nas seções de teste. Os equipamentos auxiliares para aquisição dos dados também foram descritos.

O procedimento experimental adotado apresenta todos os critérios que foram usados para a execução dos testes, inclusive da aquisição de dados e do controle de pressão na seção de testes.

Para finalizar foi apresentado o método para o cálculo do fluxo de calor que é fornecido ao fluido e a incerteza experimental para as diferentes configurações da seção de teste.

CAPÍTULO 4

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

4.1 Introdução

Foi analisado o coeficiente de transferência de calor levando em consideração o fluido de trabalho, o grau de confinamento e as características da superfície aquecida (rugosidade, geometria, dimensão).

O fluxo de calor crítico também foi abordado, bem como a influência que os fatores citados anteriormente exercem sobre ele.

Com este estudo foi possível desenvolver uma análise dimensional e obter uma correlação representativa dos resultados obtidos experimentalmente.

A visualização também foi um ponto importante da análise, pois permitiu uma melhor compreensão do comportamento das bolhas de vapor para os diferentes graus de confinamento e demais parâmetros que foram estudados.

4.2 Curvas de Ebulição

Foram realizados testes em diferentes dias com o fluido n-Pentano, abrangendo todos os graus de confinamento citados no Capítulo 3. Com estes resultados foi possível não só comparar os diferentes graus de confinamento entre si, como também, a influência que a configuração da seção de teste faz sobre o fenômeno de ebulição.

A Fig. 4.1 mostra a curva parcial de ebulição para o n-Pentano e $s = 0,1; 0,2; 0,5; 0,7$ e 13mm , para uma superfície aquecida voltada para cima e com diâmetro de 12mm . Para o fluxo de calor entre 30kW/m^2 e 130kW/m^2 , a transferência de calor é maior no caso de maior confinamento do que para o caso sem confinamento.

Como tendência geral, ocorre um aumento da transferência de calor à medida que s diminui. Para o caso não confinado, a região de transferência de calor dominada pela convecção natural se estende até um superaquecimento da $22,5^\circ\text{C}$ e fluxo de calor de 20kW/m^2 . Acima desse superaquecimento a inclinação da curva de ebulição aumenta drasticamente indicando a transição para o regime de ebulição. Para o caso confinado, a inclinação da curva de ebulição eleva-se para um menor valor de superaquecimento (exceto para o caso de $s = 0,1\text{mm}$).

Assim, pode-se dizer que o confinamento reduz o superaquecimento de transição do regime de convecção para o regime de ebulição.

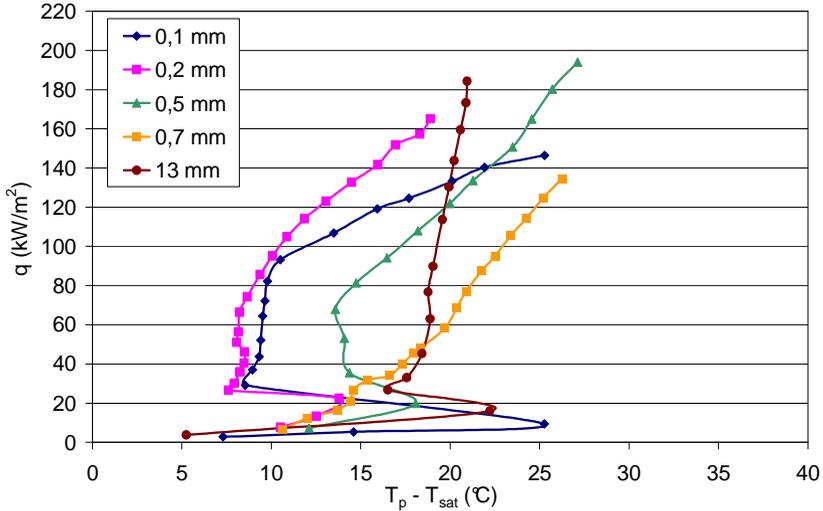


Figura 4.1 – Curva parcial de ebulição para n-Pentano e superfície com $D = 12\text{mm}$.

A mesma tendência foi relatada no trabalho de Cardoso (2005) e Passos *et al.* (2005). O primeiro analisou o efeito do confinamento sobre a ebulição nucleada do FC72 e do FC87 sobre uma superfície aquecida horizontal e demonstrou o efeito da intensificação dos mecanismos de transferência de calor para fluxos de calor moderados à medida que se aumenta o confinamento, representado pela diminuição da distância entre os discos.

Já o trabalho de Passos *et al.* (2005) reportou seus resultados experimentais, sobre a visualização da ebulição do FC72 com superfície aquecida voltada para baixo, mostrando a coexistência de grandes bolhas de vapor com bolhas isoladas quando não há confinamento. Para os casos com $s \leq 0,5\text{mm}$, o aumento da ebulição é consequência das bolhas de vapor deformadas, o que acaba aumentando a área da película líquida entre a bolha de vapor e a superfície aquecida, propiciando uma melhora na transferência de calor.

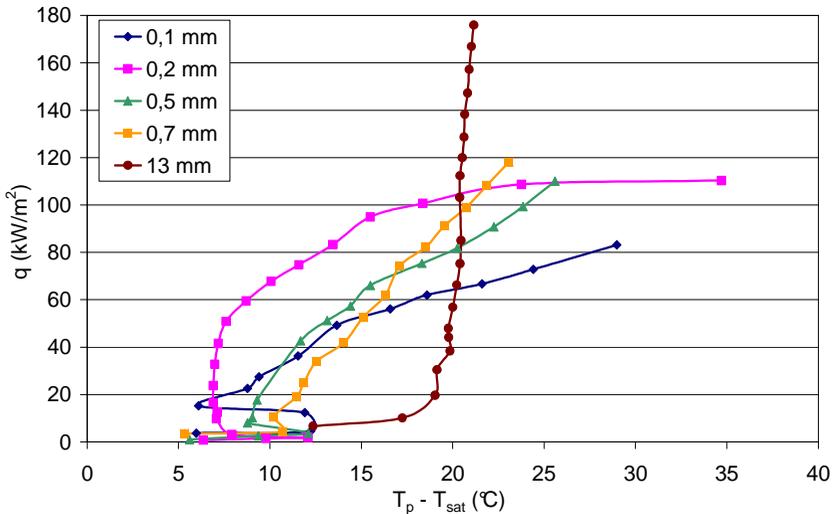


Figura 4.2 – Curva parcial de ebulição para n-Pentano e superfície com $D = 20\text{mm}$.

A Figura 4.2 mostra a curva de ebulição para n-Pentano e $s = 0,1; 0,2; 0,5; 0,7$ e 13mm , para uma superfície aquecida voltada para cima e diâmetro de 20mm .

Para $s \leq 1\text{mm}$, o número de Bond é inferior a 1 e a espessura da camada de vapor será limitada pelo tamanho do espaçamento do canal. A microcamada de líquido pode ser “presa” entre a superfície aquecida e esta camada de vapor. No modelo de Cooper *et al.* (1969), a espessura inicial da microcamada depende do perfil de velocidade do líquido junto ao pé da bolha. Este perfil de velocidade é função da dinâmica de crescimento da bolha de vapor. Em ebulição confinada, uma vez que a bolha atinge o tamanho do canal, seu crescimento torna-se bi-dimensional e a variação do raio em função do tempo muda drasticamente. Então, a espessura da microcamada é afetada pelo confinamento e a transferência de calor devido à evaporação da microcamada não será comparável àquela observada quando o crescimento da bolha é tri-dimensional, em condição de não confinamento.

Portanto, para ebulição confinada em superfícies aquecidas voltadas para cima, existem dois comportamentos para a ebulição nucleada dependendo do mecanismo de transferência de calor envolvido: para $Bo > 1$, a camada de vapor formada sobre o elemento

confinador não irá interagir com a superfície aquecida e a ebulição será comparável à ebulição não confinada. Para $Bo < 1$, a camada de vapor irá interagir fortemente com a superfície aquecida. A dinâmica e a forma desta camada de vapor irá afetar o mecanismo de transferência de calor.

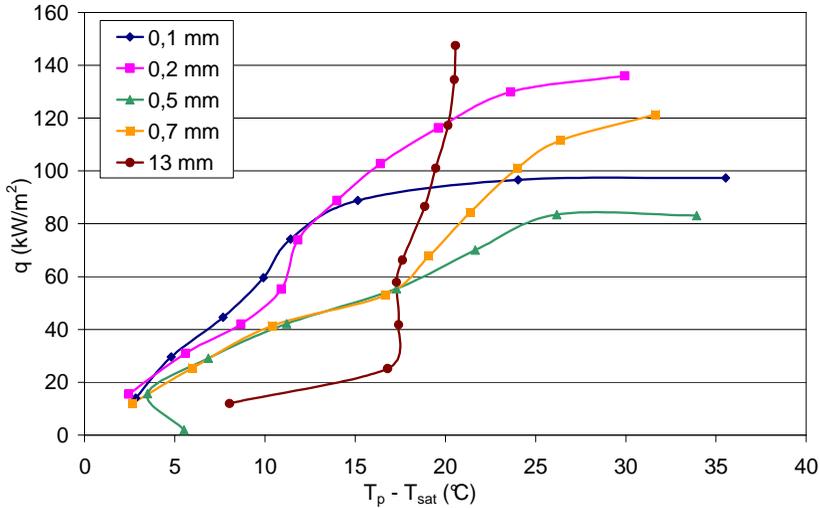


Figura 4.3 – Curva parcial de ebulição para n-Pentano e superfície com $D = 20\text{mm}$ reentrante.

A Fig. 4.3 mostra a curva parcial de ebulição para n-Pentano e $s = 0,1; 0,2; 0,5; 0,7$ e 13mm , para uma superfície aquecida voltada para cima, com uma cavidade central reentrante e diâmetro de 20mm (Fig. 3.5). Quando $q \leq 60\text{kW/m}^2$, há um aumento da ebulição quando s diminui e os dados podem ser divididos em três conjuntos: o primeiro incluindo os dados para $s = 0,1\text{mm}$ e $0,2\text{mm}$, onde os valores do superaquecimento estão muito próximos e menores que aqueles para $s = 0,5$ e $0,7\text{mm}$, os quais caracterizam o segundo conjunto e onde os valores de ΔT também estão muito próximos, e um conjunto final com os dados para $s = 13\text{mm}$. O decréscimo no valor do fluxo de calor de secagem para $s = 0,1$ e $0,2\text{mm}$ acompanha a tendência dos resultados publicados previamente, por diferentes autores, que mostraram uma diminuição no valor do fluxo de calor crítico quando o confinamento aumenta.

Para o caso confinado, devido ao pequeno espaçamento, as bolhas estão deformadas e o tempo de residência das bolhas de vapor no

canal é maior, inibindo o resfriamento da superfície aquecida e, por conseguinte, prejudicando o coeficiente de transferência de calor. Somado a isto, tem-se o fato que a saída da bolha de vapor da cavidade ou sítio de nucleação também é retardado à medida que aumenta-se o confinamento. Por estes motivos, têm-se que o fluxo de calor de secagem diminui à medida que o confinamento aumenta.

4.3 Efeito da Taxa de Variação do Fluxo de Calor

A Figura 4.4 mostra a curva parcial de ebulição para o n-Pentano e $s = 0,2\text{mm}$, para superfície aquecida voltada para cima e diâmetro de 12mm. O teste foi realizado primeiramente para fluxo de calor crescente e posteriormente, para fluxo de calor decrescente.

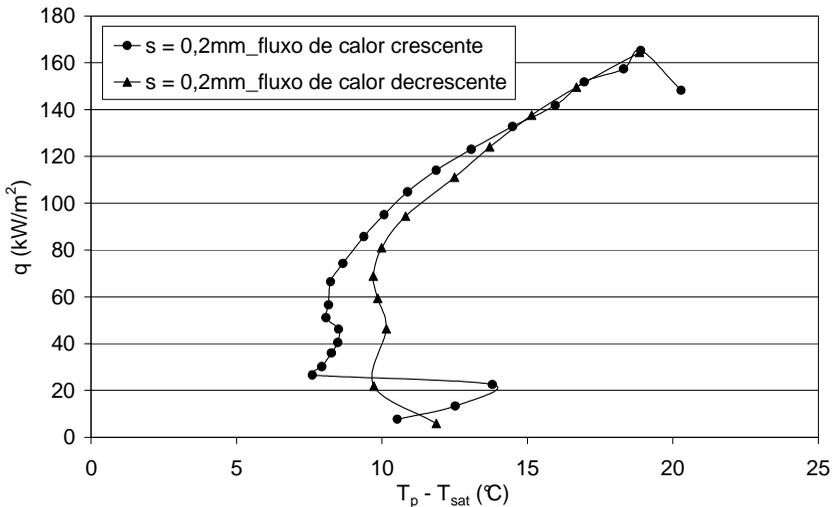


Figura 4.4 – Efeito da taxa de variação do fluxo de calor para superfície de 12mm e $s = 0,2\text{mm}$.

A nucleação no início de operação de uma superfície requer um superaquecimento maior para ativar os sítios de nucleação. Como pode-se observar, para fluxo de calor crescente, quando ocorre o surgimento das primeiras bolhas de vapor a temperatura da superfície diminui drasticamente, ocasionando uma melhora na transferência de calor. Este fenômeno, chamado de histerese, traduz a diferença no comportamento

de ativação e desativação do sítio de nucleação em função do fluxo de calor ser crescente ou decrescente, respectivamente.

Se, uma vez atingido um máximo, o fluxo de calor for reduzido progressivamente, a curva resultante coincide com a de fluxo ascendente para valores elevados de fluxo de calor. Entretanto, as duas curvas divergem para valores baixos de fluxos de calor, com a curva descendente localizando-se à esquerda da ascendente, resultando na histerese. Este comportamento pode ser verificado mais claramente para o caso sem confinamento, Fig. 4.5.

É importante ressaltar que este comportamento também foi observado para as superfícies com 20mm de diâmetro.

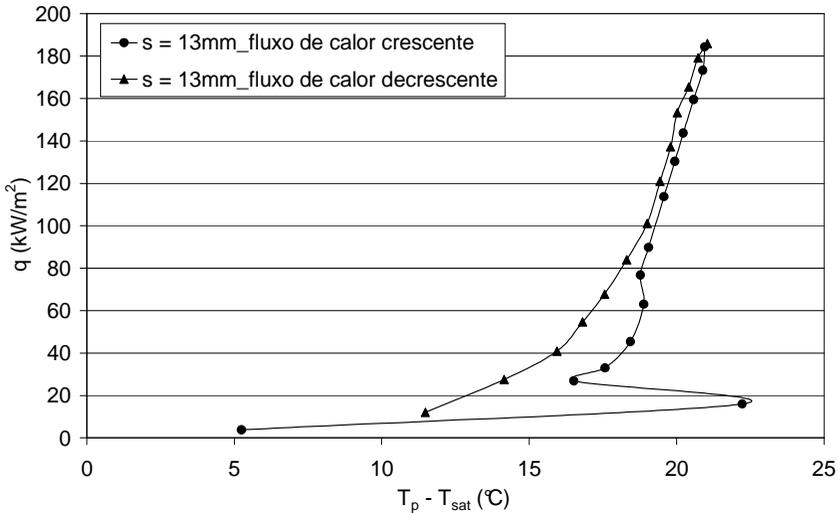


Figura 4.5 – Efeito da taxa de variação do fluxo de calor para superfície de 12mm e $s = 13\text{mm}$.

4.4 Efeito do Diâmetro da Superfície Aquecida

Foi realizada uma análise do efeito do diâmetro sobre o coeficiente de transferência de calor, para o caso em que o grau de confinamento é o mais elevado ($s = 0,1\text{mm}$) e para o caso sem confinamento ($s = 13\text{mm}$). A Fig. 4.6 e a Fig. 4.7 mostram este efeito para $s = 0,1\text{mm}$, e para $s = 13\text{mm}$, respectivamente.

Na Fig. 4.6, para $s = 0,1\text{mm}$, a curva de ebulição para a superfície aquecida com 12mm de diâmetro está deslocada para a esquerda quando

comparada com a curva para 20mm, indicando uma melhor transferência de calor para o caso em que o diâmetro da superfície aquecida é menor. Isto pode ser explicado pelo fato que quanto menor o diâmetro da superfície aquecida, para o caso confinado, menor é o tempo de residência das bolhas de vapor dentro do canal.

Depois da partida da bolha de vapor, uma frente de líquido frio entra no canal e resfria a superfície. Este mecanismo é altamente dependente das condições impostas pelas características geométricas da superfície aquecida e seu suporte. Portanto, a razão entre os diâmetros do suporte e da seção de teste podem influenciar o tempo de residência das bolhas de vapor dentro do canal.

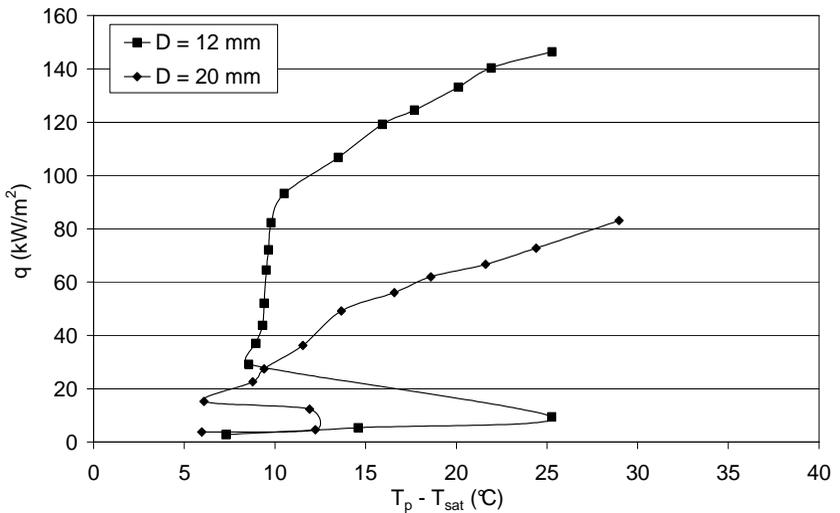


Figura 4.6 – Efeito do diâmetro da superfície aquecida, para $s = 0,1$ mm.

Na Fig. 4.7, para o caso sem confinamento, o coeficiente de transferência de calor aumenta com o decréscimo do diâmetro da superfície. Pode-se observar que as curvas seguem a tendência do trabalho de Rainey e You (2001), onde para a convecção natural o aquecedor de maior tamanho possui coeficiente de transferência de calor menor. À medida que o fluxo de calor aumenta esta diferença diminui e o CHF tende a ser maior para a superfície de 12mm de diâmetro.

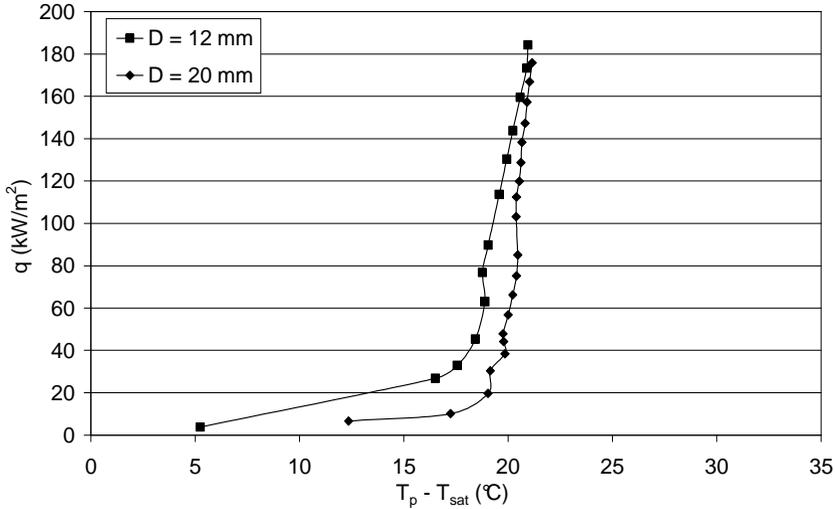


Figura 4.7 – Efeito do diâmetro da superfície aquecida, para $s = 13$ mm.

Este comportamento pode ser atribuído à resistência ao remolhamento. Para pequenos aquecedores a maior parte de líquido remolhante é fornecido pelas laterais da superfície aquecida, assim quando o fluxo de calor aumenta, a quantidade de vapor sobre a superfície aquecida aumenta e conseqüentemente aumenta a resistência do líquido próximo à superfície de resfriá-la. Para aquecedores maiores, há uma resistência maior do líquido alcançar a parte central da superfície aquecida e portanto, para estas superfícies à medida que o fluxo de calor aumenta há um aumento no superaquecimento, ocasionando valores menores para o CHF.

4.5 Efeito da Preparação da Superfície Aquecida

Para demonstrar a influência do número de sítios sobre a transferência de calor, foram realizados testes sobre uma superfície com 20mm de diâmetro. A primeira amostra contém uma cavidade tipo reentrante e a outra amostra corresponde a uma superfície com $R_a = 0,069\mu\text{m}$ (ver Cap.3.2).

A Fig. 4.8 representa a curva parcial de ebulição para o caso confinado de $s = 0,1$ mm. Observa-se que em ebulição confinada um aumento no número de sítios ativos leva a uma degradação da transferência de calor.

De fato, o esmagamento das bolhas de vapor que são geradas pelos sítios próximos uns aos outros leva a coalescência destas para valores baixos de fluxo de calor. Observa-se que, para altos valores de fluxo de calor, esta coalescência leva à secagem da parede, caracterizada por uma película de vapor que cobre a superfície aquecida. Esta película cria uma resistência térmica que diminui o coeficiente de transferência de calor.

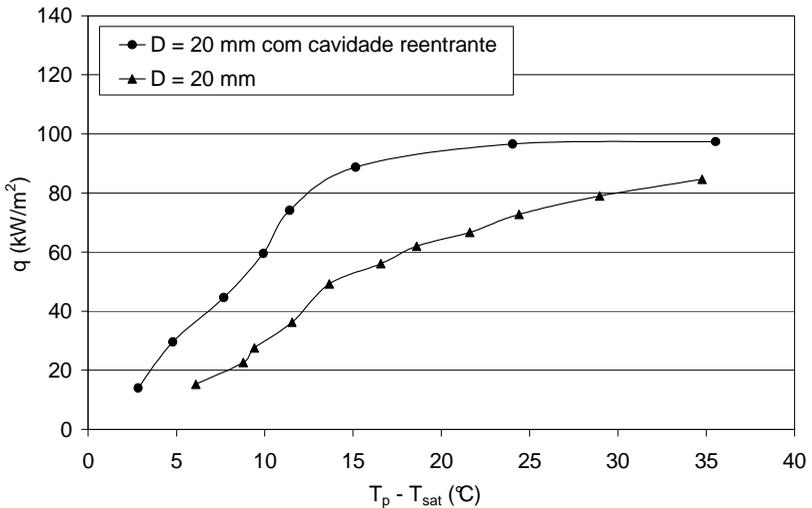


Figura 4.8 – Efeito da densidade de sítios ativos, para $s = 0,1\text{mm}$.

A Fig. 4.9 representa a curva parcial de ebulição para o caso sem confinamento. Observa-se que, para altos valores de fluxo de calor, as curvas estão praticamente superpostas independente da quantidade de sítios de nucleação.

Para $q < 120\text{kW/m}^2$, os pontos experimentais correspondentes à superfície com cavidade reentrante estão deslocados para a esquerda, indicando uma melhora na transferência de calor. Isto pode ser explicado pelo fato que, como a cavidade reentrante tem um raio característico maior que as outras cavidades contidas na superfície, ela necessita de valores mais baixos de superaquecimento para ser ativada. Portanto, a superfície é resfriada mais rapidamente e tem melhores coeficientes de transferência de calor quando comparada com a superfície que não sofreu adição de cavidade artificial.

À medida que aumenta-se o fluxo de calor, as cavidades vizinhas são ativadas e o comportamento assemelha-se ao de uma superfície sem adição de sítios artificiais, ou seja, ao de uma superfície polida ($R_a = 0,069\mu\text{m}$).

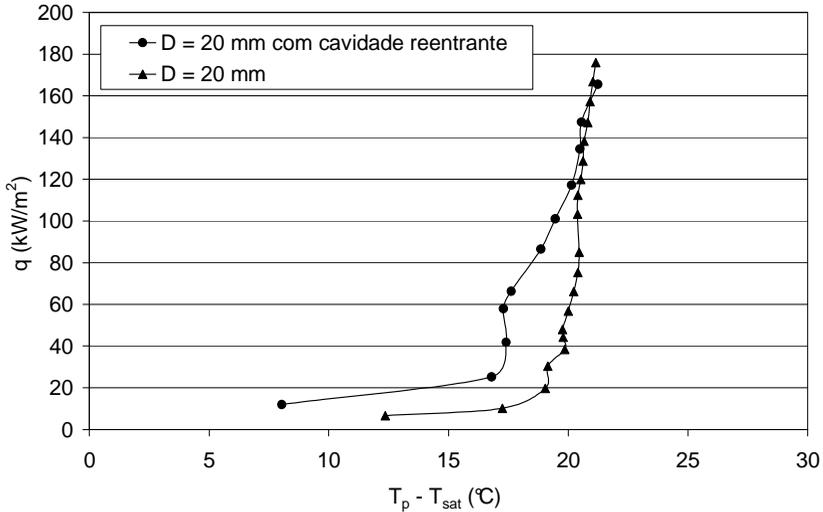


Figura 4.9 – Efeito da densidade de sítios ativos, para $s = 13\text{mm}$.

É importante ressaltar, que neste trabalho, a superfície que sofreu adição de cavidade artificial não teve nenhum tratamento especial para evitar outras cavidades suscetíveis à nucleação. Este fato pode explicar o porquê dos resultados, para o caso sem confinamento, serem diferentes da literatura.

Boujour *et al.* (1997) mostraram que uma superfície aquecida horizontal com adição de uma cavidade artificial tem como modo dominante de transferência de calor a convecção. Ao contrário, uma superfície com vários sítios de nucleação possui um melhor coeficiente de transferência de calor, quando comparado ao caso de um único sítio, porque as bolhas de vapor são geradas sobre toda a superfície, o que aumenta a transferência de calor.

4.6 Análise do Início do “Dryout”

Para fluxos de calor acima de 60kW/m^2 , no caso confinado ($s \leq 0,7\text{ mm}$), observa-se que as curvas de ebulição possuem um ponto de inflexão. Acima deste ponto, um pequeno aumento no fluxo de calor

implica em um aumento considerável no superaquecimento e a intensificação da transferência de calor devido ao confinamento desaparece rapidamente. Para o caso não confinado, tal ponto de inflexão na curva de ebulição não é observado.

Em ebulição confinada as bolhas de vapor se formam sobre a superfície aquecida, se fundem e formam uma grande bolha que é então removida da superfície do aquecedor. Com o aumento do fluxo de calor observa-se que há um decréscimo na transferência de calor devido ao início da secagem da superfície aquecida. O regime onde ocorre o desenvolvimento da área de secagem é o regime de “*dryout*” parcial.

O início do regime de “*dryout*” é de grande interesse da engenharia, devido ao fato que este regime representa o limite acima do qual a ebulição se torna ineficiente. Este limite difere do fluxo de calor crítico, pois este representa o primeiro máximo do fluxo de calor sobre a curva de ebulição. No caso não confinado, este máximo é de grande interesse da engenharia, uma vez que está associado ao maior coeficiente de transferência.

O objetivo desta análise é o regime de ebulição confinada, onde pode-se observar que o aumento na transferência de calor desaparece rapidamente quando inicia-se o processo de “*dryout*”. O limite entre o regime de “*dryout*” e o regime de bolha coalescidas não é tão claro quanto o fluxo de calor crítico, devido ao desenvolvimento progressivo da área seca sobre a superfície aquecida com o aumento do fluxo de calor.

Para estudar o início do “*dryout*”, foi necessário definir um limite com base em critérios objetivos. Optou-se por definir sobre o coeficiente de transferência de calor ($h = q/\Delta T$) e dizer que o início do “*dryout*” ocorre quando h é máximo. Assim, o q_{dryout} é o fluxo de calor no qual o coeficiente de transferência de calor é máximo. Essa definição justifica-se pelos resultados experimentais e apresenta a vantagem de ser interessante para aplicações de engenharia: q_{dryout} é o limite de fluxo de calor acima do qual o confinamento deteriora rapidamente a transferência de calor.

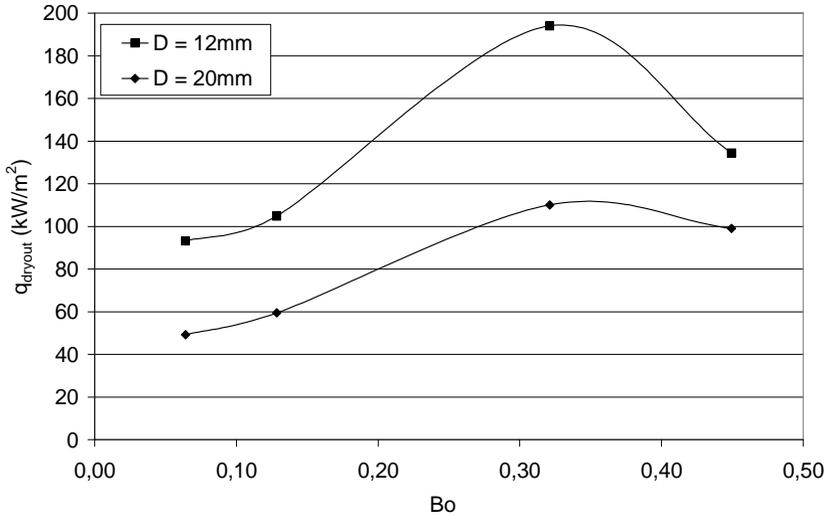


Figura 4.10 - Fluxo de calor de “dryout” para o n-Pentano em função do número de Bond, para $D = 12\text{mm}$ e $D = 20\text{mm}$.

A Fig. 4.10, apresenta o fluxo de calor de “dryout” para o n-Pentano e para as seções de testes com $D = 12\text{mm}$ e $D = 20\text{mm}$, em termos do número de Bond. Para $Bo < 0,3$, pode-se observar que à medida que s aumenta o q_{dryout} também aumenta. Para valores de $Bo > 0,35$, ocorre o decréscimo do q_{dryout} com o aumento do Bo . A presença deste valor ótimo para o q_{dryout} é uma particularidade do experimento e pode ser encontrado na curva de ebulição de outros experimentos (Cardoso *et al.*, 2006; Cardoso *et al.*, 2009).

À medida que o diâmetro da superfície aquecida aumenta, para o caso confinado, o q_{dryout} diminui, ou seja, o mecanismo de escape das bolhas de vapor e o remolhamento da superfície aquecida são dependentes das condições impostas pelas características geométricas da superfície aquecida e seu suporte. Assim, a relação entre o diâmetro do suporte e da seção de teste pode influenciar o tempo de residência da bolha no canal, confirmando os resultados de Cardoso *et al.* (2008).

A Fig. 4.11 compara os dados experimentais de $q_{dryouts}$, para as seções de testes com $D = 12\text{mm}$ e $D = 20\text{mm}$, com os valores previstos pela correlação de Misale *et al.* (2009) e Katto e Kosho (1979).

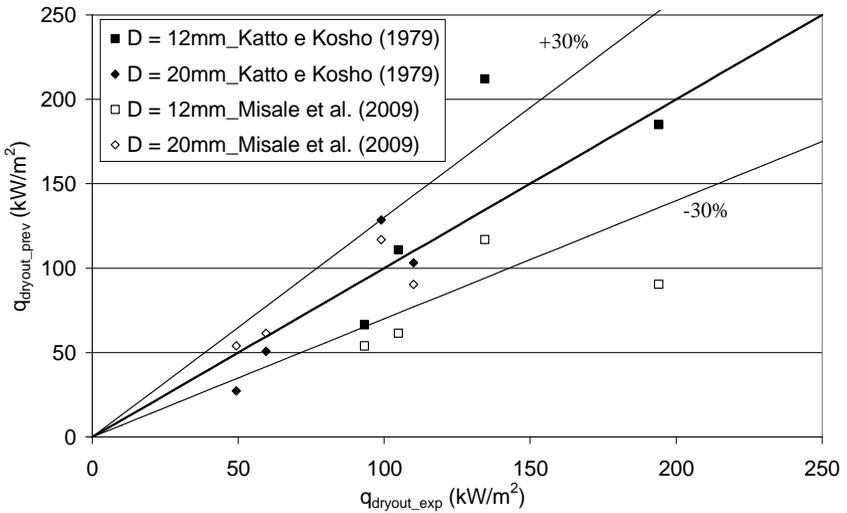


Figura 4.11 - Fluxo de calor de “dryout” previsto pela literatura em função do fluxo de calor de “dryout” experimental.

Como pode-se observar, há uma boa concordância entre os dados experimentais e os dados previstos pelas correlações de Misale *et al.* (2009) e de Katto e Kosho (1979), para baixos valores de q_{dryout} . À medida que q_{dryout} aumenta, correspondendo a valores de s mais elevados, a correlação de Katto e Kosho (1979) e Misale *et al.* (2009) apresentam uma divergência entre os dados experimentais e os previstos pela literatura.

Para os dados experimentais apresentados neste estudo, o método de previsão foi avaliado de acordo com o seguinte critério:

$$\varepsilon = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left| \frac{q_{dryout_prev} - q_{dryout_exp}}{q_{dryout_exp}} \right| \quad (4.1)$$

Para a superfície com $D = 12\text{mm}$, a correlação de Katto e Kosho (1979) e Misale *et al.* (2009) apresentaram desvio médio absoluto, $\varepsilon\%$, igual a 24,2% e 37,5%, respectivamente. Para a superfície aquecida com $D = 20\text{mm}$, o desvio médio absoluto foi de 23,8% e 12,2%, respectivamente.

4.7 Análise Dimensional

Embora a análise dimensional seja incapaz, por si só, de descobrir a formulação completa de uma lei física, ela fornece indicações sobre combinações dos parâmetros envolvidos, de modo a reduzir o número de variáveis a incluir nas equações. Assim, é um valioso guia para uma análise fenomenológica que se proponha a interpretar resultados experimentais.

Além de incluir todos os parâmetros que possam ter influência no problema proposto, o que exige uma cuidadosa análise qualitativa baseada em observações experimentais, a análise dimensional incorpora, de modo indireto, as leis físicas em que se baseiam as fórmulas dimensionais das constantes físicas que figuram entre esses parâmetros.

O teorema dos Pi de Buckingham (Buckingham, 1914) torna possível determinar quais são os grupos adimensionais importantes para o problema e prever a relação funcional entre eles. O Teorema dos Pi de Buckingham declara que dada uma relação entre n parâmetros, então, os n parâmetros podem ser agrupados em $n-m$ variáveis adimensionais, onde n representa o número de variáveis do problema e m de dimensões do sistema de unidades.

O fenômeno de ebulição depende do fluxo de calor q , do superaquecimento da superfície aquecida ΔT , da aceleração da gravidade g , do calor latente de vaporização h_{lv} , da tensão superficial σ , de um comprimento característico L (comprimento capilar), do nível de confinamento s , e das propriedades termofísicas do fluido: massas específicas da fase líquida ρ_l e da fase vapor ρ_v , calor específico do líquido c_{pl} , condutividade térmica do líquido k_l , viscosidade do líquido μ_l . Desta forma podemos escrever:

$$f(q, \Delta T, g, h_{lv}, \sigma, L_b, s, \rho_l, \rho_v, c_{pl}, k_l, \mu_l) = 0 \quad (4.2)$$

A relação funcional acima envolve 12 variáveis. Considerando um sistema de unidades com quatro dimensões (M, L, t, T), sendo: [M] a massa, [L] comprimento, [t] tempo e [T] temperatura, têm-se, de acordo com o Teorema dos π 's, oito parâmetros adimensionais, expressos nas seguintes formas:

$$\Pi_1 = \frac{q}{\rho_l h_{lv}^2} \quad (4.3)$$

$$\Pi_2 = \frac{gL_b}{h_{lv}} \quad (4.4)$$

$$\Pi_3 = \frac{\sigma}{\rho_l L_b h_{lv}} \quad (4.5)$$

$$\Pi_4 = \frac{\rho_v}{\rho_l} \quad (4.6)$$

$$\Pi_5 = \frac{s}{L_b} \quad (4.7)$$

$$\Pi_6 = \frac{\mu_l}{\rho_l L_b h_{lv}} \quad (4.8)$$

$$\Pi_7 = \frac{k_l \Delta T}{\rho_l L_b h_{lv}^2} \quad (4.9)$$

$$\Pi_8 = \frac{c_{pl} \Delta T}{h_{lv}} \quad (4.10)$$

Ou definindo em grupos adimensionais conhecidos da literatura, através da manipulação algébrica dos π 's mostrados acima:

$$Nu = \frac{hL_b}{k_l} \quad (4.11)$$

$$Fr = \frac{q^2}{g \rho_v^2 h_{lv}^2 L_b} \quad (4.12)$$

$$We = \frac{q^2 \rho_l L_b}{\rho_v^2 h_{lv}^2 \sigma} \quad (4.13)$$

$$Ja = \frac{c_{pl} \Delta T}{h_{lv}} \quad (4.14)$$

$$Bo = \frac{s}{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}}} = \frac{s}{L_b} \quad (4.15)$$

$$Pr_l = \frac{\mu_l c_{pl}}{k_l} \quad (4.16)$$

Portanto,

$$Nu = Nu(Fr, We, Pr_l, Ja, Bo) \quad (4.17)$$

onde o número de Nusselt é expresso como relação funcional do número de Froude, Weber, Prandtl, Jakob e Bond, respectivamente. Os números de Froude e Weber foram reescritos em função do fluxo de calor imposto, como está descrito mais detalhadamente no Apêndice D.

Nas Eqs. 4.18 e 4.19 são apresentadas as correlações obtidas para o caso, não confinado e confinado, respectivamente. É importante mencionar que as correlações são baseadas nos dados experimentais obtidos no presente estudo e também nos dados experimentais, para o fluido FC 72 e superfície aquecida voltada para cima, obtidos por Cardoso (2005). A demonstração da obtenção destas correlações encontra-se no Apêndice E.

$$Nu_{calc, sconf} = 33,26 Fr We^{-0,59} Pr_l^{-0,03} Ja^{-0,48} \quad (4.18)$$

$$Nu_{calc, conf} = 30,6 Fr We^{-0,59} Pr_l^{-0,08} Ja^{-0,56} Bo^{0,012} \quad (4.19)$$

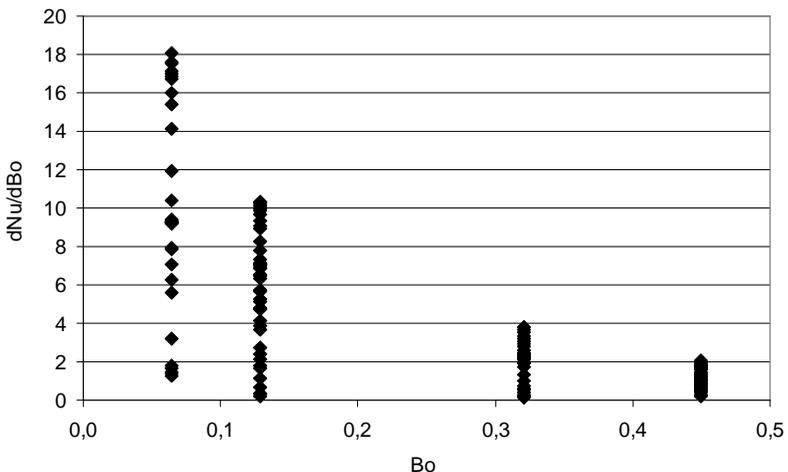
A Tab. 4.1 apresenta a variação de cada grupo adimensional para as condições experimentais testadas no presente trabalho.

Tabela 4.1 – Faixa de análise dos grupos adimensionais.

	Caso confinado	Caso não confinado
Nu	$1,65 \leq Nu \leq 132,50$	$3,77 \leq Nu \leq 121,40$
Fr	$3,46 \cdot 10^{-5} \leq Fr \leq 2,24$	$8,67 \cdot 10^{-5} \leq Fr \leq 2,06$
We	$3,48 \cdot 10^{-5} \leq We \leq 2,26$	$8,75 \cdot 10^{-5} \leq We \leq 2,07$
Ja	$0,04 \leq Ja \leq 0,5$	$0,03 \leq Ja \leq 0,19$
Pr_l	$3,6 \leq Pr_l \leq 13,3$	$3,6 \leq Pr_l \leq 13,3$
Bo	$0,06 \leq Bo \leq 0,68$	—————

A fim de examinar com detalhe a influência dos parâmetros que intervêm no cálculo do coeficiente de transferência de calor deve-se efetuar um estudo de sensibilidade dos parâmetros. Isso nos permite verificar a resposta da correlação proposta quando efetua-se uma pequena mudança no valor do parâmetro.

O coeficiente de sensibilidade é representado pela derivada parcial da função, no caso do Nu , em relação ao parâmetro a ser analisado, no caso Bo , ou seja, $\Phi = \partial(Nu) / \partial(Bo)$.

Figura 4.12 – Análise do coeficiente de sensibilidade para Bo .

A Fig. 4.12 mostra a evolução do coeficiente de sensibilidade do grupo adimensional Bo . Pode-se constatar que para o intervalo de confinamento estudado, este parâmetro exerce influência sobre o coeficiente de transferência de calor e, portanto, não pode ser descartado da correlação proposta.

O número de Nusselt expressa a relação entre o fluxo de calor por convecção e o fluxo de calor por condução no próprio fluido, ou seja, proporciona uma medida da transferência de calor. O número de Froude representa a razão entre as forças viscosas e de gravidade. O número de Weber representa a razão entre as forças viscosas e de tensão superficial. O número de Jakob é a razão entre o calor sensível absorvido e o calor latente transferido. O número de Prandtl relaciona a difusão de quantidade de movimento (viscosidade cinemática) e a difusão de quantidade de calor (difusividade térmica). Finalmente, temos o número de Bond que expressa a razão entre a força gravitacional e de tensão superficial.

4.7.1 Comparação das Correlações Propostas com os Resultados Experimentais

Os valores do coeficiente de transferência de calor calculados foram comparados aos valores experimentais. A Fig. 4.13 mostra a comparação entre h_{calc} e h_{exp} para o caso de ebulição não confinada. Para este caso foi possível comparar também com os dados experimentais obtidos para o n-Pentano, pelo Centro de Ciências Térmicas de Lyon (CETHIL/INSA-Lyon) e com os dados experimentais para o fluido n-Hexano obtido por Benjamin e Balakrishnan (1996).

Os dados para o n-Pentano obtidos por CETHIL/INSA-Lyon apresentaram um desvio absoluto médio de 15%. O n-Hexano apresentou um desvio de 7%. Finalmente, o desvio absoluto médio referente aos dados de Cardoso (2005), para o FC 72, foi de aproximadamente 8%.

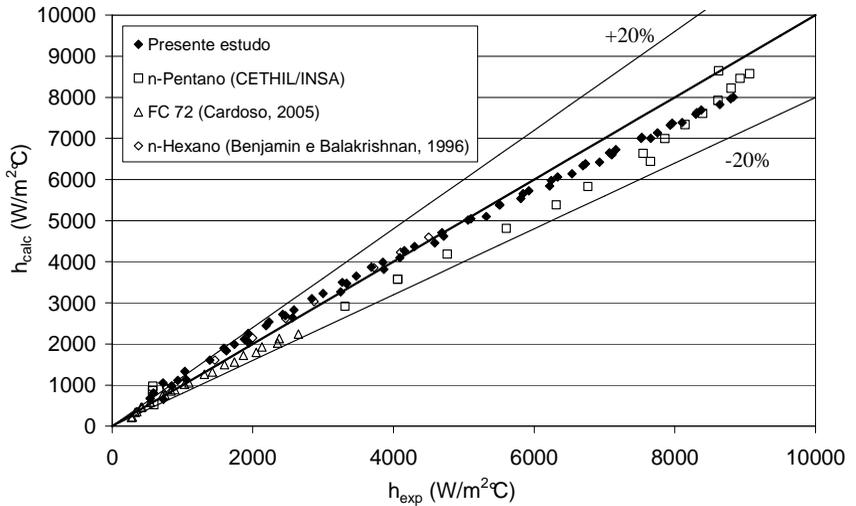


Figura 4.13 - Coeficiente de transferência de calor calculado versus o coeficiente de transferência de calor experimental, para caso não confinado.

A correlação, para o caso não confinado, possui boa concordância com os dados obtidos experimentalmente. Assim é possível prever o coeficiente de transferência de calor durante a ebulição nucleada sem confinamento com uma precisão de $\pm 8\%$ para as condições experimentais descritas no Capítulo 3.

Para o caso confinado, é importante ressaltar a importância do número de Bond, o qual é um bom indicador da influência do confinamento. A Fig. 4.14 representa o coeficiente de transferência de calor obtido através dos dados experimentais e o calculado.

Os dados obtidos por Cardoso (2005), para o caso confinado e fluido FC 72, foram comparados com a correlação proposta na Eq. (4.19) e o desvio absoluto médio encontrado foi de 19%.

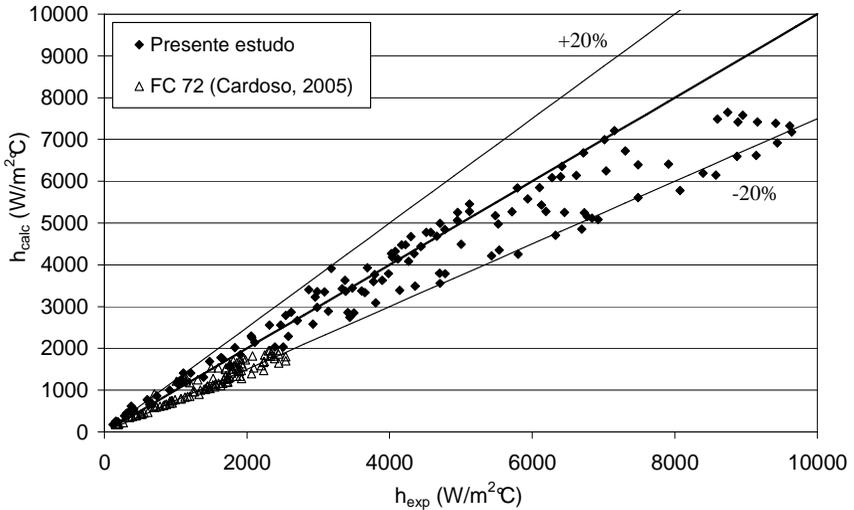


Figura 4.14 - Coeficiente de transferência de calor calculado versus o coeficiente de transferência de calor experimental, para caso confinado.

Os dados experimentais referentes ao presente trabalho, para o caso confinado, estão bem representados pela correlação descrita na Eq. 4.19, sendo o desvio absoluto médio de 14%.

4.7.2 Comparação do h com as Correlações de Ebulição Nucleada

Os coeficientes de transferência de calor calculados pela correlação proposta, para o caso sem confinamento e para o n-Pentano, foram comparados com os valores de h calculados a partir das correlações de Cooper (1984), Rohsenow (1962), de Stephan e Abdelsalam (1980), de Borishanski (1969) e de Ratiani (1972).

A Fig. 4.15 mostra que os valores do coeficiente de transferência de calor, h , calculados pela correlação proposta na Eq. 4.18 estão próximos dos valores calculados pela correlação de Ratiani (Eq. 2.17) e Cooper (Eq. 2.14), sendo o desvio médio absoluto de 12,3% e 11,9%, respectivamente. As correlações de Stephan e Abdelsalam (Eq. 2.12) e de Borishanski (Eq. 2.15) apresentaram um desvio médio absoluto de 23,1% e 21,8%, respectivamente. A maior discrepância ocorreu para os valores de h calculados com a correlação de Rohsenow (Eq. 2.11), sendo que o valor do coeficiente C_{sf} utilizado foi 0,0154, o qual corresponde a

combinação cobre/n-Pentano como sugerido por Piro (1999). Neste caso o desvio médio absoluto encontrado foi de 57%.

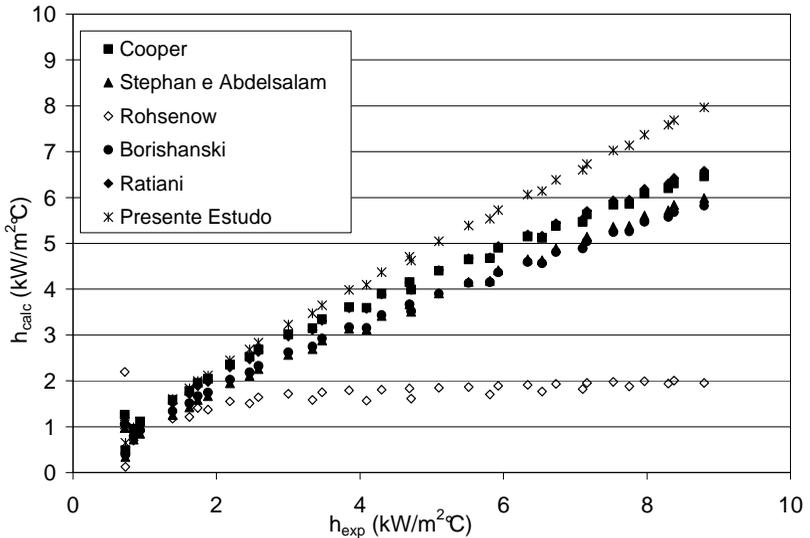


Figura 4.15 - Comparação do h calculado pela correlação proposta com o h calculado pelas correlações da literatura.

É importante ressaltar que nos casos das correlações de Cooper (1984) e Stephan e Abdelsalam (1980) o valor utilizado para a rugosidade, R_p , foi dado pela equação sugerida no trabalho de Gorenflo (1994):

$$R_a = 0,4R_p \quad (4.20)$$

4.8 Visualização da Ebulição Nucleada

A visualização pode ser usada para análise qualitativa do processo de ebulição. A visualização do fenômeno de ebulição nucleada foi realizada com o fluido n-Pentano, à temperatura de saturação e à pressão atmosférica.

As fotos foram obtidas por intermédio de uma câmera digital CANON EOS Rebel 6.3 Megapixel, com lente EF-S-18055mm e f 3.5-5.6 e uma objetiva CANON 100mm f 2.8 MACRO AF USMD58,

através da parede lateral de acrílico transparente existente na câmara de ebulição, conforme mostrado na Fig. 3.1.

Com o objetivo de observar as principais diferenças na configuração da interface líquido/vapor, em função do confinamento e do fluxo de calor, a visualização foi feita para os casos $s = 0,1\text{mm}$ e $s = 13\text{mm}$ e fluxo de calor acima de 10kW/m^2 , pois abaixo deste valor a transferência de calor ocorre por convecção natural monofásica.

Nas Figs. 4.16, 4.17 e 4.18 são apresentadas fotografias obtidas para o caso $s = 13\text{mm}$ e fluxos de calor de 45, 100 e 180kW/m^2 . Para baixos valores de fluxo de calor, observam-se discretas bolhas de vapor sobre a parte central da superfície aquecida. Há pouca coalescência ou interação entre as bolhas de vapor e estas crescem e partem da superfície aquecida de forma periódica e quase esférica.

A maior concentração das bolhas de vapor ocorre na periferia da superfície aquecida, na área de contato cobre/teflon, onde devido ao polimento da seção de teste, pequenos sítios parasitas acabam sendo criados.



$T_p = 51,8^\circ\text{C}$



$T_p = 53,5^\circ\text{C}$

Figura 4.16 – Visualização para $s = 13\text{mm}$ e fluxo de calor de 45kW/m^2 .

Com o aumento do fluxo de calor observa-se que o número de sítios de nucleação ativos e a frequência de partida das bolhas de vapor aumentam significativamente. A maior frequência de partida das bolhas resulta na intensificação da coalescência vertical, levando à formação de bolhas maiores e mais sujeitas à deformação, devido à ação combinada das forças de empuxo e tensão superficial, na interface líquido-vapor.



$T_p = 56,2^\circ\text{C}$

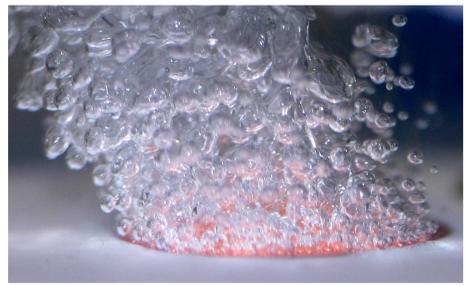


$T_p = 55,4^\circ\text{C}$

Figura 4.17 – Visualização para $s = 13\text{mm}$ e fluxo de calor de 100kW/m^2 .



$T_p = 57,1^\circ\text{C}$

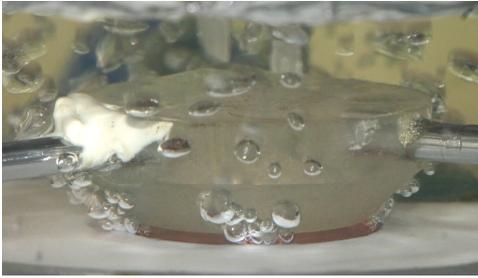


$T_p = 56,9^\circ\text{C}$

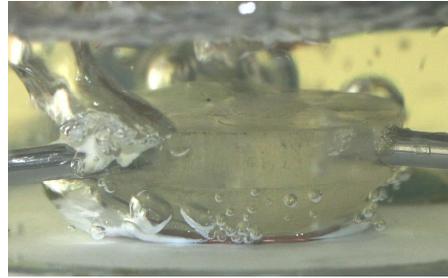
Figura 4.18 – Visualização para $s = 13\text{mm}$ e fluxo de calor de 180kW/m^2 .

Nas Figs. 4.19, 4.20, 4.21, 4.22 e 4.23 são apresentadas fotografias obtidas para o caso $s = 0,1\text{mm}$ e fluxos de calor de 45, 100 e 145kW/m^2 . Observa-se que para baixos e moderados fluxos de calor há uma intensificação da transferência de calor atribuída a evaporação da película líquida que situa-se entre a bolha de vapor e a superfície aquecida.

Devido à coalescência lateral entre as bolhas de vapor, pode-se prever que quando a bolha de vapor desliza sobre a superfície aquecida, algum vapor pode ficar retido nos sítios de nucleação, assim, novos sítios podem ser ativados.



$$T_p = 45,2^\circ\text{C}$$



$$T_p = 46,5^\circ\text{C}$$

Figura 4.19 – Visualização para $s = 0,1\text{mm}$ e fluxo de calor de 45kW/m^2 .

Apesar de não ser possível determinar a frequência de partida das bolhas de vapor com a presente visualização, observou-se durante os testes, que a frequência de saída das bolhas de vapor não é constante.



$$T_p = 49,8^\circ\text{C}$$



$$T_p = 50,3^\circ\text{C}$$

Figura 4.20 – Visualização para $s = 0,1\text{mm}$ e fluxo de calor de 100kW/m^2 .

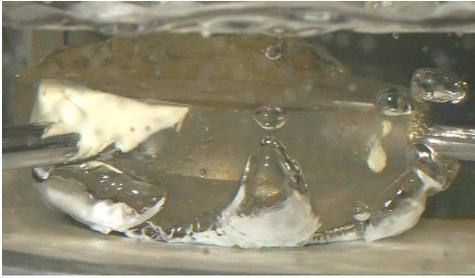
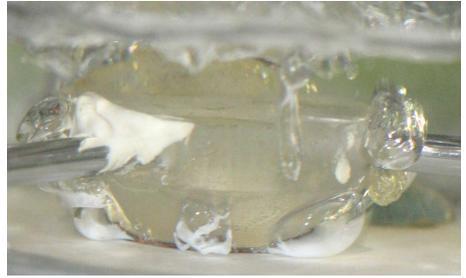
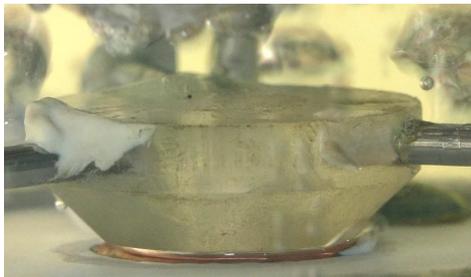

 $T_p = 48,7^\circ\text{C}$

 $T_p = 49,1^\circ\text{C}$

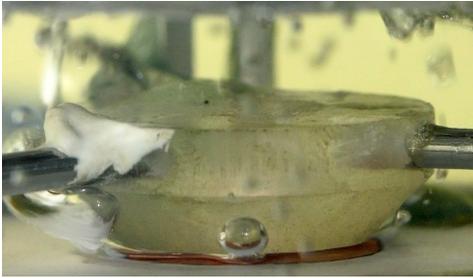
Figura 4.21 – Visualização para $s = 0,1\text{mm}$ e fluxo de calor de 100kW/m^2 .

As Figs. 4.22 e 4.23 mostra a interação das bolhas de vapor para fluxo de calor mais elevado. Esta interação retarda a saída das bolhas de vapor e dificulta o remolhamento da superfície aquecida. Por conseguinte, ocorre um aumento da temperatura da superfície aquecida levando ao processo de secagem desta.


 $T_p = 61,2^\circ\text{C}$

 $T_p = 60,7^\circ\text{C}$

Figura 4.22 – Visualização para $s = 0,1\text{mm}$ e fluxo de calor de 145kW/m^2 .



$$T_p = 62,3^{\circ}\text{C}$$



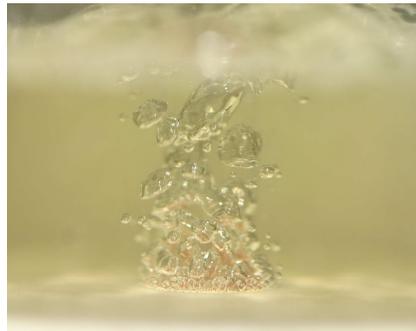
$$T_p = 63,5^{\circ}\text{C}$$

Figura 4.23 – Visualização para $s = 0,1\text{mm}$ e fluxo de calor de 145kW/m^2 .

É interessante observar os diferentes comportamentos para a ebulição, no caso sem confinamento e para altos valores de fluxos de calor, entre as superfícies de 12mm e 20mm nas Figs. 4.24 e 4.25.



$$T_p = 56,7^{\circ}\text{C}$$



$$T_p = 55,8^{\circ}\text{C}$$

Figura 4.24 – Visualização para $D = 12\text{mm}$, $s = 13\text{mm}$ e fluxo de calor de 180kW/m^2 .



$T_p = 56,9^\circ\text{C}$



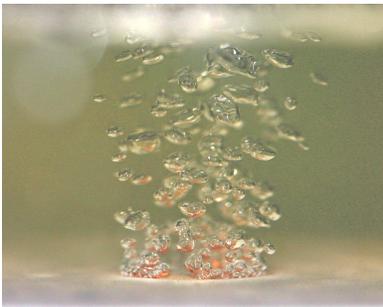
$T_p = 56,8^\circ\text{C}$

Figura 4.25 – Visualização para $D = 20\text{mm}$, $s = 13\text{mm}$ e fluxo de calor de 180kW/m^2 .

Observa-se que para o mesmo fluxo de calor há uma diferença quanto ao movimento das bolhas de vapor após sua partida da superfície aquecida.

No caso da superfície com $D = 12\text{mm}$ observa-se que a coluna de bolha de vapor parte perpendicularmente à superfície aquecida. Já no caso para $D = 20\text{mm}$ as bolhas deixam a superfície aquecida formando um ângulo com esta, ou seja, a coluna de vapor faz um movimento circular em torno do eixo de simetria.

Para fluxos de calor abaixo de 100kW/m^2 , o comportamento de saída das bolhas de vapor da superfície aquecida é o mesmo para ambas as superfícies, como pode ser visto na Fig. 4.26.



$T_p = 51,8^\circ\text{C}$



$T_p = 53,5^\circ\text{C}$

Figura 4.26 – Visualização para $D = 12\text{mm}$ e $D = 20\text{mm}$, $s = 13\text{mm}$ e fluxo de calor de 45kW/m^2 .

CAPÍTULO 5

CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

No presente estudo foram apresentados os resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor por ebulição nucleada para o fluido n-Pentano, à temperatura de saturação e pressão de 1atm, sobre três diferentes superfícies de cobre: 12mm de diâmetro, 20mm de diâmetro com uma cavidade reentrante não caracterizada e 20mm de diâmetro.

O confinamento é caracterizado pela distância entre a superfície aquecida e uma superfície adiabática. Os graus de confinamentos estudados foram $s = 0,1; 0,2; 0,5; 0,7$ e 13mm.

Foram analisadas as seguintes influências sobre o coeficiente de transferência de calor: fluxo de calor crescente e decrescente, diâmetro da superfície aquecida, tratamento da superfície aquecida, propriedades termofísicas do fluido de trabalho e início da secagem (“*dryout*”).

Com estas análises foi possível desenvolver uma correlação, para o caso confinado e não-confinado, que levasse em consideração todos os parâmetros estudados. Os resultados experimentais foram comparados com correlações da literatura.

As principais conclusões deste trabalho são resumidas a seguir:

- Como tendência geral, ocorreu um aumento da transferência de calor à medida que s diminuiu;
- Para o caso confinado, a inclinação da curva de ebulição elevou-se para um valor menor de superaquecimento. Assim, pode-se dizer que o confinamento reduz o superaquecimento de transição do regime de convecção natural para o regime de ebulição nucleada;
- Para a superfície com $D = 20\text{mm}$ e cavidade central reentrante, o decréscimo no valor do fluxo de calor de secagem para $s = 0,1$ e $0,2\text{mm}$ acompanhou a tendência dos resultados publicados previamente. Isto ocorre devido ao pequeno espaçamento e ao atraso na saída da bolha de vapor, que inibe o resfriamento da superfície aquecida e, por conseguinte, prejudica o coeficiente de transferência de calor;
- Para ebulição confinada em superfícies aquecidas voltadas para cima, houve dois comportamentos: Para $Bo > 1$, a camada de vapor formada sobre o elemento confinador não interagiu com a superfície aquecida e a ebulição foi comparável à ebulição livre.

- Para $Bo < 1$, a dinâmica e a forma desta camada de vapor afetou o mecanismo de transferência de calor;
- No modo de aquecimento com o fluxo de calor crescente, a superfície requereu um superaquecimento maior para ativar os sítios de nucleação. Uma vez atingido o fluxo de calor máximo, este foi reduzido progressivamente e a curva resultante coincidiu com a de fluxo crescente para altos fluxos de calor. Entretanto, as duas curvas divergiram na faixa de fluxo de calor baixo, com a curva decrescente localizando-se mais à esquerda da crescente;
 - Para o caso confinado, observou-se uma melhor transferência de calor para o caso em que o diâmetro da superfície aquecida é menor. Isto pode ser explicado pelo fato de que quanto menor o diâmetro da superfície aquecida, menor é o tempo de residência das bolhas de vapor dentro do canal;
 - Para o caso sem confinamento, observou-se que o coeficiente de transferência de calor foi menor à medida que o diâmetro do aquecedor aumentou, para a convecção natural. Com o aumento do fluxo de calor, a diferença entre as curvas diminuíram e a superfície de 12mm de diâmetro apresentou um CHF maior;
 - Para a ebulição confinada, um aumento no número de sítios ativos levou a uma degradação da transferência de calor. Para elevados fluxos de calor, a deformação das bolhas de vapor que são geradas pelos sítios próximos uns aos outros levou à coalescência destas e, por sua vez, à secagem da parede. Esta é caracterizada por uma película de vapor que cobre a superfície aquecida e cria uma resistência térmica que diminui o h ;
 - Para o caso sem confinamento observou-se que, para altos valores de fluxo de calor, as curvas estão praticamente superpostas independente da quantidade de sítios de nucleação. Já para valores de fluxo de calor reduzidos, houve uma melhora na transferência de calor para a superfície com cavidade reentrante. Isto deve-se ao fato que como a cavidade reentrante tem um raio característico maior que as outras cavidades contidas na superfície, ela necessita de valores mais baixos de superaquecimento para ser ativada;
 - Para $Bo < 0,3$, observou-se que à medida que s aumentou o q_{dryout} também aumentou. Para valores de $Bo > 0,35$, ocorreu o decréscimo do q_{dryout} com o aumento do Bo ;
 - Para o caso confinado, à medida que o diâmetro da superfície aquecida aumentou o q_{dryout} diminuiu, ou seja, o mecanismo de

escape das bolhas de vapor e o remolhamento da superfície aquecida são dependentes das condições impostas pelas características geométricas da superfície aquecida e seu suporte;

- Houve uma boa concordância entre os dados experimentais e os dados previstos pelas correlações de Misale *et al.* (2009) e de Katto e Kosho (1979), para baixos valores de q_{dryout} . À medida que q_{dryout} aumentou, correspondendo a valores de s mais elevados, a correlação de Katto e Kosho (1979) e Misale *et al.* (2009) apresentaram divergências entre os dados experimentais e os previstos;
- Para o caso sem confinamento os números adimensionais de maior importância foram os números de Froude, Jakob, Prandtl e Weber. Para o caso confinado, além destes, o número de Bond foi acrescentado;
- A correlação mostrou pouca dispersão dos resultados experimentais, não ultrapassando 15% de desvio para nenhum dos casos;
- Para o caso sem confinamento, os valores de h , calculados pela correlação proposta na Eq. 4.18 ficaram próximos dos valores calculados pela correlação de Ratiani (Eq. 2.17) e Cooper (Eq. 2.14), sendo o desvio médio absoluto de 12,3% e 11,9%, respectivamente. A maior discrepância ocorreu para os valores de h calculados com a correlação de Rohsenow (Eq. 2.11), neste caso o desvio padrão absoluto encontrado foi de 57%;
- Para o caso sem confinamento e baixos valores de fluxos de calor, foram observadas bolhas de vapor discretas sobre a superfície aquecida. Com o aumento do fluxo de calor observou-se que o número de sítios de nucleação ativos e a frequência de partida das bolhas de vapor aumentaram significativamente;
- Para o caso confinado e para baixos e moderados fluxos de calor houve uma intensificação da transferência de calor atribuída à evaporação da película líquida que situa-se entre a bolha de vapor e a superfície aquecida. Para fluxos de calor mais elevados ocorreu a coalescência entre as bolhas de vapor que dificultou o remolhamento da superfície aquecida. Por conseguinte, ocorreu um aumento da temperatura da superfície aquecida levando ao processo de secagem desta.

Em função dos resultados obtidos no presente trabalho, alguns estudos se fazem necessários para promover um aprofundamento do conhecimento do fenômeno de ebulição confinada. Entre eles podem ser citados:

- Estudar os efeitos da pressão sobre a ebulição nucleada confinada;
- Realizar estudos com outros fluidos e outras superfícies aquecidas, para analisar a diferença entre materiais e fluidos de trabalho, conhecendo assim, quais combinações superfície-fluido seriam mais eficientes para aplicações;
- Empregar fluxos de calor maiores para determinar o fluxo de calor crítico, responsável pela secagem da superfície;
- Fazer visualização com câmera ultra-rápida;
- Estudar o efeito de cavidades artificiais controladas ou caracterizadas, como por exemplo, cavidades cilíndricas e cônicas.

CAPÍTULO 6

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

BARTHAU,G., “Active nucleation site density and pool boiling heat transfer – an experimental study”, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol.35, pp. 271-278, 1992.

BASU,N., WARRIER,G.R., DHIR,V.K., “Onset of nucleate boiling and active nucleation site density during subcooled flow boiling”, Journal of Heat Transfer, vol.124, pp. 717-728, 2002.

BENJAMIN,R.J., BALAKRISHNAN,A.R., “Nucleate pool boiling heat transfer of liquids at low to moderate heat fluxes”, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol.39, No.12, pp. 2495-2504, 1996.

BENJAMIN,R.J., BALAKRISHNAN,A.R., “Nucleation site density in pool boiling of saturated pure liquids: effect of surface microroughness and surface and liquid physical properties”, Experimental Thermal and Fluid Science, vol.15, pp. 32-42, 1997.

BERGLES,A.E., “Enhancement of pool boiling”, International Journal of Refrigeration, vol.20, No.8, pp. 545-551, 1998.

BONJOUR,J.,BOULANGER,F.,GENTILE,D.,LALLEMAND,M., “Étude phénoménologique de l'ébullition en espace confiné à partir d'un site nucléation isolé”, Revue Générale de Thermique, vol.36, pp. 562-572, 1997.

BONJOUR,J., LALLEMAND,M., “Effects of confinement and pressure on critical heat flux during natural convective boiling in vertical channels”, International Communication Heat and Mass Transfer, vol.24, No.2, pp. 191-200, 1997.

BORISHANSKI, V. M., “Correlation of the Effect of Pressure on the Critical Heat Flux and Heat Transfer Rates Using the Theory of Thermodynamic Similarity”, Problems of Heat Transfer and Hydraulics of Two-Phase Media, Pergamon Press, New York, pp. 16-37, 1969.

BRUSSTAR,M.J., MERTE,H., “Effects of buoyancy on the critical heat flux in forced convection”, Journal of Thermophysics Heat Transfer,

vol.8, pp. 322-328, 1994.

BUYEVICH,A.Y., WEBBON,W.B., “Dynamics of vapour bubbles in nucleate boiling”, International Journal Heat Mass Transfer, vol.39, No.12, pp. 2409-2426, 1996.

CALKA,A., JUDD,R.L., “Some aspect of the interaction among nucleation sites during saturated nucleate boiling”, International Journal Heat Transfer, vol.28, pp. 2331-2342, 1985.

CARDOSO,E.M., “Estudo experimental da ebulição nucleada confinada”, Dissertação de Mestrado, Programa de Pós-Graduação de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, 2005.

CARDOSO,E.M., STUTZ,B., LALLEMAND,M., PASSOS,J.C., “Effect of confinement of FC-72 and FC-87 nucleate boiling”, 6th International Conference on Boiling Heat Transfer, Spoleto, Italy, 7-12 May, 2006.

CARDOSO,E.M., PASSOS,J.C., STUTZ,B., LALLEMAND,M., “Confined boiling of n-pentane in a horizontal space”, in: Proc. of EBCEM 2008, Florianópolis, 28–29 April, 2008.

CARDOSO,E.M., PASSOS,J.C., STUTZ,B., “Confined boiling of the n-pentane in a horizontal space”, in: BOILING 2009 - 7th ECI International Conference on Boiling Heat Transfer, Florianópolis, 2009.

CAREY,V.P., “Liquid-vapor phase-change phenomena”, Taylor & Francis, USA, 1992.

CHAI,L.H., PENG,X.F., WANG,B.X., “Nonlinear aspects of boiling systems and new method for predicting the pool nucleate boiling heat transfer”, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol.43, pp. 75-84, 2000.

CHANG,J.Y., YOU,S.M., “Heater orientation effects on pool boiling of micro-porous-enhanced surfaces in saturated FC-72”, Transactions of the ASME - Journal of Heat Transfer, vol.118, pp. 937-943, 1996.

CHICHELLI,M.T., BONILLA,C.F., “Heat transfer to liquids boiling under pressure”, Transactions of the AIChE, vol.41, pp. 755-787, 1945.

CHUCK,T.L., MYERS,J.E., “The effect of heater plate thickness on boiling heat-transfer coefficients”, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol.21, pp. 187-191, 1978.

COHEN,B.A., SIMON,T.W., “Wall superheat excursions in the boiling incipience of dielectric fluids”, Heat Transfer Engineering, vol.9, No.3, 1988.

COHEN,B.A., TONG,W., SIMON,T.W., “Theoretical aspects of nucleate boiling with dielectric fluids”, Journal of Thermal Science, vol.1, 1992.

COLLIER,J.G., THOME,J.R., “Convective boiling and condensation”, Oxford University Press, UK, 1996.

COOPER, M.G., LLOYD, A.J.P., “The microlayer in nucleate pool boiling”, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol.12, pp.895-913, 1969.

COOPER,M.G., “Saturation nucleate pool boiling: a simple correlation”, 1st U. K. National Conference on Heat Transfer, vol.2, pp.785-793, 1984.

EL-GENK,M. S., GUO,Z., “An experimental study of saturated pool boiling from downward facing and inclined surfaces”, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol.35, No.9, pp. 2109-2117, 1992.

EL-GENK,M.S., GUO,Z., “Transient boiling from inclined and downward facing surfaces in saturated pool”, International Journal of Refrigeration, vol.6, pp. 424-432, 1993.

FORSTER, H. K., ZUBER, N., “Dynamics of Vapor Bubbles and Boiling Heat Transfer”, AIChE Journal, vol. 1, pp. 531-535, 1955.

FORSTER, H. K., GREIF, R., “Heat Transfer to a Boiling Liquid-Mechanism and Correlations”, Journal of Heat Transfer, vol. 81, pp. 43-54, 1959.

FUJITA,Y., OHTA,H., UCHIDA,S., NISHIKAWA,K., “Nucleate boiling heat transfer and critical heat flux in narrow space between rectangular surfaces”, International Journal of Heat and Mass Transfer,

vol.31, No.2, pp. 229-239, 1988.

GAERTNER,R.F., “Photographic study of nucleate pool boiling on a horizontal surface”, *Journal of Heat Transfer*, vol.87, pp. 17-29, 1965.

GORENFLO, D., *VDI-Atlas*, 6ª Edição, VDI-Verlag, 1994.

GUGLIELMINI,G., MISALE,M., PRIARONE,A., “Experiments on HFE-7100 pool boiling at atmospheric pressure in horizontal narrow spaces”, *ECI International Boiling Heat Transfer*, Florianópolis, 3-7 May, 2009.

HARAMURA,Y., KATTO,Y., “A new hydrodynamic model of critical heat flux, applicable widely to both pool and forced convection boiling on submerged bodies in saturated liquids”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol.26, No.3, pp. 389-399, 1983.

HETSRONI,G., MOSYAK,A., ROZENBLIT,R., POGREBNIYAK, E., SEGAL, Z., “Natural convection boiling of water and surfactant solutions having negligible environmental impact in vertical confined space”, *Int. Journal of Multiphase Flow*, vol. 35, pp. 20–33, 2009.

HOLMAN, J.P., “Experimental methods for engineers”, Mcgrall-Hill, Singapore, 1989.

HSU,Y.Y., “On the size range of active nucleation cavities on a heating surface”, *Transactions of ASME – Journal of Heat Transfer*, vol.84, 207-215, 1962.

ISHIBASHI,E., NISHIKAWA,K., “Saturated boiling heat transfer in narrow spaces”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol.12, pp. 863-894, 1969.

ISHIGAI,S., INOUE,K., KIWAKI,Z., INAI,T., “Boiling heat transfer from a flat surface facing downward”, *Proceedings of the International Heat Transfer Conference*, Boulder, CO, USA, pp. 224-229, 1961.

JABARDO, J.S., “Transferência de calor por ebulição e trocadores de calor bifásicos”, 1º Encontro Brasileiro sobre Ebulição, Condensação e Escoamento Multifásico Líquido-Gás – EBECHEM, Florianópolis, 28-29

Abril, 2008.

KANDLIKAR,S.G., LOMBARDO,M., “Investigating the effect of heating method on pool boiling heat transfer”, Paper presented at the Engineering Foundation Conference on Convective and Pool Boiling, Germany, 18-25 May, 1997.

KATTO,Y., YOKOYA,S., TERAOKA,K., “Nucleate and transition boiling in a narrow space between two horizontal, parallel disk-surfaces”, Bulletin of the JSME, vol.20, No.143, pp. 638-643, 1977.

KATTO,Y., KOSHO,Y., “Critical heat flux of saturated natural convection boiling in a space bounded by two horizontal co-axial disks and heated from below”, International Journal of Multiphase Flow, vol.5, pp. 219-224, 1979.

KEDZIERSKI,M.A., “Calorimetric and visual Measurements of R-123 pool boiling on four enhanced surfaces”, National Institute of Standards and Technology (online), Report No. NISTIR 5732, 1995.

KIM, J.H., YOU, S.M., PAK, J.Y., “Effects of Heater Size and Working Fluids on Nucleate Boiling Heat Transfer”, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 49, pp. 122-131, 2006.

KUTATELADZE,S.S., “Boiling heat transfer”, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol.4, pp.31-45, 1961.

LEE,H.C., OH,B.D., BAE,S.W., KIM,M.H., “Single bubble growth in saturated pool boiling on a constant wall temperature surface”, International Journal of Multiphase Flow, vol.29, pp. 1857-1874, 2003.

LIENHARD,J.H., “Snares of pool boiling research: putting our history to use”, Proceedings of the 10th International Heat Transfer Conference, Brighton, pp. 333-348, 1994.

LIANG, H.S., YANG, W.J., “Nucleate pool boiling heat transfer in a highly-wetting liquid on micro-graphite-fiber composite surfaces”, Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 41, pp. 1993 – 2001, 1998.

LUKE,A., GORENFLO,D., “Heat transfer and size distribution of active nucleation sites in boiling propane outside a tube”, International

Journal of Thermal Sciences, vol.39, pp. 919-930, 2000.

LUKE,A., “Thermo and fluid dynamics in boiling, connection between surface roughness, bubble formation and heat transfer”, 5th International Boiling Heat Transfer Conference, Montego Bay, Jamaica , 4-8 May, 2003.

LUKE, A., “Preparation and analysis of different roughness structures for evaporator tubes”, in: Proceedings of the Sixth International Conference on Boiling Heat Transfer, Spoleto, Italy, 2006.

MAGRINI,U., NANNELLE., “On the influence of the thickness and thermal properties of heating walls on the heat transfer coefficients in nucleate pool boiling”, Journal of Heat Transfer, vol.173, 1975.

MIKIC,B.B., ROHSENOW, “A new correlation of pool boiling data including the effect of heating surface characteristics”, Transactions of the ASME – Journal of Heat Transfer, vol.91, pp. 245-250, 1969.

MITROVIC,J., “How to create an efficient surface for nucleate boiling?”, International Journal of Thermal Sciences, vol.45, pp. 1-15, 2006.

MISALE, M., GUGLIELMINI, G., PRIARONE, A., “HFE-7100 pool boiling heat transfer and critical heat flux in inclined narrow spaces”, Int. Journal of Refrigeration, vol. 32, pp. 235–245, 2009.

MISALE, M., GUGLIELMINI, G., PRIARONE, A., “Nucleate boiling and critical heat flux of HFE-7100 in horizontal narrow spaces”, Experimental Thermal and Fluid Science, 2010, <http://dx.doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2010.06.009>.

MONDE,M., KUSUDA,H., UEHARA,H., “Critical heat flux during natural convective boiling in vertical rectangular channels submerged in saturated liquid”, Transactions of the ASME - Journal of Heat Transfer, vol. 104, 1982.

MOORE F.D., MESLER, R.B., “The measurement of rapid surface temperature fluctuations during nucleate boiling of water”, American Institute of Chemical Engineers Journal, vol. 7, pp 620-624, 1961.

NISHIKAWA,K., FUJITA,Y., “Nucleate boiling heat transfer and its augmentation”, *Advances in Heat Transfer*, vol. 30, 1990.

NISHIKAWA,K., FUJITA,Y., UCHIDA,S., OHTA,H., “Effect of surface configuration on nucleate boiling heat transfer”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol.27, No.9, pp. 1559-1571, 1984.

NUKIYAMA,S., “The maximum and minimum value of the q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure”, *Journal Japan Society of mechanical Engineers*, vol.37, 1934. Tradução: *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol.9, 1966.

PASSOS, J.C., POSSAMAI, L.F.B., HRATA, F.R., “Confined and unconfined FC72 and FC87 boiling on a downward-facing disc”, *Applied Thermal Engineering*, vol. 25, pp. 2543-2554, 2005.

PASSOS,J.C., HIRATA,F.R., POSSAMAI,L.F.B., BALSAMO,M., MISALE,M., “Confined boiling of FC-72 and FC-87 on a downward facing heating copper disk”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Elsevier, vol.25, No.2, pp.313-319, 2004.

PASSOS,J.C., KOGA,T., HIRATA,F.R., POSSAMAI,L.F.B., SILVA,E.L., BALSAMO,M., MISALE,M., “Confined nucleate boiling experiment”, 5th International Conference on Boiling Heat Transfer, Montego Bay, Jamaica, 5-8 May, 2003.

PASSOS,J.C., REINALDO,R.F., “Analysis of pool boiling within smooth and grooved tubes”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol.22, pp. 35-44, 2000.

PASSOS,J.C., SILVA,E.L., POSSAMAI,L.F.B., “Visualization of FC-72 Confined Nucleate Boiling”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, pp. 1-7, 2005.

PENG,X.F., HU,H.Y., WANG,B.X., “Boiling nucleation during liquid flow in microchannels”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol.41, pp. 101-106, 1998.

PIORO,I.L., “Experimental evaluation of constants for the Rohsenow pool boiling correlation”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol.42, pp. 2003-2013, 1999.

PIORO, I.L., ROHSENOW, W., DOERFFER, S.S., “Nucleate pool-boiling heat transfer I: review of parametric effects of boiling surface”, *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 47, pp. 5033–5044, 2004.

RATIANI, G., SHEKRILADZE, I., “Study of the process of fully developed boiling liquids”, *Heat Transfer Soviet Research*, vol. 4, pp. 126-141, 1972.

RAINEY, K.N., YOU, S.M., “Effect of heater size and orientation on pool boiling heat transfer from microporous coated surface”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 44, pp. 2589-2599, 2001.

ROCHA, S.P., “Ebulição nucleada do R-134a em superfícies lisa e micro-aletada externas de tubos horizontais de cobre”, Tese de Doutorado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, 2007.

ROHSENOW, W.M., “A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids”, *Transactions of ASME – Journal of Heat Transfer*, vol. 74, pp. 969-976, 1962.

SERNAS V., HOOPER, F.C., “The initial vapor bubble growth on a heated wall during nucleate boiling”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 12, pp 1627- 1639, 1969.

SHARP, R., “The nature of liquid film evaporation during nucleate boiling”, Lewis Research Center NASA, 1964.

SHOJI, M., TAKAGI, Y., “Bubbling features from a single artificial cavity”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 44, pp. 2763-2776, 2001.

SNYDER, T.J., CHUNG, J.N., “Terrestrial and microgravity boiling heat transfer in a dielectrophoretic force field”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 43, pp. 1547-1562, 2000.

STEPHAN, K., ABDELSALAM, M., “Heat transfer correlations for natural convection boiling”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 23, pp. 73-87, 1980.

STEPHAN,P., KERN,J., “Evaluation of heat and mass transfer phenomena in nucleate boiling”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Elsevier, vol.25, pp. 140-148, 2004.

STRAUB,J., “The role of surface tension for two-phase heat and mass transfer in the absence of gravity”, *Experimental Thermal Fluid Science*, vol.9, pp.253-273, 1994.

STUTZ,B., LALLEMNAD,M., RAIMBAULT,F., PASSOS,J.C., “Nucleate and transition boiling in narrow horizontal spaces”, *ECI International Conference on Boiling Heat Transfer*, Spoleto, Italy, 7-12 May, 2006.

STUTZ, B., LALLEMAND,M. RAIMBAULT,F., PASSOS,J.C., “Nucleate and transition boiling in narrow horizontal spaces”, *Heat Mass Transfer*, vol.45, pp. 929–935, 2009.

STUTZ,B., GOULET,R., PASSOS,J.C., “Bubble growth in narrow horizontal space”, in: *Proceedings of ECI Int. Conf. on Boiling Heat Transfer*, Florianopolis-SC-Brazil, 3–7 May, 2009.

TADRIST,L., “Understanding boiling: a review of the basic mechanisms, needs and perspectives”, *6th International Conference on Boiling Heat Transfer*, Spoleto, Italy, 7-12 May, 2006.

TIEN, C. L., “Hydrodynamic Model for Nucleate Pool Boiling”, *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, vol.5, pp.533-540, 1962.

TONG,W., COHEN,A.B., SIMON,T.W., YOU,S.M., “Contact angle effects on boiling incipience of highly-wetting liquids”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol.33, No.1, pp. 91-103, 1990.

UNAL,C. AND PASAMEHMETOGLU,K. O., “A numerical investigation of the effect of heating methods on saturated nucleate pool boiling”, *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol.21, pp. 167-177, 1994.

VISHNEV,I.P., “Effect of orientating the hot surface with respect to the gravitational field on the critical nucleate boiling of a liquid”, *Journal Engineering Physics*, vol.24, pp. 43-48, 1974.

YAO,S.C., CHANG,Y., “Pool boiling heat transfer in a confined space”, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol.26, No.6, pp. 841-848, 1983.

YAGOV, V.V., “Nucleate boiling heat transfer: possibilities and limitations of theoretical analysis”, ECI International Conference on Boiling Heat Transfer, Spoleto, Itália, 2006.

WANG,C.H., DHIR,V.K., “Effect of surface wettability on active nucleation site density during pool boiling of water on a vertical surface”, Transactions of ASME – Journal of Heat Transfer, vol.115, pp. 659-669, 1993.

WAYNER,P.C., KAO,Y.K., LACROIX,L.V., “The interline heat transfer coefficient on an evaporating wetting film”, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol.19, pp. 487-492, 1976.

WEBB,R.L., GUPTE,N.S., “A critical review of correlations for convective vaporization in tubes and tube banks”, Heat Transfer Engineering, vol.13, pp. 58-81, 1992.

ZHAOHU, Z., MAOQIOONG, G., ZHIJIAN, L., JIANFENG, W., “Nucleate pool boiling heat transfer coefficients of pure HFC134a, HC290, HC600a and their binary and ternary mixtures”, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol.50, pp.94-104, 2007.

ZUBER, N., “On the stability of boiling heat transfer”, Transactions of ASME – Journal of Heat Transfer, vol.80, 1958.

APÊNDICE A

A.1 Parâmetros de Medição de Rugosidade

No Brasil é adotado o sistema da linha média, segundo a norma P-NB-13 da ABNT. A linha média tem a mesma forma do perfil geométrico, ela é disposta paralelamente à direção geral do perfil, está dentro do percurso de medição I_m e divide o perfil de rugosidade de modo que a soma das áreas superiores seja exatamente igual à soma das áreas inferiores, ver Fig. (A.1).

Agrupadas no sistema de linha média encontram-se três classes, que se distinguem por tomar como base as medidas verticais, as medidas horizontais e as medidas proporcionais.

No presente trabalho é utilizado o sistema de linha média com base nas medidas verticais. Na sequência são descritos os dois parâmetros utilizados nesta tese: desvio médio aritmético (R_a) e profundidade de alisamento (R_p).

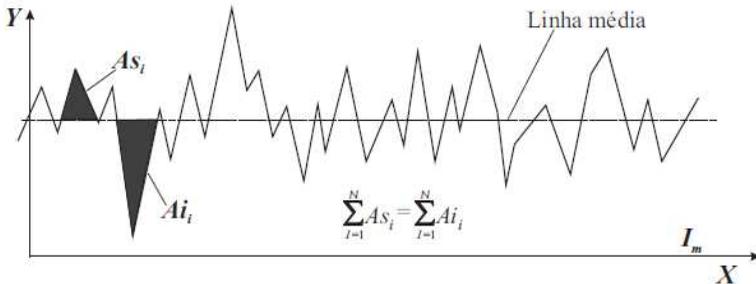


Figura A.1. Determinação da linha média.

A.1.1 Desvio Médio Aritmético (R_a)

Este parâmetro (Fig. A.2), é definido como a média aritmética dos valores absolutos das ordenadas, Y , em relação à linha média em um comprimento de amostragem. R_a é equivalente à altura de um retângulo de comprimento igual ao comprimento de medição, L , e de área igual à soma das áreas delimitadas pelo perfil de rugosidade e a linha média, sendo representada por:

$$R_a = \frac{1}{L} \int_0^L |Y| dx \quad (\text{A.1})$$

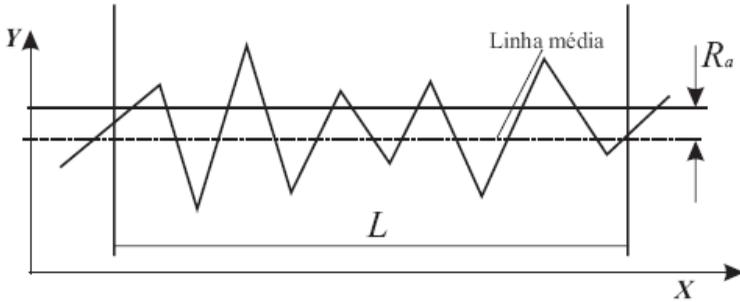


Figura A.2. Determinação de R_a .

A.1.2 Profundidade de Alisamento (R_p)

A profundidade de alisamento é definida como sendo a distância do ponto mais alto do perfil de rugosidade à linha média (Fig. A.3).

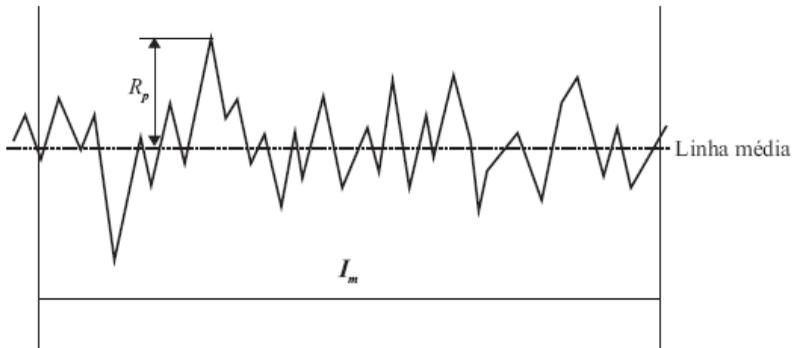


Figura A.3. Determinação de R_p .

APÊNDICE B

B.1 Cálculo das Perdas Térmicas pelo Modelo de Analogia de Circuito Elétrico

No modelo de analogia de circuito elétrico, a resistência total é computada como a associação das resistências térmicas relativas aos processos de transferência de calor dentro do dispositivo.

A Fig. B.1 mostra o circuito térmico equivalente usado para o cálculo da perda térmica na seção de teste.

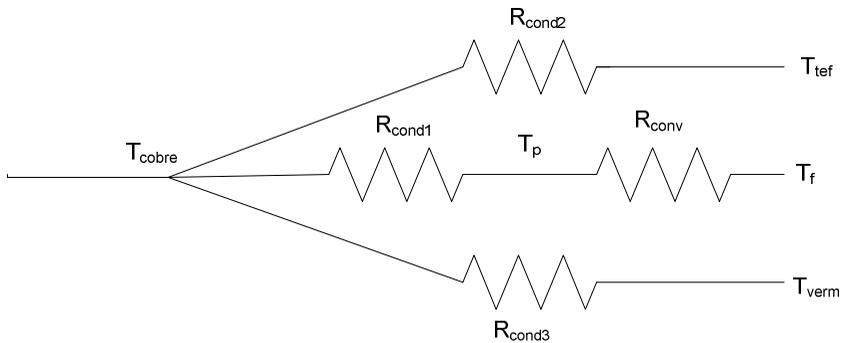


Figura B.1 – Circuito térmico equivalente para o cálculo das perdas térmicas.

As seguintes hipóteses simplificadoras foram adotadas:

- Regime permanente;
- Condução unidimensional;
- Resistência de contato desprezível;
- Condutividade térmica do material constante;
- Fluxo de calor uniforme;
- Propriedades físicas do fluido de trabalho constantes.

Na Fig. B.1, T_{cobre} representa a temperatura da resistência, T_{tef} a temperatura no teflon, T_f temperatura do fluido e T_{verm} representa a temperatura na vermiculita. R_{cond1} representa a resistência térmica de condução dentro do bloco de cobre. R_{cond2} e R_{cond3} são definidos como a resistência térmica de condução de calor para o teflon e para a vermiculita, ou seja, a taxa de calor perdido para ambos. Espera-se que a taxa de calor perdido para o teflon e para a vermiculita seja significativamente menor que a taxa de convecção (R_{conv}), uma vez que

grande parte do calor já foi transferido pelo bloco de cobre para T_p , a qual representa a temperatura da superfície aquecida.

As resistências térmicas R_{cond1} , R_{cond2} , R_{cond3} e R_{conv} são calculadas pelas equações abaixo relacionadas, respectivamente (Incropera e DeWitt, 2003):

$$R_{cond1} = \frac{L}{k_{cobre} A} \quad (B.1)$$

$$R_{cond2} = \frac{\ln(r_2 / r_1)}{2\pi k_{teflon} L} \quad (B.2)$$

$$R_{cond3} = \frac{\ln(r_4 / r_3)}{2\pi k_{verm} L} \quad (B.3)$$

$$R_{conv} = \frac{1}{hA} \quad (B.4)$$

onde,

k = condutividade térmica do material [$W/m^{\circ}C$];

A = área do bloco de cobre [m^2];

L = altura do bloco de cobre [m];

r_1 = raio superior do bloco de cobre [m];

r_2 = raio do teflon [m];

r_3 = raio inferior do bloco de cobre [m];

r_4 = raio da vermiculita [m];

h = coeficiente de transferência de calor [$W/m^2{}^{\circ}C$].

A resistência térmica equivalente, R_{eq} , entre R_{cond1} e R_{conv} é determinada por:

$$R_{eq} = R_{cond1} + R_{conv} \quad (B.5)$$

Assim a taxa de transferência de calor para o fluido, teflon e vermiculita podem ser calculados através das seguintes equações, respectivamente:

$$q_{fluido} = \frac{T_{cobre} - T_f}{R_{eq}} \quad (B.6)$$

$$q_{teflon} = \frac{T_{cobre} - T_{tef}}{R_{cond2}} \quad (B.7)$$

$$q_{verm} = \frac{T_{cobre} - T_{verm}}{R_{cond3}} \quad (B.8)$$

Portanto, sabendo o valor da potência aplicada (P) pode-se calcular a taxa de calor perdida, ou ainda, quanto do calor que está sendo fornecido pela resistência está realmente sendo fornecido ao fluido de trabalho.

$$q_{perdido} = P - q_{fluido} \quad (B.9)$$

$$\% \text{útil} = \frac{q_{fluido}}{P} \quad (B.10)$$

$$\% \text{perdida} = \frac{q_{perdido}}{P} \quad (B.11)$$

Na tabela B.1 estão os valores das taxas de calor fornecido e da taxa de calor perdido para o teflon e para a vermiculita, para todos os graus de confinamentos testados.

Tabela B.1 - Valores das taxas de calor fornecido e da taxa de calor perdido.

D = 12mm														
0,1mm			0,2mm			0,5mm			0,7mm			13mm		
q _{Útil} (%)	q _{Perdida} (%)													
86,54%	13,46%	92,54%	7,46%	93,94%	6,06%	91,53%	8,47%	92,83%	7,17%	95,14%	4,86%	85,48%	14,52%	
90,80%	9,20%	93,18%	6,82%	93,35%	6,65%	92,83%	7,17%	95,14%	4,86%	95,14%	4,86%	95,14%	4,86%	
93,18%	6,82%	90,89%	9,11%	91,77%	8,23%	92,64%	7,36%	95,37%	4,63%	95,37%	4,63%	95,37%	4,63%	
93,29%	6,71%	91,49%	8,51%	90,86%	9,14%	93,29%	6,71%	92,15%	7,85%	92,15%	7,85%	92,15%	7,85%	
90,84%	9,16%	90,59%	9,41%	89,66%	10,34%	92,84%	7,16%	90,96%	9,04%	92,84%	7,16%	90,96%	9,04%	
88,58%	11,42%	89,79%	10,21%	88,95%	11,05%	92,65%	7,35%	91,15%	8,85%	92,65%	7,35%	91,15%	8,85%	
87,10%	12,90%	89,18%	10,82%	88,31%	11,69%	91,54%	8,46%	89,65%	10,35%	91,54%	8,46%	89,65%	10,35%	
86,52%	13,48%	89,15%	10,85%	88,31%	11,69%	92,35%	7,65%	88,95%	11,05%	92,35%	7,65%	88,95%	11,05%	
85,61%	14,39%	88,81%	11,19%	88,22%	11,78%	92,18%	7,82%	87,51%	12,49%	92,18%	7,82%	87,51%	12,49%	
85,23%	14,77%	87,84%	12,16%	87,71%	12,29%	91,67%	8,33%	87,51%	12,49%	91,67%	8,33%	87,51%	12,49%	
85,31%	14,69%	87,82%	12,18%	87,62%	12,38%	89,95%	10,05%	86,94%	13,06%	89,95%	10,05%	86,94%	13,06%	
85,17%	14,83%	87,62%	12,38%	87,58%	12,42%	90,13%	9,87%	86,77%	13,23%	90,13%	9,87%	86,77%	13,23%	
86,55%	13,45%	86,54%	13,46%	87,49%	12,51%	89,47%	10,53%	86,26%	13,74%	89,47%	10,53%	86,26%	13,74%	
86,06%	13,94%	87,15%	12,85%	87,52%	12,48%	89,30%	10,70%	86,05%	13,95%	89,30%	10,70%	86,05%	13,95%	
86,72%	13,28%	86,86%	13,14%			88,94%	11,06%			88,94%	11,06%			
86,63%	13,37%	86,97%	13,03%			88,82%	11,18%			88,82%	11,18%			
86,83%	13,17%	87,02%	12,98%			88,47%	11,53%			88,47%	11,53%			
		87,22%	12,78%			88,74%	11,26%			88,74%	11,26%			

		87,53%	12,47%		88,55%	11,45%				
D = 20mm com cavidade reentrante										
0,1mm		0,2mm			0,5mm		0,7mm		13mm	
q_{Útil} (%)	q_{Perdida} (%)	q_{Útil} (%)	q_{Perdida} (%)	q_{Útil} (%)	q_{Perdida} (%)	q_{Útil} (%)	q_{Perdida} (%)	q_{Útil} (%)	q_{Perdida} (%)	q_{Perdida} (%)
85,41%	14,59%	89,76%	10,24%	95,63%	4,37%	86,94%	13,06%	94,05%	5,95%	5,95%
88,09%	11,91%	91,97%	8,03%	91,37%	8,63%	89,06%	10,94%	95,11%	4,89%	4,89%
89,27%	10,73%	90,50%	9,50%	92,27%	7,73%	91,55%	8,45%	94,17%	5,83%	5,83%
89,50%	10,50%	89,66%	10,34%	92,33%	7,67%	91,89%	8,11%	93,26%	6,74%	6,74%
89,83%	10,17%	90,07%	9,93%	92,77%	7,23%	91,63%	8,37%	90,65%	9,35%	9,35%
90,31%	9,69%	90,33%	9,67%	92,87%	7,13%	91,69%	8,31%	91,24%	8,76%	8,76%
91,16%	8,84%	90,04%	9,96%	92,72%	7,28%	91,97%	8,03%	90,81%	9,19%	9,19%
89,43%	10,57%	90,29%	9,71%	91,55%	8,45%	91,42%	8,58%	90,55%	9,45%	9,45%
		90,47%	9,53%			87,84%	12,16%	90,35%	9,65%	9,65%
		88,96%	11,04%					89,33%	10,67%	10,67%
								89,35%	10,65%	10,65%

D = 20mm																			
0,1mm				0,2mm				0,5mm				0,7mm				13mm			
q _{útil} (%)	q _{perdida} (%)																		
94,83%	5,17%	94,95%	5,05%	89,21%	10,79%	89,21%	10,79%	89,21%	10,79%	92,58%	7,42%	92,58%	7,42%	93,60%	6,40%	93,60%	6,40%		
95,48%	4,52%	95,16%	4,84%	89,41%	10,59%	89,41%	10,59%	89,41%	10,59%	94,64%	5,36%	94,64%	5,36%	94,02%	5,98%	94,02%	5,98%		
95,69%	4,31%	95,49%	4,51%	89,84%	10,16%	89,84%	10,16%	89,84%	10,16%	95,55%	4,45%	95,55%	4,45%	94,09%	5,91%	94,09%	5,91%		
90,70%	9,30%	93,95%	6,05%	90,05%	9,95%	90,05%	9,95%	90,05%	9,95%	94,09%	5,91%	94,09%	5,91%	93,66%	6,34%	93,66%	6,34%		
90,87%	9,13%	95,11%	4,89%	89,99%	10,01%	89,99%	10,01%	89,99%	10,01%	92,59%	7,41%	92,59%	7,41%	92,38%	7,62%	92,38%	7,62%		
91,03%	8,97%	94,26%	5,74%	90,69%	9,31%	90,69%	9,31%	90,69%	9,31%	91,23%	8,77%	91,23%	8,77%	91,81%	8,19%	91,81%	8,19%		
89,20%	10,80%	92,42%	7,58%	90,73%	9,27%	90,73%	9,27%	90,73%	9,27%	89,07%	10,93%	89,07%	10,93%	91,73%	8,27%	91,73%	8,27%		
89,60%	10,40%	88,51%	11,49%	90,99%	9,01%	90,99%	9,01%	90,99%	9,01%	89,14%	10,86%	89,14%	10,86%	91,02%	8,98%	91,02%	8,98%		
89,78%	10,22%	87,96%	12,04%	90,66%	9,34%	90,66%	9,34%	90,66%	9,34%	88,99%	11,01%	88,99%	11,01%	90,16%	9,84%	90,16%	9,84%		
90,12%	9,88%	86,61%	13,39%	92,36%	7,64%	92,36%	7,64%	92,36%	7,64%	88,65%	11,35%	88,65%	11,35%	89,66%	10,34%	89,66%	10,34%		
88,74%	11,26%	86,05%	13,95%	92,79%	7,21%	92,79%	7,21%	92,79%	7,21%	88,81%	11,19%	88,81%	11,19%	89,28%	10,72%	89,28%	10,72%		
88,68%	11,32%	85,55%	14,45%	95,61%	4,39%	95,61%	4,39%	95,61%	4,39%	88,55%	11,45%	88,55%	11,45%	88,07%	11,93%	88,07%	11,93%		
89,45%	10,55%	85,63%	14,37%	94,69%	5,31%	94,69%	5,31%	94,69%	5,31%	88,48%	11,52%	88,48%	11,52%	87,72%	12,28%	87,72%	12,28%		
		85,36%	14,64%	97,22%	2,78%	97,22%	2,78%	97,22%	2,78%	88,21%	11,79%	88,21%	11,79%	86,95%	13,05%	86,95%	13,05%		
		85,75%	14,25%	95,84%	4,16%	95,84%	4,16%	95,84%	4,16%	88,04%	11,96%	88,04%	11,96%	86,40%	13,60%	86,40%	13,60%		
		86,90%	13,10%	95,95%	4,05%	95,95%	4,05%	95,95%	4,05%	88,01%	11,99%	88,01%	11,99%	86,18%	13,82%	86,18%	13,82%		
		87,10%	12,90%											85,58%	14,42%	85,58%	14,42%		
		88,28%	11,72%											85,41%	14,59%	85,41%	14,59%		
		89,76%	10,24%											85,11%	14,89%	85,11%	14,89%		

APÊNDICE C

ANÁLISE DE INCERTEZA

C.1 Análise de Incerteza

Todos os resultados de medições são afetados por erros que devem ser tratados de forma conveniente. Considerando que os erros não podem ser perfeitamente conhecidos, pode-se afirmar que os resultados carregam uma incerteza. O trabalho apresentado a seguir trata-se do procedimento utilizado para o cálculo das incertezas experimentais segundo Holman (1989).

C.2 Incerteza da Medição do Transdutor de Pressão

Para calcular quanto esta variação de voltagem influencia na variação de pressão, e conseqüentemente na variação da temperatura em função da pressão, seguinte análise é realizada:

$$T \pm \Delta T = f(p + \Delta p) \quad (\text{C.1})$$

Para calcular a variação de temperatura ΔT :

$$\Delta T = \Delta p \frac{\delta T}{\delta p} \quad (\text{C.2})$$

Sendo que:

$$\Delta p = E_{\max} + \Delta I_{\max} \quad (\text{C.3})$$

onde E_{\max} é o erro máximo do sistema de medição e ΔI_{\max} é a máxima flutuação de pressão em relação a média.

Para o cálculo de $\Delta T/\Delta P$ é determinado um polinômio de T em função de P , segundo os dados do programa EES.

Na Fig. C.1 é apresentado o polinômio e a curva gerada para o n-Pentano.

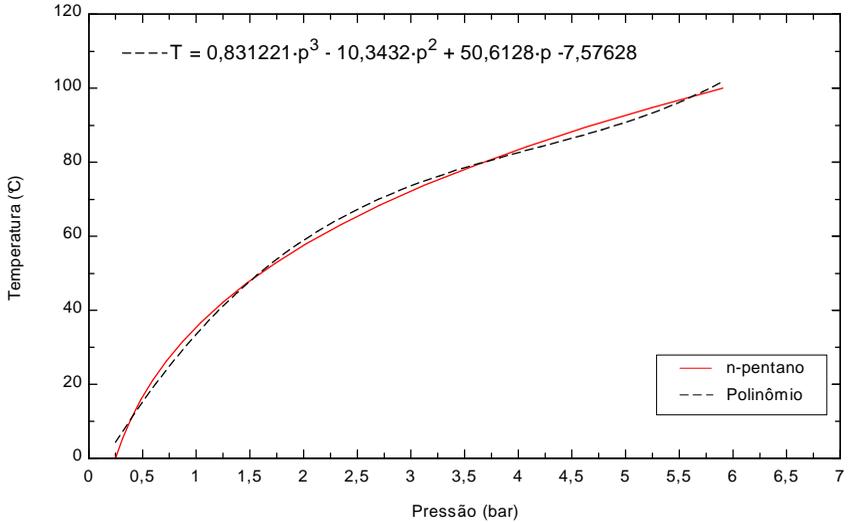


Figura C.1 - Temperatura em função da pressão para o fluido n-Pentano.

A incerteza que a variação de pressão gera na temperatura é de $\pm 0,1^\circ\text{C}$. Conseqüentemente a incerteza na medição de temperatura não é apenas a incerteza do termopar, mas a soma destas. Assim, o erro na medição de temperatura é de $\pm 0,2^\circ\text{C}$.

C.3 Incerteza de ΔT

A incerteza da diferença entre a temperatura da superfície aquecida e a temperatura do fluido é dada por,

$$\delta(\Delta T) = \sqrt{\left(\frac{\partial(\Delta T)}{\partial T_p} \delta T_p\right)^2 + \left(\frac{\partial(\Delta T)}{\partial T_f} \delta T_f\right)^2} \quad (\text{C.4})$$

$$\delta(\Delta T) = \sqrt{\delta T_p^2 + \delta T_f^2} \quad (\text{C.5})$$

A incerteza na medição de temperatura não é apenas a incerteza do termopar, mas a soma desta com a incerteza gerada pela pressão, a qual é dada pela Eq. C.3.

C.4 Incerteza do Fluxo de Calor

Como o h e o q_{real} são obtidos por meio de outras variáveis, é necessário determinar seus erros propagados. Para isso, primeiramente, identifica-se as incertezas das variáveis de entrada utilizadas nos cálculos:

Termopar tipo K: $\pm 0,2$ °C

Medições no bloco de cobre: $\pm 0,00005$ m

Condutibilidade Térmica (K): constante

O fluxo de calor é calculado pela média dos fluxos (Eq. C.6) entre os quatro termopares instalados no bloco de cobre e, estes por sua vez, são calculados pela Eq. C.7.

$$q_{real} = \frac{q_{12} + q_{23} + q_{34} + q_{13} + q_{14} + q_{34}}{6} \quad (C.6)$$

$$q_{12} = \frac{k(T_2 - T_1)}{L_{21}} \quad q_{23} = \frac{k(T_3 - T_2)}{L_{32}} \quad \dots \quad q_{ij} = \frac{k(T_j - T_i)}{L_{ji}} \quad (C.7)$$

Os erros propagados das Eqs. C.6 e C.7 são calculados pelas Eqs. C.8 e C.9:

$$\delta q_{ij} = \sqrt{\left(\frac{k \delta T}{L_{ji}}\right)^2 + \left(\frac{k(T_j - T_i) \delta L}{L_{ji}^2}\right)^2} \quad (C.8)$$

$$\delta q_{real} = \sqrt{\left(\frac{\delta q_{12}}{6}\right)^2 + \left(\frac{\delta q_{23}}{6}\right)^2 + \left(\frac{\delta q_{34}}{6}\right)^2 + \left(\frac{\delta q_{13}}{6}\right)^2 + \left(\frac{\delta q_{14}}{6}\right)^2 + \left(\frac{\delta q_{34}}{6}\right)^2} \quad (C.9)$$

C.5 Incerteza no Coeficiente de Transferência de Calor

O coeficiente de transferência de calor é dado por,

$$h = \frac{q_{real}}{(T_p - T_{sat})} \quad (C.10)$$

Logo,

$$\delta h = \sqrt{\left(\frac{1}{(T_p - T_{sat})} \delta q_{real} \right)^2 + \left(\frac{q_{real}}{(T_p - T_{sat})^2} \delta(\Delta T) \right)^2} \quad (C.11)$$

C.6 Cálculo das Incertezas Experimentais

Na Tabela C.1 são apresentados os valores da resistência elétrica, dos diâmetros do disco de cobre, da área do mesmo e suas incertezas experimentais, além das incertezas experimentais da temperatura e da voltagem.

Na Tabela C.2 são apresentados os valores calculados das incertezas do fluxo de calor e do coeficiente de transferência de calor para o fluido n-Pentano.

Observa-se que a incerteza experimental para o fluxo de calor e para o coeficiente de transferência de calor tende a aumentar com a diminuição do fluxo de calor, e os seus valores máximos foram de aproximadamente 46,3% e 46,4%, respectivamente, para a superfície com 20mm de diâmetro, para o confinamento $s = 0,5\text{mm}$ e fluxo de calor de 5kW/m^2 . Porém à medida que o fluxo de calor aumenta, a incerteza experimental diminui e os menores valores encontrados para o fluxo de calor e o coeficiente de transferência de calor foram de 2,02% e 2,24%, respectivamente, para a superfície com 12mm de diâmetro, sem confinamento e fluxo de calor de 170kW/m^2 .

Tabela C.1 – Valores das incertezas experimentais.

D (m)	$\delta(\Delta T)$ (°C)	dV (%)	R (Ω)	δR (Ω)	δD (m)	A (m²)	δA (m²)
0,012	0,2	1	177	0,005	5,00E-05	1,13E-04	9,42E-07
0,020	0,2	1	177	0,005	5,00E-05	3,14E-04	1,57E-06

Tabela C.2 – Incertezas experimentais para o fluido n-Pentano.

D = 12mm														
0,1mm			0,2mm			0,5mm			0,7mm			13mm		
$\delta q_{real}/q_{real}$ (%)	$\delta h/h$ (%)		$\delta q_{real}/q_{real}$ (%)	$\delta h/h$ (%)		$\delta q_{real}/q_{real}$ (%)	$\delta h/h$ (%)		$\delta q_{real}/q_{real}$ (%)	$\delta h/h$ (%)		$\delta q_{real}/q_{real}$ (%)	$\delta h/h$ (%)	
23,63	23,74		46,34	46,38		27,11	27,16		30,24	30,29		23,12	23,14	
18,60	18,74		15,38	15,53		21,71	21,76		22,45	22,50		13,86	13,91	
13,75	13,92		9,19	9,46		16,73	16,80		17,49	17,54		11,24	11,30	
16,02	16,07		6,74	7,10		14,00	14,08		13,91	13,98		8,19	8,26	
12,08	12,11		5,35	5,80		11,39	11,49		11,71	11,78		5,89	5,99	
8,42	8,55		4,43	4,95		9,74	9,86		10,88	10,95		4,84	4,95	
7,88	8,04		3,83	4,40		8,83	8,96		9,26	9,34		4,14	4,27	
7,09	7,29		3,33	3,90		7,18	7,33		8,13	8,21		3,27	3,43	
6,50	6,73		2,95	3,43		6,07	6,25		7,73	7,81		2,85	3,02	
5,97	6,21		2,71	3,06		5,29	5,45		6,38	6,46		2,59	2,77	
5,43	5,71		2,51	2,80		4,86	5,00		5,40	5,49		2,33	2,53	
5,12	5,41		2,28	2,51		4,26	4,39		4,82	4,92		2,15	2,35	
4,52	4,88					3,89	4,00		4,24	4,34		2,02	2,24	
3,96	4,39					3,53	3,63		3,90	4,00				
3,57	4,05					3,24	3,34		3,52	3,62				
3,29	3,74					2,96	3,06		3,25	3,36				

3,03	3,44			2,79	2,89	2,98	3,08	
2,83	3,18			2,56	2,67	2,76	2,87	
				2,43	2,54			

D = 20mm com cavidade reentrante									
0,1mm		0,2mm		0,5mm		0,7mm		13mm	
$\delta q_{\text{real}}/q_{\text{real}}$ (%)	$\delta h/h$ (%)								
26,50	27,24	23,94	25,31	23,64	24,33	30,72	31,63	31,04	31,14
12,57	13,09	11,99	12,52	12,79	13,12	14,62	15,00	14,71	14,76
8,34	8,65	8,84	9,14	8,83	9,01	8,99	9,19	8,88	8,96
6,24	6,49	6,73	6,97	6,70	6,80	7,01	7,11	6,42	6,52
5,02	5,24	5,03	5,31	5,30	5,38	5,48	5,58	5,60	5,72
4,19	4,34	4,19	4,43	4,45	4,51	4,40	4,50	4,29	4,42
3,84	3,92	3,62	3,82	4,46	4,50	3,67	3,77	3,68	3,82
3,80	3,84	3,20	3,35			3,33	3,41	3,17	3,32
		2,86	2,98			3,06	3,12	2,77	2,93
		2,73	2,81					2,52	2,70
								2,25	2,44

D = 20mm									
0,1mm		0,2mm		0,5mm		0,7mm		13mm	
$\delta q_{\text{real}}/q_{\text{real}}$ (%)	$\delta h/h$ (%)								
30,06	30,11	42,03	42,13	46,36	46,41	35,44	35,50	42,28	42,30
24,35	24,57	31,40	31,53	36,50	36,56	29,11	29,16	23,27	23,29
16,45	16,61	17,06	17,30	20,98	21,09	17,55	17,63	14,83	14,87
10,67	10,88	12,34	12,66	17,86	17,93	12,67	12,78	11,49	11,54
10,26	10,40	9,37	9,77	14,36	14,42	10,97	11,08	9,01	9,07
7,54	7,69	7,60	8,06	8,71	8,88	8,88	8,99	7,67	7,74
7,00	7,10	6,41	6,83	7,27	7,42	7,08	7,21	6,50	6,57
5,60	5,70	5,61	5,98	6,59	6,73	6,02	6,14	5,82	5,90
5,57	5,64	4,88	5,20	5,62	5,77	4,86	5,00	5,21	5,30
5,10	5,16	4,36	4,62	4,93	5,05	4,52	4,65	4,29	4,40
4,46	4,51	4,03	4,23	4,54	4,64	4,07	4,20	3,90	4,02
		3,78	3,94	4,09	4,19	3,75	3,88	3,59	3,72
		3,45	3,54	3,74	3,83	3,43	3,55		
		3,47	3,52	3,37	3,46	3,15	3,26		

APÊNDICE D

D.1 Demonstração dos Números de Froude e Weber

Na literatura o número de Froude e o número de Weber são expressos em função da velocidade do fluido (Eqs. D.1 e D.2). Neste estudo, tem-se dificuldade em representar os dois números adimensionais dessa forma, pois o valor da velocidade do fluido é desconhecido e não houve condições de medi-la.

$$Fr = \frac{V^2}{gL} \quad (D.1)$$

$$We = \frac{\rho_l V^2 L}{\sigma} \quad (D.2)$$

Para reescrever as duas expressões anteriores em função do fluxo de calor foram efetuadas algumas manipulações algébricas.

Sendo a expressão da quantidade de calor sensível:

$$Q = mc\Delta T \quad (D.3)$$

ou utilizando a propriedade de entalpia,

$$\dot{Q} = \dot{m}\Delta h \quad (D.4)$$

dividindo ambos os lados da Eq. D.4 pela área da superfície utilizada, tem-se:

$$\frac{\dot{Q}}{A} = \frac{\dot{m}}{A} \Delta h \quad (D.5)$$

o termo à esquerda do sinal de igualdade corresponde ao fluxo de calor e da definição de velocidade mássica do líquido, tem-se:

$$q'' = Gh_{lv} \quad (D.6)$$

ou isolando G ,

$$G = \frac{q''}{h_{lv}} \quad (\text{D.7})$$

A velocidade mássica do vapor, por sua vez, é expressa como o produto entre a densidade do vapor e a velocidade média das bolhas de vapor, ou seja:

$$G = \rho_v V \quad (\text{D.8})$$

isolando V da equação anterior e substituindo o valor de G (Eq. D.7), tem-se:

$$V = \frac{q''}{\rho_v h_{lv}} \quad (\text{D.9})$$

O valor de L corresponde ao comprimento capilar dado por:

$$L_b = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (\text{D.10})$$

D.1.1 – Número de Froude

Para a expressão do número de Froude, substitui-se o valor de V (Eq. D.9) e então:

$$Fr = \frac{q^2}{g\rho_v^2 h_{lv}^2 L_b} \quad (\text{D.11})$$

D.1.2 – Número de Weber

O número de Weber obtido é expresso como:

$$We = \frac{\rho_l q^2 L_b}{\sigma \rho_v^2 h_{lv}^2} \quad (\text{D.12})$$

APÊNDICE E

E.1 Método para Obtenção da Correlação

A obtenção experimental da correlação para a transferência de calor envolve a análise de dados obtidos em laboratório, sob condições de testes controlados. A correlação que representa o coeficiente de transferência de calor para o fenômeno de ebulição baseou-se na utilização dos parâmetros adimensionais obtidos dos resultados experimentais e plotados sobre um gráfico logarítmico. O primeiro passo consistiu em escrever uma função entre os números adimensionais que representam as variáveis independentes (Fr , We , Ja , Pr_l e Bo) e o número adimensional da grandeza dependente (Nu_l). Todas as propriedades físicas do fluido n-Pentano e FC 72 foram obtidas utilizando o software EES (Equation Engineering Solver) o qual permitiu a obtenção dos valores dos números adimensionais utilizados. O procedimento utilizado para a obtenção das correlações, para a ebulição confinada e não confinada é apresentado a seguir.

E.1.1 Caso Sem Confinamento

Para o caso sem confinamento, o coeficiente de transferência de calor será determinado a partir da seguinte relação:

$$Nu_{calc,scnf} = f(Fr, We, Pr_l, Ja) \quad (E.1)$$

Assim, a expressão algébrica pode ser escrita como:

$$Nu_{calc,scnf} = C_1 C_2 C_3 Fr We^a Pr_l^b Ja^c \quad (E.2)$$

O passo seguinte consiste em escrever o número de Nusselt através dos dados obtidos experimentalmente, em função do número de Froude e do número de Weber. Os valores de C_1 e a são determinados a partir da equação da reta obtida do gráfico logaritmo da função. Fazendo:

$$\frac{Nu_{cal,1}}{Fr} = C_1 We^a \quad (E.3)$$

Aplicando o logaritmo na base 10 de ambos os lados e usando as propriedades logarítmicas:

$$\log_{10}\left(\frac{Nu_{\text{exp}}}{Fr}\right) = \log_{10} C_1 + a \log_{10} We \quad (\text{E.4})$$

Em seguida, compara-se com a equação da reta obtida a partir dos dados experimentais:

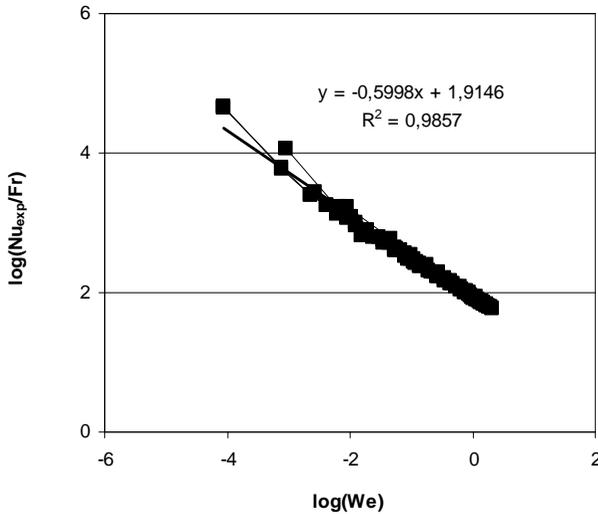


Figura E.1 - Representação gráfica da relação utilizada para a correlação empírica.

$$y = ax + b \quad (\text{E.5})$$

$$y = \log_{10}\left(\frac{Nu_{\text{exp}}}{Fr}\right) \quad (\text{E.6})$$

$$a = -0,59 \quad (\text{E.7})$$

$$C_1 = 10^b \rightarrow C_1 = 10^{-1,91} \rightarrow C_1 = 82,14 \quad (\text{E.8})$$

Substituindo os valores da constante C_1 e do coeficiente a , encontrados, tem-se:

$$Nu_{calc,1} = 82,14 Fr We^{-0,59} \quad (E.9)$$

Assim,

$$Nu_{exp} = Nu_{calc,1} C_2 Pr_l^b \quad (E.10)$$

Fazendo o gráfico da razão entre o número de Nusselt obtido com os dados experimentais e o calculado pela Equação E.9 em função do logaritmo do número de Prandtl, encontram-se os valores para a constante C_2 e o expoente b :

$$Nu_{exp} = Nu_{calc,2} C_3 Ja^c \quad (E.11)$$

onde,

$$Nu_{calc,2} = Nu_{calc,1} C_2 Pr_l^b \quad (E.12)$$

Realizando o mesmo procedimento anterior, em função do logaritmo do número de Jakob, encontram-se os valores para a constante C_3 e o expoente c . Assim, a correlação para o fenômeno de ebulição sem confinamento é representado pela Equação E.13:

$$Nu_{calc,sconf} = 33,26 Fr We^{-0,59} Pr_l^{-0,03} Ja^{-0,48} \quad (E.13)$$

E.1.2 Caso Com Confinamento

Para o caso com confinamento, o coeficiente de transferência de calor será determinado a partir da seguinte relação:

$$Nu_{calc,conf} = f(Fr, We, Pr_l, Ja, Bo) \quad (E.14)$$

Assim, a expressão algébrica pode ser escrita como:

$$Nu_{calc,conf} = C_1 C_2 C_3 C_4 Fr We^a Pr_l^b Ja^c Bo^d \quad (E.15)$$

O passo seguinte consiste em escrever o número de Nusselt através dos dados obtidos experimentalmente, em função do número de

Froude e do número de Weber. Os valores de C_1 e a são determinados a partir da equação da reta obtida do gráfico logaritmo da função:

$$Nu_{\text{exp}} = Nu_{\text{calc},1} C_2 C_3 C_4 Pr_l^b Ja^c Bo^d \quad (\text{E.16})$$

onde,

$$Nu_{\text{calc},1} = C_1 Fr We^a \quad (\text{E.17})$$

Fazendo o gráfico da razão entre o número de Nusselt obtido experimentalmente e o calculado pela Equação E.17 em função do logaritmo do número de Prandtl, encontram-se os valores para a constante C_2 e o expoente b :

$$Nu_{\text{exp}} = Nu_{\text{calc},2} C_3 Ja^c \quad (\text{E.18})$$

onde,

$$Nu_{\text{calc},2} = Nu_{\text{calc},1} C_2 Pr_l^b \quad (\text{E.19})$$

Realizando o mesmo procedimento, em função do logaritmo do número de Jakob, encontram-se os valores para a constante C_3 e o expoente c :

$$Nu_{\text{exp}} = Nu_{\text{calc},3} C_4 Bo^d \quad (\text{E.19})$$

onde,

$$Nu_{\text{calc},3} = Nu_{\text{calc},2} C_3 Ja^c \quad (\text{E.20})$$

Novamente, fazendo o gráfico da razão entre o número de Nusselt obtido experimentalmente e o calculado pela Equação E.20 em função do logaritmo do número de Bond, encontram-se os valores para a constante C_4 e o expoente d . Assim, a correlação para o fenômeno de ebulição para o caso confinado é representado pela Equação E.21:

$$Nu_{\text{calc},\text{conf}} = 30,6 Fr We^{-0,59} Pr_l^{-0,08} Ja^{-0,56} Bo^{0,012} \quad (\text{E.21})$$