

Serviço de Pós-Graduação EESC/USP

EXEMPLAR REVISADO

Data de entrada no Serviço 01/09/2004

Ass.: Elvio Bugançá Stelute

***EFEITO DA RUGOSIDADE SUPERFICIAL NA
EBULIÇÃO NUCLEADA DE REFRIGERANTES
HALOGENADOS EM TUBOS HORIZONTAIS***

Dissertação apresentada à Escola de Engenharia de São Carlos, da Universidade de São Paulo, como parte dos requisitos para a obtenção do Título de Mestre em Engenharia Mecânica

DEDALUS - Acervo - EESC



31100047335

ORIENTADOR: Prof. Dr. José Maria Saiz Jabardo



**São Carlos
2004**

FOLHA DE JULGAMENTO

Candidato: Engenheiro **ELVIO BUGANÇA STELUTE**

Dissertação defendida e julgada em 12-08-2004 perante a Comissão Julgadora:


Prof. Dr. **JOSÉ MARIA SAIZ JABARDO** (Orientador)
(Escola de Engenharia de São Carlos/USP)

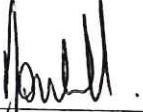
Aprovado


Prof. Dr. **ENIO PEDONE BANDARRA FILHO**
(Universidade Federal de Uberlândia/UFU)


Aprovado


Dr. **GERHARDT RIBATSKI**
(École Polytechnique Fédérale de Lausanne/Suíça)

APROVADO


Prof. Associado **JONAS DE CARVALHO**
Coordenador do Programa de Pós-Graduação
em Engenharia Mecânica


Profa. Titular **MARIA DO CARMO CALIJURI**
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

Dedico este trabalho a toda minha família, em especial a meus pais, Itamar Stelute e Elizabeth Amabile Bugança Stelute, e a minha irmã Letícia Bugança Stelute pelo constante apoio e incentivo à sua conclusão.

A GRADECIMENTOS

Inicialmente gostaria de agradecer ao amigo e orientador Prof. Dr. José Maria Saiz Jabardo pela dedicação e confiança em mim depositada, pela excelente orientação e formação acadêmica e pessoal.

À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo, FAPESP, pela bolsa de estudos concedida.

Um agradecimento especial aos amigos do grupo de Ebulação Nucleada do Laboratório de Refrigeração da EESC-USP, Evandro Fockink da Silva, Gherhardt Ribatski e Samuel Freire de Barros, pela descontração e auxílio imprescindível à minha formação.

Ao técnico José Roberto Bogni, pela amizade e dedicação, além do imprescindível auxílio na preparação e manutenção da bancada experimental.

Aos meus amigos do Laboratório de Refrigeração da EESC-USP, aqueles ainda presentes e aqueles que passaram, Ana Carolina de Araújo Evangelista dos Santos, Elton Ferreira Higino de Cuba, Enio Pedone Bandarra Filho, Fernando Andrecioli, João Roberto Bastos Zoghbi Filho, Leonardo Serafim, Paulo Eduardo Lopes Barbieri, Ricardo Pereira Mazini, Rodrigo de Macedo e Willians Gonzáles Mamani.

A todo pessoal do Laboratório de Metrologia da EESC-USP, em especial ao Prof. Dr. Benedito di Giacomo, Alessandro Marques, Luís Carlos Neves e Rita de Cássia Alves Magalhães, pela amizade e colaboração na realização deste trabalho.

Aos demais professores e funcionários da Escola de Engenharia de São Carlos-USP e demais colegas da pós-graduação pela descontração e estimada colaboração.

À empresa Zirtec e, em especial, ao Eng. Murakami, pela doação de material para jateamento das superfícies utilizadas no trabalho.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS.....	III
LISTA DE TABELAS.....	VI
LISTA DE SÍMBOLOS.....	VIII
RESUMO.....	XI
ABSTRACT.....	XII
CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO.....	1
1.1 Introdução.....	1
1.2 Acabamento Superficial.....	2
1.3 Objetivos.....	3
CAPÍTULO 2 – PESQUISA BIBLIOGRÁFICA.....	4
2.1 Introdução.....	4
2.2 Conceitos Básicos.....	7
2.3 Densidade de Cavidades Ativas.....	23
2.4 Diâmetro de Desprendimento.....	33
2.5 Características das Cavidades da Superfície.....	37
2.6 Efeito do Acabamento Superficial.....	47
2.7 Envelhecimento da Superfície.....	52
2.8 Correlações.....	56
2.9 Conclusões.....	72
CAPÍTULO 3 – APARATO EXPERIMENTAL.....	74
3.1 Introdução.....	74
3.2 Seção de Testes.....	76
3.3 Sistemas de Rejeição de Calor.....	79
3.4 Alimentação das Resistências Elétricas.....	80
3.5 Aquisição de Dados.....	80
3.6 Procedimento Experimental.....	81
3.7 Considerações sobre as Medidas Obtidas.....	83
3.8 Conclusões.....	89
CAPÍTULO 4 – RESULTADOS EXPERIMENTAIS.....	90
4.1 Introdução.....	90
4.2 Influência do Refrigerante.....	91
4.3 Influência da Pressão Reduzida.....	94
4.4 Influência do Material da Superfície.....	101
4.5 Influência do Acabamento Superficial.....	104
4.5.1 Superfície de Latão.....	104
4.5.2 Superfície de Cobre.....	109
4.5.3 Superfície de Aço Inoxidável.....	112
4.6 Envelhecimento da Superfície.....	117
4.7 Conclusões.....	121

CAPÍTULO 5 – CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES.....	123
5.1 Considerações Gerais.....	123
5.2 Conclusões.....	123
5.3 Recomendações para trabalhos futuros.....	124
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	125
APÊNDICE A – ANÁLISE DE INCERTEZAS.....	130
A.1 Calibração.....	130
A.2 Propagação de Incertezas.....	134
A.2.1 Incerteza na Área da Superfície de Transferência de Calor.....	134
A.2.2 Incerteza no Fluxo Específico de Calor.....	135
A.2.3 Incerteza na Determinação da Temperatura de Saturação.....	136
A.2.4 Incerteza na Determinação do Superaquecimento da Superfície.....	136
A.2.5 Incerteza na Determinação do Coeficiente de Transferência de Calor.	136
APÊNDICE B – PARÂMETROS DE RUGOSIDADE.....	138
B.1 Parâmetros para Caracterização da Superfície.....	138
APÊNDICE C – RESULTADOS EXPERIMENTAIS.....	144
R123 – Superfície de Cobre.....	144
R123 – Superfície de Latão.....	150
R123 – Superfície de Aço Inoxidável.....	152
R134a – Superfície de Cobre.....	154
R134a – Superfície de Latão.....	163
R134a – Superfície de Aço Inoxidável.....	169

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Número de publicações em ebulação nucleada.....	1
Figura 1.2 – Coeficiente de eficácia para um ciclo com $T_{cond} = 40\text{ }^{\circ}\text{C}$.....	3
Figura 2.1 – Curva de ebulação.....	5
Figura 2.2 – Representação esquemática dos regimes de ebulação.....	6
Figura 2.3 – Equilíbrio de forças em bolha imersa em um seio de líquido.....	7
Figura 2.4 – Condições de equilíbrio para bolha em seio de líquido.....	11
Figura 2.5 -- Ângulo de contato em uma bolha imersa no fluido.....	14
Figura 2.6 – Variação da energia de formação de um núcleo de vapor com o ângulo de contato.....	16
Figura 2.7 – Bolha em cavidade cônica.....	17
Figura 2.8 – Critério de HSU(1962) para faixa de cavidades ativas.....	18
Figura 2.9 – Bolha em cavidade e linhas isotérmicas.....	20
Figura 2.10 – Critério de HAN e GRIFFITH (1965).....	21
Figura 2.11 – Faixa de cavidades ativas por BERGLES e ROHSENOW (1964).....	22
Figura 2.12 – Dependência da função $f(\theta, \beta)$ em relação ao ângulo de contato e da cavidade.....	28
Figura 2.13 – Configuração de um núcleo de vapor antes do desprendimento.....	33
Figura 2.14 - Núcleo de vapor em cavidade cilíndrica.....	38
Figura 2.15 – Penetração na cavidade dada pelo modelo de SINGH et al (1976).....	39
Figura 2.16 – Volume de vapor aprisionado em função do ângulo de contato.....	40
Figura 2.17 – Lugares geométricos das cavidades utilizando os critérios empregados por SINGH et al (1976) para um dado superaquecimento.....	41
Figura 2.18 – Lugares geométricos das cavidades ativas de acordo com o superaquecimento, raio e profundidade da cavidade.....	42
Figura 2.19 – Ângulo de contato médio.....	43
Figura 2.20 – Comparação entre o ângulo de contato e o ângulo de contato médio.....	44
Figura 2.21 -- Efeito da micro-rugosidade no movimento da interface líquido e vapor.....	44
Figura 2.22 – Ângulo de contato, de avanço e retrocesso dentro de uma cavidade.....	45

Figura 2.23 – Resultados experimentais de BERENSON (1962).....	48
Figura 2.24 – Distribuição das cavidades artificiais na superfície.....	64
Figura 2.25 – Tendência de algumas correlações da literatura.....	71
Figura 3.1 – Aparato experimental.....	75
Figura 3.2 – Representação esquemática da cuba de ebulação.....	76
Figura 3.3 – Detalhe da superfície de testes.....	77
Figura 3.4 – Superfície de latão com $R_a = 0,9 \mu\text{m}$ e $\phi = 5 \text{ kW/m}^2$ imersa em R134a.....	78
Figura 3.5 – Superfície de latão com $R_a = 0,9 \mu\text{m}$ e $\phi = 10 \text{ kW/m}^2$ imersa em R134a.....	78
Figura 3.6 – Superfície de latão com $R_a = 0,9 \mu\text{m}$ e $\phi = 20 \text{ kW/m}^2$ imersa em R134a.....	78
Figura 3.7 – Superfície de latão com $R_a = 0,9 \mu\text{m}$ e $\phi = 40 \text{ kW/m}^2$ imersa em R134a.....	79
Figura 3.8 – Localização de termopar no canal.....	83
Figura 3.9 – Condições de contorno utilizadas no programa.....	84
Figura 3.10 – Resultados da simulação.....	85
Figura 3.11 – Condições de contorno para simulação longitudinal da superfície de testes....	86
Figura 3.12 – Perfil de temperatura junto à superfície e junto à resistência elétrica.....	87
Figura 4.1 – Curva de ebulação para $p_r = 0,063$ em superfície de cobre.....	91
Figura 4.2 – Curva de ebulação para $p_r = 0,092$ em superfície de cobre.....	91
Figura 4.3 – Incremento do coeficiente de transferência de calor para $p_r = 0,063$	93
Figura 4.4 – Incremento do coeficiente de transferência de calor para $p_r = 0,092$	93
Figura 4.5 – Variação do parâmetro γ_1 com a pressão reduzida para R123.....	95
Figura 4.6 – Variação do parâmetro γ_1 com a pressão reduzida para R134.....	95
Figura 4.7 – Variação do parâmetro γ_1 com a rugosidade superficial para R123.....	96
Figura 4.8 – Variação do parâmetro γ_1 com a rugosidade superficial para R134a.....	97
Figura 4.9 – Variação do parâmetro γ_2 com a pressão reduzida para R123.....	98
Figura 4.10 – Variação do parâmetro γ_2 com a pressão reduzida para R134a.....	98
Figura 4.11 – Variação do parâmetro γ_2 com a pressão reduzida.....	99
Figura 4.12 – Variação do parâmetro γ_2 com a rugosidade para R123.....	100
Figura 4.13 – Variação do parâmetro γ_2 com a rugosidade para R134a.....	100
Figura 4.14 – Curva de ebulação para R134a em superfície de cobre, latão e aço inoxidável	102
Figura 4.15 – Curva de ebulação para R134a e distintos materiais com rugosidade elevado.	102
Figura 4.16 – Efeito da rugosidade na ebulação de R134a com $p_r = 0,063$	105
Figura 4.17 – Efeito da rugosidade na ebulação de R134a com $p_r = 0,26$	105

Figura 4.18 – Parâmetros de rugosidade em função do R_a	107
Figura 4.19 – Distribuição amostral e função autocorrelação para superfícies de latão.....	108
Figura 4.20 – Efeito da rugosidade na ebulação de R134a com $p_r = 0,063$	109
Figura 4.21 - Efeito da rugosidade na ebulação de R134a com $p_r = 0,26$	110
Figura 4.22 - Superfícies de cobre onde foi utilizada lixa.....	111
Figura 4.23 – Superfícies de cobre onde foi utilizado jato de areia.....	111
Figura 4.24 – Efeito da rugosidade na ebulação de R134a com $p_r = 0,063$	113
Figura 4.25 - Efeito da rugosidade na ebulação de R134a com $p_r = 0,26$	113
Figura 4.26 – Superfície de aço inoxidável submetida à lixa e ao polimento.....	115
Figura 4.27 – Superfície de aço inoxidável sem processo de acabamento.....	116
Figura 4.28 – Efeito do jateamento na superfície de aço inoxidável.....	116
Figura 4.29 – Efeito do envelhecimento da superfície de cobre.....	118
Figura 4.30 – Efeito do envelhecimento da superfície de cobre.....	118
Figura 4.31 – Efeito do envelhecimento na superfície de aço inoxidável.....	119
Figura 4.32 – Efeito do envelhecimento na superfície de latão.....	120
Figura A.1 – Calibração do canal 1 com uso do banho termostático.....	132
Figura B.1 – Definição dos parâmetros utilizados nos cálculos.....	138
Figura B.2 – Exemplo de perfis com mesmo R_a	139
Figura B.3 – Curva de distribuição de amplitudes.....	141

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 – Cavidades ativas pelo critério de BERGLES e ROHSENOW (1964).....	23
Tabela 2.2 – Análise dos critérios de nucleação.....	23
Tabela 2.3 – Correlações para densidade de cavidades ativas.....	32
Tabela 2.4 – Dados experimentais de MCFADDEN e GRASSMANN (1962).....	37
Tabela 2.5 – Resultados da análise de trabalhos referentes ao efeito da rugosidade na ebullição nucleada.....	52
Tabela 2.6 – Equações para cada efeito na correlação de RIBATSKI (2002).....	69
Tabela 2.7 – Resumo da análise das correlações presentes na literatura.....	70
Tabela 3.1 – Perdas por condução no sentido longitudinal da seção de testes.....	87
Tabela 3.2 – Comparação dos resultados do programa com a Lei de Fourier para diferença de temperatura entre o canal do termopar e a superfície.....	88
Tabela 4.1 – Rugosidade (R_a) obtida com cada tipo de acabamento.....	90
Tabela 4.2 – Coeficiente de transferência de calor [kW/m².°C] para R123 com $p_r = 0,023$ em superfície de cobre.....	92
Tabela 4.3 – Incremento do coeficiente de transferência de calor [kW/m².°C.µm] com a variação da rugosidade para R123, com $p_r = 0,063$ em superfície de cobre.....	92
Tabela 4.4 – Propriedades dos materiais utilizados.....	101
Tabela 4.5 – Coeficiente de transferência de calor [kW/m².°C] para R134a.....	103
Tabela 4.6 – Aumento percentual do coeficiente de transferência de calor entre $R_a = 0,07$ µm e $R_a = 2,5$ µm.....	104
Tabela 4.7 – Parâmetros de rugosidade para as superfícies de latão.....	106
Tabela 4.8 – Granulometria utilizada no jateamento.....	109
Tabela 4.9 – Propriedades mecânicas dos materiais testados.....	120
Tabela A.1 –Procedimento para calibração dos termopares.....	130
Tabela A.2 – Resultados da calibração dos termopares.....	132
Tabela A.3 – Resultados da calibração do termopar do canal 1.....	133
Tabela A.4 – Incerteza de cada canal/termopar do sistema de aquisição.....	133

Tabela A.5 – Valores de incerteza para medida da corrente e tensão.....	134
Tabela A.6 – Incertezas no fluxo de calor.....	135
Tabela A.7 – Incerteza no coeficiente de transferência de calor.....	137

LISTA DE SÍMBOLOS

LETRAS LATINAS

a	disponibilidade específica	J/kg
A	área	m ²
A	disponibilidade	J
c	concentração	mol/m ³
c _p	calor específico	J/kg.K
C _a ^L	número de vezes que um perfil intersecta o nível <i>a</i>	
COP	coeficiente de performance	
d	diâmetro	m
d _l	diâmetro na base da bolha	m
d _b	diâmetro de desprendimento da bolha	m
D	coeficiente de difusão	m ² /s
f	freqüência de formação de bolhas	1/s
F _e	força de empuxo	N
F _{ts}	força devido à tensão superficial	N
F _i	força de inércia	N
F _{af}	força de arrasto de forma	N
g	aceleração gravitacional	m/s ²
g	função de Gibbs por unidade de massa	J/kg
G	função de Gibbs	J
G	velocidade mássica	kg/m ² s
h	coeficiente de transferência de calor	W/m ² K
h	diferença entre uma esfera e o núcleo de vapor considerado	m
h	entalpia	J/kg
H	constante da lei de Henry	J/kg.K
i	Irreversibilidades	
k	condutividade térmica	W/(m.K)
L	distância média entre cavidades	m
m	massa	kg
M	massa molecular	kg/mol
N	número de cavidades ativas	
N/A	densidade de cavidades ativas	cavidades/m ²
p	profundidade da cavidade; pressão	m; Pa
q	taxa de transferência de calor	W
r	raio	m
r _l	raio na base da bolha	m
R	constante de gás	J/kgK
Ra	rugosidade média aritmética	μm
R _{TC}	resistência térmica de contato	m ² K/W

s	entropia específica	J/kg.K
s	relação entre a área real e a projetada	
S	solubilidade	kmol/m ³ Pa
t	tempo	s
T	temperatura	K
u	energia interna específica	J/kg
v	volume específico	m ³ /kg
V	volume	m ³
V ₀	velocidade inicial de penetração do líquido na cavidade	m/s
V _s	velocidade de ascensão da bolha	m/s
V _t	velocidade terminal da bolha	m/s
x, y, z	distância	m

LETRAS GREGAS

α	difusividade térmica	m^2/s
β	ângulo do cone da cavidade	graus
δ	parâmetro de crescimento de bolha	
ΔA	espessura da camada limite	m
Δh_{Ra}	variação da disponibilidade	J
ΔT	incremento no coeficiente de transferência com rugosidade	$W/m^2K\mu m$
Δx	superaquecimento da superfície - ($T_p - T_{sat}$)	K
ϕ	variação de distância	m
μ	fluxo específico de calor	W/m^2
ν	viscosidade dinâmica	Ns/m^2
θ	viscosidade cinemática	m^2/s
θ	ângulo de contato	graus
θ_{mc}	temperatura adimensional	
ρ	ângulo de contato médio na condição crítica	graus
σ	densidade	kg/m^3
σ^2	tensão superficial	N/m
τ	variância	
$\psi(\theta)$	adimensional relativo ao tempo	
	função da energia de formação de um núcleo de vapor	

NÚMEROS ADIMENSIONAIS

Ja	número de Jakob	$\frac{c_{pl}\Delta T}{h_{lv}}$
Ja*	número de Jakob modificado	$\frac{\rho_l c_{pl} \Delta T}{\rho_v h_{lv}}$
Nu	número de Nusselt	$\frac{hL}{k_l}$

Pr	número de Prandtl	$\frac{c_p \mu}{k}$
Re	número de Reynolds	$\frac{\rho V L}{\mu}$
St	número de Stanton	$\frac{h}{\rho V c_p} = \frac{Nu}{Re \cdot Pr}$

SUBSCRITOS

0	estado inicial
a	avanço
b	relativo à bolha ou ao processo de ebulação
c	calculado no ponto crítico
c	cavidade
Carnot	ciclo de Carnot
cond	condensação
eq	na condição de equilíbrio
evap	evaporação
gas	referente a gás inerte
l	líquido
lv	diferença entre vapor e líquido
LV	interface entre líquido e vapor
m	médio
max	máximo
mc	médio na condição crítica
min	mínimo
p	projetado
p	superfície aquecida
r	propriedade reduzida
r	retrocesso
s	superfície
sat	estado de saturação
SL	interface entre sólido e líquido
super	superaquecido
SV	interface entre sólido e vapor
v	vapor
σ	devido à tensão superficial

RESUMO

STELUTE E. B. (2004), *Efeito da Rugosidade Superficial na Ebulação Nucleada de Refrigerantes Halogenados em Tubos Horizontais*, São Carlos 175 p. Dissertação (Mestrado) – Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo.

O estudo presente constitui uma análise da influência do acabamento superficial no coeficiente de transferência de calor na ebulação nucleada de refrigerantes halogenados. Dados para três superfícies distintas (cobre, latão e aço inoxidável), dois fluidos refrigerantes (R123 e R134a) e pressões reduzidas entre 0,023 e 0,26 são analisados com o intuito de verificar a influência da rugosidade nestes três parâmetros. O efeito da rugosidade foi avaliado com três acabamentos distintos (massa polidora, lixa e jato de areia) cobrindo uma faixa de rugosidades médias variando desde 0,03 μm até 10,5 μm . Uma análise de diversas publicações da literatura foi levada a cabo, tendo sido particularmente investigadas algumas correlações que consideram o efeito do acabamento superficial em sua estimativa do coeficiente de transferência de calor. As tendências destas correlações são comparadas entre si e com os dados experimentais. A análise dos resultados permitiu levantar tendências inéditas na literatura consultada. A superfície em ebulação recebeu especial atenção com a obtenção de microfotografias e o cálculo de diversos parâmetros de rugosidade. Foram, ainda, investigados efeitos de envelhecimento da superfície, caracterizado pela diminuição do coeficiente de transferência de calor ao longo do tempo de ebulação.

Palavras-chave: ebulação nucleada, rugosidade, refrigerantes halogenados, transferência de calor, mudança de fase.

ABSTRACT

STELUTE E. B. (2004), *Effect of Surface Roughness on Nucleate Boiling Heat Transfer of Halocarbon Refrigerants on Horizontal Tubes*, São Carlos 175 p. Dissertação (Mestrado) – Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo.

The present research has been focused in an analysis of the effect of surface finishing on nucleate boiling heat transfer coefficient of halocarbon refrigerants. Experimental data for three different surface material (cooper, brass and stainless steel), two refrigerants (R123 and R134a) and reduced pressures between 0.023 and 0.26 have been analyzed aiming to verify the roughness effects on these three parameters. Three different finishing processes (polishing, emery papering and shot pining) have been used to result in an average roughness range from 0.03 to 10.5 μm . An analysis of varied publications and some correlations, particularly those which estimate the effect of surface roughness in heat transfer coefficient, has been done. The tendencies from these correlations have been compared with themselves and with experimental data. These results have shown some effects still unpublished. The boiling surface has received an especial attention, micro-photography has been taken and various parameters have been evaluated. Ageing effects, characterized by the reduction of heat transfer coefficient, have been verified and analyzed.

Keywords: nucleate boiling, roughness, halocarbon refrigerants, heat transfer, phase change.

CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO

1.1 Introdução

A ebulação nucleada tem sido objeto de estudo de diversos pesquisadores desde o trabalho pioneiro de NUKIYAMA (1934), sendo ainda hoje responsável por uma significativa parte das publicações em periódicos e congressos. O objetivo principal das pesquisas deste mecanismo até os anos setenta estava relacionado a aplicações nucleares, com a grande maioria dos trabalhos analisando a ebulação em água. A partir dos anos oitenta, com a diminuição dos trabalhos na área nuclear, diversos pesquisadores passaram a analisar a ebulação em hidrocarbonetos e refrigerantes halogenados, alguns trabalhos voltando-se para a indústria frigorífica, este comportamento pode ser verificado no número de publicações nos períodos considerados, ilustrado na Fig. 1.1.

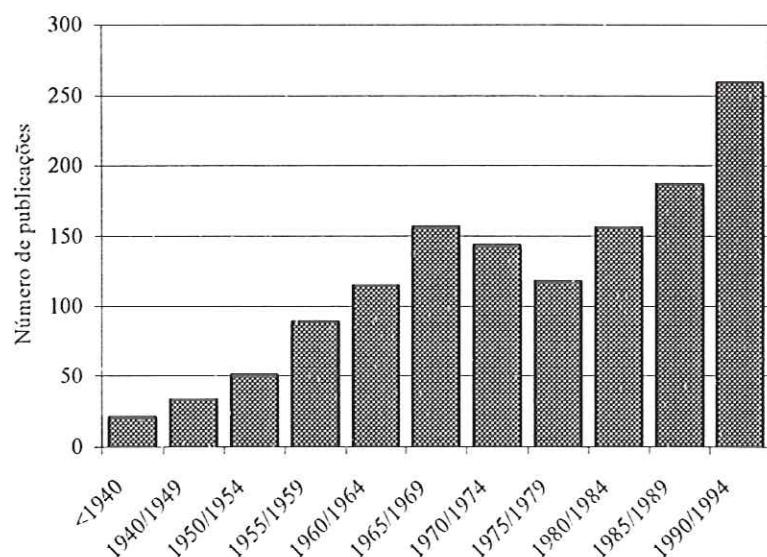


Figura 1.1 – Número de publicações em ebulação nucleada

Na indústria frigorífica, a ebulação nucleada é encontrada em evaporadores inundados e evaporadores do tipo película descendente, além de aplicações que envolvem ebulação convectiva com baixos títulos. Tais aplicações tornam a ebulação nucleada um tema de amplo interesse para otimização de sistemas frigoríficos, além de apresentar elevados coeficientes de transferência de calor, diminuindo o custo do evaporador e aumentando sua eficiência, indo de encontro à racionalização do consumo energético e às suas implicações ambientais.

Além destas aplicações, existe a necessidade de adequação dos equipamentos da indústria da refrigeração ao uso de fluidos refrigerantes que não agride a camada de ozônio, como os HFCs (R134a e R152a), hidrocarbonetos (metano) e amônia. O uso destes refrigerantes foi estabelecido no protocolo de Montreal (1986), banindo os fluidos refrigerantes conhecidos como CFCs (R11, R12, R114 e R502).

Além das aplicações práticas, a ebulação nucleada constitui um fenômeno complexo ainda por desbravar, abrangendo conhecimentos de termodinâmica, transferência de calor e mecânica dos fluidos.

1.2 Acabamento superficial

Analizando o efeito de diversos fatores no coeficiente de transferência de calor, é verificada grande influência das características da superfície em ebulação. Através de processos de acabamento que vão desde o polimento até o jateamento da superfície, é possível até triplicar o valor do coeficiente de transferência de calor.

Tal incremento passa a se tornar interessante quando se consegue trabalhar com evaporadores de menor volume, diminuindo o custo inicial da instalação, ou com temperaturas de evaporação maiores, aumentando o rendimento do compressor, consequentemente reduzindo seu custo de operação.

Para se ter uma idéia deste efeito, será analisado o coeficiente de eficácia (*COP*) de um ciclo de compressão a vapor, fornecendo uma idéia do consumo do compressor para um dado efeito de refrigeração. Considerando um ciclo de Carnot, que apresenta a maior eficiência, é possível verificar que:

$$COP_{Carnot} = \frac{T_{evap}}{T_{cond} - T_{evap}} \quad (1.1)$$

Na Fig. 1.2 é possível verificar a influência da temperatura de evaporação no *COP* de um ciclo com temperatura de condensação igual a 40 °C.

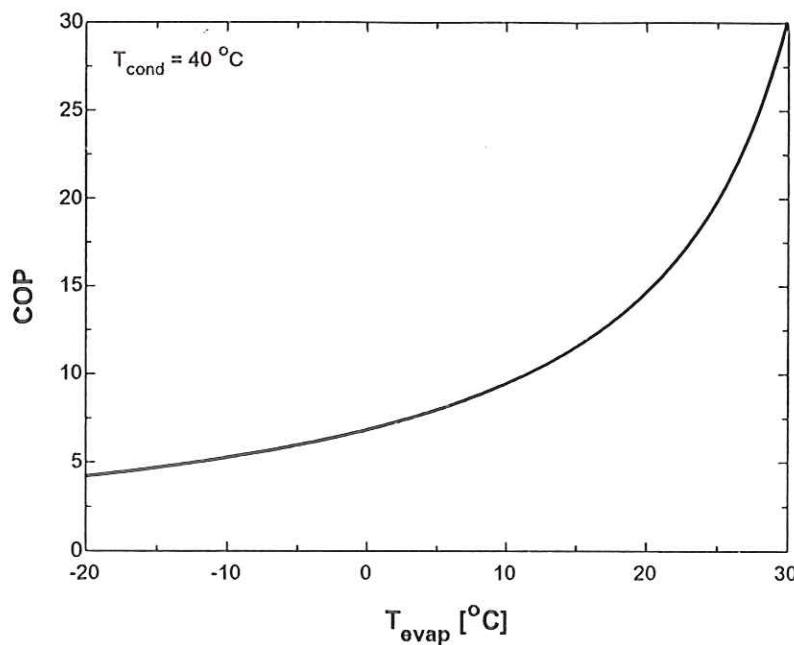


Figura 1.2 – Coeficiente de eficácia para um ciclo com $T_{\text{cond}} = 40 \text{ } ^\circ\text{C}$.

A partir da Fig. 1.2, é possível verificar que o *COP* de um ciclo de Carnot aumenta com a temperatura de evaporação. Assim, para uma mesma carga térmica, o trabalho de compressão diminui com a temperatura de evaporação.

1.3 Objetivos

Dentro deste contexto, o presente trabalho visa determinar a influência do acabamento superficial, realizado por meio de polimento, lixas e jateamento, no coeficiente de transferência de calor para os refrigerantes halogenados R123 e R134a em três materiais distintos: cobre, latão e aço inoxidável.

CAPÍTULO 2 – PESQUISA BIBLIOGRÁFICA

2.1 Introdução

A ebulação nucleada constitui-se em um fenômeno complexo, dependente de diversas variáveis, dentre as quais é possível citar o fluxo de calor, as propriedades termofísicas do fluido, material e acabamento da superfície. Dentre as possíveis aplicações da ebulação nucleada, é possível destacar a ebulação em piscina, onde o movimento do fluido é induzido exclusivamente pelo processo de ebulação.

Os regimes de ebulação são normalmente estudados em função da curva de ebulação para uma determinada pressão ou temperatura de saturação do fluido. A curva de ebulação é representada pelo superaquecimento da superfície no eixo das abscissas e o fluxo específico de calor no eixo das ordenadas, como pode ser observado na Fig. 2.1.

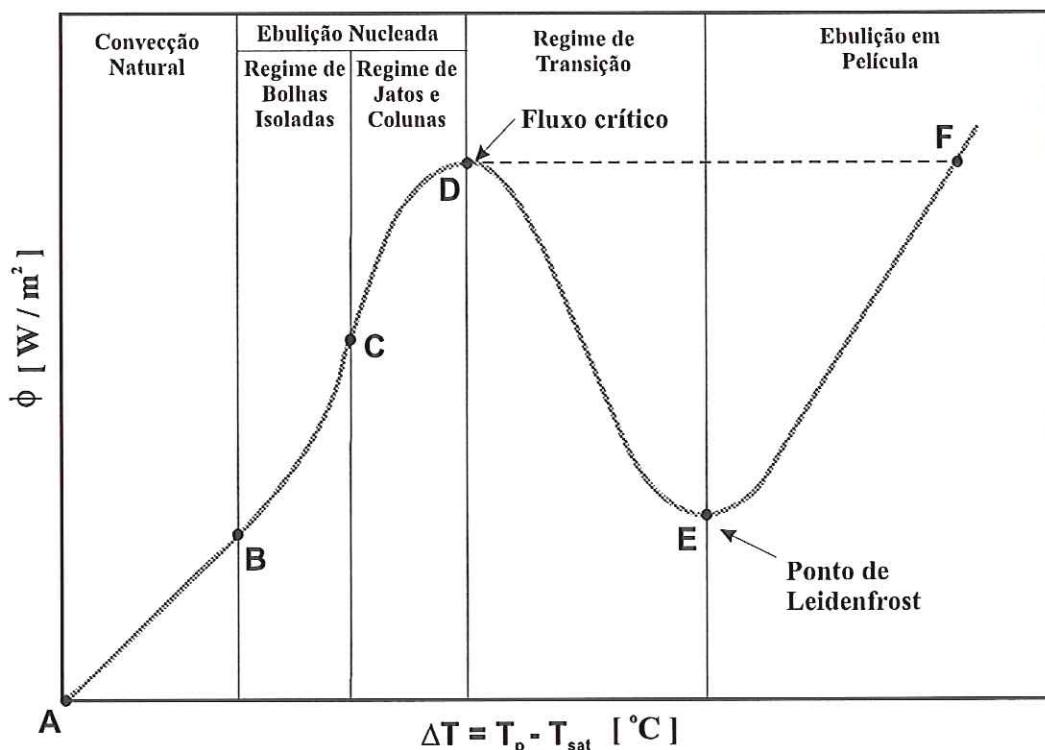


Figura 2.1 – Curva de ebulação

A primeira região (AB) identificada na Fig. 2.1 corresponde ao regime de convecção natural. Nesta condição, o superaquecimento da superfície não é suficiente para a nucleação, sendo as principais características deste regime a ausência de bolhas e um coeficiente de transferência de calor relativamente baixo.

A região de bolhas isoladas (BC) corresponde ao regime em que se inicia a ebulação nucleada que, por sua vez, ainda não ocorre de forma intensa. Este fato torna possível a relativa independência entre as cavidades, ou seja, as bolhas de uma determinada cavidade não influenciam as bolhas das cavidades vizinhas. Como consequência, a maior parcela do fluxo de calor se dá por convecção forçada da superfície para o líquido em movimento devido ao despreendimento das bolhas, fazendo com que a parcela relativa ao calor latente seja menos significativa.

Aumentando-se ainda mais o superaquecimento da superfície, chega-se ao regime de jatos e colunas (CD), em que a quantidade de cavidades em que ocorre a formação de bolhas é de tal ordem que bolhas formadas passam a interferir entre si, originando a formação de verdadeiras colunas de vapor. Neste ponto ocorre a condição de maior coeficiente de transferência de calor, que corresponde a um ponto de inflexão da curva de ebulação.

O regime de jatos e colunas se estende até o fluxo crítico, onde um pequeno aumento no fluxo de calor faz com que o superaquecimento da superfície aumente consideravelmente, fazendo com que se atinja o regime de ebulação em película.

No regime de transição (DE), ou também ebulação em película instável, o aumento do superaquecimento da superfície corresponde à diminuição no fluxo de calor devido à presença cada vez mais acentuada de vapor junto à superfície. Este regime somente pode ser obtido em experimentos onde se consegue controlar a temperatura da superfície, sendo impossível de atingi-lo por controle exclusivo do fluxo de calor na superfície. Neste caso, o regime de ebulação passa diretamente da condição de fluxo crítico para a de ebulação em película, podendo ocorrer, em consequência, a fusão da superfície aquecida.

Por fim, encontra-se o regime de ebulação em película (EF), iniciado no ponto de Leidenfrost. A principal característica deste regime é a existência de uma camada de vapor que cobre toda a superfície. Este regime foi primeiramente observado por Leidenfrost em 1756 com gotículas de água suspensas pela camada de vapor próximo à superfície. O fluxo de calor nesta região aumenta com o superaquecimento da superfície devido à maior influência da radiação na superfície, uma vez que as temperaturas superficiais atingidas nesta condição são muito elevadas. Todos os regimes encontram-se esquematicamente representados na Fig. 2.2.

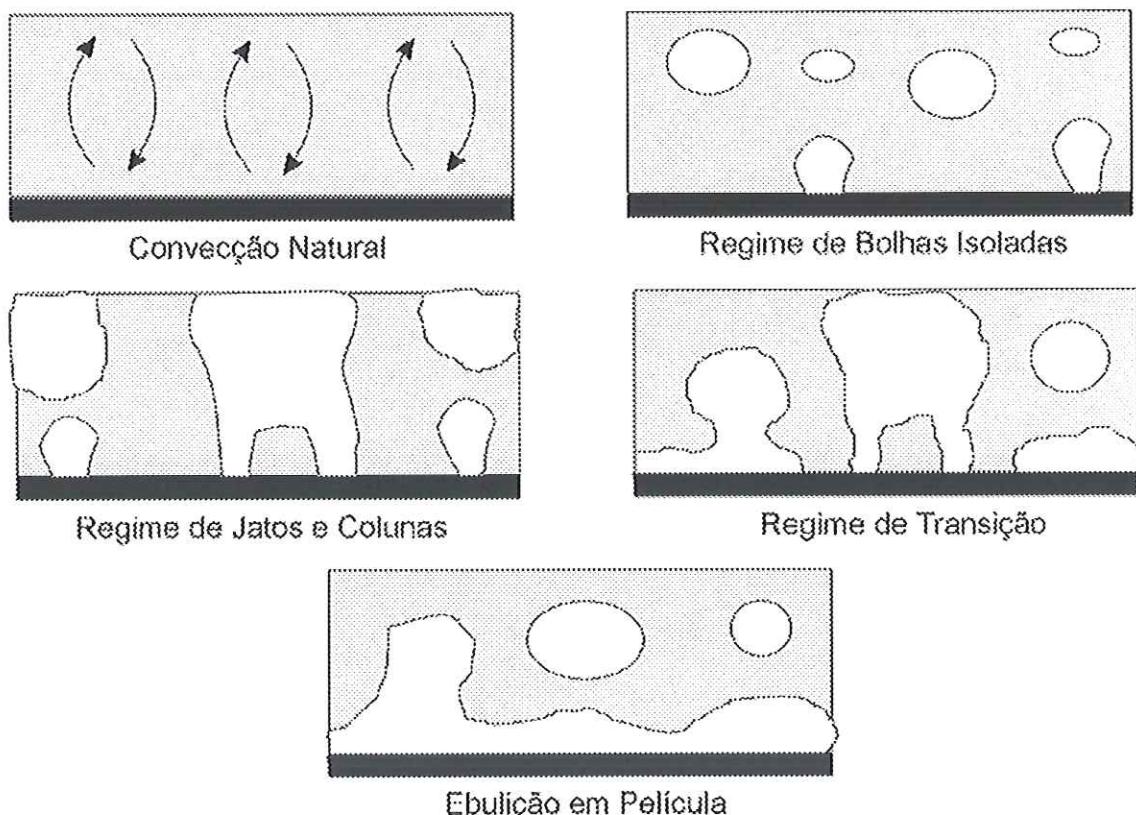


Figura 2.2 – Representação esquemática dos regimes de ebulação

2.2 Conceitos básicos

De início será considerada a condição de equilíbrio de uma bolha imersa em um seio de líquido para, em seguida, analisar uma bolha junto à superfície. Para o equilíbrio termodinâmico de um núcleo de vapor em um seio de líquido é necessário que exista equilíbrio mecânico, térmico e químico.

Para que ocorra equilíbrio mecânico em uma bolha imersa no líquido, como na Fig. 2.3, a força exercida pela diferença de pressões entre o líquido e o vapor no interior da bolha deve ser igual à força exercida pela tensão superficial. Tal condição torna possível a dedução da Equação de Laplace, dada pela Eq. (2.1), aplicada quando existe equilíbrio mecânico quando em uma interface entre dois fluidos.

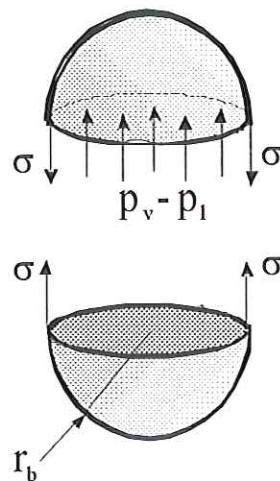


Figura 2.3 – Equilíbrio de forças em bolha imersa em um seio de líquido

$$r_b = \frac{2\sigma}{p_v - p_l} \quad (2.1)$$

A condição de equilíbrio térmico estabelece que a temperatura do líquido deve ser igual à temperatura do vapor, definindo, deste modo o estado do líquido e do vapor. Além disso, é necessário o equilíbrio químico entre as duas fases, para que exista o equilíbrio termodinâmico.

Para análise do equilíbrio químico, é definida a função de Gibbs, dada por:

$$g = h - Ts \quad (2.2)$$

Uma variação infinitesimal da função de Gibbs pode ser escrita como:

$$dg = dh - Tds - sdT \quad (2.3)$$

Para simplificar a Eq. (2.3), é possível utilizar uma das relações de Maxwell, deduzida para um sistema simples compressível:

$$dh - Tds = vdp \quad (2.4)$$

Substituindo este resultado na Eq. (2.3) chega-se à seguinte expressão para a variação da função de Gibbs:

$$dg = vdp - sdT \quad (2.5)$$

Considerando pressão e temperatura constantes, é possível verificar que, para que ocorra equilíbrio químico, é necessário que não ocorra variação da função de Gibbs, ou seja:

$$dg|_{p,T} = 0 \quad (2.6)$$

Para uma substância pura com uma fase líquida e uma fase vapor, a função de Gibbs poderia ser escrita como:

$$G = m_l g_l(p, T) + m_v g_v(p, T) \quad (2.7)$$

Considerando a pressão e a temperatura fixas, é possível verificar que:

$$dG = g_l(p, T)dm_l + g_v(p, T)dm_v \quad (2.8)$$

Para um processo de mudança de fase, em um sistema fechado, $dm_l = -dm_v = dm$, o que permite concluir que:

$$dG = [g_l(p, T) - g_v(p, T)]dm \quad (2.9)$$

A partir do resultado da Eq. (2.6), para que ocorra equilíbrio, a equação abaixo deve ser satisfeita:

$$g_l(p, T) = g_v(p, T) \quad (2.10)$$

Para determinar a função de Gibbs para o vapor a Eq. (2.5) deve ser integrada entre a pressão do vapor e a pressão de saturação do sistema, $p_{sat} = p_{sat}(T_l)$. Considerando que a temperatura do vapor é igual à temperatura do líquido (equilíbrio térmico) e que a pressão do vapor difere da pressão de saturação (equilíbrio mecânico), não a ponto de influir de modo significativo no volume específico, a função de Gibbs do vapor pode ser dado por:

$$g_v(p_v, T_l) = g_v(p_{sat}, T_l) + v_v(p_v - p_{sat}) \quad (2.11)$$

Com um procedimento análogo, é possível obter a função de Gibbs para o líquido:

$$g_l(p_l, T_l) = g_l(p_{sat}, T_l) + v_l(p_l - p_{sat}) \quad (2.12)$$

A partir da Eq. (2.10), é possível concluir que:

$$g_v(p_v, T_l) = g_l(p_l, T_l) \quad (2.13)$$

$$g_v(p_{sat}, T_l) = g_l(p_{sat}, T_l) \quad (2.14)$$

Utilizando os resultados acima, é possível verificar que:

$$v_l(p_l - p_{sat}) = v_v(p_v - p_{sat}) \quad (2.15)$$

Resolvendo a equação acima para a pressão do vapor e para a pressão do líquido, utilizando a Eq. (2.1), é possível obter os seguintes resultados:

$$p_v - p_{sat} = \frac{2\sigma}{r_b \left(1 - \frac{v_v}{v_l} \right)} \quad (2.16)$$

$$p_l - p_{sat} = \frac{2\sigma}{r_b \left(\frac{v_l}{v_v} - 1 \right)} \quad (2.17)$$

Como $v_v > v_l$, tanto a pressão do líquido quanto a do vapor são menores do que a pressão de saturação, indicando que tanto o líquido quanto o vapor se encontram superaquecidos. Para determinar o superaquecimento do vapor e do líquido, será aplicada a equação de Clapeyron:

$$\left. \frac{dp}{dT} \right|_{sat} = \frac{h_{lv}}{v_{lv} T} \Rightarrow dp = \frac{h_{lv}}{v_{lv}} \frac{dT}{T} \quad (2.18)$$

Integrando:

$$p_2 - p_1 = \frac{h_{lv}}{v_{lv}} \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) \quad (2.19)$$

Expandindo em série o termo referente ao logaritmo, desprezando os termos de ordem superior, já que a variação da pressão é pequena, é possível provar que:

$$\ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) = \frac{T_2}{T_1} - 1 = \frac{T_2 - T_1}{T_1} \quad (2.20)$$

Portanto, o superaquecimento pode ser escrito como:

$$T_2 - T_1 = T_1 \frac{v_{lv}}{h_{lv}} (p_2 - p_1) \quad (2.21)$$

Utilizando os resultados das Eqs. (2.16) e (2.17), é possível determinar o superaquecimento do líquido e do vapor:

$$\Delta T_v = T_{sat}(p_v) - T_{sat} = -T_{sat} \frac{v_l}{h_{lv}} \frac{2\sigma}{r_b} \quad (2.22)$$

$$\Delta T_l = T_{sat}(p_l) - T_{sat} = -T_{sat} \frac{v_v}{h_{lv}} \frac{2\sigma}{r_b} \quad (2.23)$$

A baixas pressões reduzidas, $v_v >> v_l$, implicando que o superaquecimento do vapor é muito pequeno, por outro lado, o superaquecimento do líquido é relativamente elevado, com isso, a temperatura do vapor será admitida a própria temperatura de saturação e a do líquido será dada por T_{super} . Na Fig. 2.4 é possível encontrar o estado do líquido e do vapor para esta condição no diagrama pressão-volume específico e no diagrama pressão-temperatura.

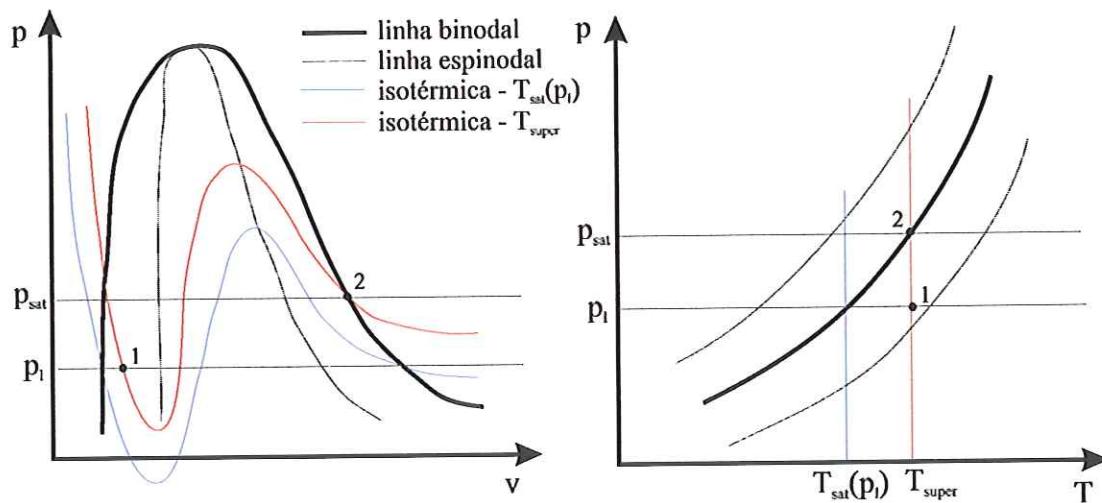


Figura 2.4 – Condições de equilíbrio para bolha em seio de líquido

A condição acima corresponde a um estado de equilíbrio metaestável, que ocorre quando há líquido a uma temperatura acima da saturação ou vapor a uma temperatura abaixo da saturação. Esta região pode ser encontrada entre a linha binodal e a linha espinodal, representadas na Fig. 2.4, sendo que esta última corresponde ao limite para a existência do líquido ou do vapor.

Como a bolha se encontra em equilíbrio térmico com o líquido à temperatura T_{super} , o vapor em seu interior se encontra no estado indicado pelo ponto 2 da Fig. 2.4. O líquido se encontra no estado 1 indicado na figura estando, portanto, ligeiramente superaquecido. Com isso, substituindo-se o valor da pressão do vapor na Eq. (2.1) obtida anteriormente obtém-se:

$$r_b = \frac{2\sigma}{p_{sat}(T_{super}) - p_l} \quad (2.24)$$

Por meio desta análise, foi possível determinar os estados do líquido e do vapor em uma bolha, em equilíbrio, imersa em um seio de líquido. Para determinar a energia necessária para formação deste núcleo de vapor, é necessário definir disponibilidade, dada pela equação a seguir.

$$a = u + pv - Ts \quad (2.25)$$

Esta função é usualmente associada ao trabalho máximo que pode ser extraído de um sistema até que ele esteja em equilíbrio com o meio. Definindo a disponibilidade após a formação do núcleo de vapor como:

$$A = A_l + A_v + A_\sigma \quad (2.26)$$

A contribuição devido ao líquido pode ser escrita como:

$$A_l = m_l(u_l + p_l v_l - T_l s_l) = m_l g_l \quad (2.27)$$

Onde m_l é a massa do líquido e g_l é a função de Gibbs do líquido, já definida anteriormente. A contribuição para disponibilidade devido à tensão superficial pode ser escrita como o produto da tensão superficial pela sua área de atuação, dado por:

$$A_\sigma = 4\pi r_b^2 \sigma \quad (2.28)$$

Por fim, a contribuição referente ao vapor pode ser dada por:

$$A_v = m_v(u_v + p_l v_v - T_l s_v) = m_v[g_v + (p_l - p_v)v_v] \quad (2.29)$$

A disponibilidade do líquido antes da formação do núcleo de vapor é dada por:

$$A_0 = (m_l + m_v)g_l \quad (2.30)$$

Uma vez definidos todos estes termos, é possível obter a variação de disponibilidade necessária para que se forme um núcleo de vapor em um seio de líquido.

$$\Delta A = m_v [g_v - g_l + (p_l - p_v)v_v] + 4\pi r_b^2 \sigma \quad (2.31)$$

Escrevendo a diferença de pressões da Eq. (2.31) em função do raio do núcleo de vapor, utilizando a Eq. (2.1), é possível obter a variação da disponibilidade como função do raio:

$$\Delta A = m_v \left[g_v - g_l - \frac{2\sigma v_v}{r_b} \right] + 4\pi r_b^2 \sigma \quad (2.32)$$

Em condições de equilíbrio, a função de Gibbs para o líquido e para o vapor apresentam o mesmo valor, $g_v = g_l$. Além disso, a massa de vapor multiplicado pelo seu volume específico é igual ao volume de vapor do núcleo: $(4\pi r_b^3 / 3)$. Assim, a variação da disponibilidade na criação de um núcleo de vapor em equilíbrio com o líquido circundante se resume a:

$$\Delta A = \frac{4\pi r_b^2}{3} \sigma = \frac{16\pi\sigma^3}{3(p_v - p_l)^2} \quad (2.33)$$

Assim, foi definida a energia necessária para formação de um núcleo de vapor em um seio de líquido, como função da diferença entre a pressão do líquido e vapor e da tensão superficial. Com isso foram abordados alguns aspectos da nucleação homogênea, ou seja, formação de bolhas no seio do líquido na ausência de corpos estranhos.

Como a nucleação homogênea não é um processo normalmente encontrado na prática, será analisada a bolha junto a uma superfície plana de forma idealizada. Nesta análise, será considerado o ângulo de contato entre o fluido e a superfície. Tal ângulo é definido pela tangente à interface líquido-vapor e a superfície na linha em que sólido, líquido e vapor coexistem, sendo medido na região do líquido, como indicado na Fig. 2.5(a). Se o ângulo de contato for maior do que 90° , diz-se que o líquido “não molha” a superfície, caso contrário, o líquido “molha” a superfície.

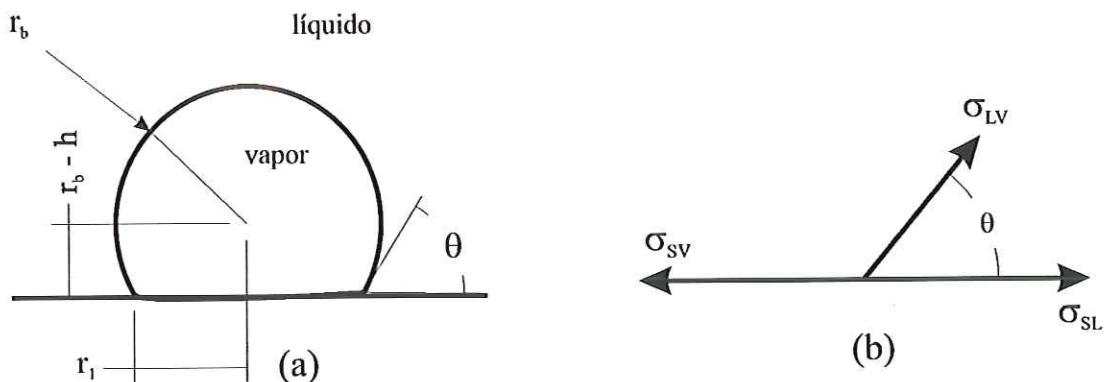


Figura 2.5 – Ângulo de contato em uma bolha imersa no fluido

Através do equilíbrio entre as forças associadas às tensões superficiais da Fig. 2.5, é possível obter a expressão para o ângulo de contato de uma superfície, dado pela Eq. (2.34). Deve-se observar que os valores das tensões entre o sólido e o líquido e entre o sólido e o vapor são difíceis de serem obtidos. Sendo assim, o ângulo de contato é medido através de fotografias de gotas de líquido em superfícies.

$$\cos \theta = \frac{\sigma_{SV} - \sigma_{SL}}{\sigma_{LV}} \quad (2.34)$$

Definido o ângulo de contato e as características geométricas do núcleo de vapor, será analisada a energia de formação para este núcleo em uma superfície plana. A disponibilidade após a formação do núcleo pode ser escrita como a Eq. (2.26), sendo que os termos referentes ao líquido e ao vapor são os mesmos das Eqs. (2.27) e (2.29). A parcela referente à tensão superficial pode ser escrita como:

$$A_\sigma = \sigma_{LV} A_{LV} + (\sigma_{SV} - \sigma_{SL}) A_{SV} \quad (2.35)$$

Onde $\sigma_{SV} - \sigma_{SL} = \sigma_{LV} \cos \theta$, com $\sigma_{LV} = \sigma$, para simplificar. Da Fig. 2.5, são obtidas as características geométricas: $A_{LV} = 4\pi r_b^2 - 2\pi r_b h$ e $A_{SV} = \pi r_1^2$, onde $r_1 = r_b \sin \theta$ e $h = r_b (1 - \cos \theta)$. Substituindo todos esses valores, na Eq. (2.35), chega-se à expressão:

$$A_\sigma = \pi r_b^2 \sigma (\cos \theta + 1)^2 (2 - \cos \theta) \quad (2.36)$$

Substituindo na expressão para a disponibilidade após a criação do núcleo de vapor (Eq.(2.26)), é possível obter a seguinte expressão:

$$A = \pi b^2 \sigma (\cos \theta + 1)^2 (2 - \cos \theta) + m_l g_l + m_v [g_v + (p_l - p_v)v_v] \quad (2.37)$$

Com a disponibilidade antes da formação do núcleo de vapor dada pela Eq. (2.30), é possível definir a energia de formação do núcleo de vapor em uma superfície plana, dada por:

$$\Delta A = m_v [g_v - g_l + (p_l - p_v)v_v] + \pi b^2 \sigma (\cos \theta + 1)^2 (2 - \cos \theta) \quad (2.38)$$

Seguindo o mesmo procedimento adotado para o caso anterior, considerando que o volume de vapor é dado por:

$$V = \frac{\pi b^3}{3} (1 + \cos \theta)^2 (2 - \cos \theta) \quad (2.39)$$

A energia de formação pode ser escrita como:

$$\Delta A = \frac{\pi b^2 \sigma}{3} (1 + \cos \theta)^2 (2 - \cos \theta) = \frac{16\pi\sigma^3}{3(p_v - p_l)^2} \Psi(\theta) \quad (2.40)$$

Uma vez que a função do ângulo de contato é definida como:

$$\Psi(\theta) = \frac{(1 + \cos \theta)^2 (2 - \cos \theta)}{4} \quad (2.41)$$

Como pode ser observado, a energia de formação de um núcleo de vapor junto a uma parede plana é igual ao de um núcleo em um seio de líquido, a menos de uma função multiplicativa, dependente do ângulo de contato. Na figura a seguir, encontram-se os valores desta função para uma ampla gama de ângulos de contato.

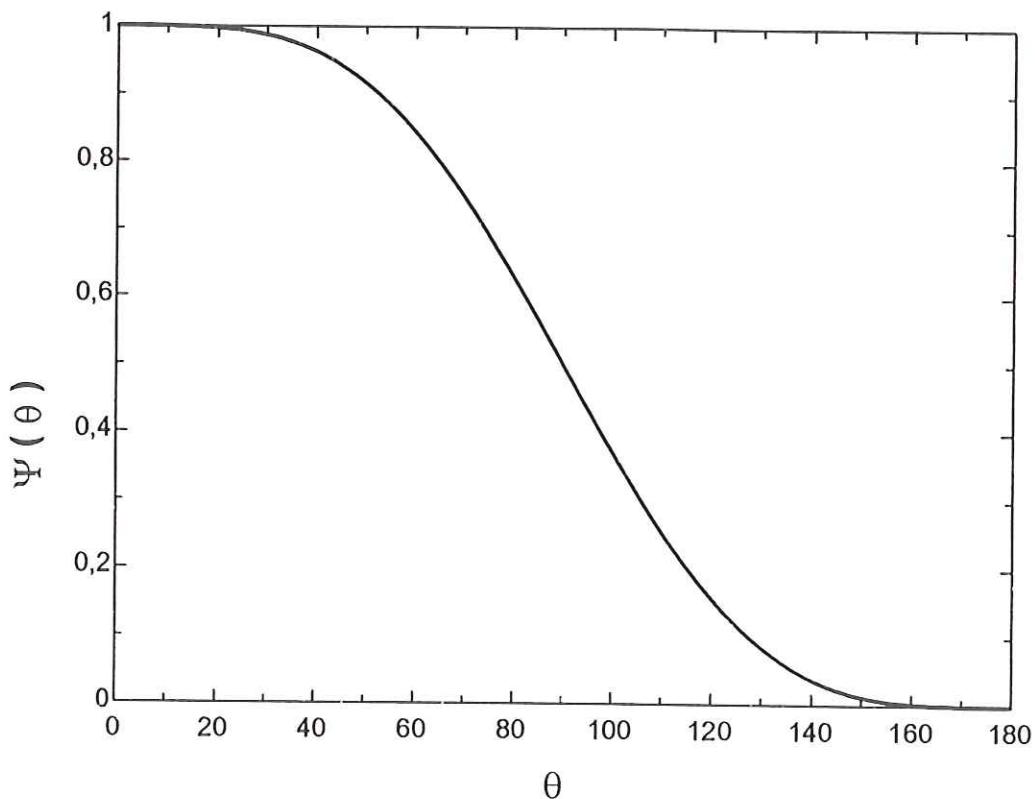


Figura 2.6 – Variação da energia de formação de um núcleo de vapor com o ângulo de contato.

Como é possível observar, esta função é sempre menor ou igual a um, implicando que a energia de formação de um núcleo em uma superfície é sempre menor do que a energia de formação em um seio de líquido. De modo análogo, é possível demonstrar que a energia de formação de um núcleo de vapor em uma cavidade é menor do que para superfície plana.

Considerando um núcleo de vapor em uma cavidade, HSU (1962) propôs um critério de nucleação baseado no processo de condução transiente para o líquido ao redor do núcleo de vapor. HSU (1962) assume que este núcleo de vapor na cavidade pode ser resíduo de uma bolha formada anteriormente, com as dimensões indicadas na Fig. 2.7.

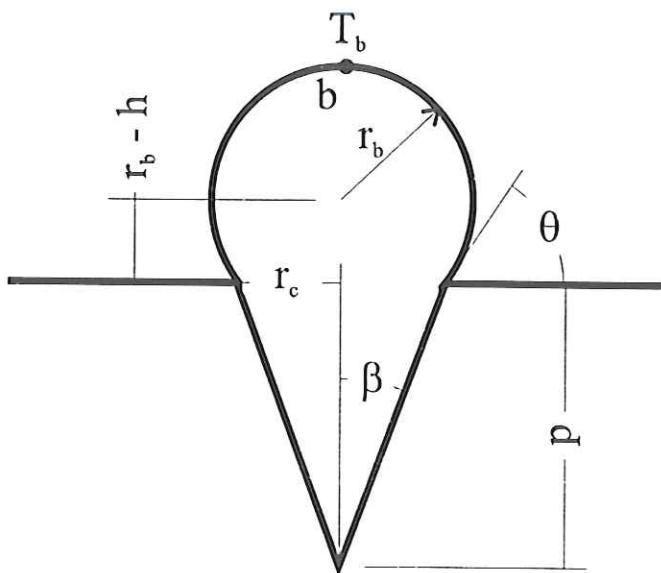


Figura 2.7 – Bolha em cavidade cônica

O autor admite que a temperatura ao redor deste núcleo de vapor no instante inicial se encontra a uma temperatura relativamente baixa, em comparação à temperatura superficial, e que as linhas isotérmicas não são perturbadas pela presença da bolha, sendo possível obter a distribuição de temperaturas como em um problema de condução transiente unidimensional. Outra hipótese para elaboração deste modelo é a existência de uma camada limite térmica, dentro da qual ocorre a variação temporal da temperatura.

Uma vez obtida a distribuição de temperaturas, é possível estimar o tempo de espera da bolha, definido como o tempo logo após o desprendimento da bolha precedente em que o núcleo de vapor não cresce devido à temperatura do líquido ao seu redor não ser suficientemente elevada. O tempo de espera deverá terminar quando a temperatura no ponto *b* da Fig. 2.7 for maior que a condição de equilíbrio (Eq. (2.1)) que, aplicando a equação de Clapeyron, pode ser escrita como:

$$T_b = T_{sat} + \frac{2\sigma T_{sat}}{\rho_v h_v r_b} \quad (2.42)$$

Para obter as faixas de cavidades ativas, HSU (1962) considerou que as cavidades com tempo de espera infinito não seriam ativas, caracterizando assim uma faixa de cavidades ativas para uma dada condição. Resolvendo a equação de condução transiente, é obtido o perfil de temperaturas - $T(x, t)$, com a origem do sistema de coordenadas sobre a camada limite térmica e o eixo x em direção ao núcleo de vapor:

$$\frac{T(x,t) - T_{sat}}{T_p - T_{sat}} = \frac{x}{\delta} + \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{\cos(n\pi)}{n} \sin\left(n\pi \frac{x}{\delta}\right) e^{-n^2\pi^2\tau} \right] \text{ onde } \tau = \frac{\alpha t}{\delta^2} \quad (2.43)$$

Como a Eq. (2.42) é função do raio do núcleo de vapor (r_b), é preciso utilizar as relações geométricas da Fig. 2.7 para obter valores para o ponto b , para compará-lo com a Eq. (2.43). Assim, é possível verificar que:

$$b = \delta - x_b = (1 + \cos\theta)r_b \quad (2.44)$$

Substituindo na Eq. (2.42) e assumindo que a temperatura ao longe é a própria temperatura de saturação é possível encontrar a condição para que ocorra o crescimento da bolha:

$$\theta(x) = \frac{T_b - T_{sat}}{T_p - T_{sat}} = \left(\frac{2\sigma T_{sat}}{\rho_v h_{lv} \delta} \right) \left(\frac{1 + \cos\theta}{T_p - T_{sat}} \right) \left(\frac{1}{1 - x_b/\delta} \right) \quad (2.45)$$

Graficamente é possível observar a faixa de cavidades ativas, entre os pontos A e B , onde a temperatura dada pela Eq. (2.43) é maior do que na Eq. (2.45).

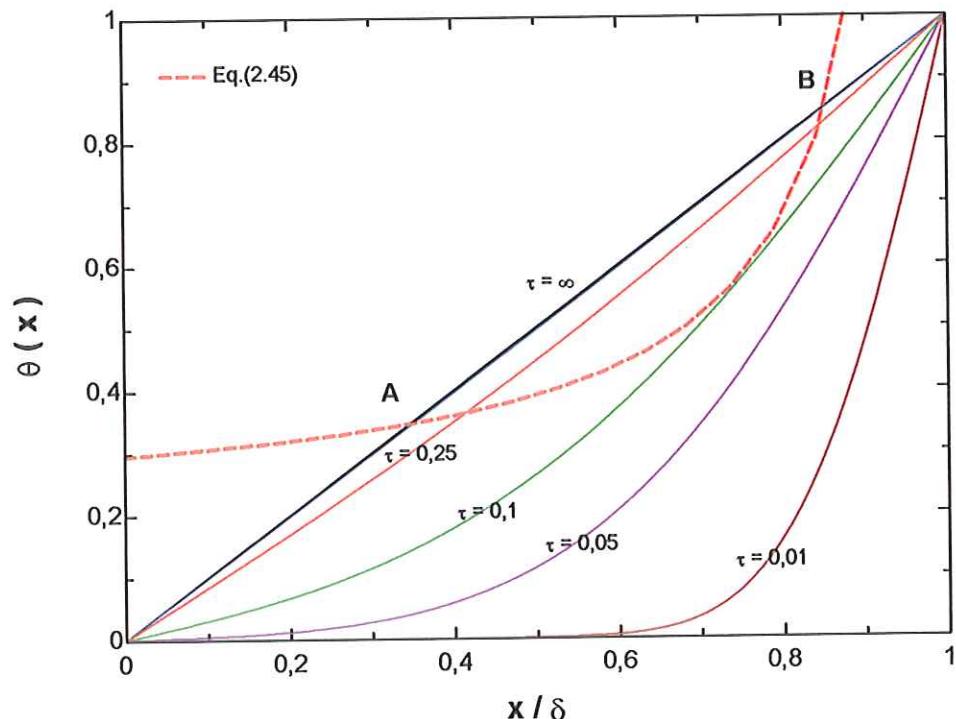


Figura 2.8 – Critério de HSU(1962) para faixa de cavidades ativas

Os pontos de intersecção da Eq. (2.45) com a Eq. (2.43) para tempo infinito podem ser dados analiticamente por:

$$r_c = \frac{\delta \operatorname{sen} \theta}{2(1 + \cos \theta)} \left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{8\sigma T_{sat}(1 + \cos \theta)}{h_{lv}\rho_v \delta (T_p - T_{sat})}} \right] \quad (2.46)$$

O maior problema deste critério é a necessidade de conhecer a espessura da camada limite térmica sendo, no entanto, muito importante, já que foi utilizado por diversos autores na elaboração de outros critérios de nucleação.

Logo após a publicação deste critério, HAN e GRIFFITH (1965) propuseram um critério parecido que, no entanto, apresenta algumas melhorias. Sua solução é baseada, assim como no modelo de HSU (1962), na solução da equação de condução transiente junto à parede para obter o perfil de temperaturas. Assumindo um perfil linear de temperaturas, é encontrado o coeficiente angular desta reta. A intersecção desta reta com a linha de temperatura igual à temperatura do líquido ao longe resulta na espessura da camada limite térmica, dada pela Eq. (2.47). Com isso, HAN e GRIFFITH (1965) solucionaram o principal problema do critério anterior.

$$\delta = \sqrt{\pi \alpha t} \quad (2.47)$$

Do mesmo modo que HSU (1962), os autores utilizam a Eq. (2.42) na determinação da condição necessária para o crescimento da bolha. Com o perfil de temperatura e a condição de que a temperatura da bolha (T_b) seja maior do que a fornecida pela Eq. (2.42), é possível estimar o tempo de espera do núcleo de vapor. No entanto, HAN e GRIFFITH (1965) consideram a existência de condução no sentido tangencial em uma fina camada ao redor da bolha, o que causa uma perturbação nas linhas isotérmicas.

Utilizando a teoria do escoamento potencial e a analogia para escoamento do fluido, seus autores conseguiram estabelecer as linhas isotérmicas para o caso da condução. Com isso, verificaram que a isotérmica que passa pelo topo do núcleo de vapor está a $1,5r_b$ da superfície na região não perturbada, como pode ser observado na Fig. 2.9. Deve ser salientado que os autores consideram um núcleo de vapor com raio igual ao da cavidade.

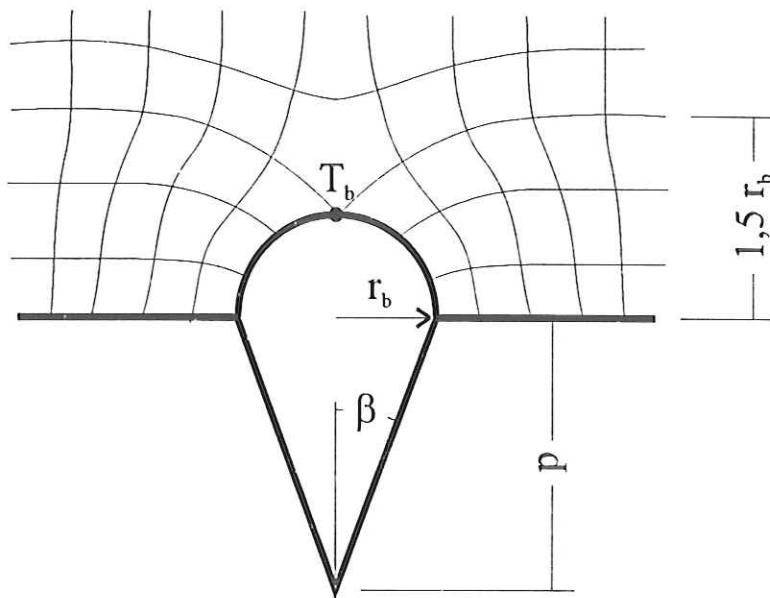


Figura 2.9 – Bolha em cavidade e linhas isotérmicas

Com a hipótese acima, é possível determinar a temperatura na parte superior da bolha, considerando condução unidimensional na região não perturbada pelo núcleo de vapor.

$$T_b = T_p - 1,5(T_p - T_{sat}) \frac{r_b}{\delta} \quad (2.48)$$

Utilizando o critério para início do crescimento da bolha, dado pela Eq. (2.42), é possível encontrar que:

$$\delta = 1,5 \frac{(T_p - T_{sat}) r_b}{T_p - T_{sat} \left[1 - \left(\frac{2\sigma}{\rho_v h_{lv} r_b} \right) \right]} \quad (2.49)$$

Combinando a Eq. (2.49) com a Eq. (2.47) é possível estimar o tempo de espera para uma determinada cavidade. É possível, ainda, resolver a Eq. (2.49) para o raio de cavidade, que neste caso é igual ao raio da bolha.

$$r_c = \frac{\delta}{3} \left\{ 1 \pm \left[1 - \frac{12T_{sat}\sigma}{(T_p - T_{sat})\delta\rho_v h_{lv}} \right]^{0,5} \right\} \quad (2.50)$$

Assim, para um determinado tempo de espera, que determina a camada limite, deve existir uma faixa de cavidades ativas limitadas pelos resultados da Eq. (2.50). Este resultado pode ser verificado graficamente na Fig. 2.10.

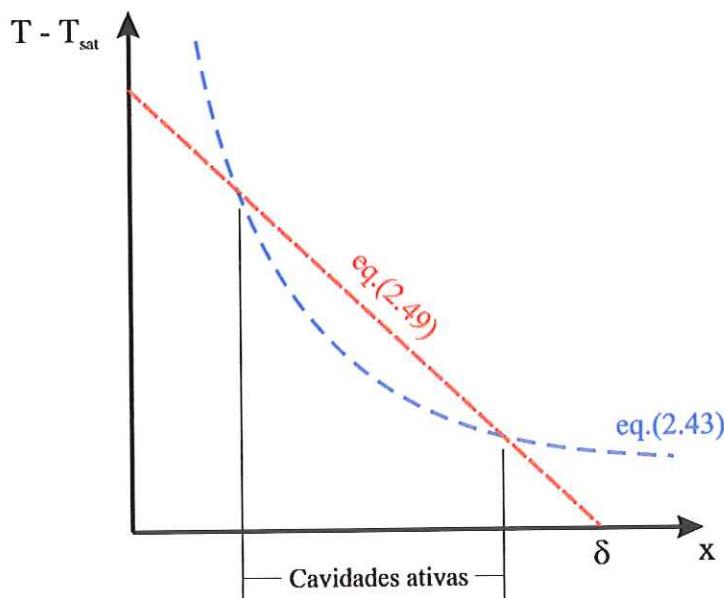


Figura 2.10 – Critério de HAN e GRIFFITH (1965)

Como pode ser visto, a faixa de cavidades ativas depende, em grande parte, da espessura da camada limite, que depende do tempo de espera. Para resolver este problema, os autores adotaram a espessura da camada limite como sendo a espessura da camada limite no caso de convecção natural.

Assim, o critério de HAN e GRIFFITH (1965) apresenta melhorias em relação ao critério de HSU (1962), considerando a influência do núcleo de vapor na distribuição de temperaturas e ainda estimando a espessura da camada limite. O próximo critério de nucleação abordado neste tópico utiliza as idéias presentes nestes dois critérios, no entanto levando em conta condução em regime permanente.

BERGLES e ROHSENOW (1964) desenvolveram um modelo no qual foi considerado um núcleo esférico com raio igual ao da cavidade, Fig. 2.9, com a condição para crescimento da bolha igual aos critérios anteriores, Eq. (2.42), sendo a diferença mais significativa deste critério em relação aos demais, a hipótese de regime permanente e distribuição de temperaturas linear. A importância deste tipo de análise está em determinar o início da ebulação em aplicações de ebulação convectiva a baixos títulos.

A adoção de uma distribuição de temperaturas linear junto à parede é razoável, já que os autores consideraram escoamento forçado do líquido. Assim, supõe-se que o núcleo de vapor encontra-se totalmente imerso na subcamada laminar, onde o perfil é aproximadamente linear. Diferentemente de HAN e GRIFFITH (1965), BERGLES e ROHSENOW (1964) consideraram

que a presença do núcleo de vapor não afeta a distribuição de temperaturas ao seu redor. Face estas hipóteses, o perfil de temperaturas junto à parede pode ser escrito como:

$$T(x) = T_p - \frac{\phi}{k_l} x \quad (2.51)$$

Através do perfil de temperaturas no líquido e do critério de nucleação é possível estimar a faixa de cavidades ativas, de acordo com o procedimento ilustrado na Fig. 2.11. É interessante observar que, quanto maior o fluxo de calor, maior o gradiente de temperaturas do líquido junto à superfície aquecida e, em consequência, mais limitada a faixa de cavidades ativas.

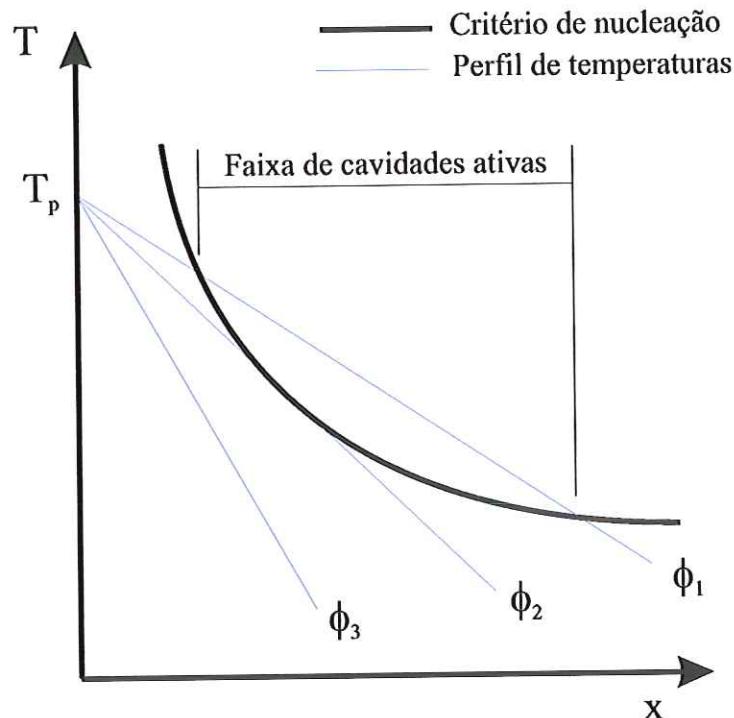


Figura 2.11 – Faixa de cavidades ativas por BERGLES e ROHSENOW (1964)

Como é possível observar, somente as cavidades cuja temperatura é maior do que aquela dada pelo critério de nucleação serão ativas. Na Tabela 2.1 é verificada a faixa de cavidades ativas para algumas condições de fluxo de calor e temperatura da superfície. Deve ser salientado que é necessário que existam cavidades com as dimensões previstas na superfície, caso contrário não deverá ocorrer a nucleação.

Tabela 2.1 – Cavidades ativas pelo critério de BERGLES e ROHSENOW (1964)

$T_p [^{\circ}C]$	$\phi [kW/m^2]$	Faixa de cavidades [μm]
89,0	114,4	0,028 a 7,1
88,4	97,6	0,030 a 7,9
87,7	78,9	0,031 a 9,2
87,1	66,5	0,033 a 10,4
86,6	48,7	0,035 a 13,5
85,6	32,6	0,038 a 18,3

A maior contribuição do critério de BERGLES e ROHSENOW (1964) está na sua facilidade de aplicação, sendo a faixa de cavidades independente do tamanho da camada limite, como os critérios anteriores. No entanto, deve ser observado que o critério supõe que o escoamento é forçado e que o núcleo de vapor se encontra totalmente dentro da camada limite. Na Tabela 2.2 é possível observar os principais pontos de cada critério.

Tabela 2.2 – Análise dos critérios de nucleação

Critério de nucleação	Contribuição	Problemas
HSU (1962)	Base para os demais critérios	Estimar espessura da camada limite
HAN e GRIFFITH (1965)	Efeito da presença do núcleo de vapor na distribuição de temperaturas	Adotar a espessura da camada limite como sendo a mesma do caso de convecção natural
BERGLES e ROHSENOW (1964)	Não é necessário saber a espessura da camada limite	Somente utilizado para escoamento forçado

Após esta introdução e análise de alguns critérios de nucleação, serão analisados alguns fatores ou características que influenciam no coeficiente de transferência de calor, sendo o primeiro item a densidade de cavidades ativas.

2.3 Densidade de Cavidades Ativas

O presente tópico visa descrever alguns métodos e correlações para a obtenção da densidade de cavidades ativas, além de alguns outros casos, como, por exemplo, estudos realizados com cavidades artificiais em superfícies espelhadas, onde é possível alterar as dimensões e a densidade das cavidades. De início será analisado o trabalho de HELED et al

(1970), que obteve dados experimentais para cavidades artificiais em superfícies espelhadas de tal forma que houvesse nucleação apenas em locais definidos pelo autor.

Segundo HELED et al (1970) as cavidades artificiais diferem sob vários aspectos das cavidades naturais, como, por exemplo, as curvas de ebulação obtidas com cavidades artificiais apresentam nitidamente a diferença existente no coeficiente angular da curva de ebulação para a região de convecção natural e para a região de ebulação nucleada, tornando possível determinar a região de transição de um regime para o outro. Através de seus dados experimentais, HELED et al (1970) pode notar dois fatores que apresentam influência muito acentuada no coeficiente de transferência de calor: o superaquecimento da superfície e a densidade de cavidades ativas, este último sendo proporcional ao fluxo de calor.

WANG e DHIR (1993) também estudaram a densidade de cavidades ativas em superfícies de cobre com acabamento espelhado ($\text{Ra} < 0,02 \mu\text{m}$), controlando em seus experimentos o ângulo de contato do fluido através da oxidação da superfície. O diâmetro equivalente das cavidades presentes na superfície (d_c) foram determinados através de um microscópio, sendo definido pela seguinte equação:

$$d_c = \sqrt{\frac{4A_c}{\pi}} \quad (2.52)$$

Deve-se observar que na Eq. (2.52), a área é aquela da “boca” de cada cavidade observada no microscópio. O diâmetro da cavidade que pode ser ativada é o mesmo definido anteriormente pela condição de equilíbrio (Eq. (2.42)), reescrito de forma mais conveniente pela equação abaixo.

$$d_c = \frac{4\sigma T_{sat}}{\rho_v h_{lv} \Delta T} \quad (2.53)$$

Através de suas observações, WANG e DHIR (1993) chegaram à relação entre o fluxo de calor e a densidade de cavidades ativas dada por:

$$\frac{N}{A} \propto \phi^2 \quad (2.54)$$

Com uma constante de proporcionalidade dependente do ângulo de contato entre o fluido e a superfície, já que as cavidades ativas dependem desta variável, como pode ser observado nos critérios de nucleação. Para a densidade de cavidades em uma superfície,

podendo ser ativas ou não, WANG e DHIR (1993) estabeleceram a correlação que segue, ajustada a seus dados experimentais. Deve-se observar que tal densidade de cavidades é uma função exclusiva da superfície.

$$N/A^s = \begin{cases} 9 \times 10^3 d_c^{s-2} & \text{para } d_c^s \geq 5,8 \mu\text{m} \\ 10,3 + 2,4 \times 10^6 d_c^{s-5,2} & \text{para } 3,5 \mu\text{m} \leq d_c^s \leq 5,8 \mu\text{m} \\ 2213,5 + 10^6 d_c^{s-5,4} & \text{para } d_c^s \leq 3,5 \mu\text{m} \end{cases} \quad (2.55)$$

Segundo os dados obtidos pelos autores, a densidade de cavidades presentes na superfície não deve mudar, mesmo com a oxidação, desde que a camada oxidada não ultrapasse 0,01 μm . Além disso, a densidade de cavidades ativas pode ser correlacionada com o ângulo de contato numa faixa relativamente ampla (18° a 90°) deste, sendo expressa por:

$$N/A^s = 5 \times 10^5 (1 - \cos \theta) d_c^{-6} \quad (2.56)$$

A partir da Eq. (2.56) é possível verificar que quanto menos o líquido molha a superfície, maior ângulo de contato, maior a densidade de cavidades ativas. Finalizando sua análise, WANG e DHIR (1993) determinaram a relação entre distância média entre as cavidades (L) e a densidade de cavidades ativas, muito útil quando se analisa a influência que uma cavidade exerce sobre as cavidades adjacentes. Segundo dados destes autores, esta distância, para superfície de cobre imersa em água à pressão atmosférica, pode ser dada por:

$$L = \frac{0,84}{\sqrt{N/A}} \quad (2.57)$$

MIKIC e ROHSENOW (1969) também estudaram o efeito das características da superfície na ebulação nucleada, sendo que, segundo eles, o coeficiente de transferência de calor está diretamente relacionado à densidade de cavidades ativas, à freqüência de desprendimento das bolhas, ao diâmetro de desprendimento e ao superaquecimento da superfície. Os dois principais componentes do fluxo de calor, segundo MIKIC e ROHSENOW (1969), são a condução transiente na camada de líquido junto à superfície e a constante reposição desta camada com o desprendimento da bolha. Para considerar a primeira parcela, os autores analisaram a condução transiente no líquido que é periodicamente substituído quando do desprendimento de uma bolha, com uma freqüência f . Para simplificar, pode ser calculado o fluxo de calor médio ao longo de um ciclo da bolha, dado por:

$$\phi = \frac{k\Delta T}{\sqrt{\pi\alpha t}} \Rightarrow \bar{\phi} = f \int_0^{1/f} \phi dt = 2 \frac{k\Delta T}{\sqrt{\pi\alpha}} \sqrt{f} \quad (2.58)$$

A partir deste fluxo médio, considerando-se a área de influência de cada bolha, dada por uma circunferência com o dobro de seu diâmetro, e a densidade de cavidades ativas, para se considerar a quantidade de bolhas na superfície, é obtida a seguinte expressão para o fluxo de calor na região afetada pelo movimento das bolhas:

$$\bar{\phi}_b = \pi d_b^2 \left(\frac{N}{A} \right) \bar{\phi} \Rightarrow \bar{\phi}_b = 2 \sqrt{\pi k \rho c_p f} d_b^2 \Delta T \left(\frac{N}{A} \right) \quad (2.59)$$

Assim, na região de bolhas isoladas, MIKIC e ROHSENOW (1969) consideram que o fluxo de calor médio é diretamente proporcional à densidade de cavidades ativas. Segundo BROWN apud MIKIC e ROHSENOW (1969), a densidade de cavidades com raio maior que um determinado valor r pode ser aproximada por:

$$\left(\frac{N}{A} \right) = C_1 \left(\frac{r_0}{r} \right)^m \quad (2.60)$$

Onde r_0 representa o raio em que a densidade de cavidades ativas é igual a 1 cavidade por unidade de área e C_1 é um fator de proporcionalidade. Considerando o raio r como aquele definido pela Eq. (2.42) e substituindo na equação acima, que fornece a densidade de cavidades ativas como função das propriedades do refrigerante e do seu superaquecimento, obtém-se:

$$\left(\frac{N}{A} \right) = C_1 r_0^m \left(\frac{h_{lv} \rho_v \Delta T}{2 \sigma T_{sat}} \right)^m \quad (2.61)$$

Para o diâmetro de desprendimento da bolha, MIKIC e ROHSENOW (1969) utilizaram a correlação de Cole e Rohsenow a seguir:

$$d_b = C_2 \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{1/2} J a^{5/4} \quad (2.62)$$

Onde a constante C_2 assume o valor de $1,5 \times 10^{-4}$ para a água e $4,65 \times 10^{-4}$ para os demais fluidos e o número de Jakob modificado pode ser dado por:

$$Ja^* = \frac{\rho_l c_{pl} \Delta T_{sat}}{\rho_v h_{lv}} \quad (2.63)$$

Com o diâmetro de desprendimento, o autor considerou a freqüência da formação de bolhas como sendo uma média em toda a superfície, utilizando a seguinte expressão:

$$fd_b = C_3 \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_l^2} \right]^{1/4} \quad (2.64)$$

Substituindo todas as variáveis já calculadas na Eq. (2.59), é possível obter o valor do fluxo de calor na região afetada pelas bolhas, dado por:

$$\bar{\phi}_b = C_{total} \sqrt{k \rho c_p} \left(\frac{h_{lv} \rho_v}{T_{sat} \sigma} \right)^m \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_l^2} \right]^{1/8} \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{3/4} \left(\frac{\rho_l c_{pl} T_{sat}}{\rho_v h_{lv}} \right)^{15/8} \Delta T^{m+1} \quad (2.65)$$

Para a região não afetada pelas bolhas, os autores utilizaram correlações para convecção natural. Assim, através do modelo proposto por MIKIC e ROHSENOW (1969), é possível determinar a densidade de cavidades ativas através de propriedades do fluido e uma constante dependente da superfície. A partir da densidade de cavidades é possível estimar o fluxo de calor para um dado superaquecimento.

Com o intuito de obter uma correlação para a densidade de cavidades ativas, LORENZ et al (1974) assumiram raio de desprendimento da bolha dado pela Eq. (2.42), em cavidades cônicas, com ângulo do cone igual a β . Como primeira consideração, LORENZ et al (1974) admitiram que somente poderia haver aprisionamento de vapor no caso em que o ângulo de contato (entre o líquido e a superfície) for maior que o ângulo do cone (β), caso contrário a cavidade seria totalmente ocupada pelo líquido e não aconteceria o aprisionamento de vapor. A partir deste ponto, LORENZ et al (1974) assumiram que a densidade de cavidades ativas pode ser escrita da mesma forma que a proposta por MIKIC e ROHSENOW (1969):

$$\frac{N}{A} = C_1 \left(\frac{r_0}{r} \right)^m \quad (2.66)$$

Onde r_0 e m dependem da geometria da superfície. O raio r pode ser escrito como função do ângulo de contato e do ângulo do cone. Deste modo, a densidade de cavidades ativas poderia ser escrita da seguinte forma alternativa:

$$\frac{N}{A} = C_1 \left[\frac{r_0 f(\theta, \beta)}{r_c} \right]^m \quad (2.67)$$

Onde o raio r_c é o resultante da Eq. (2.42) e a função $f(\theta, \beta)$ é obtida através da Fig. 2.12, onde pode-se notar claramente que o ângulo de contato deve ser maior do que o ângulo do cone para que a função $f(\theta, \beta)$ tenha um valor maior do que zero, resultando, assim, um valor positivo para a densidade de cavidades ativas.

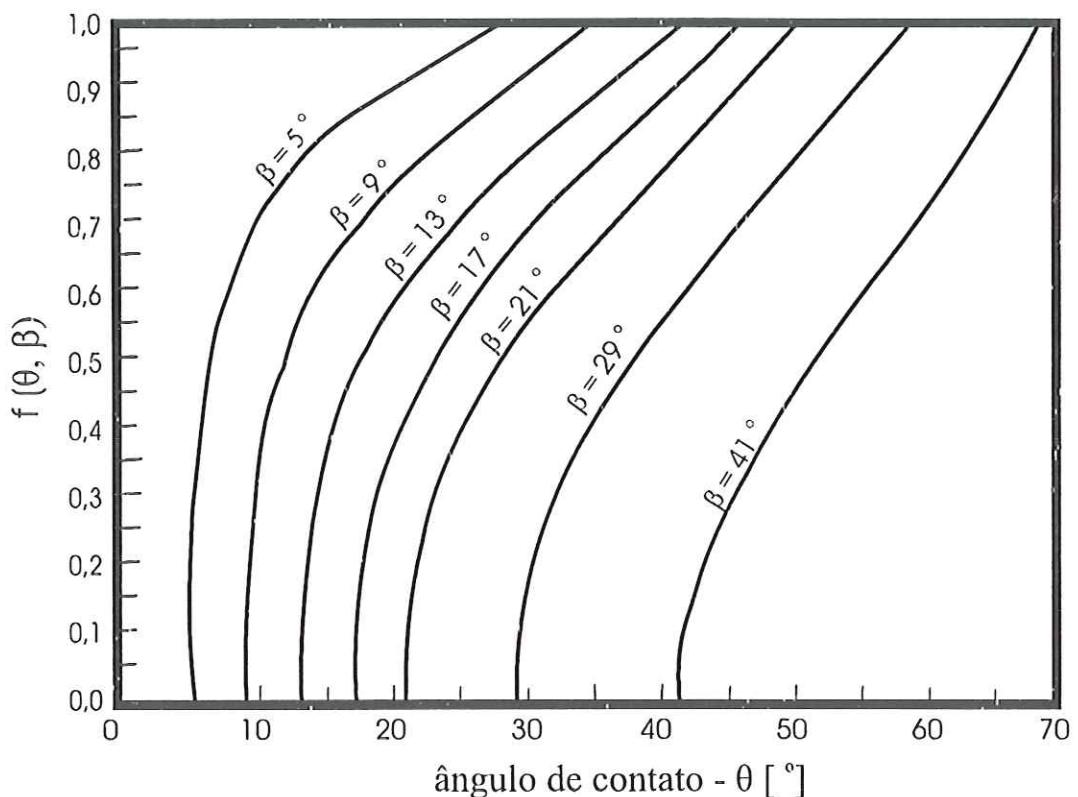


Figura 2.12 – Dependência da função $f(\theta, \beta)$ em relação ao ângulo de contato e da cavidade

Apenas para se ter uma idéia dos valores do ângulo de contato, já que este tipo de dado é escasso, LORENZ et al (1974) afirmam que a água apresenta um valor relativamente elevado (35°) e os fluidos orgânicos, como os fluidos refrigerantes, apresentam um ângulo pequeno (cerca de 7°).

Outra forma de calcular a densidade de cavidades ativas foi introduzida por FEDOTKIN e PIDSUKHA (1976), que utilizaram em seu artigo uma técnica estatística. De início, foi

admitido que os raios de cavidades dentro de uma determinada faixa eram ativados e que a profundidade das cavidades era da mesma ordem de grandeza do raio. Com estas considerações, a cavidade, para ser ativada, necessitaria obedecer à seguinte relação:

$$r_{\min} < r < r_{\max} \Rightarrow r_{\min} < p < r_{\max} \quad (2.68)$$

Para analisar o perfil da superfície, os autores a consideraram como uma seqüência de dados aleatórios. Entre os processos aleatórios, existem aqueles que são estacionários, significando que, ao considerar um conjunto de amostras, a média tomada em cada ponto das amostras será a mesma, independente do ponto escolhido. Além disso, a função de autocorrelação deve depender somente da distância entre os argumentos sendo, portanto, independente do ponto tomado.

Dentro dos processos aleatórios, é possível definir os processos ergódicos. Este tipo de processo é caracterizado pela mesma média e mesma função de autocorrelação independente da amostra utilizada. Esta propriedade permite que a média e a função de autocorrelação calculada em qualquer amostra da superfície representará toda a superfície. Na Eq. (2.69) encontram-se definidas a média, desvio padrão e a função de autocorrelação, sendo que esta última é dependente somente da distância entre os argumentos e as demais são constantes.

$$\begin{aligned} \bar{y} &= \frac{1}{L} \int_0^L y(x_i) dx = const. \\ \sigma^2 &= \frac{1}{L} \int_0^L [y(x_i) - \bar{y}]^2 dx = const. \\ ACF(\Delta x) &= \frac{1}{L} \int_0^L [y(x_i) - \bar{y}] \cdot [y(x_i + \Delta x) - \bar{y}] dx \end{aligned} \quad (2.69)$$

Assim, $ACF(\Delta x)$ é uma função de autocorrelação, definida no *Apêndice B*, que fornecerá a dependência entre a altura em uma certa posição do perfil em relação a uma outra posição dada. Da definição acima, é possível verificar que:

$$\bar{y} = \sqrt{ACF(\infty)} \quad (2.70)$$

$$\sigma^2 = ACF(0) \quad (2.71)$$

Considerando superfícies usinadas, os autores verificaram que, para descrever completamente uma superfície seria necessário apenas saber sua função de autocorrelação.

Utilizando uma determinada amostra da superfície, o número de cavidades que estarão dentro dos limites máximo e mínimo definidos inicialmente, sendo potenciais cavidades ativas, será dado por:

$$N = \sum y[r_{\min}, r_{\max}] \quad (2.72)$$

Considerando C_a^L como o número de vezes que o perfil da superfície intersecta o nível a em um determinado intervalo, o número de cavidades pode também ser escrito por:

$$N[a, b] = \frac{C_a^L - C_b^L}{2} \quad (2.73)$$

Analizando a média ao longo de determinada amostra da superfície, obtém-se::

$$\bar{N}[a, b] = \frac{1}{L} \int_0^L N[a, b] dx = \frac{\frac{1}{L} \int_0^L C_a^L dx - \frac{1}{L} \int_0^L C_b^L dx}{2} \quad (2.74)$$

Através da análise estatística, os autores encontraram que:

$$\frac{1}{L} \int_0^L C_a^L dx = \frac{L}{\pi} \left(\frac{\mu_2}{\sigma^2} \right)^{1/2} e^{\frac{-x^2}{2\sigma^2}} \quad \text{com } \mu_2 = - \left. \frac{d^2 ACF(\Delta x)}{d(\Delta x)^2} \right|_{\Delta x=0} \quad (2.75)$$

Por fim, através destas considerações, a densidade de cavidades ativas pode ser escrita por:

$$\frac{N}{A} = \bar{N}[r_{\min}, r_{\max}] = \frac{L}{2\pi} \left(\frac{\mu_2}{\sigma^2} \right)^{1/2} \left(e^{\frac{-r_{\min}^2}{2\sigma^2}} - e^{\frac{-r_{\max}^2}{2\sigma^2}} \right) \quad (2.76)$$

Com isso, para determinar a densidade de cavidades ativas, é necessário, a partir dos dados do perfil da superfície, calcular a função de autocorrelação, a partir da qual é calculada sua segunda derivada.

Um tipo de análise mais empírica é a utilizada por GOLOBIC e GJERKES (2001), trabalhando com cavidades artificiais em superfícies polidas, com o intuito de verificar a influência que cada cavidade exerce em suas cavidades vizinhas. Quando a distância entre as

cavidades é relativamente grande, não há influência entre elas. No entanto, quando essa distância é menor, a interferência pode se realizar de duas maneiras: diminuição da atividade de ambas cavidades ou diminuição de uma cavidade e aumento da outra, com redução do fluxo de calor global relativo a ambas as cavidades. Na maior parte dos casos observados por GOLOBIC e GJERKES (2001), a interação entre as cavidades se torna significativa quando o distanciamento entre elas é inferior ao diâmetro de desprendimento da bolha.

Além disso, os autores observaram que a cavidade associada a elevações na taxa de transferência de calor sempre ocorria em uma região mais propícia para a formação de bolhas, como era de se esperar. Tal região é determinada pela microestrutura da superfície. Quando uma cavidade se encontra entre outras duas, sua influência é dividida entre as vizinhas, até que a cavidade menos propícia à formação de bolhas seja desativada com o aumento das outras duas. Por fim, GOLOBIC e GJERKES (2001) verificaram que as cavidades com raios menores são as mais propícias a sofrerem influência de suas vizinhas.

Levando em conta a possibilidade de interação entre cavidades ativas, SAKASHITA e KUMADA (2001) verificaram que a densidade de cavidades, dependente somente da superfície, difere da densidade de cavidades ativas. Esta diferença se deve à influência que uma cavidade ativa exerce sobre as vizinhas, que podem até apresentar um raio dentro da faixa de nucleação e, no entanto, permanecer inativa. Em sua correlação, SAKASHITA e KUMADA (2001) utilizaram o raio de cavidade fornecido pela Eq. (2.42), já referido anteriormente, e uma variação do número de Jakob ($Ja = \frac{c_{pl}\Delta T_{sat}}{h_{lv}}$).

Este número representa a razão entre a absorção de energia sensível e latente em um processo de mudança de fase líquido-vapor. No caso da formação de uma bolha, deve-se considerar um volume de líquido que deve ser superaquecido até que tenha início a formação do núcleo de vapor (energia sensível) e a energia para formar um núcleo de vapor com o mesmo volume considerado (energia latente), resultando no número de Jakob modificado, já citado anteriormente:

$$Ja^* = \frac{\rho_l c_{pl} \Delta T_{sat}}{\rho_v h_{lv}} \quad (2.77)$$

Por fim, os autores afirmam que sua correlação depende da faixa de pressões operacionais devido ao seu efeito no mecanismo de transferência de calor. Assim, sua correlação pode ser escrita por:

$$\frac{N}{A} = C_{bp} \left(\frac{Ja^{*3/10}}{r_c^{7/10}} \right)^s \quad \text{para } p_r \leq 0,2 \quad (2.78)$$

$$\frac{N}{A} = C_{ap} \left(\frac{Ja^{*3/20}}{r_c^{17/20}} \right)^s \quad \text{para } p_r \geq 0,2$$

Onde as constantes C_{ap} e C_{bp} , além do expoente s são determinados experimentalmente para cada curva de ebulação a uma dada pressão, fluido e superfície.

Na Tabela 2.3 é possível verificar um resumo das correlações para densidade de cavidades ativas analisadas.

Tabela 2.3 – Correlações para densidade de cavidades ativas

WANG e DHIR (1993)	$\frac{N}{A} = 5 \times 10^5 (1 - \cos \theta) d_c^{-6}$
MIKIC e ROHSENOW (1969)	$\left(\frac{N}{A} \right) = C_1 r_0^m \left(\frac{h_{lv} \rho_v \Delta T}{2\sigma T_{sat}} \right)^m$
LORENZ et al (1974)	$\frac{N}{A} = C_1 \left[\frac{r_0 f(\theta, \beta)}{r_c} \right]^m$
FEDOTKIN e PIDSUKHA (1976)	$\frac{N}{A} = \frac{L}{2\pi} \left(\frac{\mu_2}{\sigma^2} \right)^{1/2} \left(e^{\frac{-r_{min}^2}{2\sigma^2}} - e^{\frac{-r_{max}^2}{2\sigma^2}} \right)$
SAKASHITA e KUMADA (2001)	$\frac{N}{A} = C_{bp} \left(\frac{Ja^{*3/10}}{r_c^{7/10}} \right)^s \quad \text{para } p_r \leq 0,2$ $\frac{N}{A} = C_{ap} \left(\frac{Ja^{*3/20}}{r_c^{17/20}} \right)^s \quad \text{para } p_r \geq 0,2$

Como é possível observar, todas as correlações para a densidade de cavidades ativas são baseadas em algum critério de nucleação, propriedades do fluido e uma constante dependente da superfície. Na correlação de FEDOTKIN e PIDSUKHA (1976), as propriedades do fluido estão embutidas nos raios mínimo e máximo, sendo a única, no entanto, que utiliza técnicas estatísticas ao considerar a superfície.

Seja por meio de resultados estatísticos ou por meio de uma constante multiplicativa, o acabamento superficial deve influenciar a densidade de cavidades ativas, sendo necessário que as constantes sejam determinadas empiricamente para cada condição.

Assim, foram analisados alguns trabalhos que tratam especificamente da densidade de cavidades ativas no regime de ebulação nucleada. Com o intuito de tornar esta análise mais completa, será considerada a seguir a discussão de alguns mecanismos e estudos que envolvem a formação de bolhas sobre uma dada superfície.

2.4 Diâmetro de Desprendimento

Nesta seção, serão analisadas algumas características referentes à formação de bolhas e sua influência no coeficiente de transferência de calor. Um dos tópicos mais investigados neste sentido tem sido o diâmetro de desprendimento da bolha, que influí diretamente no fluxo de calor da superfície através da agitação do líquido ao seu redor e da evaporação da micro-camada sob a bolha.

KIPER (1971) desenvolveu uma correlação para o diâmetro de desprendimento da bolha com base no número de Jakob modificado, Ja^* , justificando que, com este adimensional, a correlação apresentou uma expressão simples e um desvio satisfatório em relação a seus dados experimentais. Na Fig. 2.13 é possível visualizar a representação esquemática de uma bolha momentos antes de ocorrer o desprendimento, com a formação de um pequeno colarinho na sua região inferior.

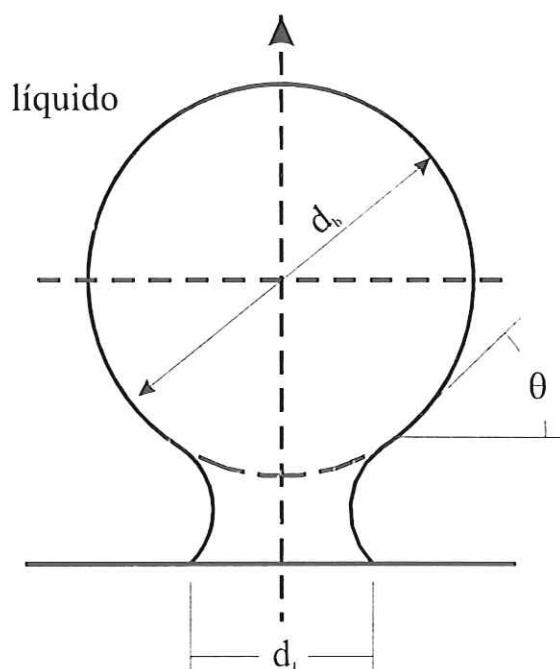


Figura 2.13 – Configuração de um núcleo de vapor antes do desprendimento

Considerando a bolha na condição acima, o autor analisou separadamente cada uma das forças que considerou importante no fenômeno do desprendimento, sendo elas as seguintes:

- Força de empuxo: igual à diferença entre o peso do líquido deslocado pela bolha e seu próprio peso, atuando no sentido de remover a bolha da superfície.

$$F_e = \frac{\pi d_b^3}{6} g (\rho_l - \rho_v) \quad (2.79)$$

- Força devido à tensão superficial: atua no colarinho da bolha no sentido de manter a mesma junto à superfície. Neste caso, o autor considera uma função do ângulo de contato $G(\theta)$ para levar em conta a formação do colarinho.

$$F_{ts} = -\sigma \pi d_b G(\theta) \quad (2.80)$$

- Força devido à inércia do fluido: dada pela inércia do líquido ao redor da bolha, tendendo a remover a bolha da superfície. Adotando-se a lei de crescimento da bolha como $d = \beta t^{0,5}$, onde β é o parâmetro de crescimento da bolha. Assim KESHOCK e SIEGEL apud KIPER (1971) definiram esta força como:

$$F_i = 0,0286 \pi \rho_l \beta^4 \quad (2.81)$$

- Força de arrasto de forma: ocorre devido à distribuição de pressão ao redor da bolha tendendo a achatá-la e a segurá-la junto à superfície. Esta distribuição de pressão se deve ao movimento da interface líquido/vapor, sendo que esta força tem a mesma ordem de grandeza do que a força devido à inércia do fluido. Para escoamento potencial ao redor de uma bolha esférica, WITZE et al. apud KIPER (1971) definiram esta força como:

$$F_{af} = -0,0181 \pi \rho_l \beta^4 \quad (2.82)$$

Em caso de equilíbrio da bolha, o diâmetro de desprendimento pode ser obtido do balanço das forças atuantes, do qual resulta a seguinte equação:

$$\frac{g}{6} (\rho_l - \rho_v) d^3 - \sigma G(\theta) d + 0,0105 \rho_l \beta^4 = 0 \quad (2.83)$$

Resolvendo a Eq. (2.83) para uma raiz real e positiva, resulta o diâmetro de desprendimento:

$$d_b^3 = \frac{-0,063}{g(\rho_l - \rho_v)} \rho_l \beta^4 \Phi [f(\Phi)]^3 \text{ com } \Phi = -\frac{0,0000184 g (\rho_l - \rho_v) \rho_l^2 \beta^8}{\sigma^3 [G(\theta)]^3} \quad (2.84)$$

Quando $-\frac{4}{27} \leq \Phi \leq 0$, todas as raízes da Eq. (2.84) são reais. Pela definição de Φ , nota-se que este termo é proporcional a razão das forças que tiram a bolha da superfície em relação às força que a mantém na superfície. Assim, se $|\Phi|$ aumenta, é esperado que o diâmetro de desprendimento diminua. Além disso, o parâmetro de crescimento pode ser escrito como:

$$\beta = 5\sqrt{\alpha_l} Ja^{3/4} \quad (2.85)$$

Como é possível observar na Eq. (2.85), este parâmetro é proporcional ao número de Jakob modificado e à difusividade térmica do líquido, resultando em um crescimento mais acentuado quando o líquido apresenta uma maior difusividade térmica. O menor diâmetro de desprendimento corresponde a $\Phi = -\frac{4}{27}$, sendo que, para esse valor, $f(\Phi) = 1,5$, de acordo com SALZER et al apud KIPER (1971). Assim, o diâmetro de desprendimento da bolha resulta em uma expressão relativamente simples, já substituindo os valores de Φ e $f(\Phi)$.

$$d_b = 2,7 \sqrt[3]{\frac{\rho_l \alpha_l^2}{g(\rho_l - \rho_v)}} Ja^{3/4} \quad (2.86)$$

Uma alternativa para correlacionar o diâmetro de desprendimento da bolha é a equação de FRITZ apud KUTATELADZE (1961), já citada por ROHSENOW (1952), onde o diâmetro de desprendimento depende do ângulo de contato entre a superfície e o fluido refrigerante, dada por:

$$d_b = 0,02\theta \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_l - \rho_v}} \quad (2.87)$$

No entanto, devido à ausência de dados suficientes para o ângulo de contato para diversas combinações fluido e superfície, não existe a possibilidade de comparar as duas equações. Além disso, segundo KUTATELADZE (1961), tal ângulo pode variar antes do desprendimento da bolha, sendo mais apropriado um tratamento estatístico para o ângulo de contato.

Outro parâmetro objeto de análise de diversos autores corresponde ao produto entre a freqüência e o diâmetro de desprendimento da bolha. TOLUBINSKY e OSTROVSKY (1966) afirmam que este termo depende somente das propriedades do fluido, sendo, portanto, independentes do material da superfície. Mais do que isso, afirmam que o produto entre a freqüência e o diâmetro de desprendimento é constante, ou seja, quando há aumento do diâmetro de desprendimento da bolha ocorre diminuição da sua freqüência e vice-versa. Além disso, o valor deste produto não é muito diferente, segundo os autores, para a água e para fluidos orgânicos.

A variação do produto $d_p f$ com a pressão do sistema se deve exclusivamente, segundo TOLUBINSKY e OSTROVSKY (1966), à variação do diâmetro de desprendimento da bolha, já que foi verificado em seus dados experimentais que a freqüência permanece constante.

Em alguns trabalhos, como o de JAKOB apud MCFADDEN e GRASSMANN (1962) o produto entre a freqüência e o diâmetro de desprendimento da bolha também é admitido constante. No entanto, MCFADDEN e GRASSMANN (1962), utilizando alguns dados experimentais, obtiveram a seguinte expressão:

$$f \sqrt{d_b} = 0,56 \cdot \sqrt{\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_l}} \quad (2.88)$$

Uma vez admitido que $\rho_v \ll \rho_l$, o produto acima se resume a $0,56\sqrt{g}$, o que fornece em uma relação $f \sqrt{d_b}$ de aproximadamente $17,5 \text{ cm}^{0,5} / \text{s}$. Para verificar a coerência de tal valor, serão utilizados os resultados experimentais citados pelo autor em seu artigo, obtidos com nitrogênio líquido e utilizando uma câmera de alta velocidade. Tais dados são apresentados na Tabela 2.4, com o desvio de $f \sqrt{d_b}$ em relação ao valor de $17,5 \text{ cm}^{0,5} / \text{s}$.

Tabela 2.4 – Dados experimentais de MCFADDEN e GRASSMANN (1962)

$f [1/s]$	$d_b [cm]$	$d_b f [cm/s]$	$f \sqrt{d_b} [cm^{0.5}/s]$	Desvio [%]
165	0,021	3,465	23,91	36,6
72	0,030	2,160	12,47	-28,7
54	0,038	2,052	10,53	-39,8

Como pode ser observado na Tabela 2.4, tanto o produto $d_b f$ quanto $f \sqrt{d_b}$ apresentam uma variação considerável em relação a qualquer valor constante, apresentando uma tendência com a variação destes parâmetros. No caso da correlação proposta por MCFADDEN e GRASSMANN (1962), este desvio chega a quase 40%, em relação ao valor calculado anteriormente. Deve ser observado que esta análise foi realizada levando-se em conta apenas três pontos experimentais, publicados pelos autores em seu trabalho. Para verificar a validade ou não de tal afirmação seriam necessários mais pontos, obtidos em diversas condições com distintos fluidos.

Com isso, foram verificadas correlações para o cálculo do diâmetro e freqüência de desprendimento da bolha. Para o diâmetro de desprendimento, foi obtida uma expressão para o menor diâmetro possível (Eq. (2.86)), através da análise das raízes da equação de equilíbrio mecânico da bolha, além de uma expressão dependente do ângulo de contato do fluido com a superfície (Eq. (2.87)). Após o cálculo do diâmetro de desprendimento utilizando uma destas expressões é possível fazer uma estimativa para a freqüência de desprendimento utilizando a Eq. (2.88). Estas grandezas são importantes para estimar o valor do coeficiente de transferência de calor para uma dada pressão e fluxo de calor.

2.5 Características das cavidades da superfície

O presente tópico visa abordar alguns trabalhos que tratam da influência de características geométricas, juntamente com características do fluido, na determinação da ativação ou não de determinada cavidade.

Em sua análise dos mecanismos envolvidos na ebulação nucleada, SINGH et al (1976) discutem um modelo de ativação de cavidades baseado nas características da superfície e na Eq. (2.42). Tal modelo prediz o superaquecimento necessário para ativação de uma cavidade cilíndrica isolada.

De início, considera-se o aprisionamento do vapor em uma cavidade cilíndrica. O volume de vapor aprisionado depende do raio da cavidade, sua profundidade e do ângulo de contato da frente de líquido em avanço. Para a água, que apresenta ângulo de contato elevado

(entre 40° e 50°), a quantidade de vapor aprisionada é maior do que em fluidos orgânicos (ângulos de contato entre 8° e 15°). Na Fig. 2.14, é possível visualizar o núcleo de vapor logo após ocorrer o aprisionamento.

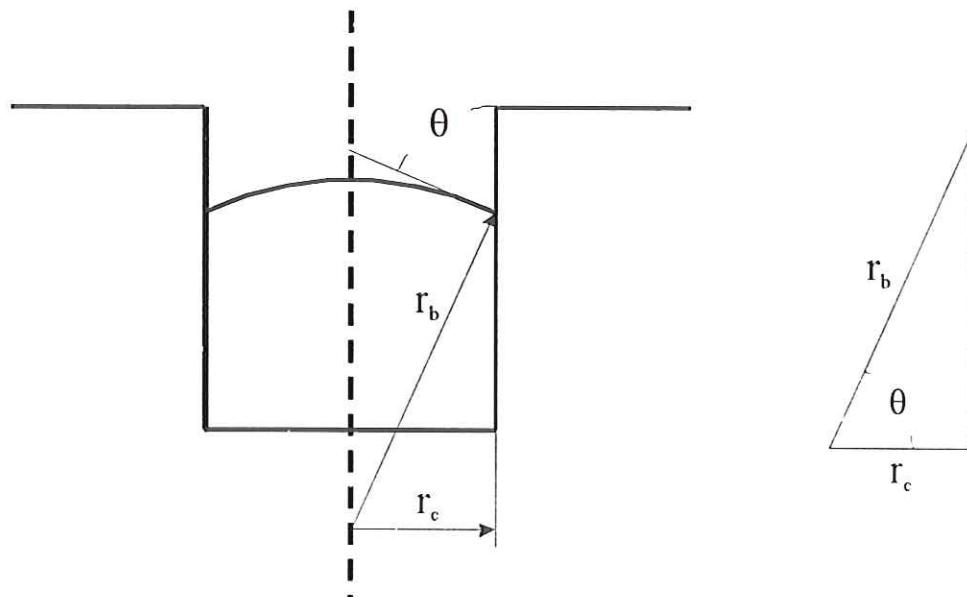


Figura 2.14 - Núcleo de vapor em cavidade cilíndrica

O raio da interface líquido/vapor é dado pela seguinte expressão:

$$r_b = \frac{r_c}{\cos \theta} \quad (2.89)$$

Neste modelo, é considerado um sistema unidimensional relativo à interface líquido/vapor com a origem do sistema de coordenadas na própria interface. O volume de controle é dado pelo núcleo de vapor, de onde os autores consideraram como forças atuantes a tensão de cisalhamento nas paredes da cavidade, diferenças de pressão na interface líquido/vapor e a inércia do líquido. Esta inércia ocorre devido ao movimento do líquido junto à “boca” da cavidade logo após ocorrer o aprisionamento. A pressão do vapor na cavidade é determinada pela combinação dos efeitos de evaporação ou condensação e expansão ou compressão devido ao movimento da interface. No modelo proposto SINGH et al (1976), a quantidade de energia fornecida pelas paredes da cavidade foi estimada, tendo-se concluído que é pequena, sendo aproximada por uma fonte de calor uniformemente distribuída dentro do líquido, este procedimento foi adotado para que seja considerado fluxo apenas no sentido longitudinal.

Através da análise de alguns critérios de nucleação, como de HSU (1962) e de HAN e GRIFFITH (1965), SINGH et al (1976) concluíram que todos os critérios convergiam para o valor obtido pela Eq. (2.42) quando o raio da cavidade era inferior a 2,54 µm. Assim, os autores

definiram o fator ΔT_p^0 como dado pela razão entre o superaquecimento necessário para ativar a cavidade e o calculado pela Eq. (2.42). Pela Fig. 2.15, é possível observar a penetração do líquido dentro da cavidade como função do tempo para distintos superaquecimentos para a água e o etanol, baseado na solução do modelo de SINGH et al (1976), para velocidade inicial de penetração igual a zero. Quando a penetração atinge 100%, a cavidade é desativada, já que, nesta condição, o líquido atingiu o fundo da cavidade.

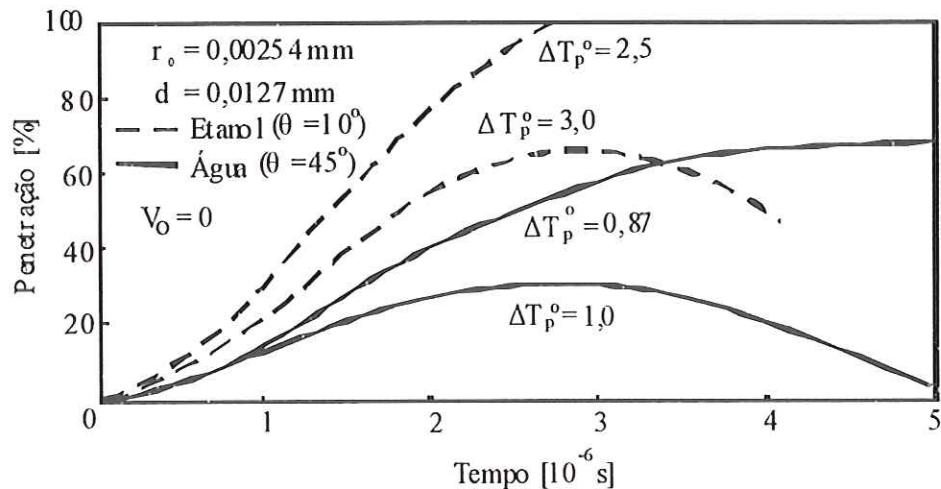


Figura 2.15 – Penetração na cavidade dada pelo modelo de SINGH et al (1976)

Como pode ser observado na Fig. 2.15, quanto maior o ângulo de contato, menor será a penetração na cavidade, ou seja, maior a quantidade de vapor aprisionado, facilitando a ativação da cavidade, tornando-a mais estável. Além disso, como o raio do núcleo de vapor é inversamente proporcional ao superaquecimento, Eq. (2.42), a razão ΔT_p^0 também representa a relação entre o raio da cavidade e o raio de nucleação calculado. Assim, o raio calculado para o etanol é cerca de três vezes menor do que aquele para a água.

Analizando os efeitos de cada parâmetro do modelo teórico, SINGH et al (1976) concluíram que, para ângulos de contato relativamente grandes ($\theta \geq 12^\circ$), um superaquecimento igual ao ΔT_p^0 calculado é necessário para a ativação da cavidade. Com a penetração completa do líquido na cavidade (quando o ângulo de contato é menor do que 4°), torna-se necessário um superaquecimento muito grande para sua ativação, sendo que, no desenvolvimento do modelo, não foi considerado o caso de uma cavidade completamente inundada. Na Fig. 2.16 é possível verificar o efeito do ângulo de contato no volume de vapor aprisionado, para uma dada cavidade.

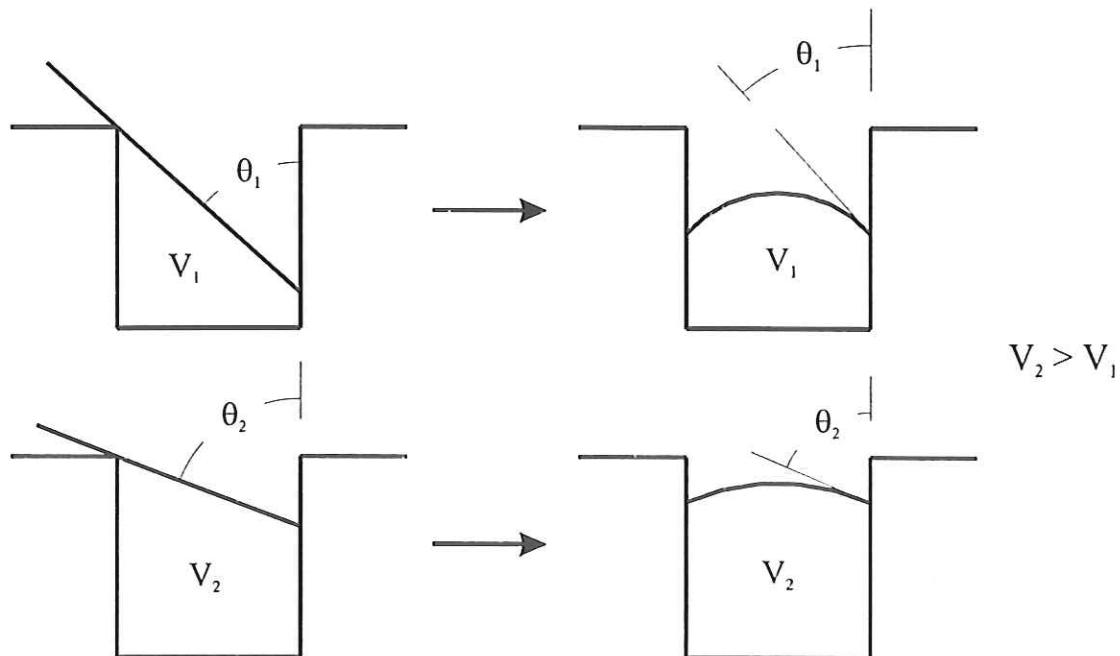


Figura 2.16 – Volume de vapor aprisionado em função do ângulo de contato

Quanto à velocidade inicial do líquido, verificou-se que, quanto maior, menor a estabilidade da cavidade, devido a efeitos de inércia do líquido e da condensação do vapor dentro da cavidade. Foi verificado que o efeito ocorre de forma mais pronunciada no etanol, que apresenta menor ângulo de contato. No que diz respeito às características da cavidade, para um mesmo raio, quanto menor a profundidade da cavidade, menos vapor será aprisionado, aumentando o superaquecimento necessário para manter a cavidade em ebulição estável. Para grandes profundidades, 8 vezes o diâmetro, tanto para fluidos orgânicos quanto para água, o valor de raio para ativação é o mesmo que o calculado pela Eq. (2.42). Conforme a profundidade diminui o superaquecimento necessário cresce de forma aproximadamente exponencial.

Através de dados experimentais em cavidades feitas a laser, SINGH et al (1976) verificaram que a relação entre os raios de cavidades ativas para o metanol e a água seria da ordem de 1,7, enquanto que, em cavidades naturais obtidas por processos usuais de acabamento, seria em torno de 4. A justificativa para este comportamento vem da observação de que cavidades naturais apresentam a relação entre profundidade e diâmetro da ordem de 1, não sendo muito adequadas para o aprisionamento do vapor em líquidos que molham superfície de forma mais acentuada, fazendo com que o superaquecimento necessário seja bem maior. Já as cavidades feitas a laser são mais profundas, fazendo com que o superaquecimento necessário para a ativação da cavidade para o metanol seja menor, diminuindo a influência do ângulo de contato.

Baseando-se nos resultados do modelo teórico de SINGH et al (1976), é possível determinar os raios de cavidades ativas, para um determinado superaquecimento. Assumindo

que a superfície apresenta uma distribuição contínua de raios e profundidades de cavidades, para um dado ângulo de contato, há uma relação entre o raio e a profundidade da cavidade para a qual a penetração do líquido é completa, sendo representado pela região I na Fig. 2.17, em que as cavidades não são ativadas. A curva que limita esta região depende somente do valor do ângulo de contato, quanto maior seu valor, mais limitada será a região I.

Além disso, pelo critério de Griffith e Wallis, Eq. (2.42), existe um dado valor de raio abaixo do qual não há ativação de cavidades. Tal raio determina a região II da figura. Com o aumento do superaquecimento, esse raio diminui e a região II se contrai. A região III representa as cavidades que estariam ativas pelos dois critérios anteriores, mas não estão ativas devido a efeitos dinâmicos. Por fim, a região IV, representa a região de cavidades ativas. Deve-se observar que a Fig. 2.17 é válida somente para um dado superaquecimento.

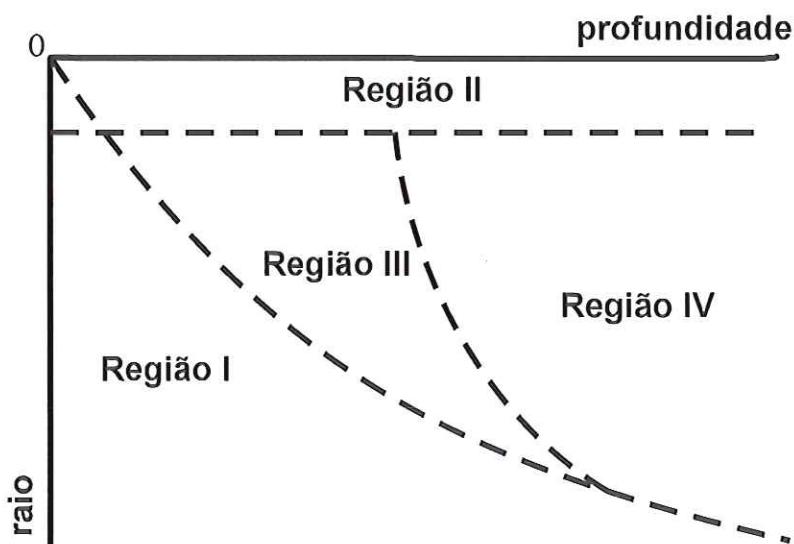


Figura 2.17 – Lugares geométricos das cavidades utilizando os critérios empregados por SINGH et al (1976) para um dado superaquecimento

Na Fig. 2.18, gráficos como os da Fig. 2.17 são sobrepostos, variando-se desta vez o superaquecimento da superfície, juntamente com o raio e a profundidade da cavidade. Neste gráfico, pode ser observada a região IV, que corresponde às cavidades ativas, em destaque. Além disso, vê-se nitidamente que esta região é maior, quanto maior o superaquecimento da superfície. As demais regiões podem ser visualizadas comparando-se a Fig. 2.17 com a Fig. 2.18.

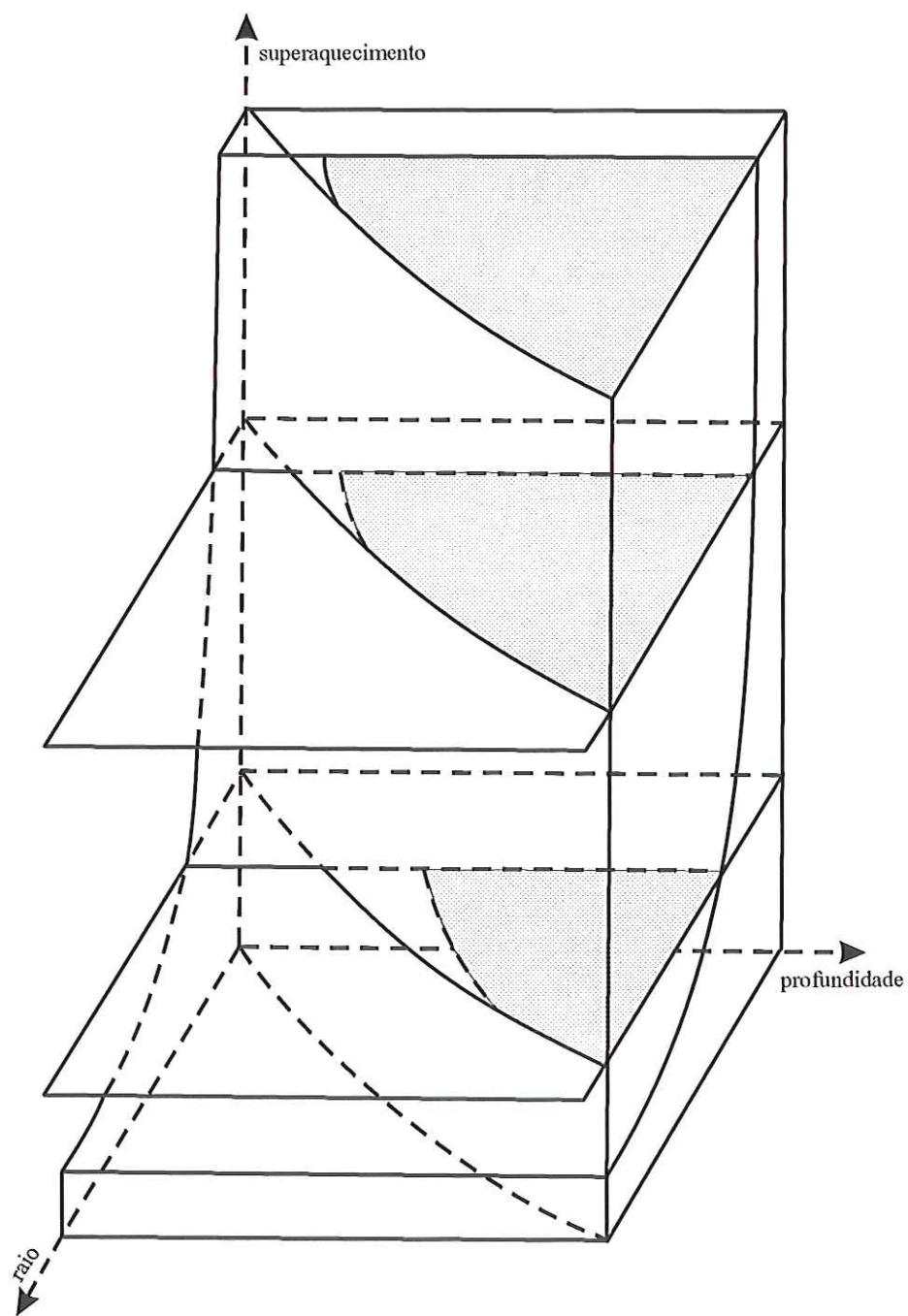


Figura 2.18 – Lugares geométricos das cavidades ativas de acordo com o superaquecimento, raio e profundidade da cavidade

Para estudar o início da ebulição nucleada em superfícies metálicas e, consequentemente, as características que a determinam, CORNWELL (1982) utilizou o ângulo de contato, definido na Eq. (2.34), e um ângulo de contato médio, definido pelo autor como aquele que seria obtido quando se analisa a superfície de modo que a rugosidade não pode ser ignorada. Tal ângulo seria resultado da existência de pequenas irregularidades na superfície, uma espécie de micro-rugosidade, fazendo com que a área real da superfície seja diferente da

área projetada. Para esse fim, é definido o parâmetro s , maior ou igual a um, dado pela seguinte expressão:

$$s = \frac{\text{área real}}{\text{área projetada}} \quad (2.90)$$

Para estimar o valor do ângulo de contato médio, será analisada a interface líquido/vapor em uma determinada posição e, em seguida em uma posição deslocada, como pode ser verificado na Fig. 2.19.

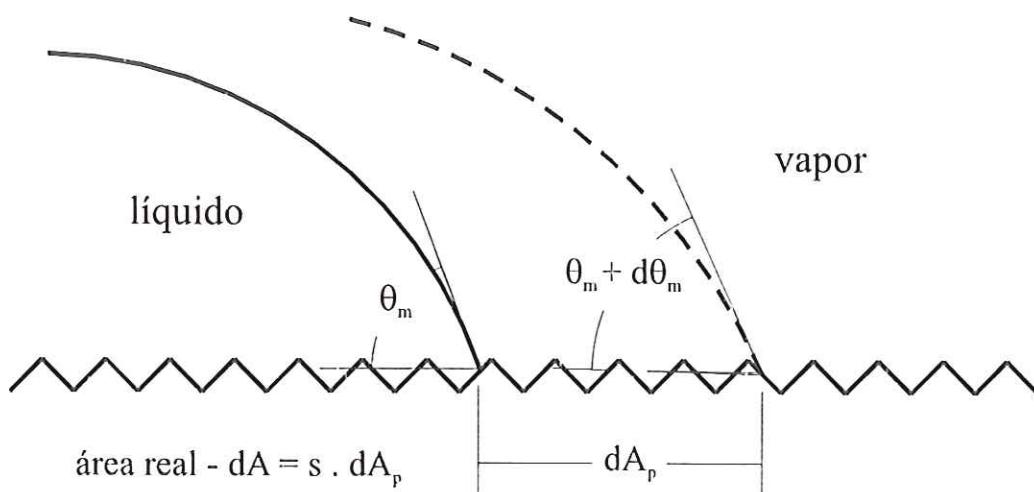


Figura 2.19 – Ângulo de contato médio

A variação da energia livre de Gibbs para o processo descrito na Fig. 2.19 é dada por:

$$dG = \sigma_{SL} dA - \sigma_{SV} dA + \sigma_{LV} \cos(\theta_m + d\theta_m) dA_p \quad (2.91)$$

Na condição de equilíbrio $\lim_{dA \rightarrow 0} \left(\frac{dG}{dA} \right) = 0$, de onde é possível verificar que:

$$\sigma_{SV} - \sigma_{SL} = \sigma_{LV} \frac{\cos \theta_m}{s} \quad (2.92)$$

Substituindo a definição do ângulo de contato na Eq. (2.92), tem-se:

$$\cos \theta_m = s \cos \theta \quad (2.93)$$

Como o parâmetro s é maior ou igual a um, para ângulos de contato menores que 90° , tem-se o ângulo de contato médio menor (θ_m) ou igual ao ângulo de contato (θ). Para ângulos de contato maiores que 90° , ocorre o inverso, o que pode ser verificado na Fig. 2.20.

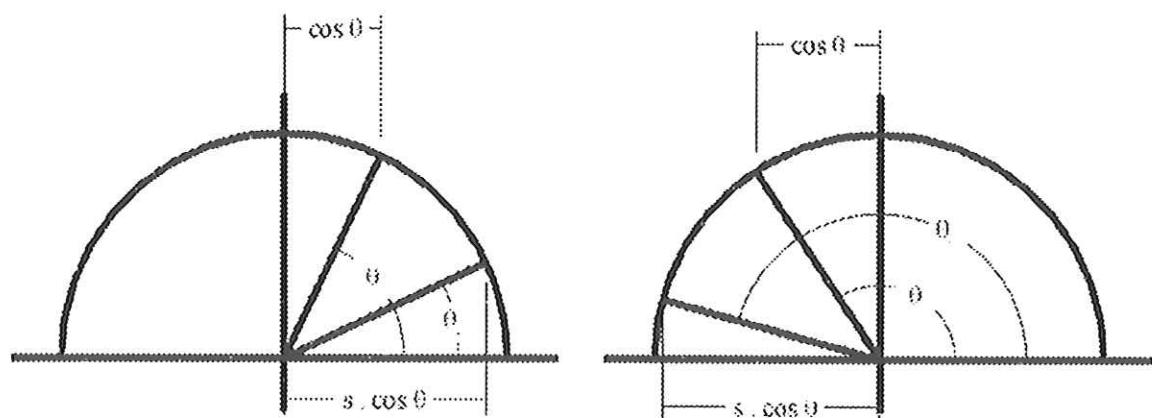


Figura 2.20 – Comparação entre o ângulo de contato e o ângulo de contato médio

Tal parâmetro também apresenta efeito significativo quando a fronteira entre líquido e vapor avança dentro da cavidade ou retrocede no sentido de sair da cavidade, causando um efeito de histerese. Para isso, será admitida uma micro-rugosidade nas paredes de uma cavidade cônica, esquematizada na Fig. 2.21.

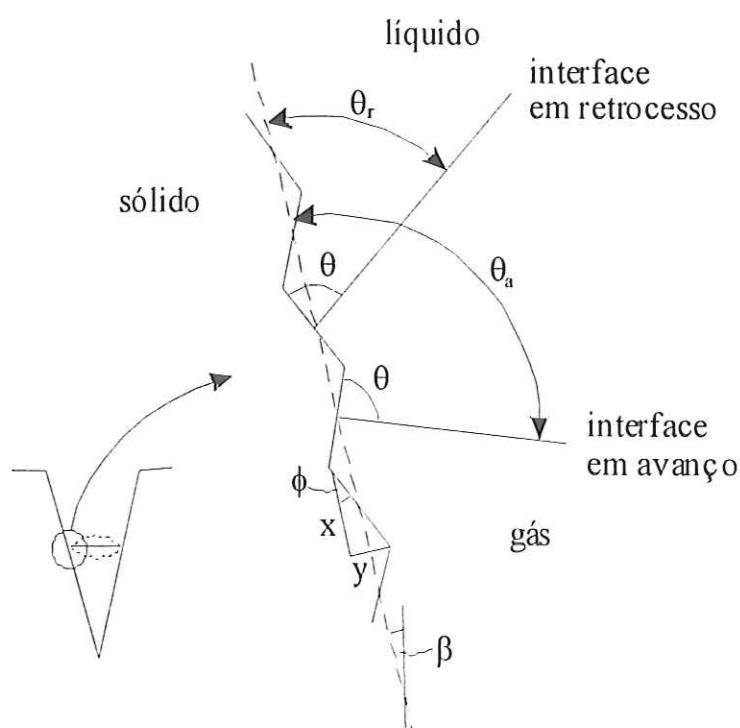


Figura 2.21 – Efeito da micro-rugosidade no movimento da interface líquido e vapor

Da definição do parâmetro s e das características geométricas, levando em consideração a superfície interna da cavidade, da Fig. 2.21, obtém-se:

$$s = \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{x} = \frac{1}{\cos \phi} \quad (2.94)$$

Da Fig. 2.21 também é possível encontrar os ângulos de avanço e de retrocesso da interface entre líquido e vapor, dados a seguir:

$$\begin{aligned} \theta_a &= \theta + \phi \\ \theta_r &= \theta - \phi \end{aligned} \quad (2.95)$$

A partir destas equações é possível traçar um gráfico através do qual, dado o parâmetro s e o ângulo de contato médio, obtém-se os demais ângulos. Esse tipo de gráfico é ilustrado na Fig. 2.22. Deve-se observar que os valores dos ângulos de acordo com a Eq. (2.95) representam justamente o limite superior e inferior do efeito de histerese da interface líquido-vapor dentro de uma cavidade.

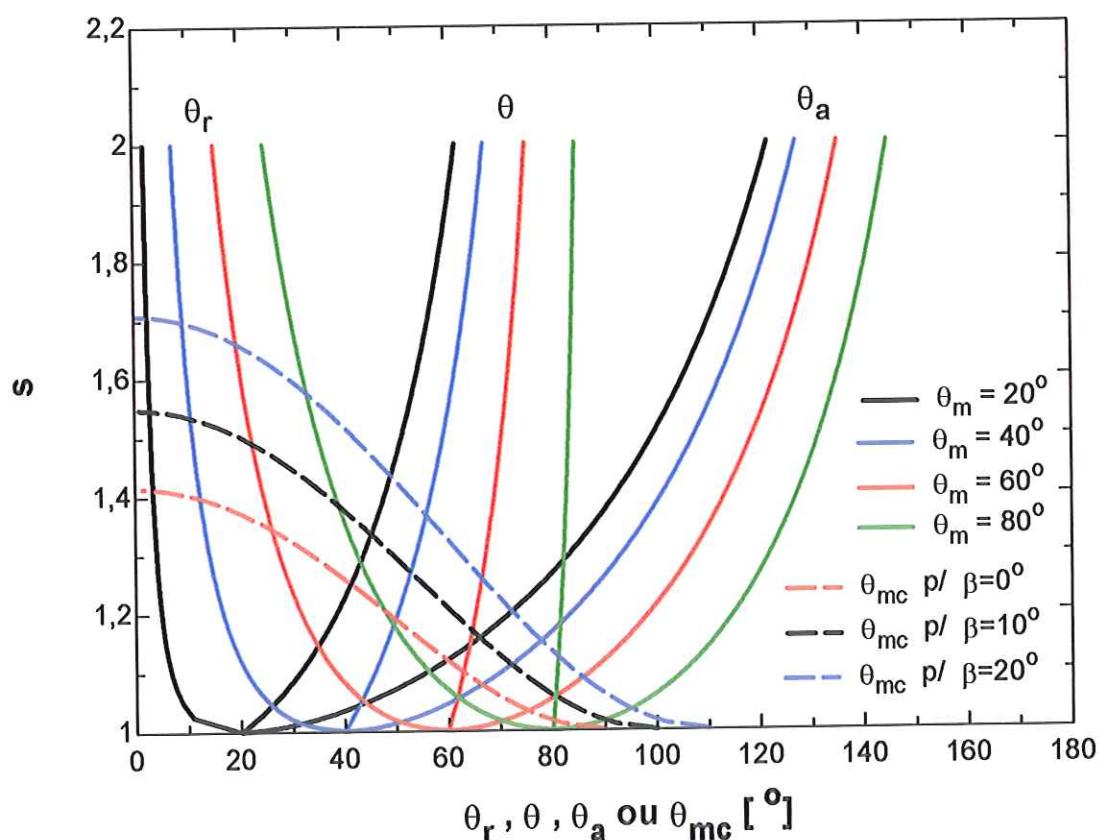


Figura 2.22 – Ângulo de contato, de avanço e retrocesso dentro de uma cavidade.

O ângulo θ_{mc} na Fig. 2.22 corresponde ao ângulo médio na superfície na sua condição crítica em que não ocorre aprisionamento do vapor. O autor admite que haverá aprisionamento de vapor caso o ângulo de avanço seja maior ou igual a $90^\circ + \beta$. Substituindo nas expressões acima, encontra-se o valor do ângulo médio na condição crítica, dado por:

$$\cos \theta_{mc} = s \cos(90 + \beta - \phi) \quad (2.96)$$

Assim, para ângulos de avanço abaixo dos pontos que satisfazem a equação acima não haverá aprisionamento de vapor. Deve-se observar que este ângulo apresenta forte influência do ângulo do cone da cavidade. No gráfico da Fig. 2.22, a condição para $\beta = 0^\circ$ representa uma cavidade cilíndrica.

Uma observação importante feita por CORMWELL (1982) está relacionada ao fato de que, para rugosidades mais elevadas (maior s), os ângulos dados pelo gráfico acima podem se alterar consideravelmente devido a um fenômeno chamado pelo autor de “salto de vales”. A rugosidade é elevada a ponto de alguns vales passarem “despercebidos” pela interface entre líquido e vapor. Por fim, deve-se observar que, embora s seja uma indicação da rugosidade, este parâmetro não se encontra diretamente relacionado à mesma.

WEN e WANG (2002) estudaram o efeito de soluções tenso-ativas na ebulação nucleada. Tais substâncias têm como principal efeito a diminuição da tensão superficial do fluido, consequentemente alterando o ângulo de contato, tendo como causa direta a diminuição do diâmetro de desprendimento da bolha e o aumento de sua freqüência. Algo que deve ser salientado desta observação diz respeito ao fato de que, para uma das substâncias tenso-ativas, o aumento da rugosidade aumentou o coeficiente de transferência de calor, enquanto para a outra aconteceu o inverso. Esta diferença de comportamento entre as duas substâncias pode estar relacionada à diferença do ângulo de contato, já que a tensão superficial das soluções apresenta valores próximos.

A explicação para esta diferença pode estar relacionada ao mesmo ângulo de contato médio utilizado por CORMWELL (1982). Tal ângulo será menor para superfície rugosa e maior para superfície lisa, quando o ângulo de contato é menor do que 90° . Diminuindo o ângulo de contato, diminui a quantidade de cavidades ativas. Neste caso ocorre um cancelamento de efeitos, sendo que, normalmente, uma superfície rugosa teria mais cavidades ativas, enquanto que o ângulo de contato menor dificulta a ativação das cavidades. Como resultado, é possível existir uma superfície mais rugosa cujo coeficiente de transferência de calor é menor do que em uma superfície lisa, desde que as cavidades da superfície lisa sejam mais propícias à ativação do que na superfície rugosa.

Assim, foi possível verificar a influência das dimensões da cavidade em sua ativação, através da análise do modelo de SINGH et al (1976), fornecendo uma boa estimativa, ao menos qualitativa, do efeito de cada parâmetro. A análise de CORNWELL (1982) sugere um estudo do efeito da micro-rugosidade no interior das cavidades, este assunto passa a ser de grande interesse quando são estudadas superfícies com rugosidades elevadas, em que as irregularidades no interior da cavidade são mais significativas. Esta hipótese pode ser analisada de modo mais aprofundado no capítulo de *Resultados Experimentais*, com o uso de microfotografias da superfície.

2.6 Efeito do acabamento superficial

Na presente seção serão considerados trabalhos que visam principalmente analisar os efeitos do acabamento superficial sobre a ebulação nucleada, incluindo alguns resultados empíricos obtidos por diversos autores e suas análises.

BERENSON (1962) estudou a ebulação nucleada em superfícies planas, controlando a temperatura superficial. Com isso, pode reproduzir a curva de ebulação, inclusive a região de transição, o que não seria possível com experimentos onde o fluxo de calor é controlado. A partir de seus experimentos, o autor observou uma influência acentuada do acabamento superficial na ebulação nucleada, enquanto que no regime de ebulação em película o acabamento superficial não influi de forma significativa. Em seu trabalho, BERENSON (1962) verificou que uma superfície polida apresentava maior coeficiente de transferência de calor do que uma superfície lixada, apesar de apresentar menor rugosidade média quadrática (r.m.s.), como pode ser visto na Fig. 2.23.

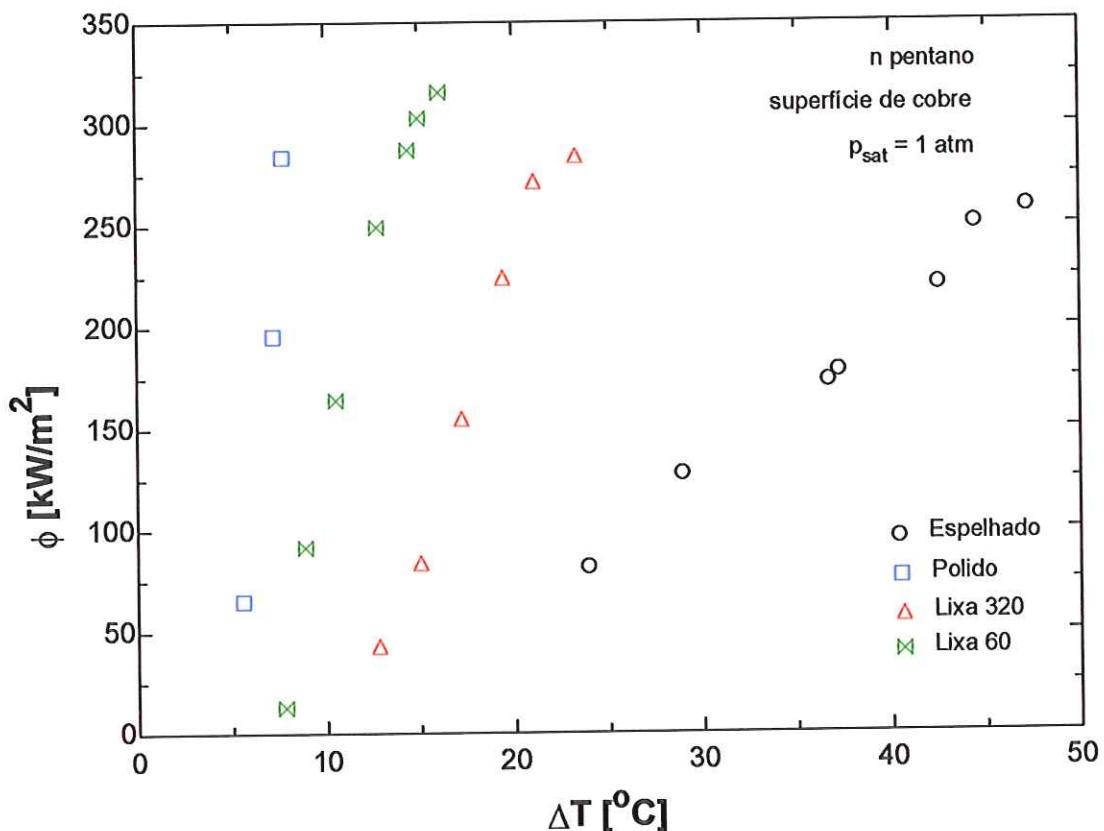


Figura 2.23 – Resultados experimentais de BERENSON (1962).

A justificativa, segundo o autor, seria que, embora uma superfície apresente maior rugosidade do que as outras, o que realmente importa é a quantidade de cavidades ativas. Sendo assim, é possível que uma superfície com alta rugosidade não apresente cavidades dentro da faixa que é ativada, dado um fluido e uma pressão. O polimento da superfície envolve o uso de grãos e óleo sobre a superfície. Esse acabamento produziria pequenas cavidades que se tornariam ativas. Deve-se salientar que este comportamento também foi verificado nos dados experimentais obtidos no presente trabalho.

A densidade de cavidades ativas depende basicamente das propriedades do fluido e da presença de cavidades na superfície que apresentam as condições para serem ativadas. Com uma rugosidade mais elevada, uma faixa distinta de dimensões de cavidades deve estar presente na superfície, sendo possível haver menos cavidades ativas do que em um acabamento polido.

Outra observação feita por BERENSON (1962), a partir de seus dados experimentais, corresponde à influência do material da superfície na ebulação nucleada. Utilizando superfícies com mesmo acabamento, mas de material diferente, foi observado que o material da superfície influencia a forma como o coeficiente de transferência de calor varia com o acabamento. Essa diferença, segundo o autor, se deve, em parte, à dureza do material da superfície aquecida, que proporcionaria uma distribuição de cavidades diferente em cada superfície para um mesmo processo de acabamento.

Além da influência da dureza do material, BERENSON (1962) verificou que as propriedades térmicas da superfície também afetam o coeficiente de transferência de calor. Esse efeito seria significante em condições que proporcionam maior coeficiente de transferência de calor do lado do fluido, já que a resistência térmica do lado da superfície seria maior comparado com esta. Analisando um processo de condução em regime transitório, verifica-se que a influência das propriedades da superfície no coeficiente global é mais notória. Analisando seus dados, o autor verificou que houve um aumento no superaquecimento da superfície com a diminuição da condutividade térmica, relacionada à difusividade térmica, da superfície.

Como observação final, o autor afirma que o coeficiente de transferência de calor pode ser aumentado até de cinco vezes através do acabamento superficial, sendo este, portanto, um fator de grande influência na ebulação nucleada.

Em seu trabalho, LIENHARD e SCHROCK (1966) consideraram inicialmente que o superaquecimento de uma superfície em ebulação nucleada poderia ser correlacionado por uma equação da seguinte forma:

$$\left. \frac{\partial \ln \Delta T}{\partial \ln p} \right|_{\phi, Ra} = -const. \quad (2.97)$$

Esta equação fornece uma idéia de como seria o deslocamento da curva de ebulação para uma dada rugosidade, variando-se a pressão de saturação. Alguns autores encontraram que essa constante seria a mesma para água, independente das demais condições. Outros autores consideraram que o primeiro termo da Eq. (2.97) seria uma função da pressão. Na sua análise, LIENHARD e SCHROCK (1966) utilizaram a seguinte equação:

$$\left. \frac{\partial \ln \Delta T}{\partial \ln p} \right|_{\phi, Ra} = -\frac{1}{c} \frac{d \ln b}{d \ln p} \quad (2.98)$$

Onde c leva em consideração a influência do acabamento superficial e b representa a influência das propriedades do fluido. Segundo esses autores, c apresentaria uma pequena variação. Assim, a derivada da Eq. (2.98) sofreria pequena influência da rugosidade superficial. Utilizando-se o fato de que as propriedades do fluido podem ser expressas como função de propriedades reduzidas, a Eq. (2.98) poderia ser reescrita como:

$$\left. \frac{\partial \ln \Delta T}{\partial \ln p} \right|_{\phi, Ra} = \left. \frac{\partial \ln \Delta T_r}{\partial \ln p_r} \right|_{\phi, Ra} = \frac{f_1(p_r)}{c} \quad (2.99)$$

Para simplificar ainda mais a Eq. (2.99), os autores sugerem a seguinte aproximação, fornecendo um resultado razoável.

$$\left. \frac{\partial \ln \Delta T_r}{\partial p_r} \right|_{\phi, Ra} \approx f_2(p_r) \quad (2.100)$$

Os primeiros termos das Eqs. (2.97) e (2.100) podem ser calculados entre duas condições consecutivas de pressão, dadas a seguir, tornando possível a sua análise utilizando os resultados experimentais.

$$\left. \frac{\partial \ln \Delta T}{\partial \ln p} \right|_{\phi, Ra} = \frac{\ln \Delta T_2 - \ln \Delta T_1}{\ln p_2 - \ln p_1} \quad (2.101)$$

$$\left. \frac{\partial \ln \Delta T_r}{\partial p_r} \right|_{\phi, Ra} = \frac{\ln \Delta T_{r2} - \ln \Delta T_{r1}}{p_{r2} - p_{r1}} \quad (2.102)$$

As tendências dessas equações serão analisadas de maneira mais aprofundada no capítulo de *Resultados Experimentais*, sendo analisada a influência das propriedades do fluido, da pressão e do acabamento superficial.

Outra investigação experimental é realizada por KANG (2000), que verificou o efeito do acabamento superficial em tubos submetidos à ebulação nucleada de água saturada à pressão atmosférica. De suas observações, o autor pode notar que o efeito da rugosidade é influenciado também pela orientação da superfície e pelo comprimento do tubo, para tubos verticais. Segundo o autor, esta influência se deve à maior agitação proporcionada pelas bolhas em superfícies rugosas que influenciam as cavidades presentes na região superior do tubo.

De seus resultados, KANG (2000) observou que, em tubos verticais, para fluxos reduzidos (da ordem de 1,4 kW/m²), a temperatura na região superior do tubo é menor que a região inferior, apresentando, portanto, maior coeficiente de transferência de calor. Para fluxos elevados (100 kW/m²), esta tendência se inverte, com a inversão do comportamento ocorrendo para fluxos da ordem de 40 kW/m². A razão para esta inversão se deve ao fato de que, para fluxos reduzidos, as bolhas tendem apenas a agitar o líquido próximo à superfície superior. Quando o fluxo é elevado, as bolhas se aglomeram em bolhas maiores, dificultando o contato do líquido com a superfície, comprometendo o coeficiente de transferência de calor. De acordo com KANG (2000), para tubos horizontais, o efeito da rugosidade é limitado, contradizendo diversos autores, sendo este efeito muito maior para tubos verticais. A justificativa deste comportamento seria a agitação mais pronunciada do líquido. Segundo o autor, com uma

rugosidade maior, haverá mais bolhas, além de maiores, sendo formadas com uma freqüência maior. Assim, com o fluxo de calor maior, este efeito da rugosidade seria menor, devido à aglomeração de bolhas junto à superfície que dificulta o contato do líquido com a superfície.

Através de levantamentos experimentais, ROY CHOWDHURY e WINTERTON (1985) encontraram uma influência acentuada do acabamento superficial na ebulação nucleada. Os resultados obtidos permitiram afirmar que o coeficiente de transferência de calor aumenta com a rugosidade. Muito provavelmente os autores não chegaram até rugosidades suficientemente elevadas para observar uma mudança de tendência, como será discutido mais adiante neste documento, apesar de utilizarem rugosidades relativamente elevadas ($R_a = 4,7 \mu\text{m}$).

Um aspecto para o qual os autores chamam a atenção é que a técnica utilizada para obter o acabamento superficial deve ser a mesma para todas as superfícies, sendo utilizada a lixa, neste caso. Eles determinaram, ainda que, aparentemente, o acabamento superficial não afeta o coeficiente de transferência de calor na região de transição para ebulação em película. Deve-se observar que seus ensaios foram realizados em condições de têmpera, onde ocorre a variação temporal da temperatura superficial, abrangendo desde o regime de transição até o de ebulação nucleada.

Outros ensaios de ROY CHOWDHURY e WINTERTON (1985) foram realizados com diversos acabamentos superficiais, no entanto com a superfície passando por um processo de anodização. Tal processo produziu, em todas as superfícies, cavidades da mesma ordem de grandeza, anulando o efeito que teriam os diversos acabamentos superficiais, já que o que realmente importa na ebulação é o número de cavidades ativas.

Em seu trabalho, SAUER et al (1975) analisaram o efeito do acabamento superficial na ebulação nucleada. Como observação geral, os autores encontraram que o aumento da rugosidade superficial ocasiona uma elevação no coeficiente de transferência de calor. Segundo os autores este aumento seria dado devido à mudança na distribuição dos tamanhos de cavidades. Segundo seus dados, uma superfície na qual foi utilizado o jato de areia requer uma diferença de temperatura cerca de 20% menor do que uma superfície espelhada, para um mesmo fluxo de calor. Por fim, os autores afirmam que o tamanho e a geometria da superfície apresentam pouca influência na ebulação nucleada.

A Tabela 2.5 apresenta um resumo dos itens mais relevantes de cada trabalho. De um modo geral, é observado que o acabamento superficial apresenta grande influência no coeficiente de transferência de calor. No entanto, analisando trabalhos como os de BERENSON (1962) e ROY CHOWDHURY e WINTERTON (1985), é possível perceber que, mais importante do que analisar a rugosidade da superfície é verificar a presença de cavidades que podem ser ativas.

Tabela 2.5 – Resultados da análise de trabalhos referentes ao efeito da rugosidade na ebulação nucleada

<i>Autor</i>	<i>Contribuição</i>	<i>Fluidos</i>
BERENSON (1962)	Grande influência do acabamento superficial no coeficiente de transferência de calor; superfície polida com coeficiente de transferência de calor maior do que lixada.	n-pentano
LIENHARD e SCHROCK (1966)	Análise do efeito da variação da pressão para cada acabamento superficial.	Água, hidrocarbonetos e mercúrio
SAUER et al (1975)	Aumento da rugosidade proporciona um aumento no coeficiente de transferência de calor; tamanho e geometria da superfície apresentam pouca influência.	Refrigerantes halogenados
ROY CHOWDHURY e WINTERTON (1985)	Aumento da rugosidade proporciona um aumento no coeficiente de transferência de calor; superfícies anodizadas não sofrem efeito da rugosidade.	Água e metanol
KANG (2000)	Efeito do acabamento superficial limitado para fluxos de calor elevados; tubos horizontais apresentam efeito do acabamento superficial menor do que tubos verticais.	Água

2.7 Envelhecimento da superfície

No presente tópico serão analisadas publicações a respeito do efeito do envelhecimento em superfícies submetidas à ebulação por períodos de tempo maiores. Segundo CHAUDHRI e MCDougall (1969), as possíveis causas do envelhecimento em superfícies são:

- Variações instantâneas na atividade de cavidades, canais e outros pequenos locais secos na superfície;
- Deposição de sujeira na superfície;
- Corrosão da superfície;
- Flutuações de temperatura durante a ebulação;
- Expulsão gradual de gases dissolvidos no líquido;

- Liberação de gases “aprisionados” na superfície aquecida.

O banco de dados de CHAUDHRI e MCDOUGALL (1969) era composto por superfícies de cobre, aço e aço inoxidável com os fluidos percloroetileno e acetato isopropílico. Todas as combinações, exceto a de cobre/percloroetileno, apresentaram uma redução no coeficiente de transferência de calor com o tempo. Em todos os casos, quanto maior o superaquecimento da superfície, menor o tempo para ocorrer a estabilização do coeficiente de transferência de calor. Dentre as três superfícies comparadas pelo autor, o aço inoxidável apresentou o menor efeito de envelhecimento. Para a combinação cobre/percloroetileno, os resultados mostram que ocorreu um aumento no coeficiente de transferência de calor com o tempo.

Os autores observaram que o processo de envelhecimento compreende duas etapas: uma a curto prazo e outra a longo prazo. A etapa de curto prazo acaba quando a elevada atividade inicial da superfície diminui como resultado da redução da atividade de nucleação causada pela perda de gás dissolvido no líquido ou aprisionado na cavidade. No processo de longo prazo, uma queda maior no fluxo de calor deve ser causada pela redução da atividade das cavidades ativas restantes, possivelmente através da condensação do vapor aprisionado na superfície através de variações locais na temperatura ou através da formação de depósitos.

Dante desta observação, os autores postulam o envelhecimento reverso, onde o coeficiente de transferência de calor aumenta com o passar do tempo. Este fenômeno pode ocorrer devido à corrosão da superfície ou à formação de depósitos de material poroso ou rugoso. Evidentemente, a combinação líquido/superfície determina a ocorrência deste processo e o grau em que ele ocorre. De acordo com seus dados, é mais provável que a combinação cobre/percloroetileno se encontre mais sujeita a este envelhecimento reverso, já que com esta combinação os autores verificaram a ocorrência de corrosão.

No que diz respeito ao efeito do material, CHAUDHRI e MCDOUGALL (1969) encontraram que o cobre apresenta o maior coeficiente de transferência de calor do que o aço e este é maior do que o coeficiente do aço inoxidável para o mesmo fluido. Por fim, os autores verificaram que o envelhecimento pode reduzir os valores iniciais de ebulação em até 50%, decaindo de forma assintótica com o tempo. Para o envelhecimento reverso, através dos dados do autor, é possível verificar um aumento de até 80% no coeficiente de transferência de calor.

Analizando a questão da pressão do vapor no interior da cavidade, HOLLAND e WINTERTON (1973) desenvolveram um modelo para a difusão do gás inerte presente nas cavidades na ebulação nucleada do sódio. Tal modelo prevê o aumento do superaquecimento da superfície com o tempo, ou seja, a diminuição no coeficiente de transferência de calor até um determinado valor, caracterizando o envelhecimento da superfície. Para a ebulação com gás inerte dissolvido, a equação de equilíbrio mecânico pode ser escrita como:

$$p_v = p_l - p_{gas} + \frac{2\sigma}{r_{eq}} \quad (2.103)$$

Onde r_{eq} é assumido constante para uma dada condição. A pressão do gás depende da sua pressão no início, que pode ser obtida da condição de equilíbrio, antes do início da ebulação, uma vez que a pressão parcial do gás em equilíbrio é igual à pressão do gás dissolvido. A taxa com que o gás inerte deixa as cavidades depende da solubilidade e da difusão do gás no líquido em ebulação, sendo que ambas aumentam com a temperatura. Em seu modelo, os autores desconsideraram essa variação da solubilidade. Supondo o volume da cavidade constante, com pressão e temperatura inicial do gás dada por p_{gas}^0 e T_{gas}^0 , quando a temperatura do gás aumentar, sua pressão será dada pela equação abaixo, desprezando-se variações do volume do gás e considerando gás perfeito.

$$p = p_{gas}^0 \frac{T}{T_{gas}^0} \quad (2.104)$$

O modelo é baseado em uma cavidade de volume constante que perde gás por difusão pura em um meio líquido semi-infinito. A equação para a difusão é dada por:

$$\frac{\partial^2 c(y,t)}{\partial y^2} - \frac{1}{D} \frac{\partial c(y,t)}{\partial t} = 0 \quad (2.105)$$

Onde $c(y,t)$ representa a concentração do gás em uma dada posição a um certo tempo e D representa o coeficiente de difusão do gás no líquido. Com as condições iniciais dadas por:

$$c(0,t) = \frac{p_{gas}}{H} \text{ e } c(y > 0, t) = 0 \quad (2.106)$$

$$\frac{dS}{dt} - \alpha D \frac{\partial c(y,t)}{\partial y} = 0 \quad (2.107)$$

Onde H é a constante da lei de Henry ($H = \frac{p_{gas}}{S}$, em que S é a solubilidade) e α é dada pela equação a seguir.

$$\alpha = \frac{ART}{HV_c} \quad (2.108)$$

Com A igual à área do menisco da cavidade e R à constante para o gás inerte. Resolvendo a equação da difusão, para as condições propostas no problema, resulta a seguinte equação, escrita em função da pressão parcial do gás inerte:

$$p_{gas} = p_{gas}^0 \frac{T_n}{T_{gas}^0} e^{\alpha^2 Dt} \operatorname{erf}(\alpha \sqrt{Dt}) \quad (2.109)$$

Substituindo a Eq. (2.109) na Eq. (2.103), chega-se em:

$$p_v - p_l = \frac{2\sigma}{r_{eq}} - p_{gas}^0 \frac{T_n}{T_{gas}^0} e^{\alpha^2 Dt} \operatorname{erf}(\alpha \sqrt{Dt}) \quad (2.110)$$

Por fim, substituindo a equação Clausius-Clapeyron na Eq. (2.110), chega-se no superaquecimento da superfície necessário para a ativação de uma determinada cavidade de raio igual a r_{eq} e com gás dissolvido.

$$\Delta T = \frac{T_{sat}}{\rho_v h_v} \left[\frac{2\sigma}{r_{eq}} - p_{gas}^0 \frac{T_n}{T_{gas}^0} e^{\alpha^2 Dt} \operatorname{erf}(\alpha \sqrt{Dt}) \right] \quad (2.111)$$

Como a segunda parcela do segundo termo da Eq. (2.111) é negativa, quanto maior a pressão do gás, menor o superaquecimento necessário para ativação da cavidade. Com o passar do tempo, a pressão parcial do gás diminui até o ponto em que não existe mais gás dissolvido no interior da cavidade e sua pressão parcial é nula. Nessa situação, o superaquecimento necessário para ativação da cavidade é maior e, consequentemente, maior deve ser o superaquecimento da superfície de transferência de calor, para um mesmo fluxo. Deve ser salientado que o único efeito de envelhecimento considerado nesta análise seria o efeito devido à presença de um gás inerte dissolvido no líquido.

Deve-se observar, ainda, que este comportamento foi confirmado pelos dados experimentais de HOLLAND e WINTERTON (1973) para sódio com argônio como gás inerte. Os resultados com hélio mostraram a mesma tendência, mas não confirmaram quantitativamente o modelo, resultado que poderia estar relacionado à variação na tensão superficial, já que os autores perceberam a presença de oxigênio dissolvido.

STERMAN e VILEMAS (1968) também testaram efeitos de envelhecimento, verificando que, na ebulação nucleada de água em aço inoxidável, o coeficiente de transferência de calor diminuiu com o tempo em um ensaio realizado após a ebulação de benzol na mesma superfície. Quando os autores utilizaram álcool etílico antes da água, o efeito do envelhecimento não foi verificado. A explicação para tal fenômeno vem do fato de que o benzol permaneceu na superfície após o ensaio, provavelmente alojado em micro-ranhuras. Quando o ensaio foi realizado com a água, este benzol se superaqueceu, criando assim, mais cavidades ativas na superfície do que aconteceria normalmente. Com o passar do tempo, o benzol foi sendo removido, restando somente a água.

ROY CHOWDHURY e WINTERTON (1985) também observaram um efeito de envelhecimento, no entanto, ocorrendo em superfícies de alumínio. Neste caso, verificaram a diminuição do coeficiente de transferência de calor com o tempo, embora não de forma muito acentuada.

Como pode ser observado nesta análise, o efeito de envelhecimento da superfície apresenta várias causas, desde a presença de substâncias estranhas na superfície ou gases inertes dissolvidos no líquido até alterações da própria superfície, como sua oxidação. No caso da ebulação em refrigerantes halogenados, para superfícies de cobre, latão e aço inoxidável, não existe a possibilidade de ocorrer oxidação da superfície pela ausência de oxigênio.

Substâncias estranhas e gases inertes são passíveis de eliminação pela adequada limpeza da superfície e realizando vácuo adequado no sistema antes da introdução do fluido refrigerante. Uma possibilidade para ocorrência de envelhecimento não citado pelos autores considerados seria a alteração na micro-estrutura da superfície através da ebulação contínua. Esta alteração seria devido ao arraste de pequenas porções de material junto com as bolhas formadas, podendo ocorrer em materiais cuja resistência mecânica é baixa, como o cobre.

2.8 Correlações

Na presente seção será analisado o comportamento de algumas correlações para a ebulação nucleada, não sendo uma pesquisa exaustiva do assunto, considerando apenas algumas correlações onde é possível verificar de que forma o acabamento superficial influencia o coeficiente de transferência de calor em cada caso.

A correlação de ROHSENOW (1952) foi baseada em um modelo para coeficiente de transferência de calor em convecção forçada do líquido junto à superfície, o movimento do líquido sendo resultante do desprendimento das bolhas formadas na superfície. Nessas condições, os adimensionais Reynolds e Nusselt são referidos ao diâmetro de desprendimento da bolha. Este é o mesmo definido por Fritz, dado em sua forma geral por:

$$d_b = C_1 \theta \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (2.112)$$

A velocidade mássica, utilizada no cálculo do número de Reynolds, é função do volume da bolha, da sua freqüência e da densidade de cavidades ativas. O produto da densidade do vapor pelo volume da bolha é igual à massa. Por outro lado, a freqüência deve ser considerada para incorporar a velocidade com que cada núcleo se desprende e a densidade de cavidades ativas deve ser levada em consideração para estimar a quantidade de vapor por unidade de área que se desprende da superfície. Assim, resulta a seguinte expressão:

$$G_b = \rho_v \frac{\pi d_b^3}{6} \left(\frac{N}{A} \right) f \quad (2.113)$$

O fluxo de calor total é diretamente proporcional ao fluxo de calor associado à mudança de fase, segundo Jakob, podendo, deste modo, ser escrito como função do volume de vapor que deixa a superfície.

$$\phi = C_2 h_{lv} \rho_v \frac{\pi d_b^3}{6} \left(\frac{N}{A} \right) f \quad (2.114)$$

Assim, pela combinação das Eqs. (2.113) e (2.114), pode-se notar que a velocidade mássica é função do fluxo de calor no regime de ebulação nucleada.

$$G_b = \frac{\phi}{C_2 h_{lv}} \quad (2.115)$$

Uma vez obtidas as expressões para o diâmetro de desprendimento da bolha e a velocidade mássica do vapor, pode-se escrever o número de Reynolds, dado pela equação a seguir.

$$Re_b = \frac{G_b d_b}{\mu_l} = C_3 \theta \frac{\phi}{\mu_l h_{lv}} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (2.116)$$

Utilizando os resultados anteriores, chega-se ao número de Nusselt, dado a seguir.

$$Nu_b = \frac{hd_b}{k_l} = C_1 \theta \frac{h}{k_l} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (2.117)$$

Para apresentar a correlação de uma forma mais simples, o autor utilizou o número de Stanton, definido pela seguinte expressão:

$$St = \frac{Nu_b}{\text{Re}_b \text{Pr}} \quad (2.118)$$

Substituindo as equações para os números de Nusselt, Reynolds e Prandtl na Eq. (2.118), chega-se ao inverso do número de Stanton, que representa a razão entre a “absorção” de energia sensível e energia latente em um processo de mudança de fase.

$$\frac{1}{St} = \frac{c_{pl}\Delta T}{h_{lv}} = C_{sf} \text{Re}_b^{-m} \text{Pr}^n \quad (2.119)$$

Por fim, ROHSENOW (1952) ajustou seus dados utilizando os adimensionais calculados nas Eqs. (2.116) e (2.119) e o número de Prandtl, obtendo o seguinte resultado.

$$\frac{c_{pl}\Delta T}{h_{lv}} = C_{sf} \left(\frac{\phi}{\mu_l h_{lv}} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \right)^{0,33} \left(\frac{\mu_l c_{pl}}{k_l} \right)^{1,7} \quad (2.120)$$

Segundo o autor, o expoente do número de Reynolds é válido para qualquer condição, ao passo que o do número de Prandtl ($n = 1,7$) vale somente para superfícies lisas, podendo variar entre 0,8 e 2, sendo questionável esta dependência da superfície que já está considerada na constante C_{sf} , que é função direta da combinação entre o líquido e a superfície, sendo, portanto, dependente do ângulo de contato e do acabamento superficial.

Alguns autores estudaram a variação tanto dos expoentes quanto da constante presentes na correlação de ROHSENOW (1952). Em sua dissertação de mestrado, SILVA (2002) analisou estes coeficientes utilizando um vasto banco de dados de ebulação nucleada de fluidos refrigerantes. SILVA (2002) observou que o expoente do número de Reynolds não variava, de forma geral, com o acabamento superficial, pressão ou fluido refrigerante, sendo que poderia ser adotado seu valor médio (em torno de 0,28). Para o expoente de número de Prandtl, foi observado que houve uma variação com o fluido, podendo ser adotado um valor distinto para cada fluido.

Visando obter uma correlação para a constante C_{sf} , SILVA (2002) adotou um expoente para o número de Prandtl médio que poderia ser utilizado para qualquer refrigerante (em torno de 1,55). Segundo o autor, essa simplificação não alterou de forma significativa o desvio da correlação, já que a constante C_{sf} incorporou também o efeito da pressão reduzida do sistema. A partir de sua análise, SILVA (2002) obteve equações da seguinte forma:

$$C_{sf} = C_4 [(c_1 p_r + c_2) \ln Ra + c_3 p_r + c_4] \quad (2.121)$$

Onde C_4 depende do material da superfície e as demais constantes dependem do fluido refrigerante. Além disso, verifica-se que o grupo $c_1 p_r + c_2 < 0$, para maior parte das condições. SILVA (2002) observou que aumentando a rugosidade superficial, C_{sf} tende para 0,001, o que equivaleria à ocorrência de um limite máximo para o coeficiente de transferência de calor para uma rugosidade elevada. Assim, considerando uma mesma pressão, o coeficiente de transferência de calor seria dado por:

$$h \propto \frac{1}{1 - C_s \ln Ra} \quad (2.122)$$

Outra tendência observada nesta correlação é a forma logarítmica com que o coeficiente de transferência de calor se aproxima do valor máximo com o aumento da rugosidade.

NISHIKAWA e YAMAGATA (1960) desenvolveram uma correlação generalizada para o coeficiente de transferência de calor, independente do fluido, pressão e superfície. Nesta correlação, os dois mecanismos atuantes considerados pelos autores são: o empuxo (similar ao caso de convecção natural) e a agitação do líquido. Através da análise dos efeitos destes mecanismos na agitação do líquido e, consequentemente, no coeficiente de transferência de calor, seus autores obtiveram, como primeira aproximação, a seguinte correlação:

$$Nu_R = 8X^{2/3} \quad \text{onde} \quad X = \left(\frac{1}{M^2 P} \frac{c_{pl} \rho_l^2}{k_l \sigma_l h_v \rho_v} \right)^{1/2} R^{3/2} \phi \quad (2.123)$$

Com $M = 900 m^{-1}$ para água à pressão atmosférica, sendo que os autores afirmam que este parâmetro é função apenas da pressão. O coeficiente $P = 1,976 W$, sendo dependente do diâmetro de desprendimento da bolha, da densidade do vapor e da entalpia de vaporização e R é a dimensão característica, raio no caso de um disco circular. A constante e os expoentes da

correlação acima foram obtidos experimentalmente. Para pressões distintas da atmosférica, os autores sugerem introduzir um fator de pressão, dado pela seguinte expressão:

$$f_p = \frac{P}{P_{atm}} \quad (2.124)$$

No que diz respeito ao acabamento superficial, a correlação acima foi calculada para uma superfície lisa, com Ra relativamente baixo. Para superfícies rugosas, contaminadas ou com adsorção de gás a correlação deve ser corrigida. Assim, foi introduzido um fator de capacidade de produção de bolhas da superfície (f_b). Este fator é baseado na capacidade de formação de bolhas para uma dada combinação de líquido e superfície, definida por:

$$b = \frac{hR}{\Delta T^2} = \frac{h^3 R}{\phi^2} \quad (2.125)$$

De forma que o fator de formação de bolha é definido como:

$$f_b = \frac{b}{b_s} \quad (2.126)$$

Onde b_s é a capacidade de formação de bolhas em uma superfície lisa com líquido puro em ebulação. A forma final da correlação pode ser expressa como:

$$Nu_R = 8(f_b^{1/2} f_p X)^{2/3} \quad (2.127)$$

Supondo que o fator de produção de bolhas seja diretamente proporcional à rugosidade superficial, o coeficiente de transferência de calor é dado por:

$$h \propto Ra^{1/3} \quad (2.128)$$

GAERTNER (1965) obteve imagens da ebulação nucleada de água à pressão atmosférica em superfícies de cobre e de platina. Com estas imagens o autor pode determinar aproximadamente a densidade de cavidades ativas para cada condição. Foi possível, assim, relacionar o fluxo de calor com a densidade de cavidades ativas, válida para a região de bolhas isoladas, através da seguinte expressão:

$$\phi = 117,14 \left(\frac{N}{A} \right)^{2/3} \quad (2.129)$$

Onde a densidade é dada em cavidades por metro quadrado e o fluxo de calor no sistema internacional (W/m^2). Considerando a densidade de cavidades ativas dada pela Eq. (2.56), e assumindo a rugosidade superficial diretamente proporcional ao diâmetro de cavidade, resulta:

$$\frac{N}{A} \propto Ra^{-6} \quad (2.130)$$

Assim, substituindo a Eq. (2.130) na Eq. (2.129), tem-se a relação entre o fluxo de calor e a rugosidade superficial:

$$\phi \propto Ra^{-4} \quad (2.131)$$

O resultado da Eq. (2.131) pode parecer contraditório, uma vez que aumentando a rugosidade ocorre a diminuição no fluxo de calor. Na verdade, a Eq. (2.131), considera que, quando a rugosidade é elevada, o diâmetro da cavidade também seria grande, com isso, haveria menos cavidades em uma dada região da superfície, o que reduziria o fluxo de calor. No entanto, este efeito aconteceria caso todos os espaços da superfície fossem ocupados por cavidades, implicando necessariamente em menos cavidades na superfície para diâmetros maiores.

KULOOR e RADHAKRISHNAN (1966) verificaram que o valor da rugosidade média aritmética aumentava com a profundidade da cavidade e diminuía com o diâmetro. Além disso, o número de cavidades por unidade de comprimento também fornece uma estimativa da densidade de cavidades ativas. Em vista disso, os autores definiram o fator de rugosidade superficial de dimensão linear, dado por:

$$L = \left(\frac{d_c}{p} \right) \frac{1}{N} \quad (2.132)$$

Onde d_c é o diâmetro da cavidade, p é a sua profundidade e N o número de cavidades por unidade de comprimento. Verificou-se, ainda, que o aumento da rugosidade proporciona o aumento da profundidade das cavidades e diminuição do diâmetro, consequentemente o número

de imperfeições por unidade de comprimento seria maior. Assim, aumentando-se a rugosidade, o fator L diminui.

Para levar em consideração o efeito da pressão do sistema, foi introduzido um adimensional dado por:

$$\frac{p}{\sqrt{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (2.133)$$

Assim, utilizando este adimensional, os números de Reynolds e Nusselt com o fator de rugosidade como dimensão característica, além do número de Prandtl, os autores chegaram à seguinte correlação, com as constantes e o expoente determinados experimentalmente:

$$\frac{hL}{k_l} = 0,104 \left(\frac{GL}{\mu_l} \right)^{0,72} \left(\frac{\mu_l c_{pl}}{k_l} \right)^{0,35} \left[\frac{p}{\sqrt{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}} \right]^{0,75} \quad (2.134)$$

Onde a velocidade mássica presente no número de Reynolds pode ser escrita como:

$$G = \frac{\phi}{h_{iv}} \quad (2.135)$$

Portanto, considerando fixas as condições, exceto o acabamento superficial, o coeficiente de transferência de calor pode ser escrito como:

$$h \propto \frac{1}{L^{0,28}} \quad (2.136)$$

Supondo que a rugosidade seja inversamente proporcional ao fator de rugosidade, como discutido anteriormente, o coeficiente de transferência de calor poderia ser dado por:

$$h \propto Ra^{0,28} \quad (2.137)$$

Este resultado é muito próximo do obtido pela correlação de NISHIKAWA e YAMAGATA (1960), dado pela Eq. (2.128). Esta proximidade se deve ao banco de dados utilizado pelos autores, já que tanto KULOOR e RADHAKRISHNAN (1966) quanto

NISHIKAWA e YAMAGATA (1960) utilizaram superfície de cobre imersa em água e fluidos orgânicos.

MIKIC e ROHSENOW (1969) consideraram em sua correlação a condução transiente na camada de líquido junto à parede e a constante substituição desta camada resultante do desprendimento de bolhas. Seu modelo já foi abordado no item 2.3 referente à densidade de cavidades ativas. Assim, a parcela do fluxo referente à ebulação pode ser dada pela Eq. (2.59):

$$\bar{\phi}_b = 2\sqrt{\pi k \rho c_p f} d_b^2 \Delta T \left(\frac{N}{A} \right) \quad (2.59)$$

Da Eq. (2.59), pode-se obter uma relação mais simplificada para o coeficiente de transferência de calor:

$$\frac{\bar{\phi}_b}{\Delta T} = h = 2\sqrt{\pi k \rho c_p f} d_b^2 \left(\frac{N}{A} \right) \quad (2.138)$$

Como a freqüência das bolhas e seu diâmetro de desprendimento são independentes do acabamento superficial, é possível escrever que:

$$h \propto \left(\frac{N}{A} \right) \quad (2.139)$$

HELED et al (1970) estudaram a ebulação em conjuntos de cavidades artificiais para verificar a influência da densidade de cavidades ativas e do escoamento do líquido induzido pela formação de bolhas no coeficiente de transferência de calor. Para este fim, o autor propôs um modelo baseado em células de escoamento de dimensão S , onde o coeficiente de transferência de calor poderia ser aproximado por uma correlação de convecção forçada, expressa da seguinte maneira:

$$Nu_S = C \text{Re}_S^m \text{Pr}^n \left(\frac{d_b}{S} \right)^p \quad (2.140)$$

A dimensão da célula de escoamento pode ser escrita em função da densidade de cavidades ativas:

$$S = \left(\frac{N}{A} \right)^{-1/2} \quad (2.141)$$

A definição anterior pode ser visualizada na Fig. 2.24 a seguir.

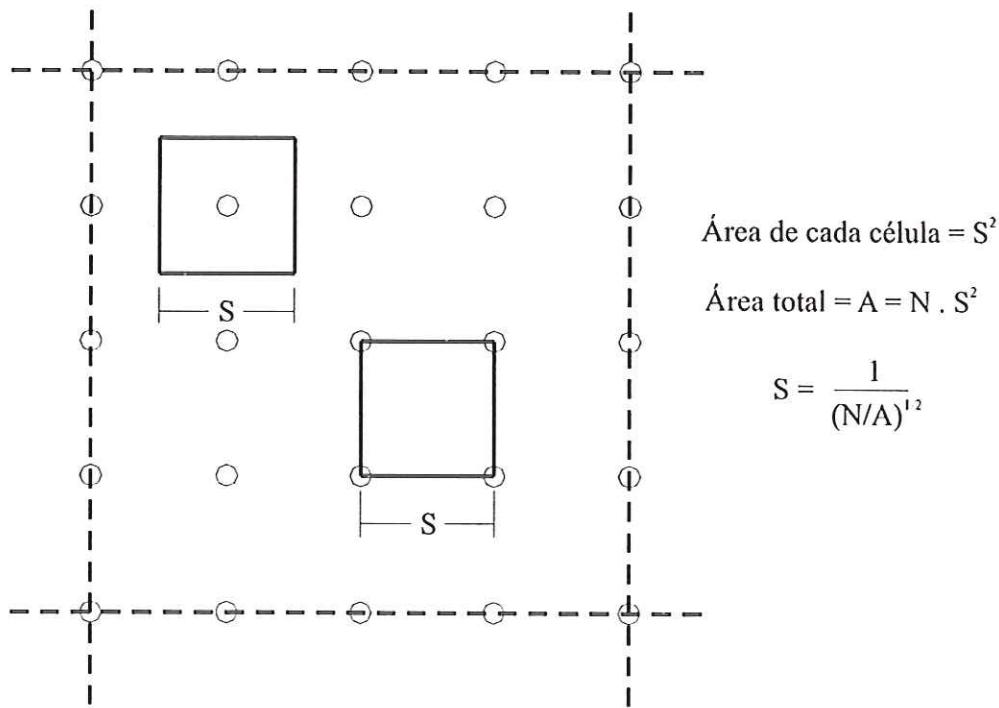


Figura 2.24 – Distribuição das cavidades artificiais na superfície.

O diâmetro de desprendimento é o mesmo definido por Fritz, Eq. (2.87), amplamente utilizado por diversos autores. A velocidade característica utilizada no número de Reynolds é a velocidade média de ascensão da bolha, determinada através de análise dimensional por RUCKENSTEIN (1966), dada por:

$$V_s = C_1 \left(\frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_l} g \alpha_s v_l \right)^{1/3} \quad (2.142)$$

Na determinação da Eq. (2.142), RUCKESTEIN (1966) considerou a circulação do líquido próximo à superfície causado pelo movimento das bolhas, encontrou as propriedades físicas que influem no fenômeno e determinou o adimensional entre parênteses da Eq. (2.142). O termo α_s representa a fração de volume ocupada pelas bolhas próximas à superfície, definido por ZUBER (1963) como:

$$\alpha_s = \left(\frac{N}{A} \right) \frac{\pi d_b^3 f}{6 V_t} \quad (2.143)$$

Em que a velocidade terminal da bolha (V_t) é definida por HELED et al (1970) como:

$$V_t = 1,53 \left[\frac{g\sigma(\rho_l - \rho_v)}{\rho_l^2} \right]^{1/4} \quad (2.144)$$

Outros autores também obtiveram correlações parecidas com a Eq. (2.144) para a velocidade terminal, no entanto com valores diferentes para a constante, como PEEBLES e GARBER apud ZUBER (1963) que adotam 1,18 para esta constante. A taxa de deslocamento do vapor gerado nas cavidades, definido pelo autor, é dada por:

$$N \frac{\pi d_b^3}{6} f = \frac{q_s}{h_v \rho_v} \quad (2.145)$$

Em que a parcela q_s corresponde à parcela de calor transferido ao núcleo de vapor junto à superfície. Como a bolha tende a aumentar de tamanho conforme a mesma sobe através do líquido, a fração utilizada para este termo será dada por:

$$\frac{q_s}{q} = \frac{V_p}{V_z} = \left(\frac{d_b}{d_z} \right)^3 \quad (2.146)$$

O diâmetro da bolha a uma determinada distância da superfície pode ser definido como:

$$d_z^{7/4} - d_b^{7/4} = 1,825 \frac{k_l \Delta T_{\text{sup}} z}{\rho_v h_v \alpha^{1/2}} \quad (2.147)$$

Onde z é a coordenada do centro da bolha, a partir do seu ponto de partida, e ΔT_{sup} é o superaquecimento do líquido, caso o líquido se encontre saturado, o diâmetro da bolha deve permanecer constante. A constante da equação acima tem como unidades $s^{1/2} / m^{1/4}$, com as propriedades no sistema internacional. Substituindo-se os resultados acima no valor da velocidade média de ascensão, obtém-se:

$$V_s = C_1 \left[\frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_l} \frac{\phi g v_l}{\rho_v h_v V_t} \left(\frac{d_b}{d_{\text{final}}} \right)^3 \right]^{1/3} \quad (2.148)$$

Assim, HELED et al (1970) ajustaram os expoentes e a constante aos dados experimentais, para fluidos orgânicos, para duas faixas de fluxo de calor, obtendo as equações a seguir:

$$\begin{aligned} Nu_s &= 6,83 \times 10^{-2} Re_s^{1,364} Pr^{0,949} \left(\frac{d_b}{S} \right)^{0,824} \quad (10,2 \text{ } kW/m^2 \leq \phi \leq 62,5 \text{ } kW/m^2) \\ Nu_s &= 3,43 \times 10^{-3} Re_s^{2,023} Pr^{1,297} \left(\frac{d_b}{S} \right)^{1,408} \quad (31,7 \text{ } kW/m^2 \leq \phi \leq 256 \text{ } kW/m^2) \end{aligned} \quad (2.149)$$

Nas correlações acima, o efeito do acabamento superficial está relacionado à dimensão característica, S , e a α_s . Como $\alpha_s \propto N/A$, isso implica que $V_s \propto (N/A)^{1/3}$. Além disso, como $S \propto (N/A)^{-1/2}$ o número de Reynolds pode ser escrito como:

$$Re_s \propto \left(\frac{N}{A} \right)^{-1/6} \quad (2.150)$$

Levando-se em conta a dimensão característica no número de Nusselt e as Eqs. (2.149), tem-se:

$$h \propto \left(\frac{N}{A} \right)^{0,685} \quad (10,2 \text{ } kW/m^2 \leq \phi \leq 62,5 \text{ } kW/m^2) \quad (2.151)$$

$$h \propto \left(\frac{N}{A} \right)^{0,867} \quad (31,7 \text{ } kW/m^2 \leq \phi \leq 256 \text{ } kW/m^2) \quad (2.152)$$

Pelas Eqs. (2.151) e (2.152), percebe-se que, na região de fluxo de calor mais elevado, o coeficiente de transferência de calor é influenciado de forma mais acentuada pela densidade de cavidades ativas. Deve-se observar que esta correlação foi obtida com dados para hidrocarbonetos e água em superfícies polidas dotadas de cavidades artificiais, o que pode diferir do caso de uma superfície industrial.

STEPHAN e ABDELSALAM (1980) utilizaram a análise dimensional para chegar à sua correlação, determinando inicialmente quais as variáveis que poderiam influenciar o coeficiente de transferência de calor na ebulação nucleada. Uma vez determinadas as possíveis

variáveis de influência, estas foram agrupadas em adimensionais, os quais foram utilizados no ajuste de um extenso banco de dados experimentais. Através de diversas regressões, os autores determinaram quais os adimensionais que não apresentavam influência significativa na correlação para excluí-los e tornar a equação a mais simples possível.

STEPHAN e ABDELSALAM (1980) dividiram os dados disponíveis de acordo com o fluido em ebulação, criando assim correlações para água, refrigerantes halogenados, hidrocarbonetos e fluidos criogênicos. A justificativa, segundo os autores, seria a diferença existente no ângulo de contato para cada grupo. A água apresenta o maior ângulo de contato de todos ($\theta = 45^\circ$), enquanto os fluidos criogênicos apresentam o menor valor ($\theta = 1^\circ$) e os demais fluidos apresentam valores intermediários, em torno de 35° , o que aparentemente é um valor elevado para refrigerantes halogenados. Assim, as correlações obtidas foram as seguintes, utilizando como dimensão característica o diâmetro de desprendimento da bolha:

- Água:

$$Nu_d = 0,246 \times 10^7 \left(\frac{\phi d_b}{k_l T_{sat}} \right)^{0,673} \left(\frac{h_{lv} d_b^2}{\alpha^2} \right)^{-1,58} \left(\frac{c_{pl} T_{sat} d_b^2}{\alpha^2} \right)^{1,26} \left(\frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_l} \right)^{5,22} \quad (2.153)$$

- Hidrocarbonetos:

$$Nu_d = 0,0546 \left[\left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,5} \frac{\phi d_b}{k_l T_{sat}} \right]^{0,67} \left(\frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_l} \right)^{-4,33} \left(\frac{h_{lv} d_b^2}{\alpha^2} \right)^{0,248} \quad (2.154)$$

- Fluidos criogênicos:

$$Nu_d = 4,82 \left(\frac{\phi d_b}{k_l T_{sat}} \right)^{0,624} \left[\left(\frac{k \rho c_p}{k \rho c_p} \right)_s \right]^{0,117} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,257} \left(\frac{c_{pl} T_{sat} d_b^2}{\alpha^2} \right)^{0,374} \left(\frac{h_{lv} d_b^2}{\alpha^2} \right)^{-0,329} \quad (2.155)$$

- Refrigerantes halogenados:

$$Nu_d = 207 \left(\frac{\phi d_b}{k_l T_{sat}} \right)^{0,745} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,581} Pr^{0,533} \quad (2.156)$$

Como pode-se observar nas correlações acima, os autores não levaram em conta o efeito do acabamento superficial, mas somente propriedades do fluido e da superfície, sendo válida somente para casos onde R_p da ordem de $1 \mu m$. Segundo os autores, para rugosidades diferentes, no intervalo entre $0,1$ e $10 \mu m$ de R_p , pode-se multiplicar o valor encontrado acima

por $Rp^{0,133}$. Com isso, é possível escrever, para a correlação de STEPHAN e ABDELSALAM (1980):

$$h \propto Rp^{0,133} \quad (2.157)$$

COOPER (1984) desenvolveu uma correlação utilizando propriedades reduzidas, deduzida a partir da lei dos estados correspondentes, segundo o qual, qualquer propriedade do fluido pode ser escrita como função de propriedades reduzidas. Com isso, o autor conseguiu uma correlação para o coeficiente de transferência de calor escrita em função apenas do fluxo de calor e da pressão reduzida, obtendo uma equação do tipo:

$$\frac{h}{\phi^m} = C_1 p_r^a (-\log p_r)^b \quad (2.158)$$

Na Eq. (2.158), a função do termo $(-\log p_r)$ é levar em consideração o fato de que certas propriedades tenderem a zero no ponto crítico. Deve-se observar que a equação acima apresenta uma forma simples que permite, inclusive, diferenciação para a otimização de sistemas. É possível, ainda, escrever correlações da literatura que se encontram em função de propriedades do fluido na forma da Eq. (2.158), como pode ser observado em RIBATSKI (2002).

No que diz respeito à influência do acabamento superficial, COOPER (1984) afirma que seu efeito também é dependente da pressão do sistema, ou seja, o acabamento superficial afeta em graus distintos, dependentes da pressão, o coeficiente de transferência de calor. Com isso, o autor estabeleceu que o expoente a na equação acima deve ser uma função do acabamento superficial, sugerindo a seguinte expressão:

$$a = c + d \log Rp \quad (2.159)$$

No que diz respeito ao material da superfície, o autor não possuía dados suficientes para chegar a resultados conclusivos. No entanto, é aconselhado multiplicar o coeficiente de transferência de calor por 1,7 quando se tem uma superfície cilíndrica de cobre. O autor chegou a este dado comparando superfícies planas de cobre e cilíndricas de aço inoxidável com tubos de cobre. Como o coeficiente de transferência de calor no cilindro de aço inoxidável era próximo daquele da superfície plana de cobre, o autor sugere um cancelamento de efeitos, sendo o coeficiente de transferência de calor menor, em ambos os casos, do que para uma superfície cilíndrica de cobre.

Por fim, o autor incluiu na sua correlação a massa molecular do fluido, em uma tentativa de considerar a influência do fluido refrigerante, para, em seguida, ajustá-la ao seu banco de dados, obtendo a seguinte correlação:

$$\frac{h}{\phi^{0,67}} = 55 p_r^{0,12-0,2 \log Rp} (-\log p_r)^{-0,55} M^{-0,5} \quad (2.160)$$

Com isso, fixando todas as demais condições e variando somente a rugosidade, verifica-se que:

$$h \propto C_2^{\log Rp} \quad (2.161)$$

Utilizando uma das propriedades dos logarítmos ($x^{\log y} = y^{\log x}$), chega-se a uma forma mais usual para a Eq. (2.161):

$$h \propto Rp^{C_3} \quad (2.162)$$

RIBATSKI (2002) propôs uma correlação, relativamente simples, baseada em propriedades reduzidas que representa adequadamente seu banco de dados, de forma semelhante à correlação de COOPER (1984). Para isso, o autor isolou o efeito de quatro parâmetros: fluxo de calor, pressão reduzida, rugosidade e fluido refrigerante. Além disso, foi incluído o efeito do material da superfície em uma constante multiplicativa. Para cada parâmetro, RIBATSKI (2002) determinou equações de diversas formas, escolhendo através do ajuste de dados experimentais qual apresentou o menor desvio para toda gama de condições. Na Tabela 2.6 encontram-se os efeitos de cada parâmetro que apresentaram o melhor ajuste.

Tabela 2.6 – Equações para cada efeito na correlação de RIBATSKI (2002)

Fluxo de calor	$\phi^{m_1 - m_2 p_r^{-3}}$
Pressão reduzida	$p_r^{c_1} (-\log p_r)^{c_2}$
Acabamento superficial	Ra^{b_1}
Fluido refrigerante	M^{d_1}

De acordo com a Tabela 2.6, o efeito relativo do fluxo de calor está igualmente associado à pressão reduzida, como sugerido por alguns trabalhos da literatura. No que diz respeito à pressão reduzida, o termo logarítmico é utilizado para levar em consideração as

propriedades do fluido que tendem a zero no ponto crítico, como na correlação de COOPER (1984). Alguns autores sugerem que o efeito do acabamento superficial também é influenciado pela pressão reduzida, o que, segundo o autor, não representou melhorias significativas na correlação, fazendo com que o mesmo optasse pela forma mais simples. Por fim, a massa molecular é utilizada para representar os distintos fluidos refrigerantes utilizados em seus ensaios. Assim, a correlação final de RIBATSKI (2002) ajustada aos seus dados experimentais assumiu a seguinte forma:

$$\frac{h}{\phi^{0,9-0,3p_r^{0,2}}} = f_p p_r^{0,45} (-\log p_r)^{-0,8} Ra^{0,2} M^{-0,5} \quad (2.163)$$

Procedendo-se de modo análogo às outras correlações, fixando-se as demais condições e variando-se o acabamento superficial, obtém-se:

$$h \propto Ra^{0,2} \quad (2.164)$$

A Tabela 2.7 traz um resumo dos resultados obtidos através da análise dessas correlações, apresentando a forma como cada correlação leva em conta o efeito do acabamento superficial através de algum parâmetro de rugosidade ou da densidade de cavidades ativas.

Tabela 2.7 – Resumo da análise das correlações presentes na literatura

$h = f(Ra)$	ROHSENOW (1952) modificada por SILVA (2002)	$h \propto \frac{1}{1 - c_s \ln Ra}$
	NISHIKAWA e YAMAGATA (1960)	$h \propto Ra^{1/3}$
	KULOOR e RADHAKRISHNAN (1966)	$h \propto Ra^{0,28}$
	RIBATSKI (2002)	$h \propto Ra^{0,2}$

$h = f(N/A)$	GAERTNER (1965)	$\phi \propto \left(\frac{N}{A}\right)^{2/3}$
	MIKIC e ROHSENOW (1969)	$h \propto \left(\frac{N}{A}\right)$
	HELED et al (1970)	$h \propto \left(\frac{N}{A}\right)^{0,685} \quad (10,2 \text{ } kW/m^2 \leq \phi \leq 62,5 \text{ } kW/m^2)$ $h \propto \left(\frac{N}{A}\right)^{0,867} \quad (31,7 \text{ } kW/m^2 \leq \phi \leq 256 \text{ } kW/m^2)$
$h = f(R_p)$	STEPHAN e ABDELSALAM (1980)	$h \propto R_p^{0,133}$
	COOPER (1984)	$h \propto R_p^{C_3}$

Como se pode observar na Tabela 2.7, as correlações apresentam influência semelhante do acabamento superficial, sendo que em todos os casos, aumentando a rugosidade aumenta-se o coeficiente de transferência de calor. Essa semelhança também é encontrada quando se considera a densidade de cavidades ativas para representar a superfície. Na Fig. 2.25, é possível verificar variação de algumas correlações em relação ao parâmetro R_a . Deve-se observar que, para efeito de comparação a constante de proporcionalidade foi ajustada de modo que o valor do coeficiente fosse o mesmo para $R_a = 1 \mu m$.

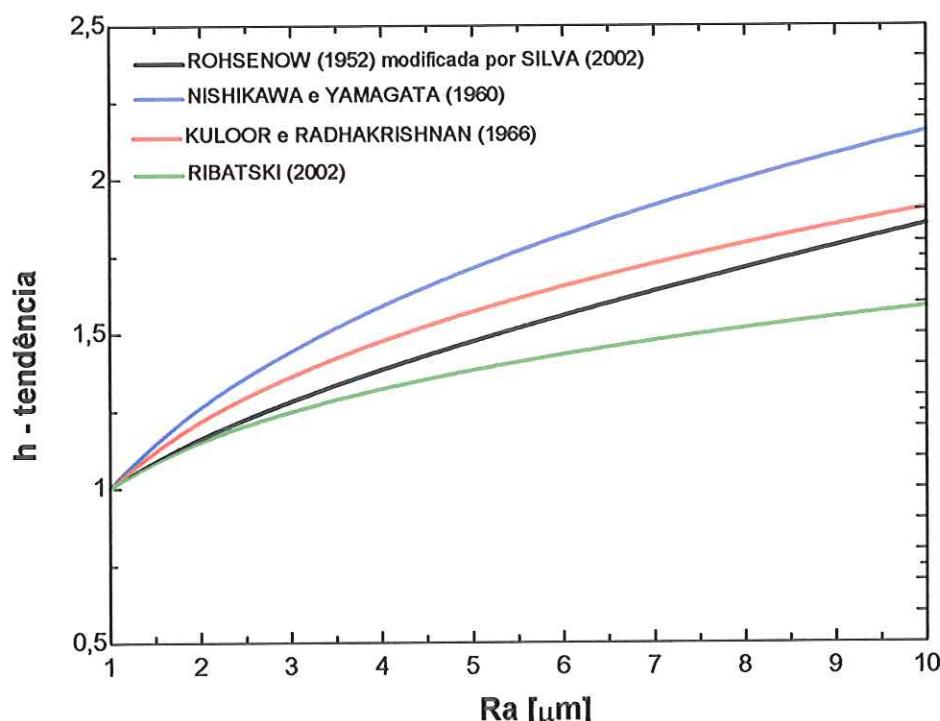


Figura 2.25 – Tendência de algumas correlações da literatura

Como é possível verificar na Fig. 2.25, todas as correlações apresentam tendências semelhantes com a variação da rugosidade, inclusive a correlação de ROHSENOW (1952) modificada por SILVA (2002), que apresenta uma equação logarítmica.

2.9 Conclusões

Assim, foram analisados alguns critérios de nucleação, sendo que BERGLES e ROHSENOW (1964) apresentam uma equação de forma mais simples, no entanto é necessário que se admita escoamento forçado. O critério de HAN e GRIFFITH (1965) é mais adequado para o caso de ebulação em piscina, apesar da necessidade de se adotar uma camada limite térmica, neste caso igual ao caso de convecção natural.

Utilizando o critério de nucleação adequado é possível estimar a densidade de cavidades ativas. Dentre as correlações para este parâmetro, a proposta de FEDOTKIN e PIDSUKHA (1976) aparenta ser a mais adequada, uma vez que independe de constantes obtidas para um determinado banco de dados, como é o caso das demais correlações. Seus resultados baseiam-se em uma análise estatística do perfil da superfície, sendo necessário que se faça a aquisição digital do perfil da superfície. Deve ser salientado que, quando a densidade de cavidades ativas é muito elevada, há a possibilidade de que ocorra interferência entre as mesmas, fazendo com que os resultados apresentem um certo desvio em relação ao calculado.

No que diz respeito às características das cavidades, o trabalho de CORNWELL (1982) sugere o efeito da micro-rugosidade na parede da cavidade sobre o ângulo de contato. Este efeito passa a ser de grande importância para rugosidades mais elevadas, onde as saliências dentro das cavidades apresentam tamanho mais significativo.

Da combinação de todas estas características, existe o efeito do acabamento superficial no coeficiente de transferência de calor. BERENSON (1962) sugere que o tipo de acabamento superficial utilizado, não apenas o valor da rugosidade, influencia a transferência de calor. Além disso, é verificada uma influência do material da superfície. Para analisar estes efeitos, o presente trabalho conta com um banco de dados extenso, com três tipos de acabamento superficial (polido, lixado e jateado) e três tipos de materiais (cobre, latão e aço inoxidável).

Além destes efeitos, será analisado como as variações nos valores de rugosidade em si afetam o coeficiente de transferência de calor, já que várias correlações da literatura sugerem um aumento do coeficiente de transferência de calor com a rugosidade superficial.

Por fim, serão analisados dados obtidos em ensaios de envelhecimento da superfície para verificar como a ebulação contínua da superfície pode afetar o coeficiente de transferência de calor, como sugere o trabalho de CHAUDHRI e MCDOUGALL (1969), entre outros.

CAPÍTULO 3 – APARATO EXPERIMENTAL

3.1 Introdução

O aparato experimental foi desenvolvido visando o estudo de vários aspectos importantes na transferência de calor na ebulação nucleada, dentre os quais pode-se destacar:

- I. Efeito da pressão.
- II. Efeito de óleo de lubrificação.
- III. Efeito da rugosidade superficial através de diversos níveis de acabamento.
- IV. Estudo em um único tubo ou em banco de tubos.
- V. Visualização do fenômeno através de janelas laterais.

Para abranger toda esta gama de efeitos, algumas das quais fogem do escopo do presente trabalho, o equipamento experimental possui três sistemas de rejeição de calor e um sistema de alimentação das resistências elétricas, além do sistema de aquisição de dados.

O sistema onde se encontra o fluido a ser ensaiado e os sistemas de rejeição de calor podem ser visualizados, esquematicamente na Fig. 3.1. Deve-se observar que, para evitar transferência de calor com o meio, algumas partes da bancada encontram-se parcialmente ou totalmente cobertas com uma camada de espuma de polietileno. Para facilitar a análise da bancada, a mesma será dividida nas seguintes partes: seção de testes, sistemas de rejeição de calor, alimentação das resistências elétricas e aquisição de dados.

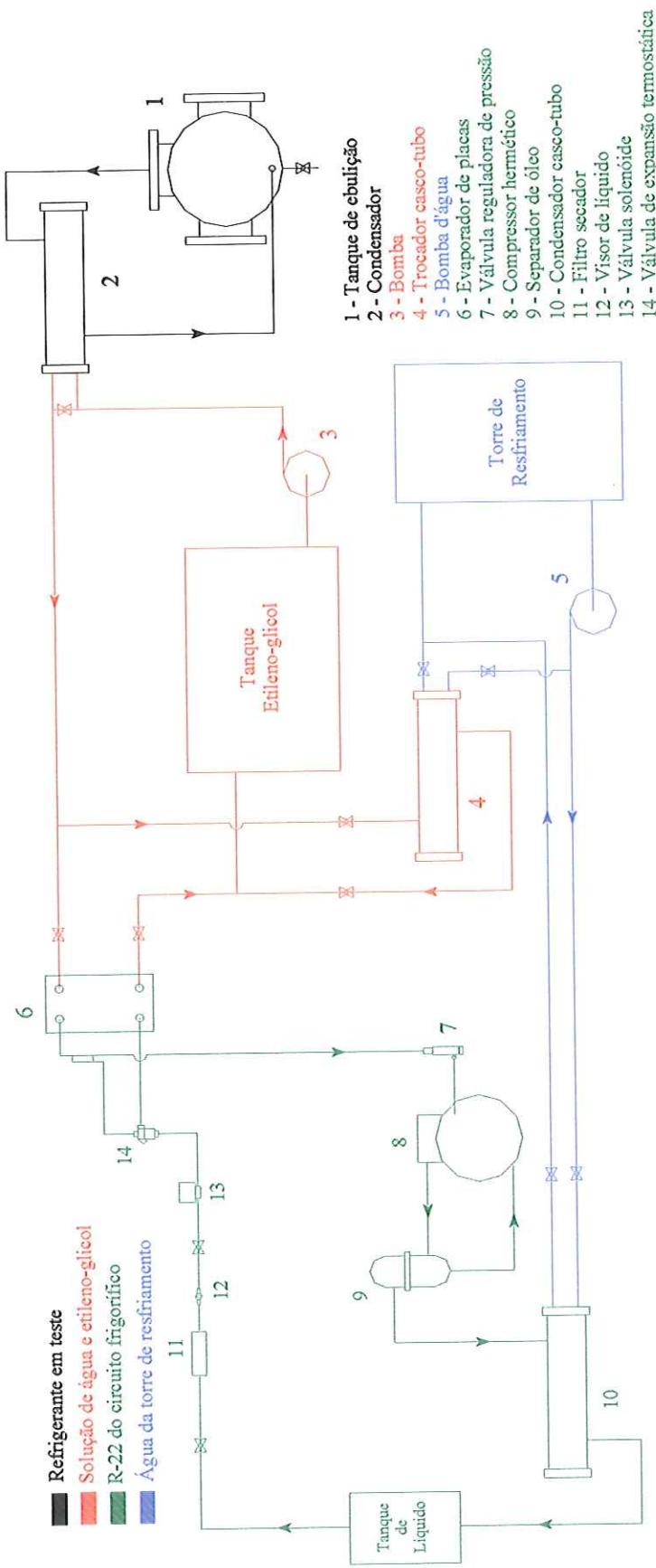


Figura 3.1 - Aparato Experimental

3.2 Seção de testes

A seção de testes é composta basicamente pela cuba de ebulação e pela superfície de testes. A cuba de ebulação, construída em aço-carbono, foi testada hidrostaticamente para uma pressão de 3,1 MPa, superior às pressões nas quais normalmente se opera nos ensaios. Em seu interior, são encontrados alguns elementos do sistema de aquisição, como termopares e transdutores de pressão, além desta estar conectada a um condensador para rejeição de calor, mostrado esquematicamente na Fig. 3.2. Por questões de segurança, a cuba de ebulação possui uma válvula de segurança que abre à temperatura de 73 °C, que corresponde a uma pressão de 3 MPa para o R-22, um refrigerante de alta pressão. Ainda, para possibilitar a troca do fluido refrigerante ensaiado, a cuba possui um dreno na sua parte inferior.

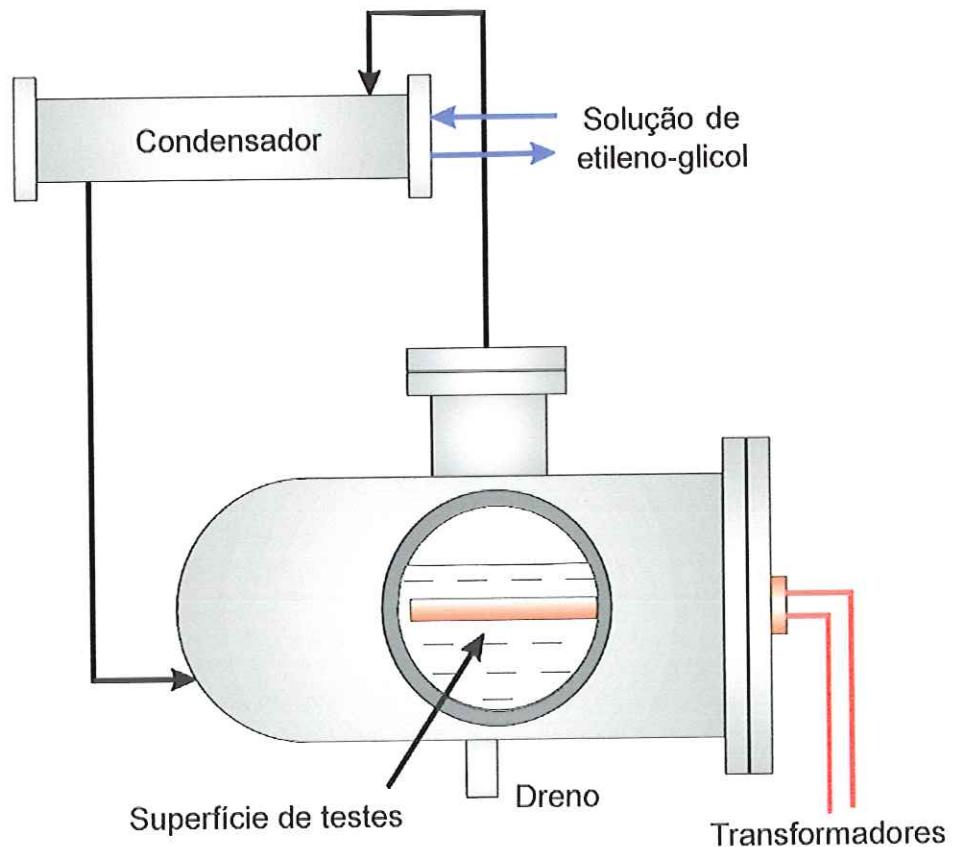


Figura 3.2 – Representação esquemática da cuba de ebulação.

A superfície de testes, cujas dimensões podem ser observadas na Fig. 3.3, constitui-se basicamente em um tubo cilíndrico com ranhuras internas para a fixação de termopares. Em seu interior, encontra-se uma resistência elétrica conectada a um variador de voltagem. Os canais de fixação dos termopares, obtidos através do processo de eletro-erosão a fio com dimensões suficientes para fixação dos mesmos, são preenchidos com uma resina epóxi de condutividade térmica igual a $0,72 \text{ W/m} \cdot ^\circ\text{C}$.

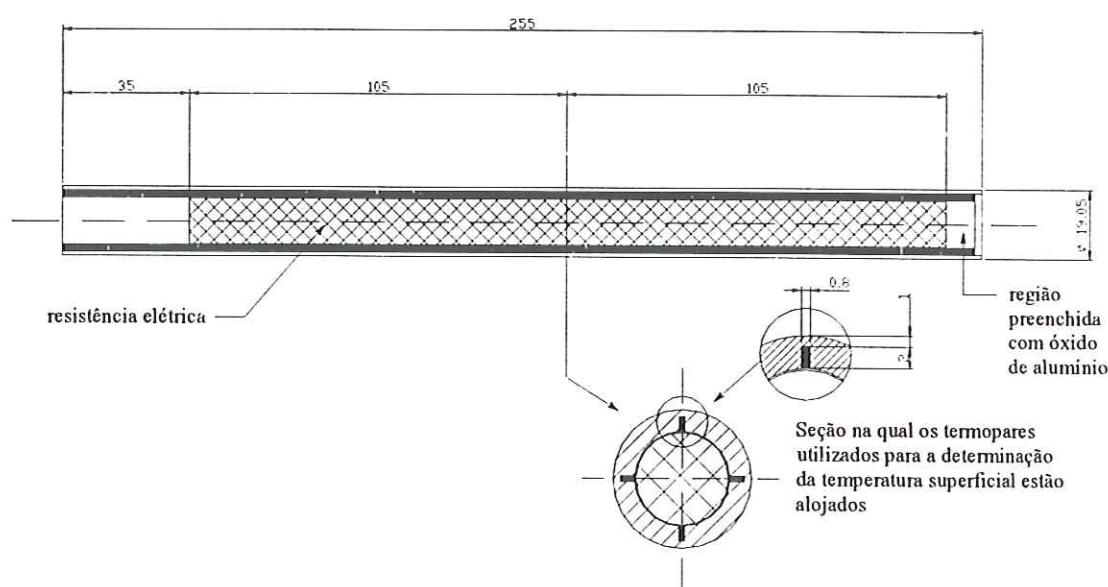


Figura 3.3 – Detalhe da superfície de testes.

A resistência elétrica presente no interior da superfície de testes é fixa a uma superfície tubular de cobre, o espaço livre preenchido por uma graxa de silicone de condutividade térmica igual a $1,2 \text{ W/m} \cdot ^\circ\text{C}$. Este conjunto é inserido no interior da superfície de testes. O espaço livre em uma das extremidades da superfície é preenchido com óxido de alumínio para, em seguida, ser soldada uma pequena tampa, feita do mesmo material que a superfície, para vedação.

A superfície de testes, uma vez pronta, é fixa a um suporte de latão através de um dispositivo composto por uma peça de latão e um anel de teflon. A função deste anel de teflon é vedar, impedindo a entrada de ar ou a perda de refrigerante, além de reduzir a condução axial de calor da superfície para o suporte. Este suporte é fixo à cuba de ebulição através de uma flange, também importante para a vedação.

Todo conjunto acima pode ser facilmente desmontado para permitir a retirada da superfície. A superfície de testes pode ser vista nas Figs. 3.4 a 3.7, imersa em R134a, para diferentes fluxos de calor e com uma rugosidade superficial de $0,9 \mu\text{m}$.

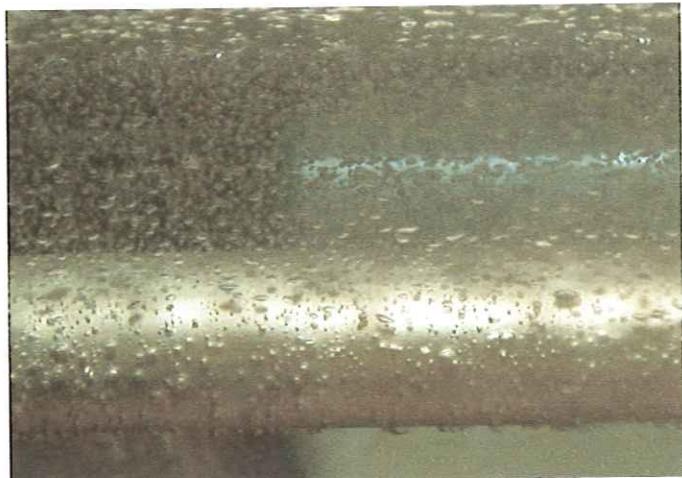


Figura 3.4 – Superfície de latão com $R_a = 0,9 \mu\text{m}$ e $\phi = 5 \text{ kW/m}^2$ imersa em R134a

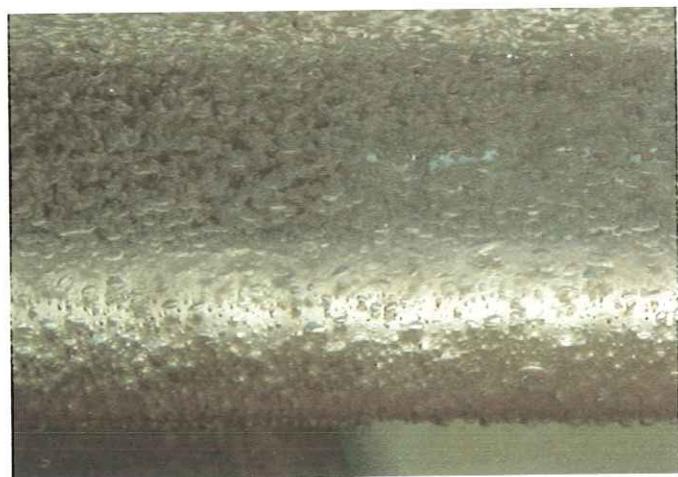


Figura 3.5 – Superfície de latão com $R_a = 0,9 \mu\text{m}$ e $\phi = 10 \text{ kW/m}^2$ imersa em R134a



Figura 3.6 – Superfície de latão com $R_a = 0,9 \mu\text{m}$ e $\phi = 20 \text{ kW/m}^2$ imersa em R134a



Figura 3.7 – Superfície de latão com $R_a = 0,9 \mu\text{m}$ e $\phi = 40 \text{ kW/m}^2$ imersa em R134a

3.3 Sistemas de rejeição de calor

O primeiro sistema de rejeição de calor, em vermelho na Fig. 3.1, utiliza uma solução água com etileno-glicol, permitindo a realização de ensaios com temperaturas abaixo de zero grau Celsius na cuba de ebulação. A função deste sistema é condensar o vapor gerado na cuba de ebulação, cedendo calor para qualquer um dos demais sistemas de rejeição de calor, sendo que a escolha depende da operação de válvulas de esfera instaladas em sua tubulação.

A parte mais importante do circuito de etileno-glicol, onde sua temperatura é controlada, é o reservatório com capacidade de $0,15 \text{ m}^3$, onde foi instalada uma resistência elétrica conectada a um controlador eletrônico e uma termoresistência de platina (pt100). A função destes elementos é manter constante a temperatura da solução de etileno-glicol enquanto o mesmo é aquecido pela condensação do refrigerante da cuba de ebulação e resfriado por outro sistema de rejeição de calor.

Conectado ao circuito de etileno-glicol por um trocador de calor do tipo placas, encontra-se um circuito frigorífico, que torna possível a realização de ensaios a baixa temperatura. O circuito, cujo fluido operante é o R22, é formado por um evaporador do tipo placas, conforme já mencionado, um compressor hermético com capacidade de $1,7 \text{ kW}$ a -23°C , uma válvula controladora da capacidade de refrigeração para compensar as reduções de carga térmica através da injeção de gás quente da descarga do compressor na entrada do evaporador, uma válvula reguladora de pressão para proteger o compressor quando a pressão

de evaporação é elevada e, por fim, um condensador do tipo casco-tubos, que rejeita calor para o circuito de água da torre de resfriamento.

O circuito de água, conforme citado anteriormente, pode resfriar tanto o etileno-glicol quanto o refrigerante do circuito frigorífico. A seleção do trocador de calor a ser utilizado se realiza pela atuação de válvulas. Além disso, o circuito de água possui uma válvula de agulha, que torna possível um controle mais “fino” da vazão da água no trocador de calor presente no circuito de etileno-glicol. A operação desta válvula pode ajudar a controlar o calor rejeitado no trocador, exigindo menos capacidade da resistência controlada no interior do tanque da solução de etileno-glicol.

3.4 Alimentação das resistências elétricas

O sistema de alimentação é composto por diversas resistências elétricas, sendo que a mais importante é a resistência de cartucho presente no interior da superfície de teste. Esta resistência é responsável pelo fluxo de calor na superfície, sendo dimensionada para um máximo de 140 kW/m^2 , calculado em função do diâmetro externo da superfície de testes e do comprimento total da resistência elétrica, o que será discutido no procedimento experimental.

Além desta, a bancada possui uma resistência auxiliar no interior da cuba de ebulação utilizada entre os ensaios para aquecer o fluido refrigerante sem comprometer a superfície de testes. Ambas resistências encontram-se conectadas em distintos variadores de voltagem para controle de sua potência.

Por fim, existe uma resistência no interior do tanque da solução de etileno-glicol e água com a finalidade de controlar a temperatura do mesmo. Ao contrário das demais, esta se encontra conectada a um controlador eletrônico tipo PID, ligando e desligando de acordo com a necessidade.

3.5 Aquisição de dados

O sistema de aquisição tem como principal função determinar o superaquecimento e o fluxo de calor na superfície, tornando possível o levantamento da curva de ebulação para uma determinada combinação de superfície, refrigerante e pressão. Para a determinação da temperatura na superfície de teste, utilizam-se quatro termopares do tipo T (cobre-

constantan) fixos em pequenos canais no interior da seção de testes, conforme mostrado na Fig. 3.3.

Para determinar a temperatura de saturação do fluido refrigerante, foram utilizados dois termopares blindados com isolação mineral, um na região inundada pelo líquido e outro na região onde se encontra vapor. Além destas medidas principais de temperatura, existem outras medidas utilizadas para o monitoramento e controle do sistema, como da temperatura no tanque da solução de etileno-glicol, entrada e saída do condensador da cuba de ebulação, entre outras.

A pressão do refrigerante em ensaio é medida através de um transdutor de pressão com uma faixa de operação de 0 a 13 bar. Tanto os termopares quanto o transdutor de pressão encontram-se ligados a um sistema de aquisição de dados da marca STRAWBERRY TREE, utilizando o programa “Work Bench”. As placas de aquisição e o programa encontram-se instalados em um computador pessoal modelo IBM 486 DX4 100Mhz.

A potência elétrica na resistência principal, consequentemente o fluxo de calor, é medida através de um amperímetro e um voltímetro de precisão, sendo independente dos demais componentes do sistema de aquisição. A precisão e a análise das incertezas das medidas utilizadas estão descritas no *Apêndice A*.

3.6 Procedimento experimental

No presente tópico será relatado o procedimento utilizado na obtenção dos dados experimentais. Como a ebulação nucleada é um fenômeno complexo, dependente de vários parâmetros, alguns cuidados devem ser tomados para que se possa confiar nos resultados obtidos.

Um vez pronta a superfície de testes nas dimensões citadas anteriormente, a mesma deve sofrer um processo de acabamento através de jato de areia, lixa ou massa polidora, de acordo com a rugosidade desejada. Terminado o processo de acabamento, ela é levada até o Laboratório de Metrologia da EESC/USP para medição de sua rugosidade superficial. No presente trabalho optou-se por utilizar a rugosidade baseada na linha média (R_a), devido à facilidade de medição e caracterização da superfície. Em nível de comparação, foram medidos outros parâmetros de rugosidade em uma das superfícies consideradas.

Logo após a medição, a seção de testes é inserida na cuba de ebulação, que é vedada para impedir vazamento de refrigerante ou entrada de ar. Em seguida, a cuba de ebulação é

pressurizada com nitrogênio, condição que é mantida por um tempo suficiente para que seja verificada a ocorrência de vazamento.

Uma vez que foi verificada a ausência de vazamentos, o sistema é conectado a uma bomba de vácuo, com a finalidade de retirar o máximo possível de ar e nitrogênio do interior da cuba de ebulação. Uma pressão absoluta satisfatória para que se admita a existência de vácuo é de aproximadamente 3 kPa. O vácuo se faz necessário para evitar a presença de gases não condensáveis junto com o fluido refrigerante, o que poderia afetar de maneira significativa nos resultados.

Em seguida, carregava-se o sistema com fluido refrigerante a ser ensaiado. Esta carga era realizada até que o nível do refrigerante líquido estivesse 35 mm acima da superfície de testes. Terminado o teste, o fluido refrigerante é retirado da cuba de ebulação, a superfície preparada novamente e este processo é repetido.

Com a cuba de ebulação carregada com o fluido refrigerante, tem início o ensaio. Uma determinada pressão de saturação do refrigerante é fixa, de modo que a mesma permaneça constante durante todo ensaio. O fluxo de calor é aumentado gradativamente até o valor máximo, sem a aquisição de nenhum dado. A curva de ebulação é obtida com o fluxo descendente, cobrindo a faixa de 120 a 0 kW/m², para superfície de cobre, evitando efeitos de histerese na curva devido ao início da nucleação. Para cada fluxo de calor, com a pressão fixa, é obtido um ponto experimental, que basicamente corresponde ao superaquecimento da superfície e seu respectivo fluxo de calor, para a condição em questão.

O programa de aquisição faz a leitura de 60 pontos ao longo de um minuto, para em seguida ser feita uma média. Deve-se observar que antes de “salvar” o ponto, verifica-se a existência de regime permanente no interior da bancada, sendo adotado como critério uma variação inferior a 0,2 °C nos termopares presentes na seção de testes, durante 10 minutos.

Terminada uma curva para uma dada pressão, passa-se para outra pressão ligeiramente superior, já determinada previamente. Quando foi obtida uma curva para cada pressão, repete-se o ensaio para a primeira pressão testada. Este procedimento tem como finalidade verificar se os dados podem ser repetidos, eliminando assim possíveis efeitos de envelhecimento da superfície nos resultados, para analisar a influência do acabamento superficial. Caso os dados não coincidam, outras pressões são repetidas até que ocorra a repetição dos dados para uma mesma pressão.

Uma vez determinado o procedimento para obtenção dos dados experimentais, será discutida a influência dos canais de fixação dos termopares na temperatura superficial, da localização dos mesmos na leitura e dos efeitos de condução axial no tubo de testes.

3.7 Considerações sobre as medidas obtidas

Inicialmente, deve ser considerado que o termopar não se encontra sobre a superfície em ebulação para não alterá-la, o que poderia influenciar os resultados. Assim, optou-se pela realização de pequenos canais no interior do tubo que, embora não alterem a superfície, introduzem uma resistência térmica entre o termopar e a superfície. Face tal resultado, a diferença entre a temperatura superficial e a temperatura lida no termopar, desprezando efeitos de condução bidimensional e considerando regime permanente, poderia ser equacionada por:

$$T_{term} - T_p = \phi \left[\frac{\ln(r_p/r_{canal})}{k_{tubo}} + \frac{\ln(r_{canal}/r_{term})}{k_{res}} + R_{TC} A_{term} \right] r_p \quad (3.1)$$

Onde os subscritos *term* se referem ao termopar, *canal* ao diâmetro do tubo onde termina o canal do termopar e *res* à resina epóxi. R_{TC} se refere à resistência térmica de contato entre o termopar e a resina epóxi. Na Fig. 3.8 pode-se visualizar de onde foi obtido cada um dos raios utilizados na equação acima.

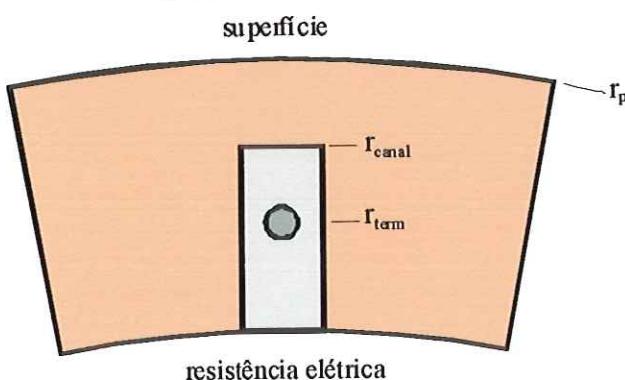


Figura 3.8 – Localização de termopar no canal

Analizando a Eq. (3.1), pode-se facilmente perceber que o efeito destes fatores é a medida de uma temperatura maior do que a superficial. Vale salientar que a determinação coerente de todos os termos da Eq. (3.1) é muito difícil na prática, já que se deve conhecer exatamente a posição do termopar dentro do canal, além do valor da resistência de contato entre o termopar e a resina.

Para avaliar a influência do local de fixação do termopar dentro do canal, foi desenvolvido um programa de computador utilizando o método das diferenças finitas. Na elaboração do programa foram utilizadas as condições de contorno da Fig. 3.9, sendo que o

coeficiente de transferência de calor admitido foi o dado pela correlação de RIBATSKI (2002), calculado em cada elemento da superfície. Deve-se observar que o grande interesse é apenas considerar uma variação do coeficiente com a temperatura superficial e não os valores numéricos do coeficiente, já que o que realmente importa nesta análise são os gradientes de temperatura no tubo. Como esta correlação se ajusta bem aos dados obtidos, suas variações não deverão afetar de forma significativa os resultados do programa. O programa tem como critério de “parada” uma alteração de suas variáveis inferior a 10^{-6} unidades.

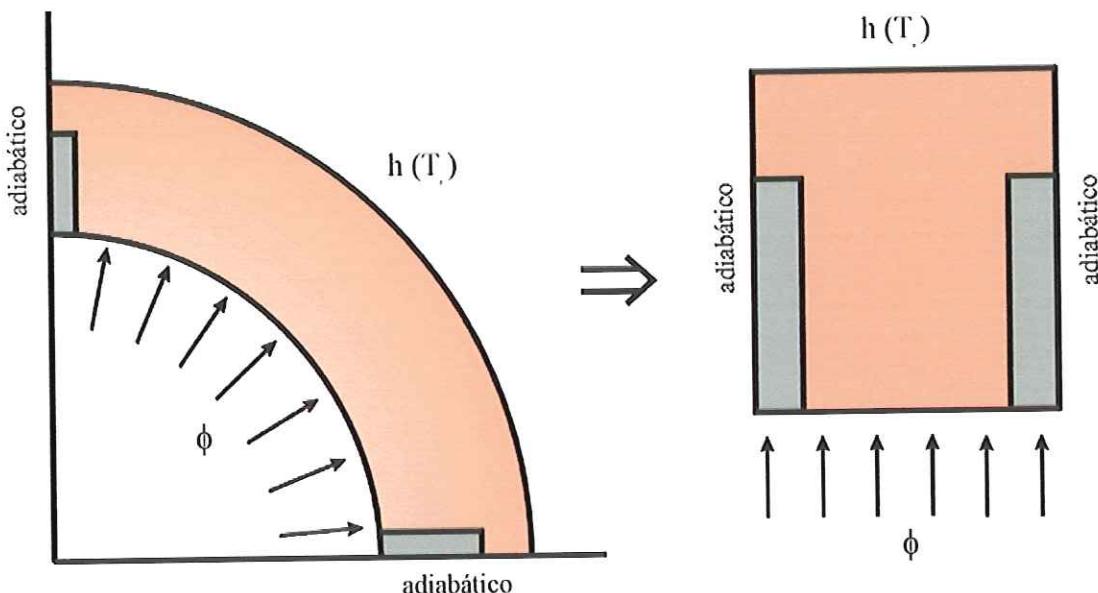


Figura 3.9 – Condições de contorno utilizadas no programa

Na Fig. 3.10, pode ser encontrada uma primeira simulação em que foram fixados fluxo de calor, fluido refrigerante, temperatura de saturação e acabamento superficial. Com isso, pode ser observada a influência de cada um dos materiais utilizados como superfície de testes no presente trabalho. Neste tipo de análise, foi desprezado o fluxo de calor no sentido longitudinal.

Ainda na Fig. 3.10, foi destacada a diferença entre a temperatura superficial e a temperatura na região superior do canal de fixação do termopar. A grande variação entre os materiais deve-se à diferença entre as condutividades térmicas do cobre ($k = 400 \text{ W/m.K}$), latão ($k = 110 \text{ W/m.K}$) e aço inoxidável ($k = 14,9 \text{ W/m.K}$). Outro dado importante são os grandes gradientes de temperatura presentes no canal de fixação do termopar, sendo que, mesmo com estes gradientes, a temperatura superficial não é afetada de forma significativa pelo canal, o que pode ser explicado pelo fato do volume do canal ser muito pequeno em relação ao volume do tubo.

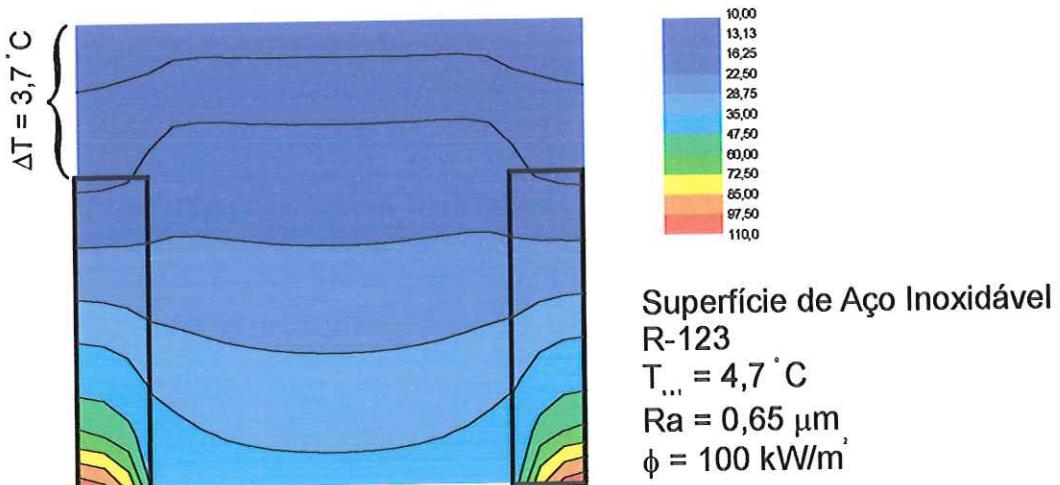
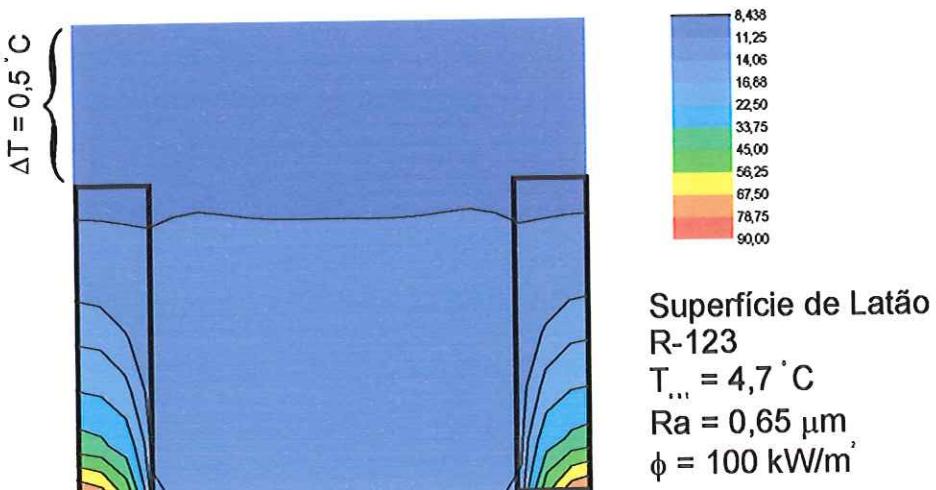
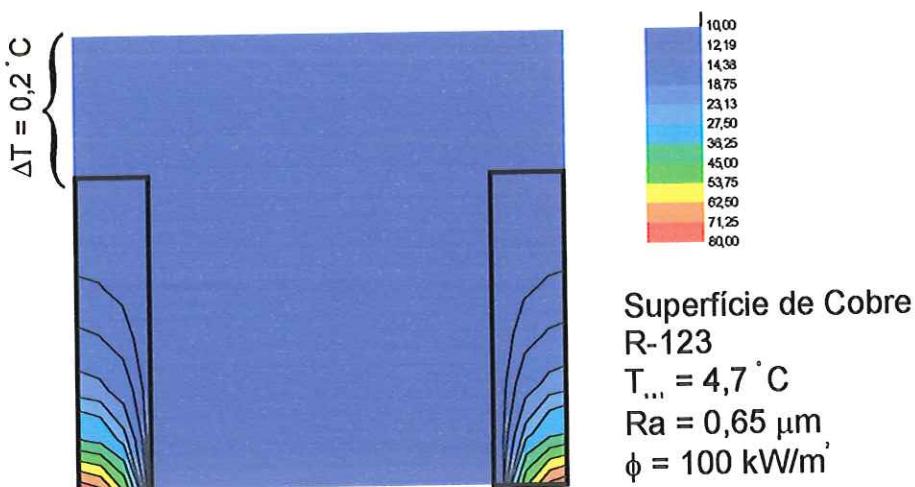


Figura 3.10 – Resultados da simulação

Deve ser observado ainda que, embora a simulação na Fig. 3.10 indique fluxo de calor de 100 kW/m^2 para latão e aço inoxidável, este valor não foi atingido para evitar queima da resistência elétrica ao atingir o fluxo crítico para estes materiais. Na prática estes limites foram 120 kW/m^2 , 90 kW/m^2 e 70 kW/m^2 para cobre, latão e aço inoxidável, respectivamente.

Antes de continuar a análise da temperatura no canal de fixação, será considerado outro efeito, a condução no sentido longitudinal do tubo, já que, no cálculo de coeficiente de transferência de calor considera-se que o fluxo de calor se dá somente no sentido radial. Uma vez que a resistência elétrica não ocupa todo interior do tubo, a extremidade do tubo poderia funcionar como uma aleta. Para avaliar este efeito, foi feito outro programa de computador nos mesmos moldes do primeiro, onda as condições de contorno podem ser visualizadas na Fig. 3.11.

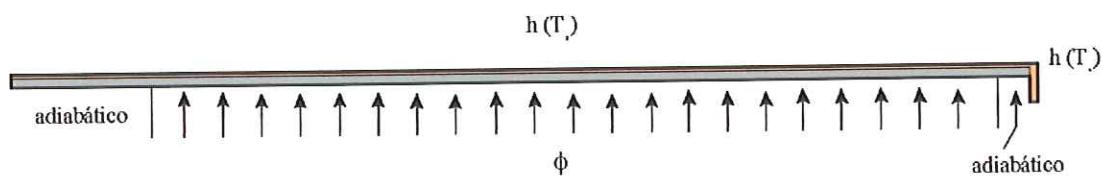


Figura 3.11 – Condições de contorno para simulação longitudinal da superfície de testes

Com o corte na superfície de testes no sentido longitudinal, é possível simular as regiões onde se encontram as ranhuras, com resina epóxi, e aquelas apenas com o material da superfície. Através do perfil de temperaturas obtido pelo programa foi possível estimar as perdas por condução, soma dos fluxos de calor nas regiões da superfície que se encontram fora de uma área dada pelo diâmetro externo do tubo e pelo comprimento da resistência elétrica, definida, neste caso, como área “útil” para a transferência de calor. Para estimar o valor percentual das perdas, foi feita a razão entre as perdas e o fluxo de calor total na superfície.

Por meio deste procedimento, variando-se algumas condições, foi possível obter a Tabela 3.1, onde é verificado que as condições onde ocorrem maiores perdas são aquelas para baixos fluxos de calor, baixo coeficiente de transferência de calor e, como era de se esperar, condutividade elevada.

Tabela 3.1 – Perdas por condução no sentido longitudinal da seção de testes

<i>R134a – $p_r = 0,063$ - [em %]</i>							
ϕ [kW/m ²]	<i>Cobre</i>		<i>Latão</i>		<i>Aço inoxidável</i>		
	<i>Ra</i> $0,15 \mu\text{m}$	<i>Ra</i> $2,5 \mu\text{m}$	<i>Ra</i> $0,15 \mu\text{m}$	<i>Ra</i> $2,5 \mu\text{m}$	<i>Ra</i> $0,15 \mu\text{m}$	<i>Ra</i> $2,5 \mu\text{m}$	
<i>Material e resina</i>	10	1,61	1,11	0,65	0,47	0,28	0,24
	50	0,64	0,46	0,31	0,25	0,20	0,19
	100	0,44	0,33	0,25	0,21	0,19	0,18
<i>Somente material</i>	10	3,26	2,33	1,40	1,00	0,55	0,44
	50	1,37	0,98	0,63	0,50	0,38	0,33
	100	0,95	0,70	0,49	0,41	0,33	0,31

A partir do programa, foi obtido um gráfico (Fig 3.12) com o perfil de temperatura na superfície e junto à resistência elétrica para um tubo de cobre, sem ranhuras. O intuito é verificar se o gradiente de temperatura, no sentido longitudinal, na seção onde se encontram os termopares chega a ser significativo, para um caso “limite”, onde os valores das perdas são elevados.

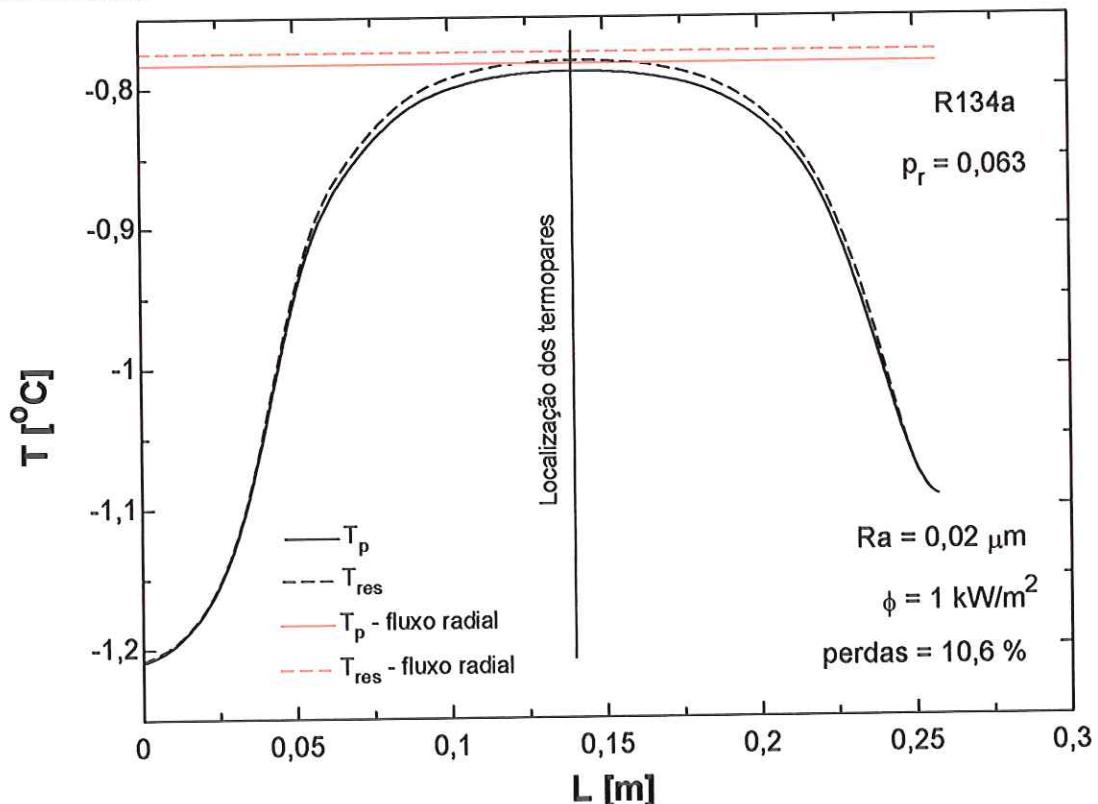


Figura 3.12 – Perfil de temperatura junto à superfície e junto à resistência elétrica.

Como é possível observar, mesmo para uma condição extrema, na Fig. 3.12, o gradiente de temperatura no sentido longitudinal na seção central do tubo é insignificante. Além disso, a temperatura medida neste ponto sofre uma variação mínima em relação à temperatura para o caso de condução exclusivamente radial. Face esta conclusão, os dados devem ser corrigidos apenas levando em consideração a espessura do material até que se encontre o canal de fixação.

A princípio serão analisados dados para correção da temperatura lida no termopar do programa de diferenças finitas comparados com os resultados da lei de Fourier para condução em um cilindro no sentido radial. A condição imposta no programa foi $R=134a$, $pr = 0,012$ e $Ra = 0,65 \mu\text{m}$, que representaria um condição intermediária de coeficiente de transferência de calor. Foi analisada a influência do coeficiente de transferência de calor variando-se, por exemplo, o acabamento superficial, sendo verificado que esta influência na diferença de temperaturas lida era insignificante.

Tabela 3.2 – Comparação dos resultados do programa com a Lei de Fourier para diferença de temperatura entre o canal do termopar e a superfície

ϕ [kW/m ²]	Cobre		Latão		Aço Inoxidável	
	Programa	Fourier	Programa	Fourier	Programa	Fourier
120	0,16	0,32				
110	0,15	0,29				
100	0,14	0,26				
90	0,12	0,24	0,42	0,86		
80	0,11	0,21	0,37	0,77		
70	0,10	0,18	0,33	0,67	2,53	4,96
60	0,08	0,16	0,28	0,58	2,17	4,25
50	0,07	0,13	0,24	0,48	1,81	3,55
40	0,06	0,11	0,19	0,38	1,46	2,84
30	0,04	0,08	0,15	0,29	1,10	2,13
20	0,03	0,05	0,10	0,19	0,74	1,42
10	0,02	0,03	0,05	0,10	0,38	0,71

Através dos dados da Tabela 3.2, foram ajustadas curvas que apresentam o valor da correção para cada material em um dado fluxo de calor, de acordo com o programa. Deve ser observado ainda que, para o cobre, o valor da correção é sempre inferior à precisão de medida do termopar, como pode ser verificado no *Apêndice A*. A equação final de correção, para cada material, apresenta a seguinte forma:

$$\Delta T_{corr} = A \cdot \phi \quad (3.2)$$

Com $A = 0,0014 \text{ } ^\circ\text{C.m}^2/\text{kW}$ para cobre, $A = 0,0047 \text{ } ^\circ\text{C.m}^2/\text{kW}$ para latão e $A = 0,0363 \text{ } ^\circ\text{C.m}^2/\text{kW}$ para aço inoxidável. Esta constante já inclui efeitos de condução bidimensionais e as dimensões para esta particular seção de testes.

Portanto, com Eq. (3.2), é possível considerar a condução na parede do tubo entre o canal para fixação dos termopares e o fluido. No entanto, é impossível saber a localização exata do termopar dentro do canal devido às características construtivas da superfície. Para verificar se o termopar está em contato com a superfície, é verificada continuidade elétrica entre o termopar e a superfície, uma vez que, a resina de fixação é isolante elétrico.

Além de todos estes cuidados, quando os testes foram realizados, a temperatura utilizada como base para o cálculo do coeficiente de transferência de calor era sempre a menor temperatura lida, garantindo a proximidade do termopar com a superfície. Além disso, este termopar sempre foi posicionado na lateral do tubo de testes.

3.8 Conclusões

No presente capítulo, foi feita uma breve descrição do aparato experimental utilizado para obtenção dos dados empíricos, concentrando-se principalmente na seção de testes, onde foram necessários os maiores cuidados para que os resultados obtidos fossem coerentes.

Foi realizada uma análise através de um programa de diferenças finitas buscando avaliar os efeitos dos canais utilizados para fixação dos termopares na temperatura superficial e na medida obtida. A partir do programa, foi possível correlacionar a medida obtida com a temperatura superficial, uma vez garantido o contato do termopar com o metal da superfície.

Além disso, foi observado, por meio do programa que a hipótese de fluxo de calor radial na seção de medida (onde se encontram os termopares) é adequada, uma vez que, efeitos de condução no sentido longitudinal do tubo são desprezíveis.

CAPÍTULO 4 – RESULTADOS EXPERIMENTAIS

4.1 Introdução

O presente tópico tem como principal objetivo avaliar o efeito do acabamento superficial no coeficiente de transferência de calor no regime de ebulação nucleada. Para tanto, foram testados tubos de cobre, latão e aço inoxidável, variando o acabamento em cada material com o uso de lixas, massa polidora e jato de areia. A Tabela 4.1 fornece os valores de rugosidade, medidos pelo parâmetro R_a , obtidos para cada tipo de acabamento.

Tabela 4.1 – Rugosidade (R_a) obtida com cada tipo de acabamento, em μm .

Processo	Cobre	Latão	Aço Inoxidável
Polimento	0,07	0,08	0,03
Lixa	0,16 / 0,47 / 0,5	0,16 / 0,9	0,04 / 0,07 / 0,16 / 0,45
Jato de areia	2,5 / 3,3 / 4,6 / 10,5	1,2 / 1,4 / 1,8 / 3,0 / 3,5	0,9 / 1,1 / 1,45 / 2,0 / 2,5 / 3,2

Com esta faixa de dados, foi possível avaliar não só o efeito da rugosidade em si, mas também o efeito do processo de acabamento utilizado. Para a superfície de cobre, foram obtidos dados tanto para o refrigerante R123 quanto para o R134a, para diversos valores de pressão reduzida. Para as demais superfícies, foi considerado apenas o refrigerante R134a e três pressões reduzidas (baixa, intermediária e elevada).

Além disso, para algumas das condições acima, foi verificado o efeito do envelhecimento da superfície, com a obtenção de dados após a superfície ser submetida a longos períodos de ebulação.

4.2 Influência do refrigerante

De início, será considerada a influência do fluido refrigerante no coeficiente de transferência de calor. Para este fim será considerada a superfície de cobre com distintos acabamentos imersa nos fluidos R123 (baixa pressão) e R134a (alta pressão). Nas Figs. 4.1 e 4.2 é possível verificar estes efeitos, já considerando suas respectivas incertezas.

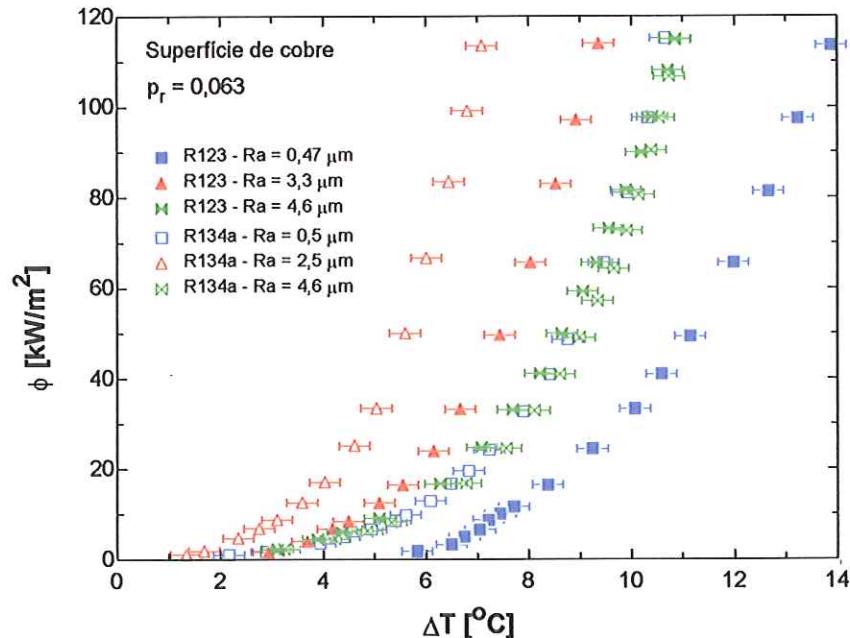


Figura 4.1 – Curva de ebulação para $p_r = 0,063$ em superfície de cobre

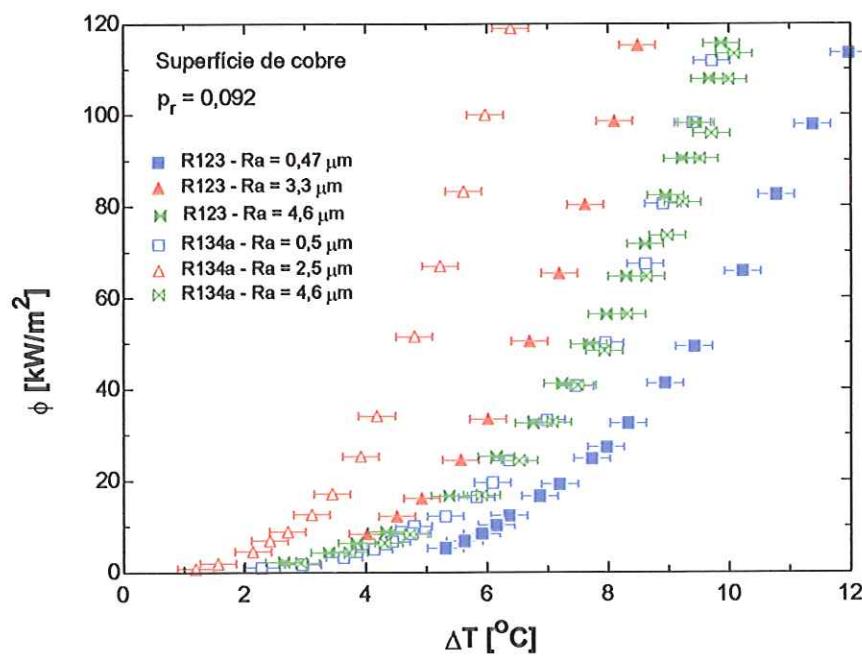


Figura 4.2 – Curva de ebulação para $p_r = 0,092$ em superfície de cobre

Como é possível verificar nas figuras acima, o acabamento superficial apresenta a mesma tendência com a rugosidade superficial, seja para o refrigerante de baixa ou para o de alta pressão. Além disso, para pressões reduzidas maiores, o efeito do acabamento superficial é menos significativo, fato verificado pela maior proximidade das curvas de ebulação.

Para fazer uma avaliação quantitativa da influência do acabamento superficial no coeficiente de transferência de calor em cada refrigerante, para uma dada pressão, serão feitas interpolações nos pontos experimentais das Figs. 4.1 e 4.2, de tal forma que seja possível estabelecer o superaquecimento da superfície para cada condição fixa de fluxo específico de calor, resultando a Tabela 4.2.

Tabela 4.2 – Coeficiente de transferência de calor [kW/m².K] para R123 com p_r = 0,023 em superfície de cobre

Ra [μm] ϕ [kW/m ²]	0,16	0,47	3,3	4,6	10,5
100	4,62	5,43	8,17	6,65	3,31
80	3,94	4,55	6,91	5,70	3,07
60	3,19	3,64	5,66	4,65	2,78
40	2,33	2,63	4,29	3,45	2,36
20	1,31	1,47	2,60	1,98	1,67

A partir da Tabela 4.2 é possível calcular o incremento no coeficiente de transferência de calor em relação à variação da rugosidade superficial, definido por:

$$\Delta h_{Ra} = \frac{h_2 - h_1}{Ra_2 - Ra_1} \quad (4.1)$$

onde o coeficiente de transferência de calor é definido por $h = \phi / (T_p - T_{sat})$. Para cada fluxo de calor da Tabela 4.2 é possível calcular este parâmetro entre dois pontos experimentais consecutivos, resultando na Tabela 4.3.

Tabela 4.3 – Incremento do coeficiente de transferência de calor [kW/m².K.μm] com a variação da rugosidade para R123, com p_r = 0,063 em superfície de cobre

Ra [μm] ϕ [kW/m ²]	0,16 a 0,47	0,47 a 3,3	3,3 a 4,6	4,6 a 10,5
100	3,771	1,426	-1,430	-0,990
80	3,366	1,173	-1,126	-0,781
60	2,824	0,939	-0,871	-0,581
40	2,124	0,700	-0,634	-0,378
20	1,207	0,417	-0,375	-0,164

A partir de dados como os da Tabela 4.3 é possível traçar curvas como as das Figs. 4.3 e 4.4, envolvendo o incremento do coeficiente de transferência de calor com a rugosidade para diversos fluxos de calor, distintas pressões reduzidas e os refrigerantes R123 e R134a.

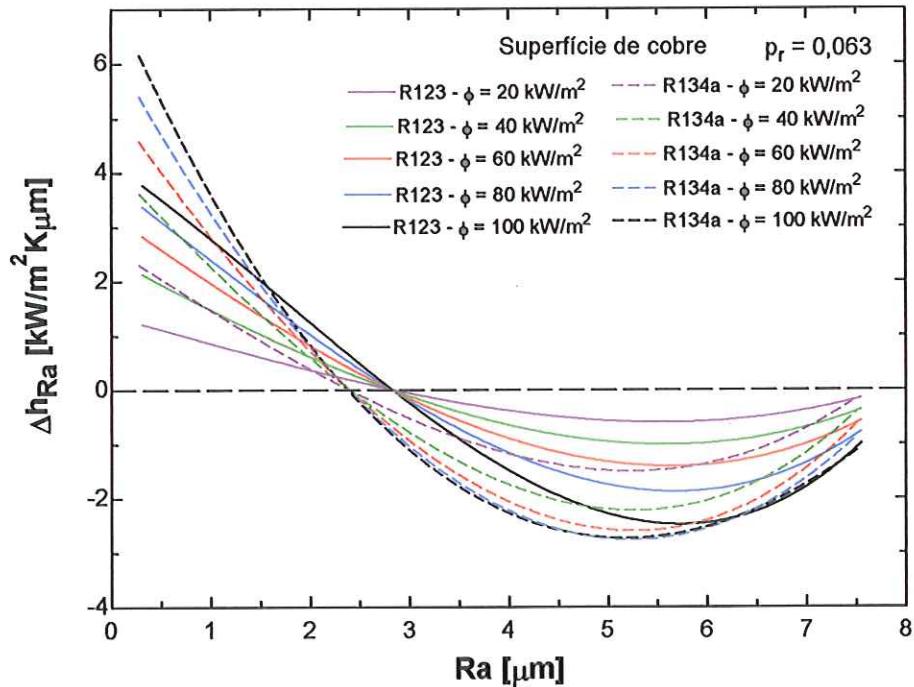


Figura 4.3 – Incremento do coeficiente de transferência de calor para $p_r = 0,063$

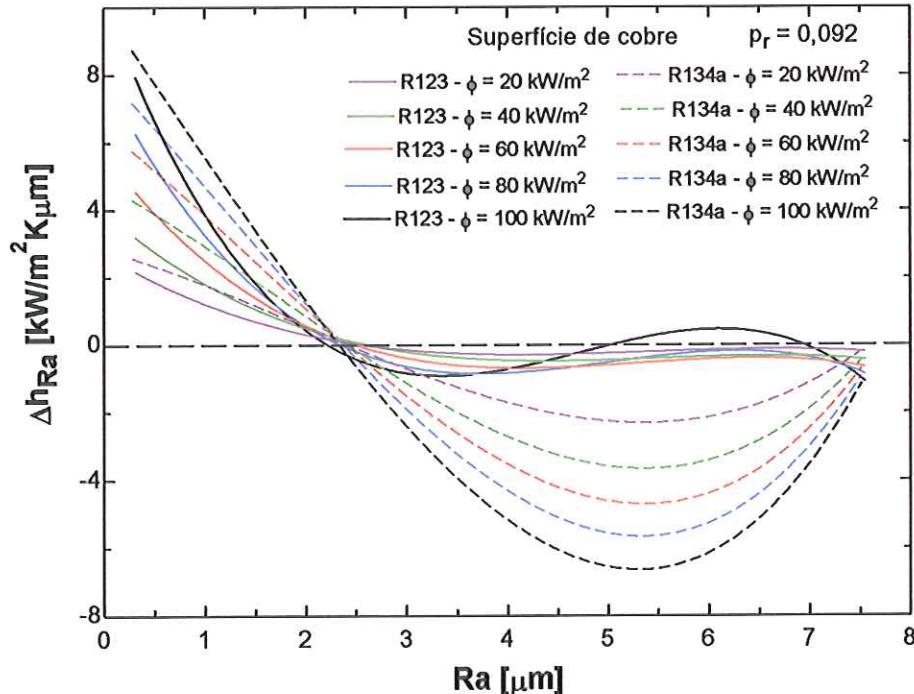


Figura 4.4 – Incremento do coeficiente de transferência de calor para $p_r = 0,092$

Graficamente é possível verificar que o incremento no coeficiente de transferência de calor, definido pela Eq. (4.1), apresenta uma pequena variação com o fluxo de calor, apresentando, no entanto, a mesma tendência.

Esta tendência é semelhante para R123 e R134a à pressão reduzida de 0,063, como pode ser verificado na Fig. 4.3. No entanto, à pressão reduzida de 0,092, R134a aparenta ser mais sensível à variação do parâmetro Ra . Deve ser observado que para rugosidades elevadas, acima de $3 \mu\text{m}$, o fator Δh_{Ra} é negativo, representando uma diminuição do coeficiente de transferência de calor com a rugosidade.

4.3 Influência da pressão reduzida

Analizando as Figs. 4.3 e 4.4, é possível notar que o efeito da pressão reduzida se compõe com o do acabamento superficial, alterando o coeficiente de transferência de calor. Para verificar este efeito serão consideradas as Eqs. (2.101) e (2.102), propostas por LIENHARD e SCHROCK (1966), reescritas a seguir:

$$\gamma_1 = \frac{\partial \ln \Delta T}{\partial \ln p} \bigg|_{\phi, Ra} \cong \frac{\ln \Delta T_2 - \ln \Delta T_1}{\ln p_2 - \ln p_1} \quad (2.101)$$

$$\gamma_2 = \frac{\partial \ln \Delta T_r}{\partial p_r} \bigg|_{\phi, Ra} \cong \frac{\ln \Delta T_{r2} - \ln \Delta T_{r1}}{p_{r2} - p_{r1}} \quad (2.102)$$

Os termos γ_1 e γ_2 representam a variação do superaquecimento da superfície, consequentemente do coeficiente de transferência de calor, com a pressão, para uma determinada rugosidade e fluxo de calor. A partir dos dados experimentais, foi possível fixar essas duas variáveis e considerar o superaquecimento em curvas com pressões distintas para o R123 e o R134a, permitindo calcular γ_1 e γ_2 entre dois pontos experimentais. As Figs. 4.5 e 4.6 mostram o resultado do cálculo do γ_1 em função da pressão reduzida.

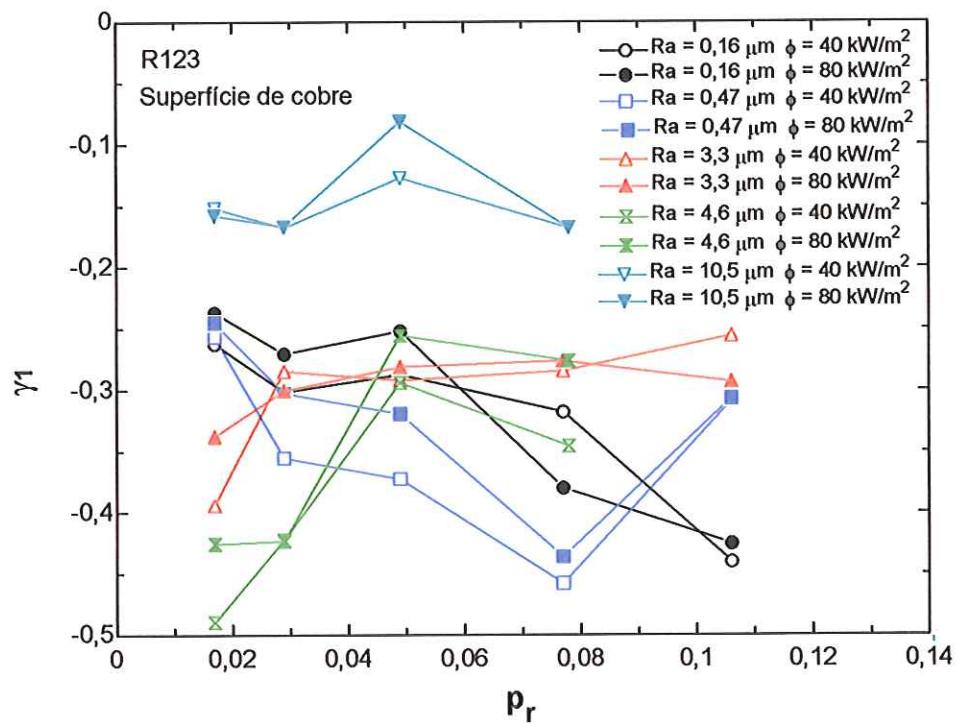


Figura 4.5 – Variação do parâmetro γ_1 com a pressão reduzida para R123

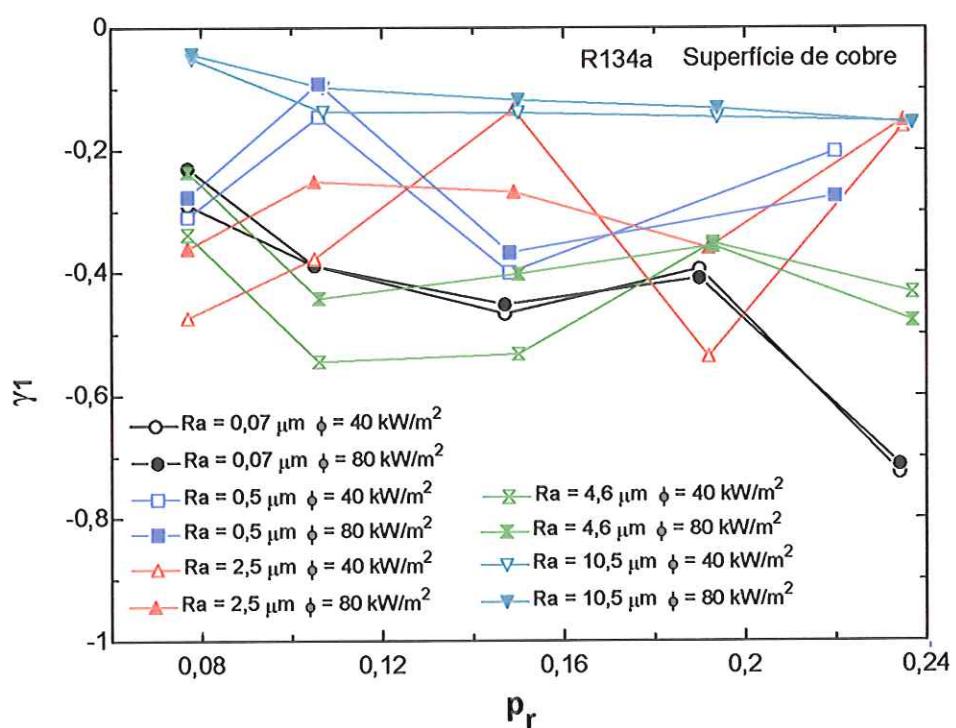


Figura 4.6 – Variação do parâmetro γ_1 com a pressão reduzida para R134a

Como é possível verificar nas Figs. 4.5 e 4.6, não existe uma tendência clara para o parâmetro γ_1 , verificando-se uma dispersão em torno de um valor médio de -0,3, tanto para o R123 quanto para o R134a. A superfície com rugosidade mais elevada apresenta o menor valor em módulo, significando que, nesta superfície, o superaquecimento, para um dado fluxo de calor, não é tão afetado pela variação da pressão reduzida quanto as demais.

Além de compará-lo em função da pressão reduzida, é possível verificar sua tendência com a rugosidade, expressa pelo parâmetro Ra . O resultado deste procedimento pode ser verificado nas Figs. 4.7 e 4.8.

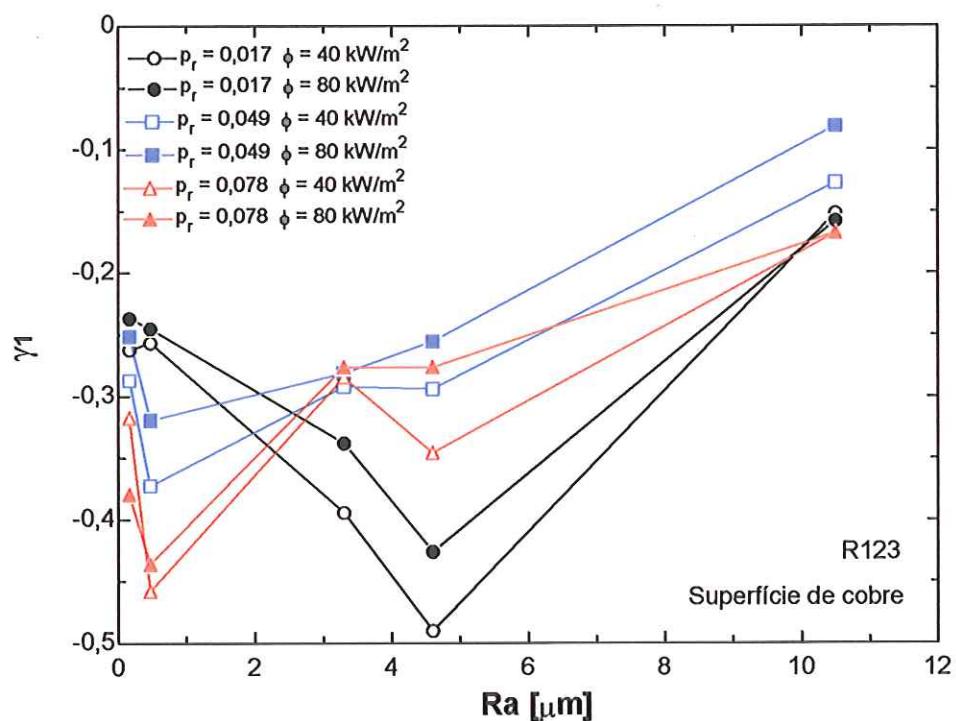


Figura 4.7 – Variação do parâmetro γ_1 com a rugosidade superficial para R123

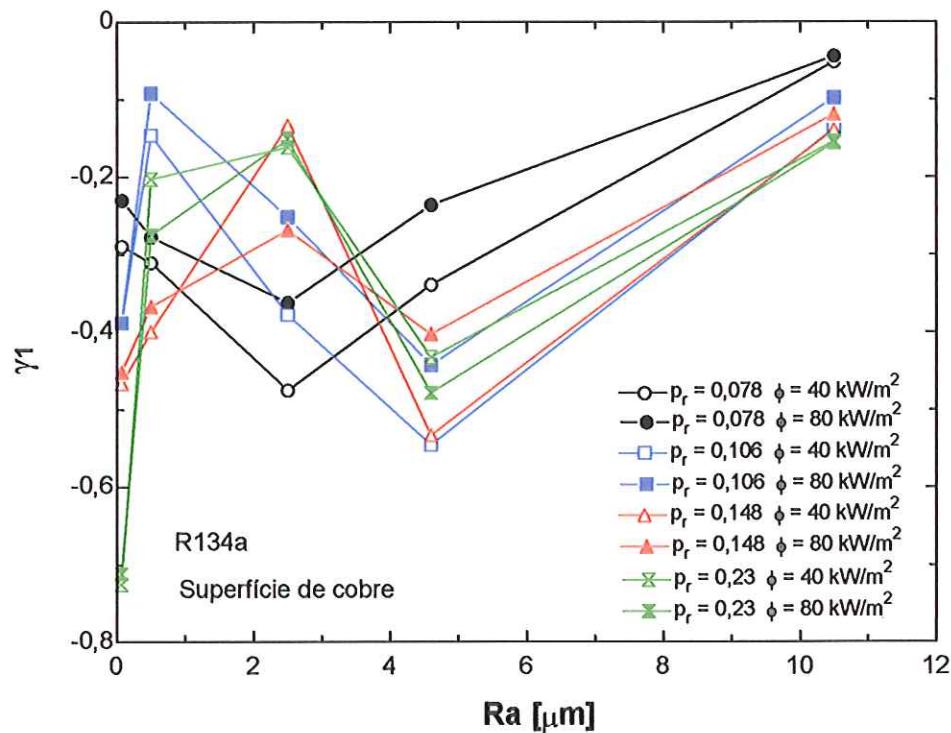
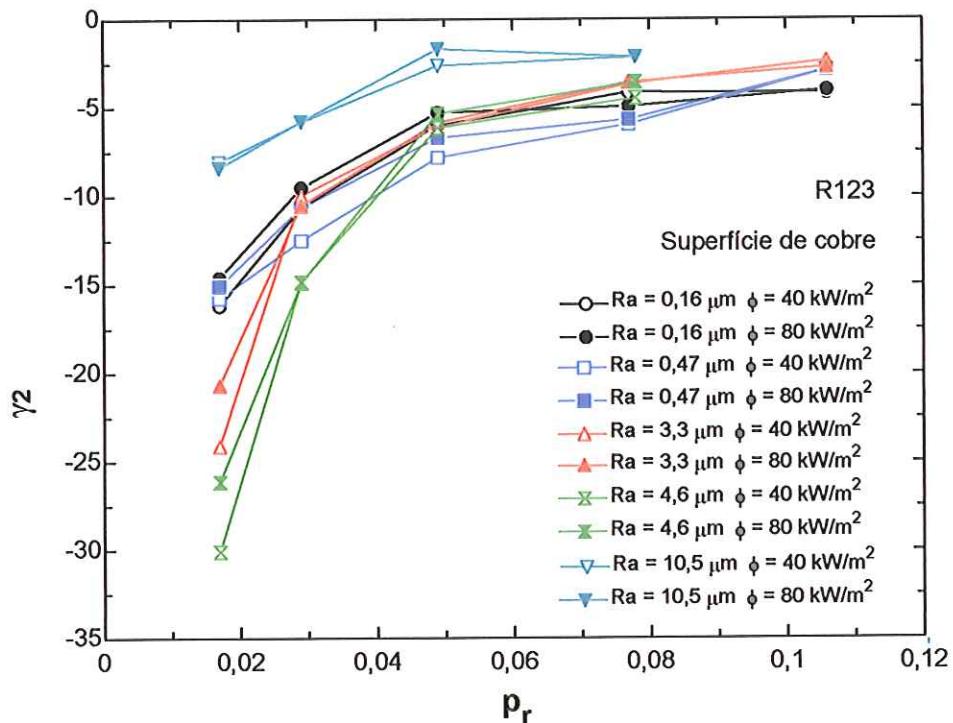
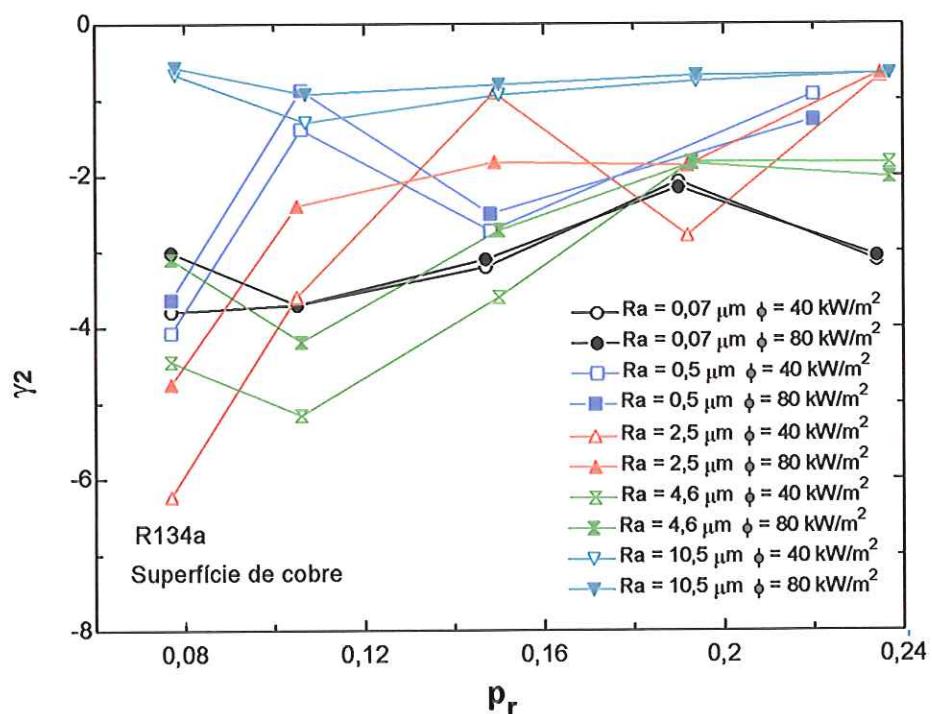


Figura 4.8 – Variação do parâmetro γ_1 com a rugosidade superficial para R134a

Nas Figs. 4.7 e 4.8 é possível verificar que este termo não apresenta uma tendência clara a baixas rugosidades, convergindo para um valor reduzido, em módulo, para rugosidades mais elevadas, indicando uma menor influência da pressão para essas rugosidades.

A Eq. (2.102), segundo LIENHARD E SCHROCK (1966), pode ser escrita como função somente da pressão reduzida. Para verificar esta afirmação, a Eq. (2.102) será analisada do mesmo modo que a equação anterior utilizando dados experimentais.

Figura 4.9 – Variação do parâmetro γ_2 com a pressão reduzida para R123Figura 4.10 – Variação do parâmetro γ_2 com a pressão reduzida para R134a

Como é possível observar na Fig. 4.9, existe uma tendência clara na variação deste parâmetro com a pressão reduzida, para qualquer acabamento superficial utilizado. Na Fig. 4.10, não é possível verificar esta tendência. No entanto, considerando uma superfície com o mesmo acabamento superficial, é possível combinar ambos os gráficos em um único, resultando a Fig. 4.11.

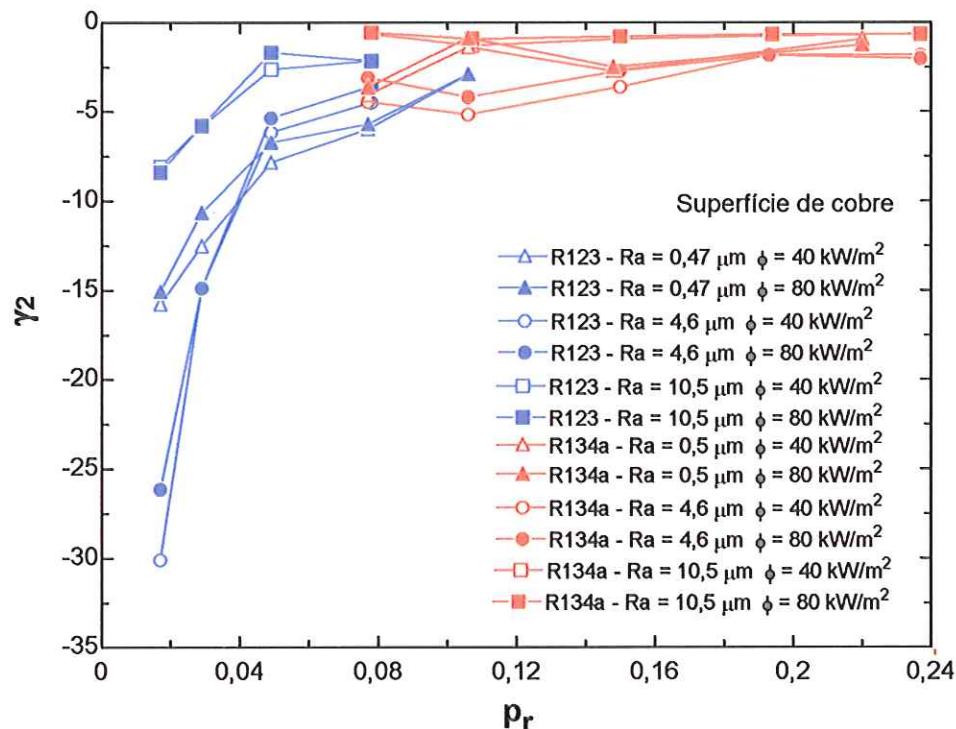
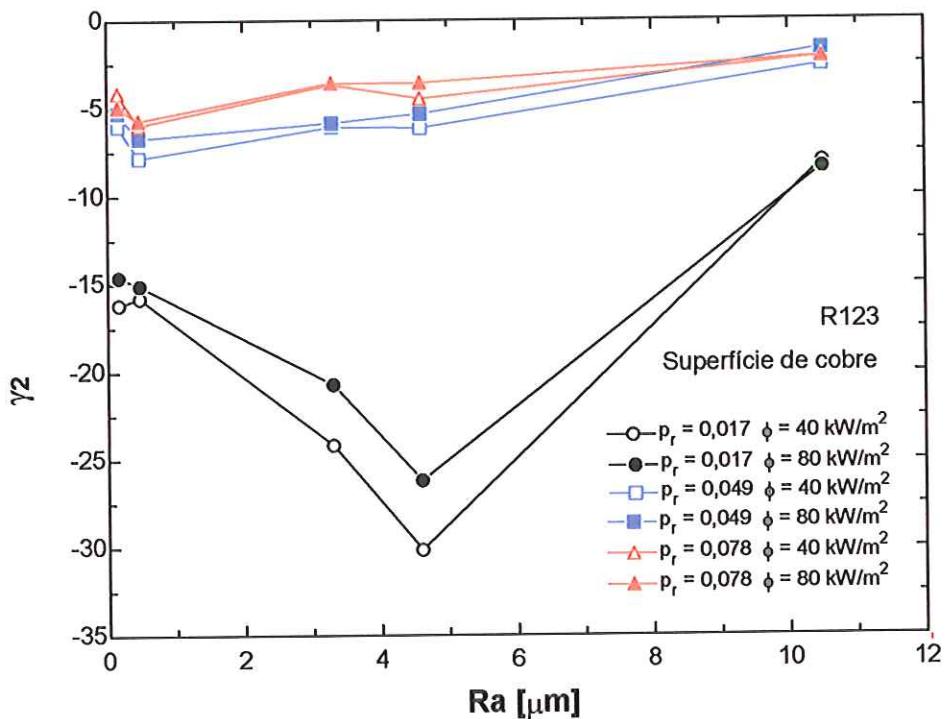
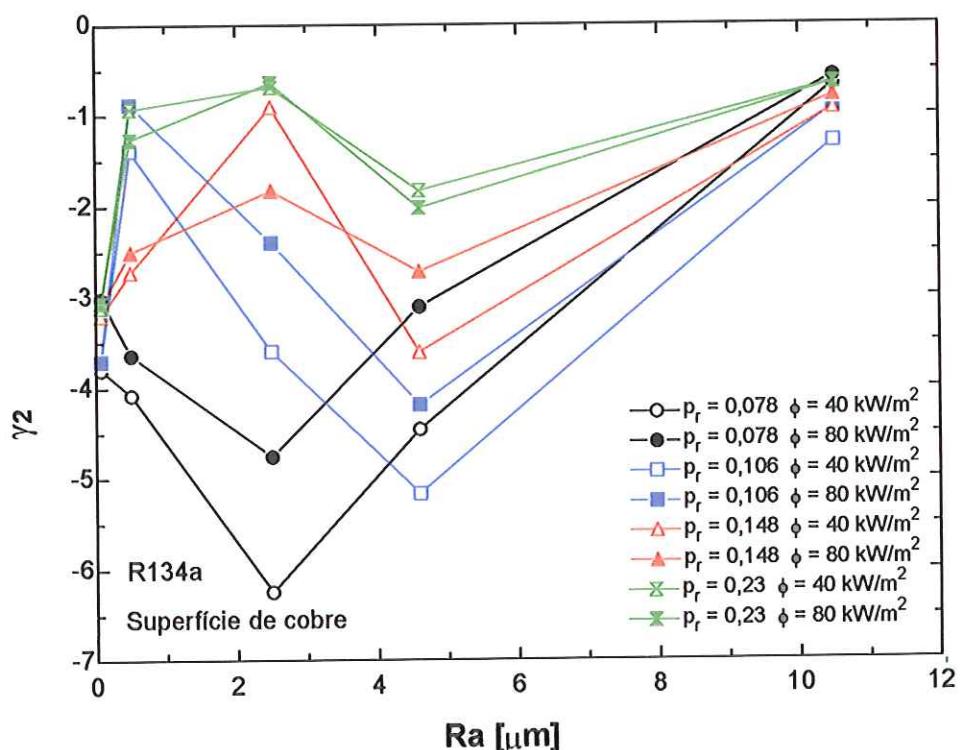


Figura 4.11 – Variação do parâmetro γ_2 com a pressão reduzida

Como é possível verificar, as curvas para o R123 e para o R134a são complementares, sendo a diferença de comportamento entre as Figs. 4.9 e 4.10 somente questão de escala adotada. Além disso, nas Figs. 4.9 e 4.10 é possível verificar que, independente da rugosidade superficial e do fluxo de calor, as curvas apresentam a mesma tendência.

Para verificar a suposição de que as curvas são complementares, independente do fluido, seria necessário realizar ensaios com o refrigerante R134a a pressões reduzidas mais baixas e com o R123 a pressões elevadas. Tais ensaios não foram realizados, uma vez que no primeiro caso seriam necessárias temperaturas muito baixas (menos de -10°C) e no segundo caso muito elevadas (mais de 70°C), estando fora da faixa de operação do equipamento experimental.

Figura 4.12 – Variação do parâmetro γ_2 com a rugosidade para R123Figura 4.13 – Variação do parâmetro γ_2 com a rugosidade para R134a

Analizando-se o efeito da rugosidade superficial nas Figuras 4.12 e 4.13, é possível verificar que é significativo somente a pressões reduzidas muito baixas ($p_r = 0,017$ para o R123), permanecendo com algumas oscilações em torno de valores constantes para as demais pressões e para o R134a. Com isso, é possível concluir que o acabamento superficial não afeta significativamente a forma como a pressão influencia o superaquecimento da superfície, para a maioria das condições testadas, apresentando γ_2 em torno de -3 para as condições ensaiadas com R134a. Somente para os dados do R123 com $p_r = 0,017$, γ_2 apresentou valores significativamente elevados em módulo.

4.4 Influência do material da superfície

Outro parâmetro importante na ebulação nucleada é o material da superfície, que tem sido considerado em várias correlações como, por exemplo, a de RIBATSKI (2002). Algumas propriedades termofísicas dos materiais utilizados no presente trabalho podem ser observadas na Tabela 4.4.

Tabela 4.4 – Propriedades dos materiais utilizados

	$\rho [kg/m^3]$	$c_p [J/kg.K]$	$k [W/m.K]$	$\alpha \cdot 10^6 [m^2/s]$
Aço inoxidável	7900	477	14,9	3,95
Cobre	8933	385	401	117
Latão	8530	380	110	33,9

Para comparar o efeito do material da superfície serão analisados tubos com aproximadamente a mesma rugosidade (R_a) para o mesmo fluido refrigerante, resultando as Figs. 4.14 e 4.15.

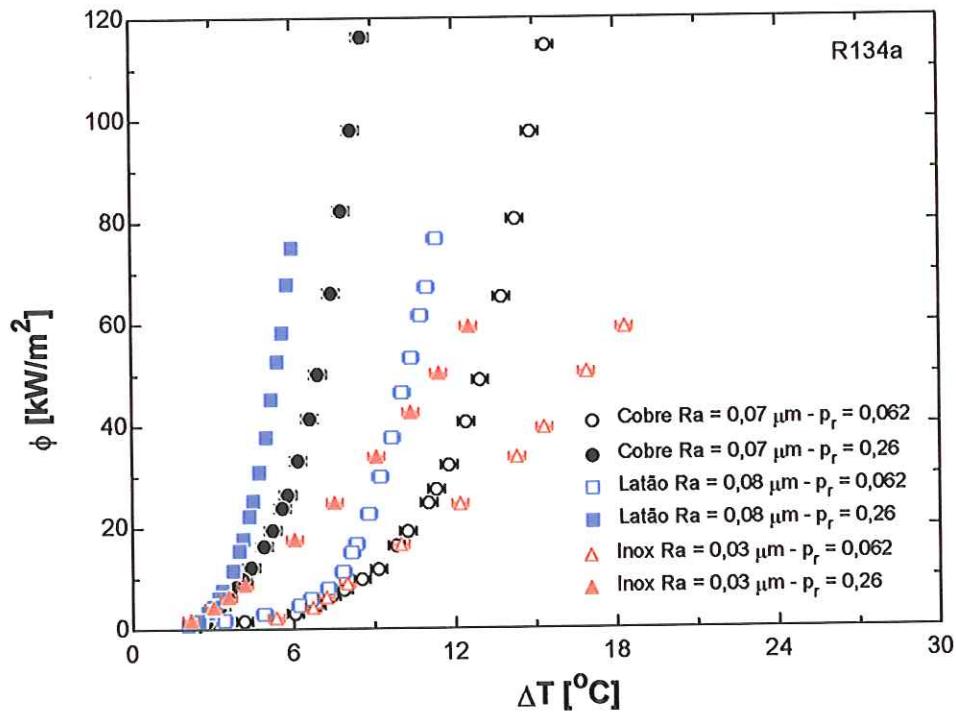


Figura 4.14 – Curva de ebulação para R134a em superfície de cobre, latão e aço inoxidável

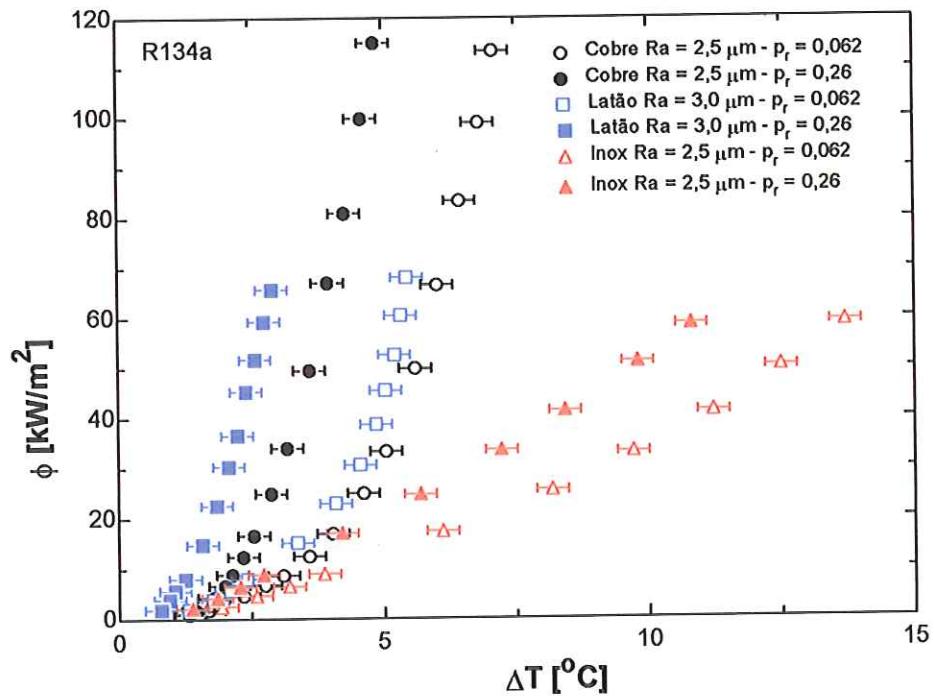


Figura 4.15 – Curva de ebulação para R134a e distintos materiais com rugosidade elevada

Como é possível verificar, a superfície de latão apresenta um coeficiente de transferência de calor ligeiramente maior do que a superfície de cobre e muito maior do que aço

inoxidável. Relacionando os resultados experimentais com as propriedades da Tabela 4.3 não é possível estabelecer qualquer correspondência. COOPER (1984) verificou, através de um extenso banco de dados, que a condutividade térmica do material não afeta de forma significativa a transferência de calor, estando de acordo com os presentes dados experimentais, já que em uma grande faixa de condutividades, não há relação direta da condutividade com a transferência de calor.

TREVOY e JOHNSON apud BERNARDIN et al (1997) determinaram o ângulo de contato para diversas superfícies utilizando água à pressão atmosférica. Seus resultados mostram um maior ângulo de contato para a superfície de latão ($10,5^\circ$) do que para cobre ($9,6^\circ$) e para aço inoxidável ($5,4^\circ$). Pela Eq. (2.56) é possível verificar que quanto maior o ângulo de contato maior a densidade de cavidades ativas, consequentemente maior o coeficiente de transferência de calor. Assim, embora a água apresente características distintas dos refrigerantes, seria possível concluir que o ângulo de contato entre o líquido e a superfície é responsável pelo comportamento das curvas de ebulação nas Figs. 4.14 e 4.15, sem que as propriedades térmicas apresentem um papel significativo. Para confirmar esta hipótese seriam necessários mais dados experimentais, medindo-se os valores de ângulo de contato para os refrigerantes halogenados.

Além do efeito do material propriamente dito, é possível determinar se a rugosidade afeta o coeficiente de transferência de calor do mesmo modo nas distintas superfícies. Para isso, serão consideradas superfícies dos materiais estudados, com rugosidade (R_a) próxima, de modo que seja possível avaliar o aumento percentual do coeficiente de transferência de calor. Fixando-se três fluxos específicos de calor, através da interpolação dos dados experimentais foi possível levantar a Tabela 4.5.

Tabela 4.5 – Coeficiente de transferência de calor [kW/m²K] para R134a

p_r	ϕ [kW/m ²]	<i>Cobre</i>		<i>Latão</i>		<i>Aço inoxidável</i>	
		$R_a = 0,07$ μm	$R_a = 2,5$ μm	$R_a = 0,08$ μm	$R_a = 3,0$ μm	$R_a = 0,07$ μm	$R_a = 2,5$ μm
0,062	20	1,928	4,664	2,318	5,180	1,848	2,929
	40	3,232	7,539	4,083	8,161	2,519	3,635
	60	4,430	10,218	5,615	11,264	3,050	4,347
0,12	20	2,450	6,313	3,125	6,714	2,347	3,339
	40	3,997	9,963	5,293	10,676	3,053	4,057
	60	5,388	12,709	7,156	14,360	3,619	4,736
0,26	20	3,789	7,398	4,688	11,220	2,907	4,155
	40	6,102	11,868	7,896	17,241	3,732	4,864
	60	8,249	15,660	10,597	21,593	4,429	5,466

A partir da Tabela 4.5 é possível estimar o aumento percentual do coeficiente de transferência de calor entre os valores de rugosidade $0,07 \mu\text{m}$ e $2,5 \mu\text{m}$, apresentado na Tabela 4.6. Deve ser observado que, para qualquer uma das superfícies acima, a rugosidade menor foi obtida com lixa e a maior com o processo de jateamento.

Tabela 4.6 – Aumento percentual do coeficiente de transferência de calor entre $R_a = 0,07 \mu\text{m}$ e $R_a = 2,5 \mu\text{m}$

ϕ [kW/m^2]	p_r	<i>Cobre</i>			<i>Latão</i>			<i>Aço inoxidável</i>		
		0,062	0,12	0,26	0,062	0,12	0,26	0,062	0,12	0,26
20		141,9	157,7	95,2	123,5	114,8	139,3	58,5	42,3	42,9
40		133,3	149,3	94,5	99,9	101,7	118,4	44,3	32,9	30,3
60		130,7	135,9	89,8	100,6	100,7	103,8	42,5	30,9	23,4

Para a superfície de aço inoxidável verifica-se, através dos resultados da Tabela 4.6, que esta é menos sensível à variação do acabamento superficial do que as superfícies de latão e de cobre. Ainda, observa-se que a superfície de cobre apresenta uma influência mais acentuada da rugosidade para pressões baixa e intermediária (0,062 e 0,12), já no caso da pressão mais elevada (0,26) verifica-se que o latão é mais sensível à rugosidade.

Assim, considerando-se superfícies com mesmo acabamento e materiais diferentes, é possível verificar uma dependência do material da superfície na influência que o acabamento superficial exerce sobre o coeficiente de transferência de calor.

4.5 Influência do acabamento superficial

Neste tópico será analisado o efeito do acabamento superficial para as condições experimentais obtidas. Visando facilitar a abordagem, cada material de superfície será analisado separadamente.

4.5.1 Superfície de Latão

O latão é uma liga de cobre e zinco, sendo mais dúctil do que o aço inoxidável e mais duro do que o cobre, apresentando, portanto, propriedades mecânicas intermediárias entre eles. Trata-se de um material de fácil manuseio e com uma certa resistência à corrosão, encontrando amplas aplicações na indústria mecânica em geral. As Figs. 4.16 e 4.17 apresentam as curvas de ebulação para algumas condições investigadas.

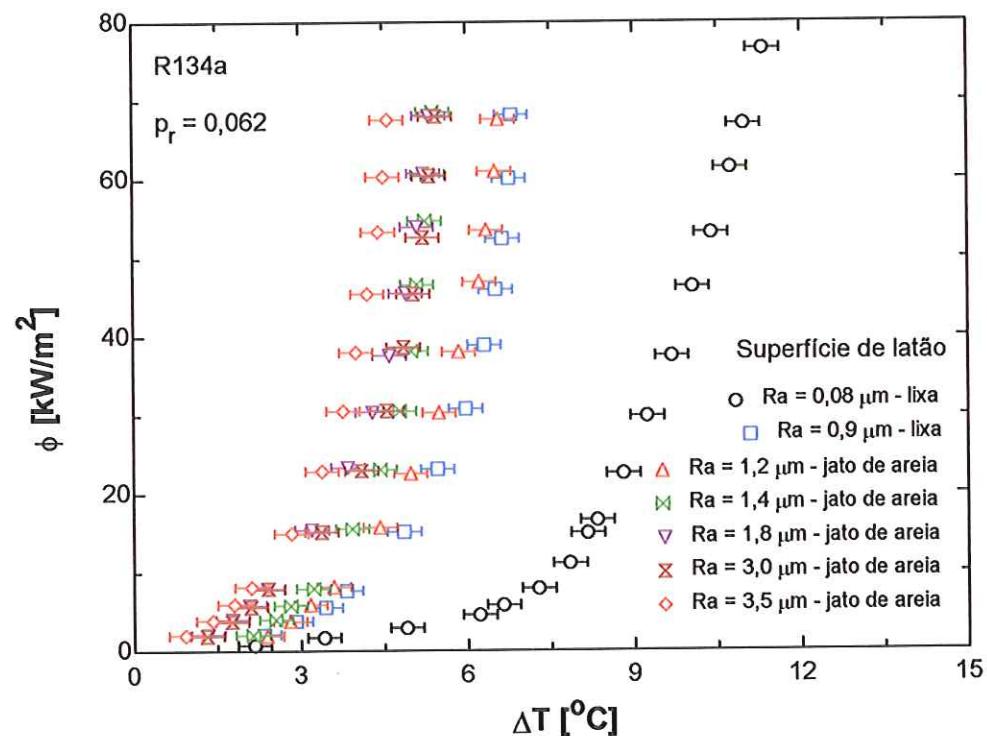


Figura 4.16 - Efeito da rugosidade na ebulação de R134a com $p_r = 0,063$

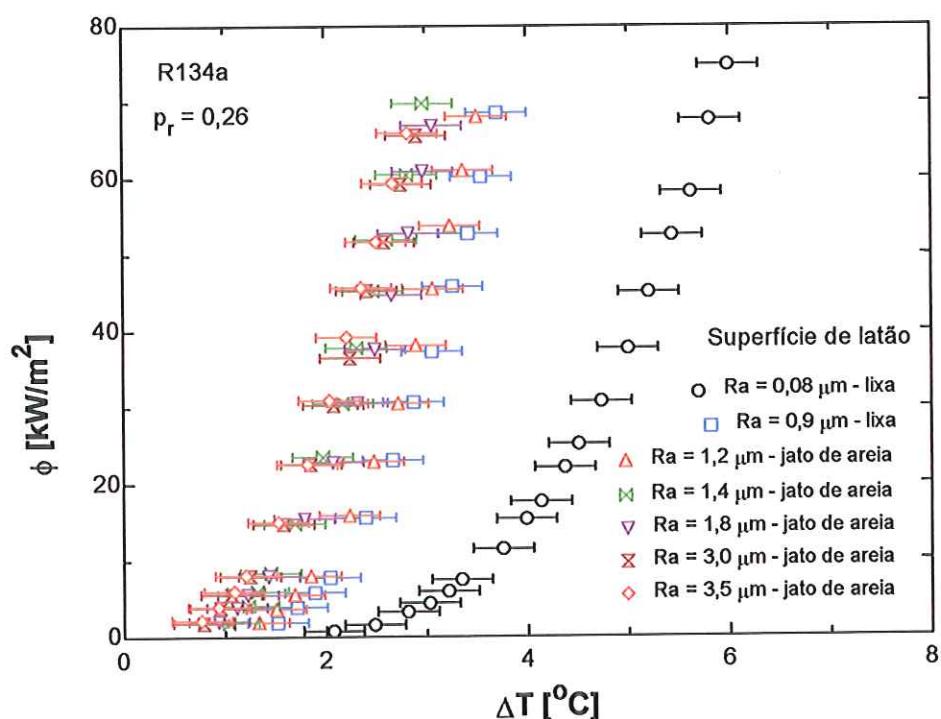


Figura 4.17 – Efeito da rugosidade na ebulação de R134a com $p_r = 0,26$

A partir das figuras anteriores, é possível verificar uma variação significativa do coeficiente de transferência de calor quando se comparam os resultados da superfície lixada para a menor ($0,08 \mu\text{m}$) e maior rugosidades ($0,9 \mu\text{m}$). No entanto, quando são considerados os dados para jato de areia, a variação do coeficiente de transferência de calor não é tão acentuada, sendo, mesmo assim, maior do que na superfície de aço inoxidável, analisado a seguir.

Para analisar o resultado de cada processo de acabamento sobre a superfície de teste, levantou-se o perfil da superfície através de um rugosímetro em um computador. A partir deste perfil foi possível estimar valores de diversos parâmetros de rugosidade, descritos no *Apêndice B*. Esses resultados podem ser vistos na Tabela 4.7.

Tabela 4.7 – Parâmetros de rugosidade para as superfícies de latão

R_a^*	R_z DIN*	R_z ISO*	Rq^*	Rv^*	Rvm^*	Vc^{**} ($R_a/2$)	Vc^{**} ($1 \mu\text{m}$)	Rq^2	Sk	Ku
0,90	6,59	6,99	1,14	4,81	4,01	4,73	2,23	1,30	-0,65	4,12
1,20	7,73	9,20	1,58	5,80	3,82	4,03	2,75	2,52	-0,30	3,54
1,80	11,71	12,80	2,36	7,00	5,38	3,48	3,30	5,56	0,25	3,35
3,00	17,82	19,31	3,76	12,91	9,25	2,39	2,84	14,3	-0,17	3,28

* em μm ; ** em vales/mm, número entre parênteses indica o “*cutting depth*”

Para verificar a variação dos diversos parâmetros de rugosidade em relação ao R_a , amplamente utilizado em diversos campos das ciências mecânicas, a Fig. 4.18 apresenta os dados da Tabela 4.7 na forma gráfica.

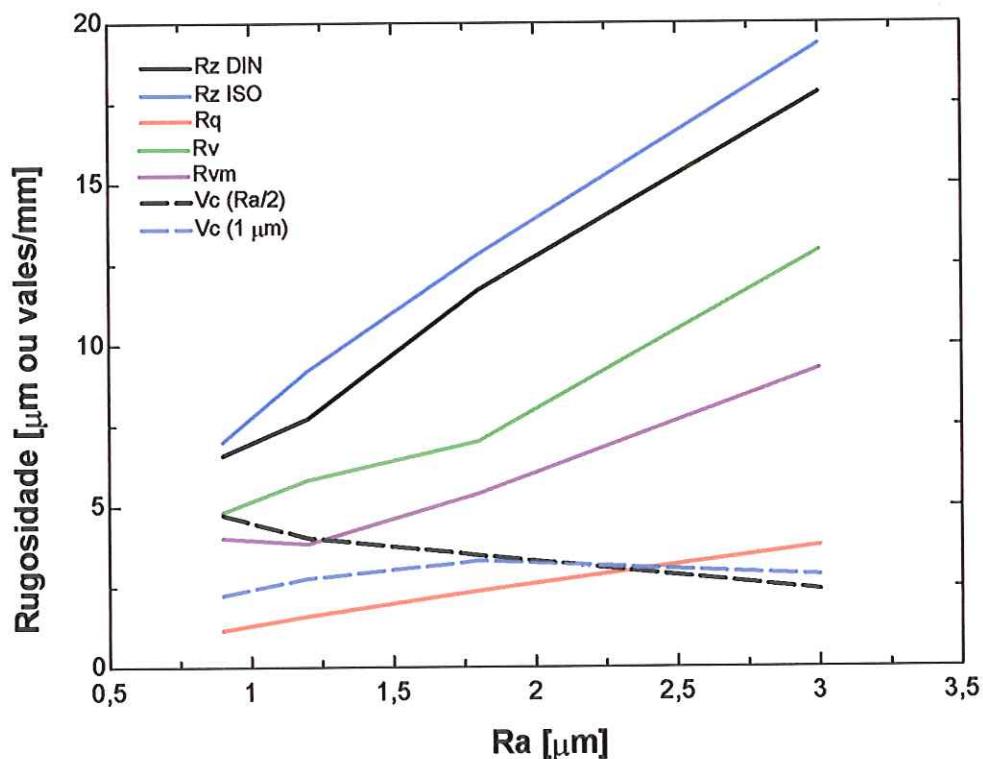


Figura 4.18 – Parâmetros de rugosidade em função do R_a

Como é possível verificar, apenas os contadores de vales não são diretamente proporcionais ao parâmetro R_a . O contador de vales com “*cutting depth*” igual à metade do R_a apresenta uma tendência inversa, já que, quanto maior for o “*cutting depth*”, menos vezes o perfil deve cruzar este limite, definindo assim um vale. O contador de vales com o “*cutting depth*” fixo apresenta um ponto de máximo, sugerindo a ação de dois efeitos contrários, o aumento do número de vales e o aumento do tamanho dos vales. Em rugosidades baixas, o aumento do número de vales na amostra é mais significativo, no entanto, em rugosidades elevadas, existem cavidades tão grandes que englobam as cavidades menores, sendo que os vales menores não são considerados neste tipo de parâmetro.

Além dos diversos parâmetros de rugosidades, foram obtidas a distribuição amostral do perfil da superfície e a função autocorrelação, dados na Fig. 4.19. A distribuição amostral da superfície fornece uma idéia de quão irregular é a superfície, enquanto que a função autocorrelação identifica a presença de componentes periódicos da superfície.

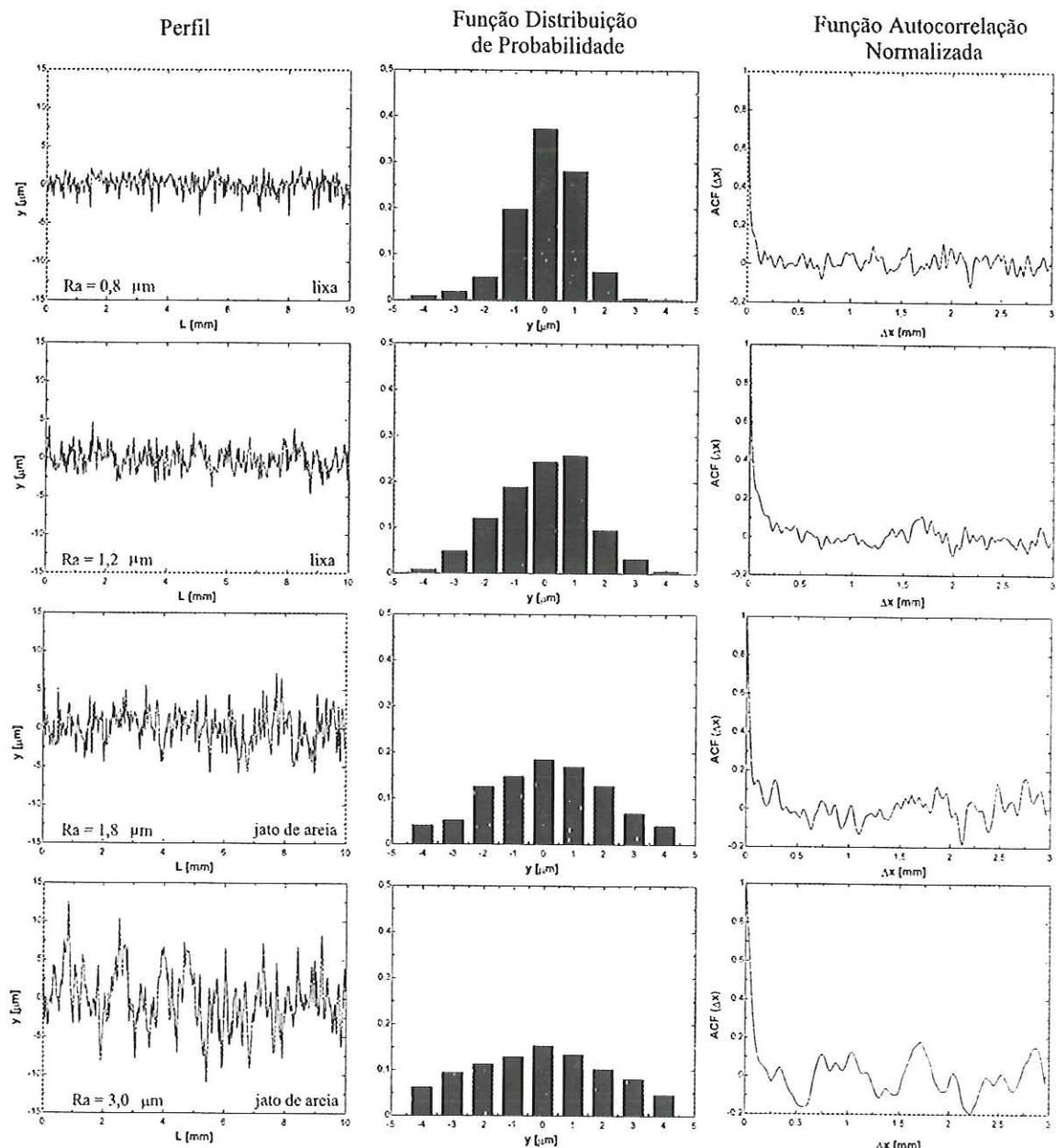


Figura 4.19 – Distribuição amostral e função autocorrelação para superfícies de latão.

Como é possível verificar nas funções autocorrelação da Fig. 4.19, as superfícies submetidas ao processo de jateamento possuem uma tendência a apresentar componentes periódicos, facilmente notada na superfície com maior rugosidade. Essas componentes podem estar relacionadas ao tamanho das micro-esferas de vidro utilizadas, que devem proporcionar um maior número de cavidades com tamanho próximo ao seu. Além disso, nota-se que estas componentes não estão presentes na superfície submetida à lixa, já que a curva de sua função autocorrelação possui uma característica aleatória.

Por fim, a Tabela 4.8 apresenta a granulometria, do material utilizado no jateamento das superfícies de latão. Esta granulometria, juntamente com algumas características do

equipamento e do material da superfície utilizado, é responsável pela rugosidade superficial, fornecendo assim, uma leve idéia do acabamento superficial conseguido com uma dada condição.

Tabela 4.8 – Granulometria utilizada no jateamento

Material: Latão	Pressão da linha de alimentação: 10 bar
Distância entre bocal do jato e superfície: 10 cm	
<i>Granulometria [μm]</i>	<i>Ra [μm]</i>
< 63	1,2
106 a 212	1,8
212 a 600	3,0

4.5.2 Superfície de Cobre

Por ser um material resistente à corrosão, de fácil manuseio e bom condutor térmico, o cobre é amplamente utilizado em instalações de aquecimento, ar condicionado, refrigeração e hidráulicas. Seu fácil manuseio se deve à sua ductilidade e baixa dureza, o que se reflete na rugosidade superficial quando se realiza um processo de acabamento. Os resultados experimentais a distintas pressões para o R134a são mostrados nas Figs. 4.20 e 4.21.

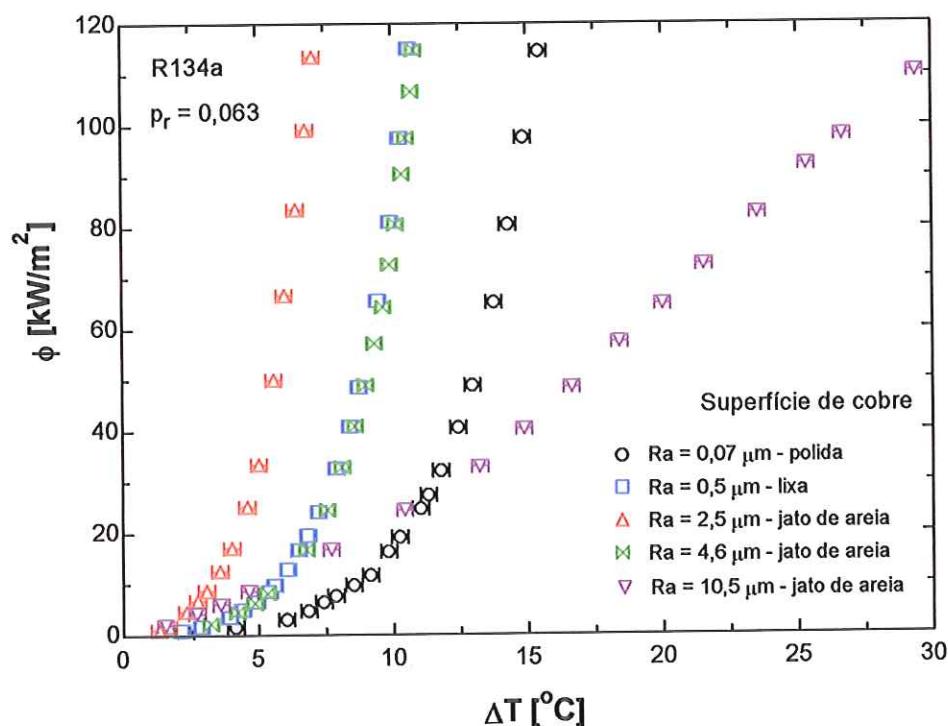


Figura 4.20 – Efeito da rugosidade na ebulação de R134a com $p_r = 0,063$

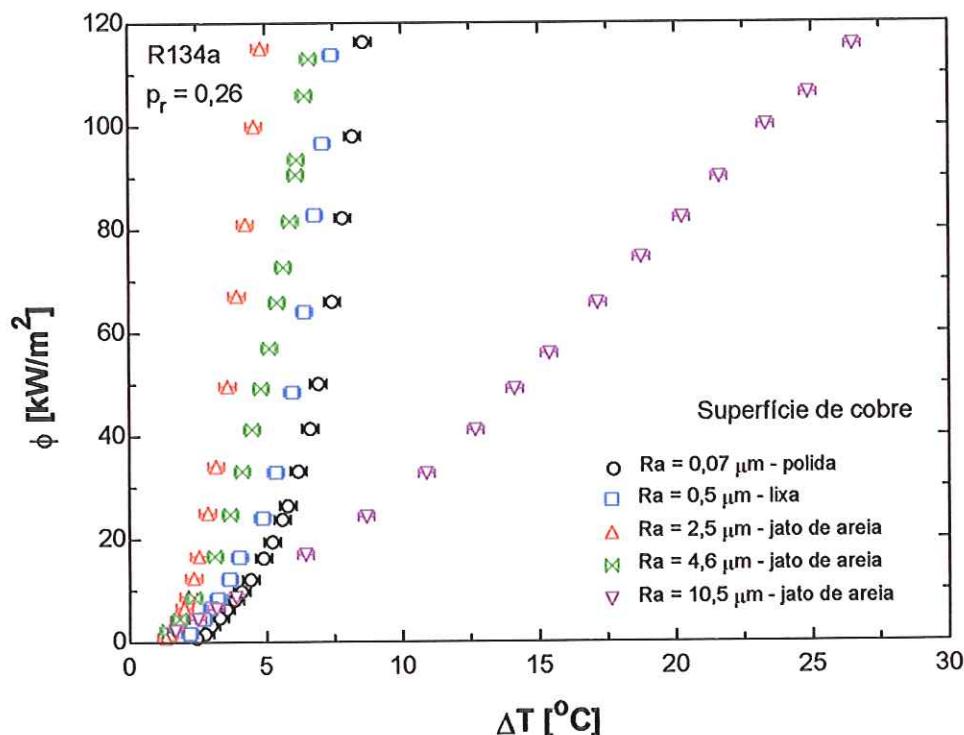


Figura 4.21 – Efeito da rugosidade na ebulação de R134a com $p_r = 0,26$

Inicialmente verifica-se, ao comparar os resultados das Figuras 4.20 e 4.21 o aumento do coeficiente de transferência de calor com a pressão para as rugosidades testadas. Ainda, é possível notar que o coeficiente de transferência de calor assume valores máximos para rugosidade entre $Ra = 2,5 \mu\text{m}$ e $Ra = 4,6 \mu\text{m}$. Este resultado contraria a tendência de todas as correlações para o coeficiente de transferência de calor estudadas, como é possível observar na Fig. 2.25. A causa desta divergência pode estar na faixa de rugosidade utilizada em cada correlação, uma vez que o valor de $Ra = 4,6 \mu\text{m}$ é muito maior do que as rugosidades encontradas normalmente.

Além disso, verifica-se uma tendência que diverge ainda mais em relação aos resultados da literatura quando o valor da rugosidade é extrapolado até $10,5 \mu\text{m}$ resultando em um coeficiente de transferência de calor inferior ao da superfície polida, para fluxos de calor elevados. Para verificar o estado das superfícies submetidas ao processo de lixamento e jateamento, foram preparadas amostras de cobre, com valores de rugosidade próximos aos utilizados nestes ensaios, para estudo em um microscópio eletrônico. Fotografias da superfície obtidas em microscópio eletrônico são ilustradas nas Figs. 4.22 e 4.23.

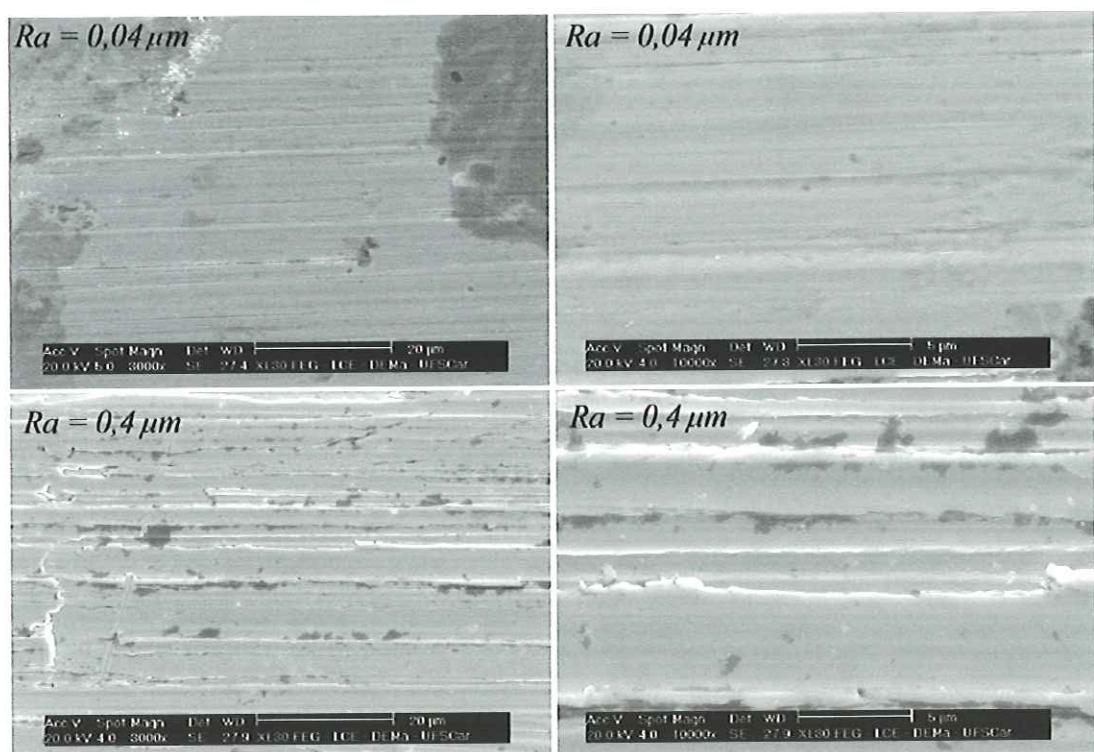


Figura 4.22 – Superfícies de cobre onde foi utilizada lixa

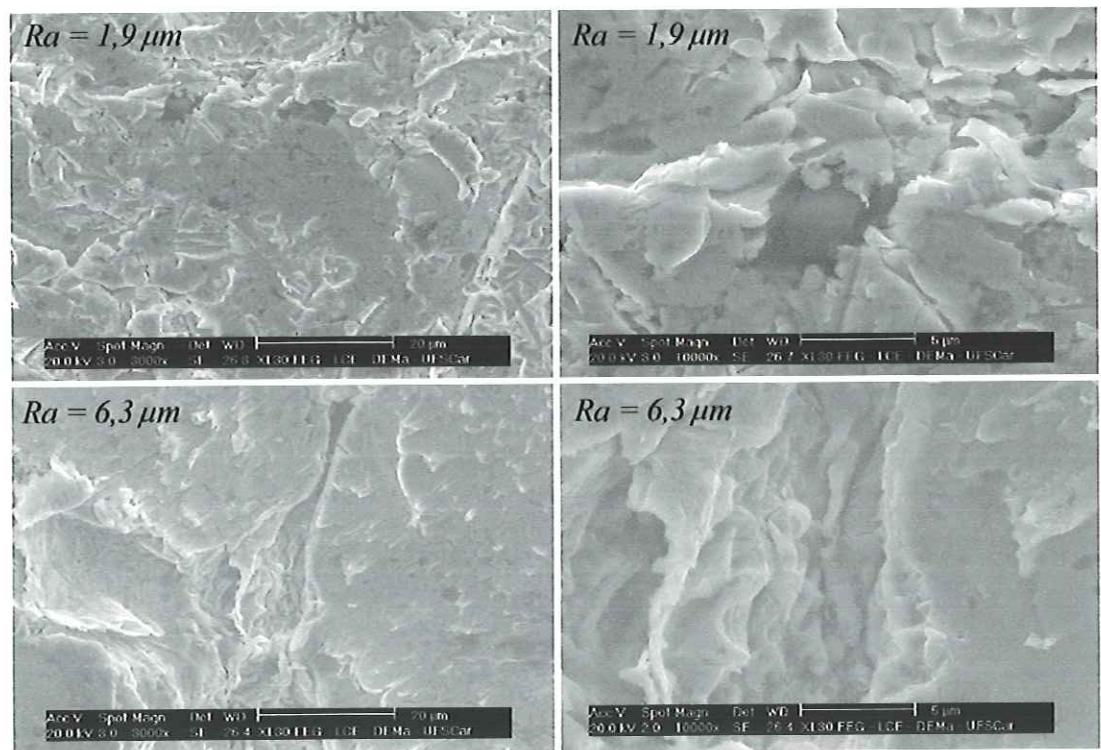


Figura 4.23 – Superfícies de cobre onde foi utilizado jato de areia

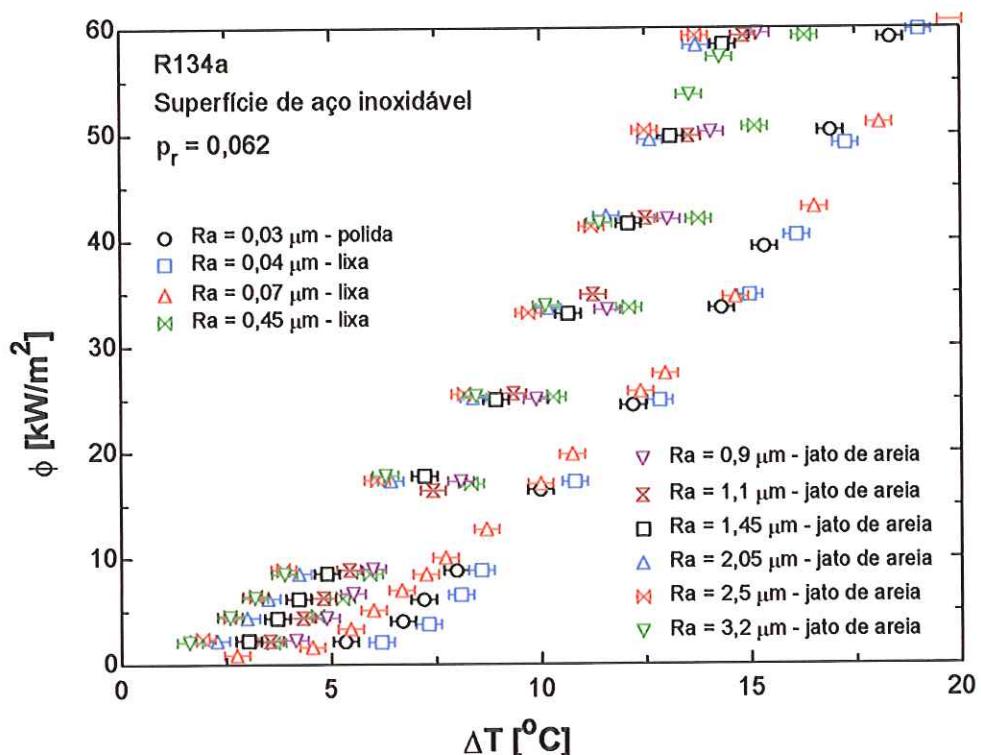
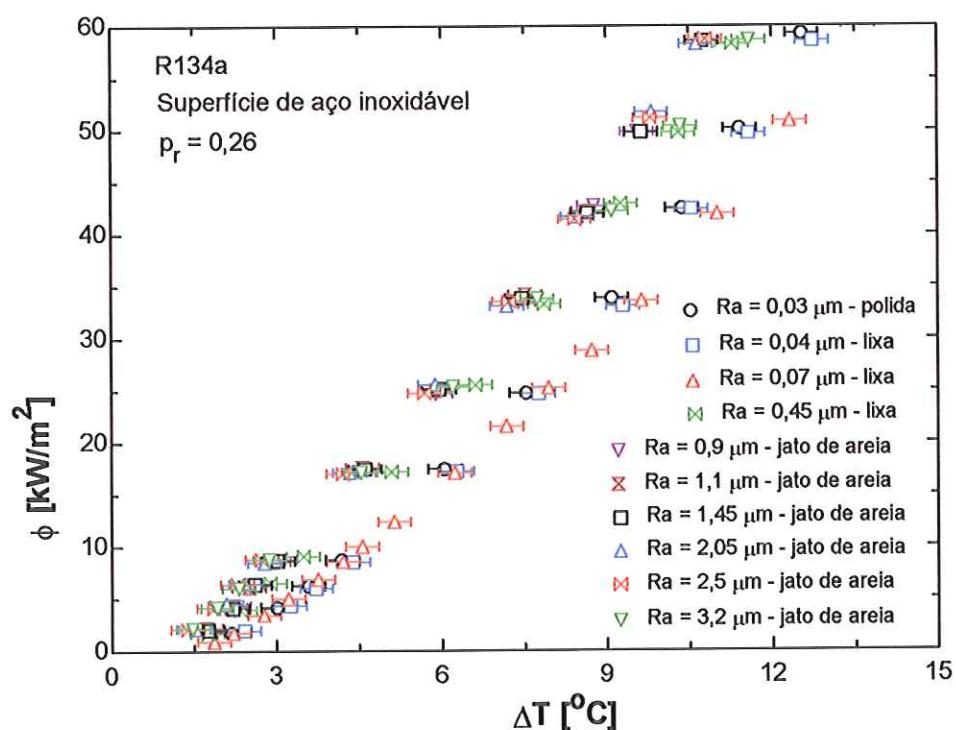
Na Fig. 4.22 é possível visualizar as ranhuras feitas pela lixa. Estas ranhuras apresentam um único sentido já que a superfície é cilíndrica e o processo é realizado em um torno, sendo a lixa aplicada no sentido de rotação do mesmo. As maiores diferenças entre a superfície de $0,04 \mu m$ e de $0,4 \mu m$ são a dimensão das ranhuras e o espaçamento entre elas. Além disso, analisando a microfotografia da superfície de $0,4 \mu m$ é possível verificar a inexistência de cavidades propriamente ditas. Existem vales que se estendem ao longo da circunferência do tubo, havendo algumas imperfeições, que podem constituir núcleos de vapor.

Nas superfícies jateadas, Fig. 4.23, verifica-se a existência de verdadeiras cavidades causadas pelo impacto do material sobre a superfície. No entanto, a partir dos resultados experimentais, é possível verificar que a superfície com $Ra = 1,9 \mu m$ apresenta um coeficiente de transferência de calor maior do que a de $6,3 \mu m$. Este efeito pode ser causado pela existência de cavidades menores dentro das cavidades maiores na superfície de $6,3 \mu m$. Estas não reúnem as condições para nucleação, sendo as cavidades menores as que se tornariam ativas, diminuindo a possibilidade da cavidade maior se ativar. Estas cavidades menores podem ser vistas na segunda microfotografia da superfície de $6,3 \mu m$.

A ativação de uma cavidade pode tanto promover a ativação das cavidades vizinhas quanto inibir. Para promover a ativação, é necessário que a cavidade esteja dentro da região de influência da camada limite que se forma ao redor da bolha, em contato com o líquido a uma maior temperatura. No entanto, quando a bolha se desprende, ela promove o movimento de líquido a uma temperatura menor que inibe a formação de bolhas próximas, promovendo assim a desativação de cavidades próximas. Considerando este segundo efeito, mesmo com muitas cavidades, algumas de grandes proporções, uma superfície de elevada rugosidade pode apresentar coeficiente de transferência de calor menor.

4.5.3 Superfície de Aço Inoxidável

O aço inoxidável é um material que apresenta elevada dureza e baixa ductilidade, quando comparado com o cobre, sendo, portanto, mais difícil de tratá-lo. Além disso, o aço inoxidável apresenta uma condutividade térmica muito inferior ao cobre, cerca de 25 vezes menor. Apesar destas características pouco atrativas, este material é utilizado amplamente na indústria da refrigeração para gêneros alimentícios, por questões de higiene. As Figs. 4.24 e 4.25 ilustram curvas de ebulação para algumas condições investigadas.

Figura 4.24 - Efeito da rugosidade na ebulação de R134a com $p_r = 0,063$ Figura 4.25 - Efeito da rugosidade na ebulação de R134a com $p_r = 0,26$

O primeiro resultado destes dados experimentais se encontra em valores de rugosidade baixa, onde é possível encontrar rugosidades de $0,03$ e $0,04 \mu m$. Como é possível verificar, principalmente na Fig. 4.24, para baixa pressão, a superfície polida apresentou um coeficiente de transferência de calor ligeiramente maior. Este comportamento pode estar relacionado à diferença existente entre os processos de acabamento utilizados.

Para a superfície com $R_a = 0,04 \mu m$, foi utilizada uma seqüência de lixas cada vez mais finas até que fosse atingido esse valor. Na superfície de $R_a = 0,03 \mu m$, foi feito este mesmo procedimento, no entanto, aplicando uma massa polidora logo em seguida. Esta massa poderia gerar cavidades na superfície, uma vez que é constituída por um óleo com pequenas partículas abrasivas que produzem o acabamento. Essa tendência já foi observada por BERENSON (1962) com dados experimentais para n-pentano em superfícies de cobre. Deve ser observado que a diferença, neste caso, não chega a ser tão significativa quanto nos dados de BERENSON (1962). Para verificar como se encontra uma superfície submetida à lixa e outra polida, foram utilizadas microfotografias de amostras de aço inoxidável, com aproximadamente a mesma rugosidade superficial ($R_a = 0,04 \mu m$), cujos detalhes obtidos em microscópio eletrônico são mostrados na Fig. 4.26.

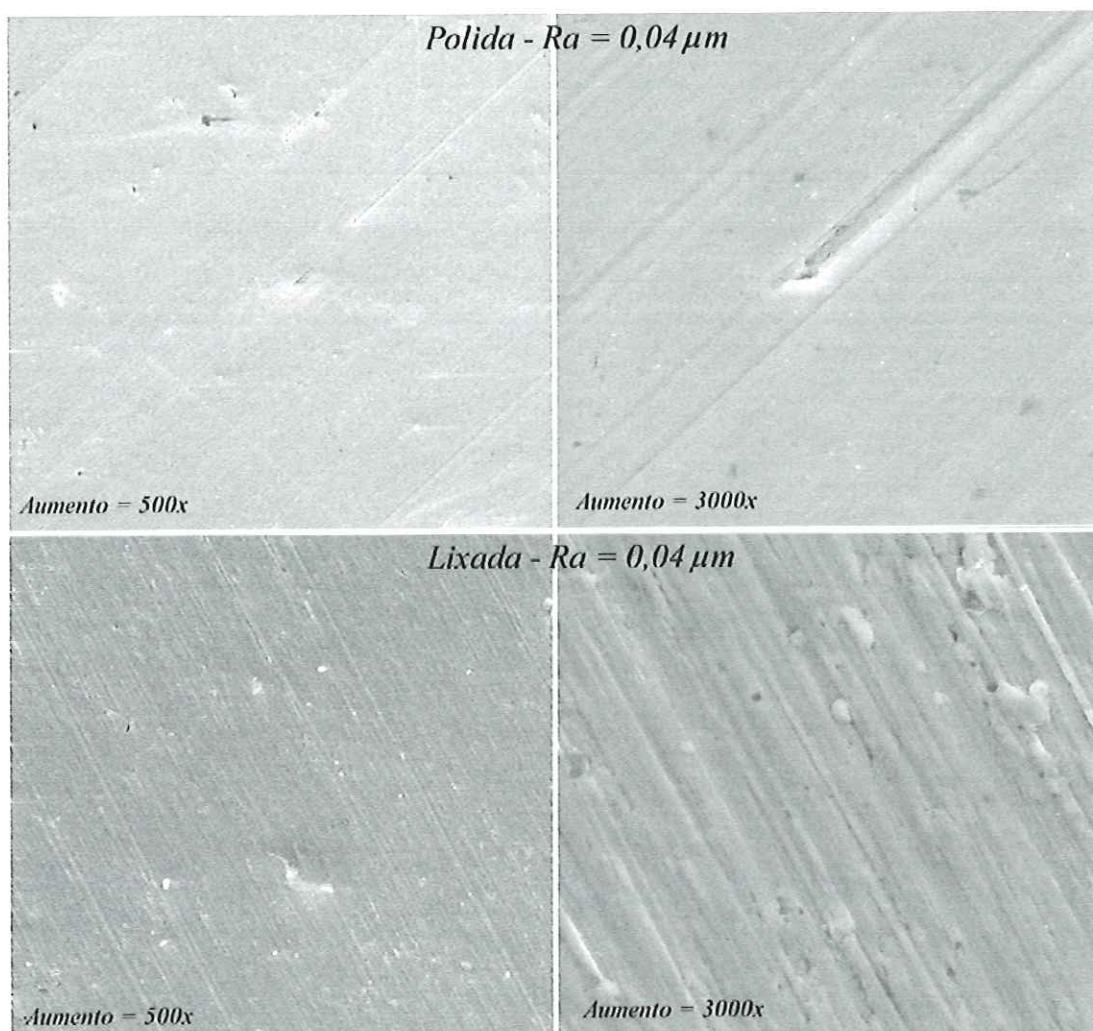


Figura 4.26 – Superfície de aço inoxidável submetida à lixa e ao polimento

Pela Fig. 4.26, é possível verificar que, embora a rugosidade superficial seja a mesma, as superfícies apresentam algumas diferenças. A superfície polida não apresenta tantas irregularidades quanto a superfície lixada, mas apresenta cavidades localizadas, separadas entre si. Somente a nível de comparação, já que não foram obtidos resultados de ebulação nessa condição, a Fig. 4.27 apresenta uma superfície de aço inoxidável sem tratamento superficial algum (superfície comercial).

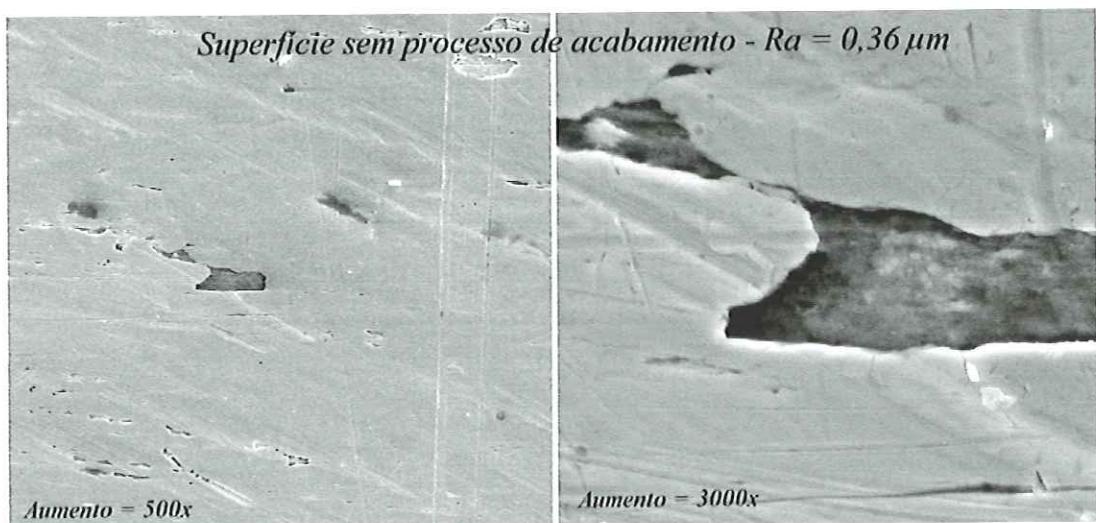


Figura 4.27 – Superfície de aço inoxidável sem processo de acabamento

Na Fig. 4.27 é possível verificar a existência de várias irregularidades na superfície comercial. Quando se realiza algum processo de acabamento na superfície, essas irregularidades distribuídas aleatoriamente dão lugar a uma distribuição regular de imperfeições.

Uma segunda observação importante dos resultados para a superfície de aço inoxidável é o pequeno efeito que o processo de jateamento proporciona nesta superfície, menos acentuado do que na superfície de cobre. No gráfico a seguir, é possível observar este efeito para três pressões distintas.

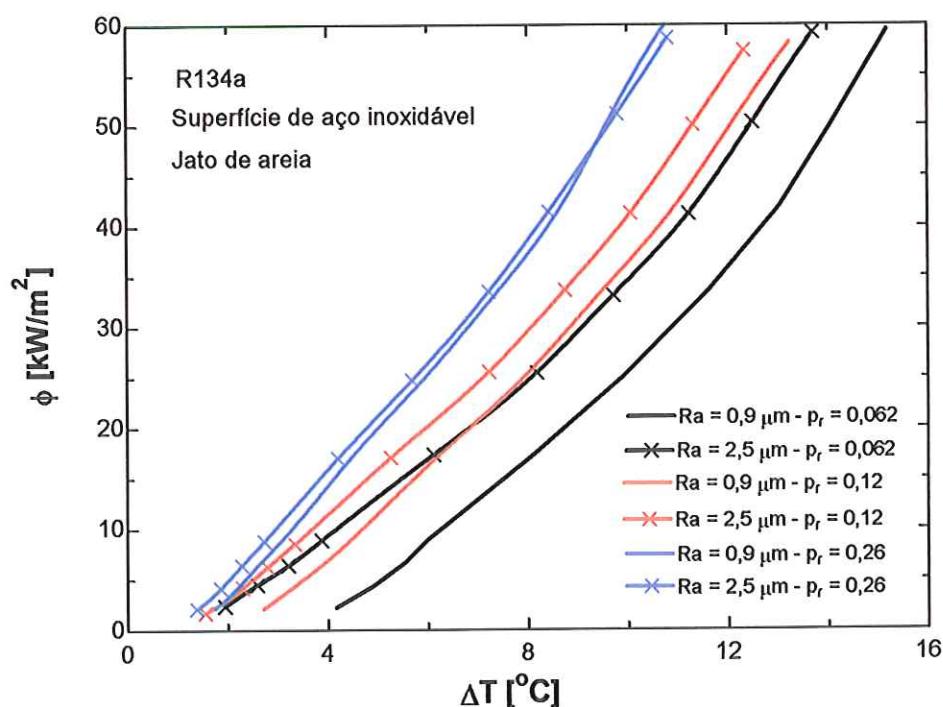


Figura 4.28 – Efeito do jateamento na superfície de aço inoxidável

Assim, é possível verificar a pequena influência do processo de jateamento da superfície no coeficiente de transferência de calor para a superfície de aço inoxidável, para três pressões distintas. Para a pressão mais baixa, a rugosidade apresenta maior influência no coeficiente de transferência de calor do que à pressão mais elevada.

Por fim, foi verificada uma pequena queda no coeficiente de transferência de calor quando a rugosidade foi aumentada de 2,5 para 3,2 μm , não incluída na Fig. 4.28, já que neste gráfico foi considerada a condição de maior e de menor coeficiente de transferência de calor. Este comportamento é similar ao da superfície de cobre, em que o coeficiente de transferência de calor diminui com a rugosidade superficial, quando esta é aumentada a partir de certos valores.

4.6 Envelhecimento da superfície

Na presente seção serão analisados dados experimentais que visam principalmente verificar ou não a existência do fenômeno do envelhecimento da superfície. Esses dados foram obtidos considerando o tempo de ebulação a um fluxo específico de calor de 20 kW/m^2 , sendo contado a partir do momento em que a superfície foi submetida a ebulação pela primeira vez até o início da curva de ebulação para a condição considerada.

Como pode ser observado na Fig. 4.29, existe um efeito de envelhecimento da superfície no sentido de diminuir o coeficiente de transferência de calor, sendo mais intenso no início e tendendo a desaparecer com o passar do tempo. A causa deste efeito pode estar relacionada à modificação da superfície com o tempo, causada pela remoção contínua de material, sendo que este processo tende a ocorrer de forma menos significativa com o passar do tempo. Os pontos de onde é removido material podem ser saliências que, por serem mais frágeis, poderiam se soltar da superfície com a ocorrência da ebulação. A verificação desta hipótese somente seria possível através de microfotografias antes e após a ebulação, o que não foi possível nesta investigação devido às características da bancada e ao custo desta operação.

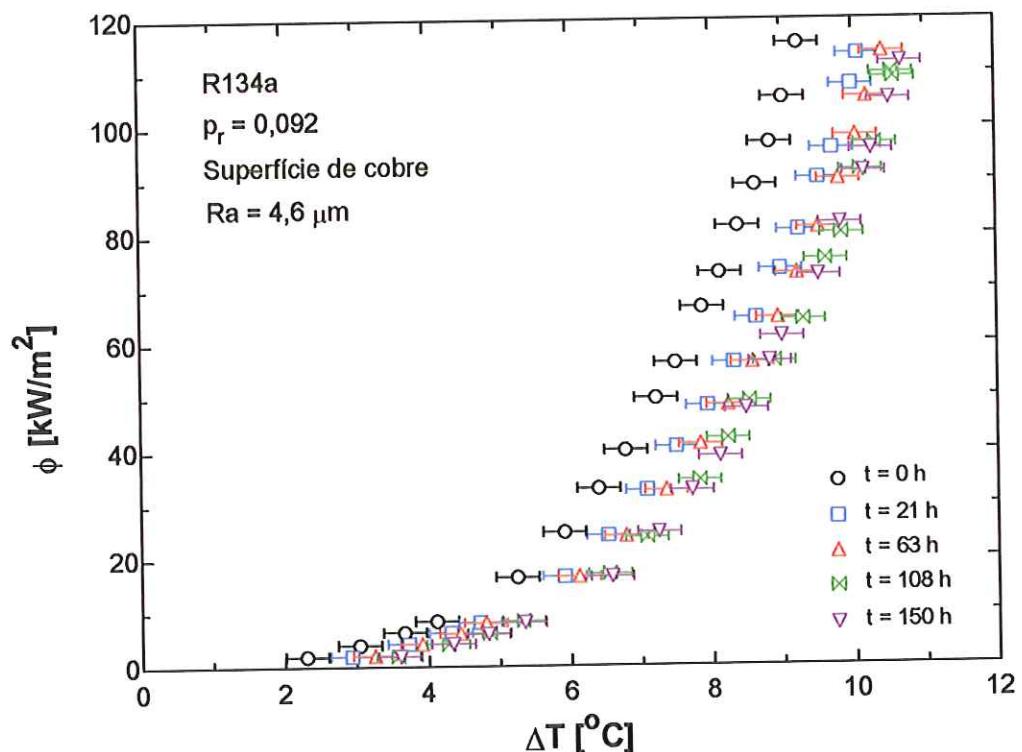


Figura 4.29 – Efeito do envelhecimento da superfície de cobre

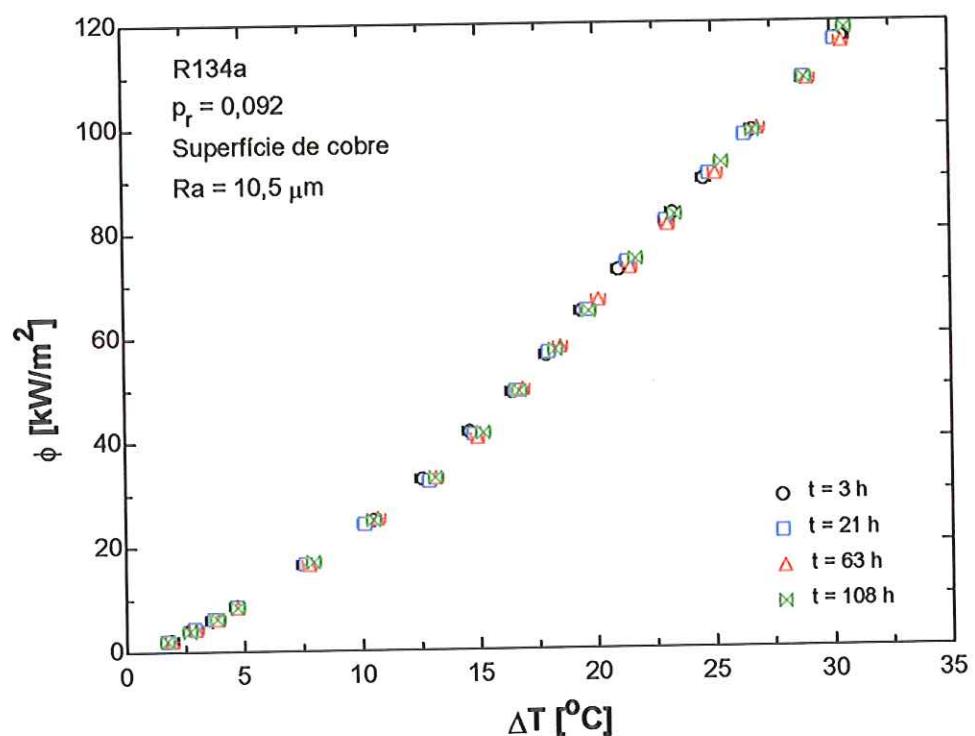


Figura 4.30 – Efeito do envelhecimento da superfície de cobre

Para a superfície de cobre com rugosidade média aritmética igual a $10,5 \mu\text{m}$ não se observou o efeito do envelhecimento. Neste caso, é possível que a remoção de material da superfície ocorra de modo que não afete a densidade de cavidades ativas. Outra hipótese seria a não existência de pontos da superfície que possam ser removidos pelo processo de ebulação.

A hipótese de que tenha ocorrido oxidação na superfície de cobre de $4,6 \mu\text{m}$ está descartada, já que, neste caso, a superfície de rugosidade mais elevada também apresentaria envelhecimento e a superfície encontraria-se durante todo o tempo imersa no fluido refrigerante, livre de oxigênio.

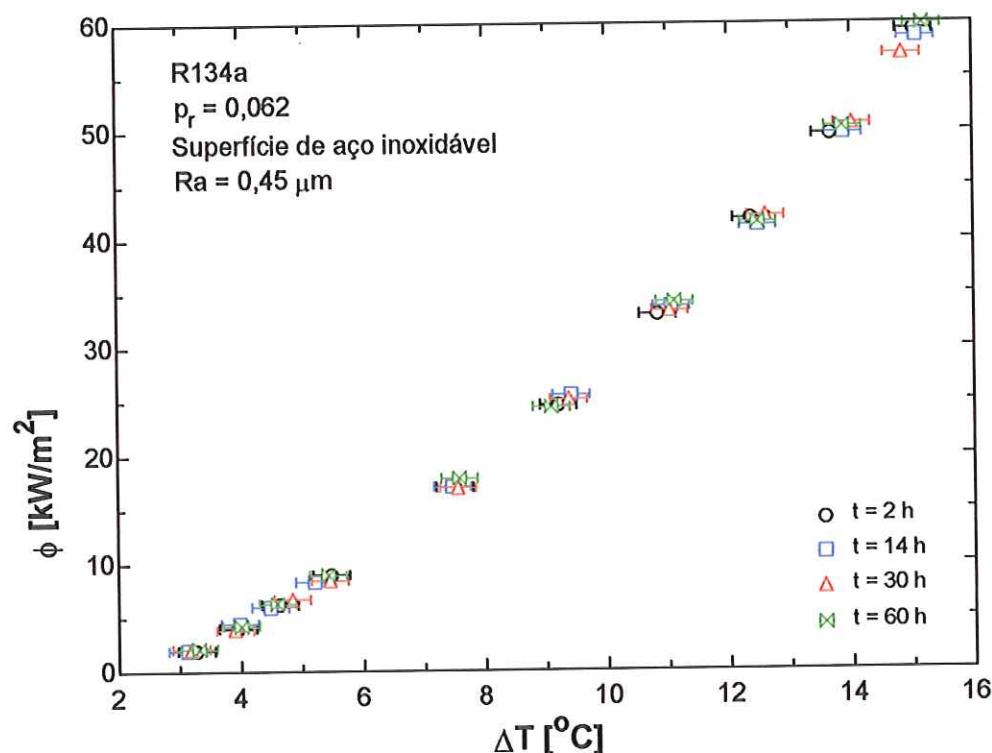


Figura 4.31 – Efeito do envelhecimento na superfície de aço inoxidável

A superfície de aço inoxidável não apresentou efeito de envelhecimento, como pode ser observado na Fig. 4.31, podendo ser explicada pela sua dureza e resistência mecânica maior, não sendo sujeita à remoção de material citada anteriormente.

A presença de sujeira na superfície é descartada, já que todas as superfícies são limpas antes de sua introdução na cuba de ebulação e o processo é o mesmo para todas as superfícies. Com a Fig. 4.31, a hipótese da liberação de gases aprisionados na superfície, sugerida por CHAUDHRI e MCDougall (1969), também é excluída, já que tanto a superfície de aço inoxidável quanto a de maior rugosidade de cobre poderiam conter estes gases, embora

rugosidades elevadas facilitem a penetração do líquido, sendo assim, também comprovada a eficiência do procedimento para realização de vácuo no sistema. A partir deste ponto é possível concluir que o efeito de envelhecimento observado se deve exclusivamente à alteração das características da superfície com o tempo.

A Tabela 4.9 traz o limite de resistência à tração e a dureza dos materiais testados. Verifica-se que a superfície de aço inoxidável apresenta uma maior dureza do que as demais, sendo que esta propriedade pode estar relacionada aos resultados de envelhecimento obtidos para esta superfície.

Tabela 4.9 – Propriedades mecânicas dos materiais testados

Material	Limite de resistência [MPa]	Dureza (Brinell)
Cobre	235	42
Latão (70% Cu e 30 % Zn)	400	155
Aço Inoxidável 304	590	160 a 400

Na Fig. 4.32 é analisado o envelhecimento de uma superfície de latão, que apresenta propriedades mecânicas intermediárias entre o aço inoxidável e o cobre. Como é possível verificar, os efeitos de envelhecimento também são intermediários entre as duas superfícies anteriores. Uma vez que as propriedades mecânicas do latão também são intermediárias, é possível relacionar este efeito com tais propriedades. Para confirmar esta hipótese, seriam necessários ensaios envolvendo vários materiais.

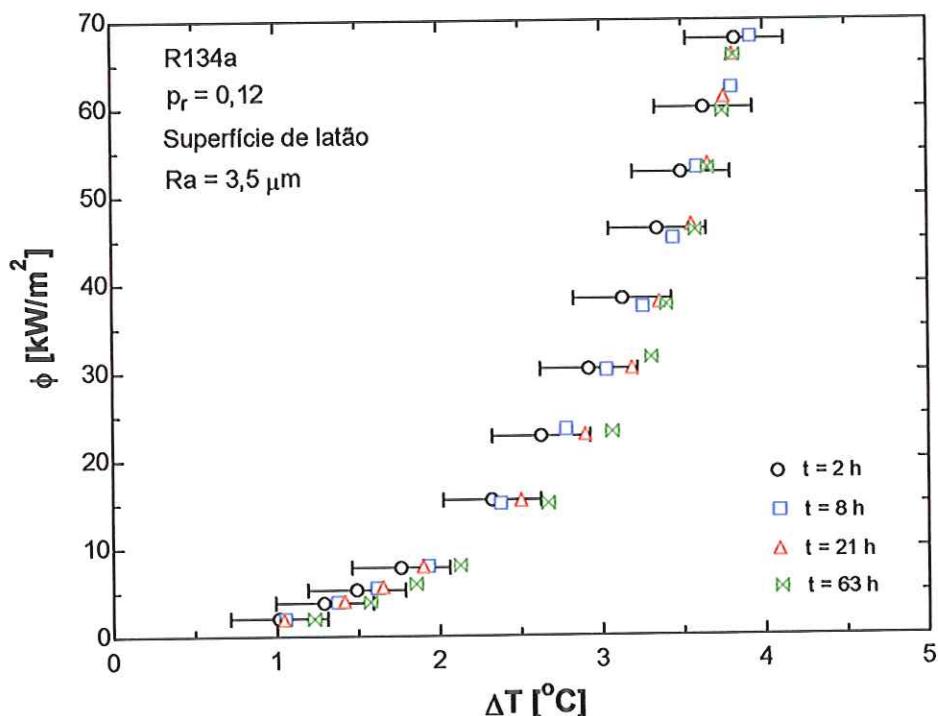


Figura 4.32 – Efeito do envelhecimento na superfície de latão

Com isso, foi verificada a ocorrência do processo de envelhecimento em superfícies de cobre e de latão, sendo este último em menor grau. Já na superfície de aço inoxidável, este efeito não foi verificado, podendo este resultado estar relacionado às propriedades mecânicas.

4.7 Conclusões

Através dos resultados experimentais analisados, foi possível estabelecer a influência de vários parâmetros no coeficiente de transferência de calor na ebulição nucleada e sua relação com o acabamento superficial.

De início, comparando-se a influência da rugosidade superficial nos refrigerantes R123 e R134a, foi possível verificar que à pressão reduzida mais baixa, os fluidos apresentam tendências próximas com a rugosidade. No caso da pressão reduzida de 0,092, o R134a se mostrou mais sensível, no entanto, apresentando mesma tendência do R123.

O superaquecimento da superfície, consequentemente o coeficiente de transferência de calor, é sensível a variações da pressão reduzida para valores baixos da mesma. Além disso, a rugosidade superficial não afeta de forma significativa esta influência da pressão.

Analizando o efeito da variação do acabamento superficial em superfícies de cobre, de latão e de aço inoxidável, foi observado que o primeiro material é mais sensível à rugosidade. Esta tendência pode estar relacionada a diferenças nas propriedades mecânicas dos materiais e às características físicas das cavidades em cada material para um mesmo valor de rugosidade. O latão apresentou o maior coeficiente de transferência de calor dos três materiais testados, sendo que este resultado pode estar relacionado ao ângulo de contato entre a superfície e o fluido refrigerante.

Na superfície de cobre, foi observada a diminuição do coeficiente de transferência de calor com o aumento da rugosidade superficial, para rugosidades elevadas. Esta diminuição pode estar relacionada à presença de pequenas cavidades no interior das cavidades maiores, fazendo com que estas não sejam ativadas. Como resultado, é verificado um menor coeficiente de transferência de calor, mesmo na condição de rugosidade elevada.

Na superfície de aço inoxidável foi possível comparar uma superfície polida e uma superfície lixada com rugosidades próximas, assim, foi verificado um coeficiente de transferência de calor levemente superior na superfície polida. Esta diferença pode estar relacionada às cavidades formadas na superfície polida devido ao uso da massa polidora, tornando esta superfície mais propícia à nucleação.

Além deste efeito, foi verificada a influência do processo de jateamento sobre a superfície de aço inoxidável, sendo esta reduzida, principalmente para pressões mais elevadas.

Além disso, verificou-se a diminuição do coeficiente de transferência de calor para a maior rugosidade testada, como foi observado na superfície de cobre.

Na superfície de latão foram verificados os diversos parâmetros de rugosidade superficial, verificando a existência de alguns componentes periódicos no perfil da superfície, influenciados pelo tamanho dos grãos do material utilizado no processo de jateamento da superfície.

Por fim, foi verificado o efeito de envelhecimento da superfície em superfícies de cobre, latão e aço inoxidável. O primeiro apresentou uma diminuição do coeficiente de transferência de calor com o tempo, para $R_a = 4,6 \mu m$, não apresentando este efeito para a superfície de maior rugosidade. Já a superfície de aço inoxidável não apresentou qualquer efeito de envelhecimento e a superfície de latão apresentou um resultado intermediário. Este efeito pode estar relacionado à diferença entre a resistência mecânica dos materiais utilizados, o que explicaria a alteração das características da superfície com o processo de ebulição.

CAPÍTULO 5 – CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

5.1 Considerações gerais

A presente pesquisa se concentrou em apenas um dos parâmetros físicos que afetam o coeficiente de transferência de calor. Vários outros fatores como pressão, material da superfície, distância entre tubos (no caso de um banco de tubos), entre outros, são significativos na ebulação nucleada. Por este motivo, a ebulação nucleada constitui em um fenômeno ainda por desbravar, desafiando grupos de pesquisa em todo o mundo.

Com um banco de dados para os refrigerantes R123 e R134a, pressões baixas a elevadas, três materiais distintos e os mais diversos acabamentos superficiais foi possível verificar as tendências de cada um destes parâmetros, sendo os esforços concentrados na análise da influência do acabamento superficial.

Além de analisar o efeito do acabamento superficial propriamente dito, foi verificado o efeito de envelhecimento da superfície. Este efeito está relacionado a uma redução do coeficiente de transferência de calor, tendo sido pouco estudado no passado.

5.2 Conclusões

A partir dos resultados experimentais e da análise da literatura, foi possível levantar as seguintes conclusões:

- Tanto o R123 quanto o R134a apresentaram a mesma tendência no que diz respeito ao efeito da rugosidade, sendo que o R134a se mostrou mais sensível;

- O acabamento superficial não influencia significativamente a forma como a pressão afeta o coeficiente de transferência de calor;
- A superfície de latão apresentou o maior coeficiente de transferência de calor dos materiais testados, sendo que este resultado pode estar relacionado ao maior ângulo de contato;
- Para valores de rugosidade elevados (acima de $3,5 \mu\text{m}$ de R_a) foi verificada uma diminuição no coeficiente de transferência de calor;
- O processo de jato de areia, para a superfície de aço inoxidável, não afeta significativamente o coeficiente de transferência de calor;
- O efeito de envelhecimento da superfície deve estar relacionado à resistência mecânica do material, uma vez que o cobre apresentou um efeito mais acentuado e o aço inoxidável não se mostrou sensível.

5.3 Recomendações para trabalhos futuros

Embora o presente trabalho tenha considerado diversos aspectos da influência do acabamento superficial na ebulação nucleada, ainda existem algumas lacunas que podem ser preenchidas por trabalhos futuros como:

- Realização de ensaios para novos refrigerantes, como hidrocarbonetos e amônia, buscando soluções que não comprometam a camada de ozônio e não influenciem o aquecimento global;
- Utilização de uma câmera de alta velocidade para verificar a interação entre as cavidades próximas e desenvolver modelos para o coeficiente de transferência de calor;
- Utilização de técnicas estatísticas para relacionar o processo de acabamento à distribuição de cavidades ao longo da superfície;
- Obtenção de microfotografias antes e após o processo de ebulação para verificação de alterações superficiais devido ao efeito de envelhecimento da superfície.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ABERNETHY R. B.; THOMPSON J. W. (1973), *Handbook, Uncertainty in Gas Turbine Measurements*. Arnold Engineering Development Center, Arnold Air Force Station, Tennessee.
- BENDAT J. S.; PIERSOL A. G. (1971), *Random Data: Analysis and Measurement Procedures*, John Wiley & Sons, Inc.
- BERENSON P. J. (1962), *Experiments on Pool Boiling Heat Transfer*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 5, pp. 985-999.
- BERGLES A. E.; ROHSENOW W. M. (1964), *The Determination of Forced-convection Surface Boiling Heat Transfer*, Journal of Heat Transfer – Transactions of ASME, vol. 86, pp. 365-372.
- BERNARDIN J. D.; MUDAWAR I.; WALSH C. B.; FRANSES E. I. (1997), *Contact Angle Temperature Dependence for Water Droplets on Practical Aluminum Surfaces*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 40, no. 5, pp. 1017-1033.
- CHAUDHRI I. H.; MCDOUGALL I. R. (1969), *Ageing Studies in Nucleate Pool Boiling of Isopropyl Acetate and Perchloroethylene*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 12, pp. 681-688.
- COLLIER, J. G.; THOME J.R. (1996), *Convective Boiling and Condensation*, Clarendon Press – Oxford, 3rd Edition.
- COOPER M. G. (1984), *Heat Flow Rates in Saturated Nucleate Pool Boiling – a Wide Range Examination Using Reduced Properties*, Advances in Heat Transfer, vol. 16, pp. 157-239.

- CORNWELL K. (1982), *On Boiling Incipience Due to Contact Angle Hysteresis*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 25, no. 2, pp. 205-211.
- FEDOTKIN I. M.; PIDSUKHA N. A. (1976), *A Possible Mean Number of Nucleation Sites*, Heat Transfer – Soviet Research, vol. 8, no. 3, pp. 41-45.
- GAERTNER R. F. (1965), *Photographic Study of Nucleate Pool Boiling on a Horizontal Surface*, Journal of Heat Transfer – Transactions of ASME, vol. 87, pp. 17-29.
- GOLOBIC I.; GJERKES H. (2001), *Interactions Between Laser-activated Nucleation Sites in Pool Boiling*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 44, pp.143-153.
- HAN C. Y.; GRIFFITH P. (1965), *The Mechanism of Heat Transfer in Nucleate Pool Boiling – Part I*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 8, pp. 887-904.
- HELED Y.; RICKLIS J.; ORELL A. (1970), *Pool Boiling from Large Arrays of Artificial Nucleation Sites*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 13, pp. 503-516.
- HOLLAND P. K.; WINTERTON R. H. S. (1973), *Nucleation of Sodium Boiling from Surface Cavities Containing Gas*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 16, pp. 1453-1458.
- HSU Y. Y. (1962), *On the Size Range of Active Nucleation Cavities on a Heating Surface*, Journal of Heat and Mass Transfer, pp. 207-216.
- JABARDO J. M. S. (1988), *Transferência de Calor em Escoamento Bifásico*, Departamento de Engenharia Mecânica – Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, Notas de Aula.
- KANG M. G. (2000), *Effect of Surface Roughness on Pool Boiling Heat Transfer*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 43, pp. 4073-4085.
- KIPER A. M. (1971), *Minimum Bubble Departure Diameter in Nucleate Pool Boiling*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 14, pp. 931-937.
- KULOOR N. R.; RADHAKRISHNAN V. N. (1966), *Effect of Surface Roughness on Nucleate Boiling*, Chemical and Process Engineering, Junho, pp. 276-286.

- KUTATELADZE S. S. (1961), *Boiling Heat Transfer*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 4, pp. 31-45.
- LIENHARD J. H.; SCHROCK V. E. (1966), *Generalized Displacement of the Nucleate Boiling Heat-flux Curve, with Pressure Change*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 9, pp. 355-363.
- LORENZ J. J.; MIKIC B. B.; ROHSENOW W. M. (1974), *The Effect of Surface Conditions on Boiling Characteristics*, Heat Transfer, vol. 4, Proceedings of 5th International Heat Transfer Conference, Tokyo, Japan.
- MCFADDEN P. W.; GRASSMANN P. (1962), *The Relation Between Bubble Frequency and Diameter During Nucleate Pool Boiling*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 5, pp. 169-173.
- MIKIC B. B.; ROHSENOW W. M. (1969), *A New Correlation of Pool Boiling Data Including the Effect of Heating Surface Characteristics*, Journal of Heat Transfer – Transactions of ASME, vol. 91, ser. C, no. 2, pp. 245-250.
- MOFFAT R. J. (1988), *Describing the Uncertainties in Experimental Results*, Experimental Thermal and Fluid Science, vol. 1, pp. 3-17.
- NISHIKAWA K.; YAMAGATA K. (1960), *On the Correlation of Nucleate Boiling Heat Transfer*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 1, pp. 219-235.
- NUKIYAMA S. (1934) reeditado em (1966), *The Maximum and Minimum Values of the Heat Q Transmitted from Metal to Boiling Water under Atmospheric Pressure*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 9, pp. 1419-1433.
- PERRY R. H. (1976), *Engineering Manual: A Practical Reference of Design Methods and Data in Building Systems, Chemical, Civil, Electrical, Mechanical and Environmental Engineering and Energy Conversion*, McGraw Hill, 3rd Edition.

- RIBATSKI G. (2002), *Análise Teórica e Experimental da Ebulação Nucleada de Refrigerantes Halogenados*, Tese (Doutorado), Escola de Engenharia de São Carlos – Universidade de São Paulo, 257 p.
- ROHSENOW W. M. (1952), *A Method for Correlating Heat Transfer Data for Surface Boiling of Liquids*, Journal of Heat Transfer - Transactions of ASME, vol. 74, pp. 969-976.
- ROY CHOWDHURY S. K.; WINTERTON R. H. S. (1985), *Surface Effects in Pool Boiling*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 28, no. 10, pp. 1881-1889.
- RUCKENSTEIN E. (1966), *Remarks on Nucleate Boiling Heat Transfer from a Horizontal Surface*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 9, pp. 229-237.
- SAKASHITA H.; KUMADA T. (2001), *Method for Predicting Boiling Curves of Saturated Nucleate Boiling*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 44, pp. 673-682.
- SAUER H. J.; MEDROW R. A.; SINNARWALLA A. M. (1975), *Effects of Surface Condition on Nucleate Boiling of Refrigerant-11*, Transactions of ASME, vol. 81, part II, pp.274-281.
- SILVA E. F. (2002), *Análise Experimental da Ebulação Nucleada de Hidrocarbonetos Halogenados de Baixa e Média Pressão em Tubos Horizontais*, Dissertação (Mestrado), Escola de Engenharia de São Carlos – Universidade de São Paulo, 132 p.
- SINGH A.; MIKIC B. B.; ROHSENOW W. M. (1976), *Active Sites in Boiling*, Journal of Heat Transfer – Transactions of ASME, pp. 401-406.
- STEPHAN K.; ABDELSALAM M. (1980), *Heat Transfer Correlations for Natural Convection Boiling*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 23, pp. 73-87.
- STERMAN L. S.; VILEMAS Y. (1968), *The Influence of the State of Heating Surface on Heat Transfer at Boiling*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 11, pp. 347-351.

- TOLUBINSKY V. I.; OSTROVSKY J. N. (1966), *On the Mechanism of Boiling Heat Transfer (Vapour Bubbles Growth Rate in the Process of Boiling of Liquids, Solutions, and Binary Mixtures)*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 9, pp. 1463-1470.
- WANG C. H.; DHIR V. K. (1993), *Effect of Surface Wettability on Active Nucleation Site Density During Pool Boiling of Water on a Vertical Surface*, Journal of Heat Transfer – Transactions of ASME, vol. 115, pp. 659-669.
- WEN D. S.; WANG B. X. (2002), *Effects of Surface Wettability on Nucleate Pool Boiling Heat Transfer for Surfactant Solutions*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 45, pp. 1739-1747.
- WHITEHOUSE D. J. (1994), *Handbook of Surface Metrology*. Bristol and Philadelphia, Institute of Physics Publishing.
- ZUBER N. (1963), *Nucleate Boiling. The Region of Isolated Bubbles and the Similarity with Natural Convection*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 6, pp. 53-78.

APÊNDICE A – ANÁLISE DE INCERTEZAS

A.1 Calibração

Antes de discutir o método utilizado na determinação da incerteza dos parâmetros calculados, será feita uma breve análise da calibração e incerteza dos instrumentos de medida utilizados.

Para calibrar os termopares utilizados no presente trabalho, foi adotado o procedimento de calibração de ABERNETHY e THOMPSON (1973). Por este método, são levantados pontos, neste caso através do uso de um banho termostático, aumentando a temperatura até um máximo, dentro da faixa de temperaturas em que se deseja trabalhar. Em seguida, a temperatura é reduzida, repetindo os pontos determinados anteriormente, para verificar a existência de histerese. É recomendado que este processo seja repetido o maior número de vezes possível, sendo repetido três vezes nesta calibração, resultando em uma tabela como a Tabela A.1.

Tabela A.1 –Procedimento para calibração dos termopares

<i>Temperatura do banho</i>	<i>Calibração 1</i>		<i>Calibração 2</i>		<i>Calibração 3</i>	
	Subida	Descida	Subida	Descida	Subida	Descida
-10						
0						
...						
50						
60						

Com as curvas de subida e descida, aplica-se o método dos mínimos quadrados, resultando em uma curva polinomial que se ajusta aos dados. Utilizando os dados da Tabela A.1

e os resultados da curva polinomial, é possível calcular o desvio padrão para cada linha da Tabela A.1, definido como:

$$s_{T_{\text{batcho}}} = \sqrt{\frac{\sum (T_{\text{calibração}} - T_{\text{polinomio}})^2}{N - 1}} \quad (A.1)$$

Sendo N o número total de pontos para cada condição. Com os desvios padrão de todos os pontos, calcula-se a traceabilidade, definida como:

$$S = \pm \sqrt{\frac{\sum s_{T_{\text{batcho}}}^2}{K}} \quad (A.2)$$

Onde K é o número de níveis de temperatura em que foram realizadas as medidas, neste caso igual a 8. O número de graus de liberdade de todas as calibrações, necessário para determinação da incerteza, é definido como:

$$GL = \frac{S^4}{\frac{1}{K(N-1)} \sum s_{T_{\text{batcho}}}^4} \quad (A.3)$$

Para um número de graus de liberdade menor do que 30, utiliza-se a distribuição de *t-Student*, para valores acima de 30 graus de liberdade, utiliza-se $t=2$. Adotando uma confiabilidade de 95%, a incerteza da medida da temperatura será dada por:

$$\mu = \pm t_{95} S \quad (A.4)$$

Adotando este procedimento, foi realizada a calibração dos termopares, juntamente com os canais aos quais estes se encontram conectados, utilizando um banho termostático HAAKE C35 com acuracidade de 0,01 °C. A faixa de temperaturas na calibração envolve valores entre -10 °C e 60 °C, cujos resultados estão listados na Tabela A.2.

Tabela A.2 – Resultados da calibração dos termopares

T_{banho}	Calibração 1				Calibração 2				Calibração 3			
	1	2	3	4	1	2	3	4	1	2	3	4
-10	-10,22	-9,96	-10,02	-10,1	-10,11	-9,89	-9,96	-10,03	-10,21	-9,98	-10,03	-10,1
0	-0,21	-0,04	-0,01	-0,11	-0,07	0,09	0,07	0,03	-0,17	0,01	0,02	-0,04
10	9,72	9,88	9,87	9,81	9,88	10,01	10,02	9,95	9,8	9,94	9,97	9,9
20	19,72	19,84	19,89	19,83	19,87	19,96	20	19,94	19,83	19,92	19,94	19,9
30	29,75	29,83	29,9	29,85	29,9	29,96	30,04	29,98	29,87	29,93	30,02	29,96
40	39,8	39,84	39,91	39,86	40	40,02	40,12	40,06	39,96	39,98	40,09	40,02
50	49,89	49,9	50	49,94	50,05	50,05	50,18	50,11	50,05	50,04	50,18	50,11
60	59,9	59,89	60,01	59,94	60,05	60,02	60,14	60,08	60,02	59,99	60,12	60,06
50	49,89	49,88	49,99	49,93	50,07	50,07	50,18	50,14	50,01	50,01	50,14	50,08
40	39,87	39,91	40,01	39,94	39,93	39,96	40,06	40	39,96	39,99	40,09	40,03
30	29,81	29,87	29,96	29,88	29,88	29,94	30,03	29,97	29,82	29,88	29,96	29,9
20	19,74	19,85	19,91	19,85	19,81	19,91	19,97	19,91	19,77	19,88	19,94	19,87
10	9,76	9,91	9,94	9,88	9,81	9,95	9,98	9,91	9,79	9,93	9,96	9,88
0	-0,24	-0,06	-0,04	-0,1	-0,16	0,02	0,03	-0,04	-0,22	-0,05	-0,04	-0,09
-10	-10,2	-9,98	-10,05	-10,09	-10,22	-9,99	-10,08	-10,11	-10,24	-10,02	-10,07	-10,16

As colunas indicando de 1 até 4 da Tabela A.2 representam os canais do sistema de aquisição calibrados. Com esses dados, foi possível ajustar uma curva, Fig. A.1, entre a temperatura medida e a temperatura real, ou seja, do banho termostático.

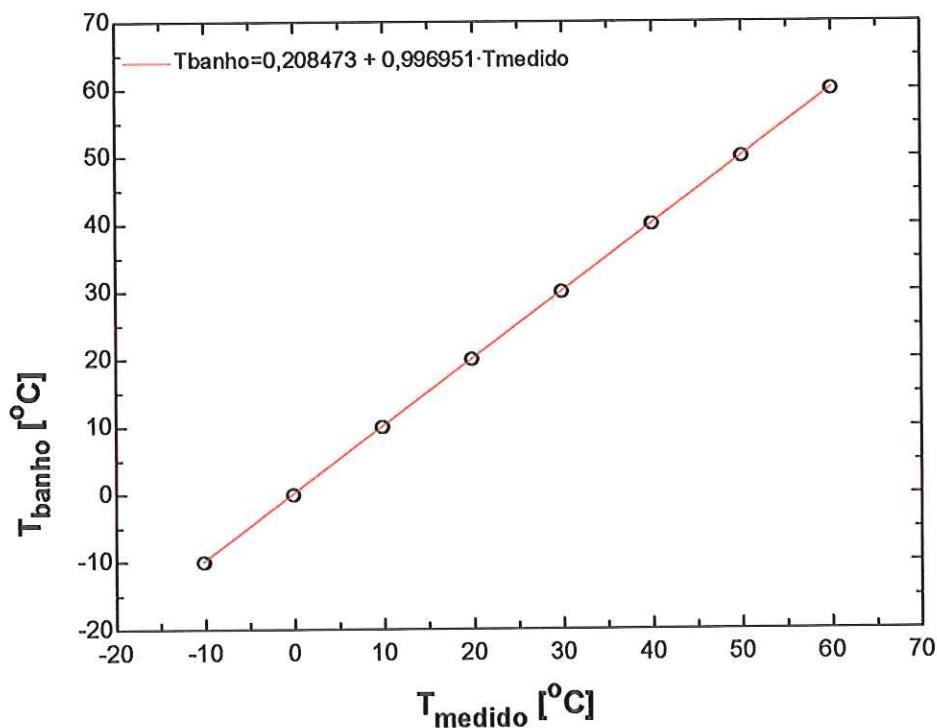


Figura A.1 – Calibração do canal 1 com uso do banho termostático

Como pode ser observado na Fig. A.1, a equação que melhor se ajusta aos valores lidos no termopar do canal 1 é dada por:

$$T_{banho} = 0,208473 + 0,996951 \cdot T_{medido} \quad (A.5)$$

Assim, adotando o procedimento de ABERNETHY e THOMPSON (1973) é possível obter a Tabela A.3, onde pode ser verificado que a incerteza da medida do conjunto canal/termopar 1 é da ordem de 0,2 °C.

Tabela A.3 – Resultados da calibração do termopar do canal 1

T_{banho}	\bar{T}_{medido} - eq.(A.5)	s_i	s_i^2	s_i^4
-10	-10,24	0,0947	0,0090	0,000080
0	-0,21	0,1022	0,0104	0,000109
10	9,82	0,0840	0,0071	0,000050
20	19,85	0,0948	0,0090	0,000081
30	29,88	0,0940	0,0088	0,000078
40	39,91	0,1064	0,0113	0,000128
50	49,94	0,1146	0,0131	0,000172
60	59,97	0,0826	0,0068	0,000046
50	49,94	0,1093	0,0120	0,000143
40	39,91	0,0471	0,0022	0,000005
30	29,88	0,0663	0,0044	0,000019
20	19,85	0,1015	0,0103	0,000106
10	9,82	0,0490	0,0024	0,000006
0	-0,21	0,0417	0,0017	0,000003
-10	-10,24	0,0309	0,0010	0,000001
$S = 0,08544$		$GL = 8,56$		
$t_{95} = 2,281$		$\mu = \pm t_{95} S = \pm 0,19 \text{ } ^\circ\text{C}$		

Adotando o procedimento descrito acima para cada conjunto canal/termopar do sistema de aquisição, é possível obter a Tabela A.4.

Tabela A.4 – Incerteza de cada canal/termopar do sistema de aquisição

Canal 1	Canal 2	Canal 3	Canal 4
$\mu = \pm 0,195 \text{ } ^\circ\text{C}$	$\mu = \pm 0,189 \text{ } ^\circ\text{C}$	$\mu = \pm 0,189 \text{ } ^\circ\text{C}$	$\mu = \pm 0,188 \text{ } ^\circ\text{C}$

A incerteza das medidas de temperatura utilizadas neste trabalho será adotada, portanto, como 0,2 °C.

Para a determinação do coeficiente de transferência de calor, além das temperaturas, é necessário obter o valor do fluxo de calor, diretamente relacionada às medidas obtidas de tensão e corrente na resistência elétrica. Para medida da corrente foi utilizado um multímetro da marca MINIPA modelo ET-2700, com precisão de 0,8% do valor medido na faixa utilizada. Já a

tensão foi medida com um multímetro marca HP modelo 3457A, com precisão de 0,5% do valor medido dentro da faixa utilizada. Na Tabela A.5 é possível encontrar alguns valores utilizados no presente trabalho com suas respectivas incertezas.

Tabela A.5 – Valores de incerteza para medida da corrente e tensão

Corrente [A]	Incerteza [A]	Tensão [V]	Incerteza [V]
7,05	0,056	205,5	1,03
6,55	0,052	191,5	0,96
5,90	0,047	174,5	0,87
5,28	0,042	155,8	0,78
4,55	0,036	134,8	0,67
3,73	0,030	109,7	0,55
2,68	0,021	78,9	0,39
1,65	0,013	48,4	0,24
0,96	0,008	28,5	0,14

A.2 Propagação de incertezas

Em muitas análises, especialmente na área de transferência de calor, a variável que se deseja determinar não é medida diretamente, mas calculada a partir de valores primários. A incerteza dessa variável será uma combinação dos valores primários utilizados em seu cálculo. KLINE e McCLINTOCK apud MOFFAT (1988) propuseram o método da soma quadrática do efeito de cada uma das variáveis. Por este método, seja $R = R(x_1, x_2 \dots x_n)$ e $w(x)$ a incerteza de cada variável, a incerteza do parâmetro dependente R pode ser calculada como:

$$w(R) = \left[\left(\frac{\partial R}{\partial x_1} w(x_1) \right)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial x_2} w(x_2) \right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial R}{\partial x_n} w(x_n) \right)^2 \right]^{1/2} \quad (A.6)$$

Por este método, o intervalo de confiança para a incerteza dos resultados é o mesmo que o das incertezas dos valores primários, neste trabalho de 95%.

A.2.1 Incerteza na área da superfície de transferência de calor

A área de transferência de calor é dada por $A = \pi d_{ext} L_{res}$, onde d_{ext} é o diâmetro externo do tubo e L_{res} é o comprimento da resistência elétrica. A medida desses valores foi

realizada com um paquímetro, apresentando os seguintes resultados: $d_{ext} = 19,00 \pm 0,05 \text{ mm}$ e $L_{res} = 210,00 \pm 0,05 \text{ mm}$. Substituindo na Eq. (A.6), tem-se:

$$w(A) = \left[(\pi L_{res} w(d_{ext}))^2 + (\pi d_{ext} w(L_{res}))^2 \right]^{1/2} \quad (A.7)$$

Substituindo-se os valores, é possível verificar que a área será dada por $A = 125,35 \pm 0,33 \text{ cm}^2$, resultando em uma incerteza inferior a 0,3 %.

A.2.2 Incerteza no fluxo específico de calor

Como foi verificado no capítulo referente ao aparato experimental, o fluxo de calor no sentido longitudinal do tubo pode ser desprezado, portanto a incerteza desta medida será calculada sem considerar este efeito.

A potência elétrica fornecida à resistência elétrica é determinada por um voltímetro e um multímetro cujas precisões são dadas na Tabela A.5. Como o fluxo de calor pode ser escrito como $\phi = V \cdot I / A$, a incerteza pode ser dada por:

$$w(\phi) = \left[\left(\frac{I}{A} w(V) \right)^2 + \left(\frac{V}{A} w(I) \right)^2 + \left(\frac{V \cdot I}{A^2} w(A) \right)^2 \right]^{1/2} \quad (A.8)$$

Assim é possível calcular a incerteza na medida do fluxo para a faixa de condições utilizadas no presente trabalho, resultando na Tabela A.6.

Tabela A.6 – Incertezas no fluxo de calor

$\phi [kW/m^2]$	$w(\phi) [kW/m^2]$
133,144	1,304
89,130	0,873
53,918	0,528
27,509	0,269
9,903	0,097
1,100	0,011

A.2.3 Incerteza na determinação da temperatura de saturação

A temperatura de saturação do refrigerante é calculada pela média aritmética entre o termopar presente na região seca da cuba de ebulação e o termopar na região inundada. Assim, a incerteza pode ser calculada como:

$$w(T_{sat}) = \left[\left(\frac{1}{2} w(T) \right)^2 + \left(\frac{1}{2} w(T) \right)^2 \right]^{1/2} \quad (A.9)$$

Através da equação acima, verifica-se que a incerteza na medida da temperatura de saturação é igual a 0,15 °C, que será aproximado para 0,2 °C, a mesma incerteza para as demais medidas de temperatura.

A.2.4 Incerteza na determinação do superaquecimento da superfície

O superaquecimento da superfície é dado pela diferença entre a temperatura superficial e a temperatura de saturação. Neste caso, já deve ser considerada a correção da temperatura lida no termopar proposta na descrição do aparato experimental.

$$w(\Delta T) = \left[(w(T_p))^2 + (w(T_{sat}))^2 \right]^{1/2} \quad (A.10)$$

Substituindo os valores é possível encontrar que a incerteza na medida do superaquecimento é da ordem 0,26 °C, sendo aproximado para 0,3 °C.

A.2.5 Incerteza na determinação do coeficiente de transferência de calor

O coeficiente de transferência de calor é definido como a razão entre o fluxo específico de calor e o superaquecimento da superfície. Assim, a incerteza deste parâmetro pode ser dada por:

$$w(h) = \left[\left(\frac{w(\phi)}{\Delta T} \right)^2 + \left(\frac{\phi \cdot w(\Delta T)}{\Delta T^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (A.11)$$

Como a incerteza do coeficiente de transferência de calor é dependente do fluxo e do superaquecimento da superfície, deve ser calculada para cada ponto experimental

separadamente. A Tabela A.7 apresenta alguns resultados experimentais com os valores de incerteza.

Tabela A.7 – Incerteza no coeficiente de transferência de calor

$\Delta T [{}^{\circ}C]$	$h [kW/m^2 \cdot {}^{\circ}C]$	$w(h) [kW/m^2 \cdot {}^{\circ}C]$	$w(h) / h [\%]$
10,4	9,327	0,284	3,0
10,0	8,351	0,265	3,2
9,3	7,015	0,237	3,4
8,6	5,579	0,203	3,6
8,2	4,977	0,189	3,8
7,6	4,225	0,172	4,1
7,0	3,382	0,148	4,4
6,6	2,964	0,137	4,6
6,4	2,609	0,126	4,8
5,9	2,067	0,107	5,2

APÊNDICE B – PARÂMETROS DE RUGOSIDADE

B.1 Parâmetros para caracterização da superfície

A grande maioria dos trabalhos discutidos na *Pesquisa Bibliográfica* trata da relação entre o acabamento superficial e o coeficiente de transferência de calor. Com isso, faz-se necessária uma discussão a respeito de diversos parâmetros de rugosidade.

O presente tópico visa definir e fazer breves comentários sobre a acuracidade e aplicação de cada parâmetro. Deve ser observado ainda que alguns parâmetros, por serem de difícil medição, não são utilizados na prática. Para melhor visualização de cada parâmetro de rugosidade, na Fig. B.1 podem ser observados os parâmetros utilizados nos cálculos.

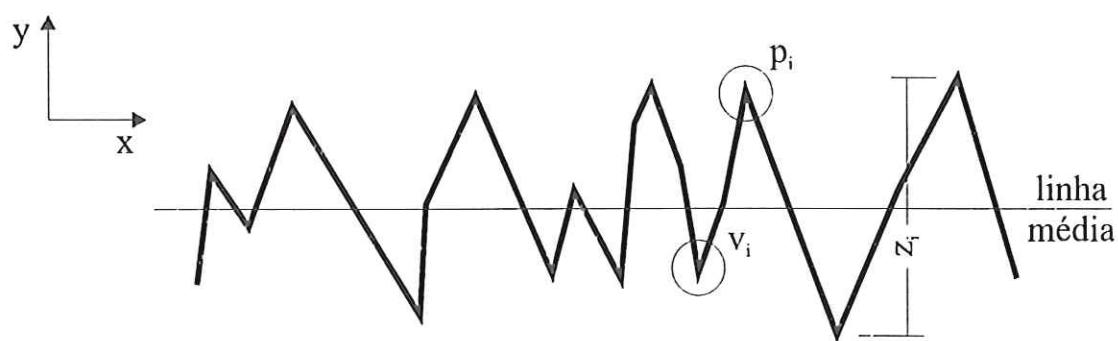


Figura B.1 – Definição dos parâmetros utilizados nos cálculos.

- **R_a (CLA ou AA):** considerado o “pai” de todos os demais parâmetros, sendo conhecido no passado como *CLA* (*Center Line Average*) na Inglaterra e como *AA* (*Arithmetic Average*) nos Estados Unidos. É amplamente utilizado por ser um parâmetro simples de

calcular em equipamentos analógicos. É definido como o desvio médio do perfil da superfície em relação à linha média, podendo ser calculado por:

$$Ra = \frac{1}{L} \int_0^L |y(x)| dx \quad (B.1)$$

Seu uso primário é o monitoramento de processos de produção, onde a mudança gradual do acabamento superficial pode ocorrer devido ao desgaste da ferramenta. Pela sua característica, defeitos isolados na superfície não apresentam influência significativa no valor medido, sendo esta a causa de sua grande repetibilidade. No entanto, por se tratar basicamente de uma média do perfil, este parâmetro não permite a distinção dos três perfis da Fig. B.2, por exemplo.

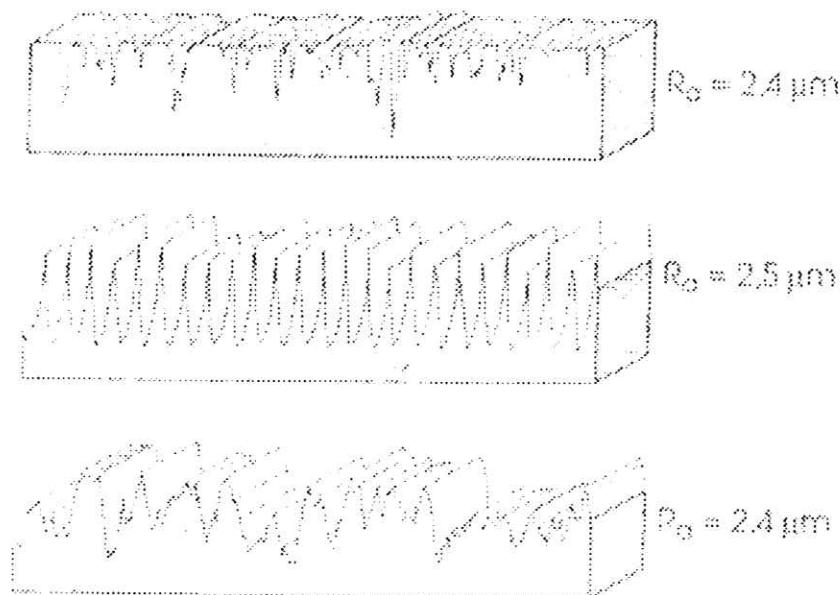


Figura B.2 – Exemplo de perfis com mesmo Ra

- Rz : este parâmetro deve ser utilizado com muita cautela, uma vez que é definido de maneiras distintas na norma DIN e na norma ISO. A norma alemã (DIN) determina que o perfil seja dividido em cinco comprimentos iguais e a distância máxima entre pico e vale (z) seja calculada em cada divisão. Rz , neste caso, é definido como a média destas cinco medidas. A norma ISO determina que se utilize os cinco maiores picos e os cinco vales mais profundos no cálculo do Rz . Com estas definições, é possível calcular este parâmetro por:

$$Rz_{DIN} = \frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 z_i \quad (B.2)$$

$$Rz_{ISO} = \frac{1}{5} \left(\sum_{i=1}^5 p_i - \sum_{i=1}^5 v_i \right) \quad (B.3)$$

Este tipo de parâmetro é mais sensível a mudanças no acabamento superficial do que Ra . Sua aplicação principal está em superfícies onde um único defeito pode acarretar problemas. A desvantagem em utilizar o cálculo proposto pela norma *ISO* está na possibilidade de haver uma seqüência de picos ou vales muito acentuada em uma pequena porção da superfície, não sendo representativo para toda a superfície.

- Rp : este parâmetro é definido como a distância entre o maior pico presente na amostra de superfície e a linha média do perfil. Assim, este parâmetro se torna muito sensível a qualquer irregularidade presente na superfície.
- Rq : muitas vezes este parâmetro é confundido com a raiz média quadrática (RMS), muito utilizada nos Estados Unidos, no entanto, sua definição é uma pouco diferente. Rq é a raiz quadrada do quadrado do desvio do perfil em relação à linha média, enquanto que RMS corresponde apenas ao quadrado do desvio do perfil. Equacionando estes dois parâmetros têm-se que:

$$Rq = \sqrt{\frac{1}{L} \int_0^L y^2(x) dx} \quad (B.4)$$

$$RMS = \sqrt{\frac{1}{L} \int_0^L y^2(x) dx} \quad (B.5)$$

O parâmetro Rq é mais sensível a picos e vales do que o parâmetro Ra . No entanto, Rq é raramente utilizado devido à tendência de utilizar parâmetros que representam valores extremos, como Rz , quando é necessária uma certa sensibilidade aos picos e vales do perfil. A importância deste parâmetro está no seu uso quando o perfil é tratado como uma função estatística, já que sua definição é a mesma que a do desvio padrão de uma amostra estatística.

- Rv e Rvm : uma vez que a ebulação nucleada ocorre principalmente em vales da superfície, é necessária a inclusão de parâmetros referentes aos vales do perfil. Rv é definido como a maior profundidade dos vales de um perfil, enquanto que Rvm é a profundidade média dos maiores vales de cinco regiões distintas do perfil, como na definição do Rz da norma *DIN*. Assim, para calcular o Rvm deve-se utilizada a equação:

$$Rvm = \frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 v_i \quad (B.6)$$

O uso destes parâmetros, embora não muito difundidos em outros campos de aplicação, pode ser importante na caracterização de uma superfície onde ocorre a formação de bolhas.

- Vc : este parâmetro, definido como contador de vales, leva em consideração a relação entre vales e o espaçamento entre os mesmos. Como pode ser observado na Fig. B.2, superfícies com mesmo Ra podem apresentar distintos números de vales para um mesmo comprimento. O maior problema para este tipo de parâmetro está na definição do vale, já que o perfil é formado por todos tipos de picos e vales variando em tamanho e geometria. Para resolver este problema, devem ser definidas as profundidades para exclusão, do inglês *cutting depths*, como sendo os limites acima e abaixo da linha média de modo que, para se definir um vale, o perfil deve cruzar o limite superior e o inferior, excluindo os vales de menor dimensão. O número de vales deve ser normalizado pelo comprimento da amostra, para que se tenha o número de vales por unidade de comprimento.

Além destes parâmetros já definidos, é possível tratar o perfil da superfície como um problema estatístico. Este tipo de tratamento só é possível com o uso de computadores, onde cada amplitude do perfil é tratada como um ponto da amostra. A distribuição de amplitudes de um dado perfil pode ser visualizada na Fig. B.3.

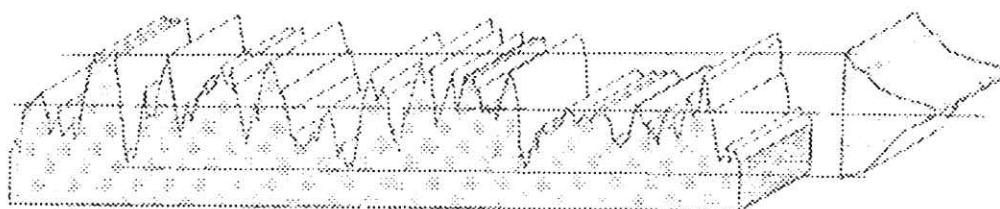


Figura B.3 – Curva de distribuição de amplitudes

A curva de distribuição de amplitudes é definida matematicamente pelos momentos estatísticos que, por sua vez, dependem dos pontos da amostra. O primeiro momento é a média, definida como:

$$m_1 = \bar{y} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n y_i \quad (B.7)$$

O segundo momento é a variância, definida como o quadrado do parâmetro de rugosidade Rq . Este momento fornece uma idéia da dispersão dos dados em torno da média.

$$m_2 = Rq^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n y_i^2 \quad (B.8)$$

O terceiro momento (inclinação, do inglês *skewness*) fornece uma idéia da simetria da distribuição de amplitudes em torno da média, podendo ser negativo ou positivo. Sendo que uma inclinação negativa indica que há uma maior concentração de material próxima ao topo do perfil. A variação da profundidade dos vales medidos tem um grande efeito neste parâmetro.

$$m_3 = S_k = \frac{1}{Rq^3} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n y_i^3 \quad (B.9)$$

Por fim, o quarto momento estatístico (*Kurtosis*) mede o quanto “achatada” é a curva de distribuição de amplitudes. Uma curva “achatada” indica picos e vales pontiagudos em uma superfície. A sua sensibilidade a vales e picos atípicos torna difícil sua utilização para propósitos práticos.

$$m_4 = Ku = \frac{1}{Rq^4} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n y_i^4 \quad (B.10)$$

Matematicamente é possível o cálculo de momentos de ordens superiores, mas para análise de rugosidade, não são relevantes.

Por fim será analisada a técnica de autocorrelacionar o perfil da superfície, utilizada pela primeira vez em 1946. A principal função deste método é relacionar a parte analisada do perfil com as demais partes, determinando se o perfil é randômico ou periódico.

Para este fim, é definida a função autocovariância (*ACVF*), onde o perfil é duplicado e sobreposto de modo que ambos os perfis sejam multiplicados ordenada a ordenada. Este processo é repetido deslocando-se um dos perfis por uma dada distância, que será a variável da função autocovariância, que pode ser expressa matematicamente por:

$$ACVF(\Delta x) = \lim_{L \rightarrow \infty} \int_0^L y(x)y(x + \Delta x)dx \quad (B.11)$$

Deve ser observado que o valor de $ACVF(0)$ representa a rugosidade *RMS* dada na eq.(B.5), equivalente a Rq^2 . Normalizando a função autocovariância pelo valor de $ACVF(0)$, é possível encontrar a função de autocorrelação (*ACF*), dada por:

$$ACF(\Delta x) = \frac{ACVF(\Delta x)}{Rq^2} \quad (B.12)$$

Para um perfil aleatório, a função autocorrelação decai rapidamente para zero, enquanto que um perfil periódico determinará uma função autocorrelação periódica. Assim, é possível identificar componentes periódicas no perfil.

Para a utilização da função de autocorrelação, é necessário que a superfície apresente um perfil próximo o suficiente da uniformidade e da ergodicidade, discutidos de forma mais aprofundada na *Pesquisa Bibliográfica*. A principal vantagem deste método é a sua maior confiabilidade do que os demais parâmetros de rugosidade. Isto ocorre devido à propriedade que a função de autocorrelação possui de eliminar efeitos de fase, responsáveis por alterações de características individuais como, por exemplo, maior pico.

APÊNDICE C – RESULTADOS EXPERIMENTAIS

R-123 - Superfície de Cobre

$Ra = 0,16 \mu m$ (lixada)			
$p_{sat} = 40,2 \text{ kPa}$			
T_{sat} $[^{\circ}\text{C}]$	ΔT $[^{\circ}\text{C}]$	h $[kW/\text{m}^2]$	Incerteza [%]
5,6	27,2	4,200	1,5
5,5	25,3	3,878	1,5
5,4	23,9	3,406	1,6
5,5	22,7	2,870	1,6
5,5	21,6	2,269	1,7
5,5	20,3	1,603	1,8
5,5	19,8	1,370	1,8
5,4	19,6	1,230	1,8
5,3	19,5	0,979	1,8
5,4	18,9	0,860	1,9
5,4	18,4	0,687	1,9
5,4	18,2	0,549	1,9
5,4	17,8	0,467	2,0
5,4	17,2	0,390	2,0
5,3	15,9	0,308	2,1
5,3	13,3	0,251	2,5
5,4	8,1	0,205	3,8
5,4	4,7	0,182	6,5

$Ra = 0,16 \mu m$ (lixada)			
$p_{sat} = 127,5 \text{ kPa}$			
T_{sat} $[^{\circ}\text{C}]$	ΔT $[^{\circ}\text{C}]$	h $[kW/\text{m}^2]$	Incerteza [%]
22,9	15,2	1,271	2,2
23,0	14,8	1,107	2,3
23,0	14,6	0,822	2,3
23,1	13,7	0,598	2,4
23,0	13,3	0,521	2,5
23,0	11,2	0,283	2,8
22,9	7,9	0,202	3,9
22,9	4,7	0,173	6,4

$Ra = 0,16 \mu m$ (lixada)			
$p_{sat} = 80,0 \text{ kPa}$			
T_{sat} $[^{\circ}\text{C}]$	ΔT $[^{\circ}\text{C}]$	h $[kW/\text{m}^2]$	Incerteza [%]
23,2	22,2	5,164	1,7
23,1	21,2	4,631	1,7
23,1	20,1	4,065	1,8
23,0	18,8	3,376	1,9
22,9	17,9	2,666	1,9
22,8	16,6	1,980	2,1
22,9	16,0	1,676	2,1
22,9	15,8	1,591	2,1

$Ra = 0,16 \mu m$ (lixada)			
$p_{sat} = 127,5 \text{ kPa}$			
T_{sat} $[^{\circ}\text{C}]$	ΔT $[^{\circ}\text{C}]$	h $[kW/\text{m}^2]$	Incerteza [%]
34,9	19,6	5,780	1,8
34,8	18,8	5,203	1,9
34,7	17,9	4,552	1,9
34,7	17,0	3,868	2,0
34,8	15,9	3,059	2,1
34,7	14,6	2,258	2,3
34,7	13,8	1,915	2,4
34,7	13,5	1,796	2,4
34,7	12,8	1,502	2,5
34,7	12,4	1,340	2,6
34,6	11,5	1,030	2,8
34,6	11,1	0,884	2,9
34,6	10,8	0,769	2,9
34,6	10,4	0,626	3,0
34,6	9,8	0,496	3,2
34,6	9,1	0,356	3,4
34,6	7,6	0,213	4,1
34,5	5,0	0,164	6,1

$Ra = 0,16 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 232,8 \text{ kPa}$			
T_{sat} $^{\circ}\text{C}$	ΔT $^{\circ}\text{C}$	h $/\text{kW}^{\circ}\text{C.m}^2$	Incerteza [%]
53,1	16,7	6,778	2,0
53,3	16,1	6,037	2,1
53,2	15,4	5,296	2,2
53,1	14,7	4,485	2,3
53,1	13,6	3,643	2,4
53,1	12,9	3,223	2,5
53,2	12,0	2,680	2,7
53,2	11,0	2,256	2,9
53,2	10,4	1,845	3,0
53,2	10,0	1,640	3,2
53,1	9,3	1,328	3,4
53,2	8,9	1,123	3,5
53,2	8,6	0,960	3,6
53,2	8,2	0,796	3,8
53,2	7,8	0,626	4,0
53,1	7,2	0,432	4,3
53,1	6,4	0,245	4,8
53,0	4,3	0,145	7,0

T_{sat} $^{\circ}\text{C}$	ΔT $^{\circ}\text{C}$	h $/\text{kW}^{\circ}\text{C.m}^2$	Incerteza [%]
76,0	8,6	2,202	3,6
76,1	8,3	2,000	3,8
75,9	7,8	1,587	4,0
76,0	7,1	1,322	4,3
75,8	6,9	1,163	4,5
75,7	6,6	0,965	4,7

$Ra = 0,16 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 335,6 \text{ kPa}$			
T_{sat} $^{\circ}\text{C}$	ΔT $^{\circ}\text{C}$	h $/\text{kW}^{\circ}\text{C.m}^2$	Incerteza [%]
65,8	14,6	7,817	2,3
65,9	13,4	6,126	2,4
65,9	12,8	5,140	2,5
65,8	12,0	4,100	2,7
65,8	10,9	2,996	2,9
65,8	10,3	2,649	3,1
65,8	10,0	2,443	3,2
65,8	9,4	2,011	3,3
65,8	9,1	1,791	3,4
65,9	8,7	1,443	3,6
65,9	8,1	1,173	3,8
65,8	7,9	1,085	3,9
65,7	7,4	0,891	4,2
65,6	7,0	0,712	4,4
65,4	6,9	0,627	4,5

T_{sat} $^{\circ}\text{C}$	ΔT $^{\circ}\text{C}$	h $/\text{kW}^{\circ}\text{C.m}^2$	Incerteza [%]
5,8	22,7	4,966	1,6
5,6	21,6	4,477	1,7
5,6	20,8	3,999	1,7
5,6	19,9	3,198	1,8
5,8	19,1	2,600	1,8
5,7	18,5	2,227	1,9
5,6	17,8	1,839	1,9
5,6	17,3	1,577	2,0
5,6	17,0	1,419	2,0
5,5	16,4	1,178	2,1
5,6	16,0	0,960	2,1
5,6	15,7	0,764	2,2
5,6	15,4	0,645	2,2
5,6	15,4	0,532	2,2
5,5	15,0	0,459	2,2
5,5	14,3	0,347	2,3
5,5	11,1	0,281	2,9
5,5	7,2	0,232	4,3
5,5	4,5	0,177	6,8

$Ra = 0,16 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 441,6 \text{ kPa}$			
T_{sat} $^{\circ}\text{C}$	ΔT $^{\circ}\text{C}$	h $/\text{kW}^{\circ}\text{C.m}^2$	Incerteza [%]
76,1	13,1	8,748	2,5
76,0	12,5	7,784	2,6
76,0	11,8	6,668	2,7
76,0	11,3	5,908	2,8
76,1	10,5	4,621	3,0
76,0	9,7	3,366	3,3
75,9	9,3	2,912	3,4
75,9	9,1	2,696	3,4

T_{sat} $^{\circ}\text{C}$	ΔT $^{\circ}\text{C}$	h $/\text{kW}^{\circ}\text{C.m}^2$	Incerteza [%]
23,0	18,9	6,101	1,9
22,9	18,0	5,284	1,9
22,9	17,4	4,661	2,0
22,9	16,6	3,838	2,1
22,9	15,9	3,118	2,1
23,0	15,2	2,579	2,2
22,9	14,8	2,205	2,2
22,9	14,1	1,712	2,3
22,9	13,6	1,421	2,4
22,8	13,3	1,245	2,5
22,9	12,9	0,959	2,5
22,9	12,6	0,816	2,6
22,9	12,3	0,678	2,6
22,8	12,1	0,544	2,7
22,9	11,6	0,418	2,8
22,9	10,8	0,310	2,9
22,9	7,3	0,214	4,2
22,8	4,9	0,177	6,2

$Ra = 0,47 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 127,7 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW°C.m²]	Incerteza [%]
34,7	16,6	6,910	2,1
34,8	15,9	6,109	2,1
34,7	15,3	5,263	2,2
34,8	14,6	4,530	2,3
34,7	13,7	3,551	2,4
34,8	13,2	3,125	2,5
34,7	12,6	2,559	2,6
34,7	11,9	2,071	2,7
34,6	11,4	1,699	2,8
34,6	11,0	1,484	2,9
34,6	10,5	1,130	3,0
34,7	10,2	0,968	3,1
34,7	9,8	0,820	3,2
34,7	9,7	0,687	3,2
34,6	9,5	0,530	3,3
34,6	9,1	0,374	3,4
34,6	7,3	0,250	4,2
34,6	5,2	0,180	5,9

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW°C.m²]	Incerteza [%]
65,8	8,0	3,414	3,9
65,8	7,7	3,192	4,0
65,7	7,2	2,643	4,3
65,8	6,9	2,397	4,5
65,8	6,4	1,924	4,8
65,9	6,2	1,647	5,0
65,8	5,9	1,399	5,2
65,7	5,6	1,180	5,4
65,6	5,3	0,955	5,7

$Ra = 0,47 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 231,3 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW°C.m²]	Incerteza [%]
52,9	13,9	8,174	2,4
53,1	13,2	7,351	2,5
53,0	12,7	6,420	2,6
53,1	12,0	5,473	2,7
53,0	11,1	4,424	2,9
52,9	10,6	3,860	3,0
53,1	10,1	3,298	3,1
53,0	9,2	2,639	3,4
53,0	8,4	1,956	3,7
53,0	7,7	1,498	4,0
52,9	7,4	1,331	4,1
53,0	7,2	1,186	4,3
53,0	7,1	0,916	4,4
53,0	6,8	0,715	4,5
53,0	6,5	0,486	4,7
52,9	5,8	0,282	5,2

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW°C.m²]	Incerteza [%]
76,0	11,0	10,391	2,9
76,0	10,4	9,327	3,0
75,9	10,0	8,351	3,2
76,0	9,3	7,015	3,4
75,9	8,6	5,579	3,6
75,9	8,2	4,977	3,8
75,9	7,6	4,225	4,1
75,9	7,0	3,382	4,4
75,9	6,6	2,964	4,6
76,0	6,4	2,609	4,8
76,0	5,9	2,067	5,2
75,9	5,6	1,771	5,5
75,7	5,4	1,552	5,7

$Ra = 0,47 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 336,6 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW°C.m²]	Incerteza [%]
65,8	12,0	9,466	2,7
65,9	11,4	8,590	2,8
65,7	10,8	7,644	2,9
65,7	10,2	6,423	3,1
65,7	9,4	5,226	3,3
65,7	8,9	4,598	3,5
65,9	8,3	3,890	3,7

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW°C.m²]	Incerteza [%]
5,3	15,7	7,411	2,2
5,1	15,1	6,452	2,2
5,2	14,5	5,611	2,3
5,1	13,7	4,610	2,4
5,2	13,1	3,842	2,5
5,1	12,0	2,735	2,7
5,1	11,3	2,125	2,8
5,2	10,3	1,569	3,1
5,2	9,6	1,279	3,3
5,2	8,4	0,954	3,7
5,2	8,0	0,516	3,9
5,2	7,2	0,237	4,3

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW°C.m²]	Incerteza [%]
23,0	12,6	9,281	2,6
23,1	11,9	8,178	2,7
23,1	11,3	7,002	2,8

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
23,1	10,7	6,087	3,0
23,1	10,0	4,968	3,2
23,1	9,5	4,327	3,3
23,1	8,9	3,643	3,5
23,1	8,3	2,969	3,8
23,1	7,5	2,212	4,1
23,2	6,9	1,805	4,4
23,2	6,5	1,571	4,7
23,2	6,1	1,277	5,0
23,1	5,8	1,151	5,3
23,1	5,2	0,800	5,9
23,1	4,5	0,399	6,7
23,1	3,9	0,211	7,8

$Ra = 3,3 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 338,4 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
65,9	8,5	13,565	3,7
65,9	8,1	12,155	3,8
65,9	7,6	10,519	4,1
65,9	7,2	9,056	4,3
65,9	6,7	7,508	4,6
65,8	6,0	5,528	5,1
65,8	5,6	4,376	5,5
65,9	4,9	3,248	6,2
66,0	4,5	2,679	6,7
65,9	4,0	2,054	7,5

$Ra = 3,3 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 128,4 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
34,8	11,0	10,394	2,9
34,7	10,5	9,277	3,0
34,7	10,0	8,122	3,1
34,8	9,5	6,877	3,3
34,7	8,8	5,540	3,5
34,7	8,0	4,187	3,9
34,7	7,3	3,342	4,2
34,8	6,6	2,521	4,6
34,8	6,0	2,015	5,1
34,7	5,4	1,591	5,7
34,7	4,9	1,310	6,2
34,7	4,4	0,962	6,9
34,7	3,7	0,439	8,1

$Ra = 3,3 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 444,7 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
76,0	7,8	14,507	4,0
76,0	7,4	13,168	4,2
76,0	7,1	11,489	4,4
75,9	6,6	9,878	4,6
76,0	6,2	7,761	5,0
75,9	5,6	5,890	5,4
76,0	5,2	4,717	5,9
76,0	4,6	3,546	6,6
76,0	4,3	2,845	7,1
76,0	4,0	2,463	7,6
76,0	3,8	2,167	8,0
75,8	3,4	1,802	8,8
75,7	3,0	1,320	10,2
75,5	2,4	0,681	12,3

$Ra = 3,3 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 233,0 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
53,1	9,4	12,171	3,4
53,1	8,9	10,880	3,5
53,1	8,5	9,722	3,7
53,1	8,0	8,159	3,9
53,0	7,4	6,659	4,1
53,0	6,7	4,959	4,6
53,1	6,2	3,872	5,0
53,2	5,6	2,953	5,5
53,1	5,1	2,431	6,0
53,2	4,5	1,847	6,7
53,1	4,2	1,591	7,2
53,0	3,7	1,060	8,2
52,6	2,9	0,511	10,3

$Ra = 4,6 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 40,5 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
4,8	19,5	5,689	1,8
4,8	19,5	5,475	1,8
4,8	19,3	5,165	1,8
4,7	18,9	4,741	1,9
4,7	18,8	4,364	1,9
4,8	18,3	3,879	1,9
4,8	18,0	3,608	1,9
4,9	17,6	3,188	2,0
4,7	17,1	3,488	2,0
4,7	16,6	2,401	2,1
4,7	16,2	2,080	2,1
4,8	15,0	1,640	2,2
4,8	13,0	1,287	2,5
4,8	10,9	0,713	2,9
4,9	10,0	0,600	3,1
5,0	10,1	0,420	3,1
5,0	6,7	0,292	4,6

<i>Ra = 4,6 μm (jato de areia)</i>			
<i>p_{sat} = 84,1 kPa</i>			
<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/°C.m ²]	<i>Incerteza</i> [%]
22,9	15,0	7,554	2,2
22,8	14,8	7,272	2,2
22,8	14,4	6,768	2,3
22,8	14,2	6,367	2,3
22,7	13,8	5,914	2,4
22,9	13,4	5,622	2,4
22,8	12,9	4,966	2,5
22,8	12,6	4,569	2,6
22,8	12,1	4,022	2,7
22,9	11,6	3,472	2,8
22,8	11,1	2,842	2,9
22,9	10,5	2,318	3,0
22,8	9,7	1,694	3,3
22,8	7,8	1,071	4,0
22,8	7,2	0,845	4,3
22,9	6,5	0,664	4,7
22,8	5,2	0,432	5,8

<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/°C.m ²]	<i>Incerteza</i> [%]
53,2	7,1	3,471	4,3
53,2	6,3	2,647	4,9
53,2	5,1	1,764	6,0
53,1	4,4	1,359	6,9
53,1	3,9	1,115	7,8
53,1	3,1	0,694	9,7

<i>Ra = 4,6 μm (jato de areia)</i>			
<i>p_{sat} = 127,6 kPa</i>			
<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/°C.m ²]	<i>Incerteza</i> [%]
34,6	12,8	8,925	2,5
34,6	12,4	8,276	2,6
34,5	11,9	7,551	2,7
34,5	11,4	6,878	2,8
34,4	10,9	5,971	2,9
34,5	10,4	5,186	3,1
34,5	9,8	4,208	3,2
34,5	9,1	3,295	3,4
34,5	7,8	2,174	4,0
34,5	6,1	1,372	5,0
34,5	5,5	1,126	5,6
34,5	4,9	0,870	6,2
34,5	4,0	0,514	7,5

<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/°C.m ²]	<i>Incerteza</i> [%]
65,8	9,9	11,713	3,2
66,0	9,7	11,134	3,3
66,0	9,5	10,378	3,3
65,9	9,2	9,784	3,4
65,8	8,9	9,188	3,5
65,8	8,6	8,310	3,6
65,8	8,3	7,772	3,7
65,8	8,0	7,047	3,9
65,9	7,7	6,466	4,0
65,9	7,2	5,674	4,3
65,9	6,8	4,788	4,5
65,9	6,2	4,075	5,0
65,9	5,4	3,069	5,7
65,8	4,3	2,017	7,0
65,8	3,8	1,628	7,9
65,7	3,4	1,224	8,9
65,4	2,6	0,777	11,4

<i>Ra = 4,6 μm (jato de areia)</i>			
<i>p_{sat} = 233,3 kPa</i>			
<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/°C.m ²]	<i>Incerteza</i> [%]
53,3	10,9	10,581	2,9
53,3	10,7	10,086	3,0
53,3	10,4	9,385	3,0
53,3	10,2	8,821	3,1
53,2	9,9	8,243	3,2
53,2	9,6	7,652	3,3
53,3	9,3	7,030	3,4
53,3	9,1	6,541	3,5
53,2	8,6	5,769	3,6
53,2	8,2	4,990	3,8
53,2	7,7	4,282	4,0

<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/°C.m ²]	<i>Incerteza</i> [%]
11,6	35,3	3,278	1,3
11,5	33,5	3,182	1,3
11,5	32,1	3,136	1,4
11,6	29,9	3,032	1,4
11,6	27,8	2,941	1,5
11,5	25,9	2,832	1,5
11,5	24,1	2,675	1,6
11,5	22,4	2,526	1,7
11,4	20,7	2,370	1,7
11,3	18,8	2,204	1,9
11,4	16,7	1,984	2,0
11,4	14,4	1,747	2,3
11,5	11,7	1,424	2,7
11,5	8,3	1,024	3,8
11,6	7,0	0,878	4,4
11,6	5,9	0,716	5,2
11,6	4,3	0,463	7,0

<i>Ra = 10,5 μm (jato de areia)</i>			
<i>p_{sat} = 85,3 kPa</i>			
<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/ m^2]	<i>Incerteza</i> [%]
23,1	32,9	3,503	1,3
23,0	31,8	3,455	1,4
22,8	29,7	3,347	1,4
22,7	27,4	3,265	1,5
22,9	26,2	3,172	1,5
22,9	24,4	3,054	1,6
22,9	22,7	2,904	1,6
22,8	21,0	2,749	1,7
22,9	19,5	2,601	1,8
22,8	17,4	2,338	2,0
22,8	15,5	2,128	2,2
22,7	13,1	1,866	2,5
22,8	10,8	1,574	3,0
22,7	7,5	1,156	4,1
22,8	6,2	0,973	4,9
22,8	5,1	0,803	5,9
22,8	3,9	0,508	7,8

<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/ m^2]	<i>Incerteza</i> [%]
53,2	18,3	3,138	1,9
53,2	16,6	2,962	2,1
53,2	15,0	2,700	2,2
53,3	13,2	2,486	2,5
53,3	11,0	2,221	2,9
53,3	8,6	1,924	3,6
53,1	5,5	1,466	5,6
53,0	4,7	1,313	6,5
53,0	3,8	1,090	7,9
53,0	2,7	0,745	11,0

<i>Ra = 10,5 μm (jato de areia)</i>			
<i>p_{sat} = 129,1 kPa</i>			
<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/ m^2]	<i>Incerteza</i> [%]
34,5	31,6	3,719	1,4
34,5	29,7	3,621	1,4
34,5	28,3	3,553	1,4
34,7	26,3	3,496	1,5
34,7	24,7	3,425	1,6
34,6	22,4	3,231	1,7
34,6	21,1	3,085	1,7
34,6	19,8	2,909	1,8
34,5	18,0	2,705	1,9
34,5	16,4	2,521	2,1
34,5	14,5	2,325	2,3
34,5	12,5	2,062	2,6
34,5	9,8	1,731	3,2
34,5	6,7	1,263	4,6
34,5	5,6	1,107	5,4
34,4	4,5	0,910	6,7
34,4	3,1	0,582	9,7

<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/ m^2]	<i>Incerteza</i> [%]
65,7	28,3	4,095	1,4
66,0	27,0	4,073	1,5
66,0	25,1	3,999	1,5
66,0	23,5	3,902	1,6
65,9	21,9	3,794	1,7
66,1	20,1	3,658	1,8
66,0	18,8	3,510	1,9
66,0	17,2	3,295	2,0
65,9	15,9	3,109	2,1
66,1	14,2	2,888	2,3
66,0	12,5	2,642	2,6
66,0	10,3	2,367	3,1
65,9	8,0	2,104	3,9
65,8	5,2	1,620	5,9
65,8	4,3	1,411	7,0
65,7	3,5	1,204	8,5
65,5	2,4	0,846	12,4

<i>Ra = 10,5 μm (jato de areia)</i>			
<i>p_{sat} = 235,2 kPa</i>			
<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/ m^2]	<i>Incerteza</i> [%]
53,2	29,9	3,841	1,4
53,4	28,5	3,778	1,4
53,4	26,9	3,711	1,5
53,3	25,4	3,669	1,5
53,2	23,2	3,548	1,6
53,3	21,4	3,462	1,7
53,3	20,0	3,307	1,8

R123 – Superfície de Latão

<i>Ra = 0,16 μm (lixada)</i>			
<i>p_{sat} = 40,5 kPa</i>			
<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/m°C.m ²]	<i>Incerteza</i> [%]
5,6	22,9	3,339	1,6
5,6	22,4	3,054	1,7
5,5	21,9	2,735	1,7
5,6	21,4	2,466	1,7
5,6	21,0	2,182	1,7
5,5	20,5	1,848	1,8
5,5	20,1	1,509	1,8
5,5	19,4	1,294	1,8
5,6	19,1	1,165	1,8
5,4	18,5	0,966	1,9
5,5	18,2	0,835	1,9
5,4	18,0	0,613	1,9
5,4	16,9	0,526	2,0
5,5	16,3	0,471	2,1
5,4	15,8	0,396	2,1
5,4	14,8	0,305	2,3
5,5	12,1	0,247	2,7
5,5	7,2	0,202	4,3
5,6	4,2	0,168	7,1

<i>Ra = 0,16 μm (lixada)</i>			
<i>p_{sat} = 127,4 kPa</i>			
<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/m°C.m ²]	<i>Incerteza</i> [%]
34,7	16,5	4,697	2,1
34,8	16,1	4,198	2,1
34,6	15,8	3,732	2,1
34,8	15,5	3,382	2,2
34,7	15,1	2,996	2,2
34,6	14,7	2,584	2,3
34,7	14,2	2,119	2,3
34,7	13,7	1,809	2,4
34,7	13,6	1,652	2,4
34,7	13,2	1,344	2,5
34,6	12,9	1,203	2,5
34,7	12,4	0,881	2,6
34,6	12,3	0,727	2,6
34,6	12,1	0,627	2,7
34,6	11,9	0,537	2,7
34,5	11,0	0,410	2,9
34,5	9,5	0,310	3,3
34,4	6,8	0,209	4,5
34,4	4,9	0,154	6,2

<i>Ra = 0,16 μm (lixada)</i>			
<i>p_{sat} = 83,7 kPa</i>			
<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/m°C.m ²]	<i>Incerteza</i> [%]
23,3	18,6	4,070	1,9
23,3	18,3	3,753	1,9
23,1	18,0	3,345	1,9
23,2	17,6	2,981	2,0
23,1	17,3	2,675	2,0
23,1	16,8	2,226	2,0
23,0	16,3	1,808	2,1
23,1	15,9	1,578	2,1
23,0	15,7	1,432	2,1
23,1	15,3	1,159	2,2
23,0	15,1	1,002	2,2
23,0	14,9	0,757	2,2
23,0	14,5	0,626	2,3
22,9	13,8	0,544	2,4
22,9	13,0	0,464	2,5
22,9	12,5	0,379	2,6
22,8	10,8	0,291	3,0
22,8	7,7	0,191	4,0
22,8	4,7	0,160	6,5

<i>Ra = 0,16 μm (lixada)</i>			
<i>p_{sat} = 231,6 kPa</i>			
<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/m°C.m ²]	<i>Incerteza</i> [%]
53,0	13,6	5,579	2,4
53,0	13,2	5,078	2,5
53,0	12,9	4,654	2,5
53,0	12,7	4,344	2,6
52,9	12,2	3,678	2,6
53,1	11,9	3,167	2,7
53,1	11,4	2,650	2,8
53,0	11,0	2,263	2,9
53,1	10,7	2,095	3,0
53,0	10,3	1,708	3,1
53,0	10,0	1,459	3,1
53,0	9,7	1,196	3,2
53,0	9,3	0,960	3,4
53,0	9,0	0,828	3,5
53,0	8,8	0,691	3,5
53,0	8,4	0,561	3,7
52,9	7,5	0,396	4,1
52,9	6,3	0,247	4,9

<i>Ra = 0,16 µm (lixa)</i>			
<i>p_{sat} = 336,0 kPa</i>			
<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/°C.m ²]	<i>Incerteza</i> [%]
65,9	11,7	6,706	2,7
65,9	11,3	5,853	2,8
65,8	11,1	5,482	2,9
65,9	10,8	4,861	2,9
65,8	10,6	4,312	3,0
65,8	10,2	3,694	3,1
65,8	9,8	3,108	3,2
65,7	9,5	2,633	3,3
65,8	9,3	2,472	3,4
65,7	8,9	1,924	3,5

<i>Ra = 0,16 µm (lixa)</i>			
<i>p_{sat} = 442,3 kPa</i>			
<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/°C.m ²]	<i>Incerteza</i> [%]
76,1	9,8	7,806	3,2
76,0	9,5	7,034	3,3
76,0	9,3	6,549	3,4
76,0	9,1	5,940	3,5
76,0	8,8	5,115	3,6
75,9	8,6	4,437	3,6
75,9	8,2	3,601	3,8
75,9	7,9	3,074	3,9
76,1	7,8	2,889	3,9
75,9	7,5	2,379	4,1
76,1	7,3	2,058	4,2
76,0	7,0	1,613	4,4
76,0	6,7	1,310	4,6
75,9	6,5	1,155	4,7
75,8	6,3	0,994	4,9

R123 – Superfície de Aço Inoxidável

$Ra = 0,16 \mu m$ (lixada)			
$p_{sat} = 40,0 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
5,5	33,7	1,766	1,3
5,7	31,8	1,643	1,4
5,6	29,1	1,393	1,4
5,6	26,7	1,249	1,5
5,6	24,3	1,138	1,6
5,6	23,4	1,106	1,6
5,6	20,8	0,931	1,7
5,5	19,7	0,866	1,8
5,6	23,7	0,544	1,6
5,6	22,3	0,455	1,7
5,6	21,6	0,383	1,7
5,6	20,7	0,345	1,7
5,6	16,6	0,310	2,1
5,6	13,4	0,253	2,4
5,7	7,8	0,212	4,0
5,7	5,2	0,175	5,8

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
34,9	19,1	1,455	1,9
34,9	18,0	1,332	1,9
34,9	16,6	1,177	2,1
35,0	16,0	1,071	2,1
34,9	15,2	0,804	2,2
35,0	14,4	0,715	2,3
34,9	13,8	0,618	2,4
35,0	12,7	0,531	2,6
35,0	11,8	0,461	2,7
35,0	9,4	0,335	3,3
35,0	8,3	0,210	3,7
34,9	5,2	0,161	5,8

$Ra = 0,16 \mu m$ (lixada)			
$p_{sat} = 83,2 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
23,0	28,9	2,016	1,4
23,1	27,1	1,862	1,5
23,1	24,9	1,690	1,6
23,1	22,9	1,458	1,6
23,0	21,2	1,308	1,7
23,0	20,3	1,230	1,8
23,1	18,5	1,071	1,9
23,1	18,0	0,945	1,9
23,1	16,0	0,793	2,1
23,1	15,3	0,668	2,2
23,2	14,1	0,596	2,3
23,2	13,4	0,502	2,4
23,2	11,9	0,417	2,7
23,2	11,1	0,312	2,9
23,1	8,1	0,213	3,8
23,1	5,4	0,172	5,7

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
53,3	23,4	2,587	1,6
53,3	21,4	2,358	1,7
53,2	19,8	2,115	1,8
53,1	17,7	1,867	2,0
52,9	16,1	1,676	2,1
52,9	15,5	1,624	2,2
53,0	14,1	1,405	2,3
53,1	13,4	1,307	2,4
53,1	11,8	1,037	2,7
53,1	11,3	0,879	2,8
53,1	11,2	0,761	2,9
53,1	10,7	0,620	3,0
53,0	10,0	0,498	3,1
53,0	8,7	0,381	3,6
52,9	7,1	0,248	4,4
52,9	5,6	0,154	5,4

$Ra = 0,16 \mu m$ (lixada)			
$p_{sat} = 128,5 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
34,9	26,8	2,267	1,5
35,0	24,3	2,054	1,6
35,0	22,6	1,832	1,6
34,9	20,8	1,659	1,7

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
65,9	20,4	2,837	1,8
65,8	19,2	2,677	1,8
65,8	17,8	2,366	1,9
65,8	15,8	2,097	2,1
65,8	14,7	1,922	2,3
65,9	14,0	1,821	2,4
65,8	12,5	1,579	2,6
65,9	11,6	1,457	2,8
65,7	10,3	1,204	3,1
65,8	9,6	1,019	3,3

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
65,8	9,2	0,924	3,4
65,8	8,6	0,758	3,6
65,8	8,2	0,635	3,8
65,8	7,6	0,434	4,0
65,7	6,1	0,271	5,0

$Ra = 0,16 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 442,7 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
75,9	19,3	3,155	1,8
75,9	17,4	2,896	2,0
75,7	16,0	2,581	2,1
75,8	14,6	2,306	2,3
75,7	13,3	2,064	2,5
75,8	12,7	1,984	2,6
75,8	11,3	1,721	2,8
75,8	10,6	1,606	3,0
75,9	9,4	1,349	3,3
75,8	8,8	1,173	3,6
75,8	8,3	1,027	3,7
75,9	7,8	0,881	4,0
75,7	7,1	0,679	4,4

R134a – Superfície de Cobre

$Ra = 0,07 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 202,3 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
-9,2	16,5	6,894	2,1
-9,2	16,0	6,045	2,1
-9,1	15,5	5,280	2,2
-9,1	15,0	4,377	2,2
-9,1	14,2	3,413	2,3
-9,2	13,7	3,041	2,4
-9,1	13,1	2,525	2,5
-9,2	12,5	2,210	2,6
-9,2	12,1	2,005	2,7
-9,1	11,5	1,697	2,8
-9,1	11,1	1,455	2,9
-9,1	10,3	1,220	3,1
-9,1	9,6	0,997	3,3
-9,1	9,1	0,924	3,4
-9,1	8,4	0,775	3,7
-9,1	7,9	0,622	3,9
-9,1	6,4	0,492	4,8
-9,1	4,3	0,373	7,0
-9,1	2,2	0,367	13,7

$Ra = 0,07 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 372,8 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
7,1	14,0	8,056	2,4
7,1	13,6	7,098	2,4
6,9	13,2	6,263	2,5
7,0	12,6	5,278	2,6
7,0	11,8	4,242	2,7
7,0	10,5	3,091	3,0
7,1	9,9	2,635	3,2
7,1	9,6	2,530	3,3
7,1	9,0	2,136	3,5
7,0	8,6	1,865	3,6
7,0	7,9	1,533	3,9
7,0	7,4	1,344	4,2
7,0	7,0	1,180	4,4
7,1	6,6	1,002	4,6
7,1	5,9	0,823	5,2
7,1	5,2	0,584	5,9
7,1	4,1	0,379	7,5
7,1	2,6	0,278	11,6

$Ra = 0,07 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 254,5 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
-3,2	15,5	7,412	2,2
-3,1	14,9	6,564	2,2
-3,2	14,3	5,634	2,3
-3,2	13,8	4,737	2,4
-3,2	13,0	3,775	2,5
-3,1	12,4	3,276	2,6
-3,1	11,8	2,738	2,7
-3,1	11,3	2,424	2,8
-3,1	11,0	2,244	2,9
-3,2	10,2	1,876	3,1
-3,3	9,8	1,665	3,2
-3,2	9,1	1,283	3,4
-3,2	8,5	1,152	3,7
-3,3	7,9	0,982	3,9
-3,3	7,4	0,880	4,2
-3,3	6,9	0,691	4,5
-3,2	6,0	0,515	5,1
-3,2	4,2	0,389	7,3
-3,2	2,3	0,351	13,1

$Ra = 0,07 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 484,8 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
14,8	12,7	8,853	2,6
14,9	12,3	7,868	2,6
14,9	11,9	6,871	2,7
14,8	11,3	5,681	2,8
14,8	10,6	4,606	3,0
14,9	10,0	4,040	3,1
14,9	9,4	3,426	3,4
14,8	8,9	2,987	3,5
14,8	8,7	2,836	3,6
14,8	8,0	2,375	3,9
14,8	7,6	2,139	4,1
14,9	7,0	1,779	4,4
14,9	6,5	1,517	4,7
14,9	6,2	1,354	5,0
14,9	5,8	1,187	5,3
14,9	5,3	0,892	5,8
14,9	4,8	0,708	6,4
14,9	3,8	0,431	8,0
14,9	2,9	0,258	10,4

<i>Ra = 0,07 μm (lixo)</i>			
<i>p_{sat} = 712,8 kPa</i>			
<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/m°C.m ²]	<i>Incerteza</i> [%]
27,2	10,7	10,483	3,0
27,3	10,4	9,362	3,1
27,3	9,9	8,098	3,2
27,1	9,5	6,897	3,3
27,3	8,8	5,510	3,5
27,2	8,4	4,867	3,7
27,2	7,8	4,122	3,9
27,2	7,4	3,637	4,2
27,2	7,2	3,418	4,3
27,3	6,6	2,900	4,6
27,3	6,3	2,654	4,8
27,3	5,7	2,123	5,4
27,3	5,3	1,796	5,8
27,2	5,0	1,645	6,0
27,2	4,7	1,378	6,4
27,2	4,4	1,123	6,9
27,2	3,9	0,803	7,7
27,1	3,3	0,480	9,2
27,1	2,7	0,288	11,1

<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/m°C.m ²]	<i>Incerteza</i> [%]
41,5	7,4	8,869	4,1
41,6	6,9	7,238	4,4
41,7	6,6	6,253	4,6
41,5	6,2	5,362	4,9
41,6	5,8	4,563	5,3
41,5	5,6	4,260	5,5
41,5	5,2	3,720	5,8
41,5	4,9	3,324	6,2
41,6	4,4	2,740	6,9
41,6	4,1	2,409	7,4
41,6	3,9	2,147	7,8
41,5	3,5	1,799	8,5
41,6	3,3	1,443	9,2
41,6	3,0	1,088	10,1
41,5	2,8	0,595	10,9
41,2	2,4	0,335	12,3

<i>Ra = 0,07 μm (lixo)</i>			
<i>p_{sat} = 832,6 kPa</i>			
<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/m°C.m ²]	<i>Incerteza</i> [%]
32,6	10,1	11,291	3,1
32,6	9,8	10,074	3,2
32,5	9,3	8,514	3,4
32,5	8,9	7,545	3,5
32,5	8,3	5,963	3,7
32,5	7,9	5,165	3,9
32,5	7,4	4,363	4,2
32,5	7,0	3,751	4,4
32,5	6,7	3,556	4,6
32,6	6,2	3,025	4,9
32,6	6,0	2,743	5,1
32,6	5,4	2,258	5,6
32,6	5,1	1,930	6,0
32,6	4,8	1,729	6,3
32,6	4,5	1,466	6,8
32,6	4,2	1,191	7,3
32,5	3,7	0,861	8,1
32,5	3,3	0,486	9,2
32,5	2,8	0,284	10,6

<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/m°C.m ²]	<i>Incerteza</i> [%]
-9,1	11,2	10,365	2,9
-9,1	10,8	9,219	2,9
-9,1	10,2	7,657	3,1
-9,0	9,8	6,574	3,2
-9,1	9,2	5,390	3,4
-9,1	8,8	4,500	3,5
-8,9	8,4	3,911	3,7
-8,9	7,8	3,247	4,0
-9,0	7,2	2,628	4,3
-9,0	6,9	2,398	4,4
-9,1	6,2	1,953	5,0
-9,1	5,8	1,683	5,3
-9,1	5,4	1,394	5,6
-9,0	5,1	1,250	5,9
-9,0	4,6	1,016	6,6
-9,0	4,1	0,821	7,5
-8,9	2,8	0,573	10,8
-8,9	2,0	0,414	15,1

<i>Ra = 0,07 μm (lixo)</i>			
<i>p_{sat} = 1070,4 kPa</i>			
<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/m°C.m ²]	<i>Incerteza</i> [%]
41,5	8,6	13,502	3,6
41,6	8,2	11,937	3,8
41,6	7,8	10,485	4,0

<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/m°C.m ²]	<i>Incerteza</i> [%]
-3,2	10,7	10,800	3,0
-3,2	10,3	9,452	3,1
-3,3	9,9	8,159	3,2
-3,2	9,5	6,926	3,3
-3,2	8,8	5,540	3,6
-3,2	8,4	4,855	3,7
-3,2	7,9	4,132	3,9
-3,3	7,2	3,328	4,3
-3,2	6,8	2,846	4,5

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
-3,2	6,5	2,556	4,7
-3,2	6,1	2,100	5,0
-3,2	5,6	1,739	5,4
-3,2	5,4	1,565	5,6
-3,2	4,9	1,314	6,2
-3,2	4,4	1,108	6,9
-3,2	3,9	0,868	7,7
-3,2	2,9	0,554	10,4
-3,2	2,2	0,393	13,9

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
15,1	3,3	0,987	9,1
15,1	2,7	0,598	11,0
15,1	2,2	0,374	13,7

$Ra = 0,5 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 372,1 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
7,2	9,7	11,500	3,2
7,2	9,4	10,436	3,3
7,1	8,9	9,023	3,5
7,2	8,6	7,806	3,6
7,3	8,0	6,287	3,9
7,2	7,5	5,434	4,1
7,2	7,0	4,732	4,4
7,2	6,4	3,808	4,8
7,3	6,1	3,178	5,0
7,3	5,8	2,785	5,2
7,2	5,3	2,269	5,7
7,1	4,8	2,075	6,3
7,2	4,8	1,740	6,4
7,2	4,4	1,483	6,8
7,2	4,1	1,181	7,3
7,1	3,6	0,874	8,3
7,2	3,0	0,555	10,2
7,2	2,3	0,373	13,2

$Ra = 0,5 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 717,9 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
27,5	8,3	13,735	3,7
27,5	8,0	12,311	3,9
27,6	7,6	10,769	4,1
27,5	7,1	9,254	4,3
27,4	6,5	7,470	4,7
27,5	5,8	5,677	5,3
27,5	5,2	4,736	5,9
27,5	4,8	4,025	6,4
27,5	4,5	3,583	6,7
27,6	4,1	3,017	7,5
27,6	4,0	2,475	7,5
27,6	3,8	2,177	8,0
27,6	3,5	1,842	8,7
27,6	3,2	1,503	9,4
27,5	2,2	0,729	13,7
27,5	1,8	0,451	16,5

$Ra = 0,5 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 488,6 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
15,2	9,6	12,008	3,3
15,1	9,1	10,625	3,4
15,2	8,7	9,291	3,6
15,1	8,3	7,892	3,8
15,1	7,6	6,444	4,1
15,1	7,2	5,636	4,3
15,2	6,7	4,825	4,6
15,2	6,3	4,299	4,9
15,2	6,0	4,004	5,1
15,2	5,5	3,447	5,5
15,1	5,2	3,120	5,8
15,1	4,7	2,605	6,4
15,1	4,4	2,265	6,9
15,1	4,1	2,036	7,4
15,2	4,1	1,655	7,4
15,2	3,7	1,297	8,1

$Ra = 0,5 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 1069,8 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
41,8	7,4	15,286	4,1
41,7	7,1	13,591	4,3
41,7	6,8	12,152	4,5
41,7	6,4	9,958	4,8
41,6	6,0	8,112	5,1
41,6	5,4	6,129	5,7
41,7	4,9	4,911	6,2
41,6	4,0	4,066	7,5
41,5	3,7	3,318	8,3
41,6	3,2	2,589	9,3
41,6	3,0	2,198	10,1
41,6	2,7	1,642	11,1
41,6	2,2	0,730	13,7

$Ra = 2,5 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 203,2 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
-9,1	7,7	15,185	4,0
-9,1	7,3	13,715	4,2
-9,1	6,9	12,239	4,4
-9,0	6,5	10,470	4,7

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
-9,1	5,9	8,592	5,2
-9,0	5,3	6,402	5,7
-8,9	4,9	5,112	6,2
-9,0	4,2	3,979	7,1
-9,1	3,8	3,357	8,0
-9,0	3,3	2,642	9,2
-9,0	2,9	2,305	10,5
-8,9	2,4	1,826	12,7
-8,9	1,6	1,063	18,8
-8,9	1,2	0,637	24,9

$Ra = 2,5 \mu\text{m} (\text{jato de areia})$			
$p_{sat} = 485,7 \text{kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
15,0	5,9	19,678	5,2
14,9	5,6	17,954	5,4
14,9	5,2	15,733	5,8
15,0	4,9	13,841	6,2
14,9	4,5	11,267	6,8
14,9	3,7	9,171	8,2
15,0	3,6	6,708	8,4
14,9	2,8	5,982	10,8
15,0	2,9	4,409	10,5
15,0	2,5	3,536	12,0
15,0	2,2	2,922	13,7
15,0	1,9	2,233	15,6
15,0	1,4	1,128	21,3
15,0	1,2	0,690	25,1

$Ra = 2,5 \mu\text{m} (\text{jato de areia})$			
$p_{sat} = 254,4 \text{kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
-3,3	7,1	15,995	4,3
-3,3	6,8	14,543	4,5
-3,4	6,5	12,933	4,8
-3,5	6,0	11,063	5,1
-3,4	5,6	8,914	5,4
-3,3	5,0	6,619	6,0
-3,2	4,6	5,428	6,6
-3,3	4,0	4,202	7,5
-3,3	3,6	3,474	8,4
-3,2	3,1	2,786	9,7
-3,2	2,8	2,434	10,9
-3,2	2,3	1,935	12,8
-3,1	1,7	1,036	17,8
-3,1	1,3	0,682	22,4

$Ra = 2,5 \mu\text{m} (\text{jato de areia})$			
$p_{sat} = 724,1 \text{kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
27,5	5,4	21,749	5,7
27,5	5,0	19,637	6,1
27,6	4,7	17,657	6,4
27,4	4,4	15,191	6,9
27,7	4,1	12,327	7,4
27,7	3,6	9,216	8,5
27,6	3,3	7,622	9,3
27,6	2,9	5,957	10,3
27,5	2,7	4,680	11,3
27,6	2,5	3,452	12,2
27,7	2,3	2,960	13,0
27,7	2,0	2,138	14,7
27,8	1,7	1,050	17,8
27,8	1,4	0,382	21,7

$Ra = 2,5 \mu\text{m} (\text{jato de areia})$			
$p_{sat} = 371,2 \text{kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
7,0	6,4	18,580	4,8
6,9	6,0	16,702	5,1
6,9	5,6	14,769	5,4
6,9	5,2	12,774	5,8
6,9	4,8	10,682	6,3
6,8	4,2	8,122	7,2
7,0	3,9	6,425	7,7
7,0	3,4	4,939	8,8
7,0	3,1	4,018	9,7
7,1	2,7	3,231	11,1
7,1	2,4	2,811	12,5
7,0	2,1	2,045	14,1
7,1	1,6	1,117	19,3
7,1	1,2	0,484	25,1

$Ra = 2,5 \mu\text{m} (\text{jato de areia})$			
$p_{sat} = 839,6 \text{kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
32,7	5,1	22,554	5,9
32,8	4,8	20,504	6,4
32,7	4,5	18,706	6,7
32,7	4,1	16,038	7,3
32,7	3,7	13,241	8,1
32,7	3,3	10,163	9,1
32,7	3,0	8,334	10,1
32,7	2,6	6,442	11,4
32,8	2,4	5,240	12,4
32,7	2,1	4,026	14,2
32,8	2,1	3,148	14,0
32,8	1,9	2,209	15,6
32,8	1,5	1,098	19,5

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
32,8	1,4	0,655	22,2

$Ra = 2,5 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 1073,7 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
41,6	4,9	23,705	6,3
41,6	4,6	21,697	6,6
41,7	4,3	18,929	7,1
41,6	4,0	16,956	7,7
41,7	3,6	13,735	8,4
41,7	3,2	10,696	9,5
41,8	2,9	8,672	10,5
41,7	2,5	6,518	11,8
41,7	2,3	5,277	12,8
41,7	2,1	4,127	14,1
41,6	2,0	3,306	15,1
41,6	1,8	2,369	16,8
41,6	1,5	1,091	20,5
41,5	1,3	0,655	22,8

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
7,2	8,4	9,745	3,7
7,2	8,1	8,993	3,8
7,2	7,9	8,465	3,9
7,1	7,5	7,521	4,1
7,1	7,2	6,902	4,3
7,0	6,8	5,915	4,5
7,1	6,4	5,172	4,8
7,1	5,9	4,214	5,2
7,0	5,3	3,161	5,8
6,9	4,1	2,068	7,3
7,0	3,7	1,750	8,2
7,1	3,0	1,336	9,9
7,1	2,3	0,882	13,1

$Ra = 4,6 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 250,7 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
-4,0	10,9	10,578	2,9
-3,9	10,7	9,933	3,0
-3,9	10,5	9,248	3,0
-4,0	10,4	8,705	3,1
-4,0	10,1	7,940	3,1
-4,1	9,9	7,326	3,2
-4,1	9,7	6,647	3,3
-4,1	9,3	6,115	3,4
-4,1	9,0	5,445	3,5
-4,1	8,6	4,746	3,6
-4,1	8,1	4,050	3,8
-4,1	7,6	3,230	4,1
-4,0	6,8	2,450	4,5
-4,0	5,3	1,520	5,7
-3,9	4,9	1,266	6,3
-3,9	4,2	1,040	7,2
-3,8	3,2	0,657	9,3

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
7,2	10,1	11,234	3,1
7,2	10,0	10,777	3,2
7,1	9,7	9,865	3,2
7,0	9,5	9,491	3,3
7,0	9,2	8,745	3,4
7,0	9,0	8,188	3,5
7,0	8,6	7,468	3,6
7,0	8,3	6,765	3,7
7,0	7,9	6,076	3,9
7,1	7,5	5,426	4,1
7,0	7,1	4,606	4,3
7,0	6,5	3,713	4,7
7,0	5,9	2,813	5,2
6,9	4,7	1,727	6,4
7,1	4,3	1,447	7,0
7,1	3,7	1,132	8,1
7,1	2,9	0,663	10,3

$Ra = 4,6 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 376,2 \text{ kPa}$			
$t = 0 \text{ h}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
7,3	9,2	12,499	3,4
7,2	9,0	11,679	3,5
7,1	8,8	10,978	3,5
7,1	8,6	10,342	3,6

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
7,2	10,4	10,901	3,0
7,2	10,2	10,326	3,1
7,0	10,0	9,774	3,1
7,0	9,8	9,196	3,2
7,1	9,5	8,530	3,3
7,0	9,2	7,891	3,4
6,9	8,9	7,213	3,5
7,0	8,6	6,556	3,6
7,0	8,2	5,881	3,8
7,1	7,8	5,252	4,0
7,1	7,4	4,438	4,2

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
7,2	6,8	3,554	4,5
7,2	6,1	2,703	5,0
7,1	4,8	1,671	6,3
7,0	4,4	1,379	6,8
7,0	3,9	1,081	7,7
7,0	3,3	0,631	9,3

$Ra = 4,6 \mu\text{m} (\text{jato de areia})$			
$p_{sat} = 376,1 \text{kPa}$			
$t = 108 \text{ h}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
6,9	10,6	10,405	3,0
7,0	10,6	10,295	3,0
6,9	10,3	9,373	3,1
7,0	10,1	9,079	3,1
7,1	9,8	8,146	3,2
7,0	9,6	7,830	3,3
6,9	9,3	6,896	3,4
6,9	8,9	6,353	3,5
6,9	8,5	5,764	3,7
7,0	8,2	5,131	3,8
7,1	7,8	4,402	4,0
7,1	7,1	3,378	4,4
7,2	6,6	2,614	4,7
7,1	5,3	1,571	5,7
7,1	4,9	1,277	6,3
7,1	4,3	0,977	7,1
7,1	3,6	0,563	8,4

$Ra = 4,6 \mu\text{m} (\text{jato de areia})$			
$p_{sat} = 374,5 \text{kPa}$			
$t = 150 \text{ h}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
7,1	10,7	10,459	3,0
7,1	10,5	9,982	3,0
7,0	10,3	9,318	3,1
7,0	10,2	9,016	3,1
7,0	9,8	8,352	3,2
7,0	9,5	7,608	3,3
6,9	9,0	6,781	3,5
7,0	8,8	6,396	3,5
7,0	8,5	5,625	3,7
7,0	8,1	4,788	3,8
7,1	7,7	4,227	4,0
7,1	7,2	3,425	4,3
7,1	6,6	2,516	4,7
7,0	5,4	1,515	5,7
7,0	4,8	1,249	6,3
7,0	4,3	0,966	7,0
7,0	3,6	0,544	8,4

$Ra = 4,6 \mu\text{m} (\text{jato de areia})$			
$p_{sat} = 488,2 \text{kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
14,9	9,1	12,306	3,4
14,9	8,9	11,612	3,5
14,9	8,8	11,137	3,6
15,0	8,5	10,327	3,7
14,9	8,2	9,773	3,8
14,9	8,0	9,251	3,9
14,9	7,6	8,454	4,1
15,0	7,3	7,812	4,2
15,0	6,9	7,151	4,5
15,0	6,5	6,258	4,7
15,0	6,0	5,469	5,1
15,0	5,5	4,424	5,5
15,0	4,9	3,483	6,2
15,1	3,9	2,146	7,7
15,0	3,4	1,675	8,8
15,0	3,0	1,365	10,1
15,0	2,2	0,787	13,5

$Ra = 4,6 \mu\text{m} (\text{jato de areia})$			
$p_{sat} = 727,9 \text{kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
27,8	8,0	14,311	3,9
27,8	7,8	13,742	4,0
27,9	7,5	13,011	4,1
27,8	7,3	12,378	4,2
27,8	7,0	11,471	4,4
27,8	6,7	10,884	4,6
27,8	6,4	10,259	4,8
27,9	6,0	9,341	5,1
27,9	5,7	8,702	5,3
27,9	5,3	7,749	5,8
28,1	4,7	6,789	6,4
28,0	4,2	5,710	7,2
28,0	3,6	4,600	8,3
28,0	2,7	3,076	11,0
28,0	2,4	2,546	12,6
27,9	2,0	1,941	15,0
27,9	1,6	1,311	18,6

$Ra = 4,6 \mu\text{m} (\text{jato de areia})$			
$p_{sat} = 844,6 \text{kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
33,0	7,5	15,088	4,1
33,0	7,4	14,531	4,2
33,0	7,1	13,517	4,3
33,0	6,9	13,030	4,4
33,0	6,7	12,228	4,6
33,0	6,4	11,447	4,8
33,0	6,1	10,678	5,0

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
33,1	5,8	9,845	5,3
33,1	5,4	9,004	5,6
33,1	5,0	8,181	6,1
33,1	4,6	7,202	6,6
33,0	4,0	6,077	7,6
32,9	3,4	4,910	8,9
33,1	2,7	3,236	11,3
33,1	2,3	2,603	13,0
33,1	2,0	2,082	15,2
33,1	1,6	1,360	19,3

$Ra = 4,6 \mu\text{m} (\text{jato de areia})$			
$p_{sat} = 1084,3 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
42,3	6,6	17,060	4,6
42,2	6,5	16,389	4,7
42,2	6,2	15,171	5,0
42,0	6,1	14,766	5,0
42,2	5,9	13,781	5,2
42,2	5,7	12,836	5,4
42,1	5,4	12,124	5,6
42,0	5,1	11,067	5,9
42,1	4,8	10,176	6,3
42,1	4,5	9,145	6,7
42,1	4,1	7,989	7,3
42,1	3,7	6,713	8,2
42,0	3,1	5,295	9,6
41,9	2,4	3,609	12,8
41,9	1,8	2,413	16,4
41,9	1,4	1,589	21,5

$Ra = 10,5 \mu\text{m} (\text{jato de areia})$			
$p_{sat} = 255,2 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
-3,3	30,5	3,798	1,4
-3,5	29,4	3,751	1,4
-3,5	26,7	3,669	1,5
-3,5	25,4	3,633	1,5
-3,6	23,5	3,511	1,6
-3,5	21,5	3,367	1,7
-3,5	20,0	3,236	1,8
-3,4	18,4	3,112	1,9
-3,5	16,6	2,910	2,1
-3,5	14,9	2,706	2,2
-3,4	13,2	2,490	2,5
-3,4	10,4	2,339	3,0
-3,5	7,7	2,168	4,0
-3,5	4,7	1,848	6,5
-3,4	3,6	1,655	8,3
-3,4	2,7	1,528	11,0
-3,3	1,6	1,218	19,0

$Ra = 10,5 \mu\text{m} (\text{jato de areia})$			
$p_{sat} = 376,5 \text{ kPa}$			
$t = 3 \text{ h}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
7,0	30,5	3,832	1,4
7,1	28,9	3,771	1,4
7,0	26,7	3,715	1,5
7,0	24,6	3,651	1,6
7,0	23,3	3,579	1,6
6,9	21,0	3,459	1,7
6,9	19,4	3,338	1,8
7,1	17,9	3,154	1,9
7,2	16,4	3,004	2,1
7,2	14,6	2,868	2,3
7,1	12,6	2,608	2,6
7,0	10,5	2,388	3,0
7,0	7,5	2,197	4,1
7,0	4,7	1,845	6,5
7,1	3,6	1,667	8,3
7,1	2,8	1,503	10,7
7,1	1,9	1,131	15,9

$Ra = 10,5 \mu\text{m} (\text{jato de areia})$			
$p_{sat} = 375,4 \text{ kPa}$			
$t = 21 \text{ h}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
7,0	30,2	3,852	1,4
7,0	28,9	3,779	1,4
7,0	26,4	3,723	1,5
7,0	24,8	3,653	1,6
6,9	23,0	3,555	1,6
7,0	21,3	3,466	1,7
7,0	19,6	3,303	1,8
6,9	18,0	3,163	1,9
7,0	16,6	2,979	2,1
7,0	14,8	2,786	2,3
7,0	12,9	2,513	2,5
6,9	10,1	2,397	3,1
7,0	7,6	2,186	4,1
6,9	4,7	1,817	6,5
6,9	3,7	1,652	8,1
6,9	2,9	1,478	10,4
6,9	1,8	1,100	16,7

$Ra = 10,5 \mu\text{m} (\text{jato de areia})$			
$p_{sat} = 375,2 \text{ kPa}$			
$t = 63 \text{ h}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
6,9	30,5	3,801	1,4
7,1	29,1	3,743	1,4
6,9	26,9	3,689	1,5
6,9	25,1	3,612	1,5

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
6,8	23,1	3,512	1,6
6,9	21,5	3,393	1,7
6,8	20,1	3,315	1,8
6,9	18,5	3,128	1,9
6,9	16,9	2,950	2,0
6,9	14,9	2,711	2,2
7,0	13,2	2,498	2,5
7,0	10,7	2,363	3,0
6,9	7,8	2,112	4,0
6,9	4,7	1,781	6,4
7,0	3,9	1,579	7,8
6,9	3,0	1,420	10,2
6,9	1,9	1,083	15,4

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
14,8	7,2	2,254	4,3
14,9	4,5	1,894	6,8
14,9	3,6	1,705	8,4
14,9	2,7	1,463	11,0
15,0	1,8	1,102	16,3

$Ra = 10,5 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 374,2 \text{ kPa}$			
$t = 108 \text{ h}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
7,1	30,6	3,866	1,4
7,0	28,9	3,768	1,4
6,9	26,7	3,700	1,5
6,9	25,4	3,659	1,5
6,9	23,4	3,551	1,6
6,7	21,7	3,432	1,7
6,9	19,7	3,271	1,8
6,9	18,3	3,130	1,9
6,9	16,7	2,950	2,0
7,0	15,2	2,728	2,2
7,0	13,1	2,504	2,5
7,0	10,5	2,375	3,0
6,9	7,9	2,137	3,9
6,9	4,7	1,783	6,4
6,9	3,9	1,608	7,8
6,9	2,7	1,421	11,2
6,9	1,7	1,167	17,3

$Ra = 10,5 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 730,8 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
27,8	28,7	4,098	1,4
27,8	27,0	4,010	1,5
27,8	24,7	3,989	1,6
27,8	23,0	3,920	1,6
27,8	21,3	3,824	1,7
27,8	19,7	3,714	1,8
27,8	18,2	3,572	1,9
27,9	16,9	3,426	2,0
27,9	15,3	3,261	2,2
27,9	13,3	3,031	2,5
27,9	11,7	2,851	2,7
28,0	9,1	2,676	3,4
28,0	6,9	2,484	4,5
28,0	4,0	2,042	7,5
28,0	3,3	1,898	9,2
28,0	2,5	1,637	11,9
28,0	1,7	1,249	17,9

$Ra = 10,5 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 491,9 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
15,0	29,5	3,899	1,4
15,2	28,2	3,844	1,4
15,1	25,7	3,793	1,5
15,0	24,1	3,715	1,6
15,0	22,6	3,667	1,6
14,9	21,0	3,563	1,7
14,9	19,4	3,418	1,8
15,0	17,6	3,234	2,0
15,0	16,0	3,079	2,1
15,0	14,0	2,859	2,4
15,0	12,5	2,699	2,6
15,0	10,1	2,427	3,1

$Ra = 10,5 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 845,4 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
33,0	28,1	4,151	1,4
33,0	26,6	4,056	1,5
33,0	24,8	3,913	1,6
33,0	22,6	4,010	1,6
32,9	20,9	3,899	1,7
32,9	19,5	3,801	1,8
32,9	17,6	3,588	2,0
33,0	16,2	3,470	2,1
32,9	14,8	3,309	2,3
33,0	13,3	3,121	2,5
33,0	11,5	2,902	2,8
32,9	9,2	2,709	3,4
32,8	6,7	2,471	4,6
32,7	4,1	2,084	7,5
32,8	3,1	1,842	9,6
32,9	2,6	1,579	11,8
32,9	1,7	1,246	17,8

<i>Ra = 10,5 μm (jato de areia)</i>			
<i>p_{sat} = 1081,5 kPa</i>			
<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/C.m ²]	<i>Incerteza</i> [%]
42,0	26,5	4,354	1,5
41,9	24,9	4,266	1,6
42,0	23,3	4,287	1,6
42,0	21,6	4,159	1,7
42,0	20,2	4,055	1,8
42,0	18,8	3,969	1,9
42,0	17,2	3,821	2,0
41,9	15,4	3,628	2,2
41,9	14,1	3,463	2,3
41,9	12,7	3,230	2,6
41,9	10,9	2,993	2,9
41,9	8,7	2,787	3,6
41,9	6,4	2,617	4,8
41,9	3,9	2,188	7,8
41,9	3,2	2,004	9,5
41,9	2,5	1,745	12,1
41,9	1,7	1,312	18,1

R134a – Superfície de Latão

$Ra = 0,08 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 203,2 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
-9,0	12,2	6,194	2,7
-9,0	11,9	5,682	2,7
-9,0	11,7	5,121	2,8
-9,0	11,4	4,738	2,8
-9,0	11,0	4,133	2,9
-8,9	10,6	3,559	3,0
-8,9	10,2	2,926	3,1
-8,9	9,9	2,511	3,2
-8,9	9,7	2,332	3,2
-8,9	9,5	1,895	3,3
-8,9	9,4	1,651	3,3
-8,9	8,9	1,269	3,5
-9,0	8,4	1,086	3,7
-8,9	7,9	0,948	3,9
-8,9	7,3	0,817	4,2
-8,9	6,5	0,689	4,7
-8,9	5,2	0,568	5,9
-8,9	3,3	0,457	9,1
-8,9	2,3	0,363	13,3

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
6,9	9,5	7,101	3,3
7,0	9,3	6,510	3,4
7,0	9,0	5,969	3,5
7,0	8,6	5,334	3,6
7,0	8,3	4,584	3,8
6,9	7,9	3,960	3,9
6,9	7,4	3,082	4,2
6,8	7,0	2,530	4,4
7,1	6,7	2,233	4,6
7,0	6,3	1,797	4,8
7,0	6,0	1,505	5,1
7,0	5,6	1,129	5,4
7,0	5,1	0,857	5,9
7,0	4,4	0,648	6,8
7,0	3,2	0,471	9,4
7,0	2,3	0,356	12,9

$Ra = 0,08 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 253,0 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
-3,3	11,3	6,760	2,8
-3,4	11,0	6,106	2,9
-3,4	10,7	5,727	3,0
-3,2	10,4	5,117	3,0
-3,4	10,1	4,613	3,1
-3,4	9,7	3,878	3,3
-3,4	9,2	3,238	3,4
-3,4	8,8	2,565	3,5
-3,3	8,3	1,996	3,7
-3,3	8,2	1,838	3,8
-3,3	7,8	1,421	4,0
-3,2	7,3	1,091	4,2
-3,3	6,6	0,874	4,6
-3,2	6,2	0,733	4,9
-3,2	4,9	0,595	6,2
-3,2	3,4	0,496	8,9

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
15,0	8,9	8,641	3,5
15,0	8,6	7,931	3,6
14,9	8,4	7,281	3,7
15,0	8,1	6,513	3,8
15,1	7,8	5,823	3,9
14,9	7,4	5,047	4,2
15,0	7,1	4,308	4,3
14,9	6,8	3,719	4,5
15,0	6,6	3,514	4,6
14,9	6,2	2,906	4,9
15,0	6,0	2,453	5,1
14,9	5,6	2,045	5,4
14,9	5,4	1,734	5,7
15,0	5,1	1,545	5,9
15,0	4,9	1,266	6,2
15,0	4,6	0,969	6,7
15,0	4,2	0,737	7,3
15,0	3,2	0,491	9,3
15,0	2,3	0,320	13,1

$Ra = 0,08 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 370,6 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
7,0	9,9	7,783	3,2

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
27,5	7,5	9,900	4,1
27,6	7,3	9,244	4,2
27,6	7,1	8,588	4,3
27,6	6,9	7,631	4,5

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m²C.m²]	Incerteza [%]
27,5	6,7	6,853	4,6
27,5	6,3	5,861	4,8
27,5	6,0	5,088	5,1
27,6	5,8	4,526	5,3
27,5	5,6	4,046	5,4
27,5	5,5	3,571	5,6
27,5	5,2	2,926	5,9
27,5	4,8	2,260	6,3
27,5	4,7	1,970	6,5
27,5	4,5	1,688	6,8
27,4	4,1	1,277	7,4
27,6	3,9	1,111	7,7
27,6	3,6	0,824	8,4
27,5	2,9	0,496	10,4
27,5	2,3	0,335	13,1

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m²C.m²]	Incerteza [%]
41,6	4,0	3,863	7,6
41,6	3,8	3,063	8,1
41,5	3,3	2,237	9,0
41,5	3,2	1,858	9,4
41,6	3,0	1,454	10,0
41,6	2,8	1,158	10,7
41,6	2,5	0,624	12,1
41,4	2,1	0,358	14,5

$Ra = 0,08 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 831,7 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m²C.m²]	Incerteza [%]
32,7	7,0	10,950	4,4
32,7	6,7	9,995	4,6
32,7	6,6	9,187	4,7
32,7	6,4	8,270	4,8
32,7	6,2	7,438	4,9
32,6	5,8	6,362	5,2
32,7	5,6	5,509	5,5
32,6	5,2	4,357	5,8
32,6	5,0	3,590	6,1
32,5	4,8	3,131	6,3
32,5	4,5	2,550	6,7
32,5	4,3	2,167	7,0
32,5	4,1	1,836	7,4
32,5	4,0	1,561	7,6
32,5	3,7	1,152	8,2
32,5	3,4	0,852	9,0
32,5	2,9	0,533	10,4
32,4	2,3	0,329	12,8

$Ra = 0,9 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 251,1 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m²C.m²]	Incerteza [%]
-3,6	6,8	9,994	4,5
-3,7	6,8	8,885	4,5
-3,7	6,6	7,891	4,6
-3,8	6,5	7,047	4,7
-3,8	6,3	6,163	4,9
-3,8	6,0	5,158	5,1
-3,7	5,5	4,232	5,6
-3,6	4,9	3,116	6,3
-3,6	3,8	1,990	7,9
-3,5	3,4	1,587	8,8
-3,5	2,9	1,282	10,4
-3,5	2,3	0,869	12,9

$Ra = 0,08 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 1069,7 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m²C.m²]	Incerteza [%]
41,5	6,0	12,485	5,1
41,7	5,8	11,650	5,3
41,6	5,6	10,355	5,4
41,5	5,4	9,674	5,6
41,7	5,2	8,671	5,9
41,5	5,0	7,548	6,1
41,5	4,7	6,505	6,4
41,6	4,5	5,587	6,7
41,6	4,4	5,072	6,9
41,6	4,1	4,274	7,3

$Ra = 0,9 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 486,8 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m²C.m²]	Incerteza [%]
14,8	5,6	11,846	5,4
14,9	5,5	11,052	5,5
14,8	5,4	9,824	5,6
14,7	5,3	8,492	5,8
14,9	5,0	7,606	6,1
14,8	4,7	6,441	6,5
14,8	4,4	5,324	6,9
15,0	3,9	3,933	7,8
15,0	3,1	2,496	9,7
15,0	2,9	1,930	10,6
15,0	2,5	1,472	12,1
15,0	2,1	0,919	14,0

$Ra = 0,9 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 1082,2 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m²C.m²]	Incerteza [%]
41,9	3,7	18,485	8,2
42,0	3,6	16,935	8,5
42,0	3,4	15,417	8,8
42,0	3,3	14,021	9,2
42,0	3,1	12,195	9,9

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
42,0	2,9	10,679	10,5
41,9	2,7	8,652	11,3
42,0	2,4	6,488	12,6
42,0	2,0	3,769	14,7
42,0	1,9	3,021	15,9
42,0	1,7	2,219	17,5
41,6	1,5	1,183	19,8

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
42,0	2,5	9,223	12,2
41,9	2,2	7,055	13,5
41,8	1,9	4,260	16,2
41,9	1,7	3,232	17,8
41,9	1,5	2,358	19,9
41,8	1,3	1,383	22,5

$Ra = 1,2 \mu\text{m}$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 251,7 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
-3,4	6,6	10,278	4,7
-3,5	6,5	9,362	4,7
-3,6	6,4	8,419	4,8
-3,7	6,2	7,538	4,9
-3,8	5,9	6,504	5,2
-3,8	5,5	5,513	5,5
-3,8	5,0	4,525	6,1
-3,7	4,4	3,543	6,9
-3,6	3,6	2,253	8,4
-3,6	3,2	1,832	9,5
-3,6	2,8	1,329	10,7
-3,6	2,4	0,785	12,6

$Ra = 1,4 \mu\text{m}$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 252,1 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
-3,4	5,4	12,692	5,6
-3,6	5,3	11,421	5,7
-3,6	5,3	10,418	5,8
-3,7	5,1	9,129	6,0
-3,8	5,0	7,626	6,1
-3,8	4,8	6,363	6,3
-3,8	4,4	5,195	6,8
-3,7	3,9	3,938	7,7
-3,6	3,2	2,444	9,4
-3,6	2,8	2,028	10,7
-3,6	2,5	1,550	11,8
-3,6	2,1	0,927	14,1

$Ra = 1,2 \mu\text{m}$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 486,8 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
14,8	5,4	12,685	5,7
14,9	5,2	11,797	5,9
14,8	5,0	10,476	6,1
14,7	4,8	9,488	6,3
14,9	4,6	8,368	6,6
14,8	4,3	7,088	7,1
14,7	3,9	5,820	7,7
14,7	3,5	4,275	8,7
14,8	2,9	2,752	10,4
14,9	2,6	2,157	11,6
14,9	2,3	1,656	13,1
14,9	2,0	0,982	15,3

$Ra = 1,4 \mu\text{m}$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 485,2 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
14,9	4,1	16,719	7,4
14,8	4,0	15,361	7,6
14,7	3,8	13,786	8,0
14,8	3,7	12,471	8,2
14,9	3,5	10,770	8,6
14,9	3,3	9,269	9,1
14,9	3,1	7,499	9,9
14,8	2,7	5,691	11,1
14,8	2,2	3,602	13,6
14,8	2,0	2,855	15,0
14,9	1,8	2,136	16,4
14,9	1,5	1,224	19,6

$Ra = 1,2 \mu\text{m}$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 1081,1 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
42,0	3,5	19,389	8,6
42,0	3,4	18,095	9,0
42,0	3,2	16,579	9,3
42,0	3,1	14,828	9,8
41,9	2,9	13,150	10,4
42,0	2,7	11,195	11,1

$Ra = 1,4 \mu\text{m}$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 1082,5 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
42,1	3,0	23,460	10,1
42,0	2,8	21,471	10,7
42,0	2,6	19,867	11,5
42,0	2,5	18,235	12,2
42,0	2,3	16,327	13,0
41,9	2,2	14,031	13,9
42,0	2,0	11,868	15,2

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
41,9	1,7	8,718	17,8
42,0	1,5	5,697	20,7
41,9	1,3	4,430	22,7
41,9	1,2	3,277	24,4
41,9	1,0	1,734	28,9

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
42,0	1,4	5,497	20,9
41,9	1,2	4,463	24,5
42,0	1,1	3,390	26,8
42,0	0,9	2,095	31,9

$Ra = 1,8 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 251,3 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
-3,5	5,3	12,764	5,7
-3,6	5,2	11,610	5,8
-3,6	5,1	10,560	6,0
-3,6	4,9	9,283	6,2
-3,7	4,6	8,153	6,6
-3,7	4,3	7,067	7,1
-3,7	3,8	6,051	7,9
-3,7	3,2	4,800	9,4
-3,6	2,4	3,239	12,5
-3,6	2,1	2,763	14,5
-3,6	1,8	2,218	17,0
-3,5	1,3	1,526	22,6

$Ra = 3,0 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 251,0 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
-3,5	5,4	12,478	5,6
-3,6	5,3	11,331	5,7
-3,6	5,2	10,086	5,8
-3,7	5,0	9,011	6,0
-3,7	4,9	7,946	6,2
-3,8	4,6	6,713	6,7
-3,8	4,1	5,595	7,4
-3,6	3,4	4,482	9,0
-3,6	2,4	3,260	12,5
-3,6	2,1	2,650	14,3
-3,5	1,8	2,121	17,1
-3,6	1,3	1,430	22,9

$Ra = 1,8 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 487,2 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
15,1	4,4	15,834	7,0
15,0	4,2	14,334	7,3
14,9	4,0	13,351	7,6
15,0	3,8	12,032	8,0
14,9	3,5	10,621	8,5
14,9	3,3	9,266	9,3
15,0	3,0	7,628	9,9
15,0	2,5	6,197	12,1
14,9	2,0	4,260	15,4
15,0	1,6	3,314	18,2
14,9	1,5	2,686	20,3
14,9	1,2	1,771	25,2

$Ra = 3,0 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 485,1 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
15,0	4,4	15,606	7,0
14,9	4,2	14,397	7,2
14,9	4,0	13,265	7,5
14,8	3,8	11,772	7,9
14,8	3,7	10,263	8,2
14,7	3,4	8,723	8,9
14,8	3,1	7,434	9,7
14,8	2,7	5,557	11,1
14,8	2,1	3,701	14,2
14,9	1,8	3,020	16,6
14,9	1,6	2,440	18,8
14,8	1,3	1,531	23,8

$Ra = 1,8 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 1080,8 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
41,9	3,1	21,818	9,8
42,0	3,0	20,473	10,1
42,0	2,8	18,614	10,6
42,0	2,7	16,812	11,3
41,9	2,5	15,063	12,1
42,0	2,3	13,167	13,0
41,9	2,1	10,970	14,5
41,9	1,8	8,591	16,8

$Ra = 3,0 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 1079,1 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
42,0	2,9	22,543	10,4
42,0	2,8	21,451	10,9
42,1	2,6	19,941	11,6
41,9	2,4	18,749	12,5
41,9	2,2	16,209	13,4
41,9	2,1	14,534	14,4
41,8	1,9	12,134	16,2
41,9	1,6	9,280	19,0
41,8	1,3	6,288	24,0

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
41,8	1,1	5,189	28,3
41,8	1,0	3,939	31,3
41,9	0,8	2,174	37,9

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
14,9	1,9	4,089	15,6
14,9	1,6	3,362	18,6
14,9	1,4	2,798	21,8
14,8	1,1	1,839	28,6

$Ra = 3,5 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 251,0 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
-3,7	4,6	14,736	6,6
-3,6	4,5	13,395	6,7
-3,7	4,4	12,074	6,9
-3,8	4,2	10,760	7,2
-3,8	4,0	9,474	7,6
-3,7	3,8	8,093	8,0
-3,7	3,4	6,735	8,9
-3,6	2,8	5,256	10,6
-3,5	2,1	3,797	14,2
-3,5	1,8	3,243	16,7
-3,5	1,4	2,676	21,2
-3,5	0,9	2,091	32,6

$Ra = 3,5 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 484,7 \text{ kPa}$			
$t = 21 \text{ h}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
15,0	3,8	17,302	7,9
14,8	3,8	16,257	8,0
14,9	3,7	14,623	8,3
14,9	3,6	13,113	8,5
14,7	3,4	11,262	9,0
14,8	3,2	9,505	9,5
14,8	2,9	7,861	10,4
14,8	2,5	6,121	12,0
14,9	1,9	4,141	15,8
14,9	1,7	3,334	18,2
14,9	1,4	2,779	21,2
14,9	1,0	1,811	28,8

$Ra = 3,5 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 485,7 \text{ kPa}$			
$t = 2 \text{ h}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
14,9	3,8	17,715	7,9
14,9	3,6	16,517	8,3
14,8	3,5	15,067	8,6
14,8	3,3	13,816	9,0
14,8	3,1	12,236	9,6
14,8	2,9	10,373	10,3
14,9	2,6	8,641	11,5
14,9	2,3	6,664	13,0
15,0	1,8	4,426	17,0
14,9	1,5	3,549	20,2
14,9	1,3	2,940	23,3
14,9	1,0	1,992	29,6

$Ra = 3,5 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 484,8 \text{ kPa}$			
$t = 63 \text{ h}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
14,9	3,8	17,234	7,9
14,9	3,8	15,846	8,1
14,9	3,7	14,504	8,3
14,9	3,6	12,846	8,4
14,7	3,4	11,044	8,9
14,7	3,3	9,535	9,1
14,8	3,1	7,533	9,8
14,9	2,7	5,606	11,3
14,9	2,1	3,738	14,1
14,9	1,9	3,163	16,2
14,9	1,6	2,444	19,1
14,8	1,2	1,601	24,4

$Ra = 3,5 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 486,3 \text{ kPa}$			
$t = 8 \text{ h}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
15,1	3,9	17,317	7,7
15,0	3,8	16,333	7,9
14,9	3,6	14,797	8,4
14,9	3,4	13,079	8,8
14,9	3,3	11,444	9,3
14,9	3,0	9,937	10,0
14,9	2,8	8,427	10,8
14,9	2,4	6,299	12,6

$Ra = 3,5 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 1080,6 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
42,1	2,8	23,351	10,7
42,1	2,7	22,178	11,3
42,1	2,5	20,559	12,0
42,1	2,4	19,322	12,7
42,1	2,2	17,672	13,6
42,0	2,0	15,151	14,8
42,0	1,8	12,337	16,5

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
41,9	1,5	9,748	19,6
41,9	1,2	6,594	24,8
41,8	1,1	5,369	27,4
41,8	0,9	4,093	32,0
41,8	0,8	2,714	39,0

R134a – Superfície de Aço Inoxidável

$Ra = 0,03 \mu\text{m} (\text{lixo})$			
$p_{sat} = 252,4 \text{ kPa}$			
T_{sat} $^{\circ}\text{C}$	ΔT $^{\circ}\text{C}$	h $/\text{kW}^{\circ}\text{C.m}^2$	Incerteza [%]
-3,7	18,3	3,224	1,9
-3,7	16,9	2,976	2,0
-3,7	15,3	2,570	2,2
-3,6	14,3	2,349	2,3
-3,7	12,2	2,007	2,6
-3,8	10,0	1,649	3,2
-3,7	8,0	1,109	3,9
-3,7	7,2	0,846	4,3
-3,6	6,7	0,607	4,6
-3,6	5,3	0,399	5,7

T_{sat} $^{\circ}\text{C}$	ΔT $^{\circ}\text{C}$	h $/\text{kW}^{\circ}\text{C.m}^2$	Incerteza [%]
-3,8	17,3	2,843	2,0
-3,7	16,1	2,511	2,1
-3,6	15,0	2,321	2,2
-3,7	12,8	1,935	2,5
-3,7	10,8	1,592	2,9
-3,7	8,6	1,029	3,6
-3,6	8,1	0,805	3,8
-3,6	7,3	0,508	4,2
-3,6	6,2	0,331	4,9

$Ra = 0,03 \mu\text{m} (\text{lixo})$			
$p_{sat} = 488,3 \text{ kPa}$			
T_{sat} $^{\circ}\text{C}$	ΔT $^{\circ}\text{C}$	h $/\text{kW}^{\circ}\text{C.m}^2$	Incerteza [%]
14,9	17,3	3,710	2,0
15,0	15,0	3,415	2,2
15,0	13,7	3,153	2,4
14,9	12,1	2,761	2,7
14,9	10,2	2,537	3,1
14,9	8,2	2,112	3,8
14,8	5,7	1,520	5,3
14,8	4,9	1,245	6,2
14,8	4,0	0,889	7,5
14,8	3,3	0,551	9,1

T_{sat} $^{\circ}\text{C}$	ΔT $^{\circ}\text{C}$	h $/\text{kW}^{\circ}\text{C.m}^2$	Incerteza [%]
6,9	17,4	3,349	2,0
6,8	16,2	3,148	2,1
6,8	14,8	2,803	2,2
6,7	13,3	2,578	2,5
6,8	11,4	2,264	2,8
6,8	9,2	1,852	3,4
6,8	6,9	1,254	4,5
6,9	6,2	1,014	4,9
6,9	5,5	0,789	5,5
6,9	4,8	0,426	6,3

$Ra = 0,03 \mu\text{m} (\text{lixo})$			
$p_{sat} = 1086,4 \text{ kPa}$			
T_{sat} $^{\circ}\text{C}$	ΔT $^{\circ}\text{C}$	h $/\text{kW}^{\circ}\text{C.m}^2$	Incerteza [%]
42,0	12,5	4,726	2,6
42,2	11,4	4,393	2,8
42,1	10,4	4,096	3,1
42,0	9,1	3,723	3,4
42,1	7,5	3,284	4,1
42,1	6,0	2,889	5,1
42,0	4,2	2,089	7,2
42,0	3,6	1,745	8,4
42,0	3,0	1,395	10,0
41,9	2,2	0,806	13,8

T_{sat} $^{\circ}\text{C}$	ΔT $^{\circ}\text{C}$	h $/\text{kW}^{\circ}\text{C.m}^2$	Incerteza [%]
15,0	16,1	3,512	2,1
15,0	15,1	3,394	2,2
14,9	13,9	3,018	2,4
15,0	12,0	2,732	2,7
15,0	10,3	2,347	3,1
15,0	8,3	2,080	3,7
14,9	6,0	1,449	5,1
14,9	5,3	1,182	5,7
15,0	4,7	0,901	6,5
15,0	4,0	0,523	7,5

$Ra = 0,04 \mu\text{m} (\text{lixo})$			
$p_{sat} = 251,7 \text{ kPa}$			
T_{sat} $^{\circ}\text{C}$	ΔT $^{\circ}\text{C}$	h $/\text{kW}^{\circ}\text{C.m}^2$	Incerteza [%]
-3,7	19,0	3,144	1,9

T_{sat} $^{\circ}\text{C}$	ΔT $^{\circ}\text{C}$	h $/\text{kW}^{\circ}\text{C.m}^2$	Incerteza [%]
27,2	14,2	4,226	2,3
27,2	12,9	3,879	2,5
27,4	12,0	3,508	2,7
27,2	10,8	3,065	3,0

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
27,2	9,2	2,735	3,4
27,3	7,3	2,332	4,2
27,3	5,1	1,667	6,0
27,2	4,4	1,387	6,9
27,3	4,0	1,203	7,6
27,2	3,1	0,723	9,7

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
-9,0	7,4	0,896	4,2
-9,0	6,8	0,736	4,5
-8,9	6,6	0,541	4,7
-8,9	4,2	0,394	7,2
-8,9	1,2	0,425	25,4

$Ra = 0,04 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 839,6 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
32,7	14,2	4,198	2,3
32,7	12,9	3,844	2,5
32,7	11,7	3,624	2,7
32,7	10,2	3,209	3,1
32,8	8,9	2,901	3,5
32,7	7,0	2,467	4,4
32,8	4,8	1,734	6,3
32,8	4,1	1,451	7,3
32,8	3,6	1,206	8,4
32,8	2,9	0,786	10,3

$Ra = 0,07 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 252,3 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
-3,3	19,8	3,067	1,8
-3,5	18,1	2,821	1,9
-3,4	16,5	2,607	2,1
-3,4	14,6	2,366	2,3
-3,4	13,0	2,113	2,5
-3,3	12,4	2,078	2,6
-3,4	10,7	1,838	3,0
-3,4	10,0	1,703	3,2
-3,4	8,7	1,463	3,6
-3,4	7,7	1,299	4,0
-3,3	7,3	1,166	4,2
-3,3	6,7	1,039	4,6
-3,3	6,0	0,842	5,1
-3,3	5,5	0,602	5,6
-3,3	4,6	0,350	6,7
-3,3	2,8	0,291	10,9

$Ra = 0,04 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 1080,8 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
41,9	12,7	4,598	2,6
41,9	11,6	4,288	2,8
42,0	10,5	4,020	3,0
41,8	9,3	3,555	3,4
41,9	7,8	3,173	4,0
41,9	6,3	2,741	4,9
41,9	4,4	1,937	6,9
41,9	3,7	1,606	8,1
42,0	3,2	1,323	9,3
41,9	2,4	0,794	12,5

$Ra = 0,07 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 370,3 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
7,0	17,9	3,443	1,9
7,0	16,1	3,112	2,1
7,0	14,4	2,877	2,3
6,9	12,8	2,636	2,5
6,9	11,3	2,441	2,8
6,9	10,7	2,343	3,0
6,8	9,3	2,117	3,4
6,8	8,6	1,988	3,6
6,8	7,4	1,717	4,2
6,9	6,6	1,539	4,7
6,9	6,0	1,427	5,1
6,9	5,4	1,288	5,6
6,9	5,0	1,055	6,1
7,0	4,3	0,821	7,1
7,0	3,6	0,472	8,4
7,1	2,6	0,329	11,4

$Ra = 0,07 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 202,9 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
-8,9	21,1	2,918	1,7
-8,9	19,1	2,585	1,9
-9,0	17,2	2,394	2,0
-9,0	15,4	2,171	2,2
-9,0	13,8	1,993	2,4
-9,0	13,2	1,896	2,5
-9,0	11,5	1,650	2,8
-9,0	10,8	1,554	2,9
-9,0	9,2	1,334	3,4
-9,0	8,5	1,209	3,7
-9,0	8,0	1,055	3,9

$Ra = 0,07 \mu\text{m} (\text{lixo})$			
$p_{sat} = 486,1 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
15,1	16,4	3,590	2,1
14,9	15,2	3,348	2,2
15,0	13,6	3,133	2,4
15,0	12,0	2,892	2,7
15,0	10,5	2,667	3,0
15,0	9,8	2,573	3,2
15,0	8,6	2,355	3,6
15,0	7,9	2,216	3,9
14,9	6,6	1,929	4,7
14,9	5,9	1,713	5,2
15,0	5,4	1,582	5,6
15,0	4,8	1,398	6,3
15,0	4,3	1,170	7,0
15,0	3,6	0,900	8,3
15,0	2,9	0,562	10,5
15,1	2,4	0,395	12,7

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
32,7	5,0	1,970	6,1
32,7	4,7	1,866	6,5
32,7	4,2	1,586	7,2
32,7	3,6	1,352	8,4
32,7	3,2	1,088	9,4
32,7	2,5	0,679	12,0
32,7	1,8	0,235	16,4

$Ra = 0,07 \mu\text{m} (\text{lixo})$			
$p_{sat} = 720,1 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
27,6	14,8	3,920	2,3
27,6	13,6	3,730	2,4
27,4	12,4	3,435	2,6
27,5	10,7	3,160	3,0
27,5	9,4	2,963	3,3
27,5	8,7	2,797	3,6
27,5	7,7	2,623	4,0
27,6	7,0	2,472	4,4
27,6	5,8	2,165	5,3
27,6	5,2	1,971	5,8
27,6	4,7	1,795	6,4
27,6	4,2	1,592	7,2
27,6	3,7	1,352	8,1
27,6	3,2	1,037	9,5
27,7	2,6	0,661	11,5
27,7	2,2	0,423	13,7

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
41,6	13,6	4,436	2,4
41,7	12,3	4,123	2,6
41,6	11,0	3,805	2,9
41,7	9,6	3,483	3,3
41,7	8,7	3,295	3,6
41,7	7,9	3,168	3,9
41,7	7,2	2,993	4,3
41,7	6,2	2,733	4,9
41,7	5,1	2,403	5,9
41,5	4,6	2,184	6,7
41,7	4,2	2,023	7,2
41,9	3,8	1,815	8,0
41,9	3,2	1,542	9,4
41,8	2,8	1,220	10,9
41,8	2,2	0,749	13,6
41,8	1,9	0,444	16,1

$Ra = 0,07 \mu\text{m} (\text{lixo})$			
$p_{sat} = 837,9 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
32,7	14,5	4,040	2,3
32,7	13,1	3,772	2,5
32,7	11,8	3,502	2,7
32,7	10,3	3,249	3,1
32,7	9,3	3,066	3,4
32,7	8,6	2,925	3,6
32,8	7,8	2,738	4,0
32,8	6,7	2,501	4,6
32,8	5,6	2,193	5,4

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
-3,4	16,3	3,630	2,1
-3,5	15,1	3,351	2,2
-3,6	13,8	3,047	2,4
-3,7	12,1	2,776	2,7
-3,8	10,3	2,444	3,1
-3,9	8,3	2,042	3,7
-3,8	5,9	1,432	5,2
-3,8	5,3	1,179	5,8
-3,7	4,7	0,965	6,5
-3,7	3,6	0,568	8,3

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
6,9	15,0	3,944	2,2
6,9	13,7	3,635	2,4
7,0	12,4	3,389	2,6

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
6,9	10,8	3,052	2,9
7,0	9,2	2,681	3,4
7,0	7,5	2,278	4,1
6,9	5,5	1,635	5,6
6,9	4,6	1,348	6,6
6,9	3,9	1,032	7,7
7,0	3,3	0,609	9,2

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
7,0	4,6	1,367	6,6
7,0	4,0	1,048	7,6
7,0	3,3	0,641	9,1

$Ra = 0,45 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 373,8 \text{ kPa}$			
$t = 14 \text{ h}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
7,0	15,1	3,888	2,2
7,0	13,9	3,579	2,4
7,0	12,5	3,305	2,6
6,9	11,1	3,052	2,9
6,9	9,4	2,712	3,3
6,8	7,5	2,289	4,1
6,9	5,2	1,596	5,9
6,9	4,5	1,327	6,8
6,9	4,0	1,113	7,6
7,0	3,1	0,622	9,6

$Ra = 0,45 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 490,6 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
14,9	14,1	4,093	2,3
15,0	12,8	3,818	2,5
15,0	11,8	3,572	2,7
15,0	10,2	3,271	3,1
14,9	8,6	2,902	3,6
15,0	6,8	2,522	4,5
15,0	4,8	1,821	6,4
15,0	4,1	1,526	7,4
15,0	3,5	1,227	8,6
15,0	2,8	0,777	10,9

$Ra = 0,45 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 376,1 \text{ kPa}$			
$t = 30 \text{ h}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
7,0	14,9	3,839	2,2
7,0	14,0	3,607	2,4
7,1	12,6	3,340	2,6
7,0	11,0	3,024	2,9
7,0	9,4	2,684	3,3
7,0	7,6	2,244	4,1
6,9	5,5	1,541	5,6
7,0	4,8	1,370	6,3
7,1	3,9	0,995	7,7
7,2	3,2	0,656	9,5

$Ra = 0,45 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 715,9 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
27,2	12,6	4,633	2,6
27,2	11,7	4,322	2,8
27,1	10,3	4,012	3,1
27,4	9,2	3,738	3,4
27,3	7,7	3,343	4,0
27,3	5,8	2,869	5,3
27,1	4,0	2,139	7,6
27,2	3,5	1,867	8,6
27,3	2,9	1,443	10,3
27,2	2,3	0,932	13,2

$Ra = 0,45 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 375,2 \text{ kPa}$			
$t = 60 \text{ h}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
7,0	15,2	3,938	2,2
7,0	13,9	3,626	2,4
7,0	12,5	3,328	2,6
6,9	11,1	3,076	2,9
6,9	9,1	2,686	3,4
7,1	7,6	2,357	4,1
7,1	5,4	1,643	5,6

$Ra = 0,45 \mu m$ (lixo)			
$p_{sat} = 843,5 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
32,8	12,4	4,701	2,6
32,9	11,3	4,481	2,8
32,9	10,1	4,185	3,1
32,8	8,7	3,753	3,6
32,9	7,3	3,410	4,2
32,9	5,6	2,977	5,5
32,8	3,9	2,286	7,7
32,8	3,3	1,836	9,3
32,7	2,9	1,552	10,4
32,8	2,2	0,919	13,8

$Ra = 0,45 \mu m$ (fixa)			
$p_{sat} = 1081,7 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [$kW^{\circ}C.m^2$]	Incerteza [%]
42,0	11,3	5,158	2,8
41,9	10,3	4,824	3,1
42,0	9,3	4,631	3,4
41,9	7,9	4,225	3,9
41,9	6,6	3,850	4,6
41,9	5,1	3,371	6,0
42,1	3,5	2,593	8,7
41,9	2,9	2,229	10,4
41,8	2,3	1,661	12,8
41,8	1,7	0,951	17,3

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [$kW^{\circ}C.m^2$]	Incerteza [%]
41,9	4,5	3,817	6,8
42,1	3,1	2,849	9,9
42,0	2,6	2,432	11,6
42,0	2,2	1,931	13,5
41,9	1,7	1,217	17,2

$Ra = 0,9 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 250,9 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [$kW^{\circ}C.m^2$]	Incerteza [%]
-3,6	15,2	3,918	2,2
-3,7	14,1	3,564	2,3
-3,8	13,0	3,219	2,5
-3,8	11,6	2,884	2,8
-3,7	9,9	2,525	3,2
-3,6	8,1	2,131	3,8
-3,6	6,0	1,495	5,1
-3,7	5,5	1,198	5,5
-3,6	4,9	0,882	6,2
-3,4	4,2	0,534	7,3

$Ra = 1,1 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 252,6 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [$kW^{\circ}C.m^2$]	Incerteza [%]
-3,5	14,9	3,989	2,2
-3,5	13,5	3,680	2,4
-3,5	12,5	3,365	2,6
-3,5	11,3	3,094	2,8
-3,6	9,4	2,726	3,4
-3,6	7,4	2,202	4,2
-3,5	5,4	1,631	5,6
-3,4	4,8	1,298	6,3
-3,4	4,3	1,006	7,0
-3,3	3,6	0,608	8,5

$Ra = 0,9 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 488,4 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [$kW^{\circ}C.m^2$]	Incerteza [%]
15,0	13,2	4,396	2,5
15,1	12,2	4,177	2,6
15,0	10,9	3,809	2,9
14,9	9,5	3,525	3,3
14,8	8,0	3,161	3,9
14,9	6,1	2,747	5,0
14,8	4,4	1,974	6,8
14,8	3,9	1,652	7,8
14,9	3,4	1,302	9,0
14,9	2,7	0,762	11,1

$Ra = 1,1 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 488,1 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [$kW^{\circ}C.m^2$]	Incerteza [%]
15,1	12,7	4,593	2,6
15,0	11,6	4,331	2,8
15,0	10,6	3,828	3,0
14,9	9,3	3,559	3,4
14,9	7,8	3,132	4,0
14,8	6,0	2,861	5,1
14,8	4,2	2,116	7,1
14,8	3,7	1,682	8,2
14,9	3,2	1,305	9,5
14,9	2,6	0,801	11,8

$Ra = 0,9 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 1084,6 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [$kW^{\circ}C.m^2$]	Incerteza [%]
42,0	10,8	5,581	2,9
42,1	9,6	5,210	3,3
42,0	8,8	4,865	3,6
42,0	7,4	4,520	4,2
42,0	5,9	4,187	5,2

$Ra = 1,1 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 1085,2 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [$kW^{\circ}C.m^2$]	Incerteza [%]
42,0	10,6	5,762	3,0
42,0	9,6	5,172	3,3
42,1	8,7	4,858	3,6
42,1	7,5	4,538	4,1
42,0	5,9	4,237	5,2
42,0	4,6	3,847	6,7
42,0	2,9	2,903	10,2
42,0	2,5	2,429	12,0
42,0	2,2	1,939	13,9
42,0	1,7	1,248	17,5

$Ra = 1,45 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 252,3 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
-3,4	14,4	4,069	2,3
-3,7	13,1	3,801	2,5
-3,6	12,1	3,438	2,7
-3,5	10,6	3,107	3,0
-3,5	8,9	2,797	3,5
-3,5	7,2	2,459	4,3
-3,4	4,9	1,747	6,2
-3,3	4,2	1,463	7,2
-3,3	3,7	1,162	8,1
-3,3	3,0	0,735	9,9

T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
-3,6	6,4	2,690	4,8
-3,6	4,2	2,001	7,1
-3,6	3,5	1,760	8,6
-3,5	3,0	1,440	10,1
-3,5	2,3	0,947	13,2

$Ra = 1,45 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 489,4 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
14,9	12,9	4,440	2,5
15,0	11,9	4,244	2,7
15,0	10,8	3,932	3,0
14,8	9,3	3,564	3,4
14,8	7,8	3,256	3,9
14,9	5,9	2,856	5,2
14,8	4,3	2,085	7,1
14,7	3,7	1,684	8,2
14,9	3,2	1,373	9,5
14,9	2,5	0,875	11,9

$Ra = 2,05 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 490,1 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
15,0	12,5	4,684	2,6
15,0	11,4	4,407	2,8
14,9	10,2	4,120	3,1
14,8	8,9	3,764	3,5
15,0	7,4	3,490	4,2
15,0	5,5	3,083	5,6
14,9	3,7	2,325	8,2
14,9	3,2	1,971	9,3
14,9	2,7	1,558	11,2
14,9	2,2	1,037	14,0

$Ra = 1,45 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 1083,1 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
41,9	10,7	5,454	3,0
42,1	9,6	5,172	3,3
42,0	8,6	4,859	3,6
41,9	7,5	4,534	4,1
41,9	6,0	4,219	5,1
42,0	4,6	3,788	6,6
42,0	3,0	2,872	10,0
41,9	2,6	2,441	11,5
41,9	2,2	1,862	13,7
41,8	1,8	1,138	17,1

$Ra = 2,05 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 1082,8 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
41,9	10,6	5,473	3,0
42,0	9,8	5,264	3,2
42,0	8,5	4,911	3,7
42,0	7,2	4,601	4,3
42,0	5,9	4,335	5,2
41,8	4,3	3,945	7,0
41,9	2,8	3,022	10,9
42,0	2,4	2,643	12,4
42,0	2,1	2,139	14,4
42,0	1,5	1,365	19,7

$Ra = 2,05 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 252,4 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
-3,5	13,7	4,253	2,4
-3,6	12,6	3,916	2,6
-3,7	11,6	3,649	2,8
-3,7	10,2	3,294	3,1
-3,6	8,4	2,992	3,7

$Ra = 2,54 \mu m$ (jato de areia)			
$p_{sat} = 252,0 \text{ kPa}$			
T_{sat} [°C]	ΔT [°C]	h [kW/m°C.m²]	Incerteza [%]
-3,4	13,7	4,321	2,4
-3,6	12,5	4,026	2,6
-3,7	11,2	3,676	2,8
-3,6	9,7	3,411	3,2
-3,6	8,2	3,114	3,8
-3,6	6,1	2,839	5,0
-3,6	3,9	2,294	7,8
-3,6	3,2	1,994	9,4
-3,5	2,6	1,733	11,6
-3,5	1,9	1,210	15,5

<i>Ra = 2,54 µm (jato de areia)</i>			
<i>p_{sat} = 486,8 kPa</i>			
<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/C.m ²]	<i>Incerteza</i> [%]
14,9	12,3	4,655	2,6
14,9	11,3	4,422	2,8
14,9	10,1	4,099	3,1
14,9	8,8	3,840	3,6
14,9	7,2	3,530	4,3
15,0	5,3	3,237	5,8
14,9	3,3	2,537	9,0
14,9	2,8	2,215	10,8
14,8	2,3	1,799	13,1
14,8	1,6	1,067	19,3

<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/C.m ²]	<i>Incerteza</i> [%]
14,9	5,5	3,109	5,5
14,8	3,5	2,455	8,5
14,8	3,0	2,149	10,1
14,8	2,4	1,604	12,3
14,9	1,6	0,905	19,1

<i>Ra = 2,54 µm (jato de areia)</i>			
<i>p_{sat} = 1083,0 kPa</i>			
<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/C.m ²]	<i>Incerteza</i> [%]
42,0	10,8	5,429	2,9
42,1	9,8	5,217	3,2
42,0	8,4	4,912	3,7
42,0	7,2	4,633	4,3
41,9	5,7	4,341	5,4
41,9	4,2	4,036	7,2
42,0	2,7	3,198	11,0
41,9	2,3	2,776	13,2
42,0	1,9	2,198	16,2
42,0	1,4	1,470	21,7

<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/C.m ²]	<i>Incerteza</i> [%]
42,0	11,6	5,059	2,8
42,1	10,3	4,870	3,1
42,0	9,1	4,639	3,4
42,0	7,7	4,356	4,0
42,0	6,2	4,075	4,9
42,1	4,5	3,768	6,7
42,0	2,9	3,038	10,5
41,9	2,3	2,578	13,0
42,0	1,9	2,130	15,7
42,0	1,5	1,442	20,4

<i>Ra = 3,24 µm (jato de areia)</i>			
<i>p_{sat} = 250,2 kPa</i>			
<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/C.m ²]	<i>Incerteza</i> [%]
-3,7	14,3	4,004	2,3
-3,7	13,6	3,959	2,4
-3,8	11,4	3,647	2,8
-3,9	10,1	3,339	3,1
-3,9	8,5	2,993	3,7
-3,9	6,3	2,823	4,9
-3,7	3,9	2,172	7,8
-3,8	3,2	1,962	9,5
-3,7	2,6	1,692	11,6
-3,7	1,6	1,225	18,4

<i>Ra = 3,24 µm (jato de areia)</i>			
<i>p_{sat} = 488,5 kPa</i>			
<i>T_{sat}</i> [°C]	<i>ΔT</i> [°C]	<i>h</i> [kW/C.m ²]	<i>Incerteza</i> [%]
14,8	13,4	4,308	2,4
15,0	12,1	4,188	2,7
14,9	10,7	3,921	3,0
14,8	9,2	3,626	3,4
14,9	7,5	3,357	4,1