Centro Federal de Educação Tecnológica de Minas Gerais Diretoria de Pesquisa e Pós-Graduação Programa de Pós-Graduação em Engenharia da Energia

FERNANDO NEVES QUINTINO DOS SANTOS

OTIMIZAÇÃO DE CORRELAÇÕES DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR DURANTE A EBULIÇÃO CONVECTIVA DO R1234yf EM MINI E MICROCANAIS

Belo Horizonte 2018

OTIMIZAÇÃO DE CORRELAÇÕES DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR DURANTE A EBULIÇÃO CONVECTIVA DO R1234yf EM MINI E MICROCANAIS

Dissertação apresentada ao Programa de Engenharia da Energia, Em Associação Ampla entre o Centro Federal de Educação Tecnológica de Minas Gerais e a Universidade Federal de São João Del-Rei, como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Engenharia da Energia.

Orientador: Prof. Dr. Paulo Eduardo Lopes Barbieri

Belo Horizonte 2018

Santos, Fernando Neves Quintino dos

S2370 Otimização de correlações de transferência de calor durante a ebulição convectiva do R1234yf em mini e microcanais. / Fernando Neves Quintino dos Santos. – – Belo Horizonte, 2018. 115f. : il.

> Dissertação (mestrado) – Centro Federal de Educação Tecnológica de Minas Gerais, Programa de Pós-Graduação em Engenharia da Energia em associação ampla com a Universidade Federal de São João Del Rei, 2018.

Orientador: Prof. Dr. Paulo Eduardo Lopes Barbieri

Bibliografia

1. Meios de Transferência de Calor. 2. Escoamento Bifásico. 3. Ebulição Convectiva. I. Barbieri, Paulo Eduardo Lopes. II. Centro Federal de Educação Tecnológica de Minas Gerais. III. Título

CDD 697.2

Elaboração da ficha catalográfica pela Bibliotecária Elisângela Gonçalves Barbieri CRB-6: 2624 / CEFET-MG

FERNANDO NEVES QUINTINO DOS SANTOS

OTIMIZAÇÃO DE CORRELAÇÕES DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR DURANTE A EBULIÇÃO CONVECTIVA DO R1234yf EM MINI E MICROCANAIS

Dissertação apresentada ao Programa de Engenharia da Energia, Em Associação Ampla entre o Centro Federal de Educação Tecnológica de Minas Gerais e a Universidade Federal de São João Del-Rei, como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Engenharia da Energia.

Aprovado em, _____ de _____ de 2018

Banca Examinadora

Prof. Dr. Paulo Eduardo Lopes Barbieri (Orientador) (Centro Federal de Educação Tecnológica de Minas Gerais – CEFET-MG)

Prof. Dr. Evandro Fockink da Silva (Centro Federal de Educação Tecnológica de Minas Gerais – CEFET-MG)

Prof. Dr. Cristiano Bigonha Tibiriçá (Universidade de São Paulo – EESC-USP)

 $Este\ trabalho\ \acute{e}\ dedicado\ a\ to dos\ os\ pesquisadores.$

AGRADECIMENTOS

Em primeiro lugar aos meus pais, Mauro e Rachel, que me permitiram chegar onde cheguei, meus irmãos, Felipe e Luísa, pelo suporte, e meus avós, Wellington e Maria Etelvina pelo carinho.

Meus amigos: Annibal Franco, Diogo Dantes, Felipe Galuppo, Júlio Machado e Paul Paxton, pelo tempo que passamos juntos e a compreensão pelos vários momentos que me ausentei em nome da dissertação. Um agradecimento em especial a Matheus Vasconcelos que é co-autor de uma das publicações.

Meus colegas de vida acadêmica, Hélio Augusto e Mayra Diniz, pelas conversas que só quem trilha o mesmo caminho pode proporcionar.

Ao Marcos Lins, pelas boas conversas e auxílio com a burocracia inerente da Pós-Graduação.

Ao Professor Dr. Paulo Barbieri pela orientação, e principalmente pelas várias conversas, que serviram tanto para meu crescimento pessoal quanto para o acadêmico.

Aos membros da banca pela disposição em me avaliar e pelas sugestões que contribuíram para a melhora do trabalho.

Aos baristas da Kopenhagen e Três Corações por animarem meu dia após horas de escrita.

Aos diversos professores que me encorajaram e estimularam a dar o melhor de mim, mesmo diante de situações adversas.

Por fim, agradeço a Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pela concessão de bolsa.

"Acredite em si mesmo, independente do que aconteça, especialmente em seus piores momentos"

Fernando N.Q. dos Santos

RESUMO

O R1234yf é um fluido com baixo GWP e um candidato a substituição do R134a em aplicações automotivas. Entre vários estudos deste fluido, a transferência de calor em ebulição convectiva em mini e microcanais precisa de atenção especial devido à sua importância e escassez de dados. O objetivo desta dissertação é compilar dados de coeficientes de transferência de calor da ebulição convectiva do refrigerante R1234yf em dutos horizontais disponíveis na literatura aberta e ajustar duas correlações recentes para uso com este fluido. Uma rotina de otimização que minimizou a soma dos erros quadrados forneceu as constantes empíricas para uma base de dados composta por 839 resultados experimentais de quatro fontes independentes. O ajuste na correlação de Fang (2013a) aumentou a cobertura na banda $\pm 20\%$ de 63,4% para 97,7%, enquanto reduziu o MARD de 17,4% para 6,61% e o MRD de 7,62% para -0,407%, reduções de 62,0% e 94,7%, respectivamente. O ajuste na correlação de Sempértegui-Tapia (2016) aumentou a cobertura na banda $\pm 20\%$ de 62,8% para 80,2%, enquanto reduziu o MARD de 19,3% para 12,9% e o MRD de -11,7% para 0,0552%, reduções de 33,1% e 99,5%, respectivamente. Apesar da boa performance estatística, as correlações não capturaram adequadamente as tendências dos bancos experimentais.

Palavras-chaves: Mudança de fase. Ebulição convectiva. R1234yf. Microcanais

ABSTRACT

R1234yf is a low GWP fluid and the principal substitute for R134a in automotive applications. Among several studies of this fluid, boiling heat transfer in mini-channels needs special attention due to its importance and scarcity of data. The purpose of this research is to compile R1234yf pre dry-out horizontal flow boiling heat transfer coefficient data available in the open literature, and propose two correlations based on established models. An optimization routine that minimized the sum of squared errors provided the empirical constants for a database comprised of 839 experimental results from four independent sources. The adjust in Fang (2013a)'s correlation increased coverage in a ± 20 % bandwidth from 63.4% to 97.7%, while reducing the MARD from 17.4% to 6.61% and the MRD from 7.62% to -0.407%, reductions of 62.0% and 94.7%, respectively. The adjust in Sempértegui-Tapia (2016)'s correlation increased coverage in a ± 20 % bandwidth from 62.8% to 80.2%, while reducing the MARD from 19.3% to 12.9% and the MRD from -11.7% to 0.0552%, reductions of 33.1% and 99.5%, respectively. Despite the good overall statistical performance, neither correlations properly captured the experimental trends.

Keywords: Phase-change. Flow boiling. R1234yf. Microchannels

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 –	- Esquemático do escoamento bifásico em um tubo inclinado \ldots	33
Figura 3.1 –	- Evolução típica dos padrões de escoamento na ebulição convectiva em	
	microcanais	43
Figura 3.2 –	-Padrões observados na ebulição de R134 a em um duto de $0,5\mathrm{mm}$ -	
	a) bolhas b) bolhas/slug c) slug d) slug/semi-anular e) semi-anular f)	
	anular ondulado g) anular liso	44
Figura 3.3 –	- Padrões observados na ebulição de R32 em um duto de 2,0 mm	45
Figura 3.4 –	- Escoamento água-ar em padrão <i>rivulet</i> formado em um tubo de fluoro-	
	polímero de 1,6 mm	46
Figura 3.5 –	- Forças dominantes no escoamento	47
Figura 3.6 –	- Efeito da temperatura de saturação nos padrões de escoamento em um	
	duto de $D = 2,32 \mathrm{mm}$	47
Figura 3.7 –	- Efeito do fluxo de massa na contagem de bolhas – R 134a, $D=0.5\mathrm{mm},$	
	$L = 70 \text{ mm}, T_{sat} = 30 \text{ °C}, \Delta T_{sub} = 3 \text{ °C} \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots$	48
Figura 3.8 –	- Efeito do fluxo de calor nos padrões de escoamento – R134a, D = 1,1 mm,	
	$G = 200 \text{ kg/(m^2 s)}, P_{sat} = 8 \text{ bar}$	49
Figura 3.9 –	- Mapa de escoamento adiabático para água-ar – $D = 2,0 \mathrm{mm}$	50
Figura 3.10-	–Mapa de escoamento diabático para o R 134a – $D=0.5\mathrm{mm},T_{sat}=30^{\circ}\mathrm{C},$	
	$q'' = 50 \text{ kW/m}^2$ - IB: isolated bubble, CB: coalescing bubble, annular, DO:	
	<i>dry-out</i>	50
Figura 3.11-	–Mapa de escoamento diabático para o FC-77 – $D = 1,1\mathrm{mm},~G =$	
	$200 \text{ kg/(m^2 s)}, P_{sat} = 8 \text{ bar}$	51
Figura 4.1 –	- Ângulo de contato	55
Figura 4.2 –	-Efeito da temperatura de saturação no diâmetro de transição para o	
	fluido R1234yf	57
Figura 4.3 –	- Efeito da temperatura de saturação no diâmetro de transição para a água	57
Figura 5.1 –	- Modelo de transferência de calor de três zonas	60
Figura 6.1 –	- Distribuição da base de dados	74
Figura 6.2 –	- Tendências observadas por Saitoh – $D = 2 \mathrm{mm}, T_{sat} = 15 ^{\circ}\mathrm{C}$	77
Figura 6.3 –	- Tendências observadas por Del Col – $D = 0.96 \mathrm{mm}, T_{sat} = 31 ^{\circ}\mathrm{C}$	78

Figura 6.4 – Tendências observadas por Choi	80
Figura 6.5 – Tendências observadas por Sempértegui-Tapia – $D = 1,1 \mathrm{mm}$	82
Figura 7.1 – Performance da correlação I	90
Figura 7.2 – Análise por banco de dados da correlação I original	91
Figura 7.3 – Análise por banco de dados da correlação I ajustada	91
Figura 7.4 – Performance da correlação II	93
Figura 7.5 – Análise por banco de dados da correlação II original	93
Figura 7.6 – Análise por banco de dados da correlação II ajustada	94
Figura 7.7 – Avaliação paramétrica da Correlação I original	95
Figura 7.8 – Avaliação paramétrica da Correlação I ajustada	96
Figura 7.9 – Avaliação paramétrica da Correlação I original	98
Figura 7.10–Avaliação paramétrica da Correlação I ajustada	99

LISTA DE TABELAS

Tabela 4.1 – Comparação dos critérios de transição para microescala	56
Tabela 5.1 – Fator de fluido para a Eq. 5.48	69
Tabela 6.1 – Propriedades termodinâmicas de fluidos selecionados a 20 °C $\ldots \ldots$	74
Tabela 6.2 – Estudos de ebulição convectiva de R1234yf	75
Tabela 6.3 – Intervalo de validade para as correlações propostas - Unidades base SI	75
Tabela 6.4 – Constantes empíricas originais da segunda correlação	83
Tabela 6.5 – Constantes empíricas originais da primeira correlação	84
Tabela 6.6 – Métricas de erro	85
Tabela 7.1 – Constantes empíricas da correlação I	89
Tabela 7.2 – Cobertura percentual da correlação I	90
Tabela 7.3 – Constantes empíricas da correlação II	92
Tabela 7.4 – Cobertura percentual da correlação II	94
Tabela 7.5 – Constantes empíricas da validação cruzada para a correlação I \ldots .	100
Tabela 7.6 – Métricas de erro da validação cruzada para a correlação I	101
Tabela 7.7 – Constantes empíricas da validação cruzada para a correlação II $\ .\ .\ .$	101
Tabela 7.8 – Métricas de erro da validação cruzada para a correlação II	101

LISTA DE SÍMBOLOS

Siglas

CFC	Clorofluorcarboneto
CTC	Coeficiente de transferência de calor
GWP	Potencial de aquecimento global
HCFC	Hidroclorofluorcarboneto
HFC	Hidrofluorcarboneto
HFO	Hidrofluorolefina
ODP	Potencial de depleção de ozônio
Letras roma	anas
A	Área $[m^2]$
С	Constantes das correlações propostas [–]
c_p	Calor específico $[J/(kgK)]$
C_f	Fator de atrito de Fanning [–]
D	Diâmetro [m]
F	Fator de intensificação da ebulição convectiva [–]
g	Aceleração da gravidade $[m/s^2]$
G	Fluxo de massa $[kg/(m^2 s)]$
h	Coeficiente de transferência de calor $[W/(m^2 K)]$
i	Entalpia [J/kg]
j	Velocidade superficial [m/s]
k	Condutividade térmica [W/(mK)]
m	Constante associada ao parâmetro de Martinelli [-]

'n	Velocidade mássica [kg/s]
M	Massa molar [g/mol]
n	Expoente [-]
Ν	Tamanho da amostra [–]
p	Pressão [Pa]
$q^{\prime\prime}$	Fluxo de calor $[W/m^2]$
Q	Vazão volumétrica $[m^3/s]$
Ra	Rugosidade superficial média [µm]
8	Coordenada espacial [m]
S	Fator de supressão da ebulição nucleada [–]
Sl	Razão de deslizamento [–]
Т	Temperatura [K]
u	Velocidade média [m/s]
x	Título de vapor [–]

Letras gregas

α	Fração de vazio superficial [–]
$lpha_t$	Difusividade térmica $[m^2/s]$
β	Fração volumétrica [–]
δ	Espessura do filme de líquido [m]
Δ	Variação [-]
θ	Ângulo de contato [°]
λ	Comprimento capilar [m]
μ	Viscosidade dinâmica $[kg/(ms)]$

u Viscosid	de cinemática $[m^2/s]$
------------	-------------------------

- ξ Fator de atrito de Petukhov [-]
- ϕ^2 Multiplicador bifásico [–]
- ρ Densidade [kg/m³]
- σ Tensão superficial [N/m]
- Ψ Razão entre h_{tb} e h_l
- z Coordenada espacial

Números adimensionais

Bd	Número de Bond $\longrightarrow g(\rho_l - \rho_v) D^2 / \sigma$
Bo	Número de ebulição $\longrightarrow q''/(Gi_{lv})$
Co	Número de confinamento $\longrightarrow \sqrt{\sigma/[(\rho_l - \rho_v)g]}/D$
Cv	Número de convecção $\longrightarrow [(1-x)/x]^{0,8} (\rho_v/\rho_l)^{0,5}$
Eo	Número de Eötvös $\longrightarrow g(\rho_l - \rho_v)D^2/\sigma$
Fa	Número adimensional proposto por Fang $\longrightarrow (\rho_l - \rho_v)\sigma/(G^2D)$
Fr	Número de Froude $\longrightarrow G^2/(\rho g D)$
La	Número de Laplace $\longrightarrow \rho \sigma D/\mu^2$
Nu	Número de Nusselt $\longrightarrow hD/k$
Pr	Número de Prandtl $\longrightarrow c_p \mu/k$
Re	Número de Reynolds $\longrightarrow GD/\mu$
We	Número de Weber $\longrightarrow G^2 D/(\rho \sigma)$
χ	Parâmetro de Lockhart-Martinelli $\longrightarrow \phi_v/\phi_l$

Subscritos

b	Desprendimento	de	bolhas
---	----------------	----	--------

cb	Ebulição convectiva
cond	Condução
conv	Convecção
crit	Crítico
di	Início da secagem de parede
exp	Experimental
i	Índice de somatório
in	Entrada
k	Relativo a fase líquido ou vapor
l	Líquido, laminar
L	Comprimento do duto
lo	Apenas líquido
lv	Líquido e valor
m	Mistura
nb	Ebulição nucleada
pred	Predito
r	Reduzida
sat	Saturação
t	Turbulento
tl	Turbulento-Laminar
tp	Bifásico
tt	Turbulento-Turbulento
v	Vapor
w	Parede

SUMÁRIO

1		Introdução	27
]	1.1	Motivação	27
]	1.2	Objetivos	30
]	1.3	Estrutura do texto	31
2		Fundamentos de escoamentos bifásicos	33
2	2.1	Parâmetros do escoamento	33
	2.1.1	Fração de vazio	33
	2.1.2	Título de vapor	34
	2.1.3	Fluxo de massa	34
	2.1.4	Velocidades	34
	2.1.5	Fração volumétrica	36
	2.1.6	Razão de deslizamento	36
	2.1.7	Comprimento capilar	36
2	2.2	Números adimensionais	36
	2.2.1	Número de Reynolds	37
	2.2.2	Número de Froude	37
	2.2.3	Número de Prandtl	38
	2.2.4	Número de Weber	38
	2.2.5	Número de Nusselt	39
	2.2.6	Número de ebulição	39
	2.2.7	Número de confinamento	40
	2.2.8	Número de Bond	40
	2.2.9	Número de Eötvös	40
	2.2.10	Número de Laplace	40
	2.2.11	Número de convecção	41
	2.2.12	Parâmetro de Martinelli	41
3		Padrões de escoamento	43
	3.1	Estudos experimentais	44
	3.2	Conclusões	51

4	Macro e Microcanais	53
4.1	Abordagem geométrica	53
4.2	Abordagem fenomenológica	54
4.3	Comparação dos critérios	56
4.4	Conclusões	56
5	Coeficiente de transferência de calor	59
5.1	Métodos preditivos	61
5.1.1	Correlações monofásicas	61
5.1.2	Correlações de ebulição em piscina	63
5.1.3	Correlações assintóticas	65
5.1.4	Correlações em forma de razão	68
5.1.5	Correlações em funções de potência	70
6	Metodologia	73
6.1	Propriedades termodinâmicas	73
6.2	Base de dados	73
6.2.1	Saitoh	76
6.2.2	Del Col	76
6.2.3	Choi	79
6.2.4	Sempértegui-Tapia	79
6.3	Correlações	81
6.3.1	Correlação I	81
6.3.2	Correlação II	83
6.4	Procedimento computacional	84
6.5	Métricas de erro	85
6.6	Validação cruzada	86
7	Resultados e Discussões	89
7.1	Comparação com as correlações originais	89
7.1.1	Correlação I	89
7.1.2	Correlação II	92
7.2	Análise paramétrica	94
7.2.1	Correlação I	94

7.2.2	Correlação II	97
7.3	Validação cruzada	100
7.3.1	Correlação I	100
7.3.2	Correlação II	101
7.4	Discussão	102
8	Conclusões	103
8.1	Sugestões para trabalhos futuros	104
	Referências Bibliográficas	107

1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo apresenta-se a motivação do texto, contemplando aplicações que exigem remoções de alto fluxo de calor e as tecnologias apropriadas para isso. Além disso, uma breve apresentação dos diferentes acordos sobre proteção climática são apresentados, como Protocolo de Montreal e Protocolo de Kyoto, delineando sua importância na evolução dos refrigerantes. Por fim, propõe-se um estudo usando um dos refrigerantes de nova geração, o R1234yf, para preencher a lacuna da falta de correlações para o coeficiente de transferência de calor durante em ebulição em microcanais para novos fluidos.

1.1 Motivação

O desenvolvimento tecnológico em áreas como microeletrônica, geração fotovoltaica concentrada, aeroespacial, células de combustível, motores e geração nuclear veio acompanhado por um aumento no calor gerado, aumentando a demanda por mecanismos de dissipação de calor mais eficientes (KARAYIANNIS; MAHMOUD, 2017; YANG; ZUO, 2015). Smakulski e Pietrowicz (2016) argumentam que o fluxo de calor de componentes eletrônicos de nova geração pode alcançar 500 W/cm², chegando a 1000 W/cm² nas zonas de concentração de calor (*hotspots*). Aplicações com diodos podem exceder esses valores (ROY; AVANIC, 1996).

Neste contexto, existem diversas técnicas adequadas. Todas seguem o princípio de intensificar a transferência de calor aumentando a área de contato do fluido refrigerante com a superfície a ser refrigerada, ao mesmo tempo reduzindo a razão de superfície refrigerada por volume de trocador. Destacam-se: mudança de fase em microcanais, remoção de calor em meios porosos, refrigeração por jato e refrigeração por spray. Kim e Mudawar (2014) discutem que todas são capazes de atender a maior parte dos fluxos de calor demandados, entretanto se diferenciam principalmente na facilidade de implementação e uniformidade da transferência de calor. Esta dissertação será focada na ebulição em canais de diâmetro reduzido, entre eles os microcanais, uma vez que possuem diversas aplicações e seu fenômeno ainda não é bem compreendido.

De acordo com Mudawar (2011), os sistemas de mudança de fase em microcanais oferecem diversas vantagens como serem leves e compactos, precisarem de muito pouco inventário (quantidade de fluido refrigerante no sistema) e alcançarem altos coeficientes de transferência de calor (CTC - Coeficiente de Transferência de Calor). Este tipo de técnica favorece fluidos com alto calor latente de vaporização, pressão de condensação moderada e disponibilidade a baixo custo. Os principais fluidos usados são naturais (amônia, dióxido de carbono e hidrocarbonetos) ou fluorados (QU; MUDAWAR, 2002), embora o estudo de nanofluidos esteja aumentando (FANG et al., 2016).

Os refrigerantes fluorados embora possuam excelentes propriedades e sejam fáceis de usar (baixa inflamabilidade e toxidade), também incorrem em efeitos ambientais nocivos. Os dois principais efeitos mensuráveis são o potencial de depleção da camada de ozônio (ODP - Ozone Deplection Potential) e o potencial de aquecimento global (GWP - Global Warming Potential).

A preocupação com os efeitos ambientais decorrentes de seu uso iniciou-se com o agravamento da redução da camada de ozônio. Em 1985, a Conferência de Viena (UNEP, 1985) foi assinada e as partes se comprometeram a controlar a emissão de clorofluorcarbonetos (CFCs). Pouco depois, em 1987, o Protocolo de Montreal (UNEP, (1987) foi assinado, estipulando a redução gradual até o ano de (1999) em 50% das emissões anuais das substâncias (CFC-11, 12, 113, 114, 115; halon-1211, 1301, 2402) com base no ano de 1986. O comércio dessas substâncias foi restrito apenas aos países que aderiram. Com o passar dos anos, diversas revisões foram avalizadas no Protocolo de Montreal, incorporando preocupações com o aquecimento global (UNEP, 2016a; UNEP, 2016b). Isso levou a adição de novos fluidos e modificação nos prazos, bem como a adesão de novas partes. O phase-out (eliminação gradual) dos CFCs terminou em 2010 nos países desenvolvidos, enquanto o phase-out dos hidroclorofluorcarbonetos (HCFCs) está estipulado para terminar de 2015 a 2020. Os hidrofluorcarbonetos (HFCs), tiveram phase-out parcial de 2019 até 2036, onde o limite de emissões será de 15% CO_{2,eq} relativo a média dos anos de 2011, 2012 e 2013. Para os países em desenvolvimento, o prazo para redução das emissões foi postergado em 10 anos.

Segundo Ciconkov (2018), os refrigerantes de terceira geração, os HFCs, são fruto da negligência do Protocolo de Montreal em suas primeiras revisões relativa a questão do aquecimento global. Isso acontece pois embora tenham ODP zero, o GWP é alto, atendendo as diretrizes estipuladas mas ignorando a intensificação do aquecimento global. Ainda segundo o autor, influenciaram na decisão de postergar a inclusão de limites estritos de GWP nas primeiras revisões do Protocolo de Montreal fatores como facilidades de *retrofit*, custo baixo e lobby da indústria química fabricante de refrigerantes.

Paralelo ao Protocolo de Montreal, outras iniciativas foram tomadas com objetivo de conter o aquecimento global. Em 1992, os países se reuniram no Rio de Janeiro e realizaram a Convenção-Quadro das Nações Unidas sobre a Mudança do Clima (UN, 1992). Seu objetivo era o desenvolvimento sustentável através da estabilização da concentração dos gases do efeito estufa. Ela diferencia entre países desenvolvidos e em desenvolvimento (baseado nas emissões *per capita*) mas não faz imposições coercitivas. Isso levou os países membros a assinarem o Protocolo de Kyoto (UN, 1997), que instituiu como meta reduzir em pelo menos 5% a emissão de carbono dos países desenvolvidos no período de 2008 a 2012, com ano-base de 1990. Um dos mecanismos instituídos para isso foi a venda de créditos de carbono, que basicamente consiste em creditar as emissões de um país a outro (normalmente um em desenvolvimento), mediante pagamento.

Outros tratados de controle ambiental existem, como o Acordo de Paris (UN, 2015), que visa controlar a temperatura do planeta e as emissões dos gases do efeito-estufa. Importantes iniciativas regionais também acontecem. Na União Europeia, um dos exemplos mais conhecidos é a diretriz 2006/40/EC (EUR-LEX, 2006) que instituiu um valor de GWP máximo de 150 para fluidos refrigerante dos sistemas de ar condicionado automotivos. Ela entrou em vigor para novos modelos em 2011 e em 2017 para qualquer veículo fabricado.

O R134a é atualmente um dos refrigerantes mais usados em refrigeração doméstica, sistemas de ar condicionado veiculares e mesmo *chillers* de água(MENG et al., 2018). Su et al. (2015) em estudo de projeção até 2030 verificaram que o R134a era responsável por aproximadamente 89,4% das emissões de CO_{2,equivalente} dos sistemas de ar condicionado da China. Como ele possui GWP de 1300, novos fluidos com menor impacto no aquecimento global terão de substituí-lo no curto e médio prazos. Para atender esta demanda, fabricantes tem investido no desenvolvimento da família das hidrofluorolefinas (HFOs). Esses fluidos são conhecidos por terem ODP zero e GWP muito baixo, entretanto apresentam desvantagens quanto ao preço e a inflamabilidade (ZHANG et al., 2017; CHOI et al., 2014). Dentre as HFOs, o R1234yf tem papel de destaque, pois possui propriedades termodinâmicas similares ao R134a, assim possibilitando o retrofit direto dos equipamentos (DEL COL et al., 2010). Sánchez et al. (2017) apresentaram uma revisão de vários refrigerantes de baixo GWP (incluindo HFOs, hidrocarbonetos e HFCs) descrevendo sua aplicabilidade. Os autores encontraram que o R1234yf é um substituto potencial ao R134a, apresentando redução no

coeficiente de desempenho (COP) em torno de 10%. Outros autores (MOTA-BABILONI et al., 2014; MENDOZA-MIRANDA et al., 2016; CHO et al., 2013) estudaram a substituição de R134a por R1234yf em sistemas de ar condicionado veiculares e encontraram resultados semelhantes.

Devido a facilidade de retrofit, o R1234yf pode ser utilizado em trocadores projetados para o R134a. No entanto trocadores concebidos especificamente para este novo fluido aumentariam sua eficiência. Para isto, correlações de troca de calor e perda de pressão adequadas ao mesmo são necessárias. Atualmente existem poucas correlações apropriadas ao R1234yf. Algumas correlações são ajustes de bases de dados de vários fluidos, enquanto outras são ajustes de resultados experimentais obtidos em apenas uma bancada. A primeira abordagem sacrifica acurácia por uma maior generalidade, enquanto a segunda incorre em erros pois não inclui o efeito de váriaveis que não modificadas, como normalmente ocorre com material e rugosidade do duto (KARAYIANNIS; MAHMOUD, 2017). Uma maneira de lidar com as variáveis não controladas e manter a acurácia, é realizar o ajuste de vários bancos de dados, obtidos com bancadas diferentes, usando apenas o fluido de interesse.

1.2 Objetivos

Esta dissertação tem como objetivo principal o estudo da transferência de calor durante a ebulição convectiva de R1234yf em mini e microcanais. Aponta-se como objetivos específicos:

- Revisão da literatura de escoamentos bifásicos¹, contendo diferentes estudos sobre critérios de transição de escoamento, padrões de escoamento, transferência de calor em dutos e métodos preditivos.
- Seleção de uma base de dados de coeficientes de transferência de calor durante a ebulição de R1234yf.
- Avaliação da adequação de duas correlações recentes da literatura para o cálculo do coeficiente de transferência de calor, e subsequente otimização das mesmas para uso com o R1234yf.
- Seleção da melhor correlação usando mecanismos estatísticos de análise de erro, bem como avaliação da capacidade de generalização através de validação cruzada.

CEFET-MG

 $^{^1}$ $\,$ Escoamentos bifásicos podem se referir a vários tipos de escoamento, mas apenas os escoamentos bifásicos líquido-vapor serão considerados nesta dissertação

1.3 Estrutura do texto

O presente documento foi dividido em 6 capítulos, conforme detalhado a seguir:

- Capítulo 1: Introdução do trabalho, apresentando a motivação e os objetivos.
- Capítulo 2: Apresenta os fundamentos básicos de escoamentos bifásicos. São abordados as grandezas físicas e os números adimensionais que governam esse fenômeno.
- Capítulo 3: Apresenta uma revisão dos padrões de escoamento, apresentando as diferenças entre macro e microcanais, escoamentos horizontais e verticais, além das diferenças entre canais únicos e multicanais.
- Capítulo 4: Apresenta os principais critérios de transição para microescala.
- Capítulo 5: Apresenta os mecanismos físicos da ebulição, além de apresentação dos métodos preditivos para o coeficiente de transferência de calor.
- Capítulo 6: A seção de metodologia detalha o banco de dados usado, a rotina de otimização e os procedimentos usados para avaliar e comparar a capacidade de generalização e performance das correlações.
- Capítulo 7: São apresentados os resultados da otimização, incluindo uma análise paramétrica e validação cruzada. Uma análise geral é feita ao final do capítulo.
- Capítulo 8: Os principais resultados e conclusões da dissertação estão sumarizados, além de sugestões para trabalhos futuros.

2 FUNDAMENTOS DE ESCOAMENTOS BIFÁSICOS

Este capítulo define as principais grandezas pertinentes ao escoamento bifásico em dutos. São abordados os parâmetros do escoamento e os números adimensionais associados.

2.1 Parâmetros do escoamento

A Fig. 2.1 apresenta um esquemático do escoamento com mudança de fases em um duto circular inclinado. As grandezas apontadas servem para facilitar o entendimento e estão definidas abaixo.

Os subscritos $l \in v$ são relativos as fases líquido e vapor, quando as mesmas são consideradas escoando conjuntamente no sistema. Os subscritos $lo \in vo$ significam respectivamente apenas líquido e apenas vapor, indicando que o escoamento deve ser tratado como se apenas uma fase escoasse ocupando toda a seção do duto.

Figura 2.1 – Esquemático do escoamento bifásico em um tubo inclinado



Fonte: Barbieri (2005)

2.1.1 Fração de vazio

A fração de vazio α é um dos parâmetros mais importantes no escoamento bifásico, sendo usada para determinar a velocidade das fases. Ela pode ser definida de três formas distintas: linear, superficial e volumétrica. Neste trabalho será considerada apenas a superficial, que é definida como a razão da área A_v da seção transversal ocupada pelo vapor pela área total A da seção do duto.

$$\alpha = \frac{A_v}{A_l + A_v} = \frac{A_v}{A} \tag{2.1}$$

2.1.2 Título de vapor

O título de vapor x é definido como a razão entre a vazão mássica do vapor \dot{m}_v e a vazão mássica total do escoamento \dot{m} .

$$x = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}_l + \dot{m}_v} = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}} \tag{2.2}$$

Usualmente assume-se equilíbrio termodinâmico, o que permite que o título de vapor seja calculado por balanço de energia na seção de testes:

$$x = \frac{i(z) - i_l(z)}{i_{lv}(z)}$$
(2.3)

$$i(z) = \frac{q''\pi Dz}{GA} + i(0)$$
 (2.4)

Onde i representa a entalpia, G o fluxo de massa e z é a coordenada espacial no sentido axial do duto.

2.1.3 Fluxo de massa

O fluxo de massa G, também conhecido como velocidade mássica, é definido como a razão da vazão mássica do fluido pela área transversal A do duto. O fluxo de massa pode ser definido de forma análoga para as fases líquido e vapor.

$$G_l = \frac{\dot{m}_l}{A} = \frac{\dot{m}\left(1-x\right)}{A} \tag{2.5}$$

$$G_v = \frac{\dot{m}_v}{A} = \frac{\dot{m}x}{A} \tag{2.6}$$

$$G = G_l + G_v = \frac{\dot{m}}{A} \tag{2.7}$$

2.1.4 Velocidades

Diversas velocidades podem ser definidas no estudo de escoamentos bifásicos.
Velocidade média

A velocidade u, é a velocidade média de escoamento do fluido, definida como a razão da vazão volumétrica Q pela área. Essa velocidade também é definida para as fases.

$$u_{l} = \frac{Q_{l}}{A_{l}} = \frac{(1-x)}{(1-\alpha)} \frac{G}{\rho_{l}}$$
(2.8)

$$u_v = \frac{Q_v}{A_v} = \frac{x}{\alpha} \frac{G}{\rho_v}$$
(2.9)

Onde ρ é a massa específica do fluido.

Velocidade superficial

As velocidades superficiais $j_l \in j_v$ são definidas como a razão da vazão volumétrica de cada fase pela área de seção transversal do duto. Podem ser entendidas como uma velocidade considerando que apenas uma fase escoa sozinha. A velocidade superficial da mistura é dada pela soma das velocidades individuais.

$$j_{l} = \frac{Q_{l}}{A} = \frac{G(1-x)}{\rho_{l}} = u_{l}(1-\alpha)$$
(2.10)

$$j_v = \frac{Q_v}{A} = \frac{Gx}{\rho_v} = u_v \alpha \tag{2.11}$$

$$j = j_l + j_v \tag{2.12}$$

Velocidade de deslizamento

A velocidade de deslizamento é dada pela diferença da velocidade média da fase pela velocidade superficial da mistura.

$$u_{lj} = u_l - j \tag{2.13}$$

$$u_{vj} = u_v - j \tag{2.14}$$

2.1.5 Fração volumétrica

A fração volumétrica β é a fração da vazão volumétrica da fase vapor relativa a vazão volumétrica total. Ela também pode ser expressa em função das velocidades superficiais.

$$\beta = \frac{j_v}{j} = \frac{Q_v}{Q} \tag{2.15}$$

2.1.6 Razão de deslizamento

A razão de deslizamento Sl é um parâmetro útil em diversos modelos de escoamentos bifásicos, principalmente de fração de vazio. É definida como a razão da velocidade média da fase vapor pela velocidade média da fase líquida.

$$Sl = \frac{u_v}{u_l} = \frac{\rho_l}{\rho_v} \frac{x}{1-x} \frac{1-\alpha}{\alpha}$$
(2.16)

2.1.7 Comprimento capilar

O comprimento capilar λ é um comprimento característico de escoamentos em capilares e microcanais. Também é conhecido por constante de Laplace.

$$\lambda = \left[\frac{\sigma}{\left(\rho_l - \rho_v\right)g}\right]^{1/2} \tag{2.17}$$

2.2 Números adimensionais

Nesta seção são apresentados os números adimensionais. Vários deles possuem múltiplas definições, normalmente diferindo por constantes ou expoentes. Para que haja consistência no texto, apenas as definições apresentadas nesta seção são utilizadas nos cálculos.

É importante ressaltar que as versões específicas para as fases dos adimensionais que contém a velocidade média foram simplificadas, como é praxe na literatura. Isto ocorre pois a parcela relativa a fração de vazio normalmente é desprezada, devido principalmente a dificuldade em medir esse parâmetro. Apenas o Número de Weber será utilizado em sua forma completa, conforme detalhado em seção própria. Vários números adimensionais levam uma unidade de comprimento característica. Em dutos circulares usa-se o diâmetro, no entanto em dutos com outras seções, recomendase o diâmetro equivalente, definido como o diâmetro de duto circular que produziria a mesma perda de pressão.

2.2.1 Número de Reynolds

O número de Reynolds Re relaciona as forças de inércia e as forças viscosas, é um dos principais adimensionais usados em análise de fluidos.

$$Re = \frac{\rho u D}{\mu} \tag{2.18}$$

Onde μ a viscos
idade dinâmica do fluido.

Embora tenha uma definição clara para escoamentos monofásicos, a determinação das propriedades da mistura bifásica é de difícil determinação, de forma que normalmente são utilizados as versões do adimensional definidas para as fases.

$$Re_l = \frac{G\left(1-x\right)D}{\mu_l} \tag{2.19}$$

$$Re_v = \frac{GxD}{\mu_v} \tag{2.20}$$

$$Re_{lo} = \frac{GD}{\mu_l} \tag{2.21}$$

$$Re_{vo} = \frac{GD}{\mu_v} \tag{2.22}$$

2.2.2 Número de Froude

O número de Froude Fr é normalmente usado para escoamentos abertos, mas também tem aplicações em escoamentos com mudança de fase. Ele relaciona as forças inerciais com as forças gravitacionais.

$$Fr = \frac{u}{\sqrt{gD}} \tag{2.23}$$

Onde g é a aceleração da gravidade.

Normalmente em ebulição, apenas as versões para fase líquida são usadas, no entanto, nesta dissertação o valor da mistura Fr_m foi considerado conforme proposto por Kanizawa et al. (2016).

$$Fr_{l} = \frac{G^{2} \left(1 - x\right)^{2}}{\rho_{l}^{2} g D}$$
(2.24)

$$Fr_{lo} = \frac{G^2}{\rho_l^2 gD} \tag{2.25}$$

$$Fr_m = \frac{G^2}{\left(\rho_l - \rho_v\right)^2 gD} \tag{2.26}$$

2.2.3 Número de Prandtl

O número de Pr é dado pela razão da difusividade de *momentum* pela difusividade térmica e é usado para se determinar a espessura relativa da camada-limite de velocidade em relação a térmica.

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha_t} = \frac{\mu/\rho}{k/(c_p\rho)} = \frac{c_p\mu}{k}$$
(2.27)

Onde ν é a viscosidade cinemática, α_t é a difusividade térmica, c_p é o calor específico e k é a condutividade térmica.

Como o número de Froude, é prática comum considerar apenas o valor para a fase líquida, embora a fase vapor tenha uma definição semelhante.

$$Pr_l = \frac{c_{p,l}\mu_l}{k_l} \tag{2.28}$$

2.2.4 Número de Weber

O número de Weber *We* representa a razão entre as forças de inércia e as forças de tensão superficial, sendo muito usado no estudo de formação de bolhas em escoamentos bifásicos.

$$We = \frac{\rho u^2 D}{\sigma} = \frac{G^2 D}{\rho \sigma}$$
(2.29)

Como os outros adimensionais, o número de Weber é normalmente usado em função das fases.

$$We_l = \frac{G^2 D \left(1 - x\right)^2}{\rho_l \sigma} \tag{2.30}$$

$$We_v = \frac{G^2 D x^2}{\rho_v \sigma} \tag{2.31}$$

$$We_{lo} = \frac{G^2 D}{\rho_l \sigma} \tag{2.32}$$

$$We_{vo} = \frac{G^2 D}{\rho_v \sigma} \tag{2.33}$$

Define-se também a versão We_{u_v} usando a velocidade do vapor, conforme proposto por Kanizawa et al. (2016).

$$We_{u_v} = \frac{\rho_v u_v^2 D}{\sigma} \tag{2.34}$$

Fang (2013b) propôs o adimensional Fa mas não o nomeou. Este parâmetro é recorrente nas correlações de ebulição convectiva propostas pelo autor e é dado pelo inverso do número de Weber.

$$Fa = \frac{\left(\rho_l - \rho_v\right)gD^3}{\rho gD^3} \cdot \frac{D\sigma}{\rho u_v^2 D^2} = \frac{\left(\rho_l - \rho_v\right)\sigma}{G^2 D}$$
(2.35)

2.2.5 Número de Nusselt

O número de Nu é um dos mais importantes adimensionais na transferência de calor, sendo a razão das trocas de calor por convecção e condução.

$$Nu = \frac{q_{conv}'}{q_{cond}''} = \frac{h\Delta T}{k\Delta T/D} = \frac{hD}{k}$$
(2.36)

2.2.6 Número de ebulição

O número de ebulição *Bo* é muito usado em ebulição convectiva, incluindo aplicações em modelagem do fluxo crítico de calor. Ele representa a razão entre o fluxo de calor e o calor de evaporação por fluxo de massa.

$$Bo = \frac{q''}{Gi_{lv}} \tag{2.37}$$

Onde i_{lv} é a entalpia líquido-vapor do fluido.

2.2.7 Número de confinamento

O número de confinamento Co é o parâmetro usado para avaliar o grau de confinamento das bolhas em relação as dimensões do canal. É dado pela razão do comprimento capilar pelo diâmetro hidráulico.

$$Co = \frac{\lambda}{D} = \frac{1}{D} \cdot \left[\frac{\sigma}{(\rho_l - \rho_v)g}\right]^{1/2}$$
(2.38)

2.2.8 Número de Bond

O número de Bond Bd relaciona as forças de gravidade com a forças de tensão superficial. É usado para caracterizar o movimento de bolhas.

$$Bd = \frac{g\left(\rho_l - \rho_v\right)D^2}{\sigma} = \frac{1}{Co^2}$$
(2.39)

2.2.9 Número de Eötvös

O número de Eötvös Eo, como o número de Bond, relaciona a gravidade com a tensão superficial. Existem diversas definições para este adimensional na literatura, a maior delas sendo $Eo = k_{Eo} \cdot Bd$, onde k_{Eo} é uma constante, normalmente 1 ou 1/8.

2.2.10 Número de Laplace

O número de Laplace La é a razão da tensão superficial pelo transporte de momentum.

$$La = \frac{\rho \sigma D}{\mu^2} \tag{2.40}$$

Definições para as fases também são feitas. Aqui será usada para a fase líquida $La_l = \rho_l \sigma D/\mu_l^2.$

2.2.11 Número de convecção

Shah (1982) propôs o número de convecção Cv como parte de sua correlação de ebulição, é um adimensional ligado a intensificação da convecção. O valor dos expoentes pode diferir conforme a fonte consultada.

$$Cv = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,8} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \tag{2.41}$$

2.2.12 Parâmetro de Martinelli

Lockhart e Martinelli (1949) introduziram o parâmetro de Martinelli χ , no contexto do estudo dos gradientes de pressão em dutos horizontais. É talvez o mais importante parâmetro no estudo de gradientes de pressão em dutos, além de ser um importante preditor em correlações de coeficiente de transferência de calor. Ele é dado pela razão dos multiplicados bifásicos das fases vapor e líquida, que são definidos em função dos gradientes de pressão como se segue:

$$\chi^2 = \frac{\phi_v^2}{\phi_l^2} \tag{2.42}$$

$$\phi_l^2 = \frac{\left(\frac{dp}{dz}\right)_{tp}}{\left(\frac{dp}{dz}\right)_l} \tag{2.43}$$

$$\phi_v^2 = \frac{(dp/dz)_{tp}}{(dp/dz)_v}$$
(2.44)

Uma forma mais usual de apresentar o parâmetro de Martinelli é através da expressão geral abaixo.

$$\chi = \left(\frac{C_{f,l}}{C_{f,v}}\right)^{0.5} \left(\frac{1-x}{x}\right) \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.5}$$
(2.45)

Nessa expressão C_f é o fator de atrito de Fanning, normalmente utilizando a correlação de Blasius.

$$C_f = 16Re^{-1} \to Re \le 2000$$
 (2.46)

$$C_f = 0.076 Re^{-0.2} \rightarrow 2000 < Re < 1 \times 10^5$$
 (2.47)

Normalmente são utilizados equações específicas paras as fases, que podem ser obtidas desenvolvendo a Eq. 2.45.

$$\chi_{ll} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.5} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0.5} \tag{2.48}$$

$$\chi_{lt} = 18,65 R e_v^{-0,4} \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,9} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0,1}$$
(2.49)

$$\chi_{tl} = 0.05362 R e_v^{0,4} \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,9} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0,1}$$
(2.50)

$$\chi_{tt} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,9} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0,1}$$
(2.51)

3 PADRÕES DE ESCOAMENTO

Escoamentos líquido-vapor podem exibir diferentes arranjos conforme a variação dos parâmetros físicos e da geometria do canal. Essas configurações são denominadas padrões de escoamento. A Fig. 3.1 mostra a evolução típica destes padrões durante a ebulição convectiva em um microcanal, destacando seus efeitos na temperatura de parede, coeficiente de transferência de calor e perda de pressão.

Figura 3.1 – Evolução típica dos padrões de escoamento na ebulição convectiva em microcanais



Fonte: Sempértegui-Tapia (2016)

A evolução dos padrões de escoamento mostrada acima é típica, embora a nomenclatura e as transições variem muito na literatura, devido a natureza observacional do fenômeno. Algumas tentativas de classificação unificada existem, como a de Felcar et al. (2007), baseado em Barnea et al. (1983), que propuseram quatro padrões principais: Figura 3.2 – Padrões observados na ebulição de R134a em um duto de 0,5 mm - a) bolhas b) bolhas/slug c) slug d) slug/semi-anular e) semi-anular f) anular ondulado g) anular liso



Fonte: Revellin e Thome (2007)

escoamento disperso, escoamento estratificado, escoamento intermitente e escoamento anular. De forma similar, Thome et al. (2013) propuseram os regimes principais: bolhas, estratificado, pistonado (*plug*), anular e névoa; assumindo os outros como sub-regimes ou transições. Independente da definição adotada, deve-se notar que os padrões de escoamento durante a ebulição são dependentes de diversos fatores, sendo normalmente apresentados na forma de mapas bidimensionais. Esses mapas tem natureza altamente experimental, muitas vezes tendo validade restrita para os fluidos e condições de escoamento em que foram desenvolvidos.

3.1 Estudos experimentais

Suo e Griffith (1964) foram talvez um dos primeiros a avaliar padrões de escoamento em microcanais. Eles avaliaram diferentes combinações de fluidos e concluíram que as forças superficiais se tornam mais significativas conforme o diâmetro é reduzido. Outros autores chegaram a mesma conclusão, como Damianides e Westwater (1988), Fukano e Kariyasaki (1993), Ong e Thome (2009). A Fig. 3.2 mostra padrões de escoamento típicos encontrados em microcanais, para a ebulição de R134a com D = 0,50 mm, L = 70 mm, $G = 500 \text{ kg/(m² s)}, T_{sat} = 30 \,^{\circ}\text{C}, \Delta T_{sub} = 3 \,^{\circ}\text{C}.$

A Fig. 3.3 apresenta outros padrões não representados na Fig. 3.2, como estratificado, agitante (*churn*), névoa e secagem de parede. A diferença de coloração é devido ao uso de LEDs para iluminação.

Outro tipo de padrão, dificilmente encontrado na literatura, foi observado por Barajas e Panton (1993), em estudo do efeito do ângulo de contato entre a superfície sólida e o líquido em escoamentos água-ar usando um duto de 1,6 mm. Os autores encontraram os padrões: estratificado ondulado, intermitente (*plug* e *slug*), bolhas dispersas e anularnévoa usando um tubo de vidro ($\theta_{contato} = 34^{\circ}$). Nos escoamentos com ângulo de contato maior, como polietileno, poliuretano e FEP fluoropolímero ($\theta_{contato} = 61^{\circ}, 74^{\circ}$ e 106° respectivamente), o escoamento estratificado ondulado não se formou, dando lugar a um tipo conhecido como *rivulet*, que consiste em um filete de líquido escoando como um rio, como pode ser visto na Fig. 3.4. Com o aumento da velocidade do gás, o filete é quebrado em vários, dando origem ao escoamento *multiple rivulet*.

A maioria dos estudos são realizados com o canal em orientação horizontal, embora seja conhecido que em escoamentos verticais em canais convencionais dificilmente se observa estratificação, favorecendo o escoamento agitante (JAGAN; SATHEESH, 2016). Fukano e Kariyasaki (1993) foram um dos primeiros a estudar a diferença de orientação em micro-



Figura 3.3 – Padrões observados na ebulição de R
32 em um duto de 2,0 mm

Fonte: Zhu et al. (2017)

Figura 3.4 – Escoamento água-ar em padrão $\mathit{rivulet}$ formado em um tubo de fluoropolímero de $1,6\,\mathrm{mm}$



Fonte: Barajas e Panton (1993)

canais, fotografando escoamentos água-ar. Os autores verificaram que a orientação tem efeito desprezível nos padrões encontrados, creditando que os efeitos da tensão superficial são mais significativos que os da gravidade em microescala. Embora tenham realizado estudos com perda de pressão, eles não dispunham de mecanismos para comparar as duas orientações de forma precisa. Estudos mais recentes realizados com melhor instrumentação mostraram que a orientação tem um efeito mais significativo, principalmente nos escoamentos intermitentes. Saisorn et al. (2018) avaliaram a ebulição de R134a usando um canal circular de 1,0 mm e concluíram que apesar de apresentarem os mesmos padrões, as pontas das bolhas nos escoamentos *slug* ficaram contorcidas, efeito mais pronunciado nos escoamentos a favor da gravidade, devido ao conflito da inércia do fluido e as forças de empuxo. Também encontraram que os escoamentos verticais descendentes aumentam a troca de calor em troca de uma maior perda de pressão. Gao et al. (2017) encontrou resultado similar, usando 23 multi-microcanais retangulares de $624 \times 923 \,\mu$ m. Uma forma de avaliar esse fenômeno é através do mapa da Fig. 3.5, proposto por Baba et al. (2011), que separa os escoamentos em dominados pela gravidade, tensão superficial ou inércia.

Parâmetros como diâmetro, temperatura de saturação, fluxo de calor e fluxo de massa tem importante influência nos padrões observados. Arcanjo et al. (2010) argumentam que um aumento na temperatura de saturação gera um aumento no volume específico, o que aumenta a velocidade superficial do vapor, levando a uma transição para o escoamento anular com um título de vapor menor. Chen et al. (2005) observaram a mesma tendência em escoamentos verticais adiabáticos de R134a. A Fig. 3.6 mostra o efeito da temperatura de saturação para o padrão anular.



Figura 3.5 – Forças dominantes no escoamento

Fonte: Baba et al. (2011)

Figura 3.6 – Efeito da temperatura de saturação nos padrões de escoamento em um duto de $D=2,32\,\mathrm{mm}$



Fonte: Arcanjo et al. (2010)

O fluxo de massa tem forte influência no fenômeno de coalescência de bolhas. Revellin et al. (2006) avaliaram este fenômeno durante a ebulição de R134a em um duto de D = 0.5 mm, usando uma nova técnica de visualização. Os autores observaram que com o aumento do fluxo de massa, o pico de bolhas era alcançado em títulos de vapor menores, seguido por redução na contagem de bolhas, favorecendo a transição dos escoamentos intermitentes para o anular. A Fig. 3.7 ilustra esse fenômeno. Outros autores verificaram a mesma tendência, embora não tenham realizado este tipo de análise (YUN; KIM, 2004; ONG; THOME, 2009; ARCANJO et al., 2010).

Figura 3.7 – Efeito do fluxo de massa na contagem de bolhas – R
134a, $D=0.5\,{\rm mm},$
 $L=70\,{\rm mm},$ $T_{sat}=30\,{\rm ^\circ C},$
 $\Delta T_{sub}=3\,{\rm ^\circ C}$



Fonte: Revellin et al. (2006)

O fluxo de calor em escoamentos diabáticos influi no título de vapor. Dessa forma, mantidas as mesmas condições, escoamentos com maior fluxo de calor tendem a exibir padrões de escoamento correspondentes a estágios mais avançados da ebulição. Shiferaw et al. (2009) em estudo de visualização de escoamentos de R134a em um duto de 1,1 mm observaram esse fenômeno, conforme apresentado na Fig. 3.8. Yang et al. (2018) verificaram a mesma tendência em escoamentos de R134a em um microcanal retangular de $0,55 \times 0,55$ mm. Os autores argumentam que o fluxo de calor estimula a nucleação e desprendimento de bolhas, o que tende a elevar o coeficiente de transferência de calor. É importante notar que o comprimento da seção aquecida também é relevante, pois para um mesmo fluxo de calor, comprimentos menores demandam maior potência de aquecimento.

Figura 3.8 – Efeito do fluxo de calor nos padrões de escoamento – R134a, D = 1,1 mm, $G = 200 \text{ kg/(m^2 s)}, P_{sat} = 8 \text{ bar}$



A mudança de fluidos também gera efeitos significativos devido a mudança de propriedades termodinâmicas. Yang e Shieh (2001) observaram em seus experimentos com escoamentos adiabáticos água-ar e R134a, que a tensão superficial do fluido tem papel importante nos padrões formados. Os autores verificaram transições de padrões mais claras com o R134a, além das mesmas terem ocorrido com velocidade da fase gasosa menor. Além disso, nenhum modelo de predição de escoamento foi adequado aos dois escoamentos. Ong e Thome (2009) avaliaram a ebulição de R134a, R236fa e R245fa, concluindo que a mudança de fluido altera as transições nos padrões observados e o coeficiente de transferência de calor, devido a diferença nas propriedades. As mudança nos padrões de escoamento estavam associadas a diversos fatores entre eles a tensão superficial, que quanto maior, menor o título de vapor da transição para o anular. No caso da troca de calor nas regiões com título baixo, pressões reduzidas maiores foram associadas a maiores CTC.

Normalmente os padrões de escoamento são representados em mapas bidimensionais. Naturalmente, eles retratam as condições experimentais em que foram desenvolvidos, tendo de ser ajustados para novas condições. Mesmo assim, alguns deles capturam melhor várias das tendências gerais apresentadas anteriormente e são extrapoláveis com boa acurácia. Nota-se que escoamentos adiabáticos água-ar em geral são representados em mapas em



Figura 3.9 – Mapa de escoamento adiabático para água-ar – D = 2,0 mm

Fonte: Yang e Shieh (2001)

função das velocidades superficiais do líquido e do vapor, enquanto mapas diabáticos permitem outras representações, sendo mais comum mapas em função do fluxo de massa e título de vapor. As Fig. 3.9, 3.10 e 3.11 a seguir apresentam alguns mapas atuais.

Figura 3.10 – Mapa de escoamento diabático para o R
134a – D = 0,5 mm, T_{sat} = 30 °C,
 q'' = 50 kW/m² - IB: isolated bubble, CB: coalescing bubble, annular, DO:
 dry-out



Fonte: Revellin e Thome (2007)

Figura 3.11 – Mapa de escoamento diabático para o FC-77 – $D = 1,1\,\text{mm}, G = 200\,\text{kg/(m^2 s)}, P_{sat} = 8\,\text{bar}$



Fonte: Harirchian e Garimella (2010)

3.2 Conclusões

Padrões de escoamento são o nome dado as diferentes configurações que os escoamento com mais de uma fase podem assumir. Essa classificação é muito subjetiva, sendo que um mesmo escoamento pode ser classificado de forma diferente de acordo com o pesquisador. Atualmente existem tentativas de padronização na classificação, sendo impulsionados principalmente por meios objetivos de classificação, normalmente sinais de sensores.

Os escoamentos bifásicos com mudança de fase são muito semelhantes aos sem mudança de fase, valendo várias conclusões de escoamentos água-ar para escoamentos de ebulição e condensação de fluidos refrigerantes.

Diversos fatores influem nos padrões observados: o fluxo de massa antecipa a coalescência de bolhas, favorecendo a transição para o escoamento anular; o fluxo de calor influi principalmente na nucleação e desprendimento de bolhas; a temperatura de saturação aumenta o volume específico do vapor, levando a uma transição para o anular em títulos de vapor menores, as propriedades do fluido influem, principalmente a tensão superficial; reduções no diâmetro levam a um aumento da instabilidade, gerando crescimento de bolhas com periódica secagem de parede; o material do tubo influi, dependendo do ângulo de contato; por fim, a orientação torna improvável de se obter escoamentos estratificados em configuração vertical, uma vez que eles são formados pelo efeito da gravidade.

Os padrões de escoamento são organizados em mapas de escoamento, que com poucas exceções, tem origem empírica, então devem ser usados apenas em condições semelhantes as que foram obtidos.

4 MACRO E MICROCANAIS

Um dos tópicos mais importantes e controversos relativos a ebulição é a definição de macro e microcanais. Neste contexto, macro é relativo a canais de diâmetros usuais, enquanto micro é usado em contraposição a macro, não sendo necessariamente relacionado a grandeza do comprimento. Diversos autores tentaram classificar estes canais, alguns usando critérios puramente geométricos e outros usando critérios fenomenológicos, normalmente avaliando o número de confinamento e o diâmetro capilar em que ocorrem mudanças de interesse no padrão de escoamento.

4.1 Abordagem geométrica

Shah (1986) definiu um trocador compacto como um trocador com densidade de área superficial maior que $700 \text{ m}^2/\text{m}^3$, o que é equivalente a um diâmetro hidráulico menor que 6 mm. Posteriormente, Mehendale et al. (2000) aprofundaram o conceito, apresentando valores de diâmetro hidráulico para várias classificações intermediárias de trocadores, coerentes com a definição de Shah.

- Trocador de calor convencional: D > 6 mm.
- Trocador de calor compacto: D = 1 6 mm.
- Meso trocador de calor: $D = 100 \,\mu\text{m} 1 \,\text{mm}$.
- Micro trocador de calor: $D = 1 6 \,\mu\text{m}$.

Kandlikar (2002) propôs uma classificação alternativa, baseada nos diâmetros hidráulicos praticados pela indústria de refrigeração para diferentes sistemas. Os canais convencionais foram baseados nos evaporadores convencionais, os minicanais foram baseados nos evaporadores de placas, enquanto os microcanais foram pensados nos sistemas de refrigeração com aplicação em sistemas micro eletromecânicos.

- Microcanal: $D = 10 200 \,\mu\text{m}$.
- Minicanal: $D = 200 \,\mu\text{m} 3 \,\text{mm}$.
- Canal convencional: $D > 3 \,\mathrm{mm}$.

Kandlikar e Grande (2003) refinaram e aprofundaram o critério apresentado anteriormente. Os autores explicam que os canais convencionais são fabricados usando técnicas convencionais, enquanto canais menores acabam com formato de aletas estreitas, sendo denominados minicanais. Os microcanais acontecem quando os efeitos de rarefação dos gases passam a ser significativos. Além das classificações anteriores, outras três são introduzidas.

- Microcanal de transição: $D=10-1\,\mu\mathrm{m}.$
- Nanocanal de transição: $D = 1 \,\mu\text{m} 0.1 \,\mu\text{m}$.
- Nanocanal: $D < 0.1 \,\mu\text{m}$.

Embora a classificação apresentada tenha sido desenvolvida usando considerações de escoamento de gases, os autores recomendam sua aplicação para escoamentos de líquidos e com mudança de fase.

4.2 Abordagem fenomenológica

Suo e Griffith (1964) avalariam escoamentos bifásicos em capilares de 1,03 mm e 1,60 mm, usando combinações de heptano, octano e água como fase líquida, e nitrogênio e hélio como fase vapor. Os autores propuseram $\lambda/D > 3,3$ como transição para microcanais em escoamentos com empuxo desprezível.

Brauner e Maron (1992) estudaram estabilidade em escoamentos de água-ar em dutos circulares e propuseram $Bd < (2\pi)^2$ como transição para diâmetro reduzido, onde observa-se uma redução na estratificação em favor de outros regimes de escoamento.

Kew e Cornwell (1997) realizaram experimentos de ebulição do R141b em dutos circulares de 3,69 mm, 2,87 mm, 2,05 mm e 1,39 mm e um duto retangular com $2,10 \text{ mm} \times 2,10 \text{ mm}$. Os autores observaram que com Co > 0,5 os efeitos do confinamento se tornam significativos e as correlações tradicionais perdem performance. Além disso, para esta faixa, correlações do tipo ebulição nucleada forneceram melhores resultados.

Triplett et al. (1999) afirmam que canais com $D < \lambda$ são usados em diversas aplicações especiais como trocadores compactos, sistemas de resfriamento de circuitos microeletrônicos, reatores nucleares, entre outros. Os autores realizaram experimentos com escoamentos água-ar em diversos diâmetros e mapearam vários padrões de escoamento. Usando a mesma base, Ullmann e Brauner (2007) avaliaram os mecanismos de transição de regimes de escoamento. Os autores mostraram que escoamentos com $Bd \leq 1,6$ devem ser modelados como minicanais. Nesse regime o escoamento estratificado é bem reduzido e fica restrito a vazões mássicas muito baixas, podendo ser considerado como escoamento anular. Para canais retangulares, os autores propõem substituir o fator D^2 no cálculo de Bd pelo produto da base pela altura do canal, sugerindo que canais mais esbeltos teriam maior influência da gravidade do que implicado pelo diâmetro hidráulico.

Harirchian e Garimella (2010) investigaram a ebulição do FC-77 em canais retangulares com diversas seções transversais, variando de $0,1 \text{ mm} \times 0,1 \text{ mm}$ a $5,85 \text{ mm} \times 0,4 \text{ mm}$. Os autores classificaram os resultados em confinados ou não-confinados, observando se a fase vapor era limitada pelas dimensões do canal, e notaram que os escoamentos confinados tinham $Bd^{0,5} \times Re_{lo} < 160$, denominando este termo de número de confinamento convectivo.

Ong e Thome (2011) analisaram a ebulição dos refrigerantes R134a, R236a e R245fa em dutos circulares de 1,03 mm, 2,20 mm e 3,04 mm e através de técnicas de visualização de escoamento, propuseram Co < 0,34 como limite para canais convencionais, $0,34 \le Co \le 1,0$ como região de transição e Co > 1,0 como limite para microescala. Os autores observaram que no regime de microescala os efeitos da gravidade são suprimidos e superados pela tensão superficial.

Tibiriçá e Ribatski (2015) avaliaram escoamentos de água-ar, R134a e R245fa e propuseram dois critérios de transição diferentes. O primeiro critério é obtido por um balanço de forças da pressão do escoamento com a tensão superficial. Os autores argumentam que para $D < \lambda \sqrt{8 \cos \theta}$, o escoamento não apresenta estratificação. Os efeitos viscosos e inerciais foram desprezados. A Fig. 4.1 mostra o ângulo de contato θ . Os autores usaram $\theta = 7^{\circ}$ para refrigerantes halogenados e $\theta = 60^{\circ}$ para água.





Fonte: Tibiriçá e Ribatski (2015)

O segundo critério proposto foi baseado na análise de escoamentos anulares usando os parâmetros propostos por Kandlikar (2010). Segundo os autores, o filme de líquido escoando no perímetro do canal fica praticamente uniforme quando as forças gravitacionais são aproximadamente 5% das forças de tensão superficial. Isso corresponde a $D < \lambda/\sqrt{20}$.

4.3 Comparação dos critérios

Como apresentado, não há consenso entre os pesquisadores sobre o que é um escoamento em um microcanal e quando ele acontece. Entretanto, observa-se que conforme o diâmetro reduz, as bolhas de vapor tendem a ficar confinadas, o escoamento passa a ser dominado pela tensão superficial e o padrão estratificado dificilmente ocorre. A Tab. 4.1 apresenta os critérios de forma esquematizada.

Autores	Diâmetro	Número de Bond
Suo e Griffith (1964)	$D < \lambda/3,3$	Bd < 0,0918
Brauner e Maron (1992)	$D < 2\pi\lambda$	Bd < 39,48
Kew e Cornwell (1997)	$D < 2\lambda$	Bd < 4
Triplett et al. (1999)	$D < \lambda$	Bd < 1
Ullmann e Brauner (2007)	$D \le \lambda \sqrt{1,6}$	$Bd \le 1,6$
Harirchian e Garimella (2010)	$D < (160/Re_{lo}) \lambda$	$Bd < (160/Re_{lo})^2$
Ong e Thome (2011)	$\begin{cases} \lambda \leq D \leq \lambda/0, 34 & \text{Transição} \\ D < \lambda & \text{Microescala} \end{cases}$	$\begin{cases} 1,0 \leq Bd \leq 8,65\\ Bd < 1,0 \end{cases}$
Tibiriçá e Ribatski (2015) I	$D < \lambda \sqrt{8 \cos \theta}$	$Bd < 8\cos\theta$
Tibiriçá e Ribatski (2015) II	$D < \lambda / \sqrt{20}$	<i>Bd</i> < 0,05

Tabela 4.1 – Comparação dos critérios de transição para microescala

A Fig. 4.2 apresenta os diferentes critérios de transição da Tab. 4.1 para o fluido R1234yf, mostrando o efeito da temperatura saturação no diâmetro para a microescala. De forma geral, 1,5 mm é uma transição coerente para aplicações de refrigeração. Este fluido em específico é bastante afetado pela temperatura de saturação, o que não é verificado no caso de escoamentos de água, como exibido na Fig. 4.3.

4.4 Conclusões

Microcanais são uma classe especial de canais com diâmetro reduzido. Diversos critérios de transição existem, normalmente baseados em regressão de dados experimentais. Apesar da falta de consenso, fatores como dominância das tensões superficiais em detrimento da força gravitacional, e redução no padrão estratificado, são associados com a redução do diâmetro. Apesar de existirem vários critérios, não existe nenhum indicativo de que a



Figura 4.2 – Efeito da temperatura de saturação no diâmetro de transição para o fluido R1234yf

Fonte: Elaborado pelo autor

transição para microescala seja abrupta, fazendo mais sentido se falar em uma região de transição. Para os fins deste trabalho, entende-se por microcanal canais com $D \leq 3,0$ mm.



Figura 4.3 – Efeito da temperatura de saturação no diâmetro de transição para a água

Fonte: Elaborado pelo autor

5 COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR

A transferência de calor em escoamentos internos com mudança de fase se dá de maneira complexa, operando de forma distinta em cada padrão de escoamento. Collier e Thome (1996) definem ebulição convectiva como a o processo de ebulição na presença de escoamento forçado. Os mesmos autores argumentam que ela se dá por uma combinação de efeitos, notavelmente ebulição nucleada e convecção forçada. Nota-se que os mesmos são complementares em algumas regiões do escoamento.

A ebulição nucleada consiste essencialmente no fenômeno de nucleação e desprendimento de bolhas. É um dos mecanismos da ebulição convectiva mas também ocorre na ebulição em piscina com diversas similaridades. Collier e Thome (1996) explicam que esse mecanismo é típico de regiões com baixo título de vapor, pois a espessura do líquido é alta o suficiente para permitir nucleação. Os principais mecanismos de transferência de calor durante a ebulição nucleada são: aumento da convecção devido ao desprendimento de bolhas, cisão temporária da camada-limite térmica com o arrasto por empuxo do líquido superaquecido pelas bolhas e calor latente. Esse mecanismo é típico dos padrões de bolhas dispersas e alguns escoamentos pistonados.

Com a evolução do escoamento, o flime de líquido torna-se muito fino para nucleação de novas bolhas. A transferência de calor se dá, então, por convecção forçada superfície do duto e o filme de líquido. Nota-se que esse processo é intensificado pois a fase vapor escoa na região central com velocidade várias vezes maior que a do líquido. Como não há nucleação de bolhas, faria mais sentido denominar esse mecanismo de evaporação. Esse mecanismo é típico de padrões anular e algumas configurações de agitante.

Quando o fluxo de calor é muito elevado, chega-se a um ponto em que a superfície aquecida não comporta o contato contínuo da fase líquida, reduzindo substancialmente o coeficiente de transferência de calor.Dessa forma, em aplicações com fluxo de calor controlado, há um aumento substancial na temperatura da parede, e em aplicações com temperatura controlada, verifica-se uma redução no calor transferido (CHEN, 2012). O fluxo crítico de calor pode ocorrer tanto em regiões sub-resfriadas ou com título de vapor baixo, sendo chamada de *Departure from Nucleate Boiling*, como também ao fim da evaporação do filme de líquido no escoamento anular, sendo chamado de secagem de parede (*dry-out*). No primeiro caso, é associado o título de vapor crítico x_{crit} , enquanto no segundo é associado o título de vapor de início da secagem de parede x_{di} . Tibiriçá e Ribatski (2013) escreveram uma revisão do assunto e Tibiriçá et al. (2017) apresentam correlações para estimar ambos títulos de vapor definidos.

Modelos fenomenológicos mais precisos existem para configuração do escoamento. Em escoamentos intermitentes microcanais por exemplo, as bolhas são limitadas pelo diâmetro do duto, perdendo seu formato esférico e apresentando um padrão pistonado cilíndrico ou em forma de projétil. Devido a esse confinamento, as fases líquida e vapor escoam em momentos distintos, fazendo o coeficiente de transferência de calor variar no tempo. Jacobi e Thome (2002) desenvolveram um modelo de duas zonas, um bolsão de líquido e uma bolha de vapor, para considerar este efeito. Thome et al. (2004) melhoraram este modelo, propondo um modelo de três zonas, conforme exibido na Fig. 5.1. Os regimes dispersos (bolhas e névoa) e separados (estratificado e anular) são descritos usando os mesmos mecanismos que na macroescala, com poucas modificações.





Fonte: Thome et al. (2004)

O modelo se inicia considerando um bolsão monofásico de líquido, transferindo calor por convecção. Ele é seguido por uma bolha alongada, na qual os autores assumiram que o filme de líquido se encontra estagnado, transferindo calor por condução. Nessa região, o coeficiente de transferência de calor aumenta exponencialmente alcançando valores até dez vezes maior do que na região monofásica líquida. Quando o filme de líquido se torna suficientemente fino, há uma região de secagem de parede, na qual a transferência de calor é desprezível. O modelo possui três parâmetros ajustáveis que foram obtidos por regressão em uma base de dados de 1591 pontos de ebulição de diversos fluidos em várias condições de escoamento. A correlação final conseguiu predizer 70 % da base de dados com dispersão máxima de 30 %. Ribatski (2013) avaliou a performance de vários métodos preditivos em bases de dados distintas e concluiu que este modelo é um dos mais eficazes para escoamentos pistonados em microescala, embora pouco usado na literatura (provavelmente pela complexidade de implementação).

5.1 Métodos preditivos

Métodos preditivos são procedimentos usados para estimar uma quantidade. No contexto da transferência de calor, esses métodos se apresentam como correlações obtidas através do ajuste de resultados experimentais do coeficiente de transferência de calor. Diversas correlações já foram propostas, e como os mapas de escoamento elas são válidas apenas para as condições em que foram desenvolvidas. As extrapolações devem ser usadas com cuidado pois podem incorrer em erros maiores do que os previstos, apesar de várias correlações terem fundamentação fenomenológica.

5.1.1 Correlações monofásicas

A transferência de calor monofásica é abordada aqui, pois diversas correlações para escoamentos bifásicos utilizam essas correlações de forma auxiliar.

Escoamentos laminares

O regime laminar para escoamentos monofásicos em dutos ocorre para números de Reynolds menores que aproximadamente 2300. Nesta situação, o coeficiente de transferência de calor pode ser dado considerando a convecção com fluxo de calor uniforme, que segundo Incropera e DeWitt (2001) é dada por:

$$h = 4,36k/D$$
 (5.1)

Escoamentos turbulentos

Dittus e Boelter (1930) propuseram uma correlação para o número de Nusselt para escoamentos turbulento avaliando a transferência de calor em radiadores de água. O artigo foi republicado em Dittus e Boelter (1985). A correlação tem a forma:

$$Nu = \begin{cases} 0,0241 Re^{0.8} Pr^{0.4} & \text{Aquecimento do fluido} \\ 0,0264 Re^{0.8} Pr^{0.3} & \text{Resfriamento do fluido} \end{cases}$$
(5.2)

Winterton (1998) pondera que a correlação foi alterada por McAdams (1942), que mudou o valor das constantes, embora não tenha tomado crédito para si. Atualmente sua versão da correlação é mais conhecida e creditada erroneamente a Dittus e Boelter. Neste texto, a Eq. 5.3 será referida como correlação de Dittus-Boelter, mas será atribuída corretamente a McAdams (1942).

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \tag{5.3}$$

Esta correlação é válida para $0.6 < Pr < 160; Re \geq 10^4; D/L > 60.$

Seguindo a mesma linha, Sieder e Tate (1936) propuseram uma correlação mais apropriada quando há grandes variações nas propriedades do fluido. A correlação é válida para $0.7 < Pr < 16700; Re \ge 10^4; D/L > 60.$

$$Nu = 0.027 Re^{0.8} Pr^{1/3} \left(\frac{\mu}{\mu_w}\right)^{0.14}$$
(5.4)

Colburn (1964) propôs uma correlação idêntica a Eq. 5.3, com uma modificação no expoente do número de Prandtl, que passou de 0,4 para 1/3. A correlação é fundamentada na analogia de Chilton-Colburn para transferência de energia e momentum, sendo válida no mesmo intervalo que a correlação de Dittus-Boelter (MCADAMS, 1942).

As correlações apresentadas em forma de potências são conhecidas pela simplicidade, embora tenham problemas com precisão para um intervalo grande de números de Prandtl. Pensando nisso, outras formas de correlação foram propostas. Destacam-se a de Petukhov (1970) e a de Gnielinski (1976).

Petukhov (1970) propôs a seguinte correlação:

$$Nu = \frac{\frac{\xi}{8}RePr}{1,07+12,7\sqrt{\frac{\xi}{8}}(Pr^{2/3}-1)} \left(\frac{\mu}{\mu_w}\right)^n$$
(5.5)

62

O expoente n vale 0,11 quando a temperatura da parede é maior do que a temperatura média do fluido, valendo 0,25 caso contrário. O fator de atrito ξ é calculado por: $\xi = (1,82 \log Re - 1,64)^{-2}$. A correlação é válida para $10^4 \le Re \le 10^6$; $0,5 \le Pr \le 200$.

Gnielinski (1976) melhorou essa correlação para números de Reynolds baixos.

$$Nu = \frac{\frac{\xi}{8}(Re - 1000)Pr}{1 + 12,7\sqrt{\frac{\xi}{8}}(Pr^{2/3} - 1)} \left[1 + \left(\frac{D}{L}\right)^{2/3}\right] \left(\frac{Pr}{Pr_w}\right)^{0,11}$$
(5.6)

O fator f é calculado como na correlação de Petukhov (1970). A correlação é válida para $4 \cdot 10^3 \le Re \le 10^6$; $0.5 \le Pr \le 200$.

Taler e Taler (2017) apresentam um comparativo entre essas várias correlações, além de propor uma nova correlação em forma de potências.

Deve-se ressaltar que todas as correlações aqui são para escoamentos monofásicos. Quando são usadas como componentes em escoamentos bifásicos, normalmente são adotadas versões específicas para as fases, sendo o mais comum adotar as propriedades do líquido para as propriedades e as versões Re_l ; Pr_l no lugar de Re; Pr. Como exemplo, a Eq. 5.3 pode ser reescrita como:

$$h_l = 0.023 R e_l^{0.8} P r_l^{0.4} k_l / D \tag{5.7}$$

5.1.2 Correlações de ebulição em piscina

A ebulição em piscina está associada a ebulição nucleada, portanto diversas de suas correlações preditivas podem ser usadas na ebulição convectiva.

Forster e Zuber (1955) estudaram a dinâmica das bolhas durante a ebulição e fizeram várias análises sobre ebulição em piscina. Baseado em uma base de dados de n-pentano, benzeno, etanol e água, eles propuseram a seguinte correlação:

$$h_{tp} = 0,00122 \left(\frac{k_l^{0.79} c_{p,l}^{0.45} \rho_l^{0.49}}{\sigma^{0.5} \mu_l^{0.29} i_{lv}^{0.24} \rho_v^{0.24}} \right) \Delta T_{sat}^{0.24} \Delta p_{sat}^{0.75}$$
(5.8)

Stephan e Abdelsalam (1980) compilaram 5000 pontos experimentais de ebulição em piscina, de 72 fontes diferentes. Após algumas avaliações, os autores eliminaram alguns dados inconsistentes, restando 2806 pontos experimentais, em um intervalo de 0,0001 \leq $p_r \leq 0,97$. As regressões foram separadas em hidrocarbonetos, criogênicos, refrigerantes e água, devido as diferenças inerentes de cada grupo. A Eq. 5.9 é sua forma mais conhecida, aplicável a fluidos orgânicos, enquanto a Eq. 5.10 é sua forma para refrigerantes. D_b refere-se ao diâmetro de desprendimento de bolhas e R_p a rugosidade tomada como a altura máxima de pico em µm.

$$h_{tp} = 0.0546 \left[\left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.5} \left(\frac{q'' D_{\theta}}{k_l T_{sat}} \right) \right]^{0.67} \left(\frac{h_{lv} D_{\theta}^2}{\alpha_l^2} \right)^{0.248} \left(\frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_l} \right)^{-4.33} \left(\frac{k_l}{D_{\theta}} \right) R_p^{0.133}$$
(5.9)

$$h_{tp} = 207 \left(\frac{q'' D_{\theta}}{k_l T_{sat}}\right)^{0,745} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,581} \left(\frac{\nu_l}{\alpha_l}\right)^{0,533} \left(\frac{k_l}{D_{\theta}}\right) R_p^{0,133}$$
(5.10)

$$D_b = 0,206\theta\lambda \to \theta_{HC} = 35^\circ, \theta_{ref} = 35^\circ \tag{5.11}$$

Para os casos em que R_p não é fornecido, considerá-lo igual a 1 µm.

Deixa-se a ressalva que os autores provavelmente adaptaram o critério de Fritz (1935) para o diâmetro de desprendimento de bolhas, embora cometeram um erro de digitação deixando o valor dez vezes maior, sem consistência consistência física. A correlação é encontrada na literatura corrigida para refrigerantes, sendo:

$$D_b = 0.51\sqrt{2\lambda} \tag{5.12}$$

Cooper (1984) trabalhando com propriedades reduzidas, propôs uma correlação que leva em consideração a massa molar do fluido. A base de dados estava contida no intervalo $0,001 \le p_r \le 0.9$. Tal correlação é amplamente utilizada como correlação componente de várias correlações mais atuais.

$$h_{tp} = CM^{-0.5} p_r^{[0,12-0,2\log(Ra/0,4\,\mu\text{m})]} (-\log p_r)^{-0.55} (q'')^{0.67}$$
(5.13)

$$C = 55/93, 5 \rightarrow aço inoxidável/dutos cilíndricos horizontais de cobre$$
 (5.14)

Normalmente, uma versão simplificada dessa correlação é utilizada quando é parte componente de outras correlações. Para isto assume-se um duto com rugosidade superficial de $0,1 \,\mu\text{m}$.

$$h_{tp} = 55M^{-0.5}p_r^{0.12}(-\log p_r)^{-0.55}q''^{0.67}$$
(5.15)

Ribatski e Jabardo (2003) realizaram experimentos de ebulição em piscina com os refrigerantes R11, R123, R12, R134a e R22, com pressões reduzidas de $0,008 \le p_r \le 0,260$.

$$h_{tp} = C_1 p_r^{0,45} (\log p_r)^{-0.8} R a^{0.2} M^{-0.5} (q'')^{C_2}$$
(5.16)

$$C_1 = 100/110/85 \rightarrow \text{cobre/latão/aço}$$
(5.17)

$$C_2 = 0.9 - 0.3p_r^{0.2} \tag{5.18}$$

5.1.3 Correlações assintóticas

As correlações assintóticas consideram a superposição de efeitos da ebulição nucleada e ebulição convectiva, combinando-as em uma equação da forma:

$$h_{tp} = \left[\left(F \cdot h_{cb} \right)^n + \left(S \cdot h_{nb} \right)^n \right]^{1/n}$$
(5.19)

O termo do coeficiente de transferência de calor por ebulição nucleada normalmente consiste de uma correlação de ebulição em piscina multiplicada por um fator de supressão de bolhas S. Da mesma forma, o coeficiente de transferência de calor por ebulição convectiva geralmente é dado pelo produto de um fator de intensificação da ebulição convectiva F por uma correlação monofásica, normalmente sendo a de Dittus-Bolter (MCADAMS, 1942). Para evitar repetição, quando não houver informação sobre a correlação para a parcela convectiva, deve-se adotar a Eq. 5.7.

Correlações com n=1

Chen (1966) foi o primeiro a propôr uma correlação assintótica. Ele compilou dados de ebulição em escoamentos verticais de água, metanol, ciclo-hexano e pentano. A ebulição nucleada foi avaliada pela correlação de Forster e Zuber (1955). O autor originalmente propôs o fator F como $(Re_{ef}/Re_l)^{0,8}$, onde $Re_{ef} = Du\rho_l/\mu_l$, e S em forma gráfica, porém posteriormente estes foram ajustados por vários autores, conforme apresentam Chen e Fang (2014). As Eq. 5.20 a 5.22 apresentam a correlação.

$$h_{tp} = F \cdot h_l + S \cdot h_{nb} \tag{5.20}$$

$$F = \begin{cases} 1 \to 1/\chi_{tt} \le 0.1 \\ 2,35(1/\chi_{tt} + 0.213)^{0.736} \to 1/\chi_{tt} > 0.1 \end{cases}$$
(5.21)

$$S = \frac{1}{1 + 2.53 \cdot 10^{-6} (Re_l F^{1,25})^{1,17}}$$
(5.22)

Gungor e Winterton (1986) propuseram uma correlação similar, considerando uma base de dados de 4300 pontos de ebulição em dutos de água, R11, R12, R22, R113, R114 e etileno glicol. Os resultados são relativos a escoamentos horizontais e verticais em dutos, embora dados de escoamentos anulares estejam contidos. Os autores optaram pela versão simplificada da correlação de Cooper (1984) para a ebulição nucleada. As Eq. 5.23 e 5.24 mostram os fatores $F \in S$ propostos.

$$F = 1 + 24000Bo^{1,16} + 1,37(1/\chi_{tt})^{0,86}$$
(5.23)

$$S = \frac{1}{1 + 1,15 \cdot 10^{-6} F^2 R e_l^{1,17}}$$
(5.24)

Caso o escoamento seja horizontal com com $Fr_{lo} < 0,005$, as seguintes correções devem ser feitas:

$$F_2 = F \cdot F r_{lo}^{0,1-2Fr_{lo}} \tag{5.25}$$

$$S_2 = S\sqrt{Fr_{lo}} \tag{5.26}$$

Saitoh et al. (2007) avaliaram a ebulição de R134a para diâmetro de 0,5 a 11,0 mm, incluindo o regime de secagem de parede. No regime pré-*dry-out*, os autores propuseram uma correlação assintótica, usando a versão para refrigerantes da correlação de Stephan e Abdelsalam (1980) para a ebulição nucleada. Os autores usaram a correlação de Dittus-Boelter (MCADAMS, 1942) para a ebulição convectiva, entretanto nos casos em que $Re_l < 1000$, eles adotaram o valor proposto por Incropera e DeWitt (2001). A correlação é válida apenas até o título de vapor de secagem de parede, considerando que a espessura crítica do filme de líquido δ_{crit} é de 15 µm. Para seus resultados experimentais, o título de vapor de secagem de parede variou de 0,5 a 0,95 mm conforme o diâmetro do duto aumentou. O cálculo do parâmetro de Martinelli é feito para $\chi_{lt} \in \chi_{tt}$, conforme as Eq. 2.49 e 2.51, considerando $Re_l = 1000$ como a transição.

$$F = 1 + \frac{(1/\chi)^{1,05}}{1 + We_v^{-0,4}}$$
(5.27)

$$S = \frac{1}{1 + 0.4 (10^{-4} \cdot Re_l F^{1,25})^{1,4}}$$
(5.28)

$$x_{di} = \frac{Sl\left(1 - \frac{2\delta_{crit}}{D}\right)^2 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)}{1 - \left(1 - \frac{2\delta_{crit}}{D}\right)^2 \left[1 - Sl\left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)\right]}$$
(5.29)

$$Sl = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0.5} \tag{5.30}$$

Kanizawa et al. (2016) desenvolveram uma correlação baseada na de Saitoh et al. (2007) para os fluidos R134a, R245fa e R600a. Os autores mantiveram as correlações para as contribuições da ebulição nucleada e convectiva, no entanto utilizaram as formas χ_{tl} e

 χ_{tt} do parâmetro de Martinelli com $Re_v = 1000$ para transição, além do número de Weber calculado usando a velocidade do vapor, que foi estimada pela fração de vazio dada pela correlação de Kanizawa e Ribatski (2015).

$$F = 1 + \frac{2,50\chi^{-1,32}}{1 + We_{u_v}^{0,24}}$$
(5.31)

$$S = \frac{1,06Bd^{-8\cdot10^{-3}}}{1+0,12(10^{-4}Re_{lo}F^{1,25})^{0,86}}$$
(5.32)

$$\alpha = \left[1 + 1,021 F r_m^{-0,092} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{-0,368} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{1/3} \left(\frac{1-x}{x}\right)^{2/3}\right]^{-1}$$
(5.33)

Correlações com n=2

Chen (1966) assumiu que as parcelas de ebulição nucleada e convectiva são aditivas, no entanto, muitas vezes isso leva a resultados sub-estimados na região de ebulição nucleada e super-estimados na região de ebulição convectiva. O índice n = 2 compensa esses efeitos.

Kutateladze (1961) avaliou diversos parâmetros relativos a ebulição, chegando a conclusão que o coeficiente de transferência de calor pode ser dado pela Eq. 5.19, com n = 2. O autor usou $F \cdot h_{cb} = c(p)q''^{0,7}$. O valor da constante c para a água foi dado de forma gráfica. Os autores não informaram o método para calcular a ebulição nucleada.

Liu e Winterton (1991) avaliaram propuseram uma correlação usando a mesma base de dados de Gungor e Winterton (1987). Os autores usaram a versão simplificada da correlação de Cooper (1984) para a parcela nucleada. Foi observado uma melhora significativa na redução da dispersão.

$$F = \left[1 + x P r_l \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} - 1\right)\right]^{0.35} \tag{5.34}$$

$$S = \left(1 + 0.55F^{0,10}Re_{lo}^{0,16}\right)^{-1}$$
(5.35)

Caso o escoamento seja horizontal e $Fr_{lo} < 0.05$, as seguintes correções devem ser realizadas:

$$F_2 = F \cdot F r_{lo}^{0,1-2Fr_{lo}} \tag{5.36}$$

$$S_2 = S\sqrt{Fr_{lo}} \tag{5.37}$$

Sempértegui-Tapia e Ribatski (2017) avaliaram a ebulição de R134a, R1234ze(E), R1234yf e R600a. Eles se basearam na correlação de Kanizawa et al. (2016), no entanto introduziram um índice assintótico igual a 2 para compensar por problemas onde a ebulição convectiva era predominante, que consistia na maior parte dos resultados de R600a.

$$F = 1 + \frac{2,55\chi^{-1,04}}{1 + We_{u_v}^{-0,194}}$$
(5.38)

$$S = \frac{1,427Bd^{0,032}}{1+0,1086(10^{-4}Re_{lo}F^{1,25})^{0,981}}$$
(5.39)

5.1.4 Correlações em forma de razão

As correlações de taxa aparecem como uma razão entre o coeficiente de transferência de calor bifásico e o monofásico líquido. Essa razão é um adimensional denominado Ψ .

$$\frac{h_{tp}}{h_l} = \Psi \tag{5.40}$$

Normalmente é utilizada a correlação de Dittus-Boelter para a fase líquida, embora existam exceções. Dessa forma, assim como para as correlações assintóticas, deve ser assumido que Dittus-Boelter é usado, exceto quando dito diferente.

Schrock e Grossman (1962) avaliaram a ebulição de água aplicada ao controle de temperatura de usinas nucleares. Os autores propuseram uma correlação em forma de taxa, usando uma versão modificada da correlação de Dittus-Boelter, mais apropriada para transferências de calor com alto fluxo de calor para a água.

$$h_l = Re_l^{0,8} Pr_l^{1/3} k_l / D (5.41)$$

$$\Psi = 170 \Big(Bo + 1,50 \cdot 10^{-4} \chi_{tt}^{-2/3} \Big)$$
(5.42)

Shah (1976) avaliou uma base de dados de 800 pontos de R11, R12, R22, R113 e ciclo-hexano e propôs uma correlação com auxílio de gráficos. Posteriormente, Shah (1982) propôs expressões para sua antiga correlação. A correlação tem o seguinte formato:

$$\Psi = \begin{cases} \operatorname{Max}(\Psi_{nb}, \Psi_{cb}) \to N > 1, 0\\ \operatorname{Max}(\Psi_{bs}, \Psi_{cb}) \to N \le 1, 0 \end{cases}$$
(5.43)

Define-se o parâmetro N como:

$$N = \begin{cases} Cv \to \text{Escoamentos verticais e horizontais com } Fr_{lo} \ge 0,04 \\ 0,38Fr_{lo}^{-0,3} \to \text{Escoamentos horizontais com } Fr_{lo} \le 0,04 \end{cases}$$
(5.44)

Definem-se então as seguintes razões.

$$\Psi_{nb} = \begin{cases} 230Bo^{0,5} \to Bo > 0,3 \cdot 10^{-4} \\ 1 + 46Bo^{0,5} \to Bo < 0,3 \cdot 10^{-4} \end{cases}$$
(5.45)

$$\Psi_{cb} = 1.8/N^{0.8} \tag{5.46}$$

$$\Psi_{bs} = \begin{cases} FBo^{0,5} \exp(2,74N^{-0,1}) \to 0, 1 < N \le 1, 0\\ FBo^{0,5} \exp(2,47N^{-0,15}) \to N \le 0, 1 \end{cases}$$
(5.47)

Onde F é um fator que vale 14,7 caso $Bo \ge 11 \cdot 10^{-4}$ e 15,43 caso contrário.

Kandlikar (1983) propôs uma correlação para ebulição em escoamentos horizontais e verticais de água, R11, R12, R114, nitrogênio e neônio, com uma base de dados de 1100 pontos. Kandlikar (1990) em uma tentativa de generalizar a correlação, aumentou a base de dados para 5246 pontos, além de usar mais fluidos. O autor propôs uma correlação fazendo a regressão com a base de água, depois incorporou os diferentes fluidos através de um fator de fluido.

$$\Psi = C_1 C v^{C_2} (25 F r_{lo})^{C_5} + C_3 B o^{C_4} F_{fl}$$
(5.48)

As constantes podem apresentar dois valores cada, dependendo se a ebulição está na fase de ebulição nucleada ou convectiva, sendo determinada usando o critério Cv < 0.65/Cv > 0.65 (região convectiva/ região de ebulição nucleada). C_1 a C_5 valem $C_1 = 1.1360/0.6683$; $C_2 = -0.9/-0.2$; $C_3 = 667.2/1058.0$; $C_4 = 0.7$ e $C_5 = 0.3$. Para escoamentos verticais ou horizontais com $Fr_{lo} > 0.04$, $C_5 = 0$. O fator de fluido F_{fl} é específico para cada fluido, sendo apresentado na Tab. 5.1.

Tabela 5.1 - Fator de fluido para a Eq. 5.48

Fluido	F_{fl}	Fluido	F_{fl}
Água	1,00	R113	1,30
R11	1,30	R114	1,24
R12	$1,\!50$	R152a	1,10
R13B1	1,31	Nitrogênio	4,70
R22	2,20	Neônio	3,50

Gungor e Winterton (1987) simplificaram sua correlação anterior (GUNGOR; WINTERTON, 1986), usando a mesma base de dados. Neste processo, os autores excluíram o fator de ebulição nucleada, o que fez com que a correlação assumisse um formato de razão.

$$\Psi = 1 + 3000Bo^{0,86} + 1.12 \left(\frac{x}{1-x}\right)^{0.75} \frac{\rho_l}{\rho_v}^{0.41}$$
(5.49)

Porto et al. (2015) otimizaram a correlação de Gungor e Winterton (1987) usando uma base de dados contendo 1888 pontos de três fontes distintas para os fluidos R22, R134a, R404A e R404C. Três correlações foram propostas, inserindo um fator A que varia conforme as condições. Os adimensionais do fator A foram escolhidos usando algoritmo genético, com as constantes obtidas minimizando a raiz do erro quadrático médio.

5.1.5 Correlações em funções de potência

Neste tipo de correlação, o coeficiente de transferência de calor bifásico aparece como uma função do número de Nusselt.

$$Nu = \frac{h_{tp}D}{k_l} \tag{5.50}$$

Lazarek e Black (1982) estudaram a ebulição de R113 em um duto circular com 3,1 mm de diâmetro interno e montaram uma base de dados com 728 resultados. Depois de um ajuste de mínimos quadrados, eles a propuseram a seguinte correlação:

$$Nu = 30Re_{lo}^{0.857}Bo^{0.714} \tag{5.51}$$

A correlação é independente do título de vapor, o que sugere forte influência de ebulição nucleada. Posteriormente, Kew e Cornwell (1997) verificaram um aumento do CTC com o título de vapor em seus experimentos com R141b, modificando a correlação para contemplar este efeito.

$$Nu = 30Re_{lo}^{0.857}Bo^{0.714}(1-x)^{-0.143}$$
(5.52)

Li e Wu (2010) compilaram 3744 pontos de 18 fontes distintas, contendo vários fluidos, incluindo R134a, R245fa, etanol, água e CO_2 . Todos os pontos eram com diâmetros menores que 3,0 mm, sendo efetivamente classificados em microescala. Faz-se a ressalva que apenas pontos com título de vapor maior que 0,10 e menores que o título de vapor de secagem de parede foram selecionados, para evitar problemas com instabilidade do escoamento. Essa seleção foi feita de forma manual e os valores precisos não foram informados. Os autores propuseram a correlação:

$$Nu = 334Bo^{0,3} \left(BdRe_l^{0,36} \right)^{0,4}$$
(5.53)
Tibiriçá et al. (2017) compilaram uma base de dados com 3902 pontos antes do dry-out, contendo dados de ebulição da água, R134a, R236fa, R744, R410a, R22, R290, R1234ze(E), R600a e R1234yf. Apenas trabalhos com $D \leq 3,0$ µm foram avaliados. Os autores propuseram uma correlação na forma:

$$Nu = \frac{hD}{k_l} = 0.68Pr_l^{0.5414}La_l^{0.1942}Re_{lo}^{0.5873}(1-x)^{-0.2446}Bo^{0.3544}$$
(5.54)

Esta forma é válida apenas para a região antes do *dry-out*. Para a região de *dry-out*, os autores propuseram ponderaram a correlação anterior e a transferência de calor do vapor monofásico assumindo uma redução linear, dada por:

$$h(x_{dry} < x < 1) = h(x_{dry}) - \frac{h(x_{dry}) - h_v}{2} \left(\frac{x - x_{dry}}{1 - x_{dry}}\right)$$
(5.55)

$$h_v = 0.023 R e_v^{0.8} P r_v^{1/3} k_v / D \tag{5.56}$$

O título de vapor x_{dry} é calculado como o menor entre o título de vapor crítico x_{crit} , o título de vapor de secagem de parede x_{di} , ou o valor de 0,95 (por razões de segurança).

$$x_{crit} = 4Bo \left[4,124Bo W e_{lo}^{0,1635} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{-0,05981} (1-x_{in})^{-0,8809} La_l^{0,07142} \right]^{-1,4632} + x_{in}$$
(5.57)

$$x_{di} = 0.6827Bd^{0.07395} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0.07149} Bo^{0.04786} (1 - x_{in})^{-0.3378}$$
(5.58)

$$x_{dry} = \min(x_{crit}, x_{di}, 0.95) \tag{5.59}$$

Onde x_{in} é o título de entrada.

6 METODOLOGIA

Este capítulo descreve o procedimento usado para obter duas novas correlações para o coeficiente de transferência de calor durante a ebulição de R1234yf. Sumariamente, uma base de dados com resultados experimentais de CTC foi compilada de quatro fontes. Duas correlações da literatura, Fang (2013a) e Sempértegui-Tapia e Ribatski (2017), foram então selecionadas e tiveram os valores das constantes empíricas ajustadas a base de dados, resultando em duas novas correlações. A obtenção das novas constantes se deu por um processo de otimização, minimizando a soma dos resíduos quadrados. Para avaliar a generalidade dos modelos propostos, três validações cruzadas foram realizadas.

6.1 Propriedades termodinâmicas

A Tab. 6.1 apresenta as propriedades para diversos fluidos selecionados.Nota-se que o R1234yf possui propriedades muito próximas do R134a. O R1234ze(E), também uma HFO, se apresenta em condições similares. Esses fluidos não são tóxicos e possuem inflamabilidade baixa. Fluidos de interesse como R717, R744 ou hidrocarbonetos (R290 e R600), possuem propriedade significativamente diferentes, além de maior toxicidade (R717) ou inflamabilidade moderada a alta (HCs).

6.2 Base de dados

Uma base de dados com 839 medições experimentais de CTC em diversas condições de escoamento em microcanais, foi compilada de quatro publicações oriundas de laboratórios independentes. Como os pontos estavam dispostos graficamente, o software Webplotdigitizer[®] foi usado para convertê-los em tabelas. A temperatura da parede foi calculada indiretamente pela equação:

$$h_{tp} = \frac{q''}{T_w - T_{sat}} \tag{6.1}$$

A Tab. 6.2 apresenta um sumário das condições experimentais da base de dados coletada, enquanto a Fig. 6.1 mostra o regime de escoamento da base, considerando transição como Re = 2000. Dois destes trabalhos (SAITOH et al., 2011; CHOI et al., 2014) realizaram ensaios no regime de dry-out. Esses pontos foram removidos por inspeção visual.

Fluido	$p_{sat} \ [m kPa]$	$ ho_l \ \left[{ m kg/m^3} ight]$	$ ho_v \ \left[{ m kg/m^3} ight]$	μ _l [μPas]	$\mu_v \ [\mu { m Pas}]$	$i_{lv} \ [m kJ/kg]$	σ [mN/m]
R1234yf	591,7	1110	$32,\!80$	$154,\!4$	$12,\!29$	149,3	6,798
R1234ze(E)	427,3	1179	22,60	199,7	12,20	$170,\!6$	$9,\!625$
R134a	571,7	1225,3	27,78	207,4	$11,\!49$	182,3	8,692
R22	910,0	1209,9	$38,\!48$	134,9	$13,\!68$	$187,\! 6$	8,831
R717	$857,\!5$	610,2	6,703	138,3	9,676	1186	$21,\!64$
R744	5729	773,4	194,2	66, 15	18,19	152,0	1,221
R290	$836,\!5$	500,1	18,08	102,3	8,089	$344,\!3$	7,630
R600	$207,\! 6$	$578,\! 6$	5,313	166,2	7,262	366,5	1,249
Água	2,334	998,2	0,01731	1002	9,544	2453	72,82

Tabela 6.1 – Propriedades termodinâmicas de fluidos selecionados a 20 °C

As correlações propostas nessa dissertação tem validade restrita as condições experimentais dos bancos ensaiados. A Tab. 6.3 apresenta os limites inferiores e superiores das grandezas físicas e números adimensionais associados aos bancos de dados testados.

As seções abaixo apresentam uma descrição sucinta da montagem e principais resultados de cada uma das quatro bases selecionadas. Nos gráficos abaixo foram apresentados os pontos de secagem de parede, embora eles tenham sido removidos para o ajuste da correlação.





Fonte: Elaborado pelo autor

Autores	$T_{sat}[{ m K}]$	$G[m kg/(m^2s)]$	$q^{\prime\prime} [{ m W/m^2}]$	$D[\mathrm{mm}]$	Material do duto	Pontos pré- <i>dryout</i>
Saitoh et al. (2011)	$288,\!15$	100 - 400	6 - 24	2,0	Aço	90
Del Col et al. (2013)	304,15	200 - 600	10 - 100	0,96	Cobre	142
Choi et al. (2014)	278,15 - 284,15	300 - 500	10 - 25	1,5 - 3,0	Aço	133
Sempértegui-Tapia e Ribatski (2017)	304,15 - 314,15	100 - 400	15 - 55	1,1	Aço	474

Tabela 6.2 – Estudos de ebulição convectiva de R1234
yf

Tabela6.3 – Intervalo de validade para as correlações propostas - Unidades base SI

Bd	1 70 12 26	i.	1.21×10^5 1.60×10^5	We	3.70×10^{-1} 2.42×10^{3}
Du	1,70 - 12,50	u_{lv}	1,51 × 10 = 1,00 × 10	$w e_{u_v}$	3,70 × 10 = 2,43 × 10
Bo	$1,50\times 10^{-4} - 1,43\times 10^{-3}$	k_l	$5{,}86\times10^{-2}-6{,}98\times10^{-2}$	α	$1,\!90\times10^{-2}-9,\!76\times10^{-1}$
$c_{p,l}$	$1,\!31\times 10^3 - 1,\!48\times 10^3$	Pr_l	2,98 - 3,48	μ_l	$1,\!18\times10^{-4}-1,\!86\times10^{-4}$
D	$9,60 \times 10^{-4} - 3,00 \times 10^{-3}$	$q^{\prime\prime}$	$6{,}00\times10^3-1{,}01\times10^5$	$u_{l,w}$	$1,12 \times 10^{-4} - 1,80 \times 10^{-4}$
Fa	$1,19 \times 10^{-2} - 5,23 \times 10^{-1}$	Re_l	$1,\!41\times 10^2-8,\!42\times 10^3$	u_v	$1,\!16\times10^{-5}-1,\!35\times10^{-5}$
Fr_m	$4,\!22 \times 10^{-1} - 3,\!64 \times 10^{1}$	Re_{lo}	$8,\!03\times10^2-8,\!69\times10^3$	$ ho_l$	$1{,}03 \times 10^3 - 1{,}16 \times 10^3$
g	9,81	Re_v	$2,\!33\times 10^2 - 9,\!78\times 10^4$	$ ho_v$	$2,\!07 \times 10^1 - 6,\!05 \times 10^1$
G	$9,79 \times 10^1 - 6,00 \times 10^2$	T_{sat}	$2,78 \times 10^2 - 3,15 \times 10^2$	σ	$4,21 \times 10^{-3} - 8,77 \times 10^{-3}$
h_{exp}	$2,55 \times 10^3 - 2,20 \times 10^4$	x	$3,00 \times 10^{-3} - 9,10 \times 10^{-1}$	χ	$3,22 \times 10^{-2} - 1,55 \times 10^{1}$

6.2.1 Saitoh

Saitoh et al. (2011) avaliaram o CTC em um canal de aço inoxidável, com D = 2 mm, L = 1760 mm, $G = 100 - 400 \text{ kg/(m}^2 \text{ s})$, $q'' = 6 - 24 \text{ kW/m}^2$, $T_{sat} = 15 \text{ °C}$. A seção de testes possuía controle independente do fluxo de calor, via eletrificação direta através de eletrodos soldados em flanges na extremidade do tubo. O fluxo de massa e pressão de entrada eram controlados ajustando a frequência de uma bomba magnética e a abertura da válvula de controle de fluxo respectivamente. O título de vapor de entrada foi controlado pelo fluxo de calor no pré-aquecedor. O inventário era ajustado através do uso de um sub-tanque em casos de baixa performance do condensador. Termopares tipo-T foram inseridos na parede externa em intervalos de 106 mm, enquanto a pressão foi medida usando manômetros de precisão a cada 450 mm.

Os ensaios foram realizados em duas séries, fixando o fluxo de massa e o fluxo de calor, conforme a Fig. 6.2. Em ambas, secagem de parede foi observada a partir do título de vapor de 0,8. Nos ensaios com fluxo de massa constante, observou-se que até o título de vapor de 0,4, um aumento no fluxo de calor intensificava o CTC, sugerindo que a ebulição nucleada é o mecanismo dominante. Após esse valor, acréscimos no fluxo de calor geravam incrementos no CTC cada vez menos significativos. Nos ensaios com fluxo de calor constante, verificou-se que variações no título de vapor geravam efeitos desprezíveis no CTC para $G = 100 \text{ kg/(m^2 s)}$, embora em fluxos de massa mais alto a variação de título de vapor tenha surtido maior efeito, assim sugerindo um mecanismo dominante de convecção forçada na região de alto título de vapor. Os autores testaram seis métodos preditivos e concluíram que o método de Saitoh et al. (2007) era o mais apropriado para seu banco de dados.

6.2.2 Del Col

Del Col et al. (2013) mensuraram o CTC usando um canal de cobre com rugosidade superficial média Ra de 1,3 µm. Os ensaios foram realizados com D = 0,96 mm, L = 228,5 mm, $G = 200 - 600 \text{ kg/(m}^2 \text{ s})$, $q'' = 10 - 100 \text{ kW/m}^2$, $T_{sat} = 31 \text{ °C}$. O tubo de testes foi usinado de modo a criar um caminho irregular por onde escoava água quente em contracorrente. Dessa forma, o fluxo de calor era variável no comprimento do duto e função da vazão mássica e da temperatura da água. Essa vazão foi medida via medidor



Figura 6.2 – Tendências observadas por Saitoh – $D = 2 \text{ mm}, T_{sat} = 15 \text{ }^{\circ}\text{C}$

Fonte: Saitoh et al. (2011)

Coriollis, enquanto a temperatura foi medida usando 17 termopares tipo-T. A temperatura da parede foi mensurada via 11 termopares tipo-T embutidos no tubo de cobre. O fluxo de massa de refrigerante é controlado por uma bomba magnética e mensurado usando um medidor Coriollis. A pressão é medida usando transdutores diferenciais e absolutos conectados nas saídas do tubo. O pré-aquecedor e a pré-seção, assim como o tubo de testes, consistiam de trocadores de calor a água, usados para obter o título de vapor de entrada desejado.

A Fig. 6.3 apresenta as tendências observadas pelos autores. Para títulos de vapor até 0,2, o coeficiente de transferência de calor dependia fortemente do fluxo de calor mas também era função de outros parâmetros. No entanto, para títulos de vapor maiores que 0,2, o CTC era uma função quase linear do fluxo de calor. Também foi verificado que o CTC decrescia até o título de vapor chegar a 0,3, permanecendo aproximadamente constante após esse valor. O fluxo de massa não apresentou efeitos significativos na troca de calor, no entanto pela natureza da montagem, fluxos de massa mais altos foram associados a fluxos de calor também elevados. Duas correlações foram testadas e a de Sun e Mishima



Figura 6.3 – Tendências observadas por Del Col – $D=0.96\,\mathrm{mm},\,T_{sat}=31\,^{\circ}\mathrm{C}$

(2009), embora melhor, subestimou consideravelmente os valores. Os autores conjecturam que isto seja devido a um efeito de intensificação causado pela rugosidade do tubo.

6.2.3 Choi

Choi et al. (2014) determinaram o CTC usando um canal de aço inoxidável com $D = 1,5 - 3,0 \text{ mm}, L = 1000 - 2000 \text{ mm}, G = 300 - 500 \text{ kg/(m}^2 \text{ s}), q'' = 10 - 25 \text{ kW/m}^2,$ $T_{sat} = 5 - 11 \text{ °C}.$ A seção de testes tinha aquecimento independente por resistências elétricas. A vazão de fluido era ajustada pelo controlador do motor elétrico da bomba. O título de vapor na entrada era ajustado por aquecimento elétrico no pré-aquecedor. A temperatura de saturação foi obtida pela equivalência da pressão de saturação, medida na entrada e saída da seção de testes. Termopares tipo-T foram instalados a cada 100 mm, para mensura a temperatura de parede.

A Fig. 6.4 apresenta as tendências observadas pelos autores. Assim como os nos trabalhos supracitados, os autores concluíram que a ebulição nucleada dominava em regiões de baixo título de vapor, enquanto a ebulição convectiva era o mecanismo dominante para títulos de vapor mais altos. Nos ensaios com fluxo de calor constante, notou-se um aumento no CTC com o aumento do fluxo de massa a partir do título de vapor de 0,5. Os autores não realizaram ensaios com fluxo de massa constante, mas observaram que fluxos de calor maiores tem maior efeito do que o fluxo de massa até títulos de vapor de 0,4. Ao reduzir o diâmetro, observaram grande aumento no CTC, até o título de vapor de 0,7, em que a tendência inverteu-se. Testes variando a temperatura de saturação resultaram em uma diferença muito pequena, com a temperatura de 10 °C resultando em um CTC discretamente maior, exceto para títulos de vapor menores que 0,1, em que a temperatura de 5 °C obteve um CTC maior. Nota-se que o CTC quase não variou para títulos de vapor menores que 0,3.

6.2.4 Sempértegui-Tapia

Sempértegui-Tapia (2016) avaliaram o CTC usando um canal de aço inoxidável com rugosidade superficial Ra média de 0,289 µm. As condições de teste variaram de D = 1,1 mm, L = 150 mm, $G = 100 - 400 \text{ kg/(m}^2 \text{ s})$, $q'' = 15 - 55 \text{ kW/m}^2$, $T_{sat} = 31 - 41 \text{ °C}$. A seção de pre-teste e a seção de testes contavam com aquecimento por eletrificação direta, controlados de forma independente pelo sistemas de aquisição de dados. A vazão de fluido foi controlada por um inversor de frequência ligado a uma microbomba e aferida por



Fonte: Choi et al. (2014)

um medidor Coriolis. A temperatura da parede foi medida usando termopares tipo-K, instalados em cinco pontos da seção de testes espaçados de 20 mm, tanto na parte superior quanto na inferior do duto. Termopares tipo-K também foram usados para obter as temperaturas de entrada e saída da seção de testes. Um transdutor de pressão foi utilizado para obter o gradiente total na seção, enquanto um processo iterativo considerando as componentes de aceleração e fricção foi usado para obter as parciais os gradientes parciais. A Fig. 6.5 mostra as tendências observadas pelos autores. O fluxo de calor apresentou forte influência no CTC, especialmente para títulos de vapor menores que 0,4. Após esse valor a diferença foi reduzindo. Para títulos de vapor maiores que 0,5 nota-se que um aumento no fluxo de massa leva a um incremento no CTC. Em ensaios variando a temperatura de saturação, verificou-se dois perfis distintos, conforme o fluxo de calor. Para fluxos de calor mais baixos, o CTC da temperatura de 31 °C iniciava menor que o de 41 °C, mas no título de vapor de 0,5 ocorria uma inversão. Para fluxos de calor elevados, o CTC correspondente a temperatura de saturação maior foi sempre mais elevado. Ressalta-se que na temperatura de 41 °C, fluxos de calor elevados (55 kW/m^2) e títulos de vapor menores que 0,3, o CTC variava muito pouco com o título.

6.3 Correlações

As correlações de Fang (2013a) e Sempértegui-Tapia e Ribatski (2017) foram escolhidas para servirem como base na construção de duas outras correlações. Essa construção foi feita otimizando as constantes empíricas dessas correlações a base de dados compilada. A correlação de Fang (2013a) foi escolhida, pois foi obtida por processo similar - regressão usando várias bases de dados. Além disso, ela é uma correlação adequada apenas ao R134a, que é um fluido com comportamento termodinâmico similar ao R1234yf. A correlação de Sempértegui-Tapia e Ribatski (2017) foi selecionada pois é adequada ao R1234yf, uma vez que foi montada usando, entre outros, um banco de dados desse fluido.

6.3.1 Correlação I

O segundo modelo utilizado foi o de Fang (2013a), que ajustou um banco de dados de 2286 pontos experimentais de ebulição R134a em dutos, compilado de 17 fontes da literatura. Embora a maior parte da base seja de escoamentos horizontais em dutos únicos circulares; escoamentos verticais, multicanais e dutos retangulares também foram utilizados. O diâmetro hidráulico variou de 0,19 a 8,0 mm, com temperatura de saturação variando de 0,7 a 49,5 °C, fluxo de massa de 42 a 1500 kg/(m² s), fluxo de calor de 1 a 165 kW/m² e coeficiente de transferência de calor de 1,25 a 65,0 kW/(m² K).



Figura 6.5 – Tendências observadas por Sempértegui-Tapia – D = 1,1 mm

Fonte: Sempértegui-Tapia (2016)

Os autores montaram a correlação escolhendo entre diversos modelos, incluindo sua correlação para o dióxido de carbono (FANG, 2013b), o melhor formato e grupos adimensionais. Esta etapa foi seguida por diversos ajustes finos, em que grupos adimensionais eram inseridos ou retirados, até o formato final da correlação. Dentre essas escolhas, destaca-se o uso do número de ebulição no fator de supressão da ebulição nucleada S, uma versão do

número de convecção no fator de intensificação da ebulição convectiva F e o uso de um adimensional proposto pelos autores.

As Eq. 6.2 a 6.4 apresentam a correlação. As constantes foram obtidas através de uma rotina de otimização usando o método dos mínimos quadrados. A Tab. 6.4 apresenta os valores das constantes empíricas para esta correlação.

$$h_{tp} = c_1 (c_2 S + c_3 F)^{c_4} Re_l^{c_5} Pr_l^{c_6} Fa^{c_7} \left[\ln \left(1,023 \frac{\mu_l}{\mu_{l,w}} \right) \right]^{c_8} \frac{k_l}{D}$$
(6.2)

$$S = \begin{cases} 30000Bo^{1,13} & Bo < 0,0026\\ 36 & Bo > 0,0026 \end{cases}$$
(6.3)

$$F = \left(\frac{x}{1-x}\right)^{0.95} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0.4}$$
(6.4)

Tabela 6.4 – Constantes empíricas originais da segunda correlação

c_1	c_2	c_3	c_4	c_5	c_6	c_7	c_8
0,00061	1	1	1	1	0,4	0,11	-1

6.3.2 Correlação II

O primeiro modelo preditivo é o de Sempértegui-Tapia e Ribatski (2017), que ajustaram 3409 pontos experimentais de ebulição dos fluidos R134a, R1234ze(E), R1234yf e R600a em um duto circular de 1,1 mm de diâmetro, com temperatura de saturação variando de 31 a 41 °C, fluxo de massa de 100 a 800 kg/(m^2 s) , fluxo de calor de 15 a 145 kW/m^2 e coeficiente de transferência de calor de 2,55 a $32,41 \text{ kW/(m^2 K)}$.

Dentre os principais resultados encontrados, destaca-se que para regiões de ebulição nucleada, o CTC aumenta com o fluxo de calor e é quase independente do fluxo de massa. Entretanto, para a região convectiva, o CTC é dependente do fluxo de massa e quase não varia com o fluxo de calor.

Para desenvolver um método preditivo que capturasse as tendências apresentadas, os autores optaram por uma correlação baseada em Chen (1966), com o fator de intensificação da ebulição convectiva (F) e o fator de supressão da ebulição nucleada (S) calculados como proposto por Kanizawa et al. (2016). Eles também adotaram um expoente assintótico igual a 2, conforme proposto por Liu e Winterton (1991), pois melhorou o ajuste durante a transição dos efeitos da ebulição nucleada para a convectiva. O CTC relacionado aos efeitos convectivos é avaliado usando a correlação de Dittus e Boelter (MCADAMS, 1942), enquanto os efeitos de ebulição nucleada são estimados usando a correlação de Stephan e Abdelsalam (1980). Eles usaram a correlação de Kanizawa (KANIZAWA; RIBATSKI, 2015) para calcular a fração de vazio, conforme a Eq. 6.5.

$$\alpha = \left[1 + 1,021 F r_m^{-0,092} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{-0,368} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{1/3} \left(\frac{1-x}{x}\right)^{2/3}\right]^{-1}$$
(6.5)

O parâmetro de Martinelli foi calculado usando as Eq. 2.50 e 2.51. Os autores assumiram escoamento turbulento na fase líquida, conforme recomendado por Riva et al. (2012). O critério de transição para a turbulência foi $Re_v \ge 1000$.

As Eq. 6.6 a 6.10 descrevem a correlação encontrada para o cálculo do coeficiente de transferência de calor. As constantes empíricas foram determinadas usando o método dos mínimos quadrados. A Tab. 6.5 mostra os valores originais das constantes empíricas ajustadas pelos autores.

$$h_{tp} = \left[(F \cdot h_l)^2 + (S \cdot h_{nb})^2 \right]^{0.5}$$
(6.6)

$$F = 1 + \frac{c_{f,1}\chi^{c_{f,2}}}{1 + We_{u_v}^{c_{f,3}}}$$
(6.7)

$$S = \frac{c_{s,1}Bd^{c_{s,2}}}{1 + c_{s,3}(10^{-4}Re_{lo}F^{1,25})^{c_{s,4}}}$$
(6.8)

$$h_l = 0.023 R e_l^{0.8} P r_l^{1/3} \frac{k_l}{D}$$
(6.9)

$$h_{nb} = 207 \left(\frac{q''D}{k_l T_{sat}}\right)^{0.745} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.581} \left(\frac{\mu_l c_{p,l}}{k_l}\right)^{0.533} \frac{k_l}{D}$$
(6.10)

Tabela 6.5 – Constantes empíricas originais da primeira correlação

$c_{f,1}$	$c_{f,2}$	$c_{f,3}$	$c_{s,1}$	$c_{s,2}$	$c_{s,3}$	$c_{s,4}$
$2,\!55$	-1,04	-0,194	$1,\!427$	0,032	$0,\!1086$	$0,\!981$

6.4 Procedimento computacional

As constantes empíricas das novas correlações foram obtidas via regressão nãolinear da base de dados, usando como entrada as propriedades termodinâmicas e números adimensionais, calculados previamente usando o MatLab[®] com o auxílio da biblioteca do CoolProp[®]. A regressão foi feita usando a função de otimização *nlminb* da biblioteca de estatísticas do R. Essa função consiste de um algoritmo quase-Newton, que permite otimizações restritas e irrestritas. Ela foi escolhida pois apresenta melhores resultados em relação a função *optim*, quando utilizado o também quase-Newton, algoritmo BFGS.

A função objetivo minimizada foi a soma dos resíduos quadrados (*Residual Sum of Squares* - RSS), definida na Eq. 6.11.

RSS =
$$\sum_{i=1}^{N} (h_{pred,i} - h_{exp,i})^2$$
 (6.11)

Onde i é o contador do somatório e N é tamanho da amostra.

Um recurso da implementação foi utilizar os valores originais das constantes empíricas como valores iniciais da rotina de otimização. Este procedimento trouxe uma redução no custo computacional, uma vez que os valores otimizados se situaram próximos aos originais.

Uma questão secundária, ainda relevante, é o desempenho de generalização das correlações estimadas, realizadas através de uma estrutura de validação cruzada, explicada na seção 6.6. Ao mesmo tempo, tomando métricas de erro como critérios de escolha, é possível decidir objetivamente entre os modelos propostos.

6.5 Métricas de erro

Para melhorar a comparação, as seguintes métricas foram usadas para avaliar o desempenho das correlações.

Desvio Relativo Absoluto Médio	$MARD = 1/N \cdot \sum_{i=1}^{N} (h_{pred,i} - h_{exp,i}) / h_{exp,i}$
Desvio Relativo Médio	$\text{MRD} = 1/N \cdot \sum_{i=1}^{N} (h_{pred,i} - h_{exp,i}) / h_{exp,i}$

Tabela 6.6 – Métricas de erro

Além disso, relatou-se a banda de cobertura de cada correlação, definida como a porcentagem de previsão de valores que estão contidos em um intervalo simétrico em torno dos valores observados, dada a sua largura de banda.

85

6.6 Validação cruzada

A maior parte dos métodos preditivos para estimar o coeficiente de transferência de calor podem ser descritas sumariamente como uma combinação de quantidades que dependem dos parâmetros do escoamento (ex. Números adimensionais) e constantes empíricas, obtidas usando algum método de regressão de base de dados. Quando as correlações são usadas para predizer a própria base de dados que foi utilizada em seu desenvolvimento, os indicadores de erro apresentam valores muito baixos, sugerindo excelente performance. No entanto, muitas vezes isso significa apenas um bom ajuste local das constantes empíricas, e frequentemente a performance do método caí muito quando usado fora do intervalo em que foi concebido. Como as correlações normalmente são usadas para predição em bases independentes, é importante conhecer a generalidade correlações.

Validação cruzada é uma técnica de validação de modelos, usada para avaliar a capacidade de generalização de uma análise estatística para uma base independente. Como outras técnicas estatísticas, ela é realizada dividindo a base em múltiplas partições, usadas para treinamento e validação. Normalmente é utilizada em problemas de predição e tem a importante função de limitar *overfitting*, que ocorre quando um método é adequado apenas para as condições em que foi desenvolvido. Uma das vantagens da validação cruzada é que ela usa toda a base no treinamento, dessa forma não permitindo que tendências importantes sejam perdidas.

Esta técnica consiste em particionar a base de dados em dois sub-conjuntos, que servem para treinamento ou validação. O conjunto de treinamento é utilizado na rotina de otimização para encontrar o valor das constantes empíricas das correlações, enquanto o conjunto de testes mensura o erro do modelo desenvolvido. Esse procedimento gera um resultado mais real, pois o novo modelo não foi enviesado pelo conjunto de treinamento, representando assim uma estimativa de sua capacidade de generalização. Nesta dissertação serão usadas três formas de partição da base de dados, que estão expostas de forma mais extensa em Hastie et al. (2009).

70/30 hold-out: 70 % da base de dados é selecionada para treinamento e 30 % para validação. Esse procedimento é realizado de forma aleatória e é repetido 100 vezes para melhorar o resultado, sendo a média aritmética dessas repetições adotada para as constantes empíricas e os erros.

- 10-fold: A base de dados é dividida em dez conjuntos mutuamente excludentes, sendo nove deles de treinamento e um para validação. O conjunto de validação é rotacionado entre todos os conjuntos e a média é tomada para os resultados finais.
- Leave-one-out (LOO): Procedimento análogo ao anterior, mas ao invés de dez conjuntos, n conjuntos são tomados, onde n é o tamanho da amostra.

7 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Este capítulo apresenta e discute os resultados. Para aumentar a clareza, ele foi dividido em três seções. A primeira consiste na comparação dos parâmetros originais e ajustados para cada correlação. A segunda apresenta o comportamento das correlações otimizadas. Por fim, a terceira apresenta os resultados da validação cruzada. Cada seção foi divida em duas, apresentando os resultados tanto para a correlação I, quanto para a correlação II.

7.1 Comparação com as correlações originais

Nesta seção são apresentadas as constantes ajustadas, as métricas de erro, cobertura percentual por banda e a performance de cada correlação.

7.1.1 Correlação I

A Tab. 7.1 apresenta as constantes da correlação de Fang (2013a), repetida abaixo para conveniência.

$$h_{tp} = c_1 (c_2 S + c_3 F)^{c_4} R e_l^{c_5} P r_l^{c_6} F a^{c_7} \left[\ln \left(1,023 \frac{\mu_l}{\mu_{l,w}} \right) \right]^{c_8} \frac{k_l}{D}$$
(7.1)

$$S = \begin{cases} 30000Bo^{1,13} & Bo < 0,0026\\ 36 & Bo \ge 0,0026 \end{cases} \qquad F = \left(\frac{x}{1-x}\right)^{0,95} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,4} \tag{7.2}$$

Tabela 7.1 – Constantes empíricas da correlação I

	c_1	c_2	c_3	c_4	c_5	c_6	c_7	c_8
Original	$6{,}10\times10^{-4}$	1	1	1	1	$0,\!4$	0,11	-1
Ajustada	$5{,}44\times10^{-4}$	1,31	0,101	0,786	0,0734	$5,\!01$	-0,423	-1,21

As constantes originais e otimizadas apresentaram algumas variações importantes. As constantes c_3 e c_5 , que influem no fator de intensificação da ebulição convectiva e no número de Reynolds respectivamente, foram severamente reduzidas. Como essas duas quantidades eram as únicas que continham o título de vapor, a correlação ficou praticamente



Figura 7.1 – Performance da correlação I

Fonte: Elaborado pelo autor

independente deste parâmetro. Apesar disso, a correlação ajustada tem boa performance, conforme mostrado na Fig. 7.1.

Como visto, as constantes originais prediziam de forma adequada o banco de dados, com MARD de 17,4 % e MRD de 7,62 %. Os dados de Sempértegui-Tapia (2016), que embora distribuídos simetricamente em torno do valor médio, apresentaram dispersão consideravelmente maior que as outras bases, predizendo 63,4 % dentro de uma faixa de ± 20 %, conforme ilustrado na Fig. 7.2.

O ajuste nas constantes conseguiu resolver o problema com a dispersão nos dados, além de aumentar a performance geral, predizendo 97,7 % dos dados dentro de uma faixa de ± 20 %, conforme verificado na Fig. 7.3. O novo foi MARD de 6,61 % e o MRD de -0,407 %.

O processo de otimização trouxe uma redução no MARD de 62,0% e no MRD de 94,7%, além de melhorar a predição em todas as faixas de cobertura, conforme a Tab. 7.2.

	Banda [%]					
	±5	±10	± 15	±20	± 25	±30
Original	$21,\!6$	$40,\!4$	$51,\!9$	$63,\!4$	$72,\!2$	80,5
Ajustada	47,0	78,2	92,9	97,7	99,3	100

Tabela 7.2 – Cobertura percentual da correlação I



Figura 7.2 – Análise por banco de dados da correlação I original

Fonte: Elaborado pelo autor

Figura 7.3 – Análise por banco de dados da correlação I ajustada



Fonte: Elaborado pelo autor

7.1.2 Correlação II

A Tab. 7.3 apresenta as constantes originais e ajustadas para a correlação de Sempértegui-Tapia e Ribatski (2017). A correlação foi repetida para facilitar a leitura.

$$h_{tp} = \left[\left(F \cdot h_l \right)^2 + \left(S \cdot h_{nb} \right)^2 \right]^{0.5}$$
(7.3)

$$F = 1 + \frac{c_{f,1}\chi^{c_{f,2}}}{1 + We_{u_v}^{c_{f,3}}}$$
(7.4)

$$S = \frac{c_{s,1}Bd^{c_{s,2}}}{1 + c_{s,3}(10^{-4}Re_{lo}F^{1,25})^{c_{s,4}}}$$
(7.5)

Tabela 7.3 – Constantes empíricas da correlação II

	$c_{f,1}$	$c_{f,2}$	$c_{f,3}$	$c_{s,1}$	$c_{s,2}$	$c_{s,3}$	$c_{s,4}$
Original	$2,\!55$	-1,04	-0,194	$1,\!427$	$0,\!032$	0,1086	$0,\!981$
Ajustada	$2,\!51$	-0,871	$-1,\!64$	$9,\!79$	$-1,\!18$	1,11	0,269

Como observado, as constantes $c_{f,3}$, $c_{s,1}$ e $c_{s,3}$ foram modificadas severamente. No caso das constantes do termo de supressão da ebulição nucleada, uma estava multiplicando o numerador e a outra o denominador, fazendo com que a variação efetiva não seja tão significativa. A constante $c_{f,3}$, no entanto, se encontra no expoente do número de Weber, de forma que a variação tornou esta parcela desprezível. Mesmo sem este efeito, a correlação apresentou boa performance, como mostra a Fig. 7.4.

As constantes originais subestimaram em aproximadamente 35 % os valores de CTC acima de 12 kW/(m² K). Os valores subestimados fazem todos parte da base de Del Col et al. (2013), como mostra a Fig. 7.5, mostrando que a correlação é inadequada para fluxos de calor elevados, característicos daquele trabalho, embora seja adequada para o resto da base dados, com a ressalva de que a própria base de dados que gerou essa correlação não está dispersa de modo simétrico, mas sim subestimada em até 20 %. O MARD foi de 19,3 % e o MRD de -11,7 %, valores que reduziram para 12,9 % e 0,0552 % respectivamente, quando as constantes foram ajustadas. Esse ajuste ainda foi capaz de estimar as bases de forma simétrica dentro da margem de ± 20 %, mostrando que a correlação tem os elementos necessários para predizer o fenômeno físico. A Fig. 7.6 mostra a distribuição por base de dados para as constantes ajustadas.



Figura 7.4 – Performance da correlação II

Fonte: Elaborado pelo autor

O processo de otimização reduziu o MARD de 33,1 % e o MRD de 99,5 %, além de melhorar a predição em todas as faixas de cobertura, conforme a Tab. 7.4. Apesar disso, a nova correlação subestima parte dos dados de Choi et al. (2014), o que não ocorria antes.

Figura 7.5 – Análise por banco de dados da correlação II original



Fonte: Elaborado pelo autor



Figura 7.6 – Análise por banco de dados da correlação II ajustada

Fonte: Elaborado pelo autor

Tabela 7.4 – Cobertura percentual da correlação II

			Band	a [%]		
	±5	±10	± 15	± 20	± 25	±30
Original	$17,\!3$	$33,\!1$	$50,\!8$	$62,\!8$	72,0	76,9
Ajustada	$27,\!1$	$54,\! 6$	71,0	80,2	87,0	90,1

7.2 Análise paramétrica

Na análise paramétrica, o comportamento das correlações ajustadas é avaliado, variando um parâmetro enquanto os outros são mantidos fixos. Os parâmetros variados são o fluxo de massa, o fluxo de calor, o diâmetro e a temperatura de saturação. São plotados gráficos das correlações originais e ajustadas, para as mesmas condições, para facilitar a comparação.

7.2.1 Correlação I

A Fig. 7.7 apresenta o comportamento da correlação com as constantes originais, enquanto a Fig. 7.8 exibe o comportamento da correlação com as constantes ajustadas.



Figura 7.7 – Avaliação paramétrica da Correlação I original

Fonte: Elaborado pelo autor

Nas sub-figuras a) o fluxo de massa é variado. Com as constantes originais, fluxos de massa menores representam maior CTC nas regiões de baixo título, que são associadas a ebulição nucleada. Em títulos de vapor maiores do que 0,5, um aumento no fluxo de massa gera um aumento no CTC, embora ele reduza com o aumento no título de vapor, o que não é verificado na base de dados. A correlação com constantes ajustadas torna o CTC praticamente independente do fluxo de massa, exceto para títulos de vapor muito altos,



Figura 7.8 – Avaliação paramétrica da Correlação I ajustada

Fonte: Elaborado pelo autor

que correspondem a secagem de parede, região não tratada na correlação. Essa tendência só é observada na base de Sempértegui-Tapia (2016), em que o fluxo de massa aumentava o CTC apenas discretamente.

Nas sub-figuras b) o fluxo de calor é variado. Tanto na correlação com as constantes originais quanto com as ajustadas, verifica-se que o CTC sobe com o aumento do fluxo de calor. Todas as bases apresentam esta tendência para títulos de vapor baixos, o que é coerente com dominância de ebulição nucleada. No entanto, as bases de Saitoh et al. (2011) e Sempértegui-Tapia (2016) mostram que o CTC tende a subir com o aumento do título de vapor, convergindo para um mesmo valor quando o título de vapor é suficientemente alto. Nenhuma das formas da correlação capturou esta tendência, pois as constantes originais reduziam o CTC com o aumento do título de vapor, enquanto o ajuste nas constantes fez com que a correlação se tornasse independente da variação do título.

Nas sub-figuras c) o diâmetro interno é variado. Ambas as formas da correlação mostraram que uma redução no diâmetro leva a um aumento no CTC com todos os outros parâmetros mantidos. Essa tendência foi observada diretamente por Choi et al. (2014) em ensaios variando o diâmetro. Isso também é verificado implicitamente uma vez que Choi et al. (2014) obtiveram os menores CTC com diâmetro de 3,0 mm, enquanto Del Col et al. (2013) obtiveram os maiores com um canal de 0,96 mm. Observa-se que as constantes ajustadas não variaram o CTC com título de vapor, contrariando a base de dados.

Nas sub-figuras d) a temperatura de saturação é variada. A correlação com as constantes originais mostra que temperaturas de saturação mais altas aumentam o CTC em regiões de baixo título de vapor, ocorrendo uma inversão com o título de vapor de 0,6. Essa tendência é verificada em nos ensaios de Sempértegui-Tapia (2016), sendo mais pronunciada quando título de vapor é pequeno. Nessa base em questão, para as condições de $G = 400 \text{ kg/(m^2 s)}, q'' = 55 \text{ kW/m^2}, D = 1,1 \text{ mm}, não houve inversão ao mudar a temperatura de saturação de 41 °C para 31 °C. Na base ajustada, temperaturas mais baixas implicam em um CTC mais alto, sem variar com o título de vapor.$

7.2.2 Correlação II

A Fig. 7.9 apresenta o comportamento da correlação com as constantes originais, enquanto a Fig. 7.10 exibe o comportamento da correlação com as constantes ajustadas. Nota-se que a região de secagem de parede não foi tratada.

Nas sub-figuras a) o fluxo de massa é variado. Em ambos os casos, verifica-se um aumento do CTC com o aumento do fluxo de massa. Além disso, o CTC parte de um valor parte de um mesmo valor, aumentando com o título de vapor. Essa tendência é verificada na base de dados. A diferença está na forma como se dá esse crescimento, sendo



Figura 7.9 – Avaliação paramétrica da Correlação I original

Fonte: Elaborado pelo autor

exponencial para o caso das constantes originais, enquanto com as constantes ajustadas há um crescimento logarítmico do CTC.

Nas sub-figuras b) o fluxo de calor é variado. Usando as constantes originais verificase um aumento no CTC com o fluxo de calor, com subsequente redução na importância deste parâmetro com o aumento do título de vapor, até que eventualmente o CTC tornase independente dele. Com as constantes ajustadas, percebe-se que também há uma



Figura 7.10 – Avaliação paramétrica da Correlação I ajustada

Fonte: Elaborado pelo autor

importância maior do fluxo de calor em títulos de vapor menores, embora exista uma influência do diâmetro que não é verificada na base de dados.

Nas sub-figuras c) o diâmetro interno é variado. Como esperado, reduções no diâmetro levam a CTC maiores. Ambas as constantes mostram isso, no entanto, no caso das constantes ajustadas, o diâmetro de 1,0 mm leva a valores consideravelmente mais altos que os de 1,5 mm, reduzindo com o título de vapor. Essa tendência é observada

nos ensaios de Del Col et al. (2010), que obteve valores de CTC elevados que reduziam com o título de vapor usando um canal de 0,96 mm. Isso ocorreu pois o ajuste aumentou consideravelmente a influência do inverso do número de Bond.

Nas sub-figuras d) a temperatura de saturação é variada. Assim como a correlação I, a correlação II com as constantes originais mostra que temperaturas de saturação mais altas aumentam o CTC em regiões de baixo título de vapor. No entanto a inversão ocorreu com o título de vapor de 0,45. As constantes ajustadas por outro lado não apresentaram inversão, independente de como os parâmetros eram variados. Novamente, nos ensaios de Sempértegui-Tapia (2016) verificou-se que a inversão no CTC com a temperatura de saturação depende do fluxo de calor.

7.3 Validação cruzada

A validação cruzada foi avaliada se obtendo constantes empíricas para os novos conjuntos de treinamento, seguidos por posterior avaliação dos erros. As constantes e erros são então comparados com o modelo completo, que nada mais é do que cada correlação com as constantes ajustadas para toda a base de dados.

7.3.1 Correlação I

A validação cruzada da correlação I foi muito estável, apresentando apenas pequenas mudanças nas constantes, mas sem mudança no sinal ou ordem de grandeza, conforme verificado na Tab. 7.5. Além disso, o aumento no erro foi muito pequeno, exposto na Tab. 7.6, com exceção do desvio relativo médio, que dobrou na validação cruzada *Leave-one-out*.

	c_1	c_2	c_3	c_4	c_5	c_6	c_7	c_8
Original	$6{,}10\times10^{-4}$	1	1	1	1	$0,\!4$	$0,\!11$	-1
Ajustada	$5{,}44\times10^{-4}$	1,31	0,101	0,786	0,0734	$5,\!01$	-0,423	-1,21
70/30	$7{,}20\times10^{-4}$	1,44	0,129	0,780	0,0834	4,74	-0,418	-1,19
10-fold	$7{,}74\times10^{-4}$	$1,\!63$	0,194	0,797	0,131	4,31	-0,387	-1,20
LOO	$6{,}82\times10^{-4}$	1,38	$0,\!127$	0,789	0,0926	4,69	-0,413	-1,21

Tabela 7.5 – Constantes empíricas da validação cruzada para a correlação I

	MARD [%]	MRD [%]
Original	$17,\!4$	7,62
Ajustada	$6,\!61$	-0,407
70/30	7,01	-0,461
10-fold	7,50	-0,681
LOO	7,03	-0,803

Tabela 7.6 – Métricas de erro da validação cruzada para a correlação I

7.3.2 Correlação II

A Tab. 7.7 apresenta as constantes empíricas para a validação cruzada da correlação II. Não se percebe muita diferença das constantes, com exceção $c_{s,1}$ e $c_{s,3}$, que como na mudança das constantes originais para ajustadas, mudaram proporcionalmente. A constante $c_{f,3}$ variou muito, mas seu efeito é mínimo, uma vez que todos os valores são negativos e ela está no expoente do número de Weber.

	$c_{f,1}$	$c_{f,2}$	$c_{f,3}$	$c_{s,1}$	$c_{s,2}$	$c_{s,3}$	$c_{s,4}$
Original	$2,\!55$	-1,04	-0,194	$1,\!427$	0,032	0,1086	$0,\!981$
Ajustada	$2,\!51$	-0,871	$-1,\!64$	$9,\!79$	-1,18	1,11	0,269
70/30	$5,\!07$	-0,880	-2550	2654	-1,21	548	0,262
10-fold	4,98	-0,892	-479	172	-1,20	35,0	0,248
LOO	$5,\!23$	-0,895	-178	140	-1,21	27,6	0,282

Tabela 7.7 – Constantes empíricas da validação cruzada para a correlação II

As mudanças realizadas pela validação cruzada também não impactaram as métricas de erro, conforme exposto na Tab. 7.8. O maior efeito foi um aumento no desvio relativo médio.

Tabela 7.8 – Métricas de erro da validação cruzada para a correlação II

	MARD [%]	MRD [%]
Original	$19,\!3$	-11,7
Ajustada	12,9	0,0552
70/30	$13,\!3$	0,980
10-fold	$13,\!1$	0,786
LOO	13,1	0,625

7.4 Discussão

As duas correlações escolhidas, embora tenham apresentado boa capacidade de predição, foram incapazes de estimar adequadamente toda a base de dados. A correlação de Fang (2013a), tem grande dispersão na base de Sempértegui-Tapia (2016), embora consiga estimar muito bem as outras bases. A correlação de Sempértegui-Tapia (2016), por outro lado, piora a performance com o aumento do fluxo de calor, subestimando toda a base de Del Col et al. (2013), embora tenha sido construída considerando um fator de intensificação da ebulição convectiva.

O ajuste nas constantes usando um algoritmo de otimização por minimização do erro se mostrou adequado para predição do CTC em ambos os casos, no entanto o comportamento das correlações ajustadas não condisse com as tendências experimentais. O ajuste na correlação I reduziu a importância relativa do título de vapor, que estava presente no fator de intensificação da ebulição convectiva e do número de Reynolds da fase líquida, tornando a mesma praticamente independente deste parâmetro. A correlação II tornou desprezível a importância do número de Weber (redução de pelo menos 97,8%), enquanto aumentou consideravelmente a importância do inverso do número de Bond, que é uma forma do número de confinamento. Dessa forma, reduções no diâmetro aumentavam muito o CTC.

Ambas correlações ajustadas apresentarem performance dentro de uma margem de ± 20 %, no entanto, a correlação I apresentou erros menores, além de ser mais robusta e genérica, conforme confirmado pela validação cruzada, que mediu a performance da correlação quando parte do banco de dados não era usado para treinamento. Apesar disso, seu comportamento paramétrico diverge ainda mais do banco de dados. Dessa forma, recomenda-se seu uso apenas quando estritamente o CTC for de interesse.

8 CONCLUSÕES

A presente dissertação se focou na transferência de calor durante a ebulição convectiva de R1234yf em microcanais, consistindo de duas partes principais: uma revisão de literatura e um estudo numérico de correlações de R1234yf. A revisão desenvolvida contemplou padrões de escoamento, critérios de transição para a microescala e correlações preditivas do coeficiente de transferência de calor. O estudo numérico consistiu do ajuste das correlações de Fang (2013a) e Sempértegui-Tapia (2016) para uma base de dados de 839 dados experimentais de ebulição de R1234yf, compilados de quatro laboratórios independentes.

As principais conclusões do trabalho foram:

- Os padrões de escoamento tem difícil classificação devido a sua natureza observacional subjetiva. Algumas tentativas de padronização da classificação existem, entretanto não há consenso.
- Existem diversos critérios para a transição do regime de macro e microescala. Embora
 os diferentes autores adotem diferentes critérios, algumas propriedades são associadas
 a redução do diâmetro: redução da importância das forças gravitacionais e subsequente
 aumento da importância da tensão superficial, dificuldade em se obter o padrão
 estratificado. Embora uma classificação seja importante, não há indícios de que a
 transição para microescala seja realizada de forma abrupta.
- A transferência de calor opera basicamente por uma combinação de ebulição nucleada e ebulição convectiva. Modelos mais sofisticados existem para cada topologia de escoamento. Apesar de existir um consenso geral nos mecanismos atuantes, os métodos preditivos tem, em sua maioria, caráter empírico, sendo válidos apenas para as condições em que foram desenvolvidos. Assim sendo, existe uma demanda por correlações aplicáveis a novos fluidos e/ou novas condições de operação.
- A metodologia proposta de ajuste das constantes empíricas a uma nova base de dados funcionou adequadamente, fazendo com que a correlação de Fang (2013a) obtivesse cobertura de 97,7 %, enquanto anteriormente conseguia apenas 63,4 % para a banda de ± 20 %, uma melhora de . A correlação de Sempértegui-Tapia (2016) passou a predizer 80,2 % da base de dados em uma banda de ± 20 %, enquanto originalmente ele predizia apenas 62,8 %.

- A correlação de Fang (2013a) com as constantes originais obteve MARD de 17,4% e MRD de 7,62%, enquanto com as constantes otimizadas conseguiu 6,61% e -0,407%, representado uma redução de 62,0% e 94,7%, respectivamente. A correlação de Sempértegui-Tapia (2016) com as constantes originais obteve MARD de 19,3% e MRD de -11,7%, enquanto com as constantes otimizadas conseguiu 12,9% e 0,0552%, representado uma redução de 33,1% e 99,5%, respectivamente.
- O processo de otimização das constantes na correlação de Fang (2013a) levou a uma redução na importância do título de vapor, que estava presente no fator de intensificação da ebulição convectiva e no número de Reynolds da fase líquida. Esse ajuste tornou a correlação independente do fluxo de massa e do título de vapor, sugerindo apenas ebulição nucleada. A correlação de Sempértegui-Tapia (2016) aumentou a importância do inverso do número de Bond (uma forma do número de confinamento), enquanto anulou a do número de Weber. Essa mudança fez com que a correlação se tornasse altamente dependente do diâmetro.
- Nenhuma das duas correlações capturou perfeitamente as tendências experimentais observadas, no entanto a correlação de Sempértegui-Tapia (2016) ajustada mostrou melhor compromisso de performance e fenômeno físico.
- As bases de dados compiladas mostravam que temperaturas de saturação mais altas apresentavam um CTC mais alto em regiões de título de vapor baixo, enquanto essa tendência era invertida para título de vapor altos. As correlações ajustadas não capturaram esta tendência, apontando apenas que temperaturas de saturação menores levavam a um CTC mais alto para todo título de vapor.
- Os mecanismos de validação cruzada: 70/30, 10-fold e Leave-one-out foram aplicados para avaliar a capacidade de generalização dos dois modelos obtidos. A correlação de Fang (2013a) se mostrou mais genérica, predizendo melhor dados que não foram usados para gerar as novas constantes.

8.1 Sugestões para trabalhos futuros

Em vista do observado, sugere-se como continuação:

 Aumentar a base de dados, o que aumentaria a faixa de aplicações e tornaria a correlação mais genérica.

- Testar e criar outras correlações, inserindo e removendo grupos adimensionais.
- Investigar experimentalmente o comportamento do R1234yf ao se variar a temperatura de saturação.
- Avaliar outros fluidos refrigerantes, em especial aqueles com GWP baixo.
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ARCANJO, A. A.; TIBIRIÇÁ, C. B.; RIBATSKI, G. Evaluation of flow patterns and elongated bubble characteristics during the flow boiling of halocarbon refrigerants in a micro-scale channel. *Experimental Thermal and Fluid Science*, Elsevier BV, v. 34, n. 6, p. 766–775, sep 2010. Citado 3 vezes nas páginas 46, 47 e 48.

BABA, S.; SAKAI, T.; SAWADA, K.; KUBOTA, C.; WADA, Y.; SHINMOTO, Y.; OHTA, H.; ASANO, H.; KAWANAMI, O.; SUZUKI, K.; IMAI, R.; KAWASAKI, H.; FUJII, K.; TAKAYANAGI, M.; YODA, S. Proposal of experimental setup on boiling two-phase flow on-orbit experiments onboard japanese experiment module "KIBO". *Journal of Physics: Conference Series*, IOP Publishing, v. 327, p. 012055, dec 2011. Citado 2 vezes nas páginas 46 e 47.

BARAJAS, A.; PANTON, R. The effects of contact angle on two-phase flow in capillary tubes. *International Journal of Multiphase Flow*, Elsevier BV, v. 19, n. 2, p. 337–346, apr 1993. Citado 2 vezes nas páginas 45 e 46.

BARBIERI, P. E. L. Estudo teórico-experimental da ebulição convectiva do refrigerante *R-134a em tubos lisos.* Tese (Doutorado) — Escola de Engenharia de São Carlos - USP, São Carlos, set 2005. Citado na página 33.

BARNEA, D.; LUNINSKI, Y.; TAITEL, Y. Flow pattern in horizontal and vertical two phase flow in small diameter pipes. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, Wiley-Blackwell, v. 61, n. 5, p. 617–620, oct 1983. Citado na página 43.

BRAUNER, N.; MARON, D. M. Identification of the range of 'small diameters' conduits, regarding two-phase flow pattern transitions. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, Elsevier BV, v. 19, n. 1, p. 29–39, jan 1992. Citado 2 vezes nas páginas 54 e 56.

CHEN, J. C. Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow. Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development, American Chemical Society (ACS), v. 5, n. 3, p. 322–329, jul 1966. Citado 3 vezes nas páginas 65, 67 e 83.

CHEN, L.; TIAN, Y.; KARAYIANNIS, T. Vertical upward flow patterns in small diameter tubes. In: *Proceedings of the 6th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*. Matsushima, Japan: Committees of ExHFT-6, 2005. Citado na página 46.

CHEN, W.; FANG, X. A note on the Chen correlation of saturated flow boiling heat transfer. *International Journal of Refrigeration*, Elsevier BV, v. 48, p. 100–104, dec 2014. Citado na página 65.

CHEN, Y. Critical heat flux in subcooled flow boiling of water. In: An Overview of Heat Transfer Phenomena. [S.l.]: InTech, 2012. Citado na página 59.

CHO, H.; LEE, H.; PARK, C. Performance characteristics of an automobile air conditioning system with internal heat exchanger using refrigerant R1234yf. *Applied Thermal Engineering*, Elsevier BV, v. 61, n. 2, p. 563–569, nov 2013. Citado na página 30.

108

CHOI, K.-I.; OH, J.-T.; SAITO, K.; JEONG, J. S. Comparison of heat transfer coefficient during evaporation of natural refrigerants and R-1234yf in horizontal small tube. *International Journal of Refrigeration*, Elsevier BV, v. 41, p. 210–218, may 2014. Citado 7 vezes nas páginas 29, 73, 75, 79, 80, 93 e 97.

CICONKOV, R. Refrigerants: There is still no vision for sustainable solutions. International Journal of Refrigeration, Elsevier BV, v. 86, p. 441–448, feb 2018. Citado na página 28.

COLBURN, A. P. A method of correlating forced convection heat-transfer data and a comparison with fluid friction. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier BV, v. 7, n. 12, p. 1359–1384, dec 1964. Citado na página 62.

COLLIER, J. G.; THOME, J. C. *Convective Boiling and Condensation*. 3. ed. Oxford: Clarendon Press, 1996. Citado na página 59.

COOPER, M. Heat flow rates in saturated nucleate pool boiling - A wide-ranging examination using reduced properties. In: HARTNETT, J. P.; JR., T. F. I. (Ed.). *Advances in Heat Transfer*. USA: Academic Press Inc., 1984. v. 16, p. 157–239. Citado 3 vezes nas páginas 64, 66 e 67.

DAMIANIDES, D.; WESTWATER, J. Two-phase flow patterns in compact heat exchanger and in small tubes. In: *Proceedings of the 2nd UK National Heat Transfer Conference*. Glasgow, UK: UK National Heat Transfer Committee, 1988. Citado na página 44.

DEL COL, D.; BORTOLIN, S.; TORRESIN, D.; CAVALLINI, A. Flow boiling of R1234yf in a 1 mm diameter channel. *International Journal of Refrigeration*, Elsevier BV, v. 36, n. 2, p. 353–362, mar 2013. Citado 6 vezes nas páginas 75, 76, 78, 92, 97 e 102.

DEL COL, D.; TORRESIN, D.; CAVALLINI, A. Heat transfer and pressure drop during condensation of the low GWP refrigerant R1234yf. *International Journal of Refrigeration*, Elsevier BV, v. 33, n. 7, p. 1307–1318, nov 2010. Citado 2 vezes nas páginas 29 e 100.

DITTUS, F.; BOELTER, L. Heat transfer in automobile radiators of the tubular type. International Communications in Heat and Mass Transfer, Elsevier BV, v. 12, n. 1, p. 3–22, jan 1985. Citado na página 62.

DITTUS, F. W.; BOELTER, L. M. K. Heat transfer in automobile radiators of the tubular type. In: *University of California Publications in Engineering*. Berkeley: University of California Press, 1930. v. 2, n. 13, p. 443–461. Citado na página 62.

EUROPEAN UNION LAW. Directive 2006/40/EC of the European Parliament and of the Council of 17 May 2006 relating to emissions from air conditioning systems in motor vehicles and amending Council Directive 70/156/EEC (Text with EEA relevance). Europe, 2006. Official Journal of the European Union. Disponível em: (http://eur-lex.europa.eu/legal-content/EN/ALL/?uri=celex%3A32006L0040). Citado na página 29.

FANG, X. A new correlation of flow boiling heat transfer coefficients based on R134a data. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier BV, v. 66, p. 279–283, nov 2013. Citado 8 vezes nas páginas 11, 13, 73, 81, 89, 102, 103 e 104.

FANG, X. A new correlation of flow boiling heat transfer coefficients for carbon dioxide. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier BV, v. 64, p. 802–807, sep 2013. Citado 2 vezes nas páginas 39 e 82.

FANG, X.; CHEN, Y.; ZHANG, H.; CHEN, W.; DONG, A.; WANG, R. Heat transfer and critical heat flux of nanofluid boiling: A comprehensive review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, Elsevier BV, v. 62, p. 924–940, sep 2016. Citado na página 28.

FELCAR, H.; RIBATSKI, G.; JABARDO, J. S. A gas–liquid flow pattern predictive method for macro- and mini-scale round channels. In: *Proceedings of the 10th UK Heat Transfer Conference*. Edinburgh, Scotland: UK National Heat Transfer Committee, 2007. Citado na página 43.

FORSTER, H. K.; ZUBER, N. Dynamics of vapor bubbles and boiling heat transfer. *AIChE Journal*, Wiley, v. 1, n. 4, p. 531–535, dec 1955. Citado 2 vezes nas páginas 63 e 65.

FRITZ, W. Berechnungen des maximalvolumens von dampfblasen. *Phys. Zeitschrift*, Springer Berlin Heidelberg, v. 36, p. 379–384, 1935. Citado na página 64.

FUKANO, T.; KARIYASAKI, A. Characteristics of gas-liquid two-phase flow in a capillary tube. *Nuclear Engineering and Design*, Elsevier BV, v. 141, n. 1-2, p. 59–68, jun 1993. Citado 2 vezes nas páginas 44 e 45.

GAO, W.; XU, X.; LIANG, X. Experimental study on the effect of orientation on flow boiling using R134a in a mini-channel evaporator. *Applied Thermal Engineering*, Elsevier BV, v. 121, p. 963–973, jul 2017. Citado na página 46.

GNIELINSKI, V. New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow. *International Chemical Engineering*, American Institute of Chemical Engineers, v. 16, n. 2, p. 359–368, 1976. Citado 2 vezes nas páginas 62 e 63.

GUNGOR, K.; WINTERTON, R. A general correlation for flow boiling in tubes and annuli. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier BV, v. 29, n. 3, p. 351–358, mar 1986. Citado 2 vezes nas páginas 65 e 69.

GUNGOR, K.; WINTERTON, R. Simplified general correlation for saturated flow boiling and comparison with data. *Chemical Engineering Research and Design*, v. 65, n. 2, p. 148–156, mar. 1987. Citado 3 vezes nas páginas 67, 69 e 70.

HARIRCHIAN, T.; GARIMELLA, S. V. A comprehensive flow regime map for microchannel flow boiling with quantitative transition criteria. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier BV, v. 53, n. 13-14, p. 2694–2702, jun 2010. Citado 3 vezes nas páginas 51, 55 e 56.

HASTIE, T.; TIBSHIRANI, R.; FRIEDMAN, J. *The Elements of Statistical Learning.* 2. ed. New York: Springer, 2009. Citado na página 86.

INCROPERA, F. P.; DEWITT, D. P. Fundamentals of Heat and Mass Transfer. 5. ed. USA: Wiley, 2001. ISBN 0-471-38650-2. Citado 2 vezes nas páginas 61 e 66.

JACOBI, A. M.; THOME, J. R. Heat transfer model for evaporation of elongated bubble flows in microchannels. *Journal of Heat Transfer*, ASME International, v. 124, n. 6, p. 1131, 2002. Citado na página 60.

JAGAN, V.; SATHEESH, A. Experimental studies on two phase flow patterns of air–water mixture in a pipe with different orientations. *Flow Measurement and Instrumentation*, Elsevier BV, v. 52, p. 170–179, dec 2016. Citado na página 45.

KANDLIKAR, S. An improved correlation for predicting two-phase flow boiling heat transfer coefficient in horizontal and vertical tubes. In: *Heat Exchangers for Two-Phase Flow Applications*. New York: ASME HTD, 1983. v. 27, p. 3–10. Citado na página 69.

KANDLIKAR, S. G. A general correlation for saturated two-phase flow boiling heat transfer inside horizontal and vertical tubes. *Journal of Heat Transfer*, ASME International, v. 112, n. 1, p. 219, 1990. Citado na página 69.

KANDLIKAR, S. G. Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, Elsevier BV, v. 26, n. 2-4, p. 389–407, jun 2002. Citado na página 53.

KANDLIKAR, S. G. Scale effects on flow boiling heat transfer in microchannels: A fundamental perspective. *International Journal of Thermal Sciences*, Elsevier BV, v. 49, n. 7, p. 1073–1085, jul 2010. Citado na página 55.

KANDLIKAR, S. G.; GRANDE, W. J. Evolution of microchannel flow passages– thermohydraulic performance and fabrication technology. *Heat Transfer Engineering*, Informa UK Limited, v. 24, n. 1, p. 3–17, jan 2003. Citado na página 53.

KANIZAWA, F. T.; RIBATSKI, G. Void fraction predictive method based on the minimum kinetic energy. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, Springer Nature, v. 38, n. 1, p. 209–225, nov 2015. Citado 2 vezes nas páginas 67 e 84.

KANIZAWA, F. T.; TIBIRIÇÁ, C. B.; RIBATSKI, G. Heat transfer during convective boiling inside microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier BV, v. 93, p. 566–583, feb 2016. Citado 5 vezes nas páginas 38, 39, 66, 68 e 83.

KARAYIANNIS, T.; MAHMOUD, M. Flow boiling in microchannels: Fundamentals and applications. *Applied Thermal Engineering*, Elsevier BV, v. 115, p. 1372–1397, mar 2017. Citado 2 vezes nas páginas 27 e 30.

KEW, P. A.; CORNWELL, K. Correlations for the prediction of boiling heat transfer in small-diameter channels. *Applied Thermal Engineering*, Elsevier BV, v. 17, n. 8-10, p. 705–715, aug 1997. Citado 3 vezes nas páginas 54, 56 e 70.

KIM, S.-M.; MUDAWAR, I. Review of databases and predictive methods for heat transfer in condensing and boiling mini/micro-channel flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier BV, v. 77, p. 627–652, oct 2014. Citado na página 27.

KUTATELADZE, S. Boiling heat transfer. International Journal of Heat and Mass Transfer, Elsevier BV, v. 4, p. 31–45, dec 1961. Citado na página 67.

LAZAREK, G.; BLACK, S. Evaporative heat transfer, pressure drop and critical heat flux in a small vertical tube with R-113. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier BV, v. 25, n. 7, p. 945–960, jul 1982. Citado na página 70.

LI, W.; WU, Z. A general correlation for evaporative heat transfer in micro/mini-channels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier BV, v. 53, n. 9-10, p. 1778–1787, apr 2010. Citado na página 70.

LIU, Z.; WINTERTON, R. A general correlation for saturated and subcooled flow boiling in tubes and annuli, based on a nucleate pool boiling equation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier BV, v. 34, n. 11, p. 2759–2766, nov 1991. Citado 2 vezes nas páginas 67 e 83.

LOCKHART, R.; MARTINELLI, R. Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes. *Chemical Engineering Progress*, v. 45, p. 39–48, 1949. Citado na página 41.

MCADAMS, W. H. *Heat Transmission*. 2. ed. New York: McGrau-Hill, 1942. Citado 4 vezes nas páginas 62, 65, 66 e 84.

MEHENDALE, S. S.; JACOBI, A. M.; SHAH, R. K. Fluid flow and heat transfer at micro- and meso-scales with application to heat exchanger design. *Applied Mechanics Reviews*, ASME International, v. 53, n. 7, p. 175–193, 2000. Citado na página 53.

MENDOZA-MIRANDA, J.; MOTA-BABILONI, A.; RAMÍREZ-MINGUELA, J.; MUÑOZ-CARPIO, V.; CARRERA-RODRÍGUEZ, M.; NAVARRO-ESBRÍ, J.; SALAZAR-HERNÁNDEZ, C. Comparative evaluation of R1234yf, R1234ze(E) and R450A as alternatives to R134a in a variable speed reciprocating compressor. *Energy*, Elsevier BV, v. 114, p. 753–766, nov 2016. Citado na página 30.

MENG, Z.; ZHANG, H.; LEI, M.; QIN, Y.; QIU, J. Performance of low GWP R1234yf/R134a mixture as a replacement for R134a in automotive air conditioning systems. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier BV, v. 116, p. 362–370, jan 2018. Citado na página 29.

MOTA-BABILONI, A.; NAVARRO-ESBRÍ, J.; BARRAGÁN, Á.; MOLÉS, F.; PERIS, B. Drop-in energy performance evaluation of R1234yf and R1234ze(E) in a vapor compression system as R134a replacements. *Applied Thermal Engineering*, Elsevier BV, v. 71, n. 1, p. 259–265, oct 2014. Citado na página 30.

MUDAWAR, I. Two-phase microchannel heat sinks: Theory, applications, and limitations. *Journal of Electronic Packaging*, ASME International, v. 133, n. 4, p. 041002, 2011. Citado na página 27.

ONG, C.; THOME, J. Macro-to-microchannel transition in two-phase flow: Part 1 – Two-phase flow patterns and film thickness measurements. *Experimental Thermal and Fluid Science*, Elsevier BV, v. 35, n. 1, p. 37–47, jan 2011. Citado 2 vezes nas páginas 55 e 56.

ONG, C. L.; THOME, J. R. Flow boiling heat transfer of R134a, R236fa and R245fa in a horizontal 1.030mm circular channel. *Experimental Thermal and Fluid Science*, Elsevier BV, v. 33, n. 4, p. 651–663, apr 2009. Citado 3 vezes nas páginas 44, 48 e 49.

PETUKHOV, B. Heat transfer and friction in turbulent pipe flow with variable physical properties. In: *Advances in Heat Transfer*. [S.l.]: Elsevier, 1970. p. 503–564. Citado 2 vezes nas páginas 62 e 63.

PORTO, M. P.; PEDRO, H. T.; MACHADO, L.; KOURY, R. N.; FILHO, E. P. B.; COIMBRA, C. F. Optimized heat transfer correlations for pure and blended refrigerants. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier BV, v. 85, p. 577–584, jun 2015. Citado na página 70.

QU, W.; MUDAWAR, I. Prediction and measurement of incipient boiling heat flux in micro-channel heat sinks. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier BV, v. 45, n. 19, p. 3933–3945, sep 2002. Citado na página 28.

REVELLIN, R.; DUPONT, V.; URSENBACHER, T.; THOME, J. R.; ZUN, I. Characterization of diabatic two-phase flows in microchannels: Flow parameter results for R-134a in a 0.5 mm channel. *International Journal of Multiphase Flow*, Elsevier BV, v. 32, n. 7, p. 755–774, jul 2006. Citado 2 vezes nas páginas 47 e 48.

REVELLIN, R.; THOME, J. R. A new type of diabatic flow pattern map for boiling heat transfer in microchannels. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, IOP Publishing, v. 17, n. 4, p. 788–796, mar 2007. Citado 2 vezes nas páginas 44 e 50.

RIBATSKI, G. A critical overview on the recent literature concerning flow boiling and two-phase flows inside micro-scale channels. *Experimental Heat Transfer*, Informa UK Limited, v. 26, n. 2-3, p. 198–246, mar 2013. Citado na página 61.

RIBATSKI, G.; JABARDO, J. M. Experimental study of nucleate boiling of halocarbon refrigerants on cylindrical surfaces. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier BV, v. 46, n. 23, p. 4439–4451, nov 2003. Citado na página 64.

RIVA, E. D.; COL, D. D.; GARIMELLA, S. V.; CAVALLINI, A. The importance of turbulence during condensation in a horizontal circular minichannel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier BV, v. 55, n. 13-14, p. 3470–3481, jun 2012. Citado na página 84.

ROY, S.; AVANIC, B. A very high heat flux microchannel heat exchanger for cooling of semiconductor laser diode arrays. *IEEE Transactions on Components, Packaging, and Manufacturing Technology: Part B*, Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE), v. 19, n. 2, p. 444–451, may 1996. Citado na página 27.

SAISORN, S.; WONGPROMMA, P.; WONGWISES, S. The difference in flow pattern, heat transfer and pressure drop characteristics of mini-channel flow boiling in horizontal and vertical orientations. *International Journal of Multiphase Flow*, Elsevier BV, v. 101, p. 97–112, apr 2018. Citado na página 46.

SAITOH, S.; DAIGUJI, H.; HIHARA, E. Correlation for boiling heat transfer of R-134a in horizontal tubes including effect of tube diameter. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier BV, v. 50, n. 25-26, p. 5215–5225, dec 2007. Citado 2 vezes nas páginas 66 e 76.

SAITOH, S.; DANG, C.; NAKAMURA, Y.; HIHARA, E. Boiling heat transfer of HFO-1234yf flowing in a smooth small-diameter horizontal tube. *International Journal of Refrigeration*, Elsevier BV, v. 34, n. 8, p. 1846–1853, dec 2011. Citado 5 vezes nas páginas 73, 75, 76, 77 e 97.

SÁNCHEZ, D.; CABELLO, R.; LLOPIS, R.; ARAUZO, I.; CATALÁN-GIL, J.; TORRELLA, E. Energy performance evaluation of R1234yf, R1234ze(E), R600a, R290 and R152a as low-GWP R134a alternatives. *International Journal of Refrigeration*, Elsevier BV, v. 74, p. 269–282, feb 2017. Citado na página 29.

SCHROCK, V. E.; GROSSMAN, L. M. Forced convection boiling in tubes. *Nuclear Science and Engineering*, Informa UK Limited, v. 12, n. 4, p. 474–481, apr 1962. Citado na página 68.

SEMPÉRTEGUI-TAPIA, D. F. Análise experimental do efeito da geometria da seção transversal e do desempenho de fluidos de reduzido GWP na ebulição convectiva em canais de dimensões reduzidas. Tese (Doutorado) — Escola de Engenharia de São Carlos - USP, São Carlos, mar 2016. Citado 12 vezes nas páginas 11, 13, 43, 79, 82, 90, 96, 97, 100, 102, 103 e 104.

SEMPÉRTEGUI-TAPIA, D. F.; RIBATSKI, G. Flow boiling heat transfer of R134a and low GWP refrigerants in a horizontal micro-scale channel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier BV, v. 108, p. 2417–2432, may 2017. Citado 6 vezes nas páginas 68, 73, 75, 81, 83 e 92.

SHAH, M. A new correlation for heat transfer during boiling flow through pipes. In: Proceedings of the Annual Meeting of the American Society of Heating, Refrigerating, and Air Conditioning Engineers. Seattle: ASHRAE Transactions, 1976. v. 82, n. 2, p. 66–86. Citado na página 68.

SHAH, M. Chart correlation for saturated boiling heat transfer: Equations and further study. In: *Proceedings of the Winter Meeting of the American Society of Heating, Refrigerating, and Air Conditioning Engineers*. Houston: ASHRAE Transactions, 1982.
v. 88, n. 1, p. 185–196. Citado 2 vezes nas páginas 41 e 68.

SHAH, R. K. Classification of heat exchangers. In: KAKAÇ, S.; BERGLES, A.; MAYINGER, F. (Ed.). *Heat Exchangers: Thermal Hydraulic Fundamentals and Design*. Washington, DC: Hemisphere Publishing Corp., 1986. p. 9–46. Citado na página 53.

SHIFERAW, D.; KARAYIANNIS, T.; KENNING, D. Flow boiling in a 1.1 mm tube with R134a: Experimental results and comparison with model. *International Journal of Thermal Sciences*, Elsevier BV, v. 48, n. 2, p. 331–341, feb 2009. Citado 2 vezes nas páginas 48 e 49.

SIEDER, E. N.; TATE, G. E. Heat transfer and pressure drop of liquids in tubes. Industrial & Engineering Chemistry, American Chemical Society (ACS), v. 28, n. 12, p. 1429–1435, dec 1936. Citado na página 62.

SMAKULSKI, P.; PIETROWICZ, S. A review of the capabilities of high heat flux removal by porous materials, microchannels and spray cooling techniques. *Applied Thermal Engineering*, Elsevier BV, v. 104, p. 636–646, jul 2016. Citado na página 27.

STEPHAN, K.; ABDELSALAM, M. Heat-transfer correlations for natural convection boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier BV, v. 23, n. 1, p. 73–87, jan 1980. Citado 3 vezes nas páginas 63, 66 e 84.

SU, S.; FANG, X.; LI, L.; WU, J.; ZHANG, J.; XU, W.; HU, J. HFC-134a emissions from mobile air conditioning in china from 1995 to 2030. *Atmospheric Environment*, Elsevier BV, v. 102, p. 122–129, feb 2015. Citado na página 29.

SUN, L.; MISHIMA, K. An evaluation of prediction methods for saturated flow boiling heat transfer in mini-channels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier BV, v. 52, n. 23-24, p. 5323–5329, nov 2009. Citado na página 78.

SUO, M.; GRIFFITH, P. Two-phase flow in capillary tubes. *Journal of Basic Engineering*, ASME International, v. 86, n. 3, p. 576–582, 1964. Citado 3 vezes nas páginas 44, 54 e 56.

TALER, D.; TALER, J. Simple heat transfer correlations for turbulent tube flow. *E3S* Web of Conferences, EDP Sciences, v. 13, p. 02008, 2017. Citado na página 63.

THOME, J.; BAR-COHEN, A.; REVELLIN, R.; ZUN, I. Unified mechanistic multiscale mapping of two-phase flow patterns in microchannels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, Elsevier BV, v. 44, p. 1–22, jan 2013. Citado na página 44.

THOME, J.; DUPONT, V.; JACOBI, A. Heat transfer model for evaporation in microchannels. Part I: presentation of the model. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier BV, v. 47, n. 14-16, p. 3375–3385, jul 2004. Citado na página 60.

TIBIRIÇÁ, C. B.; RIBATSKI, G. Flow boiling in micro-scale channels – Synthesized literature review. *International Journal of Refrigeration*, Elsevier BV, v. 36, n. 2, p. 301–324, mar 2013. Citado na página 60.

TIBIRIÇÁ, C. B.; RIBATSKI, G. Flow boiling phenomenological differences between micro- and macroscale channels. *Heat Transfer Engineering*, Informa UK Limited, v. 36, n. 11, p. 937–942, jan 2015. Citado 2 vezes nas páginas 55 e 56.

TIBIRIÇÁ, C. B.; ROCHA, D. M.; SUETH, I. L. S.; BOCHIO, G.; SHIMIZU, G. K. K.; BARBOSA, M. C.; FERREIRA, S. dos S. A complete set of simple and optimized correlations for microchannel flow boiling and two-phase flow applications. *Applied Thermal Engineering*, Elsevier BV, v. 126, p. 774–795, nov 2017. Citado 2 vezes nas páginas 60 e 71.

TRIPLETT, K.; GHIAASIAAN, S.; ABDEL-KHALIK, S.; SADOWSKI, D. Gas–liquid two-phase flow in microchannels Part I: two-phase flow patterns. *International Journal of Multiphase Flow*, Elsevier BV, v. 25, n. 3, p. 377–394, apr 1999. Citado 2 vezes nas páginas 54 e 56.

ULLMANN, A.; BRAUNER, N. The prediction of flow pattern maps in minichannels. *Multiphase Science and Technology*, Begell House, v. 19, n. 1, p. 49–73, 2007. Citado 2 vezes nas páginas 54 e 56.

UNITED NATIONS. United Nations Framework Convention on Climate Change. Rio de Janeiro, Brasil, 1992. Disponível em: (http://unfccc.int/essential_background/convention/ items/6036.php). Citado na página 29.

UNITED NATIONS. Kyoto Protocol to the United Nations Framework Convention on Climate Change. Kyoto, Japão, 1997. Disponível em: (http://unfccc.int/kyoto_protocol/ items/2830.php). Citado na página 29.

UNITED NATIONS. Adoption of the Paris agreement. Proposal by the President: Conference of the parties. twenty-first session. paris, 30 november to 11 december 2015. Genebra, Suiça, 2015. FCCC/CP/2015/L.9/Rev.1. Disponível em: (http: //unfccc.int/paris_agreement/items/9485.php). Citado na página 29.

UNITED NATIONS ENVIRONMENT PROGRAMME. Vienna Convention for the Protection of the Ozone Layer. Viena, Austria, 1985. Disponível em: (https: //treaties.un.org/doc/Treaties/1988/09/19880922%2003-14%20AM/Ch_XXVII_02p.pdf). Citado na página 28.

UNITED NATIONS ENVIRONMENT PROGRAMME. *Montreal Protocol on Substances that Deplete the Ozone Layer*. Montreal, Canada, 1987. Disponível em: (https://treaties.un.org/doc/Publication/UNTS/Volume%201522/volume-1522-I-26369-English.pdf). Citado na página 28.

UNITED NATIONS ENVIRONMENT PROGRAMME. Handbook for the Montreal Protocol on Substances that Deplete the Ozone Layer. 10. ed. Nairobi, Kenya, 2016. Disponível em: (http://www.efcc.eu/media/1079/2016-ods-montreal_protocol-handbook. pdf). Citado na página 28.

UNITED NATIONS ENVIRONMENT PROGRAMME. The Kigali Amendment (2016): The Amendment to the Montreal Protocol agreed by the Twenty-Eighth Meeting of the Parties. Kigali, Ruanda, 2016. Disponível em: (http://ozone.unep.org/en/handbook-montreal-protocol-substances-deplete-ozone-layer/41453). Citado na página 28.

WINTERTON, R. Where did the Dittus and Boelter equation come from? *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier BV, v. 41, n. 4-5, p. 809–810, feb 1998. Citado na página 62.

YANG, C.-Y.; SHIEH, C.-C. Flow pattern of air–water and two-phase R-134a in small circular tubes. *International Journal of Multiphase Flow*, Elsevier BV, v. 27, n. 7, p. 1163–1177, jul 2001. Citado 2 vezes nas páginas 49 e 50.

YANG, K.; ZUO, C. A novel multi-layer manifold microchannel cooling system for concentrating photovoltaic cells. *Energy Conversion and Management*, Elsevier BV, v. 89, p. 214–221, jan 2015. Citado na página 27.

YANG, Q.; SHU, B.; WANG, J.; GUO, Y. Experimental investigation on flow boiling heat transfer and flow patterns in a single micro-channel with large mass velocity. *Experimental Thermal and Fluid Science*, Elsevier BV, v. 91, p. 283–291, feb 2018. Citado na página 48.

YUN, R.; KIM, Y. Flow regimes for horizontal two-phase flow of CO_2 in a heated narrow rectangular channel. *International Journal of Multiphase Flow*, Elsevier BV, v. 30, n. 10, p. 1259–1270, oct 2004. Citado na página 48.

ZHANG, H.; LIU, C.; XU, X.; LI, Q. Mechanism of thermal decomposition of HFO-1234yf by DFT study. *International Journal of Refrigeration*, Elsevier BV, v. 74, p. 399–411, feb 2017. Citado na página 29.

ZHU, Y.; WU, X.; ZHAO, R. R32 flow boiling in horizontal mini channels: Part I. Two-phase flow patterns. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier BV, v. 115, p. 1223–1232, dec 2017. Citado na página 45.