



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

**EBULIÇÃO CONVECTIVA DO N-PENTANO EM UM MINI-  
CANAL ANULAR**

**Dissertação submetida à**

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA**

**Para obtenção de grau de  
MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA**

**EVANDRO RODRIGO DÁRIO**

**Florianópolis, março de 2008**



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

**EBULIÇÃO CONVECTIVA DO N-PENTANO EM UM MINI-  
CANAL ANULAR**

**EVANDRO RODRIGO DÁRIO**

**Essa dissertação foi julgada adequada para obtenção de título de  
MESTRE EM ENGENHARIA**

**ESPECIALIDADE ENGENHARIA MECÂNICA**

**Sendo aprovada em sua forma final.**

---

**Prof. Júlio César Passos, Dr. Orientador**

---

**Prof. Fernando Cabral, PhD – Coordenador do Programa**

**Banca Examinadora:**

---

**Prof. Álvaro Toubes Prata, Ph.D. (Presidente)**



**Prof. Gherhardt Ribatski, Dr**

---

**Prof. Saulo Güths, Dr.**

**"As dificuldades são como as montanhas,  
elas só se aplainam quando avançamos sobre elas."  
Provérbio Japonês – Autor desconhecido**

**Dedico este trabalho  
Aos meus pais, Didimo e Bernardete,  
Ao meu irmão Diego,  
Aos meus colegas de curso,  
Aos meus parentes e amigos,  
Por todo o apoio, compreensão e alegrias.**

## AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer a todos que tornaram possível a realização deste trabalho de dissertação:

A CAPES, ao CNPQ, e ao POSMEC pelo apoio financeiro. Ao LEPTEN/BOILING e ao POSMEC pela estrutura física fornecida.

Aos professores Márcia Barbosa Henriques Mantelli, Antônio Carlos Ribeiro Nogueira, Álvaro Toubes Prata, Clóvis Raimundo Maliska, Jader Riso Barbosa Junior e Júlio César Passos pelos conhecimentos transmitidos em suas disciplinas.

Ao professor Júlio César Passos que acreditou no meu potencial para a realização deste trabalho.

Em especial ao técnico Danti Régis Souza e aos bolsistas de iniciação científica Gil Goss Junior, Fábio Bedin e Eduardo Victor Dias, que muito contribuíram para a construção da bancada experimental e realização dos testes.

A todo o pessoal do grupo LEPTEN/BOILING, e aos amigos que aqui fiz.

Para todos os amigos que estiveram ao meu lado, sempre dando apoio, mas em especial para Rodrigo Pizarro, Dalton Bertoldi, Jakson Manfredini Vassoler, Marcelo Zanette, Murilo Pereira, Cristine Garcia Gabriel, André Peruchi, Thales Dala Lana, Patrick Costa, Rafael Longaretti, Marcel Garcia Gabriel e Lucio Bortoluzzi.

Por fim, a toda minha família, que é o bem mais valioso que possuo em minha vida

Agradeço, também, a todos aqueles que infelizmente não recordo o nome, mas de alguma forma, direta ou indireta contribuíram para a realização deste trabalho.

## SUMÁRIO

<b>LISTA DE FIGURAS.....</b>	<b>XI</b>
<b>LISTA DE TABELAS .....</b>	<b>XIV</b>
<b>SIMBOLOGIA.....</b>	<b>XVI</b>
<b>RESUMO.....</b>	<b>XXII</b>
<b>ABSTRACT.....</b>	<b>XXIII</b>
<b>1. INTRODUÇÃO.....</b>	<b>1</b>
1.1. OBJETIVOS DOS TESTES MONOFÁSICOS .....	2
1.2. OBJETIVOS DOS TESTES BIFÁSICOS.....	2
1.3. ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO.....	3
<b>2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....</b>	<b>4</b>
2.1. TRANSIÇÃO DE MACRO PARA MICRO ESCALA EM EBULIÇÃO .	4
2.2. ESCOAMENTO MONOFÁSICO .....	7
2.2.1. <i>Coefficiente de Transferência de Calor por Convecção.....</i>	<i>7</i>
2.2.2. <i>Condições do escoamento.....</i>	<i>7</i>
2.2.2.1. <i>Camada Limite Hidrodinâmica Laminar.....</i>	<i>7</i>
2.2.2.2. <i>Camada Limite Térmica.....</i>	<i>9</i>
2.2.2.3. <i>Influência das Camadas Limite na Transferência de</i>	
<i>Calor 10</i>	
2.2.2.4. <i>Transição de escoamento Laminar para Turbulento....</i>	<i>10</i>
2.2.3. <i>Condição Térmica da Superfície .....</i>	<i>11</i>
2.2.4. <i>Características Geométricas do Sistema.....</i>	<i>11</i>



2.2.4.1. <i>Transição da Macro-escala para Micro-escala</i> .....	11
2.2.4.2. <i>Rugosidade da Superfície</i> .....	11
2.2.4.3. <i>Definição do Diâmetro Aquecido Equivalente</i> .....	11
2.2.5. <i>Outros Fatores Importantes n</i> .....	12
2.2.6. <i>Modelo para Escoamento Laminar Monofásico</i> .....	13
2.2.7. <i>Queda de Pressão</i> .....	13
2.3. MECANISMOS DA EBULIÇÃO .....	15
2.3.1. <i>Escoamentos Padrão em Tubos Horizontais</i> .....	16
2.3.2. <i>Escoamento Bifásico</i> .....	18
2.3.2.1. <i>Aspectos Físicos da Geração e Crescimento de Bolhas em Micro-canais</i> .....	21
2.3.3. <i>Escoamentos Bifásicos em Macro escala com Transferência de Calor</i> .....	22
2.3.4. <i>Classificação dos Diferentes Tipos de Correlações para Escoamentos Bifásicos com Transferência de Calor</i> .....	23
i) <i>Modelos por Intensificação</i> .....	23
ii) <i>Modelos de Sobreposição</i> .....	23
iii) <i>Modelos Assintóticos</i> .....	24
iv) <i>Modelos Baseados em Padrões de Escoamentos</i> .....	24
2.3.5. <i>Queda de Pressão em Macro Escala</i> .....	24
i) <i>Modelo Homogêneo</i> .....	24
2.3.5.1 <i>Correlações para a Fração de Vazio</i> .....	27
2.3.5.2. <i>Modelo de Fases Separadas</i> .....	28
2.3.5.3. <i>Multiplicador do Escoamento Bifásico</i> .....	30
2.3.6. <i>Queda de Pressão em Micro Escala</i> .....	31
2.4. CORRELAÇÕES PARA DETERMINAÇÃO DO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM ESCOAMENTOS BIFÁSICOS.....	33

2.4.1. Correlações de Lazarek e Black.....	33
2.4.2. Correlação de Steiner e Taborek.....	33
2.4.3. Correlação de Warriier .....	35
2.4.4. Correlação de Liu e Winterton.....	36
2.4.5. Correlação de Kandlikar.....	37
2.5. RESUMO .....	38
<b>3. MATERIAIS E MÉTODOS .....</b>	<b>39</b>
3.1. INTRODUÇÃO.....	39
3.2. APARATO EXPERIMENTAL.....	39
3.2.1. Equipamentos .....	40
3.2.1.1. Fontes de alimentação .....	41
3.2.1.2. Tanque Pré-Aquecedor .....	41
3.2.1.3. Bomba de Deslocamento Positivo.....	41
3.2.1.4. Fluxímetro Mássico.....	41
3.2.1.5. Condensador e Banho Térmico.....	42
3.2.1.6. Tubos Aquecedores .....	42
3.2.1.7. Sistema de Aquisição de Dados.....	42
3.2.2. Seção de Teste .....	44
3.2.2.1. Disposição dos Termopares na Seção de Testes.....	46
3.3. PROPRIEDADES TERMOFÍSICAS DO N-PENTANO.....	48
3.4. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL.....	49
3.5. TRATAMENTO DOS DADOS PARA O ESTADO BIFÁSICO .....	51
3.6. INCERTEZAS EXPERIMENTAIS .....	54
3.7. ANÁLISE DA BANCADA OPERANDO EM ESTADO MONOFÁSICO	
55	
3.8. RESUMO .....	68

<b>4. RESULTADOS EXPERIMENTAIS .....</b>	<b>69</b>
4.1. RESULTADOS EXPERIMENTAIS .....	69
4.1.1. <i>Curvas de Ebulição</i> .....	70
4.1.2. <i>O Efeito da Velocidade Mássica</i> .....	74
4.1.3. <i>O Efeito do Fluxo de Calor Imposto</i> .....	75
4.1.4. <i>O Efeito da Pressão e da Temperatura de Entrada</i> .....	77
4.2. COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS COM MODELOS E CORRELAÇÕES EMPÍRICAS .....	80
4.2.1. <i>Comparação dos Resultados Experimentais para o Coeficiente de Transferência de Calor</i> .....	80
4.2.1.1..... <i>Comparação dos Resultados Experimentais com a Correlação de Kandlikar (1990)</i> .....	82
4.2.1.2..... <i>Comparação dos Resultados Experimentais com a Correlação de Lazarek e Black (1982)</i> .....	83
4.2.1.3..... <i>Comparação dos Resultados Experimentais com a Correlação de Steiner e Taborek (1992)</i> .....	84
4.2.1.4..... <i>Comparação dos Resultados Experimentais com a Correlação Warrier, et al. (2002)</i> .....	86
4.2.1.5..... <i>Comparação dos Resultados Experimentais com a Correlação de Liu e Winterton (1991)</i> .....	87
4.2.2. <i>Comparação dos Resultados Experimentais para a Queda de Pressão</i> .....	88
4.3. RESUMO.....	93
<b>5. VISUALIZAÇÃO DA EBULIÇÃO CONVECTIVA.....</b>	<b>94</b>
<b>6. CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES .....</b>	<b>100</b>
<b>7. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....</b>	<b>102</b>

<b>APÊNDICE A.....</b>	<b>107</b>
A1. ANÁLISE DE INCERTEZA .....	107
A2. INCERTEZA NO FLUXO DE CALOR .....	108
A3. INCERTEZA NA TEMPERATURA DA PAREDE, $T_{p,z}$ .....	109
A4. INCERTEZA NA TEMPERATURA MÉDIA DO FLUIDO, $T_{\infty,z}$ : .....	111
A5. INCERTEZA NA TEMPERATURA DE SATURAÇÃO.....	111
A6. INCERTEZA NA DIFERENÇA DE TEMPERATURA .....	113
A7. INCERTEZA NO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR 113	
A8. INCERTEZA NO COEFICIENTE DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR 114	
<b>APÊNDICE B.....</b>	<b>119</b>
B1. CALIBRAÇÃO DOS TRANSDUTORES DE PRESSÃO .....	119
B1.1 CALIBRAÇÃO DO TRANSDUTOR DE PRESSÃO ABSOLUTO 1.	119
B1.2 CALIBRAÇÃO DO TRANSDUTOR DE PRESSÃO ABSOLUTO 2.	121
B1.3 CALIBRAÇÃO DO TRANSDUTOR DE PRESSÃO DIFERENCIAL	122
B2. CALIBRAÇÃO DOS TERMOPARES .....	123
<b>APÊNDICE C.....</b>	<b>126</b>

## LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 - Desenvolvimento da camada limite hidrodinâmica.....	8
Figura 2.2 - Desenvolvimento da camada limite hidrodinâmica em um escoamento monofásico laminar no interior de um canal.....	9
Figura 2.3 - Padrões de Escoamentos Bifásicos.....	17
Figura 2.4 – Caracterização dos regimes de Ebulição em piscina.....	19
Figura 2.5 – Curva de ebulição para fluxo de calor imposto, Carey (1992). .....	20
Figura 2.6 - Crescimento confinado de uma bolha.....	21
Figura 3.1 - Esquema ilustrativo da Bancada Experimental .....	39
Figura 3.2 - Fotografia ilustrativa da Bancada Experimental.....	40
Figura 3.3 - Interface do Programa LABVIEW .....	43
Figura 3.4 - Corte Longitudinal Tridimensional da Seção de Teste –...	45
Figura 3.5 – Esquema 3D da seção de teste montada.....	46
Figura 3.6 – Fotografia da Seção de teste montada.....	46
Figura 3.7 - Localização dos Termopares no Interior do .....	47
Figura 3.8 - Tubo liso de cobre da seção de teste.....	47
Figura 3.9 - Esquema da Montagem da Seção de Testes .....	48
Figura 3.10 -Aquecimento com fluxo de Calor Constante.....	51
Figura 3.11 – Fluxograma Iterativo para determinação do início do processo de ebulição.....	54
Figura 3.12 - Coeficiente de transferência de calor monofásico na entrada, meio e saída da seção de teste.....	59
Figura 3.13 – Coeficiente de transferência de calor monofásico na entrada, meio e saída da seção de teste.....	61
Figura 3.14 - Coeficiente de transferência de calor monofásico na entrada, meio e saída da seção de teste.....	62
Figura 3.15 - Comparação do coeficiente de transferência de calor monofásico na entrada, meio e saída da seção de teste. ....	63
Figura 3.16 - Comparação do coeficiente de transferência de calor monofásico na entrada da seção de teste .....	64
Figura 3.17 - Comparação do coeficiente de transferência de calor monofásico na saída da seção de teste.....	65
Figura 3.18 – Queda de pressão monofásica para várias velocidades mássicas em função do fluxo de calor.....	66
Figura 3.19 - Comparação da perda de pressão $\Delta P_{\text{calc}}$ (Correlação) com $\Delta P_{\text{mono}}$ (Experimental).....	67

Figura 4.1 - Coeficiente de transferência de Calor em função do Fluxo de Calor .....	70
Figura 4.2 - Curvas Parciais de Ebulição para distintas velocidades mássicas (G) .....	72
Figura 4.3 - Curva Parcial de Ebulição para distintos graus de sub-resfriamento ( $\Delta T_{sub}$ ).....	73
Figura 4.4 - Efeito da Velocidade Mássica sobre o Coeficiente de Transferência de Calor.....	75
Figura 4.5 - Comparação entre os coeficientes de transferência de calor para dois fluxos de calor em função do título de vapo .....	76
Figura 4.6 - Comparação entre os coeficientes de transferência de calor para distintas configurações de temperatura de entrada .....	78
Figura 4.7 - Comparação entre os coeficientes de transferência de calor para distintas configurações de pressão de entrada .....	79
Figura 4.8 - Comportamento das Correlações.....	81
Figura 4.9 - Resultados Experimentais versus Correlação de Kandlikar (1990) .....	83
Figura 4.10 - Resultados Experimentais versus Correlação de Lazarek e Black (1982) .....	84
Figura 4.11 - Resultados Experimentais versus Correlação de Steiner e Taborek (1992) .....	85
Figura 4.12 - Resultados Experimentais versus Correlação de Warriier, et al. (2002).....	86
Figura 4.13 - Resultados Experimentais versus Correlação de Liu e Winterton (1991) .....	88
Figura 4.14 - Curvas Experimentais de Queda de Pressão Bifásico .....	89
Figura 4.15 - Queda de Pressão Bifásico Experimental versus Modelo Heterogêneo (1).....	91
Figura 4.16 - Queda de Pressão Bifásico Experimental versus Modelo Heterogêneo.....	91
Figura 4. 17 - Queda de Pressão Bifásico Experimental versus Modelo Heterogêneo (3) .....	92
Figura 5.1 - Imagens Fotográficas para $G= 148,0 \text{ kg/m}^2\text{s}$ .....	95
Figura 5.2 - Imagens Fotográficas para $G= 169,0 \text{ kg/m}^2\text{s}$ .....	96
Figura 5.3 - Imagens Fotográficas para $G= 190,0 \text{ kg/m}^2\text{s}$ .....	96
Figura 5.4 - Imagens Fotográficas para $G= 232,0 \text{ kg/m}^2\text{s}$ .....	97
Figura 5.5 - Imagens Fotográficas para $G= 253,0 \text{ kg/m}^2\text{s}$ .....	98
Figura 5.6 - Imagens Fotográficas para $G= 274,0 \text{ kg/m}^2\text{s}$ .....	98
Figura A.1 – Gráfico da temperatura de saturação do fluido. ....	112
Figura B.1 - Calibração do transdutor de pressão absoluto 1.....	122
Figura B.2 - Calibração do transdutor de pressão absoluto 2.....	122

Figura B.3 - Calibração do transdutor de pressão diferencial. ....	123
Figura B.4 – Calibração dos termopares .....	125

## LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 - Classificação quanto ao diâmetro hidráulico segundo Mehendal et al. (2000).....	4
Tabela 2.2 - Classificação quanto ao diâmetro hidráulico, segundo Kandlikar (2001) .....	5
Tabela 2.3 – Tabela com os coeficientes para a correlação de Butterworth (1975), ver Collier e Thome (1996). .....	28
Tabela 2.4- Valores da Constante C em função do tipo de escoamento, para o cálculo de Lokchart – Martinelli.....	30
Tabela 3.1 – Propriedades do n-Pentano à pressão atmosférica.....	49
Tabela 3.2 - Valores dos Comprimentos das Camadas Limites Térmicas e Hidrodinâmicas.....	55
Tabela 3.3 - Valores experimentais monofásicos do superaquecimento da parede e calculados a partir da Eq. (2.16). .....	56
Tabela 3.4 - Valores experimentais do superaquecimento da parede ...	56
Tabela 3.5 - Valores de $h_{mon}$ e $h_{calc}$ para escoamento monofásico .....	58
Tabela 3.6 - Valores de $h_{mon}$ e $h_{calc}$ para escoamento monofásico .....	59
Tabela 3.7 - Valores de $h_{mon}$ e $h_{calc}$ para escoamento monofásico .....	60
Tabela 3.8 - Valores de $h_{mon}$ e $h_{calc}$ para escoamento monofásico .....	60
Tabela 3.9 - Desvios médios de $h_{calc}$ em relação a $h_{mon}$ .....	62
Tabela 3.10 – Dados relativos a queda de pressão ao longo do minicanal no escoamento monofásico .....	66
Tabela 4.1 - Comparação dos dados das Curva de Ebulição .....	73
Tabela 4.2 - Comparação com a Correlação de Kandlikar (1990).....	82
Tabela 4.3 - Comparação com a Correlação de Lazarek e Black (1982) .....	83
Tabela 4.4 - Comparação com a Correlação de Steiner e Taborek (1992) .....	85
Tabela 4.5 - Comparação com a Correlação de Warriier, et al. (2002)..	86
Tabela 4.6 - Comparação com a Correlação de Liu e Winterton (1991)	87
Tabela 4.7- Desvios da Queda de Pressão Bifásica em relação aos Modelos Verificados.....	90
Tabela A.1 – Valores das incertezas experimentais.....	114
Tabela A.2 – Incertezas experimentais para $G = 85 \text{ kg/m}^2\text{s}$ , $P_e = 200 \text{ kPa}$ e $T_e = 27^\circ\text{C}$ .....	115
Tabela A.3 – Incertezas experimentais para $G = 85 \text{ kg/m}^2\text{s}$ , $P_e = 150 \text{ kPa}$ e $T_e = 40^\circ\text{C}$ .....	115



Tabela A.4 - Incertezas experimentais para $G=170 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ; $P=150 \text{ kPa}$ ; $T_e=40 \text{ }^\circ\text{C}$ .....	117
Tabela A.5 – Incertezas experimentais para $G=338 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ; $P=200 \text{ kPa}$ ; $T_e=40 \text{ }^\circ\text{C}$ .....	118
Tabela B.1 – Calibração do transdutor de pressão absoluto 1 .....	119
Tabela B.2 - Calibração do transdutor de pressão absoluto 2 .....	121
Tabela C.1– Comparação através de diferentes correlações para o h..	126
Tabela C.2 – Comparação entre resultados calculados através do modelo heterogêneo .....	127

## SIMBOLOGIA

### Alfabeto Latino:

<b>Símbolo</b>	<b>Definição</b>	<b>Unidade</b>
$A_m$	Área molhada da superfície aquecida	$[m^2]$
$A_t$	Área transversal da seção do canal	$[m^2]$
$Bo$	Número adimensional de ebulição	[-]
$C$	Parâmetro de Crisholm	[-]
$Co$	Número adimensional de convecção	[-]
$c_{pl}$	Calor específico, à pressão constante do líquido	$[kJ/kgK]$
$d_b$	Diâmetro da bolha	$[m]$
$d_i$	Diâmetro interno do tubo de cobre	$[m]$
$d_o$	Diâmetro interno do canal anular	$[m]$
$d_e$	Diâmetro externo do canal anular	$[m]$
$D_h$	Diâmetro hidráulico	$[m]$
$D_{eq}$	Diâmetro equivalente aquecido	$[m]$
$E$	Coefficiente intensificador da ebulição convectiva	[-]
$e$	Folga formada pelos tubos concêntricos que formam o canal anular:	$[m]$
$F$	Fator de correção	[-]
$FE$	Fator de escorregamento	[-]
$Fr$	Número adimensional de Froude	[-]
$f_l$	Coefficiente de atrito do líquido	[-]
$f_v$	Coefficiente de atrito do vapor	[-]

$f_{tp}$	Coefficiente de atrito bifásico	[-]
$g$	Aceleração da gravidade;	[m/s <sup>2</sup> ]
$G$	Velocidade mássica	[kg/ m <sup>2</sup> s]
$Gz$	Número adimensional de Graetz	[-]
$h$	Coefficiente de transferência de calor por ebulição ou conveccão	[W/m <sup>2</sup> K]
$h_{IV}$	Calor latente de vaporização	[kJ/kg]
$k_l$	Condutividade térmica do líquido	[W/mK]
$k_s$	Condutividade térmica do sólido	[W/mK]
$L$	Comprimento do canal	[m]
$L_{cap}$	Comprimento capilar	[m]
$L_{sat}$	Comprimento de saturação	[m]
$L_{sub}$	Comprimento de sub-resfriamento	[m]
$L_{ent}$	Comprimento hidrodinâmico de entrada	[m]
$L_{ent,T}$	Comprimento térmico de entrada;	[m]
$Pr_l$	Número adimensional de Prandtl do líquido	[-]
$m$	Vazão mássica	[kg/s]
$Mw$	Peso molecular;	[kg/kmol]
$n$	Expoente do modelo assintótico	[-]
$Nu$	Número adimensional de Nusselt;	[-]
$N_{conf}$	Número adimensional de confinamento;	[-]
$P_{ent}$	Pressão do fluido na entrada da seção de testes	[kPa]
$P_{saída}$	Pressão do fluido na saída da seção de testes	[kPa]
$P_{sat}$	Pressão de saturação do fluido	[kPa]

$P_{aq}$	Perímetro aquecido	[m]
$P_{crit}$	Pressão crítica	[kPa]
$P_{red}$	Pressão reduzida	[-]
PW	Taxa de calor	[W]
$q''_{ONB}$	Fluxo de calor de início da ebulição;	[kW/m <sup>2</sup> ]
$q''_{eff}$	Fluxo de calor efetivo imposto a superfície	[kW/m <sup>2</sup> ]
r	Raio característico da cavidade	[m]
R	Resistência elétrica	[Ω]
Rt	Resistência térmica a condução elétrica	[K/W]
$Re_{Dh}$	Número adimensional de Reynolds baseado no diâmetro hidráulico	[-]
S	Coefficiente intensificador da ebulição nucleada	[-]
$T_{sat}$	Temperatura de saturação do fluido	[°C]
$T_p$	Temperatura da superfície	[°C]
$T_{\infty}$	Temperatura de bulbo do líquido	[°C]
$T_f$	Temperatura do fluido	[°C]
$T_{ent}$	Temperatura do fluido na entrada da seção de testes	[°C]
$T_{saída}$	Temperatura do fluido na saída da seção de testes	[°C]
U	Tensão elétrica	[V]
$V_l$	Velocidade do líquido	[m/s]
$V_v$	Velocidade do vapor	[m/s]
x	Título de vapor	[-]
X	Parâmetro de Martineli	[-]
$z_{sat}$	Local no canal onde se inicia a ebulição,	[m]

We Número adimensional de Webber [-]

### Alfabeto Grego:

<b>Símbolo</b>	<b>Definição</b>	<b>Unidade</b>
$\emptyset$	Multiplicador bifásico	[-]
$\theta$	Inclinação do canal	[ $^{\circ}$ ]
$\rho_v$	Massa específica do vapor	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\rho_l$	Massa específica do líquido	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\sigma$	Tensão superficial	[N/m]
$\beta$	Ângulo de contato líquido/superfície	[ $^{\circ}$ ]
$\mu_l$	Viscosidade do líquido	[kg/ms]
$\mu_v$	Viscosidade do vapor	[kg/ms]
$\alpha$	Fração de vazio	[-]
$\Delta T$	Diferença de Temperatura	[ $^{\circ}$ C]
$\Delta P$	Diferença de Pressão	[kPa]
$\psi$	Razão de Aspecto	[-]
$v_l$	Volume específico do líquido	[m <sup>3</sup> /kg]
$v_v$	Volume específico do vapor	[m <sup>3</sup> /kg]
$\mathcal{D}$	Desvio médio absoluto	[%]
$\delta$	Incerteza	[-]

### Sub-índices

a Aceleração

aq	Aquecido
b	Bolha de vapor
bif	Bifásico
calc	Calculado
conf	Confinamento
ent	Entrada
eq	Equivalente
exp	Experimental
f	Fluido
fr	Friccional
l	Líquido
g	Gravitacional
homo	Homogêneo
ll	Laminar, laminar
lo	Somente líquido
lt	Laminar, turbulento
lv	Latente de vaporização
m	Molhada
máx	Máximo
mono	Monofásico
ONB	Início da ebulição
p	Parede
s	Sólido

sat	Saturação
sub	Sub-resfriado
t	Transversal
T	Térmico
tl	Turbulento, laminar
tp	Total pressão
tt	Turbulento, turbulento
v	Vapor
vo	Somente vapor
z	Local no canal

## RESUMO

No presente trabalho, é apresentado um estudo experimental sobre a transferência de calor e a queda de pressão no processo de ebulição convectiva em um mini-canal anular, utilizando como fluido refrigerante o n-Pentano, para pressões e temperaturas de entrada na seção de teste de 150,0 e 200,0 kPa, e 27,0 e 40,0 °C, respectivamente. Foram empregadas velocidades mássicas de até 337,8 kg/m<sup>2</sup>s, para fluxos de calor  $q \leq 60,0$  kW/m<sup>2</sup>. A seção de teste é formada por dois tubos, um interno de cobre onde é realizado o aquecimento, e outro externo de acrílico, montados concentricamente, com uma folga entre eles de 0,25 mm, formando assim um mini-canal anular de diâmetro hidráulico de 0,5 mm. O projeto e a construção de um circuito de ebulição convectiva e da seção de teste foram inteiramente desenvolvidos durante o presente trabalho de mestrado. São analisados os efeitos de velocidade mássica, de pressão, e da temperatura de entrada, e do fluxo de calor sobre o coeficiente de transferência de calor para a ebulição. Os dados experimentais para o coeficiente de transferência de calor foram comparados com as correlações de Kandlikar (1990), Liu e Winterton (1991), Warriar (2002), Lazarek e Black (1982) e Steiner e Taborek (1992). Os dados referentes à queda de pressão bifásica foram comparados com o modelo de fases separadas para três diferentes valores do parâmetro de Chisholm (C). Imagens fotográficas relativas ao processo de ebulição convectiva em um mini-canal anular também são apresentadas e analisadas.

Palavras chave: Ebulição convectiva, ebulição nucleada, mini-canal, transferência de calor, queda de pressão.



## ABSTRACT

In this work, it is presented an experimental study of heat transfer of and the pressure drop in the process of convective boiling in an annular mini-channel, using as fluid refrigerant the n-Pentane, to pressures and temperatures of entry in the test section were 150,0 and 200,0 kPa, and 27,0 and 40,0 ° C, respectively. They were employed flux mass of up to 337,8 kg/m<sup>2</sup>s for heat flux  $q \leq 60.0 \text{ kW/m}^2$ . The test section is composed of two tubes, one internal copper, where the heating is performed, and other external acrylic, mounted concentric, with a gap between them of 0,25 mm, thus forming an annular mini-channel of diameter hydraulic of 0,5 mm. The design and construction of a circuit of convective boiling in the test section were fully developed during the present work the Masters. We will be analyzed the effects of mass flux, pressure, and temperature input, and the heat flux on the heat transfer coefficients for boiling. Experimental data for the heat transfer coefficients were compared with the correlations of Kandlikar (1990), Liu and Winterton (1991), Warriar (2002), Lazarek and Black (1982) and Steiner and Taborek (1992). The data relating to the collapse of pressure two-phase flow are compared with the model of separate phases for three different parameter values of Chisholm (C). Photographic images relating to the process of convective boiling in a mini-channel annular are also presented and analyzed.

**Keywords:** Convective Boiling, nucleating boiling, mini-channel, heat transfer heat, drop pressure.



## 1. Introdução

Evaporadores com mini e micro-canais apresentam várias vantagens como tamanho reduzido, maior possibilidades de se atingir elevados coeficientes de transferência de calor e menor quantidade de fluido de trabalho, características que são benéficas para custo e segurança do sistema. Estes trocadores de calor já são usados, por exemplo, em bombas de calor, condicionadores de ar para aplicações em automóvel e para resfriamento de componentes eletrônicos. Apesar do grande emprego, a compreensão do comportamento do escoamento bifásico em micro escala ainda não alcançou a paridade com o desenvolvimento rápido de tais sistemas. Ainda restam inclusive, dúvidas, sobre uma definição clara de micro-canais e mini-canais.

Uma exigência fundamental durante o projeto de trocadores de calor é a habilidade para predizer os valores dos coeficientes de transferência de calor e da perda de pressão nas condições de interesse. Nos últimos anos, foram feitas várias investigações experimentais e teóricas de escoamentos bifásicos e transferência de calor em mini e micro-canais e os seus resultados foram publicados. Além da grande discrepância que existe entre os diferentes autores, o coeficiente de transferência de calor por ebulição, a perda de pressão e os padrões de escoamentos em micro-canais não têm sido preditos corretamente pelas correlações de macro escala existentes na literatura. A explicação comum para esta diferença é que os mecanismos físicos que são potencialmente dominantes em micro-canais são menos importantes em macro canais. Alguns desses mecanismos são os efeitos da tensão superficial e da tensão de cisalhamento viscoso.

Estudos na literatura que fazem menção a escoamento monofásico e bifásico e transferência de calor em trocadores de calor compactos ainda não são suficientes para o total entendimento dos fenômenos envolvidos. Contudo, aplicações extensivas em indústrias de processo existem onde o calor é transferido utilizando-se de espaços confinados e que podem fornecer projetos mais compactos e melhores.

Este estudo trata dos processos de transferência de calor do n-Pentano monofásico e bifásico, queda de pressão e visualização durante o escoamento no interior de um mini-canal, ambas de diâmetro hidráulico de 0,5 mm.

Várias características fazem os trocadores de calor compactos atraentes em aplicações industriais onde a conservação de energia,

espaço, peso e custo são considerações importantes. Estas características incluem alta efetividade térmica (razão da quantidade de calor que foi transferida pela quantidade de calor máxima que teoricamente que pode ser transferida), elevada razão entre a superfície de transferência de calor e o volume (densidade de área de superfície), baixo peso por fluxo de calor imposto, flexibilidade de projeto e volume de fluido reduzido.

### **1.1. Objetivos dos Testes Monofásicos**

O objetivo deste trabalho é ganhar um entendimento fundamental de transferência calor e perda de pressão, de um escoamento monofásico em mini e micro-canais com o n-Pentano como o fluido de trabalho. Particularmente, um objetivo era avaliar se as correlações clássicas para transferência de calor e perda de pressão são válidas para mini-canais.

Um objetivo secundário dos testes monofásicos era o de validar o procedimento experimental para transferência de calor bifásica em testes futuros.

### **1.2. Objetivos dos Testes Bifásicos**

Ebulição e condensação podem sustentar grandes taxas de transferência de calor com diferenças de temperaturas muito pequenas. Processos associados com fenômenos de mudança de fase estão entre os processos de transferência de calor mais complexos encontrados em aplicações de engenharia. Estes incluem toda a complexidade de transferência de calor em escoamentos monofásicos (não-linearidade, transição para turbulência, instabilidades) e elementos adicionais que são resultantes do movimento da interface vapor-líquido, efeitos de não-equilíbrio e interações entre as fases. Escoamentos bifásicos de gases e líquidos ou vapores e líquidos em tubos, canais, equipamento, etc. freqüentemente são encontrados na indústria e têm sido estudados intensivamente por muitos anos.

O objetivo desta parte do trabalho é a de desenvolver a compreensão dos processos fundamentais em escoamentos bifásicos em mini-canais. O resultado esperado desta melhor compreensão é o desenvolvimento de ferramentas mais precisas para prever o coeficiente de transferência de calor e a perda de pressão neste tipo de fluxo.

### 1.3. Organização do Trabalho

Este trabalho de dissertação está estruturado conforme será descrito a seguir.

No Capítulo 2, é apresentada a revisão bibliográfica de trabalhos teóricos e experimentais. Inicialmente é apresentada uma revisão bibliográfica referente à transferência de calor e perda de pressão em um sistema monofásico. Na seqüência, são apresentados os mecanismos da ebulição, como por exemplo, os aspectos físicos da geração e criação de bolhas onde são mostrados também os padrões de escoamentos em tubos horizontais. É também feito um estudo da queda de pressão em um sistema bifásico, onde é apresentado o modelo homogêneo e o modelo de fases separadas para escoamentos bifásicos. As correlações utilizadas no presente trabalho são apresentadas neste capítulo.

No Capítulo 3, é apresentado o aparato experimental, descrevendo a função de todos os equipamentos da bancada experimental, mostrando com um maior detalhamento a seção de teste. A metodologia utilizada para a realização dos testes é especificada, e também como os dados coletados são tratados. Neste capítulo também é feita uma análise dos dados experimentais obtidos nos testes monofásicos realizados.

Os resultados experimentais bifásicos obtidos são apresentados no Capítulo 4. Neste capítulo os dados referentes aos escoamentos bifásicos são analisados, para assim tentar descrever seu comportamento físico. Outras análises referentes à transferência de calor e perda de pressão também são feitas neste capítulo, como por exemplo, uma discussão sobre os resultados experimentais obtidos e sua comparação com os resultados previstos por algumas das correlações existentes na literatura.

No Capítulo 5, são apresentados resultados da visualização da ebulição convectiva no mini-canal.

No Capítulo 6, as conclusões do presente estudo da ebulição convectiva no canal são apresentadas e feitas sugestões para trabalhos futuros.

Por último, são listadas as referências bibliográficas utilizadas ao longo do trabalho.

No Apêndice A, a análise de incertezas experimentais é apresentada, juntamente com as tabelas dos dados obtidos.

No Apêndice B, é apresentado todo o procedimento de calibração dos equipamentos de medição, com os seus respectivos resultados.

## 2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

### 2.1. Transição de Macro para Micro escala em Ebulição

De um ponto de vista prático, é necessário identificar o limite inferior de aplicabilidade de projetos de macro-escala para processos de ebulição, com respeito à determinação de frações de vazio, coeficientes de transferência de calor, mapas de padrão de escoamentos e queda de pressão em escoamentos bifásicos. Assim, é importante tratar este limite, em relação aos processos de ebulição, já que o limite para processos bifásicos não é provavelmente o mesmo que para processos monofásicos.

De um ponto de vista fenomenológico, enquanto na macro-escala, alguns fenômenos térmicos podem ser suprimidos ou podem ter sua importância diminuída, na micro-escala outros fenômenos térmicos podem ser aumentados ou podem ser criados.

Infelizmente, os critérios de limite de transição encontrados na literatura especializada de macro-escala para micro-escala ainda não são aceitos universalmente, pois apresentam falhas.

Como o fenômeno de mudança de fase com transferência calor em micro escala e macro escala mostra muitas diferenças, somente parte do conhecimento disponível sobre transferência de calor em macro escala pode ser transferida para micro escala.

Várias classificações para a transição de macro-escala para micro-escala em transferência de calor, baseado no diâmetro hidráulico  $D_h$  foram propostas para canais não-circulares. Mehendal et al. (2000) recomenda uma classificação baseada no tamanho do canal como segue:

Tabela 2.1 - Classificação quanto ao diâmetro hidráulico segundo Mehendal et al. (2000).

Classificação	Tamanho do Canal baseada no $D_h$
Micro-canais	1 $\mu\text{m}$ a 100 $\mu\text{m}$
Mini-canais	100 $\mu\text{m}$ a 1 mm
Macro-canais	1 mm a 6 mm
Canais convencionais	$D_h > 6$ mm

Kandlikar (2001) recomenda a seguinte classificação por faixa de tamanho do diâmetro hidráulico:

Tabela 2.2 - Classificação quanto ao diâmetro hidráulico, segundo Kandlikar (2001)

Classificação	Tamanho do Canal baseada no Dh
Micro-canais	50 $\mu\text{m}$ a 600 $\mu\text{m}$
Mini-canais	600 $\mu\text{m}$ a 3 mm
Canais convencionais	$D_h > 3 \text{ mm}$

Tais critérios de transição são arbitrários e não refletem a influência do tamanho do canal nos mecanismos físicos. Por exemplo, o efeito da pressão reduzida sobre os tamanhos de bolha e transições de tipos de escoamentos. Uma definição mais geral deveria considerar o limite onde a teoria clássica não é mais totalmente aplicável para escoamentos bifásicos e processos de transferência de calor.

Sendo assim, um critério de transição de macro para micro-escala poderia ser relacionado ao diâmetro de partida de bolha. Quando o diâmetro do canal for igual ou menor ao diâmetro de partida da bolha, qualquer crescimento adicional da bolha ou decorrente da coalescência de duas ou mais bolhas causará a sua deformação. Neste caso, o confinamento causado pelo pequeno espaço do interior do canal fará com que as bolhas fiquem alongadas, podendo atingir um comprimento de muitas vezes o diâmetro do canal.

Conseqüentemente, o limite para escoamento bifásico confinado poderia ser tomado como o limite para a definição de micro escala. Como uma primeira aproximação, poderíamos levar em consideração o diâmetro de partida de bolha em ebulição nucleada em piscina em um escoamento transversal.

Em Thome (2004) temos a Eq. (2.1) que define este diâmetro como:

$$d_b = 0,0208\beta \left[ \frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.1)$$

onde  $\beta$  é o ângulo de contato em graus,  $\sigma$  é a tensão superficial entre as fases, em N/m,  $\rho_l$  e  $\rho_v$  são as massas específicas do líquido e do vapor, respectivamente, em  $\text{kg/m}^3$ ,  $g$  é a aceleração da gravidade, em  $\text{m/s}^2$ . A

raiz quadrada do termo entre colchetes é também chamada de comprimento capilar,  $L_{cap}$ :

$$L_{cap} = \left[ \frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.2)$$

Para escoamentos no interior de tubos, a partida da bolha não é somente controlada pela tensão superficial e pela força de empuxo, mas também por efeitos de cisalhamento do fluido com o tubo. Até o momento, nenhum método geral está aparentemente apropriado para descrever este processo em micro-canais, enquanto que várias tentativas de modelá-los em macro canais já tenham sido feitas, mas com pouco sucesso.

Kew e Cornwell (1997) recomendam usar um número de confinamento ( $N_{conf}$ ) como um critério de diferenciação entre macro escala e micro escala para escoamentos bifásicos com transferência de calor, definido como a razão entre o comprimento capilar  $L$ , Eq. (2.2) e o diâmetro hidráulico do canal,  $D_h$ , conforme equação abaixo:

$$N_{conf} = \left[ \frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)D_h^2} \right]^{1/2} \quad (2.3)$$

O diâmetro hidráulico é definido como:

$$D_h = \frac{4A_t}{P} \quad (2.4)$$

Sendo que para um mini-canal anular, o número de confinamento ( $N_{conf}$ ) é definido como:

$$N_{conf} = \left[ \frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)(2e)^2} \right]^{1/2} \quad (2.5)$$

onde  $e$ , em  $m$ , é a folga, definido como:

$$e = \frac{(d_e - d_o)}{2} \quad (2.6)$$

Kew e Cornwell (1997) relataram que a transferência de calor e as características do escoamento são significativamente diferentes das



observadas em macro-canais quando  $N_{Conf} \geq 0,5$ . Conseqüentemente, o critério de  $N_{Conf} \geq 0,5$  é uma possível proposta a ser considerada para micro-escala, e que será adotada no presente trabalho. Deve-se considerar, no entanto, que o parâmetro capilar leva em conta a força de empuxo, de origem gravitacional e a força de contato.

## **2.2. Escoamento Monofásico**

### **2.2.1. Coeficiente de Transferência de Calor por Convecção**

O coeficiente de transferência de calor em convecção forçada depende de vários fatores, tais como: condições do escoamento, laminar ou turbulento completamente desenvolvido ou não; condições térmicas da superfície, temperatura ou fluxo de calor constante; e características geométricas do sistema. Tais parâmetros influenciam no processo de escolha das correlações empíricas que são utilizadas para a validação dos dados obtidos experimentalmente.

Os parâmetros que devem ser analisados para a melhor escolha das correlações são abordados a seguir, bem como algumas correlações encontradas na literatura.

### **2.2.2. Condições do Escoamento**

Para caracterizar o escoamento devemos primeiramente entender os conceitos de camada limite hidrodinâmica, camada limite térmica, escoamento laminar e escoamento turbulento. Uma sucinta abordagem sobre esses conceitos é feita a seguir.

#### **2.2.2.1. Camada Limite Hidrodinâmica Laminar**

Quando um escoamento ocorre paralelamente a uma placa, as partículas de fluido que estão em contato com a placa passam a ter velocidade zero, seguindo o princípio do não escorregamento. Devido às tensões cisalhantes que agem em planos paralelos à velocidade do fluido, essas partículas, com velocidade nula, agem sobre a camada de fluido adjacente, retardando o movimento dessas, que por sua vez freiam o movimento da camada acima, e assim ocorre sucessivamente até uma distância da superfície da placa  $y=\delta$  (região I da Figura 2.1). Na região fora da camada limite (região II na Figura 2.1, na qual é apresentado o

esquema de um perfil parabólico de um escoamento laminar), a diferença de velocidade entre as camadas de fluido é desprezível, e o perfil de velocidade é uniforme. Sendo  $u_\infty$  a velocidade inicial do fluido, costuma-se definir o valor da espessura da camada limite  $\delta$ , quando  $u=0,99u_\infty$ .

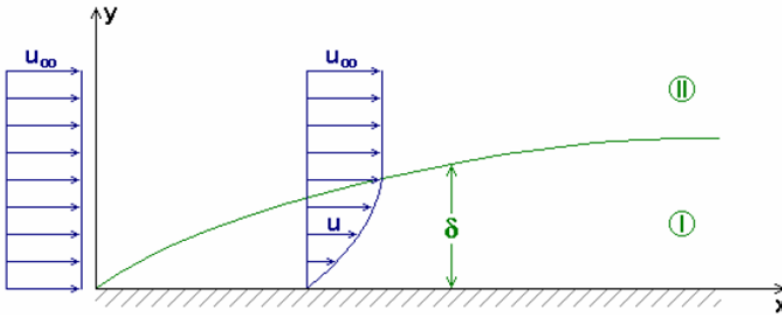


Figura 2.1 - Desenvolvimento da camada limite hidrodinâmica em um escoamento monofásico laminar

Para escoamentos no interior de tubos, a espessura da camada limite aumenta na direção do escoamento, até coincidir com o centro do tubo, como mostrado na Figura 2.2, na qual é esquematizado um perfil parabólico, laminar.

Quando isso ocorre, o perfil de velocidade não mais varia na direção do escoamento, e pode ser considerado plenamente desenvolvido. A distância da entrada até esse ponto é denominado comprimento de entrada hidrodinâmico, definido por:

$$L_{ent} = 0,005Re_{D_h}D_h \tag{2.7}$$

onde:

$$Re_{D_h} = \frac{GD_h}{\mu} \tag{2.8}$$

onde  $Re_{D_h}$  é número de Reynolds do escoamento baseado no  $D_h$ ,  $G$  é a velocidade mássica do escoamento em  $kg/m^2 \cdot s$ , e  $\mu$  é a viscosidade do fluido em  $(N \cdot s) / m^2$ .

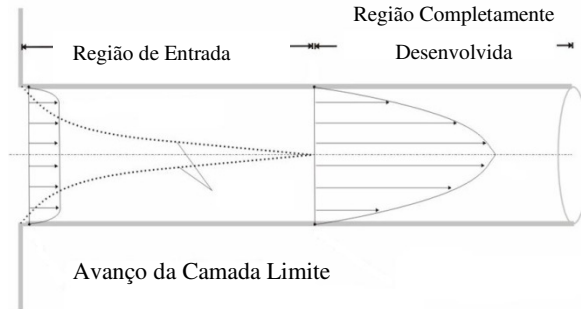


Figura 2.2 - Desenvolvimento da camada limite hidrodinâmica em um escoamento monofásico laminar no interior de um canal

#### 2.2.2.2. Camada Limite Térmica

Da mesma forma que uma camada limite de velocidade desenvolve-se quando há um fluido escoando sobre uma superfície, uma camada limite térmica deve desenvolver-se se houver uma diferença de temperatura entre a superfície, mantida a uma temperatura constante, e o fluido, inicialmente a uma temperatura uniforme menor que a da superfície, por exemplo. As partículas que estão em contato com a superfície passam a ter a mesma temperatura desta, e assim a transferência de calor entre a superfície e a camada de fluido adjacente, ocorre de uma forma que dependerá da difusividade térmica do fluido e do gradiente de temperatura formado no fluido. A distância entre a superfície e o ponto em que os gradientes de temperatura são desprezíveis é chamada espessura da camada limite térmica,  $\delta_T$ .

O perfil de temperatura continua variando continuamente na direção do escoamento até a espessura da camada limite térmica,  $\delta_T$ , alcançar o centro do tubo, diz-se então que o escoamento é termicamente desenvolvido.. A distância da entrada do tubo até o momento em que o escoamento torna-se termicamente desenvolvido é chamada de comprimento térmico de entrada,  $L_{ent,T}$ , que para escoamentos laminares é definido como sendo:

$$L_{ent,T} = 0,005 Re_{D_h} D_h Pr_l \quad (2.9)$$

onde  $Pr_l$  é o número de Prandtl do fluido em questão.

### 2.2.2.3. Influência das Camadas Limite na Transferência de Calor

O coeficiente de transferência de calor por convecção depende fortemente dos regimes de escoamento na camada limite. Sendo que o valor de  $h$  diminui com o aumento de  $\delta$  e de  $\delta_T$ . Isso ocorre porque o escoamento fica cada vez mais uniforme ao longo do comprimento do tubo, e os gradientes de temperatura de uma camada de fluido para outra diminuem.

Fedorov e Viskanta (2000) mostraram que em escoamentos monofásicos em canais com pequenos diâmetros hidráulicos, existe uma porção significativa do escoamento que se encontra na região de entrada combinada. Denomina-se problema combinado de entrada quando os perfis de velocidade e de temperatura estão ainda em desenvolvimento simultaneamente. Esse efeito deve ser considerado na avaliação do coeficiente de transferência de calor. No caso do presente estudo, trabalha-se tanto na região de entrada térmica e hidrodinâmica, como nas regiões plenamente desenvolvidas (nesse caso para elevados fluxos de massa).

### 2.2.2.4. Transição de Escoamento Laminar para Turbulento

O número crítico de Reynolds, que caracteriza a transição de escoamento laminar para turbulento em mini-canais lisos, ainda não está bem definido. Sabe-se que a transição ocorre para números de Reynolds menores do que os encontrados para macro canais, que é de 2300. Obot (2002) analisou os resultados experimentais de vários autores, para micro-canais lisos, e concluiu que a transição para escoamento turbulento ocorre para  $Re \leq 1000$ .

Mala e Li (1999) realizaram estudos utilizando a água como fluido de trabalho em micro-tubos, com diâmetros de 0,05 mm a 0,254 mm. Através de medidas sobre a queda de pressão, eles concluíram que a transição para turbulência ocorre para valores de Reynolds entre 500 e 1500.

Guo e Li (2002) afirmam que a transição geralmente se inicia para números de Reynolds entre 300 e 2300. A explicação para essa grande faixa, segundo os autores, está na rugosidade relativa do tubo que pode apresentar valores elevados quando se trabalha na micro-escala. Assim, quanto maior a rugosidade da superfície, mais cedo ocorre à transição.

### **2.2.3. Condição Térmica da Superfície**

A forma pela qual o fluido é aquecido também influencia na determinação do coeficiente de transferência de calor por convecção, e é fundamental caracterizá-la para comparar os resultados obtidos com as correlações exatas. Normalmente calcula-se o  $h$  em dois diferentes casos: fluxo de calor constante na superfície e temperatura constante na superfície.

Como se verá mais tarde, no presente estudo utiliza-se, para o aquecimento da superfície, uma resistência elétrica que fornece fluxo de calor constante. Correlações para esse caso são difíceis de serem encontradas na literatura, e serão discutidas posteriormente.

### **2.2.4. Características Geométricas do Sistema**

#### **2.2.4.1. Transição da Macro-escala para Micro-escala**

Para escoamentos monofásicos, muitos autores como Obot (2002) evidenciam que correlações convencionais para grandes  $D_h$  são aplicáveis também para micro-canais, apresentando boa precisão.

#### **2.2.4.2. Rugosidade da Superfície**

Kandlikar e Joshi (2001) mostraram que a rugosidade da parede do canal, pode afetar, significativamente, o coeficiente de transferência de calor. Outros estudos nessa área foram desenvolvidos e nota-se que para tubos com comprimento e diâmetro hidráulico pequenos, a rugosidade superficial tem um importante fator na determinação do coeficiente de transferência de calor. Para escoamentos em tubos rugosos, o fator de atrito desempenha papel importante na determinação do coeficiente de transferência de calor, bem como na perda de carga.

#### **2.2.4.3. Definição do Diâmetro Aquecido Equivalente**

Apesar de vários autores utilizarem tubos de seção transversal circular e retangular, seus resultados podem ser aplicados para canais de distintas geometrias, em primeira aproximação, utilizando o conceito de diâmetro hidráulico, conforme definido na seção 2.1, Eq. (2.4).

Em contrapartida, para uma seção transversal anular, Bai et al. (2003) propuseram a utilização do diâmetro aquecido equivalente,  $D_{eq}$ , quando uma das superfícies é adiabática, definido a seguir:

$$D_{eq} = \frac{4A_t}{P_{aq}} = \frac{4 \frac{\pi}{4} (d_e^2 - d_o^2)}{\pi d_o} = \frac{d_e^2 - d_o^2}{d_o} \quad (2.10)$$

onde  $d_e$ ,  $d_o$ ,  $A_t$ , e  $P_{aq}$  são os diâmetros externo e interno do micro canal anular, em m, a área da seção transversal, em  $m^2$ , e o perímetro aquecido, em m, do canal anular, respectivamente.

### 2.2.5. Outros Fatores Importantes na Definição do Coeficiente de Transferência de Calor

Em geral, o número de Nusselt para canais é definido em função do diâmetro hidráulico,  $D_h$ , conforme a equação a seguir:

$$Nu = \frac{hD_h}{k_l} \quad (2.11)$$

onde  $h$  é o coeficiente de transferência de calor em  $W/m^2 \cdot K$  e  $k_l$  é a condutividade térmica do líquido em  $W/m \cdot K$ .

Sabe-se que o número de Nusselt diminui com o desenvolvimento da camada limite. Quando as camadas limites térmica e hidrodinâmica estão plenamente desenvolvidas,  $Nu$  não mais varia ao longo do comprimento do tubo. Em um canal de seção transversal anular, quando o fluxo de calor é constante e fornecido através de apenas uma das superfícies, enquanto a outra é adiabática, o número de Nusselt é constante,  $Nu=5,385$ , ver Incropera e DeWitt (2003).

Qu e Mudawar (2003) mostraram que o coeficiente de transferência de calor por convecção em escoamento monofásico, aumenta com o aumento da velocidade mássica. Em contrapartida, o coeficiente de transferência de calor  $h$  apresenta pouca dependência do fluxo de calor fornecido ao fluido em escoamento.

### 2.2.6. Modelo para Escoamento Laminar Monofásico em Micro-canais

Churchill e Ozoe (1973) desenvolveram, numericamente, uma correlação para o cálculo do coeficiente de transferência de calor local em escoamento laminar, tanto para a região de entrada combinada quanto para a desenvolvida, com fluxo de calor constante em escoamento monofásico.

$$\text{Nu} = 5,36 \left( 1 + \left( \frac{Gz}{55} \right)^{\frac{10}{9}} \right)^{\frac{3}{10}} \left[ 1 + \left( \frac{Gz}{28,8 \left( \left( 1 + \left( \frac{Pr}{0,0207} \right)^{\frac{2}{3}} \right)^{\frac{1}{2}} \left( 1 + \left( \frac{Gz}{55} \right)^{\frac{10}{9}} \right)^{\frac{3}{5}} \right) \right)} \right]^{\frac{5}{3}} \right)^{\frac{3}{10}} \quad (2.12)$$

onde,  $Gz = \pi Re Pr D_h / 4z$ , representa o número de Graetz modificado e  $Pr$  é o número de Prandtl do fluido e  $z$  a posição do canal onde o coeficiente de transferência de calor ( $h$ ) é avaliado.

### 2.2.7. Queda de Pressão

A queda de pressão no interior de tubos é avaliada pela equação de Darcy-Weisbach:

$$\Delta P_{mono} = f_{tp} \frac{\rho_l \bar{V}^2 L}{2 D_h} \quad (2.13)$$

onde  $f_{tp}$  e  $L$  representam o fator de atrito e o comprimento do canal, em m, respectivamente. Em um escoamento monofásico em tubos,  $\Delta P_{mono}$  é equivalente à perda de carga, devido à perda de energia do escoamento causada pelo atrito viscoso.

O fator de atrito depende da geometria da seção transversal e da rugosidade da superfície pela qual se desenvolve o escoamento. Para seção anular onde a folga é muito pequena, como no caso do presente trabalho, pode-se fazer uma analogia com uma placa plana com pequena

folga. Para escoamento entre duas placas planas de superfícies lisas, Hartnett e Kostic (1990) propõem a equação seguinte com incerteza de 0,05% em relação ao resultado obtido por solução analítica para um fluido Newtoniano em um escoamento laminar completamente desenvolvido através de canais retangulares.

$$f = \frac{96(1 - 1,3553\psi + 1,9467\psi^2 - 1,7012\psi^3 + 0,9546\psi^4 - 0,2537\psi^5)}{Re_{D_h}} \quad (2.14)$$

onde  $\psi$  é a razão de aspecto do canal retangular. Aproximando o canal anular para um canal retangular temos:

$$\psi = \frac{\pi(d_o + d_e)}{e} \quad (2.15)$$

Bergles e Dormer (1969) estudaram a queda de pressão associada ao escoamento de água em tubos circulares com diâmetro entre 1,57 e 5,03 mm. Seus resultados indicaram que para uma mesma velocidade mássica ( $G$ ), o aumento do fluxo de calor resulta no decréscimo da queda de pressão devido a viscosidade do fluido diminuir com o aumento da temperatura.

Mala e Li (1999) testaram escoamentos em micro tubos com diâmetros de 50,0 para 254,0  $\mu\text{m}$ . Os seus resultados sobre o fator de atrito mostraram que a divergência da teoria de macro-escala aumenta com o aumento do número de Reynolds, e com as diminuições do diâmetro do micro tubo. Eles também concluíram que há uma transição mais cedo de laminar para escoamento turbulento em micro-canais.

As razões das divergências da teoria convencional informada por muitos investigadores podem estar relacionadas:

- Incertezas Experimentais, que podem ser bastante grandes para micro-canais. Especialmente, a medida do diâmetro que pode ter grandes incertezas. Isto pode ser a razão para a significativa divergência em alguns dos dados encontrados na literatura. Também, diâmetros podem mudar ao longo do comprimento do canal, e que podem não estar refletindo o verdadeiro diâmetro hidráulico do canal.

- A contração abrupta e perda de pressão por expansão na entrada e de saída dos canais às vezes não foram consideradas, e também, o fato de o escoamento não ser completamente desenvolvido



poderia ter um impacto significativo nos resultados experimentais, que podem assim definir as divergências da teoria de macro-escala.

As divergências entre os resultados experimentais e os previstos pela teoria clássica tendem a diminuir à medida que se utilizam equipamentos de fabricação e medição mais precisos, e ainda amplia o entendimento dos parâmetros que contribuem para a queda de pressão total pelo canal.

### 2.3. Mecanismos da Ebulição

O fenômeno de criação de uma bolha de vapor sobre uma superfície sólida é chamado de nucleação heterogênea, diferentemente da nucleação homogênea que se caracteriza pela formação de uma bolha de vapor no interior de um líquido puro, Carey (1992).

A formação inicial das bolhas, fenômeno conhecido como o início da ebulição nucleada, do inglês, "Onset Nucleate Boiling" (ONB), ocorre quando a temperatura da superfície em contato com o líquido excede a temperatura de saturação deste. Portanto, o líquido em contato com a superfície está superaquecido.

O mínimo superaquecimento do fluido, em escoamento forçado no interior de um mini-canal, necessário para que se inicie a ebulição, é obtido através, Carey (1992):

$$\Delta T_{ONB} = (T_p - T_{sat})_{ONB} = \sqrt{\frac{8\sigma T_{sat} q''_{ONB}}{k_l h_{lv} \rho_v Pr_l^2}} \quad (2.16)$$

onde  $\sigma$ ,  $T_{sat}$ ,  $\rho_v$ ,  $h_{lv}$ ,  $k_l$ ,  $Pr_l$  e  $q''_{ONB}$  representam, a tensão superficial (N/m), a temperatura de saturação do fluido (K), a massa específica do vapor (kg/m<sup>3</sup>), o calor latente de vaporização (J/kg), a condutividade térmica do líquido (W/m-K), o número de Prandtl do líquido e o fluxo de calor imposto (W/m<sup>2</sup>), respectivamente.

O coeficiente de transferência de calor,  $h$ , é definido como a razão entre o fluxo de calor e a diferença entre as temperaturas da superfície aquecida e de saturação do fluido, conforme a equação abaixo, Carey (1992):

$$h = \frac{q_{eff}''}{T_p - T_{sat}} \quad (2.17)$$

onde  $q_{eff}''$ ,  $T_p$  e  $T_{sat}$  representam, o fluxo de calor ( $W/m^2$ ), a temperatura da superfície ( $^{\circ}C$ ) e a temperatura da saturação do fluido ( $^{\circ}C$ ), à pressão local da tomada de temperatura de superfície, respectivamente.

### 2.3.1. Escoamentos Padrão em Tubos Horizontais

Para explicar os fenômenos de transferência de calor em escoamentos bifásicos através de micro-canais, é primeiro necessário entender os mecanismos básicos de escoamentos bifásicos de líquido e vapor (ou gás) em macro-escala. Os padrões de escoamento são classificados em regimes diferentes, como mostrado na Figura 2.3, para escoamento horizontal bifásico.

Os principais regimes de escoamento bifásico, em um tubo horizontal, tais como mostrados na Figura 2.3, são classificados como:

- Escoamento Borbulhado - as bolhas de vapor ou gás estão dispersas no líquido com uma alta concentração de bolhas na parte superior central do tubo devido à baixa massa específica do gás. Em escoamentos horizontais, o regime tipicamente acontece com alta vazão mássica.

- Escoamento Estratificado - A baixas velocidades, líquido e vapor, podem apresentar completa separação das fases, com a estratificação dessas, ficando o vapor no topo.

- Escoamento Estratificado Ondulado - Aumentando a velocidade do gás no escoamento estratificado, ondas são formadas na interface e viajam na direção do escoamento. A amplitude das ondas é notável, e depende da velocidade relativa entre as duas fases, porém, sua crista não alcança o topo do tubo. As ondas sobem à lateral do tubo, deixando um pequeno filme de líquido na parede depois da passagem da onda.

- Escoamento Intermitente - mais um aumento na velocidade do vapor, e esta onda interfacial torna-se maior, e começa a banhar o topo do tubo. Este regime é caracterizado por altas amplitudes de ondas intermitentes banhando o tubo no meio, e no topo, com pequenas amplitudes de onda. Altas amplitudes de onda contêm bolhas subindo. O topo da parede é quase sempre molhado por escoamentos “plug” e “slug”. Estas subcategorias são caracterizadas a seguir como:

○ Escoamento do tipo “Plug” - esse regime de escoamento tem ‘plugs’ líquido que são separados por bolhas alongadas de vapor ou gás. Os diâmetros das bolhas alongadas são menores que o dos tubos, tal que a fase líquida é continuamente alongada para a base do tubo, abaixo das bolhas alongadas.

○ Escoamento do tipo “Slug” - Com o gás à alta velocidade, o diâmetro das bolhas aproxima-se do diâmetro do canal. Os “slugs” de líquido separados de tais bolhas alongadas também podem ser descritas como altas amplitudes de ondas.

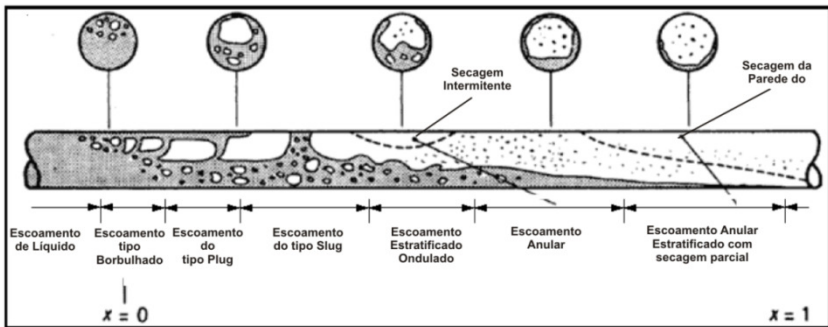


Figura 2.3 - Padrões de Escoamentos Bifásicos no interior de um canal convencional posicionado na horizontal – Collier e Thome (1996)

- Escoamento Anular – com o escoamento do gás a altas velocidades, o líquido forma uma camada contínua e anular sobre o perímetro do tubo, similar ao que acontece em escoamentos verticais, mas esta camada de líquido, devido ao efeito da gravidade, é mais espessa na base que no topo do canal. A interface entre o líquido circular e o vapor central é perturbada por pequenas amplitudes de ondas e possíveis gotículas de líquido podem ser dispersas no gás contido no centro. A elevada fração de gás, no topo do canal, onde a camada de líquido é mais fina, começa a ocorrer secagem da superfície, de tal forma que a camada anular cobre somente parte do perímetro do canal e deste modo ele é classificado como escoamento ondulado estratificado, conforme esquematizado na Figura 2.3.

Há muitos mapas de escoamentos padrões disponíveis na literatura. Eles podem ser divididos em dois grupos: mapas de padrão para escoamentos adiabáticos que são desenvolvidos para escoamentos bifásicos ar-água e os mapas para escoamentos com mudança de fase, no

qual o canal é aquecido e o mapa de escoamento padrão desenvolve-se pela evaporação do fluido de trabalho. Estes padrões de escoamentos são essenciais para modelar a transferência de calor e a queda de pressão ao longo do canal. Yang e Shieh (2001) geraram mapas de padrão para escoamentos bifásicos para ar-água e R-134a em tubos horizontais de diâmetros internos de 1, 2 e 3 mm. Eles observaram, no caso de escoamentos de R-134a, que ocorre transição do escoamento do tipo “slug” para anular a baixos valores de velocidade de vapor, e que o local de mudança do regime de escoamento borbulhado para “slug” é significativamente afetado pelas propriedades do fluido de trabalho. Eles perceberam também que a força devido à tensão superficial é um importante parâmetro para determinar escoamentos padrões em pequenos canais.

Katan et al. (1998) também desenvolveram um mapa de padrões de escoamentos bifásicos padrão em tubos horizontais utilizando cinco diferentes fluidos refrigerantes e uma grande faixa de velocidade mássica ( $G$ ), em  $\text{kg/m}^2\text{s}$ , e título de vapor. Nesses mapas, foram classificados cinco padrões de escoamento: estratificado, estratificado com ondas, intermitente, anular e escoamento misto.

### 2.3.2. Escoamento Bifásico

Esta seção realçará alguns dos modelos geralmente usados e as correlações para o coeficiente de transferência de calor com ebulição no interior de canais e mini-canais.

Os primeiros conhecimentos básicos sobre os processos de transferência de calor em ebulição foram desenvolvidos para a ebulição em piscina. Dependendo do fluxo de calor e da temperatura da superfície, vários regimes de ebulição podem existir: ebulição nucleada, ebulição de transição e ebulição em película.

Para ebulição em piscina, bolhas de vapor crescem na parede aquecida em sítios de nucleação ativos que são formados pela vaporização do líquido superaquecido que cerca as bolhas e pela evaporação da película de líquido que se encontra na micro camada aprisionada embaixo das bolhas de vapor, conforme Carey (1992). Na Figura 2.4 são esquematizados os principais regimes que podem ser encontrados em ebulição em piscina, Collier e Thome, (1996).

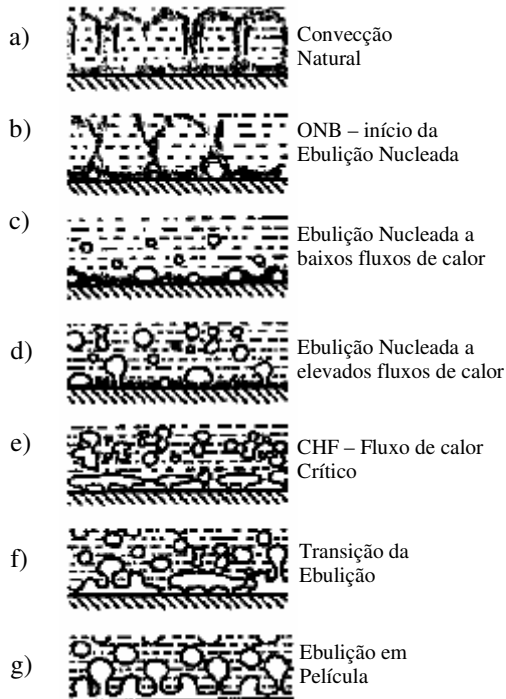


Figura 2.4 – Caracterização dos regimes de Ebulição em piscina, Collier e Thome (1996).

Logo após o início do aquecimento, ocorre transferência de calor monofásica, em convecção natural, Figura 2.4a, até que a temperatura da superfície fique superaquecida o suficiente para ativar sítios de nucleação. Este superaquecimento mínimo é determinado, no caso de uma cavidade ideal de raio  $r$ , pela equação abaixo:

$$\Delta T_{ONB} = (T_p - T_\infty)_{ONB} = \frac{2\sigma T_{sat}}{\rho_v h_{lv} r} \quad (2.18)$$

Na Figura 2.4b, é esquematizado o início da ebulição com a formação das primeiras bolhas de vapor, em que a transferência de calor por convecção ainda é importante.

Após o surgimento das bolhas, Figura 2.4c, são considerados os regimes de ebulição nucleada a baixo fluxo de calor, em que as bolhas são preferencialmente isoladas, e a elevados fluxos de calor, Figura

2.4d, em que as bolhas são maiores em volume devido à coalescência. Uma vez neste patamar, a continuação do aumento do fluxo de calor pode levar o sistema ao limite de seu funcionamento, no regime de ebulição nucleada, quando se atinge o fluxo de calor crítico, FCC. Quando o fluxo de calor é imposto, ao se atingir o FCC, o sistema pode ser levado ao regime de ebulição em película. Este último regime é caracterizado por uma camada contínua de vapor cobrindo a superfície e por instabilidades na interface líquido-vapor.

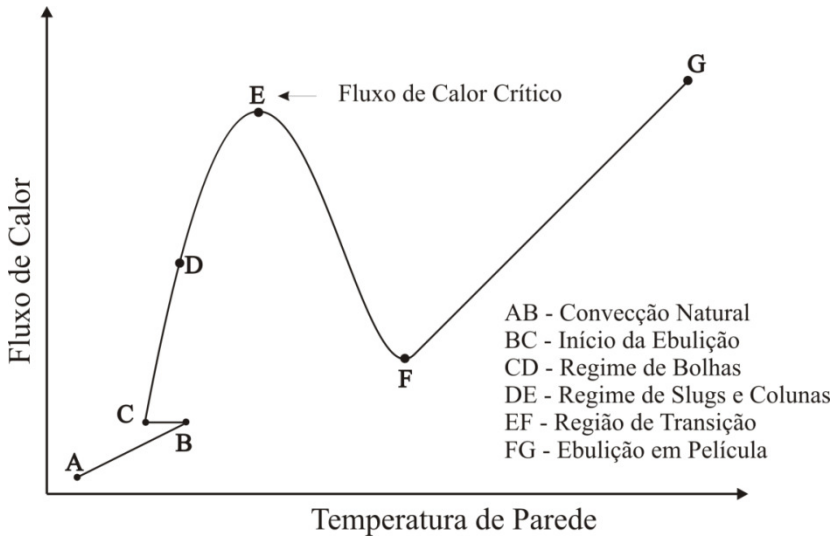


Figura 2.5 – Curva de ebulição para fluxo de calor imposto, Carey (1992).

Quando o sistema é aquecido por um outro fluido, de modo a se controlar a temperatura da superfície aquecida, o sistema pode operar no regime de ebulição de transição, Figura 2.4g, que pode ser caracterizado, simplesmente, pela presença de bolhas típicas do regime de ebulição nucleada intermitente e de grandes massas de vapor, típicas do regime de ebulição em película.

A curva apresentada na Figura 2.5 é um esboço qualitativo da curva de ebulição, ou de Nukiyama, e é representada pelo fluxo de calor em função do superaquecimento do líquido,  $\Delta T = T_p - T_{sat}$ , em contato com a superfície aquecida, sobre uma placa plana horizontal, infinita, voltada

para cima, com fluxo de calor imposto e sob a ação da aceleração da gravidade, ver Carey (1992). Nela estão representados os vários regimes de ebulição.

### 2.3.2.1. Aspectos Físicos da Geração e Crescimento de Bolhas em Micro-canais

Vários investigadores têm demonstrado, recentemente, que a forma geométrica e as dimensões do canal combinadas com o tipo de fluido em escoamento podem influenciar, de forma decisiva, nos mecanismos de transferência de calor e de queda de pressão, nos processos de ebulição em micro-canais. De fato, o comprimento da bolha é considerado um parâmetro crítico das características da nucleação para a ebulição e no processo dinâmico da bolha.

A geração de bolhas e o processo de crescimento destas são alterados à medida que o diâmetro hidráulico do micro-canal é diminuído para mesma ordem de magnitude em relação ao comprimento capilar.

De acordo com Peng et al. (1998), para micro-canais cujos diâmetros hidráulicos são do mesmo tamanho que o diâmetro inicial das primeiras bolhas, estas se tornam fisicamente restritas, ou têm seu crescimento restringido pelas paredes que as cercam e pela inércia do líquido, desde que a bolha de vapor ocupe a maior parte da seção transversal do mini-canal logo que a nucleação ocorre.



Figura 2.6 - Crescimento confinado de uma bolha.

Esse fenômeno pode ser observado na ilustração da Figura 2.6. A razão entre o comprimento capilar, proporcional ao diâmetro hidráulico da bolha, ou o número de confinamento, conforme seção 2.1, é um parâmetro essencial para se analisar a ebulição em micro-canais. Logo, as propriedades térmicas, e outras propriedades do fluido são também esperadas como capazes de terem uma significativa influência no espaço ativo, e tamanho das bolhas de vapor, em que espaço ativo é o espaço físico onde se dará o crescimento da bolha de vapor.

### **2.3.3. Escoamentos Bifásicos em Macro escala com Transferência de Calor**

Em escoamento de líquido saturado, submetido ao processo de ebulição, são considerados dois mecanismos distintos: ebulição nucleada e ebulição convectiva. Na ebulição nucleada, o calor é transferido para o escoamento bifásico principalmente por meio das bolhas que nucleiam na superfície, enquanto estas crescem e, finalmente, separam-se da superfície. Este mecanismo é semelhante ao de ebulição em piscina e, freqüentemente, o coeficiente de transferência de calor é calculado por meio de correlações para ebulição em piscina, e caracteriza-se pelo seu aumento com o acréscimo do fluxo de calor e independência do título e do fluxo de massa.

Ebulição convectiva é caracterizada pelo regime de escoamento anular e ocorre quando há a formação de uma fina película de líquido que cobre a superfície aquecida. Essa película, à medida que se vaporiza, e, portanto, diminui a sua espessura, é responsável por diminuir o superaquecimento da parede, suprimindo, assim, a nucleação de bolhas. O calor é transferido da superfície para a película de líquido por convecção monofásica e há evaporação na interface entre a película líquida e o vapor. O coeficiente de transferência de calor nessa região depende do fluxo de massa e do título e é independente do fluxo de calor. Este mecanismo é freqüentemente modelado usando correlações similares a de escoamentos monofásicos, com o número de Reynolds baseado no escoamento bifásico, multiplicado por um fator de correção.

Várias correlações empíricas, ou semi-empíricas, foram desenvolvidas para calcular o coeficiente de transferência de calor combinando a contribuição destes dois mecanismos. O tipo de procedimento para estas pode ser discutido para cada grupo de correlação de diferentes autores.

Não há uma correlação universal que determine o coeficiente de transferência de calor e que possa ser usada para todos os mecanismos e regimes de ebulição e todos os fluidos possíveis. A seguir serão apresentadas algumas das correlações geralmente utilizadas para escoamentos com transferência de calor por ebulição no interior de canais.



### 2.3.4. Classificação dos Diferentes Tipos de Correlações para Escoamentos Bifásicos com Transferência de Calor

Existem na literatura diversos modelos empíricos e semi-empíricos para representar a transferência de calor em ebulição em convecção forçada. Webb e Gupte (1992) e Jabardo et AL. (1999) classificam os modelos em:

- i) Modelos de sobreposição;
- ii) Modelos assintóticos;
- iii) Modelos estritamente convectivos (por intensificação);
- iv) Modelos baseados em padrões de escoamento.

#### **i) Modelos por Intensificação**

Os modelos por intensificação calculam o coeficiente de transferência de calor bifásico como um coeficiente intensificador de transferência de calor monofásico. A equação geral desse modelo é a seguinte:

$$h_{tp} = E h_{sp} \quad (2.19)$$

O coeficiente de transferência de calor monofásico ( $h_{sp}$ ) é normalmente calculado pela equação de Dittus e Boelter ou a equação de Gnielinski, em Incropera e DeWitt (2003).

#### **ii) Modelos de Sobreposição**

O modelo de sobreposição assume que o coeficiente de transferência de calor bifásico é a soma dos coeficientes de dois termos: um que se refere ao regime de ebulição nucleada, calculado através de correlações para ebulição em piscina, e o outro aos efeitos convectivos. Sua equação geral é apresentada a seguir:

$$h_{tp} = h_{nb} + h_{cb} \quad (2.19)$$

Esta também é a equação geral do modelo de Chen, Carey (1992).

### iii) Modelos Assintóticos

O modelo assintótico é similar ao modelo de sobreposição, mas uma função exponencial é adicionada ao modelo.

$$h_{tp}^n = h_{nb}^n + h_{cb}^n \quad \text{onde,} \quad n > 1 \quad (2.20)$$

quando  $n=1$ , tem-se o modelo de sobreposição simples

### iv) Modelos Baseados em Padrões de escoamentos

Estes tipos de modelos levam em consideração, na sua aplicação, o tipo de padrão de escoamento que ocorre no interior do canal. Como exemplo, podemos citar os modelos de Qu & Mudawar (2003), desenvolvido para escoamentos anulares em micro canais, e o modelo de Thome et. al (2004) desenvolvido para escoamentos bifásicos do tipo slug no interior de micro canais, onde um modelo de escoamento bifásico chamado de três zonas é proposto para descrever a ebulição de bolhas alongadas em micro-canais.

## 2.3.5. Queda de Pressão em Macro Escala

Escoamentos de gás (ou vapor) e líquido que acontecem em linhas de óleo e gás, água e escoamento de vapor em caldeiras e evaporadores, etc., são exemplos de escoamentos bifásicos que ocorrem em muitas situações nas indústrias de processos e de produção de energia. Em um escoamento bifásico, a queda de pressão depende do regime, laminar ou turbulento, de cada uma das fases, bem como do tipo de padrão bifásico. Muitos estudos sobre escoamentos bifásicos com diâmetros hidráulicos maiores que 6 mm foram realizados, porém em mini e micro-canais, até o presente momento, poucos foram realizados.

### i) Modelo Homogêneo

O modelo homogêneo é o procedimento mais simples, do ponto de vista matemático, para o cálculo de queda de pressão em escoamento bifásico. Neste caso, a mistura bifásica é tratada como um pseudo-fluido de uma única fase, cujas propriedades físicas são médias definidas a partir das propriedades físicas de cada fase. Assume-se que o líquido e o vapor possuem a mesma velocidade, e a perda de pressão, ou perda de

carga, é calculada considerando-se fatores de correção ou multiplicadores bifásicos, os quais são funções da perda de pressão do líquido ou do gás apenas.

O modelo homogêneo é desenvolvido para situações onde o fator de escorregamento ( $FE$ ) é muito próximo a um, definido pela razão entre as velocidades médias do líquido e do vapor gerado pela ebulição do fluido refrigerante, conforme equação abaixo.

$$FE = \frac{V_v}{V_l} = \frac{\rho_l}{\rho_l(1-x)} \frac{x}{\alpha} \frac{(1-\alpha)}{\alpha} \quad (2.20)$$

onde  $V_l$ ,  $V_v$ ,  $\alpha$  e  $x$ , representam as velocidades médias do líquido e do vapor, em m/s, e a fração de vazio e o título de vapor do escoamento.

A dedução das equações aplicadas a escoamentos bifásicos em canais pode ser encontrada em Collier e Thome (1996) e Carey (1992). Da equação da quantidade de movimento, o gradiente de pressão total pode ser separado em três componentes: de fricção, aceleração e gravidade.

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{Hom} = \left(\frac{dP}{dz}\right)_f + \left(\frac{dP}{dz}\right)_a + \left(\frac{dP}{dz}\right)_g \quad (2.21)$$

onde o gradiente de pressão devido à aceleração,  $\left(\frac{dP}{dz}\right)_a$ , é calculado através da equação seguinte:

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_a = G^2 \frac{d}{dz} \left( \frac{x^2}{\rho_v \alpha} + \frac{(1-x)^2}{\rho_l(1-\alpha)} \right) \quad (2.22)$$

onde  $x$ ,  $\alpha$  e  $G$  representam o título de vapor (ou de gás), a fração de vazio, e a velocidade mássica, respectivamente.

O gradiente de pressão devido à aceleração da gravidade,  $\left(\frac{dP}{dz}\right)_g$ , é calculado através de:

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_g = g \sin\theta [\rho_v \alpha + \rho_l(1-\alpha)] \quad (2.23)$$

e a parte da queda de pressão, equivalente à perda por atrito, ou perda de carga, é calculada através da equação seguinte:

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_f = \frac{f_{tp}P_t}{A_t} \left(\frac{G^2}{2\rho_{Hom}}\right) \quad (2.24)$$

onde  $f_{tp}$  representa o coeficiente de atrito bifásico.

A massa específica homogênea é definida como sendo:

$$\frac{1}{\rho_{Hom}} = \frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} = \frac{1}{\rho_l} \left[1 + x \left(\frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_v}\right)\right] \quad (2.25)$$

e a velocidade homogênea do fluido bifásico é:  $u_l = u_v = u_{Hom}$ .

No caso de um canal circular onde  $P_t/A_t = 4/d_i$  tem-se :

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_f = \frac{2f_{tp}G^2}{d_i\rho_l} \left(1 + x \left(\frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_v}\right)\right) \quad (2.26)$$

Negligenciando a compressibilidade da fase líquida, o modelo homogêneo total para o gradiente de pressão é dado por:

$$-\left(\frac{dP}{dz}\right)_{Hom} = \frac{\frac{2f_{tp}G^2v_f}{D_h} \left[1 + x \left(\frac{v_{lv}}{v_l}\right)\right] + G^2v_l \left(\frac{v_{lv}}{v_l}\right) \frac{dx}{dz} + \frac{gsen\theta}{v_l \left[1 + x \left(\frac{v_{lv}}{v_l}\right)\right]}}{1 + G^2x \left(\frac{dv_v}{dp}\right)} \quad (2.27)$$

Quando o líquido é saturado, na entrada,  $x=0$ , de uma mistura líquido-vapor e considerando-se a vaporização ao longo do comprimento com o título variando linearmente, e desconsiderando a parcela gravitacional, a perda de pressão total será:

$$\Delta P_{Hom} = \frac{2f_{tp}LG^2v_l}{D_h} \left[1 + \frac{x}{2} \left(\frac{v_{lv}}{v_l}\right)\right] + G^2v_l \left(\frac{v_{lv}}{v_l}\right) x \quad (2.28)$$

Este modelo pode ser aplicado para escoamento borbulhado, conforme Collier e Thome (1996).

Para determinar o fator de atrito, um valor para a viscosidade é necessário, logo:

$$f_{tp} = \left\{ \begin{array}{ll} \frac{96}{Re_{D_h}} & \text{para } Re_{D_h} < 2300 \\ 0,316 Re_{D_h}^{-0,25} & \text{para } Re_{D_h} > 2300 \end{array} \right\} \quad (2.29)$$

Correlações têm sido propostas na literatura para estimar a viscosidade bifásica homogênea como, ver Carrey (1992):

- McAdams et al. (1942):

$$\frac{1}{\mu_{tp,Hom}} = \frac{x}{\mu_v} + \frac{1-x}{\mu_l} \quad (2.30)$$

- Cicchitti et al. (1960):

$$\mu_{tp,Hom} = x\mu_v + (1-x)\mu_l \quad (2.31)$$

- Dukler et al. (1964):

$$\mu_{tp,Hom} = \rho_{Hom} \left( x \frac{\mu_v}{\rho_v} + (1-x) \frac{\mu_l}{\rho_l} \right) \quad (2.32)$$

### 2.3.5.1. Correlações para a Fração de Vazio

A fração de vazio é definida como área da seção transversal ocupada pelo gás dividida pela área total da seção transversal. Butterworth (1975) apresentou uma correlação geral válida para várias correlações de fração de vazio encontradas na literatura, que é apresentada como:

$$\alpha = \left[ 1 + A \left( \frac{1-x}{x} \right)^B \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^D \left( \frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^J \right]^{-1} \quad (2.33)$$

onde os valores de A, B, C e D são fornecidos na Tabela 2.3, para diferentes correlações:

Tabela 2.3 – Tabela com os coeficientes para a correlação de Butterworth (1975), ver Collier e Thome (1996).

Modelo ou Correlação	A	B	D	J
Modelo Homogêneo	1	1	1	0
Correlação de Lockhart e Martinelli	0,28	0,64	0,36	0,07
Modelo de Zivi	1	1	0,671	0
Correlação de Baroczy	1	0,74	0,65	0,13
Correlação de Thome	1	1	0,89	0,18
Modelo de Turner-Wallis	1	0,72	0,4	0,08

**2.3.5.2. Modelo de Fases Separadas**

No modelo de fases separadas, assume-se que as fases líquida e gasosa escoam separadamente com velocidades médias diferentes. Quando as velocidades médias das fases são idênticas,  $V_v=V_l$ , a equação para a queda de pressão do modelo de fases separadas recai na equação correspondente para o modelo homogêneo.

O gradiente de pressão total para o modelo de fases separadas é, conforme demonstrado em Collier e Thome (1996), obtido pela seguinte equação:

$$-\left(\frac{dP}{dz}\right)_{FS} = \frac{\left\{ \frac{2f_{lo}G^2}{\rho_l D_h} \phi_{lo}^2 + G^2 \frac{dx}{dz} \left[ \left( \frac{2x}{\alpha \rho_v} - \frac{2(1-x)}{(1-\alpha)\rho_l} \right) + \left( \frac{\partial \alpha}{\partial x} \right)_p \left( \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)^2 \rho_l} - \frac{x^2}{\alpha^2 \rho_v} \right) \right] + \dots \right.}{\left. \dots + g \sin \theta [\rho_v \alpha + \rho_l (1-\alpha)] \right\}}{1 + G^2 \left[ \frac{x^2}{\alpha} \left( \frac{d\rho_v}{dP} \right) + \left( \frac{\partial \alpha}{\partial P} \right)_x \left( \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)^2 \rho_l} - \frac{x^2}{\alpha^2 \rho_v} \right) \right]} \tag{2.34}$$

Assumindo que a compressibilidade da fase gasosa possa ser negligenciada, e que para ambas as fases as massas específicas,  $\rho_l$  e  $\rho_v$ , o fator de atrito,  $f_{lo}$  permaneçam constantes ao longo do comprimento do canal, para um escoamento saturado com variação linear do título ao longo do comprimento do canal,  $L$ , a queda de pressão após simplificação e integração da Eq. (2.34), pode ser calculada pela equação abaixo.

$$\Delta P_{FS} = \frac{2f_{lo}LG^2}{\rho_l D_h} \left[ \frac{1}{x} \int_0^x \phi_{lo}^2 dx \right] + \frac{G^2}{\rho_l} \left[ \frac{x^2 \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right) + \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)^2} - 1 + \frac{Lg \text{sen} \theta}{x} \int_0^x [\rho_v \alpha + \rho_l (1-\alpha)] dx \right] \quad (2.35)$$

Este modelo pode ser aplicado para modelos com escoamento padrão anular, Collier e Thome (1996). Neste caso, o fator de escorregamento é substituído por relações em função do título e da fração de vazio, admitindo-se o equilíbrio térmico entre as duas fases.

O método de Lockhart e Martinelli (1949), conforme Carey (1992) é a base para muitos dos recentes modelos para determinar a queda de pressão em escoamentos bifásicos. No modelo, o multiplicador bifásico depende, somente, do chamado parâmetro de Lockhart-Martinelli ( $X$ ), que é a razão entre os gradientes de pressão das fases líquida e vapor. Chisholm (1967) apresentou uma forma analítica para o método citado anteriormente que inclui o parâmetro de Lockhart-Martinelli e uma constante  $C$ , variando entre 5 a 20, baseado nos regimes de escoamento de líquido e vapor. Foi introduzida uma modificação na correlação de Lockhart-Martinelli, que inclui o efeito do fluxo de massa e propriedades do fluido no multiplicador bifásico. Friedel (1979) desenvolveu uma correlação empírica para o multiplicador bifásico como uma função do número de Froude,  $Fr$ , do número de Weber,  $We$ , e as propriedades do líquido e do vapor.

Para obter a queda de pressão por atrito em um escoamento bifásico de uma maneira similar à queda de pressão por atrito em um escoamento monofásico, Lockhart e Martinelli (1949), expressou a queda de pressão por atrito em escoamentos bifásicos em termos de multiplicadores bifásicos, tal que:

$$\left( \frac{dP}{dz} \right)_{f,tp} = \phi_{f,l}^2 \left( \frac{dP}{dz} \right)_{f,l} \quad (2.36)$$

$$\left( \frac{dP}{dz} \right)_{f,tp} = \phi_{f,v}^2 \left( \frac{dP}{dz} \right)_{f,v} \quad (2.37)$$

Os termos  $(dP/dz)_{f,l}$  e  $(dP/dz)_{f,v}$  são os gradientes de pressão por atrito para o escoamento na fase líquida e vapor, respectivamente.

**2.3.5.3. Multiplicador do Escoamento Bifásico**

Lockhart e Martinelli (1949), conforme Carey (1992), propôs uma correlação generalizada para determinar os multiplicadores bifásicos  $\phi_{f,l}^2$  e  $\phi_{f,v}^2$  para líquido e vapor, respectivamente.

O multiplicador bifásico  $\phi_{f,lo}^2$  é definido da maneira que segue:

$$\phi_{f,lo}^2 = \phi_{f,l}^2 (1 - x)^{1,75} \tag{2.38}$$

As correlações generalizadas de  $\phi_{f,l}^2$  e  $\phi_{f,v}^2$  são expressas como:

$$\phi_{f,l}^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{C}{X^2} \tag{2.39}$$

e

$$\phi_{f,v}^2 = 1 + CX + X^2 \tag{2.40}$$

Os valores recomendados para a constante C dependem dos regimes de escoamento de cada uma das fases do escoamento: turbulento ou laminar, e são apresentados na Tabela 2.4, a seguir, conforme Collier e Thome (1996):

Tabela 2.4- Valores da Constante C em função do tipo de escoamento, para o cálculo de Lokchart – Martinelli.

Vapor	Líquido	Representação de X	Valores de C
Laminar	Laminar	$X_{ll}$	5
Laminar	Turbulento	$X_{lv}$	10
Turbulento	Laminar	$X_{vl}$	12
Turbulento	Turbulento	$X_{vv}$	20

O multiplicador bifásico é uma função da variável C e o parâmetro de Lockhart e Martinelli (X), onde (X) é definido como sendo:

$$X^2 = \frac{\left(\frac{dP}{dz}\right)_{f,l}}{\left(\frac{dP}{dz}\right)_{f,v}} \tag{2.40}$$

onde:



$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{f,l} = \frac{2f_l G^2 (1-x)^2}{\rho_l D_h} \quad (2.41)$$

e

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{f,v} = \frac{2f_v G^2 (x)^2}{\rho_v D_h} \quad (2.42)$$

Logo, por exemplo, para um escoamento laminar ( $Re < 2300$ ), onde  $f_l = f_v$ , têm-se:

$$X_{ll}^2 = \left(\frac{1-x}{x}\right) \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right) \quad (2.43)$$

Já para um escoamento turbulento ( $Re > 2300$ ), têm-se que:

$$X_{tt}^2 = \frac{f_l}{f_v} \left(\frac{1-x}{x}\right) \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right) \quad (2.44)$$

Logo:

$$\left\{ \begin{array}{l} f_l = \frac{0,316}{Re_l^{0,25}} \quad e \quad Re_l = \frac{GD_h(1-x)}{\mu_l} \\ f_v = \frac{0,316}{Re_v^{0,25}} \quad e \quad Re_v = \frac{GD_i(x)}{\mu_v} \end{array} \right\} \quad (2.45)$$

Para as outras configurações de escoamento ( $X_{ll}$  e  $X_{lt}$ ) o mesmo procedimento pode ser repetido, o que não será efetuado aqui.

### 2.3.6. Queda de Pressão em Micro Escala

Mishima e Hibiki (1996) investigaram o regime de escoamento, fração de vazio, velocidade das bolhas de “slug” e queda de pressão por atrito em escoamentos de ar-água em tubos verticais com diâmetros de 1,05 a 3,9 mm, e comprimentos de 210 a 1000 mm. Os resultados obtidos por estes autores apresentaram boa concordância com os

previstos pela correlação de Chisholm (1967), com uma equação nova para parâmetro de Chisholm ( $C$ ) como uma função de diâmetro hidráulico,  $D_h$ , dado como:

$$C = 21(1 - e^{-0,319D_h}) \quad (2.46)$$

onde o  $D_h$  é dado em  $m$ .

A correlação pode ser utilizada independentemente da geometria do canal, e tanto para escoamentos horizontais ou verticais.

Lee e Mudawar (2004) mediram a perda de pressão bifásica através de um micro-canal que serviu como um evaporador para um ciclo de refrigeração. O micro-canal retangular tinha como dimensões 231  $\mu m$  de altura e 713  $\mu m$  de largura. Os experimentos foram executados com refrigerante R-134a. Eles também desenvolveram uma correlação para representar o parâmetro de Chisholm ( $C$ ) como uma função dos números adimensionais de  $Re$  e  $We$ .

Para escoamentos laminares de líquido e vapor:

$$C_{ll} = 2,16Re_{lo}^{0,047} We_{lo}^{0,6} \quad (2.47)$$

Para escoamentos de líquido laminar e vapor turbulento:

$$C_{lt} = 1,45Re_{lo}^{0,25} We_{lo}^{0,23} \quad (2.48)$$

Qu e Mudawar (2002) estudaram a instabilidade hidrodinâmica e a queda de pressão em um escoamento bifásico de água ( $G=134,9$  a  $400,1$   $kg/m^2s$ ), através de 21 micro-canais aquecidos, que possuem diâmetro hidráulico de 0,349 mm e 44,8 mm de comprimento. Primeiro, foram examinados seis modelos extensamente utilizados na literatura para a queda de pressão na região bifásica para correlações de macro canais. Todas estas correlações predisseram os dados através de grandes margens de erro. Uma melhor precisão foi alcançada quando foram utilizadas correlações especificamente desenvolvidas para míni e micro-canais.

## 2.4. Correlações para Determinação do Coeficiente de Transferência de Calor em Escoamentos Bifásicos

São apresentados a seguir alguns dos modelos mais empregados na literatura para o cálculo do coeficiente de transferência de calor em escoamentos bifásicos.

### 2.4.1. Correlações de Lazarek e Black

A correlação apresentada por Lazarek e Black (1982), é mostrada a seguir:

$$h_{lazarek} = 30Re_{lo}^{0,857}Bo^{0,714}\frac{k_l}{D_h} \quad (2.49)$$

onde,  $k_l$  é a condutividade térmica do fluido na sua fase líquida,  $D_h$  é o diâmetro hidráulico do mini-canal,  $Bo$  é o numero de ebulição e  $Re_{lo}$  é o numero de Reynolds do líquido, com estes dois últimos definidos respectivamente como:

$$Bo = \frac{q''_{eff}}{h_{lv}G} \quad (2.50)$$

$$Re_{lo} = \frac{GD_h}{\mu_l} \quad (2.51)$$

A correlação apresentada na Eq. (2.49) foi obtida através de estudos experimentais em mini tubos verticais com diâmetro de 0,31 cm e comprimentos de 12,3 e 24,6 cm utilizando-se do fluido de trabalho R-113. No desenvolvimento da correlação foram utilizados 728 pontos experimentais do coeficiente de transferência de calor bifásico.

### 2.4.2. Correlação de Steiner e Taborek

A seguir, é apresentada a correlação desenvolvida por Steiner e Taborek (1992). Esta correlação é um modelo assintótico, testado com mais de 13000 pontos em escoamentos verticais com canais convencionais.

$$h_{Steiner} = \left( (E_{Steiner} h_{sp})^3 + (S_{Steiner} h_{nb,Steiner})^3 \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.52)$$

A parte da ebulição convectiva do coeficiente de transferência de calor bifásico desta correlação é definida por:

$$h_{sp} = 0,023 \left( \frac{k_l}{D_h} \right) Re_{lo}^{0,8} Pr_l^{0,4} \quad (2.53)$$

onde  $Re_{lo}$  e  $Pr_l$  representam o número de Reynolds, definido na Eq. (2.53) e o número de Prandtl do líquido, respectivamente, definido por :

$$Pr_l = \frac{c_{p,l} \mu_l}{k_l} \quad (2.54)$$

O coeficiente de correção da porção de ebulição convectiva da correlação de Steiner e Taborek (1992) é dado por:

$$E_{Steiner} = \left[ (1-x)^{\frac{3}{2}} + 1,9x^{0,6} \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,35} \right]^{1,1} \quad (2.55)$$

onde  $x$ ,  $\rho_l$  e  $\rho_v$  representam o título de vapor e as massas específicas do líquido e do vapor, respectivamente.

A porção da ebulição nucleada desta correlação vale  $h_{nb,Steiner} = 3070 W/m^2K$ .

O coeficiente de correção da porção da ebulição nucleada da correlação de Steiner e Taborek (1992) é calculado através da equação seguinte:

$$S_{Steiner} = F_{Steiner} \left( \frac{q_{eff}}{1,5 \times 10^5} \right)^{(0,8-0,1e^{1,75P_{red}})} \left( \frac{0,01}{D_h} \right)^{0,4} f(M_w) \quad (2.56)$$

onde,

$$F_{Steiner} = 2,816 P_{red}^{0,45} + \left[ 3,4 + \frac{1,7}{1 - P_{red}^7} \right] \quad (2.57)$$

onde o termo  $P_{red}=P/P_{crit}$  representa a pressão reduzida e  $f(M_w) = 0,72581$  é uma constante definida em função da massa molecular do fluido refrigerante.

A correlação de Steiner e Taborek (1992) foi desenvolvida através de um banco de dados de treze mil pontos experimentais de escoamentos bifásicos verticais com transferência de calor. Ele utiliza dois modelos presentes na literatura, Chen e Shah (ver Carey (1990)), utilizando componentes adicionais para desenvolver sua correlação.

### 2.4.3. Correlação de Warriier

Warriier et al. (2002) propuseram a seguinte correlação:

$$h_{Warriier} = E_{Warriier} h_{sp} \quad (2.58)$$

Trata-se de uma correlação que leva em consideração somente a porção da ebulição convectiva do coeficiente de transferência de calor bifásico, e que foi desenvolvida em função do título de vapor e do número de ebulição.

O fator de intensificação da ebulição é calculado por meio da correlação:

$$E_{Warriier} = 1 + 6Bo^{\frac{1}{16}} + f(Bo) x^{0,65} \quad (2.59)$$

onde,

$$f(Bo) = -5,3(1 - 855Bo) \quad (2.60)$$

O coeficiente de transferência de calor para a ebulição convectiva é calculado por meio da correlação de Steiner e Taborek (1992), conforme Eq. (2.53).

A correlação de Warriier tem como uma de suas características ter sido desenvolvida para escoamentos bifásicos em micro escala. Para sua formulação ela utilizou 200 pontos experimentais gerados a partir de cinco micro-canais retangulares paralelos, cada um com diâmetro hidráulico de 0,75 mm, utilizando como fluido de trabalho o FC-84, com o fluxo de calor variando de 0 até 599 kW/m<sup>2</sup> e velocidade mássica de 557 a 1600 kg/m<sup>2</sup>s.

#### 2.4.4. Correlação de Liu e Winterton

A correlação assintótica desenvolvida por Liu e Winterton (1991), tem como uma de suas principais características ter sido desenvolvida especialmente para escoamentos bifásicos saturados e sub-resfriados em dutos de seção transversal anular de tamanhos convencionais, e dada por:

$$h_{Liu} = \left( (E_{Liu} h_{sp,Liu})^2 + (S_{Liu} h_{nb,Liu})^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.61)$$

onde o termo de correção da contribuição da ebulição convectiva é dado por:

$$E_{Liu} = \left[ 1 + x Pr_l \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} - 1 \right) \right]^{0,35} \quad (2.62)$$

A equação que determina a porção convectiva da transferência de calor é dada pela mesma equação dos modelos de Steiner e Taborek e Warrier, Eq. (2.53).

A correlação de Cooper (1984) é utilizada para se determinar a porção da ebulição nucleada da transferência de calor e é apresentada, a seguir. Ela leva em consideração termos como pressão reduzida ( $P_{red}$ ), massa molecular ( $M_w$ ) e fluxo de calor imposto ( $q''_{eff}$ ).

$$h_{nb,Liu} = 55 P_{red}^{0,12} \left( -\log_{10}(P_{red}) \right)^{-0,55} M_w^{-0,5} q''_{eff}{}^{0,67} \quad (2.63)$$

onde:

$$S_{Liu} = (1 + 0,055 E^{0,1} Re_{lo}^{0,16})^{-1} \quad (2.64)$$

para  $Fr_1 \leq 0,05$ , trocar E por  $E Fr_1^{0,1-2Fr_f}$  e S por  $S Fr_1^{0,5}$ .

O número de Froude,  $Fr_1$  é calculado por meio de:

$$Fr_1 = \frac{G^2}{g D_h \rho_l} \quad (2.65)$$

No desenvolvimento da correlação foram utilizados 5193 pontos, coletados de trinta diferentes trabalhos, envolvendo nove diferentes

fluidos, com velocidade mássica variando de 12,4 a 8179,3 kg/m<sup>2</sup>s, fluxos de calor de 0,35 a 2620 kW/m<sup>2</sup> e diâmetros hidráulicos variando de 2,95 a 32,0 mm.

### 2.4.5. Correlação de Kandlikar

A correlação proposta por Kandlikar (1990) é apresentada, a seguir. Trata-se de uma correlação geral desenvolvida tanto para escoamentos horizontais, como para escoamentos verticais em canais convencionais. Ela foi desenvolvida a partir do estudo de um banco de dados de 5246 pontos experimentais de 24 trabalhos experimentais com 10 fluidos de trabalho diferentes, com velocidade mássica variando de 40 a 4850 kg/m<sup>2</sup>s, fluxos de calor de 0,3 a 2280 kW/m<sup>2</sup> e diâmetros hidráulicos variando de 4,6 a 32,0 mm.

$$h_{Kandlikar} = MAX(E_{Kandlikar}, S_{Kandlikar})h_{sp} \quad (2.66)$$

O coeficiente de transferência de calor, neste caso, contém apenas o termo da ebulição convectiva, Eq. (2.53), conforme Dittus e Boelter (1930), apresentado em Collier e Thome (1996). Para o cálculo do termo de correção é considerado os termos das contribuições convectivas e nucleada, conforme as equações, a seguir:

$$S_{Kandlikar} = 1,136Co^{-0,9}f(Fr_l) + 667,2Bo^{0,7} \quad (2.67)$$

e

$$E_{Kandlikar} = 0,6683Co^{-0,2}f(Fr_l) + 1058Bo^{0,7} \quad (2.68)$$

sendo:

$$f(Fr_l) = 1 \text{ se } Fr_l \geq 0,04 \text{ ou } f(Fr_l) = (25Fr_l)^{0,3} \text{ se } Fr_l < 0,04 \quad (2.69)$$

$$Co = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,8} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5} \quad (2.70)$$

onde  $Co$  é o número de convecção,  $Bo$  o número de ebulição e  $Fr_l$  o número de Froude.

## 2.5. Resumo

Neste capítulo foram discutidos os fatores que influenciam a queda de pressão e o coeficiente de transferência de calor por convecção em escoamentos bifásicos e monofásicos, em canais convencionais e em mini-canais. Os diferentes mecanismos que atuam no fenômeno da ebulição também foram apresentados, bem como, a influência do confinamento causado por canais de pequenas dimensões no processo de ebulição convectiva. Os regimes de ebulição encontrados na convecção forçada, também foram revisados.

Foram apresentados, também, modelos e correlações para o cálculo da queda de pressão e do coeficiente de transferência de calor em convecção forçada.



### 3. MATERIAIS E MÉTODOS

#### 3.1. Introdução

Neste capítulo, será realizada uma descrição do aparato experimental utilizado para a realização dos testes, dando ênfase para a seção de teste e para o sistema de aquisição de dados, além do procedimento experimental empregado para a aquisição e o tratamento dos dados.

#### 3.2. Aparato Experimental

Com o intuito de estudar o efeito da ebulição convectiva em mini e micro-canais, foi projetada e construída uma bancada experimental no LEPTEN/Boiling – Laboratório de Engenharia de Processos de Conversão e Tecnologia de Energia/ grupo Boiling, conforme o esquema da Figura 3.1, onde é apresentado o circuito de ebulição em convecção forçada em mini e micro-canais, cujo projeto de concepção e ajuste do protótipo representou uma parte importante do presente trabalho de mestrado.

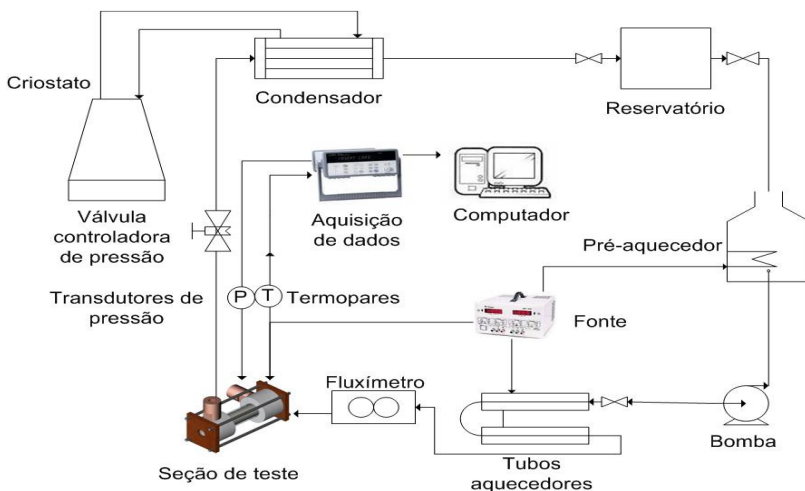


Figura 3.1 - Esquema ilustrativo da Bancada Experimental

A bancada experimental consiste de um circuito térmico clássico que utiliza dois fluidos: n-Pentano, como fluido de trabalho do presente estudo, e água, como fluido de resfriamento para o condensador.

Na Figura 3.2 é mostrada uma fotografia do conjunto da bancada experimental. O circuito é composto por: um tanque reservatório (1); um tanque pré-aquecedor com misturador acoplado (2); uma bomba de deslocamento positivo rotativa de engrenagem com controle de vazão da marca Tuthill Série D (3); duas fontes de alimentação elétrica da marca Heinzinger modelo PTN 125-10 (4); três tubos pré-aquecedores (5); um fluxímetro mássico de efeito Coriolis, modelo Siemens, MASS 2100 (6); um criostato da marca Microquímica, modelo MQBMP-01 (7); uma fonte de alimentação (8); um condensador (9); um sistema HP 34970A (10); um computador com monitor PC (11) e a seção de testes (12).

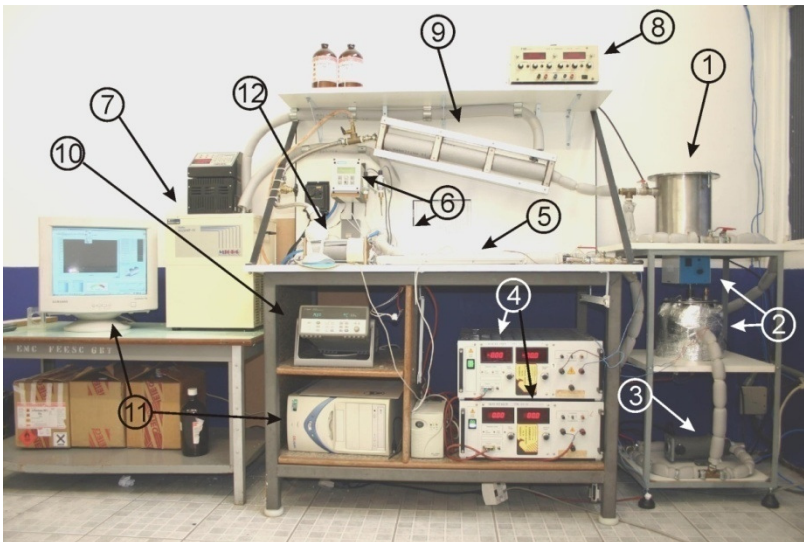


Figura 3.2 - Fotografia ilustrativa do conjunto da Bancada Experimental

### 3.2.1. Equipamentos

Antes de descrever a seção de teste, serão apresentados os demais componentes da bancada experimental.

### **3.2.1.1. Fontes de alimentação**

As duas fontes de potência de corrente elétrica contínua CC, da marca Heinzinger, modelo PTN 125-10, item 4 da

Figura 3.2., estão conectadas, separadamente, às resistências elétricas da seção de teste e tubos pré-aquecedores, e são controladas por um computador usando o "software" LABVIEW. Uma terceira fonte de potência de corrente elétrica contínua CC está conectada à resistência do tipo cartucho inserida no interior do tanque pré-aquecedor. Uma quarta fonte de alimentação é utilizada para fazer a alimentação dos transdutores de pressão.

### **3.2.1.2. Tanque Pré-Aquecedor**

O tanque pré-aquecedor, item 2 da Figura 3.2, está localizado antes da bomba no circuito da Figura 3.1. Ele possui duas funções básicas. A primeira é a de aquecer o fluido para permitir a saída dos hidrocarbonetos mais voláteis, que nele se encontram dissolvidos. A segunda é fazer com que o fluido chegue aos tubos pré-aquecedores a uma temperatura próxima a 25 °C, o que equivale a um sub-resfriamento do n-Pentano de 12 °C, na pressão atmosférica. Apesar desse sub-resfriamento importante, o superaquecimento da resistência de aquecimento do tanque já é suficiente para produzir vapor de n-Pentano que, neste caso, é liberado através da válvula de alívio, na base superior do tanque.

### **3.2.1.3. Bomba de Deslocamento Positivo**

A bomba Série D da marca Tuthill, item 3 da Figura 3.2, é do tipo deslocamento positivo rotativa de engrenagem, e tem como característica principal a possibilidade de manter a vazão do sistema com poucas variações, requisito importante para este trabalho. O controle da rotação da bomba, e conseqüentemente da vazão do sistema, é realizado por um inversor de freqüência da marca Dart, série 15.

### **3.2.1.4. Fluxímetro Mássico**

A medição de vazão do sistema é feita por um fluxímetro mássico, item 6 da Figura 3.2, e está localizado antes da seção de teste, conforme pode ser visto no circuito da Figura 3.1. Este equipamento fornece a quantidade de fluido (medida em massa) que atravessa uma

seção a cada segundo. A lei da conservação da massa nos garante que esta medida é constante em qualquer seção do circuito. O aparelho utilizado na bancada para realização desta leitura é um Siemens MASS 2100, cuja faixa de medição é de zero até 4,16 kg/s para a água, e pode medir tanto vazão de líquidos como de gases, e opera por efeito coriolis.

### **3.2.1.5. Condensador e Banho Térmico**

O condensador, item 9 da Figura 3.2, está localizado após a seção de teste, conforme pode ser visualizado no circuito da Figura 3.1 e tem como função principal o resfriamento e a condensação do fluido de trabalho, proveniente da seção de teste na sua temperatura de saturação, podendo estar ligeiramente superaquecido. O fluido de trabalho (n-Pentano) e a água escoam em sentidos opostos, propiciando o resfriamento e a condensação do n-Pentano. O controle da temperatura do condensador, que utiliza água como fluido de resfriamento, foi realizado por um criostato da marca Microquímica, modelo MQBMP-01. O condensador exerce uma importante função na bancada, que é o controle do nível da pressão. Assim, quando o fluido volta ao circuito, sua pressão é reduzida, não comprometendo o funcionamento dos equipamentos da bancada que estão a jusante da seção de teste.

### **3.2.1.6. Tubos Aquecedores**

O fluido deve chegar à seção de testes com uma temperatura próxima, porém inferior à de saturação, a fim de se conseguir o maior número possível de pontos na condição bifásica. Após passar pelo tanque pré-aquecedor, o fluido de trabalho passa por mais um pré-aquecedor constituído de três tubos montados, em série, item 3, da

Figura 3.2, com objetivo de controlar temperatura de entrada do fluido na seção de testes.

O comprimento total dos três tubos é de 132 cm e a potência máxima de aquecimento de resistência elétrica, enrolada nos tubos é de 235 W.

### **3.2.1.7. Sistema de Aquisição de Dados**

A aquisição dos sinais de temperatura indicados pelos termopares, da tensão elétrica de saída dos transdutores de pressão, e da tensão elétrica aplicada aos bornes da resistência elétrica de aquecimento (seção de testes e tubos pré-aquecedores) é realizada

através de uma unidade de aquisição de dados da marca HP, modelo 34970A, item 10 da Figura 3.2.

A unidade HP de aquisição de dados possibilita o condicionamento dos sinais dos termopares por meio de uma compensação de junta fria. No entanto, devido á dissipação de calor dos componentes eletrônicos, no interior da unidade, foram constatadas diferenças entre as temperaturas dos canais de aquisição de dados que causavam erros de compensação de junta fria dos termopares. Para solucionar tal problema, foi eliminada a compensação eletrônica de fábrica, da HP, e instalada uma barra de cobre que serve de conector intermediário dos cabos de saída dos termopares, no qual também se instalou um termistor. Tal procedimento também foi utilizado nos trabalhos de Picanço (2006) e Cardoso (2005). A barra de cobre foi envolvida em uma fita Kapton, permitindo que a temperatura indicada pelo termistor, seja utilizada como referência para a temperatura de junta fria de todos os sinais dos termopares, antes da conversão de mV para °C, por meio de um polinômio de nono grau, conforme Holman, (1989).

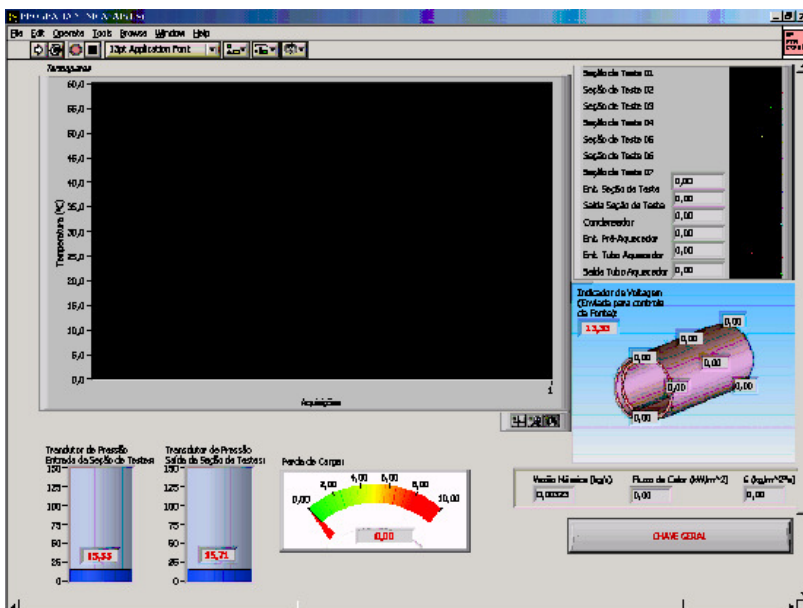


Figura 3.3 - Interface do Programa LABVIEW utilizado no presente trabalho

O programa LABVIEW (2001), foi utilizado para gerenciar a coleta dos dados e permitir a visualização de todas as informações, simultaneamente, enquanto o teste era realizado. Na Figura 3.3 é apresentada a interface do programa.

### 3.2.2. Seção de Teste

Um esquema tridimensional com corte longitudinal da seção de testes pode ser visualizado na Figura 3.4.

A seção de teste é formada por um conjunto de oito peças, cujo esquema de montagem é apresentado na Figura 3.4. Ela pode ser dividida em três partes: região de entrada, evaporador e região de saída.

A região de entrada da seção de teste é formada por uma peça de cobre, item 1 da Figura 3.4. Nela são realizadas as tomadas de pressão e de temperatura do fluido de trabalho através de um transdutor de pressão absoluto e um termopar tipo E respectivamente. Também faz parte da região de entrada, uma peça de teflon, item 2 da Figura 3.4, que permite a formação de uma região de "plenum", com o intuito de equalizar as pressões antes da entrada do fluido no mini-canal, ou evaporador. Ainda na região de entrada, existe um tubo de teflon, item 7 da Figura 3.4, que tem como principal objetivo a passagem por seu interior dos cabos dos termopares tipo E instalados no interior do tubo de cobre liso, item 3 da mesma figura, e também a passagem dos cabos de alimentação da resistência tipo cartucho para o exterior da seção de teste.

A parte central da seção de teste, onde está o mini-canal, ou evaporador, é a região de nosso maior interesse, e é constituída por um tubo liso de cobre, item 3 da Figura 3.4, com diâmetro externo de 29,90 mm por 82,00 mm de comprimento, e está envolta concêntricamente por um tubo de acrílico, item 4 da mesma figura, que possui diâmetro interno de 30,4 mm, formando entre essas duas peças (tubo de cobre e tubo de acrílico) um mini-canal anular com espessura de 0,25 mm, que equivale a um diâmetro hidráulico de 0,50 mm. No interior do tubo liso de cobre, item 3 da Figura 3.4 estão instalados os termopares tipo E em ranhuras a 1,25 mm da superfície externa do tubo de cobre e também a resistência tipo cartucho.

A partir das leituras de temperatura e da potência, cedida à resistência elétrica, chega-se ao fluxo de calor médio e ao coeficiente de transferência de calor. O tubo liso de cobre também possui quatro calços na sua superfície externa, próximas das extremidades, com espessura de

0,25 mm cada, com a finalidade de manter, concentricamente os tubos de cobre e de acrílico.

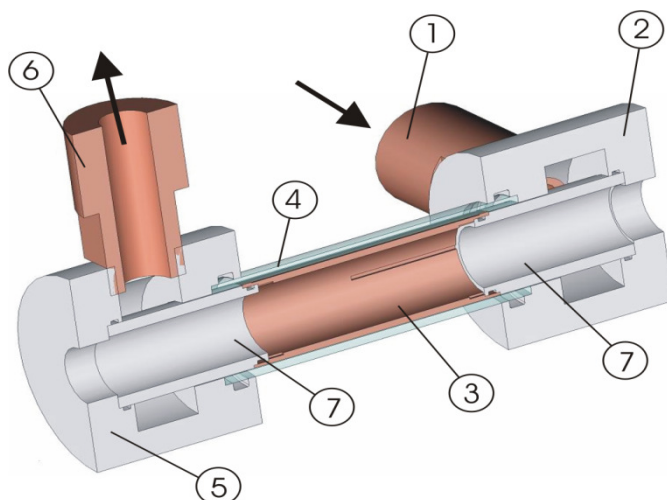


Figura 3.4 - Corte Longitudinal Tridimensional da Seção de Teste – (1) Entrada de Cobre; (2) Região de Entrada do canal de teflon; (3) Tubo liso de Cobre; (4) Tubo de Acrílico; (5) Região Saída de teflon; (6) Saída de Cobre; (7) Tubo de Teflon

A região de saída da seção de testes é idêntica à de entrada e contém as mesmas peças citadas na região da entrada, possuindo a mesma funcionalidade. Nessa região, também são realizadas tomadas de pressão utilizando-se de um transdutor de pressão absoluta, da marca Omega, modelo FX302, com faixa de medição de 0 a 3,45 bar, e de temperatura, através de um termopar tipo E, tanto o termopar como o transdutor de pressão estão instalados na peça de cobre da saída, item 6 da Figura 3.4, que tem como finalidade conhecer a pressão e temperatura de saturação do fluido de trabalho na saída da seção de teste, e assim determinar a queda de pressão através da passagem do fluido pela seção de teste. Um transdutor de pressão diferencial, da marca Omega, modelo PX321, cuja faixa de medição é de 0 a 0,69 bar, também é utilizado para medir esta perda de pressão através da passagem pelo mini-canal de seção transversal anular. Estas tomadas de

pressão são realizadas nas regiões de “plenum”, tanto na entrada, como na saída.

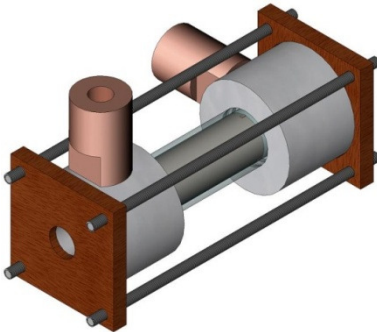


Figura 3.5 – Esquema 3D da seção de teste montada

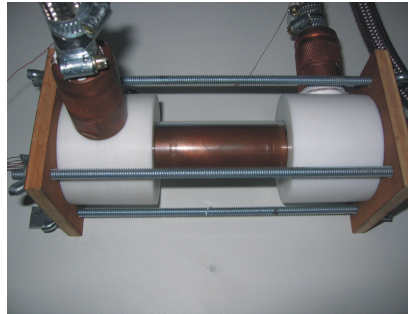


Figura 3.6 – Fotografia da Seção de teste montada

É importante também ressaltar que todas as peças que fazem parte da seção de teste foram fabricadas através do processo de usinagem. No tubo liso de cobre, item 6 da Figura 3.4, foi também realizado um processo de polimento com uma lixa fina, para retirar imperfeições na sua superfície provenientes do processo de usinagem.

### 3.2.2.1. Disposição dos Termopares na Seção de Testes

A seção de teste, no tubo de cobre, está instrumentada com nove termopares, dispostos da seguinte maneira: dois deles localizados a 10 mm do início do tubo, defasados em  $180^\circ$ , região A e pontos 1 e 4 da Figura 3.7, outros três na região central, localizados a 41 mm do início do tubo, região B e pontos 2, 3 e 5 da Figura 3.7, defasados em  $120^\circ$ ; e mais dois no final, na seção C, localizada a 72 mm do início do tubo, onde os termopares encontram-se defasados em  $180^\circ$ , região C e posicionados na mesma ranhura onde estão os termopares 1 e 4, na região A.

Os termopares foram fixados a 1,3 mm de profundidade soldados com solda estanho em ranhuras na parte interna do tubo, como mostrado na Figura 3.8, desta forma, as juntas de medição dos termopares estão a 1,25 mm da superfície externa do tubo de cobre.



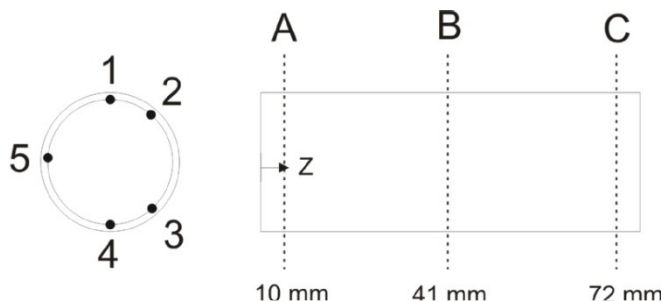


Figura 3.7 - Localização dos Termopares no Interior do Tubo liso de Cobre da seção de teste

O processo de soldagem foi realizado aquecendo-se o tubo com um maçarico, e uma solda ponto foi introduzida na ranhura junto com o estanho para sua fusão. Quando o estanho estava em seu estado líquido, o termopar era inserido no fundo da ranhura e mantido pressionado até a solidificação do estanho. Este procedimento foi realizado para todos os termopares fixados no tubo de cobre.

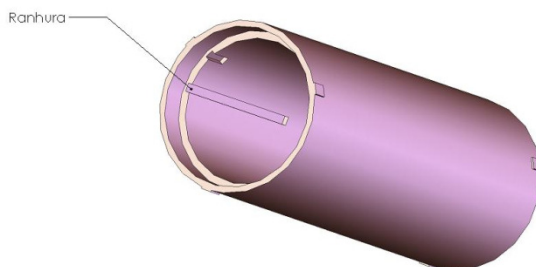


Figura 3.8 - Tubo liso de cobre da seção de teste

### 3.3.2.1. Montagem da Seção de Teste

Na Figura 3.9, é mostrado um esquema explodido da seção de teste, e de como é realizada a sua montagem.

Na montagem da seção de teste, todas as junções foram vedadas utilizando-se anéis de vedação (o-rings), araldite e veda rosca, para evitar vazamentos e entradas de ar que podem interferir na realização dos testes e nos resultados dos mesmos.

Antes de se realizar a montagem, todas as peças eram rigorosamente limpas utilizando-se acetona para retirar a gordura, sujeira ou outras impurezas.

Na inserção da resistência dentro do tubo liso de cobre, a mesma era envolta em pasta térmica e montada bem justa no interior do tubo, através da contração por meio de resfriamento da resistência para facilitar a montagem.

É necessário também destacar que a escolha do n-Pentano, como fluido de trabalho, exigiu bastante cuidado na seleção dos materiais da bancada, pois este fluido é altamente corrosivo e ataca quimicamente alguns materiais. Um dos motivos para sua escolha se deve ao seu relativo baixo valor de mercado, e também, devido a sua temperatura de saturação ser relativamente baixa a pressão ambiente ( $T_{\text{sat}} \approx 36,0 \text{ } ^\circ\text{C}$ ).

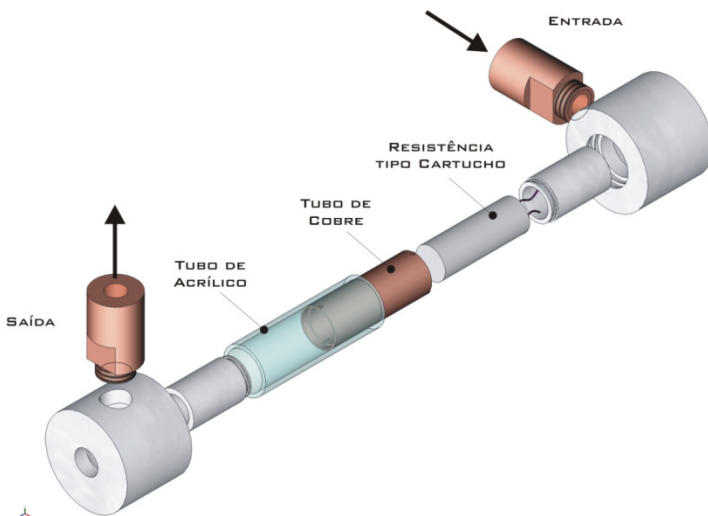


Figura 3.9 - Esquema da Montagem da Seção de Testes

### 3.3. Propriedades Termofísicas do n-Pentano

O n-Pentano é um hidrocarboneto com cinco átomos de carbono e doze átomos de hidrogênio cuja fórmula química é  $\text{C}_5\text{H}_{12}$ . É um fluido inflamável e nocivo, podendo causar danos aos pulmões se ingerido ou inalado. Quando em contato com a pele humana pode provocar secura ou fissuras. Pode provocar também sonolência e vertigens, por inalação

dos vapores. Como já citado, anteriormente, ele ataca alguns tipos de materiais plásticos e emborrachados.

O n-Pentano utilizado neste estudo, é um produto comercial com 99% de pureza, de acordo com o fabricante. Sua utilização mais comum se dá em laboratórios, para análises em pesquisas de química fina. É utilizado como combustível, solvente, devido ao fato de se evaporar facilmente à temperatura ambiente.

O n-Pentano caracteriza-se por apresentar baixa tensão superficial quando comparado com outros fluidos refrigerantes, baixo peso molecular e baixa temperatura de saturação.

Na Tabela 3.1, são apresentadas, algumas das propriedades do n-Pentano, fornecidas pelo EES (2006), à pressão de 101,3 kPa.

Tabela 3.1 – Propriedades do n-Pentano à pressão atmosférica

<b>Propriedades</b>	<b>n-Pentano</b>
Massa molar	72,15 [g/mol]
Temperatura Crítica, $T_{crit}$	196,5 [°C]
Temperatura de saturação, $T_{sat}$	35,87 [°C]
Massa específica do líquido, $\rho_l$	603,6 [kg/m <sup>3</sup> ]
Massa específica do vapor, $\rho_v$	2,924 [kg/m <sup>3</sup> ]
Calor latente de vaporização, $h_{lv}$	358,4 [kJ/kg]
Condutividade térmica do líquido, $k_l$	0,1133 [W/mK]
Calor específico do líquido, $c_{pl}$	2,367 [kJ/kgK]
Viscosidade cinemática do líquido, $\nu_l$	$2,852 \times 10^{-07}$ [m <sup>2</sup> /s]
Número de Prandtl do líquido, $Pr_l$	3,596 [-]
Tensão superficial do líquido, $\sigma_l$	0,01428 [N/m]

### 3.4. Procedimento Experimental

Para a realização dos testes, tanto monofásicos como em ebulição convectiva, foi utilizado sempre o mesmo procedimento experimental, a fim de garantir a reprodutibilidade dos resultados. Abaixo serão descritos os passos realizados numa seqüência lógica.

Todo o sistema de aquisição de dados e fontes foi ligado cerca de uma hora antes para aquecimento e estabilização de temperatura dos componentes eletrônicos internos destes. Tal procedimento permite minimizar os possíveis erros de leitura de temperatura dos termopares.

O criostato, da marca Microquímica, modelo MQBMP-01, foi ligado e estabilizado a uma temperatura ligeiramente inferior à temperatura de saturação do fluido de trabalho.

Após a estabilização da temperatura do criostato, a bomba Série D Tuthill era acionada. A vazão desejada para o teste era estipulada utilizando-se um controlador de rotação do motor da bomba (inversor de frequência).

A pressão na entrada da seção de teste é regulada a partir de um registro tipo gaveta instalado logo após a seção de teste, cuja função é manter a pressão constante na seção de teste durante todo o experimento. Essa pressão é medida através do transdutor de pressão absoluta instalado na região de entrada da seção de teste. A cada aumento do fluxo de calor imposto à seção é realizada uma nova regulagem da pressão, para que a mesma permaneça constante ao longo de todo experimento. Essa regulagem se faz necessária, pois quando a bancada encontra-se operando no regime bifásico, a cada aumento do fluxo de calor a pressão na entrada da seção de teste aumenta devido ao aumento do título de vapor que provoca uma restrição maior ao escoamento.

As resistências do tanque pré-aquecedor e o misturador são acionados e regulados para que a temperatura do volume de fluido dentro do mesmo se mantenha próxima a 25°C, com a finalidade de evaporar hidrocarbonetos mais voláteis dissolvidos dentro do fluido devido ao contato com o ar. Essa temperatura é lida através de um termopar do tipo E inserido no tanque.

No mesmo instante do acionamento das resistências do tanque pré-aquecedor, as resistências dos tubos pré-aquecedores são ligadas. A temperatura de entrada do fluido na seção de teste é estipulada e mantida fixa para cada teste, e o programa LABVIEW (2001) controla a potência fornecida para as resistências dos tubos pré-aquecedores a fim de manter essa temperatura constante durante toda a realização do teste.

Os testes foram realizados em dias diferentes com o mesmo fluido e configuração, a fim de verificar a influência das condições do ambiente externo. Como houve reprodutibilidade dos resultados, chegou-se à conclusão que as condições externas não influenciam os testes.

É importante ressaltar que durante a realização dos testes a seção de teste estava envolta com isolantes térmicos a fim de minimizar perdas para o ambiente.

O LABVIEW (2001) foi programado para a configuração desejada (temperatura e pressão, na entrada da seção de teste, e patamares de fluxo de calor). Neste caso, o fluxo de calor foi crescente e os patamares escolhidos foram: de 1 a 60 kW/m<sup>2</sup>. A duração dos testes em cada patamar foi de 600 segundos para os testes monofásicos e de

1000 segundos para os testes bifásicos, a fim de garantir a estabilização do regime. O tempo de espera entre um teste e outro foi de no mínimo 20 minutos.

Na Figura 3.10, é mostrada, a título de exemplo, a variação do fluxo de calor crescente aplicado na seção de teste em função do tempo.

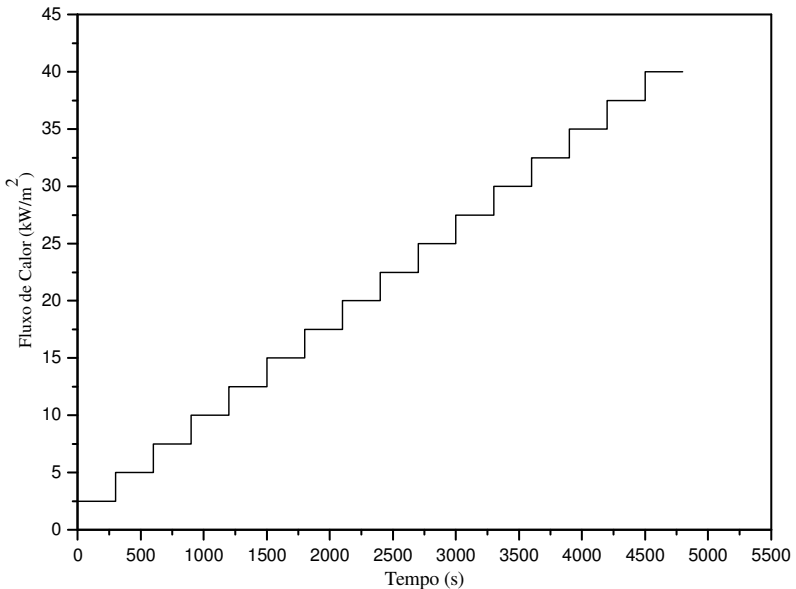


Figura 3.10 - Modo de Aquecimento da Seção de Testes com fluxo de Calor Constante

### 3.5. Tratamento dos Dados para o Estado Bifásico

O fluxo de calor imposto é representado por um fluxo de calor médio efetivo, para toda a seção de teste, conforme a equação:

$$q_{eff}'' = \frac{PW}{A_m} \quad (3.1)$$

onde  $PW$  é a potência fornecida a resistência da seção de teste em  $W$ , e  $A_m$  é a área da superfície externa da seção de teste ou tubo de cobre em  $m^2$ .

O coeficiente de transferência de calor local, no regime bifásico, para um fluxo de calor constante é determinado a partir da Equação:

$$h_{bif,z} = \frac{q_{eff}''}{T_{p,z} - T_{sat,z}} \quad (3.2)$$

onde  $T_{p,z}$  é a temperatura da parede, em °C, à distância  $z$  do início do tubo de cobre aquecido e  $T_{sat,z}$  é a temperatura de saturação do fluido no ponto  $z$ .

Para o cálculo do coeficiente de transferência de calor bifásico a partir da Eq. (3.2), deve-se primeiramente determinar o valor de  $T_{sat,z}$ , onde  $z$  é a distância onde está localizado o termopar que fornece a medida de  $T_{p,z}$ .

Como o n-Pentano é sub-resfriado ( $T_{ent} < T_{sat}$ ), na entrada para todas as condições de teste, o mini-canal aquecido pode ser dividido em duas regiões: uma região de entrada (monofásica) onde o fluido se encontra sub-resfriado com comprimento  $L_{sub}$ , e uma região de saturação (bifásica) com comprimento  $L_{sat}$ . A distância  $z$ , para a qual a entalpia do líquido atinge a condição de saturação serve como um ponto divisor entre essas duas regiões. Assim sendo, o comprimento médio das duas regiões pode ser calculado através das equações:

$$L_{sub} = \frac{\dot{m}c_{p,f}(T_{sat,0} - T_{ent})}{q_{eff}''Per_m} \quad (3.3)$$

e

$$L_{sat} = L - L_{sub} \quad (3.4)$$

onde  $T_{sat,0}$  é a temperatura de saturação no local onde o título é nulo,  $x=0$ , e  $L$  é o comprimento total da região aquecida da seção de teste e  $Per$  o perímetro da mesma.

Como a temperatura de saturação do fluido depende da pressão local, e como as quedas de pressão do líquido não podem ser negligenciadas em mini-canais, as condições iniciais para a determinação de  $z_{sat}$  são encontradas através de um processo iterativo. Inicia-se este cálculo arbitrando  $z_{sat}$  e calcula-se a queda de pressão monofásica até este ponto através da equação abaixo:

$$\Delta P_{lo} = \frac{G^2 f_{lo} z_{sat}}{2\rho_l D_h} \quad (3.5)$$

onde  $G$  é a velocidade mássica do fluido de trabalho, em  $\text{kg/m}^2\text{s}$ ,  $f_{lo}$  é o coeficiente de atrito,  $z_{sat}$  é o comprimento onde se inicia o processo de ebulição.

Com o valor de  $z_{sat}$  determina-se a temperatura do fluido neste local através da equação abaixo:

$$T_{sat} = T_{ent} + \frac{z_{sat} Per_m q_{eff}''}{\dot{m} C_{p,l}} \quad (3.6)$$

e também avalia-se a temperatura de saturação no ponto através da equação abaixo :

$$T_{sat,0} = T_{sat,0}(P_{ent} - \Delta P_{lo}) \quad (3.7)$$

Utilizando um critério de convergência de  $\Delta T < 10^{-6}$ , fazemos:

$$\Delta T = T_{f,z_{boil}} - T_{sat,0}(P_{ent} - \Delta P_{lo}) \quad (3.8)$$

Como mostra o fluxograma da Figura 3.1.

Teoricamente, o líquido inicia o processo de mudança de fase quando a temperatura atinge  $T_{sat}$ , mas as primeiras bolhas podem, no entanto, surgir antes desta distância, desde que  $T_p > T_{sat}$ . Neste trabalho será considerado que a região monofásica é aquela até  $z_{sat}$  e desta distância até o final do canal tem-se a região bifásica.

Para a determinação de  $T_{sat,z}$  parte-se da pressão do fluido na saída da seção teste, que é a própria pressão de saturação do fluido na saída,  $P_{sat,saída}$ , pois o fluido está saturado, e com o auxílio do modelo de fases separadas, Eq. (2.35), ou o modelo de escoamento homogêneo, Eq. (2.28), determina-se a perda de pressão na porção bifásica do escoamento entre o ponto desejado  $z$  até a saída da seção de teste onde é realizada a tomada de pressão, e assim pode-se determinar  $P_{sat,z}$ , e conseqüentemente estipular  $T_{sat,z}$ , e finalmente o valor de  $h_{bif,z}$ .

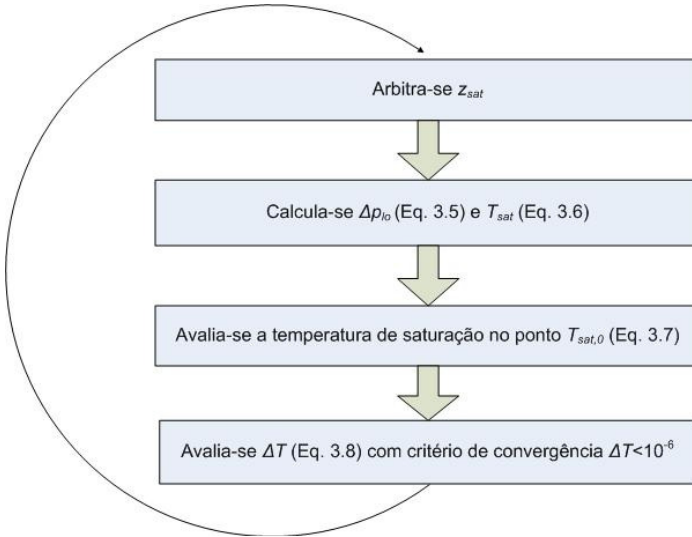


Figura 3.11 – Fluxograma Iterativo para determinação do início do processo de ebulição

Conforme demonstrado nas equações abaixo.

$$P_{sat,z} = P_{sat,saída} - \Delta P_{bif,z \rightarrow saída} \quad (3.8)$$

$$T_{sat,z} = f(P_{sat,z}) \quad (3.9)$$

### 3.6. Incertezas Experimentais

Os termopares foram calibrados para uma variação de temperatura de 15,0°C a 85,0°C, sendo que a conversão de milivolts/°C foi feita através de um polinômio de nona ordem, Holman (1989), e o desvio padrão da temperatura foi de  $\pm 0,3^\circ\text{C}$ . Logo, considerando-se uma distribuição com uma amostra com  $N \geq 30$  e confiabilidade igual a 95%, tem-se o coeficiente de t de Student igual a dois, o que leva a uma incerteza de  $\pm 0,6^\circ\text{C}$ .

No Apêndice A, é apresentado o memorial de cálculo das incertezas experimentais para o fluxo de calor e para os coeficientes de transferência de calor monofásicos e bifásicos. Observa-se que a



incerteza do coeficiente de transferência de calor tende a diminuir com o aumento do fluxo de calor.

No Apêndice B, está apresentado o procedimento de calibração dos termopares e dos transdutores de pressão.

### 3.7. Análise da Bancada Operando em Estado Monofásico

Retomando os principais conceitos sobre transferência de calor por convecção monofásica, vistos no capítulo 2, verifica-se, utilizando a Eq.(2.7), que a camada limite laminar hidrodinâmica se encontra completamente desenvolvida quando o fluido está sobre a parte aquecida do mini-canal para todas as situações testadas, conforme pode ser observado na Tabela 3.2. O fluido antes de adentrar no mini-canal aquecido passa por uma região do mini- canal onde não há aquecimento, região esta formada pelas peças de teflon conforme Figura 3.4. A parte adiabática do canal possui um comprimento de 0,020 m, enquanto a parte aquecida possui um comprimento de 0,082 m.

Entretanto, para a camada limite térmica, utilizando a Eq. (2.9), pode-se observar que a mesma desenvolve-se por completo, na maioria das velocidades mássicas testadas após o fluido percorrer de um a dois terços da parte aquecida do mini-canal, e podemos considerá-la em desenvolvimento para todos os testes, conforme os dados da Tabela 3.2.

Tabela 3.2 - Valores dos Comprimentos das Camadas Limites Térmicas e Hidrodinâmicas

G ( kg/m <sup>2</sup> s)	L <sub>ent</sub> (m)	L <sub>ent,T</sub> (m)	Re <sub>DH</sub>
84,6	0,0006	0,021	224,7
170,0	0,0011	0,042	449,4
253,4	0,0017	0,063	674,5
337,8	0,0022	0,084	899,5

O modo de transferência de calor para todos os testes realizados, tanto monofásicos como bifásicos, foi o de fluxo de calor constante, com escoamento laminar para todos os casos verificados, conforme pode ser observado pelo número de Reynolds na Tabela 3.2, pois  $Re_{DH} < 2300$ .

O valor do mínimo superaquecimento de parede ( $\Delta T = T_{p,z} - T_{\infty,z}$ ), necessário para que ocorra o início da ebulição em um canal em função do fluxo de calor, foi calculado utilizando-se a Eq. (2.16) e os valores comparados com o superaquecimento de parede, medido

experimentalmente, e são mostrados nas tabelas 3.3 e 3.4. Como se pode observar há coerência entre os resultados e a hipótese de escoamento monofásico. Tomando como exemplo, para velocidade mássica de 84,6 kg/m<sup>2</sup>s, onde a ebulição dentro do mini-canal inicia-se para um fluxo de calor superior a 17 kW/m<sup>2</sup>, observa-se neste ponto um superaquecimento experimental de parede de 27,2 °C, valor próximo de  $\Delta T_{ONB}$  calculado, que é de 33°C. O escoamento estava, portanto, próximo da transição para o regime bifásico. Para as outras velocidades mássicas analisadas, há uma maior disparidade entre os dados experimentais e calculados a partir da Eq. (2.16).

Tabela 3.3 - Valores experimentais monofásicos do superaquecimento da parede e calculados a partir da Eq. (2.16).

$q_{\text{eff}}$ (kW/m <sup>2</sup> )	<b>G = 84,5 kg/m<sup>2</sup>s</b>		<b>G = 170,0 kg/m<sup>2</sup>s</b>	
	$\Delta T_{ONB}$ (°C)	$\Delta T_{\text{exp,mon}}$ (°C)	$\Delta T_{ONB}$ (°C)	$\Delta T_{\text{exp,mon}}$ (°C)
1,0	9,8	1,6	9,8	1,5
3,0	16,6	4,9	16,8	4,5
5,0	20,9	8,3	21,3	7,6
7,0	24,2	11,5	24,9	10,5
10,0	27,8	16,3	29,0	14,9
13,0	30,5	20,9	32,3	19,3
15,0	31,9	24,2	34,0	22,4
17,0	33,0	27,2	35,6	25,1
20,0			37,6	29,6

Observando os valores da Tabela 3.3 e Tabela 3.4, podemos observar que para todos os casos analisados, quanto maior o fluxo de calor imposto na parede do mini-canal, maior será o superaquecimento da parede necessário para iniciar o processo de ebulição.

Tabela 3.4 - Valores experimentais do superaquecimento da parede

$q_{\text{eff}}$ (kW/m <sup>2</sup> )	<b>G = 253,4 kg/m<sup>2</sup>s</b>		<b>G = 337,8 kg/m<sup>2</sup>s</b>	
	$\Delta T_{ONB}$ (°C)	$\Delta T_{\text{exp,mon}}$ (°C)	$\Delta T_{ONB}$ (°C)	$\Delta T_{\text{exp,mon}}$ (°C)
1,0	9,8	1,4	9,8	1,3
3,0	16,8	4,4	16,9	4,0
5,0	21,5	7,3	21,6	6,7
7,0	25,1	10,4	25,3	9,5
10,0	29,4	14,8	29,7	13,5

	<b>G = 253,4 kg/m<sup>2</sup>s</b>		<b>G = 337,8 kg/m<sup>2</sup>s</b>	
13,0	32,8	18,8	33,2	17,5
15,0	34,8	21,7	35,3	19,9
17,0	36,5	24,5	37,1	23,0
20,0	38,7	28,8	39,5	26,5
23,0	40,5	33,3	41,5	30,8
25,0			42,7	33,4

Através da equação abaixo, determina-se o coeficiente de transferência de calor por convecção forçada, experimentalmente para o escoamento monofásico:

$$h_{mon} = \frac{q''_{eff}}{(T_{p,z} - T_{\infty,z})} \quad (3.11)$$

onde  $T_{\infty,z}$  é a temperatura do fluido no ponto z em °C,  $T_{p,z}$  a temperatura da parede no ponto z em °C, e  $q''_{eff}$  o fluxo de calor imposto em W/m<sup>2</sup>. E  $T_{\infty,z}$  é definida conforme a equação abaixo:

$$T_{\infty,z} = T_{ent} + \frac{z A_m q''_{eff}}{\dot{m} c_{p,l}} \quad (3.12)$$

onde  $T_{ent}$ ,  $A_m$ ,  $q''_{eff}$ ,  $c_{p,l}$  e  $L$ , são respectivamente a temperatura de entrada em °C, a área da transferência de calor do tubo liso com o fluido refrigerante em m<sup>2</sup>, a vazão em kg/s, o calor específico do fluido em (kJ/kg.K) e o comprimento da parte aquecida do mini-canal em metros.

Os valores do coeficiente de transferência de calor monofásico calculados, experimentalmente, são comparados aos resultados obtidos com a correlação para escoamento laminar monofásico com região de entrada combinada e desenvolvido, e com fluxo de calor constante, conforme apresentada na Eq (2.12).

Nas tabelas 3.5 – 3.8 são apresentados os resultados experimentais e os calculados através da Eq. (2.12), para as três regiões do tubo onde são coletadas as temperaturas de parede, em função do fluxo de calor e da vazão mássica conforme indicadas na figura 3.7.

Na Figura 3.12 são apresentados os valores de  $h_{mon,entrada}$ ,  $h_{mon,meio}$ ,  $h_{mon,saída}$ , correspondentes aos dados da Tabela 3.5.

Tabela 3.5 - Valores de  $h_{mon}$  e  $h_{calc}$  para escoamento monofásico

$G = 84,5 \text{ Kg/m}^2\text{s}$						
$q_{eff} \text{ (kW/m}^2\text{)}$	$h_{mon,entrada}$	$h_{calc,entrada}$	$h_{mon,meio}$	$h_{calc,meio}$	$h_{mon,saída}$	$h_{calc,saída}$
1,0	1061,1	1090,1	783,1	769,4	620,6	643,4
3,0	1050,3	1090,3	785,2	770,0	618,1	644,6
5,0	1061,6	1090,5	785,6	770,6	605,7	645,7
7,0	1050,8	1090,7	785,8	771,2	621,3	646,9
10,0	1051,1	1091,0	786,9	772,1	613,2	648,6
13,0	1040,4	1091,3	788,0	773,0	618,8	650,3
15,0	1062,9	1091,5	788,6	773,6	629,5	651,5
17,0	1052,0	1091,7	789,5	774,2	616,6	652,6

Observando os dados das Tabelas 3.5 – 3.8, percebe-se uma diferença entre os valores do coeficiente de transferência de calor para as regiões de entrada, meio e saída da seção de testes. Esta diferença deve-se ao fato do escoamento não estar termicamente desenvolvido enquanto o fluido atravessa o mini-canal anular, conforme podemos observar através dos dados da Tabela 3.2. Analisando ainda os dados da Tabela 3.5, nota-se que os valores previstos pela correlação, Eq.(2.12), apresentaram-se um pouco maiores do que os valores experimentais para a velocidade mássica de  $84,5 \text{ Kg/m}^2\text{s}$ .

Os valores previstos pela correlação em relação aos dados experimentais na entrada, meio e saída da seção de testes, apresentaram desvios respectivamente de 3,4 %, 1,9 % e -4,6%. No geral o desvio médio destes dados foi de 3,3 %, onde estes valores foram obtidos através da equação abaixo:

$$Desvio(\%) = \frac{100}{N} \sum_{n=1}^N \left| \frac{h_{mon} - h_{calc}}{h_{mon}} \right| \quad (3.13)$$

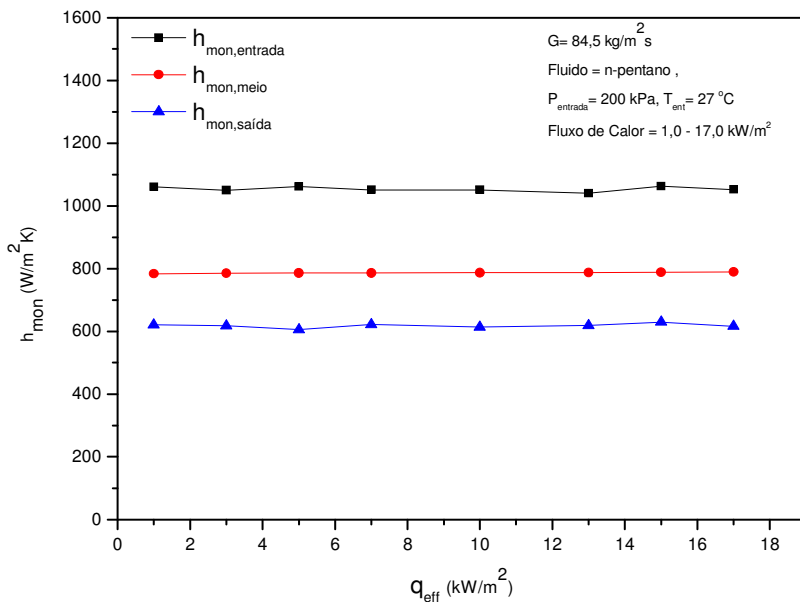


Figura 3.12 - Coeficiente de transferência de calor monofásico na entrada, meio e saída da seção de teste

Tabela 3.6 - Valores de  $h_{\text{mon}}$  e  $h_{\text{calc}}$  para escoamento monofásico

$G = 170,0 \text{ Kg/m}^2\text{s}$						
$q_{\text{eff}} \text{ (kW/m}^2\text{)}$	$h_{\text{mon,entrada}}$	$h_{\text{mon,meio}}$	$h_{\text{mon,sada}}$	$h_{\text{calc,entrada}}$	$h_{\text{calc,meio}}$	$h_{\text{calc,saída}}$
1,0	1323,2	786,7	647,4	1382,9	682,8	614,4
3,0	1309,0	787,8	655,4	1383,0	683,7	616,4
5,0	1309,2	802,8	657,5	1383,1	684,6	618,5
7,0	1309,3	803,9	665,7	1383,3	685,5	620,5
10,0	1295,2	798,4	668,9	1383,5	686,8	623,5
13,0	1309,7	800,0	672,1	1383,7	688,2	626,6
15,0	1309,8	794,1	668,1	1383,8	689,1	628,6
17,0	1324,3	809,2	676,4	1383,9	690,0	630,7
20,0	1310,2	810,9	673,5	1384,1	691,4	633,8

Tabela 3.7 - Valores de  $h_{\text{mon}}$  e  $h_{\text{calc}}$  para escoamento monofásico

$G = 253,4 \text{ Kg/m}^2\text{s}$						
$q_{\text{eff}} \text{ (kW/m}^2\text{)}$	$h_{\text{mon,entrada}}$	$h_{\text{mon,meio}}$	$h_{\text{mon,sada}}$	$h_{\text{calc,entrada}}$	$h_{\text{calc,meio}}$	$h_{\text{calc,saída}}$
1,0	1546,9	895,5	668,8	1686,2	776,1	662,7
3,0	1530,2	896,3	676,5	1686,3	776,7	664,0
5,0	1530,3	897,0	677,7	1686,3	777,3	665,3
7,0	1547,2	905,6	672,4	1686,4	777,9	666,6
10,0	1547,3	906,7	674,2	1686,5	778,9	668,5
13,0	1547,5	907,8	676,1	1686,6	779,8	670,5
15,0	1547,6	900,6	690,7	1686,6	780,4	671,8
17,0	1564,5	909,3	691,9	1686,7	781,1	673,1
20,0	1547,8	902,4	693,9	1686,8	782,0	675,1
23,0	1564,8	903,6	695,9	1686,9	783,0	677,1

Tabela 3.8 - Valores de  $h_{\text{mon}}$  e  $h_{\text{calc}}$  para escoamento monofásico

$G = 337,8 \text{ Kg/m}^2\text{s}$						
$q_{\text{eff}} \text{ (kW/m}^2\text{)}$	$h_{\text{mon,entrada}}$	$h_{\text{mon,meio}}$	$h_{\text{mon,sada}}$	$h_{\text{calc,entrada}}$	$h_{\text{calc,meio}}$	$h_{\text{calc,saída}}$
1,0	1793,0	870,0	743,9	1903,2	846,5	708,0
3,0	1812,0	879,1	737,7	1903,3	847,0	708,9
5,0	1812,1	879,6	738,6	1903,3	847,4	709,8
7,0	1831,1	880,1	732,4	1903,3	847,9	710,7
10,0	1831,2	880,8	740,8	1903,4	848,5	712,1
13,0	1812,4	881,6	742,2	1903,5	849,2	713,4
15,0	1793,5	890,7	750,3	1903,5	849,6	714,3
17,0	1812,5	891,2	736,9	1903,6	850,0	715,3
20,0	1812,6	883,3	752,6	1903,6	850,7	716,6
23,0	1793,8	884,0	746,8	1903,7	851,4	718,0
25,0	1812,8	884,5	747,7	1903,7	851,8	718,9

Na Figura 3.13 são apresentados graficamente valores de  $h_{\text{mon,entrada}}$ ,  $h_{\text{mon,meio}}$ ,  $h_{\text{mon,saída}}$ , correspondentes aos dados da Tabela 3.6.

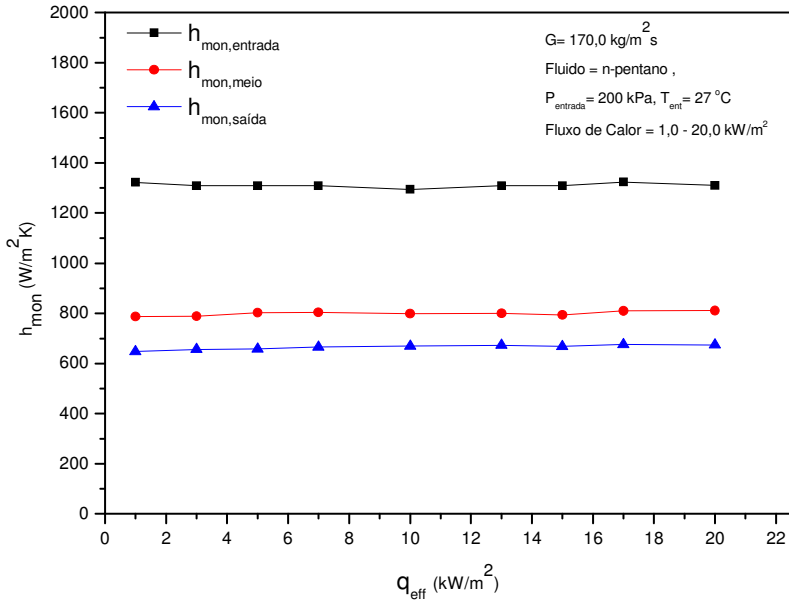


Figura 3.13 – Coeficiente de transferência de calor monofásico na entrada, meio e saída da seção de teste.

Os desvios para os dados da Tabela 3.7, calculados a partir da Eq. (3.13) foram de: 5,4 % na entrada, 16,5% no meio e 6,8% na saída da seção de teste. O desvio médio de todos os pontos para este experimento foi de 9,6%.

Nas Figuras 3.4 e 3.15 também são mostrados graficamente os dados referentes respectivamente as Tabela 3.7 e Tabela 3.8.

Observando os dados das Tabelas 3.5 – 3.8, verificou-se que houve uma tendência dos dados experimentais tomados na entrada apresentarem um valor um pouco acima em relação à correlação apresentada. O que não ocorreu com os outros dois locais verificados (meio e saída da seção de testes), que apresentaram valores de  $h_{\text{mon}}$  abaixo dos verificados pela correlação da Eq. (2.12).

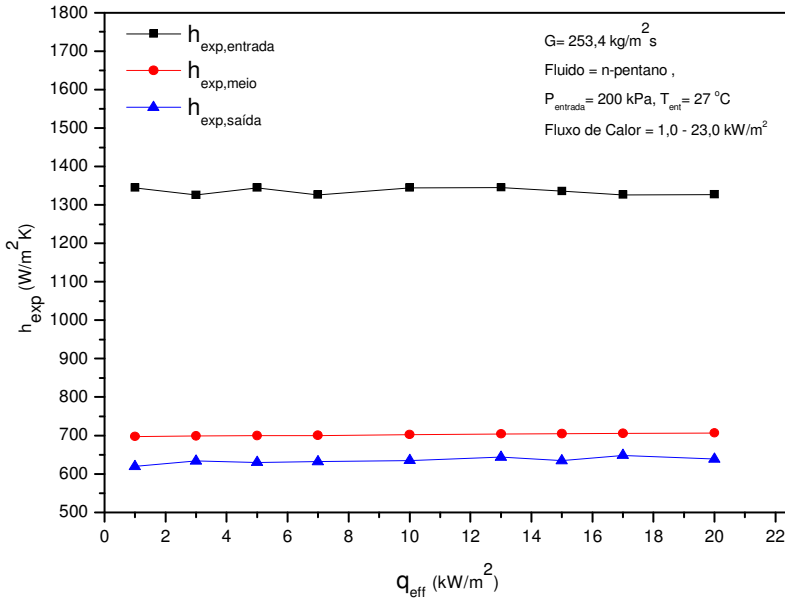


Figura 3.14 - Coeficiente de transferência de calor monofásico na entrada, meio e saída da seção de teste.

Tabela 3.9 - Desvios médios de  $h_{\text{calc}}$  em relação a  $h_{\text{mon}}$

$G \text{ (kg/m}^2\text{s)}$	Entrada	Meio	Saída	Média
84,5	3,40%	1,92%	4,63%	3,32%
170,0	5,35%	16,51%	6,78%	9,55%
253,4	8,12%	15,90%	1,95%	8,66%
337,8	4,78%	4,08%	4,02%	4,29%
<b>Média</b>	<b>5,41%</b>	<b>9,60%</b>	<b>4,35%</b>	<b>6,45%</b>



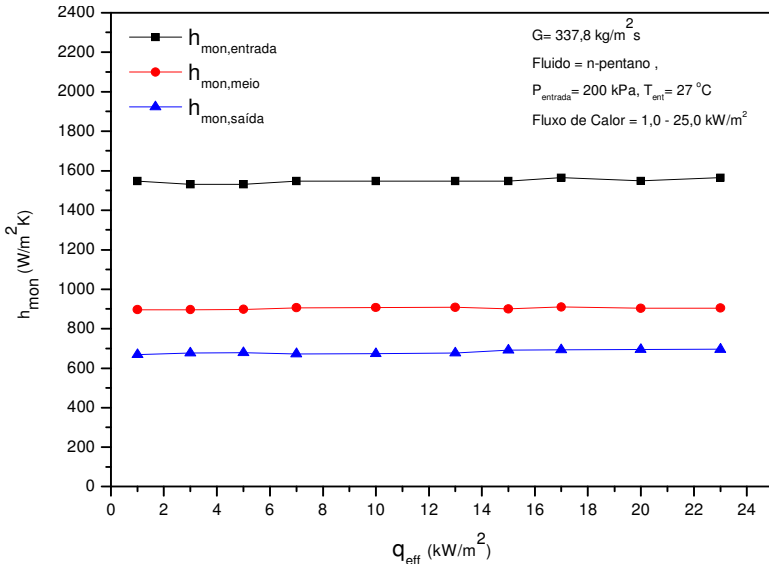


Figura 3.15 - Comparação do coeficiente de transferência de calor monofásico na entrada, meio e saída da seção de teste.

Analisando os dados da Tabela 3.9, obtidos através da Eq. (3.13), verifica-se que o máximo desvio médio absoluto da correlação Eq. (2.12) em relação aos pontos experimentais chegou a 16,5 % no meio da seção de testes. Nota-se que os menores desvios encontrados foram na região de saída, apresentando um desvio médio de 4,35%, e para velocidade mássica de  $84,5 \text{ kg/m}^2\text{s}$ , com um desvio médio de 3,32%. O desvio médio geral dos dados calculados em relação aos dados experimentais foi de 6,45%, que está dentro da faixa prevista para as correlações de coeficiente de transferência de calor em convecção.

Na Figura 3.16, é apresentada a comparação do coeficiente de transferência de calor monofásico na entrada da seção de teste ( $h_{\text{mon,entrada}}$ ) e na Figura 3.17, são apresentados os coeficientes de transferência de calor monofásico na saída da seção de teste ( $h_{\text{mon,saída}}$ ). Pode-se observar que conforme a velocidade mássica aumenta (para cada experimento) o coeficiente de transferência de calor monofásico também aumenta na mesma proporção, o que não ocorre com o aumento do fluxo de calor. Logo, pode-se verificar que para escoamentos monofásicos o fluxo de calor imposto ( $q_{\text{eff}}$ ) pouco interfere no coeficiente de transferência de calor, já a velocidade mássica ( $G$ ) é um parâmetro determinante no processo de transferência de calor.

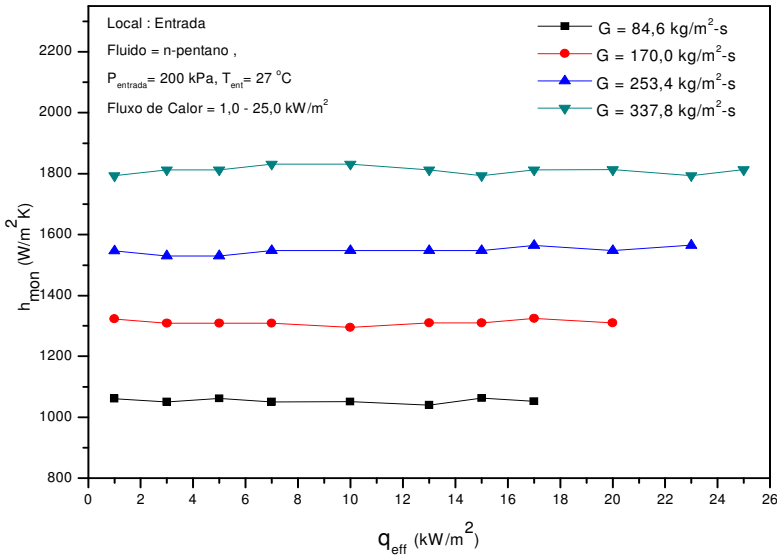


Figura 3.16 - Comparação do coeficiente de transferência de calor monofásico na entrada da seção de teste

Os valores de  $h$  calculados através da correlação desenvolvida por Churchill & Ozoe (1973), Eq. (2.12), apresentaram excelente aproximação quando comparados com os resultados obtidos experimentalmente, principalmente nas seções localizadas na entrada e saída do canal. A partir da Tabela 3.9, pode-se observar desvios próximos de 1% para alguns casos e em dois casos isolados, acima de 15%. O desvio médio da correlação apresentada na Eq. (2.12), quando comparada com os dados experimentais, foi de 6,45%.

A partir dos dados obtidos pode-se concluir, também, que não há transição de escoamento laminar para escoamento turbulento para valores de Reynolds abaixo de 1500. Este resultado difere do obtido por alguns autores, conforme apresentados na seção de revisão bibliográfica, provavelmente porque neste trabalho foi utilizado o diâmetro aquecido equivalente como efetivo para o cálculo de  $Re$ , ao invés do diâmetro hidráulico. Como para o presente trabalho,  $D_H \cong 2D_h$ , os valores de  $Re$  para  $D_h$  seriam aproximadamente a metade dos apresentados na Tabela 3.2.

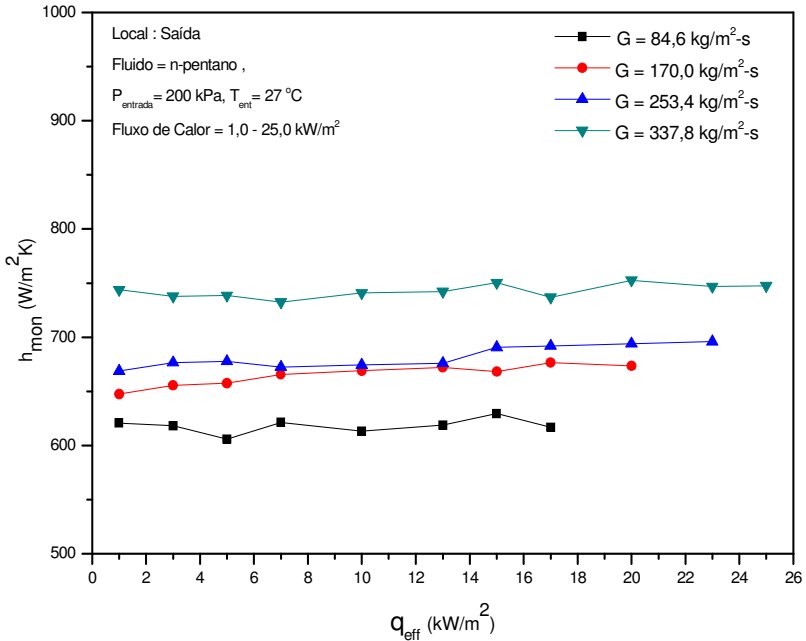


Figura 3.17 - Comparação do coeficiente de transferência de calor monofásico na saída da seção de teste

Também foi verificado a partir de um balanço térmico que durante os testes as perdas de calor para o ambiente externo chegaram a ser no máximo de 2,0 %, e foram negligenciadas. Este balanço foi realizado através de um volume de controle entre a entrada e a saída do mini-canal anular, calculando a variação de entalpia do fluido entre a entrada e saída do mini-canal, devido ao fluxo de calor imposto a esse, podendo assim determinar a porção de energia que é perdida para o ambiente.

A partir dos valores de diferença de pressão na entrada e na saída da seção de teste, medidos através do transdutor diferencial, pôde-se estimar a perda de carga no interior do mini-canal.

Na Figura 3.18, observa-se o comportamento das curvas para distintos valores de velocidade mássica,  $G$ , em que a queda de pressão aumenta com o aumento do fluxo de calor.

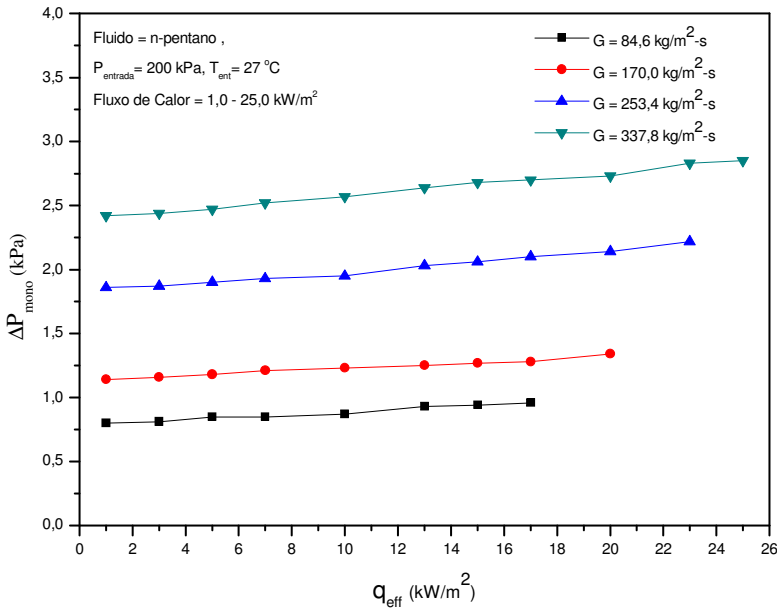


Figura 3.18 – Queda de pressão monofásica para várias velocidades mássicas em função do fluxo de calor

Nota-se também, o comportamento da queda de pressão em função da velocidade mássica. Quanto maior a velocidade mássica do escoamento, maior é a perda de carga no mini-canal, devida ao atrito viscoso, o que é um resultado esperado.

Tabela 3.10 – Dados relativos a queda de pressão ao longo do mini-canal no escoamento monofásico

$q_{eff} \text{ (kW/m}^2\text{)}$	$\Delta P_{mono} \text{ (kPa)}$			
	$G=84,6 \text{ kg/m}^2\text{-s}$	$G=170,0 \text{ kg/m}^2\text{-s}$	$G=253,4 \text{ kg/m}^2\text{-s}$	$G=337,8 \text{ kg/m}^2\text{-s}$
1,0	0,8	1,14	1,86	2,42
3,0	0,81	1,16	1,87	2,44
5,0	0,85	1,18	1,9	2,47
7,0	0,85	1,21	1,93	2,52
10,0	0,87	1,23	1,95	2,57
13,0	0,93	1,25	2,03	2,64
15,0	0,94	1,27	2,06	2,68

$q''_{eff}$ (kW/m <sup>2</sup> )	$\Delta P_{mono}$ (kPa)			
	G=84,6 kg/m <sup>2</sup> -s	G=170,0 kg/m <sup>2</sup> -s	G=253,4 kg/m <sup>2</sup> -s	G=337,8 kg/m <sup>2</sup> -s
17,0	0,96	1,28	2,1	2,7
20,0		1,34	2,14	2,73
23,0			2,22	2,83
25,0				2,85

Na Figura 3.19 é realizada a confrontação dos dados experimentais da queda de pressão monofásica ( $\Delta P_{mono}$ ) com os dados gerados a partir da correlação apresentada na Eq. (2.13).

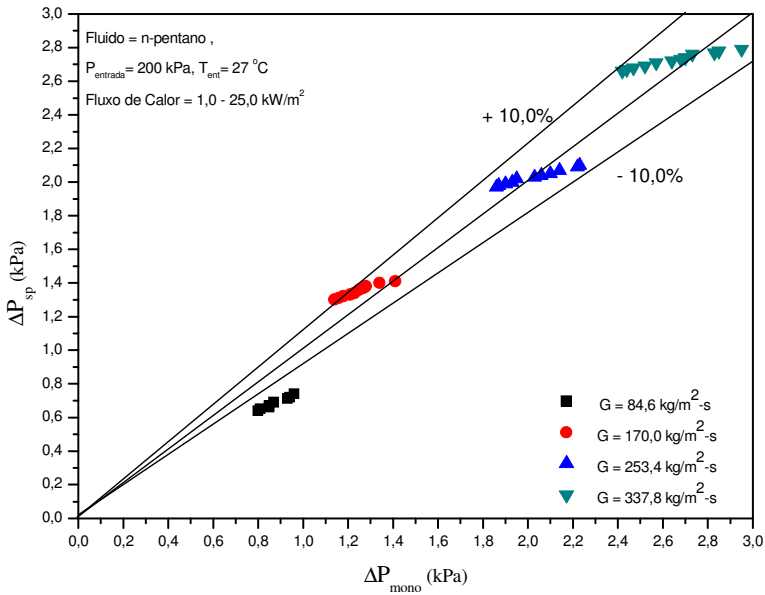


Figura 3.19 - Comparação da perda de pressão  $\Delta P_{calc}$  (Correlação) com  $\Delta P_{mono}$  (Experimental)

Comparando-se os resultados através da Tabela 3.10, observa-se que a avaliação da perda de carga utilizando-se formulações propostas na literatura resulta em valores bem próximos dos medidos experimentalmente, com os pontos de velocidade mássica maiores ou iguais a 170 kg/m<sup>2</sup>s.

### 3.8. Resumo

Nesta seção foi realizada uma descrição detalhada da bancada experimental, o seu funcionamento e também o detalhamento da seção de teste. Equipamentos auxiliares pertencentes à bancada experimental também foram descritos nesta seção.

Na metodologia experimental, todos os procedimentos realizados na execução dos testes foram apresentados, incluindo o critério para execução dos testes e aquisição dos dados.

O procedimento adotado para tratamento dos dados bifásicos também foi explicitado nesta seção, e por fim, as propriedades do fluido de trabalho utilizado (n-Pentano) e as incertezas experimentais provenientes dos testes realizados.

Um estudo detalhado da transferência de calor em convecção forçada monofásica e da perda de carga também foi realizado. A comparação dos resultados experimentais com correlações da literatura mostrou desvios médio de 5,4 % para a entrada, 9,6 % para o meio e 4,35 % para a saída da seção de teste, quando se utiliza a correlação de Churchill et al. (1973) com o diâmetro equivalente aquecido, o que, apesar de não ser o objetivo principal do trabalho, também representa, uma contribuição importante ao estudo de mini-canais afim de validar a seção de testes para experimentos com escoamentos com geração de vapor.

A perda de carga medida, quando a velocidade mássica é maior ou igual a  $170 \text{ kg/m}^2\text{s}$  também concorda com as correlações da literatura em  $\pm 10\%$ . Tais resultados são importantes, pois mostram que a bancada e os procedimentos utilizados são adequados ao estudo da termo-hidráulica do n-Pentano.

No anexo A, são mostradas as incertezas experimentais referente aos dados mostrados neste capítulo. A validação da bancada experimental e dos procedimentos para o estudo da convecção de um escoamento monofásico é um requisito necessário para o estudo da ebulição convectiva, principal objetivo do presente trabalho.

## 4. RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Neste Capítulo, são apresentados os resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor em ebulição convectiva no interior de um mini-canal anular, em função do fluxo de calor imposto, que varia de 7,5 a 60 kW/m<sup>2</sup>. Também são apresentados resultados referentes à queda de pressão pela passagem do fluido de trabalho (n-Pentano) no mini-canal. Foram obtidos um total de 189 pontos experimentais para o coeficiente de transferência de calor, e mais 189 pontos para a queda de pressão devido ao escoamento bifásico.

### 4.1. Resultados Experimentais

Os resultados experimentais, aqui apresentados, foram obtidos utilizando-se do aparato experimental descrito no Capítulo 3, utilizando o n-Pentano como fluido refrigerante. Os testes foram realizados em diferentes dias, para quatro diferentes velocidades mássicas (84,6 kg/m<sup>2</sup>/s, 170,0 kg/m<sup>2</sup>/s, 253,4 e 337,8 kg/m<sup>2</sup>/s), duas temperaturas de entrada, 27,0 e 40,0 °C, e pressões de entrada na seção de 150 e 200 kPa.

Nas condições em que os testes foram realizados, utilizando o n-Pentano como fluido refrigerante, o número de confinamento ( $N_{conf}$ ), definido pela Eq. (2.5), é 3,0, valor bem acima do limite de 0,5 de acordo com o critério adotado por Kew & Cornwell (1997), onde um valor  $N_{Conf} \geq 0,5$  caracteriza uma condição de micro escala. Logo, temos para os testes realizados um elevado grau de confinamento das bolhas geradas pela ebulição do n-Pentano, o que pode caracterizar o canal anular do presente estudo como um micro-canal.

Na Figura 4.1 são apresentados os coeficientes de transferência de calor em função do fluxo de calor imposto para todas as configurações verificadas.

Analisando a Figura 4.1, observa-se que para todas as configurações testadas, o comportamento das curvas apresentadas é parecido, ou seja, elas mantêm sempre a mesma tendência. Outra observação importante a se ressaltar, é que os melhores resultados (maiores valores) do coeficiente de transferência de calor foram conseguidos para a ocasião onde temos um menor valor de sub-resfriamento na entrada da seção de teste. O que poderá ser mais bem analisado nas comparações feitas a seguir no presente capítulo.

Durante a realização dos testes foi possível chegar ao valor máximo de título de vapor de 61,0 %, este obtido quando realizou-se o teste com a velocidade mássica de 84,6 kg/m<sup>2</sup>s e com o menor grau de sub-resfriamento na entrada ( $\Delta T_{sub}=7,9\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) da seção de teste ( $P_{ent}=150,0\text{ kPa}$  e  $T_{ent}=40,0\text{ }^{\circ}\text{C}$ ).

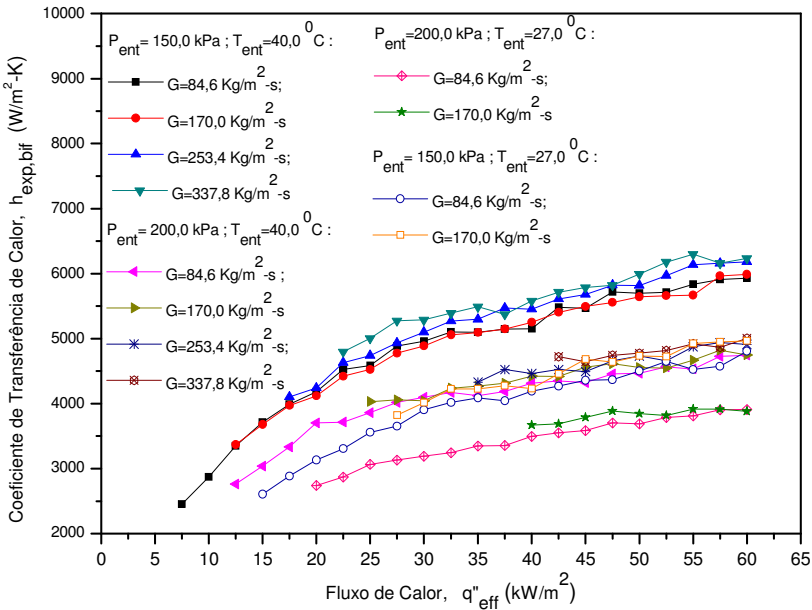


Figura 4.1 - Coeficiente de transferência de Calor em função do Fluxo de Calor

### 4.1.1. Curvas de Ebulição

Na Figura 4.1 são mostradas as curvas parciais de ebulição. Nestas curvas, o fluxo de calor imposto é plotado em função do superaquecimento da parede, que representa a diferença de temperatura entre a parede do canal analisado e a temperatura de saturação do fluido refrigerante no mesmo ponto onde a temperatura da parede é medida.

Os resultados da Figura 4.2 indicam que, para uma determinada curva de ebulição, a baixos fluxos de calor, a temperatura da parede do canal aquecido permanece abaixo da temperatura saturação do n-Pentano e a transferência de calor no mini-canal é totalmente



monofásica, devido à convecção forçada do fluido refrigerante que se encontra na sua fase líquida. Como o fluxo de calor imposto é aumentado gradualmente no decorrer do teste, a temperatura da parede aquecida do mini-canal anular, também aumenta lentamente. Logo, para certo valor de fluxo de calor imposto ( $q''_{\text{eff}}$ ), o valor da temperatura da parede aquecida é maior do que a temperatura de saturação do fluido refrigerante, e deste modo tem-se um superaquecimento positivo ( $\Delta T_{\text{sat}}$ ) da superfície do mini-canal.

Quando este superaquecimento da parede atinge certo nível crítico, um pequeno aumento no fluxo de calor provoca o aparecimento repentino de pequenas bolhas de vapor provenientes da ebulição do fluido refrigerante, e há uma notável queda repentina na temperatura da parede aquecida. Assim há uma queda significativa da temperatura da parede do mini-canal, durante o início de ebulição nucleada (ONB).

Analisando a Figura 4.2, e fazendo uma comparação entre as quatro velocidades mássicas analisadas para a mesma configuração de entrada na seção de teste, observa-se que a velocidade mássica do refrigerante afeta a magnitude da queda de temperatura da parede durante o início da ebulição nucleada ONB. Exemplificando melhor, para uma maior velocidade mássica há uma maior queda na temperatura da parede. Comparando por exemplo as velocidades mássicas de 84,6 e 337,8 kg/m<sup>2</sup>s, observa-se que as quedas da temperatura da parede, para esses dois casos são respectivamente de 11,9 e 29,1 °C, conforme Tabela 4.1.

Quanto ao início da ebulição nucleada, percebe-se, observando a Figura 4.2, que um maior superaquecimento de parede se faz necessário para se iniciar a ebulição nucleada, para valores de velocidade mássica mais elevada, conforme dados da Tabela 4.1. Sendo assim, para menores valores de velocidade mássica mais fácil será iniciar o regime de ebulição nucleada, pois se necessita de menores valores de fluxos de calor para que isso ocorra, o que fica comprovado pelos dados apresentados na Figura 4.2 e na Tabela 4.1.

Após iniciar-se a ebulição nucleada (ONB), uma pequena elevação no superaquecimento da parede do mini-canal provoca um grande aumento no coeficiente de transferência de calor, e a inclinação da curva torna-se muito mais acentuada na região bifásica, comparada com a região de convecção forçada monofásica.

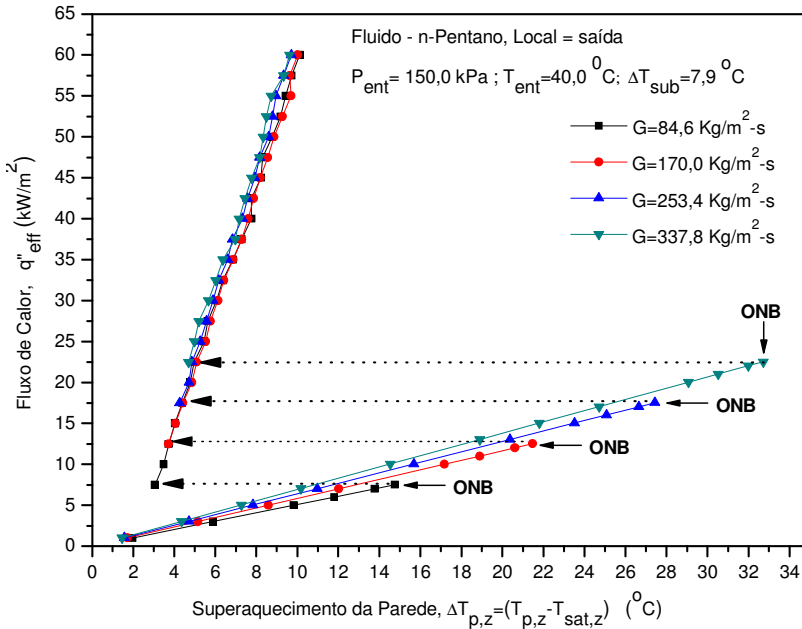


Figura 4.2 - Curvas Parciais de Ebulição para distintas velocidades mássicas (G)

Os dados da Figura 4.2 nos mostram ainda que após iniciada a ebulição, a velocidade mássica do fluido refrigerante tem efeito muito pequeno sobre a curva de ebulição, mas na região monofásica a temperatura de parede aquecida é afetada pela velocidade mássica do fluido refrigerante.

Analisando ainda os dados da Tabela 4.1, percebe-se uma grande diferença entre o valor de  $\Delta T_{ONB,calc}$ , calculado a partir da Eq. (2.16), e os valores de  $\Delta T_{ONB,exp}$ . Essa diferença pode ser explicada devido ao fato de o início da ebulição nucleada estar diretamente ligada a rugosidade superficial da parede aquecida. Pois o tamanho e a quantidade de pequenas cavidades que se formam na parede aquecida, que chamaremos aqui de sítios de nucleação, interferem diretamente no valor de  $\Delta T_{ONB}$ .

Tabela 4.1 - Comparação dos dados das Curva de Ebulição

G (kg/m <sup>2</sup> s)	$q''_{\text{ONB}}$ (kW/m <sup>2</sup> )	$\Delta T_{\text{ONB,calc}}$ (°C)	$\Delta T_{\text{ONB,exp}}$ (°C)	$\Delta T_p = \Delta T_{\text{ONB,exp}} - \Delta T_{\text{sat,exp}}$ (°C)
84,6	7,5	23,9	14,9	11,9
170,0	12,5	30,8	22,3	18,5
253,4	17,5	36,4	28,4	24,1
337,8	22,5	41,3	33,8	29,1

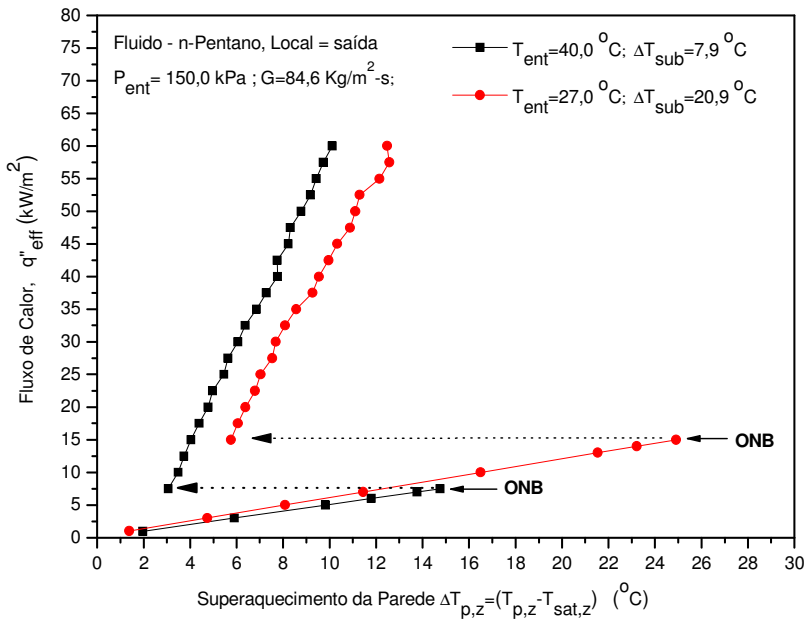


Figura 4.3 - Curva Parcial de Ebulição para distintos graus de sub-resfriamento ( $\Delta T_{\text{sub}}$ )

Logo, dependendo desta rugosidade da parede o início da ebulição nucleada começa com um menor valor de  $\Delta T_{\text{ONB}}$ , ativando mais facilmente estes pequenos sítios de nucleação. Ainda vale ressaltar que a Eq. (2.16), não leva em consideração tal parâmetro na determinação do valor de  $\Delta T_{\text{ONB}}$ , fato que deixa muito a desejar. Os valores de  $\Delta T_p$  na Tabela 4.1 nos indicam a variação de temperatura que ocorre na superfície do micro-canal quando este inicia o processo de ebulição convectiva, ou seja, é o grau de resfriamento desta superfície quando a ebulição é iniciada. Esta variação pode ser também observada

a partir da Figura 4.1. Pode-se observar a partir destes dados que quanto maior o valor da vazão mássica ( $G$ ), maior é o grau de resfriamento da superfície.

Os efeitos do sub-resfriamento do fluido refrigerante na entrada da seção de testes ( $\Delta T_{\text{sub}}$ ) sobre as curvas de ebulição são mostrados na Figura 4.3. Os resultados para uma velocidade mássica ( $G$ ) de  $84,6 \text{ kg/m}^2\text{s}$  indicam que durante o início da ebulição nucleada (ONB) há um aumento significativo na queda da temperatura da parede quando o sub-resfriamento do líquido é elevado de  $7,9 \text{ }^\circ\text{C}$  para  $20,9 \text{ }^\circ\text{C}$ . Assim um maior super aquecimento de parede é necessário para iniciar a ebulição na superfície aquecida para um sub-resfriamento mais alto. Também fica perceptível na Figura 4.3, que após iniciar-se a ebulição nucleada, há uma significativa diferença entre as curvas para os distintos graus de sub-resfriamento, fato que será analisado posteriormente.

Fica evidente, que um fluxo de calor imposto mais elevado é necessário para iniciar o processo de ebulição na superfície aquecida para um grau de sub-resfriamento mais elevado na entrada da seção de testes, para um determinado valor de velocidade mássica. Porém, na região monofásica, um grau mais elevado de sub-resfriamento do líquido refrigerante resulta em uma taxa de transferência de calor mais elevada da parede para o fluido refrigerante, de tal forma que a um determinado superaquecimento da parede o fluxo de calor imposto é significativamente maior para um maior grau de sub-resfriamento na entrada da seção de teste. Isto reflete o fato que para um dado superaquecimento da parede, a diferença de temperatura entre a parede e o líquido aquecido ( $\Delta T_p - \Delta T_\infty$ ) diminui com o aumento do sub-resfriamento na entrada da seção de teste.

#### 4.1.2. O Efeito da Velocidade Mássica

Na Figura 4.4 é mostrado o efeito da variação da velocidade mássica sobre o coeficiente de transferência de calor para velocidades mássicas ( $G$ ) de  $84,6 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $170,0 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $253,4$  e  $337,8 \text{ kg/m}^2\text{s}$ , onde a pressão e a temperatura de entrada na seção de teste foram de  $200,0 \text{ kPa}$  e  $40,0 \text{ }^\circ\text{C}$  respectivamente.

O que se observa com os dados apresentados na Figura 4.4, é que as curvas apresentadas pouco se distinguem para as distintas velocidades mássicas testadas, havendo somente um pequeno aumento no coeficiente de transferência de calor para valores de velocidades mássicas ( $G$ ) mais elevadas.

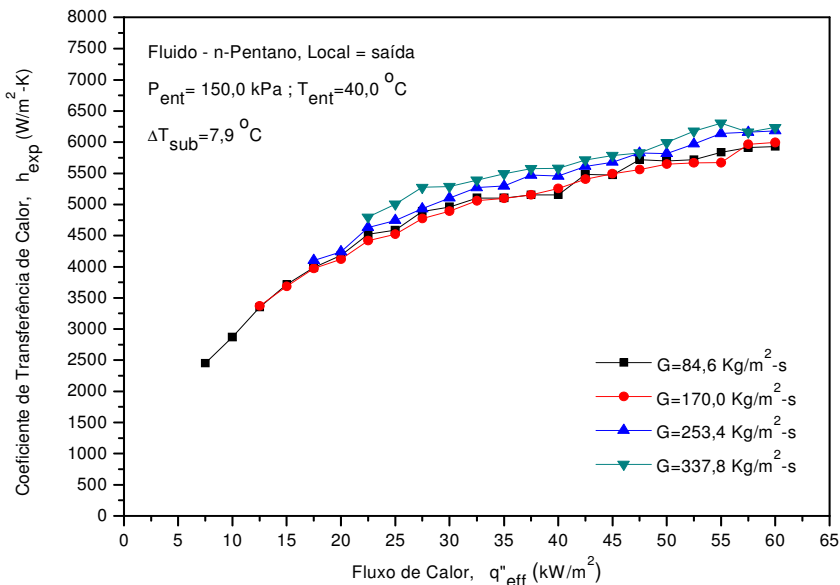


Figura 4.4 - Efeito da Velocidade Mássica sobre o Coeficiente de Transferência de Calor

Ou seja, variando a velocidade mássica para parâmetros de entrada fixos ( $P_{ent}$  e  $T_{ent}$ ), o comportamento das curvas pouco se alterou. A partir daí, pode-se concluir que a variação da velocidade mássica ( $G$ ) possui pouca influência na determinação do coeficiente de transferência de calor ( $h$ ). Este resultado apresentado nos indica que para este caso, no geral, a taxa de contribuição da transferência de calor por convecção forçada é pequena, e que a maior parte do calor transferido se dá por um mecanismo similar ao encontrado em ebulição nucleada. Logo, conclui-se que o mecanismo dominante na transferência de calor neste caso é o de ebulição nucleada.

A tendência dos resultados obtidos no presente trabalho é similar àquela dos resultados publicados por vários autores, como por exemplo, nos trabalhos de Zhao et al (2000) e Pettersen (2004).

#### 4.1.3. O Efeito do Fluxo de Calor Imposto

A Figura 4.5 nos mostra o coeficiente de transferência de calor medido em função do título de vapor para os fluxos de calor de 25,0 e

60,0 kW/m<sup>2</sup>, para distintos valores de velocidades mássicas, mantendo-se fixos os parâmetros de entrada de pressão a 150,0 kPa e temperatura em 40,0 °C.

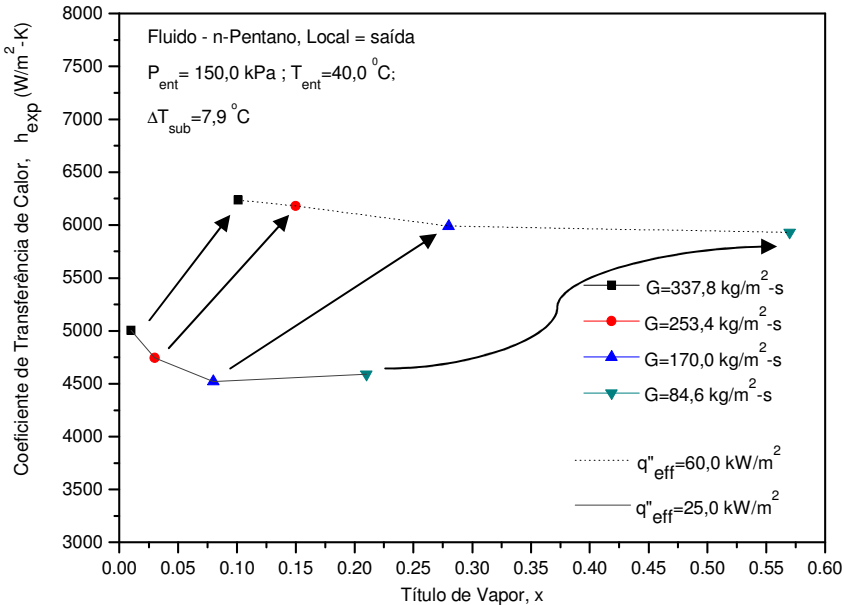


Figura 4.5 - Comparação entre os coeficientes de transferência de calor para dois fluxos de calor em função do título de vapo

Os resultados indicam que mantida a velocidade mássica fixa, o coeficiente de transferência de calor aumenta com o aumento do fluxo de calor. Analisando os resultados percebe-se também que há uma evidente dependência do coeficiente de transferência de calor em função do título de vapor.

A dependência do coeficiente de transferência de calor em relação fluxo de calor imposto à parede do mini-canal, e a dependência do título de vapor, sugerem novamente, que até certo ponto o mecanismo de ebulição nucleada é dominante em relação à transferência de calor por convecção forçada.

Fazendo novamente uma análise da Figura 4.4, pode-se verificar que há uma tendência das curvas de estabilizar-se para valores de fluxo de calor mais elevados, ou seja, o coeficiente de transferência de calor

tende a manter-se num patamar quase que constante, aumentando muito pouco com o aumento fluxo de calor nesta região. Essa tendência pode ser explicada pelos grandes valores do título de vapor, que fazem com que haja a mudança do tipo de escoamento padrão, passando de um escoamento tipo “slug” apresentado durante os testes, para um escoamento do tipo anular. Logo, conclui-se que para escoamentos do tipo anular em mini-canais, o coeficiente de transferência de calor passa a ser menos dependente do fluxo de calor imposto à parede, e torna-se quase que constante, até que ocorra a secagem da parede do mini-canal.

#### 4.1.4. O Efeito da Pressão e da Temperatura de Entrada

Os testes experimentais foram conduzidos para duas diferentes pressões na entrada da seção de teste de 150,0 e 200,0 kPa, que correspondem a temperaturas de saturação de 47,9 e 57,5 °C. Duas temperaturas do fluido na entrada da seção de testes foram controladas, sendo elas de 27,0 e 40,0 °C. Esses dois parâmetros de entrada, temperatura e pressão, combinados geraram experimentos com três diferentes graus de sub-resfriamento na entrada da seção de teste, que são de 7,9 °C, 17,5 e 30,5 °C.

A Figura 4.6 nos mostra os pontos experimentais para o n-Pentano, para uma velocidade mássica constante de 84,6 kg/m<sup>2</sup>s e pressão constante na entrada da seção de teste de 200,0 kPa, para duas temperaturas de entrada de 27,0 e 40,0 °C, que resultam em sub-resfriamentos de 17,5 e 30,5 °C.

Como já pôde ser constatado a partir da Figura 4.3, e novamente agora analisando os dados da Figura 4.6, fica evidente que menores graus de sub-resfriamento na entrada da seção de teste geram valores de coeficiente de transferência de calor mais elevados, do que àqueles com maior grau de sub-resfriamento. Em contrapartida, o coeficiente de transferência de calor monofásico é mais elevado para os casos onde há maior grau de sub-resfriamento. É importante também ressaltar que para uma dada velocidade mássica, quanto menor for o grau de sub-resfriamento na entrada da seção de teste, maiores serão os valores de título de vapor na saída da mesma, por exemplo, no teste da Figura 4.5 para um grau de sub-resfriamento de 7,9 °C, o título de vapor chegou a ser superior a 60,0 % na saída da seção de teste.

Assim sendo, diminuindo-se muito o grau de sub-resfriamento, pode-se chegar à secagem da parede do mini-canal na saída da seção de teste para fluxos de calor mais elevados, acarretando o

superaquecimento da parede do mini-canal e até a queima da resistência tipo cartucho.

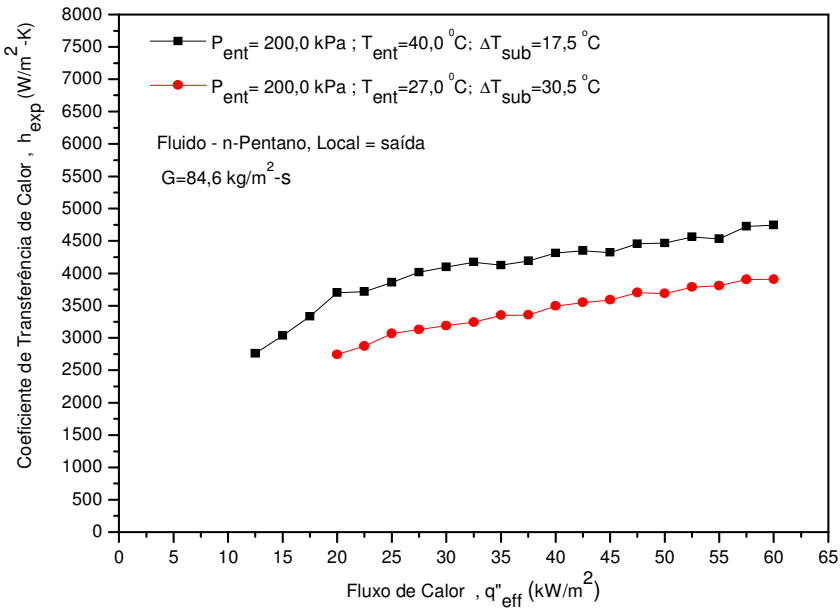


Figura 4.6 - Comparação entre os coeficientes de transferência de calor para distintas configurações de temperatura de entrada

Logo, para casos onde se tem elevados fluxos de calor a baixas velocidades mássicas é interessante termos um grau de sub-resfriamento considerável, o que seria uma segurança para o sistema. Para casos onde não é possível aumentar o sub-resfriamento, uma solução seria a de aumentar a velocidade mássica do fluido refrigerante.

Na Figura 4.7 são apresentados os resultados experimentais para o n-Pentano, para duas pressões, 150,0 e 200,0 kPa, e uma velocidade mássica de 84,6 kg/m<sup>2</sup>s com uma temperatura de entrada mantida fixa a 40,0 °C.

Para estas pressões na entrada, de 150,0 e 200,0 kPa, resultam dois graus de sub-resfriamento na entrada da seção de testes, de 7,9 e 17,5 °C, devido à diferença das temperaturas de saturação entra as pressões de entrada, que são de 47,9 e 57,5 °C.



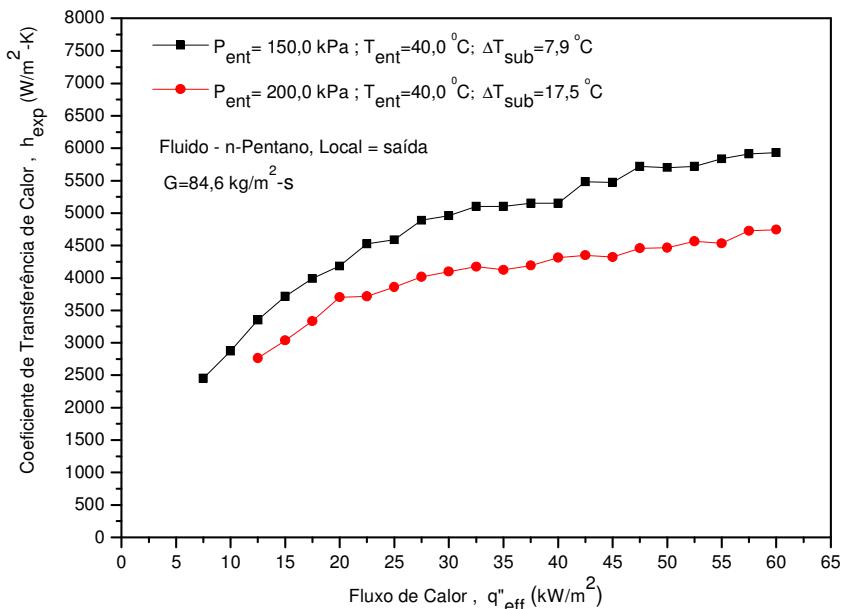


Figura 4.7 - Comparação entre os coeficientes de transferência de calor para distintas configurações de pressão de entrada

Analisando os resultados da Figura 4.6, observa-se que maiores valores do coeficiente de transferência de calor foram alcançados para um menor valor de pressão de entrada, que no caso foi de 150,0 kPa. Esse resultado se deve principalmente ao menor grau de sub-resfriamento gerado devido à diferença entre as temperaturas de saturação para cada pressão de entrada. Pois, como já observado na seção anterior, tem-se melhores resultados do coeficiente de transferência de calor para uma condição de menor grau de sub-resfriamento na entrada da seção de teste.

Entretanto, se o grau de sub-resfriamento na entrada da seção de teste fosse igual para ambos os testes, mantidas as mesmas pressões, era de se esperar um melhor resultado para a situação onde tivéssemos uma maior pressão absoluta na entrada da seção de teste. Pois, com uma pressão de entrada mais elevada, os valores da temperatura de saturação também são maiores, e um acréscimo da temperatura de saturação pode provocar uma elevação da ebulição nucleada, devido principalmente a diminuição da tensão superficial ( $\sigma$ ) do fluido refrigerante. Uma diminuição da tensão superficial acarretaria uma maior ativação de

pequenos sítios de nucleação, que ocasionariam o aumento do coeficiente de transferência de calor. Entretanto, esta comparação entre as pressões de entrada na seção de teste ficou comprometida devido aos diferentes graus de sub-resfriamento na entrada da mesma. E também a variação da tensão superficial devido à diferença da temperatura de saturação é muito pequena para o caso analisado na Figura 4.7. Por exemplo, para o n-Pentano onde temperaturas de saturação são de 47,9 e 57,5 °C, para pressões de entrada de 150,0 e 200,0 kPa, a tensão superficial é de 0,013 e 0,012 N/m, respectivamente. Logo, uma variação muito pequena.

Resultados onde se encontram maiores valores de coeficiente de calor para pressões mais elevadas podem ser encontrados nos trabalhos desenvolvidos por Yun, et al. (2005).

#### **4.2. Comparação dos Resultados Experimentais com Modelos e Correlações Empíricas**

Nesta seção, os resultados experimentais, referentes à transferência de calor e queda de pressão bifásica serão comparados com correlações e modelos existentes na literatura

##### **4.2.1. Comparação dos Resultados Experimentais para o Coeficiente de Transferência de Calor**

Os resultados experimentais do coeficiente de transferência de calor para a ebulição convectiva foram comparados com os dados previstos por cinco correlações, apresentadas no Capítulo 2. Foram testadas as correlações de Lazarek e Black (1982), Kandlikar (1990), Liu e Winterton (1991), Warriier et al. (2002) e Steiner e Taborek (1992).

Na Figura 4.8 as cinco correlações testadas são plotadas juntamente com os resultados experimentais para  $G=84,6 \text{ kg/m}^2\text{s}$ , pressão de 150,0 kPa e temperatura, na entrada do canal de 40,0 °C, o que representa um sub-resfriamento de 7,9 °C.

Analisando a Figura 4.8 percebe-se o quão distintos são os resultados previstos por cada correlação testada, devido principalmente à especificidade na obtenção e faixa de condições de teste testadas por cada correlação. Como por exemplo, geometria utilizada, tipos de fluidos refrigerantes empregados, posição da seção de teste durante os

testes (horizontal, vertical ou inclinada), entre outros fatores pertinentes.

Para efeito de cálculo nas correlações, acima mencionadas, foi utilizado o diâmetro equivalente aquecido como diâmetro efetivo. Isso se deve ao fato que a definição deste diâmetro, calculado a partir da Eq. (2.10), representa melhor, geometrica e fisicamente, o diâmetro efetivo de aquecimento no caso de um mini-canal anular, onde o aquecimento se dá somente pela superfície interna e a externa encontra-se isolada térmicamente.

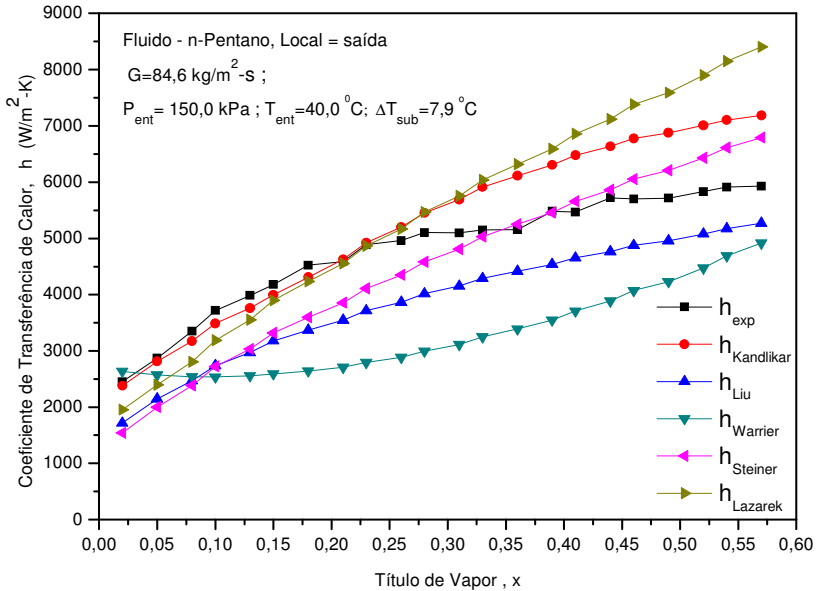


Figura 4.8 - Comportamento das Correlações

O diâmetro equivalente aquecido já foi empregado em outros trabalhos envolvendo mini-canais anulares, como por exemplo, Bai, et al. (2003) e Peng, et al. (1998).

A comparação dos resultados experimentais com os calculados com as correlações foi realizada utilizando-se dos desvios absolutos médios,  $\bar{D}$ , calculado através da seguinte equação:

$$\bar{D} = \frac{100}{N} \sum_{n=1}^N \left| \frac{h_{\text{experimental}} - h_{\text{Correlação}}}{h_{\text{experimental}}} \right| \quad (4.1)$$

#### 4.2.1.1. Comparação dos Resultados Experimentais com a Correlação de Kandlikar (1990)

Na Tabela 4.2 são apresentados os desvios médios absolutos,  $\bar{D}$ , obtidos entre os coeficientes de transferência de calor experimentais e os coeficientes de transferência de calor calculados a partir da correlação de Kandlikar (1982).

Tabela 4.2 - Comparação com a Correlação de Kandlikar (1990)

<b>G (kg/m<sup>2</sup>s)</b>	84,6				170,0				253,4		337,8		<b><math>\bar{D}</math><sub>Geral</sub></b>
<b>P<sub>ent</sub> (kPa)</b>	150,0		200,0		150,0		200,0		150,0	200,0	150,0	200,0	
<b>T<sub>ent</sub> (°C)</b>	27,0	40,0	27,0	40,0	27,0	40,0	27,0	40,0	40,0		40,0		
<b><math>\bar{D}</math><sub>kandlikar</sub> (%)</b>	40,4	10,9	40,4	31,0	65,1	30,9	129,6	71,0	39,3	95,7	48,7	110,0	

A correlação foi comparada com os 189 pontos experimentais de transferência de calor, apresentando um desvio médio absoluto total de 53,0 %.

Percebe-se também, verificando a Tabela 4.2, que para alguns testes realizados, o desvio foi até relativamente baixo, chegando a ser de 10,9 %, quando  $G=84,6 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $P_{\text{ent}}=150,0 \text{ kPa}$  e  $T_{\text{ent}}=40,0 \text{ °C}$ , mas para a grande maioria dos testes o desvio foi extremamente elevado chegando a serem maiores que 100,0 % em grande parte dos testes verificados.

Na Figura 4.9 é feita uma confrontação dos resultados experimentais com os valores calculados pela correlação de Kandlikar (1990).

Observando os resultados da Figura 4.9, percebe-se que a maioria dos pontos da figura encontra-se acima da linha de 45,0°, e grande parte dos pontos fora da faixa de +30,0 %, a partir desta observação podemos concluir que a correlação de Kandlikar (1990) superestima muito os valores do coeficiente de transferência de calor para os testes realizados. Logo, esta correlação não é boa para se estimar valores de coeficiente de transferência de calor em um mini-canal anular. Deve-se acrescentar que a correlação de Kandlikar possui um coeficiente para cada tipo de fluido, e este não foi obtido para o n-Pentano.

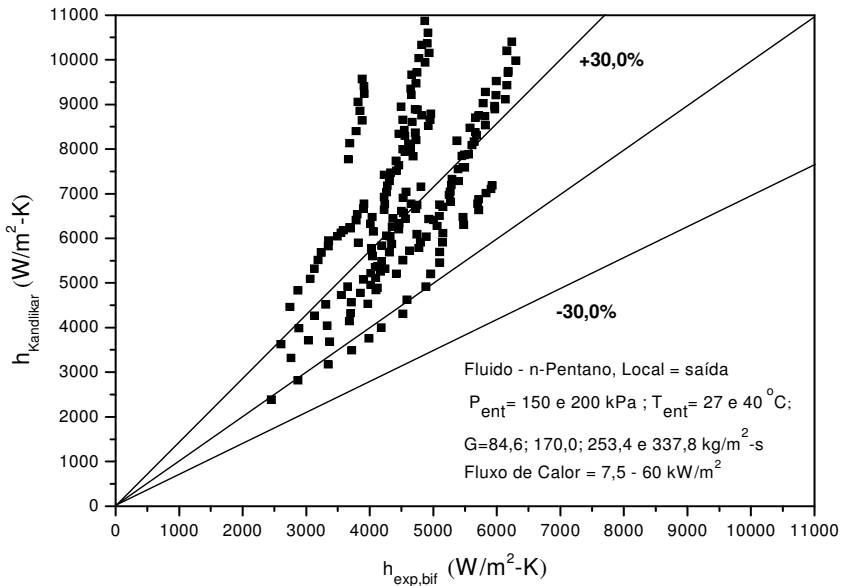


Figura 4.9 - Resultados Experimentais versus Correlação de Kandlikar (1990)

#### 4.2.1.2. Comparação dos Resultados Experimentais com a Correlação de Lazarek e Black (1982)

Na Tabela 4.3 são apresentados os desvios médios absolutos para as doze configurações testadas. Essa correlação apresentou resultados muito parecidos com os apresentados pela correlação de Kandlikar.

Tabela 4.3 - Comparação com a Correlação de Lazarek e Black (1982)

<b>G (kg/m<sup>2</sup>s)</b>	84,6				170,0				253,4		337,8		<b>D<sub>Geral</sub></b>
	150,0		200,0		150,0		200,0		150,0	200,0	150,0	200,0	
<b>P<sub>ent</sub> (kPa)</b>	150,0	200,0	150,0	200,0	150,0	200,0	150,0	200,0	150,0	200,0	150,0	200,0	
<b>T<sub>ent</sub> (°C)</b>	27,0	40,0	27,0	40,0	27,0	40,0	27,0	40,0	40,0		40,0		
<b>D<sub>Lazarek</sub> (%)</b>	48,4	18,4	48,4	46,9	66,1	26,5	126,3	72,0	31,3	89,4	37,6	100,7	54,9

Observando a Figura 4.8, vemos que ambas as correlações (Lazarek e Black e Kandlikar) apresentam um comportamento muito parecido, para títulos de vapor menores do que 40 %.

Como pode ser observado nos dados da Tabela 4.3 o desvio médio absoluto geral para essa correlação foi de 54,9 %, .

A Figura 4.10 faz uma confrontação dos resultados experimentais gerados a partir da doze configurações de testes analisadas, com os dados gerados pela correlação de Lazarek e Black (1982) para estas configurações.

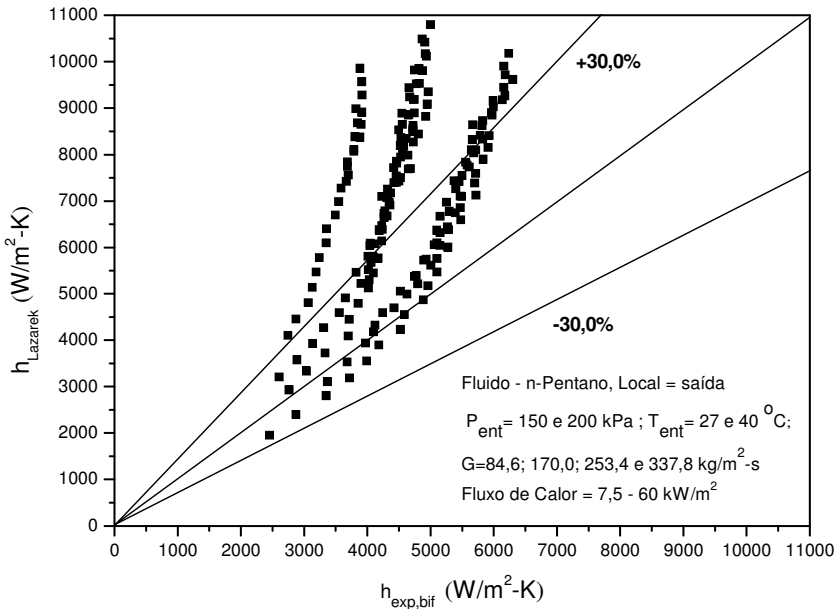


Figura 4.10 - Resultados Experimentais versus Correlação de Lazarek e Black (1982)

#### 4.2.1.3. Comparação dos Resultados Experimentais com a Correlação de Steiner e Taborek (1992)

Observando o comportamento da curva desta correlação na Figura 4.8, percebe-se que há uma relativa concordância da curva gerada pelos pontos experimentais com os dados gerados pela correlação.

Os desvios médios absolutos entre os dados experimentais e o da correlação são apresentados na Tabela 4.4.

Os dados da Tabela 4.4 mostram uma boa concordância em todos os testes realizados, apresentando no geral um desvio médio absoluto de apenas 17,2 % para a correlação de Steiner e Taborek (1992). Sendo que

o maior desvio apresentado por esta correlação, comparado individualmente para cada teste foi de apenas de 18,6 %, e o menor de somente 13,1 %.

Tabela 4.4 - Comparação com a Correlação de Steiner e Taborek (1992)

<b>G (kg/m<sup>2</sup>s)</b>	84,6				170,0				253,4		337,8		<b>D<sub>Geral</sub></b>
<b>P<sub>ent</sub> (kPa)</b>	150,0		200,0		150,0		200,0		150,0	200,0	150,0	200,0	
<b>T<sub>ent</sub> (°C)</b>	27,0	40,0	27,0	40,0	27,0	40,0	27,0	40,0	40,0		40,0		
<b>D<sub>Steiner</sub> (%)</b>	17,7	14,1	17,7	18,6	18,4	17,1	15,8	17,8	17,0	17,5	18,2	13,1	17,2

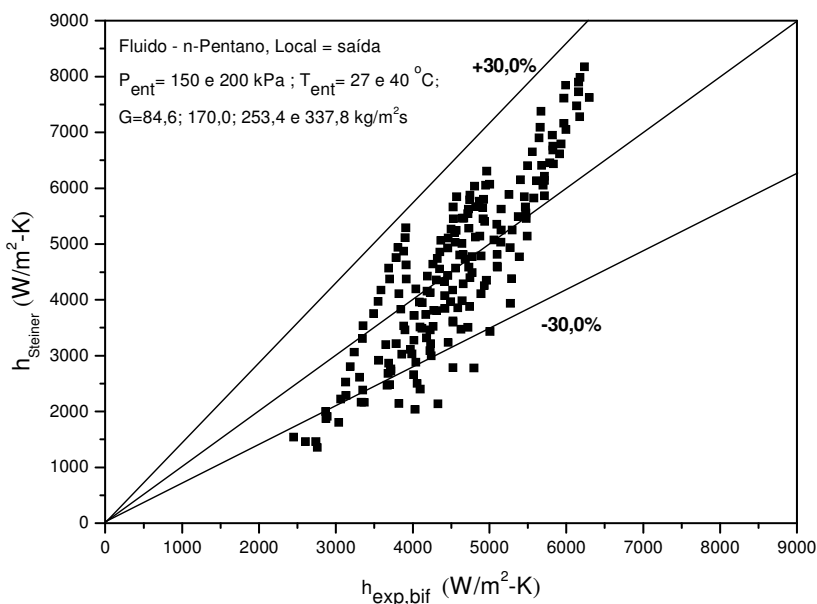


Figura 4.11 - Resultados Experimentais versus Correlação de Steiner e Taborek (1992)

Uma confrontação dos dados experimentais com a correlação de Steiner e Taborek (1992) é apresentada na Figura 4.11.

Analisando os resultados da Figura 4.11 verifica-se uma boa distribuição dos resultados dentro da faixa de  $\pm 30,0\%$  estipulada. Observa-se também que poucos pontos não se inserem dentro desta faixa, o que sugere uma relativa concordância dos dados experimentais com os valores gerados pela correlação.

**4.2.1.4. Comparação dos Resultados Experimentais com a Correlação Warrier, et al. (2002)**

A Tabela 4.5 nos mostra os desvios médios absolutos dos resultados experimentais para os coeficientes de transferência de calor comparados com a correlação de Warrier, et al. (2002). Apesar de esta correlação nos dar um desvio médio absoluto geral satisfatório de 23,7 %, ela apresenta para alguns dos testes desvios médios absolutos muito elevados, chegando a 78,7 % quando comparado com os resultados do teste com  $G=337,8 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $P_{ent}=200,0 \text{ kPa}$  e  $T_{ent}=40,0 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Tabela 4.5 - Comparação com a Correlação de Warrier, et al. (2002)

<b>G (kg/m<sup>2</sup>s)</b>	84,6				170,0				253,4		337,8		<b>D<sub>Geral</sub></b>
<b>P<sub>ent</sub> (kPa)</b>	150,0		200,0		150,0		200,0		150,0	200,0	150,0	200,0	
<b>T<sub>ent</sub> (°C)</b>	27,0	40,0	27,0	40,0	27,0	40,0	27,0	40,0	40,0		40,0		
<b>D<sub>Warrier</sub> (%)</b>	14,4	31,0	14,4	15,1	9,2	14,8	36,0	12,0	18,3	47,5	41,1	78,7	

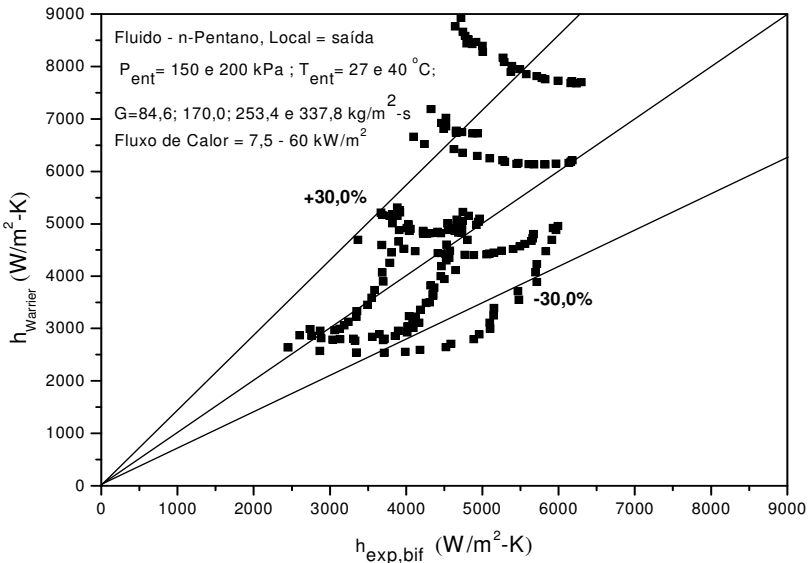


Figura 4.12 - Resultados Experimentais versus Correlação de Warrier, et al. (2002)



Na Figura 4.12, os resultados experimentais são comparados com os resultados gerados pela correlção de Warriier, et al. (2002).

Analisando a Figura 4.12, observa-se que a grande maioria dos pontos encontra-se dentro da região de  $\pm 30,0\%$  estipulada.

Observando agora o comportamento da correlação através da Figura 4.8, observa-se que esta correlação apresenta um comportamento, quanto a sua tendência, distinto das demais correlações apresentadas. Logo, apesar de no geral esta correlação apresentar resultados experimentais relativamente bons para a maioria das condições testadas, a tendência da sua curva difere bastante da curva gerada pelos dados experimentais, como pode ser observado pelo distribuição dos pontos experimentais na Figura 4.8.

#### 4.2.1.5. Comparação dos Resultados Experimentais com a Correlação de Liu e Winterton (1991)

Por fim, a correlação de Liu e Winterton (1991) é comparada com os resultados experimentais. A Tabela 4.6 nos mostra os desvios médios absolutos, entre dos dados experimentais e os gerados pela correlação.

Tabela 4.6 - Comparação com a Correlação de Liu e Winterton (1991)

<b>G (kg/m<sup>2</sup>s)</b>	84,6				170,0				253,4		337,8		<b>D<sub>Geral</sub></b>
<b>P<sub>ent</sub> (kPa)</b>	150,0		200,0		150,0		200,0		150,0	200,0	150,0	200,0	
<b>T<sub>ent</sub> (°C)</b>	27,0	40,0	27,0	40,0	27,0	40,0	27,0	40,0	40,0		40,0		
<b>D<sub>Liu</sub> (%)</b>	9,2	19,8	9,2	15,0	11,9	10,0	13,5	12,9	14,5	13,9	19,9	14,5	

Na Figura 4.13, novamente é feita uma confrontação dos dados experimentais dos doze testes realizados com os gerados pela correlação de Liu e Winterton (1991).

Quando comparada com as outras correlações, Liu e Winterton foi a que apresentou o menor desvio geral, de apenas 14,1 %. Sendo que para os doze testes, o maior desvio apresentado foi de 19,9 %, conforme dados da Tabela 4.6. Verifica-se também uma pequena dispersão dos dados quando se observa a Figura 4.13, permanecendo quase todos os pontos dentro da faixa de  $\pm 30,0\%$ . Observa-se, ainda, que o comportamento da curva gerada pelos dados apresentados na Figura 4.8, aparenta possuir boa similaridade com a curva gerada pelos dados experimentais.

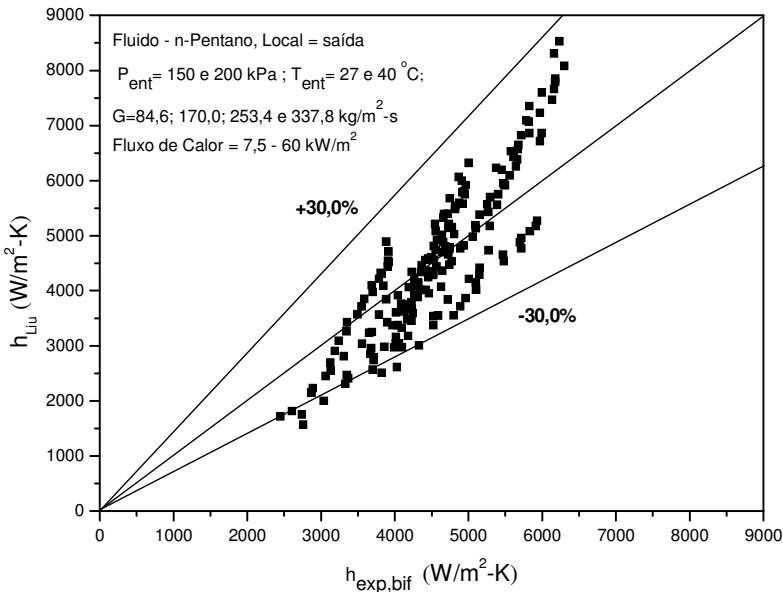


Figura 4.13 - Resultados Experimentais versus Correlação de Liu e Winterton (1991)

#### 4.2.2. Comparação dos Resultados Experimentais para a Queda de Pressão

Os resultados experimentais da queda de pressão para o escoamento bifásico foram comparados com os dados previstos pelo modelo de fases separadas apresentado no Capítulo 2. Os resultados experimentais para queda de pressão não foram comparados com o modelo homogêneo, pois o fator de escorregamento (FE), calculado a partir da Eq. (2.19) nos testes realizados foi muito superior a um.

Na Figura 4.14 são apresentados os dados experimentais da porção bifásica da queda de pressão através do mini-canal.

Coletados os dados da queda da pressão através do transdutor de pressão diferencial instalado na entrada e na saída da seção de teste tem-se um valor total de queda de pressão devido à passagem do fluido refrigerante pelo mini-canal anular. Este valor de queda de pressão pode ser dividido em duas porções, uma monofásica, com comprimento  $L_{sub}$ , e uma bifásica, comprimento  $L_{sat}$ . Logo, para que fosse realizada uma comparação somente da queda de pressão bifásica, e como não temos

como saber experimentalmente qual o valor de cada uma das porções ( $\Delta P_{\text{mon}}$  e  $\Delta P_{\text{bif}}$ ). O valor da porção monofásica é estimado através da Eq. (2.13) e diminuído do valor total medido pelo transdutor diferencial, para assim termos o valor referente à queda de pressão na porção bifásica do escoamento.

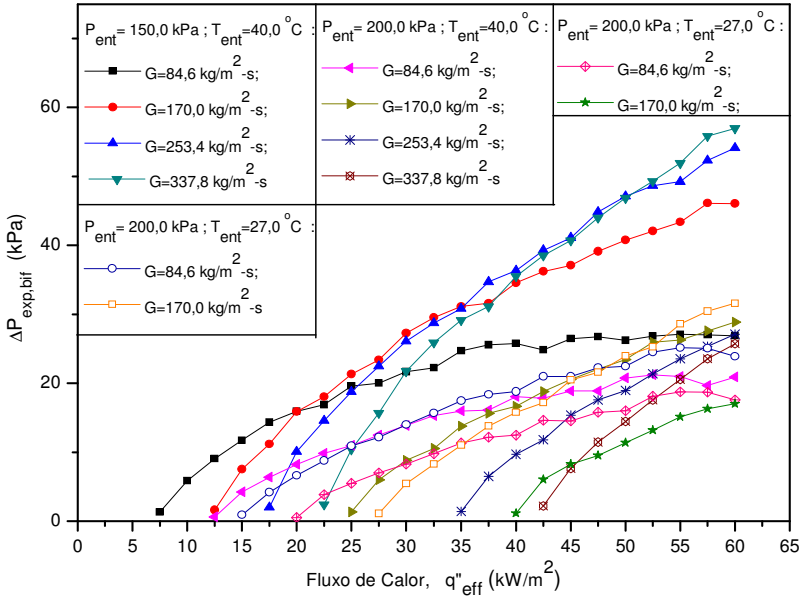


Figura 4.14 - Curvas Experimentais de Queda de Pressão Bifásico

Para fins de cálculo da queda de pressão através do mini-canal anular, o diâmetro utilizado foi o diâmetro hidráulico do mini-canal anular, calculado a partir da Eq. (2.4).

O modelo de fases separadas (heterogêneo) foi testado para três distintos valores do parâmetro de Chisholm (C). Os resultados que aqui chamaremos de Heterogêneo (1), foram calculados utilizando um valor de 12 para o parâmetro de Chisholm (C), conforme Tabela 2.4, que representa um escoamento laminar para o líquido e turbulento para a porção de vapor. O Heterogêneo (2) foi calculado utilizando como parâmetro de Chisholm (C) o valor calculado a partir da Eq. (2.46), e finalmente o Heterogêneo (3), calculado a partir da Eq. (2.48).

No cálculo da determinação da fração de vazio através da Eq. (2.33), os valores utilizados, foram os encontrados na Tabela (2.3) para a correlação de Lockhart & Martinelli.

Na Tabela 4.7 são mostrados os desvios médios absolutos da queda de pressão bifásica experimental, para os doze testes realizados, em relação às três configurações do modelo de fases separadas, citadas acima.

Tabela 4.7- Desvios da Queda de Pressão Bifásica em relação aos Modelos Verificados

<b>G</b> <b>(kg/m<sup>2</sup>s)</b>	<b>P<sub>ent</sub></b> <b>(kPa)</b>	<b>T<sub>ent</sub></b> <b>(°C)</b>	<b>D<sub>Heterogeneo (1)</sub></b> <b>(%)</b>	<b>D<sub>Heterogeneo (2)</sub></b> <b>(%)</b>	<b>D<sub>Heterogeneo (3)</sub></b> <b>(%)</b>
84,6	150,0	27,0	32,4	22,9	14,7
		40,0	29,4	24,8	15,2
	200,0	27,0	52,5	18,0	19,7
		40,0	49,6	18,0	15,9
170	150,0	27,0	65,4	32,1	57,2
		40,0	47,3	14,8	34,2
	200,0	27,0	53,5	15,5	41,7
		40,0	61,9	18,4	51,2
253,4	150,0	40,0	55,8	19,3	57,9
	200,0		69,8	33,8	74,2
337,8	150,0	40,0	61,2	26,9	74,1
	200,0		65,5	36,9	78,2
<b>D<sub>Geral</sub> (%)</b>			51,0%	22,1	39,6

Nas Figuras 4.15, 4.16 e 4.17, os resultados experimentais são confrontados com os resultados gerados pelo modelo heterogêneo, utilizando os três diferentes parâmetros de Chisholm (C), citados acima.

Analisando os dados da Tabela 4.7, percebe-se que os melhores resultados foram conseguidos para a configuração Heterogêneo (2), apresentando um desvio médio absoluto de 22,1 % para o conjunto de pontos experimentais. O segundo melhor resultado foi alcançado para Heterogêneo (2), seguido de Heterogêneo (1), com desvios médios absolutos 39,6 e 51,0 %, respectivamente.

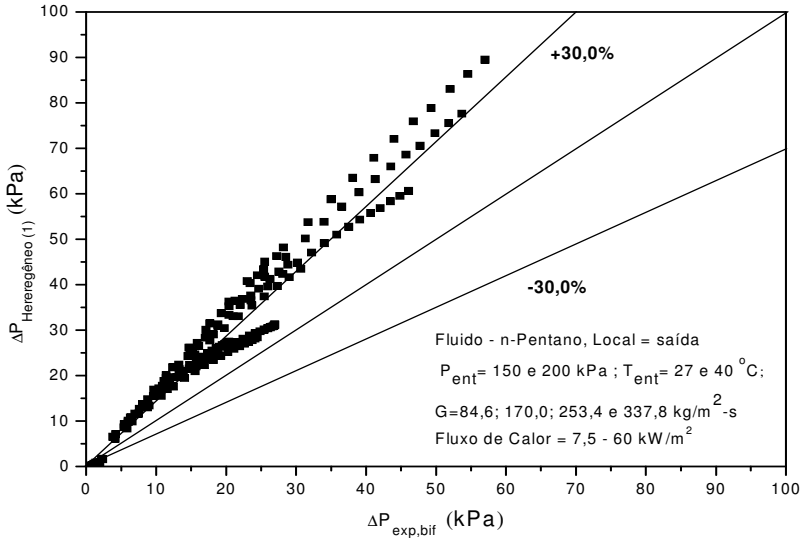


Figura 4.15 - Queda de Pressão Bifásico Experimental versus Modelo Heterogêneo (1)

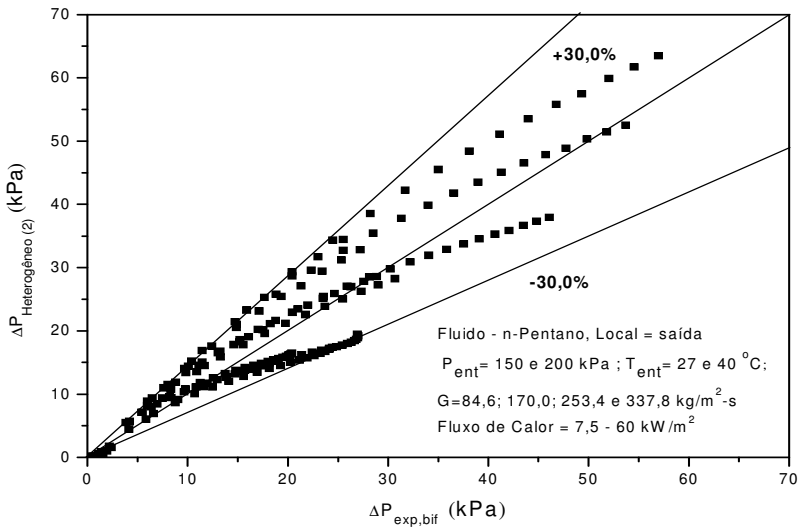


Figura 4.16 - Queda de Pressão Bifásico Experimental versus Modelo Heterogêneo (2)

Observando a confrontação dos dados feita na Figura 4.15, percebe-se que a maioria dos dados gerados por essa configuração, superestima os valores de queda de pressão bifásico. Pois, nesta figura, quase todos os pontos encontram-se acima da linha de  $45,0^\circ$ , ou fora da região de  $+30,0\%$ .

Já na Figura 4.16, quase todos os pontos encontram-se na região de  $\pm 30,0\%$  delimitada na referida figura. O que comprova o bom desempenho dos resultados desta configuração que leva em consideração o diâmetro hidráulico do mini-canal na determinação do parâmetro de Chisholm (C).

Na Figura 4.17, verifica-se que a confrontação dos dados gera muitos pontos fora da faixa de  $+30,0\%$ , o que pressupõe que para certas ocasiões os valores de queda de pressão são superestimados por este tipo de configuração do modelo heterogêneo que leva em consideração o número de Weber (We) e o número de Reynolds (Re) na determinação do parâmetro de Chisholm (C).

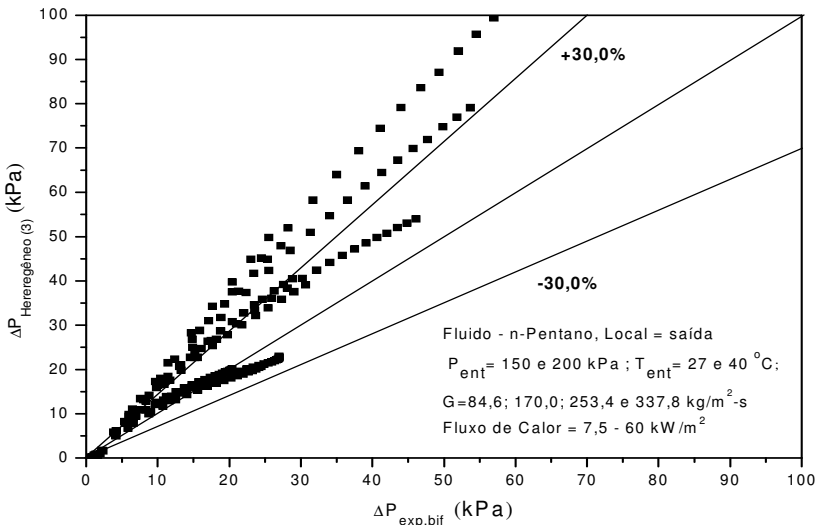


Figura 4. 17 - Queda de Pressão Bifásico Experimental versus Modelo Heterogêneo (3)

### 4.3. Resumo

Neste capítulo foram apresentados os resultados experimentais obtidos para o coeficiente de transferência de calor, no regime de ebulição convectiva em um mini-canal anular, utilizando como fluido refrigerante o n-Pentano.

Foram apresentadas as curvas de ebulição, e realizadas discussões quanto ao início da ebulição nucleada para certos parâmetros de entrada, como velocidade mássica e temperatura do fluido na entrada da seção de teste.

Comparações entre os coeficientes de transferência de calor experimentais para diferentes parâmetros de entrada, como: velocidade mássica ( $G$ ), fluxo de calor imposto à parede, e pressão e temperatura na entrada da seção de teste também foram feitas neste capítulo.

Os resultados experimentais dos coeficientes de transferência de calor foram comparados com cinco correlações apresentadas no Capítulo 2. A correlação de Liu e Winterton (1991) foi a que melhor representou os dados experimentais do coeficiente de transferência de calor, apresentando um desvio médio absoluto geral de 14,1 %.

Os resultados experimentais de queda de pressão também foram apresentados neste capítulo, e comparados com o modelo de fases separadas, utilizando três distintos valores para o parâmetro de Chisholm ( $C$ ). A configuração Heterogêneo (2) apresentou valores mais próximos dos dados experimentais, e apresentou o menor desvio médio absoluto geral, que foi de 22,1 %.

## 5. VISUALIZAÇÃO DA EBULIÇÃO CONVECTIVA

Neste capítulo serão apresentadas algumas imagens que ilustram o fenômeno de ebulição convectiva no interior de um mini-canal anular de diâmetro hidráulico de 0,5 mm, utilizando como fluido refrigerante o n-Pentano.

As imagens foram feitas utilizando uma câmera fotográfica da marca Canon, modelo Digital EOS Rebel de 6.3 mega pixel e lente de Ef 100 mm f/2.8 Macro USM.

Serão aqui apresentadas 19 fotografias, tomadas para distintos valores de velocidades mássicas, de 148,0 a 274,0 kg/m<sup>2</sup>s, e fluxos de calor de 10 a 30 kW/m<sup>2</sup>, para uma pressão e temperatura de entrada de 130,0 kPa e 37,0 °C respectivamente.

Imagens fotográficas para maiores valores de fluxo de calor não foram realizadas devido ao fato que, para maiores fluxos de calor, a superfície do tubo de cobre do mini-canal anular, começava a escurecer-se, dificultando a obtenção de imagens com uma boa qualidade. Aparentemente, o escurecimento do tubo de cobre para fluxos de calor mais elevados não se deve a secagem da parede, pois não há um aumento excessivo da temperatura da mesma, quando do escurecimento da superfície externa do tubo. O escurecimento do tubo de cobre vai aumentando gradualmente com o aumento do fluxo de calor imposto a mesma superfície. Pode-se observar nas imagens fotográficas expostas neste capítulo que nos fluxos de calor um pouco mais elevados, já se percebe um leve escurecimento da superfície do tubo liso de cobre. Tal problema ainda não esclarecido completamente indica que ocorreu a decomposição do n-Pentano, para determinadas condições de teste.

Vários tipos de iluminação foram testados a fim de diminuir os reflexos que o tubo de acrílico que forma o mini-canal anular, provoca devido à incidência de luz sobre ele.

Com o intuito de diminuir as distorções, e reflexos de luz que o tubo de acrílico gera, devido ao seu formato cilíndrico, um recipiente de acrílico com paredes planas, contendo no seu interior glicerina líquida foi montado ao redor do tubo de acrílico, com o intuito de amenizar tais efeitos acima citados. Nas imagens das Figuras 5.1 a 5.6, o sentido do escoamento se dá da direita para a esquerda.



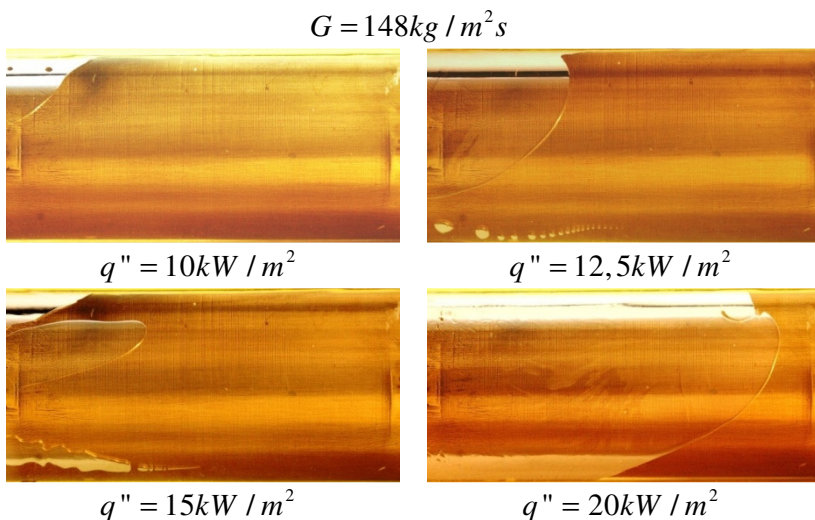


Figura 5.1 - Imagens Fotográficas para  $G = 148,0 \text{ kg} / \text{m}^2 \text{ s}$

Na Figura 5.1, são apresentadas quatro fotografias para a velocidade mássica de  $148,0 \text{ kg} / \text{m}^2 \text{ s}$ , em que o efeito do fluxo de calor imposto à parede do tubo de cobre, entre  $10,0$  e  $20,0 \text{ kW} / \text{m}^2$ , é analisado. Como se pode observar, a interface líquido vapor avança em direção a montante do escoamento, indicando a tendência de acumulação de bolhas na região superior do mini-canal anular. Observa-se para um fluxo de calor de  $12,5 \text{ kW} / \text{m}^2$  o surgimento de um sítio de nucleação na região inferior central do mini-canal, e na esteira do escoamento, um traço de bolhas pode ser observado com bolhas coalescidas de maiores dimensões, na região mais próxima da saída do mini-canal. Esta mesma situação, também pode ser visualizada para o fluxo de calor de  $15,0 \text{ kW} / \text{m}^2$ , entretanto nesta situação, as bolhas crescem mais rapidamente, e quase só se observa uma única bolha comprida, em quase toda metade final do mini-canal, na sua região inferior.

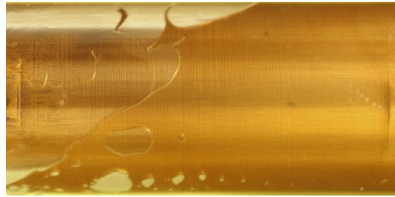
A Figura 5.2 apresenta fotografias para velocidade mássica de  $169,0 \text{ kg} / \text{m}^2 \text{ s}$ , em que o efeito do fluxo de calor imposto à parede do tubo de cobre, entre  $12,5$  e  $25,0 \text{ kW} / \text{m}^2$ , é analisado. Comparando a imagem do fluxo de calor de  $20,0 \text{ kW} / \text{m}^2$  com a de  $25,0 \text{ kW} / \text{m}^2$ , para

esta velocidade mássica, observa-se que para o fluxo de calor de  $25,0 \text{ kW/m}^2$ , há a formação de uma maior quantidade de sítios de nucleação do que quando o fluxo de calor é de  $20,0 \text{ kW/m}^2$ . Nota-se também que quando o fluxo de calor é de  $25,0 \text{ kW/m}^2$ , as bolhas de vapor formadas nestes sítios de nucleação crescem mais rapidamente, e conforme elas crescem, vão se unindo umas às outras formando grandes bolhas de vapor.

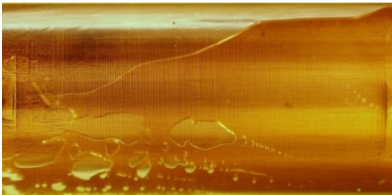
$$G = 169 \text{ kg / m}^2 \text{ s}$$



$$q'' = 12,5 \text{ kW / m}^2$$



$$q'' = 20 \text{ kW / m}^2$$



$$q'' = 25 \text{ kW / m}^2$$

Figura 5.2 - Imagens Fotográficas para  $G = 169,0 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$

$$G = 190 \text{ kg / m}^2 \text{ s}$$



$$q'' = 20 \text{ kW / m}^2$$



$$q'' = 25 \text{ kW / m}^2$$

Figura 5.3 - Imagens Fotográficas para  $G = 190,0 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$

Na Figura 5.3, duas fotografias para velocidade mássica de  $190,0 \text{ kg/m}^2\text{s}$  são apresentadas, para fluxos de calor de  $20,0$  e  $25,0 \text{ kW/m}^2$ , onde se pode observar a mesma tendência, verificada para a velocidade mássica de  $169,0 \text{ kg/m}^2\text{s}$ .

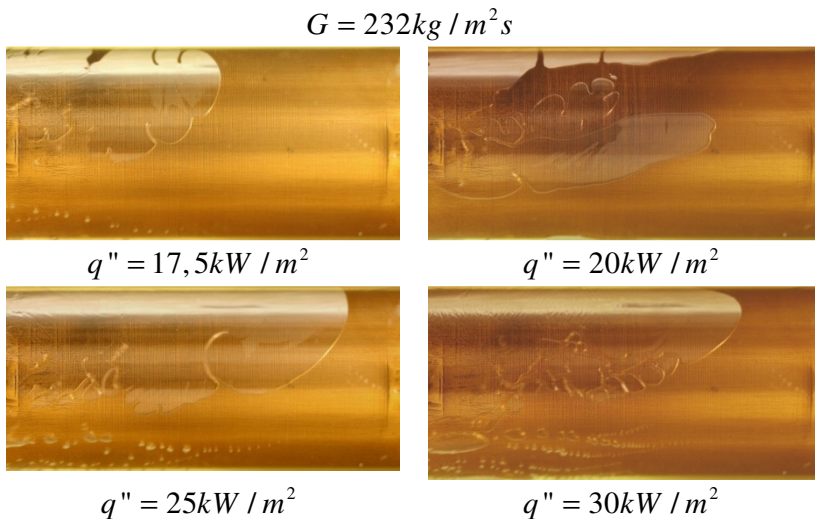


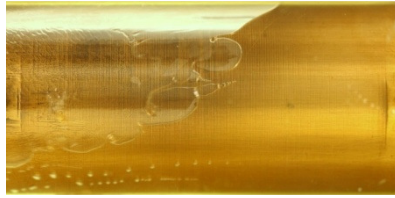
Figura 5.4 - Imagens Fotográficas para  $G = 232,0 \text{ kg/m}^2\text{s}$

Nas Figuras 5.4 a 5.6, à medida que a velocidade mássica é aumentada, e particularmente para os casos onde se tem fluxos de calor é mais elevados, o escoamento apresenta-se muito mais instável, não apresentando uma clara definição da interface entre o líquido e o vapor, tal como se pôde observar para as velocidades mássicas menores, como o caso da Figura 5.1.

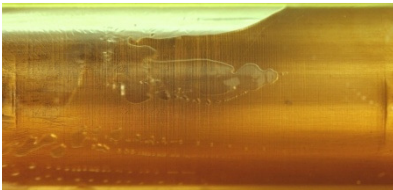
$$G = 253 \text{ kg} / \text{m}^2 \text{ s}$$



$$q'' = 20 \text{ kW} / \text{m}^2$$



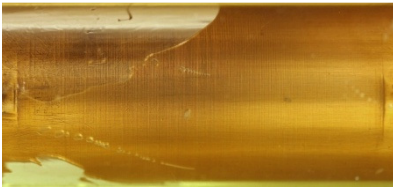
$$q'' = 25 \text{ kW} / \text{m}^2$$



$$q'' = 30 \text{ kW} / \text{m}^2$$

Figura 5.5 - Imagens Fotográficas para  $G= 253,0 \text{ kg/m}^2\text{s}$

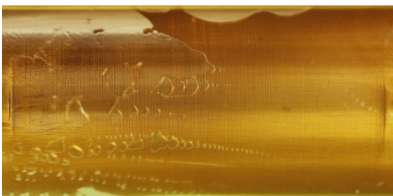
$$G = 274 \text{ kg} / \text{m}^2 \text{ s}$$



$$q'' = 20 \text{ kW} / \text{m}^2$$



$$q'' = 25 \text{ kW} / \text{m}^2$$



$$q'' = 30 \text{ kW} / \text{m}^2$$

Figura 5.6 - Imagens Fotográficas para  $G= 274,0 \text{ kg/m}^2\text{s}$

Analisando num âmbito geral, as fotografias das Figuras 5.1 a 5.6, mostram o elevado grau de confinamento sob o processo de ebulição, caracterizado por um aprisionamento da bolha de vapor, fazendo com que a mesma tome uma forma alongada e achatada. Nota-se, também, na maioria das fotografias que a existência de grandes bolhas de vapor aprisionadas que crescem tanto na sua direção longitudinal quanto circunferencial, unindo-se entre si, e formando, na maioria das vezes, grandes bolsões de vapor que envolve totalmente o tubo de cobre aquecido.

Pode-se notar, também, que há uma tendência das bolhas de vapor subirem para o topo do tubo de cobre, devido ao efeito de empuxo gravitacional.

Um melhor entendimento dos mecanismos de ebulição convectiva e dos padrões de escoamento poderia ser realizado, utilizando-se uma filmadora de alta velocidade durante o processo de ebulição convectiva.

## 6. CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

Neste trabalho, foram apresentados os resultados experimentais obtidos para o coeficiente de transferência de calor, para a ebulição convectiva em um mini-canal anular, utilizando como fluido refrigerante o n-Pentano ( $C_5H_{12}$ ). Foram testadas doze configurações de entrada, envolvendo duas pressões de entrada, 150 e 200 kPa, duas temperaturas de entrada, 27 e 40 °C, e quatro velocidades mássicas, 84,6 kg/m<sup>2</sup>s, 170,0 kg/m<sup>2</sup>s, 253,4 e 337,8 kg/m<sup>2</sup>s.

A seção de teste consistiu de um mini-canal anular de diâmetro hidráulico de 0,5 mm, formada por dois tubos concêntricos, com uma folga de 0,25 mm, cuja superfície interna era aquecida. Os fluxos de calor impostos à parede interna do mini-canal anular foram de 0 a 60,0 kW/m<sup>2</sup>.

Os resultados experimentais do coeficiente de transferência de calor e de queda de pressão bifásicos foram comparados com correlações e modelos encontrados na literatura.

As principais conclusões deste trabalho são resumidas a seguir:

i) O superaquecimento da superfície do mini-canal necessário para que se inicie o processo de ebulição nucleada aumentou com o aumento da velocidade mássica (G).

ii) Para um grau de sub-resfriamento maior na entrada da seção de teste, foram necessários fluxos de calor mais elevados para que se iniciasse a ebulição do fluido refrigerante. Pois necessitava-se de um grau de superaquecimento maior do fluido.

iii) A determinação do valor de  $\Delta T_{ONB}$ , deve levar em consideração a rugosidade da parede aquecida. Pois, o tamanho e a quantidade de pequenas cavidades que se formam na parede aquecida, chamados de sítios de nucleação, interferem diretamente no valor de  $\Delta T_{ONB}$ .

iv) Para as condições experimentais deste estudo, caracterizada por títulos de vapor reduzidos, a variação da velocidade mássica mostrou ter pouca influência sobre o coeficiente de transferência de calor, indicando que a taxa de contribuição da transferência de calor por convecção forçada é pequena, e que a maior parte do calor transferido se dá por um mecanismo similar ao encontrado em ebulição nucleada.

v) O coeficiente de transferência de calor dependeu do fluxo de calor imposto à parede do mini-canal.

vi) Foi verificado que quanto menor o grau de sub-resfriamento, na entrada da seção de teste, maior é o coeficiente de transferência de calor.

vii) A correlação de Liu e Winterton (1991) foi a que previu melhor os resultados experimentais, apresentando um desvio médio absoluto de 14,1 %.

viii) No cálculo da queda de pressão o modelo de fases separadas que utiliza o parâmetro de Chisholm (C), baseado no diâmetro hidráulico do mini-canal apresentou um menor desvio médio absoluto em relação aos dados experimentais, com um desvio de 22,1 %.

Como sugestão para futuros trabalhos na área de ebulição convectiva em micro-canais, recomendam-se os seguintes estudos:

i) Investigar o efeito do grau de confinamento sobre o coeficiente de transferência de calor para o caso de um mini-canal anular.

ii) Utilização de outros fluidos refrigerantes.

iii) Utilização de diferentes tipos de geometrias de mini-canais, na determinação do coeficiente de transferência de calor.

iv) Desenvolver novos estudos, a fim de analisar, para uma faixa mais ampla de pressões, a sua influência sobre o coeficiente de transferência de calor.

v) Determinação do título de secagem, em função da velocidade mássica e do fluxo de calor..

vi) Desenvolver novos estudos sobre a queda de pressão.

vii) Realizar um estudo de visualização do processo de ebulição convectiva utilizando a técnica de câmera rápida, com uma filmadora digital.

## 7. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Bai, B., Huang, R., Guo, L.J., & Z.J., X. (2003). Physical model of critical heat flux with annular flow in annulus tubes. *J. Eng. Thermophys*, pp. 251–254.
- Bergles, A., & Dormer, T. J. (1969). "Subcooled boiling pressure drop with water at low pressure. *12*, pp. 459-70.
- Butterworth, D. (1975). A comparison of some void fraction relationship for co-current gas liquid flow. *Int. J. Multiphase Flow*, *1*, pp. 845-850.
- Cardoso, E. (2005). Ebulição Nucleada Confinada do FC- 72 e do FC- 87 sobre Disco de Cobre. *Dissertação de Mestrado do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, UFSC*. Florianópolis.
- Carey, V. P. (1992). *Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena: an introduction to the thermophysics of vaporization and condensation process in heat transfer equipment*. Taylor & Francis.
- Chisholm, D. (1967). Theoretical basis for the Lockhart-Martinelli correlation for the two-phase flow. *Int. J. of Heat and Mass transfer*, *10*, pp. 1767-1778.
- Churchill, S. W., & Ozoe, H. (1973). Correlations for forced convection with uniform heating in flow over a plate and in developing and fully developed flow in a tube. *J. Heat Transfer*, *95*.
- Cicchitti, A.; Lombardi, C.; Silvestri, M.; Soldaini, G.; Zavalluilli, R. (1960). Two-phase cooling experiments pressure drop, heat transfer and burnout measurements. *Energia Nuclear*, *7*, pp. 407-425.
- Collier, J., & Thome, J. (1996). *Convective boiling and condensation* (3 ed.). Oxford: Clarendon Press.



- Cooper, M. (1984). Saturation Nucleate Pool Boiling – A Simple Correlation. *International Chemical Engineering Symposium Series*, 86, pp. 785-792.
- Dukler, A. E., Wicks, M. I., & Cleveland, R. (1964). Frictional pressure drop in two-phase flow: (a) A comparison of existing correlation for pressure loss and holdup, (b) An approach through similarity analysis. *AIChE J.*, 10, pp. 38-51.
- EES, E. E. (s.d.). Professional Version 7.815, 1992-2006.
- Fedorov, A., & Viskanta, R. (2000). Three-dimensional conjugate heat transfer in the microchannel heat sink for electronic packaging. *Int. J. Heat Transfer.*, 43, pp. 399-415.
- Friedel, L. (1979). Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two-phase pipe flow, presented at the. *European two-phase group meeting*, (p. E2). Ispra, Italy.
- Guo, Z. Y., & Li, Z. X. (2002). Size Effect on Microscale Single-phase Flow and Heat Transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 149 - 159.
- Hartnett, J., & Kostic, M. (1990). Turbulent friction factor correlations for power law fluids in circular and non-circular channels. *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, 17, pp. 59-65.
- Holman, J. (1989). *Experimental Methods for Engineers*. Singapore: Mcgrall-Hill.
- Incropera, F. P., & DeWITT, D. P. (2003). Fundamentos de transferência de calor e de massa. Rio de Janeiro : LTC.
- Jabardo, J. M. (2001). Fluidos refrigerantes, Revista Tecnologia da refrigeração. 7, 22-59.
- Kandlikar, S. (1990). A general correlation for saturated two-phase vertical tubes. *Journal of Heat Transfer. Transaction of the ASME*, 112, 219–228.

- Kandlikar, S. (2001). Two-phase flow patterns, pressure drop and heat transfer during boiling in minichannel and microchannel flow passages of compact heat exchangers. *Compact Heat Exchangers and Enhancement Technology for the Process Industries - 2001* , pp. 319-334.
- Kandlikar, S., & Joshi, S. (2001). Effect of Channel Roughness on Heat Transfer and Fluid Flow Characteristics at Low Reynolds Numbers in Small Diameter Tubes. *S.Proc. 2001 National Heat Transfer Conf.* , pp. 10-12.
- Katan, N., Thome, J., & Favrat, D. (1998). Flow boiling in horizontal tubes: Part I – development of a diabatic two-phase flow pattern map. *J. Heat Transfer* , 120, pp. 140-147.
- Kew, P., & Cornwell, K. (1997). Correlations for prediction of boiling heat transfer in small diameter channels. *Appl. Thermal Eng.* , 17, pp. 705-715.
- LabVIEW, L. V. (2001). National Instruments, Version 6.1.
- Lazarek, G., & Black, S. (1982). Evaporative heat transfer, pressure drop and critical heat flux in a small vertical tube with R-113. *Int. J. Heat Mass Transfer* , 25 (7), pp. 945-960.
- Lee, J., & Mudawar, I. (2004). Two-phase flow in high-heat-flux micro-channel heat sink for refrigeration cooling applications: Part I— pressure drop characteristics. *International Journal of Heat and Mass Transfer* , 48, pp. 928-940.
- Liu, Z., & Winterton, R. (1991). A general correlation for saturated and subcooled flow boiling in tubes and annuli, based on a nucleate pool boiling equation. *Int. J. Heat Mass Transfer* , 34, pp. 2759–2766.
- Lockhart, R., & Martinelli, R. (1949). Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes. *Chemical engineering in process* , 45 (1), pp. 39-48.

- Mala, G., & Li, D. (1999). Flow Characteristics of Water in Microtubes. *Int. J. Heat Fluid Flow* , 20, pp. 142–148.
- McAdams, W., Woods, W., & Heroman, L. (s.d.). Vaporization inside horizontal tubes-II-Benzene-oil mixtures. *ASME Transaction* , 64, pp. 193-200.
- Mehendal, S., Jacobi, A., & Shah, R. (2000). Fluid flow and heat transfer at micro- and meso-scales with application to heat exchanger design. *Applied Mechanics Reviews* , 53 (7), pp. 175-193.
- Mishima, K., & Hibiki, K. (1996). Some characteristics of air-water two-phase flow in small diameter vertical tubes. *International Journal of Multiphase flow* , 22 (4), pp. 703-712.
- Obot, N. (2002). Toward a better understanding of friction and heat/mass transfer in microchannels. *A literature review, Microscale Thermophysical Engineering* , 6, pp. 155-173.
- Peng, X., Hu, H., & Wang, B. (1998). Boiling nucleation during liquid flow in microchannels. *Int. J. Heat Mass Transfer* , 41, pp. 101-106.
- Pettersen, J. (2004). Flow vaporization of CO<sub>2</sub> in microchannel tubes. *Exp. Thermal Fluid Sci*, 28, pp. 111-121.
- Picanço, M. A. (2006). Correlação para o coeficiente de transferência de calor no interior de um tubo planos e tubos micro-aletado usando um algoritmos genéticos. Florianópolis.
- Qu, W., & Mudawar, I. (2002). Experimental and numerical study of pressure drop and heat transfer in a single-phase micro-channel heat sink. *International Journal of Heat and Mass Transfe* , 45, pp. 2549-2565.
- Qu, W., & Mudawar, I. (2003). Flow Boiling heat transfer in two-phase micro-channel heat skins - Annular two-phase flow model. *International Journal of Heat end Mass Transfer* , 2773-2784.

- Rocha, S. (2001). Resfriamento de placas com e sem deposição de alumínio através da ebulição do R-113. *Dissertação de Mestrado do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, UFSC*. Florianópolis.
- Steiner, D., & Taborek, J. (1992). Flow boiling heat transfer in vertical tubes correlated by an asymptotic model. *Heat Transfer Eng.*, 13, pp. 43–69.
- Thome, J. R. (April de 2004). Boiling in microchannels: a review of experiment and theory. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Volume 25, Issue 2, pp. 128-139.
- Thome, J. R., Dupont, V., & Jacobi, A. M. (2004). Heat transfer model for evaporation in microchannels. Part I: presentation of the model. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 3375-3385.
- Warrier, G., Dhir, V., & Omoda, L. (2002). Heat transfer and pressure drop in narrow rectangular channel. *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 26, pp. 53–64.
- Webb, R., & Gupte, N. (1992). A critical review of correlations for convective vaporization in tubes and tube banks. *Heat Transfer Eng.*, 13 (3).
- Yang, C., & Shieh, C. (2001). Flow pattern of air–water and two-phase R-134a in small circular tubes. *Int. J. Multiphase Flow*, 27, pp. 1163–1177.
- Yun, R., Kim, Y., & Kim, M. (2005). Convective Boiling Heat Transfer Characteristics of CO<sub>2</sub> in Microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48, pp. 235-242.
- Zhao, Y., Molki, M., Ohadi, M., Dessiatoun, & S.V. (2000). Flow boiling of CO<sub>2</sub> in microchannels. *ASHRAE Trans*, 106, pp. 437-445.
- Zivi, S. M. (1964). Estimation of steady-state steam void-fraction by means of the principle of minimum entropy production. *J. Heat Transfer*, 86, pp. 247-252.

## APÊNDICE A

Neste apêndice é mostrado todo o equacionamento utilizado para o cálculo das incertezas experimentais. No final, são mostradas algumas tabelas com os dados obtidos experimentalmente e as incertezas calculadas para cada variável para uma determinada configuração de teste.

### **A1. Análise de Incerteza**

Todos os resultados de medições estão afetados de erros que devem ser tratados de forma conveniente. Considerando que os erros não podem ser perfeitamente conhecidos, podemos afirmar que os resultados carregam uma dúvida (incerteza).

Para se obter informações confiáveis, o resultado da medição deve ser acompanhado da respectiva incerteza. É necessário o detalhamento dos procedimentos que levam a determinação do resultado da medição, que é composto de um valor central, o resultado base, e de uma faixa que quantifica a incerteza de medição em um determinado nível de confiança.

As grandezas específicas submetidas às medições, ou mensurando, podem ser classificadas em: variáveis e invariáveis. No caso de fluidos escoando, existem flutuações de velocidade e de pressão devido natureza turbulenta da maioria dos escoamentos, por isso os parâmetros a serem medidos se caracterizam como grandezas variáveis. Mais especificamente, em escoamentos bifásicos, devido à alta instabilidade da interface líquido/gás, descontinuidade dos meios líquidos e gasosos, assim como outros efeitos, parâmetros como pressão, velocidade e coeficiente de transferência de calor são tomados como grandezas variáveis. Portanto, os parâmetros de escoamento medidos neste trabalho são analisados como mensurando variáveis.

A verificação das incertezas ocorre de duas formas: avaliação tipo A e avaliação tipo B. Sendo que a avaliação tipo A é aquela que utiliza a análise estatística em uma série de observações. Já a avaliação tipo B recolhe dados da incerteza provenientes de outros meios que não a análise estatística, como certificados, dados do fabricante, resolução, estabilidade de indicação no tempo, condições ambientais, constantes

retiradas de livros, tabelas e afins. Portanto aqui neste trabalho com uma avaliação do tipo A.

O trabalho apresentado a seguir trata-se do procedimento dos cálculos das incertezas experimentais segundo Holman (1989). Este método de tratamento das incertezas é semelhante aos utilizados por Rocha (2001) e Cardoso (2005).

## A2. Incerteza no Fluxo de Calor

A potência elétrica dissipada, por efeito Joule, pela resistência é calculada como:

$$P_w = \frac{U^2}{R} \quad (\text{A. 1})$$

onde  $U$  e  $R$  representam a tensão medida nos bornes da resistência elétrica e a resistência elétrica medida.

Os termopares foram calibrados no intervalo de temperaturas entre 20°C a 100°C usando termômetros da Omega de 0,1°C de subdivisão. A conversão de milivolts/°C foi feita através de um polinômio de nona ordem (Holman, 1989), e o desvio padrão da temperatura foi de 0,3°C. Pela estatística, considerando t-student igual a 2 ( $t = 2$ ) e um grau de confiabilidade igual a 95%, vezes o desvio padrão, fornece a incerteza experimental da temperatura igual a  $\pm 0,3^\circ\text{C}$ .

As incertezas de voltagem e da resistência são supostas conhecidas, logo a incerteza da potência elétrica dissipada será:

$$\delta P_w = \sqrt{\left(\frac{\partial P_w}{\partial U} \delta U\right)^2 + \left(\frac{\partial P_w}{\partial R} \delta R\right)^2} \quad (\text{A. 2})$$

$$\delta P_w = \sqrt{\left(\frac{2U}{R} \delta U\right)^2 + \left(\frac{U^2}{R^2} \delta R\right)^2} \quad (\text{A. 3})$$

sendo:  $\delta P_w$  a incerteza de  $P_w$ ;  $\delta U$  a incerteza de  $U$  e  $\delta R$  a incerteza de  $R$ .

A taxa de calor total fornecido é igual a potencia fornecida pela resistência.

$$Q_{total} = Pw \quad (A.4)$$

$$\delta Q_{total} = \delta Pw \quad (A.5)$$

Para obtermos o valor da incerteza do fluxo de calor, temos que, primeiramente, calcular a incerteza da área superficial do tubo de cobre, sendo esta definida por:

$$A_m = L\pi d_i \quad (A.6)$$

Logo, a incerteza da área é dada por:

$$\delta A_m = \sqrt{\left(\frac{\partial A_m}{\partial d_i} \delta d_i\right)^2 + \left(\frac{\partial A_m}{\partial L} \delta L\right)^2} \quad (A.7)$$

$$\delta A_m = \sqrt{(L\pi \delta d_i)^2 + (\pi d_i \delta L)^2} \quad (A.8)$$

Sendo que:

$$q_{eff}'' = \frac{Q_{total}}{A_m} \quad (A.9)$$

E a incerteza no fluxo de calor é fornecida por:

$$\delta q_{eff}'' = \sqrt{\left(\frac{\partial q_{eff}''}{\partial Q_{total}} \delta Q_{total}\right)^2 + \left(\frac{\partial q_{eff}''}{\partial A_m} \delta A_m\right)^2} \quad (A.10)$$

$$\delta q_{eff}'' = \sqrt{\left(\frac{1}{A_m} \delta Q_{total}\right)^2 + \left(\frac{Q_{total}}{A_m^2} \delta A_m\right)^2} \quad (A.11)$$

### A3. Incerteza na temperatura da parede, $T_{p,z}$

A temperatura da parede é a temperatura da superfície do tubo de cobre que está em contato com o fluido de trabalho. O termopar, no entanto, está posicionado em uma ranhura no interior do tubo de cobre.

Dessa forma, a temperatura de parede,  $T_{p,z}$ , pode ser determinada pela Eq. (A.12), admitindo-se que a distribuição de calor é uniforme na parede do tubo.

$$T_{p,z} = T_{p,z,i} - Q_{total}Rt \quad (A.12)$$

onde  $T_{p,z,i}$  e  $Rt$  são a temperatura medida pelo termopar no interior do tubo de cobre e a resistência térmica à condução de calor, respectivamente. Esta última é dada por:

$$Rt = \frac{\ln\left(\frac{d_i}{d_o}\right)}{2\pi Lk_s} \quad (A.13)$$

onde  $D_i$  é o diâmetro interno, onde os termopares estão fixados e  $k_s$  é a condutividade térmica do cobre.

Assim, para a incerteza de  $T_{p,z}$ , tem-se:

$$\delta T_{p,z} = \sqrt{\left(\frac{\partial T_{p,z}}{\partial T_{p,z,i}} \delta T_{p,z,i}\right)^2 + \left(\frac{\partial T_{p,z}}{\partial Rt} \delta Rt\right)^2 + \left(\frac{\partial T_{p,z}}{\partial Q_{total}} \delta Q_{total}\right)^2} \quad (A.14)$$

$$\delta T_{p,z} = \sqrt{(\delta T_{p,z,i})^2 + (Q_{total}\delta Rt)^2 + (Rt\delta Q_{total})^2} \quad (A.15)$$

A incerteza devida à  $T_{p,z,i}$  encontra-se na Tab. A.1. Já a incerteza devido ao calor dissipado pela resistência já foi mostrada na Eq.(A.5). A única grandeza que não tem sua incerteza ainda determinada é a resistência térmica à condução de calor, a qual pode ser determinada da seguinte forma:

$$\delta Rt = \sqrt{\left(\frac{\partial Rt}{\partial L} \delta L\right)^2 + \left(\frac{\partial Rt}{\partial k_s} \delta k_s\right)^2 + \left(\frac{\partial Rt}{\partial d_i} \delta d_i\right)^2 + \left(\frac{\partial Rt}{\partial d_o} \delta d_o\right)^2} \quad (A.16)$$



$$\delta Rt = \sqrt{\left(\frac{-\ln\left(\frac{d_i}{d_o}\right)}{2\pi L^2 k_s}\right)^2 \delta L^2 + \left(\frac{-\ln\left(\frac{d_i}{d_o}\right)}{L 2\pi k_s}\right)^2 \delta L^2 + \left(\frac{1}{2\pi L k_s d_i}\right)^2 \delta d_i^2 + \left(\frac{1}{2\pi L k_s d_o}\right)^2 \delta d_o^2}$$

(A.17)

**A4. Incerteza na temperatura média do fluido,  $T_{\infty,z}$ :**

A temperatura média do fluido é a temperatura média do n-Pentano no local onde o coeficiente de transferência de calor está sendo avaliado. A incerteza de  $T_{\infty,z}$  é determinada da seguinte maneira:

$$\delta T_{\infty,z} = \sqrt{\left(\frac{\partial T_{\infty,z}}{\partial q_{eff}''}\right)^2 \delta q_{eff}''^2 + \left(\frac{\partial T_{\infty,z}}{\partial \dot{m}}\right)^2 \delta \dot{m}^2 + \left(\frac{\partial T_{\infty,z}}{\partial c_{p,f}}\right)^2 \delta c_{p,f}^2 + \dots}$$

$$\sqrt{\dots + \left(\frac{\partial T_{\infty,z}}{\partial T_{ent}}\right)^2 \delta T_{ent}^2 + \left(\frac{\partial T_{\infty,z}}{\partial A_m}\right)^2 \delta A_m^2 + \left(\frac{\partial T_{\infty,z}}{\partial L}\right)^2 \delta L^2 + \left(\frac{\partial T_{\infty,z}}{\partial z}\right)^2 \delta z^2}$$

(A.18)

$$\delta T_{\infty,z} = \sqrt{\left(\frac{A_m z}{\dot{m} c_{p,f} L}\right)^2 \delta q_{eff}''^2 + \left(-\frac{z A_m q_{eff}''}{\dot{m}^2 c_{p,f} L}\right)^2 \delta \dot{m}^2 + \left(-\frac{z A_m q_{eff}''}{\dot{m} c_{p,f}^2 L}\right)^2 \delta c_{p,f}^2 + \dots}$$

$$\sqrt{\dots + (\delta T_{ent})^2 + \left(\frac{z q_{eff}''}{\dot{m} c_{p,f} L}\right)^2 \delta A_m^2 + \left(-\frac{z A_m q_{eff}''}{\dot{m} c_{p,f} L^2}\right)^2 \delta L^2}$$

(A.19)

**A5. Incerteza na Temperatura de Saturação**

A temperatura de saturação é determinada a partir da determinação da pressão de saturação naquele local. Ela pode ser determinada da seguinte maneira:

$$T_{sat,z} = T_{sat,z}(P_{saida} + \Delta P_{bif})$$

(A.20)

Logo, a incerteza desta medida é determinada por:

$$\delta T_{sat,z} = \sqrt{\left(\frac{\partial T_{sat,z}}{\partial P_{saída}} \delta P_{saída}\right)^2 + \left(\frac{\partial T_{sat,z}}{\partial \Delta P_{bif}} \delta \Delta P_{bif}\right)^2} \quad (A.21)$$

Entretanto, como o termo de perda de pressão ( $\Delta P_{bif}$ ) têm ordem de grandeza muito pequena quando comparado com a pressão de saída, eles podem ser desprezados no cálculo da incerteza de  $T_{sat,z}$ . Além disso, torna-se muito complexo a determinação de suas incertezas, pois estes termos são obtidos através de modelos. Logo a equação torna-se:

$$\delta T_{sat,z} = \sqrt{\left(\frac{\partial T_{sat,z}}{\partial P_{saída}} \delta P_{saída}\right)^2} \quad (A.22)$$

Ou seja:

$$T_{sat,z} \pm \delta T_{sat,z} = f(P_{saída} \pm \delta P_{saída}) \quad (A.23)$$

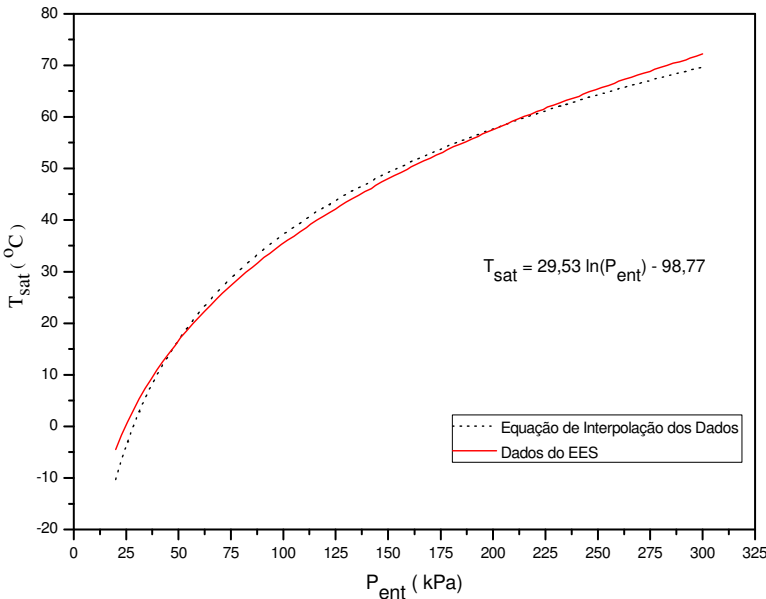


Figura A. 1 – Gráfico da temperatura de saturação do fluido em função da pressão, na entrada da seção de teste.

Para o cálculo de  $\frac{\partial T_{sat,z}}{\partial P_{ent}}$  foi determinado um polinômio de  $T_{sat,z}$  em função de  $P_{saída}$ , segundo os dados do programa EES (2006), para o n-Pentano, mostrado na Figura A.1.

### A6. Incerteza na Diferença de Temperatura

A incerteza na diferença de temperaturas da parede e temperatura do fluido é dada por:

$$\delta\Delta T = \sqrt{\left(\frac{\partial\Delta T}{\partial T_{p,z}}\delta T_{p,z}\right)^2 + \left(\frac{\partial\Delta T}{\partial T_{f,z}}\delta T_{f,z}\right)^2} \quad (A.24)$$

$$\delta\Delta T = \sqrt{(\delta T_{p,z})^2 + (\delta T_{f,z})^2} \quad (A.25)$$

onde  $T_{f,z}$  é temperatura de saturação do fluido para o caso bifásico ( $T_{sat,z}$ ) ou a temperatura do fluido na sua fase líquida ( $T_{\infty,z}$ ) para o caso monofásico.

### A7. Incerteza no Coeficiente de Transferência de Calor

Considerando de uma forma geral, onde, o coeficiente de transferência de calor local é a razão entre o fluxo de calor dividido pela diferença de temperatura temos:

$$h_z = \frac{q_{eff}''}{T_{p,z} - T_{f,z}} \quad (A.26)$$

Simplificando:

$$h_z = \frac{q_{eff}''}{\Delta T} \quad (A.27)$$

Então:

$$\delta h_z = \sqrt{\left(\frac{\partial h_z}{\partial \Delta T}\delta\Delta T\right)^2 + \left(\frac{\partial h_z}{\partial q_{eff}''}\delta q_{eff}''\right)^2} \quad (A.28)$$

$$\delta h_z = \sqrt{\left(\frac{q_{eff}''}{\Delta T^2} \delta \Delta T\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta T} \delta q_{eff}''\right)^2} \quad (A.29)$$

### A8. Incerteza no Coeficiente de Transferência de Calor

Na Tabela A.1 são apresentadas as incertezas experimentais da temperatura, tensão elétrica da fonte de alimentação, da resistência elétrica, do fluxo mássico, da medição de pressão e das medidas de diâmetro, e área.

Tabela A.1 – Valores das incertezas experimentais

Tipo de Incerteza	$\delta T$ (°C)	$\delta U$ (%)	$\delta R$ ( $\Omega$ )	$\delta D$ (m)	$\delta L$ (m)	$\delta A$ (m <sup>2</sup> )	$\delta P$ (%)
Valor	0,3	1	0,008	0,002	0,002	5,54E-0,5	1,62

Nas tabelas seguintes é apresentada uma série de dados obtidos experimentalmente juntamente com a análise de incerteza. A Tabela A.2 apresenta apenas resultados monofásicos e as demais tabelas são das incertezas dos testes com escoamento bifásico.

Tabela A.2 – Incertezas experimentais para  $G = 85 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $P_e = 200 \text{ kPa}$  e  $T_e = 27^\circ\text{C}$

$q''$ ( $\text{W/m}^2$ )	$h_{\text{entrada}}$ ( $\text{W/m}^2\text{K}$ )	$\delta_{\text{entrada}}$ ( $\text{W/m}^2\text{K}$ )	$\delta h/h_{\text{entrada}}$ (%)	$h_{\text{meio}}$ ( $\text{W/m}^2\text{K}$ )	$\delta_{\text{meio}}$ ( $\text{W/m}^2\text{K}$ )	$\delta h/h_{\text{meio}}$ (%)	$h_{\text{saída}}$ ( $\text{W/m}^2\text{K}$ )	$\delta_{\text{saída}}$ ( $\text{W/m}^2\text{K}$ )	$\delta h/h_{\text{saída}}$ (%)
1000	1061,16	45,08	4,25	783,12	49,18	6,28	620,69	57,58	9,28
3000	1050,31	15,03	1,43	785,20	16,28	2,07	618,16	19,06	3,08
5000	1061,66	9,30	0,88	785,64	10,11	1,29	605,71	12,02	1,99
7000	1050,81	6,78	0,64	785,84	7,31	0,93	621,33	8,46	1,36
10000	1051,19	5,02	0,48	786,95	5,40	0,69	613,22	6,26	1,02
13000	1040,46	4,11	0,39	788,04	4,38	0,56	618,81	4,98	0,81
15000	1062,94	3,80	0,36	788,67	4,08	0,52	629,51	4,59	0,73
17000	1052,08	3,50	0,33	789,53	3,73	0,47	616,66	4,22	0,68

Tabela A.3 – Incertezas experimentais para  $G = 85 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $P_e = 150 \text{ kPa}$  e  $T_e = 40^\circ\text{C}$

$q''$ ( $\text{W/m}^2$ )	$\delta q''$ ( $\text{W/m}^2$ )	$P_w$ ( $\text{W}$ )	$\delta P_w$ ( $\text{W}$ )	$T_{\text{sat}}$ ( $^\circ\text{C}$ )	$\delta T_{\text{sat}}$ ( $^\circ\text{C}$ )	$T_p$ ( $^\circ\text{C}$ )	$\delta T_p$ ( $^\circ\text{C}$ )	$h$ ( $\text{W/m}^2\text{K}$ )	$\delta h$ ( $\text{W/m}^2\text{K}$ )	$\delta h/h$ (%)	$\Delta p$ ( $\text{kPa}$ )	$\delta \Delta p$ ( $\text{kPa}$ )	$\delta \Delta p/\Delta p$ (%)
7500	159,23	57,77	1,16	47,66	0,30	50,72	0,31	2452,57	252,04	10,28	2,74	0,04	1,62
10000	212,31	77,03	1,54	47,31	0,30	50,79	0,31	2870,96	265,23	9,24	5,22	0,08	1,62
12500	265,39	96,28	1,93	46,92	0,30	50,65	0,32	3352,15	296,65	8,85	7,81	0,13	1,62
15000	318,46	115,54	2,31	46,52	0,30	50,56	0,33	3717,00	313,06	8,42	10,38	0,17	1,62
17500	371,54	134,79	2,70	46,12	0,30	50,51	0,34	3988,51	319,36	8,01	12,85	0,21	1,62

$q''$ (W/m <sup>2</sup> )	$\delta q''$ (W/m <sup>2</sup> )	$P_w$ (W)	$\delta P_w$ (W)	$T_{sat}$ (°C)	$\delta T_{sat}$ (°C)	$T_p$ (°C)	$\delta T_p$ (°C)	$h$ (W/m <sup>2</sup> K)	$\delta h$ (W/m <sup>2</sup> K)	$\delta h/h$ (%)	$\Delta p$ (kPa)	$\delta \Delta p$ (kPa)	$\delta \Delta p/\Delta p$ (%)
20000	424,62	154,05	3,08	45,74	0,30	50,52	0,35	4181,21	318,35	7,61	15,20	0,25	1,62
22500	477,69	173,31	3,47	45,37	0,30	50,34	0,36	4525,16	343,01	7,58	17,41	0,28	1,62
25000	530,77	192,56	3,85	45,01	0,30	50,46	0,37	4588,14	330,32	7,20	19,46	0,32	1,62
27500	583,85	211,82	4,24	44,68	0,30	50,31	0,39	4887,73	353,29	7,23	21,36	0,35	1,62
30000	636,92	231,08	4,62	44,37	0,30	50,42	0,40	4960,47	347,23	7,00	23,10	0,37	1,62
32500	690,00	250,33	5,01	44,08	0,30	50,45	0,42	5102,24	352,49	6,91	24,67	0,40	1,62
35000	743,08	269,59	5,39	43,82	0,30	50,68	0,43	5100,95	340,85	6,68	26,08	0,42	1,62
37500	796,16	288,85	5,78	43,58	0,30	50,86	0,45	5150,05	337,38	6,55	27,32	0,44	1,62
40000	849,23	308,10	6,16	43,36	0,30	51,12	0,47	5153,74	329,65	6,40	28,38	0,46	1,62
42500	902,31	327,36	6,55	43,17	0,30	50,93	0,49	5481,21	362,57	6,61	29,28	0,47	1,62
45000	955,39	346,62	6,93	43,01	0,30	51,24	0,50	5469,29	354,34	6,48	30,00	0,49	1,62
47500	1008,46	365,87	7,32	42,88	0,30	51,18	0,52	5717,80	379,14	6,63	30,55	0,49	1,62
50000	1061,54	385,13	7,70	42,77	0,30	51,54	0,54	5697,93	371,16	6,51	30,93	0,50	1,62
52500	1114,62	400,53	8,01	42,70	0,30	51,80	0,56	5716,20	369,51	6,46	31,11	0,50	1,62
55000	1167,69	423,64	8,47	42,64	0,30	52,06	0,58	5834,50	378,77	6,49	31,16	0,50	1,62
57500	1220,77	442,90	8,86	42,61	0,30	52,34	0,60	5911,70	384,32	6,50	31,02	0,50	1,62
60000	1273,85	462,15	9,24	42,62	0,30	52,73	0,62	5930,15	383,02	6,46	30,71	0,50	1,62

Tabela A.4 - Incertezas experimentais para  $G=170 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ;  $P=150 \text{ kPa}$ ;  $T_e= 40 \text{ }^\circ\text{C}$ 

$q''$ ( $\text{W/m}^2$ )	$\delta q''$ ( $\text{W/m}^2$ )	$P_w$ (W)	$\delta P_w$ (W)	$T_{\text{sat}}$ ( $^\circ\text{C}$ )	$\delta T_{\text{sat}}$ ( $^\circ\text{C}$ )	$T_p$ ( $^\circ\text{C}$ )	$\delta T_p$ ( $^\circ\text{C}$ )	$h$ ( $\text{W/m}^2\text{K}$ )	$\delta h$ ( $\text{W/m}^2\text{K}$ )	$\delta h/h$ (%)	$\Delta p$ (kPa)	$\delta \Delta p$ (kPa)	$\delta \Delta p/\Delta p$ (%)
12500	265,39	96,28	1,93	46,92	0,30	50,63	0,32	3368,04	299,38	8,89	3,35	0,05	1,62
15000	318,46	115,54	2,31	46,52	0,30	50,59	0,33	3682,10	307,40	8,35	5,57	0,09	1,62
17500	371,54	134,79	2,70	46,12	0,30	50,53	0,34	3969,69	316,46	7,97	8,03	0,13	1,62
20000	424,62	154,05	3,08	45,74	0,30	50,59	0,35	4121,19	309,63	7,51	10,62	0,17	1,62
22500	477,69	173,31	3,47	45,37	0,30	50,46	0,36	4419,92	327,86	7,42	13,25	0,21	1,62
25000	530,77	192,56	3,85	45,01	0,30	50,54	0,37	4522,28	321,32	7,11	15,90	0,26	1,62
27500	583,85	211,82	4,24	44,68	0,30	50,44	0,39	4774,06	337,74	7,07	18,53	0,30	1,62
30000	636,92	231,08	4,62	44,37	0,30	50,51	0,40	4890,28	337,92	6,91	21,12	0,34	1,62
32500	690,00	250,33	5,01	44,08	0,30	50,51	0,42	5058,52	346,75	6,85	23,67	0,38	1,62
35000	743,08	269,59	5,39	43,82	0,30	50,69	0,43	5096,20	340,25	6,68	26,16	0,42	1,62
37500	796,16	288,85	5,78	43,58	0,30	50,86	0,45	5151,01	337,50	6,55	28,59	0,46	1,62
40000	849,23	308,10	6,16	43,36	0,30	50,98	0,47	5253,81	341,86	6,51	30,95	0,50	1,62
42500	902,31	327,36	6,55	43,17	0,30	51,04	0,49	5403,27	352,86	6,53	33,24	0,54	1,62
45000	955,39	346,62	6,93	43,01	0,30	51,20	0,50	5495,58	357,58	6,51	35,46	0,57	1,62

$q''$ (W/m <sup>2</sup> )	$\delta q''$ (W/m <sup>2</sup> )	$P_w$ (W)	$\delta P_w$ (W)	$T_{sat}$ (°C)	$\delta T_{sat}$ (°C)	$T_p$ (°C)	$\delta T_p$ (°C)	$h$ (W/m <sup>2</sup> K)	$\delta h$ (W/m <sup>2</sup> K)	$\delta h/h$ (%)	$\Delta p$ (kPa)	$\delta \Delta p$ (kPa)	$\delta \Delta p/\Delta p$ (%)
47500	1008,46	365,87	7,32	42,88	0,30	51,42	0,52	5558,23	359,34	6,47	37,60	0,61	1,62
50000	1061,54	385,13	7,70	42,77	0,30	51,63	0,54	5644,17	364,56	6,46	39,67	0,64	1,62
52500	1114,62	400,53	8,01	42,70	0,30	51,89	0,56	5662,02	362,92	6,41	41,26	0,67	1,62
55000	1167,69	423,64	8,47	42,64	0,30	52,34	0,58	5670,15	358,85	6,33	43,56	0,71	1,62
57500	1220,77	442,90	8,86	42,61	0,30	52,25	0,60	5966,95	391,15	6,56	45,39	0,74	1,62
60000	1273,85	462,15	9,24	42,57	0,30	52,59	0,62	5990,95	390,49	6,52	47,13	0,76	1,62

Tabela A.5 – Incertezas experimentais para G=338 kg/m<sup>2</sup>s; P=200 kPa; Te= 40 °C

$q''$ (W/m <sup>2</sup> )	$\delta q''$ (W/m <sup>2</sup> )	$P_w$ (W)	$\delta P_w$ (W)	$T_{sat}$ (°C)	$\delta T_{sat}$ (°C)	$T_p$ (°C)	$\delta T_p$ (°C)	$h$ (W/m <sup>2</sup> K)	$\delta h$ (W/m <sup>2</sup> K)	$\delta h/h$ (%)	$\Delta p$ (kPa)	$\delta \Delta p$ (kPa)	$\delta \Delta p/\Delta p$ (%)
42500	902,17	331,35	6,63	55,45	0,29	64,45	0,49	4720,15	273,65	5,80	6,23	0,10	1,62
45000	955,24	350,84	7,02	55,30	0,29	64,99	0,50	4645,73	260,90	5,62	8,21	0,13	1,62
47500	1008,30	370,33	7,41	55,12	0,28	65,12	0,52	4746,43	267,23	5,63	10,38	0,17	1,62
50000	1061,37	389,82	7,80	54,90	0,28	65,37	0,54	4776,10	266,57	5,58	12,70	0,21	1,62
52500	1114,44	409,32	8,19	54,65	0,28	65,56	0,56	4815,80	267,35	5,55	15,16	0,25	1,62
55000	1167,51	428,81	8,58	54,38	0,28	65,57	0,58	4918,57	274,97	5,59	17,71	0,29	1,62
57500	1220,58	448,30	8,97	54,10	0,28	65,91	0,60	4867,83	267,09	5,49	20,35	0,33	1,62
60000	1273,65	467,79	9,36	53,79	0,28	65,78	0,62	5003,20	278,53	5,57	23,05	0,37	1,62



## APÊNDICE B

### B1. Calibração dos Transdutores de Pressão

Os transdutores de pressão foram calibrados utilizando um manômetro de coluna de mercúrio como referência.

O seguinte procedimento foi adotado:

- Inicialmente a pressão atmosférica foi medida em um manômetro de mercúrio e tomada como referência para a calibração da pressão atmosférica do transdutor absoluto e também, para determinação da pressão medida pelo transdutor diferencial;
- O transdutor a ser calibrado foi instalado numa linha de ar comprimido onde se encontrava também acoplado o manômetro de mercúrio;
- Os transdutores de pressão foram alimentados pela mesma fonte utilizada nos experimentos. Uma das características dessa fonte é sua alta estabilidade, apresentando quase nenhuma flutuação na sua alimentação, pois o sinal de resposta dos transdutores é altamente sensível a sua alimentação;
- A pressão da linha era variada com o auxílio de uma válvula acoplada a ela;
- A cada variação da pressão pela abertura da válvula, medições eram feitas no manômetro e nos transdutores de pressão.
- A calibração foi realizada abrangendo toda a faixa de pressões utilizadas nos experimentos.

#### B1.1 Calibração do Transdutor de Pressão Absoluto 1

Na Tabela B.1, são mostrados os dados coletados na calibração do transdutor de pressão absoluto 1.

Tabela B.1 – Calibração do transdutor de pressão absoluto 1

Coluna de Mercúrio (kPa)	Transdutor de Pressão Absoluto 1 (kPa)	Erro Absoluto (kPa)	Erro Relativo (%)
101,43	101,43	0,00	0,00
116,10	115,94	0,16	0,13
123,29	123,14	0,15	0,12
132,09	131,90	0,19	0,15
139,29	139,28	0,01	0,01

Coluna de Mercúrio (kPa)	Transdutor de Pressão Absoluto 1 (kPa)	Erro Absoluto (kPa)	Erro Relativo (%)
148,36	148,69	0,33	0,22
159,29	159,31	0,02	0,01
168,89	168,27	0,62	0,37
177,42	176,79	0,63	0,36
183,29	182,58	0,71	0,39
187,82	187,44	0,38	0,20
192,35	191,85	0,50	0,26
198,75	198,16	0,59	0,30
205,15	204,57	0,58	0,28
211,82	210,92	0,90	0,43
219,15	218,05	1,10	0,50

Na Figura B.1, pode ser visualizado o gráfico com os dados da tabela acima, junto com a equação linear de correção.

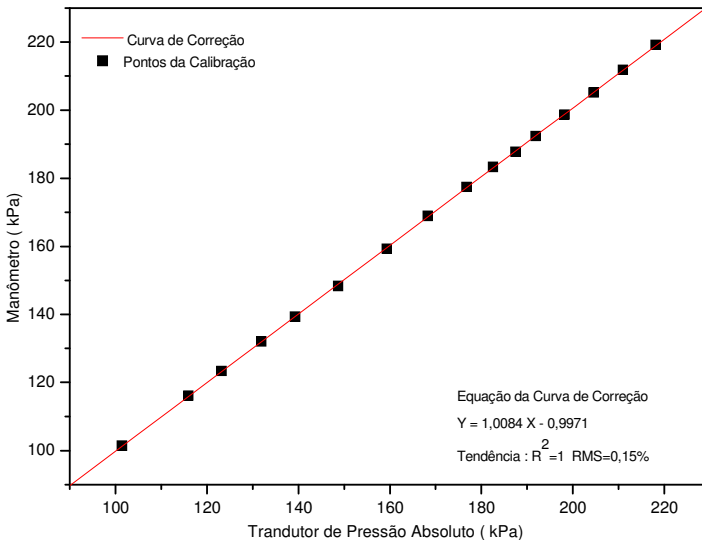


Figura B.1 – Gráfico da calibração do transdutor de pressão absoluto 1.

O transdutor absoluto de pressão 1 apresentou um desvio médio quadrático em relação ao manômetro de referência de 0,15 %, com uma tendência da sua curva de correção com os dados de calibração de  $R^2 = 1$ .

## B1.2 Calibração do Transdutor de Pressão Absoluto 2

Na Tabela B.2, são mostrados os dados coletados na calibração do transdutor absoluto 2.

Tabela B. 2 - Calibração do transdutor de pressão absoluto 2

Coluna de Mercúrio (kPa)	Transdutor de Pressão Absoluto 2. (kPa)	Erro Absoluto (kPa)	Erro Relativo (%)
108,10	108,84	0,74	0,69
108,36	108,84	0,48	0,44
114,50	115,49	1,00	0,87
121,69	122,63	0,93	0,77
128,09	128,94	0,84	0,66
133,69	134,49	0,79	0,59
140,89	141,59	0,70	0,49
145,43	146,48	1,06	0,73
151,56	152,62	1,06	0,70
164,89	165,69	0,80	0,48
171,82	172,51	0,69	0,40
180,62	181,13	0,51	0,28
187,82	188,51	0,69	0,37
194,75	195,47	0,72	0,37
207,02	207,57	0,55	0,27
215,02	215,23	0,21	0,10

Na Figura B.2, pode ser visualizado o gráfico com os dados da tabela acima, junto com a equação linear que foi utilizada para a correção dos dados.

O transdutor absoluto de pressão 2 apresentou um desvio médio quadrático em relação ao manômetro de referência de 0,42 %, com uma tendência da sua curva de correção com os dados de calibração de  $R^2=1$ .

O desvio médio quadrático dos transdutores de pressão foi utilizado como incerteza de medição destes equipamentos no cálculo das incertezas do experimento

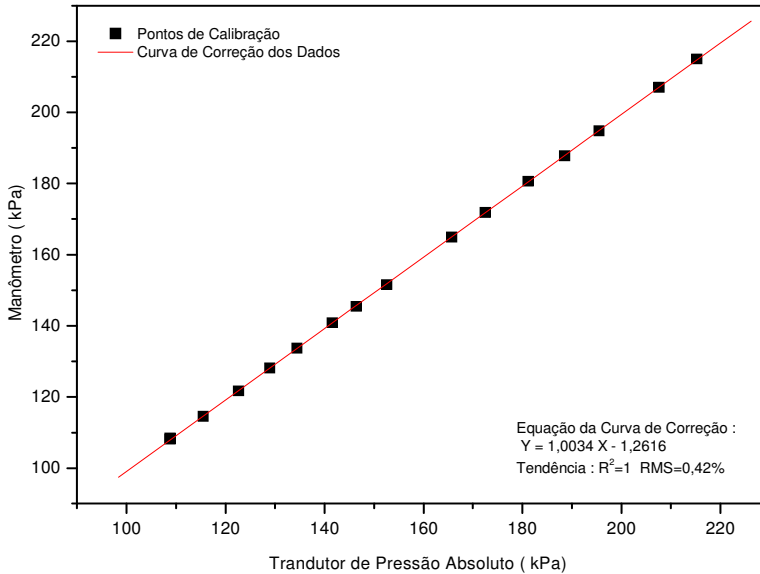


Figura B.2 - Gráfico da calibração do transdutor de pressão absoluto 2.

### B1.3 Calibração do Transdutor de Pressão Diferencial

Podemos visualizar na Tabela B.3, os dados coletados na calibração do transdutor diferencial, com seus erros absolutos e relativos.

Tabela B.3 - Calibração do transdutor de pressão diferencial

Coluna de Mercúrio (kPa)	Transdutor de Pressão Diferencial. (kPa)	Erro Absoluto (kPa)	Erro Relativo (%)
0,00	0,83	0,83	100,00
9,87	10,27	0,41	4,13
18,93	18,98	0,04	0,23
28,00	27,93	0,07	-0,23
33,86	33,77	0,09	-0,27
40,80	40,56	0,24	-0,59
47,94	47,51	0,44	-0,91
57,06	56,61	0,45	-0,78
64,79	63,67	1,13	-1,74
72,26	70,79	1,47	-2,03

Na Figura B.3, pode ser visualizado o gráfico com os dados da tabela acima, junto com a equação linear que foi utilizada para a correção dos dados após a coleta dos dados.

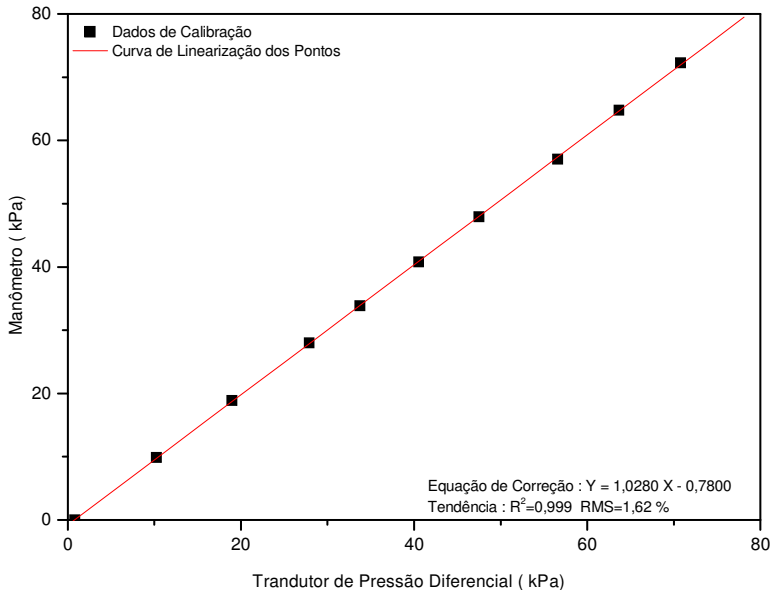


Figura B.3 - Gráfico da calibração do transdutor de pressão diferencial.

## B2. Calibração dos Termopares

Os termopares da seção de testes foram calibrados para corrigir eventuais erros sistemáticos que pudessem apresentar, bem como para determinar a incerteza de medição desses dispositivos.

O procedimento utilizado para calibração dos mesmos foi o seguinte:

- Os termopares foram inseridos dentro de um recipiente com água destilada junto com um termômetro de mercúrio que possuem resolução de  $0,1\text{ }^{\circ}\text{C}$ ;
- Este recipiente com os termopares e o termômetro foram inseridos no interior de um criostato isolado termicamente;
- O criostato era configurado para estabilizar-se a uma temperatura, e esperava-se que a temperatura dentro do recipiente com

água destilado, onde se encontravam os termopares, entrasse em regime permanente;

- Após entrar em regime permanente os dados de temperatura do termômetro de mercúrio e dos sinais dos termopares eram coletados e comparados;

Podemos observar na Tabela B.4, os dados de calibração dos termopares da seção de teste.

Tabela B.4 – Tabela de calibração dos termopares

<i>Termômetro</i>	<i>Termopares</i>								
	<i>01</i>	<i>02</i>	<i>03</i>	<i>04</i>	<i>05</i>	<i>06</i>	<i>07</i>	<i>08</i>	<i>09</i>
<b>15,2</b>	16,12	16,43	16,43	16,67	16,87	17,04	16,59	13,78	13,51
<b>20,2</b>	19,63	19,86	19,80	20,03	20,20	20,39	19,99	18,64	18,4
<b>25,2</b>	23,17	23,38	23,32	23,54	23,67	23,84	23,49	23,56	23,35
<b>29,9</b>	26,55	26,10	26,59	26,82	26,97	27,29	26,72	28,26	27,96
<b>35,0</b>	30,04	30,19	30,12	30,34	30,46	30,67	30,30	33,15	32,85
<b>40,0</b>	33,54	33,75	33,74	33,96	34,09	34,29	33,90	38,27	38,06
<b>43,8</b>	36,19	36,40	36,40	36,64	36,70	36,90	36,54	41,96	41,87
<b>49,6</b>	40,92	41,13	41,14	41,37	41,43	41,60	41,27	47,87	47,8
<b>54,0</b>	43,12	43,10	43,11	43,12	43,14	43,32	43,15	53,12	52,34
<b>59,1</b>	46,65	46,67	46,51	46,61	46,62	46,80	46,64	51,75	51,3
<b>64,0</b>	50,33	50,28	50,07	50,10	50,13	50,31	50,20	63,13	62,5
<b>68,8</b>	53,56	53,55	53,39	53,44	53,46	53,62	53,50	67,9	67,41
<b>73,3</b>	56,72	56,69	56,54	56,60	56,55	56,75	56,64	72,64	72,1
<b>78,9</b>	60,60	60,51	60,32	60,34	60,32	60,51	60,43	77,96	77,7
<b>83,1</b>	64,40	64,20	63,92	63,91	63,90	64,07	64,07	83	82,4

Nota-se que os termopares de números 01 a 07 possuem valores bem distintos da temperatura do termômetro de mercúrio. O que não ocorre com os termopares de número 08 e 09. Isso se deve ao fato de os dois conjuntos de termopares (01 a 07 e 08 a 09) serem de lotes diferentes, o que pode ter ocorrido devido a falha do fabricante, pois deviam apresentar resultados de calibração parecidos. Logo, com os dados de calibração em mãos, foi verificado, através da sua análise que estes dados se correlacionavam com a temperatura do termômetro de mercúrio através de uma curva linear. Então, devido ao fato dos

termopares 01 a 07 já estarem instalados na seção de testes, os mesmos foram utilizados e seus resultados foram corrigidos após os testes.

Na Figura B.4, abaixo, pode ser visualizado os gráficos com os dados da Tabela B.4, junto com as suas respectivas equações lineares que foram utilizadas para a correção dos dados coletados durante os experimentos.

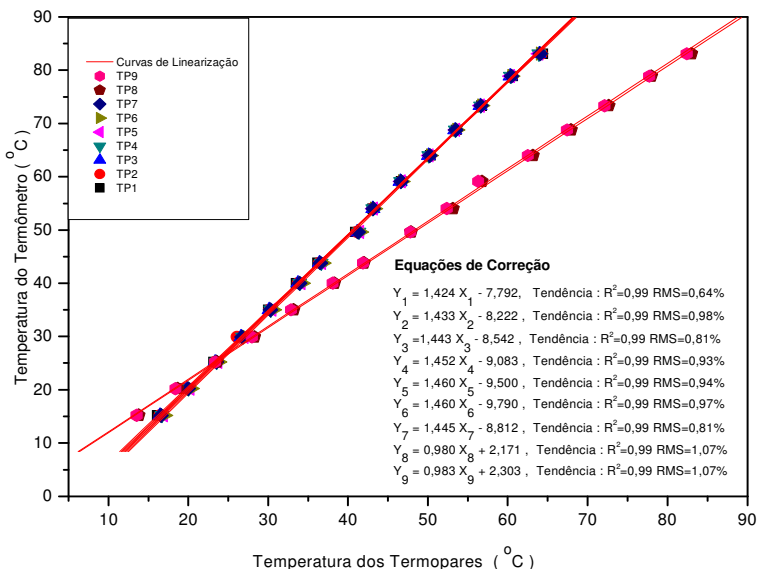


Figura B.4 – Gráfico da calibração dos termopares

No geral, os termopares apresentaram um desvio médio quadrático de 0,92%, valor este que será utilizado no cálculo das incertezas de medições como incerteza na medição de temperatura.

## APÊNDICE C

Neste apêndice são apresentadas tabelas comparando os resultados calculados através de correlações e modelos para o coeficiente de transferência de calor por convecção e a queda de pressão para uma determinada configuração de teste em escoamento bifásico.

Tabela C. 1– Comparação através de diferentes correlações para o h.

$G=170,0 \text{ kg/m}^2\text{s}$ $P=150 \text{ kPa}$ $Te= 27^\circ\text{C}$					
Fluxo de Calor ( $\text{W/m}^2$ )	Coeficiente de transferência de calor por convecção ( $\text{W/m}^2\text{K}$ )				
	Kandlikar (1990)	Liu & Winterton (1991)	Warrier et al. (2002)	Steiner & Taborek (1992)	Lazarek & Black (1982)
27500	5903,5	2509,5	5001,7	1410,9	5457,5
30000	6324,7	3049,5	4915,2	1448,5	5804,1
32500	6642,4	3453,7	4861,9	1484,5	6140,4
35000	6923,3	3788,5	4829,3	1519,9	6467,3
37500	7179,3	4080,0	4812,2	1554,9	6785,5
40000	7415,2	4341,7	4807,8	1589,6	7095,8
42500	7633,8	4581,2	4814,4	1623,8	7398,8
45000	7836,9	4803,7	4830,8	1657,5	7695,0
47500	8025,8	5012,4	4856,0	1690,9	7984,8



G=170,0 kg/m <sup>2</sup> s P=150 kPa Te= 27°C					
Fluxo de Calor (W/m <sup>2</sup> )	Coeficiente de transferência de calor por convecção (W/m <sup>2</sup> K)				
	Kandlikar (1990)	Liu & Winterton (1991)	Warrier et al. (2002)	Steiner & Taborek (1992)	Lazarek & Black (1982)
50000	8201,4	5209,9	4889,3	1723,7	8268,7
52000	8364,5	5398,0	4930,3	1756,0	8547,0
55000	8515,9	5578,0	4978,5	1787,7	8820,1
57500	8656,1	5751,0	5033,5	1819,0	9088,2
60000	8785,6	5917,9	5094,9	1849,7	9351,6

Tabela C.2 – Comparação entre resultados calculados através do modelo heterogêneo.

G=170 kg/m <sup>2</sup> s P=150 kPa Te= 27°C			
Fluxo de Calor (W/m <sup>2</sup> )	$\Delta P_{\text{heterogêneo1}}$	$\Delta P_{\text{heterogêneo2}}$	$\Delta P_{\text{heterogêneo3}}$
27500	0,49	0,49	0,49
30000	8,60	7,12	8,18
32500	13,62	10,77	12,81
35000	17,74	13,54	16,54
37500	21,37	15,83	19,79
40000	24,66	17,81	22,71
42500	27,67	19,57	25,35

G=170 kg/m <sup>2</sup> s P=150 kPa Te= 27°C			
Fluxo de Calor (W/m <sup>2</sup> )	$\Delta P_{\text{heterog\^eneo1}}$	$\Delta P_{\text{heterog\^eneo2}}$	$\Delta P_{\text{heterog\^eneo3}}$
45000	30,44	21,14	27,78
47500	33,01	22,56	30,02
50000	35,39	23,87	32,09
52500	37,41	25,00	33,85
55000	39,69	26,20	35,81
57500	41,63	27,25	37,49
60000	43,44	28,23	39,06