

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

**EBULIÇÃO CONVECTIVA DO R-134a EM
MICROCANAIS PARALELOS E ANÁLISE DA
DISTRIBUIÇÃO DO ESCOAMENTO BIFÁSICO AR-
ÁGUA EM UM DISTRIBUIDOR ACOPLADO A
MICROCANAIS**

**TESE SUBMETIDA À
UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
PARA OBTENÇÃO DO GRAU DE
DOUTOR EM ENGENHARIA MECÂNICA**

EVANDRO RODRIGO DÁRIO

Florianópolis, dezembro de 2013

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor, através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Universitária da UFSC.

Dário, Evandro Rodrigo

EBULIÇÃO CONVECTIVA DO R-134a EM MICROCANAIS PARALELOS E ANÁLISE DA DISTRIBUIÇÃO DO ESCOAMENTO BIFÁSICO AR-ÁGUA EM UM DISTRIBUIDOR ACOPLADO A MICROCANAIS /

Evandro Rodrigo Dário; orientador, Júlio César Passos; coorientador, Lounès Tadrist. - Florianópolis, SC, 2013. 296 p.

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Santa Catarina, Centro Tecnológico. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica. Inclui referências

1. Engenharia Mecânica. 2. Ebulição Convectiva em microcanais. 3. Distribuição de escoamentos bifásicos. I. Passos, Júlio César. II. Tadrist, Lounès. III. Universidade Federal de Santa Catarina.

EVANDRO RODRIGO DÁRIO

**Essa tese foi julgada e aprovada ser adequada para obtenção de
título de**

**DOCTOR EM ENGENHARIA
ESPECIALIDADE ENGENHARIA MECÂNICA**

**Sendo aprovada em sua forma final pelo
Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica
da Universidade Federal de Santa Catarina**

Florianópolis SC, dezembro de 2013

Prof. Júlio César Passos, Dr., Orientador

Prof. Lounès Tadrist, Dr., Coorientador

**Prof., Armando Albertazzi Gonçalves Júnior – Coordenador do
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da UFSC**

Banca Examinadora

**Prof. Amir de Oliveira Jr, PhD
(Presidente)**

**Prof. Jorge Luís Baliño, Dr.
(Relator - Brasil)**

Profa. Jacqueline Copetti, Dra.

Prof. Lounès Tadrist, Dr.

Prof. Jader Barbosa Junior, PhD

Profa. Irina Graur, Dra.

Profa. Marcia B. H. Mantelli, Dra.

**Prof. Marc Miscevic, Dr.
(Relator - França)**

*Dedico este trabalho
Aos meus pais Didimo e Bernardete,
A minha esposa Juliana,
Ao meu irmão Diego,
Aos meus colegas de curso,
Aos meus parentes e amigos,
E aos meus orientadores
por todo o apoio,
compreensão e alegrias.*

Agradecimentos

Venho, por meio deste espaço, expressar minha enorme gratidão a todos que, contribuindo direta ou indiretamente, tornaram possível a realização desse trabalho.

Agradeço aos meus orientadores, professores Júlio César Passos e Lounès Tadrist, por ter acreditado e confiado em meu trabalho.

Ao CNPq, a CAPES, à UFSC, ao POSMEC, LEPTEN/Boiling e ao IUSTI por terem proporcionado condições financeira e estrutural necessárias para que eu desenvolvesse esse trabalho de pesquisa. Especialmente ao CNPq por financiar a bolsa sanduiche que permitiu a permanência em Marselha – França durante o período de um ano, e também por financiar através do projeto Universal minha bolsa no Brasil e a construção da bancada experimental de ebulição em microcanais.

A todos os colegas de trabalho do grupo Boiling, em especial ao André, Nazza (maridão), Daniel Becker e Thiago, que trabalharam diretamente com esse projeto e contribuíram muito para a montagem da bancada experimental e realização dos testes.

A todos os colegas de doutorado, principalmente aos amigos Rodrigo Pizarro e Dalton Bertoldi, pelas intermináveis noites de estudo e discussão que contribuíram não somente para a minha formação intelectual, mas também, pessoal.

A todos os amigos que sempre estiveram do meu lado em todos os momentos. Em especial ao Amaury, certamente um amigo para a vida toda.

A meu pai, Didimo Dário, por ter me dado toda a atenção que um filho necessita.

A minha mãe, Maria Bernardete, que foi, além de uma grande educadora, uma formadora de caráter.

Ao meu irmão Diego Dário, que sempre esteve ao meu lado nos momentos difíceis.

Aos meus familiares, por sempre me acolherem e incentivarem nesta etapa da minha vida.

A minha linda, carinhosa e compreensiva esposa Juliana dos Santos Petrati, que sempre confiou no meu potencial e esteve comigo quando eu mais precisei.

Agradeço também a todos que fizeram e fazem parte da minha vida.

*Não se mede o valor de um homem
pelas suas roupas ou pelos bens que possui,
o verdadeiro valor do homem é o seu caráter,
suas ideias e a nobreza dos seus ideais.*

(Charles Chaplin)

Resumo

Trocadores de calor constituídos de microcanais paralelos são considerados uma boa solução tecnológica em resposta à crescente demanda por sistemas compactos, que necessitam de alta dissipação de calor, garantindo ainda a redução de custos de materiais e o uso de menor quantidade de fluidos refrigerantes. O presente trabalho está subdividido em dois estudos experimentais, partes A e B, que se complementam e que têm como objetivo estudar o comportamento termo-hidráulico no interior desses componentes providos de microcanais. Na parte A, a ebulição convectiva do fluido refrigerante R134a é analisada no interior de nove microcanais paralelos, de seção transversal circular, posicionados na horizontal, com diâmetro interno e comprimento de 0,77 mm e 150 mm, respectivamente. A caracterização do início da ebulição (*ONB*) e os comportamentos do coeficiente de transferência de calor por convecção e da queda de pressão por atrito, obtidos experimentalmente, são analisados em função de diferentes variáveis, como: padrão de escoamento bifásico, título de vapor, x_v , fluxo de calor, q'' ; velocidade mássica, G , grau de subresfriamento, ΔT_{sub} , e pressão de entrada no tubo distribuidor, p_{ent} . Os resultados experimentais obtidos são também parametricamente comparados com os métodos de previsão da literatura. As faixas das condições de teste são as seguintes: $0 < x_v < 0,89$; $600 < p_{ent} < 900$ kPa; $1,0 < \Delta T_{sub} < 20,1$ K; $5,0 < q'' < 220$ kW/m² e $250 < G < 1001$ kg/m²s. Os resultados mostram que o padrão de escoamento exerce grande influência sobre o coeficiente de transferência de calor, e que diferentes mecanismos de transferência de calor estão presentes em cada um desses padrões de escoamento observados, enquanto que a queda de pressão por atrito é função direta da velocidade mássica, título de vapor e da pressão do sistema. Na parte B, a distribuição de escoamentos bifásicos, utilizando como fluido de trabalho uma mistura de ar e água, é analisada no interior de um distribuidor ao qual estão acoplados nove microcanais paralelos, de seção transversal circular, com diâmetro interno e comprimento de 0,8 mm e 150 mm, respectivamente. A distribuição de vazão da fase líquida foi verificada entre os nove canais acoplados ao distribuidor em função da posição do distribuidor, dos canais acoplados, do tubo alimentador, da velocidade mássica e do título de gás no tubo alimentador. Neste segundo estudo, foram verificadas quinze diferentes configurações do conjunto distribuidor, canais acoplados e tubo alimentador, para velocidades mássicas de 200, 400 e 600 kg/m²s, e para títulos de gás entre 0 e 0,75. Os resultados obtidos mostram que os efeitos do título de gás sobre a distribuição de vazões de líquido variam consideravelmente em função da

posição do conjunto (tubo alimentador-distribuidor-canais), e que o perfil de distribuição da vazão de líquido entre os canais acoplados em cada configuração testada depende da ação conjunta da estrutura de distribuição das fases no interior do distribuidor e da estrutura do escoamento no tubo alimentador.

Palavras-chave: Ebulição convectiva; microcanais; transferência de calor; queda de pressão; ONB; distribuição de escoamento bifásico; padrão de escoamento.

Résumé

Les échangeurs de chaleur constitués de micro-canaux parallèles sont considérés comme une bonne solution technologique pour dissiper de grands flux de chaleur dans les composants et les systèmes miniaturisés. D'une manière générale cette réduction de taille permet une diminution des coûts des matériaux et l'utilisation de plus faible quantité de fluides frigorigènes pour les systèmes de refroidissement. Cette étude est divisée en deux parties complémentaires A et B. Elles visent à étudier le comportement thermo-hydraulique dans les échangeurs de chaleur constitués de des micro-canaux pour une meilleure compréhension des transferts de chaleur et des écoulements diphasiques dans les évaporateurs miniaturisés. Dans la partie A, nous étudions l'ébullition convective du réfrigérant R134a dans un mini échangeur composé de neuf micro-canaux parallèles de section transversale circulaire, placés horizontalement, avec un diamètre interne de 0,77 mm et longueur et 150 mm. Les gammes des conditions d'essai sont les suivantes: $0 < x_v < 0,89$; $600 < p_{ent} < 900$ kPa; $1,0 < \Delta T_{sub} < 20,1$ K; $5,0 < q'' < 220$ kW/m² et $250 < G < 1001$ kg/m²s. Le déclenchement de l'ébullition nucléée (ONB), le coefficient du transfert de chaleur et les pertes de pression, obtenus expérimentalement, sont analysés en fonctions de différentes variables : qualité de vapeur, x_v flux de chaleur, q'' ; vitesse massique, G ; degré de sous-refroidissement, ΔT_{sub} , et de la pression dans le collecteur d'admission, p_{ent} . Les résultats expérimentaux sont ensuite comparés avec les différentes méthodes de prédiction et corrélations proposées dans la littérature. Les résultats expérimentaux montrent que la configuration d'écoulement a une forte influence sur le coefficient du transfert de chaleur, et que différents mécanismes de transfert de chaleur ont lieu dans chacune de ces configurations d'écoulement. En revanche la perte de pression est une fonction directe de la vitesse massique, du titre de vapeur et de la pression du système. La partie B, porte sur l'analyse de la distribution de l'écoulement diphasique en l'absence de transferts de chaleur et de changement de phase liquide-vapeur. Le mélange air-eau a été choisi pour étudier la répartition des phases dans une configuration géométrique de mini échangeur analogue à celle étudiée dans la partie A. Il s'agit d'un système constitué d'un distributeur cylindrique connecté à neuf micro-canaux parallèles ramifiés, de section transversale circulaire, avec diamètre interne et longueur de 0,8 mm et 150 mm, respectivement. La répartition du débit de la phase liquide a été mesurée dans chacun des neuf canaux selon la position et l'orientation du distributeur, des canaux, du tube d'alimentation, et de la vitesse massique et du titre de gaz. Dans cette

étude, nous avons étudié quinze configurations différentes de l'ensemble (distributeur, tube d'alimentation et canaux ramifiées) avec des vitesses massiques de 200, 400 et 600 kg/m²s, et titre de gaz de 0 à 0,75. A partir de ces résultats nous montrons que les effets du titre de gaz sur la répartition du liquide change considérablement selon la position de l'ensemble (tube d'alimentation, distributeur-canaux), et que le profil de distribution du débit du liquide entre les canaux ramifiées, dans chaque configuration testée, dépend de l'action conjointe de la structure d'écoulement à l'intérieur du distributeur et dans le tube d'alimentation.

Mots-clés - ébullition convective; micro-canaux; transfert de chaleur; chute de pression; ONB; distribution de débit; structure d'écoulement diphasique.

Abstract

Heat exchangers consisting of parallel micro-channels are considered a good technological solution in response to the increasing demand for compact systems which require high heat flux dissipation, ensuring a decrease in the material costs and the use of a lower quantity of refrigerants. The aim of this study was to investigate the thermo-hydraulic behavior inside these components provided by microchannels. This study is divided into two experimental studies (A and B) which are complementary. In part A, the convective boiling of the refrigerant R134a is analyzed within nine parallel microchannels of circular cross section, positioned horizontally, with internal diameter and length of 0.77 mm and 150 mm, respectively. The characterization of the onset of nucleate boiling (ONB), along with the behavior of the convective heat transfer coefficient and friction pressure drop, obtained experimentally, is carried out considering different variables: two-phase flow pattern; vapor quality, x_v ; heat flux, q'' ; mass velocity, G ; subcooling degree, ΔT_{sub} , and inlet manifold pressure, p_{ent} . The experimental results are also parametrically compared with prediction methods described in the literature. The ranges for the test conditions are as follows: $0 < x_v < 0.89$, $600 < p_{ent} < 900$ kPa, $1.0 < \Delta T_{sub} < 20.1$ K, $5.0 < q'' < 220$ kW/m² and $250 < G < 1001$ kg/m²s. The experimental results show that the flow pattern has a strong influence on the heat transfer coefficient, and that different heat transfer mechanisms are associated with each of the flow patterns observed, whereas the frictional pressure drop is a direct function of the mass velocity, vapor quality and pressure of the system. In part B, the two-phase flow distribution, using as the working fluid a mixture of air and water, is analyzed inside a circular header coupled to nine branched parallel microchannels of circular cross-section with internal diameter and length of 0.8 mm and 150 mm, respectively. The flow distribution of the liquid phase among the nine branched channels was observed according to the position and orientation of the header, the branched channels and the feeder tube, as well as the mass velocity and gas quality. In this second study, fifteen different assembly configurations (header, feeder tube and branched channels) were investigated, for mass velocities of 200, 400 and 600 kg/m²s and gas quality values of 0 to 0.75. The results show that the effect of the gas quality on the liquid distribution changes considerably depending on the configuration (feeder tube-header-channels). The distribution profile of the liquid flow among the branched channels in each configuration tested is dependent on the joint action of the patterns of the phase distribution inside the header and the flow inside the feeder tube.

Keywords: Convective boiling; microchannels; heat transfer; pressure drop; ONB; two-phase flow distribution; two-phase flow pattern.

Lista de Figuras

- Figura 2.1 - Evolução do fluxo de calor dissipado em circuitos integrados ao longo dos anos, Mishra e Singh (2007)..... 12
- Figura 2.2 - Comparação de um sistema de resfriamento com escoamento monofásico e bifásico horizontal, Thome et al. (2010). 13
- Figura 3.1 - Efeito do diâmetro da tubulação sobre as diferentes forças durante a ebulição para $G=200 \text{ kg/m}^2\text{s}$ e $q''=1 \text{ MW/m}^2$, (Kandlikar (2010))..... 19
- Figura 3.2 - (a) Perfil de temperatura e (b) região ao redor de uma bolha durante o processo de nucleação em um escoamento, (Kandlikar et al. (1997)). 24
- Figura 3.3 - Padrões de escoamentos bifásicos no interior de um canal convencional horizontal, Collier e Thome (1996). 35
- Figura 3.4 - Padrões de escoamento e transições do escoamento bifásico do R245fa no interior de um tubo horizontal com $d=0,5 \text{ mm}$, $L=70,70 \text{ mm}$, $G=500 \text{ kg/m}^2\text{s}$ e $T_{sat}=35 \text{ }^\circ\text{C}$. (a) Escoamento borbulhado a $x_v=3.8\%$ (b) Transição escoamento borbulhado/sluga a $x_v=4\%$; (c) Escoamento intermitente do tipo slug a $x_v=4.3\%$; (d) Transição escoamento slug/semi-anular a $x_v=7.6\%$; (e) Escoamento semi-anular a $x_v=15\%$; (f) Escoamento anular agitado a $x_v=23\%$; (g) Escoamento Anular Suave ou Liso a $x_v=23\%$. (Revellin e Thome (2007b))..... 36
- Figura 3.5 - Regimes de escoamentos observados por Cornwell e Kew (1993) 37
- Figura 3.6 - Mapa de escoamentos padrão de Felcar et al. (2007) desenvolvido para escoamentos adiabáticos em canais de pequeno diâmetro ($1 < d_h < 5 \text{ mm}$)..... 39
- Figura 3.7 - Comparação entre as linhas de transição de Revellin et al. (2006) para $d = 0,5 \text{ mm}$, $L=70,70 \text{ mm}$, $T_{sat}=30^\circ\text{C}$, $\Delta T_{sub}=3^\circ\text{C}$ com o mapa padrão de Triplett et al. (1999) disponível para o escoamento de ar e água em um tubo de $1,1 \text{ mm}$ de diâmetro. (B =borbulhante, B/S =borbulhante/sluga, S/SA =slug/semi-anular, SA =semi-anular, A =anular)..... 40
- Figura 3.8 - Mapa de escoamentos padrão de Akbar et al. (2003) 42
- Figura 3.9 - Mapa padrão de escoamento diabático de Revellin e Thome (2007a) simulado para o R134a a 30°C , para um canal horizontal uniformemente aquecido, adotando-se três distintos diâmetros ($q''=60 \text{ kW/m}^2$, sem subresfriamento na entrada, para um comprimento de aquecimento de 20 mm) (BI : regime

de bolha isolada; <i>BC</i> : regime bolha confinada, <i>A</i> : regime anular, <i>S</i> : regime de secagem).....	44
Figura 3.10 - Dados experimentais de Lazarek e Black (1982), para a ebulição do R113 em um canal com $d_h=3,1\text{ mm}$	63
Figura 3.11 - Resultados experimentais de transferência de calor do R12 em um canal circular com diâmetro hidráulico de $2,46\text{ mm}$, Tran et al. (1996).....	64
Figura 3.12 - Resultados experimentais do R123 no interior de um tubo de cobre com diâmetro de $1,95\text{ mm}$, Bao et al. (2000).....	65
Figura 3.13 - Ebulição em convecção forçada em um tubo vertical, $d_h=1,1\text{ mm}$, $G=500\text{ kg/m}^2\text{s}$, Lin et al. (2001).....	66
Figura 3.14 - Resultados experimentais do efeito de vários parâmetros sobre o coeficiente de transferência de calor: (a) título de vapor; (b) Fluxo de calor e velocidade mássica; (c) Pressão de saturação; (d) diâmetro hidráulico, Bertsch et al. (2009b).....	68
Figura 3.15 - Resultados experimentais de Agostini et al. (2008b) para o R236a em uma placa de silício com multi microcanais, $p_{sat}=2,73\text{ bar}$, $G=810\text{ kg/m}^2\text{s}$, $T_{sat}=25\text{ }^\circ\text{C}$	69
Figura 3.16 - Tendências da transferência de calor documentada por Agostini e Thome (2005), de 13 diferentes estudos sobre ebulição em microcanais.....	71
Figura 3.17 - Resultados do coeficiente de transferência de calor do R245f para escoamentos estáveis e instáveis, Consolini (2008).....	87
Figura 3.18 - Diagrama ilustrativo da região de três zonas composta por um <i>slug</i> de líquido, uma bolha alongada e um <i>slug</i> de vapor, Thome et al. (2004).....	89
Figura 4.1 - Diagrama esquemático da bancada experimental.	96
Figura 4.2 - Diagrama pressão – entalpia da bancada experimental com o R134a.	99
Figura 4.3 - Vista explodida da seção de teste: (1) microcanais; (2) placas de cobre; (3) “skin heater”; (4) blocos de teflon; (5) Regiões de Plenum	101
Figura 4.4 - Esquema de fabricação e soldagem da seção de teste: (a) Seção montada e soldada; (b) Seção de teste com vista explodida	102
Figura 4.5 - Distribuição de temperatura em um corte vertical transversal da seção de teste.....	104
Figura 4.6 - Mapa completo de medição da bancada experimental.	107
Figura 4.7 - Localização dos termopares na seção de teste de cobre, lateral superior e inferior da placa de cobre com os microcanais.	109
Figura 5.1 - Procedimento adotado nos testes.....	111

Figura 5.2 - Variação temporal dos parâmetros de entrada e da queda de pressão nos microcanais, $G=1001 \text{ kg/m}^2\text{-s}$; $p_{ent}=701 \text{ kPa}$; $\Delta T_{sub}=1,2 \text{ }^\circ\text{C}$; $\Delta p_{exp}=40,9 \text{ kPa}$; $q''=170 \text{ kW/m}^2$	112
Figura 5.3 - Variação temporal dos parâmetros de entrada e da queda de pressão nos microcanais, $G=250,1 \text{ kg/m}^2\text{-s}$; $p_{ent}=701 \text{ kPa}$; $\Delta T_{sub}=1,1 \text{ }^\circ\text{C}$; $\Delta p_{exp}=4,79 \text{ kPa}$; $q''=50 \text{ kW/m}^2$	113
Figura 5.4 - Interface do software LABVIEW.....	114
Figura 5.5 - Comparação entre as temperaturas de parede e coeficiente de transferência de calor dos termopares das seções 2, 4 e 6 da seção de teste.....	115
Figura 5.6 - Reprodutibilidade das medições do coeficiente de transferência de calor, $G=503 \text{ kg/m}^2\text{-s}$, $\Delta T_{sub}=1,1 \text{ }^\circ\text{C}$; $p_{ent}=702 \text{ kPa}$	117
Figura 5.7 - Regiões dos microcanais.....	118
Figura 5.8 - Subrotina do programa desenvolvido no software MATLAB para tratamento dos dados experimentais.....	119
Figura 6.1 - Pontos experimentais plotados no mapa de padrões proposto Revellin e Thome (2007a).....	126
Figura 6.2 - Curvas de ebulição para distintas velocidades mássicas... ..	127
Figura 6.3 - Coeficiente de transferência de calor local médio em função do título de vapor para diferentes fluxos de calor plotados em conjunto com o mapa padrão de escoamento de Revellin e Thome (2007a), $G=252 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $p_{ent}=702 \text{ kPa}$, $\Delta T_{sub}=1,2^\circ\text{C}$, $T_{sat}=26,7^\circ\text{C}$	128
Figura 6.4 - Coeficiente de transferência de calor local médio em função do título de vapor para diferentes fluxos de calor plotados em conjunto com o mapa padrão de escoamento de Revellin e Thome (2007a), $G=503 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $p_{ent}=702 \text{ kPa}$, $\Delta T_{sub}=1,1^\circ\text{C}$, $T_{sat}=26,7^\circ\text{C}$	130
Figura 6.5 - Coeficiente de transferência de calor local médio em função do título de vapor para diferentes fluxos de calor plotados em conjunto com o mapa padrão de escoamento de Revellin e Thome (2007a), $G=1001 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $p_{ent}=702 \text{ kPa}$, $\Delta T_{sub}=1,1^\circ\text{C}$, $T_{sat}=26,7^\circ\text{C}$	131
Figura 6.6 - Coeficiente de transferência de calor local médio em função do título de vapor para diferentes fluxos de calor, $G=750 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $p_{ent}=702 \text{ kPa}$, $\Delta T_{sub}=1,1^\circ\text{C}$, $T_{sat}=26,7^\circ\text{C}$	133
Figura 6.7 - Variação do coeficiente de transferência de calor local médio em função do título de vapor local, avaliando a influência da velocidade mássica, $q''=60 \text{ kW/m}^2$, $p_{ent}=702 \text{ kPa}$, $\Delta T_{sub}=1,1^\circ\text{C}$, $T_{sat}=26,7^\circ\text{C}$	134

- Figura 6.8 - Variação do coeficiente de transferência de calor local médio em função do título de vapor local, avaliando a influência da velocidade mássica, $q''=120 \text{ kW/m}^2$, $p_{ent}=702 \text{ kPa}$, $\Delta T_{sub}=1,1^\circ\text{C}$, $T_{sat}=26,7^\circ\text{C}$135
- Figura 6.9 - Variação do coeficiente de transferência de calor local médio em função do título de vapor local, avaliando a influência do grau de subresfriamento na entrada, $G=252 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q''=40$ e 70 kW/m^2 , $p_{ent}=702 \text{ kPa}$, $T_{sat}=26,7^\circ\text{C}$136
- Figura 6.10 - Variação do coeficiente de transferência de calor local médio em função do título de vapor local, avaliando a influência do grau de subresfriamento na entrada, $G=503 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q''=80$ e 120 kW/m^2 , $p_{ent}=702 \text{ kPa}$, $T_{sat}=26,7^\circ\text{C}$137
- Figura 6.11 - Variação do coeficiente de transferência de calor local médio em função do título de vapor local, avaliando a influência da temperatura de saturação, $G=1002 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q''=160 \text{ kW/m}^2$, $\Delta T_{sub}=1,1^\circ\text{C}$ e $G=503 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q''=80 \text{ kW/m}^2$, $\Delta T_{sub}=1,1^\circ\text{C}$138
- Figura 6.12 - Verificação da variação do efeito de pressão de entrada e temperatura de saturação em função fluxo de calor avaliados em T_4 , $G=1001 \text{ kg/m}^2\text{s}$; $\Delta T_{sub}=1,1^\circ\text{C}$139
- Figura 6.13 - Comparação dos resultados experimentais para a transferência de calor com modelos da literatura.....145
- Figura 6.14 - Resultados experimentais e das correlações testadas em função do título de vapor, $G=252 \text{ kg/m}^2\text{s}$; $p_{ent}=702 \text{ kPa}$; $\Delta T_{sub}=1,05^\circ\text{C}$ e $q''=60 \text{ kW/m}^2$146
- Figura 6.15 - Resultados experimentais e das correlações testadas em função do título de vapor, $G=503 \text{ kg/m}^2\text{s}$; $p_{ent}=702 \text{ kPa}$; $\Delta T_{sub}=1,1^\circ\text{C}$ e $q''=120 \text{ kW/m}^2$147
- Figura 6.16 - Resultados experimentais e das correlações testadas em função do título de vapor, $G=1001 \text{ kg/m}^2\text{s}$; $p_{ent}=702 \text{ kPa}$; $\Delta T_{sub}=1,1^\circ\text{C}$ e $q''=180 \text{ kW/m}^2$148
- Figura 6.17 - Comparação dos dados experimentais avaliados através do transdutor diferencial $p03$ e através da pressão absoluta de entrada, $p01$, e pressão de saturação na saída.....149
- Figura 6.18 - Contribuições de queda de pressão, Δp_{at} , Δp_{ac} , e Δp_{tot} , em função do comprimento do canal. (a) $G=1001 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q''=120 \text{ kW/m}^2$, $\Delta T_{sub}=1,1^\circ\text{C}$, $\Delta p_{exp}=29,46 \text{ kPa}$; (b) $G=503 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q''=60 \text{ kW/m}^2$, $\Delta T_{sub}=1,1^\circ\text{C}$, $\Delta p_{exp}=5,59 \text{ kPa}$; (c) $G=1001 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q''=210 \text{ kW/m}^2$, $\Delta T_{sub}=20,0^\circ\text{C}$, $\Delta p_{exp}=32,88 \text{ kPa}$; (d) $G=1002 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q''=120 \text{ kW/m}^2$, $\Delta T_{sub}=20,0^\circ\text{C}$, $\Delta p_{exp}=10,17 \text{ kPa}$151

- Figura 6.19 - Contribuições de queda de pressão experimental, Δp_{at} , Δp_{ac} , e Δp_{tot} , em função do fluxo de calor. (a) $G=503 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $p_{ent}=903 \text{ kPa}$; $q''=5-70 \text{ kW/m}^2$, $\Delta T_{sub}=1,1 \text{ }^\circ\text{C}$; (b) $G=1002 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $p_{ent}=605 \text{ kPa}$; $q''=10-210 \text{ kW/m}^2$, $\Delta T_{sub}=1,1 \text{ }^\circ\text{C}$.. 154
- Figura 6.20 - Queda de pressão experimental em função do título de vapor, $p_{ent}=702 \text{ kPa}$; $\Delta T_{sub}=1,1 \text{ }^\circ\text{C}$ 155
- Figura 6.21 - Influência da pressão de entrada sobre a queda de pressão total, (a) $G=1002 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q''=10-210 \text{ kW/m}^2$, $\Delta T_{sub}=1,2 \text{ }^\circ\text{C}$; (b) $G=501 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q''=5-120 \text{ kW/m}^2$, $\Delta T_{sub}=1,1 \text{ }^\circ\text{C}$ 156
- Figura 6.22 - Avaliação das tendência das correlações de queda de pressão por atrito em comparação com os dados experimentais, (a) $G=250 \text{ kg/m}^2\text{s}$; $q''=5-70 \text{ kW/m}^2$, $\Delta T_{sub}=1,1 \text{ }^\circ\text{C}$, $p_{ent}=700 \text{ kPa}$; (b) $G=750 \text{ kg/m}^2\text{s}$; $q''=10-175 \text{ kW/m}^2$; $\Delta T_{sub}=1,1 \text{ }^\circ\text{C}$, $p_{ent}=700 \text{ kPa}$ 158
- Figura 6.23 - Comparação dos resultados experimentais para a queda de pressão por atrito com modelos da literatura 163
- Figura 6.24 - Variação dos parâmetro de ONB: (a) fluxo de calor; (b) pressão de entrada; (c) velocidade mássica; (d) queda de pressão; e (e) temperatura da parede. 165
- Figura 6.25 - Curvas de ebulição com determinação do ponto de ONB e efeitos de histerese: (a) $G=1002 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q''=10-210 \text{ kW/m}^2$, $\Delta T_{sub}=10,0 \text{ }^\circ\text{C}$, $p_{ent}=903 \text{ kPa}$; (b) $G=1002 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q''=10-210 \text{ kW/m}^2$, $\Delta T_{sub}=10,0 \text{ }^\circ\text{C}$, $p_{ent}=702 \text{ kPa}$ 167
- Figura 6.26 - Verificação do efeito da pressão sobre a determinação de ONB: (a) Dados experimentais de ONB em função da pressão de entrada; (b) Determinação do raio da cavidade ativa em função do grau de superaquecimento da parede. 169
- Figura 6.27 - Verificação do efeito do grau de subresfriamento sobre o ponto de ocorrência de ONB: (a) Dados experimentais de ONB em função do grau de subresfriamento na entrada; (b) determinação do raio da cavidade ativa em função do grau de superaquecimento da parede..... 171
- Figura 6.28 - Avaliação do efeito da velocidade mássica sobre o grau de superaquecimento necessário para ONB. 172
- Figura 6.29 - Evolução temporal dos tipos de ebulição em função do fluxo de calor aplicado..... 174
- Figura 9.1 - Aparato experimental e microtubos MPE utilizados em Yoo et al. (2002)..... 192
- Figura 9.2 - Coletor de saída de um evaporador com 42 tubos MPE, instrumentado com 23 termopares do tipo T, para avaliar a

	perda de capacidade térmica devido a distribuição irregular do escoamento bifásico, Stott et al. (1999).	193
Figura 9.3	- Configuração de entrada em linha e em paralelo de um distribuidor posicionado na vertical	194
Figura 9.4	- Efeito da intrusão sobre a distribuição de líquido entre os tubos MPE ramificados, (a) e (b) $G=54 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $x=0,5$, Lee e Lee (2004).	195
Figura 9.5	- Discretização dos volumes de controle usados no modelo TP-a de Tompkins et al. (2002b).....	197
Figura 9.6	- Distribuidor de escoamento bifásico baseado na separação total das fases e uniforme distribuição de cada uma delas. (Hrnjak, 2003).	201
Figura 10.1	- Esquema de montagem da bancada experimental de distribuição de escoamentos bifásicos (ar-água).	203
Figura 10.2	- Imagem da montagem da seção de teste com o separador de fases.....	206
Figura 10.3	- Imagem do reservatório medidor de líquido em acrílico.	207
Figura 10.4	- Imagem do misturador de fases, ar-água.....	207
Figura 10.5	- Esquema da seção de teste de distribuição de escoamento bifásico.	208
Figura 10.6	- Configurações geométricas da seção de teste verificadas.	210
Figura 11.1	- Diagrama do procedimento experimental padrão de realização dos testes de distribuição de vazão das fases líquida e gasosa.	212
Figura 11.2	- Exemplo da técnica de medição utilizada para avaliação da distribuição dos escoamentos bifásicos.....	215
Figura 12.1	- (a) Velocidade superficial das fases de líquido e gás no tubo de entrada; (b) Razão entre a velocidade superficial das fases no tubo de entrada.	221
Figura 12.2	- Resultados experimentais de distribuição com distribuidor e canais na horizontal com tubo de alimentação no centro do distribuidor e paralelo aos microcanais acoplados: (a) $G=200\text{kg/m}^2\text{s}$; (b) $G=400\text{kg/m}^2\text{s}$; (c) $G=600\text{kg/m}^2\text{s}$; (d) Desvio padrão em relação a uma distribuição uniforme.	226
Figura 12.3	- Avaliação do efeito da direção do tubo alimentador no distribuidor sobre a distribuição de líquido para $G=400 \text{ kg/m}^2\text{s}$: (a) Perpendicular aos canais acoplados e descendente; (b) Perpendicular aos canais acoplados e ascendente.	228

- Figura 12.4 - Resultados de distribuição para canais acoplados e distribuidor posicionados na horizontal com o tubo alimentador posicionado na lateral do distribuidor e paralelo aos canais ramificados: (a) $G=200 \text{ kg/m}^2\text{s}$; (b) $G=400 \text{ kg/m}^2$.
..... 230
- Figura 12.5 - Análise estatística comparativa do nível de distribuição de líquido: (a) Direção do tubo alimentador, $G=400 \text{ kg/m}^2\text{s}$; (b) Posição do tubo alimentador..... 231
- Figura 12.6 - Resultados experimentais de distribuição com distribuidor e canais na horizontal com tubo de alimentação no centro do distribuidor e paralelo aos microcanais acoplados: (a) $G=200\text{kg/m}^2\text{s}$; (b) $G=400\text{kg/m}^2\text{s}$; (c) $G=600\text{kg/m}^2\text{s}$; (d) Desvio padrão em relação à média. 234
- Figura 12.7 - Resultados experimentais de distribuição de líquido entre os canais acoplados posicionados na vertical e o distribuidor posicionados na horizontal, para um escoamento ascendente, com o tubo alimentador posicionado no centro do distribuidor e perpendicular aos canais ramificados: (a) $G=400 \text{ kg/m}^2\text{s}$; (b) $G=600 \text{ kg/m}^2$, (c) Análise estatística. 237
- Figura 12.8 - Resultados experimentais de distribuição de líquido entre os canais acoplados posicionados na vertical e o distribuidor posicionados na horizontal, para um escoamento ascendente, com o tubo alimentador posicionado na lateral do distribuidor e $G=400 \text{ kg/m}^2\text{s}$ (a) Paralelo aos canais ramificados; (b) Perpendicular aos canais ramificados; (c) Avaliação de distribuição para tubo paralelo; (c) Avaliação de distribuição para tubo perpendicular. 240
- Figura 12.9 - Resultados experimentais de distribuição de líquido com distribuidor e canais ramificados posicionados respectivamente na horizontal e vertical, e escoamento descendente nos canais: (a) $G=200\text{kg/m}^2\text{s}$; (b) $G=400\text{kg/m}^2\text{s}$; (c) $G=600\text{kg/m}^2\text{s}$; (d) Desvio padrão em relação à média. 243
- Figura 12.10 - Resultados experimentais de distribuição de líquido entre os canais acoplados posicionados na vertical e o distribuidor posicionados na horizontal, para um escoamento descendente, com o tubo alimentador posicionado no centro do distribuidor e perpendicular aos canais ramificados: (a) $G=400 \text{ kg/m}^2\text{s}$; (b) $G=600 \text{ kg/m}^2$, (c) Análise estatística para $G=400 \text{ kg/m}^2\text{s}$; (d) Análise estatística para $G=600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ 246

Figura 12.11 - Resultados experimentais de distribuição de líquido entre os canais acoplados posicionados na vertical e o distribuidor posicionados na horizontal, para um escoamento descendente, com o tubo alimentador posicionado na lateral do distribuidor e $G=400 \text{ kg/m}^2\text{s}$ (a) Paralelo aos canais ramificados; (b) Perpendicular aos canais ramificados; (c) Avaliação de distribuição para tubo paralelo; (c) Avaliação de distribuição para tubo perpendicular.....	248
Figura 12.12 - Resultados experimentais de distribuição de líquido com distribuidor e canais ramificados posicionados respectivamente na vertical e horizontal, e escoamento descendente nos canais: (a) $G=200\text{kg/m}^2\text{s}$; (b) $G=400\text{kg/m}^2\text{-s}$; (c) $G=600\text{kg/m}^2\text{-s}$; (d) Desvio de distribuição.....	251
Figura 12.13 - Avaliação do desempenho de distribuição de líquido entre os canais acoplados com $G=400 \text{ kg/m}^2\text{s}$: (a) Tubo alimentador paralelo aos canais acoplados; (b) Tubo alimentador perpendicular aos canais acoplados.....	253
Figura C.1 – Avaliação das perdas energéticas da seção de teste durante escoamentos monofásicos.....	294
Figura D.1 - Comparação dos resultados de queda de pressão monofásicos com as correlações de Blasius (1913) e Phillips (1987).....	296
Figura D.2 - Medições do coeficiente de transferência de calor para R134a comparada as correlações de Dittus e Boelter (1985) e Gnielinsky (1976).....	297
Figura E.1 - Confrontação da vazão mássica de líquido determinada experimentalmente.....	301
Figura G.1 - Evaporador do tipo placa com distribuidor produzido a partir de um corpo poroso (38), patente EUA 5.806.586 (Osthues, Petz e Zeitvogel, 1998).....	305
Figura G.2 - Conjunto com Venturi, cone distribuidor e arranjo dos canais distribuidores a partir da patente dos EUA 4.513.587 de Humpolik e Staffa (1985).....	306
Figura G.3 – Distribuidor com diminuição da seção transversal, patente da DE 4.319.192, de Burk, Salzer and Wolf, 1994.....	306
Figura G.4 - Evaporador com distribuidor com dupla entrada, da patente dos EUA 5.157.944, de Hughes, Struss and Boero, 1992.....	307
Figura G.5 – Distribuidor helicoidal inserido no interior do coletor de entrada, Hummel et al. (1985), patente dos EUA 5.524.823 1992.....	307
Figura G.6 - Distribuidor do tipo redemoinho centrífugo dos EUA 5.059.226 de Shneider e Byrd (1991).....	308

Figura G.7 - Distribuição de escoamento bifásico controlada, da patente dos EUA 5.832.744, de Dorste, Ens e Heffner (1998).	308
Figura G.8 - Elementos misturadores de fase com defletores estacionários direcionadores de escoamento	309

Lista de Tabelas

Tabela 3.1 - Classificação quanto ao diâmetro hidráulico, segundo Kandlikar (2001).	18
Tabela 3.2 - Propriedades dos fluidos e diâmetros hidráulicos correspondentes à transição de um escoamento macro a micro escala para diferentes fluidos refrigerantes baseado na Equação (3.6).	20
Tabela 3.3 - Propriedades dos Fluidos e diâmetros hidráulicos correspondente a transição de escoamentos de macro para micro escala 1 bar para água e 7 bar para R134a baseado nas equações (3.11) e (3.12).	22
Tabela 3.4 - Correlações da literatura para ONB para escoamentos sub-resfriados.	26
Tabela 3.5 - Exemplos de trabalhos de ONB em mini e microcanais disponíveis na literatura, Okawa (2012).	29
Tabela 3.6 - Coeficientes para a correlação de Butterworth (1975), (Collier e Thome (1996)).	34
Tabela 3.7 - Modelos para a determinação do fator de atrito de escoamentos homogêneos, Collier e Thome (1996).	50
Tabela 3.8 - Correlações proposta para estimar a viscosidade bifásica homogênea.	50
Tabela 3.9 - Valores da Constante C propostos por Lockhart e Martinelli (1949) em função do regime de escoamento.	53
Tabela 3.10 - Correlações para a queda de pressão para canais convencionais baseado no modelo de fases separadas	54
Tabela 3.11 - Correlações para o gradiente de pressão por atrito para microcanais baseado no modelo de fases separadas.	57
Tabela 3.12 - Resumo de alguns dos mais relevantes estudos em mini e microcanais (Ribatski et al. (2006))	75
Tabela 4.1 - Lista dos componentes da bancada experimental.	97
Tabela 4.2 - Rugosidade dos tubos capilares, medições realizadas por diferentes autores.	102
Tabela 4.3 - Detalhes dimensionais da seção de testes	103
Tabela 4.4 - Propriedades termofísicas do R134a à pressão de 7 bar ($p=700\text{ kPa}$)	106
Tabela 4.5 – Lista de sensores, fontes de alimentação e resistência elétrica.	108
Tabela 4.6 – Incertezas experimentais relativas.	108
Tabela 6.1 - Parâmetros de teste analisados.	125

Tabela 6.2 - Resultados estatísticos da comparação dos resultados experimentais do CTC do presente estudo com os fornecidos pelos modelos e correlações.....	141
Tabela 6.3 – Variação das propriedades do R134a em função da pressão.	157
Tabela 6.4 - Resumo dos resultados estatísticos das comparações dos modelos de queda de pressão por atrito.	160
Tabela 10.1 - Lista dos equipamentos da bancada experimental de distribuição de escoamento bifásico.	204
Tabela 10.2 - Possíveis configurações das posições dos canais e distribuidor.....	208
Tabela 11.1 – Incertezas experimentais relativas	218
Tabela 12.1 – Velocidades mássicas e vazões mássica média nos microcanais ramificados e suas correspondentes no tubo alimentador.	220
Tabela 12.2 - Padrões de escoamento para o tubo alimentador posicionado na horizontal.	222
Tabela 12.3 - Padrões de escoamento para o tubo alimentador posicionado na vertical.....	223
Tabela E.1 - Capacidade máxima de massa dos reservatórios individuais.	299

Lista de Abreviaturas e Siglas

<i>A</i>	<i>Anular</i>
<i>SA</i>	<i>Semianular</i>
<i>BC</i>	<i>Bolha confinada</i>
<i>CHF</i>	<i>Fluxo crítico de calor</i>
<i>CTC</i>	<i>Coefficiente de transferência de calor</i>
<i>BI</i>	<i>Bolha isolada</i>
<i>S</i>	<i>Secagem</i>
<i>LEPTEN</i>	<i>Laboratórios de engenharia de processos de conversão e tecnologia de energia</i>
<i>ST</i>	<i>Seção de teste</i>
<i>TP</i>	<i>Termopar</i>
<i>DDP</i>	<i>Diferença de potencial</i>
<i>PDF</i>	<i>Pontos dentro da faixa</i>
<i>NB</i>	<i>Ebulição nucleada</i>
<i>CB</i>	<i>Ebulição convectiva</i>
<i>ONB</i>	<i>Início da ebulição nucleada</i>
<i>IAM</i>	<i>Incerteza absoluta média</i>
<i>DHF</i>	<i>Fluxo de calor de secagem</i>
<i>COP</i>	<i>Coefficiente de desempenho</i>
<i>MPE</i>	<i>Multi-port extrude</i>
<i>FL</i>	<i>Fração de líquido</i>
<i>RVM</i>	<i>Razão de vazão mássica</i>
<i>DPL</i>	<i>Desvio padrão da fração de líquido</i>

Lista de Símbolos

Alfabeto Latino:

<i>Símbolo</i>	<i>Definição</i>	<i>Unidade</i>
<i>A</i>	<i>Área</i>	<i>[m²]</i>
<i>A1</i>	<i>Parâmetro admensional</i>	<i>[-]</i>
<i>A2</i>	<i>Parâmetro admensional</i>	<i>[-]</i>
<i>A3</i>	<i>Parâmetro admensional</i>	<i>[-]</i>
<i>B</i>	<i>Constante</i>	<i>[-]</i>
<i>B1</i>	<i>Constante</i>	<i>[-]</i>
<i>B2</i>	<i>Constante</i>	<i>[-]</i>
<i>B3</i>	<i>Constante</i>	<i>[-]</i>
<i>B4</i>	<i>Constante</i>	<i>[-]</i>
<i>Bo</i>	<i>Número de ebulição</i>	<i>[-]</i>
<i>c1</i>	<i>Constante</i>	<i>[-]</i>
<i>c2</i>	<i>Constante</i>	<i>[-]</i>
<i>c3</i>	<i>Constante</i>	<i>[-]</i>
<i>c4</i>	<i>Constante</i>	<i>[-]</i>
<i>C</i>	<i>Parâmetro de Crisholm</i>	<i>[-]</i>
<i>Co</i>	<i>Número de confinamento</i>	<i>[-]</i>
<i>CD</i>	<i>Coefficiente de arrasto</i>	<i>[-]</i>
<i>cp</i>	<i>Calor específico à pressão constante</i>	<i>[kJ/kg-K]</i>
<i>C_{δo}</i>	<i>Parâmetro experimental</i>	<i>[-]</i>
<i>d</i>	<i>Diâmetro</i>	<i>[m]</i>
<i>D</i>	<i>Diâmetro</i>	<i>[m]</i>
<i>Eö</i>	<i>Número de Eotvös</i>	<i>[-]</i>
<i>F</i>	<i>Coefficiente intensificador da ebulição convectiva</i>	<i>[-]</i>
<i>Fe</i>	<i>Fator de escorregamento</i>	<i>[-]</i>
<i>Fr</i>	<i>Número de Froude</i>	<i>[-]</i>
<i>F'</i>	<i>Força por unidade de comprimento</i>	<i>[N/m]</i>
<i>F''</i>	<i>Força por unidade de área</i>	<i>[N/m²]</i>
<i>f</i>	<i>Frequencia de geração do par bolha-vapor</i>	<i>[Hz]</i>

Símbolo	Definição	Unidade
<i>g</i>	<i>Aceleração da gravidade;</i>	<i>[m/s²]</i>
<i>G</i>	<i>Velocidade mássica</i>	<i>[kg/ m²s]</i>
\bar{G}	<i>Velocidade mássica média</i>	<i>[kg/ m²s]</i>
<i>h</i>	<i>Coefficiente de transferência de calor</i>	<i>[W/m²K]</i>
<i>H</i>	<i>Altura</i>	<i>[m]</i>
<i>i_v</i>	<i>Entalpia de vaporização</i>	<i>[J/kg]</i>
<i>i</i>	<i>Entalpia específica</i>	<i>[J/kg]</i>
<i>I</i>	<i>Corrente elétrica</i>	<i>[A]</i>
<i>j</i>	<i>Velocidade superficial</i>	<i>[m/s]</i>
<i>k</i>	<i>Condutividade térmica</i>	<i>[W/m-K]</i>
<i>L</i>	<i>Comprimento</i>	<i>[m]</i>
<i>La</i>	<i>Constante de Laplace</i>	<i>[-]</i>
<i>Pr</i>	<i>Número de Prandt</i>	<i>[-]</i>
\dot{m}	<i>Vazão mássica</i>	<i>[kg/s]</i>
<i>M_w</i>	<i>Peso molecular;</i>	<i>[kg/kmol]</i>
<i>N</i>	<i>Quantidade de canais paralelos</i>	<i>[-]</i>
<i>n</i>	<i>Expoente do modelo assintótico</i>	<i>[-]</i>
<i>Nu</i>	<i>Número de Nusselt</i>	<i>[-]</i>
<i>p</i>	<i>Pressão</i>	<i>[Pa]</i>
<i>P</i>	<i>Potência</i>	<i>[W]</i>
<i>Q</i>	<i>Calor</i>	<i>[J]</i>
<i>q''</i>	<i>Fluxo de calor</i>	<i>[W/m²]</i>
<i>r</i>	<i>Raio</i>	<i>[m]</i>
<i>R</i>	<i>Resistência elétrica</i>	<i>[ohms]</i>
<i>R*</i>	<i>Raio</i>	<i>[m]</i>
<i>Re</i>	<i>Número de Reynolds</i>	<i>[-]</i>
<i>S</i>	<i>Coefficiente intensificador da ebulição nucleada</i>	<i>[-]</i>
<i>t</i>	<i>Tempo</i>	<i>[s]</i>
<i>T</i>	<i>Temperatura</i>	<i>[°C]</i>
<i>U</i>	<i>Velocidade</i>	<i>[m/s]</i>
<i>u</i>	<i>Velocidade</i>	<i>[m/s]</i>

<i>Símbolo</i>	<i>Definição</i>	<i>Unidade</i>
V	<i>Tensão/Volume</i>	$[V]/[m^3]$
x_v	<i>Título de vapor</i>	$[-]$
X	<i>Parâmetro de Martineli</i>	$[-]$
y	<i>Altura</i>	$[m]$
z	<i>Posição</i>	$[m]$
w	<i>Espessura</i>	$[m]$
We	<i>Número de Weber</i>	$[-]$

Alfabeto Grego:

<i>Símbolo</i>	<i>Definição</i>	<i>Unidade</i>
Φ	<i>Multiplificador bifásico</i>	$[-]$
θ	<i>Ângulo</i>	$[^\circ]$
ρ	<i>Massa específica</i>	$[kg/m^3]$
σ	<i>Tensão superficial</i>	$[N/m]$
β	<i>Fator de redução de pressão</i>	$[-]$
μ	<i>Viscosidade</i>	$[kg/ms]$
α	<i>Fração de vazio</i>	$[-]$
ΔT	<i>Diferença de Temperatura</i>	$[^\circ C]$
Δp	<i>Diferença de Pressão</i>	$[Pa]$
τ	<i>Tempo de geração do par</i>	$[s]$
ν	<i>Viscosidade cinemática</i>	$[Pa.s]$
δ	<i>Espessura de Película de líquido</i>	$[mm]$
ϱ	<i>Coeficiente de resistência</i>	$[-]$
ϵ	<i>Rugosidade relativa do tubo</i>	$[-]$
Υ	<i>Coeficiente</i>	$[-]$
ξ	<i>Coeficiente de arrasto</i>	$[-]$
\S	<i>Coeficiente</i>	$[-]$

Índices

<i>Simbolo</i>	<i>Definição</i>	<i>Simbolo</i>	<i>Definição</i>
<i>ac</i>	<i>Aceleração</i>	<i>lo</i>	<i>Somente líquido</i>
<i>ad</i>	<i>adiabático</i>	<i>lt</i>	<i>Laminar, turbulento</i>
<i>aq</i>	<i>Aquecido</i>	<i>lv</i>	<i>Latente de vaporização</i>
<i>amb</i>	<i>Ambiente</i>	<i>max</i>	<i>Máximo</i>
<i>at</i>	<i>Atrito</i>	<i>m</i>	<i>medida</i>
<i>b</i>	<i>Bolha de vapor</i>	<i>med</i>	<i>Médio</i>
<i>bif</i>	<i>Bifásico</i>	<i>min</i>	<i>Mínimo</i>
<i>bu</i>	<i>Bulbo úmido</i>	<i>mono</i>	<i>Monofásico</i>
<i>calc</i>	<i>Calculado</i>	<i>molhado</i>	<i>Contato com líquido</i>
<i>cent</i>	<i>centro</i>	<i>nb</i>	<i>Ebulição Nucleada</i>
<i>cb</i>	<i>Ebulição convectiva</i>	<i>I</i>	<i>Corrente</i>
<i>ch</i>	<i>Canal</i>	<i>i</i>	<i>Interno/ inferior</i>
<i>conf</i>	<i>Confinamento</i>	<i>inf</i>	<i>Inferior</i>
<i>crit</i>	<i>Crítico</i>	<i>ONB</i>	<i>Início da ebulição</i>
<i>ent</i>	<i>Entrada</i>	<i>lim</i>	<i>limite</i>
<i>eq</i>	<i>Equivalente</i>	<i>lat</i>	<i>Lateral</i>
<i>exp</i>	<i>Experimental</i>	<i>pelic</i>	<i>Película</i>
<i>f</i>	<i>fluido</i>	<i>pol</i>	<i>Polinômio</i>
<i>film</i>	<i>filme</i>	<i>r</i>	<i>referência</i>
<i>fr</i>	<i>Friccional</i>	<i>S</i>	<i>Superficial</i>
<i>FS</i>	<i>Fases separadas</i>	<i>sai</i>	<i>Saída</i>
<i>l</i>	<i>Líquido</i>	<i>sat</i>	<i>Saturação</i>
<i>g</i>	<i>gás</i>	<i>seco</i>	<i>Seco</i>
<i>gt</i>	<i>gravitacional</i>	<i>sec</i>	<i>Secagem</i>
<i>h</i>	<i>Hidráulico</i>	<i>sp</i>	<i>Monofásico</i>
<i>hom</i>	<i>Homogêneo</i>	<i>sl</i>	<i>Somente líquido</i>
<i>i</i>	<i>Interno/índice</i>	<i>sg</i>	<i>Somente gás</i>
<i>in</i>	<i>Inércia</i>	<i>sol</i>	<i>sólido</i>
<i>ll</i>	<i>Laminar, laminar</i>	<i>sub</i>	<i>Sub-resfriado</i>
<i>lam</i>	<i>Laminar</i>	<i>sup</i>	<i>superior</i>

<i>Símbolo</i>	<i>Definição</i>	<i>Símbolo</i>	<i>Definição</i>
<i>T</i>	<i>Térmico</i>	<i>tt</i>	<i>Turbulento, turbulento</i>
<i>t</i>	<i>Total</i>	<i>v</i>	<i>Vapor</i>
<i>tl</i>	<i>Turbulento, laminar</i>	<i>vo</i>	<i>Somente vapor</i>
<i>tp</i>	<i>Bifásico</i>	<i>z</i>	<i>Local no canal</i>
<i>Tr</i>	<i>Transversal</i>	<i>w</i>	<i>Parede</i>
<i>tran</i>	<i>Transição</i>	<i>z</i>	<i>Local no canal</i>
<i>turb</i>	<i>Turbulento</i>	<i>w</i>	<i>Parede</i>

Sumário

1. INTRODUÇÃO GERAL.....	7
<i>Parte A - Ebulição convectiva do R134a em microcanais paralelos</i>	<i>9</i>
2. INTRODUÇÃO – EBULIÇÃO CONVECTIVA EM MICROCANAIS PARALELOS	11
2.1. Introdução.....	11
3. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA - EBULIÇÃO CONVECTIVA EM MICROCANAIS PARALELOS.....	17
3.1. Transição entre macro e microescala.....	17
3.2. Início da ebulição nucleada (ONB)	22
3.2.1. ONB em mini e microcanais.....	32
3.3. Fração de vazio	33
3.4. Padrões de escoamento	34
3.4.1. Padrões de escoamento encontrados em microcanais.....	35
3.4.2. Mapas de Padrões de Escoamento	37
3.5. Queda de pressão	46
3.5.1. Escoamentos monofásicos	47
3.5.2. Escoamentos bifásicos	49
3.5.3. O Modelo Homogêneo.....	49
3.5.4. O modelo de fases separadas	51
3.5.5. Modelos homogêneo e de fases separadas aplicados a microcanais.....	60
3.6. Transferência de calor com mudança de fase em microcanais ..	61
3.6.1. Estudos experimentais de ebulição convectiva em microcanais.....	62
3.6.2. Mecanismos de transferência de calor em microcanais	72
3.6.3. Métodos de cálculo para previsão do coeficiente de transferência de calor.....	80
3.6.4. Métodos empíricos e semi-empíricos para a ebulição em microcanais.....	82
3.6.5. Métodos fenomenológicos para previsão da ebulição em microcanais.....	88
3.7. Resumo	94

4. MATERIAIS - EBULIÇÃO CONVECTIVA EM MICROCANAIS PARALELOS	95
4.1. Introdução	95
4.2. Bancada experimental	95
4.3. Seção de teste	100
4.4. Uniformidade do aquecimento da seção de teste	103
4.5. Carregamento do sistema e qualidade do refrigerante	104
4.6. Fluido refrigerante.....	105
4.7. Plano de aquisição de dados e medição.....	106
5. DESCRIÇÃO DOS PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS - EBULIÇÃO CONVECTIVA EM MICROCANAIS PARALELOS.....	111
5.1. Procedimentos de realização dos testes.....	111
5.2. Avaliação da estabilidade durante os testes	112
5.3. Avaliação da uniformidade da distribuição de calor entre os microcanaís	115
5.4. Repetitividade dos dados experimentais	116
5.5. Tratamento dos dados experimentais	117
5.5.1. Velocidade mássica média, G	119
5.5.2. Fluxo de calor médio, q''	120
5.5.3. Comprimento de escoamento sub-resfriado, L_{sub}	120
5.5.4. Pressão ao longo da região bifásica, $p_{sat,z}$	121
5.5.5. Temperatura do fluido na região bifásica, $T_{sat,z}$	122
5.5.6. Título de vapor, $x_{v,z}$	122
5.5.7. Coeficiente de transferência de calor bifásico, h_z	123
6. RESULTADOS E DISCUSSÕES - EBULIÇÃO CONVECTIVA EM MICROCANAIS PARALELOS.....	124
6.1. Caracterização das condições de teste.....	124
6.2. Resultados de transferência de calor bifásica.....	126
6.2.1. Curva de ebulição.....	126
6.2.2. Influência do regime de escoamento sobre a transferência de calor	127
6.2.3. Influência do fluxo de calor sobre a transferência de calor	132
6.2.4. Influência da velocidade mássica sobre a transferência de calor	134

6.2.5. Influência do grau de subresfriamento sobre a transferência de calor	136
6.2.6. Influência da temperatura de saturação sobre a transferência de calor	138
6.2.7. Avaliação dos resultados experimentais do coeficiente de transferência de calor com modelos e correlações	140
6.3. Resultados de queda de pressão bifásica	148
6.3.1. Análise de cada componente de queda de pressão	149
6.3.2. Influência da velocidade mássica sobre a queda de pressão	155
6.3.3. Influência da pressão de entrada sobre a queda de pressão	155
6.3.4. Avaliação dos modelos de queda de pressão por atrito....	157
6.4. Resultados de ONB.....	164
6.4.1. Efeito da pressão sobre o ONB.....	168
6.4.2. Efeito da temperatura de entrada sobre o ONB	170
6.4.3. Efeito da velocidade mássica sobre ONB	172
6.4.4. Diferentes comportamentos encontrados	173
7. CONCLUSÕES SOBRE EBULIÇÃO CONVECTIVA EM MICROCANAIS PARALELOS.....	176
7.1. Conclusões.....	176
<i>Parte B - Análise da distribuição do escoamento bifásico ar-água em um distribuidor acoplado a microcanais</i>	
	179
8. INTRODUÇÃO - DISTRIBUIÇÃO DE ESCOAMENTO BIFÁSICO	181
8.1. Introdução	181
9. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA - DISTRIBUIÇÃO DE ESCOAMENTO BIFÁSICO.....	185
9.1. Visão geral do capítulo	185
9.2. Efeitos da distribuição não uniforme das fases em trocadores de calor	185
9.3. Distribuição de vazões de escoamentos bifásicos em distribuidores com canais paralelos – investigações experimentais.....	187
9.3.1. Trocadores de calor com canais circulares paralelos	188
9.3.2. Trocadores de calor com canais tipo placa	189

9.3.3. Distribuidores de trocadores de calor com multi microtubos	191
9.4. Modelos semi-empíricos para distribuição de escoamentos bifásicos	195
9.4.1. O modelo de Watanabe et al. (1995).....	195
9.4.2. O modelo de Tompkins et al. (2002b).....	196
9.5. Componentes e aplicações para melhorar a distribuição de escoamentos bifásicos	198
9.5.1. Modificações geométricas do distribuidor	199
9.5.2. Mistura das fases e distribuição controlada da mistura	199
9.5.3. Separação das fases e remistura dentro dos canais ramificados	200
9.5.4. Separação das fases e alimentação do evaporador com líquido	200

10.MATERIAIS – DISTRIBUIÇÃO DE ESCOAMENTOS

BIFÁSICOS.....202

10.1. Visão geral do capítulo	202
10.2. Descrição da bancada experimental	202
10.3. Seção de teste.....	208

11.MÉTODOS - DISTRIBUIÇÃO DE ESCOAMENTO

BIFÁSICO.....212

11.1. Procedimentos experimentais	212
11.2. Matriz de testes	213
11.3. Tratamento dos dados Experimentais	214
11.3.1. Velocidade mássica, G	214
11.3.2. Título de gás, x_g	214
11.3.3. Determinação da vazão mássica de líquido em cada microcanal	214
11.3.4. Indicadores do nível de distribuição.....	216
11.3.5. Incertezas de medição	217

12.RESULTADOS E DISCUSSÕES - DISTRIBUIÇÃO DE

ESCOAMENTOS BIFÁSICOS.....219

12.1. Caracterização da velocidade superficial das fases de líquido e gás no tubo de entrada	219
12.2. Padrão de escoamento no tubo alimentador.....	222
12.3. Distribuidor e canais na horizontal	223
12.3.1. Efeito da velocidade mássica e título de vapor.....	223

12.3.2. Efeito da posição e direção do tubo alimentador	227
12.4. Distribuidor na horizontal e canais na vertical com escoamento ascendente	232
12.4.1. Efeito da velocidade mássica e título de vapor	232
12.4.2. Efeito da posição e direção do tubo alimentador	236
12.5. Distribuidor na horizontal e canais na vertical com escoamento descendente	240
12.5.1. Efeito da velocidade mássica e título de vapor	241
12.5.2. Efeito da posição e direção do tubo alimentador	244
12.6. Distribuidor na vertical e canais na horizontal	249
12.6.1. Efeito da velocidade mássica e título de vapor	249
12.7. Comparação estatística entre as configurações testadas	252
13. CONCLUSÕES - DISTRIBUIÇÃO DE ESCOAMENTO BIFÁSICO	256
13.1. Conclusões	256
14. CONCLUSÕES GERAIS E RECOMENDAÇÕES DE TRABALHOS FUTUROS	258
Referências	261
APÊNDICE A – CALIBRAÇÃO E DETERMINAÇÃO DA INCERTEZA PADRÃO DOS TERMOPARES	283
A1. Incerteza dos Termopares	284
APÊNDICE B – ANÁLISE DE INCERTEZAS DA EBULIÇÃO EM MICROCANAIS	287
B1. Incerteza da Temperatura do fluido na região bifásica	288
B2. Incerteza na temperatura da parede, $T_{w,i}$	288
B3. Incerteza da Velocidade mássica (G)	290
B4. Incerteza no Fluxo de Calor	290
B5. Incerteza do coeficiente de transferência de calor (h)	291
APÊNDICE C – BALANÇO DE ENERGIA	293
APÊNDICE D – RESULTADOS EXPERIMENTAIS MONOFÁSICOS	295
D1. Queda de pressão	295
D2. Transferência de calor	296
APÊNDICE E – DETERMINAÇÃO DE PARÂMETROS	299

E1. Determinação da capacidade máxima dos reservatórios individuais de medição	299
E2. Comparação entre dados experimentais de vazão mássica total	300

APÊNDICE F – ANÁLISE DE INCERTEZAS NA DISTRIBUIÇÃO DE ESCOAMENTO BIFÁSICO302

F1. Incerteza da velocidade mássica total (G_t)	302
F2. Incerteza do título de gás (x_g)	302
F3. Incerteza da vazão mássica média nos microcanais individuais	302
F4. Incerteza dos indicadores de distribuição	303

APÊNDICE G – PATENTES DE DISTRIBUIDORES BIFÁSICOS.....305

1. Introdução Geral

Conversão e utilização de energia são processos que estão continuamente presentes na sociedade moderna influenciando as grandes questões relacionadas à sustentabilidade e ao desenvolvimento econômico. Preocupações ambientais, como a poluição do ar e o aquecimento global, passaram a ditar as práticas de conservação e recuperação de energia, bem como o desenvolvimento e a implementação de tecnologias de conversão que utilizam as fontes de energia renováveis. Trocadores de calor são equipamentos que estão presentes em diferentes aplicações industriais.

Intensas pesquisas, nas últimas quatro décadas, têm sido realizadas na área de engenharia e ciências térmicas com o objectivo de aumentar o coeficiente global de transferência de calor e a minimização da queda de pressão conjuntamente à miniaturização desses evaporadores, de interesse de várias aplicações industriais, tais como refrigeração comercial, condicionamento de ar automotivo, resfriamento de microprocessadores eletrônicos, dentre outras. Questões como a crescente demanda de energia, a necessidade do aumento da eficiência energética e economia de materiais, limitações de espaço para a disposição do dispositivo e aumento da funcionalidade e facilidade de manejo da unidade criaram desafios ao desenvolvimento de alta performance, para a próxima geração de trocadores de calor.

Entre as várias técnicas disponíveis, os trocadores de calor com microcanais representam um caminho promissor e inovador para enfrentar os desafios de gerenciamento térmico. Os microcanais paralelos representam o próximo passo no desenvolvimento de trocadores de calor. Quando adequadamente projetados e utilizados, os evaporadores com microcanais devem garantir uma distribuição de vazão uniforme entre os canais, reduzir o comprimento do escoamento, a fim de permitir a obtenção de coeficientes globais de transferência de calor bastante elevados.

Atualmente, os microcanais são o alvo especial de investigações devido à sua maior transferência de calor, peso reduzido, bem como o seu pequeno espaço ocupado, economia de energia e de materiais potenciais em relação aos trocadores de calor com tubos de tamanhos convencionais.

Outro fator importante para o aumento crescente da sua aplicação na indústria são os rápidos avanços em microusinagem e técnicas de micro-deformação que estão reduzindo consideravelmente o

custo de fabricação e melhorando a confiabilidade dos sistemas com microcanais.

Diferentemente do caso da ebulição no interior de canais, com tamanhos e formas convencionais, a transferência de calor e as correlações para a ebulição em escoamento de fluido no interior de microcanais, é que os procedimentos sistemáticos de projeto ainda não estão bem estabelecido para microcanais.

Entretanto, com o aumento do número de canais paralelos, um outro problema surge, a distribuição de fluido entre os canais paralelos. Assunto que também tem recebido crescente atenção, pois uma distribuição irregular pode diminuir sensivelmente a eficiência do dispositivo.

Neste trabalho de tese a atenção está voltada ao processo de vaporização que ocorre no interior de microcanais paralelos bem como ao processo de distribuição de vazão bifásica que depende de diferentes variáveis nos tubos distribuidores ou “manifolds” desses microcanais, principalmente no distribuidor localizado na entrada.

O presente texto está estruturado e dividido em duas partes: na parte A são apresentados os resultados da pesquisa sobre o processo de ebulição convectiva e a queda de pressão bifásica em microcanais; na parte B, é tratado o problema de distribuição de vazões de escoamentos bifásicos entre canais paralelos acoplados a um distribuidor comum a eles.

Parte A

Ebulição convectiva do R134a em microcanais paralelos

2. Introdução – Ebulição convectiva em microcanais paralelos

2.1. Introdução

Os fenômenos que envolvem ebulição, de um modo geral, têm sido investigados por décadas por muitos pesquisadores, pois ebulição é um dos mais eficientes modos de transferência de calor em escoamentos no interior de canais e também em piscina. Entretanto, este mecanismo de transferência de calor não tem sido completamente compreendido e modelos continuam a ser desenvolvidos por vários pesquisadores em todo o mundo. O assunto é de grande relevância e ainda deve ser estudado, pois tecnologias relacionadas com energia são muitas vezes limitadas no que se refere ao transporte de energia térmica.

Escoamentos com mudança de fase são geralmente de interesse em aplicações que necessitam de elevados níveis de transferência de calor. Escoamentos monofásicos utilizam somente transferência de calor convectiva, enquanto que escoamentos bifásicos podem aumentar a taxa de transferência de calor devido à mudança de fase (evaporação) e à configuração da interface líquido-vapor dela decorrente. Logo, escoamentos bifásicos com mudança de fase podem ser desejáveis em um certo número de aplicações.

O processo de ebulição convectiva em microcanais e a transferência de calor a ele associada têm sido intensamente investigadas na última década. O rápido desenvolvimento de dispositivos em micro escala tem exigido um melhor entendimento de complexos mecanismos de transferência de calor em escoamentos bifásicos através de micro geometrias. A sua importância é reiterada pelo significativo número de aplicações em que o processo de mudança de fase líquido-vapor é empregado como o principal mecanismo para conduzir ou remover calor. Estes campos incluem circuitos de refrigeração eletrônica, mini trocadores de calor, bioengenharia, aeroespacial, etc. Outras áreas de pesquisa incluem resfriamento de matrizes de diodo a laser, micro dispositivos de refrigeração Joule Thompson, e seções de evaporadores e condensadores de ciclos por compressão de vapor.

O aumento da capacidade de processamento dos microcomputadores provocou um crescimento exponencial de três ordens de grandeza, nos últimos quarenta anos, do fluxo de calor dissipado por esses microprocessadores, conforme se pode observar na Figura 2.1. Em decorrência deste aumento, houve a necessidade de se encontrar sistemas

de resfriamento mais eficientes e compactos do que aqueles convencionalmente empregados. Uma dessas soluções, bastante difundida nas indústrias de refrigeração comercial e de sistemas de condicionamento de ar automotivo são os dispositivos que utilizam microcanais como base do processo de transferência de calor por ebulição.

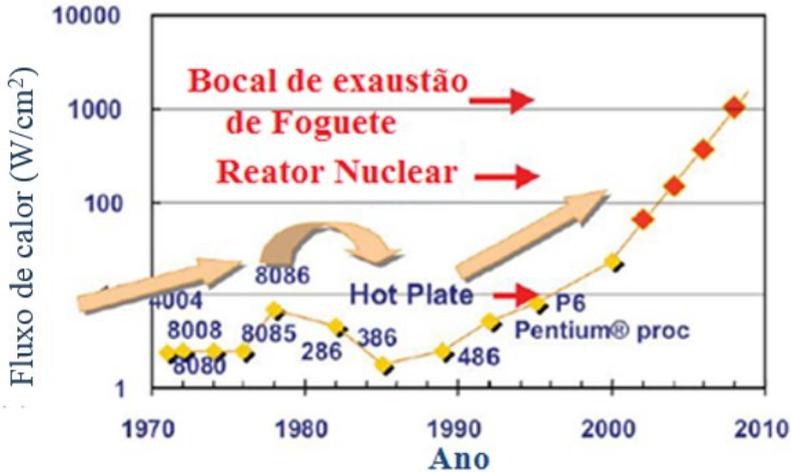


Figura 2.1 - Evolução do fluxo de calor dissipado em circuitos integrados ao longo dos anos, Mishra e Singh (2007).

Uma das principais aplicações industriais do processo de ebulição em microcanais é na área de refrigeração de circuitos eletrônicos. A maior vantagem da presença de escoamentos bifásicos é que o gradiente de temperatura ao longo do comprimento do canal é menor do que em escoamentos monofásicos, devido ao fenômeno de mudança de fase, conforme se pode observar na Figura 2.2. Nela são mostradas a temperatura da parede e a pressão local em função da posição axial do canal. Percebe-se que, enquanto para escoamentos monofásicos há uma grande variação de temperatura ao longo do comprimento do canal, em escoamentos bifásicos a temperatura permanece quase que constante devido à pequena variação da temperatura de saturação. Outro fator importante que podemos resaltar é que os escoamentos bifásicos em microcanais resultam em elevados coeficientes de transferência de calor e requerem menores taxas de vazão mássica de fluido refrigerante para um equivalente efeito de resfriamento quando comparados com os escoamentos monofásicos.

Microcanais também podem suportar uma maior pressão de operação e proporcionar uma maior área de contato com o fluido por unidade de volume do que os canais de grandes dimensões. Além disso, eles apresentam um coeficiente transferência de calor maior em condições operacionais semelhantes aos dos canais convencionais. Essas vantagens favorecem o desenvolvimento de trocadores de calor mais compactos, pois minimizam o tamanho e a quantidade de material usado na sua fabricação, bem como a quantidade de fluido refrigerante utilizada no sistema.

Com uma redução da ordem de uma ordem de magnitude do diâmetro hidráulico do canal para escalas de milímetros ou submilimétrica, significantes diferenças têm sido relatadas nas características dos escoamentos bifásicos e transferência de calor quando comparados a canais convencionais. Mecanismos físicos que são potencialmente dominantes em microcanais são menos importantes em canais convencionais.

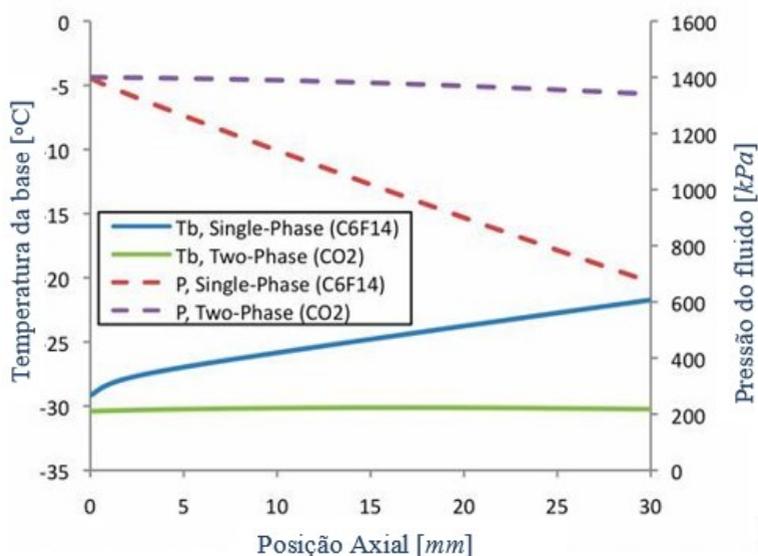


Figura 2.2 - Comparação de um sistema de resfriamento com escoamento monofásico e bifásico horizontal, Thome et al. (2010).

Distinção também deve ser feita entre sistemas baseados em minicanais e em microcanais, por várias razões fenomenológicas e práticas. Existem algumas diferenças importantes entre essas duas categorias de escala geométrica do canal no que diz respeito à base dos fenômenos de escoamentos bifásicos, em especial, aos padrões de

escoamento e velocidade de deslizamento entre as fases de líquido e gás. Algumas dessas diferenças são apresentadas a seguir.

Sistemas de refrigeração com microcanais são normalmente concebidos como matrizes de canais paralelos ligados em ambas as extremidades distribuidoras com entrada e saída comuns. Múltiplos canais paralelos, com entradas e saídas comuns, estão suscetíveis a instabilidades e a má distribuição do escoamento entre eles. Sistemas de refrigeração com minicanais, em contraste, podem ser projetados tanto em matrizes de múltiplos canais paralelos, bem como, em canais individuais.

Microcanais operam em condições de baixa vazão mássica. No entanto, sistemas com minicanais podem operar em uma ampla faixa de velocidade mássica do fluido refrigerante.

Geralmente, é possível medir ou quantificar a vazão mássica e as taxas de transferência de calor nos experimentos com minicanais. Em microcanais, porém a condução de calor em estruturas sólidas é geralmente muito importante e pode provocar uma significativa não uniformidade de temperatura. A transferência de calor em sistemas com microcanais é, portanto, sempre um problema conjugado de condução e convecção, e a correta interpretação dos dados experimentais requer uma cuidadosa e detalhada análise térmica do campo de escoamento e da sua estrutura sólida.

Evaporadores e também condensadores que possuem microcanais, na prática são na grande maioria das vezes projetados de forma empírica, sem utilizar-se de métodos de previsão de transferência de calor e queda de pressão. É bem verdade que a tecnologia existente para a minaturização destes trocadores de calor ultrapassou o que pode ser modelado. Alguns métodos de predição e modelos para determinação do coeficiente de transferência de calor e queda de pressão em mini e microcanais foram propostos na literatura mais contundentemente durante as últimas duas décadas. No entanto, grandes diferenças podem ser encontradas tanto nos resultados experimentais obtidos por diferentes pesquisadores em condições similares, ou quando se consideram tais resultados e os métodos de previsão até então propostos.

Percebe-se que a abordagem do tema desta tese é de grande importância e interesse atual tanto para a indústria, como para a comunidade científica da área de transferência de calor. Logo, buscou-se a partir da realização deste trabalho o domínio e a compreensão dos mecanismos físicos envolvidos na ebulição em microcanais na busca pelo aumento da efetividade dos sistemas que os utilizam. Avaliando os parâmetros que influenciam sobre o coeficiente de transferência de calor e queda de pressão em escoamentos bifásicos com mudança de fase.

Temos também como objetivo avaliar de uma forma crítica a aplicabilidade das correlações e modelos existentes para queda de pressão e coeficiente de transferência de calor para ebulição convectiva em microcanais. E por fim, avaliar, de uma forma crítica, o comportamento do início da ebulição nucleada no interior de escoamentos bifásicos, verificando quais parâmetros entram em jogo. Pretende-se através desses objetivos dar uma importante contribuição para a compreensão dos fenômenos que regem a ebulição convectiva em microcanais paralelos.

Para alcançar tais objetivos foi feito um estudo experimental do comportamento termo-hidráulico da ebulição do fluido refrigerante R134a durante o seu escoamento no interior de nove microcanais paralelos de $0,77\text{ mm}$ de diâmetro, posicionados horizontalmente. São analisados o coeficiente de transferência de calor por ebulição e a queda de pressão devido ao atrito e aceleração na ebulição do fluido de trabalho. Outro parâmetro de grande importância como a determinação do início da ebulição, ONB, também é considerado. Os resultados experimentais obtidos são analisados em função dos seguintes parâmetros: velocidade mássica, temperatura, fluxo de calor e título de vapor do fluido refrigerante.

Os dados experimentais obtidos são utilizados para a validação de formulações encontradas na literatura para a predição do coeficiente de transferência de calor e da queda de pressão. Entre os modelos semi-empíricos e correlações são testadas algumas formulações propostas para o coeficiente de transferência de calor e para a queda de pressão. Também foram verificados a influência de certos parâmetros de entrada sobre o coeficiente de transferência de calor e ONB.

O presente trabalho está estruturado da seguinte forma:

- 1) Capítulo 2 - Introdução, apresentação dos objetivos e motivações para a realização do presente trabalho;
- 2) Capítulo 3 - Revisão bibliográfica: uma revisão bibliográfica sobre o tema é apresentada, mostrando o estado da arte da ebulição em microcanais, identificando os principais temas relacionados aos mecanismos de transferência de calor com mudança de fase e as contribuições de outros pesquisadores nesta área;
- 3) Capítulo 4 - Equipamentos e sistema de aquisição: apresenta-se a bancada de teste utilizada no presente estudo, bem como os detalhes da seção de teste. Todo o sistema de aquisição de dados é também detalhado aqui.

- 4) Capítulo 5 - Descrição dos procedimentos experimentais utilizados: o procedimento de tratamento dos dados experimentais coletados e as condições experimentais testadas são definidos neste capítulo.
- 5) Capítulo 6 - Resultados e discussões referentes a ebulição convectiva: são apresentados os resultados experimentais obtidos e as discussões pertinentes.
- 6) Capítulo 7 - Conclusões sobre os resultados da parte A: neste capítulo são apresentados os resultados obtidos na análise da ebulição convectiva no interior de nove microcanais.

3. Revisão Bibliográfica - Ebulição convectiva em microcanais paralelos

Buscando uma melhor compreensão dos fenômenos envolvidos na ebulição convectiva em microcanais, os principais fundamentos da ebulição convectiva e os mecanismos físicos que os envolvem são apresentados e discutidos neste capítulo. Este capítulo inclui os mecanismos físicos de transição entre macro e micro escala. O início da ebulição é definido e os principais fatores que o afetam são identificados e apresentados. São exibidas também as descrições dos padrões de escoamento observados em canais de microescala e alguns dos métodos existentes para sua previsão. O coeficiente de transferência de calor e a queda de pressão por atrito também são definidos e os principais fatores que os afetam durante a ebulição convectiva são identificados. Este capítulo ainda inclui a descrição das correlações e modelos para previsão do coeficiente de transferência de calor e queda de pressão.

3.1. Transição entre macro e microescala

O processo de ebulição convectiva no interior de microcanais pode apresentar comportamentos distintos daqueles observados em canais convencionais para vários fenômenos envolvidos, como por exemplo, transferência de calor, queda de pressão e regimes de escoamentos. Assim sendo, os conceitos conhecidos e aplicáveis para escoamentos em canais convencionais não podem ser inteiramente aplicados a canais em micro escala, pois podem introduzir erros significativos na avaliação da queda de pressão e da transferência de calor. Em função disto, torna-se necessário conhecer o limite de transição entre macro e micro escala. Diferentes recomendações têm sido feitas sobre o limite entre macro escala e micro escala, sendo que a maior parte destas baseiam-se no diâmetro hidráulico do canal e não há um consenso quanto da adoção destes limites de transição.

Thome (2004a), por exemplo, sugeriu que diâmetros de 100 a $600 \mu\text{m}$ podem ser classificados como microcanais. Kandlikar (2001) sugeriu uma faixa de transição baseada no diâmetro hidráulico do canal, conforme a Tabela 3.1.

Entretanto, a distinção entre escoamentos em macro e microcanais não pode ser baseada somente no diâmetro hidráulico do canal. Um canal pode comportar-se como microcanal para certos fluidos e condições de funcionamento e, como macrocanal para outros. Logo, tais

critérios de transição são arbitrários e não refletem, de forma generalizada, a influência do tamanho do canal nos mecanismos físicos. Por exemplo, o efeito da pressão quando se deseja analisar diferentes fluidos em processo de mudança de fase, sobre o tamanho das bolhas e as transições de regime de escoamento. Fica evidente que um tratamento mais rigoroso é necessário para se definir um limite que possa ser baseado mecanisticamente.

Tabela 3.1 - Classificação quanto ao diâmetro hidráulico, segundo Kandlikar (2001).

Classificação	Faixa de d_h
Microcanais	10 a 300 μm
Mini canais	300 μm a 3,0 mm
Canais convencionais	$d_h > 3,0$ mm

Kandlikar (2010) realizou um estudo em que compara a magnitude de cinco importantes forças presentes no processo mudança de fase em escoamentos bifásicos em função da variação do diâmetro do canal. O autor realizou uma comparação da ordem de grandeza por unidade de área da seção transversal do canal das seguintes forças: de inércia; de tensão superficial; de atrito; gravitacional (de empuxo) e de evaporação (variação da quantidade de movimento). Tais forças são definidas e apresentadas a seguir:

$$\text{Força de inércia:} \quad F_{in}'' \sim \frac{G^2}{\rho} \quad (3.1)$$

$$\text{Força de tensão superficial:} \quad F_{\sigma}'' \sim \frac{\sigma}{d} \quad (3.2)$$

$$\text{Força de atrito:} \quad F_{at}'' \sim \frac{\mu G}{d\rho} \quad (3.3)$$

$$\text{Força gravitacional:} \quad F_{gt}'' \sim (\rho_l - \rho_v)gd \quad (3.4)$$

$$\text{Força de evaporação:} \quad F_{Ev}'' \sim \left(\frac{q''}{i_{lv}}\right)^2 \frac{1}{\rho_v G} \quad (3.5)$$

onde G é a velocidade mássica em $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$, ρ_l e ρ_v são respectivamente as massas específicas das fases de líquido e vapor em kg/m^3 , μ é a viscosidade dinâmica do fluido em Ns/m^2 , σ é a tensão superficial do fluido em N/m , i_{lv} é o latente de vaporização do fluido em J/kg e q'' é o fluxo de calor imposto em W/m^2 .

Na Figura 3.1 é mostrada uma análise comparativa das magnitudes dessas forças em função do diâmetro hidráulico, conforme Kandlikar (2010), para o caso de um escoamento do R123 com velocidade mássica de $200 \text{ kg/m}^2\text{s}$ e fluxo de calor de $1,0 \text{ MW/m}^2$. Os resultados mostram que para canais com diâmetros maiores do que 10^{-2} m a força gravitacional e a força de inércia apresentam maiores ordens de grandeza, seguidas pelas forças de tensão superficial, de evaporação e, por último, a de atrito. À medida que o diâmetro do canal diminui, a força de tensão superficial passa a exercer um papel mais importante, seguida pelas forças de inércia, de atrito, evaporação, e por último, de gravidade. Desta forma, um bom critério de transição deve resultar de uma análise fenomenológica que considere os diferentes efeitos, devendo incluir além de parâmetros geométricos, como o diâmetro hidráulico do canal, as propriedades do fluido e as condições de operação.

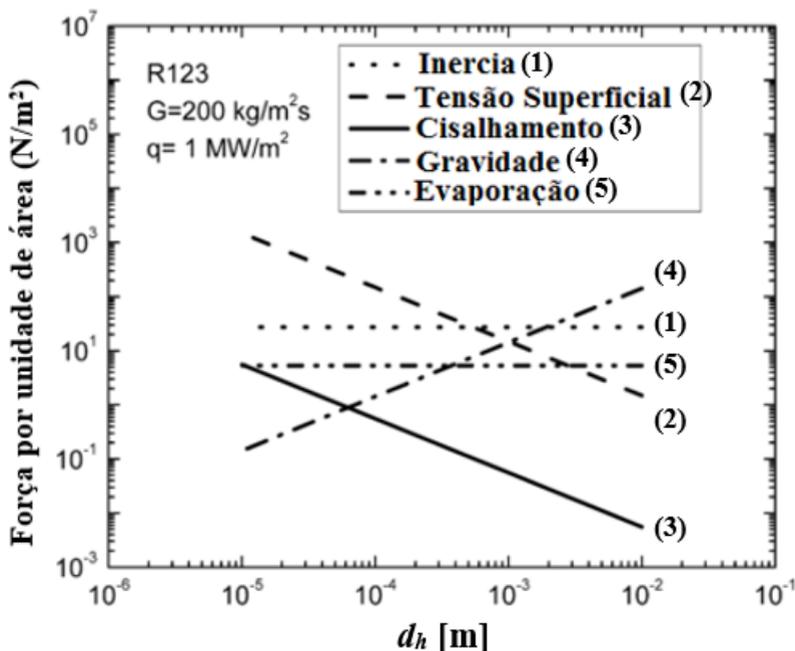


Figura 3.1 - Efeito do diâmetro da tubulação sobre as diferentes forças durante a ebulição para $G=200 \text{ kg/m}^2\text{s}$ e $q''=1 \text{ MW/m}^2$, (Kandlikar (2010)).

Para escoamentos bifásicos, este limite pode ser relacionado ao número de confinamento, equivalente à razão entre o diâmetro da bolha de vapor e o diâmetro do canal. Desta forma, quando o número de

confinamento for maior do que a unidade, é provável que ocorra confinamento, causando deformação da bolha, o que caracteriza um escoamento de microcanal. Kew e Cornwell (1997) consideraram que quando o número de confinamento, dado pela Equação (3.6), for maior do que 0,5, $Co > 0,5$, os efeitos de microescala tornam-se importantes.

$$Co = \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)d_h^2} \right]^{0,5} \quad (3.6)$$

Triplett et al. (1999) consideraram que escoamentos em canais com diâmetros hidráulicos d_h iguais, ou menores do que a constante de Laplace, definida conforme a Equação (3.7), ou comprimento capilar, podem ser considerados escoamentos em microcanais.

$$La = \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{0,5} \quad (3.7)$$

A condição proposta por Triplett et al. (1999) é equivalente a considerar que a transição de escalas macro a micro ocorre quando $Co > 1,0$, portanto menos restritivo do que a condição proposta por Kew e Cornwell (1997).

Tabela 3.2 - Propriedades dos fluidos e diâmetros hidráulicos correspondentes à transição de um escoamento macro a micro escala para diferentes fluidos refrigerantes baseado na Equação (3.6).

Fluido	T_{sat} [°C]	ρ_l [kg/m ³]	ρ_v [kg/m ³]	σ [mN/m]	Co ($d_h=1,0$ mm)	$d_{h,tran}$ [mm] ($Co=0,5$)
Água	99,6	959	0,59	59,0	2,50	5,0
FC72	55,9	1603	13,1	12,0	0,88	1,75
R134a	- 26,4	1378	5,19	15,5	1,07	2,14
HFE 7100	59,6	1373	9,58	15,7	1,08	2,17

Seguindo o critério proposto por Kew e Cornwell (1997), resume-se na Tabela 3.2 os valores correspondentes ao diâmetro hidráulico adotando o critério de número de confinamento, $Co=0,5$, para quatro fluidos: água, FC72, R134a e HFE7100. Percebe-se que os fluidos com baixa tensão superficial, como é o caso dos fluidos refrigerantes FC72, HFE7100, e R134a, por exemplo, apresentam menores diâmetros

hidráulicos correspondentes à passagem de macro para microcanal, enquanto que a água, que se caracteriza por possuir elevada tensão superficial, corresponde a um diâmetro de transição maior. No entanto, os valores limite listados na Tabela 3.2 são consideravelmente maiores do que os considerados típicos de escoamentos em microcanais.

Uma das principais deficiências dos critérios descritos acima é que eles são baseados na relação entre as forças de tensão superficial e de empuxo. Embora este critério seja uma boa representação para ebulição em piscina, em um canal vertical confinado, este critério não é capaz de calcular o tamanho real da bolha em uma situação de escoamento bifásico. Além da tensão superficial, o tamanho da bolha em um escoamento bifásico é dominado pela força de arrasto do líquido ao invés da força de empuxo. Lee e Mudawar (2009) desenvolveram uma definição alternativa da fronteira entre escoamentos em macro e microcanais, o qual foi desenvolvido incorporando o efeito da força de arrasto de líquido na determinação do tamanho da bolha. Igualando a força de arrasto que age sobre a bolha com a força de tensão superficial que mantém a bolha presa a parede temos a Equação (3.8).

$$C_D \left(\frac{\pi d_b^2}{4} \right) \frac{1}{2} \rho_l U^2 \approx \pi d_b \sigma \quad (3.8)$$

Um canal tende a limitar o escoamento quando o diâmetro da bolha aproxima-se do diâmetro do canal. Portanto, o diâmetro do canal correspondente à transição de um escoamento em macro canal para um em microcanal, e pode ser determinada quando o critério da Equação (3.9) é alcançado.

$$d_{tran} \leq d_b \quad (3.9)$$

Para baixos números de Reynolds, $Re < 2300$, o coeficiente de arrasto pode ser determinado a partir do modelo de Liao (2002), conforme equação:

$$C_D = \frac{24}{Re_{tran}} \left(1 + \frac{3}{160} Re_{tran} \right) \quad (3.10)$$

E para elevados números de Reynolds, $Re > 2300$, temos que o coeficiente de arrasto sobre uma esfera é de 0,38, $C_D = 0,38$, conforme Fox et al. (1998). Combinando as equações (3.10) e (3.8) para um escoamento laminar, e substituindo a velocidade mássica, definida como

$G = \rho_l U$, temos o critério de transição entre um escoamento de macro e microescala, que resulta na Equação (3.11).

$$d_{tran,lam} = \frac{160(\sigma\rho_l - 3\mu_l G)}{9G^2} \quad (3.11)$$

Fazendo o mesmo para escoamentos turbulentos tem-se:

$$d_{tran,turb} = \frac{8\sigma\rho_l}{0,38G^2} \quad (3.12)$$

A Tabela 3.3 mostra os valores calculados de d_{tran} para a água e R134a com base nas Equações (3.11) e (3.12).

Tabela 3.3 - Propriedades dos Fluidos e diâmetros hidráulicos correspondente a transição de escoamentos de macro para micro escala 1 bar para água e 7 bar para R134a baseado nas equações (3.11) e (3.12).

Fluido	p [kPa]	T_{sat} [°C]	ρ_l [kg/m ³]	σ [mN/m]	G [kg/m ² s]	Re_{dtran} [-]	d_{tran} [mm]
					500	8412	2,76
Água	100	99,6	959	59,0	1000	4206	1,2
					2000	1723	0,243
					500	1707	1,48
R134a	700	26,7	1200	7,9	1000	827	0,77
					2000	387	0,08

Pode-se observar que estes valores são significativamente menores do que os apresentados na Tabela 3.2, e que são valores mais representativos daqueles considerados típicos de escoamentos em microescala utilizados em recentes estudos experimentais, como por exemplo nos trabalhos de Bertsch et al. (2009a) e Tibiriçá e Ribatski (2010). A Tabela 3.3 mostra que também a diminuição da tensão superficial e/ou aumento da velocidade mássica permite que microcanais passem a se comportar como macrocanais e vice-versa.

3.2. Início da ebulição nucleada (ONB)

O processo de início da ebulição em um fluido em escoamento forçado no interior de um canal, ONB, é semelhante ao processo de

nucleação heterogênea em sítios de nucleação, quando estes se tornam ativados, de forma que as bolhas de vapor geradas não se condensam, e permitam a formação de uma nova bolha após a partida da anterior, ou seja, quando então se estabelece um ciclo de bolhas para aquele sítio de nucleação. A principal diferença deste mecanismo para o processo de ebulição em piscina é que no escoamento forçado com ebulição a espessura da camada limite térmica pode ser assumida finita e estável.

Os critérios para o início da ebulição nucleada em piscina e ebulição em escoamento no interior de canais de tamanho convencionais foram bem estabelecidos a partir do trabalho de Hsu (1962) e de Bergles e Rohsenow (1964), respectivamente. Bolhas de vapor são formadas nas cavidades ou defeitos que estão presentes na superfície aquecida. Quando uma bolha cobre a abertura de uma cavidade, o gradiente de temperatura do líquido na vizinhança da cavidade determina se o embrião de vapor vai crescer ainda mais e nuclear ou não. Como a pressão de equilíbrio dentro da bolha aumenta à medida que o diâmetro da bolha se reduz, um maior superaquecimento da parede é necessário para que cavidades ainda menores nucleiem.

Hsu (1962), e mais tarde outros investigadores, como por exemplo Kandlikar et al. (1997), desenvolveram modelos para a nucleação heterogênea ou o início da ebulição nucleada. Um breve resumo desses critérios e modelos de nucleação é apresentado a seguir. Hsu (1962) negligenciou os efeitos dinâmicos do crescimento da bolha e propôs um modelo baseado em considerações de equilíbrio antes da nucleação para determinar o perfil de temperatura na vizinhança da parede aquecida. Quando uma bolha de vapor atinge certo raio, r_b , e cobre a boca da cavidade, a diferença entre as pressões no interior da bolha e no líquido que a envolve externamente é igual a pressão gerada pela tensão superficial da bolha de vapor com a parede aquecida, conforme Equação (3.13).

$$p_v - p_l = \frac{2\sigma}{r_b} \quad (3.13)$$

onde p_v é a pressão no interior da bolha, p_l é a pressão do líquido que cerca a bolha, σ é a tensão superficial, e r_b o raio da bolha. Além disso, o surgimento e o crescimento da bolha dependem da temperatura do líquido resfriado que se encontra na interface da bolha e que é inferior a temperatura de saturação correspondente à pressão de vapor dentro da bolha.

A temperatura do líquido adjacente à superfície da parede aquecida é obtida considerando um perfil de temperatura linear da camada

de líquido. A espessura da camada de líquido δ_T é obtida a partir da Equação (3.14).

$$\delta_T = \frac{k_l}{h_l} \quad (3.14)$$

onde k_l é a condutividade térmica do líquido, e h_l é o coeficiente de transferência de calor do líquido antes da nucleação. Deve-se observar que a principal limitação no modelo de Hsu (1962) é evidenciada pela Equação (3.14), que considera a difusão do calor o mecanismo determinante na camada limite.

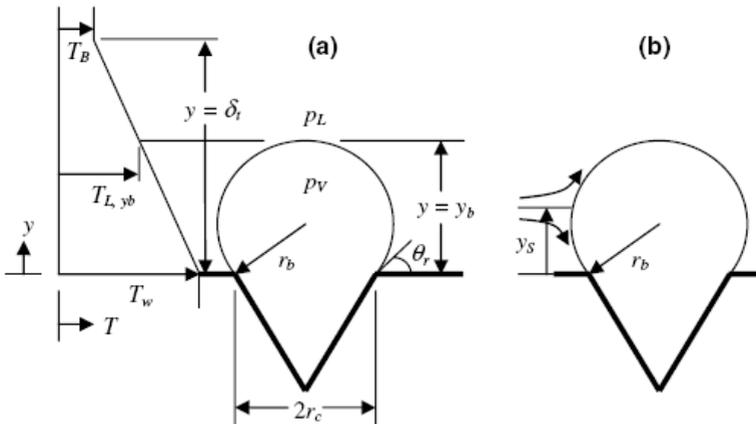


Figura 3.2 - (a) Perfil de temperatura e (b) região ao redor de uma bolha durante o processo de nucleação em um escoamento, (Kandlikar et al. (1997)).

A Figura 3.2 nos mostra o esquema de Equação (3.14) para a nucleação de uma bolha sobre uma cavidade e o perfil de temperatura da camada de líquido adjacente à superfície aquecida. Comparando a temperatura no topo da bolha com a temperatura do líquido no ponto onde $y=y_b$, temos o critério de nucleação. Diferentes investigadores utilizaram diferentes formatos de bolhas para esta condição, obtendo diferentes expressões.

Hsu (1962) utilizou um ângulo de contato de $\theta_r=53,1^\circ$, enquanto Bergles e Rohsenow (1964) usaram 90° , já Davis e Anderson (1966) mantiveram este ângulo como uma variável na sua expressão de determinação da faixa de raios de cavidade que satisfazem o critério de nucleação. Mais tarde, Kandlikar et al. (1997) simularam numericamente o escoamento do líquido ao redor de uma bolha nucleada em um minicanal

e encontraram o local da linha de corrente que termina no ponto de estagnação, em $y=y_s$, como mostrado na Figura 3.2 (b). A localização da linha de corrente foi encontrada como sendo $y_s=1,1r_b$. E a partir desse resultado determinaram sua expressão para a faixa de raios de cavidade que satisfazem o critério de nucleação, conforme Equação (3.14)

$$\{r_{crit,min}, r_{crit,max}\} = \frac{\delta_T \sin \theta_r}{2,2} \left(\frac{\Delta T_{sat}}{\Delta T_{sat} + \Delta T_{sub}} \right) \left[1 \mp \sqrt{1 - \frac{8,8 \Delta T_{sat} \sigma (\Delta T_{sat} + \Delta T_{sub})}{\rho_v i_{lv} \delta_T \Delta T_{sat}^2}} \right] \quad (3.15)$$

onde ρ_v é massa específica do vapor, θ_r é o ângulo de contato, T é a temperatura e i_{lv} é o calor latente de vaporização. Todas as cavidades com raio entre $r_{crit,min}$ e $r_{crit,max}$ irão nuclear para um dado superaquecimento da parede, ΔT_{sat} , e subresfriamento do líquido, ΔT_{sub} .

Uma série de estudos têm sido dirigidos para a compreensão do ONB, com a maioria considerando canais de tamanho convencional. A Tabela 3.4 resume alguns dos estudos analíticos e semi-analíticos encontrados na literatura que incluem informações sobre premissas-chave no desenvolvimento de modelos e correlações para a determinação do fluxo de calor para o início da ebulição nucleada. As correlações de Hsu (1962), Sato e Matsumura (1964), Bergles e Rohsenow (1964), Davis e Anderson (1966), Kandlikar et al. (1997) e Basu et al. (2002) apresentadas na Tabela 3.4 foram desenvolvidas para escoamentos sub-resfriados em macrocanais, enquanto que Ghiaasiaan e Chedester (2002), Qu e Mudawar (2002), Li e Cheng (2004), Liu et al. (2005) e Qi et al. (2007b) para microcanais. A maioria dos estudos sobre ONB, listados na Tabela 3.4, têm se baseado no critério superaquecimento mínimo de Hsu (1962). No entanto, o modelo de Hsu (1962) foi desenvolvido para ebulição em piscina e não incorpora as características de escoamentos de ebulição convectiva, especialmente a influência da vazão mássica, tanto na determinação da temperatura da parede como na do fluido. Nos primeiros modelos apresentados na Tabela 3.4, portanto, a transferência de calor por convecção ou foi ambigüamente incorporada ou é exigido procedimentos gráficos ou numéricos para derivar o critério de ONB.

Tabela 3.4 – Correlações da literatura para ONB para escoamentos sub-resfriados.

Autores	Hipóteses chave	Desenvolvimento do Modelo	Correlação de ONB proposta
Hsu (1962)	<ul style="list-style-type: none"> - A bolha nucleada crescerá quando o critério de superaquecimento é satisfeito à distância de um diâmetro de bolha da parede; - Somente cavidades dentro de uma faixa de tamanho podem ser 	<ul style="list-style-type: none"> - Solução do problema da condução transiente; - ONB ocorre quando a temperatura transiente alcança o critério de superaquecimento. 	$q''_{ONB} = \frac{k_l i_{lv} \rho_v (T_w - T_{sat})^2}{12,8 \sigma T_{sat}}$
Sato e Matsumura (1964)	<ul style="list-style-type: none"> - Bolhas esféricas nucleiam obtendo energia térmica do líquido da vizinhança. 	<ul style="list-style-type: none"> - O raio de bolha crítico é determinado pela solução da espessura da camada de líquido superaquecido. 	$q''_{ONB} = \frac{k_l i_{lv} \rho_v (T_w - T_{sat})^2}{8 \sigma T_{sat}}$
Bergles e Rohsenow (1964)	<ul style="list-style-type: none"> - Bolhas hemisféricas nuclearão quando o critério de superaquecimento é satisfeito, à distância de um raio de bolha da parede; - A temperatura do líquido próximo da parede é aproximada por uma relação linear (condução). 	<ul style="list-style-type: none"> - ONB ocorre quando a temperatura do líquido é tangente à curva de superaquecimento. 	$q''_{ONB} = 1082 p^{1,156} \left[1,8 (T_w - T_{sat})^{2,16} p^{0,0234} \right]$
Davis e Anderson (1966)	<ul style="list-style-type: none"> - Bolhas hemisféricas nuclearão quando o critério de superaquecimento é satisfeito à distância de um raio de bolha da parede. 	<ul style="list-style-type: none"> - Equações tangentes de Bergles e Rohsenow (1964) são solucionadas analiticamente. 	$q''_{ONB} = \frac{k_l i_{lv} \rho_v (T_w - T_{sat})^2}{8(1 + \cos \theta) \sigma T_{sat}}$

Celata et al. (1997)	- Ocorre ONB quando os dados experimentais divergem da predição teórica sobre um gráfico de pressão versus fluxo de calor.		$q''_{ONB} = 0,00195(T_w - T_{sat})^2 \exp(0,023p)$
Basu et al. (2002)	- Tamanho das cavidades disponíveis é proporcional ao obtido do critério de superaquecimento.	- O fator de correção para o tamanho da cavidade é obtido experimentalmente; - Equação de superaquecimento é reescrita com tamanho da cavidade corrigida.	$(T_w - T_{sat}) = \frac{4\sigma T_{sat}}{d_{crit} i_{lv} \rho_v}$ $d_{crit} = F \left[\frac{18\sigma T_{sat} k_l}{i_{lv} \rho_v q''_w} \right]^{1/2}$ $F = 1 - \exp \left[- \left(\frac{\pi\theta}{180} \right) - 0,5 \left(\frac{\pi\theta}{180} \right)^2 \right]$
Ghiaasiaan e Chedester (2002)	- ONB ocorre quando forças termo-capilares são equilibradas por forças de origem hidrodinâmica. - O fator de forma do ângulo de contato é dependente fortemente da magnitude relativa das duas forças de equilíbrio.	- Método semi-empírico desenvolvido para calcular o fator de forma usando características de canais turbulentos e dados experimentais de início de ebulição nucleada.	$q''_{ONB} = \frac{k_l i_{lv} \rho_v (T_w - T_{sat})^2}{C^* \sigma T_{sat}}$ $C^* = 22 \left(\frac{\sigma_l - \sigma_v}{\rho_l u_o R^*} \right)^{0,765}$ $R^* = \frac{2\sigma T_s k_l}{i_{lv} \rho_v q''_{ONB}}$
Qu e Mudawar (2002)	- Bolhas partem quando forças hidrodinâmicas superam a tensão superficial; - Bolhas crescerão quando a temperatura na sua extremidade exceder a temperatura de saturação.	- Raio de partida da bolha obtido de um balanço de equilíbrio de forças; - A temperatura do fluido é calculada numericamente de um modelo 2-D, se a temperatura mais baixa na interface da bolha exceder a temperatura de saturação, o ONB ocorrerá.	Um procedimento iterativo é proposto para calcular q''_{ONB} .

Li e Cheng (2004)	<p>- Bolhas crescerão quando a temperatura na sua extremidade exceder a temperatura de saturação.</p>	<p>- A temperatura de nucleação do fluido obtido da teoria clássica de nucleação cinética, é usada no lugar da temperatura de saturação; - Efeito de gases dissolvidos incorporados no termo da pressão de vapor do modelo.</p>	
Liu et al. (2005)	<p>- Trataram a correlação de Davis e Anderson (1966) e fizeram uma modificação na equação de superaquecimento para derivar a equação de ONB.</p>	<p>- Os efeitos de subresfriamento de entrada do fluido, as condições e geometria do contorno da parede do microcanal são incorporados ao modelo.</p>	$q''_{ONB} = \frac{k_l i_{lv} \rho_v}{2\sigma(1 + \cos\theta)} \left[T_w + T_{sat} - 2\sqrt{T_w T_{sat}} \right]$
Qi et al. (2007b)	<p>- Ajustaram a correlação de Thom (1966) em função de seus dados experimentais para microcanais; - Correlação de Thom (1966) desenvolvida para água.</p>		$q''_{ONB} = 1064(T_w - T_{sat})^2 \exp(2.26 \cdot 10^{-7} p)$
Kandlikar et al. (1997)	<p>- Temperatura do líquido no topo da bolha é igual ao ponto de estagnação na camada limite térmica.</p>	<p>- Local do ponto de estagnação foi calculado numericamente.</p>	$q''_{ONB} = \frac{k_l i_{lv} \rho_v (T_w - T_{sat})^2}{9.2\sigma T_{sat}}$

Tabela 3.5 - Exemplos de trabalhos de ONB em mini e microcanais disponíveis na literatura, Okawa (2012)

Autores	Fluido	Geometria do canal	Método de determinação de ONB	Comentários
Inasaka et al. (1989)	água	-canais circulares de 1,0 mm de diâmetro	Varição da queda de pressão	- seus resultados experimentais apresentaram boa concordância com a correlação de Bergles e Rohsenow (1964).
Hapke et al. (2000)	água	-canais circulares de 1,5 mm de diâmetro	Varição da temperatura da parede	- seus resultados experimentais foram subestimados pelas correlações de Bergles e Rohsenow (1964) e Sato e Matsumura (1964), particularmente, a elevados fluxos de calor.
Kennedy et al. (2000)	água	-canais circulares de 1,17 e 1,45 mm de diâmetro	Varição do gradiente de pressão	- seus resultados experimentais foram subestimados pela correlação de Bergles e Rohsenow (1964). -Experimentos foram conduzidas a elevadas pressões, superiores a 1,0 MPa.
Qu e Mudawar (2002)	água	- 21 canais paralelos de 0,231 mm de largura por 0,712 mm de altura.	Observações visuais	- um modelo mecanicista baseado em um critério de partida da bolha foi desenvolvido.
Lee et al. (2004)	água	- canal trapezoidal (0,103 mm na base superior, 0,059 mm na base inferior e 0,03 mm na altura).	Observações visuais	- A rugosidade da superfície é informada.

Liu et al. (2005)	água	25 canais retangulares paralelos de $0,275\text{ mm}$ de largura por $0,636\text{ mm}$ de altura.	Observações visuais	- seu banco de dados experimentais foi superestimado pela correlação seguindo o tratamento de Davis e Anderson (1966). - Relações entre ONB e OFI foram investigadas.
Wu et al. (2006)	água	- 8 canais trapezoidais paralelos ($0,2\text{ mm}$ na base superior, $0,136\text{ mm}$ na base inferior e $0,049\text{ mm}$ na altura.	Observações visuais	- Seus resultados experimentais de ONB foram subestimados pelas correlações de Bergles e Rohsenow (1964) e Sato e Matsumura (1964); - Significativos erros de temperatura de ONB foram reportados.
Martin-Callizo et al. (2007)	R134a	- Canais circulares de $0,83$, $1,22$ e $1,70\text{ mm}$ de diâmetro;	Variação da temperatura da parede	- seu banco de dados experimental foi subestimado pela correlação de Thom (1966) e Liu et al. (2005).
Qi et al. (2007b)	Nitrogênio líquido	- Canais circulares de $0,531$, $0,834$, $1,042$ e $1,931\text{ mm}$ de diâmetro.	Variação da temperatura da parede	- o fluxo de calor para ONB diminuiu para superfícies com cavidades artificiais.
Kuo e Peles (2008)	água	- Cinco canais retangulares paralelos de $0,2\text{ mm}$ de largura por $0,253\text{ mm}$ de altura.	Variação da temperatura da parede	

Kuo e Petes (2009)	HFE7000	- Cinco canais retangulares paralelos de $0,2\text{ mm}$ de largura por $0,250\text{ mm}$ de altura.	Observações visuais	- o fluxo de calor para ONB diminuiu para superfícies com cavidades artificiais.
Lee et al. (2011)	água	- único canal retangular ($0,1\text{ x }0,1\text{ mm}$ e $0,1\text{ x }0,048\text{ mm}$).	Observações visuais	- uma simples cavidade artificial de forma cilíndrica com entrada cônica foi utilizada para nucleação.

3.2.1. ONB em mini e microcanais

Não há, aparentemente, muitos estudos experimentais que tratam do problema de início da ebulição, ONB, em microcanais com rígidas condições de entrada, sem grandes instabilidades. Observações visuais da fenomenologia de escoamento forçado com ONB com condições de entrada constantes e confiáveis ainda não foram reportados. No entanto, experimentos que visam à medição das condições que conduzem a este fenômeno em mini canais foram realizados por alguns pesquisadores, incluindo Inasaka et al. (1989), Kennedy et al. (2000) e Hapke et al. (2000). A tendência dos resultados desses experimentos sugere que a fenomenologia básica de ONB, pode ser similar à descrita para macrocanais. Algumas diferenças podem ser esperadas no que diz respeito aos detalhes de nucleação das bolhas e ebulição entre microcanais e macrocanais. A primeira causa dessa diferença é que os gradientes de temperatura e velocidade na vizinhança das cavidades na parede são muito maiores em microcanais. Como resultado dos elevados gradientes de velocidade e temperatura, a magnitude relativa das forças que atuam sobre as bolhas em microcanais é diferente das que atuam em macrocanais. Logo, algumas mudanças nas correlações que são usadas para canais convencionais devem acontecer.

Okawa (2012) realizou um extenso estudo de revisão bibliográfica sobre ONB em microcanais. O autor resume os estudos sobre as condições térmica e hidráulica em que o início da ebulição nucleada (ONB) ocorre em escoamentos sub-resfriados. Correlações disponíveis e os dados experimentais mostram que o ONB tende a ser adiado em mini e microcanais, ou seja, um maior superaquecimento da parede é necessário para início da nucleação. Ele ainda indica que os comportamentos de ONB em mini e microcanais podem ser significativamente diferentes de canais de tamanho convencional, podendo ter um maior impacto no desempenho do sistema. A Tabela 3.5 desenvolvida por Okawa (2012) resume as principais características e comportamentos de trabalhos de ONB em microcanais. Com base no seu estudo, o autor concluiu que as correlações de ONB desenvolvidas no geral indicam que as condições termo hidráulicas na determinação de ONB são significativamente dependentes das propriedades de superfície, tais como a distribuição e o tamanho das cavidades e do ângulo de contato. O atraso da ocorrência de ONB frequentemente observada em mini e microcanais pode ser parcialmente atribuído a um número relativamente pequeno de cavidades disponíveis sobre uma superfície aquecida. Contudo, pode haver outros fatores adicionais que influenciam a condição ONB em microcanais.

Hapke et al. (2000) observaram em seus experimentos que o aquecimento da superfície da parede necessário para início da ebulição, ONB, em microcanais é maior do que em canais convencionais.

Baseados nos dados experimentais de Inasaka et al. (1989) e Kennedy et al. (2000), Ghiaasiaan e Chedester (2002) empiricamente modificaram a correlação de ONB de Davis e Anderson (1966) adicionando o efeito da força termocapilar. Seus resultados com tubos de diâmetros na faixa de $0,1$ a $1,0$ mm mostram que o fluxo de calor de ONB nos seus testes foi superior à previsão de correlações de ONB para canais convencionais.

A revisão da literatura mostra que a termohidráulica para determinação de ONB em microcanais tem atraído um crescente interesse nos últimos anos. Embora o problema de ONB, em canais convencionais, sob condições estáticas, ou seja, regimes estacionários, tenha sido estudado extensivamente, o mesmo não se verifica no caso de escoamentos com ebulição em microcanais, onde condições estáveis de entrada não foram alcançadas.

3.3. Fração de vazio

A fração de vazio, α , é um parâmetro importante para caracterizar escoamentos bifásicos, indispensável na modelagem de escoamentos na configuração anular, configuração típica do regime de ebulição convectiva em microcanais, bem como em canais convencionais. Ela é um valor físico chave para determinar vários outros importantes parâmetros, tais como a massa específica e a viscosidade representativa de um “pseudo fluido” em escoamento bifásico e para obter a velocidade média relativa entre as fases. É de fundamental importância em modelos para predição das transições de regime de escoamento, transferência de calor e queda de pressão. A fração de vazio pode ser definida como sendo a razão entre a área da seção transversal ocupada pelo vapor ou gás dividida pela área total da seção transversal do canal.

Diversas correlações e modelos têm sido propostos para a determinação deste parâmetro, os quais normalmente são função do título de vapor e de propriedades dos fluidos. Butterworth (1975) apresentou uma correlação geral válida para várias correlações de fração de vazio encontradas na literatura, que é apresentada na Equação (3.16).

$$\alpha = \left[1 + B1 \left(\frac{1 - x_v}{x_v} \right)^{B2} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{B3} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{B4} \right]^{-1} \quad (3.16)$$

onde os valores de B1, B2, B3 e B4 são fornecidos na Tabela 3.6 para diferentes modelos e correlações.

Esse fator influencia tanto o regime de escoamento, quanto, conseqüentemente, a transferência de calor e queda de pressão.

Tabela 3.6 - Coeficientes para a correlação de Butterworth (1975), (Collier e Thome (1996)).

Modelo ou Correlação	B1	B2	B3	B4
Modelo Homogêneo	1	1	1	0
Lockhart e Martinelli (1949)	0,28	0,64	0,36	0,07
Modelo de Zivi	1	1	0,671	0
Baroczy (1965)	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

Segundo Thome (2004c), formulações para a predição da fração de vazio desenvolvidas para canais convencionais podem ser aplicadas para formulações em microcanais, para os mesmos regimes de escoamento para os quais os modelos foram desenvolvidos.

3.4. Padrões de escoamento

A distribuição das fases líquida e gasosa de um escoamento bifásico no interior de um canal é um importante aspecto para a caracterização do padrão do escoamento. Nos escoamentos bifásicos com mudança de fase, como por exemplo, na ebulição convectiva em microcanais, a determinação do padrão do escoamento é muito importante para a compreensão dos fenômenos de transferência de calor e queda de pressão. Situação análoga ao que ocorre em escoamentos monofásicos, onde podemos caracterizar diferentes regimes de escoamento, como laminar, de transição e turbulento, o mesmo ocorre nos escoamentos bifásicos (Collier e Thome (1996)).

Diferentes padrões de escoamento podem ser observados em escoamentos bifásicos, dependendo da fração de vazio, da geometria do canal, das propriedades do fluido, do título de vapor e da velocidade mássica do escoamento. Outros fatores importantes que também influenciam na determinação do padrão de escoamentos bifásicos são, por exemplo: orientação do canal em relação à ao vetor aceleração da gravidade (escoamento horizontal, vertical, inclinado); a presença de transferência de calor (adiabático/diabático); a intensidade da força gravitacional (escoamentos sob gravidade zero).

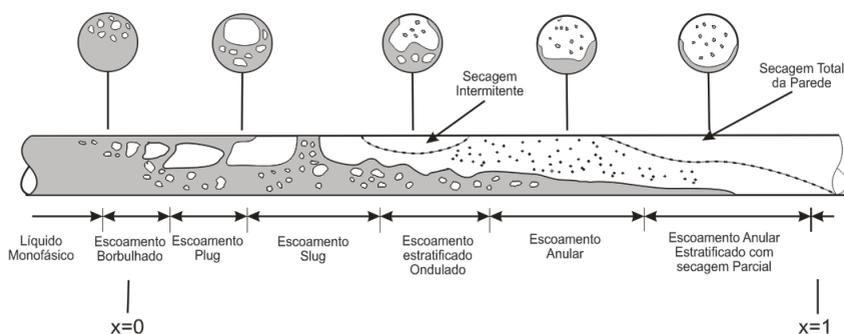


Figura 3.3 - Padrões de escoamentos bifásicos no interior de um canal convencional horizontal, Collier e Thome (1996).

É interessante observar que no interior de um mesmo canal de um evaporador, podemos encontrar a presença de diferentes padrões de escoamento à medida que se distancia da entrada do canal aquecido, como apresentado na Figura 3.3.

Padrões de escoamento similares aos apresentados na Figura 3.3 podem ser encontrados também em escoamentos adiabáticos, entretanto, com o fornecimento de calor ao fluido em um escoamento, ocorre o aumento do título de vapor à medida que a fase líquida se evapora ao longo do comprimento do canal, enquanto que em um escoamento bifásico adiabático o título de vapor permanece quase que constante ao longo de todo o escoamento. Quando comparados os escoamentos verticais em canais convencionais aos escoamento bifásicos horizontais nota-se a diferença entre os padrões de escoamento devido ao efeito da aceleração da gravidade, que tende a causar a estratificação das fases.

3.4.1. Padrões de escoamento encontrados em microcanais

Revellin e Thome (2007b) observaram, utilizando a técnica de filmagem com câmera de alta velocidade, escoamentos bifásicos no interior de microcanais e encontraram sete diferentes configurações típicas da interface líquido-vapor, incluindo as transições entre os diferentes regimes, que os autores classificam em três regimes principais: borbulhado; intermitente e anular. Os três regimes de escoamento em microescala incluindo suas transições são descritos e classificados na Figura 3.4.

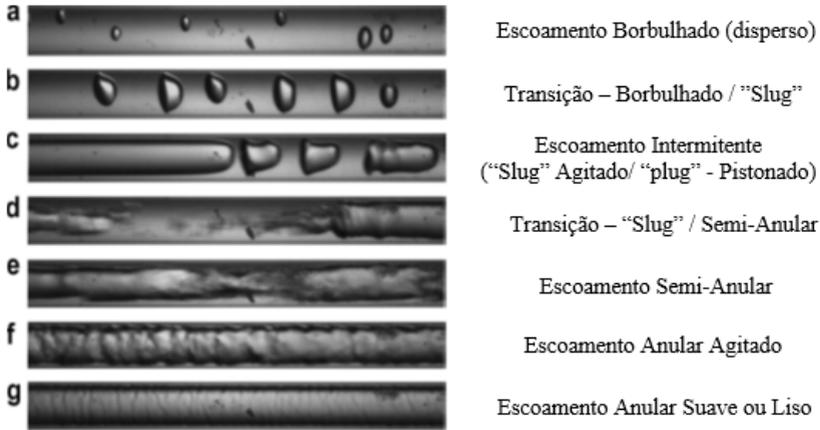


Figura 3.4 - Padrões de escoamento e transições do escoamento bifásico do R245fa no interior de um tubo horizontal com $d=0,5\text{ mm}$, $L=70,70\text{ mm}$, $G=500\text{ kg/m}^2\text{s}$ e $T_{sat}=35\text{ }^\circ\text{C}$. (a) Escoamento borbulhado a $x_v=3.8\%$ (b) Transição escoamento borbulhado/slug a $x_v=4\%$; (c) Escoamento intermitente do tipo slug a $x_v=4.3\%$; (d) Transição escoamento slug/semi-anular a $x_v=7.6\%$; (e) Escoamento semi-anular a $x_v=15\%$; (f) Escoamento anular agitado a $x_v=23\%$; (g) Escoamento Anular Suave ou Liso a $x_v=23\%$. (Revellin e Thome (2007b)).

- Escoamento Borbulhado - A fase de vapor está distribuída em discretas bolhas na fase contínua de líquido e as bolhas são menores em comprimento do que o diâmetro do tubo. Este regime é tipicamente encontrado em configurações de alta velocidade mássica e baixo título de vapor. Na Figura 3.4 (a) é mostrada uma imagem típica deste regime de escoamento, enquanto na Figura 3.4 (b) é apresentada a transição deste regime para o regime do tipo “slug”.
- Escoamento Intermitente (“slug” Agitado/ “plug” - Pistonado) - Este regime caracteriza-se pela presença de bolhas de vapor alongadas, Figura 3.4 (c). Finas películas de líquido separam a bolha da parede e também bolhas subsequentes. Quando a frente da bolha apresenta formato arredondado, o escoamento é chamado de pistonado (“plug flow”). Quando as longas bolhas são deformadas e não apresentam arredondamento na sua parte frontal, o padrão é também chamado de agitado (“slug flow”). Na Figura 3.4 (c) é apresentada a transição deste regime de escoamento para semi-anular.

- Escoamento anular - neste regime de escoamento a quantidade de vapor é grande (alto título de vapor) e os “slugs” de líquido são inexistentes. Entretanto, há a formação de um filme de líquido na parede do tubo com um núcleo central de vapor contínuo. Ele é separado por zonas agitadas de líquido devido à deformação da extremidade frontal e traseira das bolhas alongadas e da sua coalescência. Limites dessa transição são o fim do escoamento “slug”/anular e o início do escoamento anular. Caso haja a ocorrência de névoa misturada ao vapor, esse escoamento é denominado anular misto.

Kandlikar (2002) segue a idéia de Cornwell e Kew (1993) e também classifica os regimes de escoamentos bifásicos em microcanais somente em três tipos diferentes: bolhas isoladas; bolhas confinadas e escoamento anular ou intermitente (“slug”) conforme pode ser observado na Figura 3.5.

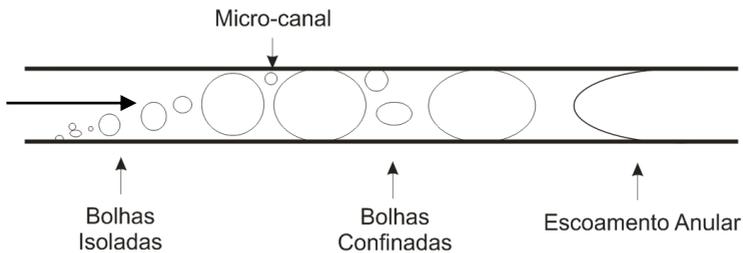


Figura 3.5 - Regimes de escoamentos observados por Cornwell e Kew (1993)

3.4.2. Mapas de Padrões de Escoamento

Mapas de regime de escoamento são normalmente utilizados para se determinar os padrões de escoamento que existem sob diferentes condições de operação, bem como as condições para as transições entre eles. Tais mapas são essenciais no desenvolvimento de alguns modelos para a predição do coeficiente de transferência de calor e a queda de pressão de escoamentos bifásicos baseados em regime de escoamento. As coordenadas utilizadas para plotar tais mapas de regimes de escoamento podem ser as velocidades de fase superficiais ou parâmetros derivados contendo estas velocidades, no entanto, os efeitos de parâmetros importantes, tais como o tamanho do canal não são representados em vários desses mapas. Esses mapas podem ser desenvolvidos baseados em modelos físicos e/ou empiricamente. Existem mapas para escoamentos bifásicos, em canais convencionais, desde a década de cinquenta. Todavia,

em microcanais, poucos foram desenvolvidos, tampouco para ebulição em canais com pequenos diâmetros. As principais discordâncias desses mapas desenvolvidos para canais convencionais quando testados com dados empíricos para microcanais estão nos deslocamentos das linhas de transição entre os padrões de escoamento, conforme observado por Goss Jr (2011).

A maioria dos mapas padrões de escoamento encontrados na literatura referem-se a escoamentos adiabáticos, devido a menor complexidade das bancadas para estudo de escoamentos adiabáticos do que aqueles com escoamento sujeito à mudança de fase. Nesses casos, os fluidos, ar-água, nitrogênio-água e ar-óleos são os mais utilizados.

A Figura 3.6 apresenta um mapa de padrões para a predição de escoamentos adiabáticos em canais com pequenos diâmetros desenvolvido por Felcar et al. (2007). Seguindo a forma clássica, o mapa de padrões de escoamentos foi construído em função das velocidades superficiais do líquido (j_l) e do gás (j_v), definidos na Equação 3.38. A velocidade superficial, ou fluxo volumétrico, representa a velocidade média que a fase exibiria se escoasse sozinha no canal, (Carey (1992) e Rosa (2012)). O modelo em questão foi baseado no mapa de Taitel e Dukler (1976), o qual foi desenvolvido para canais convencionais. O trabalho levou em conta o efeito da tensão superficial nas linhas de transição do modelo base, através da inclusão dos números de Weber e Eötvös. Segundo os autores, o método utilizado funciona bem para escoamentos no interior de canais com diâmetro hidráulico na faixa de $1 < d_h < 5 \text{ mm}$.

Esses escoamentos, sem transferência de calor, simulam escoamentos em condensação e ebulição, devido à simplificação experimental. Todavia, a extrapolação desses resultados para escoamentos em ebulição não são muito apropriados, devido às diferentes propriedades dos fluidos envolvidos, como por exemplo, a razão entre as massas específicas das fases líquida e gasosa, que causa velocidades muito maiores para escoamentos com ar do que com vapor de fluidos refrigerantes.

Um certo número de estudos, nos últimos anos têm tentado compreender melhor os padrões de fluxo durante a ebulição em microcanais utilizando diferentes fluidos de trabalho (Garimella e Sobhan (2003), Sobhan e Garimella (2001) e Bertsch et al. (2008)). Vários estudos sistemáticos sobre os efeitos do tamanho do canal e os vários tipos de escoamento bifásico e os respectivos mapas padrões têm sido propostos. O primeiro mapa foi o de Suo e Griffith (1963), que propôs algumas correlações simples para os limites de transição com base em suas

observações, utilizando canais de 1,03 e 1,60 mm de diâmetro e classificou os regimes de escoamento como: borbulhante/intermitente (“slug”); intermitente (“slug”) e anular. O estudo abrangeu os fluidos heptano e água, como a fase líquida e hélio e nitrogênio como fase gasosa.

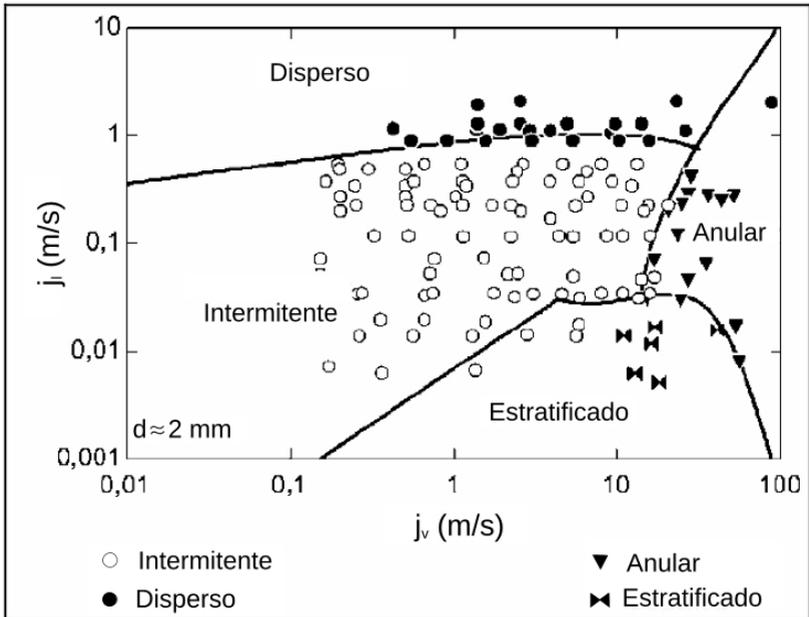


Figura 3.6 - Mapa de escoamentos padrão de Felcar et al. (2007) desenvolvido para escoamentos adiabáticos em canais de pequeno diâmetro ($1 < d_i < 5$ mm).

Triplett et al. (1999) propôs um mapa gráfico em termos da velocidade superficial do líquido versus a velocidade superficial do vapor, como mostrado na Figura 3.7, com base em observações de padrões de escoamentos determinados a partir de escoamentos bifásicos em canais de vidro com diâmetro de 1,1 mm, utilizando ar e água como fluido de trabalho. Também são plotados no mesmo mapa as linhas de transição de regime de escoamento determinadas experimentalmente para a ebulição do R134a construídas por Revellin et al. (2006). Esta comparação ilustra uma diferença significativa entre as linhas de transição, causadas pela grande diferença nas propriedades físicas do ar-água em comparação com o R134a. Portanto, isso aponta para a necessidade de métodos de previsão de transição que incorporem as propriedades das fases líquida e gasosa, a fim de generalizar o emprego dos mapas de padrões de escoamento para além do fluido original.

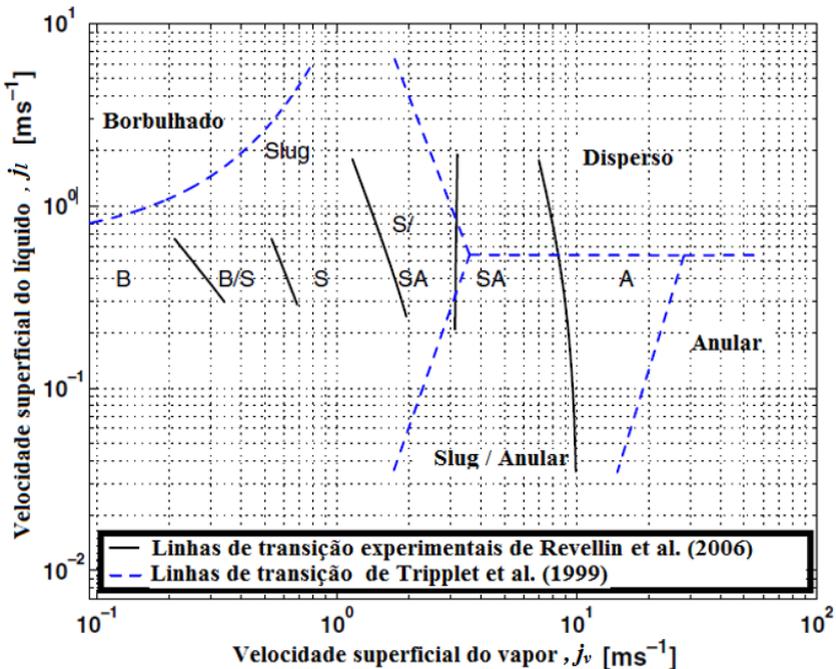


Figura 3.7 - Comparação entre as linhas de transição de Revellin et al. (2006) para $d=0,5\text{ mm}$, $L=70,70\text{ mm}$, $T_{sat}=30^{\circ}\text{C}$, $\Delta T_{sub}=3^{\circ}\text{C}$ com o mapa padrão de Triplet et al. (1999) disponível para o escoamento de ar e água em um tubo de $1,1\text{ mm}$ de diâmetro. (B=borbulhante, B/S=borbulhante/slug, S/SA=slug/semi-anular, SA=semi-anular, A=anular).

Coleman e Garimella (1999) e Garimella et al. (2002) também propuseram mapas de padrões de escoamento baseados em extensas observações dos escoamentos de ar-água e os escoamentos em condensação do R134a em canais de seções transversais circulares e não circulares. Eles também propuseram expressões empíricas para algumas destas transições. Yang e Shieh (2001) também propuseram um mapa padrão de escoamento em função das velocidades superficiais do líquido e do vapor a partir de observações feitas em um canal de $2,0\text{ mm}$ de diâmetro. Eles observaram que as linhas de transição foram bastante diferentes para os escoamentos de ar-água em comparação com os escoamentos de R134a.

Akbar et al. (2003) propuseram um mapa de padrões de escoamento baseado em todas as observações de escoamentos ar-água disponíveis na literatura para canais circulares e não circulares com

diâmetro hidráulico inferior ou igual a $1,0 \text{ mm}$. Seus limites de transição foram desenvolvidos e plotados em um mapa log-log, tendo como variáveis os números de Weber superficiais do vapor, We_{sg} e do líquido We_{sl} . Para a região dominada pela tensão superficial (escoamento borbulhado, intermitente *slug* e *plug*), seus limites de transição são determinados em função dos números de Weber superficiais dos líquidos e vapor, e definidos pelas equações (3.17).

$$\begin{aligned} We_{sl} &= \frac{\rho_l j_l^2 d_i}{\sigma} \quad , \quad We_{sg} = \frac{\rho_v j_v^2 d_i}{\sigma} \\ We_{sg} &\leq 0,11 We_{sl}^{0,315} \quad (\text{para } We_{sl} \leq 3) \\ We_{sg} &\leq 1 \quad (\text{para } We_{sl} \geq 3) \end{aligned} \quad (3.17)$$

Assim, em todas as condições para as quais We_{sg} está abaixo deste limite, o escoamento está na zona dominada pela tensão superficial. A zona definida pelo autor onde as forças de inércia foram dominantes (zona de escoamento anular), é delimitada pelas linhas de transição definidas pela Equação (3.18).

$$We_{sg} \geq 11 We_{sl}^{0,14} \quad e \quad (We_{sl} \leq 3) \quad (3.18)$$

Assim, em todas as condições acima e à esquerda deste limite, o regime de escoamento será caracterizado como anular. A linha de transição da região no mapa onde as forças de inércia são dominantes (escoamento disperso) é delimitada pela Equação (3.19).

$$We_{sl} > 3,0 \quad e \quad (We_{sg} > 1,0) \quad (3.19)$$

Portanto, em todas as condições acima enunciadas à direita da fronteira, o escoamento está na região de escoamento disperso. A região de transição posicionada abaixo da região anular e acima da região de tensão superficial dominante é dada pela Equação (3.20).

$$0,11 We_{sl}^{0,315} < We_{sg} < 11,0 We_{sg}^{0,14} \quad e \quad (We_{sl} \leq 3) \quad (3.20)$$

A Figura 3.8 mostra um diagrama do mapa padrão de escoamento de Akbar et al. (2003) construído a partir das equações acima apresentadas.

De acordo com Chen et al. (2006) este mapa funcionou muito bem para escoamentos ar-água com canais de diâmetro próximos a $1,0 \text{ mm}$ quando comparado a padrões de escoamentos tomados de quatro estudos independentes. Além disso, com base em sua análise, os números de Weber superficiais do líquido e do vapor funcionaram muito bem para

distinguir as transições entre os padrões de escoamento em microcanais. No entanto, eles descobriram que o mapa de Akbar et al. (2003) não prediz muito bem os regimes de escoamento para o R134a em tubos verticais de pequeno diâmetro (1,10; 2,01; 2,88 e 4,26 mm), talvez porque este mapa é sugerido pelo autor para ser utilizado apenas quando o número Bond é inferior a 0,3, o que corresponde a um diâmetro do canal de cerca de 0,25 mm a 6 bar para o R134a.

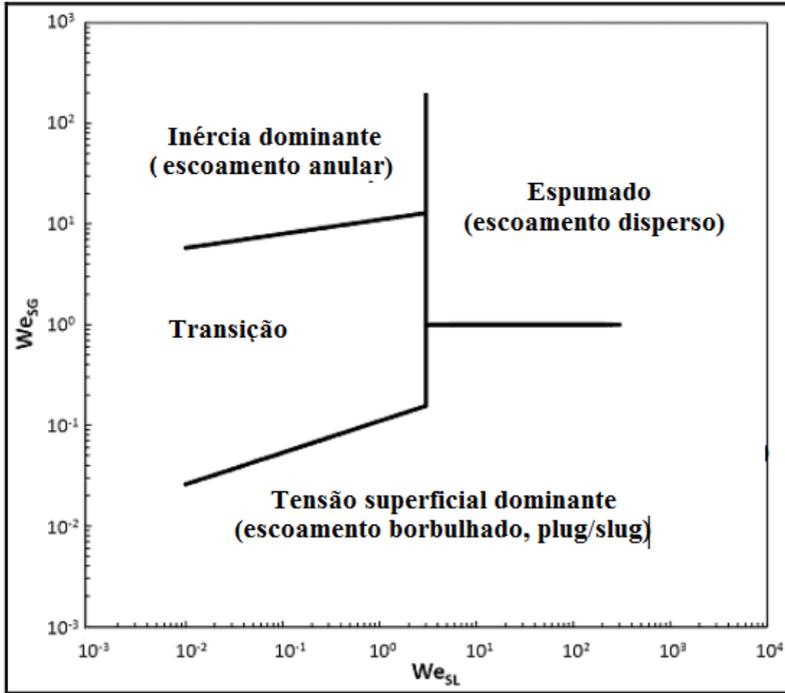


Figura 3.8 - Mapa de escoamentos padrão de Akbar et al. (2003)

Revellin e Thome (2007a) utilizaram dados de regime de escoamento, os dados de frequência de bolhas e a correlação de fluxo crítico de calor, CHF, de Wojtan et al. (2006) para a produção de um novo modelo de mapa de regime de escoamento diabático com mudança de fase. O mapa classifica estes regimes de escoamento com mudança de fase, como segue:

- Regime de bolha isolada (*BI*) - refere-se ao escoamento borbulhado (definidos como tendo bolhas menores do que o diâmetro do canal), *slug* (definida como bolhas maiores do que

o diâmetro do canal) e uma mistura dos dois anteriores (exibindo bolhas alongadas e curtas, onde a frequência de bolhas aumenta com o aumento do fluxo de calor;

- Regime de bolha coalescida (*BC*) - refere-se a escoamentos inermittentes do tipo *slug* e *churn* (estes últimos são bolhas alongadas seguidas de golfadas de líquido gaseificados), podendo existir ainda algumas bolhas curtas, onde a frequência das bolhas diminui com o aumento do fluxo de calor e do título de vapor, portanto a uma velocidade mássica constante;
- Regime de escoamento anular (*A*) - refere-se a ambos os escoamentos anulares: anular liso, sem ondas interfaciais e anular ondulado onde as ondas interfaciais são muito evidentes, conforme ilustrados na Figura 3.4.
- Regime de secagem (*S*) - refere-se à região de pós secagem, ou seja depois de ocorrer a secagem total ou parcial das paredes internas do canal. Vale ressaltar que a sigla DHF, fluxo de calor de secagem é adotada para a condição de elevados títulos de vapor, enquanto que a sigla CHF, fluxo de calor crítico, refere-se a situação para condições de secagem da parede a baixos títulos ou títulos negativos de vapor.

A Figura 3.9 mostra uma simulação do mapa regimes de escoamento diabático para o R134a, de Revellin e Thome (2007a), em que as linhas de transição previstas são bastante influenciadas pelo diâmetro do microcanal. No caso da transição do regime anular para o de secagem observa-se a forte influência do diâmetro sobre o valor do título de vapor no qual se prevê a secagem da parede do canal, para velocidades mássicas superiores a $200 \text{ kg/m}^2\text{s}$. As equações (3.21), (3.25) e (3.27) que são apresentadas a seguir representam as linhas de transição do mapa padrão de escoamento de Revellin e Thome (2007a).

Para prever o pico local na frequência de bolhas durante a transição de BI/BC, diferentes combinações de números adimensionais foram examinadas, mas apenas o número de Boiling, Bo , o número de Reynolds líquido, Re_l , e o número de Weber para a fase de vapor, We_v , apresentaram influência significativa sobre a localização do pico de frequência de bolhas. Usando um método dos mínimos quadrados para determinar os coeficientes empíricos, a correlação resultante que prevê a localização da transição é dada pela Equação (3.21).

$$x_{v,BI/BC} = 0,763 \left(\frac{Re_l Bo}{We_v} \right)^{0,41} = 0,763 \left(\frac{q'' \rho_v \sigma}{\mu_l i_{lv} G^2} \right)^{0,41} \quad (3.21)$$

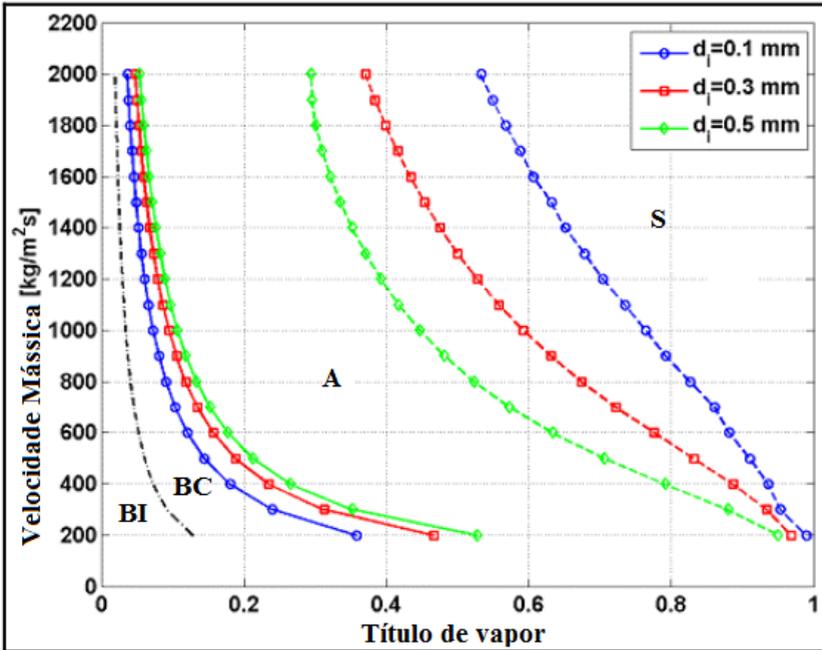


Figura 3.9 - Mapa padrão de escoamento diabático de Revellin e Thome (2007a) simulado para o R134a a 30°C, para um canal horizontal uniformemente aquecido, adotando-se três distintos diâmetros ($q''=60kW/m^2$, sem subresfriamento na entrada, para um comprimento de aquecimento de 20 mm) (BI: regime de bolha isolada; BC: regime bolha confinada, A: regime anular, S: regime de secagem).

Como pode ser visto, este limite não é uma função do diâmetro do canal, provavelmente devido à gama limitada de diâmetros de canais utilizados nos seus experimentos (0,509 e 0,790 mm), mas é uma função do fluxo de calor. O número de Reynolds do líquido, o número de ebulição e o número de Weber do vapor, são definidos respectivamente pelas equações (3.22), (3.23) e (3.24).

$$Re_l = \frac{G d_h}{\mu_l} \quad (3.22)$$

$$Bo = \frac{q''}{Gi_{lv}} \quad (3.23)$$

$$We_v = \left(\frac{G^2 d_h}{\sigma \rho_v} \right) \quad (3.24)$$

Assim, uma vez que o fluido é definido em conjunto com a sua temperatura de saturação e o fluxo de calor aplicado, a curva de transição é somente inversamente proporcional a velocidade mássica.

A transição entre os regimes de bolhas coalescida e anular, representado na Figura 3.9 por BC/A , ocorre a um certo título de vapor no qual a frequência de bolha é zero, ou seja, é o fim da presença de *slug* de líquido e bolhas de vapor. Apenas o número de Reynolds líquido, Re_l , e o número de Weber líquido, We_l , revelaram ter uma influência sobre a transição entre estes dois regimes a partir de um estudo paramétrico. A correlação de transição resultante entre BC/A é dada pela Equação (3.25).

$$x_{v,BC/A} = 0,00014 Re_l^{1,47} We_l^{-1,23} \quad (3.25)$$

O número de Weber de líquido, We_l , é definido pela Equação (3.26).

$$We_l = \left(\frac{G^2 d_h}{\sigma \rho_l} \right) \quad (3.26)$$

Assim, novamente para um certo fluido escolhido, e uma temperatura de saturação e diâmetro predeterminados, a curva de transição entre os regimes BC/A é determinada como sendo função da variação da velocidade mássica de entrada. Como pode ser observado na simulação para o R134a, Figura 3.9, a linha de transição entre BC/A move-se para a esquerda, menores títulos de vapor, com a diminuição do diâmetro do canal.

Para completar o modelo de Revellin e Thome (2007a), a expressão que representa a transição entre os regimes anular e o início da secagem, representada por A/S na Figura 3.9, é determinada pela combinação da correlação de DHF, observando que os autores utilizam a expressão CHF, e da expressão do título de vapor crítico de Wojtan et al. (2006), resultando na Equação (3.27).

$$x_{v,crit} = 1,748 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,073} \left(\frac{\rho_l^{0,24} \sigma^{0,24}}{G^{0,48}} \right) \left(\frac{1}{d_h^{0,28}} \right) L_{aq}^{0,04} \quad (3.27)$$

A Equação (3.27) mostra que o título de vapor crítico é uma função das propriedades físicas do fluido, da velocidade mássica e do diâmetro do canal, embora seja uma função muito fraca do comprimento aquecido e independe do fluxo de calor imposto. Como pode ser observado na simulação para o R134a, esta linha de transição entre os regimes *A/S* move-se para baixos títulos de vapor conforme a velocidade mássica é aumentada. Além disso, as linhas de transição movem-se para títulos de vapor superiores conforme o diâmetro do canal é diminuído.

A base de dados utilizada no desenvolvimento deste mapa de regimes de escoamento cobre: dois fluidos de trabalho, R134a e R245fa; dois diâmetros, $0,509$ e $0,790$ mm; comprimentos de canal aquecido de 20 a 70 mm, velocidades mássicas de 210 a 2094 kg/m²s (sempre em condições estáveis de velocidade mássica), fluxos de calor uniforme de $3,1$ a 597 kW/m², e temperaturas de saturação de 26 a 35 °C, que correspondem a pressões de saturação de $2,1$ a $8,9$ bar. As faixas cobertas pelos números adimensionais foram os seguintes: $0,00003 \leq Bo \leq 0,00632$; $640 \leq Re_l \leq 8855$; $125 \leq We_v \leq 12525$ e $4 \leq We_l \leq 34970$.

3.5. Queda de pressão

É de fundamental importância a determinação da queda de pressão em micro evaporadores, em razão de dois motivos principais. O primeiro motivo reflete sobre o projeto do trocador de calor. Pois, quanto maior a queda de pressão, maior será a necessidade da capacidade de bombeamento do sistema. O segundo motivo reflete sobre a transferência de calor do sistema bifásico. Pois o coeficiente de transferência de calor local depende da temperatura do fluido naquele ponto. Entretanto, em escoamentos bifásicos com mudança de fase (evaporadores) a determinação da temperatura do fluido deriva do desenvolvimento da pressão do escoamento, que varia em função da queda de pressão. Assim sendo, um bom procedimento para a determinação da queda de pressão no evaporador resulta em uma boa estimativa da temperatura local do fluido, que conseqüentemente resultará em uma menor incerteza e maior confiabilidade na determinação do coeficiente de transferência de calor.

Trabalhos experimentais com canais paralelos são normalmente providos de regiões de “plena” ou “manifold”, que são componentes responsáveis pela distribuição do escoamento e equalização da pressão entre os múltiplos canais. Normalmente nestes experimentos, devido à facilidade de acesso, a queda de pressão é mensurada entre o distribuidor de entrada e coletor de saída. O estudo da distribuição de vazões em canais

acoplados a manifold ou tubo distribuidor será apresentado na parte B deste trabalho de tese.

As formulações para a determinação da queda de pressão encontradas para escoamentos monofásicos e bifásicos apresentam grandes discrepâncias. Em virtude disto e devido a nossos experimentos apresentarem escoamentos sub-resfriados, esta seção será subdividida em duas partes, na primeira são apresentadas formulações para queda de pressão em escoamentos monofásicos e na segunda para escoamentos bifásicos.

3.5.1. Escoamentos monofásicos

Vale ressaltar que esta seção, no qual aborda a da queda de pressão em escoamentos monofásicos segue a mesma forma apresentada por Goss Jr (2011).

Em escoamentos monofásicos podemos calcular a queda de pressão em um canal de seção constante através de uma única equação, a equação de Darcy-Weisbach, apresentada pela Equação (3.28), Idelchik e Fried (1994).

$$\Delta p = \rho \frac{G^2}{2} \quad (3.28)$$

onde ρ representa o coeficiente de resistência, podendo ser relativo a perdas locais (mudanças de direção ou velocidade) ou ao atrito interfacial fluido/parede:

O coeficiente de resistência devido ao atrito pode ser calculado a partir da Equação (3.29).

$$\rho_{at} = \frac{4fL}{d} \quad (3.29)$$

onde L representa o comprimento do canal e f o fator de atrito. Este último depende de diversos fatores, como geometria e rugosidade do canal e regime de escoamento (laminar, de transição ou turbulento).

Na presença de escoamentos laminares ($Re < 2300$) no interior de canais circulares, o fator de atrito depende somente do número de Reynolds do escoamento. Pela lei de Hagen-Poiseuille, tem-se o fator de atrito de Fanning, conforme Equação (3.30).

$$f = \frac{16}{Re} \quad (3.30)$$

Já em escoamentos turbulentos, a rugosidade da tubulação é um fator importante na determinação do fator de atrito. Idelchik e Fried (1994) propõem que canais podem ser considerados hidraulicamente lisos para $Re < Re_{lim}$, onde Re_{lim} é calculado a partir da Equação (3.31).

$$Re_{lim} = \frac{26.9}{\epsilon^{1.143}} \quad (3.31)$$

onde ϵ representa a rugosidade relativa do tubo, definida como a razão entre a rugosidade média e o diâmetro da tubulação.

Em escoamentos turbulentos, normalmente desconsidera-se a região de entrada, onde o escoamento não é plenamente desenvolvido, pois esta região é muito pequena. Segundo Bejan (2004), a região de entrada é aproximadamente dez vezes o diâmetro da tubulação. Dessa forma, por exemplo, tomando o caso do presente estudo, para um tubo com $d=0,77 \text{ mm}$ e $L=120 \text{ mm}$, a região de entrada corresponde a 6,5% do comprimento do canal. De forma mais conservativa, autores como White (2002) consideram que o comprimento da região de entrada, L_{entr} , em tubos lisos é igual a 4,4 vezes o diâmetro multiplicado pelo número de Reynolds elevado a 1/6. Assim a razão L_{entr}/d_h pode variar de 18 para $Re=4000$ até 44 para $Re=10^6$.

Para escoamentos turbulentos em tubos lisos, diversas correlações para o fator de atrito de Fanning são encontradas na literatura. Blasius (1913), propôs a seguinte correlação para o fator de atrito em escoamentos turbulentos plenamente desenvolvidos, apresentada na Equação (3.32).

$$f = 0.0791Re^{-0.25} \quad (3.32)$$

Já Phillips (1987) propôs uma correlação, apresentada na Equação (3.33), para estimar o fator de atrito em escoamentos turbulentos, tanto na região de entrada quanto na região plenamente desenvolvida de dutos circulares.

$$f = \Psi Re^{\delta} \quad (3.33)$$

onde:

$$\Psi = 0.09290 + \frac{1.01612}{z/d} \quad (3.34)$$

$$\xi = -0.26800 - \frac{0,32930}{z/d} \quad (3.35)$$

3.5.2. Escoamentos bifásicos

A queda de pressão ao longo de um microcanal acabam por agregar termos que representam mudanças de energia cinética, mudança de fase (“flashing”), e compressibilidade. Em escoamentos bifásicos no interior de canais posicionados na horizontal, a queda de pressão total é composta de duas parcelas. Uma delas é relativa ao atrito e outra à aceleração devido à mudança de fase, como mostra a Equação (3.36).

$$\Delta p_{total} = \Delta p_{at} + \Delta p_{ac} \quad (3.36)$$

Como a massa específica do líquido é muito maior que a do vapor (em torno de 30 vezes na pressão de 7,0 bar para o R134a), quando ocorre a ebulição no interior de um canal com seção transversal interna constante, a velocidade do escoamento aumenta, respeitando a lei da conservação da massa. Por consequência disso, a pressão do escoamento é aumentada, segundo a conservação da quantidade de movimento. Por esse motivo, tem-se a presença da queda de pressão de aceleração na Equação (3.36). O cálculo da queda de pressão por aceleração do escoamento pode ser determinado a partir da Equação (3.37).

$$\Delta p_{ac} = G^2 \left\{ \left[\frac{x_v^2}{\rho_v \alpha} + \frac{(1-x_v)^2}{\rho_l(1-\alpha)} \right]_{ent} - \left[\frac{x_v^2}{\rho_v \alpha} + \frac{(1-x_v)^2}{\rho_l(1-\alpha)} \right]_{sai} \right\} \quad (3.37)$$

A queda de pressão devido ao atrito em escoamentos bifásicos é a maior parcela de queda de pressão. Seu cálculo envolve algumas aproximações e, na literatura, encontram-se dois diferentes modelos para sua estimativa: o homogêneo e o modelo de fases separadas, Collier e Thome (1996).

3.5.3. O Modelo Homogêneo

O modelo de queda de pressão homogêneo baseia-se na premissa de que a mistura bifásica se comporta como um pseudo fluido monofásico com propriedades físicas médias que são ponderadas em relação às presenças de vapor e líquido, e que o calor latente só pode ser trocado entre as duas fases, (Collier e Thome (1996) e Carey (1992)). Apesar de ser o modelo mais simples do ponto de vista matemático, o modelo funciona

muito bem em certos regimes de escoamento em macroescala, como borbulhado e disperso, Figura 3.4 (a), página 36. Este modelo considera que as velocidades do líquido e do vapor são iguais. Em outras palavras, o fator de escorregamento, Fe , que é a razão entre as velocidades média do líquido e do vapor (Equação (3.38)) é igual a um.

$$Fe = \frac{j_v}{j_l} = \frac{\rho_l}{\rho_v} \frac{x_v}{(1 - x_v)} \frac{(1 - \alpha)}{\alpha} \quad (3.38)$$

A queda de pressão devido ao atrito considerando-se o modelo homogêneo pode ser expresso conforme a Equação (3.39).

$$\Delta p_{at,bif} = \frac{2f_{bif}G^2L}{d_h\rho_{bif}} \quad (3.39)$$

Para o cálculo da queda de pressão bifásico através do modelo homogêneo é necessário a determinação do fator de atrito bifásico, f_{bif} que é uma função do número de Reynolds bifásico.

A Tabela 3.7 nos mostra as correlações mais usadas na determinação do fator de atrito pelo modelo homogêneo, f_{bif} , enquanto que na Tabela 3.8 são apresentados alguns modelos para a determinação da viscosidade da mistura homogênea líquido/vapor.

Tabela 3.7 - Modelos para a determinação do fator de atrito de escoamentos homogêneos, Collier e Thome (1996).

$f_{bif}Re_{bif} = 24$ para $Re_{bif} \leq 2000$	(3.40)
$f_{bif} = 0,079Re_{bif}^{-0,25}$ para $2000 < Re_{bif} < 20000$	(3.41)
$f_{bif} = 0,046Re_{bif}^{-0,2}$ para $20000 \leq Re_{bif}$	(3.42)

Tabela 3.8 - Correlações proposta para estimar a viscosidade bifásica homogênea.

Autor	Correlação	
McAdams (fonte : Qu e Mudawar (2003b) e Collier e Thome (1996))	$\frac{1}{\mu_{bif}} = \frac{x_v}{\mu_v} + \frac{1 - x_v}{\mu_l}$	(3.43)
Cicchitti (fonte: Yan e Lin (1998))	$\mu_{bif} = x_v\mu_v + (1 - x_v)\mu_l$	(3.44)
Dukler (fonte: Collier e Thome (1996))	$\mu_{bif} = \rho_{bif} \left(x_v \frac{\mu_v}{\rho_v} + (1 - x_v) \frac{\mu_l}{\rho_l} \right)$	(3.45)

Acker (fonte: Collier e Thome (1996))

$$\mu_{bif} = \frac{\mu_l}{x_v \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0.5} + (1 - x_v)} \quad (3.46)$$

Lin et al. (1992)

$$\mu_{bif} = \frac{\mu_l \mu_v}{\mu_v + x_v^{1.4} (\mu_l - \mu_v)} \quad (3.47)$$

A massa específica do escoamento homogêneo, ρ_{bif} , pode ser calculada a partir da Equação (3.48).

$$\frac{1}{\rho_{bif}} = \frac{x_v}{\rho_v} + \frac{1 - x_v}{\rho_l} \quad (3.48)$$

3.5.4. O modelo de fases separadas

No modelo de fases separadas considera-se que as fases de vapor e líquido escoam cada qual com suas respectivas velocidades médias. A maioria dos modelos desenvolvidos para micro e macrocanais que seguem esta ideia básica foram propostos para regime de escoamento anular, Collier e Thome (1996).

Nesses modelos a queda de pressão por atrito, Δp_{at} , é calculada em função da queda de pressão de um escoamento monofásico multiplicado por um fator de correção, Φ^2 , também conhecido como multiplicador bifásico definidos por Martinelli e Nelson. (1964) e Lockhart e Martinelli (1949). Os multiplicadores bifásicos medem o trabalho irreversível devido às interações entre as fases de vapor e líquido e as paredes do canal, em comparação com as irreversibilidades do escoamento de somente líquido ou somente vapor, ou a parte líquida ou de vapor no escoamento. Ele é baseado em correlações, geralmente empíricas, onde o escoamento bifásico tomado como base pode ser: líquido (l)/ vapor (v); somente líquido (lo) ou somente vapor (vo), conforme Equação (3.49), onde o gradiente de pressão devido ao atrito pode ser calculado em função dos diferentes gradientes de pressão monofásica e os respectivos multiplicadores.

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{at} = \Phi_{vo}^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_{vo} = \Phi_{lo}^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_{lo} = \Phi_l^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_l = \Phi_v^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_v \quad (3.49)$$

Partindo da Equação (3.28), proposta por Darcy-Weisbach, para a queda de pressão monofásica e substituindo na Equação (3.49) temos a queda de pressão por atrito a partir do modelo heterogêneo, Equação (3.50).

$$\Delta p_{at,FS} = \frac{2G^2L}{\rho_v d_h} f_{vo} \Phi_{vo}^2 = \frac{2G^2L}{\rho_l d_h} f_{lo} \Phi_{lo}^2 =$$

$$\frac{2G^2L(1-x)^2}{\rho_l d_h} f_l \Phi_l^2 = \frac{2G^2L(x)^2}{\rho_v d_h} f_v \Phi_v^2 \quad (3.50)$$

onde os fatores de atrito: f_{lo} , f_{vo} , f_l e f_v , podem ser calculados a partir das correlações de fator de atrito para escoamentos monofásicos, como por exemplo o proposto por Blasius, da Equação (3.32).

Diversos modelos e correlações foram propostos na literatura para o cálculo do fator de atrito e dos multiplicadores bifásicos. As formulações denominadas clássicas para os multiplicadores bifásicos aqui apresentados são as de Lockhart e Martinelli (1949) e Friedel (1979).

Lockhart e Martinelli (1949) realizaram exames mais representativos que desenvolvem a teoria do modelo de fases separadas. Seu trabalho incluiu uma análise experimental de tubos circulares com diâmetros que variam de 1,5 a 25,8 mm, utilizando misturas de ar com benzeno, querosene, água e diversos óleos. Sua análise da queda de pressão em escoamentos bifásicos foi baseada em dois postulados básicos. O primeiro afirma que a queda de pressão para ambas as fases líquida e vapor são as mesmas, independentemente do padrão de escoamento, enquanto as mudanças de pressão estática na direção radial não são significativas. A segunda postula que a soma do volume ocupado pelo vapor e líquido em qualquer instante é igual ao volume total do tubo. O modelo desenvolvido por Lockhart e Martinelli (1949) para os multiplicadores bifásicos é considerado pioneiro nessa área, e até hoje serve de base para modelos mais recentes.

Com base nesses postulados e sua análise experimental, Lockhart e Martinelli (1949) desenvolveram um novo parâmetro que é usado para correlacionar os resultados experimentais, conhecido como o parâmetro Lockhart-Martinelli, o qual é definido como sendo a razão entre os gradientes de pressão por atrito da fase líquida e de vapor, Equação (3.51).

$$X = \left[\frac{\left(\frac{dp_l}{dz} \right)}{\left(\frac{dp_v}{dz} \right)} \right]^{1/2} \quad (3.51)$$

Lockhart e Martinelli (1949), propuseram uma correlação generalizada para determinar os multiplicadores bifásicos para líquido,

vapor e somente líquido, conforme equações (3.52), (3.53) e (3.54), respectivamente.

$$\phi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{C}{X^2} \quad (3.52)$$

$$\phi_v^2 = 1 + CX + X^2 \quad (3.53)$$

$$\phi_{lo}^2 = \phi_l^2 (1 - x_v)^{1,75} \quad (3.54)$$

Os valores recomendados para a constante C propostos por Lockhart e Martinelli (1949) dependem dos regimes de escoamento de cada uma das fases do escoamento: turbulento ou laminar, e são apresentados na Tabela 3.9, a seguir, conforme Collier e Thome (1996):

Tabela 3.9 - Valores da Constante C propostos por Lockhart e Martinelli (1949) em função do regime de escoamento.

Regime do vapor	Regime do líquido	Representação	Valores da Constante C
Laminar	Laminar	$X_{lam,lam}$	5
Laminar	Turbulento	$X_{lam,turb}$	10
Turbulento	Laminar	$X_{turb,lam}$	12
Turbulento	Turbulento	$X_{turb,turb}$	20

A Tabela 3.10 resume algumas das correlações que determinam a queda de pressão em escoamentos bifásicos por atrito com base no modelo de fases separadas para canais convencionais, são elas: Lockhart e Martinelli (1949), Friedel (1979), Chisholm (1973) e Müller-Steinhagen e Heck (1986).

Tabela 3.10 - Correlações para a queda de pressão para canais convencionais baseado no modelo de fases separadas

Autores	Observações	Correlação
Lockhart e Martinelli (1949)	Fluidos: água, benzeno, óleo e querosene $d_h = 1,5 - 25,8 \text{ mm}$	$\Delta p_{at} = \frac{2G^2 L}{d_h x_v} \int_{x_{v,ent}}^{x_{v,sai}} f_l (1 - x_v)^2 v_l \Phi_l^2 dx_v$ $\Phi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{C}{X^2}, \quad X^2 = \frac{\left(\frac{\Delta p}{\Delta z}\right)_l}{\left(\frac{\Delta p}{\Delta z}\right)_v}$ <p>Valores de C ver Tabela 3.9</p>
Friedel (1979)	$d_h \geq 1,0 \text{ mm}$	$\Delta p_{at} = \frac{2G^2 L f_{lo} v_l}{d_h x_v} \int_{x_{v,ent}}^{x_{v,sai}} \Phi_{lo}^2 dx_v, \quad \Phi_{lo}^2 = A_1 + \frac{3,24A_2 A_3}{Fr^{0,045} We^{0,035}}$ $A_1 = (1 - x_v)^2 + x_v^2 \left(\frac{\rho_l f_{vo}}{\rho_v f_{lo}}\right), \quad A_2 = x_v^{0,78} (1 - x_v)^{0,224},$ $A_3 = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,91} \left(\frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{0,19} \left(1 - \frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{0,7}$ $Fr = \frac{G^2}{\rho_H d_h g}, \quad We = \frac{d_h G^2}{\rho_H \sigma}, \quad \rho_H = (x_v v_v + (1 - x_v) v_l)^{-1}$

Chisholm (1973)	água/vapor d'água, ar/água e mercúrio/nitrogênio $d_h \geq 2,1 \text{ mm}$	$\Delta p_{at} = \frac{2G^2 f_{lo} L v_l}{D_h x_v} \int_{x_{v,ent}}^{x_{v,sai}} \Phi_{lo}^2 dx_v \quad ,$ $\Phi_{lo}^2 = 1 + (\Gamma^2 - 1) [\Psi x_v^{0,5} (1 - x_v)^{0,5} + x_v] \quad ,$ $\Gamma = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,5} \left(\frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0,5} \quad , \quad \Psi \text{ da Tabela 2 da Ref. Chisholm}$
Müller-Steinhagen e Heck (1986)	$4,0 \geq d_h \geq 392,0 \text{ mm}$ Vários fluidos	$\Delta p_{at} = F(1 - x_v)^{\frac{1}{3}} + x_v^3 \Delta p_{at,vo} \quad ,$ $F = \Delta p_{at,lo} + 2(\Delta p_{at,vo} - \Delta p_{at,lo}) x_v$ $\Delta p_{at,lo} = \frac{2f_l G^2 L(1 - x_v)}{d_h \rho_l} \quad , \quad \Delta p_{at,vo} = \frac{2f_v G^2 L x_v}{d_h \rho_v}$

Friedel (1979) desenvolveu uma correlação empírica para a determinação do multiplicador bifásico. O autor baseou-se em 25000 pontos obtidos de escoamentos adiabáticos no interior de canais com $d_h > 1,0 \text{ mm}$ para propor uma formulação, apresentada na Tabela 3.10, a qual se baseia nos números de Froude, Fr , e de Weber, We . Essa correlação proposta por Friedel (1979) é muito utilizada tanto em escoamentos na vertical quanto na horizontal.

Já a correlação de Chisholm (1973), sugere a inclusão dos efeitos do fluxo de massa e das propriedades do fluido na determinação dos multiplicadores bifásicos. Para isso, o autor propõe uma correlação empírica baseada em seus próprios dados experimentais e no modelo proposto por Baroczy (1965), para o cálculo do multiplicador bifásico. Uma correlação mais recente, proposta por Müller-Steinhagen e Heck (1986) para a predição da queda de pressão por atrito em escoamentos bifásicos, Tabela 3.10, é considerada mais simples que as anteriores. Os autores desenvolveram a correlação baseados em 9300 dados obtidos com diversos fluidos em canais com diâmetros entre $4,0 \text{ mm}$ e $392,0 \text{ mm}$.

Muitas das correlações para a queda de pressão por atrito em microcanais baseiam-se no modelo de fases separadas, modificando esta abordagem através da determinação de um novo valor de C para seus dados ou, implementando uma correlação adicional para a predição dos valores para essa constante. Aplicando essa abordagem, Lazarek e Black (1982) obtiveram boa correlação com seus dados usando um valor de $C=30$ na correlação generalizada de Chisholm/Lockhart-Martinelli.

A Tabela 3.11 resume algumas das correlações na literatura para a determinação da queda de pressão em escoamentos bifásicos por atrito, com base no modelo de fases separadas para microcanais, são elas: Mishima e Hibiki (1996), Zhang e Webb (2001), Qu e Mudawar (2003b), Lee e Mudawar (2005a), Lee e Lee (2001b) e Lee e Garimella (2008).

Mishima e Hibiki (1996) obtiveram dados de queda de pressão para microcanais na faixa de $1,05 \text{ a } 3,9 \text{ mm}$ com escoamentos de ar/água. Seus dados foram ajustados para correlacionar o parâmetro de Chisholm, C , em função do diâmetro do canal na correlação de Lockhart-Martinelli. Eles mostraram que este método funcionou para diferentes fluidos e para canais com diâmetros de $0,2 \text{ a } 25,0 \text{ mm}$.

Tabela 3.11 - Correlações para o gradiente de pressão por atrito para microcanais baseado no modelo de fases separadas.

Autores	Observações	Correlação
Mishima e Hibiki (1996)	Fluidos: mistura ar-água, $d_h = 1,0 - 4,0 \text{ mm}$	$\Delta p_{at} = \frac{2G^2 L}{D_h x_v} \int_{x_{v,ent}}^{x_{v,sai}} f_l(1 - x_v)^2 v_l \Phi_l^2 dx_v, \quad \Phi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{C}{X^2}$ $C = 21(1 - \exp(-0,319D_h)), d_h(\text{mm})$
Lee e Lee (2001b)	Fluidos: mistura ar-água $d_h = 0,8 - 6,7 \text{ mm}$	$\Delta p_{at} = \frac{2G^2 L}{D_h x_v} \int_{x_{v,ent}}^{x_{v,sai}} f_l(1 - x_v)^2 v_l \Phi_l^2 dx_v, \quad \Phi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{C}{X^2},$ $C = c_1 \lambda^{c_2} \psi^{c_3} Re_{lo}^{c_4}, \quad \lambda = \frac{\mu_l^2}{\rho_l \sigma D_h}, \quad \psi = \frac{\mu_l l}{\sigma},$ <p style="text-align: center;">c_1, c_2, c_3, c_4 da tabela 4 de Lee e Lee (2001b)</p>
Zhang e Webb (2001)	Fluidos: R134a, R22, R404a, $d_h = 2,1 \text{ mm}$	$\Delta p_{atrito} = \frac{2G^2 L f_{lo} v_l}{D_h x_v} \int_{x_{v,ent}}^{x_{v,sai}} \Phi_{lo}^2 dx_v$ $\Phi_{lo}^2 = (1 - x_v)^2 + 2,87 x_v^2 \left(\frac{p}{p_{crit}} \right)^{-1} + 1,68 x_v^{0,8} (1 - x_v)^{0,25} x^2 \left(\frac{p}{p_{crit}} \right)^{-1,64}$

<p>Qu e Mudawar (2003b)</p>	<p>2 l canais paralelos: seção transversal $0,231 \times 0,713 \text{ mm}^2$</p>	$\Delta p_{at} = \frac{2G^2 L}{D_h x_v} \int_{x_{v,ent}}^{x_{v,sai}} f_l(1-x_v)^2 v_l \Phi_l^2 dx_v, \quad \Phi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}$ $X_{lam,lam} = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0,5} \left(\frac{\mu_v}{\mu_l}\right)^{0,5} \left(\frac{1-x_v}{x_v}\right)^{0,5}$ $C = 21(1 - \exp(-0,319D_h))(0,00418G + 0,0613)$
<p>Lee e Mudawar (2005a)</p>	<p>Fluido: R134a; 53 microcanais retangulares com seção de $0,231 \times 0,713 \text{ mm}^2$, $L=250 \text{ mm}$</p>	$\Delta p_{at} = \frac{2G^2 L}{d_h x_v} \int_{x_{v,ent}}^{x_{v,sai}} f_l(1-x_v)^2 v_l \Phi_l^2 dx_v, \quad \Phi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{C}{X^2}$ $C_{lam,lam} = 2,16Re_{lo}^{0,047} We_{lo}^{0,6}, \quad C_{lam,turb} = 1,45Re_{lo}^{0,25} We_{lo}^{0,23}$
<p>Lee e Garimella (2008)</p>	<p>$d_h = 0,16 - 0,538 \text{ mm}$</p>	$\Delta p_{at} = \frac{2G^2 L}{D_h x_v} \int_{x_{v,ent}}^{x_{v,sai}} f_l(1-x_v)^2 v_l \Phi_l^2 dx_v, \quad \Phi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{C}{X^2}$ $C = 25666G^{0,5466} d_h^{0,8819} (1 - \exp(-0,319d_h)), \quad d_h(\text{mm})$

Uma nova correlação que modificou a correlação de queda de pressão por atrito de Friedel (1979) foi desenvolvida por Zhang e Webb (2001) baseados em escoamentos de R134a, R22 e R404A no interior de multicanais circulares com diâmetros de 2,13; 3,25 e 6,25 mm. Eles propuseram uma nova formulação para o multiplicador bifásico de líquido.

Qu e Mudawar (2003b) investigaram a queda de pressão de escoamentos bifásicos em multi microcanais paralelos com diâmetro hidráulico de 0,348 mm. Eles identificaram dois tipos de instabilidades hidrodinâmicas: oscilação grave na queda de pressão e leves instabilidades entre canais paralelos. Eles ainda perceberam que a queda de pressão aumentou sensivelmente após o início da ebulição nos microcanais. Baseado em suas análises e dados experimentais eles propuseram uma nova correlação para o parâmetro de Chisholm baseado na correlação de Mishima e Hibiki (1996).

Lee e Mudawar (2005a) publicaram uma extensa investigação experimental sobre a queda de pressão em escoamentos com mudança de fase em microcanais. Os experimentos foram realizados a elevadas velocidades mássicas (G) e elevados fluxos de calor, utilizando-se o R134a como refrigerante. A respectiva secção de teste era constituída de 53 microcanais retangulares paralelos, presumivelmente idênticos, com secção transversal nominal de 0,23 x 0,713 mm, construídos em um bloco de cobre. Os microcanais tinham 250 mm de comprimento, e foram todos ligados a uma grande câmara de distribuição de pressão na entrada e na saída. Eles propuseram uma nova correlação para predizer a queda de pressão de escoamentos bifásicos em função dos números de Reynolds e de Weber.

Lee e Lee (2001b) investigaram a queda de pressão de escoamentos bifásicos adiabáticos em mini e macrocanais retangulares horizontais utilizando ar e água como fluido de trabalho. Uma nova correlação para a queda de pressão de escoamentos bifásicos em mini e macrocanais horizontais foi proposta, correlacionando o fator multiplicador bifásico com os efeitos viscosos, de tensão superficial, e de inércia. Esta correlação pode ser usada para prever a queda de pressão nos microcanais para uma ampla faixa de parâmetros de Martinelli e número de Reynolds. A correlação foi validada para 305 pontos de dados obtidos para quatro diferentes diâmetros hidráulicos (0,780; 1,910; 3,640 e 6,670 mm).

Lee e Garimella (2008) verificaram dados experimentais sobre as características de queda de pressão para o escoamento de água deionizada através de um dissipador de calor composto por um microcanal

de silício integrados a 25 micro sensores de temperatura. Eles comprovaram a inadequação da correlação Lockhart e Martinelli para prever a queda de pressão de escoamentos bifásicos em microcanais com fluxo de calor imposto, já que a mesma foi desenvolvida para escoamentos adiabáticos com a fase líquida turbulenta e a fase vapor turbulenta. Uma nova correlação foi desenvolvida para prever a queda de pressão de escoamentos bifásicos, considerando o efeito de fluxo de massa e do diâmetro hidráulico após uma avaliação crítica utilizando cinco correlações disponíveis na literatura.

3.5.5. Modelos homogêneo e de fases separadas aplicados a microcanais

Vários estudos têm mostrado que o modelo homogêneo é relativamente uma boa escolha para calcular a queda de pressão de escoamentos bifásicos em microcanais, apesar desses escoamentos em microcanais apresentarem na maioria das vezes regime de escoamento anular (típico da ebulição convectiva), caso onde há o escorregamento entre as fases e um valor elevado do fator de escorregamento. No entanto, baseados em seu banco de dados de 913 pontos de nove estudos independentes, Ribatski et al. (2006) encontraram que o modelo homogêneo, utilizando a definição de massa específica e viscosidade de Cicchitti et al. (1960), previu 54,3% dos dados dentro da faixa de $\pm 30\%$, com um erro absoluto de 61,6%. O modelo homogêneo, quando comparado a seus dados, foi o que apresentou o melhor resultado dentro da faixa de $\pm 30\%$ entre todos os vinte métodos de macro e microescala verificados. A correlação de queda de pressão em macroescala de Müller-Steinhagen e Heck (1986) veio em segundo lugar com 53,1% dos pontos dentro da faixa de $\pm 30\%$, apresentando um erro médio absoluto de 31,3%, sendo aquela que melhor correlacionou todo o banco de dados. No entanto, a correlação de Mishima e Hibiki (1996) para microcanais teve o segundo melhor erro médio absoluto, 37,4%, com 47,7% dos dados dentro da faixa de $\pm 30\%$.

Revellin e Thome (2007c) obtiveram 2210 pontos experimentais de queda de pressão em micro evaporadores de canais com diâmetro hidráulico de 0,79 e 0,509 mm. Os fluidos de trabalho utilizados foram o R134a e o R245fa. Para estimar a queda de pressão a temperatura de saturação foi medida a fim de não perturbar o escoamento com tomadas de pressão. Apenas alguns dados foram obtidos no regime laminar ($Re < 2000$), enquanto que nenhum método na literatura foi capaz de prever

a sua grande base de dados localizada no intervalo intermediário ($2000 < Re < 8000$). Para os seus dados no regime turbulento (1200 pontos com $Re > 8000$) o modelo homogêneo utilizando a correlação de viscosidade homogênea de McAdams et al. (1942) não apresentou bons resultados, entretanto quando a expressão de viscosidade de Cicchitti et al. (1960) foi utilizada, o modelo homogêneo apresentou boa concordância com os resultados experimentais analisados, predizendo 52% da base de dados dentro da faixa de $\pm 20\%$. (enquanto que a expressão McAdams et al. (1942) alcançou apenas 6%). Por outro lado, a correlação de queda de pressão de fases separadas de Müller-Steinhagen e Heck (1986) apresentou melhores resultados, considerando novamente apenas o banco de dados de escoamentos turbulentos, e previu 62% da base de dados dentro de da faixa $\pm 20\%$.

Para Thome (2004c) o cálculo da queda de pressão utilizando o modelo homogêneo é relativamente confiável, e funciona aparentemente bem para escoamentos turbulentos. Embora o nível de precisão e confiança para projetos de engenharia seja ainda insuficiente.

Recentemente Sun e Mishima (2009) realizaram uma extensa análise de queda de pressão de escoamentos bifásicos em microcanais. Um total de 2902 dados de queda de pressão de escoamentos bifásicos foram coletados de 18 trabalhos publicados, dentre os quais utilizaram os seguintes fluidos de trabalho: R123, R134a, R22, R236fa, R245fa, R404a, R407C, R410a, R507, CO_2 , água e ar. As faixas de diâmetros hidráulicos testados variaram de $0,506$ a $12,0$ mm, com Re_l de 10 a 37000 , e Re_v de $3,0$ a $4,0 \times 10^5$. Neste estudo, onze correlações e modelos para o cálculo da queda de pressão por atrito em escoamentos bifásicos foram avaliados com base nesses dados. Os resultados mostram que a precisão do método de Lockhart e Martinelli (1949), Mishima e Hibiki (1996), Zhang e Webb (2001) e Lee e Mudawar (2005a) funcionam bem na região laminar, enquanto que a correlação de Müller-Steinhagen e Heck (1986) é a melhor entre as correlações avaliadas na região turbulenta.

3.6. Transferência de calor com mudança de fase em microcanais

Nesta seção, serão analisados alguns dos estudos experimentais sobre o processo de transferência de calor por ebulição convectiva em microcanais e seus resultados de interesse das aplicações em engenharia. As principais tendências previstas pelos modelos semi-empíricos ou correlações empíricas para o cálculo do coeficiente de transferência de calor por ebulição serão destacados.

3.6.1. Estudos experimentais de ebulição convectiva em microcanais

Numerosos estudos experimentais sobre a ebulição em microcanais apareceram ao longo da última década, principalmente nos últimos anos, e não será possível descrevê-los ou listá-los todos, aqui. Embora na maior parte dos testes os fluidos refrigerantes tenham sido escolhidos como fluidos de trabalho, também foram publicados estudos com outros fluidos como água, acetona, CO₂, nitrogênio, FC72, entre outros.

A seguir é realizada uma breve descrição de uma variedade de estudos experimentais que envolvem estudos sobre um único canal e outros com múltiplos microcanais paralelos.

Lazarek e Black (1982) investigaram a evaporação do R113, em um tubo de aço inoxidável de diâmetro hidráulico de *3,1 mm*, aquecido por corrente contínua. Eles realizaram os experimentos em um único canal com o fluido sub-resfriado na entrada.

A Figura 3.10 apresenta os dados experimentais para o escoamento em ebulição sub-resfriada e saturada de Lazarek e Black (1982).

Os resultados dos testes saturados mostram uma forte dependência do fluxo de calor e uma mínima influência do título de vapor, comportamento muito diferente do que a habitual tendência dos escoamentos com ebulição em macroescala no qual o coeficiente de transferência de calor tende a aumentar com o aumento do título de vapor e ser menos sensível ao fluxo calor. Isto sugeriu a esses autores que a ebulição nucleada estava controlando o processo de transferência de calor.

Tran et al. (1996) estudaram de forma sistemática os coeficientes de transferência de calor para o fluido refrigerante R12 em um canal circular com diâmetro de *2,46 mm* testando três fluxos de calor e para uma ampla faixa de velocidades mássicas, que varia desde *63,3* a *300 kg/m²s*, e três níveis de fluxo de calor: *7,5; 14,4* e *59,4 kW/m²*.

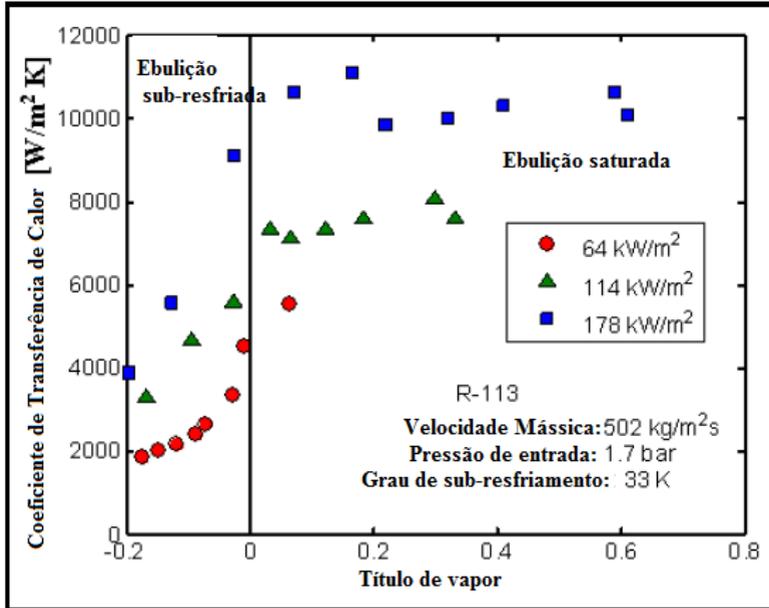


Figura 3.10 - Dados experimentais de Lazarek e Black (1982), para a ebulição do R113 em um canal com $d_h=3,1\text{ mm}$.

Nos resultados apresentados na Figura 3.11, como se pode observar, o coeficiente de transferência de calor foi pouco influenciado pelo título de vapor, no entanto, apresentaram grande influência do fluxo de calor. Eles atribuíram esta influência do fluxo de calor ao domínio da ebulição nucleada no microcanal.

Bao et al. (2000) obtiveram resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor local para a ebulição para R11 e do R123 no interior de um tubo de cobre com diâmetro de $1,95\text{ mm}$. Eles usaram um tubo 870 mm de comprimento, no qual os primeiros 400 mm era uma região de entrada sem aquecimento, caracterizando a região de entrada para desenvolvimento da camada limite hidrodinâmica. Após esta região adiabática foi montada a seção de teste, com aquecimento, com 270 mm de comprimento e, em seguida, um novo trecho, não aquecido, com 200 mm de comprimento. Os autores testaram velocidades mássicas na faixa de 50 a $1800\text{ kg/m}^2\text{s}$, e fluxos de calor entre $5,0$ a 200 kW/m^2 , para diferentes pressões de saturação.

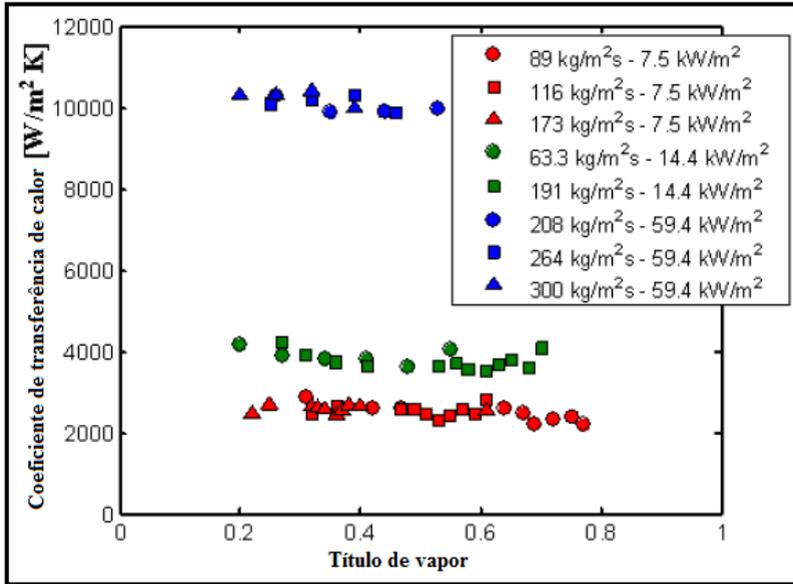


Figura 3.11 - Resultados experimentais de transferência de calor do R12 em um canal circular com diâmetro hidráulico de 2,46 mm, Tran et al. (1996).

Alguns dos resultados de Bao et al. (2000), para pressões na faixa de 357 a 509 kPa são apresentados na Figura 3.12.

Bao et al. (2000) observaram que o coeficiente de transferência de calor tem uma forte dependência do fluxo de calor e que também aumentam com o aumento da pressão de saturação, enquanto os efeitos de título de vapor e velocidade mássica foram de menor expressão, embora tenha havido uma ligeira tendência para a diminuição do coeficiente de transferência de calor com o aumento do título de vapor. De forma similar aos estudos anteriormente aqui apresentados, eles concluíram que ebulição nucleada dominou o processo de transferência de calor. Utilizando o mesmo tipo de configuração de Bao et al. (2000), Baird et al. (2000) também relataram dados locais de transferência de calor para o R123 em um tubo de 0,92 mm de diâmetro e do CO₂ em um tubo de 1,95 mm de diâmetro. Nesses experimentos, foram observados as mesmas tendências apresentadas nos trabalhos de Lazarek e Black (1982), Tran et al. (1996) e Bao et al. (2000).

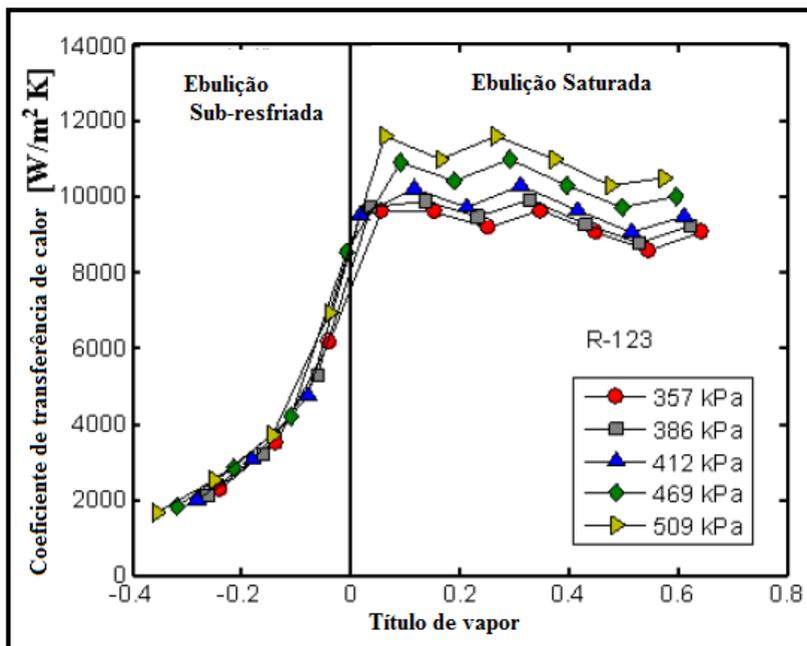


Figura 3.12 - Resultados experimentais do R123 no interior de um tubo de cobre com diâmetro de $1,95\text{ mm}$, Bao et al. (2000).

Lin et al. (2001) estudaram a ebulição do fluido refrigerante R141b em um tubo de $1,1\text{ mm}$ de diâmetro. A Figura 3.13 mostra alguns desses resultados.

A pressão de saída da secção de teste foi atmosférica enquanto a pressão de entrada variou de $1,34$ a $2,19\text{ bar}$, o que significa que esses dados incluem um pequeno efeito de pressão de saturação. Ao contrário dos estudos anteriores, esses autores encontraram uma influência significativa do título de vapor sobre o coeficiente de transferência de calor. Para elevados fluxos de calor, os seus dados exibiram um pico nítido a baixos títulos de vapor seguido por uma diminuição gradual com o aumento do título de vapor. Com fluxos de calor menos elevados houve um aumento significativo, mas monótono no valor do coeficiente de transferência de calor até alcançar um pico quando o título de vapor de 60% . A fluxos de calor intermediários, tais como 42 e 48 kW/m^2 , os coeficientes de transferência de calor foram quase independentes do título de vapor. Significativamente, os resultados mostram uma dependência mais complexa do coeficiente de transferência de calor em relação ao

fluxo de calor e do título de vapor do que os apresentados nos estudos anteriores. Os autores propuseram como hipótese que a ebulição nucleada é dominante para baixos títulos de vapor e que para elevados títulos de vapor a ebulição convectiva é o mecanismo dominante.

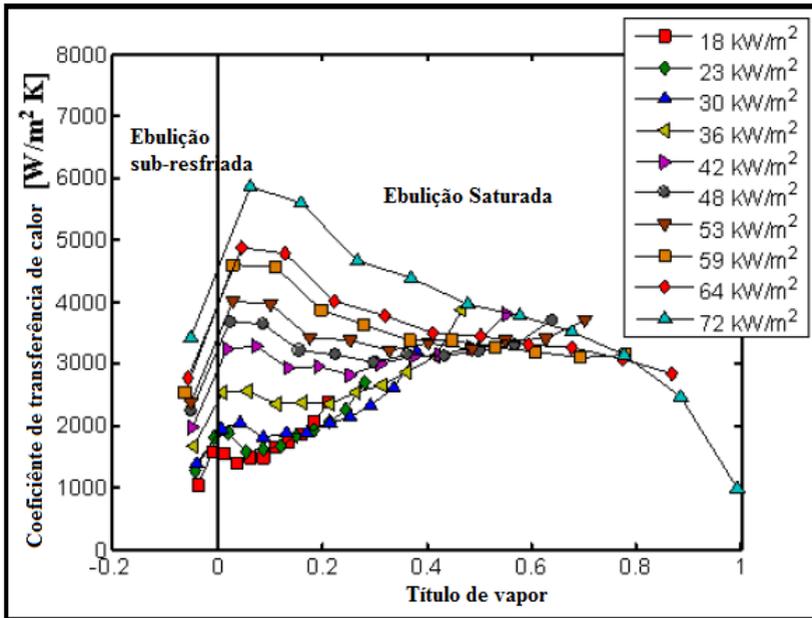


Figura 3.13 - Ebulição em convecção forçada em um tubo vertical, $d_i=1,1\text{ mm}$, $G=500\text{ kg/m}^2\text{s}$, Lin et al. (2001).

Saitoh et al. (2005) também investigaram o coeficiente de transferência de calor com mudança de fase em escoamentos do fluido refrigerante R134a em canais horizontais de diâmetro hidráulico de $0,51$; $1,12$ e $3,1\text{ mm}$ sobre um significativo conjunto de condições de teste. Os autores mostraram a partir de seus resultados experimentais que o efeito do fluxo de calor foi forte para todos os três diâmetros de canal testados, mas que o efeito da velocidade mássica diminuiu com a redução do diâmetro do canal. Em seus testes o fluido de trabalho entrou na seção de testes no estado bifásico, devido à evaporação do fluido ao passar por uma válvula de expansão. Foram observados somente os regimes de escoamento anular e intermitentes (*'plug'* and *'slug'*), pois os títulos de vapor foram limitados a valores superiores a 20% ($x_v > 0,2$), o que lhes impediu de realizarem seus experimentos no regime de escoamento

borbulhado. A transferência de calor foi mais elevada no canal de diâmetro de $0,51\text{ mm}$ para títulos de vapor inferiores a 50%.

Em outro estudo sobre o efeito do diâmetro do canal, com o R134a, Owhaib et al. (2004) mostraram a partir de seus resultados experimentais que os coeficientes de transferência de calor foram maiores com a diminuição do diâmetro do canal, para canais posicionados na vertical, e diâmetro interno de $0,83$; $1,22$ e $1,70\text{ mm}$.

Em outro estudo do mesmo laboratório de Owhaib et al. (2004), Martín-Callizo et al. (2007) apresentaram os resultados da transferência de calor de um tubo de aço inoxidável na vertical com diâmetro hidráulico de $0,64\text{ mm}$. Os autores concluíram, mais uma vez, que o efeito dominante sobre o coeficiente de transferência de calor foi o de fluxo de calor, enquanto que a velocidade mássica teve um papel menos importante sobre o coeficiente de transferência de calor. Eles verificaram que o coeficiente de transferência de calor foi bastante insensível ao título de vapor até atingir a faixa mais elevada de sua escala de teste de fluxo de calor, onde, em seguida, os coeficientes de transferência de calor diminuíram gradualmente com o título de vapor de cerca de $0,01$ a $0,02$ até cerca de $0,6$ a $0,8$ sem passar por qualquer ponto de máximo ou mínimo neste intervalo.

Bertsch et al. (2009b) realizaram experimentos com os fluidos refrigerantes R134a e R245 em microcanais paralelos. Os autores utilizaram duas matrizes de teste, uma com 17 microcanais retangulares de diâmetros hidráulico de $1,08$ e razão de aspecto de 2.5, e outra, contendo 33 microcanais retangulares com diâmetro hidráulico de $0,54\text{ mm}$ e a mesma razão de aspecto. Eles avaliaram os efeitos de fluxo de calor, título de vapor e temperatura de saturação sobre o coeficiente de transferência de calor.

Conforme mostra a Figura 3.14, o coeficiente de transferência de calor apresentou grande dependência do fluxo de calor e do título de vapor, Figura 3.14 (a), mas apresentou alterações pouco significativas com a variação da pressão de saturação e velocidade mássica, Figuras 3.14 (b) e (c), para a faixa de condições de testes investigadas. Eles avaliaram também o tamanho do microcanal, Figura 3.14 (d), e encontraram que canais com menores diâmetros apresentam uma intensificação da transferência de calor. Os autores ainda verificaram que o coeficiente de transferência de calor para o R245a, em comparação com ao R134a em escoamentos monofásicos é maior. Por outro lado, o coeficiente de transferência de calor em ebulição para o R245a é menor, devido a sua elevada massa molecular e tensão superficial, o que resultou em um

processo de transferência de calor superior para o R134a nos escoamentos com ebulição.

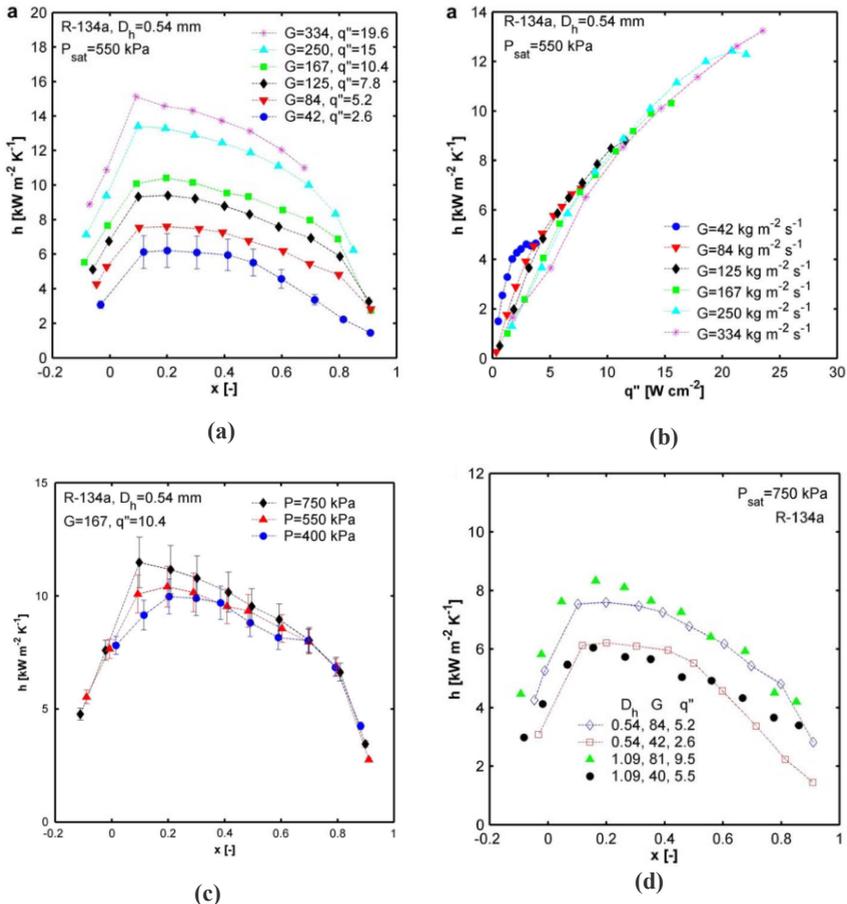


Figura 3.14 - Resultados experimentais do efeito de vários parâmetros sobre o coeficiente de transferência de calor: (a) título de vapor; (b) Fluxo de calor e velocidade mássica; (c) Pressão de saturação; (d) diâmetro hidráulico, Bertsch et al. (2009b).

Agostini et al. (2008b) e Agostini et al. (2008c) realizaram experimentos avaliando o coeficiente de transferência de calor por ebulição, utilizando os fluidos refrigerantes R236a e 245a, respectivamente. Os experimentos foram realizados em uma placa de silício aquecida constituída de 67 canais retangulares paralelos com alta razão de aspecto, cuja altura é mais de três vezes a largura do canal. A

seção transversal dos canais foi de $0,223 \times 0,680 \text{ mm}^2$ e comprimento de 20 mm com espaçamento entre eles de $0,080 \text{ mm}$. O topo dos canais foi vedado com uma placa transparente para permitir a visualização do escoamento. Alguns de seus resultados para R236a são apresentados na Figura 3.15. Pode-se observar que os resultados do coeficiente de transferência de calor a baixos fluxos de calor tendem a aumentar com o título de vapor até valores intermediários de fluxo de calor. Nesta faixa intermediária o coeficiente de transferência de calor mostra quase nenhuma influência do título de vapor. Com elevados fluxos de calor, o coeficiente de transferência de calor começa a diminuir com o aumento do título de vapor. Enquanto que o coeficiente de transferência de calor aumenta rapidamente com o aumento do fluxo de calor, a elevados fluxos de calor iniciando em $178,4 \text{ kW/m}^2$, um pico é alcançado no coeficiente de transferência de calor e começa a descer com o aumento fluxo de calor, pois se aproxima do fluxo crítico de secagem, DHF. Nota-se, também, que os coeficientes de transferência de calor foram medidos neste estudo a fluxos de calor na base de até 200 kW/m^2 , que é a faixa de valores requerida pelos elementos de refrigeração de microprocessadores.

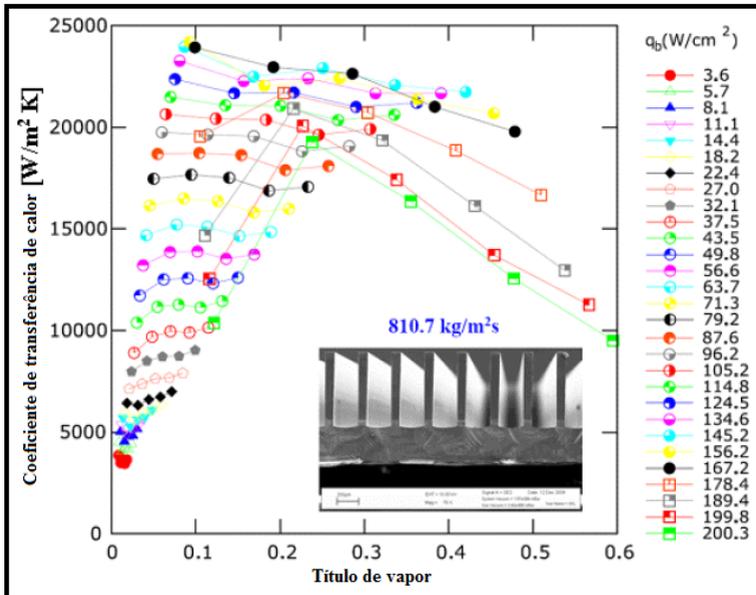


Figura 3.15 - Resultados experimentais de Agostini et al. (2008b) para o R236a em uma placa de silício com multi microcanais, $p_{sat}=2,73 \text{ bar}$, $G=810 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $T_{sat}=25 \text{ }^\circ\text{C}$.

Agostini et al. (2008a) também mediram o coeficiente de transferência de calor em ebulição para o R236a numa secção de teste de silício com 134 canais paralelos retangulares de secção transversal de $0,067 \times 0,680 \text{ mm}^2$, com espaçamento de $0,092 \text{ mm}$ entre os canais sobre uma área aquecida de $20 \times 20 \text{ mm}^2$. Os canais tinham rugosidade de superfície de $0,160 \pm 0,050 \text{ }\mu\text{m}$. Eles descobriram que poderiam alcançar temperaturas uniformes na base de aproximadamente $\pm 1,0 \text{ K}$ para fluxos de calor de base tão altos quanto 210 kW/m^2 . O maior fluxo de calor de base testado foi de 255 kW/m^2 , enquanto a temperatura da base da placa de silício manteve-se inferior a $52 \text{ }^\circ\text{C}$ para uma vazão volumétrica total de $0,49 \text{ l/min}$, que corresponde a uma velocidade mássica de $1600 \text{ kg/m}^2\text{s}$. A queda de pressão nesta condição de teste foi de aproximadamente de $0,9 \text{ bar}$.

Muitos outros resultados experimentais podem ser encontrados na literatura para uma lista cada vez maior de fluidos de trabalho, por exemplo, nitrogênio líquido, por Qi et al. (2007a) e para o FC72 por Muwanga e Hassan (2007). O último estudo mencionado utilizou termografia de cristal líquido para medir os coeficientes locais de transferência de calor por ebulição para um canal de diâmetro $1,067 \text{ mm}$.

Agostini e Thome (2005) analisaram parametricamente treze estudos publicados na literatura sobre ebulição em microcanais, observando diferentes tendências nos dados de transferência de calor. A Figura 3.16 mostra um diagrama composto por essas principais tendências sobre o coeficiente de transferência de calor local em escoamentos com ebulição, sendo representado graficamente em função do título de vapor.

O coeficiente de transferência de calor varia em função de outro parâmetro, onde uma seta indica a direção e o sentido da variação com o presente parâmetro. Por exemplo, $qx1$ significa que o coeficiente de transferência de calor diminui com o aumento do título de vapor, mas, ao mesmo tempo o coeficiente de transferência de calor aumenta com o aumento do fluxo de calor. Em $qx2$, uma tendência semelhante é apresentada, exceto que os dados tendem a um mesmo valor a elevados títulos de vapor. Em contraste, $qx3$ descreve os dados onde o coeficiente de transferência de calor aumentou com o aumento do título de vapor e fluxo de calor, portanto, uma tendência oposta àquela registrada em $qx1$. O grupo de dados representados por $x1$ e $x2$ são aqueles onde o coeficiente de transferência de calor é insensível à velocidade mássica e ao fluxo de calor. No entanto, em $x1$ o coeficiente de transferência de calor diminuiu acentuadamente com título de vapor, enquanto que $x2$ refere-se ao conjunto de dados que aumentou com o título de vapor. Os dados representados por $mx1$, $mx2$ e $mx3$ mostraram três tipos de tendências em

relação à velocidade mássica e título de vapor, sendo que as tendências do efeito da velocidade mássica para os casos $\dot{m}x2$ e $\dot{m}x3$ são opostos.

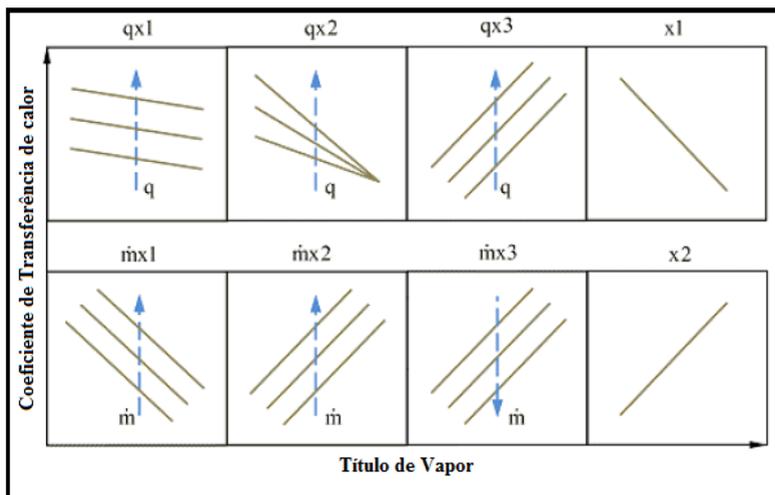


Figura 3.16 - Tendências da transferência de calor documentada por Agostini e Thome (2005), de 13 diferentes estudos sobre ebulição em microcanais.

A maioria dos estudos analisados por Agostini e Thome (2005) apresentaram tendências de transferência de calor por ebulição representadas por $qx1$ e $x1$ (onze dos treze estudos), apesar de alguns estudos terem apresentado mais de um tipo de tendência, os autores concluíram que geralmente:

- com títulos de vapor muito baixos ($x < 0,05$), o coeficiente de transferência de calor ou tende a aumentar com o título de vapor ou é insensível ao mesmo, enquanto ele aumenta com o fluxo de calor;
- a baixos e médios títulos de vapor ($0,05 < x < 0,5$), o coeficiente de transferência de calor aumenta com o fluxo de calor e diminui, ou é relativamente constante em relação ao título de vapor;
- a elevados títulos de vapor ($x > 0,5$), o coeficiente de transferência de calor diminui drasticamente com o título de vapor e não depende mais do fluxo de calor ou velocidade mássica, o que indica uma condição do início ou atingimento da secagem da parede, ou DHF.
- o aumento do fluxo de calor causa o aumento do coeficiente de transferência de calor, exceto a elevados títulos de vapor onde ele tende a ter pouca influência (estudos mais recentes mostram, porém, que a fluxos de calor muito elevados o seu efeito é menor) e então pode até mesmo

criar uma diminuição da transferência de calor com mais um aumento do fluxo de calor;

- a influência da velocidade mássica é desprezível sobre o coeficiente de transferência de calor.

As tendências opostas, esquematizadas na Figura 3.16, em geral, diferentes das tendências tipicamente encontradas em escoamentos com ebulição em macroescala, apontam para a influência de fenômenos adicionais, tais como a rugosidade superficial e de mecanismos de transferência de calor que entram em jogo na ebulição de fluidos no interior de microcanais. Porém, não se deve descartar as dificuldades experimentais.

Antes de concluir esta seção, vale a pena fazer alguns comentários gerais a respeito dos resultados experimentais publicados na literatura e que devem ser considerados antes de se realizar novos testes. Primeiro, a maioria dos estudos não realizou ou não relatou ter realizado medições do coeficiente de transferência de calor antes de ocorrer a ebulição (escoamento monofásico), seja para um escoamento sub-resfriado laminar ou turbulento, que é uma importante referência experimental para provar que a seção de teste fornece resultados precisos e com validação dos balanços de energia para cada caso. Em segundo lugar, a maioria dos estudos não informa a rugosidade da superfície interna da seção de teste, fator que pode influenciar o processo de transferência de calor, principalmente nos testes com baixo fluxo de calor. Em terceiro lugar, conseguir condições de regime estacionário, que, em alguns casos, parece ser um desafio experimental e, portanto, torna-se indispensável que os dados sejam acompanhados de informações para quais condições eles são obtidos, ou seja, em condições de regime estável ou instável. Finalmente, para canais não circulares é importante citar qual perímetro é utilizado no cálculo do coeficiente de transferência de calor por ebulição, o real ou baseado no diâmetro hidráulico.

3.6.2. Mecanismos de transferência de calor em microcanais

Os mecanismos de transferência de calor em escoamentos bifásicos em microcanais têm sido objeto de desacôr devido às tendências, por vezes contraditórias entre os dados experimentais de diferentes equipes de pesquisas.

Ribatski et al. (2006) realizaram uma análise dos dados experimentais e tendências de um grande número de trabalhos publicados na literatura. O banco de dados é descrito na Tabela 3.12, e inclui mais de

2100 pontos de coeficiente de transferência de calor extraídos da literatura. A base de dados cobre uma grande variedade de fluidos, fluxos de calor, velocidade mássica, temperatura de saturação para diâmetros hidráulicos dos canais entre 0,425 e 4,26 mm e títulos de vapor de 0 a 1.

A Tabela 3.12 também apresenta na sua última coluna a tendência de transferência de calor e observações principais indicadas pelos autores a partir do qual as seguintes conclusões foram extraídas:

- (i) Autores distintos obtiveram tendências significativamente diferentes para o coeficiente de transferência de calor em função do título de vapor, velocidade mássica e fluxo de calor;
- (ii) O coeficiente de transferência de calor aumenta quando o diâmetro hidráulico do canal é reduzido;
- (iii) Geralmente a ebulição nucleada tem sido sugerida como o mecanismo de transferência de calor dominante em microcanais.

De acordo com o autor, muitos trabalhos experimentais concluem através da avaliação dos seus dados, sem possuírem uma prova contundente, que a ebulição nucleada é o mecanismo dominante, apenas porque encontram uma substancial dependência do coeficiente de transferência de calor com o fluxo de calor. No entanto, isso não é suficiente para provar que a ebulição nucleada é dominante ou mesmo que esteja presente. Por exemplo, Jacobi e Thome (2002) demonstraram que o efeito do fluxo de calor pode ser explicado e predito pelo processo de evaporação da fina película de líquido que ocorre em volta das bolhas alongadas no regime de escoamento intermitente do tipo “slug”, sem apresentar quaisquer pontos de nucleação. Thome et al. (2004) provaram que um modelo de transferência de calor mecanicista, neste regime, pode prever os dados obtidos de testes com sete diferentes líquidos, a partir de sete diferentes laboratórios, sem incluir a ebulição nucleada. Assim, não é aceitável simplesmente rotular dados de escoamentos com ebulição em microcanais como sendo dominados pela ebulição nucleada, pois este parece ser o caso apenas para o regime de escoamento borbulhante, o que ocorre a títulos muito baixos de vapor (tipicamente para $0,01 < x < 0,05$ dependendo da velocidade mássica).

Contraditoriamente, alguns estudos experimentais de escoamentos com ebulição em microcanais que descrevem a ebulição nucleada como mecanismo dominante a baixos títulos de vapor também relatam que o regime de escoamento observado nessas condições foi o de escoamento intermitente do tipo slug, sem apresentar qualquer escoamento borbulhado. Por isso, mais atenção é necessária na hora de

descrever e interpretar os resultados experimentais de escoamentos com mudança de fase, uma vez que não é correto rotular dados como sendo ebulição nucleada o mecanismo de transferência de calor dominante se não há nenhum sítio de nucleação ativo nessa região do microcanal. No futuro, conforme cita o autor, é altamente recomendável que os pesquisadores forneçam alguma análise fundamentada para basear suas conclusões sobre o domínio de um determinado mecanismo específico de transferência de calor ao invés de apenas superficialmente anexar um rótulo conveniente, mas potencialmente incorreto.

Thome (2004b) define os principais mecanismos de transferência de calor presentes durante a ebulição em microcanais em função do regime de escoamento encontrado, como segue:

- (i) No escoamento borbulhante, ebulição nucleada e convecção da porção de líquido podem ser assumidos como dominantes;
- (ii) No escoamento intermitente do tipo ‘slug’, a evaporação da fina película de líquido compreendida entre a bolha de vapor e a parede do microcanal é normalmente o mecanismo de transferência de calor mais importante. No entanto, a convecção da porção de líquido no escoamento *slug* é também importante;
- (iii) No escoamento anular, a ebulição convectiva através da película de líquido deve ser dominante;
- (iv) No escoamento tipo névoa, a transferência de calor do vapor com gotículas de líquido dever ser o modo principal de transferência de calor.

Tabela 3.12 – Resumo de alguns dos mais relevantes estudos em mini e microcanais (Ribatski et al. (2006)) .

Autores	Geometria	Fluido	q'' [kW/m²]	G [kg/m²s]	x_v [-]	h [kW/m²K]	Observações
Agostini e Bontemps (2005)	$d_h=0,77$ mm, $L=695$ mm; $d_h=2,01$ mm, $L=690$ mm; semi-circular, vertical	R134a	4,4 - 14,6	87 e 467	0 - 0,97	1,8 - 11,0	x_{crit} (x_v na secagem) com diminuição do d_h ; h aumenta com diminuição do d_h
Wambsganss al. (1993)	$d_h=2,92$ mm, $L=368$ mm; circular, horizontal	R113	8,8 - 91,0	50 - 300	0 - 0,88	1,1 - 6,3	$h = f(q'')$; Ebulição nucleada dominante; h é independente de x_v e G
Tran et al. (1996)	$d = 2,46$ mm (circ.); $d_h = 2,4$ 0mm (rect.); $L=870$ mm, horizontal	R12	7,5 - 59,0	63 - 354	0-0,8	2,1 - 10,0	$(T_w - T_{sat}) < 2,75$ K \Rightarrow $h = f(G, T_{sat})$, ebulição convectiva dominante; $(T_w - T_{sat}) > 2,75$ K $\Rightarrow h = f(q'', T_{sat})$, ebulição nucleada dominante; h é independente de x_v e forma do canal
Owhaib e Palm (2003)	$d_h=0,8, 1,2$ e $1,7$ mm; $L=220$ mm; circular, vertical	R134a	3-34	50-400	0 - 0,6	1,1 - 20	$h = f(q'')$; h é independente de x_v e G; Ebulição nucleada dominante; h aumenta com aumento da T_{sat} e diminuição do d_h

Koyama et al. (2001)	$d_h = 1,8 \text{ mm}$, $L = 340 \text{ mm}$; circular, horizontal	CO ₂	32 e 37	250 e 260	0 - 0,82	19 - 25	h é independente de x_p ;
Pamitran et al. (2003)	$d = 1,5 \text{ e } 3,0 \text{ mm}$, $L = 1500 \text{ e } 3000 \text{ mm}$; circular, horizontal	R407C e R410 A	5, 10, 15	300, 400, 600	0 - 1,0	0,2 - 7,2	h aumentou com diminuição do d_h ; $h = f(q'', x_p)$; $h = f(G)$ para R407C e $h_{R410A} > h_{R410C}$
Bao et al. (2000)	$d = 1,95 \text{ mm}$, $L = 270 \text{ mm}$; circular, horizontal	R11, R123	39 - 125	167 - 560	0 - 0,85	0,9 - 14,1	$h = f(q'', T_{sat})$; Ebulição nucleada dominante; h é independente de x_p e G ; Nas mesmas pressões reduzidas: $h_{R123} \approx h_{R11}$
Bang e Choo (2004)	$d = 1,67 \text{ mm}$, $L = 305 \text{ mm}$; circular, horizontal	R22	5-30	600	0 - 0,9	0,7 - 4,7	$h = f(q'', x_p)$; Desprezíveis efeitos da superfície
Petersen (2004)	$d = 0,8 \text{ mm}$, $L = 540 \text{ mm}$; circular, horizontal	CO ₂	5-20	190-570	0,1-0,78	18-27,4	Até secagem, $h = f(q'', T_{sat})$ e independente de x_p e G ; Ebulição nucleada dominante; x_{crit} diminui com aumento do q'', T_{sat} e G .
Huai et al. (2004)	$d_h = 1,31 \text{ mm}$, $L = 500 \text{ mm}$; circular, horizontal	CO ₂	6,8 - 17,3	283 e 310	0 - 0,91	0,9 - 12	$h = f(q'', G)$; Desprezível efeito do x_p até x_{crit}

Warrier et al. (2002)	$d_h = 0,75 \text{ mm}$, $L = 307,4 \text{ mm}$; retangular, 5 paralelos	FC84	0 – 5,99	557 – 1600	0,03 – 0,5		$h = f(q'', x_v)$;
Yang e Fujita (2004)	$d_h = 3,6; 1,9; 0,98 \text{ e } 0,4 \text{ mm}$; $L = 100 \text{ mm}$; retangular, 52 paralelos	R113	20; 50 e 90	100 e 200	0 – 0,95	0,2 – 10,0	$h = f(q'', x_v, G, T_{sat})$; para $s=2$ e 1 mm similar a canais convencionais; $s=0,5$ e $0,2 \text{ mm}$, h diminui com aumento do x_v
Sumith et al. (2003)	$d = 1,45 \text{ mm}$, $L = 100 \text{ mm}$; circular, vertical	água	36; 101; 209 e 391	23 - 153	0 - 0,6	7,6 - 33,0	$h = f(G, x_v)$; $h = f(q'')$ somente para baixos valores de x_v e velocidades superficiais; ebulição convectiva dominante
Lin et al. (2001)	$d = 1,1 \text{ mm}$, $L = 380 \text{ mm}$; circular, vertical	R141b	18 - 72	510	0 – 1,0	1,0 - 5,9	$h = f(q'', x_v)$; $q'' > 60 \text{ kW/m}^2$ e baixo x_v \Rightarrow ebulição nucleada dominante ; $q'' < 60 \text{ kW/m}^2 \Rightarrow$ ebulição nucleada dominante independente de x_v
Lee e Lee (2001a)	$d_h = 0,784 \text{ e } 6,67 \text{ mm}$, $L = 300 \text{ mm}$; retangular, simples	R113	0,3 – 1,58	50 – 200	0,15 – 0,75	1,0 – 5,0	$h = f(x_v)$; ebulição convectiva é dominante; h aumenta com x_v ; q'' tem efeito menor.

Yun et al. (2004)	$d_h = 1,44$ e $1,36$ mm; retangular, horizontal	R410 A	10; 15 e 20	200; 300 e 400	0,06 – 0,9	6,2 – 19,8	Efeitos reduzidos de q'' e G ; $h = f(x_v)$;
Yun et al. (2005)	$d_h = 1,14$, $1,53$ e $1,54$ mm; retangular, horizontal	CO ₂	10; 15 e 20	200; 300 e 400	0,23 – 0,83	5,8 – 13	h é independente de x_p e G ; $h = f(q'', T_{sat})$; h aumenta com a diminuição do d_h
Kim et al. (2004)	$d_h = 1,31$ mm, $L = 455$ mm; retangular, horizontal	R22	5; 10 e 15	100; 400 e 600	0,1 – 0,9	2,5 – 7,4	$h = f(q'', x_p, G, T_{sat})$; x_{crit} diminui com aumento do q'' e decresce com G
Yu et al. (2002)	$d = 2,98$ mm, $L = 910$ mm; circular, simples	água-ethylene glycol	10 – 30	50 – 200	0 – 1,0	8,0–42,0	$h = f(q'')$; Ebulição nucleada dominante; h é independente de x_p e G
Mehendal et al. (2000)	$d_h = 0,8$ mm, $L = 740$ mm; retangular, 52 paralelos	R134a	0 – 0,34	0 – 0,5 g/s	0,07 – 0,25	0 – 9,0	$h = f(q'')$; Ebulição nucleada dominante; h é independente de x_p e G
Wen et al. (2004)	$d_h = 1,33$ mm, $L = 280$ e 248 mm, retangular, simples	Water	2,6 – 16	57 – 211	0 – 0,3	14 – 29	$h \propto (q'')^{0,44}$; Ebulição nucleada e convectiva são importantes

Kew e Cornwell (1997)	$d=1,39-3,69 \text{ mm}$, $L=500 \text{ mm}$; circular, simples	R141b	0,97 – 9,0	188 – 1480	0 – 0,95	1,0–7,0	$h = f(q'', x_p)$; h aumenta com x_p ; Ebulição nucleada e convectiva são importantes
Ravigururajan (1998)	$d_h = 0,425 \text{ mm}$; $L=205,2 \text{ mm}$; retangular, 54 paralelos	R124	8,0 – 65,0	75 – 250 <i>ml/min</i>	0–0,5	2,0–25,0	$h = f(q'', x_p)$; h aumenta com x_p
Yan e Lin (1998)	$d = 2,0 \text{ mm}$, $L = 100 \text{ mm}$; circular, 28 paralelos	R134a	0,5 – 2,0	50 – 200	0,08 – 0,90	2,0 – 6,0	$h = f(q'', x_p, T_{sat})$
Huo et al. (2004)	$d = 2,01 \text{ e } 4,26 \text{ mm}$; circular, simples	R134a	1,3 – 15,0	100 – 500	0 – 0,9	8,0–42,0	$h = f(q'', x_p)$; Ebulição nucleada e convectiva são importantes

3.6.3. Métodos de cálculo para previsão do coeficiente de transferência de calor

A variedade das tendências dos resultados experimentais dos coeficientes de transferência de calor de diferentes laboratórios de pesquisa e as dificuldades inerentes à realização de estudos experimentais sobre sistemas miniaturizados tornaram desafiador desenvolver uma boa compreensão da ebulição convectiva em microcanais. Vários autores têm correlacionado seus resultados experimentais utilizando relações funcionais cujas variáveis são grupos adimensionais. Outros, por outro lado, têm tentado estender métodos convencionais, anteriormente desenvolvidos, de sistemas em macro-escala para a microescala, ou definir novas abordagens especificamente para escoamentos bifásicos em microcanais. No entanto, muitas questões relativas aos mecanismos controladores da transferência de calor ainda permanecem sem uma resposta geral.

A seguir, apresenta-se uma descrição das diferentes abordagens dos modelos para previsão do coeficientes de transferência de calor para a ebulição de fluidos em escoamentos bifásicos no interior de microcanais. Os modelos e correlações para prever o coeficiente de transferência de calor durante a ebulição convectiva podem ser desenvolvidos e classificados em três grupos distintos: semi-empíricos; empíricos e fenomenológicos.

- Método empírico – baseia-se na observação experimental de grupos adimensionais que podem estar relacionados com o processo de ebulição convectiva, e que são ajustados estatisticamente a partir dos dados experimentais do coeficiente de transferência de calor;
- Modelos fenomenológicos - apoiam-se na modelagem física do fenômeno de ebulição convectiva, considerando as equações de conservação de massa, conservação de quantidade de movimento e conservação de energia;
- Método semi-empírico – como o próprio nome sugere, é uma combinação entre os dois métodos anteriormente descritos, que se utiliza uma fundamentação teórica embasada em critérios físicos para construção do modelo, ajustando alguns coeficientes com base em um banco de dados experimentais.

Vamos abordar aqui a questão da aplicação de modelos de transferência de calor de macroescala para evaporadores de microcanais.

Os modelos de transferência de calor em escoamentos bifásicos podem ser classificados em três tipos básicos, os modelos de superposição, baseados no modelo de Chen; os modelos assintóticos e os modelos baseados no padrão de escoamento. Para o primeiro tipo de modelos, Chen (1966) propôs a expressão da Equação (3.55) para o coeficiente de transferência de calor local de ebulição:

$$h = Sh_{nb} + Fh_{cb} \quad (3.55)$$

no qual as contribuições de ebulição nucleada, efeito microscópico, e ebulição convectiva, efeito macroscópico, são somadas, mas corrigidas pelos um fatores de supressão de ebulição nucleada, S , e de intensificação de convecção, F . O coeficiente de ebulição nucleada h_{nb} pode ser obtido a partir da correlação de ebulição em piscina de Forster e Zuber (1955) e a contribuição de ebulição convectiva h_{cb} pode ser obtida utilizando a correlação clássica de Dittus-Boelter que representa o coeficiente de transferência de calor por convecção para um escoamento monofásico turbulento em um canal, porém, com números de Reynolds baseados somente na parte líquida do escoamento, $G(1-x)$. Numerosas variações do modelo, ou procedimento de Chen têm sido propostas para o cálculo do coeficiente de transferência de calor por ebulição. No entanto, estes modelos não são capazes de explicar os efeitos do título de vapor ou da velocidade mássica do fluido nos microcanais. Além disso, estes modelos utilizam correlações de escoamento turbulento para o h_{cb} , enquanto que a maioria dos escoamentos de escoamento bifásico apresentam dados com número de Reynolds abaixo de 2300 para a fase de líquido e, portanto, estes métodos não são aplicáveis a escoamentos laminar com ebulição. Além disso, o fator de supressão S foi desenvolvido para uma camada limite turbulenta e, portanto, não pode ser aplicado sem restrições para a ebulição nucleada em um escoamento laminar. Assim, é incorreto aplicar ou adaptar empiricamente tais métodos para ebulição em microcanais.

Em relação a modelos assintóticos, temos, por exemplo, a correlação de Steiner e Taborek (1992), onde a sua expressão geral desenvolvida para tubos verticais, é apresentada pela Equação (3.56).

$$h^{\frac{1}{3}} = h_{nb}^{\frac{1}{3}} + h_{cb}^{\frac{1}{3}} \quad (3.56)$$

onde neste caso, a correlação de Gnielinski (1976), (Incropera e Dewitt (2003)), para escoamento de transição de laminar para turbulento, em tubos com escoamento monofásico é utilizado para obter h_{cb} . Como dito acima, não faz sentido aplicar esse método para ebulição em microcanais

envolvendo escoamento laminar, embora sua base de dados contenha dados para diâmetros de tubos entre $1,0$ a $32,0$ mm.

Kattan et al. (1998a), Kattan et al. (1998b) e Kattan et al. (1998c) apresentaram um modelo para ebulição em escoamento em tubos horizontais, que determina o coeficiente de transferência de calor bifásico local em função da fração do perímetro do tubo molhado pela porção de líquido e pelo regime do escoamento encontrado. A ebulição ocorre na parte do perímetro molhado pelo líquido, enquanto a convecção forçada ocorre em contato com o vapor, ou perímetro seco. O coeficiente local de transferência de calor por ebulição, h , em tubos de macro escala horizontal, é dado pela Equação (3.57).

$$h = \frac{r_i \theta_{seco} h_v + r_i (2\pi - \theta_{seco}) h_{molhado}}{2\pi r_i} \quad (3.57)$$

em que r_i , é o raio interno do tubo, e a parte do perímetro do tubo desprovido de líquido, ou seco, se for o caso, é dada por $r_i \theta_{seco}$, onde θ_{seco} é o ângulo da área seca da circunferência interna do tubo. O perímetro molhado do tubo, é dado por $r_i (2\pi - \theta_{seco})$, enquanto o coeficiente de transferência de calor da superfície molhada, $h_{molhado}$, é obtido a partir de uma expressão assintótica que combina a ebulição nucleada, h_{nb} , e ebulição convectiva h_{cb} . Neste modelo, o coeficiente de transferência de calor por ebulição convectiva, h_{cb} , é obtido através de um modelo para determinar a espessura da película de líquido e da fração de vazio local do escoamento. Para escoamentos anular e intermitente temos: $h = h_{molhado}$. Logo, este método pode ser aplicado para microcanais quando h_{nb} é dominante. No entanto, seu mapa de escoamento padrão não é aplicável à microescala, e a correlação adotada para o escoamento em película líquida, (h_{cb}), é para regime turbulento e não para laminar, este último mais comum na microescala. Em resumo, enquanto alguns métodos de escoamentos bifásicos em macroescala às vezes reproduzem um ajuste estatístico razoável, quando transpostos à microescala raramente produzem resultados satisfatórios.

3.6.4. Métodos empíricos e semi-empíricos para a ebulição em microcanais

Várias expressões empíricas para ebulição convectiva em microcanais têm sido propostas na literatura. Abaixo são apresentadas algumas das mais citadas.

Aparentemente, um dos primeiros métodos de previsão para ebulição convectiva em canais de pequeno diâmetro foi proposto por Lazarek e Black (1982) com base em um limitado banco de dados do R113 em um tubo vertical de $3,1 \text{ mm}$ de diâmetro. Como vimos na seção 3.2 este tamanho de tubo está próximo da extremidade inferior do intervalo de diâmetro da macroescala ou não é necessariamente um microcanal. Sua base de dados é composta por 728 coeficientes de transferência de calor locais, que cobre tanto escoamentos ascendentes, como descendentes. A Equação (3.58) representa a correlação proposta pelos autores.

$$h = 30(Re_l)^{0,857}(Bo)^{0,714} \frac{k_l}{d_h} \quad (3.58)$$

Os intervalos para os parâmetros utilizados nos experimentos foram as seguintes: fluxo de calor de 14 a 380 kW/m^2 ; velocidades mássicas de 125 a $750 \text{ kg/m}^2\text{s}$; pressões de $1,3$ a $4,1 \text{ bar}$; Re_l de 860 a 5500 e número de Ebulição, Bo , de $0,00023$ a $0,00076$. Eles previram a maioria do seu banco de dados dentro de $\pm 15 \%$. Analisando a expressão da Equação (3.58) percebem-se as seguintes tendências: $h \sim q^{0,714}$, $h \sim (d_i)^{-0,143}$, $h \sim \dot{m}^{0,143}$ e que o coeficiente de transferência de calor não tem nenhuma dependência do título de vapor.

Zhang et al. (2004) propuseram uma versão para micro-escala da correlação de ebulição convectiva desenvolvida para macro-escala desenvolvida por Chen (1966). Na sua abordagem, a correlação de Forster e Zuber (1955) foi utilizada para prever o componente de transferência de calor por ebulição nucleada. O fator de supressão de ebulição proposto por Chen também foi utilizado. No entanto, na nova versão, para determinação do fator de intensificação de convecção do coeficiente de transferência de calor monofásico, as condições de escoamento (laminar ou turbulento), foram levados em conta. Esta correlação foi comparada com dados experimentais da literatura para água, R11, R12 e R113 tomadas a partir de 13 publicações, incluindo orientações horizontais e verticais, para canais circulares e não-circular, apresentando no geral um desvio médio de $18,3\%$.

Kandlikar e Balasubramanian (2004) estenderam o método de previsão de ebulição convectiva em macro-escala de Kandlikar (1990) para os canais com diâmetro inferior a $3,0 \text{ mm}$, levando em consideração as condições de escoamento de líquido (laminar ou turbulento) para o cálculo do coeficiente de transferência de calor. Uma vez que escoamentos estratificados não são encontrados em microcanais, o número de Froude, Fr , foi eliminado do método, enquanto que os valores da constante empírica para o fluido/material, F_{sf} , foram mantidos os mesmos, como na

versão anterior. Eles propuseram novas correlações para a predição do coeficiente de transferência de calor de ebulição nucleada, h_{nb} , e do coeficiente de transferência de calor de ebulição convectiva, h_{cb} , (escolhendo o maior dos dois como sendo o seu valor de h). O método para prever o coeficiente de transferência de calor de ebulição nucleada, utilizando-se o número de ebulição, é apresentado pela Equação (3.59).

$$\frac{h_{nb}}{h_l} = 0,6683 \left[\left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,5} \left(\frac{1-x_v}{x_v} \right)^{0,8} \right]^{-0,2} (1-x_v)^{0,8} + 1058Bo^{0,7} (1-x_v)^{0,8} F_{sf} \quad (3.59)$$

O coeficiente de transferência de calor de ebulição convectiva é de forma similar predito pela Equação (3.60).

$$\frac{h_{cb}}{h_l} = 1,136 \left[\left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,5} \left(\frac{1-x_v}{x_v} \right)^{0,8} \right]^{-0,9} (1-x_v)^{0,8} + 667,2Bo^{0,7} (1-x_v)^{0,8} F_{sf} \quad (3.60)$$

Na determinação do coeficiente de transferência de calor do líquido, h_l , para $Re_l > 3000$, eles recomendam o uso da correlação de Gnielinski (1976), que vem a ser uma correção na correlação de Petukhov (1970), para $3000 < Re_l < 10000$. Para $Re_l < 1600$, sugeriram a utilização do número de Nusselt para escoamento laminar totalmente desenvolvido, $Nu = 4,364$ com uma condição de contorno do fluxo de calor uniforme. Para $1600 < Re_l < 3000$, eles propuseram usar uma interpolação para encontrar o valor de transição de h_l . Finalmente, para $Re_l < 100$, eles utilizam diretamente o coeficiente de transferência de calor de ebulição nucleada como sendo o valor do coeficiente de calor global do escoamento. De forma semelhante aos estudos experimentais e correlações de escoamentos com ebulição analisados acima, elas não ofereceram nenhuma prova direta de que ebulição nucleada está presente na sua base de dados, além da existência de uma dependência do fluxo de calor. Curiosamente, as equações das correlações de transferência de calor para ebulição nucleada e convectiva, equações (3.59) e (3.60) respectivamente, da correlação de Kandlikar e Balasubramanian (2004), são quase idênticas, exceto para os valores numéricos das duas constantes principais e um dos expoentes que se alteram.

Lee e Mudawar (2005b) investigaram o coeficiente de transferência de calor de um escoamento com mudança de fase no interior de microcanais associado a três diferentes estágios, divididos por faixas de títulos de vapor. Para títulos de vapor extremamente baixos ($x_v < 0,05$),

o coeficiente de transferência de calor é determinado pelo parâmetro de Martinelli, X , pois a ebulição nucleada é dominante. Na faixa de médio título de vapor ($0,05 < x_v < 0,55$), o coeficiente de transferência de calor não depende somente do parâmetro de Martinelli, mas também dos números de Ebulição, Bo , e Weber, We . Ao mesmo tempo, para elevados títulos de vapor ($x_v > 0,55$), o coeficiente de transferência de calor é definido por uma correlação tradicional de ebulição em película. A correlação de Lee e Mudawar (2005b) é apresentada abaixo.

$$\begin{aligned} h &= 3,856X^{0,267}h_l & 0 \leq x_v < 0,05 \\ h &= 436,48Bo^{0,522}We_{lo}^{0,351}X^{0,665}h_l & 0,05 \leq x_v < 0,55 \\ h &= \max\{(108,6X^{1,665}h_v), h_v\} & 0,55 \leq x_v \leq 1,0 \end{aligned} \quad (3.61)$$

Bertsch et al. (2009a) desenvolveram uma correlação para o coeficiente de transferência de calor por ebulição a partir de uma base de dados de 3899 pontos de 14 estudos da literatura. Estes dados cobrem 12 diferentes fluidos, molhantes e não-molhantes, para diâmetros hidráulicos que variam de 0,6 a 2,92 mm, e números de confinamentos de 0,3 a 4,0. As velocidades mássicas do banco de dados variaram de 20 a 3000 kg/m²s, para fluxos de calor de 0,4 a 115,0 kW/m², com títulos de vapor entre 0 a 1,0, e temperaturas de saturação de -194 a 97 °C. A correlação semi-empírica, similar a de Chen (1966), é baseada na sobreposição das contribuições de ebulição nucleada e ebulição convectiva, conforme Equação (3.55). A correlação Cooper (1984), Equação (3.63), é utilizada para o cálculo da parcela de ebulição nucleada, na Equação (3.62). Já para a porção de ebulição convectiva os autores fazem uma sobreposição dos coeficientes de transferência de calor do líquido e do vapor a partir das porções de vapor e líquido do escoamento, conforme a Equação (3.64).

$$h = h_{nb}(1 - x) + h_{cb}[1 + 80(x_v^2 - x_v^6)\exp(-0,6Co)] \quad (3.62)$$

$$h_{nb} = 55 \left(\frac{p}{p_{crit}} \right)^{0,12} \left[-\log \left(\frac{p}{p_{crit}} \right) \right]^{-0,55} M_w^{-0,5} + q^{0,67} \quad (3.63)$$

$$h_{cb} = h_{lo}(1 - x_v) + h_{vo}x_v \quad (3.64)$$

Warrier et al. (2002) propuseram uma correlação para o coeficiente de transferência de calor com base nos seus dados do escoamento com ebulição do FC84, no interior de cinco microcanais paralelos retangulares de diâmetro hidráulico de 0,75 mm. O coeficiente

de transferência de calor da fase líquida, h_l , é calculado à partir de um método de escoamento completamente desenvolvido para escoamento turbulento, conforme a Equação (3.65), onde Bo é o número de ebulição. Como se pode observar, nesta correlação o coeficiente de transferência de calor é fortemente dependente do título de vapor. Muwanga e Hassan (2007) testaram a correlação de Warriar et al. (2002) para seus dados experimentais para o fluido refrigerante FC72. Eles alteraram a correlação proposta, utilizando uma correlação de escoamento em desenvolvimento para o coeficiente de transferência de calor da fase líquida, h_l , com o intuito de aumentar os valores previstos. Muwanga e Hassan (2007) verificaram que este método tende a superestimar significativamente seus resultados para um canal de $1,067\text{ mm}$ de diâmetro, apesar de manter as mesmas tendências experimentais.

$$h = \left[1 + 6,0Bo^{\frac{1}{16}} - 5,3(1 - 855Bo)x_v^{0,65} \right] h_l \quad (3.65)$$

Todos os métodos de microescala acima descritos são essencialmente modificações ou provêm de idéias de métodos de escoamentos com ebulição em macroescala, e, assim, assumem que ebulição nucleada é o mecanismo de transferência de calor predominante, sem apresentarem uma prova contundente da sua existência para os dois regimes de escoamento que são encontrados em microcanais: “*slug*” (bolha alongada) e anular. Além disso, a utilização de correlações de transferência de calor de escoamentos monofásicos para um escoamento anular não é uma boa representação física da realidade, uma vez que a convecção que ocorre através da fina película de líquido é regulada pelo número de Reynolds da película e da espessura da película, e não pelo número de Reynolds da tubulação e pelo diâmetro do canal. Além disso, semelhante ao modelo de Nusselt para a condensação em película laminar, o coeficiente de transferência de calor local do escoamento anular laminar depende da condução de calor através da película de líquido e não é, portanto, apropriado calcular o seu valor em termos da solução de Nusselt, $Nu_l=4,36$, pois o valor da espessura da película local varia, enquanto que no segundo caso isso não ocorre.

Apesar dos comentários acima, os métodos totalmente empíricos geralmente podem ser aptos a prever as bases de dados experimentais. Por outro lado, deve-se recordar que, por causa de todas as tendências opostas nos dados publicados, tal como ilustrado no diagrama de Agostini e Thome (2005), Figura 3.16, apresentado anteriormente, nenhuma correlação existente é capaz de prever todas as diversas tendências do coeficiente de transferência de calor encontradas.

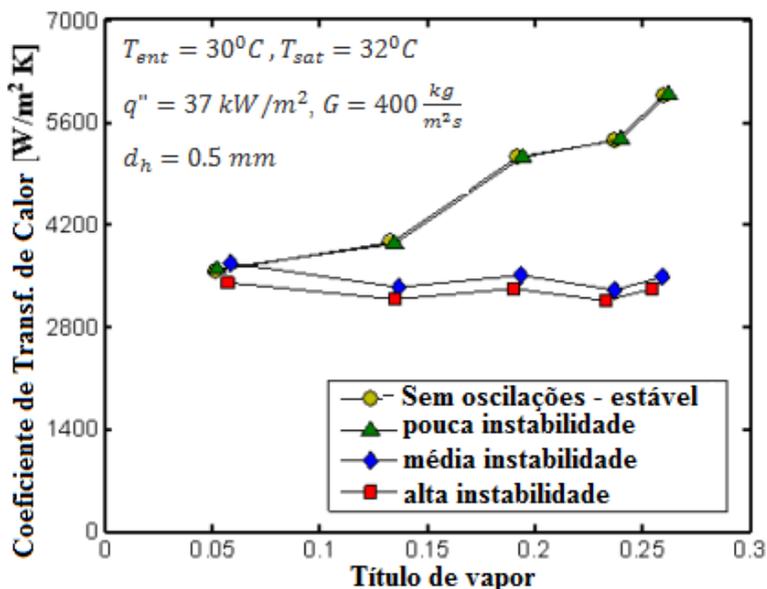


Figura 3.17 - Resultados do coeficiente de transferência de calor do R245f para escoamentos estáveis e instáveis, Consolini (2008).

Em parte, este problema do surgimento de várias tendências encontradas, surge pois muitas publicações apresentam aparentemente uma base de dados de resultados experimentais de ebulição combinando escoamentos estáveis e instáveis, sem fazer distinção entre eles. Para abordar esta questão e as tendências resultantes, Consolini (2008) mediu o coeficiente de transferência de calor local de ebulição para R134a, R245f e R236fa em condições estáveis e em condições de instabilidade leve, média e alta. A Figura 3.17 mostra alguns dos seus resultados de transferência de calor para o R245fa. Com baixos títulos de vapor, não há nenhum efeito de instabilidade do escoamento sobre o coeficiente de transferência de calor, mas com o aumento do título de vapor os dados estáveis e ligeiramente instáveis divergem completamente dos dados de média e alta instabilidade, o que resulta em duas correntes distintas no que diz respeito ao título de vapor (um ascendente e um descendente). Notadamente, observa-se a tendência de não haver influência do título de vapor sobre o coeficiente de transferência de calor para os dados de escoamentos significativamente instáveis. Entretanto, esta divergência entre os resultados para escoamentos estáveis e instáveis foi mais evidente para baixos valores de pressão do fluido utilizado, como o R245fa, $p < 2$

bar, enquanto que o efeito foi quase insignificante para fluidos que trabalham a alta pressão como o R134a por exemplo, $p > 6 \text{ bar}$.

3.6.5. Métodos fenomenológicos para previsão da ebulição em microcanais

Jacobi e Thome (2002) propuseram uma teoria para o processo de ebulição convectiva baseada na presença de uma bolha alongada (*slug*) em microcanais, modelando a evaporação da fina película de líquido existente entre a bolha e a parede do canal e também representando a convecção da fase líquida entre duas bolhas consecutivas. O foco do estudo foi demonstrar que o mecanismo de evaporação de fina película de líquido foi o principal mecanismo de transferência de calor, e que ele controla a transferência de calor em escoamentos intermitentes do tipo *slug* em microcanais, e não a ebulição nucleada como citado anteriormente em muitos estudos experimentais. Jacobi e Thome (2002) mostraram que o mecanismo de transferência de calor da fina película de líquido ao longo do comprimento das bolhas foi muito dominante em comparação a convecção do líquido que ocorre entre duas bolhas consecutivas. Além disso, o modelo de evaporação da fina película de líquido previu que $h \sim q^n$, onde o expoente n depende da frequência de geração da bolha alongada e da espessura inicial da película de líquido, estabelecida pela passagem da bolha. Ou seja, o mecanismo de transferência de calor da evaporação da fina película, sem quaisquer sítios de nucleação em escoamentos do tipo *slug*, produz o mesmo tipo de dependência funcional como a curva de ebulição nucleada. Assim, a ebulição nucleada em microcanais tende a ocorrer apenas em pontos próximos do início da ebulição (a títulos de vapor muito baixos). Os autores também concluíram que a jusante deste ponto o mecanismo de transferência de calor da evaporação da fina película de líquido domina o processo de ebulição em microcanais no regime de escoamento do tipo *slug*, até que o regime de escoamento mude para anular. Assim, eles conseguem provar que não é fisicamente correto e lógico manipular correlações de ebulição em macroescala e transformá-las para aplicações de ebulição em microcanais. Por outro lado, a correlação de ebulição em macroescala e as correlações de ebulição nucleada em piscina na verdade, não modelam o processo físico de ebulição nucleada, apenas mostram a dependência do fluxo de calor no processo de ebulição nucleada, uma vez que o modelo de escoamento do tipo *slug* de Jacobi e Thome (2002) mostra uma forte e direta dependência do coeficiente de transferência de calor, h , sobre a frequência de bolhas alongadas no processo de evaporação da fina película de líquido. Isso

provavelmente explica por que essa dependência da ebulição nucleada é incorretamente identificada nos documentos anteriores.

Após este trabalho inicial, um modelo de ebulição em microcanais, denominado modelo de três zonas, para o escoamento do tipo *slug* (bolha alongada) foi proposto em um artigo de duas partes propostos por Thome et al. (2004) e Dupont et al. (2004), ou seja, um versão atualizada do modelo de duas zonas anteriormente proposto por Jacobi e Thome (2002).

A Figura 3.18 apresenta o esquema da geometria assumida no modelo Thome et al. (2004), onde δ_0 é a espessura do filme inicial de líquido após o “*slug*” de líquido, d é o diâmetro interno do tubo, L_v é o comprimento da bolha de vapor, incluindo o comprimento da porção da parede seca de vapor, L_{seco} , e o comprimento da película de líquido retido pela bolha, L_{film} , L_l é o comprimento do “*slug*” de líquido entre duas bolhas sucessivas e L_p é o comprimento do conjunto “*slug*” de líquido mais bolha. A frequência de geração das bolhas foi obtida a partir de sucessivas nucleações e crescimento de bolhas através da sua subsequente partida. As bolhas que então escoam a jusante alongam-se devido ao seu crescimento em função da evaporação da fina película do filme de líquido preso entre a bolha e o canal aquecido. Assim, o *slug* de líquido, líquido entre duas bolhas sucessivas, é arrastado para o filme preso nesta camada e se evapora, como consequência o comprimento de líquido, L_l , diminui e o comprimento de vapor, L_v , aumenta.

O título de vapor local, o fluxo de calor, o diâmetro interno do microcanal, a taxa de fluxo de massa e as propriedades físicas do fluido na pressão de saturação local são parâmetros de entrada para o modelo.

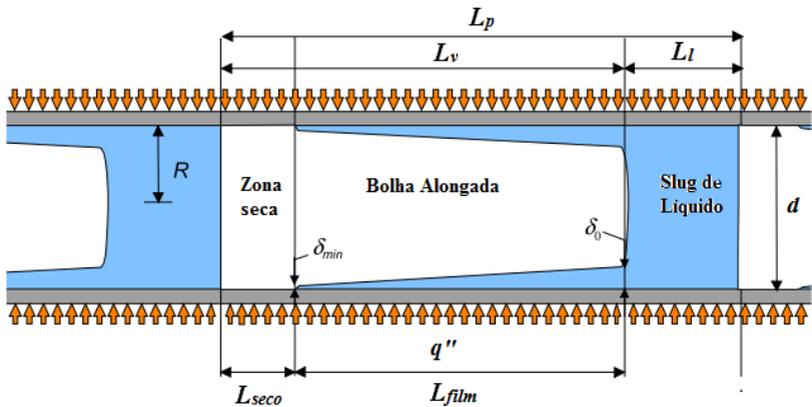


Figura 3.18 - Diagrama ilustrativo da região de três zonas composta por um *slug* de líquido, uma bolha alongada e um *slug* de vapor, Thome et al. (2004)

O modelo de três zonas consegue prever o coeficiente de transferência de calor em cada zona e o coeficiente de transferência de calor médio local do ciclo em um local fixo ao longo de um microcanal durante a evaporação de uma bolha alongada a uma condição uniforme e constante de fluxo de calor. O coeficiente de transferência de calor médio no tempo é obtido durante a passagem cíclica de (i) um *slug* de líquido, (ii) a evaporação do filme de líquido entre a parede do canal e uma bolha alongada, e (iii) um *slug* de vapor, quando presente.

No desenvolvimento do modelo as seguintes considerações foram realizadas:

1. O regime de escoamento é assumido como sendo de uma bolha alongada (*slug*);
2. As fases de vapor e líquido viajam com a mesma velocidade (escoamento homogêneo) e o escoamento é estável;
3. O fluxo de calor é uniforme e constante com o tempo ao longo da superfície interna do microcanal;
4. O estado do fluido é de líquido saturado na entrada do microcanal, com bolhas alongadas geradas a uma frequência f_p ainda desconhecida;
5. Toda a energia entregue ao fluido é utilizada para vaporizar a fase líquida, de maneira que a temperatura do líquido e do vapor permaneçam a T_{sat} , ou seja, nem o líquido ou o vapor é superaquecido;
6. A pressão de saturação local é usada para determinar a temperatura de saturação local e nenhum efeito intermitente devido à queda de pressão é ignorado (mas podem ser incluídas no cálculo da variação do título de vapor, x_v , justamente com o fluxo de calor na de parede);
7. A película de líquido permanece presa à parede, enquanto a influência da tensão de cisalhamento de vapor sobre a película de líquido é insignificante, de modo que a película continua lisa, sem ondulações;
8. A espessura da fina película de líquido é muito pequena em relação ao raio interno do tubo: $\delta_o \ll R$;
9. A inércia térmica da parede do canal pode ser negligenciada durante este processo de transferência de calor cíclico.

No desenvolvimento do modelo, os autores tomaram como base resultados experimentais do coeficiente de transferência de calor local médio de seis diferentes laboratórios, abrangendo sete diferentes fluidos (R11, R12, R113, R123, R134a, R141b e CO₂), conforme Dupont et al. (2004). Todos estes trabalhos em conjunto compreendem 1591 dados de

teste, que abrangem diâmetros dos canais na faixa de 0,77 a 3,1 mm, velocidades mássica de 50 a 564 kg/m²s, pressões de 1,24 a 57,66 bar, fluxos de calor de 5 a 178 kW/m² e títulos de vapor de 0,01 a cerca de 0,99. O banco de dados comporta cinco estudos com um único canal e duas configurações de teste com multi-microcanais.

A equação geral do modelo para o coeficiente de transferência de calor local médio é dado pela Equação (3.66).

$$h = \frac{t_l}{\tau} h_l(z) + \frac{t_{film}}{\tau} h_{film}(z) + \frac{t_{seco}}{\tau} h_{seco}(z) \quad (3.66)$$

onde t_l , t_{film} e t_{seco} representam respectivamente os tempos de permanência do líquido, do filme de líquido e da zona seca no ponto z . Já h_l , h_{film} e h_{seco} são respectivamente os coeficientes de transferência de calor local do líquido, da película de líquido, da zona seca e τ é o período de surgimento do par, líquido mais vapor, definido pela Equação (3.67).

$$f = \frac{1}{\tau} = \left[\frac{\rho_l c_{p,l} \Delta T_{sat}}{\rho_v i_{lv} R} \right] \frac{12 \alpha_l}{\pi} \quad (3.67)$$

Os valores de t_l , t_{film} e t_{seco} são determinados a partir das equações (3.68), (3.69) e (3.70).

$$t_l = \frac{L_l}{U_p} = \frac{\tau}{1 + \frac{\rho_l}{\rho_v} \frac{x_v}{1 - x_v}} ; \quad t_v = \frac{L_v}{U_p} = \frac{\tau}{1 + \frac{\rho_v}{\rho_l} \frac{1 - x_v}{x_v}} \quad (3.68)$$

$$t_{film} = \left\{ \begin{array}{ll} t_v & , \text{ se não ocorrer secagem} \\ \frac{\rho_l i_{lv}}{q''} [\delta_o - \delta_{min}] & , \text{ se secagem ocorrer} \end{array} \right\} \quad (3.69)$$

$$t_{seco} = \left\{ \begin{array}{ll} 0 & , \text{ se não ocorrer secagem} \\ t_v - t_{film} & , \text{ se secagem ocorrer} \end{array} \right\} \quad (3.70)$$

onde δ_o é a espessura inicial da película de líquido e determinada pela Equação (3.71).

$$\delta_o = C_{\delta_o} \left(3 \sqrt{\frac{\nu_l}{U_p d}} \right)^{0,84} \left[(0,07 Bo^{0,41})^{-8} + 0,1^{-0,8} \right]^{-\frac{1}{8}} \quad (3.71)$$

$C_{\delta o}$ é um parâmetro experimental e δ_{min} é a espessura mínima da película de líquido antes da secagem ocorrer. Dupont et al. (2004) simplificaram a espessura mínima da película de líquido para $0,3 \mu m$ para todos os refrigerantes.

Finalmente, os coeficientes de transferência de calor para cada zona são apresentados nas Equações (3.72), (3.73) e (3.74).

$$Nu_l = \left\{ \begin{array}{l} 0,91Pr_l^{1/3} \sqrt{\frac{Re_l d}{L_l}} \quad , \text{Laminar} \\ \frac{(\xi/8)}{1 + 12,7\sqrt{\xi/8}(Pr_l^{2/3} - 1)} \left[1 + \left(\frac{d}{L_l}\right)^{2/3} \right] \quad , \text{Turbulento} \end{array} \right\} \quad (3.72)$$

$$Nu_v = \left\{ \begin{array}{l} 0,91Pr_v^{1/3} \sqrt{\frac{Re_v d}{L_v}} \quad , \text{Laminar} \\ \frac{(\xi/8)}{1 + 12,7\sqrt{\xi/8}(Pr_v^{2/3} - 1)} \left[1 + \left(\frac{d}{L_v}\right)^{2/3} \right] \quad , \text{Turbulento} \end{array} \right\} \quad (3.73)$$

$$h_{film} = \frac{k_l}{\delta_o - \delta_{final}} \ln \left(\frac{\delta_o}{\delta_{final}} \right) \quad (3.74)$$

Onde o coeficiente de arrasto ξ é definido pela Equação (3.75).

$$\xi = (1,82 \log(Re) - 1,64)^{-2} \quad (3.75)$$

O modelo de três zonas de Thome et al. (2004) previu 67% de todo sua base de dados dentro de $\pm 30\%$, enquanto que avaliando somente os dados de um único canal ele capturou 83% da base de dados dentro desse intervalo. O modelo de bolha alongada (*slug*) foi desenvolvido utilizando todo o banco de dados de transferência de calor, assim, inevitavelmente, incluiu dados de escoamentos borbulhados e anulares dentro de sua análise, pois nenhum método comprovado estava disponível naquele momento para selecionar apenas dados de transferência de calor de escoamentos do tipo *slug*.

O modelo de três zonas tem sido comparado a novos dados experimentais em algumas publicações independentes como, por exemplo, o trabalho realizado por Shiferaw et al. (2009) com o R134a em um tubo de aço inoxidável de $2,01 \text{ mm}$ de diâmetro a pressão de 8 bar . O modelo de três zonas previu a maior parte dos dados experimentais do coeficiente de transferência de calor dentro da faixa de desvio de $\pm 20\%$, independentemente do regime de escoamento. Entretanto quando a

pressão do sistema foi alterada para $12,0 \text{ bar}$, os dados experimentais do coeficiente de transferência de calor não correlacionaram bem os resultados experimentais, apresentando um desvio de $\pm 30\%$ em relação ao modelo, mostrando uma tendência de subestimar os coeficiente transferência de calor com o aumento da pressão.

Agostini et al. (2008c) também compararam seus dados experimentais obtidos a partir da sua seção de teste de silício com 67 canais retangulares paralelos, com elevada relação de aspecto, de $0,223 \text{ mm}$ de largura, $0,680 \text{ mm}$ de altura e $20,0 \text{ mm}$ de comprimento, com $0,080 \text{ mm}$ entre as aletas dos canais. Foram utilizados na comparação apenas os dados experimentais para títulos de vapor superiores a 5% , correspondendo um total de 1438 pontos, para o R245fa e R236fa. O modelo de três zonas foi aplicado utilizando a rugosidade da superfície medida de $0,17 \mu\text{m}$, ao invés do valor inicial determinado pelo modelo de $0,3 \mu\text{m}$. O modelo previu 90% dos seus dados dentro da faixa de desvio $\pm 30\%$. Estes mesmos dados experimentais quando comparados aos valores calculados utilizando as correlações de Kandlikar e Balasubramanian (2004) e Zhang et al. (2004), por exemplo, capturaram respectivamente 58% e 19% do seus bancos de dados dentro da faixa de desvio de $\pm 30\%$.

Consolini (2008) realizou comparação da sua extensa base de dados dos fluidos R134a, R236fa e R245f para condições de escoamentos estáveis em seções de teste de aço inoxidável com diâmetros entre $0,510$ e $0,790 \text{ mm}$ para cinco dos métodos de previsão do coeficiente de transferência de calor apresentados neste capítulo. Utilizando o mapa de padrão de escoamento diabático de Revellin e Thome (2007a), para eliminar os dados de escoamento anular, ele verificou que 77% dos seus dados experimentais foram previstos dentro da faixa de desvio de $\pm 30\%$ pelo modelo de três zonas (mas ainda incluindo os dados de escoamento borbulhado). Excluindo os dados de escoamentos borbulhados, ou seja, para baixos títulos de vapor, a precisão do modelo teria melhorado. Em relação às outras correlações, Lazarek e Black (1982), surpreendentemente capturou 88% de toda a base de dados experimental dentro da faixa de desvio de 30% , enquanto que Tran et al. (1996) apresentaram apenas 4% dentro deste intervalo, Kandlikar e Balasubramanian (2004) compreenderam 21% dentro desta faixa, e a correlação de Zhang et al. (2004) apresentou 58% dos pontos dentro desta faixa.

Ficou claro que o modelo de três zonas, por vezes, nos fornece na maioria das vezes previsões razoavelmente precisas de dados independentes. No entanto, ele muitas vezes parece subestimar resultados

a baixos títulos de vapor, onde o regime de escoamento é borbulhante, padrão de escoamento onde a ebulição nucleada aparentemente é o mecanismo dominante de transferência de calor.

Concluindo, o modelo de três zonas ilustra a importância da variação cíclica do coeficiente de transferência de calor em regime de escoamento de bolha alongada e a forte influência da transferência de calor: (i) a frequência de bolha; (ii) a espessura da película de líquido mínimo e (iii) formação inicial da espessura da película de líquido, proporcionando uma orientação física para melhor compreender os fundamentos do processo de transferência de calor em microcanais.

3.7. Resumo

Neste capítulo, foram apresentadas as principais características de escoamentos bifásicos e em ebulição no interior de tubos e dutos. As diferenças entre escoamentos em macro e microcanais foram discutidas. Os diferentes modos e mecanismos que influenciam na ebulição foram mostrados, bem como, os regimes de escoamento obtidos em microcanais. Diversas correlações e modelos propostos para a determinação de ONB, regime do escoamento, queda de pressão, e para o coeficiente de transferência de calor em escoamentos bifásicos com ebulição foram apresentados. Por fim, a influência de parâmetros do escoamento sobre o coeficiente de transferência de calor e a queda de pressão por atrito, obtidos por diferentes autores, também foram apresentadas.

Em função do exposto, o presente estudo tem como objetivo principal tentar identificar e esclarecer os fenômenos envolvidos na ebulição em microcanais a partir da avaliação do coeficiente de transferência de calor com ebulição em função da estrutura de escoamento bifásico verificada. Também deseja-se observar e desvendar comportamentos que hoje são controversos entre diversos pesquisadores. E por fim, avaliar de forma crítica as correlações e modelos de coeficiente de transferência de calor e queda de pressão desenvolvidos para ebulição em microcanais. Ainda, deseja compreender quais os fatores que entram em jogo na determinação de ONB em microcanais, observando quais os fatores favorecem o seu surgimento.

4. Materiais - Ebulição convectiva em microcanais paralelos

4.1. Introdução

Com o intuito de alcançar os objetivos deste trabalho, descritos no Capítulo 2, dispõe-se de um aparato experimental que permite um estudo experimental geral do problema de ebulição em mini e microcanais, graças à obtenção de curvas de ebulição, queda de pressão, entre outros.

Neste capítulo é realizada uma descrição da bancada experimental da seção de teste utilizada para a obtenção dos resultados experimentais. Todo o sistema de aquisição de dados, como sensores e atuadores utilizados também são descritos. Uma simulação computacional de aquecimento da seção de teste é realizada para analisar a uniformidade de distribuição da temperatura ao longo seção de teste. As principais propriedades e características do fluido de trabalho são também apresentadas, bem como os cuidados no carregamento do fluido de trabalho na seção de teste. Finalizando, as condições de teste são definidas e as máximas incertezas experimentais são apresentadas.

4.2. Bancada experimental

A Figura 4.1 mostra um diagrama esquemático da bancada experimental utilizada para investigar a transferência de calor e a queda de pressão do escoamento do fluido refrigerante R134a durante a ebulição em microcanais.

A configuração de teste consiste em um ciclo térmico hermeticamente fechado composto por: uma bomba de engrenagem com velocidade variável (10, Figura 4.1); a seção de teste onde ocorre a ebulição do refrigerante; um condensador, (1, Figura 4.1), resfriado por um banho térmico, (5, Figura 4.1); um total de dez válvulas para proteger o sistema, regular e controlar o escoamento, e toda a instrumentação necessária para as medições.

O circuito térmico ainda dispõe de um filtro (6, na Figura 4.1) para o fluido refrigerante, com poros de $7,0 \mu\text{m}$, com o intuito de manter o líquido livre de contaminantes. Um pré-quecedor (3, na Figura 4.1) também faz parte do circuito, e é utilizados para ajustar o grau de subresfriamento do fluido refrigerante antes de entrar na seção de teste.

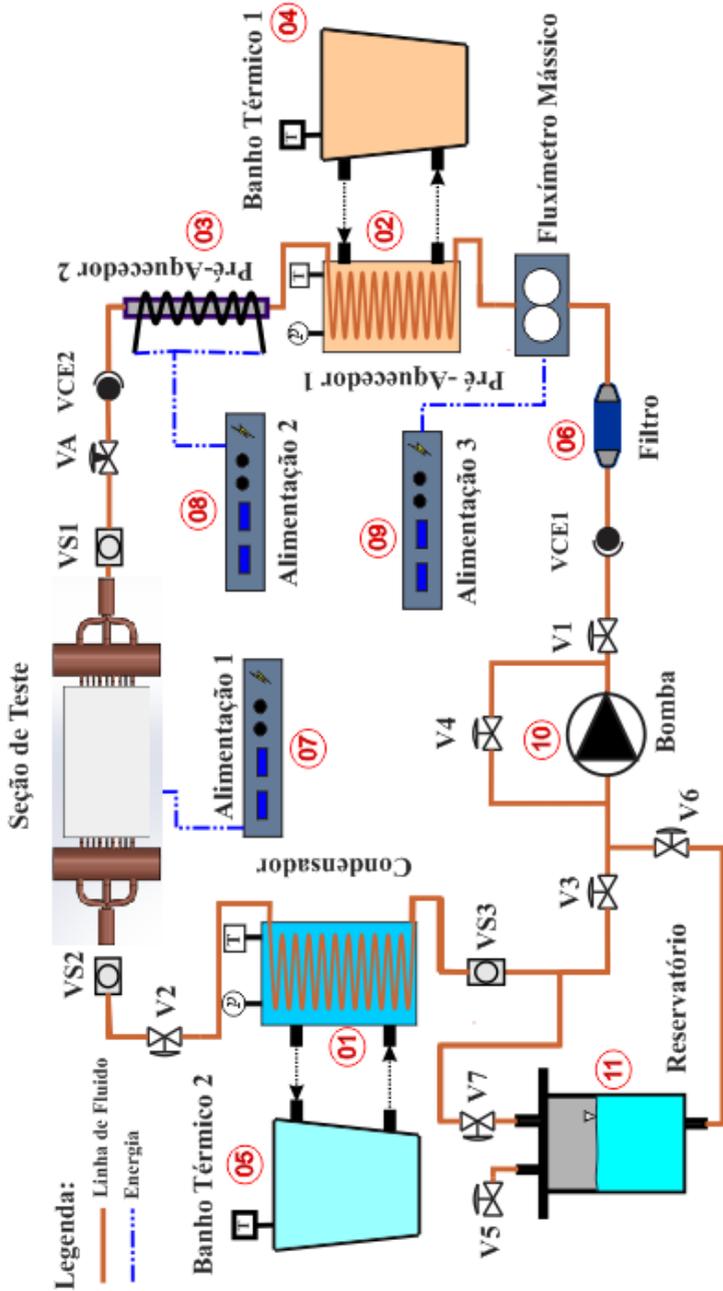


Figura 4.1 - Diagrama esquemático da bancada experimental.

Ainda fazem parte do sistema, um condensador (1, na Figura 4.1) e um pré-aquecedor (2, na Figura 4.1), os quais são permutadores de calor do tipo tubo-em-tubo, e que são alimentados por banhos térmicos independentes (4 e 5, na Figura 4.1) com temperaturas controladas externamente, permitindo o controle da temperatura no intervalo de -20 a 30 °C.

Na Tabela 4.1 são apresentados todos os componentes utilizados na construção da bancada de testes e seus respectivos fabricantes.

Tabela 4.1 - Lista dos componentes da bancada experimental.

	Nome	Descrição	Fabricante	Modelo
1	Condensador	Condensador refrigerado a água (tubo em tubo)	Lab.Boiling	Tanque, $V_{tanque} = 5.0$ l $L_{tubo} = 3$ m, $d_{i,tubo} = 1/4$ ''
2	Pré-aquecedor 1	Pré-aquecedor aquecido água (tubo em tubo)	Lab.Boiling	Tanque, $V_{tanque} = 3.5$ l $L_{tubo} = 2$ m, $d_{i,tubo} = 1/4$ ''
3	Pré-aquecedor 2	Tubos pré-aquecedores	Lab.Boiling	$P = 535$ W, $L = 1.32$ m
4	Banho 1	Banho térmico do pré-aquecedor	Lauda	RK8 KP
5	Banho 2	Banho térmico do condensador	Micro-química	MQBMP01
6	Filtro	Filtro do fluido refrigerante	Danfoss	DML 162
7	Alimentação 1	Fonte de alimentação elétrica da seção de teste	Agilent	N6702A
8	Alimentação 2	Fonte de alimentação elétrica dos tubos pré-aquecedores	Heinzinger	125-10
9	Alimentação 3	Fonte de alimentação elétrica dos fluxímetro mássico	Agilent	E3631A
10	Bomba	Bomba de engrenagens com variador de velocidade	Tuthill	Série D 0.19
11	Reservatório	Reservatório de fluido refrigerante	Lab. Boiling	Tanque, $V_{tanque} = 5.0$ l
12	VS1	Visualizador antes da seção de teste	Danfoss	SGN 6, $1/4$ ''

13	VS2	Visualizador após a seção de teste	Danfoss	SGN 6, ¼"
14	VS3	Visualizador após condensador	Danfoss	SGN 6, ¼"
15	V1	Válvula de regulagem de vazão	Danfoss	BML/ ¼"
16	V2	Válvula após seção de teste	Danfoss	BML/ ¼"
17	V2	Válvula antes da bomba	Danfoss	BML/ ¼"
18	V4	Válvula by-pass da bomba	Danfoss	BML/ ¼"
19	V5	Válvula de carregamento	Danfoss	BML/ ¼"
20	V6	Válvula do reservatório	Danfoss	BML/ ¼"
21	V7	Válvula do reservatório	Danfoss	BML/ ¼"
22	VA	Válvula Agulha antes da seção de teste	Contec	VA910L-04/ ¼"
22	VCE1	Válvula de Retenção após bomba	Danfoss	NRV 6 / ¼"
23	VCE2	Válvula de retenção antes da seção	Danfoss	NRV 6 / ¼"

O segundo pré-aquecedor (3, na Figura 4.1), consiste de três tubos montados em série e aquecidos uniformemente por uma resistência elétrica do tipo fita, enrolada em contato com a superfície externa de cada tubo. O monitoramento do grau de subfrefriamento do líquido na entrada da seção de testes é feito através do software LABVIEW, que controla automaticamente a fonte elétrica que alimenta a resistência através de um controle PID (Proporcional-Integral-Derivativo), controlando assim a temperatura na entrada da seção de teste, e mantendo-a na temperatura desejada.

O projeto básico da bancada foi construído durante o trabalho de mestrado de Dario (2008) e, no presente trabalho de tese foram feitas modificações a fim possibilitar um melhor controle das condições de teste.

A Figura 4.2 mostra o diagrama de fases de pressão-entalpia (p - i) do R134a do circuito principal apresentado, para pressão em torno de 700 kPa e título de vapor de até 40%, no qual o fluido entra sub-resfriado na seção de teste. O objetivo do ciclo térmico do fluido refrigerante é o de permitir a circulação contínua e controlada do refrigerante que passará na seção de teste. O ciclo térmico do fluido refrigerante possui vários

instrumentos que possuem interface com o sistema de aquisição de dados, para assim fornecer um “feedback” de certos parâmetros importantes para o controle do experimento, como velocidade mássica, temperatura, pressão, título de vapor entre outros.

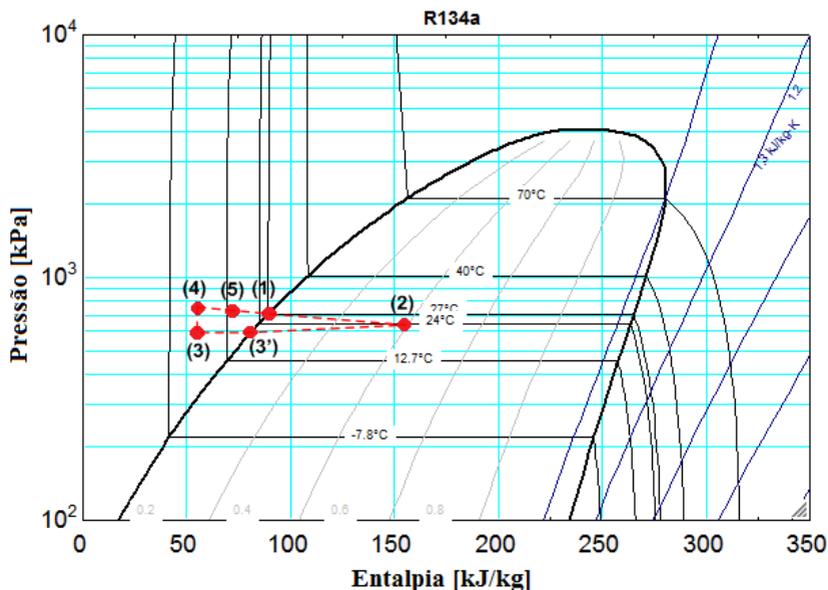


Figura 4.2 - Diagrama pressão – entalpia da bancada experimental com o R134a.

O refrigerante líquido é bombeado através de uma bomba de engrenagem de velocidade variável do ponto (3) para o ponto (4). A utilização de uma bomba de engrenagem elimina a necessidade de óleo de resfriamento, de modo que os testes realizados podem ser realizados com o refrigerante puro. A vazão mássica do fluido refrigerante pode ser ajustada para o valor desejado através das válvulas reguladoras de escoamento do bypass, $V1$ e $V4$. O fluido refrigerante passa então um medidor de fluxo de massa do tipo coriolis e em seguida através do pré-aquecedor 1, passando do ponto (4) para o ponto (5). Na sequência, o fluido é novamente aquecido no pré-aquecedor 2, tubos aquecedores, até alcançar o grau de subresfriamento desejado, ou quase saturado, ponto (1), na entrada da seção de teste. Ao entrar na seção de teste ainda subresfriado o fluido é aquecido até tornar-se saturado, ponto (1), e começar a evaporar até sair da seção de teste e alcançar o ponto (2). Visores, VSI e $VS2$, posicionados imediatamente e respectivamente antes e após a seção de teste permitem ao operador verificar visualmente a presença de vapor no

escoamento. Além disso, uma válvula do tipo agulha, *VA* (ver Figura 4.1), foi instalada antes do visor, *VSI*, tendo como função principal reduzir a propagação de instabilidades a partir da seção de teste, situações comumente verificadas na ebulição em microcanais.

Os componentes da bancada são interligados por tubos de cobre de diâmetro igual a $1/4''$, os quais são conectados aos equipamentos através de conexões flangeadas.

4.3. Seção de teste

A seção de teste é apresentada esquematicamente em vista explodida, na Figura 4.3. Este conjunto é formado por nove microcanais de cobre paralelos (1), os quais são soldados com estanho entre duas placas de cobre (2). As placas de cobre (2) foram usinadas longitudinalmente em uma de suas faces com a forma do diâmetro externo dos microcanais de cobre, conforme pode ser observado na Figura 4.4 (b). Ressalta-se, que quando da usinagem, e principalmente, no processo de soldagem dos micro tubos nas placas de cobre, foi tomado o cuidado para não haver falhas de preenchimento da região de contato entre as placas e os tubos capilares, o que comprometeria o experimento. As dimensões das duas placas de cobre são de 120 mm de comprimento, por 60 mm de largura e $4,1\text{ mm}$ de espessura. Também fazem parte do conjunto duas resistências do tipo “*skin heater*” (3), posicionadas nas duas faces externas do conjunto formado pelas placas de cobre (2) e microcanais (1), conforme pode ser observado na Figura 4.3. Cada uma dessas “*skin heater*” possui um valor de resistência de $12,5\ \Omega$. É importante ressaltar também que foi tomado o cuidado de aplicar pasta térmica no contato entre as superfícies da “*skin heater*” (3) e as placas de cobre (2) com a finalidade de reduzir a resistência de contato e uniformizar a distribuição de calor para a placa. Acima e abaixo do conjunto, duas placas de Teflon (PTFE) (4) unem por pressão os “*skin heaters*” (3) ao conjunto placas mais microcanais, (1) e (2). Estas placas (4) têm como finalidade isolar termicamente a seção de teste e evitar perdas de calor para o ambiente. Todo o conjunto é unido por placas de aço com parafusos utilizadas na fixação do teflon e também para manter o conjunto compacto e rígido. Toda esta montagem é, ainda, isolada do ambiente externo com lâ de rocha.

Completando a seção de teste, duas regiões de *plenum* (5) foram instaladas, uma posicionada na entrada e outra na saída dos microcanais (1), as quais têm como objetivo equalizar as pressões antes da entrada do fluido nos microcanais e também funcionam como distribuidor e coletor do escoamento. As distribuições do escoamento nos “*plena*” de entrada

e saída da seção de teste é realizada por meio de três tubos de acesso e de saída, respectivamente, que penetram em cada “*plenum*”. De acordo com a revisão bibliográfica do *Capítulo 9* e do trabalho desenvolvido em Dario et al. (2013), e que encontra-se anexo a esta tese no *apêndice G*, com esta configuração de montagem e número de tubos na entrada e saída (três vias), uma distribuição uniforme de vazão nos microcanais paralelos é obtida.

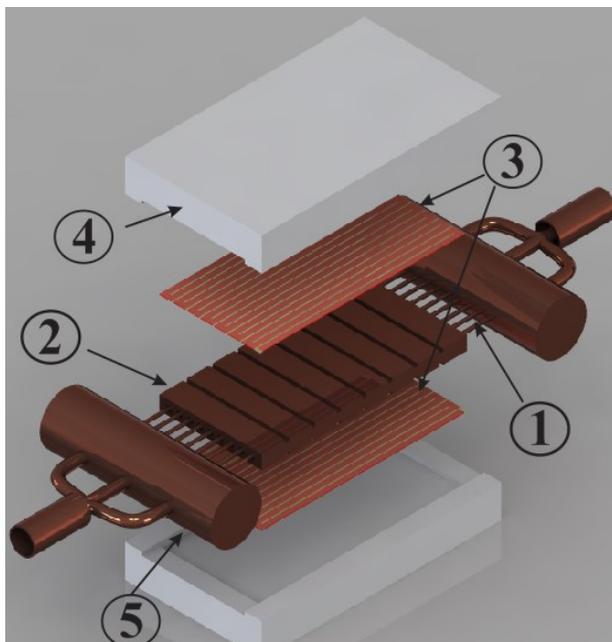


Figura 4.3 - Vista explodida da seção de teste: (1) microcanais; (2) placas de cobre; (3) “skin heater”; (4) blocos de teflon; (5) Regiões de Plenum

Os microcanais (1) utilizados na seção de teste são tubos capilares de cobre, com diâmetros nominal interno de $0,031''$ (aproximadamente $0,8\text{ mm}$) e externo de $2,0\text{ mm}$, com $150,0\text{ mm}$ de comprimento. Medições nos diâmetros internos em tubos idênticos aos utilizados neste trabalho foram realizadas por Goss Jr (2011), e mostraram que os tubos utilizados no presente estudo apresentam diâmetro hidráulico de $0,77 \pm 0,01\text{ mm}$.

A medição da rugosidade desses microtubos não foi realizada neste trabalho, pois varia pouco entre diferentes lotes fornecidos por uma mesma empresa, conforme observações feitas de outros trabalhos onde estes microtubos foram utilizados. O valor da rugosidade foi determinado

a partir de um levantamento de outros trabalhos publicados na UFSC, no laboratório de pesquisa POLO, que realizaram a medição de rugosidade média interna, Ra , de tais tubos. O valor da rugosidade, Ra , apresentada na Tabela 4.2, representa a média aritmética dos valores absolutos das imperfeições, em relação à linha média, dentro de um percurso de medição.

Tabela 4.2 - Rugosidade dos tubos capilares, medições realizadas por diferentes autores.

Referência	Rugosidade Média Ra (μm)	Incerteza (95% de confiança) (μm)
Gonçalves (1994)	0,59	0,15
Boabaid (1994)	0,58	0,15
Zangari (1998)	0,59	-

O tubo distribuidor (*plenum* de entrada, (5), Figura 4.3) e o coletor (*plenum* de saída, (5), Figura 4.3), ou manifolds de entrada e saída da seção de teste, foram produzidos em aço, os quais foram unidos aos tubos capilares através de brasagem com liga de prata. Eles possuem diâmetro interno e comprimento de 20,0 mm e 80,0 mm, respectivamente, onde suas extremidades são vedadas com uma liga de prata.

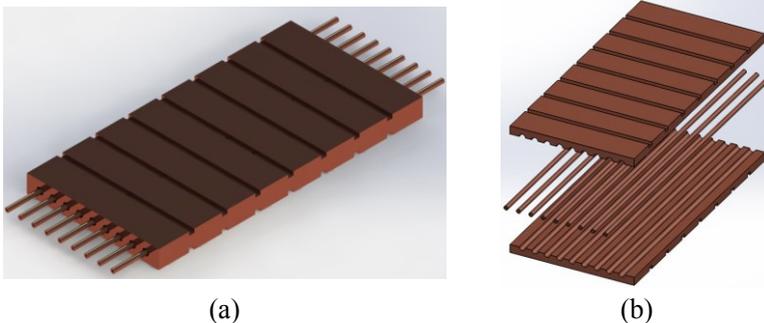


Figura 4.4 - Esquema de fabricação e soldagem da seção de teste: (a) Seção montada e soldada; (b) Seção de teste com vista explodida

Na construção da seção de teste, após a união dos microcanais com os distribuidores, por brasagem, os capilares são unidos às placas de cobre, a qual apresentam nove ranhuras cada uma, com raio de 1,0 mm, que servem de alojamento para os tubos, Figura 4.4 (b). Esse acoplamento

é promovido através de solda de estanho, com o intuito de diminuir a resistência de contato entre o tubo e a placa de cobre.

Os *skins heaters* foram adotados como elemento aquecedor em função do elevado fluxo de calor que se deseja ter nos microcanais, o que não poderia ser alcançado através do efeito joule devido a resistividade elétrica do material utilizado (cobre), e também, devido a limitação de corrente das fontes de energia disponíveis no laboratório.

A superfície da placa e dos microcanais foi previamente limpa com ácido sulfúrico, para eliminação das impurezas, o que facilita a brasagem. O conjunto placas de cobre e tubos são então aquecidos de forma homogênea e estanho líquido é introduzido nas ranhuras, preenchendo os espaços vazios. A Figura 4.4 (a) mostra a montagem do conjunto de microcanais mais placas de cobre.

Na Tabela 4.3, são listadas as principais dimensões do conjunto de microcanais e placas investigadas, em conjunto, respectivamente com o seu valor dimensional e suas incertezas de fabricação.

Tabela 4.3 - Detalhes dimensionais da seção de testes

Dimensão	Medição e Incerteza
Diâmetro interno dos microcanais	$0,77 \pm 0,01 \text{ mm}$
Comprimento dos microcanais	$150,0 \pm 0,2 \text{ mm}$
Diâmetro externo dos microcanais	$2,0 \pm 0,2 \text{ mm}$
Comprimento das placas	$120,0 \pm 0,2 \text{ mm}$
Largura das placas	$60,0 \pm 0,2 \text{ mm}$
Espessura das placas	$4,1 \pm 0,2 \text{ mm}$
Diâmetro dos distribuidores	$20,0 \pm 0,2 \text{ mm}$
Comprimento dos distribuidores	$80,0 \pm 0,2 \text{ mm}$

4.4. Uniformidade do aquecimento da seção de teste

A fim de analisar a uniformidade da distribuição da temperatura nas direções laterais e vertical, foi realizada uma simulação computacional 2D usando o software de simulação computacional de condução de calor do Solidworks (2012). A geometria da peça de teste foi modelada através do mesmo software, e as seguintes condições de contorno foram utilizadas:

- Todos os lados, exceto a superfície molhada pelo líquido e a superfície aquecida pela resistência elétrica, são adiabáticas.

- O bloco de cobre está no estado de equilíbrio, e consiste de cobre puro.
- A temperatura do fluido adotada foi de 25°C ($T_f=25^{\circ}\text{C}$), o coeficiente de transferência de calor foi considerado constante na superfície do microcanal e adotada como sendo de $h=6\text{ kW/m}^2\text{K}$, valor que se aproxima de um escoamento bifásico, e uma potência de entrada uniforme de 100 W , uniformemente distribuído ao longo da superfície em contato com as resistências de aquecimento.

Na Figura 4.5 é apresentado o resultado da simulação de condução em 2D de um corte transversal do conjunto microcanais mais placa aquecida. Ela nos mostra a distribuição de temperatura de um corte horizontal transversal no centro da placa de cobre com os canais.

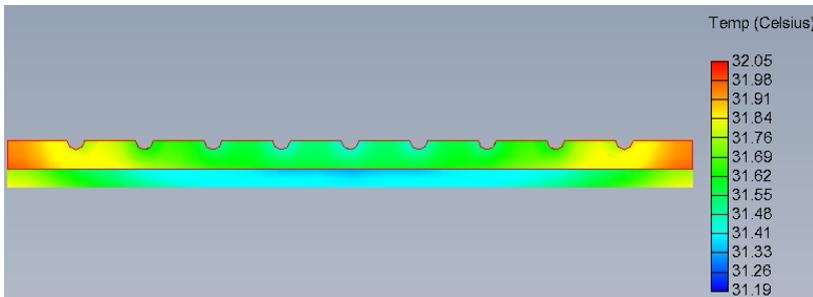


Figura 4.5 - Distribuição de temperatura em um corte vertical transversal da seção de teste

Os resultados da simulação numérica de condução do conjunto, placas mais microcanais confirma o pressuposto de uma temperatura uniforme de base para o cálculo do coeficiente de transferência de calor durante a ebulição. Apenas os canais mais afastados do centro, nas laterais esquerda e direita demonstram uma temperatura de base, diferente quando comparado com os outros canais. O desvio entre as temperaturas máxima e mínima, entre as superfícies dos microcanais, ficou abaixo de $0,3^{\circ}\text{C}$, conforme mostrado na simulação de condução em regime permanente no corte transversal da seção de teste, Figura 4.5.

4.5. Carregamento do sistema e qualidade do refrigerante

De modo a alcançar os melhores resultados de medições de transferência de calor, houve o cuidado de trabalhar com refrigerante sem

reuso. A bomba de engrenagens também permitiu manter o refrigerante livre de contaminação por óleo de lubrificação, como é o caso nos circuitos com bombeamento com bombas centrífugas comuns.

Antes de cada carregamento do circuito da bancada de teste de ebulição, o mesmo foi evacuado em média durante três horas, e depois carregado com o fluido na sua fase líquida a partir da válvula V5 do reservatório, componente (11) da Figura 4.1.

4.6. Fluido refrigerante

A escolha do refrigerante é importante na otimização do desempenho de um sistema de compressão mecânica do vapor. O fluido refrigerante deve possuir um elevado calor latente de vaporização para reduzir a vazão mássica necessária, e assim produzir boas características de transferência de calor com o intuito de reduzir o tamanho do trocador de calor. Ele também deve estar a uma pressão superior à pressão ambiente, a fim de impedir que o ar e a umidade se infiltrem no sistema. Por outro lado, a pressão não deve ser muito elevada a fim de permitir um design leve dos componentes do trocador de calor. Outras características desejáveis são a boa resistência química contra o envelhecimento dentro da faixa de funcionamento e a compatibilidade química com metais, borrachas e plásticos usados em sistemas de refrigeração. O refrigerante também deve ser não-inflamável, não-tóxico e ambientalmente amigável. A maioria dos refrigerantes usados no passado (CFCs e HCFCs) atacam a camada de ozônio e contribuem para o efeito de estufa. Vários deles, como o R11, R12 e R22, por exemplo, já foram banidos e não podem mais ser comercializados, enquanto outros serão banidos em um futuro próximo.

Outros refrigerantes de alto desempenho, tais como amônia, isobutano e propano são tóxicos ou inflamáveis. Novos refrigerantes de baixa pressão, tais como R236fa e R245f, foram introduzidos em grandes aplicações. Eles podem ter vantagens devido à sua pressão de saturação mais baixa em condições ambientes, mas geralmente têm um potencial de aquecimento global, GWP (“*Global Warming Potential*”), muito elevado. Esse fator de aquecimento global, é uma medida de como uma determinada quantidade de gás do efeito estufa contribui para o aquecimento global. Para o R236fa e R245f, esse fator de aquecimento é da ordem de 6000 a 8000, em comparação com 1300 para o R134a. Atualmente, o R134a é o fluido utilizado na maioria dos sistemas de compressão de vapor de pequeno e médio porte, entretanto o R245f e R236fa podem ser consideradas alternativas viáveis. Portanto, em função

do acima exposto, neste estudo de ebulição em microcanais o fluido refrigerante R134a foi o selecionado da realização dos testes.

O R134a (1,1,1,2-Tetrafluoretano), cuja fórmula molecular é CH_2FCF_3 , é um fluido sintético introduzido no mercado no começo dos anos noventa, com o objetivo de substituir o R12.

A Tabela 4.4 apresenta algumas propriedades do R134a à pressão de 7,0 bar, obtidas através do software EES.

Tabela 4.4 - Propriedades termofísicas do R134a à pressão de 7 bar ($p=700 \text{ kPa}$)

Propriedades	R134a
Peso Molecular, M_w	102 kg/mol
Temperatura Crítica, T_{crit}	101,0°C
Temperatura de Saturação, T_{sat}	26,69 °C
Massa específica do líquido, ρ_l	1200 kg/m ³
Massa específica do vapor, ρ_v	30,0 kg/m ³
Calor Latente de Vaporização, i_{lv}	176,3 kJ/kg
Condutividade térmica do líquido, líquido, k_l	0,08243 W/m-K
Calor específico do líquido, $c_{p,l}$	1429 J/kg
Difusividade Térmica do Líquido, líquido, α_l	$4,804 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$
Viscosidade cinemática do líquido, líquido, ν_l	$1,59 \times 10^{-7} \text{ Pa.s}$
Número de Prandtl do líquido, Pr_l	3,302
Tensão Superficial do líquido, σ_l	$7,855 \times 10^{-3} \text{ N/m}$

4.7. Plano de aquisição de dados e medição

Na Figura 4.6 é mostrado um mapa completo das instalações de medição, com todos os sensores, exceto os sensores de temperatura dentro da seção de teste.

As resistências elétricas, “skin heaters”, R_s , de 12,5 Ω de resistência cada uma, e incerteza média de $\pm 0,01 \Omega$, são alimentadas por uma fonte de alimentação da marca Agilent N6702A, P_{W01} . A fonte de alimentação P_{W01} apresenta uma incerteza padrão de 0,1% do valor de tensão aplicada.

A vazão mássica do fluido refrigerante é medida utilizando-se um medidor de vazão mássica do tipo Coriolis com 0,1 % de incerteza do valor medido na faixa de medição dada. Pressões em diferentes pontos da instalação são tomadas por meio de transdutores de pressão absoluta com uma amplitude de 20 bar para medições com R134a .

Os transdutores de pressão apresentam incerteza de $0,25\%$ do fundo de escala. Para a medição da pressão diferencial entre as regiões de plenum da secção de teste, foi utilizado um transdutor diferencial em um intervalo de $70,0\text{ kPa}$ e $0,1\%$ de incerteza da faixa de medição utilizada.

Todas as temperaturas foram medidas usando termopares do tipo *E*. Eles foram calibrados e apresentaram uma incerteza média de $\pm 0,2^\circ\text{C}$ após a sua calibração, considerando-se todos os efeitos de incerteza. O processo de calibração é apresentado no Apêndice A.

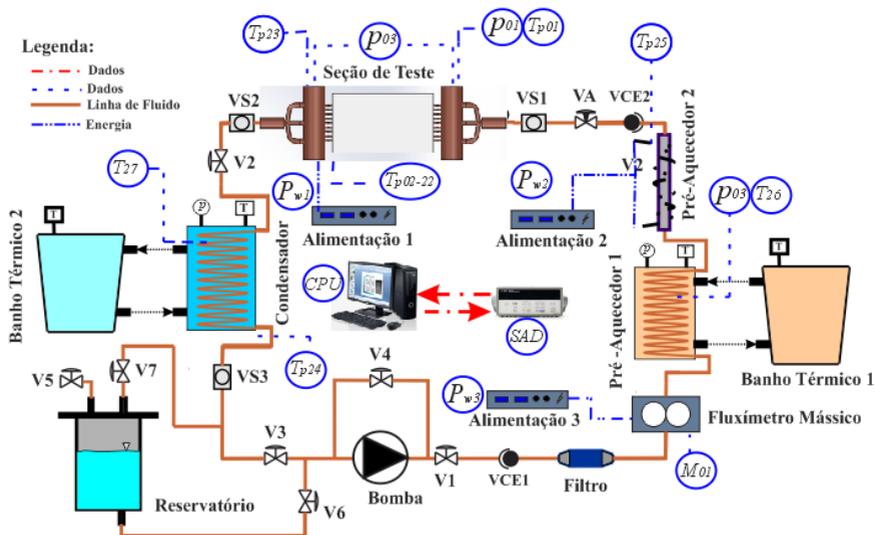


Figura 4.6 - Mapa completo de medição da bancada experimental.

No caso das medições de temperatura do fluido na entrada e saída da seção de teste os termopares foram diretamente inseridos no escoamento com a finalidade de diminuir o tempo de resposta e precisão da medição.

A faixa de medição e incerteza para todos os sensores utilizados na instalação estão listados na Tabela 4.5. Foi tomado o devido cuidado para calibrar com precisão todos os sensores antes do uso e para não operá-los fora das suas faixas de medição especificadas.

Uma análise de incerteza experimental padrão de Holman (2001) foi usada para estimar a propagação das incertezas dos resultados obtidos, ver Apêndice B. As incertezas média e máxima nas medições dos coeficientes de transferência de calor locais foram iguais a $11,9\%$ e $14,9\%$, respectivamente. A menor incerteza foi alcançada em condições de elevados graus de subresfriamento na entrada da seção de testes e a

máxima incerteza resultou de condições de baixas velocidades mássicas e baixos fluxos de calor. As incertezas média e máxima em termos do cálculo do fluxo de calor foram iguais a 2,1% e 3,8%, respectivamente.

Tabela 4.5 – Lista de sensores, fontes de alimentação e resistência elétrica.

#	Nome	Descrição	Faixa de Medição	Incerteza
1	$T_{x,x,x}$	Termopares do tipo E (Omega)	-110 a 140 °C	$\pm 0,20^\circ\text{C}$
2	p_{01}, p_{02}	Transdutor absoluto de pressão / Wärme WTP-4010	0,1 a 1000 kPa	$\pm 0,10\% \text{ do } fe / \pm 1,0 \text{ kPa}$
3	p_{03}	Transdutor diferencial de pressão (Zurich)	0-100 kPa	$\pm 0,1\% \text{ do } fe / \pm 0,1 \text{ kPa}$
4	M_{01}	Fluxímetro mássico de Coriolis/Siemens - MASSFLO 2100 DI 1.5	0 – 65 kg/s	$\pm 0,1\% \text{ do } vm$
5	P_{W01}	Fonte de alimentação elétrica/Agilent N6702A	$I=0-12 \text{ A}; V=0-100\text{V}$	$\pm 1,0\% \text{ do } vm$
6	P_{W02}	Fonte de alimentação elétrica / PTN 125-10	$I=0-10 \text{ A}; V=0-125\text{V}$	$\pm 1,0\% \text{ do } vm$
7	Res	“Skin Heater” (resistência elétrica da seção de testes)	12,5 Ω	$\pm 0,1 \Omega$
8	SAD	Sistema de Aquisição de dados / Agilent 34970A	5 ½ dígitos	$\pm(0,05\%V_m + 4 \times 10^{-6})$

* vm - valor medido; fe – fundo de escala

A Tabela 4.6 indica as incertezas relativas da velocidade mássica, do fluxo de calor, do título de vapor e dos coeficientes de transferência de calor.

Um balanço de energia na seção de teste e uma comparação do escoamento monofásico com a literatura mostrou desvios de medição abaixo da incerteza de medição. Isso dá confiança no método proposto e na incerteza de medição. Mais informações sobre o balanço de energia e medições monofásicas podem ser encontrados no Apêndice C.

Tabela 4.6 – Incertezas experimentais relativas.

Parâmetro	Incerteza Relativa (%)
Velocidade mássica (G)	< 1.5
Fluxo de calor (q)	< 3.8
Título de vapor (x_v)	< 4.1
Coefficiente de Transferência de calor (h)	< 14.9

As tomadas de temperatura da seção de teste foram realizadas por 21 termopares do tipo *E* distribuídas entre sete seções transversais, mais um na entrada e outro na saída dos microcanais.

A distribuição dos 21 termopares entre as sete seções transversais é apresentada na Figura 4.7. Eles estão posicionados em ambos os lados da seção de teste com espaçamento de 15 mm entre cada seção transversal. Foram fixados 15 termopares na lateral superior e mais 6 na lateral inferior da placa de cobre, os quais foram distribuídos entre as sete seções transversais.

Nas seções transversais os canais foram posicionados no centro da placa, correspondendo ao microcanal paralelo central, ou nas laterais da placa, correspondendo ao segundo ou penúltimo microcanal paralelo.

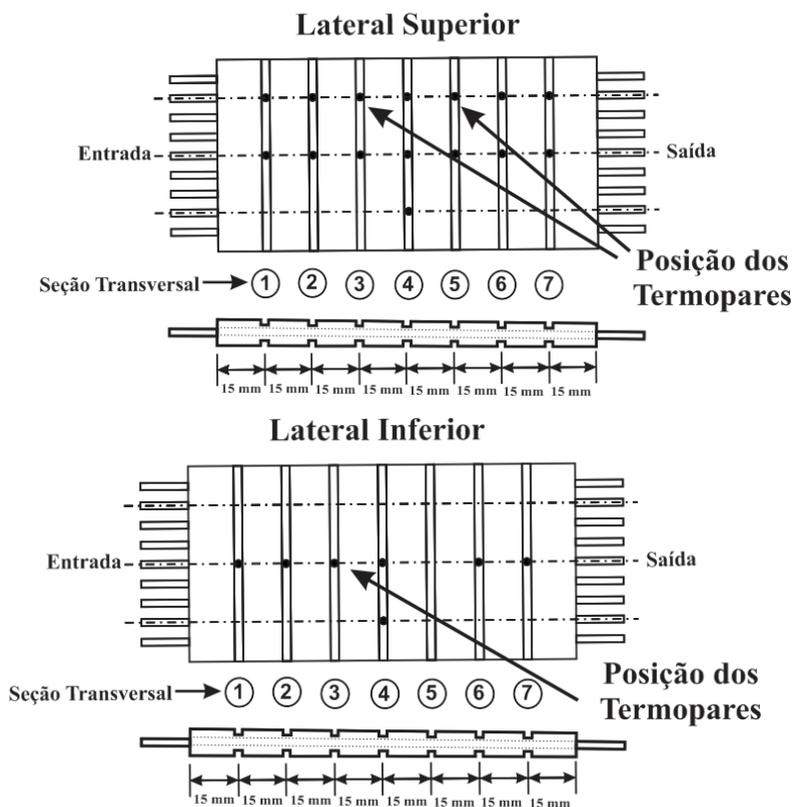


Figura 4.7 - Localização dos termopares na seção de teste de cobre, lateral superior e inferior da placa de cobre com os microcanais.

Nas seções transversais os termopares foram fixados em orifícios de 1 mm de diâmetro. Eles foram inseridos nesses orifícios para que a tomada de temperatura fosse o mais próximo possível da superfície interna do microcanal. Assim as tomadas de temperatura realizadas pelos termopares instalados na seção de teste foram feitas a 1,0 mm da superfície interna do microcanal. A fixação dos termopares nesses orifícios foram realizadas por uma mistura de cola instantânea e pó de cobre. Após a fixação dos termopares os orifícios e as canaletas foram preenchidas com pasta térmica para não haver resistência térmica de contato.

A nomenclatura adotada para a identificação da posição dos termopares na placa de cobre foi a seguinte: o primeiro sub-índice indica o lado da placa, superior, T_s , e inferior, T_i ; o segundo sub-índice indica o número da seção transversal e o terceiro a posição na seção transversal, o qual corresponde ao número sobre qual microcanal o termopar está alocado. Por exemplo, um termopar da lateral superior no centro da seção 4, ou seja sobre o microcanal de número 5 é definido como sendo $T_{s,4,5}$. Entretanto, quando se trata da média das medições feitas em uma seção transversal a nomenclatura possui somente um sub-índice, que indica o número da mesma, como por exemplo para a seção transversal 7, temos T_7 .

5. Descrição dos procedimentos experimentais - Ebulição convectiva em microcanais paralelos

Neste capítulo, serão descritos todos os procedimentos e análises feitas durante a realização dos testes, bem como no tratamento dos dados experimentais obtidos. Inicialmente o procedimento experimental adotado na realização dos testes é apresentado. Em seguida, as instabilidades sofridas pelo sistema são avaliadas. Uma avaliação da uniformidade do fluxo de calor e da distribuição da vazão mássica entre os microcanais paralelos também é realizada neste capítulo. Finalizando, é verificada a repetitividade dos resultados, e o modo de como os dados experimentais foram tratados

5.1. Procedimentos de realização dos testes

Os testes são realizados seguindo uma planilha, onde as seguintes condições de entrada são previamente definidas: o grau de subresfriamento na entrada, ΔT_{sub} ; a pressão na entrada da seção de teste, p_{ent} ; a velocidade mássica média, \bar{G} , e o fluxo de calor médio, \bar{q}'' .

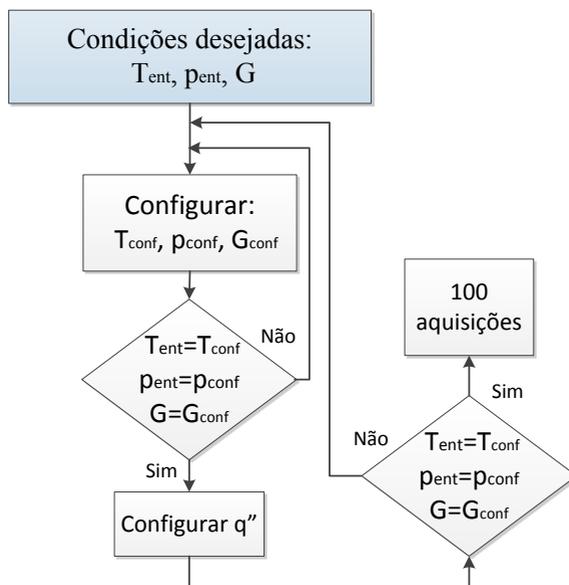


Figura 5.1 - Procedimento adotado nos testes.

Uma vez satisfeitas todas estas condições, é realizada a aquisição de dados na frequência de uma aquisição por segundo, utilizando o sistema de aquisição de dados, SAD, indicado na Tabela 4.5. Esses pontos são salvos no microcomputador através do software LABVIEW. O procedimento completo, que vai desde a definição das condições até a leitura dos dados, é apresentado no esquema do diagrama da Figura 5.1. Após esta etapa, inicia-se a etapa de tratamento dos dados, a qual é descrita nas próximas seções.

5.2. Avaliação da estabilidade durante os testes

Uma característica importante na realização dos testes é a estabilidade do sistema como um todo.

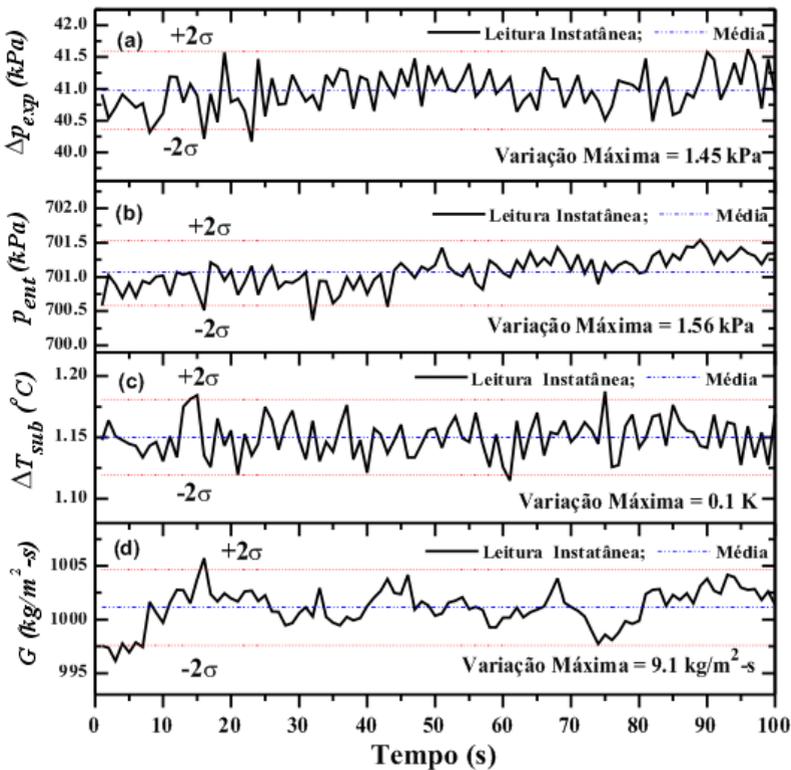


Figura 5.2 - Variação temporal dos parâmetros de entrada e da queda de pressão nos microcanais, $G=1001 \text{ kg/m}^2\text{-s}$; $p_{ent}=701 \text{ kPa}$; $\Delta T_{sub}=1,2 \text{ }^\circ\text{C}$; $\Delta p_{exp}=40,9 \text{ kPa}$; $q''=170 \text{ kW/m}^2$.

Durante a realização dos testes deseja-se o mínimo possível de oscilações dos parâmetros de entrada, como nível de pressão absoluta na entrada da seção de teste, velocidade mássica e grau de subresfriamento. Outros parâmetros como a queda de pressão nos microcanais também são indicadores que permitem uma avaliação do grau de estabilidade dos testes.

As Figuras 5.2 e 5.3 mostram os níveis de oscilação desses parâmetros durante a aquisição de dados para duas situações de teste distintas.

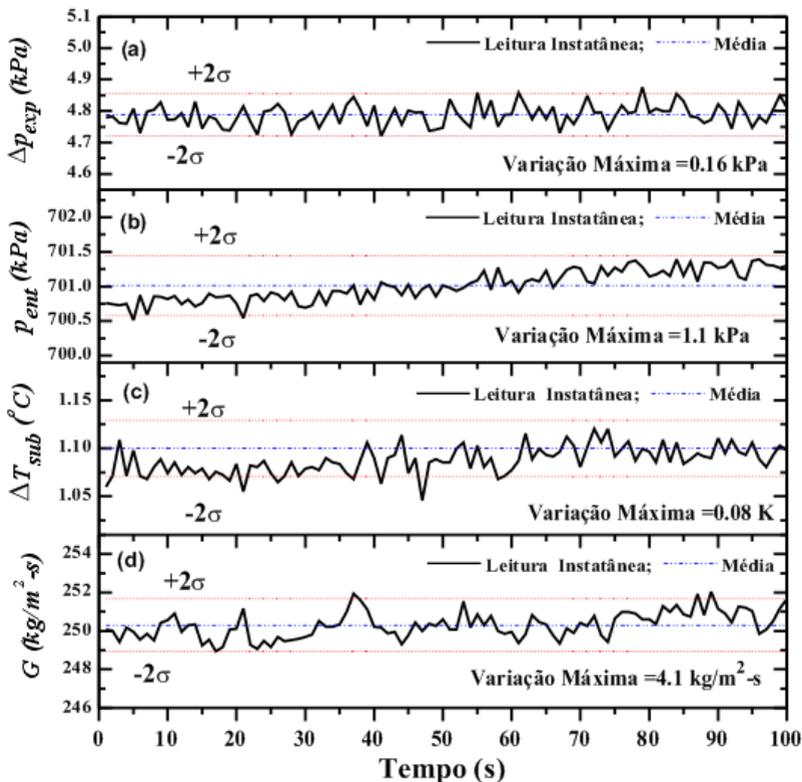


Figura 5.3 - Variação temporal dos parâmetros de entrada e da queda de pressão nos microcanais, $G=250,1 \text{ kg/m}^2\text{-s}$; $p_{ent}=701 \text{ kPa}$; $\Delta T_{sub}=1,1 \text{ }^\circ\text{C}$; $\Delta p_{exp}=4,79 \text{ kPa}$; $q''=50 \text{ kW/m}^2$.

Analisando as Figuras 5.2 e 5.3 notam-se pequenas oscilações nos parâmetros de entrada para ambos os casos, evidenciando que todos os parâmetros de entrada são bem controlados durante os testes e não apresentam grandes oscilações que poderiam comprometer os

experimentos. Entre os parâmetros de entrada analisados, aquele que apresentou maiores oscilações foi a velocidade mássica média entre os microcanais, mas mesmo assim essas oscilações sempre estiveram dentro da faixa de até dois desvios padrões. Comparando os dois casos analisados, Figura 5.2 e Figura 5.3, observa-se que para maiores velocidades mássicas, $G=1001 \text{ kg/m}^2\text{-s}$, as amplitudes das oscilações foram maiores, indicando uma maior instabilidade do escoamento quando comparado ao caso de menor velocidade mássica. Entretanto, essas oscilações foram consideradas muito pequenas e não comprometem a qualidade dos resultados experimentais.

Durante a realização dos testes os parâmetros de entrada, bem como as temperaturas de parede da seção de teste foram monitoradas e puderam ser controladas através da interface do software LABVIEW, que executa o controle, a aquisição de dados e o monitoramento através da interface desenvolvida e apresentada pela Figura 5.4.

A partir da interface do LABVIEW apresentada na Figura 5.4 as oscilações dos parâmetros de entrada puderam ser monitoradas e controladas. Assim, todos os dados coletados durante os testes foram realizados com níveis aceitáveis de oscilações como os apresentados nas Figura 5.2 e Figura 5.3.

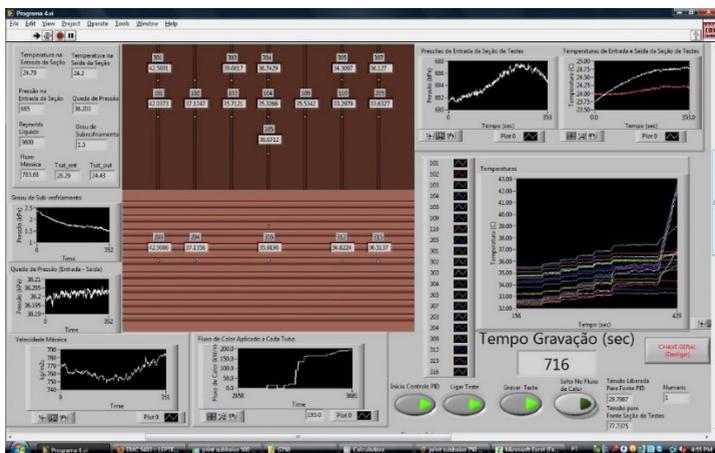


Figura 5.4 - Interface do software LABVIEW.

5.3. Avaliação da uniformidade da distribuição de calor entre os microcanais

Com o intuito de avaliar a uniformidade do fluxo de calor e distribuição da vazão mássica entre os microcanais paralelos, foram instalados vinte e um termopares ao longo da seção de teste conforme ilustrado no esquema da Figura 4.7.

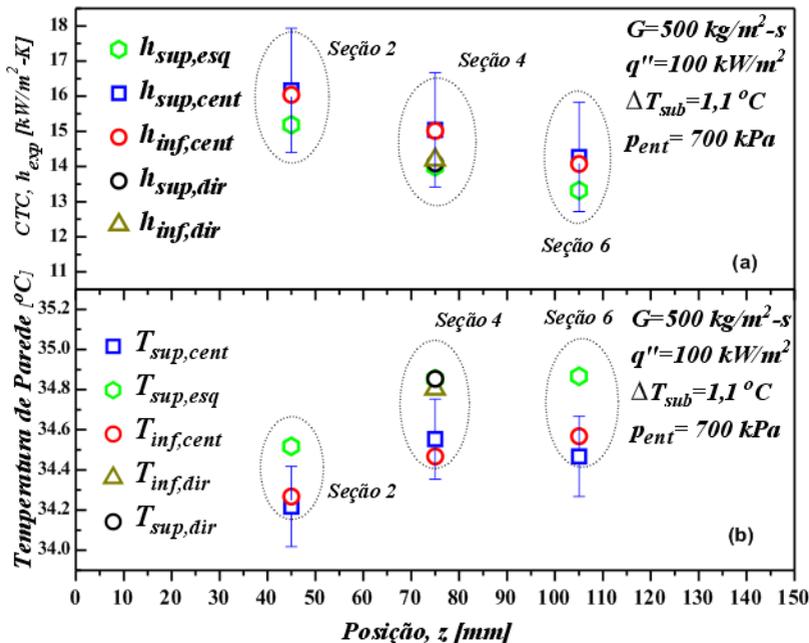


Figura 5.5 - Comparação entre as temperaturas de parede e coeficiente de transferência de calor dos termopares das seções 2, 4 e 6 da seção de teste.

Os termopares foram divididos em sete seções ao longo da seção de teste, conforme nos mostra a Figura 4.7. Na Figura 5.5 é realizada uma comparação entre as temperaturas medidas pelos termopares alocados nas seções 2,4 e 6 da seção de teste e seus respectivos coeficientes de transferência de calor. As temperaturas medidas nos termopares posicionados nas extremidades de uma mesma seção transversal, ou seja, sobre os microcanais 2 e 8, são levemente superiores àquelas da parte central de uma mesma seção. Esse comportamento foi verificado em todas as três seções analisadas. Esta diferença de temperatura entre os verificados pelos termopares da região central, sobre o microcanal 5, e o

das extremidades laterais, sobre os microcanais 2 e 8, em uma mesma seção transversal, confirma o verificado a partir da simulação numérica de condução em 2D realizada e demonstrada na Figura 4.5. Quanto às temperaturas medidas pelos termopares sobre um mesmo microcanal nas placas superior e inferior da mesma seção transversal, a diferença de temperatura foi mínima para todos os pontos verificados. Esses resultados nos levam a concluir que há uma distribuição quase uniforme do fluxo de calor e também da distribuição do escoamento entre os microcanais paralelos.

Quanto ao coeficiente de transferência de calor, percebe-se que pequenas diferenças de temperatura de parede podem provocar grandes variações no coeficiente de transferência de calor. Neste caso, uma diferença de temperatura de $0,25\text{ }^{\circ}\text{C}$ entre a região central e as laterais de uma mesma seção equivale a coeficientes de transferência de calor com diferenças de até $1,0\text{ kW/m}^2\text{-K}$. Entretanto, esta diferença do coeficiente de transferência de calor para todos os pontos de uma mesma seção encontram-se dentro da região de incerteza.

A partir desta análise foi decidido que os coeficientes de transferência de calor em cada seção seriam calculados a partir da média entre a médias dos termopares posicionados no centro e a média dos termopares posicionados nas laterais conforme Equação (5.1).

$$\bar{T}_i = \frac{\bar{T}_{i,cent} + \bar{T}_{i,lat}}{2} \quad (5.1)$$

onde $\bar{T}_{i,cent}$ e $\bar{T}_{i,lat}$ são respectivamente a média das temperaturas medidas pelos termopares do centro e a média das temperaturas medidas pelos termopares na lateral. Assim em cada seção i um coeficiente de transferência de calor médio é determinado.

5.4. Repetitividade dos dados experimentais

Com o intuito de verificar a reprodutibilidade dos experimentos, os resultados experimentais do coeficiente de transferência de calor bifásico em condições de teste similares são comparados na Figura 5.6.

Os três conjuntos de dados foram registados em intervalos superiores a três meses por operadores diferentes, sendo que nos intervalos entre esses testes a seção de teste foi desmontada e remontada. A carga de fluido de trabalho também foi renovada a cada início de nova campanha de testes e aquisição de dados. Analisando os dados percebe-se que apesar do longo período entre os testes há uma boa reprodutibilidade dos resultados para o coeficiente de transferência de calor, onde as variações

entre as medições para cada caso encontram-se dentro das faixas das incertezas de medição.

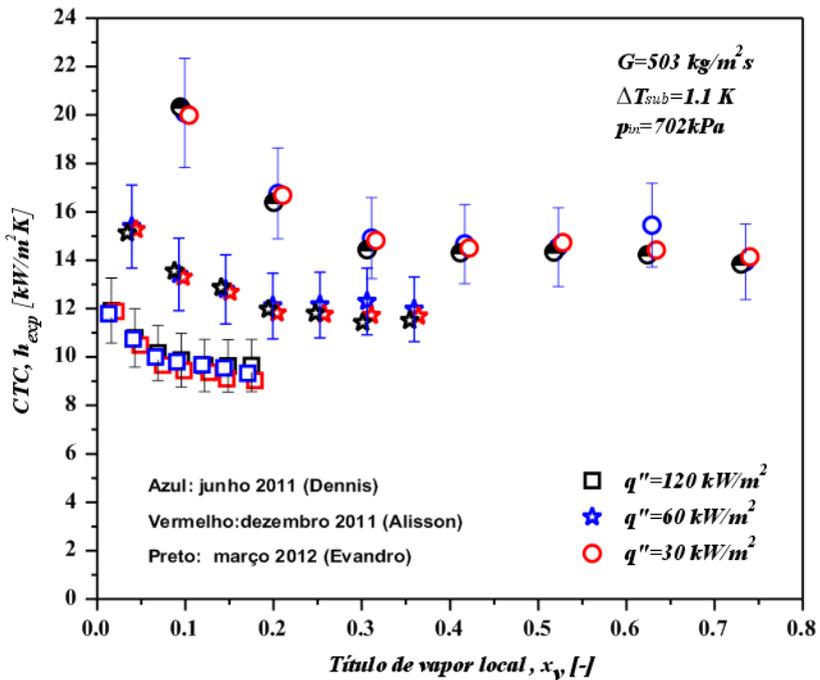


Figura 5.6 - Reprodutibilidade das medições do coeficiente de transferência de calor, $G=503 \text{ kg/m}^2\text{-s}$, $\Delta T_{sub}=1,1 \text{ }^\circ\text{C}$; $p_{ent}=702 \text{ kPa}$.

5.5. Tratamento dos dados experimentais

Os microcanais na seção de teste estão divididos ao longo de seu comprimento em quatro regiões distintas: uma região monofásica adiabática na entrada com $15,0 \text{ mm}$ de comprimento, $L_{mono,ad}$; uma região monofásica diabática de comprimento indefinido, $L_{mono,aq}$; uma região bifásica diabática de comprimento indefinido, $L_{sat,aq}$, e finalizando na saída uma região bifásica adiabática com $15,0 \text{ mm}$ de comprimento, $L_{sat,ad}$, conforme a Figura 5.7.

O tratamento dos dados experimentais foram realizados utilizando um código desenvolvido em MATLAB que divide a seção de teste em diversos segmentos e permite o cálculo de todas as propriedades do escoamento em cada posição da seção de teste.

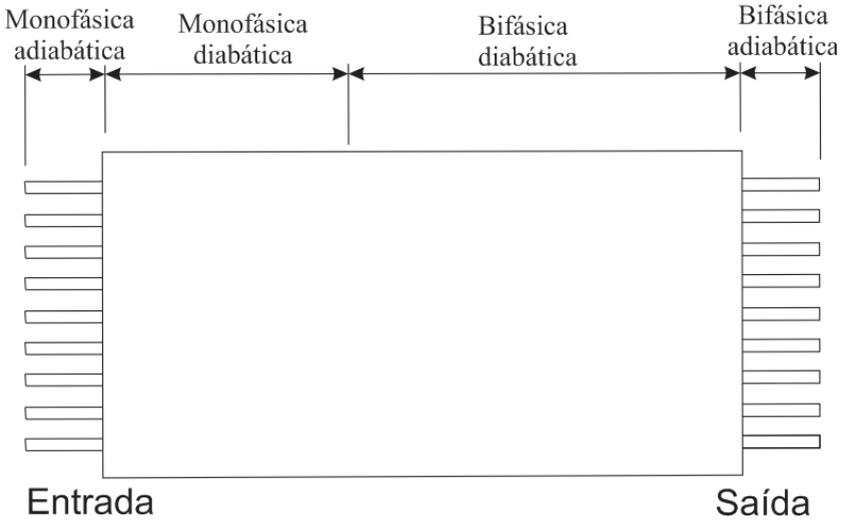


Figura 5.7 - Regiões dos microcanais.

O programa consiste basicamente na divisão do microcanal em 150 partes iguais de 1,0 mm, onde se tem sempre os parâmetros no início de cada segmento e são calculados os valores nas extremidades do mesmo. O segmento N_i , por exemplo, utiliza como parâmetros de entrada, os mesmos valores calculados no final do segmento N_{i-1} . E assim é feito até o último segmento. Simplificando, conforme o fluido escoar pelos microcanais suas propriedades físicas se alteram. Logo, nos procedimentos de cálculo as propriedades do fluido foram calculadas a cada segmento a partir da temperatura e da pressão medidas na entrada dos microcanais. Este procedimento foi possível através de uma iteração contínua entre os softwares de simulação, MATLAB (2007), e de cálculo das propriedades físicas, EES (2009).

A Figura 5.8 apresenta a sub-rotina do programa desenvolvido com o resumo do procedimento adotado no tratamento de dados.

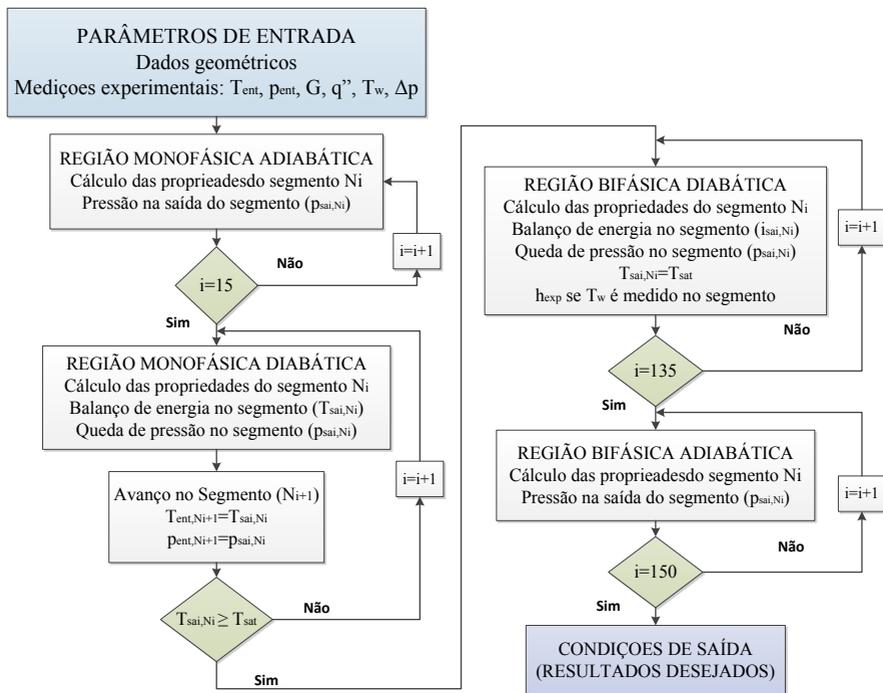


Figura 5.8 - Subrotina do programa desenvolvido no software MATLAB para tratamento dos dados experimentais.

5.5.1. Velocidade mássica média, \bar{G}

A velocidade mássica média nos microcanais, considerando-se que a distribuição de vazão seja uniforme entre os microcanais paralelos, é definida como sendo a razão entre a vazão mássica, \dot{m} , medida pelo fluxímetro mássico de Coriolis e a área interna da seção transversal do microcanal, A_{Tr} , dividida pelo número de canais, N , definidas pelas equações (5.2) e (5.3), respectivamente.

$$\bar{G} = \frac{\dot{m}}{NA_{Tr}} \quad (5.2)$$

$$A_{Tr} = \frac{\pi d_i^2}{4} \quad (5.3)$$

onde d_i representa o diâmetro interno dos microcanais da seção de teste em metros.

5.5.2. Fluxo de calor médio, \bar{q}''

O fluxo de calor médio, \bar{q}'' , aplicado a cada microcanal da seção de teste, considerando-se uma distribuição de calor uniforme sobre toda a placa suporte dos microcanais e, conseqüentemente, sobre os microcanais, é definido pela razão entre a potência elétrica aplicada na seção de teste, P , e a área superficial interna do tubo, A_{aq} , considerando apenas a região aquecida, dividido pelo número de microcanais paralelos, N , conforme Equação (5.4).

$$\bar{q}'' = \frac{P}{NA_{aq}} \quad (5.4)$$

onde:

$$A_{aq} = \pi d_i L_{aq} \quad (5.5)$$

Desta forma, estas aproximações também consideram desprezíveis os gradientes de temperatura e, conseqüentemente, a condução axial nos microcanais. A potência elétrica fornecida, P , é calculada pelo produto entre a tensão e a corrente elétrica fornecidas pela fonte de alimentação P_{wol} , conforme Equação (5.6).

$$P = \frac{V^2}{R} \quad (5.6)$$

onde V e R são respectivamente a diferença de potencial elétrico liberado pela fonte de alimentação, em *Volts*, e a resistividade da resistência aquecedora em *ohms* ("skin heater").

5.5.3. Comprimento de escoamento sub-resfriado, L_{sub}

A distância desde a entrada nos microcanais, comprimento em que o escoamento permanece monofásico e teoricamente subresfriado, aqui chamado de comprimento monofásico, é determinado através da resolução de um processo iterativo, equações (5.7), (5.8) e (5.9). O procedimento consiste na determinação da distância em que o fluido refrigerante alcança a temperatura de saturação. A temperatura de saturação depende da pressão local. Logo, têm-se duas variáveis dependentes que se alteram desde a entrada do fluido no microcanal até o fluido tornar-se saturado, pressão e temperatura locais. A temperatura local do fluido e a pressão de saturação são calculadas a partir das Equações (5.7) e (5.8), respectivamente.

$$T_{f,z} = \frac{\bar{q}^n \pi d_i z}{c_p \bar{G} A_{Tr}} + T_{ent} \quad (5.7)$$

$$p_{sat,z} = p_{ent} - \Delta p_{mono,z} \quad (5.8)$$

$$T_{sat,z} = f(p_{sat,z}) \quad (5.9)$$

O procedimento iterativo consiste em realizar pequenos incrementos ao longo do eixo do microcanal, a partir da entrada, z , até que a temperatura local do fluido, $T_{f,z}$, seja igual à temperatura de saturação no mesmo ponto, $T_{sat,z}$, avaliada na pressão local, $p_{sat,z}$, ou seja $T_{f,z} = T_{sat,z}(p_{sat,z})$. Quando ambas forem iguais teremos assim o ponto onde o fluido passa para o regime saturado, z_{sat} , e conseqüentemente o comprimento do escoamento sub-resfriado, L_{sub} , o qual é definido pela Equação (5.10).

$$L_{sub} = \frac{\bar{G} A_{Tr} [c_p (T_{sat,z} - T_{ent})]}{\bar{q}^n \pi d_i} \quad (5.10)$$

A queda de pressão na região sub-resfriada, $\Delta p_{mon,z}$, é calculada a partir da Equação (3.28) de Darcy-Weisbach, utilizando o fator de atrito definido pela lei de Hagen-Poiseuille, Equação (3.30), para escoamentos laminares, $Re < 2300$ e a correlação de Dittus e Boelter (1985), Equação (3.31), para escoamentos turbulentos, $Re > 2300$. A pressão absoluta na entrada do microcanal, p_{ent} , é determinada pelo transdutor de pressão absoluto, p_{02} , e a temperatura de entrada no microcanal, T_{ent} , é medida por um termopar localizado no plenum de entrada.

5.5.4. Pressão ao longo da região bifásica, $p_{sat,z}$

A determinação da pressão ao longo do comprimento dos microcanais é determinada assumindo que ela possui uma variação linear ao longo da região de escoamento bifásico. Para isso, devemos conhecer a pressão no início da região bifásica, $p_{sat,Lsub}$, e a pressão de saída dos microcanais, p_{sai} . A primeira, $p_{sat,Lsub}$, é determinada através do procedimento iterativo descrito na seção 5.5.3. A segunda, p_{sai} , é obtida subtraindo-se a queda de pressão total nos microcanais, $\Delta p_{tot,exp}$, da pressão de entrada, p_{ent} , conforme Equação (5.11).

$$p_{sai} = p_{ent} - \Delta p_{tot,exp} \quad (5.11)$$

onde $\Delta p_{tot,exp}$ é medido pelo transdutor de pressão diferencial, p_{03} .

Assim, a Equação para se calcular a pressão em um determinado comprimento z dentro da região bifásica, $p_{sat,z}$, dos microcanais é determinada pela Equação (5.12).

$$p_{sat,z} = p_{sai} + \frac{(z - L_{sub})(p_{sat,Lsub} - p_{sai})}{(L_{total} - L_{sub})} \quad (5.12)$$

onde L_{total} é o comprimento total dos microcanais.

5.5.5. Temperatura do fluido na região bifásica, $T_{sat,z}$

A temperatura do fluido numa certa posição z da região bifásica, L_{sat} , dos microcanais é função da sua pressão de saturação local, $p_{sat,z}$, determinada pela Equação (5.12). Logo, a temperatura do fluido na região saturada, $T_{sat,z}$, é determinada pela Equação (5.13), calculada diretamente pelo software de propriedades físicas EES (2009).

$$T_{sat,z} = f(p_{sat,z}) \quad (5.13)$$

5.5.6. Título de vapor, $x_{v,z}$

O vapor na região bifásica é gerado a partir de duas contribuições principais: a primeira devido ao calor que é fornecido diretamente ao sistema e a segunda devido à queda de pressão, que diminui a pressão de saturação do fluido, provocando conseqüentemente alteração da temperatura de saturação e a evaporação do líquido, fenômeno conhecido como “*flashing*”. Assim, a expressão geral de x_v é dada pela Equação (5.14).

$$x_{v,z} = x_{v,flash} + x_{v,\bar{q}''} \quad (5.14)$$

A primeira contribuição, $x_{v,q''}$, é determinada a partir de um balanço térmico de energia entre o ponto de início da região saturada, z_{sat} , e a posição z da região bifásica, determinada pela Equação (5.15).

$$x_{v,\bar{q}''} = (z - L_{sub}) \left(\frac{\bar{q}'' A_S}{A_{Tr} \bar{G} L_{tot} i_{lv}(z)} \right) \quad (5.15)$$

onde $i_{lv}(z)$ é a entalpia de vaporização avaliada no ponto z .

A segunda contribuição, $x_{v,flash}$, é determinada a partir da variação da temperatura de saturação ao longo da região bifásica conforme Equação (5.16).

$$x_{v,flash} = \frac{c_p(z)[T_{sat}(z) - T_{sat}(z_{sat})]}{i_{lv}(z)} \quad (5.16)$$

onde $i_{lv}(z)$ e $c_p(z)$ e $T_{sat}(z)$ são respectivamente a entalpia de vaporização, o calor específico a pressão constante, e a temperatura de saturação do fluido, avaliada na seção transversal distante z , desde o início da seção de teste. Já $T_{sat}(z_{sat})$ representa a temperatura média do líquido no local, distante z_{sat} da entrada da seção de teste, ponto onde ela iguala à temperatura de saturação, correspondente à pressão naquele local.

5.5.7. Coeficiente de transferência de calor bifásico, h_z

O coeficiente de transferência de calor local por ebulição é calculado de acordo com a Equação (5.17).

$$h_z = \frac{\bar{q}''}{T_{w,i}(z) - T_{sat}(z)} \quad (5.17)$$

onde \bar{q}'' é fluxo de calor médio aplicado a cada microcanal, em kW/m^2 , dado pela Equação (5.4); $T_{sat}(z)$ é a temperatura de saturação local na posição z , em $^{\circ}C$, definida pela Equação (5.13) e $T_{w,i}(z)$ é a temperatura interna local da parede no ponto z , em $^{\circ}C$. Ela é estimada através da lei de Fourier, considerando condução unidimensional e superfície externa adiabática com distribuição de calor uniforme na seção de teste, de acordo com a Equação (5.18).

$$T_{w,i}(z) = T_w(z) - \bar{q}'' \frac{w}{k_{sol}} \quad (5.18)$$

onde w , k_{sol} e $T_w(z)$ são respectivamente a distância entre a parede interna do microcanal e a posição do termopar, a condutividade térmica do sólido (cobre) e a temperatura medida pelo termopar no ponto z .

6. Resultados e discussões - Ebulição convectiva em microcanais paralelos

Neste capítulo, são apresentados os resultados da determinação de transferência de calor, da queda de pressão e do ONB obtidos na bancada experimental descrita no Capítulo 4, utilizando os procedimentos descritos no Capítulo 5. Inicialmente, são caracterizadas as condições de teste, e a determinação dos padrões de escoamento utilizando-se, um mapa de padrões de escoamento apresentado no Capítulo 3. Em seguida, é avaliada a influência de vários parâmetros, como: padrão de escoamento bifásico; temperatura de saturação; grau de subresfriamento; fluxo de calor e velocidade mássica, sobre o coeficiente de transferência de calor bifásico com ebulição convectiva. Na sequência, são discutidas as influências do título de vapor, da velocidade mássica, do fluxo de calor e da temperatura de saturação do fluido sobre a queda de pressão bifásica no interior de microcanais. Após, os dados experimentais do coeficiente de transferência de calor para ebulição convectiva no interior de microcanais são confrontados com os valores obtidos por modelos e correlações apresentados na Seção 3.6. Os resultados experimentais para a queda de pressão são então comparados com os determinados a partir de algumas das correlações e modelos apresentados na Seção 3.5. Por fim, os dados experimentais de determinação de ONB são apresentados, onde é realizada uma análise crítica em função dos parâmetros de entrada. Ainda nesta seção, são apresentados, analisados e discutidos também alguns comportamentos distintos encontrados durante a determinação de ONB do R134a em microcanais paralelos.

6.1. Caracterização das condições de teste

Foram obtidos um total de 1160 pontos experimentais para o coeficiente de transferência de calor bifásico e 181 para a queda de pressão bifásica, sem contar outros 47 pontos de determinação de ONB. Os testes experimentais englobam as condições apresentadas na Tabela 6.1.

Para as condições de teste descritas, acima, o menor número de confinamento, Co , determinado a partir da Equação (3.6), foi de 1,01 para o caso com maior pressão absoluta ($p_{ent}=900 \text{ kPa}$). Já o diâmetro de transição, calculado a partir da Equação (3.11), foi de 0,77 e 0,68 mm para as pressões absolutas, na entrada, de 700 kPa e 900 kPa, respectivamente. Adotando o critério do número de confinamento, $Co > 0,5$, o valor

calculado está bem acima deste limite; já para o segundo critério de transição, os valores encontram-se na fronteira entre macro e micro escala.

Em virtude da grande discordância dos vários critérios de transição existentes, das faixas de velocidade mássica e pressão testadas e do fluido de teste utilizado no presente estudo, a fronteira entre macro e microescala foi considerada como sendo de $1,0\text{ mm}$. Esses resultados atestam que nas condições testadas, o escoamento no interior dos microcanais paralelos devem ser influenciados por efeitos de microescala.

Tabela 6.1 - Parâmetros de teste analisados.

Parâmetros	Valores
Velocidade mássica média, G [$\text{kg}/\text{m}^2\text{-s}$]	250; 500; 750 e 1000
Fluxo de calor médio, q'' [kW/m^2]	5,0 - 220
Título de vapor; x_v [-]	0 - 0,89
Pressão de entrada, p_{ent} [kPa]	600; 700 e 900
Temperatura de Saturação, T_{sat} [$^{\circ}\text{C}$]	21,55; 26,7 e 35,5
Grau de Subresfriamento, ΔT_{sub} [$^{\circ}\text{C}$]	1,0; 10,0 e 20,0

Na Figura 6.1 todos os pontos experimentais do presente estudo foram plotados no mapa padrão de escoamentos para microcanais proposto por Revellin e Thome (2007a) apresentado na Seção 3.4.2. Nota-se uma distribuição quase que homogênea dos pontos experimentais entre os três padrões de escoamento de bolhas isoladas (BI), bolhas confinadas (BC) e anular (A).

Alguns pontos chegaram a alcançar a região de secagem, provavelmente para elevados fluxos de calor, onde o fluxo de calor de secagem foi alcançado. ‘

Outros mapas padrões de escoamento bifásico poderiam ter sido utilizados para avaliar o padrão de escoamento nos microcanais, como por exemplo o mapa padrão de escoamentos desenvolvido por Ong e Thome (2011). No entanto, optou-se pelo mapa padrão de escoamentos de Revellin e Thome (2007a) por ele ter sido desenvolvido à partir de uma base de dados que compreende as mesmas situações experimentais utilizados neste estudo.

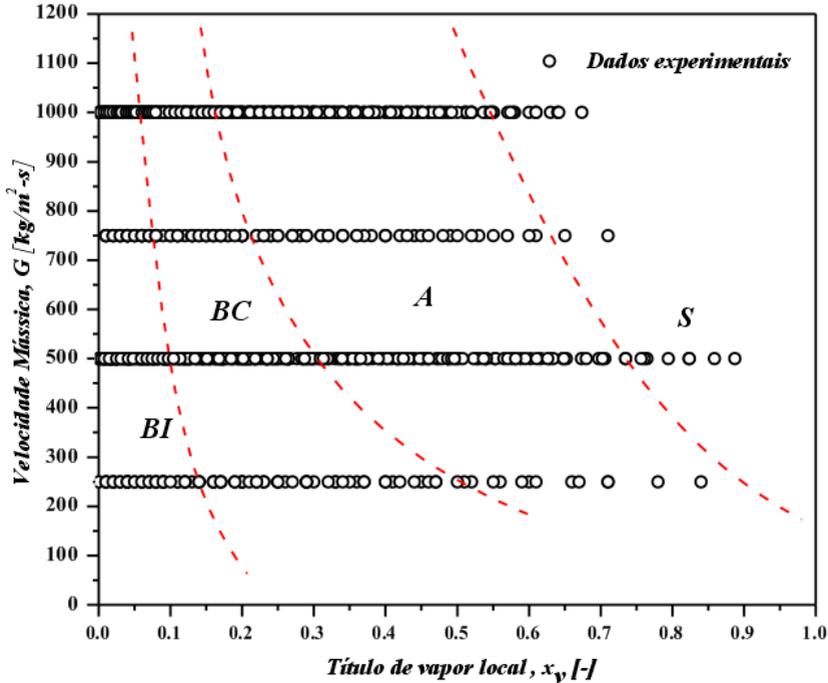


Figura 6.1 - Pontos experimentais plotados no mapa de padrões proposto Revellin e Thome (2007a).

6.2. Resultados de transferência de calor bifásica

6.2.1. Curva de ebulição

A fim de caracterizar a transferência de calor em ebulição dentro dos microcanais, algumas curvas de ebulição foram estabelecidas a partir das medições realizadas na seção de teste. Cada curva de ebulição corresponde a um conjunto de dados, no qual a velocidade mássica é mantida constante e o fluxo de calor é diminuído progressivamente de um valor máximo (neste caso próximo fluxo de calor de secagem) até a um fluxo de calor quase que zero. As curvas de ebulição são apresentadas na Figura 6.2, onde a variação do fluxo de calor médio da superfície interna nos microcanal, q'' , é plotada em função do superaquecimento da parede, ΔT_{sat} .

Na Figura 6.2 são apresentadas as curvas de ebulição avaliadas na posição T_7 da seção de testes, para três valores de velocidade mássica média nos canais: 252; 503 e 1001 kg/m^2s , com pressão média na entrada

de 702 kPa e grau de subresfriamento de 1,1 °C. A análise dos resultados da curva de ebulição mostram a influência do fluxo de calor sobre o superaquecimento da parede, independente da velocidade mássica apresentada. Percebe-se também uma pequena influência da velocidade mássica sobre o superaquecimento da parede para baixos fluxos de calor, entretanto, para fluxos de calor mais elevados, quando estes se aproximam do fluxo de calor de secagem da parede a influência da velocidade mássica torna-se mais evidente atenuando os efeitos do fluxo de calor.

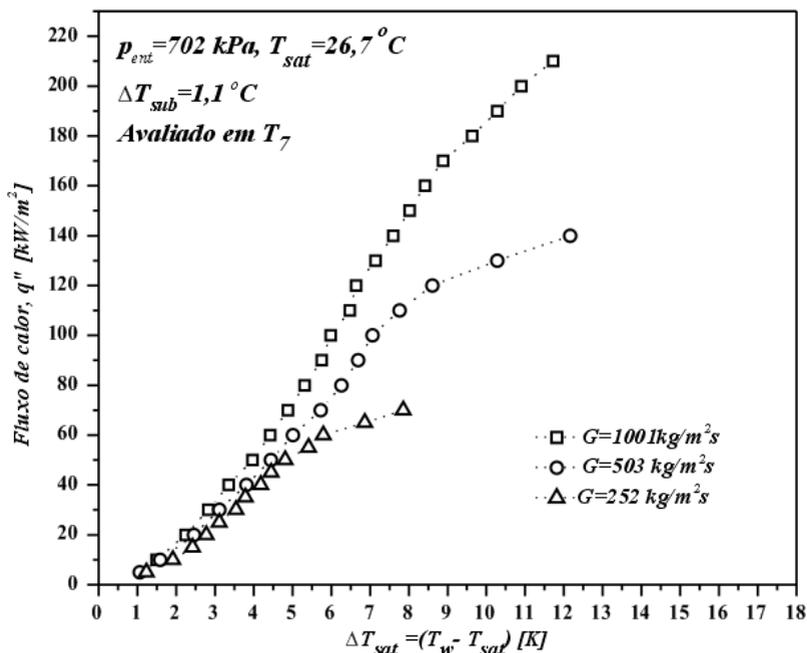


Figura 6.2 - Curvas de ebulição para distintas velocidades mássicas.

6.2.2. Influência do regime de escoamento sobre a transferência de calor

Nas Figuras 6.3, 6.4 e 6.5, são apresentados os resultados experimentais para o coeficiente de transferência de calor local médio com as respectivas barras de incerteza experimental em função do título de vapor para diferentes fluxos de calor, com pressão média na entrada de 702 kPa, e grau e subresfriamento na entrada de 1,1 °C. Os limites de transição do padrão de escoamento previstos pelo mapa padrão de

escoamentos de Revellin e Thome (2007a) também são incorporados aos resultados das Figura 6.3, 6.4 e 6.5.

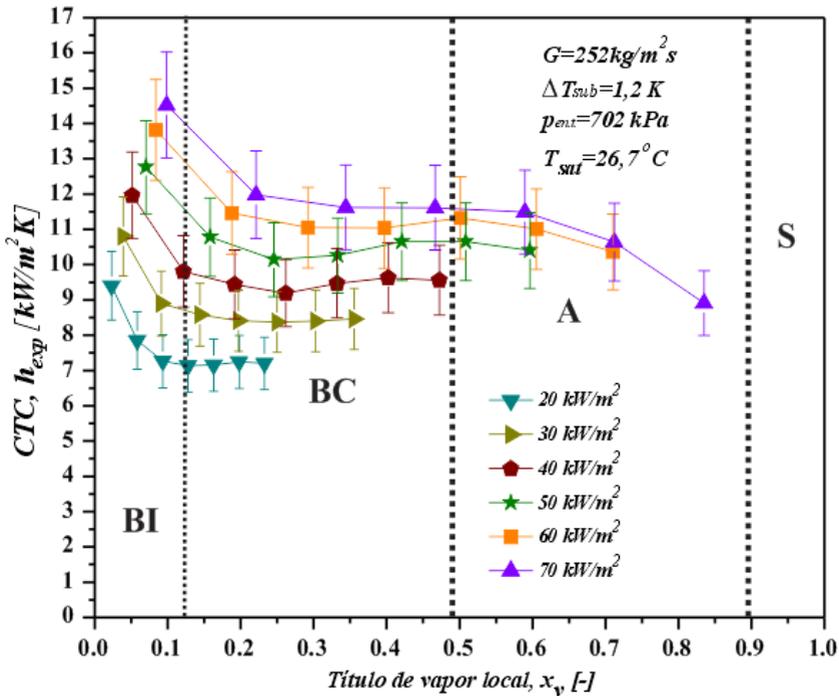


Figura 6.3 - Coeficiente de transferência de calor local médio em função do título de vapor para diferentes fluxos de calor plotados em conjunto com o mapa padrão de escoamento de Revellin e Thome (2007a), $G=252 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$, $p_{\text{ent}}=702 \text{ kPa}$, $\Delta T_{\text{sub}}=1,2^\circ \text{ C}$, $T_{\text{sat}}=26,7^\circ \text{ C}$.

Na Figura 6.3, a influência dos padrões de escoamento sobre o coeficiente de transferência de calor para a velocidade mássica de $252 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ é apresentada. Percebe-se grande influência do padrão de escoamento sobre o coeficiente de transferência de calor para todos os fluxos de calor testados, principalmente a moderados e elevados fluxos de calor. Para baixos títulos de vapor, $0 < x_v < 0,12$, o padrão de escoamento encontrado é o de bolhas isoladas (BI). Neste intervalo o CTC é elevado, e tende a diminuir com o aumento do título de vapor. Este comportamento, diminuição do CTC, está ligado diretamente à mudança do padrão de escoamento de bolhas isoladas (BI) para bolhas confinadas (BC). Esta mudança do padrão de escoamento, de (BI) para (BC), altera os mecanismos de transferência de calor envolvidos durante a mudança de

fase nos microcanais. Quando o padrão de escoamento é o de bolhas isoladas (BI) o mecanismo de transferência de calor é tipicamente governada pela ebulição nucleada. No entanto, quando passa para o padrão de escoamento de bolhas confinadas (BC) a transferência de calor passa a ser governada pela evaporação cíclica da fina película de líquido aprisionada entre a bolha de vapor e a parede do canal, e pelo escoamento de líquido entre duas bolhas consecutivas, caracterizando que o regime de ebulição convectiva é predominante durante a presença deste padrão de escoamento.

Quando o regime de escoamento passa a ser de bolhas confinadas (BC), na Figura 6.3, $0,12 < x_v < 0,49$, o CTC passa a ser praticamente constante com a variação do título de vapor, tendendo a apresentar um ligeiro aumento próximo da região de transição de bolhas confinadas para anular (BC/A) caracterizando uma região de predominância do regime de ebulição convectiva.

Na região anular (A), baseando-se na previsão do mapa de padrões de Revellin e Thome (2007a), que compreende títulos de vapor na faixa de $0,49 < x_v < 0,89$, os dados experimentais apresentados são para elevados fluxos de calor e nesta região o CTC diminui com o aumento do título de vapor para este padrão de escoamento. Essa diminuição do CTC torna-se mais evidente e representativa quando o escoamento se aproxima da região de transição do regime de escoamento anular para secagem (A/S), como pode ser observado para fluxo de calor de 70 kW/m^2 .

Na Figura 6.4, são apresentados os resultados do coeficiente de transferência de calor de forma similar aos apresentados na Figura 6.3, para velocidade mássica de $503 \text{ kg/m}^2\text{s}$. Nesses resultados, em função da velocidade mássica ser superior ao caso da Figura 6.3, as regiões de regime de escoamento de bolhas isoladas (BI) e bolhas confinadas (BC) são menores quando comparadas com a velocidades mássica de $252 \text{ kg/m}^2\text{s}$, conforme pode ser observado na Figura 6.1. Contudo o comportamento do coeficiente de transferência de calor apresentado na região de bolhas confinadas (BI) é semelhante ao encontrado nos resultados para velocidade mássica de $252 \text{ kg/m}^2\text{s}$, com predominância de um CTC mais elevado nesta região em relação aos outros padrões de escoamento. Para fluxos de calor moderados a elevados, $80 < q'' < 140 \text{ kW/m}^2$, na região de bolhas confinadas (BC), o CTC diminui gradativamente até alcançar a região anular (A). Na região anular (A), o CTC permanece quase constante, com uma leve tendência de incremento e posterior diminuição quando o escoamento aproxima-se da linha de transição de anular para secagem (A/S). No entanto, para baixos fluxos de calor, o CTC permaneceu constante neste regime de escoamento,

apresentando comportamento similar ao apresentado na Figura 6.3. Pode-se observar ainda, com o auxílio da Figura 6.1, que a região de secagem (S) aumenta com o aumento da velocidade mássica, ou seja, o título de vapor que representa esta linha de transição diminui com o aumento da velocidade mássica. Para velocidade mássica de $503 \text{ kg/m}^2\text{s}$ esta transição ocorre a um título de vapor de 76%, conforme a linha de transição do mapa de Revellin e Thome (2007a). A estrutura de escoamento de secagem (S) foi alcançada somente para um fluxo de calor de 140 kW/m^2 , onde coeficiente de transferência de calor apresenta um declínio devido a secagem parcial da parede do microcanal, representando o DHF.

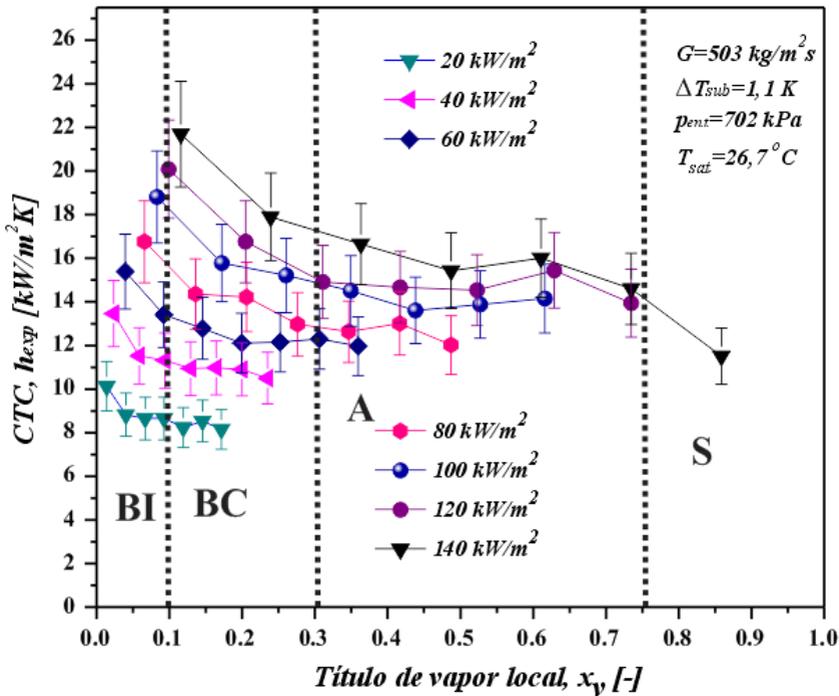


Figura 6.4 - Coeficiente de transferência de calor local médio em função do título de vapor para diferentes fluxos de calor plotados em conjunto com o mapa padrão de escoamento de Revellin e Thome (2007a), $G=503 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $p_{ent}=702 \text{ kPa}$, $\Delta T_{sub}=1,1^\circ\text{C}$, $T_{sat}=26,7^\circ\text{C}$.

Finalizando as análises sobre a influência do regime de escoamento sobre o CTC, a Figura 6.5 mostra os resultados do CTC em função do título de vapor local para velocidade mássica de $1001 \text{ kg/m}^2\text{s}$. Para esta velocidade mássica a maioria dos pontos de CTC analisados

encontram-se na região anular, conforme pode ser observado na Figura 6.1. No entanto, para a região de bolhas isoladas (BI), observou-se a mesma tendência dos resultados apresentados anteriormente, para todos os fluxos de calor testados.

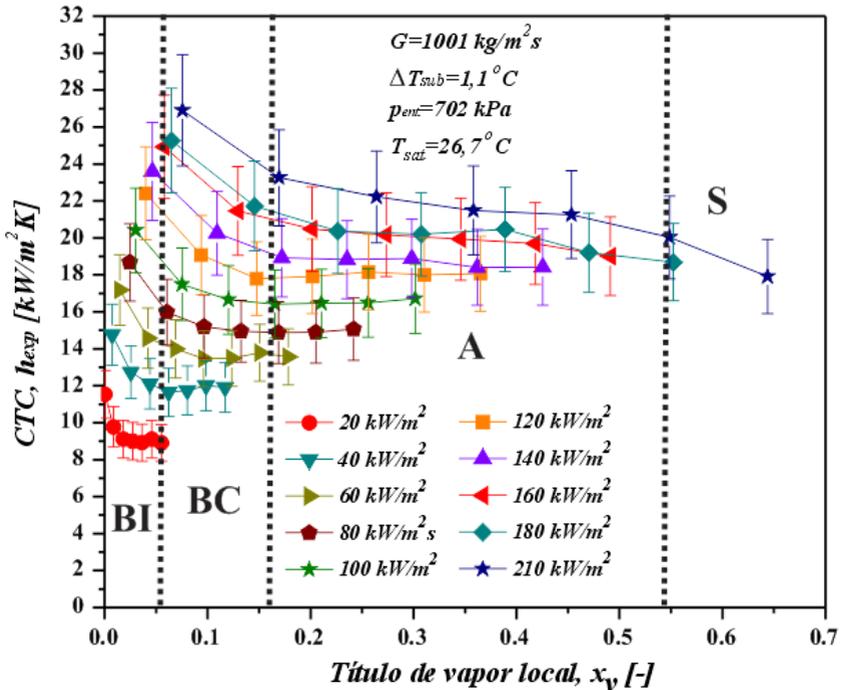


Figura 6.5 - Coeficiente de transferência de calor local médio em função do título de vapor para diferentes fluxos de calor plotados em conjunto com o mapa padrão de escoamento de Revellin e Thome (2007a), $G=1001 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$, $p_{enc}=702 \text{ kPa}$, $\Delta T_{sub}=1,1^\circ \text{C}$, $T_{sat}=26,7^\circ \text{C}$

Para baixos a moderados fluxos de calor, $40 \leq q'' \leq 120 \text{ kW/m}^2$ na região de bolhas confinadas (BC), na Figura 6.5, o CTC apresenta comportamento quase que constante, com uma pequena tendência de inversão de comportamento quando o escoamento se aproxima da região de transição para o regime anular (A), onde ele começa a aumentar com o aumento do título de vapor. Na região anular, para esses fluxos de calor, o CTC mantém essa leve tendência de aumento, preservando o mesmo comportamento para a região anular (A). Já para elevados fluxos de calor, $q'' \geq 140 \text{ kW/m}^2$, o CTC diminui acentuadamente na região de bolhas confinadas (BC), até alcançar a região de regime anular (A), onde

mantém-se quase que constante, com leve tendência de diminuição, até aproximar-se da região de transição de anular para secagem (A/S), que nesse caso foi de 54 %. Somente três pontos de CTC foram observados na região de secagem, no entanto, dois bem próximos da linha de transição, e um outro já dentro da região de secagem. Para o ponto de CTC do fluxo de 210 kW/m^2 , na região de secagem (S), pode-se observar que o CTC já é afetado pela secagem parcial da parede do micro-canal, e tende a diminuir.

Os resultados apresentados acima, Figuras 6.3, 6.4 e 6.5 indicam que o CTC tem forte influência do regime de escoamento durante a ebulição em microcanais, em virtude da presença de diferentes mecanismos de transferência de calor em cada regime de escoamento verificado nos microcanais. Por exemplo, na região de bolhas isoladas (BI) podemos concluir que o regime de ebulição nucleada é predominante, devido a ocorrência da nucleação. Entretanto, nas regiões de regime de escoamento de bolhas confinadas (BC) e anular (A) percebe-se que o regime de ebulição convectiva é predominante, mas não deixando de ser influenciada pelo fluxo de calor, devido principalmente à evaporação da fina película de líquido que se forma entre a fase de vapor e a parede do microcanal para estes regimes de escoamento. Além disso, em cada regime de escoamento há outros fatores que entram em jogo, e que podem apresentar influência sobre o CTC, como o fluxo de calor e velocidade mássica, rugosidade da parede, pressão de saturação, etc.

6.2.3. Influência do fluxo de calor sobre a transferência de calor

A Figura 6.6 ilustra o efeito do fluxo de calor na ebulição convectiva do R134a no interior dos microcanais para velocidade mássica de $750 \text{ kg/m}^2\text{s}$ com pressão média na entrada da seção de testes de 702 kPa e grau de subresfriamento constante de $1,1 \text{ }^\circ\text{C}$. Este mesmo efeito também pode ser verificado nas Figuras 6.3, 6.4 e 6.5.

A partir da análise dos resultados, percebe-se que o CTC eleva-se com o aumento do fluxo de calor, independentemente da velocidade mássica empregada. Entretanto, esse comportamento apresentado nos microcanais difere completamente do observado em macroescala, onde o CTC aumenta com o incremento do fluxo de calor apenas em condições de baixas velocidades mássicas e baixos títulos de vapor, conforme observado por Collier e Thome (1996) e Thome (2007). Como já mencionado na Seção 3.6.2, vários autores indicam que este comportamento está relacionado com o fato de a ebulição nucleada ser o

mecanismo dominante na transferência de calor durante a ebulição em microcanais, sendo esta independente do título de vapor, padrão de escoamento encontrado e velocidade mássica. Como já observado na seção anterior, essa é uma interpretação incorreta, na qual associa o processo de evaporação em microcanais com dependência do fluxo de calor com a predominância do mecanismo de ebulição nucleada. Alguns trabalhos como os de Jacobi e Thome (2002) e Thome (2004b) para escoamentos intermitentes e também o de Qu e Mudawar (2003a), desenvolvido para escoamentos anulares, interpretam de forma diferente.

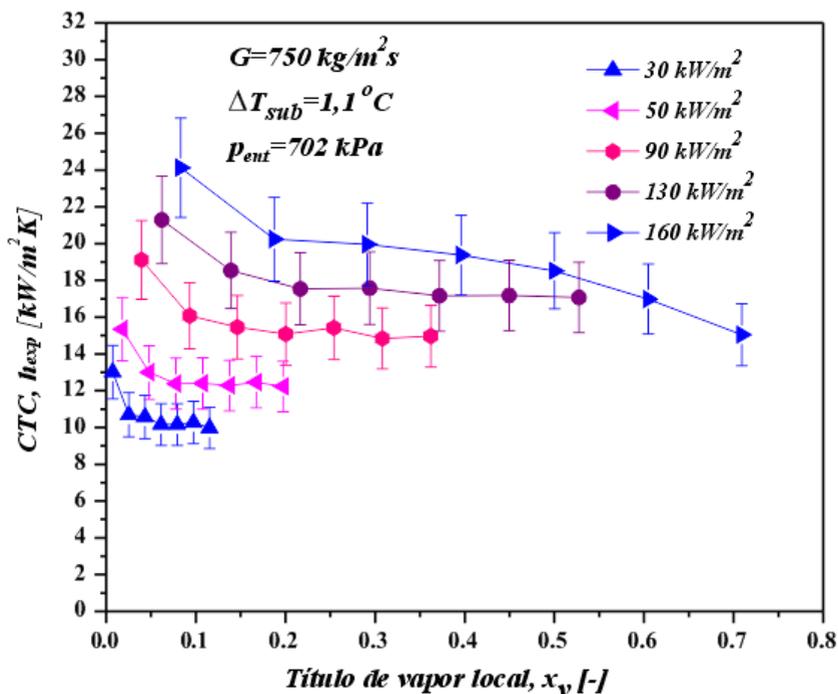


Figura 6.6 - Coeficiente de transferência de calor local médio em função do título de vapor para diferentes fluxos de calor, $G=750 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $p_{ent}=702 \text{ kPa}$, $\Delta T_{sub}=1,1^\circ\text{C}$, $T_{sat}=26,7^\circ\text{C}$.

De acordo com esses trabalhos, a evaporação do filme de líquido, presente nestes regimes de escoamento, pode também resultar no aumento do CTC devido ao acréscimo do fluxo de calor imposto. Ou seja, o mecanismo de transferência de calor dominante deve ser interpretado através de uma análise mais apurada, e que englobe também o regime de escoamento presente, da mesma forma que foi realizado na seção anterior.

6.2.4. Influência da velocidade mássica sobre a transferência de calor

As Figuras 6.7 e 6.8 mostram o efeito da velocidade mássica sobre o CTC, para fluxos de calor de 60 e 120 kW/m^2 , respectivamente. De acordo com essas figuras, para baixos títulos de vapor o CTC é pouco afetado pela variação da velocidade mássica. Conforme o título de vapor aumenta e consequentemente o regime de escoamento se altera, passando de um escoamento de bolhas isoladas para um escoamento intermitente e posteriormente anular, fica evidente o aumento do CTC com o incremento da velocidade mássica, independente do fluxo de calor aplicado.

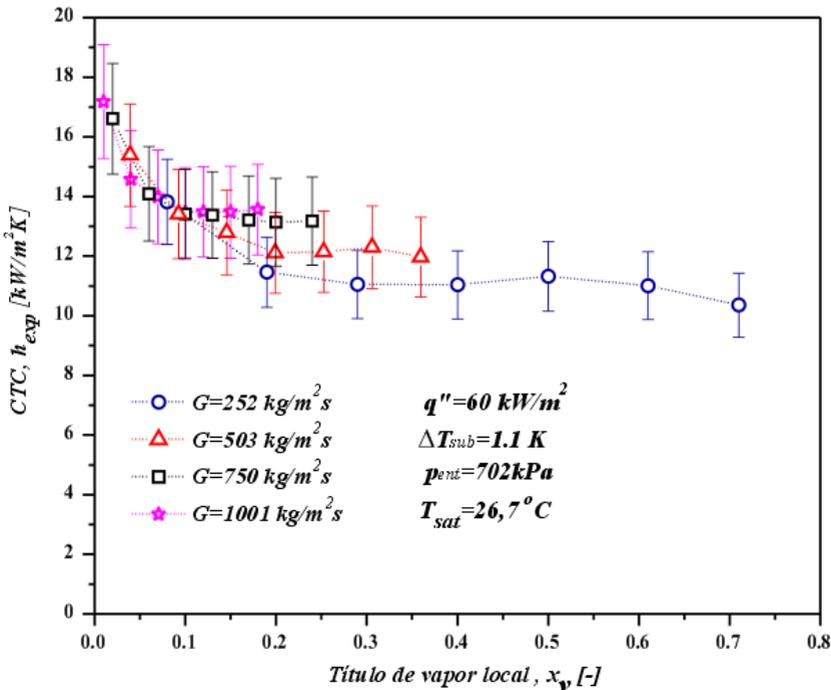


Figura 6.7 - Variação do coeficiente de transferência de calor local médio em função do título de vapor local, avaliando a influência da velocidade mássica, $q''=60 \text{ kW/m}^2$, $p_{ent}=702 \text{ kPa}$, $\Delta T_{sub}=1,1^\circ \text{ C}$, $T_{sat}=26,7^\circ \text{ C}$.

Este comportamento pode ser explicado em função do aumento da velocidade do líquido e do vapor para velocidades mássicas mais elevadas. Além do mais, quanto maiores forem as velocidades do líquido e do vapor, respectivamente, na película de líquido e no núcleo de vapor, no caso de um escoamento anular ou intermitente, um maior nível de

turbulência do escoamento bifásico é alcançado. Logo, intensificando a convecção do escoamento de vapor sobre a película de líquido, esta resulta na intensificação da evaporação da fase líquida, entre a interface das fases de líquido e vapor, resultando em maiores CTCs. Portanto, maiores velocidades mássicas proporcionam a intensificação do CTC quando os regimes de escoamento são anular ou intermitente, independente do fluxo de calor aplicado.

As características observadas do CTC para baixos títulos de vapor independente da velocidade mássica são semelhantes às encontradas na ebulição convectiva em canais convencionais, e pode ser interpretada como uma evidência de que o CTC nesta região é dominada pela ebulição nucleada e que são pouco sensíveis à velocidade mássica do escoamento.

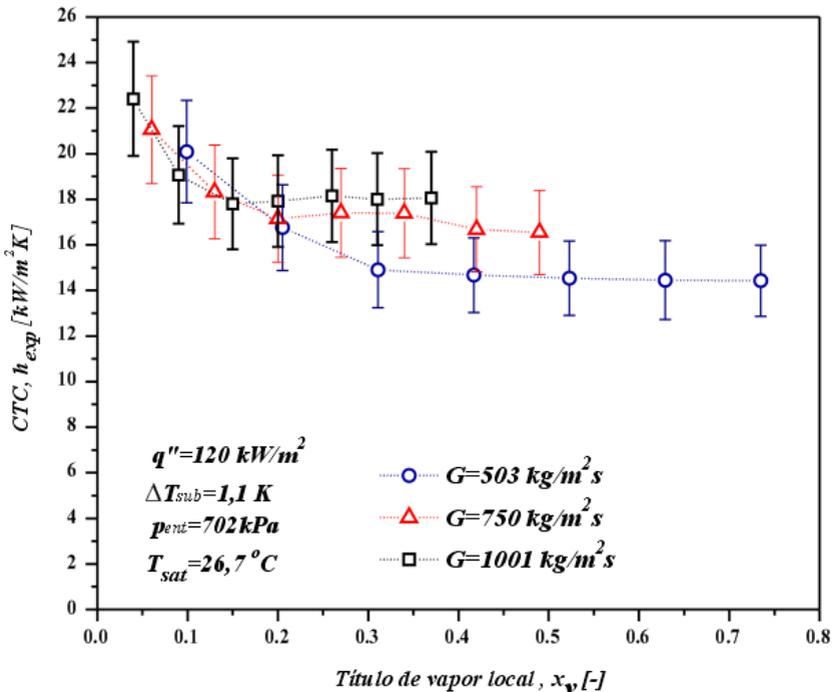


Figura 6.8 - Variação do coeficiente de transferência de calor local médio em função do título de vapor local, avaliando a influência da velocidade mássica, $q'' = 120 \text{ kW/m}^2$, $p_{ent} = 702 \text{ kPa}$, $\Delta T_{sub} = 1,1^\circ \text{C}$, $T_{sat} = 26,7^\circ \text{C}$.

6.2.5. Influência do grau de subresfriamento sobre a transferência de calor

As Figuras 6.9 e 6.10 apresentam o efeito do grau de subresfriamento na entrada dos microcanais paralelos sobre o CTC para duas velocidades mássicas distintas, considerando três graus de subresfriamento, e dois fluxos de calor, sendo um caso com o fluido quase saturado, $\Delta T_{sub}=1,1^{\circ}C$, e outros dois com moderado e alto grau de subresfriamento, $\Delta T_{sub}=10^{\circ}C$ e $20^{\circ}C$, respectivamente.

Na Figura 6.9 com velocidade mássica de $252 \text{ kg/m}^2\text{s}$, o efeito do grau de subresfriamento é verificado para os fluxos de calor de 40 e 70 kW/m^2 . Já na Figura 6.10, o mesmo efeito é verificado para velocidade mássica de $503 \text{ kg/m}^2\text{s}$ com fluxos de calor de 80 e 120 kW/m^2 .

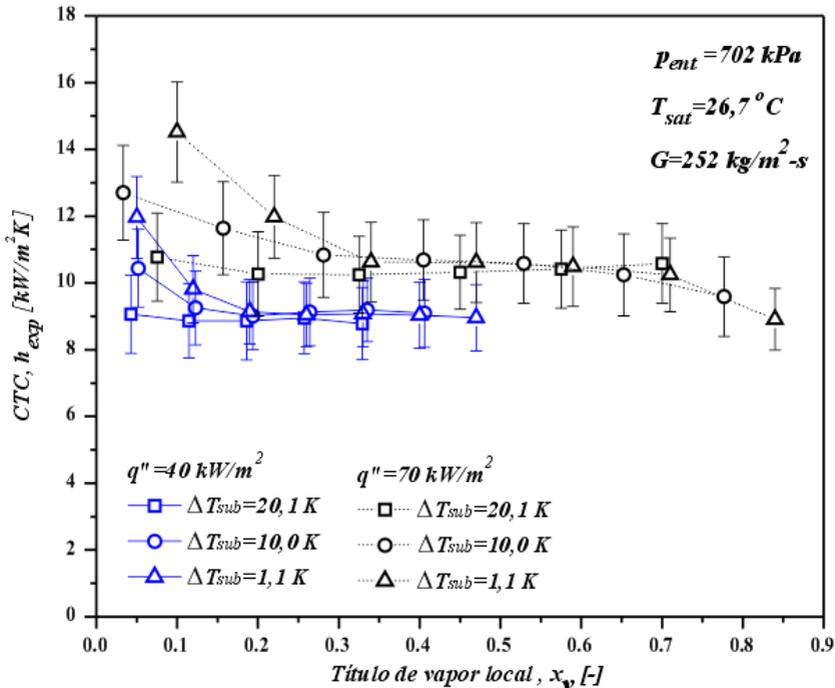


Figura 6.9 - Variação do coeficiente de transferência de calor local médio em função do título de vapor local, avaliando a influência do grau de subresfriamento na entrada, $G=252 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q''=40$ e 70 kW/m^2 , $p_{ent}=702 \text{ kPa}$, $T_{sat}=26,7^{\circ}C$.

Observando os resultados verifica-se que o CTC é mais influenciado pelo grau de subresfriamento a baixos títulos de vapor. Para

graus de subresfriamento mais elevados o CTC tende a diminuir, independente do fluxo de calor aplicado. Conforme o título de vapor aumenta esta diferença inicial no CTC devido ao grau de subresfriamento é atenuada, com uma tendência a quase se igualarem depois de certo título de vapor ou posição do canal.

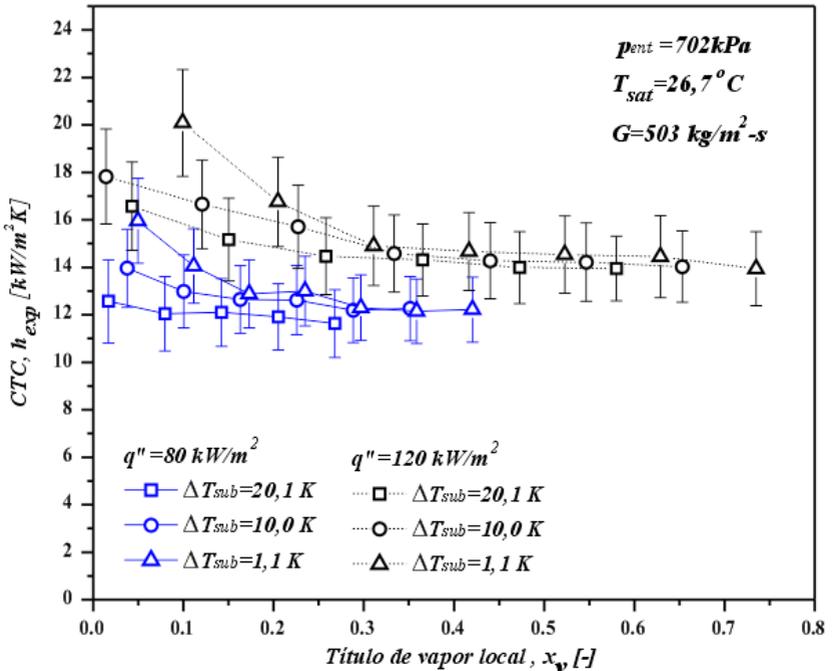


Figura 6.10 - Variação do coeficiente de transferência de calor local médio em função do título de vapor local, avaliando a influência do grau de subresfriamento na entrada, $G = 503 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$, $q'' = 80$ e 120 kW/m^2 , $p_{ent} = 702 \text{ kPa}$, $T_{sat} = 26,7^\circ \text{C}$.

Independente da velocidade mássica observada, Figuras 6.9 e 6.10, o comportamento do CTC em função do grau de subresfriamento foi o mesmo. A explicação mais plausível para o comportamento observado é que para elevados graus de subresfriamento, quando o processo de nucleação ocorre no início do canal e a baixos títulos de vapor, o fluido no centro do microcanal ainda pode estar sub-resfriado, devido ao perfil parabólico de distribuição de temperatura do escoamento em uma seção transversal do microcanal (escoamento laminar). Esse perfil de temperatura faz com que a ebulição nucleada ocorra de forma incipiente. Conforme o título de vapor vai aumentando, todo o fluido passa a estar

saturado, e assim apresenta um comportamento similar àquele de baixos graus de subresfriamento ou quase saturados.

Outras observações importantes verificadas com o aumento do grau de subresfriamento para uma mesma condição de entrada foram: o aumento do fluxo de calor de secagem (DHF) e a diminuição do comprimento da região bifásica nos microcanais (L_{sat}) e conseqüentemente o aumento da região monofásica (L_{sub}), conforme podemos observar na Figura 5.7 e Equação (5.10).

6.2.6. Influência da temperatura de saturação sobre a transferência de calor

O efeito da pressão de entrada e conseqüentemente da temperatura de saturação sobre CTC é representado na Figura 6.11.

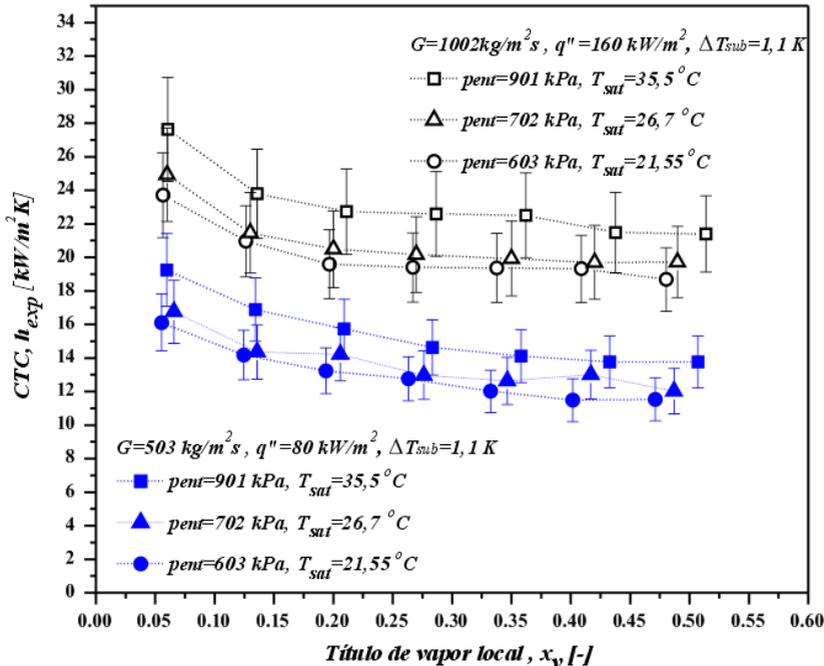


Figura 6.11 - Variação do coeficiente de transferência de calor local médio em função do título de vapor local, avaliando a influência da temperatura de saturação, $G=1002 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$, $q''=160 \text{ kW/m}^2$, $\Delta T_{sub}=1,1^\circ\text{C}$ e $G=503 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$, $q''=80 \text{ kW/m}^2$, $\Delta T_{sub}=1,1^\circ\text{C}$.

Os testes foram realizados com velocidades mássicas constantes de 503 e 1001 $\text{kg/m}^2 \text{ s}$ e fluxos de calor de 80 e 160 kW/m^2 respectivamente,

onde os três valores de pressão médias na entrada testadas foram 603, 702, e 901 kPa, o que corresponde a temperaturas de saturação de 21,6; 26,7 e 35,5 °C.

Para ambos os casos analisados o CTC aumentou com o aumento progressivo da pressão de entrada e, conseqüentemente, com o aumento da temperatura de saturação. Esse aumento no CTC fica mais evidente quando comparamos os resultados para pressão de entrada de 901 kPa com com os resultados de 702 e 603 kPa. O efeito da pressão de entrada sobre o CTC foi o mesmo independente da velocidade mássica testada e título de vapor.

Na Figura 6.12 é mostrado o efeito da pressão de entrada com a variação do fluxo de calor sobre o CTC avaliados no centro da seção de teste, T_4 , para uma velocidade mássica de $1001 \text{ kg/m}^2\text{s}$ e $\Delta T_{sub}=1,1^\circ\text{C}$.

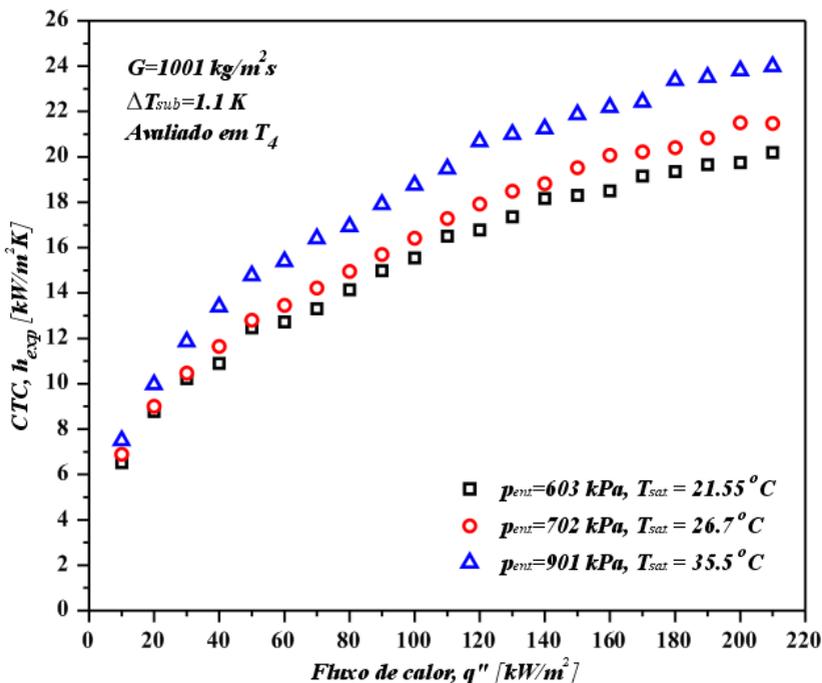


Figura 6.12 - Verificação da variação do efeito de pressão de entrada e temperatura de saturação em função do fluxo de calor avaliados em T_4 , $G=1001 \text{ kg/m}^2\text{s}$; $\Delta T_{sub}=1,1^\circ\text{C}$.

Analisando os resultados pode-se perceber que, com o aumento do fluxo de calor, os efeitos de pressão de entrada são mais evidentes e

tornam-se mais relevantes. Logo, o fluxo de calor é um fator importante na determinação dos efeitos de pressão de entrada e consequentemente temperatura de saturação sobre o CTC.

Este comportamento apresentado aqui é similar qualitativamente aos observados durante a ebulição convectiva em macrocanais. Existem algumas interpretações publicadas na literatura que tentam explicar os comportamentos apresentados nas Figuras 6.11 e 6.12. A primeira é que maiores pressões e temperaturas de saturação conduzem a menores tensões superficiais. Logo, a formação de vapor no processo de ebulição indica que uma superfície com menor tensão superficial pode proporcionar um coeficiente de transferência de calor mais elevado, conforme menciona Ribatski et al. (2006).

Outra interpretação plausível é que com o aumento da pressão de saturação o diâmetro da bolha diminui. Como consequência, a frequência de geração e partida da bolha também aumenta com o aumento da pressão, conforme Sharma et al. (1996). Portanto, o crescimento da bolha e seu desprendimento da parede do tubo torna-se mais rápido a valores mais elevados de pressão para um mesmo fluxo de calor. Na ebulição nucleada, a agitação do meio, ou turbulência local, causada pelo crescimento e desprendimento das bolhas da parede contribuem significativamente para o aumento da taxa de transferência de calor, conforme mencionado por Huo et al. (2007). Além disso, o efeito da pressão sobre o calor latente de vaporização e densidade do líquido podem também ser causas adicionais para aumentar o coeficiente de transferência de calor.

Apesar de verificarmos que o aumento da pressão de saturação intensifica a transferência de calor e consequentemente diminui o superaquecimento da parede, ($\Delta T_{sup} = T_w - T_{sat}$), vale ressaltar que este aumento da pressão resulta no aumento da temperatura de saturação do fluido, T_{sat} , tendo como consequência o aumento da temperatura média da parede, T_w . Resumindo, apesar do aumento do CTC para pressões de saturação mais elevadas, ela deve aumentar a temperatura média nas paredes dos microcanais, T_w , em virtude do aumento de T_{sat} .

6.2.7. Avaliação dos resultados experimentais do coeficiente de transferência de calor com modelos e correlações

Os modelos e correlações de previsão do CTC foram avaliados por meio de dois parâmetros estatísticos distintos, a incerteza média

absoluta, IAM, calculada a partir da Equação (6.1) e o percentual de dados dentro de uma faixa de desvio de $\pm 30\%$ e $\pm 20\%$, PDF.

$$IAM [\%] = \sum_i^n \frac{|h_{correl,i} - h_{exp,i}|}{h_{exp,i}} \cdot 100 \quad (6.1)$$

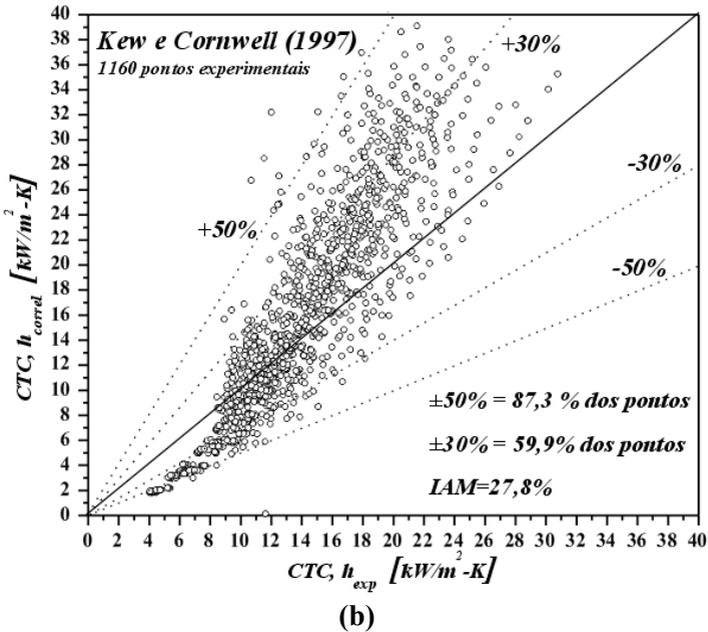
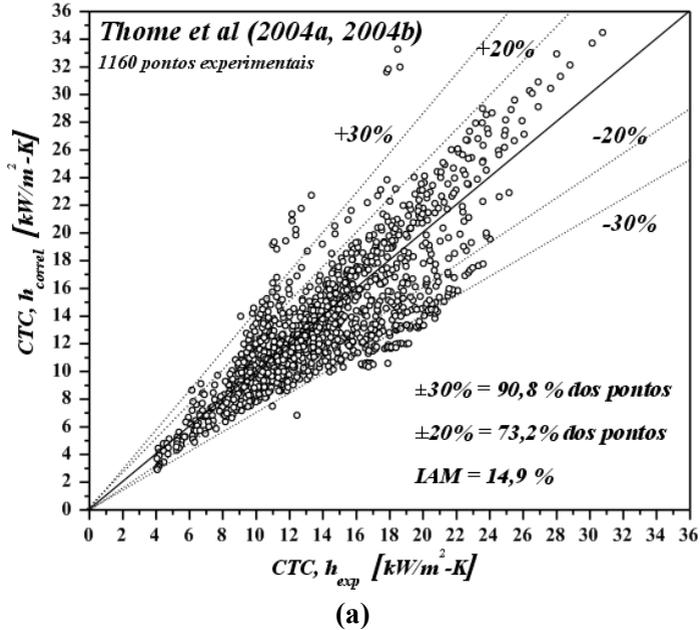
$h_{exp,i}$ e $h_{correl,i}$ representam os valores dos coeficientes de transferência de calor obtidos experimentalmente e calculados por meio de correlações, respectivamente.

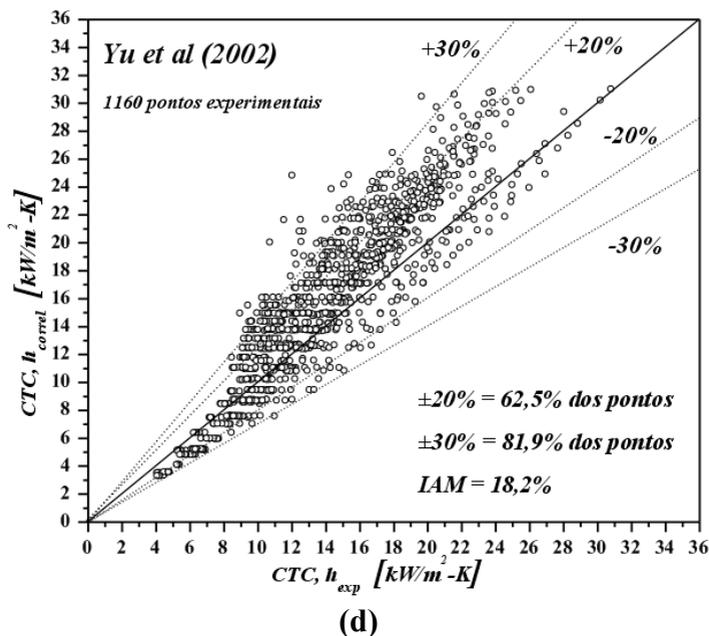
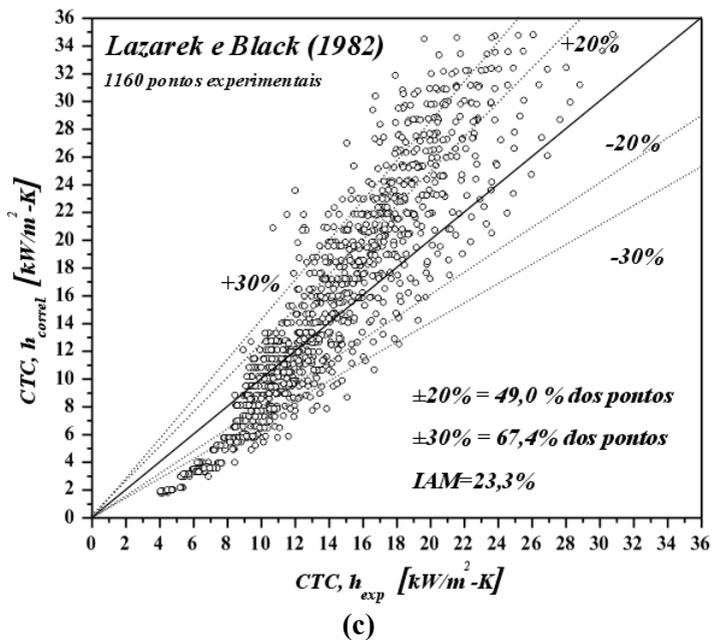
A Tabela 6.2 resume os resultados estatísticos das comparações envolvendo a totalidade do banco de dados. Nela são apresentados a IAM e o percentual de pontos dentro das faixas de desvio $\pm 30\%$ e $\pm 20\%$.

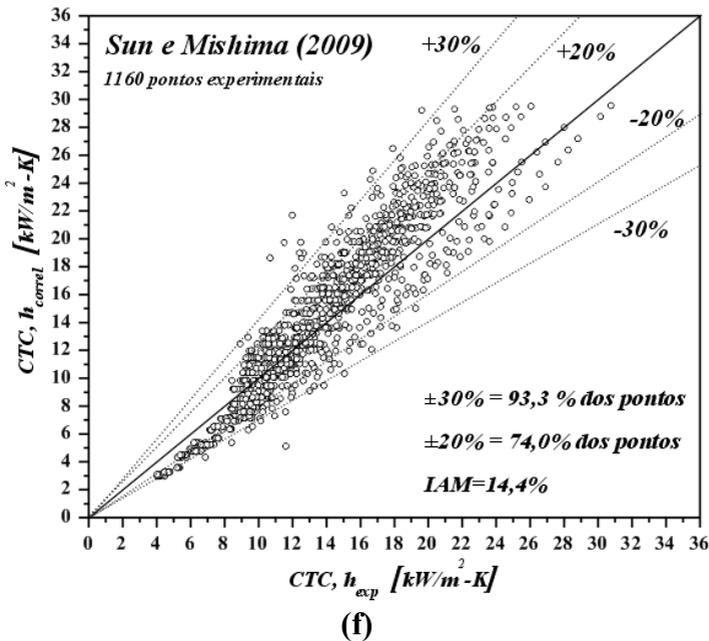
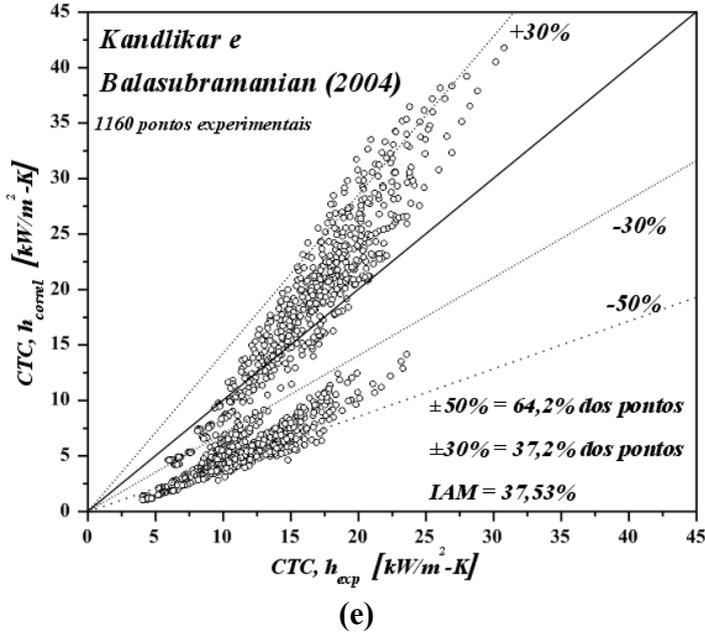
Tabela 6.2 - Resultados estatísticos da comparação dos resultados experimentais do CTC do presente estudo com os fornecidos pelos modelos e correlações.

Correlação e modelos	IAM	PDF ($\pm 30\%$)	PDF ($\pm 20\%$)
Lazarek e Black (1982)	23,2 %	67,4 %	49,0 %
Kandlikar e Balasubramanian (2004)	37,53 %	37,2 %	-
Sun e Mishima (2009)	14,4 %	93,3 %	74,9 %
Kew e Cornwell (1997)	27,8 %	59,9 %	-
Thome et al. (2004)	14,9 %	90,8 %	73,2 %
Tran et al. (1996)	48,4 %	3,5 %	-
Yu et al. (2002)	18,2 %	81,9 %	62,5 %

De acordo com a Tabela 6.2, a correlação de Sun e Mishima (2009) foi a que melhor previu os resultados experimentais, com um IAM de 14,4 % e com 93,3 % dos seus resultados dentro da faixa de $\pm 30\%$.







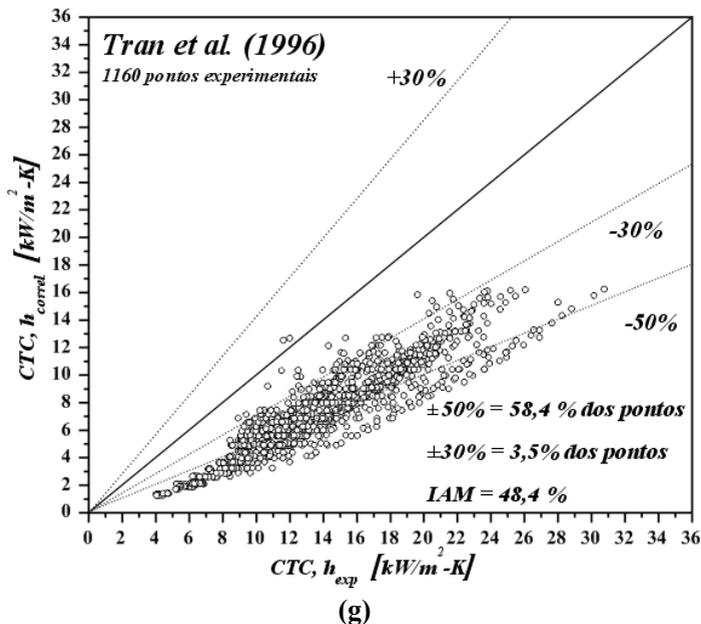


Figura 6.13 - Comparação dos resultados experimentais para a transferência de calor com modelos da literatura.

A correlação desenvolvida por Sun e Mishima (2009) baseia-se na correlação Lazarek e Black (1982) incorporando efeitos de um grande banco de dados em que estão incluídos testes em mini e microcanais com grande presença de testes com R134a.

O modelo de Thome et al. (2004) foi o que apresentou o segundo menor *IAM* entre as correlações verificadas. O modelo também previu muito bem os resultados experimentais com *IAM* de 14,9 % e 90,8 % do pontos dentro da faixa de $\pm 30\%$.

Nas Figuras 6.13 de (a) a (g) todos os 1160 pontos experimentais do coeficiente de transferência de calor são confrontados com os valores determinados a partir dos sete modelos e correlações citados acima. Em cada uma das figuras as regiões de desvio de $\pm 30\%$ e $\pm 20\%$ são delimitadas, ou para regiões de desvio maiores, quando for o caso. O valor do *IAM* bem como os valores do PDF também são informados nas figuras.

Entre as correlações testadas, outras duas correlações também se destacaram na previsão do CTC apresentando *IAM* inferior a 25 %, são elas: Yu et al. (2002) e Lazarek e Black (1982), apesar de ambas terem sido desenvolvidas a partir de bases de dados que não incluíram resultados

de CTC com R134a, e para canais com diâmetro superiores aos testados no presente estudo.

A correlação de Kandlikar and Balasubramanian (2004) apesar de ter sido desenvolvida a partir de uma grande base de dados, na qual incluía o R134a e uma vasta faixa de diâmetros na qual estava incluso o diâmetro do presente estudo, não apresentou boa concordância com os resultados experimentais, com desvio de 37,53 %.

A correlação de Kew e Cornwell (1997) a qual foi desenvolvida à partir dos resultados do R141b para diâmetros na faixa de 1,39 a 3,69 mm também não obteve uma boa previsão dos resultado experimentais, apresentando desvio de 27,8 %.

Além da análise estatística é também importante verificar as principais tendências apresentadas pelos modelos e correlações de previsão. Pensando nisso, nas Figuras 6.14, 6.15 e 6.16, os resultados experimentais do CTC para o R134a, na seção de testes do presente estudo, são plotados em função do título de vapor em conjunto com os valores dos modelos e correlações de previsão para três situações de velocidade mássica e fluxo de calor distintas.

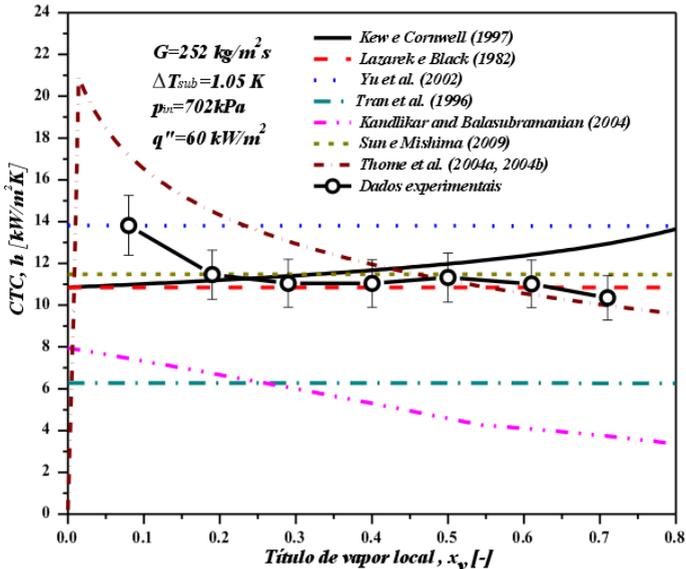


Figura 6.14 - Resultados experimentais e das correlações testadas em função do título de vapor, $G=252 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$; $p_{\text{ent}}=702 \text{ kPa}$; $\Delta T_{\text{sub}}=1,05 \text{ }^\circ\text{C}$ e $q''=60 \text{ kW/m}^2$.

Analisando as Figuras 6.14, 6.15 e 6.16 em conjunto percebe-se que apesar da correlação de Sun e Mishima (2009) apresentar o menor valor de IAM ela não acompanha as tendências dos resultados experimentais. Em contrapartida, a correlação de Kandlikar e Balasubramanian (2004) apesar de não apresentar boa concordância com os resultados experimentais apresentou tendências parecidas com os resultados alcançados, independente das condições testadas. Já o modelo de três fases de Thome et al. (2004), que baseia-se na transferência de calor por convecção no regime de bolha confinada, sem qualquer contribuição de ebulição nucleada também representou bem a tendência de todos os resultados experimentais, apesar de o autor mencionar que o mesmo deve ser utilizado somente no regime de escoamento para o qual foi desenvolvido. No entanto, verificou-se que ele fornece satisfatórias previsões podendo se estender para o regime de escoamento anular, tal como mencionado pelos estudos realizados por Chen et al. (2006).

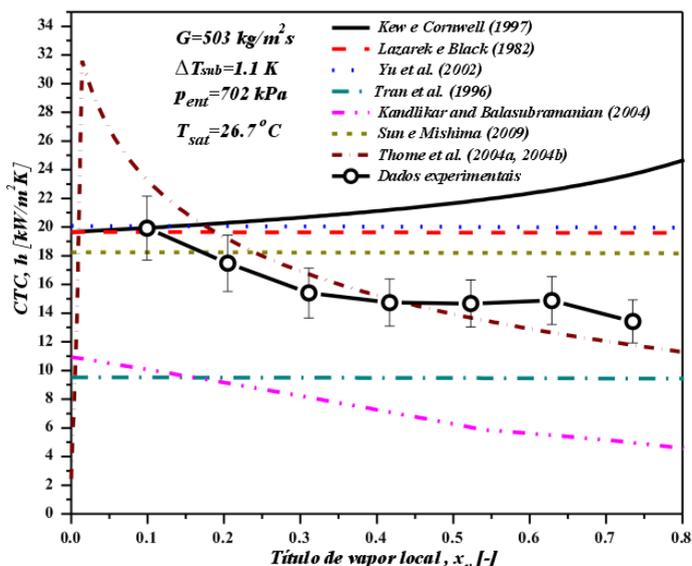


Figura 6.15 - Resultados experimentais e das correlações testadas em função do título de vapor, $G=503 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$; $p_{ent}=702 \text{ kPa}$; $\Delta T_{sub}=1,1^\circ \text{ C}$ e $q''=120 \text{ kW/m}^2$.

No entanto, de uma maneira geral, nenhuma correlação ou modelo interpreta corretamente os resultados experimentais como um todo. Quanto da aplicabilidade das correlações podemos dizer que elas podem funcionar, ou seja, correlacionar bem os seus resultados quando forem aplicadas para situações similares ao banco de dados do qual elas

foram geradas. Já os modelos, prediseem bem os resultados para as situações as quais eles foram formulados, ou seja, para o padrão de escoamento ao qual o modelo foi desenvolvido. Logo, percebe-se que o método de predição do CTC ideal para ebulição em microcanais seria aquele que englobe o padrão de escoamento e o modelo do CTC que o represente.

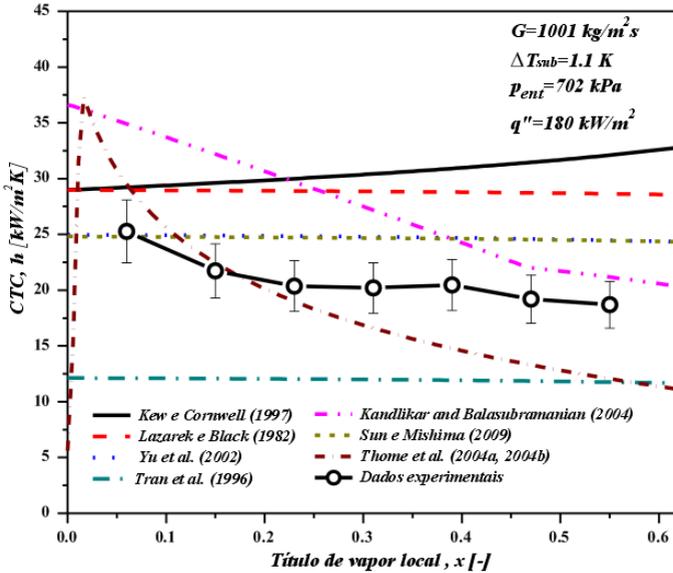


Figura 6.16 - Resultados experimentais e das correlações testadas em função do título de vapor, $G=1001 \text{ kg/m}^2\text{s}$; $p_{ent}=702 \text{ kPa}$; $\Delta T_{sub}=1,1 \text{ }^\circ\text{C}$ e $q''=180 \text{ kW/m}^2$.

6.3. Resultados de queda de pressão bifásica

Nesta seção, os resultados experimentais da queda de pressão do escoamento bifásico serão analisados. Inicialmente, é feita a comparação entre dois métodos distintos de determinação experimental da queda de pressão do escoamento bifásico nos microcanais, mostrada na Figura 6.17.

Na Figura 6.17, para $G=1001 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $p_{ent}=702 \text{ kPa}$, $\Delta T_{sub}=1,1 \text{ }^\circ\text{C}$ e com fluxo de calor variando de 10 a 210 kW/m^2 , a queda de pressão experimental medida diretamente pelo transdutor diferencial $p03$ é comparada com aquela determinada indiretamente através da pressão absoluta de entrada, medida pelo transdutor diferencial $p01$, subtraída da pressão de saturação na saída do canal, avaliada através da temperatura de saturação na saída, T_{sai} .

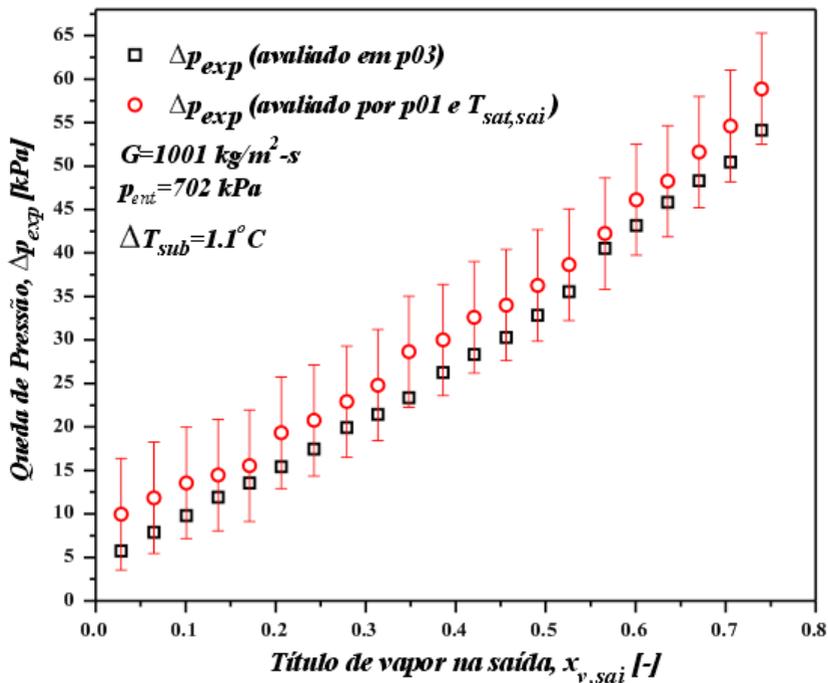


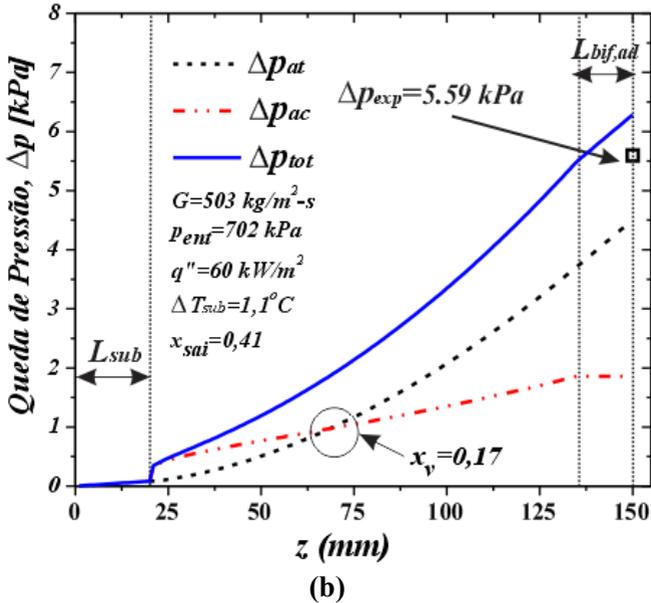
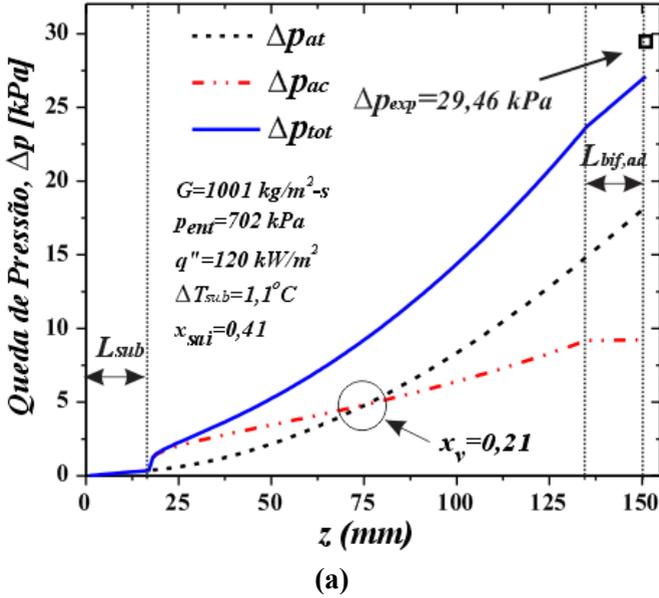
Figura 6.17 - Comparação dos dados experimentais avaliados através do transdutor diferencial $p03$ e através da pressão absoluta de entrada, $p01$, e pressão de saturação na saída.

Analisando os resultados conclui-se que ambos os métodos de avaliação experimental apresentam resultados semelhantes. No entanto a queda de pressão medida através do transdutor de pressão diferencial, $p03$, apresenta uma incerteza de medição bem menor do que aquela presente no outro método, $0,1\%$ do fundo de escala, o qual corresponde à $0,1 \text{ kPa}$, conforme Tabela 4.5. Logo todos os resultados de queda de pressão bifásica serão verificados através das medições realizadas com o transdutor diferencial $p03$.

6.3.1. Análise de cada componente de queda de pressão

Nas Figuras 6.18 (a), (b), (c) e (d), Δp_{tot} e os dois componentes de queda de pressão, Δp_{at} e Δp_{ac} , são plotados em função do comprimento do microcanal. Na região monofásica, L_{sub} , a queda de pressão por atrito, Δp_{at} , é calculada utilizando a correlação de Blasius (1913), Equação (3.32). Já na região bifásica a queda de pressão por atrito, Δp_{at} , é calculada

a partir do modelo homogêneo, Equação (3.39), e a parcela de queda de pressão por aceleração do escoamento, Δp_{ac} , a partir da Equação (3.37).



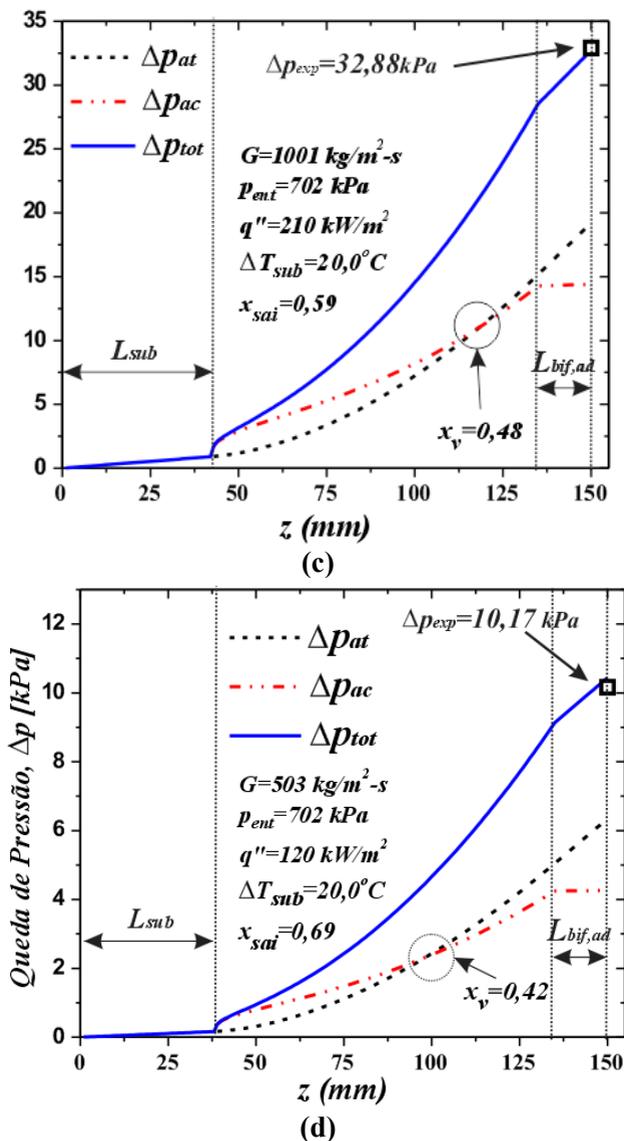
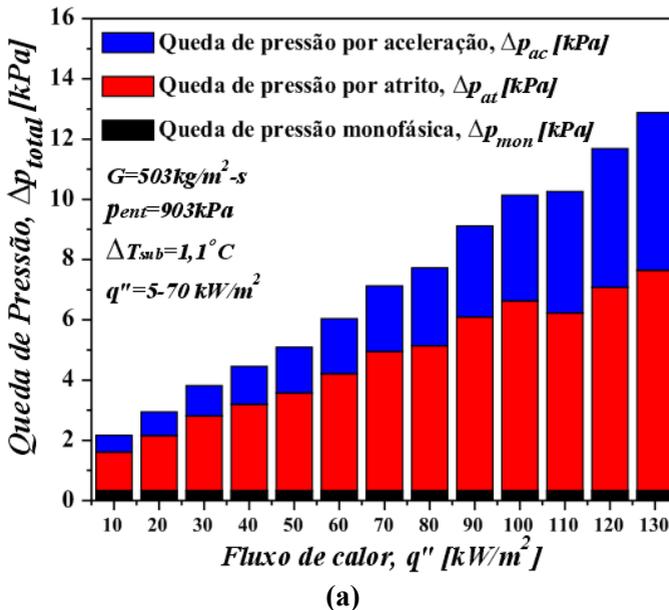


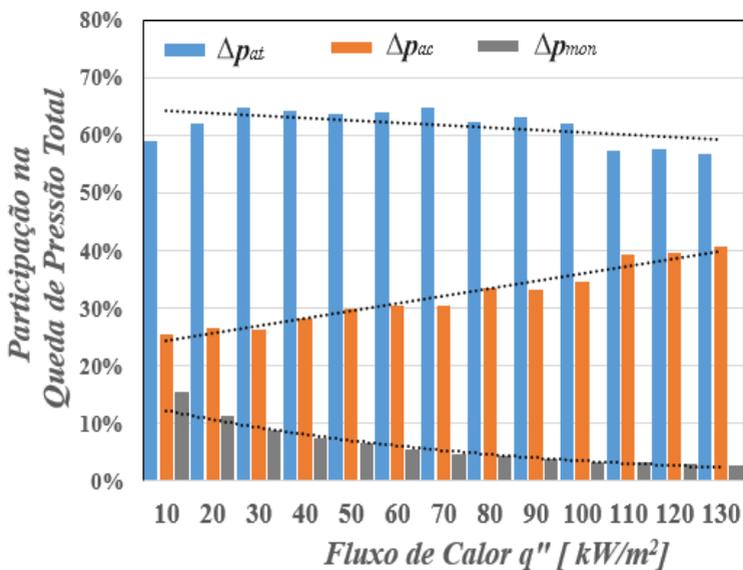
Figura 6.18 - Contribuições de queda de pressão, Δp_{at} , Δp_{ac} , e Δp_{tot} , em função do comprimento do canal. (a) $G=1001 \text{ kg/m}^2\text{-s}$, $q''=120 \text{ kW/m}^2$, $\Delta T_{sub}=1,1 \text{ }^\circ\text{C}$, $\Delta p_{exp}=29,46 \text{ kPa}$; (b) $G=503 \text{ kg/m}^2\text{-s}$, $q''=60 \text{ kW/m}^2$, $\Delta T_{sub}=1,1 \text{ }^\circ\text{C}$, $\Delta p_{exp}=5,59 \text{ kPa}$; (c) $G=1001 \text{ kg/m}^2\text{-s}$, $q''=210 \text{ kW/m}^2$, $\Delta T_{sub}=20,0 \text{ }^\circ\text{C}$, $\Delta p_{exp}=32,88 \text{ kPa}$; (d) $G=1002 \text{ kg/m}^2\text{-s}$, $q''=120 \text{ kW/m}^2$, $\Delta T_{sub}=20,0 \text{ }^\circ\text{C}$, $\Delta p_{exp}=10,17 \text{ kPa}$.

Nas Figuras 6.18 (a) e (b) o grau de subresfriamento na entrada é de $1,1\text{ }^{\circ}\text{C}$, para velocidades mássicas de 1001 e $503\text{ kg/m}^2\text{s}$, respectivamente, e os fluxos de calor são iguais a 120 e 60 kW/m^2 , respectivamente. Já nas Figuras 6.18 (c) e (d) o grau de resfriamento é de $20,0\text{ }^{\circ}\text{C}$, com velocidades mássicas de 1001 e $503\text{ kg/m}^2\text{s}$ mas aplicando fluxos de calor de 210 e 120 kW/m^2 , respectivamente.

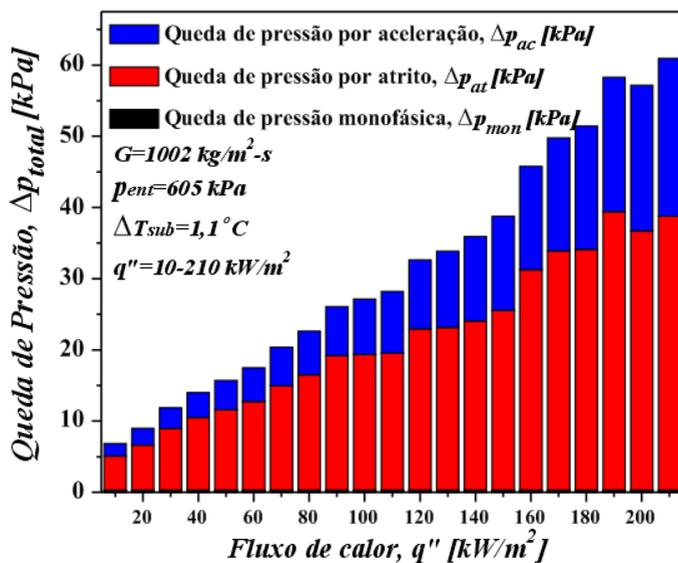
Analisando essas figuras percebe-se na região bifásica que inicialmente Δp_{ac} é superior a Δp_{at} . Conforme o título de vapor vai aumentando ao longo do comprimento do canal, Δp_{at} acaba superando a contribuição de Δp_{ac} . Esse comportamento foi verificado para todas as situações demonstradas. Um outro ponto importante é o comprimento da região bifásica, que é superior para situações com os menores valores de ΔT_{sub} . Outra característica também observada é o comportamento da Δp_{ac} na região bifásica adiabática, $L_{bif,ad}$. O valor de Δp_{ac} se manteve constante nesta região, devido ao fato de não haver variação do título de vapor, logo o escoamento não é acelerado.

Nas Figuras 6.19 (a) e (c) as contribuições totais da queda de pressão experimental por atrito, de aceleração e monofásica calculadas através dos seus respectivos modelos foram plotadas em função do fluxo de calor para duas situações distintas.





(b)



(c)

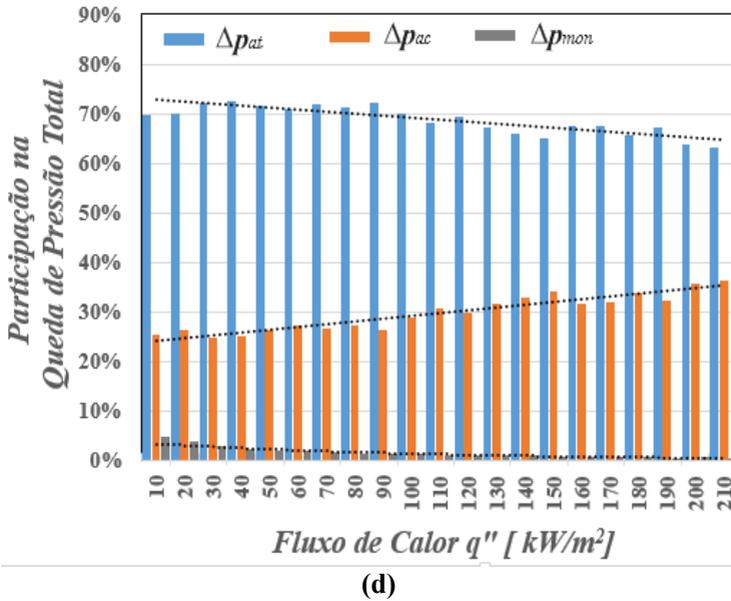


Figura 6.19 - Contribuições de queda de pressão experimental, Δp_{at} , Δp_{ac} , e Δp_{tot} , em função do fluxo de calor. (a) $G=503 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $p_{ent}=903 \text{ kPa}$; $q''=5-70 \text{ kW/m}^2$, $\Delta T_{sub}=1,1 \text{ }^\circ\text{C}$; (b) $G=1002 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $p_{ent}=605 \text{ kPa}$; $q''=10-210 \text{ kW/m}^2$, $\Delta T_{sub}=1,1 \text{ }^\circ\text{C}$

A primeira, a da Figura 6.19 (a), com $G=503 \text{ kg/m}^2\text{s}$; $p_{ent}=903 \text{ kPa}$; $q''=5-70 \text{ kW/m}^2$ e $\Delta T_{sub}=1,1 \text{ }^\circ\text{C}$, e a segunda da Figura 6.19 (c), com $G=1002 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $p_{ent}=605 \text{ kPa}$; $q''=10-210 \text{ kW/m}^2$ e $\Delta T_{sub}=1,1 \text{ }^\circ\text{C}$. Já nas Figuras 6.19 (b) e (d) as contribuições relativas das três parcelas de queda de pressão são plotadas em função do fluxo de calor respectivamente para as Figuras 6.19 (a) e (c).

Na Figura 6.19 (b) percebe-se as contribuições da porção monofásica são mais significativas em relação às da Figura 6.19 (a), entretanto nota-se que o comportamento para ambos os casos é muito similar, ou seja, para ambos os casos ocorre o aumento da participação da porção de queda de pressão por aceleração e a diminuição da participação da porção de queda de pressão por atrito com o aumento do fluxo de calor. Logo, com o aumento do fluxo de calor a contribuição de queda de pressão por aceleração torna-se mais significativa do que a parcela por atrito em relação à queda de pressão total, conforme linhas de tendência adicionadas nas Figuras 6.19 (b) e (d).

A queda de pressão total é superior para velocidades mássicas mais elevadas considerando-se um mesmo título de vapor. Conforme a velocidade do escoamento é aumentada, o número de Reynolds também aumenta proporcionalmente, resultando em quedas de pressão superiores. Resultados similares são encontrados em vários trabalhos como, por exemplo, em Quibén et al. (2009) e Lie et al. (2008).

6.3.2. Influência da velocidade mássica sobre a queda de pressão

Na Figura 6.20 a queda de pressão total experimental para várias velocidades mássicas, G , são plotadas em função do título de vapor na saída da seção de teste.

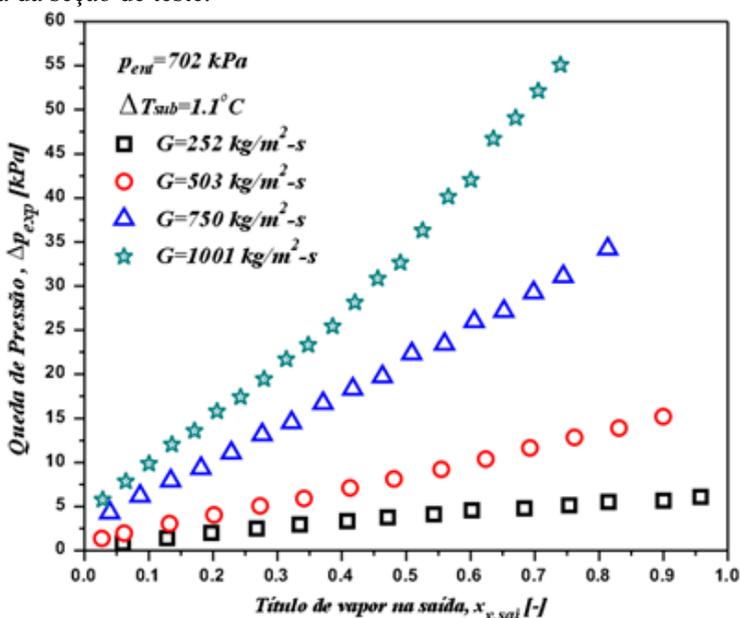
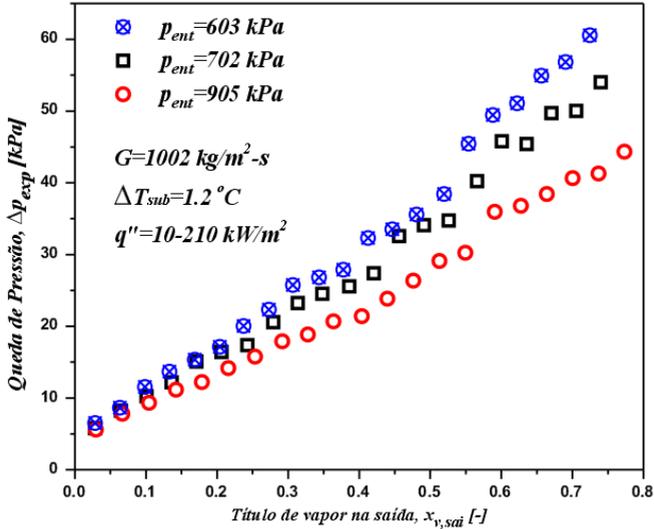


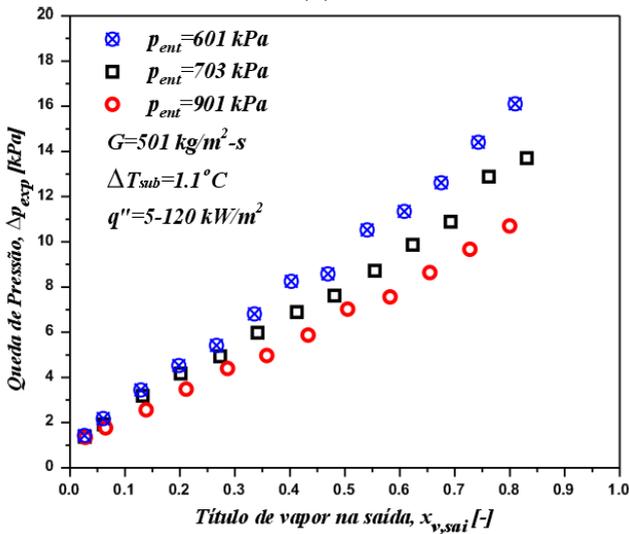
Figura 6.20 - Queda de pressão experimental em função do título de vapor, $p_{ent} = 702 \text{ kPa}$; $\Delta T_{sub} = 1,1 \text{ }^\circ\text{C}$.

6.3.3. Influência da pressão de entrada sobre a queda de pressão

Nas Figuras 6.21 (a) e (b), a influência da pressão de entrada sobre a queda de pressão é verificada respectivamente para velocidades mássicas de 1002 e $501 \text{ kg/m}^2\text{s}$.



(a)



(b)

Figura 6.21 - Influência da pressão de entrada sobre a queda de pressão total, (a) $G=1002 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$, $q''=10-210 \text{ kW/m}^2$, $\Delta T_{sub}=1,2 \text{ }^\circ\text{C}$; (b) $G=501 \text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$, $q''=5-120 \text{ kW/m}^2$, $\Delta T_{sub}=1,1 \text{ }^\circ\text{C}$.

As pressões médias na entrada analisadas foram de aproximadamente 600, 700 e 900 kPa. Independente da velocidade mássica analisada a queda de pressão experimental diminuiu com o aumento da pressão na entrada. Essa diferença é resultante da variação dos valores das propriedades que influenciam a queda de pressão por atrito e aceleração.

A viscosidade do líquido, μ_l , é aquela que possui maior influência sobre a queda de pressão por atrito. Já o calor latente de vaporização, i_v , é muito importante na geração de vapor e consequentemente na queda de pressão por aceleração. A variação de algumas propriedades em função da pressão é apresentada na Tabela 6.3.

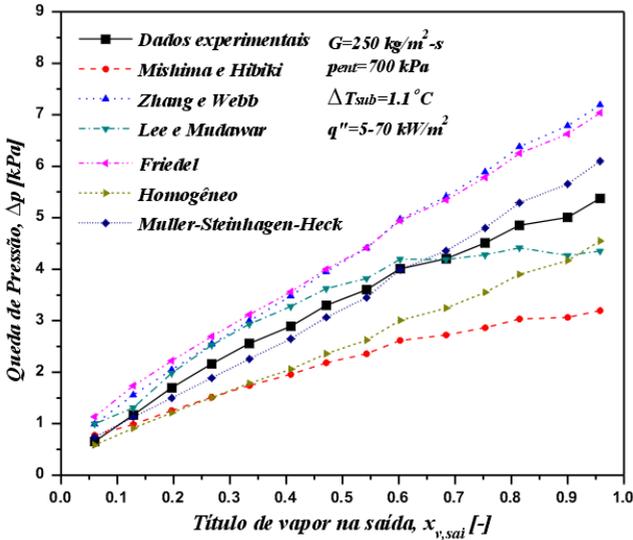
Tabela 6.3 – Variação das propriedades do R134a em função da pressão.

Pressão [kPa]	$\mu_l \cdot 10^3$ [kg/m-s]	$\mu_v \cdot 10^4$ [kg/m-s]	ρ_l [kg/m ³]	ρ_v [kg/m ³]	i_v [kJ/kg]
600	0,2029	0,1181	1220	29,13	181
700	0,1904	0,1204	1200	34,02	176,3
900	0,1706	0,1246	1165	44,05	167,7

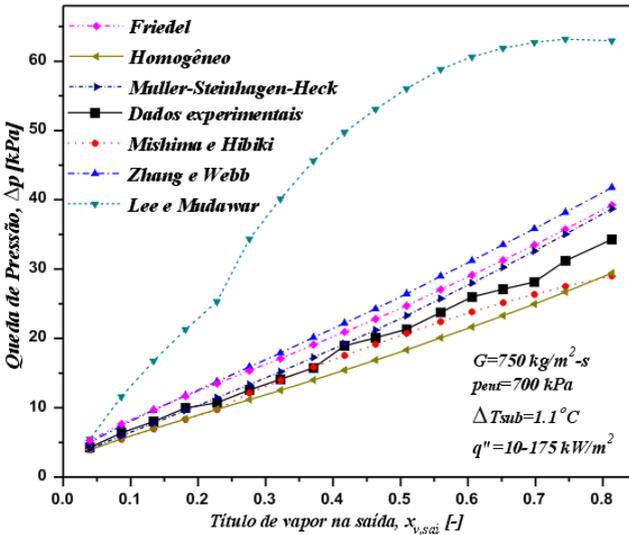
A viscosidade do líquido, μ_l , apresenta uma variação de -15,9% quando a pressão é aumentada de 600 a 900 kPa. Entretanto a viscosidade do vapor, μ_v , e o calor latente de vaporização, i_v , apresentam variações de 5,2 % e 7,3 %, respectivamente, para a mesma variação de pressão. Os resultados experimentais de queda de pressão apresentaram uma variação média de -29,2 % com o aumento da pressão de 600 a 900 kPa, valor superior à variação da viscosidade do líquido, μ_l , indicando que a variação de outras propriedades como densidade do líquido e do vapor também entram em jogo.

6.3.4. Avaliação dos modelos de queda de pressão por atrito

Nas Figuras 6.22 (a) e (b) os dados experimentais para a queda de pressão por atrito para velocidades mássicas, G , de 250 e 750 kg/m²s são comparados com os resultados provenientes dos modelos e correlações de queda de pressão por atrito, apresentados na Seção 3.5, para a mesma situação testada. Para ambas as situações as condições de entrada foram mantidas constantes a $\Delta T_{sub}=1,1$ °C e $p_{ent}=700$ kPa, com variação do fluxo de calor.



(a)



(b)

Figura 6.22 - Avaliação das tendência das correlações de queda de pressão por atrito em comparação com os dados experimentais, (a) $G=250 \text{ kg/m}^2\text{-s}$; $q''=5-70 \text{ kW/m}^2$, $\Delta T_{sub}=1,1 \text{ }^\circ\text{C}$, $p_{ent}=700 \text{ kPa}$; (b) $G=750 \text{ kg/m}^2\text{-s}$; $q''=10-175 \text{ kW/m}^2$; $\Delta T_{sub}=1,1 \text{ }^\circ\text{C}$, $p_{ent}=700 \text{ kPa}$

A partir da análise das Figuras 6.22 (a) e (b), observa-se a mesma tendência dos resultados experimentais de queda de pressão por atrito com os resultados das correlações e modelos de queda de pressão, onde somente o modelo de fases separadas de Lee e Mudawar (2005a) alterou-se significativamente com o aumento da velocidade mássica de 250 para 750 kg/m²s.

Este comportamento diferenciado do modelo de Lee e Mudawar (2005a) na Figura 6.22 (b) deve-se ao fato de a constante de Chisholm ser baseada no número de Reynolds e Weber somente do líquido, Re_{lo} e We_{lo} , respectivamente, há variação na expressão dependendo se o escoamento de líquido é laminar ou turbulento, conforme Tabela 3.11.

Analogamente ao apresentado na análise comparativa do CTC, para realizar a análise da queda de pressão utiliza-se a incerteza absoluta média, IAM , para comparar os valores experimentais e os calculados através dos modelos teóricos. Para a queda de pressão por atrito, esse valor é definido conforme a Equação (6.2).

$$IAM [\%] = \sum_i^n \left| \frac{\Delta p_{correl,i} - \Delta p_{exp,i}}{\Delta p_{exp,i}} \right| \cdot 100 \quad (6.2)$$

onde $\Delta p_{exp,i}$ e $\Delta p_{correl,i}$ são os valores que representam respectivamente a queda de pressão por atrito experimental e o obtido através do modelo ou correlação analisada.

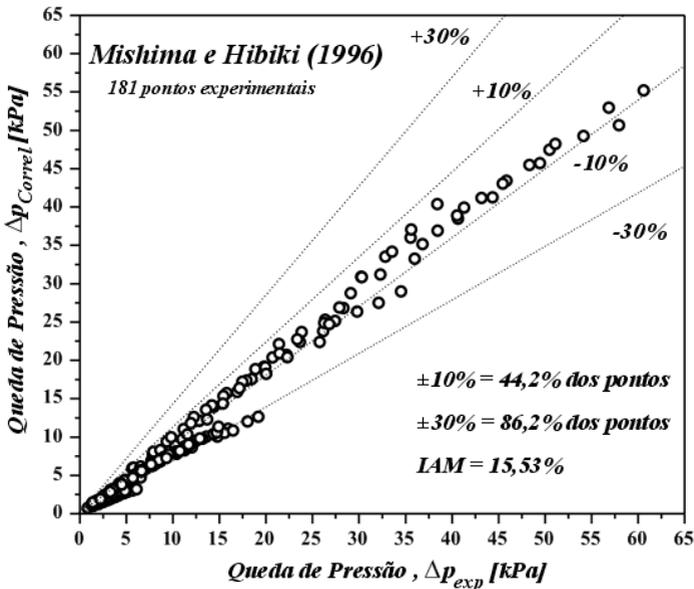
Foram analisados um total de seis modelos de queda de pressão por atrito que são apresentados na Seção 3.5, sendo três para escoamentos em macro-escala: Friedel (1979), Müller-Steinhagen e Heck (1986), Modelo Homogêneo; e outros três desenvolvidos para microescala: Mishima e Hibiki (1996), Lee e Mudawar (2005a) e Zhang e Webb (2001).

Na Tabela 6.4, são resumidos os resultados estatísticos das comparações envolvendo a totalidade do banco de dados de queda de pressão por atrito para os seis modelos indicados acima. Nela são apresentados o IAM e o percentual de pontos dentro das faixas de desvio de $\pm 30\%$ e $\pm 10\%$.

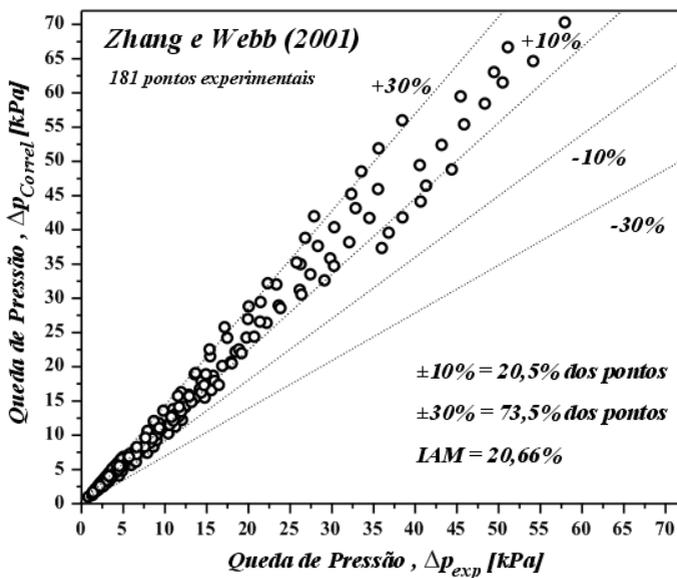
Nas Figuras 6.23 de (a) a (f) todos os 181 pontos experimentais da queda de pressão por atrito são confrontados com os valores determinados a partir dos modelos e correlações citadas acima

Tabela 6.4 - Resumo dos resultados estatísticos das comparações dos modelos de queda de pressão por atrito.

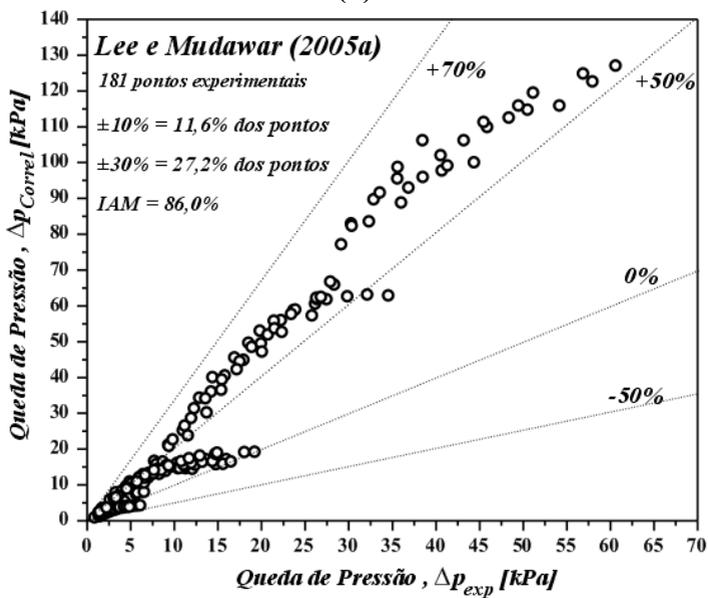
Modelo	IAM	PDF ($\pm 30\%$)	PDF ($\pm 10\%$)
Friedel (1979)	19,9 %	82,3 %	8,8 %
Müller-Steinhagen e Heck (1986)	16,3 %	87,8 %	37,2 %
Zhang e Webb (2001)	20,7 %	73,5 %	20,5 %
Lee e Mudawar (2005a)	86,0 %	27,2 %	11,6 %
Modelo Homogêneo	10,0 %	94,5 %	58,0 %
Mishima e Hibiki (1996)	15,5 %	86,2 %	44,2 %



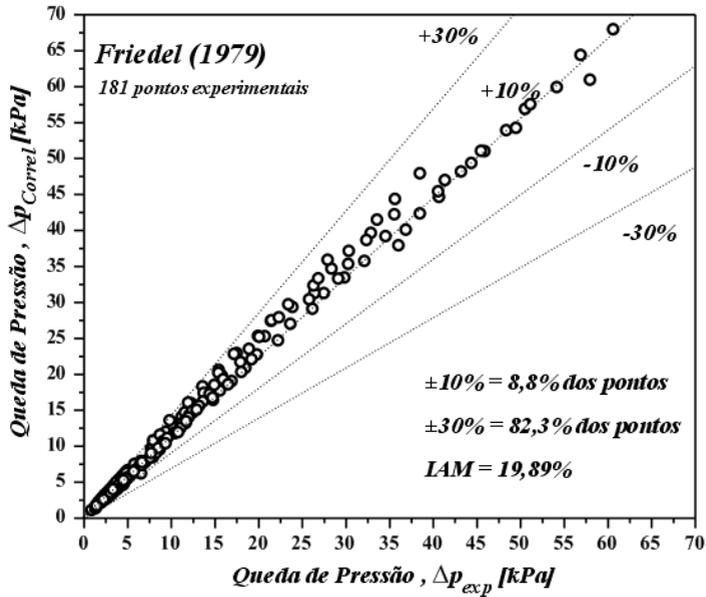
(a)



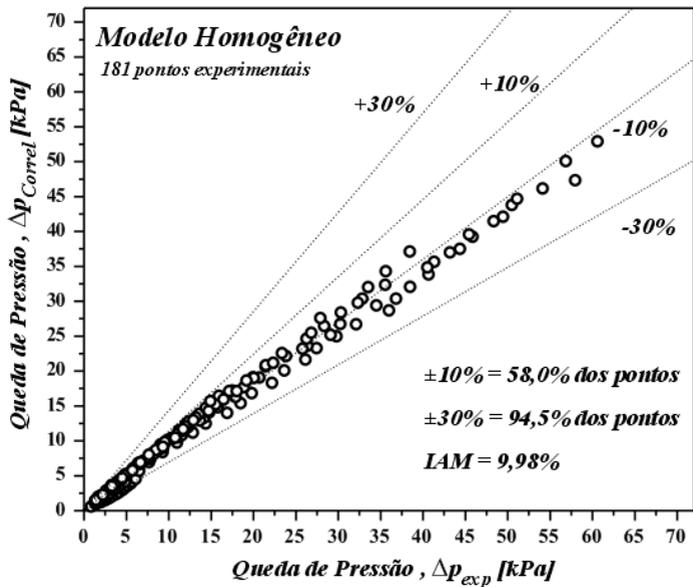
(b)



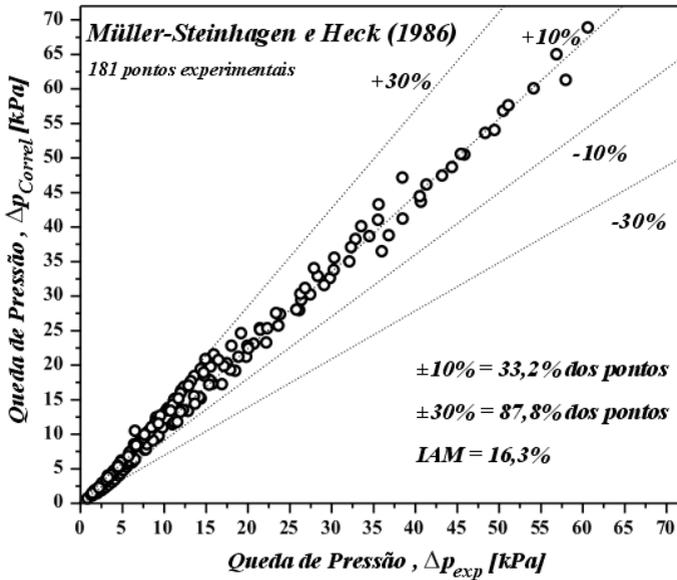
(c)



(d)



(e)



(f)

Figura 6.23 - Comparação dos resultados experimentais para a queda de pressão por atrito com modelos da literatura.

Nas figuras as regiões de desvio de $\pm 30\%$ e $\pm 10\%$ foram delimitadas. O valor do IAM , bem como os valores da faixa de incerteza de $\pm 20\%$ e $\pm 30\%$ também são informados nas figuras, com exceção para o modelo de Lee e Mudawar (2005a), Figura 6.23 (c), onde os limites mostrados são diferentes.

O modelo que apresentou os melhores resultados na comparação com os dados experimentais foi o modelo homogêneo, com $IAM=10\%$, apresentado na Figura 6.23 (e), e que possui $94,5\%$ de seus pontos dentro da faixa de $\pm 30\%$. Uma grande parte desses resultados subestima os resultados para a queda de pressão, visto que o modelo considera que não há escorregamento entre as fases. Entretanto, sabe-se que no regime de escoamento anular há considerável diferença entre as velocidades do vapor e do líquido.

O modelo de fases separadas de Mishima e Hibiki (1996) também apresentou bons resultados, como pode ser visto na Figura 6.23 (a). O modelo desenvolvido para microcanais e que define a constante de Chisholm em função do diâmetro hidráulico obteve um IAM de $15,5\%$, com $86,2\%$ dos seus pontos dentro da faixa de $\pm 30\%$.

Diferentemente do modelo de Lee e Mudawar (2005a), que apresentou os piores resultados, com desvio médio absoluto de 86,0%, Figura 6.23 (c), o modelo clássico de Friedel (1979), Figura 6.23 (d), apresentou bons resultados para a previsão da queda de pressão por atrito, com incertezas absolutas média de 19,9%, e com 82,3% dos pontos dentro da faixa de $\pm 30\%$. Entretanto ele superestimou grande parte dos resultados experimentais de queda de pressão por atrito.

A correlação proposta por Müller-Steinhagen e Heck (1986), cuja comparação com os dados experimentais é mostrada na Figura 6.23 (f), apresentou incerteza média absoluta de 16,3%, todavia, como o modelo citado acima, ele também superestimou grande parte dos dados medidos. Entre os modelos de queda de pressão para microescala o modelo de Zhang e Webb (2001) também correlacionou bem os resultados experimentais com $IAM=20,7\%$.

Analisando somente os resultados estatísticos dos modelos para macroescala, os resultados remetem a uma conclusão importante, de que a perda de carga em escoamentos com ebulição convectiva no interior de microcanais pode ser estimada utilizando-se correlações propostas para a perda de carga em canais convencionais (modelos: Homogêneo, Müller-Steinhagen e Heck (1986) e Friedel (1979)). Resultado semelhante também foi demonstrado por Goss (2011) ao comparar os resultados experimentais do gradiente de perda de carga durante a condensação do R134a no interior de microcanais de 0,8 mm de diâmetro com correlações e modelos da literatura especializada.

6.4. Resultados de ONB

De acordo com os mecanismos de transferência de calor, para convecção monofásica, a temperatura da superfície da parede aumenta linearmente com o aumento do fluxo de calor.

Apenas quando a temperatura do líquido em contato com a superfície aquecida do tubo supera a temperatura de saturação e atinge determinado superaquecimento, é que as bolhas de vapor podem ser formadas. A temperatura da superfície da parede mantém-se quase constante logo após a ocorrência de ONB. No caso de escoamentos de fluidos que ingressam no canal com certo grau de subresfriamento, o início da ebulição nucleada, ou ONB, é acompanhado de uma queda brusca da temperatura local da superfície aquecida. Logo, o ponto de ocorrência ONB pode ser identificado no instante que ocorre uma queda brusca na temperatura da parede do canal, em função ao fluxo de calor imposto

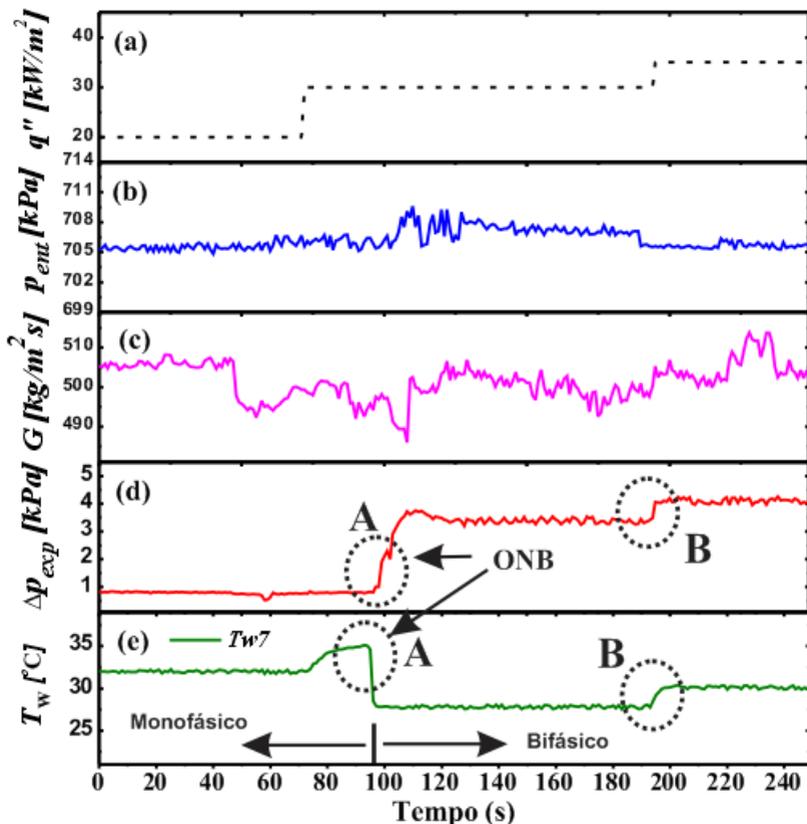


Figura 6.24 - Variação dos parâmetro de ONB: (a) fluxo de calor; (b) pressão de entrada; (c) velocidade mássica; (d) queda de pressão; e (e) temperatura da parede.

A Figura 6.24 mostra um exemplo das variações temporais simultâneas do fluxo de calor (a), pressão de entrada (b), velocidade mássica (c), queda de pressão (d), e temperatura de parede na saída do canal, avaliada em T_7 . A partir do instante $t=0$ s, a medida que o fluxo de calor é aumentado em pequenos incrementos, em um certo instante $t=70$ s, nas Figuras 6.24 (d) e (e) pode-se observar o aumento da temperatura local da parede do microcanal, verificado na posição T_7 da seção de teste, e cerca de 20 s após, ocorre uma queda súbita na temperatura local de parede, representado com o círculo “A”, com amplitude de aproximadamente 7 K. Nesta situação, caso o fluxo de calor fosse diminuído até o valor anteriormente imposto de 20 kW/m^2 a temperatura da superfície não voltaria a subir ao valor anteriormente medido.

A transição de um mecanismo de transferência de calor de convecção forçada monofásica para um escoamento bifásico, com o fluxo de calor imposto, tem como resultado esta histerese da temperatura da parede, devido à grande quantidade de calor necessária para ativação dos sítios de nucleação.

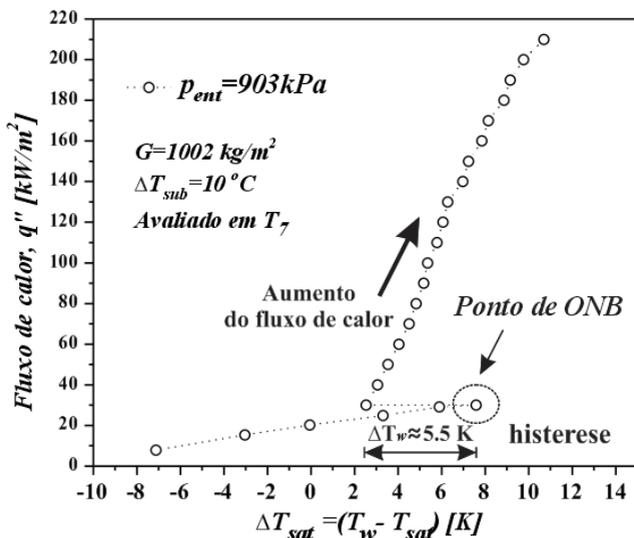
É bem conhecido que, após o início da ebulição, a bolha vai nuclear, crescer e afastar-se da cavidade nucleada ativa localizada na parede aquecida, e a sua vaporização provocará o aumento do seu volume, tendo como resultado o aumento da queda de pressão por aceleração e atrito. Como mostrado na Figura 6.24 (b), a pressão de entrada oscila e aumenta ligeiramente com a ocorrência de ONB, e logo depois estabiliza-se. Este comportamento ocorre devido ao aumento da queda de pressão por aceleração e atrito.

A variação da queda de pressão afeta também a velocidade mássica do escoamento. A Figura 6.24 (c) mostra que a tendência da variação da velocidade é oposta à apresentada pela pressão de entrada. Com um novo incremento no fluxo de calor de 30 para 35 kW/m^2 , Figura 6.24 (a), no ponto “B” da Figura 6.24 (d) há um novo incremento na queda de pressão causada pelo aumento da quantidade de vapor produzida, aumentando as participações de queda de pressão por atrito e aceleração.

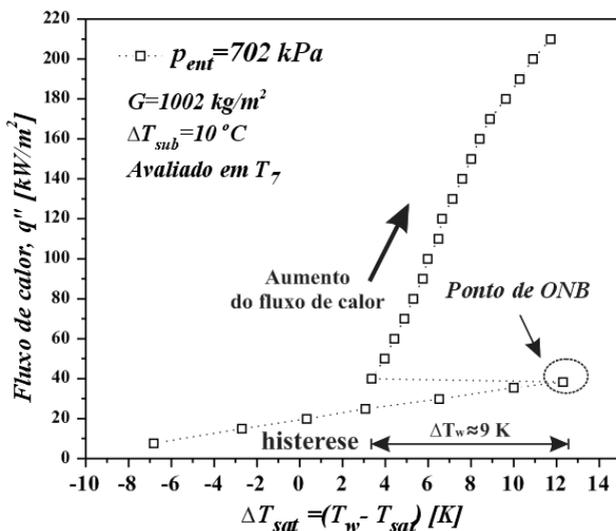
No ponto “B” da Figura 6.24 (e) ocorre um aumento da temperatura da parede em decorrência do aumento do fluxo de calor, que é o comportamento esperado da temperatura de parede na região bifásica, que aumenta gradualmente com o aumento do fluxo de calor, semelhante ao que também ocorre no regime de ebulição nucleada em piscina, conforme Carey (1992), e também nos trabalhos do LEPTEN de Passos e Reinaldo (1999) e Cardoso et al. (2011).

Nas Figuras 6.25 (a) e (b) são apresentadas as curvas de ebulição para duas situações similares alterando somente a pressão de entrada. Na Figura 6.25 (a) com $G=1002 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q''=10-210 \text{ kW/m}^2$, $\Delta T_{sub}=10,0 \text{ }^\circ\text{C}$, $p_{ent}=903 \text{ kPa}$, o grau de superaquecimento, $\Delta T_{sat}=T_w-T_{sat}$, necessário para início da ebulição foi de aproximadamente $7,9 \text{ }^\circ\text{C}$ com histerese na temperatura da parede após ocorrência do ONB em torno de $5,5 \text{ }^\circ\text{C}$. Já com $p_{ent}=702 \text{ kPa}$, e mantendo-se as mesmas condições, Figura 6.25 (b), o grau de superaquecimento da parede necessário para início da ebulição foi de aproximadamente $12,4 \text{ }^\circ\text{C}$, com histerese de aproximadamente $9,0 \text{ }^\circ\text{C}$.

Comparando os dois casos nota-se que quanto maior o grau de superaquecimento da parede necessário para início da ebulição ($12,4 \text{ }^\circ\text{C} > 7,9 \text{ }^\circ\text{C}$), maior também será o efeito de histerese da temperatura presente ($9,0 \text{ }^\circ\text{C} > 5,5 \text{ }^\circ\text{C}$).



(a)



(b)

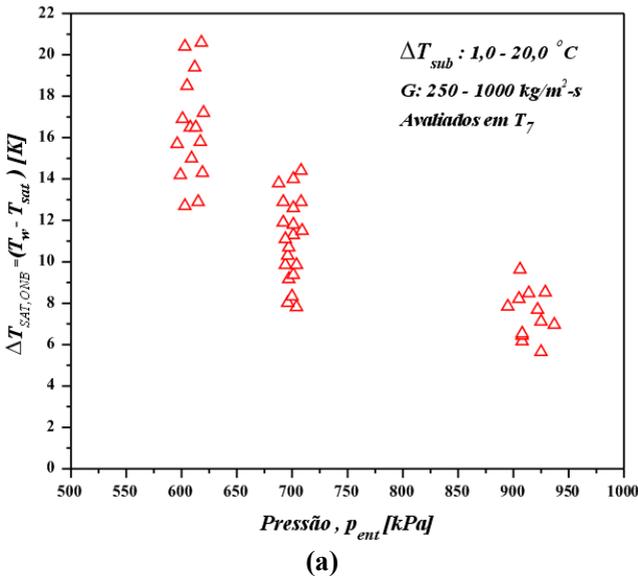
Figura 6.25 - Curvas de ebulição com determinação do ponto de ONB e efeitos de histerese: (a) $G = 1002 \text{ kg/m}^2 \text{s}$, $q'' = 10\text{-}210 \text{ kW/m}^2$, $\Delta T_{sub} = 10,0^\circ \text{C}$, $p_{ent} = 903 \text{ kPa}$; (b) $G = 1002 \text{ kg/m}^2 \text{s}$, $q'' = 10\text{-}210 \text{ kW/m}^2$, $\Delta T_{sub} = 10,0^\circ \text{C}$, $p_{ent} = 702 \text{ kPa}$.

Este comportamento deve-se ao fato de após ocorrida a ebulição, *ONB*, o coeficiente de transferência de calor para ambas as situações, (a) e (b) são quase iguais, e conseqüentemente apresentam graus de superaquecimento, ΔT_{sat} , similares, nestes dois casos em torno de $3,4\text{ }^{\circ}\text{C}$ após o ponto de ocorrência do *ONB*.

O grau de superaquecimento necessário para ocorrência de *ONB*, e conseqüentemente elevado efeito de histerese deve-se à alta molhabilidade do fluido refrigerante R134a e das características de rugosidade da parede aquecida. Saraceno et al. (2012) e Zhang e Manglik (2005), também observaram os efeitos do superaquecimento e de histerese no início da ebulição nucleada. Os superaquecimentos observados para início da ebulição são mais elevados nos fluidos refrigerantes devido à grande molhabilidade que caracteriza o ângulo de contato desses fluidos quando em contato com superfícies metálicas de alumínio e cobre, por exemplo.

6.4.1. Efeito da pressão sobre o *ONB*

Na Figura 6.26 (a) os resultados experimentais do superaquecimento da parede necessário para *ONB* no interior do microcanal foi verificado para diferentes pressões de entrada.



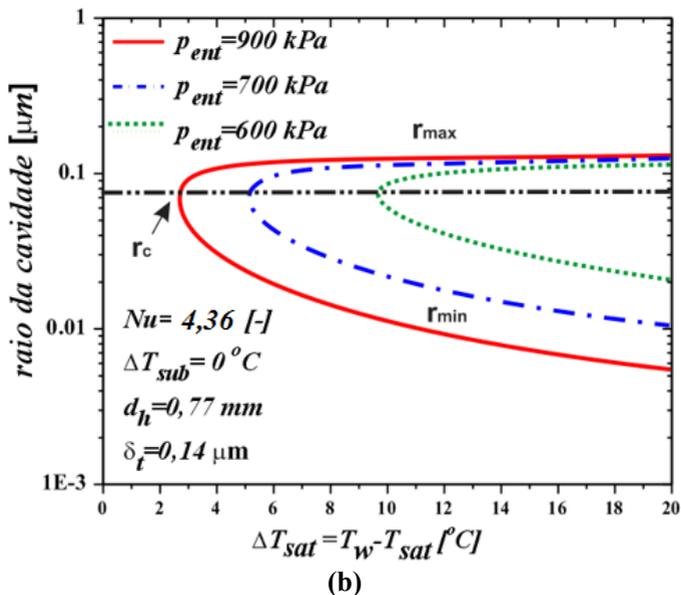


Figura 6.26 - Verificação do efeito da pressão sobre a determinação de ONB: (a) Dados experimentais de ONB em função da pressão de entrada; (b) Determinação do raio da cavidade ativa em função do grau de superaquecimento da parede.

As pressões de entrada média testadas foram de 600, 700 e 900 kPa. Os resultados foram avaliados na posição T_7 da seção de teste, para velocidades mássicas médias entre 250 a 1000 $\text{kg/m}^2\text{s}$, e graus de subresfriamento na entrada de 1,0 a 20,0 $^\circ\text{C}$. Os resultados experimentais indicam que o aumento da pressão favorece o início da ebulição, ONB.

Na Figura 6.26 (b) mostra-se o tamanho das cavidades dos prováveis sítios de nucleação ativos em função do grau de superaquecimento da parede para diferentes pressões de entrada, determinado por meio da Equação (3.15) de Hsu (1962), assumindo que o perfil de temperatura é linear na camada limite de líquido, conforme Equação (3.14).

Para um valor de $Nu=4,36$ (escoamento totalmente desenvolvido termicamente e hidráulicamente), $\delta_t=14 \text{ mm}$ (espessura da camada limite termicamente desenvolvida), $\theta_r=57^\circ$ (ângulo de contato) e $\Delta T_{sub,t}=0^\circ\text{C}$ (grau de subresfriamento), a faixa de raios das cavidades que podem ser ativadas foram determinadas para as três pressões de entrada média, correspondentes aos resultados mostrados na Figura 6.26 (a).

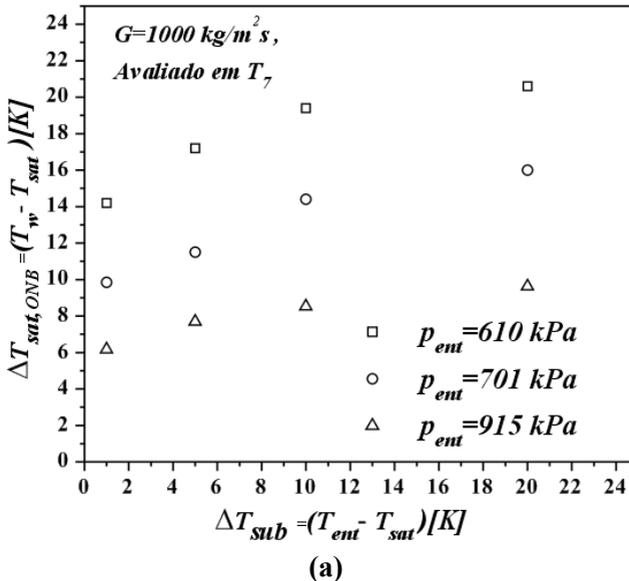
O comportamento dos resultados experimentais da Figura 6.26 (a) pode ser explicado a partir da Figura 6.26 (b). Nota-se que conforme a pressão de entrada é aumentada a faixa de raios da cavidade que podem ser ativadas é ampliada, e assim diminuindo o grau de superaquecimento necessário para ativar tais cavidades.

6.4.2. Efeito da temperatura de entrada sobre o ONB

Os efeitos da temperatura de entrada sobre o grau de superaquecimento da parede necessário para ONB são avaliados através dos resultados experimentais apresentados na

Figura 6.27 (a) para três pressões médias na entrada da seção de teste. Os resultados foram avaliados na posição T_7 , da seção de testes, para velocidade mássica média de $1000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ nos microcanais. Os resultados experimentais mostram que com o aumento do grau de subresfriamento, e consequentemente uma menor temperatura na entrada dos microcanais, há o aumento do grau de superaquecimento necessário para alcançar o ONB.

A faixa de cavidades com raios que podem ser ativados é apresentada na Figura 6.27 (b), sendo calculadas para três graus de subresfriamento na entrada, $\Delta T_{sub}=1,0; 10,0 \text{ e } 20,0 \text{ } ^\circ\text{C}$, adotando as mesmas equações e considerações tomadas na determinação da Figura 6.26 (b).



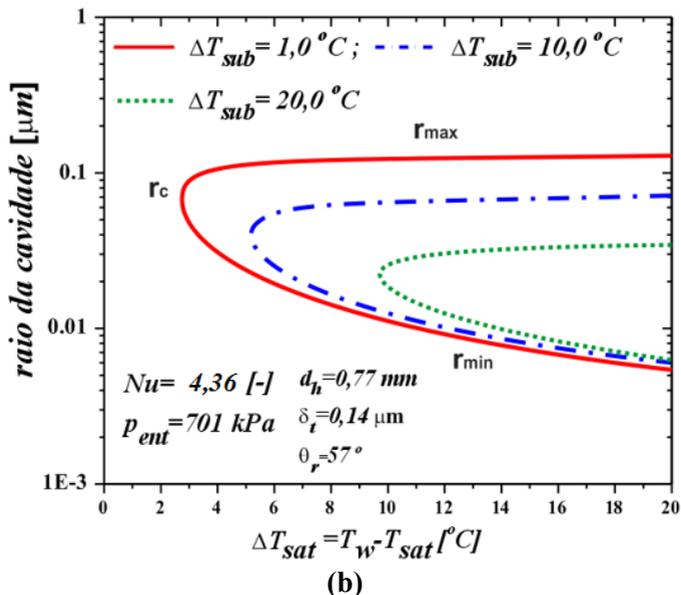


Figura 6.27 - Verificação do efeito do grau de subresfriamento sobre o ponto de ocorrência de ONB: (a) Dados experimentais de ONB em função do grau de subresfriamento na entrada; (b) determinação do raio da cavidade ativa em função do grau de superaquecimento da parede.

Os valores de $\Delta T_{sub,l}$ ($\Delta T_{sub,l} = T_{sat} - T_{l,c}$, subresfriamento do líquido em relação ao centro do canal no momento de ONB), utilizados no cálculo, foram determinados a partir do perfil de temperatura de um escoamento laminar completamente desenvolvido. Para ΔT_{sub} de 1,0; 10,0 e 20,0 °C, os valores de $\Delta T_{sub,l}$ foram respectivamente de aproximadamente $1,2 \times 10^{-2}$, 0,2 e 0,8 °C.

Analisando a Figura 6.27 (b), percebe-se similaridade em relação ao caso anteriormente apresentado (Figura 6.26 (b)), quando aumentamos o grau de subresfriamento na entrada a gama de cavidades ativas diminui consideravelmente com o aumento do grau de subresfriamento na entrada do canal, necessitando assim um maior superaquecimento da parede para que ONB ocorra.

Comportamentos similares aos apresentados na Figura 6.27 (a) foram também encontrados nos trabalhos apresentados por Liu et al. (2005).

6.4.3. Efeito da velocidade mássica sobre ONB

A Figura 6.28 apresenta os resultados experimentais do efeito da velocidade mássica sobre o grau de superaquecimento necessário para ONB, avaliados para três pressões médias na entrada, $p_{ent}=610$; 701 e 915 kPa; e grau de subresfriamento na entrada de 10°C .

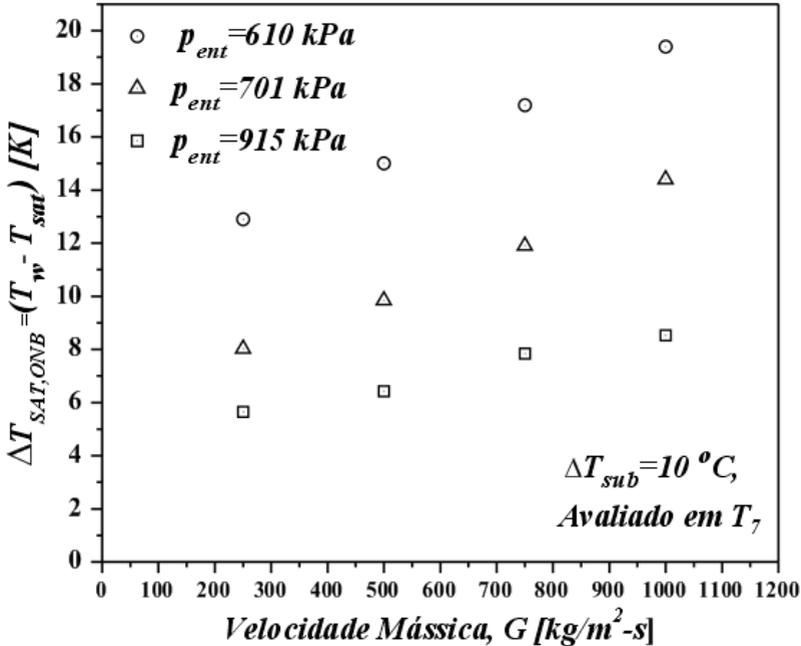


Figura 6.28 - Avaliação do efeito da velocidade mássica sobre o grau de superaquecimento necessário para ONB.

Observa-se que independente da pressão testada o grau de superaquecimento necessário para que ONB ocorra no interior do microcanal aumenta quase que linearmente com o aumento da velocidade mássica.

Esse comportamento pode ser explicado através da influência da velocidade do escoamento sobre o perfil de temperatura ao longo da seção transversal do microcanal.

De acordo com a análise realizada por Hetsroni (2010), quanto maior a velocidade do escoamento, o perfil de velocidades e consequentemente o perfil de temperatura na seção transversal do canal torna-se mais alongado, apresentando assim um maior diferença da

temperatura da parede, T_w , em relação à temperatura do líquido no centro do canal, $T_{l.c.}$. Consequentemente temos assim um maior grau de subresfriamento do líquido no centro do microcanal, $\Delta T_{sub,l}$, em relação àquele próximo a parede do mesmo, o que nos submete ao mesmo caso apresentado na Seção anterior a esta.

Esta avaliação é somente válida porque o escoamento nos microcanais é laminar para todas as situações de velocidade mássica testadas, o que remete a um perfil de temperatura parabólico na seção transversal do canal, que é diretamente influenciado pelo perfil de velocidades presente na mesma seção transversal.

6.4.4. Diferentes comportamentos encontrados

Durante a realização dos experimentos de obtenção de ONB, eventualmente, foram encontrados alguns comportamentos distintos que são registrados na presente Seção. Devido principalmente à dificuldade de realização desses testes. A fim de analisar este comportamento, a Figura 6.29 mostra a variação simultaneamente de alguns parâmetros em função do tempo.

A Figura 6.29 (a) corresponde ao fluxo de calor médio aplicado nos microcanais. A temperatura do fluido medida na saída na seção de teste, T_{sai} , e a temperatura de saturação do fluido, T_{sat} , correspondente à pressão na saída são plotadas na Figura 6.29 (e). A Figura 6.29 (a), o fluxo de calor foi aumentado progressivamente em pequenos incrementos. As temperaturas das últimas três seções de tomada de temperatura, $T_{w,7}$, $T_{w,6}$ e $T_{w,5}$, são mostradas na Figura 6.29 (f). Na Figura 6.29 (d) é apresentada a evolução da queda de pressão média através dos microcanais.

Analisando a evolução da Figura 6.29 (e), observa-se que T_{sai} aumenta linearmente até este exceder um pouco a $T_{sat}(p_{sai})$, e logo após cair repentinamente até um nível próximo à $T_{sat}(p_{sai})$.

No mesmo instante no ponto “A” da Figura 6.29 (d) e Figura 6.29 (f) ocorrem respectivamente um aumento da queda de pressão nos microcanais em torno de $0,5 \text{ kPa}$ e uma leve queda da temperatura da parede em torno de 2°C , avaliadas nas posições $T_{w,7}$, $T_{w,6}$ e $T_{w,5}$ da seção de teste. Neste instante, $t=58\text{s}$ da Figura 6.29, verificou-se já haver a presença de vapor em um visor posicionado após a seção de teste. Após um novo incremento no fluxo de calor de $32,5$ a $35,0 \text{ kW/m}^2$, no ponto “B” das Figura 6.29 (d) e Figura 6.29 (f), ocorre respectivamente uma nova queda de pressão de $2,35 \text{ kPa}$ e uma repentina e abrupta queda de aproximadamente 7°C na temperatura da parede avaliadas em $T_{w,7}$, $T_{w,6}$ e $T_{w,5}$.

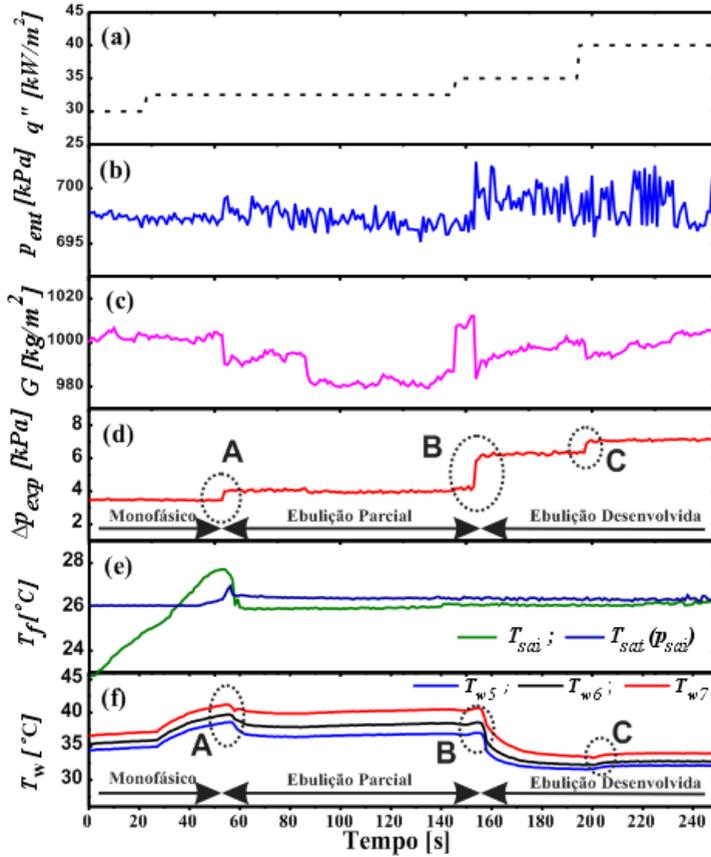


Figura 6.29 - Evolução temporal dos tipos de ebulição em função do fluxo de calor aplicado.

Para um novo incremento do fluxo de calor de 35,0 para 40,0 kW/m^2 , no ponto “C” das Figura 6.29 (d) o comportamento da queda de pressão é similar aos pontos “A” e “B” da mesma figura. Entretanto, no ponto “C” da Figura 6.29 (f) ocorre um leve aumento da temperatura de parede avaliadas em $T_{w,7}$, $T_{w,6}$ e $T_{w,5}$.

Através da análise das Figura 6.29 (a) a (f) foram definidas três regiões em função do tempo e fluxo de calor aplicado: uma monofásica, do início do teste até o ponto “A”; uma região de ebulição parcial, definida entre os pontos “A” e “B” e outra de ebulição nucleada desenvolvida, que ocorre após o ponto “B”.

A caracterização de que ocorre mudança de fase no ponto “A” é confirmada por três fatores: aumento da queda de pressão devido ao surgimento de vapor; a temperatura do fluido no plenum de saída da seção de teste é saturada, e também devido a uma leve queda na temperatura da parede em função da intensificação da transferência de calor. Entretanto, a mudança de fase que ocorre em “A” deve-se ao fenômeno chamado de “flashing” e que ocorre quando o fluido torna-se superaquecido e muda de fase. Esse superaquecimento do fluido fica evidente na Figura 6.29 (d), no mesmo instante do ocorrido em “A”, Figura 6.29 (a) a (f).

No ponto “B”, com o aumento do fluxo de calor de 32,5 para 35,0 kW/m^2 , ocorre a ativação dos sítios de nucleação. Este comportamento caracteriza-se pelo aumento da queda de pressão e súbita queda da temperatura da parede avaliadas em $T_{w,7}$, $T_{w,6}$ e $T_{w,5}$. Pode-se observar também que ambas as variações, de queda de pressão e temperatura de parede, apresentadas em “B” foram superiores as apresentadas no ponto “A”. Já no ponto “C”, há somente a confirmação que a ebulição nucleada já é totalmente desenvolvida, devido ao aumento da temperatura da parede com o aumento do fluxo de calor, somada ao aumento da queda de pressão nos microcanais.

7. Conclusões sobre ebulição convectiva em microcanais paralelos

7.1. Conclusões

Esta primeira parte do trabalho envolveu o estudo experimental da transferência de calor, queda de pressão e início da ebulição (ONB) durante a ebulição convectiva no interior de nove microcanais paralelos de diâmetro interno de $0,77\text{ mm}$ e comprimento de 150 mm , 120 mm dos quais é aquecido. Uma ampla revisão bibliográfica sobre o tema foi realizada, juntamente com uma análise experimental que incluiu a realização de novos testes sobre ebulição convectiva em microcanais paralelos. Os resultados experimentais foram realizados utilizando o R134a como fluido de trabalho para as seguintes condições de teste médias nos microcanais: $250 < G < 1000\text{ kg/m}^2\cdot\text{s}$; $5,0 < q'' < 220,0\text{ kW/m}^2$; $0 < x_v < 0,89$; $600 < p_{\text{ent}} < 900\text{ kPa}$; $1,0 < \Delta T_{\text{sub}} < 20,0\text{ K}$; $21,55 < T_{\text{sat}} < 31,5^\circ\text{C}$.

Os resultados experimentais obtidos nos permitem as seguintes realizações, contribuições e conclusões:

- Verificou-se haver forte influência do regime de escoamento sobre o perfil do coeficiente de transferência de calor (CTC) durante a ebulição em microcanais. Na região de bolhas isoladas (BI), concluiu-se que a ebulição nucleada é predominante. Entretanto nas regiões de regime de escoamento de bolhas confinadas (BC) e anular (A) conclui-se que o regime de ebulição convectiva é predominante e independente da velocidade mássica testada;
- O coeficiente de transferência de calor eleva-se com o aumento do fluxo de calor independentemente da velocidade mássica empregada;
- Para baixos títulos de vapor, o CTC em microcanais é pouco afetado pela variação da velocidade mássica. Entretanto para títulos de vapor mais elevados fica mais evidente o aumento do CTC com o incremento da velocidade mássica, independente do fluxo de calor aplicado;
- O CTC é mais influenciado pelo grau de subresfriamento a baixos títulos de vapor;
- O CTC se intensifica com o aumento da pressão de entrada e consequente aumento da temperatura de saturação;
- A correlação de Sun e Mishima (2009) e Thome et al. (2004) apresentaram os menores valores de IAM , entretanto o modelo de

- Thome et al. (2004) foi aquele que melhor interpretou a tendência dos resultados experimentais do CTC;
- O modelo de Thome et al. (2004), apesar de se basear na transferência de calor por convecção no regime bolha confinada, fornece também satisfatórias previsões podendo se estender para o regime de escoamento anular;
 - Inicialmente a contribuição de Δp_{ac} é superior a Δp_{at} na queda de pressão total, mas conforme o título de vapor vai aumentando ao longo do comprimento do canal, Δp_{at} acaba superando a contribuição de Δp_{ac} ;
 - A contribuição de Δp_{ac} na queda de pressão total aumenta com o aumento do fluxo de calor, enquanto que a contribuição Δp_{at} diminui;
 - Independente da velocidade mássica, a queda de pressão total diminui com o aumento da pressão na entrada ou temperatura de saturação;
 - O modelo homogêneo foi o que melhor predisse os resultados experimentais de queda de pressão, com $IAM=9,98\%$, e $94,5\%$ de seus pontos dentro da faixa de $\pm 30\%$;
 - A perda de carga em escoamentos com ebulição convectiva no interior de microcanais pode ser estimada utilizando-se correlações propostas para a perda de carga em canais convencionais (modelos verificados: Homogêneo, Müller-Steinhagen e Heck (1986) e Friedel (1979));
 - O alto grau de superaquecimento para ocorrência de ONB, e consequentemente elevado efeito de histerese deve-se à alta molhabilidade do fluido refrigerante R134a e do baixo valor da rugosidade da parede aquecida;
 - O aumento da pressão de entrada favorece o início da ebulição, ONB, devido ao aumento da faixa de raios das cavidades que podem ser ativadas;
 - O aumento do grau de subresfriamento, e consequentemente a menor temperatura de entrada, aumenta o grau de superaquecimento necessário para alcançar o ONB, devido à diminuição da gama de raios que podem ser ativados para um mesmo grau de superaquecimento;
 - Maiores velocidades mássicas requerem um maior grau de superaquecimento necessário para início da ebulição nucleada, ONB.

Avaliando de forma geral, este trabalho contribui de forma significativa para o melhor entendimento dos parâmetros que influenciam

sobre ONB, queda de pressão e transferência de calor em microcanais paralelos com ebulição. Quanto a aplicabilidades das correlações e modelos para o CTC, percebe-se que as correlações desenvolvidas não podem ser utilizadas de forma geral, pois elas reproduzem bem somente os resultados para situações similares ao banco de dados utilizados no seu desenvolvimento. Já os modelos fenomenológicos de CTC, desenvolvidos à partir do padrão de escoamento bifásico, são uma boa escolha para determinação do CTC. No entanto devemos utilizá-los preferencialmente no regime de escoamento para o qual eles foram desenvolvidos, pois para cada regime de escoamento os mecanismos existentes são diferentes.

Parte B

***Análise da distribuição
do escoamento bifásico
ar-água em um
distribuidor acoplado a
microcanais***

8. Introdução - Distribuição de escoamento bifásico

8.1. Introdução

O uso de trocadores de calor compactos aumentou sensivelmente nos últimos anos devido à busca por equipamentos que possibilitem ao mesmo tempo responder às necessidades de minaturização, com menor ocupação de espaço, e de economia de material e energia. Custos operacionais mais baixos devido aos preços crescentes de energia tem justificado o maior custo inicial de tais trocadores de calor. Desenvolver trocadores de calor mais compactos envolve a redução do diâmetro hidráulico e do comprimento dos canais. Os trocadores de calor com vários canais paralelos estão sendo utilizados num número crescente de aplicações, como por exemplo em sistemas de condicionamento de ar automotivos e residenciais. O desempenho dos trocadores de calor de sistemas de refrigeração foi extensivamente documentado na literatura por Jacobi et al. (2005). Outra vantagem de trocadores de calor com microcanais é a redução de carga de fluido utilizada, muitas vezes importante em sistemas com refrigerantes inflamáveis ou tóxicos.

Geralmente, como resultado do dimensionamento do diâmetro do canal a valores muito pequenos temos o aumento do número de canais paralelos através do trocador de calor com a finalidade de manter a queda de pressão a níveis aceitáveis. As quedas de pressão no trocador de calor afetam o coeficiente de desempenho do sistema (COP). Logo, com o aumento do número de canais paralelos, um outro problema surge: a distribuição de fluido entre os canais paralelos. Assunto que tem recebido crescente atenção.

Um dos pressupostos básicos comuns na teoria do projeto de trocadores de calor tem sido que o fluido é distribuído de maneira uniforme entre os canais. Na prática, uma má distribuição do escoamento ocorre frequentemente, o que pode reduzir significativamente o desempenho dos trocadores de calor com escoamentos paralelos.

A complexa questão da distribuição de escoamentos bifásicos em trocadores de calor têm sido estudada por diversos autores. Mueller (1987) e Mueller e Chiou (1988) revisaram os vários tipos de má distribuição de escoamentos bifásicos em trocadores de calor. Eles concluíram que a má distribuição pode ser causada por fatores geométricos (geometria do coletor, acoplamento do canais aos coletores, a localização e a orientação dos canais) ou fatores operacionais (vazão

mássica, regime de escoamento, fração de vazio no tubo alimentador do distribuidor e carga de calor sobre os canais paralelos).

O presente trabalho apresenta novos resultados da pesquisa experimental englobando os efeitos geométricos (localização e orientação dos canais) e os operacionais (vazão mássica, regime de escoamento e a fração de vazio no tubo alimentador), com ênfase para a distribuição resultante do escoamento bifásico no coletor de entrada do trocador de calor. As diferenças nas propriedades físicas entre o líquido e a fase gasosa (tensão superficial, viscosidade, massa específica) afetam as forças inerciais, gravitacionais, de cisalhamento e capilar. A interação destas forças determinam a distribuição das fases no coletor do trocador de calor.

O funcionamento de evaporadores é particularmente sensível à distribuição não uniforme de fases do fluido refrigerante entre canais paralelos. Isto acontece porque a transferência de calor é degradada em tubos completamente tomados por líquido, não só porque o coeficiente de transferência de calor é menor em um escoamento monofásico em relação a um escoamento bifásico, mas também porque a diferença de temperatura entre o refrigerante e o fluido secundário (por exemplo, ar) é reduzida à medida que o superaquecimento do refrigerante acontece. Além da redução na capacidade térmica devido à má distribuição das fases, o bom funcionamento do evaporador pode ser afetado de várias maneiras. A distribuição não uniforme do fluido refrigerante em trocadores de calor tendo o ar como fluido do escoamento secundário produz não uniformidades na temperatura de saída do ar. Além disso, a temperatura da superfície dos tubos superaquecidos aumentará e poderá exceder a temperatura de ponto de orvalho do ar, o que pode reduzir o efeito de desumidificação do trocador de calor. O mesmo problema surge em evaporadores que operam em climas frios, onde o congelamento ocorre. Temperaturas da superfície desiguais produzirão um irregular resfriamento no trocador de calor, conforme verificou Hrnjak (2003), o que pode proporcionar diferenças na resistência do escoamento de ar através do trocador de calor e reduzir a transferência de calor do evaporador ainda mais. Outro problema, devido à má distribuição do escoamento de fluido refrigerante entre os canais é devido à inundação dos tubos do evaporador, o que pode permitir a entrada de líquidos na saída do evaporador e, assim, influenciar a estabilidade de controle da válvula de expansão térmica.

Para evitar os problemas decorrentes da distribuição não uniforme do escoamento nos coletores de trocadores de calor, o comportamento da distribuição de fluido tem de ser muito bem compreendido. A capacidade de modelos computacionais na distribuição

de escoamentos bifásicos em coletores tem sido continuamente melhorada ao longo das últimas décadas. No entanto, não é possível ainda compreender a complexidade do problema de distribuição de escoamentos bifásicos em coletores sem uma base experimental. Como base para o desenvolvimento de novos modelos de coletores para melhorar o desempenho dos trocadores de calor, uma melhor compreensão do escoamento dentro do coletor de distribuição é de grande importância. Assim sendo, é a intenção do presente estudo contribuir para a compreensão dos aspectos fundamentais envolvidos na distribuição de vazões de escoamento bifásico em coletores com canais paralelos.

Os principais objetivos do presente trabalho são:

- Medir a distribuição de vazões do escoamento bifásico em um trocador de calor compacto, sob condições bem próximas das de real funcionamento, pois no presente estudo iremos trabalhar em condições adiabáticas;
- Investigar o desempenho de distribuição em condições operacionais variadas (localização e orientação do tubo de alimentação, orientação dos canais paralelos e do coletor de entrada), para melhorar a compreensão da relação entre a distribuição de vazões de um escoamento bifásico e a geometria do distribuidor.

Este documento referente a Parte B da presente tese inclui as seguintes Seções principais: uma revisão de estudos anteriores de distribuição vazões de escoamentos bifásicos em coletores com canais paralelos; a descrição da bancada e dos procedimentos experimentais adotados; análise e discussão dos resultados e a apresentação de um artigo de revisão bibliográfica, resultante desta pesquisa e publicado no periódico internacional *Applied Thermal Engineering*, Qualis A1, ver Dario et al. (2013).

O Capítulo 9 contém a revisão bibliográfica da literatura sobre o assunto de distribuição de vazões em escoamentos bifásicos em coletores de trocadores de calor compactos. O dispositivo de testes experimentais que foi construído com a finalidade de investigar a distribuição de escoamentos bifásicos é descrito no Capítulo 10. O procedimento experimental adotado na realização dos testes e o tratamento dos dados são descritos no Capítulo 11. A análise da propagação das incertezas experimentais deste estudo são apresentadas no Apêndice F. No Capítulo 12, os resultados das medições são apresentados graficamente e discutidos, incluindo uma comparação entre o desempenho da distribuição das fases para diferentes configurações geométricas e situações operacionais. Por fim, no Capítulo 13, são apresentadas as principais

conclusões do estudo a partir da ampla revisão bibliográfica e da análise dos resultados experimentais.

9. Revisão Bibliográfica - Distribuição de escoamento bifásico

9.1. Visão geral do capítulo

Neste capítulo é realizada uma revisão dos trabalhos relevantes sobre a distribuição de vazão de escoamentos bifásicos entre canais paralelos conectados a distribuidores de trocadores de calor. O capítulo compreende uma síntese do estudo de revisão bibliográfica sobre o tema desenvolvido pelo doutorando durante a presente pesquisa, e que foi recentemente publicada em periódico internacional. Neste artigo, Dario et al. (2013), foi realizada uma completa revisão bibliográfica sobre o problema de distribuição de escoamentos bifásicos em manifolds. Assim sendo, o presente capítulo está distribuído da seguinte forma, primeiramente, são revistos, na Seção 9.2, os estudos que quantificam os efeitos da distribuição não uniforme de vazões de escoamentos bifásicos. Em seguida, são revistos, na Seção 9.3, os trabalhos experimentais realizados com o objetivo de se avaliar os critérios de projeto que possibilitem a redução das não uniformidades na distribuição de vazões de escoamentos bifásicos em canais paralelos conectados a distribuidores.

Com base nos princípios desenvolvidos da análise de distribuição de vazões de escoamentos bifásicos em junções do tipo “T”, alguns autores apresentaram modelos de distribuição de escoamentos bifásicos em coletores de trocadores de calor. Essas abordagens são descritas na Seção 9.4.

Finalmente, uma revisão de sugestões de projetos e princípios para a melhoria da distribuição de escoamentos bifásicos em coletores é fornecida na Seção 9.5.

9.2. Efeitos da distribuição não uniforme das fases em trocadores de calor

Para se determinar o efeito da distribuição não uniforme das fases de um escoamento bifásico Beaver et al. (2000) criou um sistema com dois métodos alternativos para alimentação do evaporador em um sistema de condicionamento de ar que opera com CO₂. Em um primeiro instante, o evaporador foi ligado no modo convencional, com uma válvula de expansão na entrada e um receptor de baixa pressão na saída do evaporador. Em um segundo instante, o evaporador foi alimentado somente com líquido devido a existência de um separador localizado a

montante do evaporador. O vapor proveniente do separador foi desviado para a linha de aspiração do compressor. As temperaturas de saída de ar mostraram uma distribuição mais uniforme na segunda configuração, indicando uma melhora da distribuição dos escoamento bifásico. O COP do sistema (coeficiente de desempenho) para a segunda configuração aumentou em 20%.

Choi et al. (2003) realizaram seus trabalhos com o R-22 num evaporador do tipo tubo-aleta de três passagens para determinar a degradação da capacidade térmica devido à distribuição não-uniforme do escoamento bifásico. A distribuição do refrigerante entre os três circuitos foi controlada individualmente e o superaquecimento na saída foi medido. O estudo mostrou que a má distribuição do refrigerante entre os três circuitos provocou uma degradação da capacidade térmica do evaporador de 30%. Dois dos circuitos foram mantidos com superaquecimento elevado de 11,1 °C, enquanto que o terceiro foi inundado para manter o superaquecimento do conjunto na saída inalterado, em comparação com o caso tomado como base. Os testes com a distribuição irregular de vapor causaram uma degradação na capacidade térmica de até 8,7%. Uma melhora de 4,0% no rendimento térmico foi obtida por meio do controle da vazão mássica do refrigerante em cada um dos circuitos de saída com o intuito de manter inalterado o grau de superaquecimento na saída. Mais detalhes deste estudo foram apresentados por Payne e Domanski (2003), onde também o modelo de simulação, tendo em conta os problemas de distribuição, foi delineado. O dados gerados pelo modelo de simulação foram também confrontados com as dados experimentais gerados.

Testes realizados por Wu e Webb (2002) apresentaram elevada não uniformidade de distribuição na terceira passagem de um evaporador configurado com o distribuidor de entrada posicionado na horizontal, canais na vertical e escoamento ascendente. Uma redução de 8,0% na capacidade do evaporador de alumínio testado foi estimada devido à má distribuição das fases entre os canais paralelos.

Lalot et al. (1999) investigaram a distribuição não uniforme de vazão das fases de um escoamento em um trocador de calor aquecido eletricamente. Eles desenvolveram um modelo numérico do escoamento no trocador de calor e encontraram uma redução de 7,0% no desempenho térmico calculado devido à distribuição não uniforme em condensadores e trocadores de calor contra corrente, e mais de 25,0% de redução para trocadores de calor de escoamento cruzado. Os autores também descobriram que o refluxo de fluido em alguns canais pode ocorrer para certo tipo de geometrias utilizadas.

Pettersen et al. (2000) modelaram o efeito da distribuição do escoamento sobre a transferência de calor na última passagem de um trocador de calor de múltiplos canais paralelos, o fluido refrigerante utilizado foi o R134a com um título de vapor na entrada da última passagem de 80%, $x_v=0,8$. Quedas de pressão foram assumidas como sendo iguais para os tubos cheios de líquido e aqueles preenchidos com vapor. Uma redução de capacidade de 30,0% foi calculada em comparação com o caso de alimentação regular das fases entre os canais.

Mesmo em escoamentos monofásicos grandes reduções de desempenho foram observadas devido à má distribuição no distribuidor. Heggs e Scheidat (1992) estudaram o desempenho dos trocadores de calor de placas, em função da disposição do escoamento nas placas. Uma redução do desempenho térmico de até 15% foi observada em um trocador de calor com 60 canais, devido à distribuição não uniforme da vazão mássica das fases do fluido refrigerante entre os canais ramificados.

Sa et al. (2003) investigaram a distribuição não uniforme do escoamento bifásico do R22 em um distribuidor de um trocador de calor multiporta com título de vapor de 20% no tubo alimentador. Imagens térmicas foram usadas para visualizar a capacidade térmica de distribuição entre os 32 microcanais posicionados na vertical para um escoamento ascendente. Defletores foram usados para aumentar o número de passes e diminuir os número de tubos em um distribuidor. A distribuição mais uniforme do escoamento e consequentemente melhor performance térmica foi obtida sem a utilização de direcionadores no distribuidor. Eles concluíram que a distribuição não uniforme das fases pode reduzir a capacidade térmica do trocador a valores superiores a 50%.

9.3. Distribuição de vazões de escoamentos bifásicos em distribuidores com canais paralelos – investigações experimentais

Apenas um número limitado de pesquisadores estão lidando com o problema de distribuição de escoamentos bifásicos em coletores conectados a canais paralelos. Tendo em vista o grande número de variáveis que entram em jogo, por exemplo, geometria do distribuidor e dos canais conectados, o número de canais ramificados, a orientação do coletor e dos canais paralelos ramificados, bem como as condições de operação e as propriedades físicas do fluido de teste, é difícil tirar conclusões definitivas em relação à distribuição de escoamentos bifásicos em distribuidores de trocadores de calor.

Nas seções seguintes, uma visão geral da literatura publicada contendo resultados experimentais de distribuição de vazões de escoamentos bifásicos em trocadores de calor é apresentada.

9.3.1. Trocadores de calor com canais circulares paralelos

Asoh et al. (1991) estudaram a distribuição do escoamento bifásico descendente do R113 em um sistema de condicionamento de ar automotivo com três tubos paralelos verticais, de diâmetro interno de $7,9\text{ mm}$, conectados a um coletor horizontal, de $13,9\text{ mm}$ de diâmetro interno. O coletor foi fabricado em vidro, e os autores puderam observar a dinâmica do escoamento bifásico dentro do distribuidor. O padrão de escoamento na entrada do coletor durante as experiências foi principalmente “*slug*” ou espumado. Os tubos de cobre paralelos conectados foram aquecidos eletricamente e a evolução das pressões estáticas no distribuidor e nos tubos paralelos ramificados também foram monitoradas durante os experimentos. Os autores descobriram que a distribuição irregular das fases do refrigerante entre os canais aconteceu principalmente devido à dinâmica do escoamento bifásico e não devido a carga térmica uniforme aplicada nos canais. Além disso, as vazões mássicas das fases nos tubos ramificados foram controladas principalmente pela fase líquida do que pela fase de vapor que entraram no distribuidor.

Watanabe et al. (1995) estudaram a distribuição do escoamento bifásico do refrigerante R11 em um distribuidor posicionado na horizontal, com diâmetro interno de $20,0\text{ mm}$, composto por quatro tubos ramificados verticais de $6,0\text{ mm}$ de diâmetro, simulando o evaporador do condicionador de ar de um automóvel. Vários fatores geométricos que afetaram a distribuição das fases no distribuidor foram identificados: a razão da área transversal dos canais ramificados com a do distribuidor, a localização e orientação dos canais e do distribuidor. Além disso, os parâmetros operacionais, tais como a vazão mássica total, título de vapor na entrada do distribuidor e a distribuição de calor nos canais ramificados, foram considerados importantes parâmetros para a distribuição das fases entre os canais ramificados. Os autores verificaram que a fase de vapor foi preferencialmente distribuída nos canais posicionados mais próximos do tubo de alimentação do distribuidor e que o nível de líquido no coletor horizontal era maior em uma posição mais distante da alimentação do coletor, devido principalmente à estratificação das fases ao entrar no distribuidor. O último canal ramificado do coletor (mais afastado do tubo de entrada) foi sempre alimentado com uma menor fração de vapor. A redução do número de canais conectados ao coletor mudou apenas

quantitativamente os resultados. Qualitativamente, os resultados da distribuição das fases foram quase inalterados. A adição de carga térmica nos canais ramificados pouco alterou a distribuição de vazões das fases entre os canais. Uma abordagem de modelagem de distribuição de escoamento bifásico de junções do tipo “T” foi utilizada e adaptada para a análise da distribuição do escoamento em distribuidores, conhecidos também como coletores de admissão. O modelo desenvolvido por Watanabe et al. (1995) é descrito em detalhe na Seção 9.4 e na Seção 4 de Dario et al. (2013).

Osakabe et al. (1999) estudaram a distribuição de vazões das fases de um escoamento monofásico (ar) e bifásico (ar-água) ascendente num distribuidor posicionado na horizontal ($40 \times 40 \text{ mm}^2$ de seção transversal), com quatro tubos ramificados de diâmetro interno de $10,0 \text{ mm}$ posicionados na vertical. As vazões mássicas de ar e água em cada tubo ramificado foram mensuradas sistematicamente durante cada teste. Quando foi introduzido uma pequena quantidade de bolhas no distribuidor, a vazão de água para o primeiro tubo ramificado aumentou consideravelmente, enquanto que para os outros tubos diminuíram. Aumentando a vazão mássica de ar na entrada, a taxa de água para o primeiro tubo ramificado alcançou um valor máximo e, em seguida, diminuiu. Aumentando ainda mais a vazão mássica de ar no tubo alimentador do distribuidor, o padrão do escoamento no tubo de alimentação do distribuidor tornou-se estratificado, e os dois primeiros tubos ramificados ao distribuidor não apresentaram mais escoamento de água. Em um estudo adicional de Horiki e Osakabe (1999), a intrusão dos tubos ramificados no coletor e o efeito do comprimento desta intrusão foi verificada. Ao aumentar o comprimento da intrusão a distribuição tornou-se mais uniforme entre os canais ramificados, devido a fase gasosa ser melhor distribuída entre eles. O melhor resultado foi obtido quando os quatro tubos tiveram sua entrada posicionada no centro do coletor (comprimento de intrusão).

Wu e Webb (2002), mostraram que a distribuição não regular de escoamentos bifásicos entre os canais ramificados é mais grave em escoamentos com configurações ascendentes do que em descendentes. A estratificação foi vista no distribuidor como uma consequência da distribuição não uniforme das fases, especialmente na configuração de escoamento ascendente.

9.3.2. Trocadores de calor com canais tipo placa

Alguns trabalhos experimentais de distribuição de escoamentos bifásicos foram realizados em distribuidores de trocadores de calor do tipo

placas. Rong et al. (1995) estudaram a distribuição de ar e de água num trocador de calor, simulando a distribuição de escoamento com mudança de fase em um trocador de calor que possui sete passagens de 75 mm de largura, tanto na orientação vertical ascendente como descendente. Os valores das vazões mássicas de ar e água em cada passagem foram medidos para diferentes vazões mássicas de entrada e sob condições adiabáticas. Os autores verificaram que a geometria do distribuidor foi um fator crítico, pois ela determinou as características do escoamento bifásico, e tiveram uma forte influência sobre a distribuição das fases. Com baixas vazões mássicas de ar e altas de água (pequena fração de gás), o padrão de escoamento no tubo de alimentação do distribuidor foi “slug” e o ar e a água no distribuidor tendiam a separar-se devido à aceleração da gravidade, o que resultou em grave má distribuição entre os canais. Com vazões mássicas mais elevadas de ar, escoamento anular foi observado no distribuidor. Nesta configuração experimentada, as primeiras ramificações (mais próximas do tubo alimentador) receberam a maior fração de água, enquanto os últimos ramos (mais afastados) do distribuidor receberam mais ar, tanto na configuração ascendente como na descendente. Obstruções do escoamento na entrada dos canais do trocador de calor foram testadas para manipular a distribuição das fases. Um das obstruções testadas apresentou melhora significativa na distribuição das fases, e foi a recomendada para atual aplicação.

Rong et al. (1996) identificaram o padrão de escoamento no tubo de alimentação do distribuidor e, especialmente, a quantidade de movimento do líquido como um fator importante na determinação da distribuição das duas fases no distribuidor. Com baixa quantidade de movimento do líquido na configuração descendente, a água foi quase homogeneamente distribuída entre os canais ramificados, enquanto com uma maior quantidade de movimento do líquido, ele pôde pular as entradas dos primeiros canais ramificados e alcançar somente os canais mais a jusante.

Bernoux (2000) realizou experiências de distribuição de fases em um distribuidor posicionado na horizontal de um trocador de calor de placas com paredes transparentes. A seção de teste consistia de oito canais retangulares verticais descendentes ($2 \times 50 \text{ mm}^2$), com R113 como fluido de trabalho. O autor observou que a distribuição não foi uniforme, independentemente do padrão de escoamento no distribuidor ou no tubo de alimentação do distribuidor. Com baixa fração de vapor no tubo de entrada, a fase líquida foi melhor distribuída, e com alta fração de vapor no tubo de entrada a fase gasosa foi melhor distribuída entre os canais ramificados. Os padrões de escoamento no tubo de entrada foram

observados visualmente e a relação com a distribuição das fases entre os canais ramificados foi observada. A baixas frações de vapor na entrada, o jato de líquido proveniente do tubo de entrada preencheu os canais sobre os quais ele incidia. A médias frações de vapor na entrada, o jato de líquido atingiu a parede de extremidade oposta do distribuidor e alimentou os canais mais distantes do tubo de entrada do distribuidor. A níveis mais extremamente elevados de fração de vapor na entrada, ($x=0,8$), gotas de líquido dispersas no escoamento de gás colidiram com a parede de extremidade oposta ao tubo de entrada do distribuidor, e os canais mais distantes da entrada foram preferencialmente alimentados com líquido.

Fei et al. (2002) conduziram experimentos com R134a em um distribuidor de um evaporador tipo placa ($0,3\text{ m}$ de comprimento e seção transversal quadrada de $25 \times 25\text{ mm}$) que possui cinco tubos ramificados. Os testes foram realizados com o distribuidor na horizontal para um escoamento descendente. O distribuidor era transparente, de modo que o desenvolvimento do escoamento no interior do distribuidor pode ser observado. Verificou-se que as condições do escoamento na entrada do distribuidor afetaram significativamente o regime de escoamento e a distribuição das fases no interior do distribuidor. O desvio padrão médio foi utilizado como uma medida da uniformidade da distribuição do líquido nos tubos ramificados. A melhor distribuição da fase líquida foi encontrada quando pequenas gotas de líquido estavam dispersas no interior do escoamento de gás e a razão das velocidades das fases eram próximas da unidade. Os autores também construíram mapas de regime de escoamento para o desenvolvimento do escoamento no distribuidor.

9.3.3. Distribuidores de trocadores de calor com multi microtubos

Yoo et al. (2002) realizam experimentos com ar e água em um distribuidor com quinze tubos ramificados do tipo MPE (do inglês “*multi port extrude*”), que são multitubos paralelos fabricados em alumínio pelo processo de extrusão, conforme apresentado na Figura 9.1.

Os testes foram realizados com o distribuidor posicionado na horizontal e vertical (este trabalho foi parcialmente publicado por Tompkins et al. (2002b).

Os tubos MPE eram compostos por seis microcanais com diâmetro hidráulico de $1,59\text{ mm}$, com uma área total de seção transversal de $1,67 \times 10^{-5}\text{ m}^2$, conforme Figura 9.1.

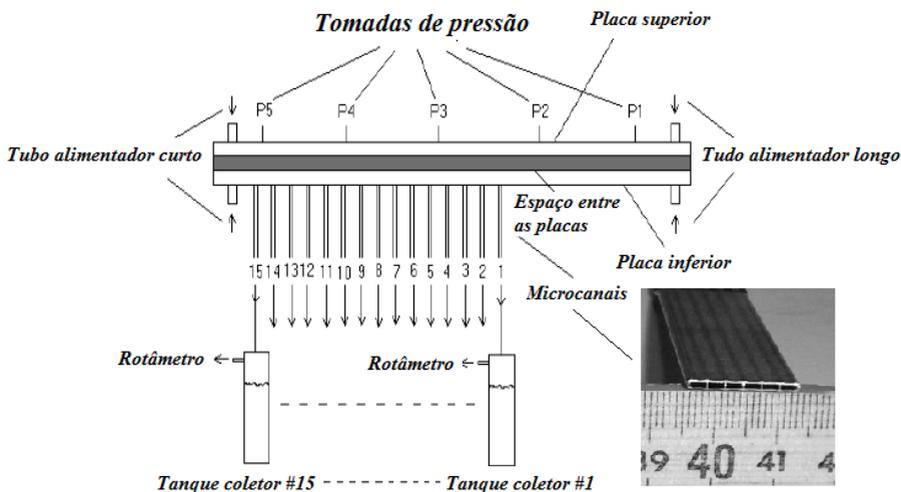


Figura 9.1 - Aparato experimental e microtubos MPE utilizados em Yoo et al. (2002).

A distribuição de ar e água entre os tubos MPE e os perfis de pressão ao longo do distribuidor foram medidos durante os experimentos. A razão de área, definida como a soma da área da seção transversal dos tubos MPE ramificados, dividida pela área da seção transversal do distribuidor, foi alterada, modificando o espaçamento entre as placas que formam o distribuidor (retangular). Quatro diferentes posições do tubo alimentador foram utilizados para o distribuidor. Observou-se uma distribuição menos uniforme entre os tubos MPE com o aumento da velocidade mássica na entrada do distribuidor. Para baixas vazões mássicas na entrada, o padrão de escoamento no distribuidor foi estratificado-ondulado, e a água foi preferencialmente distribuída nos tubos MPE mais próximos da alimentação. Com elevados fluxos de massa, o escoamento anular foi observado no distribuidor e a película de líquido da parte inferior do distribuidor alimentou os tubos MPE mais próximos do tubo alimentador, enquanto que a película de líquido remanescente em torno da periferia do distribuidor atingiu o final do distribuidor e entrou nos tubos MPE mais distantes da alimentação. Em geral, a distribuição de ar foi inversamente proporcional a distribuição de água. Os autores informaram que a película de líquido nas paredes do distribuidor foi movida ao longo do distribuidor pela força de arrasto do vapor. Nenhuma correlação foi obtida entre o perfil de pressão ao longo do distribuidor e a distribuição de ar-água. Vários parâmetros foram utilizados na tentativa

de se tratar os dados experimentais, mas nenhuma tendência universal foi encontrada. No entanto, verificou-se que os testes com tubos de alimentação do distribuidor de curtos comprimento de entrada produziram distribuições mais irregulares das fases do que para os testes com comprimentos mais longos de entrada. A fração de vapor e o fluxo de massa no tubo de alimentação do distribuidor causaram pouca influência sobre os valores de desvio padrão normalizados das distribuições de vazões de ar e água. Tompkins et al. (2002a) desenvolveram um modelo matemático com base nos dados apresentados por Yoo et al. (2002). Este modelo é descrito na Seção 9.4.2.



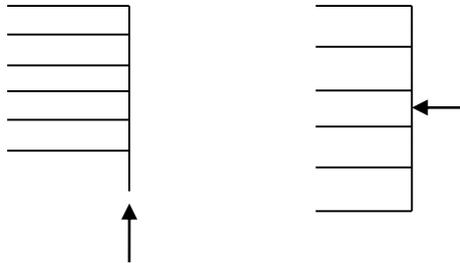
Figura 9.2 - Coletor de saída de um evaporador com 42 tubos MPE, instrumentado com 23 termopares do tipo T, para avaliar a perda de capacidade térmica devido a distribuição irregular do escoamento bifásico, Stott et al. (1999).

Stott et al. (1999) utilizaram um evaporador com tubo MPE alimentado com escoamento bifásico em quatro locais distintos ao longo do distribuidor, conforme Figura 9.2. Medições de superaquecimento na saída dos tubos foram realizadas para quantificar a influência da distribuição irregular das fases do escoamento entre os tubos MPE. A redução de capacidade térmica do evaporador devido à distribuição irregular no distribuidor foi estimada em 13%, em condições secas e 19% em condições de serpentina molhada.

Song e Bullard (2002) realizaram testes em um evaporador multipasses com tubos MPE posicionados na horizontal, conectados a um distribuidor posicionado na vertical. Eles observaram padrões de congelamento na superfície externa de alguns tubos durante os testes, e associaram este fenômeno como um indicador qualitativo da distribuição irregular do escoamento bifásico do CO₂ entre os tubos MPE. Os tubos na parte inferior ou na parte superior do distribuidor geralmente recebiam menos líquido do que os tubos centrais. Os autores concluíram que a distribuição das fases entre os tubos acoplados foi determinada por um equilíbrio entre as forças inerciais, gravitacionais e de cisalhamento. Na primeira passagem, na qual a maior porção do escoamento era de líquido,

as forças gravitacionais foram dominantes, ao mover-se a jusante no evaporador, próximos passes, as forças de inércia tornaram-se mais importante na determinação da distribuição das fases, devido ao aumento da velocidade do escoamento em decorrência da evaporação. Eles ainda verificaram que a distribuição não uniforme das fases criou uma deposição de gelo na superfície externa dos tubos MPE, o que provocou um aumento da velocidade do ar, através das regiões em que a superfície não estava com gelo (escoamento externo ao evaporador).

Cho et al. (2002) estudaram a distribuição do escoamento bifásico do R22 em um distribuidor posicionado na vertical com quinze tubos MPE ramificados posicionados na horizontal. Duas soluções para o tudo de alimentação do distribuidor foram testadas. No primeiro caso, com uma configuração em linha (Figura 9.3 a), com o distribuidor na vertical e os tubos ramificados na horizontal para um escoamento vertical ascendente no interior do distribuidor (tubo alimentador perpendicular aos canais). No segundo caso, na configuração paralelo (Figura 9.3 b)), com o distribuidor na vertical e com tubo de alimentação na horizontal, posicionado no meio do distribuidor.



a) Configuração em linha. b) Configuração em paralelo.

Figura 9.3 - Configuração de entrada em linha e em paralelo de um distribuidor posicionado na vertical

O tubo de alimentação foi, em seguida, posicionado em paralelo com o trocador de calor de tubos MPE. A distribuição das fases foi mais uniforme entre os canais acoplados na configuração em linha do que em paralelo. Para ambas as configurações, a taxa de líquido foi maior nos tubos ramificados da parte inferior do colector. Uma distribuição mais uniforme das fases entre os canais ramificados foi alcançada com o aumento do título de vapor no tubo alimentador do distribuidor.

Lee e Lee (2004) investigaram a distribuição das fases de um escoamento bifásico, em um distribuidor retangular ($24 \times 24 \text{ mm}$) posicionado na vertical, com seis canais planos ramificados ($22 \times 1,8 \text{ mm}$)

posicionados na horizontal, conforme pode ser observado na Figura 9.4 (a). A intrusão dos canais ramificados no distribuidor variou de 0 a 12 mm . Ar e água foram utilizados como fluidos de teste. Conforme os autores, a profundidade da intrusão dos canais acoplados impediu a entrada de água nos canais mais próximos da base do distribuidor. Uma profundidade de $6,0\text{ mm}$ de intrusão dos canais ramificados foi encontrado como sendo aquela que apresentou uma distribuição mais uniforme de líquido, conforme pode ser observado na Figura 9.4 (b).

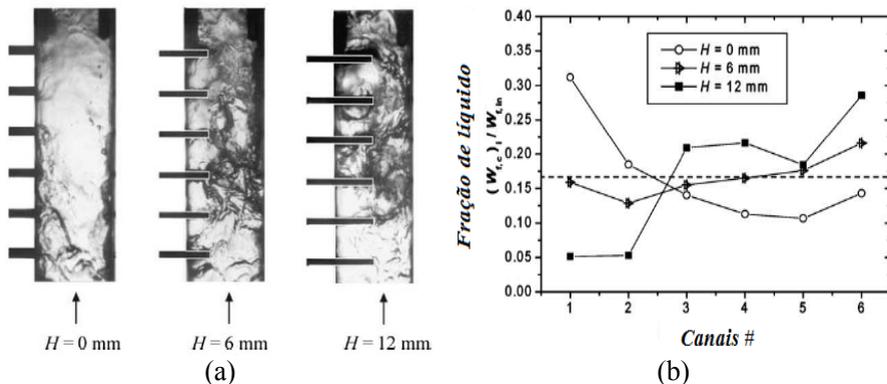


Figura 9.4 - Efeito da intrusão sobre a distribuição de líquido entre os tubos MPE ramificados, (a) e (b) $G=54\text{ kg/m}^2\text{s}$, $x=0,5$, Lee e Lee (2004).

Zietlow et al. (2002) desenvolveram um novo método de medição da distribuição de líquido de um escoamento bifásico de ar-água em um distribuidor de um trocador de calor com 20 microtubos paralelos ramificados. A taxa de fluxo de água nos tubos ramificados foi medida em lotes, por células de carga conectadas a um tanque de coleta. A taxa de fluxo de ar não foi medida, o que significa que a fração de vapor na entrada dos tubos ramificados não pôde ser estimada. O estudo foi conduzido a baixas pressões, e o método foi validado pela reprodutibilidade de estudos anteriores sobre distribuição de escoamentos ar-água.

9.4. Modelos semi-empíricos para distribuição de escoamentos bifásicos

9.4.1. O modelo de Watanabe et al. (1995)

Watanabe et al. (1995) publicaram um modelo empírico para prever a distribuição de líquido e vapor em um distribuidor posicionado na horizontal, com diâmetro interno de $20,0\text{ mm}$, no qual estão conectados

quatro tubos ramificados, com diâmetro interno de 6.0 mm , posicionados na vertical em um escoamento ascendente. Uma correlação para a extração de gás no tubo ramificado de número i foi proposta pela Equação (9.1).

$$G_{g,t,i} = 6.07 G_{g,m,i} \quad (9.1)$$

De acordo com a correlação de Watanabe et al. (1995), a velocidade mássica do gás no tubo ramificado de número i , $G_{g,t,i}$, somente depende da velocidade mássica do gás no distribuidor na entrada da junção i , $G_{g,m,i}$. Foi mostrado pelos autores que a fração de líquido removida em cada tubo ramificado, $\dot{m}_{l,t,i}$, foi dependente do número de Reynolds do gás, $Re_{g,m,i}$, na entrada da correspondente junção do tubo ramificado, conforme a Equação (9.2).

$$\frac{\dot{m}_{l,t,i}}{\dot{m}_{l,m,i}} = 2.74 \times 10^{-5} Re_{g,m,i} - 0.0124 \sqrt{Re_{g,m,i}} + 1.37 \quad (9.2)$$

9.4.2. O modelo de Tompkins et al. (2002b)

Tompkins et al. (2002b) formularam um modelo unidimensional bifásico a fluxo de mássico constante, utilizando uma abordagem integral, que foi comparado aos dados reportados em Yoo et al. (2002). O modelo de fração de vazio bifásico, simbolizado como TP-a, é um modelo modificado de distribuição de escoamentos bifásicos. Enquanto, em um modelo de separação completa das fases, as interações interfaciais entre as fases devem ser consideradas, em um modelo TP-a, uma correlação de fração de vazio é usada para fornecer informações sobre a área da seção transversal ocupada pela fase líquida e gasosa.

A Figura 9.5 mostra a discretização do distribuidor utilizado por Tompkins et al. (2002b).

O escoamento bifásico com quantidades m_{in} , p_{in} e x_{in} entra no distribuidor e é distribuído a um número de canais ramificados. Quatro diferentes tipos de volume de controle A , B , C e D são utilizados no modelo da Figura 9.5. A separação das fases do escoamento principal entre o distribuidor e o canal ramificado ocorre no volume de controle A , com um ponto de junção imaginária no meio do volume de controle. O volume de controle B , com uma altura infinitesimal permite definir a queda de pressão entre $p_{3,i}$ e $p_{3,i}$, devido a brusca mudança na área do distribuidor para a entrada do canal ramificado. A saída de pressão de todos os canais ramificados foi estabelecida com sendo p_{atm} e as equações resultantes para todos os volumes de controle foram resolvidas simultaneamente.

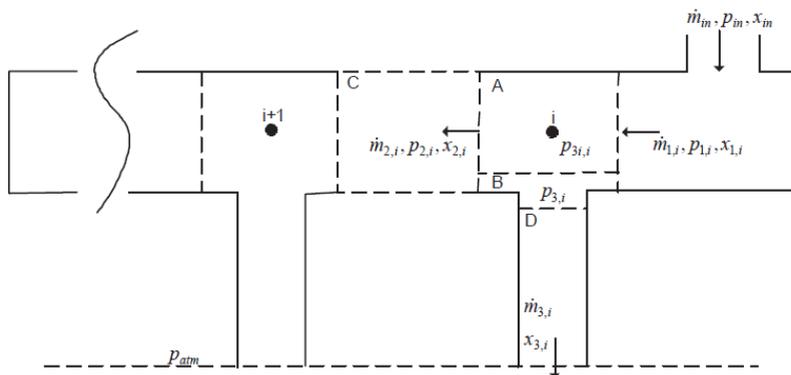


Figura 9.5 - Discretização dos volumes de controle usados no modelo TP-a de Tompkins et al. (2002b).

Os autores utilizaram o mesmo procedimento do modelo de separação de fases de junções em T desenvolvido por Saba e Lahey (1984). Cinco equações foram usadas para definir a separação do escoamento no volume de controle A. Ao invés de utilizar a equação de quantidade de movimento do gás para os canais ramificados como a equação de fechamento (quinta equação do modelo de Saba e Lahey (1984). Tompkins et al. (2002b) usaram um equilíbrio de forças dinâmicas de Bajura (1971) em torno do volume de controle total, conforme mostra as Equações (9.3) e (9.4).

$$p_1 - p_2 = -\rho \left[U_2^2 - U_1^2 + \sin(\theta) \cos(\theta) U_3^2 \frac{A_3}{A_1} \right] \quad (9.3)$$

com

$$\rho = \rho_g \alpha + \rho_l (1 - \alpha) \quad (9.4)$$

onde θ é o ângulo em relação a horizontal no qual a linha de fluxo inicial tendia a entrar no canal ramificado.

Tompkins et al. (2002b) usaram a fração de vazio na entrada do volume de controle baseado na hipótese de que a fração de vazio inicial tem grande impacto sobre a mudança na densidade da mistura. Os autores observaram que mudanças em α_1 e α_2 afetam a densidade da mistura em um menor grau.

A equação da área de contração de pressão formulada por Giot (1981) foi usada para o volume de controle B na Figura 9.5, enquanto uma equação convencional de queda de pressão para ambas, queda de pressão

atrito e por aceleração foram usadas para calcular a pressão estática nos volumes de controle C e D .

O modelo foi comparado a resultados experimentais de testes, onde houve a variação da seção transversal do distribuidor e das propriedades de entrada. Os resultados apresentados pelo modelo foram muito bons para alguns casos, mas produziu grandes desvios para outro conjunto de dados. Os resultados foram pobres especialmente no que diz respeito à habilidade de prever a distribuição das fases entre os canais ramificados. Os fatores de redução de pressão, β_1 , β_2 e β_3 foram introduzidos para ajustar a equação de momento linear para o volume de controle A do primeiro e do último tubo ramificado do distribuidor, respectivamente. Da mesma forma, β_2 foi um fator de correção aplicado aos volumes de controle dos canais ramificados intermediários. Os valores dos fatores de redução de pressão tiveram que ser alterados para cada caso testado. Os autores citaram que uma provável explicação para a necessidade dos fatores de redução de pressão, β , foi à incapacidade do modelo de levar em conta mudanças no regime de escoamento no interior do distribuidor. A simulação do modelo sem os fatores de redução de pressão resultou em um perfil plano da distribuição do escoamento entre os canais ramificados. Quando comparado aos valores experimentais, os resultados do modelo apresentaram uma acentuada diminuição na taxa de fluxo de massa do primeiro canal ramificado para o segundo, e um acentuado aumento da taxa de fluxo de massa nos dois últimos canais ramificados.

O procedimento utilizado na solução do modelo de Tompkins et al. (2002b) também foi contestado já que a estabilidade e a convergência da solução, envolvendo um grande conjunto de equações, eram bastante dependentes da escolha dos valores iniciais fornecidos.

9.5. Componentes e aplicações para melhorar a distribuição de escoamentos bifásicos

Um número limitado de artigos publicados e patentes são diretamente relacionadas ao problema de distribuição de escoamentos bifásicos em distribuidores de trocadores de calor. Os conceitos propostos para redução das penalidades da distribuição irregular das fases de um escoamento bifásico pode ser dividida em quatro principais grupos:

- Modificações geométricas do distribuidor;
- Mistura das fases e distribuição controlada da mistura;

- Separação das fases e remistura das fases dentro de cada canal ramificado;
- Separação das fases e alimentação do evaporador com líquido.

As diferentes opções para melhoramento da distribuição são brevemente descritas nas próximas seções.

9.5.1. Modificações geométricas do distribuidor

Dependendo da geometria do distribuidor e das condições do escoamento no seu interior, o distribuidor pode ser modificado, por exemplo, por inserções ou modificações geométricas que facilitam a distribuição das fases. Características geométricas, tais como: aletas guia; defletores; fitas torcidas; tiras dobradas de metal; etc; podem melhorar o desempenho da distribuição das fases.

Um escoamento com gotas de líquido dispersas no meio do gás é mais fácil de ser distribuído do que um escoamento estratificado de líquido e gás (Fei et al. (2002)). A utilização de misturadores como componentes integrados ao distribuidor do trocador de calor, ou a colocação da válvula de expansão, no tubo de entrada do distribuidor do evaporador pode, por conseguinte, melhorar a distribuição das fases entre os canais ramificados. Em geral, grandes quedas de pressão são necessárias para produzir um escoamento homogêneo como este com pequenas gotas de líquido dispersas em meio ao gás. A estratégia de se obter uma mistura das fases, por conseguinte, é mais adequada a ser realizada no tubo de admissão do distribuidor, não no interior do distribuidor do evaporador, onde as quedas de pressão fornecem pequenas penalidades na diferença de temperatura no processo de transferência de calor ou no aumento da potência de entrada do compressor.

9.5.2. Mistura das fases e distribuição controlada da mistura

Uma possível opção para a melhoria da distribuição de escoamentos bifásicos é a mistura do escoamento bifásico e posterior distribuição das mistura homogênea dentro dos canais ramificados do trocador de calor. Numerosos distribuidores de escoamentos bifásicos têm sido mostrados na literatura especializada ou foram patenteados. No apêndice G são apresentadas algumas patentes de distribuidores bifásicos que utilizam as técnicas descritas abaixo. Alguns métodos propostos para obtenção de uma distribuição homogênea podem ser resumidas:

- Dentro do distribuidor há a intrusão dos canais ramificados a um ângulo normal à superfície do distribuidor;
- Distribuidor na forma cônica, onde o escoamento tem sentido contrário à ponta do cone e com o seu eixo correspondente ao eixo do tubo de alimentação. O escoamento é dirigido para dentro de um espaço anular em torno do cone que conduz o escoamento para dentro dos canais ramificados (também chamado de distribuidor de "Venturi").
- O escoamento é direcionado para dentro de um distribuidor na forma de um redemoinho com aletas de guia instalado dentro do distribuidor, que distribuem o escoamento bifásico nos canais ramificados.

9.5.3. Separação das fases e remistura dentro dos canais ramificados

Uma melhor distribuição das fases de um escoamento bifásico pode ser realizada pela separação das fases líquida e gasosa e, em seguida uma remistura das fases é realizada dentro de cada canal ramificado. A Figura 9.6 mostra um esquema de um separador e distribuidor combinados. Fendas nos tubos ramificados que se projetam dentro do separador asseguram uma distribuição uniforme da fase líquida entre eles.

9.5.4. Separação das fases e alimentação do evaporador com líquido

É evidente que um escoamento monofásico de líquido é mais fácil de ser distribuído homogeneamente em um distribuidor do que um escoamento bifásico, uma vez que o evaporador pode ser alimentado somente com refrigerante na fase líquida. Isto pode ser alcançado pelo menos de duas formas distintas:

- Separando o líquido e o vapor depois da válvula de expansão, e contornando a fase de vapor pelo evaporador dentro da linha de sucção do compressor;
- Resfriando o fluido refrigerante, antes ou depois da válvula de expansão, estabelecendo assim as condições de líquido na entrada do evaporador.

O vapor gerado na válvula de expansão não contribui para a capacidade de refrigeração no evaporador. Entretanto, este vapor aumenta o fluxo de massa através do trocador de calor, o que normalmente melhora o coeficiente de transferência de calor.

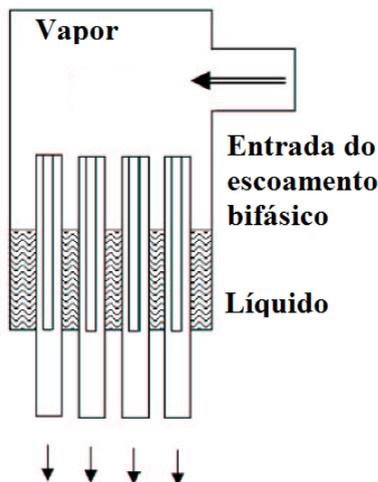


Figura 9.6 - Distribuidor de escoamento bifásico baseado na separação total das fases e uniforme distribuição de cada uma delas. (Hrnjak, 2003).

Como descrito na Seção 9.3, Beaver et al. (2000) utilizaram um separador para dividir o escoamento bifásico após a válvula de expansão em um sistema de condicionamento de ar operando com CO_2 . A fase líquida foi usada na alimentação do evaporador, enquanto a fase de vapor foi contornada para a saída do evaporador. Hafner (2003) conduziu experimentos em um sistema similar ao usado por Beaver et al. (2000) e observou que a temperatura de ar do escoamento secundário, na saída, após passar entre os canais ramificados, era mais uniforme quando a fase de vapor foi contornada do evaporador. Entretanto, nenhum aumento no desempenho do sistema foi observado, provavelmente devido à diminuição do coeficiente de transferência de calor em função da redução do fluxo de massa do escoamento. Foi observado pelos pesquisadores que um aumento no fluxo de massa seria necessário para produzir um benefício desta melhor distribuição do escoamento. Isto pode ser obtido através da redução do número de tubos no evaporador, ou pelo aumento do fluxo de massa total.

10. Materiais – Distribuição de escoamentos bifásicos

10.1. Visão geral do capítulo

Neste capítulo são apresentados os detalhes da bancada experimental e da seção de teste utilizados no estudo de distribuição de escoamentos bifásicos entre microcanais paralelos acoplados a um distribuidor cilíndrico, que foi desenvolvida e instalada durante o período do doutorado sanduiche realizado pelo doutorando no instituto de pesquisa IUSTI, que faz parte da Université Aix-Marseille - França. Todos os equipamentos utilizados na aquisição de dados também são listados e suas incertezas apresentadas. Finalizando, as configurações testadas, que compreendem a posição dos canais acoplados e do distribuidor, em conjunto com a posição e o sentido do tubo alimentador, também são apresentadas neste capítulo.

10.2. Descrição da bancada experimental

Com o intuito de medir a distribuição de escoamentos bifásicos sobre diferentes condições operacionais, uma bancada de experimentos de distribuição de escoamento bifásico utilizando como fluidos de trabalho ar e água foi totalmente projetada e contruída no laboratório IUSTI-Marselha-França.

A Figura 10.1 mostra um esquema da disposição e montagem dos equipamentos da referida bancada de distribuição de escoamentos bifásicos.

A bancada experimental mostrada na Figura 10.1 é formada por duas linhas independentes, uma de líquido (água destilada) e outra de gás (ar comprimido) que se unem em um misturador para formar o escoamento bifásico que alimentará o distribuidor da seção de teste. A linha de líquido (água destilada) é composta por: um filtro para líquido (água); uma micro bomba de engrenagens, um fluxímetro mássico de Coriolis e algumas válvulas de controle e proteção. A linha de gás (ar comprimido) é composta por: um filtro de ar-comprimido; um fluxímetro mássico com uma válvula acoplada e também algumas válvulas de proteção do sistema. Já a linha do escoamento bifásico é composta por: um misturador de fases (líquido/gás); a seção de teste com microcanais paralelos; um separador de fases, o sistema de medição de distribuição (reservatório medidor de distribuição) e várias válvulas de controle.

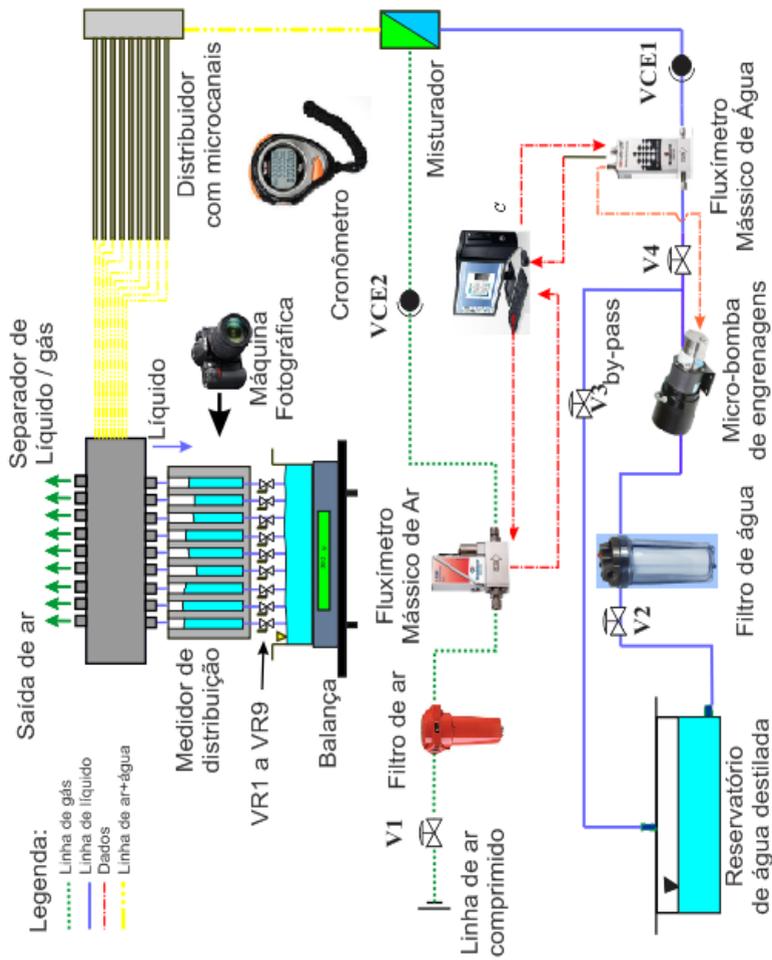


Figura 10.1 - Esquema de montagem da bancada experimental de distribuição de escoamentos bifásicos (ar-água).

A lista de todos os componentes é mostrada na Tabela 10.1.

Tabela 10.1 - Lista dos equipamentos da bancada experimental de distribuição de escoamento bifásico.

#	Nome	Descrição	Fabricante/ Modelo	Faixa de operação/ Incerteza
1	Filtro de ar	Filtro eliminador de impureza e umidade	ZANDER / GL2XLD	Ultra fino
2	Filtro de água	Filtro eliminador de impurezas	[-]	5,0 microns
3	Micro bomba	Micro bomba de engrenagens controlada pelo fluxímetro de líquido	Tuthill/ Série DGS 0,19	0,28 a 14 kg/h (água)
4	Fluxímetro de líquido	Fluxímetro mássico a efeito Coriolis	Bronkhorst / CORI-FLOW M14	0,28 a 14 kg/h (água) / 0,2% do <i>vm</i>
5	Fluxímetro de ar	Fluxímetro de ar com válvula reguladora de vazão	Bronkhorst / EL-FLOW F-201AV	1,5 a 75,0 l/min / $\pm 0,5\%$ do <i>vm</i> + $\pm 0,1\%$ da <i>fm</i>
6	Reservatório de líquido	Reservatório de água destilada	IUSTI	20,0 l
7	Misturador	Misturador das fases (líquida e gasosa)	IUSTI	[-]
8	Separador	Separador das fases (líquida e gasosa)	IUSTI	[-]
9	Balança	Balança de precisão	Kern / EW-6000-1M	0 a 6,0 kg / $\pm 0,1$ g
10	Medidor de Distribuição	Medidor de distribuição de líquido	IUSTI	[-]
11	V1-V4	Válvula de controle de fluxo	Engate rápido tubo-tubo	1/2"
13	VCE1	Válvula de retenção da linha de líquido	Engate rápido tubo-tubo	1/2"
14	VCE2	Válvula de retenção da linha de gás	Engate rápido tubo-tubo	1/2"
15	VR1 –VR9	Válvulas de abertura e fechamento rápido / Bloqueio	Engate rápido tubo-tubo	1/2"
16	Máquina Fotográfica	Máquina fotográfica digital	Samsung / DV100	16 Mpixel
17	Cronômetro	Cronômetro digital	[-]	[-] / $\pm 0,1$ s

Na linha de líquido a vazão mássica da água é controlada pela bomba de deslocamento positivo da marca Tuthill. A vazão do escoamento de líquido é medida diretamente pelo fluxímetro mássico de Coriolis do fabricante Bronkhorst, que controla a rotação da bomba através de um variador de velocidade da rotação do motor. A vazão mássica de líquido desejada é configurada no software FLOWTUNE (fornecido pelo fabricante do fluxímetro mássico), que faz a interface entre o fluxímetro e o computador. A linha de líquido ainda possui um sistema de “*by-pass*” que auxilia na regulagem da vazão. Já na linha de gás a vazão mássica do ar comprimido é controlada pela válvula pilotada pelo fluxímetro mássico de gás, da marca Bronkhorst. Similar ao procedimento para regulagem de vazão de líquido, a vazão mássica de ar é ajustada no software FLOWTUNE. A utilização deste sistema de controle automático de vazão, tanto para o escoamento de líquido como para o escoamento de gás, permite escoamentos de água e ar estáveis e constantes, apresentando flutuações mínimas na sua vazão mássica.

As válvulas de fluxo e retenção de escoamento atuam no sistema protegendo os equipamentos e controlando o escoamento das linhas de gás e líquido.

O separador de fases dos escoamentos provenientes dos microcanais, após ocorrer a distribuição das fases no distribuidor, foi construído a partir de um bloco maciço de acrílico. O separador de fases é composto por nove reservatórios individuais, um para cada microcanal. Cada um destes separadores individuais possui uma entrada, onde o microcanal é acoplado ao separador, e duas saídas: uma superior, por onde sai o gás; e uma inferior, por onde sai o líquido. O princípio de funcionamento de separação das fases é a ação da gravidade sobre a porção de líquido.

A Figura 10.2 mostra a imagem do separador de fases montado após a seção de teste quando esta encontra-se na posição horizontal. Conforme a posição da seção de teste era alterada, o distribuidor era reposicionado para que este permanecesse em uma posição tal que a separação das fases pudesse ocorrer com o auxílio da ação da força da gravidade.

O reservatório medidor de distribuição foi construído a partir de um bloco maciço de acrílico, com dimensões de $100 \times 75 \times 300 \text{ mm}^3$. Neste bloco, foram usinadas cavidades de seção transversal retangular que formam os reservatórios individuais para o recolhimento do líquido do canal correspondente. Os reservatórios medidores de distribuição individuais foram fabricados com alta razão de aspecto devido a técnica de medição utilizada para quantificar a distribuição da vazão mássica de

líquido, minimizando assim as incertezas de medição. A usinagem do bloco de acrílico tem como finalidade manter os reservatórios individuais incomunicáveis entre si, pois a comunicação entre eles invalidaria os resultados.

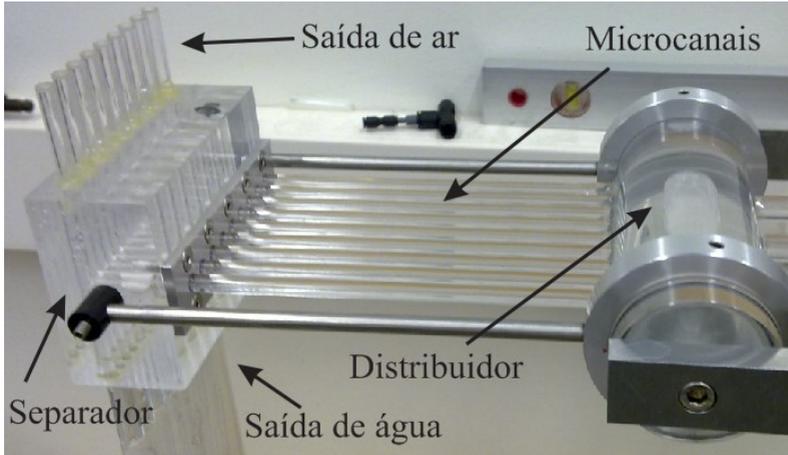


Figura 10.2 - Imagem da montagem da seção de teste com o separador de fases.

Os reservatórios individuais, conforme mostra a Figura 10.3, são alimentados pela sua superfície superior através de mangueiras de silicone que fazem a ligação do seu respectivo separador de fases/microcanal paralelo.

A ligação entre todos os equipamentos, tanto nas linhas de gás, como de líquido e bifásica, foi realizada com mangueiras translúcidas de cristal de 1/2", exceto a ligação entre o separador de fases e os reservatórios individuais, onde foram utilizadas mangueiras de silicone, devido a sua flexibilidade e maleabilidade. As conexões aos equipamentos foram feitas com engate rápido para facilitar a montagem e desmontagem dos equipamentos.

As válvulas de abertura e fechamento rápido posicionadas após os reservatórios individuais, Figura 10.3, foram selecionadas minuciosamente, pois são elas que determinam o início do teste. Elas foram posicionadas de tal forma que o seu acionamento fosse simultâneo.

Um outro fator que foi levado em conta, e que foram tomados os devidos cuidados, foi o comprimento das tubulações após a distribuição do escoamento bifásico, pois, diferentes comprimentos de mangueiras poderiam gerar diferentes intensificadores de queda de pressão, o qual poderia interferir nos resultados experimentais de distribuição.

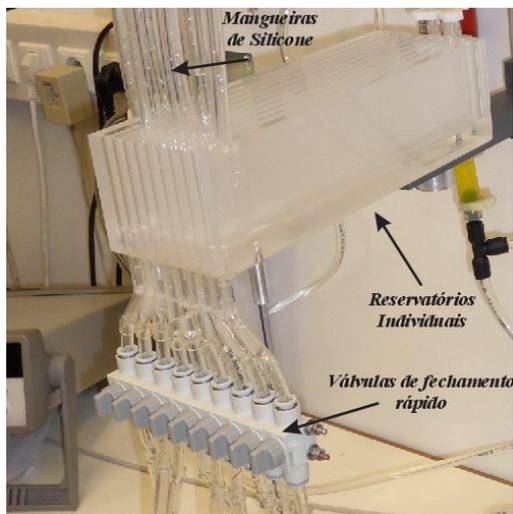


Figura 10.3 - Imagem do reservatório medidor de líquido em acrílico.

Na Figura 10.4 é apresentado o dispositivo utilizado para fazer a mistura das fases líquida e gasosa antes de entrar na seção de teste. O dispositivo nada mais é do que uma união de três vias com engate rápido para mangueiras de 1/2". O escoamento da fase gasosa foi inserido perpendicularmente ao escoamento da porção líquida, resultando no escoamento bifásico que escoou em direção ao distribuidor. O comprimento da tubulação entre o misturador e o distribuidor foi relativamente grande, em torno de 500 mm, para que o escoamento bifásico estivesse completamente desenvolvido ao entrar no distribuidor.



Figura 10.4 - Imagem do misturador de fases, ar-água.

10.3. Seção de teste

A primeira ideia na construção da seção de teste de distribuição foi a de reproduzir em material translúcido a seção de teste do estudo de ebulição em microcanais. Um esquema da seção de teste é apresentada na Figura 10.5. Ela é formada por: nove microcanais paralelos de vidro, com diâmetro interno de 0,8 mm e externo de 5,0 mm; um distribuidor em acrílico de diâmetro interno de 50,0 mm e quatro tubos de alimentação de diâmetro interno de 5,0 mm.

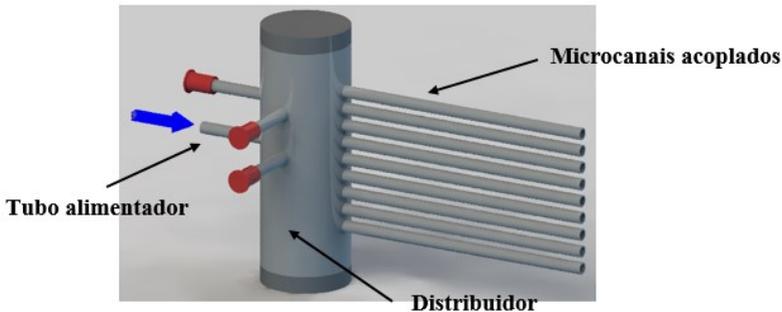


Figura 10.5 - Esquema da seção de teste de distribuição de escoamento bifásico.

A seção de teste foi fixada em um sistema pivotado que permitiu a alteração da posição da mesma em relação à ação da gravidade, tanto dos microcanais, como do distribuidor. Com isso três posições diferentes da seção de teste puderam ser testadas conforme Tabela 10.2. Entretanto quando os canais eram posicionados na vertical o escoamento pôde ser testado tanto no sentido ascendente como no descendente.

Tabela 10.2 - Possíveis configurações das posições dos canais e distribuidor.

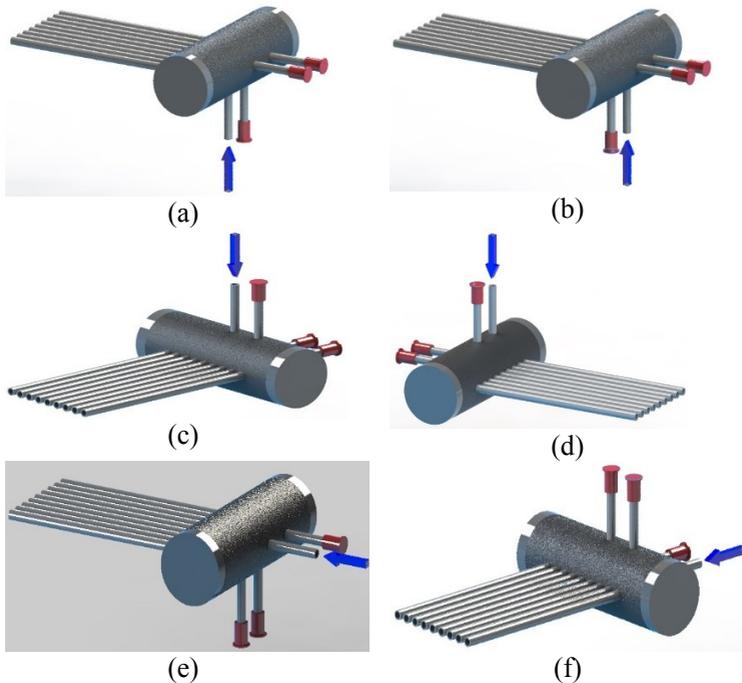
		Microcanais Paralelos		
		Posição	Horizontal	Vertical
Distribuidor	Horizontal		X	X
	Vertical		X	-

O tubo de alimentação do distribuidor pôde ser configurado de seis maneiras distintas, no centro ou na lateral do distribuidor, podendo ser paralelo ou perpendicular aos microcanais ramificados. No entanto, quando ambos, canais e distribuidor, estão posicionados na horizontal, nas Figuras 10.6 (a), (b), (c) e (d), os tubos alimentadores são perpendiculares aos canais ramificados, e estão posicionados na vertical, podendo

apresentar um escoamento no tubo alimentador tanto no sentido ascendente (Figuras 10.6 (a) e (b)) como no sentido descendente ((Figuras 10.6 (c) e (d)).

No presente estudo, foram verificadas quinze configurações distintas, que envolveram a posição da seção de teste e tubo alimentador. Vale lembrar que durante cada teste a alimentação do distribuidor foi realizada somente por um tubo alimentador, enquanto os outros permaneceram fechados.

Na Figura 10.6 as quinze configurações testadas são apresentadas. Elas diferem entre si em relação a posição dos canais e do distribuidor, que podem ser posicionados tanto na horizontal como na vertical; em relação ao sentido do escoamento nos canais, que podem ser ascendente ou descendente, quando os canais estão na vertical, e quanto a posição do tubo alimentador, podendo ser posicionado no centro ou lateral do distribuidor.



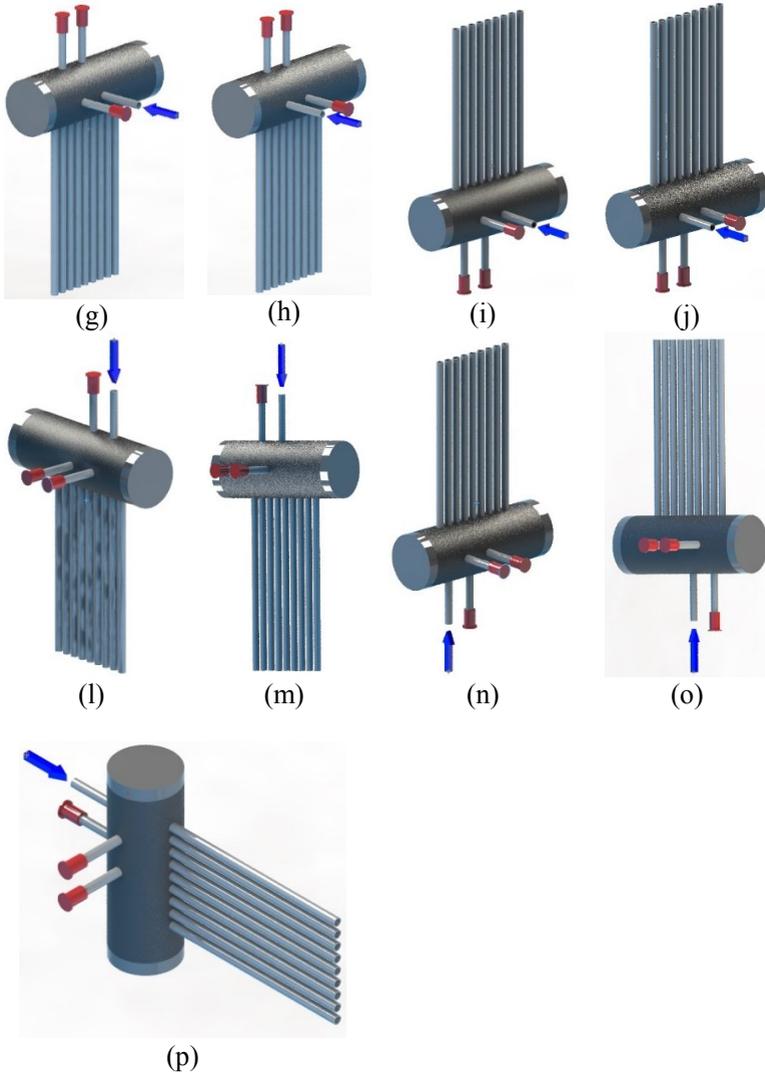


Figura 10.6 - Configurações geométricas da seção de teste verificadas.

Quando da realização dos testes com o tubo alimentador no centro da seção de teste, este foi mantido sempre alinhado ao canal ramificado de número cinco, independente da orientação do mesmo (paralelo ou perpendicular). No caso do tubo alimentador posicionado na lateral, ele foi mantido alinhado ao canal ramificado de número dois ou

oito, dependendo do caso, devido a simetria, e também independente da sua orientação (paralelo ou perpendicular).

Os microcanais foram fixados no distribuidor utilizando cola estrutural translúcida, evitando assim vazamento de fluido na seção de teste. A mesma solução foi utilizada para fixação dos tubos alimentadores ao distribuidor.

11. Métodos - Distribuição de escoamento bifásico

Neste capítulo, são descritos os procedimentos experimentais utilizados para a obtenção dos resultados de distribuição de vazões, a partir de distintos regimes de escoamento bifásico de água e ar no tubo distribuidor. As técnicas de medição utilizadas para quantificar a distribuição de líquido entre os microcanais paralelos também são apresentados neste capítulo. Finalizando, os métodos utilizados no tratamento dos dados aplicados à distribuição do escoamento bifásico são apresentados.

11.1. Procedimentos experimentais

Os experimentos foram realizados de forma padrão para todos os testes seguindo o procedimento apresentado no esquema da Figura 11.1.

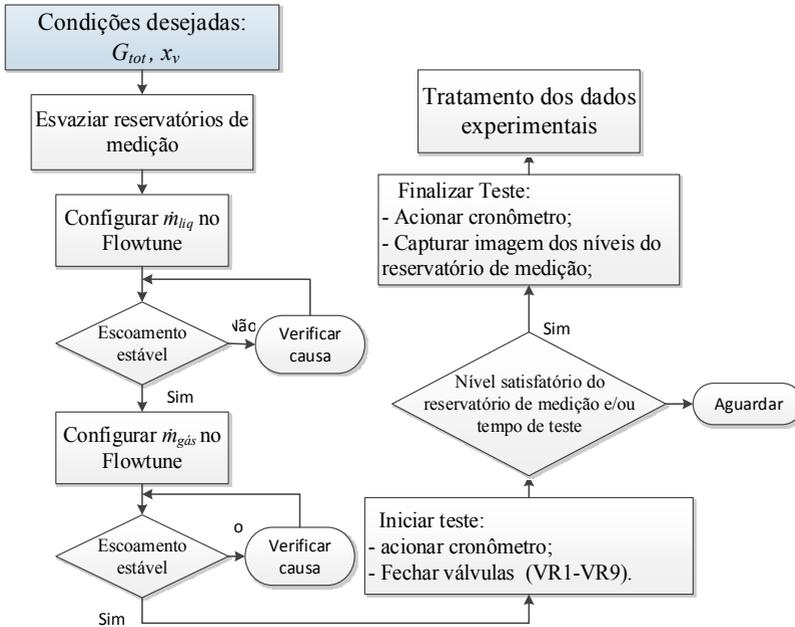


Figura 11.1 - Diagrama do procedimento experimental padrão de realização dos testes de distribuição de vazão das fases líquida e gasosa.

O procedimento adotado durante a realização dos testes é bem simples. Inicialmente, são definidos os valores da velocidade mássica média total nos microcanais, \bar{G} , definida pela Equação (11.1), e o título de gás, x_g , definido pela Equação (11.3), os valores das vazões mássicas de líquido, \dot{m}_{liq} , e gás, $\dot{m}_{gás}$, são calculados. A vazão mássica é então inserida na configuração do software de controle das vazões mássicas de líquido e gás (Flowtune), e espera-se até que o escoamento esteja em regime permanente e estabilizado. Após estabilizado o escoamento de líquido, a vazão mássica de gás é configurada no Flowtune. Espera-se até que o escoamento bifásico no distribuidor apresente-se estabilizado e em regime permanente, quando então é iniciado o teste através das seguintes ações realizadas simultaneamente: fechamento simultâneo das válvulas de fechamento rápido, VR1 a VR9, e o acionamento do cronômetro. Iniciado o teste, espera-se até que o nível dos reservatórios ou o tempo de teste atinja um nível considerável. Quando a condição anterior é alcançada uma imagem do medidor de distribuição que mostra o nível de líquido em cada reservatório é retirada através do uso de uma máquina fotográfica digital, ao mesmo tempo que o cronômetro é novamente acionado determinando o fim do teste.

11.2. Matriz de testes

As condições operacionais de velocidade mássica e título de gás utilizadas para os testes de distribuição de escoamentos bifásicos tentou representar aproximadamente, as mesmas faixas de operação de título e de velocidades mássicas adotadas na parte A, no estudo de ebulição em microcanais, dentro do limite das possibilidades da instalação de ensaio. No entanto, sabe-se que devido a utilização de fluidos diferentes, em ambos os experimentos, os resultados alcançados neste estudo não puderam refletir o mesmo comportamento se o fluido utilizado fosse o refrigerante. Assim sendo, os seguintes parâmetros foram variados nas experiências com intervalos indicados:

- Títulos de gás variando de 0 a 0,75;
- Média das velocidades mássicas nos microcanais: 200; 400 e 600 kg/m²s;
- Quinze configurações de posição da seção de teste e tubo alimentador conforme Figura 10.6.

De acordo com a revisão bibliográfica feita para ebulição convectiva em microcanais, no Capítulo 3 desta tese, as condições de escoamentos adiabático e diabático de fluidos bifásicos distintos, com

propriedades físicas distintas, além das condições de confinamento particulares para cada fluido bifásico nos microcanais exigem cautela na aplicação dos resultados realizados para condições distintas.

Na condução dos experimentos de distribuição do escoamento bifásico a velocidade mássica total média, G , gás mais líquido, considerando-se uma distribuição uniforme nos microcanais, foi mantida constante, enquanto que o título de gás foi sendo aumentado progressivamente, de um escoamento de somente líquido até o título de gás desejado.

11.3. Tratamento dos dados Experimentais

11.3.1. Velocidade mássica, G

A velocidade mássica média nos microcanais, considerando uma distribuição uniforme do escoamento entre as ramificações é definida como sendo a razão entre a vazão mássica total, \dot{m}_l e \dot{m}_g , dividida pela área da seção transversal de um único microcanal, A_{Tr} , e o número de ramificações, n , conforme Equação (11.1).

$$\bar{G} = \frac{\dot{m}_{tot}}{nA_{Tr}} = \frac{\dot{m}_g + \dot{m}_l}{nA_{Tr}} \quad (11.1)$$

A velocidade mássica no tubo de alimentação, G_{ent} , é determinado a partir da Equação (11.2).

$$G_{ent} = \frac{\dot{m}_g + \dot{m}_l}{A_{Tr,ent}} \quad (11.2)$$

onde $A_{Tr,ent}$ é a área da seção transversal do tubo de alimentação do distribuidor.

11.3.2. Título de gás, x_g

De forma similar ao cálculo da fração de vapor, o título de gás na entrada do distribuidor é definido como a razão entre a vazão mássica de gás, \dot{m}_g , e a vazão mássica total, \dot{m}_{tot} , conforme Equação (11.3).

$$x_g = \frac{\dot{m}_g}{\dot{m}_{tot}} = \frac{\dot{m}_g}{\dot{m}_g + \dot{m}_l} \quad (11.3)$$

11.3.3. Determinação da vazão mássica de líquido em cada microcanal

Para avaliar a distribuição do escoamento bifásico entre os microcanais paralelos, uma técnica de tratamento de imagem foi utilizada

com o intuito de tornar mais rápido o procedimento de medição. Esta técnica consiste na medição do nível do reservatório de coleta de líquido de cada microcanal através do uso de imagem fotográfica. A Figura 11.2, mostra um exemplo da técnica de medição utilizada. A partir da análise da imagem, o nível dos reservatórios é determinado visualmente, bem como a altura de referência dos reservatórios. Vale lembrar que a quantidade máxima de massa de água que cada reservatório comporta foi anteriormente determinada, e sua incerteza estimada através de 10 medições, conforme Seção E1 do Apêndice E.

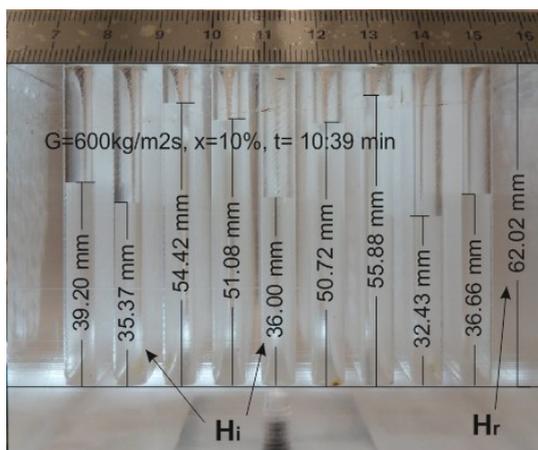


Figura 11.2 - Exemplo da técnica de medição utilizada para avaliação da distribuição dos escoamentos bifásicos

Para cada teste de distribuição de vazões, a massa de líquido nos reservatórios individuais dos microcanais, m_i , foi calculada multiplicando a máxima massa de água que cada reservatório comporta, $m_{i,max}$, valor previamente estimado, pelo nível relativo de água no reservatório, H_i/H_r , em relação à altura de referência do reservatório, conforme Equação (11.4).

$$m_i = m_{i,max} \frac{H_i}{H_r} \quad (11.4)$$

A vazão mássica média de líquido em cada microcanal é determinada dividindo-se a massa de cada reservatório, determinada pela Equação (11.5), pelo intervalo de tempo da medição, t_{med} , determinado diretamente através de um cronômetro.

$$\bar{m}_i = \frac{m_i}{t_{med}} \quad (11.5)$$

Ao final de cada teste, os reservatórios individuais de medição eram esvaziados e a massa de líquido eram coletadas e posteriormente pesadas em conjunto, determinando a massa total de líquido, m_{tot} . Assim a vazão mássica média de líquido pôde ser determinada experimentalmente conforme Equação (11.6).

$$\bar{m}_{tot,exp} = \frac{m_{tot}}{t_{med}} \quad (11.6)$$

Para validar o teste, no final de cada experimento, o valor da vazão mássica média de líquido determinada experimentalmente, $\bar{m}_{tot,exp}$, era comparado com o valor medido pelo fluxímetro mássico. A média dos desvios entre os dois valores foi inferior a 2,0 %, conforme mostrado no Apêndice E.

11.3.4. Indicadores do nível de distribuição

Três tipos de indicadores de distribuição são utilizados para caracterizar a distribuição dos escoamentos no presente documento. O primeiro é a fração de líquido (em percentagem). É definido como o percentual da vazão mássica de líquido em um canal específico, \bar{m}_i , em relação à vazão mássica total de líquido, $\bar{m}_{tot,exp}$, conforme Equação (11.7). Quando plotados em um mesmo gráfico as frações de líquido, FL_i , de cada microcanal nos fornecem a forma de distribuição de líquido.

$$FL_i (\%) = \frac{\bar{m}_i}{\sum_i^{NT} \bar{m}_i} \cdot 100 \quad (11.7)$$

O segundo indicador, que é usado atualmente por alguns pesquisadores, é a razão da vazão mássica na forma normalizada, RVM_i , ele é definido como a razão entre a vazão mássica média individual de cada canal, \bar{m}_i , e a vazão mássica em um canal individual considerando uma distribuição uniforme entre todas as ramificações, conforme Equação (11.8).

$$RVM_i = \frac{\bar{m}_i}{\frac{\sum_i^n \bar{m}_i}{n}} \quad (11.8)$$

onde n é o número de ramificações.

Este indicador pode ser usado como uma forma geral para distribuidores com qualquer número de ramificações. Obviamente, se a razão da vazão mássica na sua forma normalizada for 1 ou próximo a 1, esta distribuição é uniforme, caso contrário esta relação indica que a distribuição não é uniforme.

O terceiro indicador, é o desvio padrão da fração de líquido (DPL) para todas as ramificações do distribuidor, que indica o grau de uniformidade da distribuição. Ela reflete o desvio da fração de líquido em relação à distribuição média de líquido considerando uma distribuição uniforme, e é definido pela Equação (11.9).

$$DPL = \sqrt{\frac{\sum_i^n (y_i - y_{med})^2}{n}} = \sqrt{\frac{\sum_i^{N_T} \left(\frac{\bar{m}_i}{\sum_i^n \bar{m}_i} - \frac{1}{n} \right)^2}{n}} \quad (11.9)$$

em que y_i é a fração de líquido para uma ramificação e y_{med} é a média da população inteira da fração de líquido.

A vantagem desta medida é que somente um número pode mostrar em modo geral todo o grau de má distribuição de uma condição testada. A desvantagem é que ele não mostra a forma de como se dá a distribuição entre as ramificações. Por exemplo, para o presente estudo $n=9$ e y_{med} é $1/9$, logo o máximo desvio padrão da distribuição de líquido (a pior situação de distribuição, ocorre quando todo o líquido alimenta somente um canal ramificado e os outros são alimentados somente pelo gás) é representado pela Equação (11.10).

$$DPL_{MAX} = \sqrt{\frac{(1 - 0.11)^2 + 8(0 - 0.11)^2}{9}} = 0.29 \quad (11.10)$$

11.3.5. Incertezas de medição

As incertezas de medição dos resultados experimentais de distribuição de escoamento bifásico também foram estimadas através da análise de incerteza padrão de Holman (2001), sendo os procedimentos apresentadas no Apêndice F. As incertezas média e máxima nas medições de distribuição de líquido, avaliadas através da fração de líquido na forma normalizada, RVM_i , foram de 1,9 % e 2,8 %, respectivamente. A menor incerteza foi alcançada em condições de distribuição mais uniforme de líquido entre os canais e a máxima incerteza resultou de condições onde a

distribuição foi menos uniforme . As incertezas média e máxima do desvio padrão da fração de líquido, DPL , foram 2,1% e 2,9%, respectivamente.

A Tabela 4.6 resume as incertezas relativas da velocidade mássica total, título de gás e da fração de líquido na forma normalizada, RVM_i .

Tabela 11.1 – Incertezas experimentais relativas.

Parâmetro	Incerteza Relativa (%)
Velocidade mássica total, (G_T)	< 1,1
Título de gás (x_g)	< 1,1
Fração de líquido na forma normalizada, RVM_i	< 2,8

As incertezas dos resultados experimentais foram relativamente pequenas, e confirmam a confiabilidade que se pode ter em relação aos resultados alcançados. Devido a este fato, elas não foram inseridas nos resultados apresentados através dos gráficos.

12. Resultados e discussões - Distribuição de escoamentos bifásicos

Os resultados experimentais da distribuição da porção de líquido de escoamentos bifásicos adiabáticos obtidos com a bancada experimental apresentada no Capítulo 10 e os procedimentos experimentais descritos no Capítulo 11 são apresentados no presente capítulo. Inicialmente, com a finalidade de auxiliar na interpretação dos resultados experimentais, as velocidades aparentes das fases no tubo de entrada são verificadas, bem como o padrão de escoamento encontrado. Após, os resultados são divididos em quatro grupos, conforme a posição do distribuidor e dos canais em relação ao vetor de aceleração da gravidade: distribuidor e canais na horizontal; distribuidor na horizontal e canais na vertical com escoamento ascendente; distribuidor na horizontal e canais na vertical com escoamento descendente e distribuidor na vertical com os canais na horizontal. Em cada uma dessas configurações testadas são avaliados e analisados separadamente os efeitos da velocidade mássica, título de gás e posição e direção do tubo alimentador do distribuidor. Finalizando, uma comparação e análise entre as quatro configurações testadas também são realizadas.

12.1. Caracterização da velocidade superficial das fases de líquido e gás no tubo de entrada

Antes de realizar a análise dos resultados de distribuição de líquido entre os canais, as velocidades superficial das fases no tubo de alimentação são verificadas para todas as velocidades mássicas e títulos de gás testados no presente estudo (velocidade mássica média nos canais acoplados considerando uma distribuição de escoamento uniforme entre eles).

Vale ressaltar também que a vazão mássica no tubo de entrada corresponde a velocidade mássica média nos microcanais, ou seja, toda a massa que entra no distribuidor pelo tubo alimentador. Logo, a velocidade mássica no tubo alimentador apresenta valores distintos daqueles considerados nos microcanais ramificados.

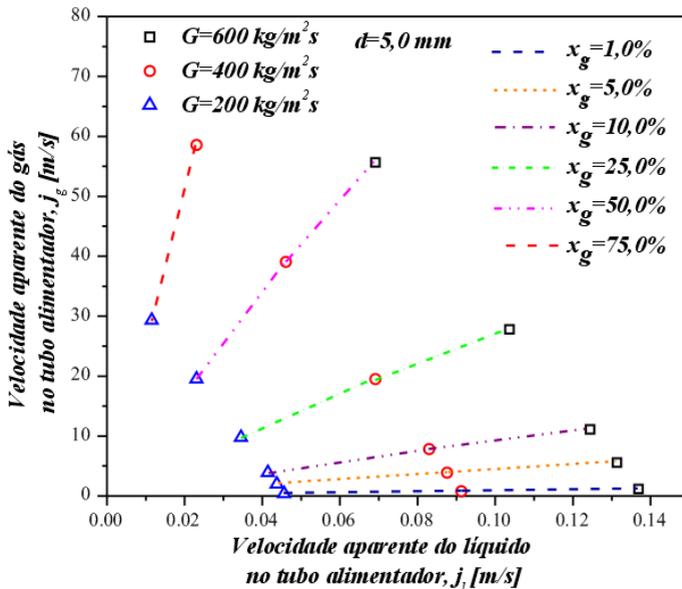
Na Tabela 12.1 são apresentadas as velocidades mássicas e a vazões mássicas no tubo alimentador do distribuidor correspondentes àquelas consideradas nos microcanais ramificados se a distribuição do escoamento entre eles fosse uniforme.

Tabela 12.1 – Velocidades mássicas e vazões mássica média nos microcanais ramificados e suas correspondentes no tubo alimentador.

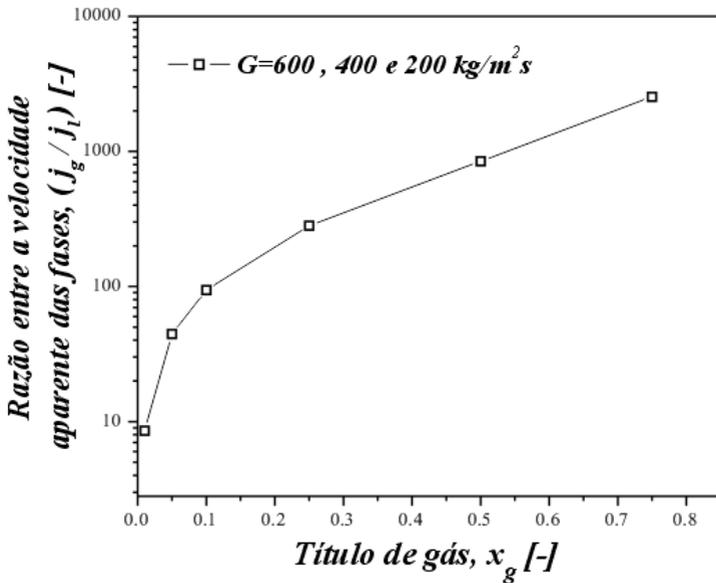
Microcanais Acoplados		Tubo alimentador do distribuidor	
G [$\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$]	\dot{m} [kg/h]	G [$\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$]	\dot{m} [kg/h]
200	0,36	72	3,26
400	0,72	144	6,52
600	1,08	216	9,78

Na Figura 12.1 (a) as velocidades superficiais das fases líquida e gasosa no tubo de alimentação do distribuidor, cujo diâmetro interno é de $5,0\text{ mm}$, são plotadas para os valores de vazão mássica total e título de gás testados no presente estudo de distribuição de vazões de escoamento bifásico.

Há uma grande diferença entre os valores das velocidades de líquido e gás no tubo alimentador, independente da velocidade mássica considerada nos microcanais ramificados, como pode ser observado na Figura 12.1 (a).



(a)



(b)

Figura 12.1 - (a) Velocidade superficial das fases de líquido e gás no tubo de entrada; (b) Razão entre a velocidade superficial das fases no tubo de entrada.

Outro fator a ser considerado é a variação da velocidade das fases no tubo alimentador. Enquanto a velocidade da fase líquida diminui de forma moderada com o aumento do título de gás, a velocidade do gás aumenta de forma acentuada. Esse comportamento é devido à diferença entre as massas específicas das fases líquida e gasosa, onde no presente estudo $\rho_l/\rho_g=844,8$. Assim, para se ter um pequeno aumento do título mássico de gás um grande volume do mesmo se torna necessário, e consequentemente aumentando na mesma proporção a velocidade superficial no tubo de alimentação. A Figura 12.1 (b) apresenta a razão entre as velocidades aparentes das fases de gás e líquido, j_g/j_l , em função do título de gás. Os valores mostram que independentemente do título de gás analisado, a razão entre as velocidades superficiais das fases de gás e líquido, j_g/j_l , é a mesma para distintas velocidades mássicas. Analisando a Figura 12.1 (b), percebe-se que enquanto para títulos de gás baixos, como por exemplo $x_g=5\%$, a velocidade superficial do gás é em torno de cinquenta vezes superior à do líquido, para elevados títulos de gás, como por exemplo $x_g=75\%$, essa razão entre as velocidades aparentes das fases, j_g/j_l , chega a ser superior a 2000.

12.2. Padrão de escoamento no tubo alimentador

Os padrões de escoamento encontrados no tubo alimentador de diâmetro interno de $5,0\text{ mm}$ foram determinados através de observações visuais do mesmo. Eles foram classificados através de comparações visuais com os padrões apresentados em Thome (2004c). Os padrões foram determinados para o tubo de entrada posicionado tanto na horizontal, como na vertical. Na Tabela 12.2 são apresentados os padrões de escoamento encontrados no tubo alimentador quando este encontrava-se na posição horizontal.

Tabela 12.2 - Padrões de escoamento para o tubo alimentador posicionado na horizontal.

Título de gás, x_g [-]	Velocidade mássica média nos microcanais, G [$\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$]		
	200	400	600
1,0 %	Borbulhado	Borbulhado	Borbulhado
5,0 %	Estratificado	Borbulhado agitado	Intermitente estratificado
10,0 %	Intermitente estratificado	Intermitente	Intermitente agitado
25,0 %	Anular Ondulado	Anular	Anular
50,0 %	Anular	Anular agitado	Anular agitado
75,0 %	Névoa	Névoa	-

Na Tabela 12.3 são apresentados os padrões de escoamento bifásico, para as condições de velocidade mássica e título de gás, encontrados no tubo alimentador quando este era posicionado na vertical.

Percebe-se através da análise das Tabelas 12.2 e 12.3, para as mesmas condições de velocidade mássica e título de gás, os padrões de escoamento bifásico encontrados são semelhantes, havendo pequenas diferenças devido aos efeitos de estratificação no caso para o tubo alimentador posicionado na horizontal. Para ambos os casos, posição horizontal e vertical, os principais padrões de escoamento encontrados foram: borbulhado, estratificado, intermitente, anular e névoa.

Tabela 12.3 - Padrões de escoamento para o tubo alimentador posicionado na vertical.

Título de gás, x_g [-]	Velocidade mássica média nos microcanais , G [kg/m^2s]		
	200	400	600
1,0 %	Borbulhado	Borbulhado	Borbulhado
5,0 %	Borbulhado agitado	Borbulhado agitado	Intermitente
10,0 %	Intermitente	Intermitente agitado	Intermitente agitado
25,0 %	Anular	Anular	Anular agitado
50,0 %	Anular	Anular agitado	Anular agitado
75,0 %	Névoa	Névoa	-

12.3. Distribuidor e canais na horizontal

Nesta seção, são apresentados os resultados experimentais de distribuição de vazão de líquido, com o distribuidor e os microcanais paralelos posicionados na horizontal. Nas próximas duas subseções os efeitos da velocidade mássica, título de gás, localização e direção do tubo alimentador sobre a distribuição de líquido entre os microcanais acoplados ao distribuidor são investigados.

12.3.1. Efeito da velocidade mássica e título de vapor

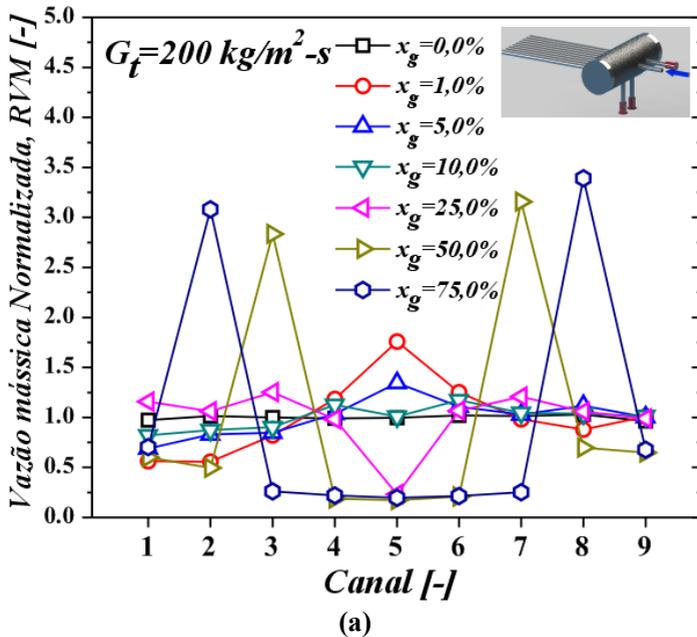
Nas Figuras 12.2 (a), (b) e (c) os resultados experimentais de distribuição de líquido do escoamento bifásico são apresentados respectivamente para as velocidades mássicas totais de 200, 400 e 600 kg/m^2s . O distribuidor e canais estão posicionados na horizontal, com o tubo de alimentação no centro do distribuidor e paralelo aos microcanais acoplados.

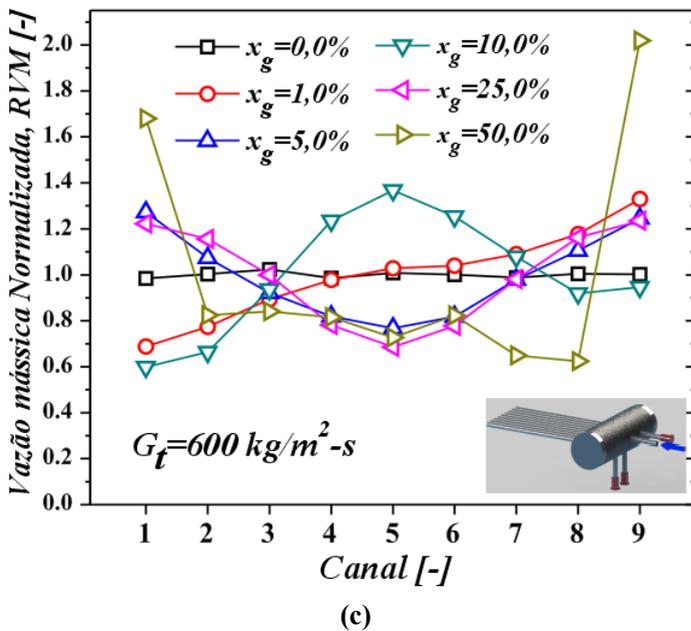
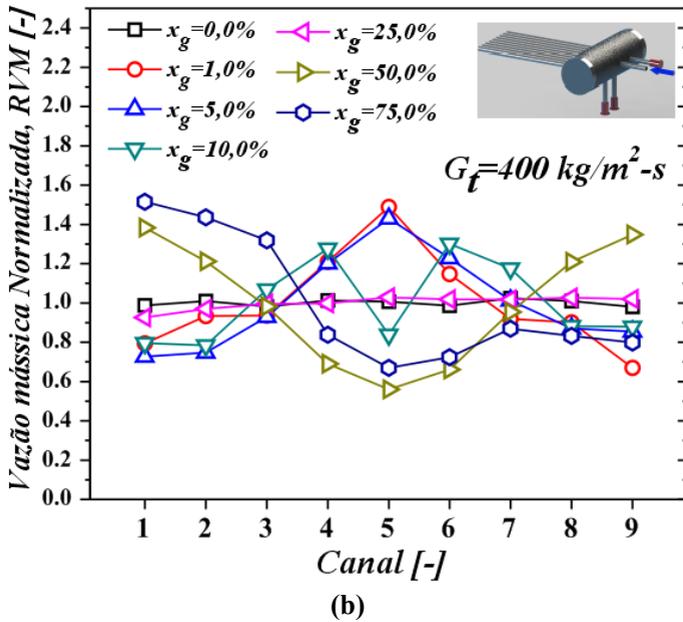
Através da análise dos resultados das Figuras 12.2 (a), (b) e (c) percebe-se que independente da velocidade mássica analisada o perfil de distribuição entre os microcanais acoplados é bem semelhante. Para baixos títulos de gás, $x_g < 10\%$, a região central é preferencialmente irrigada. Com o aumento do título de gás, $x_g \geq 10\%$, há um inversão do

perfil de distribuição, fazendo com que os canais paralelos posicionados nas extremidades laterais do distribuidor recebam uma quantidade maior de líquido. Para a velocidade mássica de $200 \text{ kg/m}^2\text{s}$ e títulos de gás superiores a 25%, devido aos efeitos de parede nos canais mais próximos às extremidades do distribuidor (microcanais 1 e 9), estes recebem vazões inferiores ao valor considerado como sendo ideal para uma condição de distribuição uniforme.

Para velocidades mássicas maiores, 400 e $600 \text{ kg/m}^2\text{s}$, à medida que aumenta o título de gás, os canais mais próximos das extremidades tendem a ser preferencialmente irrigados pelo líquido, no entanto para $G=400 \text{ kg/m}^2\text{s}$, quando o título de gás é de 75 % a tendência simétrica do perfil de distribuição de vazões é, contrário ao que se esperava, tendendo mais para um lado, com redução da vazões nos canais 7, 8 e 9.

Para o caso de elevada velocidade mássica, $G=600 \text{ kg/m}^2\text{s}$, ocorre redução de vazões de líquido em quase todos os microcanais exceto nos dois mais próximos das extremidades laterais do distribuidor, que são preferencialmente irrigados.





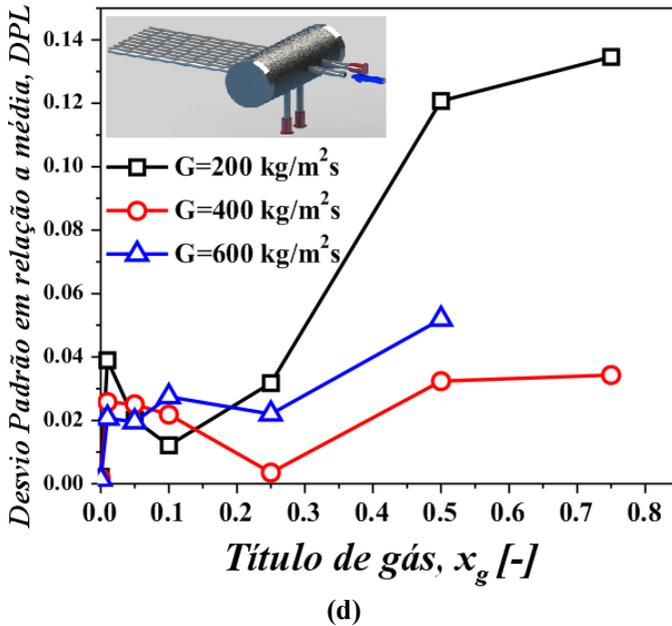


Figura 12.2 - Resultados experimentais de distribuição com distribuidor e canais na horizontal com tubo de alimentação no centro do distribuidor e paralelo aos microcanais acoplados: (a) $G=200\text{kg/m}^2\text{s}$; (b) $G=400\text{kg/m}^2\text{s}$; (c) $G=600\text{kg/m}^2\text{s}$; (d) Desvio padrão em relação a uma distribuição uniforme.

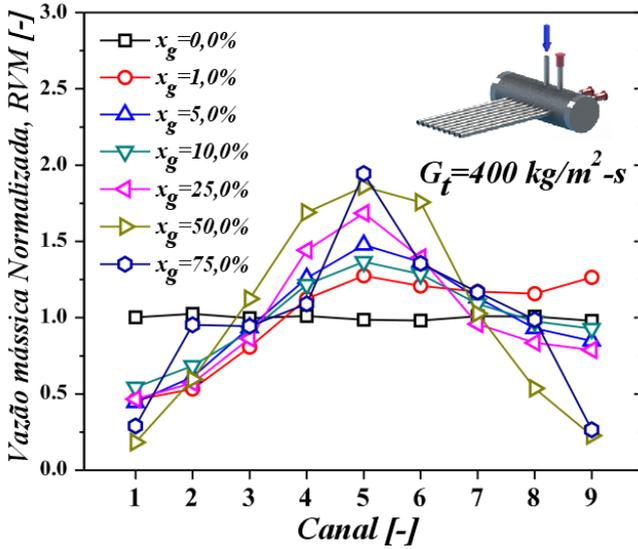
O comportamento de distribuição pode ser explicado através do padrão de escoamento no tubo de alimentação e das velocidades das fases. Para títulos de gás relativamente baixos, $x_g < 10\%$, o padrão de escoamento no tubo de entrada é borbulhado ou estratificado, conforme Tabela 12.2, devido à baixa velocidade do gás. Com o aumento do título de gás, $x_g \geq 10\%$, a velocidade do gás e consequentemente do escoamento bifásico aumenta consideravelmente, passando para os padrões de escoamento anular e névoa. No interior do distribuidor, há também a estratificação das fases de líquido e gás. O nível de líquido inicialmente para um escoamento monofásico mantém-se na altura da entrada dos microcanais acoplados, e conforme o título de gás é aumentado ele tende a diminuir a níveis mais baixos. A ação conjunta desses dois comportamentos nos fornece como resultado o perfil de distribuição de líquido apresentado, pois para baixos títulos de gás, a baixa velocidade do escoamento no tubo alimentador propulsiona uma maior quantidade de líquido para os microcanais alinhados ao centro do distribuidor. Entretanto, quando o título de gás é

aumentado, as altas velocidades de gás expõem o líquido dessa região central, pois incidem diretamente sobre a entrada dos microcanais acoplados, proporcionando a recirculação do líquido na região mais próxima as extremidades laterais do distribuidor.

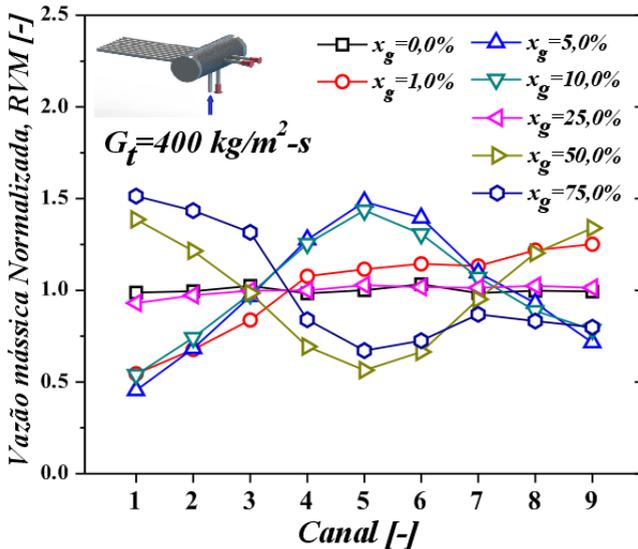
A Figura 12.2 (d) mostra o desvio padrão de distribuição em relação a uma distribuição uniforme de líquido entre os microcanais acoplados, comparando os resultados experimentais apresentados nas Figuras 12.2 (a), (b) e (c). Para esses resultados, quanto menor o desvio, mais uniforme é a distribuição de líquido entre os canais acoplados. Nota-se a partir dos resultados da Figura 12.2 (d) que os efeitos de título de vapor são mais significantes a títulos de gás superiores a 25% para a velocidade mássica de $200 \text{ kg/m}^2\text{s}$. Entretanto, nos escoamentos com título de gás de até 25%, o desvio apresentado para as velocidades mássicas testadas é muito semelhante. Estatisticamente os melhores resultados de distribuição de líquido foram para velocidade mássica de $400 \text{ kg/m}^2\text{s}$.

12.3.2. Efeito da posição e direção do tubo alimentador

Os gráficos de distribuição das Figuras 12.3 (a) e (b) em conjunto com o resultado da Figura 12.2 (b), onde o tubo alimentador é posicionado em paralelo aos canais acoplados, mostram o efeito da orientação do tubo alimentador sobre a distribuição das fases. Nos resultados da Figura 12.3 (a), os canais posicionados no centro do distribuidor são preferencialmente irrigados com líquido com o aumento progressivo do título de gás. Para os resultados da Figura 12.3 (b) e da Figura 12.2 (b), a tendência de distribuição é similar entre eles, com o líquido escoando preferencialmente nos canais centrais do distribuidor para baixos títulos de gás e para elevados títulos de gás os canais mais próximos das extremidades laterais são preferencialmente irrigados com líquido. O padrão de distribuição das fases dentro do distribuidor, para todas as situações, é o mesmo apresentado na seção anterior, estratificado, com diminuição gradativa do nível do líquido devido ao aumento do título de gás. Entretanto, a incidência do escoamento que adentra o distribuidor é bem diferente. No caso do tubo alimentador ser perpendicular-ascendente, Figura 12.3 (b), o escoamento bifásico ao entrar no distribuidor incide diretamente sobre a porção de líquido depositada no fundo do distribuidor, devido à estratificação, provocando a agitação das fases dentro do distribuidor, que se intensificou ainda mais com o aumento do título de gás.



(a)



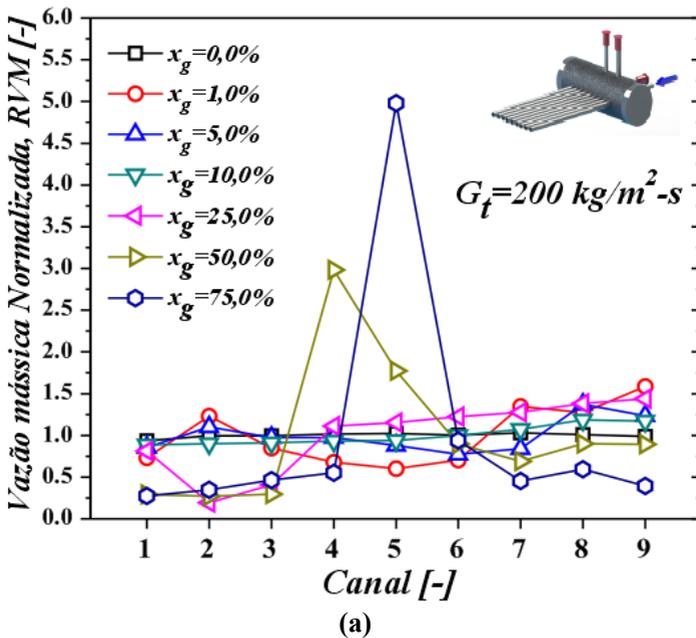
(b)

Figura 12.3 - Avaliação do efeito da direção do tubo alimentador no distribuidor sobre a distribuição de líquido para $G = 400 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$: (a) Perpendicular aos canais acoplados e descendente; (b) Perpendicular aos canais acoplados e ascendente.

Assim, com a mudança do padrão do escoamento no tubo alimentador de intermitente para anular há também a mudança no perfil de distribuição de líquido entre os canais acoplados. Já para o caso do tubo alimentador ser perpendicular-descendente, Figura 12.3 (a), o escoamento bifásico entra livre no distribuidor, e encontra o líquido depositado no fundo do mesmo, expulsando-o da região de incidência.

Neste caso não há influência do padrão de escoamento do tubo alimentador sobre a distribuição. No entanto, o aumento da velocidade do gás aumenta ainda mais o volume de líquido deslocado, favorecendo a irrigação dos canais ramificados posicionados no centro do distribuidor

Nas Figuras 12.4 (a) e (b), com respectivas velocidades mássicas de 200 e $400 \text{ kg/m}^2\text{s}$ o tubo alimentador foi posicionado mais próximo da sua lateral esquerda, concêntrico ao microcanal acoplado de número 2 com o intuito de avaliar o posicionamento do tubo alimentador sobre o perfil de distribuição de líquido.



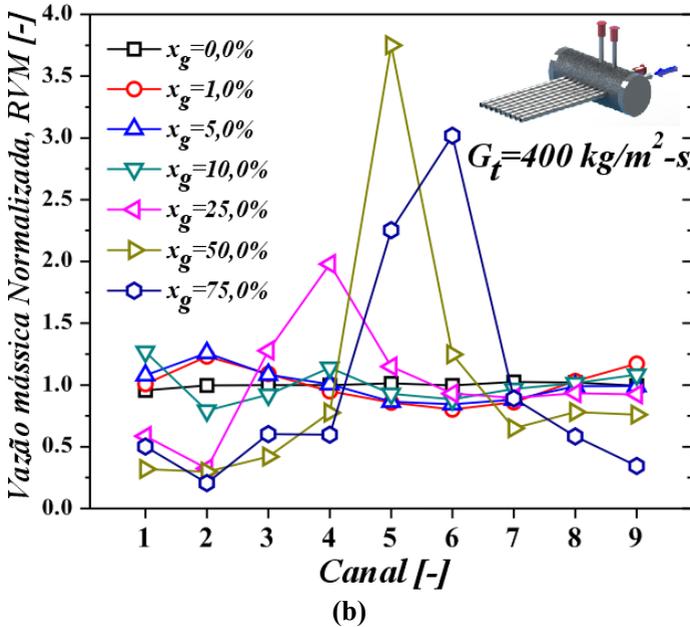
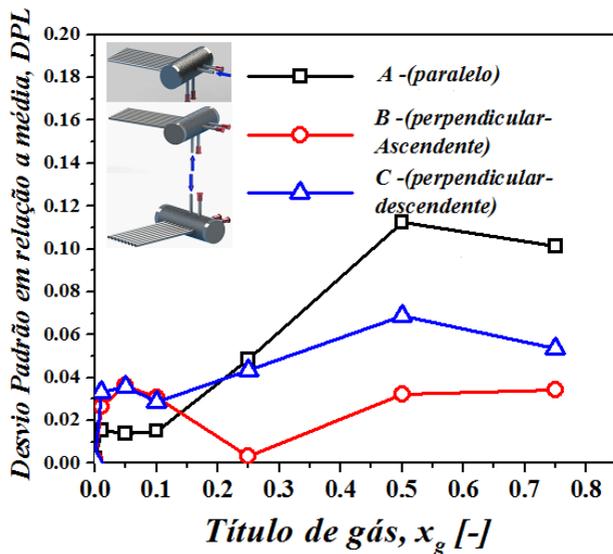


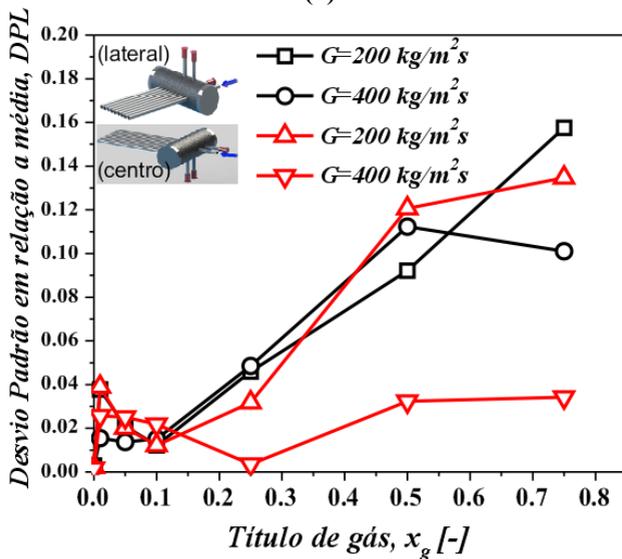
Figura 12.4 - Resultados de distribuição para canais acoplados e distribuidor posicionados na horizontal com o tubo alimentador posicionado na lateral do distribuidor e paralelo aos canais ramificados: (a) $G=200 \text{ kg/m}^2\text{s}$; (b) $G=400 \text{ kg/m}^2$.

Comparando os perfis de distribuição das Figuras 12.4 (a) e (b) com os resultados das Figuras 12.2 (a) e (b), casos onde o tubo alimentador estava posicionado no centro do distribuidor, percebe-se que há somente um deslocamento para a lateral do distribuidor do comportamento apresentado anteriormente no centro, sendo este, um pouco atenuado pelos efeitos de parede próximas a esta região. Como para o caso de alimentação no centro do distribuidor, a região de incidência do tubo de alimentação é preferencialmente irrigada pelo líquido para baixos títulos de gás e menos irrigada para elevados títulos de gás.

Nas Figuras 12.5 (a) e (b) são apresentadas as análises estatísticas comparativas dos níveis de distribuição de líquido entre os canais acoplados, avaliando o efeito da direção do tubo alimentador, na Figura 12.5 (a), e a posição do tubo alimentador, na Figura 12.5 (b).



(a)



(b)

Figura 12.5 - Análise estatística comparativa do nível de distribuição de líquido: (a) Direção do tubo alimentador, $G=400 \text{ kg/m}^2\text{s}$; (b) Posição do tubo alimentador.

Avaliando os resultados estatísticos quanto à direção do tubo alimentador sobre o distribuidor para a velocidade mássica total de $400 \text{ kg/m}^2\text{s}$, Figura 12.5 (a), nota-se que para títulos de gás de até 10% a configuração com canal paralelo apresentou melhores resultados com melhor distribuição. Para títulos de gás mais elevados a configuração perpendicular ascendente foi a que proporcionou um menor desvio em relação a uma distribuição ideal. Quanto à posição do tubo alimentador, Figura 12.5 (b), percebe-se que para títulos de gás de até 10% os níveis de distribuição são bem parecidos, entretanto para títulos de gás superiores à 10% o desvio de distribuição da configuração com velocidade mássica de $400 \text{ kg/m}^2\text{s}$ e com o tubo alinhado ao centro do distribuidor, foi menor em relação aos demais verificados. De forma geral, em relação a direção do tubo alimentador, conclui-se que para níveis baixos de título de gás, a configuração com o tubo alimentador paralelo aos canais ramificados é a melhor opção devido à velocidade do escoamento ainda não ser tão elevada. Já para elevados títulos de gás, uma maior recirculação e agitação das fases dentro do distribuidor propicia uma melhor distribuição. Logo, a configuração com o tubo alimentador perpendicular-ascendente é aquela que melhor realiza esta agitação e recirculação e conseqüentemente apresenta melhor distribuição da fase líquida. Em relação a posição do tubo alimentador, conclui-se que os resultados alteram-se mais quantitativamente do que qualitativamente, onde uma maior uniformidade é alcançada quando o tubo alimentador é posicionado no centro do distribuidor.

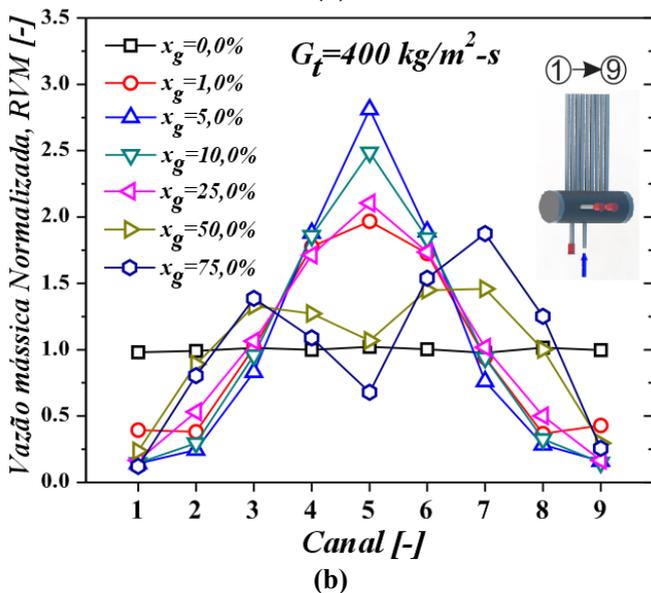
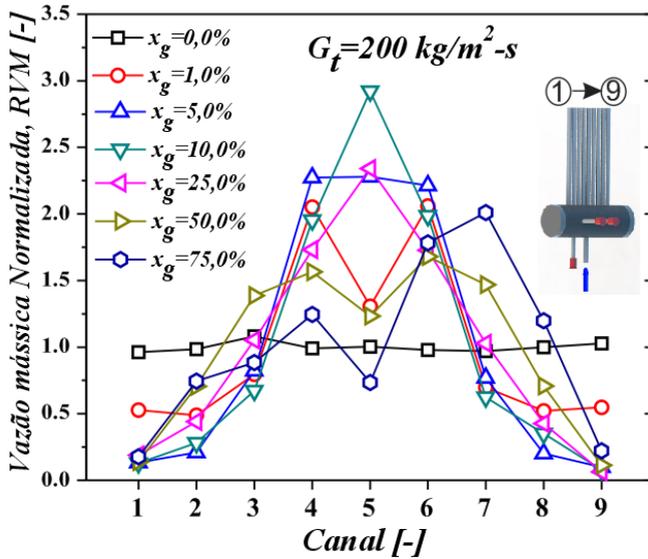
12.4. Distribuidor na horizontal e canais na vertical com escoamento ascendente

Nesta seção vamos analisar os resultados experimentais de distribuição de líquido com o distribuidor posicionado na horizontal com os microcanais paralelos posicionados na vertical, para um escoamento ascendente. Como realizado na seção anterior vamos avaliar os efeitos da velocidade mássica, título de gás, localização e direção do tubo alimentador sobre a distribuição de líquido entre os microcanais acoplados ao distribuidor.

12.4.1. Efeito da velocidade mássica e título de vapor

Nas Figuras 12.6 (a), (b) e (c) os resultados experimentais de distribuição de líquido do escoamento bifásico são apresentados respectivamente para as velocidades mássicas totais de 200 , 400 e $600 \text{ kg/m}^2\text{s}$. Nela o distribuidor está posicionado na horizontal com os canais

acoplados posicionados na vertical, para um escoamento ascendente e com o tubo alimentador no centro do distribuidor e paralelo aos microcanais acoplados.



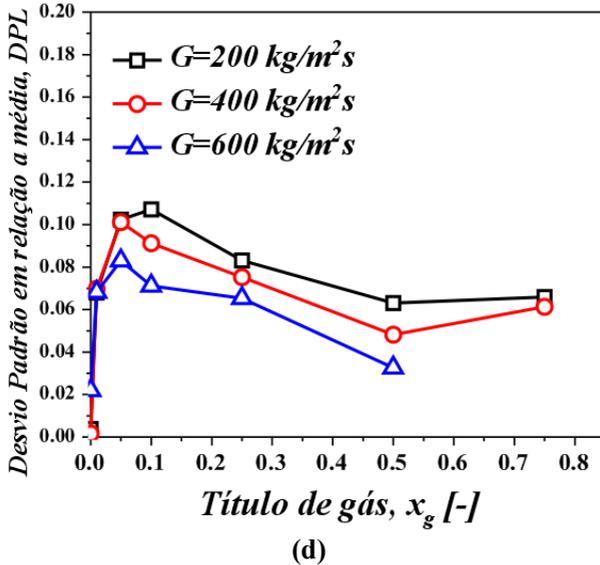
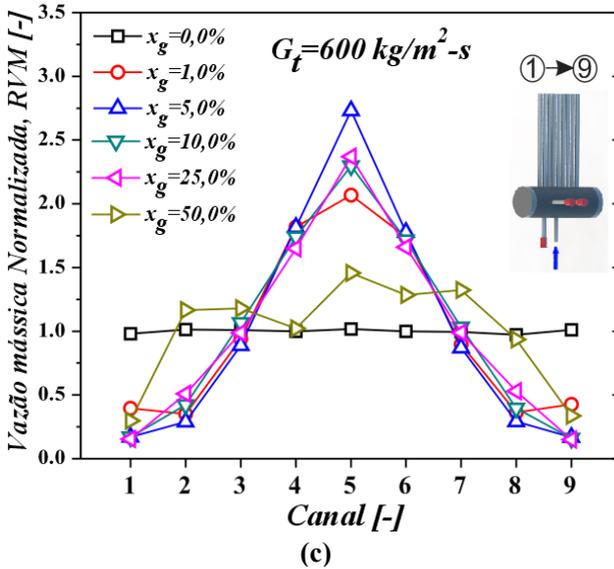


Figura 12.6 - Resultados experimentais de distribuição com distribuidor e canais na horizontal com tubo de alimentação no centro do distribuidor e paralelo aos microcanais acoplados: (a) $G=200\text{kg/m}^2\text{-s}$; (b) $G=400\text{kg/m}^2\text{-s}$; (c) $G=600\text{kg/m}^2\text{-s}$; (d) Desvio padrão em relação à média.

A análise dos resultado das Figuras 12.6 (a), (b) e (c) mostram a mesma tendência de distribuição de líquido entre os canais acoplados para todas as velocidades mássicas. Com os tubos da região central do distribuidor recebendo mais líquido e os canais mais afastados da região de incidência do tubo alimentador sendo preteridos pelo líquido. Outro comportamento observado para todas as velocidades mássicas é que com o aumento do título de gás, há um ponto onde os tubos da região central começam a ser preteridos pelo líquido para determinado título de gás. Logo, para títulos de gás superiores a 25% a distribuição de líquido é aparentemente mais uniforme entre os canais ramificados.

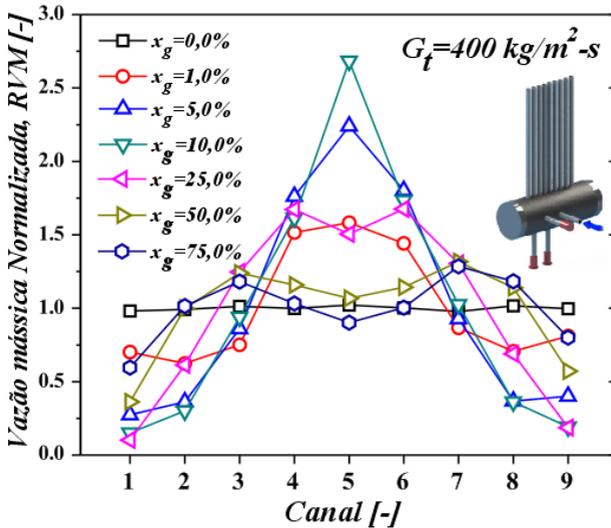
O perfil de distribuição das fases no interior do distribuidor evolui de um volume completamente preenchido de líquido, diminuindo gradativamente seu nível de líquido (estratificado) com o aumento do título de gás. No entanto, a velocidade na qual o nível de líquido diminui, é maior para menores velocidades mássicas.

Associando o padrão de escoamento do tubo alimentador, Tabela 12.3, ao perfil de distribuição de líquido apresentados nas Figuras 12.6 (a), (b) e (c), verifica-se que os canais acoplados na região central do distribuidor, e que é a região de incidência do tubo alimentador, começam a ser preteridos pelo escoamento do líquido quando o padrão de escoamento no tubo alimentador passa de intermitente para anular.

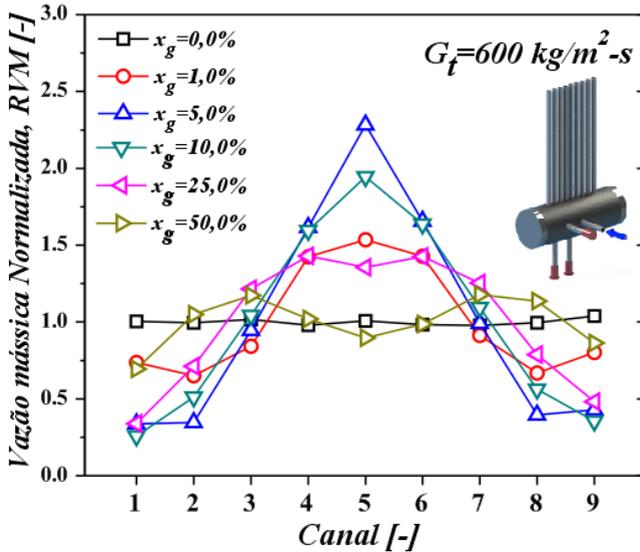
Na Figura 12.6 (d) o desvio de distribuição de líquido em relação a um escoamento uniformemente distribuído entre o canais ramificados é apresentado, comparando os resultados de distribuição em função do título de gás e velocidade mássica. Os resultados mostram o aumento da desigualdade de distribuição até títulos de gás de 5% para as velocidades mássicas de 400 e 600 kg/m^2s e de 10% para velocidade mássica de 200 kg/m^2s , com tendência de diminuição gradual do desvio à medida que o do título de gás aumenta. Como já mencionado anteriormente, esta inversão no comportamento de distribuição está associada à mudança do padrão de escoamento do tubo alimentador. Observa-se também que quanto maior é a velocidades mássica, menor é o desvio padrão, principalmente a títulos superiores à 5 %. Esse resultado comprova que um nível de líquido maior dentro do distribuidor, em conjunto com maiores velocidades do escoamento, favorecem uma melhor recirculação e maior grau de agitação das fases dentro do distribuidor, que consequentemente propicia uma distribuição mais uniforme das fases entre os canais ramificados.

12.4.2. Efeito da posição e direção do tubo alimentador

Nas Figuras 12.7 (a) e (b) os resultados experimentais de distribuição para o tubo alimentador no centro do distribuidor e perpendicular aos canais acoplados são apresentados.



(a)



(b)

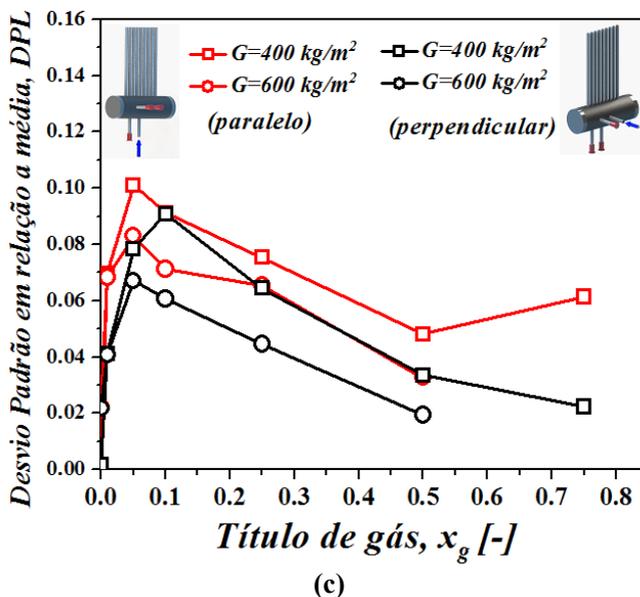
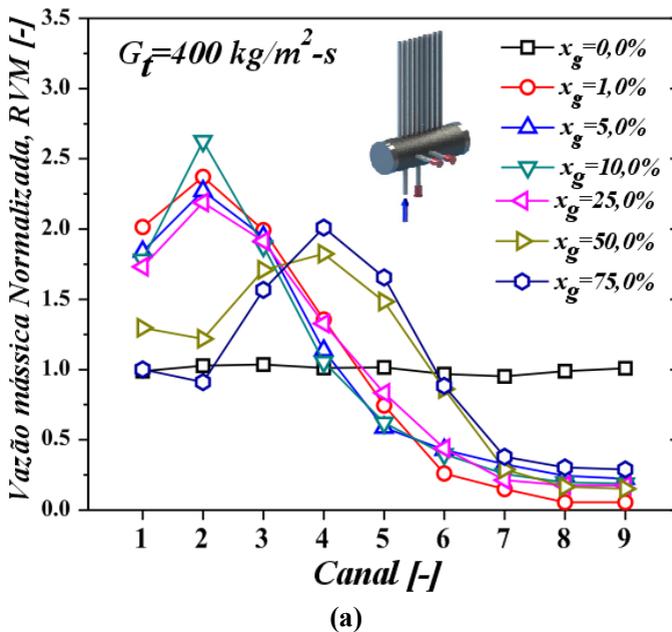


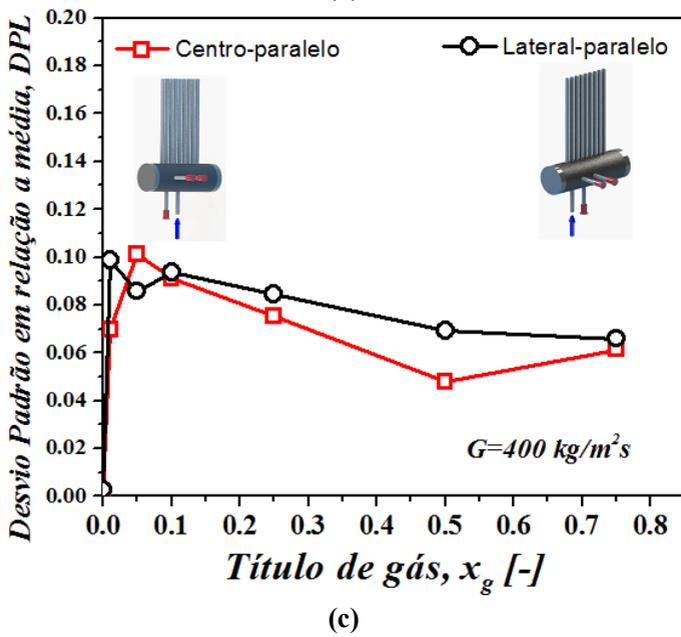
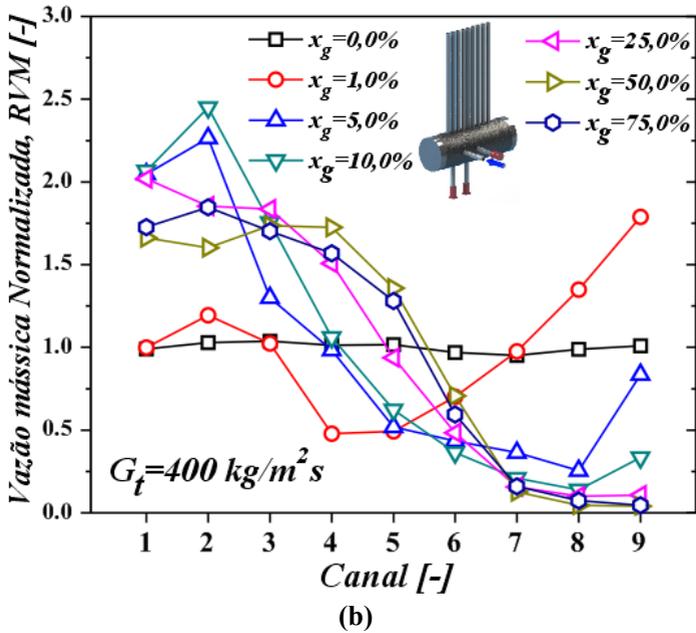
Figura 12.7 - Resultados experimentais de distribuição de líquido entre os canais acoplados posicionados na vertical e o distribuidor posicionados na horizontal, para um escoamento ascendente, com o tubo alimentador posicionado no centro do distribuidor e perpendicular aos canais ramificados: (a) $G=400 \text{ kg/m}^2$; (b) $G=600 \text{ kg/m}^2$, (c) Análise estatística.

Comparando os resultados das Figuras 12.7 (a) e (b), com os apresentados na subseção anterior para as mesmas velocidades mássicas, Figuras 12.6 (b) e (c), nota-se pouca diferença entre os perfis de distribuição de líquido para ambas as configurações verificadas. Apesar de o tubo de alimentação e as fases dentro do distribuidor apresentarem padrões similares para ambas as configurações, a incidência do tubo de alimentação no distribuidor gera diferentes graus de agitação e recirculação. Através da análise comparativa da Figura 12.7 (c), verifica-se que a configuração com tubo de alimentação perpendicular aos canais acoplados gera uma distribuição mais uniforme de líquido independente do título de gás, e para ambas as situações de velocidade mássica verificadas. Esse comportamento explica-se devido ao fato de quando o tubo alimentador é paralelo aos canais acoplados, a direção do escoamento de alimentação incide diretamente sobre a entrada dos canais acoplados. Entretanto, quando o tubo alimentador é perpendicular aos canais acoplados, ele não direciona o escoamento sobre a entrada desses canais acoplados, mas somente gera uma zona de recirculação na região onde ele

está posicionado, favorecendo a irrigação dos canais naquela região, mas não direcionando o escoamento. Outro comportamento importante verificado é a mesma tendência de melhora no nível de distribuição, diminuição do desvio, com o aumento do título de gás, a partir de 5%, devido ao aumento da velocidade do gás propiciar uma maior recirculação das fases dentro do distribuidor (maior agitação).

Nas Figuras 12.8 (a) e (b) os resultados de distribuição de líquido para $G=400 \text{ kg/m}^2\text{s}$ são apresentados com o tubo alimentador posicionado na lateral do distribuidor para o tubo paralelo e perpendicular aos canais ramificados, respectivamente. Os resultados experimentais para o tubo alimentador na lateral do distribuidor quando comparados com os resultados do tubo alimentador no centro do distribuidor, respectivamente a Figura 12.6 (b) e Figura 12.7 (a), mostram que esse deslocamento do tubo alimentador tem como resultado somente a alteração da região de preferência de irrigação de líquido para os canais ramificados da região de incidência, e que o comportamento de distribuição do líquido devido ao padrão de distribuição das fases no interior do distribuidor e do padrão de escoamento no tubo alimentador proporciona o mesmo comportamento daquele encontrado para o tubo alimentador no centro do distribuidor.





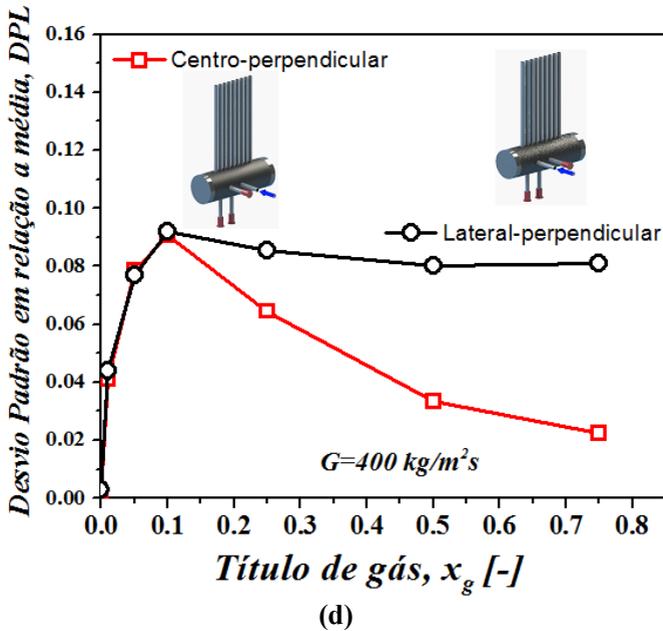


Figura 12.8 - Resultados experimentais de distribuição de líquido entre os canais acoplados posicionados na vertical e o distribuidor posicionados na horizontal, para um escoamento ascendente, com o tubo alimentador posicionado na lateral do distribuidor e $G=400 \text{ kg/m}^2\text{s}$ (a) Paralelo aos canais ramificados; (b) Perpendicular aos canais ramificados; (c) Avaliação de distribuição para tubo paralelo; (c) Avaliação de distribuição para tubo perpendicular.

Nas Figuras 12.8 (c) e (d) é realizada a avaliação global da posição do tubo alimentador, para o tubo alimentador paralelo e perpendicular, respectivamente. Para ambas as configurações testadas a distribuição de líquido apresentou-se ser mais uniforme com o tubo alimentador posicionado no centro do distribuidor. Entretanto, esta diferença de distribuição ficou mais evidente para o caso com o tubo alimentador perpendicular aos canais acoplados.

12.5. Distribuidor na horizontal e canais na vertical com escoamento descendente

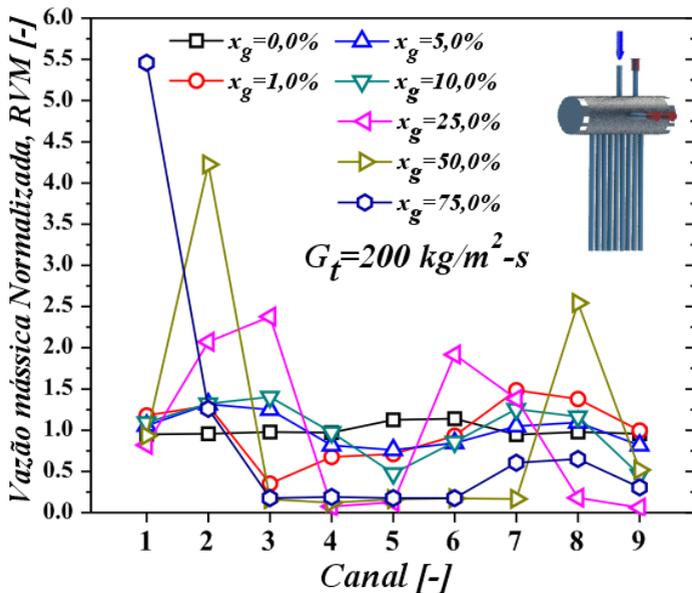
Os resultados experimentais de distribuição de líquido com o distribuidor posicionado na horizontal com os microcanais paralelos ramificados posicionados na vertical, para um escoamento descendente serão apresentados e analisados nesta seção. Os efeitos da velocidade

mássica, título de gás, localização e direção do tubo alimentador sobre a distribuição de líquido entre os microcanais acoplados ao distribuidor são analisados em função de observações e dados experimentais obtidos.

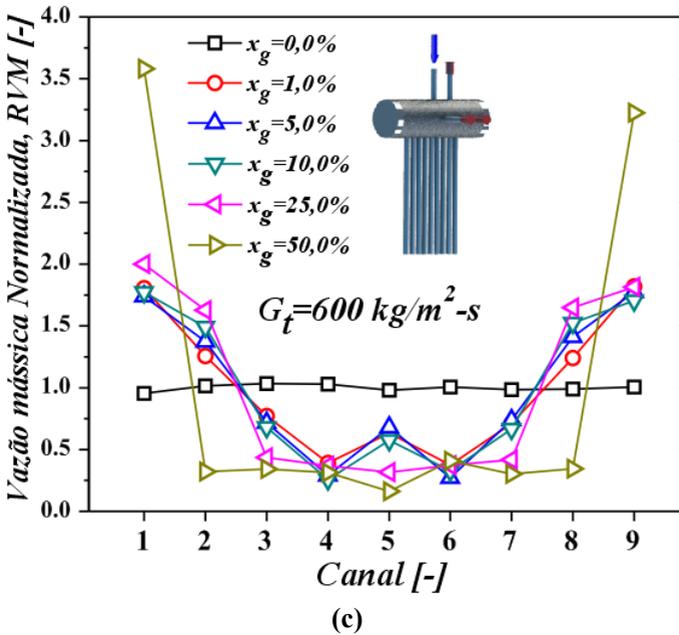
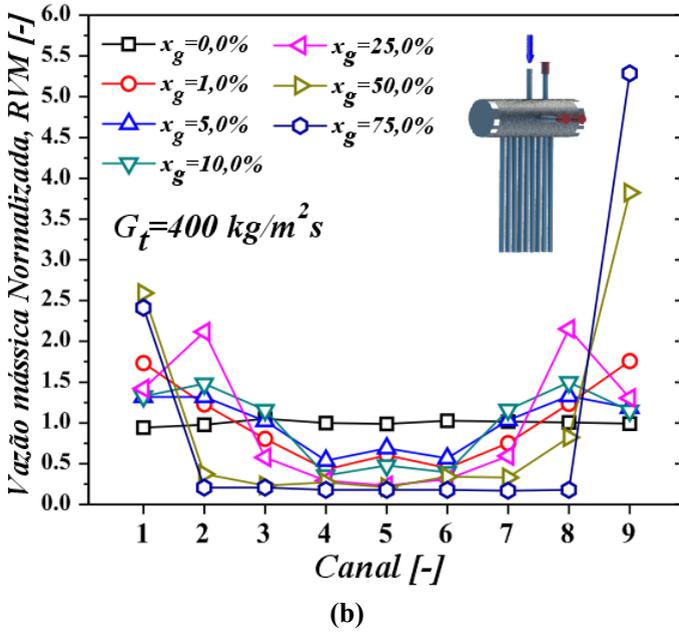
12.5.1. Efeito da velocidade mássica e título de vapor

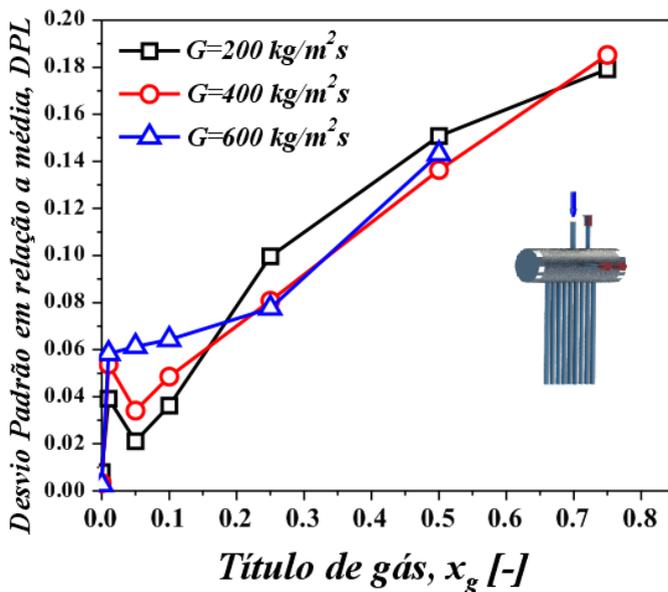
Os resultados experimentais de distribuição de líquido entre os canais ramificados são apresentados nas Figuras 12.9 (a), (b) e (c), para as velocidades mássicas totais de 200, 400 e 600 kg/m^2s , respectivamente.

O perfil de distribuição de líquido apresentado é bem parecido entre as velocidades mássicas verificadas, onde os canais ramificados da região central do distribuidor são preteridos pelo líquido e os canais ramificados nas extremidades laterais recebem uma porção maior. Entretanto, para velocidades mássicas de 400 e 600 kg/m^2s percebe-se que há uma tendência de melhor irrigação na região de incidência do tubo de alimentação para títulos de gás de 5,0% a 10,0%, respectivamente. Independentemente da velocidade mássica apresentada o padrão das fases dentro do distribuidor não se altera, onde o mesmo permanece sempre repleto somente de ar, devido ao efeito da ação da gravidade sobre o líquido que tende a escoar pelos canais.



(a)





(d)

Figura 12.9 - Resultados experimentais de distribuição de líquido com distribuidor e canais ramificados posicionados respectivamente na horizontal e vertical, e escoamento descendente nos canais: (a) $G=200\text{kg/m}^2\text{s}$; (b) $G=400\text{kg/m}^2\text{s}$; (c) $G=600\text{kg/m}^2\text{s}$; (d) Desvio padrão em relação à média.

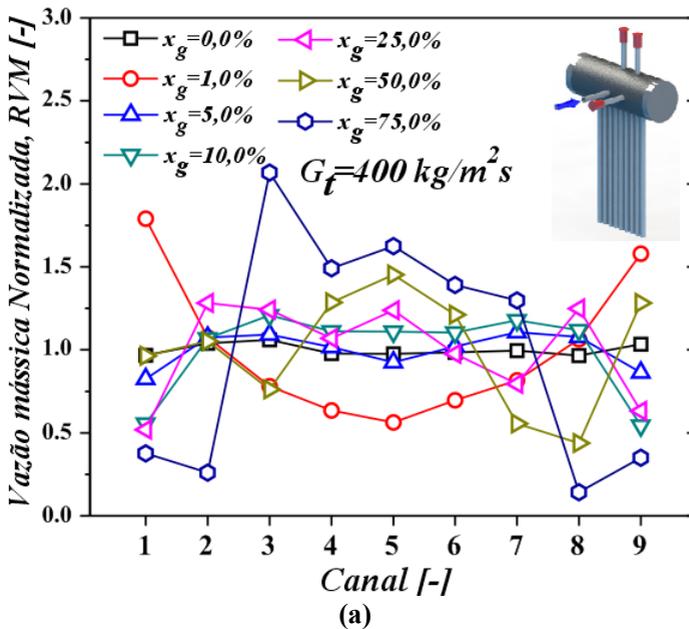
O escoamento bifásico proveniente do tubo de alimentação incide diretamente sobre os canais ramificados na região central, preterindo a irrigação de líquido para estes canais ramificados. A alta velocidade do gás quando comparada com a velocidade do líquido, expela o líquido para as extremidades do distribuidor, criando regiões de circulação nas suas extremidades laterais, propiciando assim a irrigação dos canais acoplados nesta região. Para títulos de gás superiores a 25,0%, independente da velocidade mássica, pode-se observar melhor o efeito das paredes laterais do distribuidor sobre a distribuição de líquido.

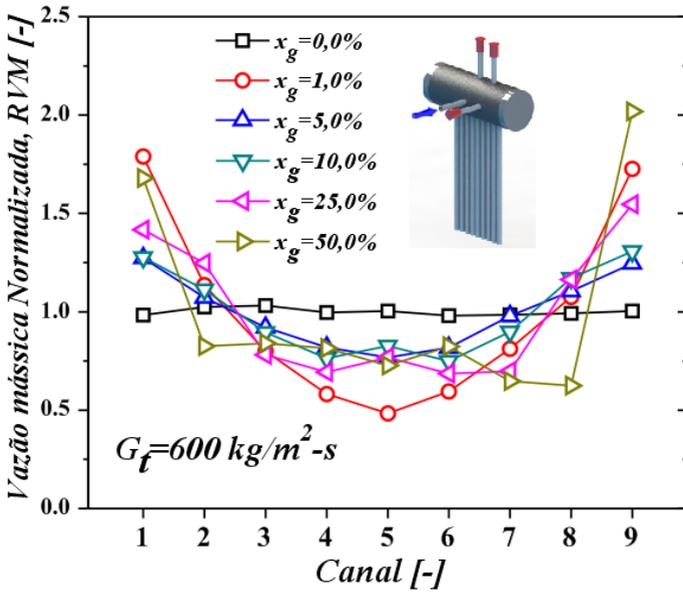
Na Figura 12.9 (d) os resultados de distribuição das Figuras 12.9 (a), (b) e (c) são comparadas através do desvio de distribuição em função do título de gás. Observa-se que o desvio de distribuição aumenta progressivamente com o aumento do título de gás para valores superiores a 5,0%. No entanto, diferentemente dos resultado apresentados para as outras configurações já analisadas, com títulos de gás inferiores a 10,0% o desvio de distribuição de líquido foi menor para velocidades mássicas menores. Para títulos de gás superiores a 10,0% o desvio de distribuição

apresentado foi praticamente o mesmo para todas as velocidades mássicas, apresentando pequenas variações, mas com uma distribuição mais uniforme de líquido para as velocidades mássicas de 400 e $600 \text{ kg/m}^2\text{s}$.

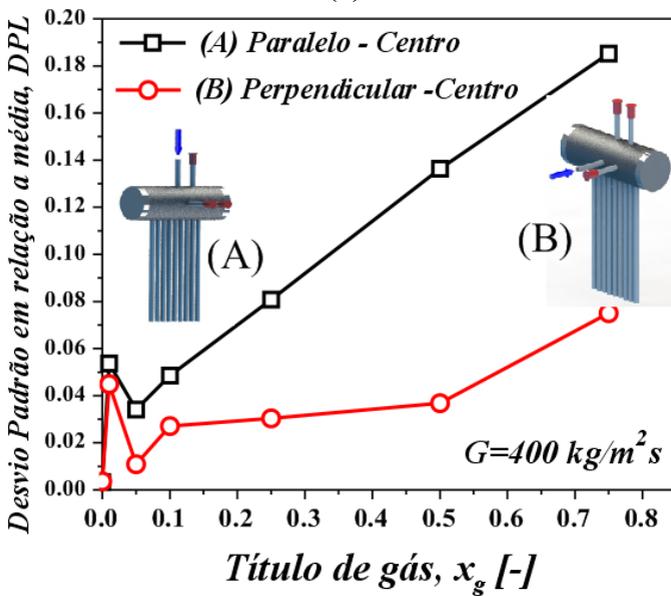
12.5.2. Efeito da posição e direção do tubo alimentador

Nas Figuras 12.10 (a) e (b) são apresentados os resultados experimentais de distribuição para o tubo alimentador no centro do distribuidor e perpendicular aos canais acoplados são apresentados. Os resultados mostram um comportamento diferente do perfil de distribuição de líquido em função do aumento da velocidade mássica de 400 para $600 \text{ kg/m}^2\text{s}$. O perfil de distribuição de líquido para $G=600 \text{ kg/m}^2\text{s}$, Figura 12.10 (b), é semelhante ao perfil de distribuição na mesma configuração, mas com o tubo alimentador paralelo aos canais ramificados, Figura 12.9 (c). Porém, com $G=400 \text{ kg/m}^2\text{s}$, Figura 12.10 (a), a variação do perfil de distribuição de líquido é totalmente diferente e caótica e altera-se constantemente para cada alteração do título de gás. Entretanto, nota-se que os canais ramificados na região de incidência do tubo alimentador têm a preferência de escoamento do líquido para títulos de gás elevados.





(b)



(c)

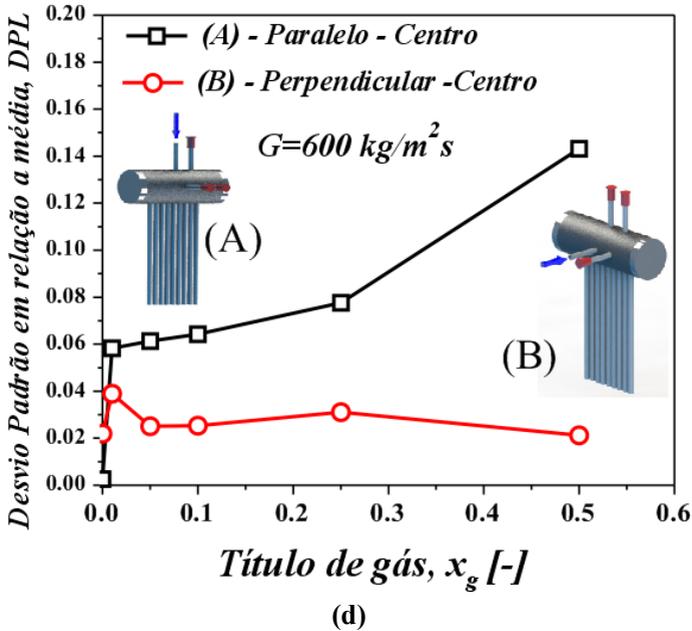
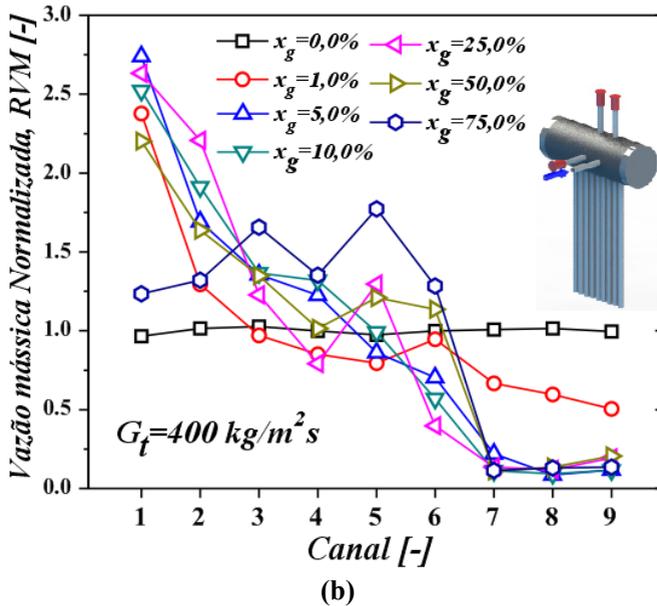
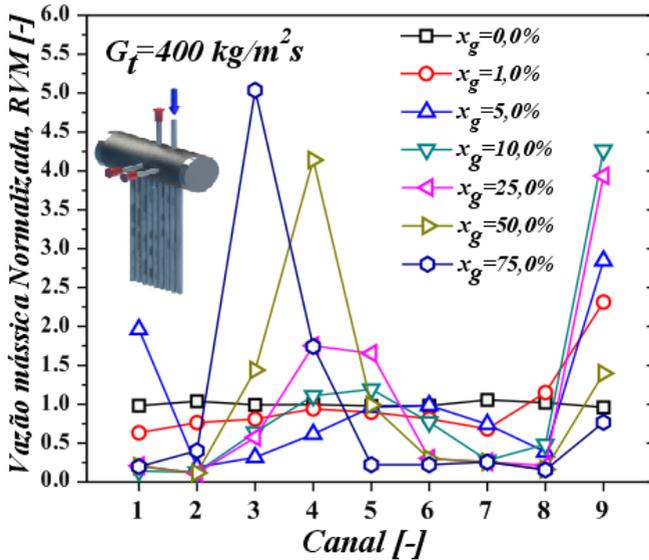


Figura 12.10 - Resultados experimentais de distribuição de líquido entre os canais acoplados posicionados na vertical e o distribuidor posicionados na horizontal, para um escoamento descendente, com o tubo alimentador posicionado no centro do distribuidor e perpendicular aos canais ramificados: (a) $G=400 \text{ kg/m}^2\text{s}$; (b) $G=600 \text{ kg/m}^2\text{s}$; (c) Análise estatística para $G=400 \text{ kg/m}^2\text{s}$; (d) Análise estatística para $G=600 \text{ kg/m}^2\text{s}$.

Nas Figuras 12.10 (c) e (d) é realizada a comparação estatística dos resultados experimentais de distribuição em função do título de gás avaliando o sentido do escoamento de entrada no distribuidor, respectivamente para velocidade mássicas de 400 e 600 kg/m^2 . Novamente, independente da velocidade mássica analisada, menores desvios de distribuição foram encontrados para o tubo alimentador na direção perpendicular aos canais ramificados, essa diferença fica mais evidente para títulos de gás superiores a $5,0\%$. Comprovando que esta configuração proporciona uma melhor recirculação e mistura das fases dentro do distribuidor, e conseqüentemente uma distribuição mais uniforme de líquido entre os canais acoplados.

Nas Figuras 12.11 (a) e (b) os resultados experimentais com o tubo de alimentação posicionado na lateral do distribuidor, alinhado ao canal ramificado de número 8, são apresentados para velocidade mássica de $400 \text{ kg/m}^2\text{s}$, e com direção paralela e perpendicular aos canais

ramificados, respectivamente. Para ambas as situações, Figuras 12.11 (a) e (b), foi verificado grande influência do título de gás sobre o perfil de distribuição.



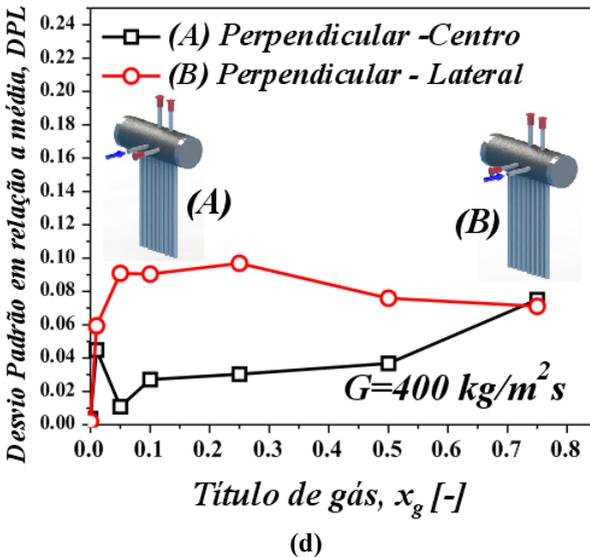
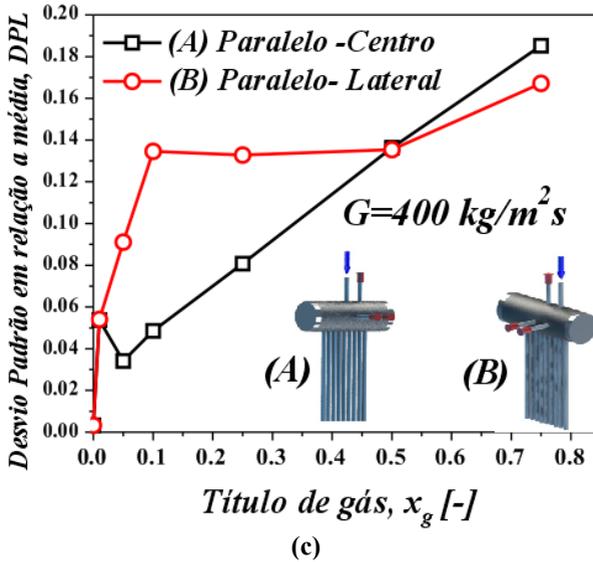


Figura 12.11 - Resultados experimentais de distribuição de líquido entre os canais acoplados posicionados na vertical e o distribuidor posicionados na horizontal, para um escoamento descendente, com o tubo alimentador posicionado na lateral do distribuidor e $G=400 \text{ kg/m}^2\text{s}$ (a) Paralelo aos canais ramificados; (b) Perpendicular aos canais ramificados; (c) Avaliação de distribuição para tubo paralelo; (d) Avaliação de distribuição para tubo perpendicular.

Para a situação do tubo de alimentação paralelo aos canais ramificados, Figura 12.11 (a), observou-se influência dos efeitos de parede em conjunto com a velocidade do gás sobre a distribuição. O escoamento de alimentação incide diretamente sobre os canais ramificados da região de incidência, expelindo o líquido para as extremidades, devido à alta velocidade do gás, formando regiões de acumulação e recirculação do mesmo nas laterais do distribuidor. No entanto, quando comparada a situação com o tubo de alimentação no centro do distribuidor, o comportamento é similar, com os canais ramificados da região de incidência, sendo preteridos pelo escoamento de líquido. Ocorre somente o deslocamento do perfil de distribuição para a lateral do distribuidor, e o aumento da interferência das paredes laterais do distribuidor sobre a distribuição de líquido.

Quando o tubo é perpendicular aos canais acoplados, Figura 12.11 (a), os efeitos de parede são verificados na parede do lado oposto à qual está posicionado o tubo de alimentação. Na região de incidência do tubo de alimentação os canais ramificados são preteridos pelo líquido, independentemente do título de gás verificado, comportamento completamente diferente da situação com o tubo de alimentação no centro do distribuidor, Figura 12.10 (a).

Nas Figuras 12.11 (c) e (d) os níveis de distribuição de líquido são verificados em relação a posição do tubo alimentador, centro e lateral, respectivamente para o tubo de alimentação na direção paralela e perpendicular aos canais ramificados, e velocidade mássica de $400 \text{ kg/m}^2\text{s}$. Os desvios tenderam a ser menores para ambas as situações verificadas, Figuras 12.11 (c) e (d), quando o tubo de alimentação estava posicionado no centro do distribuidor. No entanto com o aumento do título de gás há a tendência dessa diferença diminuir

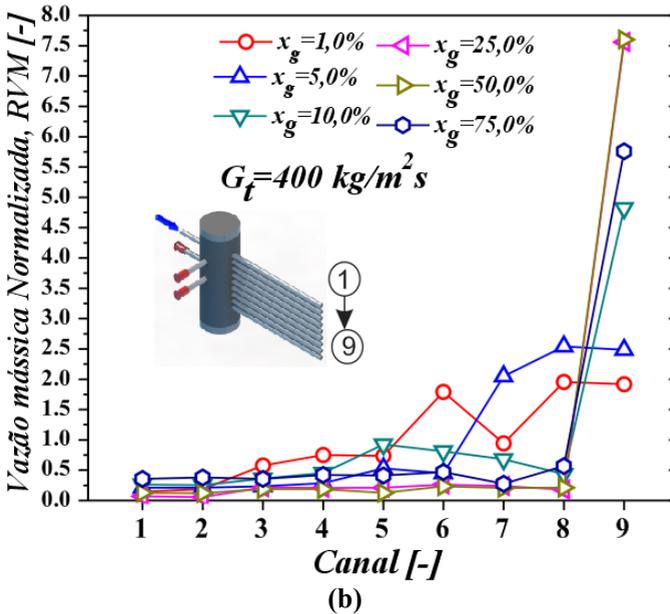
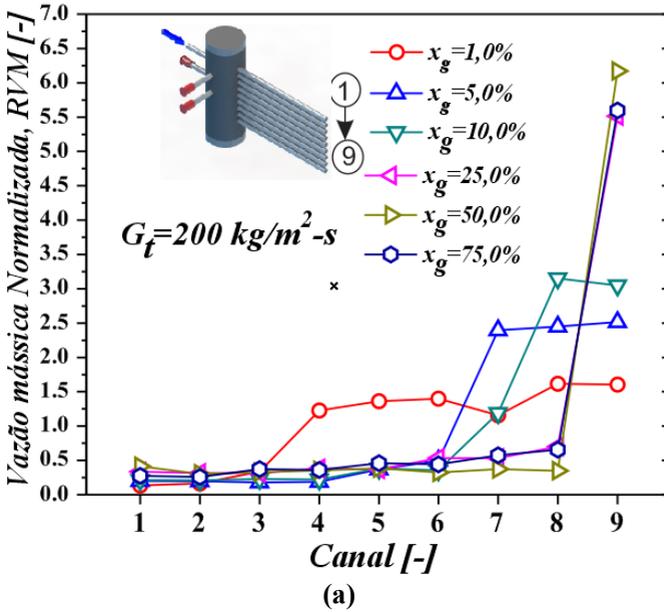
12.6. Distribuidor na vertical e canais na horizontal

A seguir os resultados experimentais de distribuição de líquido de escoamentos bifásicos, entre microcanais acoplados, são apresentados. Os efeitos da velocidade mássica e título de gás, e outros fatores externos ao escoamento são também verificados, levando em conta os resultados experimentais obtidos e observações visuais durante os experimentos.

12.6.1. Efeito da velocidade mássica e título de vapor

Nas Figuras 12.12 (a), (b) e (c) os resultados experimentais de distribuição de líquido do escoamento bifásico com o distribuidor na

vertical são apresentados para velocidades mássicas de 200, 400 e 600 $\text{kg/m}^2\text{s}$.



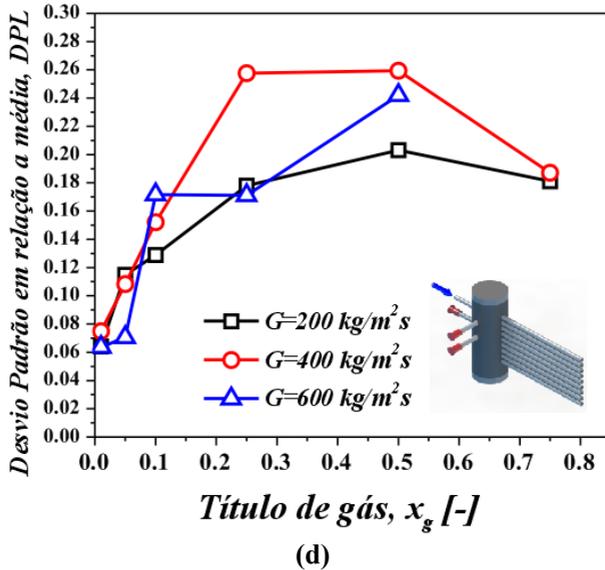
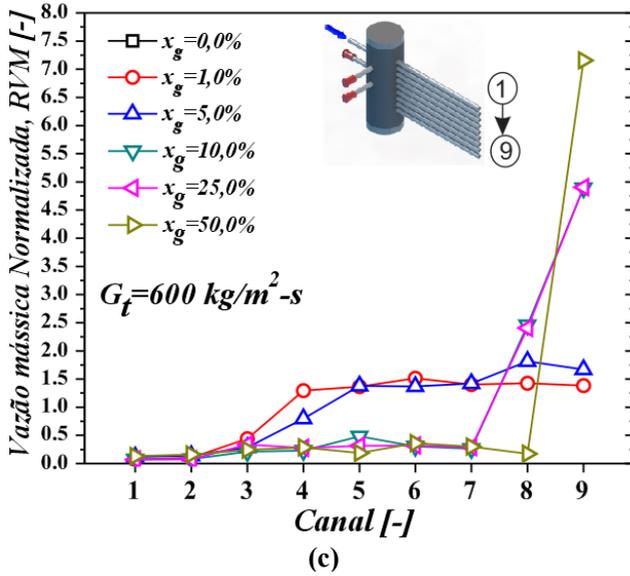


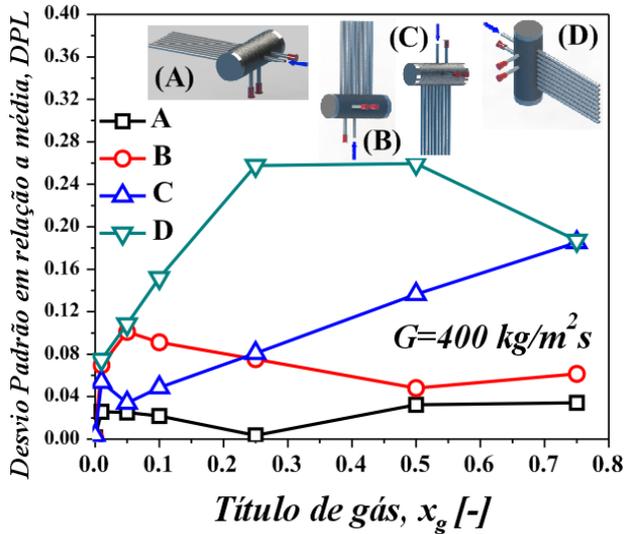
Figura 12.12 - Resultados experimentais de distribuição de líquido com distribuidor e canais ramificados posicionados respectivamente na vertical e horizontal, e escoamento descendente nos canais: (a) $G=200\text{kg/m}^2\text{s}$; (b) $G=400\text{kg/m}^2\text{s}$; (c) $G=600\text{kg/m}^2\text{s}$; (d) Desvio de distribuição.

Observou-se durante os experimentos completa estratificação das fases dentro do distribuidor, independente das velocidades mássica e títulos de gás aplicados. Este comportamento é devido a atuação da força gravitacional em conjunto com a disposição do distribuidor e canais ramificados. A estratificação das fases no interior do distribuidor desfavorece a distribuição uniforme de líquido, pois a fase líquida tende a ser depositada no fundo do mesmo, próxima ao canal de número 9, conforme esquema da Figura 12.12, favorecendo o escoamento de líquido através dos canais daquela região, principalmente o canal de número 9. Para velocidades mássicas inferiores a 10,0%, ainda percebe-se que alguns outros canais ramificados posicionados abaixo da incidência do tubo de alimentação também recebem uma quantidade significativa de líquido devido à formação de uma película de líquido na parede na qual o escoamento é direcionado. Entretanto, com o aumento da velocidade do gás e diminuição da porção mássica de líquido do escoamento que alimenta o distribuidor, esse comportamento desaparece, prejudicando a distribuição uniforme entre os canais.

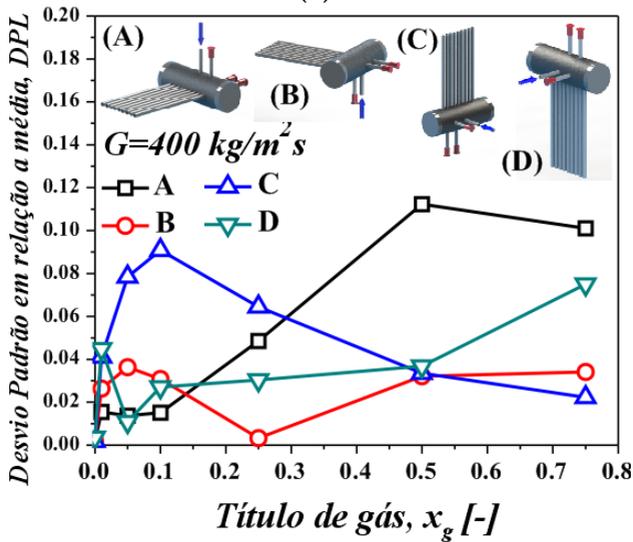
Na Figura 12.12 (d) os resultados de distribuição das Figuras 12.12 (a), (b) e (c) são comparados através do desvio de distribuição. Percebe-se que para títulos de gás de até 10,0% os resultados são relativamente bons, com um menor desvio para velocidade mássica de $600 \text{ kg/m}^2\text{s}$. Entretanto, com o aumento do título de gás, e maior estratificação das fases no interior do distribuidor os desvios de distribuição tenderam a aumentar consideravelmente independente da velocidade mássica verificada, sendo que os piores resultados que apresentaram maiores desvios foram encontrados para $G=400 \text{ kg/m}^2\text{s}$

12.7. Comparação estatística entre as configurações testadas

Os resultados de distribuição de líquido entre os canais ramificados são comparados nesta seção em função do desvio de distribuição em relação a uma distribuição uniforme de líquido. Nas Figuras 12.13 (a) e (b) o desvio de distribuição de líquido das quatro geometrias verificadas são confrontados em função da variação do título de gás para a velocidade mássica de $400 \text{ kg/m}^2\text{s}$, com o tubo alimentado respectivamente paralelo e perpendicular aos canais acoplados.



(a)



(b)

Figura 12.13 - Avaliação do desempenho de distribuição de líquido entre os canais acoplados com $G=400 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$: (a) Tubo alimentador paralelo aos canais acoplados; (b) Tubo alimentador perpendicular aos canais acoplados.

Na Figura 12.13 (a) a configuração que apresentou menor desvio independente do título de gás foi o item A, canais e distribuidor na

horizontal. A configuração que apresentou pior desempenho independente do título de gás foi a configuração do item D, canais na horizontal e distribuidor na vertical. As configurações B e C, canais na vertical com distribuidor na horizontal, respectivamente para escoamentos ascendentes e descendentes, alternaram seu desempenho em função do título de gás aplicado.

Na Figura 12.13 (b) os resultados apontam que os melhores níveis de distribuição de líquido, a baixos títulos de gás, $x_g \leq 0,10$, foram alcançados para a situação A, com canais e distribuidor na posição horizontal com tubo alimentador descendente. A pior performance de distribuição ocorreu para a situação C, com canais-verticais e distribuidor-horizontal. Em contrapartida, a configuração do tipo A foi aquela que apresentou pior desempenho para elevados títulos de gás, $x_g > 0,25$. A títulos mais elevados de gás, $x_g > 0,10$, a configuração C melhorou progressivamente o seu desempenho de distribuição à medida que o título de gás era acrescido, porém na média geral a configuração B obteve melhores resultados de distribuição de líquido com o tubo alimentador perpendicular aos canais ramificados.

Em relação às configurações verificadas, conclui-se que três fatores atuando em conjunto são determinantes na distribuição das fases: desigualdades quanto ao nível de entrada dos canais acoplados; padrão de distribuição das fases no interior do distribuidor e sentido do escoamento de alimentação. Esses três fatores são atacados diretamente pela ação da força da gravitacional, fator preponderante na distribuição das fases, pois estratifica as fases no distribuidor devido a fase líquida apresentar maior massa específica que a fase gasosa. No caso dos canais acoplados e do distribuidor posicionados na horizontal, ambos estão em um mesmo nível, o que favorece a distribuição regular das fases. Quando o distribuidor está posicionado na vertical, ocorre a estratificação das fases no distribuidor em relação à posição de entrada dos canais acoplados, o que prejudica esta distribuição regular. Nos dois casos onde os canais são posicionados na posição vertical, para escoamentos ascendente e descendente, ocorre também a estratificação das fases. No entanto, para o caso ascendente, a ação da força gravitacional atua contrária ao escoamento e para a configuração descendente atua no mesmo sentido. Assim, enquanto no caso ascendente o nível do distribuidor inicia repleto de líquido e diminui com o aumento do título de gás na entrada, no caso descendente ele permanece sempre somente com a fase gasosa, pois a ação da gravidade age no sentido do escoamento. Porém, percebe-se que quando há uma grande agitação e mistura das fases dentro do distribuidor, formando uma

mistura homogênea, esse comportamento promove uma melhor distribuição das fases entre os canais ramificados.

Os resultados de distribuição de líquido apresentados na Figura 12.13 (a) chegam a surpreender um pouco, devido ao aumento do desvio de distribuição de líquido com o aumento do título de gás para o caso C, canais-vertical-ascendente. Nessa situação, o padrão de distribuição das fases no distribuidor era do tipo névoa, e como observado através da revisão bibliográfica, quando da presença deste tipo de padrão no interior do distribuidor, obtem-se os melhores níveis de distribuição. Entretanto, observou-se que esse aumento do desvio de distribuição de líquido entre os canais paralelos acoplados, para o caso C, está ligado diretamente à ausência da presença de líquido no interior do distribuidor quando da incidência do escoamento proveniente do tubo de alimentação. Onde, o escoamento com altas velocidades de gás que incide diretamente sobre os canais centrais do distribuidor, impede que os mesmos sejam irrigados pela porção líquida do escoamento bifásico, aumentando o desvio de distribuição.

13. Conclusões - Distribuição de escoamento bifásico

13.1. Conclusões

Na parte B deste trabalho de tese, foi realizado um estudo experimental de distribuição de vazões de escoamentos bifásicos desde o trajeto que vai do tubo de entrada até o tubo distribuidor, de onde se ramificam as diferentes saídas, no caso nove, constituídas de microcanais paralelos de $0,8\text{ mm}$ de diâmetro e 150 mm de comprimento. Vários parâmetros, incluindo vazões, títulos de gás, configurações geométricas quanto à posição do distribuidor e dos microcanais, posições dos microcanais (horizontal ou vertical) e sentidos do escoamento nos canais verticais (ascendente ou descendente) foram analisadas. O tubo alimentador também foi posicionado na lateral e no centro do distribuidor. Uma ampla revisão bibliográfica sobre o tema foi realizada no Capítulo 9, do qual resultou um artigo de síntese, Dario et al. (2013), publicado em periódico internacional Qualis A1, segundo classificação das Engenharias III da CAPES, e que encontra-se no Anexo G. É importante ressaltar que o referido artigo achava-se, em julho de 2013, segundo a editora Elsevier, entre os mais consultados, o que atesta a importância e atualidade do tema devido à sua aplicação em diferentes áreas de engenharia.

Foram realizados testes utilizando como fluidos de trabalho misturas de ar e água, à pressão atmosférica no tanque de alimentação, e com as seguintes condições médias nos microcanais: velocidades mássicas de 200 , 400 e $600\text{ kg/m}^2\text{s}$ e títulos de gás, x_g , na faixa $0 < x_g < 0,75$. Os resultados experimentais obtidos e as observações visuais no tubo de entrada do distribuidor e no distribuidor são resumidos a seguir:

- Os efeitos do título de gás sobre a distribuição de vazões de líquido variam consideravelmente em função da posição do conjunto (canais–distribuidor);
- O perfil de distribuição de vazões de líquido entre os canais acoplados em cada configuração testada depende da ação conjunta do padrão de distribuição das fases no distribuidor e do padrão de escoamento no tubo alimentador; direção e posição do tubo alimentador do distribuidor;
- O padrão de escoamento no tubo de entrada e a velocidade da fase gasosa governam o perfil de distribuição de líquido;

- O aumento da velocidade mássica do escoamento bifásico no tubo alimentador do distribuidor tornou a distribuição das vazões das fases entre os microcanais acoplados mais homogênea;
- Diferentes padrões das fases no interior do distribuidor podem ser encontrados em função da posição do conjunto (canais-distribuidor);
- A distribuição de vazões melhora quando o tubo alimentador é posicionado perpendicularmente aos canais acoplados para todas as configurações testadas;
- A alteração da posição do tubo alimentador do centro para lateral do distribuidor na maioria das situações verificadas somente deslocou o perfil de distribuição de líquido do centro para a lateral, onde há a intensificação dos efeitos de parede sobre a distribuição das fases;
- A posição do tubo alimentador na lateral do distribuidor aumentou o desvio de distribuição em relação ao tubo alimentador no centro do distribuidor;
- Em geral, quanto à posição do conjunto canais-distribuidor, os piores resultados de distribuição de vazões foram obtidos com o tubo distribuidor na vertical e os microcanais na horizontal;
- Em geral, a distribuição de vazões de líquido foi mais regular entre os canais acoplados quando o conjunto microcanais e tubo distribuidor foi posicionado na horizontal;
- Melhores níveis de distribuição de vazões foram alcançados quando o tubo de entrada estava posicionado perpendicularmente ao plano imaginário que passa pelos eixos dos microcanais acoplados;
- Os canais próximos à incidência do tubo alimentador foram preferencialmente irrigados a baixos títulos de gás quando o tubo distribuidor estava posicionado na horizontal;
- Para elevados títulos de gás, os canais acoplados da região de incidência do tubo alimentador foram preteridos pelo escoamento de líquido, principalmente quando o tubo alimentador era paralelo aos canais acoplados;
- A distribuição das fases é fortemente influenciada pela ação da força gravitacional sobre a fase líquida, devido à estratificação das fases;
- A elevados títulos de gás, uma distribuição mais regular das fases foi alcançada quando o padrão de escoamento no distribuidor foi o do tipo névoa;
- O padrão de escoamento do tipo névoa, foi observado no distribuidor, principalmente quando o tubo de entrada estava posicionado perpendicularmente ao plano dos microcanais, e a elevados títulos de gás.

14. Conclusões gerais e recomendações de trabalhos futuros

No trabalho desenvolvido nesta tese, dois temas relacionados a trocadores de calor utilizando microcanais foram abordados: ebulição convectiva e distribuição de vazões de escoamento bifásico. O trabalho em ambos os temas basearam-se em abordagens experimental e teórica, em que foram tratados assuntos de grande interesse atual tanto da comunidade científica como de engenheiros projetistas. Ainda, para ambos os casos do estudo, uma vasta revisão bibliográfica foi realizada com o intuito de responder a questões pontuais a partir dos resultados experimentais alcançados. Muitas conclusões importantes puderam ser obtidas sobre os temas abordados a partir dos resultados experimentais e avaliações teóricas realizadas. Entretanto, apesar da vasta bibliografia sobre o tema já existente na literatura, notou-se durante o desenvolvimento do trabalho e experiência obtida com desenvolvimento do aparato experimental, implementação de modelos e correlações, entre outros, que em certos temas pontuais há ainda muitas questões a serem analisadas e respondidas. As principais conclusões do trabalho, referentes ao estudo do processo de ebulição convectiva do R134a em microcanais paralelos e horizontais, que constitui a parte A da tese, estão listadas no Capítulo 7, enquanto que aquelas referentes à análise da distribuição de vazões do escoamento bifásico ar-água em um distribuidor acoplado a microcanais, que constitui a parte B da tese, estão listadas no Capítulo 13. Podem ser identificadas novas frentes de pesquisa sobre os temas que não foram abordados aqui e que poderão contribuir ainda mais para o progresso do entendimento dos fenômenos presentes durante a ebulição convectiva em microcanais e os problemas que podem afetar a distribuição de vazões de escoamentos bifásicos em microcanais.

A seguir são listados alguns dos temas sugeridos para estudos futuros na área de ebulição convectiva em microcanais:

- Visualizar o escoamento bifásico durante o processo de ebulição ao longo dos microcanais, identificando e associando o comportamento do CTC com os padrões de escoamento presentes;
- Avaliar os modelos e mapas padrão para escoamentos desenvolvidos para ebulição em microcanais;
- Verificar o efeito da forma geométrica dos microcanais (retangular, triangular e trapezoidal, por exemplo) sobre o coeficiente de

transferência de calor e a influência do confinamento para diferentes diâmetros hidráulicos;

- Desenvolver modelos para a previsão do coeficiente de transferência de calor que levem em conta o comportamento transiente do padrão de escoamento e as instabilidades;
- Tentar determinar modelos e critérios mais gerais para a ocorrência e localização (distância desde a entrada do escoamento na região aquecida) mais prováveis do início da ebulição, ONB, através do apoio de imagens e vídeos, confrontando os resultados com modelos e correlações;
- Investigar os efeitos da superfície aquecida sobre a determinação de ONB;
- Avaliar a influência da rugosidade da superfície dos microcanais sobre o coeficiente de transferência de calor e a queda de pressão;
- Estudar as instabilidades presentes em escoamentos bifásicos provenientes da ebulição em microcanais;
- Investigar e quantificar os efeitos de histerese presentes no fenômeno de ONB.

Em relação à distribuição de vazões de escoamentos bifásicos em microcanais paralelos são sugeridos os seguintes temas a serem verificados em futuros trabalhos:

- Medir além da distribuição de vazões da fase líquida a distribuição da fase gasosa entre os canais acoplados ao tubo distribuidor;
- Avaliar os parâmetros geométricos como: diâmetro dos canais acoplados; diâmetro do tubo de entrada; geometria do distribuidor; número de canais acoplados; espaçamento entre os canais sobre a distribuição das fases entre os canais ramificados;
- Verificar as modificações geométricas capazes de melhorar a distribuição de vazões do escoamento bifásico, como por exemplo: intrusão dos canais acoplados ao distribuidor; variação longitudinal do diâmetro do distribuidor; direcionadores posicionados no interior dos distribuidores; agitador de fases dentro do distribuidor. E verificar quando sua aplicação é benéfica a distribuição;
- Desenvolver estudos de simulação numérica sobre a distribuição de vazões em escoamento bifásico confrontando os resultados com dados experimentais;
- Realizar filmagens sobre o fenômeno de distribuição de vazões utilizando câmeras ultra-rápidas e determinar os padrões de

escoamento bifásico no interior do mesmo através de técnicas de imagens;

- Tentar correlacionar os efeitos térmicos derivados da distribuição não uniforme de vazões mássicas das fases com os desvios de distribuição apresentados;
- Desenvolver uma análise fenomenológica sobre a distribuição de vazões baseada em números adimensionais: Froude, Weber e Reynolds, além de fatores de forma que incluam os diferentes acoplamentos entre os tubos de entrada, distribuidor, número de microcanais e diâmetro hidráulico dos microcanais.

Referências

- Agostini, B., Bontemps, A., 2005. Vertical flow boiling of refrigerant R134a in small channels. *International journal of heat and fluid flow* 26, 296–306. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0142727X04001298> (Accessed April 9, 2013).
- Agostini, B., Thome, J., 2005. Comparison of an extended database of flow boiling heat transfer coefficient in multi-microchannel elements with the three-zone model. In: *ECI International Conference on Heat Transfer and Fluid Flow in Microscale*, Castelvechio Pascoli, Italy <http://infoscience.epfl.ch/record/52916> (Accessed April 8, 2013).
- Agostini, B., Thome, J., Fabbri, M., Bruno, M., 2008a. High heat flux two-phase cooling in silicon multimicrochannels. *IEEE Transactions on components and packaging technologies* 31, 691–701. http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=4531373 (Accessed April 9, 2013).
- Agostini, B., Thome, J., Fabbri, M., Michel, B., Calmi, D., Kloter, U., 2008b. High heat flux flow boiling in silicon multi-microchannels – Part I: Heat transfer characteristics of refrigerant R236fa. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51, 5400–5414. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931008001592> (Accessed July 7, 2011).
- Agostini, B., Thome, J., Fabbri, M., Michel, B., Calmi, D., Kloter, U., 2008c. High heat flux flow boiling in silicon multi-microchannels – Part II: Heat transfer characteristics of refrigerant R245fa. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51, 5415–5425. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931008001609> (Accessed July 8, 2011).
- Akbar, M., Plummer, D., Ghiaasiaan, S., 2003. On Gas-Liquid Two-Phase Flow Regimes in Microchannels. *International Journal of Multiphase Flow* 29, 855–865.
- Asoh, M., Hirao, Y., Aoki, Y., Watanabe, Y., Fukano, T., 1991. Phase separation of refrigerant two-phase mixture flowing downward into three thin branches from a horizontal header pipe. In: *Proceedings of the ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conference: Reno, Nevada, March 17-22, 1991, Vol. 2, Amer Society of Mechanical*, p. 159 <http://scholar.google.com/scholar?hl=en&btnG=Search&q=intitle:Phase+separation+of+refrigerant+two-phase+mixture+flowing+downward+into+three+thin+branches+from+a+horizontal+header+pipe#0> (Accessed July 28, 2011).

Baird, J., Bao, Z., Fletcher, D., Haynes, B., 2000. Local flow boiling heat transfer coefficients in narrow conduits. *Multiphase Science and Technology* 12, 16.

<http://www.dl.begellhouse.com/journals/5af8c23d50e0a883,15f394fa1a02b5df,6e9d20d2414589b7.html> (Accessed April 2, 2013).

Bang, K., Choo, W., 2004. Flow boiling in minichannels of copper, brass, and aluminum round tubes. In: *2nd International Conference on Microchannels and Minichannels*, Rochester, USA, pp. 559–564

<http://link.aip.org/link/abstract/ASMECP/v2004/i41642/p559/s1> (Accessed April 9, 2013).

Bao, Z., Fletcher, D., Haynes, B., 2000. Flow boiling heat transfer of Freon R11 and HCFC123 in narrow passages. *Journal of Heat and Mass Transfer* 43, 3347–3358.

<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931099003798> (Accessed April 2, 2013).

Baroczy, C., 1965. Correlation of liquid fraction in two-phase flow with applications to liquid metals. *Chemical Engineering Progress Symposium Series* 61, 179–191.

Basu, N., Warriar, G., Dhir, V., 2002. Onset of nucleate boiling and active nucleation site density during subcooled flow boiling. *Journal of Heat Transfer* 124, 717–728.

<http://boiling.seas.ucla.edu/BOILING/Publications/BWD2002.pdf> (Accessed April 17, 2013).

Beaver, A., Hrnjak, P., Yin, J., Bullard, C., 2000. Effects of distribution in headers of microchannel evaporators on transcritical CO₂ heat pump performance. *The ASME advanced energy systems division* 40.

<http://scholar.google.com/scholar?hl=en&btnG=Search&q=intitle:Effects+of+distribution+in+headers+of+microchannel+evaporators+on+transcritical+CO2+heat+pump+performance#0> (Accessed March 20, 2013).

Bejan, A., 2004. *Convection heat transfer*. 3 ed. John Wiley & Sons, New Jersey, USA

<http://www.lavoisier.fr/livre/notice.asp?id=OKLWR3ALRAOOWB> (Accessed March 27, 2013).

Bergles, A., Rohsenow, W., 1964. The determination of forced-convection surface-boiling heat transfer. *Journal of Heat Transfer (US)* 86, 365–372.

http://www.osti.gov/energycitations/product.biblio.jsp?osti_id=4652117 (Accessed April 17, 2013).

Bernoux, P., 2000. Étude de la distribution d'un mélange liquide–vapeur à l'entrée des échangeurs de chaleur. CEA-GREThE, Grenoble, France.

- Bertsch, S., Groll, E., Garimella, S., 2008. Review and comparative analysis of studies on saturated flow boiling in small channels. *Nanoscale and Microscale Thermophysical Engineering* 12, 187–227.
<http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/15567260802317357>
(Accessed April 19, 2013).
- Bertsch, S.S., Groll, E. a., Garimella, S. V., 2009a. A composite heat transfer correlation for saturated flow boiling in small channels. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52, 2110–2118.
<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931008006315> (Accessed July 7, 2011).
- Bertsch, S.S., Groll, E. a., Garimella, S. V., 2009b. Effects of heat flux, mass flux, vapor quality, and saturation temperature on flow boiling heat transfer in microchannels. *International Journal of Multiphase Flow* 35, 142–154.
<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301932208001493> (Accessed July 7, 2011).
- Blasius, H., 1913. Das Ähnlichkeitsgesetz bei Reibungsvorgängen in Flüssigkeiten. *Forsch. Arb. Ing.*
- Boabaid, C.N., 1994. Análise do desempenho de tubos capilares adiabáticos. Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis.
- Butterworth, D., 1975. A comparison of some void-fraction relationships for co-current gas-liquid flow. *International Journal of Multiphase Flow* 845–850.
<http://scholar.google.com/scholar?hl=en&btnG=Search&q=intitle:A+comparison+of+some+void+fraction+relationship+for+co-current+gas+liquid+flow.#0> (Accessed April 1, 2013).
- Cardoso, E., 2005. Ebulição Nucleada Confinada do FC- 72 e do FC- 87 sobre Disco de Cobre. Universidade Federal de Santa Catarina , Florianópolis - SC.
- Cardoso, E.M., Kannengieser, O., Stutz, B., Passos, J.C., 2011. FC72 and FC87 nucleate boiling inside a narrow horizontal space. *Experimental Thermal and Fluid Science* 35, 1038–1045.
<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0894177711000483> (Accessed August 1, 2013).
- Carey, V., 1992. *Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena: An Introduction to the Thermophysics of Vaporization and Condensation Processes in Heat Transfer Equipment*. Taylor & Francis, New York, NY
<http://www.lavoisier.fr/livre/notice.asp?id=RAXWO2A3OLKOWC>
(Accessed March 27, 2013).

- Celata, G., Cumo, M., Mariani, A., 1997. Experimental evaluation of the onset of subcooled flow boiling at high liquid velocity and subcooling. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 40, 2879–2885.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931096003456>
(Accessed April 17, 2013).
- Chen, J.C., 1966. A correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow, industrial and engineering chemistry. *Process Design and Development* 5(3), 322–329.
- Chen, L., Tian, Y., Karayiannis, T., 2006. The effect of tube diameter on vertical two-phase flow regimes in small tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 49, 4220–4230.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931006002250>
(Accessed April 19, 2013).
- Chisholm, D., 1973. Pressure gradients due to friction during the flow of evaporation two-phase mixtures in smooth tubes and channels. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 16, 347–358.
- Chisholm, D. Pressure gradients due to friction during the flow of evaporation two-phase mixtures in smooth tubes and channels.
- Cho, H., Cho, K., Youn, B., Kim, Y.S., 2002. Flow mal-distribution in microchannel evaporator. In: Ninth Int. Refrigeration and Air Conditioning Conference, Purdue.
- Choi, J.M., Payne, W.V., Domanski, P.A., 2003. Effects of Non-Uniform Refrigerant and Air Flow Distributions on Finned-Tube Evaporator Performance. In: International Congress of Refrigeration, Washington, DC, pp. 1–8 http://www.bfrl.nist.gov/863/HVAC/pubs/PDF/2003_IIR_0040_maldistribution.pdf (Accessed August 8, 2011).
- Cicchitti, A., Lombardi, C., Silvestri, M., 1960. Two-phase cooling experiments: pressure drop, heat transfer and burnout measurements. *Energia Nucleare* 7, 417–425.
http://www.osti.gov/energycitations/product.biblio.jsp?osti_id=4181977
(Accessed April 1, 2013).
- Coleman, J., Garimella, S., 1999. Characterization of two-phase flow patterns in small diameter round and rectangular tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 42, 2869–2881.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931098003627>
(Accessed April 19, 2013).
- Collier, J.G., Thome, J.R., 1996. Convective boiling and condensation. 3 ed. Oxford University Press, USA

<http://scholar.google.com/scholar?hl=en&btnG=Search&q=intitle:Convective+boiling+and+condensation#0> (Accessed September 1, 2011).

Consolini, L., 2008. Convective Boiling Heat Transfer in a Single Micro-Channel. Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Lausanne, Switzerland.

Cooper, M.G., 1984. Heat flow rates in saturated nucleate pool boiling – a wide ranging examination using reduced properties. *Advances in heat transfer* 16, 157–239.

Cornwell, K., Kew, P., 1993. Boiling in small parallel channels. In: *Energy Efficiency in Process Technology*, Elsevier Applied, pp. 624–638
http://link.springer.com/chapter/10.1007/978-94-011-1454-7_56 (Accessed March 25, 2013).

Dário, E.R., 2008. Ebulição convectiva do n-Pentano em um mini-canal anular. Universidade Federal de Santa Catarina - Florianópolis - SC.

Dario, E.R., Tadrist, L., Passos, J.C., 2013. Review on two-phase flow distribution in parallel channels with macro and micro hydraulic diameters: main results, analyses, trends. *Applied Thermal Engineering* 1–31.
<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1359431113003311>.

Davis, E., Anderson, G., 1966. The incipience of nucleate boiling in forced convection flow. *AIChE Journal* 12, 774–780.
<http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/aic.690120426/abstract> (Accessed April 17, 2013).

Dittus, F., Boelter, L., 1985. Heat transfer in automobile radiators of the tubular type. *International Communications in Heat and Mass Transfer* 12, 3–22.
<http://scholar.google.com/scholar?hl=en&btnG=Search&q=intitle:Heat+transfer+in+automobile+radiators+of+the+tubular+type#0> (Accessed April 25, 2013).

Dupont, V., Thome, J.R., Jacobi, A.M., 2004. Heat transfer model for evaporation in microchannels. Part II: comparison with the database. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 47, 3387–3401.
<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931004000328> (Accessed June 1, 2011).

Fei, P., Cantrak, D., Hrnjak, P., 2002. Refrigerant distribution in the inlet header of plate evaporators. *SAE World Congress 2002-01-09*.
<http://papers.sae.org/2002-01-0948> (Accessed March 20, 2013).

Felcar, H., Ribatski, G., Jabardo, J., 2007. A gas-liquid flow pattern predictive method for macro-and-mini-scale round channels. In: *10th UK Heat Transfer Conference*, Edinburgh, UK

- <http://www.see.ed.ac.uk/~ksefiane/ukhtc2007/Session2/P8.pdf> (Accessed April 19, 2013).
- Forster, H., Zuber, N., 1955. Dynamics of vapor bubbles and boiling heat transfer. *AIChE Journal* 1, 531–535.
<http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/aic.690010425/abstract> (Accessed April 9, 2013).
- Fox, R., McDonald, A., Pritchard, P., 1998. Introduction to fluid mechanics. 17 ed. Wiley & Sons, Inc
<http://scilab.in/files/textbooks/EswarPrasad/FM.pdf> (Accessed March 22, 2013).
- Friedel, L., 1979. Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two-phase pipe flow. In: European two-phase flow group meeting, p. Paper E
<http://scholar.google.com/scholar?hl=en&btnG=Search&q=intitle:Improved+friction+pressure+drop+correlations+for+horizontal+and+vertical+two-phase+pipe+flow#0> (Accessed April 1, 2013).
- Garimella, S., Killion, J., Coleman, J., 2002. An experimentally validated model for two-phase pressure drop in the intermittent flow regime for circular microchannels. *Journal of Fluid Engineering* 124, 205–214.
<http://cat.inist.fr/?aModele=afficheN&cpsidt=13591938> (Accessed April 19, 2013).
- Garimella, S., Sobhan, C., 2003. Transport in microchannels a critical review. *Annual review of heat transfer* 13, 1–50.
<http://www.dl.begellhouse.com/pt/download/article/13be7bfb3b56998c/arht-13-001-050.pdf> (Accessed April 19, 2013).
- Ghiaasiaan, S., Chedester, R., 2002. Boiling incipience in microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 45, 4599– 4606.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931002001679> (Accessed April 17, 2013).
- Giot, M., 1981. Singular pressure drops. In: *Thermohydraulics of two-phase flow systems for industrial design and nuclear engineering*, pp. 247–254.
- Gnielinsky, V., 1976. New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe channel flow. *International Journal of Chemical Engineering* 16, 359–368.
- Gonçalves, J.M., 1994. Análise experimental do escoamento de fluidos refrigerantes em tubos capilares. Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC.

- Goss Jr, G., 2011. Transferência de calor e queda de pressão durante a condensação do R-134a em microcanais paralelos. Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis - SC.
- Hafner, A., 2003. Compact interior heat exchangers for CO2 mobile heat pumping. NTNU.
- Hapke, I., Boye, H., Schmidt, J., 2000. Onset of nucleate boiling in minichannels. *International Journal of Thermal Sciences* 39, 505–513. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1290072900002064>.
- Heggs, P., Scheidat, H., 1992. Thermal performance of plate heat exchangers with flow maldistribution. *ASME - HDT* 201, 87–93. <http://www.csa.com/partners/viewrecord.php?requester=gs&collection=ENV&recid=1833> (Accessed March 20, 2013).
- Hetsroni, G., 2010. Boiling in micro-channels. *Bulletin of the Polish Academy of Sciences: Technical ...*. <http://versita.metapress.com/index/713T43277W5K3466.pdf> (Accessed November 26, 2012).
- Holman, J., 2001. *Experimental methods for engineers*. 7 ed. Mc Graw Hill, Singapore <http://batik.imtelkom.ac.id/pustaka/5332/experimental-methods-for-engineers-7-e-.html> (Accessed April 25, 2013).
- Horiki, S., Osakabe, M., 1999. Water Flow Distribution in Horizontal Header Contamination with Bubbles. Comparison of Conventional Header with Protruding One. *Nippon Dennetsu Shinpojiumu Koen Ronbunshu* 1, 147–148. <http://sciencelinks.jp/j-east/article/199917/000019991799A0615038.php> (Accessed July 28, 2011).
- Hrnjak, P., 2003. Two phase flow distribution in headers of parallel flow heat exchangers and its effect on performance. In: *2nd Int. Conf. on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*, Victoria Falls, Zambia, pp. 23–26.
- Hsu, Y., 1962. On the size range of active nucleation cavities on a heating surface. *Journal of Heat Transfer (US)*. http://www.osti.gov/energycitations/product.biblio.jsp?osti_id=4793053 (Accessed February 13, 2013).
- Huai, X., Koyama, S., Zhao, T., 2004. An experimental study of flow boiling characteristics of carbon dioxide in multiport mini channels. *Applied Thermal Engineering* 24, 1443–1463. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S135943110300365X> (Accessed April 9, 2013).

Huo, X., Chen, L., Tian, Y., Karayiannis, T., 2004. Flow boiling and flow regimes in small diameter tubes. *Applied thermal engineering* 24, 1225–1239. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1359431104000250> (Accessed April 9, 2013).

Huo, Y., Tian, S., Karayiannis, T., 2007. R134a flow boiling heat transfer in small diameter tubes. In: *Advances in Compact Heat Exchangers*, R.T. Edwards, pp. 95–111 <http://dspace.brunel.ac.uk/handle/2438/6400> (Accessed June 5, 2013).

Idelchik, I., Fried, E., 1994. *Handbook of hydraulic resistance*. 3 ed. CRC Press, Florida, USA
http://www.osti.gov/energycitations/product.biblio.jsp?osti_id=7221713 (Accessed March 27, 2013).

Inasaka, F., Nariyai, H., Shimura, T., 1989. Pressure drop in subcooled boiling in narrow tubes. *Heat Transfer–Japanese Research* 18, 70–82.

Incropera, F.P., Dewitt, D.P., 2003. *Fundamentos de Transferência de Calor e de Massa*. 5 ed. LTC, São Paulo, Brasil
<http://scholar.google.com/scholar?hl=en&btnG=Search&q=intitle:Fundamentos+de+transferência+de+calor+e+de+massa#0> (Accessed April 15, 2013).

Jacobi, A., Park, Y., Zhong, Y., Michna, G., Xia, Y., 2005. High performance heat exchangers for air-conditioning and refrigeration applications (non-circular tubes). Air Conditioning and Refrigeration Center, University of Illinois at Urbana-Champaign ARTI-21CR/, Project 20020–Phase 2.
[http://www.heatpumpcentre.org/en/projects/completedprojects/annex33/publications/Documents/Jacobi hi perf ARTI-21CR605-20021-01.pdf](http://www.heatpumpcentre.org/en/projects/completedprojects/annex33/publications/Documents/Jacobi%20hi%20perf%20ARTI-21CR605-20021-01.pdf) (Accessed March 20, 2013).

Jacobi, A., Thome, J., 2002. Heat transfer model for evaporation of elongated bubble flows in microchannels. *Journal of Heat Transfer* 124, 1131–1136. <http://cat.inist.fr/?aModele=afficheN&cpsidt=14424655> (Accessed April 9, 2013).

Kandlikar, S., 1990. A general correlation for saturated two-phase flow boiling heat transfer inside horizontal and vertical tubes. *Journal of heat transfer* 112, 219–228. <http://www.rit.edu/~w-taleme/Papers/JournalPapers/J010.pdf> (Accessed April 15, 2013).

Kandlikar, S., 2002. Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels. *Experimental Thermal and Fluid Science* 26, 389–407.
<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0894177702001504>.

- 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* 319–334.
<http://scholar.google.com/scholar?hl=en&btnG=Search&q=intitle:Two-phase+flow+patterns,+pressure+drop+and+heat+transfer+during+boiling+in+minichannel+and+microchannel+flow+passages+of+compact+heat+exchangers#2> (Accessed March 21, 2013).
- Kandlikar, S., Balasubramanian, P., 2004. An extension of the flow boiling correlation to transition, laminar, and deep laminar flows in minichannels and microchannels. *Heat Transfer Engineering* 25, 86–93.
<http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/01457630490280425> (Accessed April 15, 2013).
- Kandlikar, S., Mizo, V., Cartwright, M., Ikenze, E., 1997. Bubble nucleation and growth characteristics in subcooled flow boiling of water. In: *National Heat Transfer Conference, HTD-342*. ASME, pp. 11–18
<https://ritdml.rit.edu/handle/1850/7496> (Accessed April 17, 2013).
- Kandlikar, S.G., 2010. Scale effects on flow boiling heat transfer in microchannels: A fundamental perspective. *International Journal of Thermal Sciences* 49, 1073–1085.
<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1290072910000098> (Accessed July 7, 2011).
- Kattan, N., Thome, J., Favrat, D., 1998a. Flow boiling in horizontal tubes: Part 1: development of a diabatic two-phase flow pattern map. *Journal of heat transfer* 120, 140–147.
<http://cat.inist.fr/?aModele=afficheN&cpsid=2169814> (Accessed April 15, 2013).
- Kattan, N., Thome, J., Favrat, D., 1998b. Flow boiling in horizontal tubes: Part 2: New heat transfer data for five refrigerants. *Journal of heat transfer* 120, 148–155. <http://cat.inist.fr/?aModele=afficheN&cpsid=2169649> (Accessed April 15, 2013).
- Kattan, N., Thome, J., Favrat, D., 1998c. Flow boiling in horizontal tubes: Part 3: Development of a new heat transfer model based on flow pattern. *Journal of heat transfer* 120, 156–165.
<http://cat.inist.fr/?aModele=afficheN&cpsid=2169815> (Accessed April 15, 2013).
- Kennedy, J.E., Roach Jr., G.M., Dowling, M.F., Abdel-Khalik, S.I., Ghiaasiaan, S.M., Jeter, S.M., Quershi, Z.H., 2000. The onset of flow instability in uniformly heated horizontal microchannels. *Journal of Heat*

122, 118–126.

http://www.osti.gov/energycitations/product.biblio.jsp?osti_id=20067715
(Accessed April 18, 2013).

Kew, P., Cornwell, K., 1997. Correlations for the prediction of boiling heat transfer in small-diameter channels. *Applied Thermal Engineering* 705–715.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1359431196000713>
(Accessed April 9, 2013).

Kim, N., Sim, Y., Min, C., 2004. Convective Boiling of R-22 in a Flat Extruded Aluminum Multi-Port Tube. In: 2nd International Conference on Microchannels and Minichannels, Rochester, USA, pp. 507–514
<http://link.aip.org/link/abstract/ASMECP/v2004/i41642/p507/s1> (Accessed April 9, 2013).

Koyama, S., Kuwahara, K., Shinmura, E., Ikeda, S., 2001. Experimental study on flow boiling of carbon dioxide in a horizontal small diameter tube. In: in Proceedings of IIR Commission B1 Meeting, Paderborn, Germany, pp. 526– 533
<http://scholar.google.com/scholar?hl=en&btnG=Search&q=intitle:Experimental+study+on+flow+boiling+of+carbon+dioxide+in+a+horizontal+small+diameter+tube,#0> (Accessed April 9, 2013).

Kuo, C., Peles, Y., 2008. Flow boiling instabilities in microchannels and means for mitigation by reentrant cavities. *Journal of Heat Transfer* 130, 1–9. http://www.rpi.edu/~pelesy/lib/manuscripts/JHT_instabilities.pdf
(Accessed February 13, 2013).

Kuo, C., Peles, Y., 2009. Flow boiling of coolant (HFE-7000) inside structured and plain wall microchannels. *Journal of Heat Transfer* 131, 1–9. http://www.rpi.edu/~pelesy/lib/manuscripts/JHT_2009_Ray.pdf (Accessed April 18, 2013).

Lalot, S., Florent, P., Lang, S., Bergles, A., 1999. Flow maldistribution in heat exchangers. *Applied thermal engineering* 19, 847–863.
<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1359431198000908> (Accessed August 8, 2011).

Lazarek, G., Black, S., 1982. Evaporative heat transfer, pressure drop and critical heat flux in a small vertical tube with R-113. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 25, 945–960.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0017931082900709>
(Accessed April 1, 2013).

Lee, H.J., Lee, S.Y., 2001a. Heat transfer correlation for boiling flows in small rectangular horizontal channels with low aspect ratios. *International*

- Journal of Multiphase Flow 27, 2043–2062.
<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301932201000544>.
- Lee, H.J., Lee, S.Y., 2001b. Pressure drop correlations for two-phase flow within horizontal rectangular channels with small heights. International Journal of Multiphase Flow 27, 783–796.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0301932200000501>
(Accessed April 2, 2013).
- Lee, J., Kim, M., Kaviani, M., Son, S., 2011. Bubble nucleation in microchannel flow boiling using single artificial cavity. Journal of Heat and Mass Transfer 54, 5139–5148.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S001793101100487X>
(Accessed April 18, 2013).
- Lee, J., Mudawar, I., 2009. Critical heat flux for subcooled flow boiling in micro-channel heat sinks. International Journal of Heat and Mass Transfer 52, 3341–3352.
<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931009000520> (Accessed July 7, 2011).
- Lee, J., Mudawar, I., 2005a. 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, 928–940. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S001793100400420X>
(Accessed July 7, 2011).
- Lee, J., Mudawar, I., 2005b. Two-phase flow in high-heat-flux micro-channel heat sink for refrigeration cooling applications: Part II?heat transfer characteristics. International Journal of Heat and Mass Transfer 48, 941–955. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931004004211>
(Accessed July 7, 2011).
- Lee, J.K., Lee, S.Y., 2004. Distribution of two-phase annular flow at header-channel junctions. Experimental thermal and fluid science 28, 217–222.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0894177703000426>
(Accessed July 28, 2011).
- Lee, P., Garimella, S., 2008. Saturated flow boiling heat transfer and pressure drop in silicon microchannel arrays. International Journal of Heat and Mass Transfer 51, 789–806.
<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931007003274> (Accessed July 7, 2011).
- Lee, P., Garimella, S., Liu, D., 2005. Investigation of heat transfer in rectangular microchannels. International Journal of Heat and Mass Transfer 48, 1688–1704.

<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931005000074> (Accessed July 7, 2011).

Lee, P., Tseng, F., Pan, C., 2004. Bubble dynamics in microchannels. Part I: single microchannel. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 47, 5575–5589. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931004002844> (Accessed July 7, 2011).

Li, J., Cheng, P., 2004. Bubble cavitation in a microchannel. *International journal of heat and mass transfer* 47, 2689–2698. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931003006513> (Accessed April 17, 2013).

Liao, S.J., 2002. An analytic approximation of the drag coefficient for the viscous flow past a sphere. *International Journal of Non-Linear Mechanics* 37, 1–18. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0020746200000925> (Accessed March 22, 2013).

Lie, Y.M., Su, F.Q., Lai, R.L., Lin, T.F., 2008. Experimental study of evaporation pressure drop characteristics of refrigerants R-134a and R-407C in horizontal small tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51, 294–301. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931007003018> (Accessed July 7, 2011).

Lin, S., Kew, P., Cornwell, K., 2001. Two-phase heat transfer to a refrigerant in a 1 mm diameter tube. *International Journal of Refrigeration* 24, 51–56. <http://scholar.google.com/scholar?hl=en&btnG=Search&q=intitle:two+phase+flow+regimes+and+heat+transfer+in+small+tubes+and+channels#0> (Accessed April 2, 2013).

Lin, S., Kwok, C., Li, R., Chen, Z., Chen, Z., 1992. Local frictional pressure drop during vaporization of R-12 through capillary tubes. *Int. J. Multiphase Flow* 17, 95–102. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/030193229190072B> (Accessed March 28, 2013).

Liu, D., Lee, P., Garimella, S., 2005. Prediction of the onset of nucleate boiling in microchannel flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48, 5134–5149. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931005004837> (Accessed July 7, 2011).

Lockhart, R., Martinelli, R., 1949. Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes. *Chem. Eng. Prog* 39–

48. <http://dns2.asia.edu.tw/~ysho/YSHO-English/1000 CE/PDF/Che Eng Pro45, 39.pdf> (Accessed March 28, 2013).
- Martincallizo, C., Palm, B., Owhaib, W., 2007. Subcooled flow boiling of R-134a in vertical channels of small diameter. *International Journal of Multiphase Flow* 33, 822–832.
<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301932207000262> (Accessed July 7, 2011).
- Martinelli, R.C., Nelson, D.B., 1964. Prediction of pressure drop during forced circulation boiling of water. *Trans. ASME* 70 695–702.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/001793106490002X> (Accessed March 28, 2013).
- McAdams, W., Woods, W., Heroman, L., 1942. Vaporization inside horizontal tubes-II-benzene-oil mixtures. *Trans. ASME* 64, 193.
<http://scholar.google.com/scholar?hl=en&btnG=Search&q=intitle:vaporization+inside+horizontal+tubes+-+II+-+benzene+oil+mixtures#0> (Accessed April 1, 2013).
- Mehendal, S.S., Jacobi, A.M., Shah, R.K., 2000. Fluid flow and heat transfer at micro-and meso-scales with application to heat exchanger design. *Applied Mechanics* 53, 175–193.
<http://adsabs.harvard.edu/abs/2000ApMRv..53..175M> (Accessed April 9, 2013).
- Mishima, K., Hibiki, T., 1996. Some characteristics of air-water two-phase flow in small diameter vertical tubes. *International Journal of Multiphase Flow* 703–712.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0301932296000109> (Accessed April 1, 2013).
- Mishra, U., Singh, J., 2007. *Semiconductor Device Physics and Design (Series on Integrated Circuits and Systems)*.
- Mueller, A.C., 1987. Effects of some types of maldistribution on the performance of heat exchangers. *Heat transfer engineering* 8, 75–86.
<http://www.informaworld.com/openurl?genre=article&doi=10.1080/01457638708962795&magic=crossref||D404A21C5BB053405B1A640AFFD44AE3> (Accessed August 8, 2011).
- Mueller, A.C., Chiou, J.P., 1988. Review of various Types of Flow Maldistribution in Heat Exchangers. *Heat Transfer Engineering* 9, 36–50.
<http://www.informaworld.com/openurl?genre=article&doi=10.1080/01457638808939664&magic=crossref||D404A21C5BB053405B1A640AFFD44AE3> (Accessed July 27, 2011).

- Müller-Steinhagen, H., Heck, K., 1986. A simple friction pressure drop correlation for two-phase flow in pipes. *Chemical Engineering and Processing* 20, 297–308.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0255270186800083>
(Accessed April 1, 2013).
- Muwanga, R., Hassan, I., 2007. A flow boiling heat transfer investigation of FC-72 in a microtube using liquid crystal thermography. *Journal of heat transfer* 129, 977–987.
<http://cat.inist.fr/?aModele=afficheN&cpsidt=19070985> (Accessed April 9, 2013).
- Okawa, T., 2012. Onset of Nucleate Boiling in Mini and Microchannels: a Brief Review. *Frontiers in Heat and Mass Transfer* 3.
https://www.thermalfluidscentral.org/journals/index.php/Heat_Mass_Transfer/article/view/220 (Accessed April 18, 2013).
- Ong, C., Thome, J., 2011. Macro-to-microchannel transition in two-phase flow: Part 1—Two-phase flow patterns and film thickness measurements. *Experimental Thermal and Fluid Science* 35, 37–47.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0894177710001500>
(Accessed August 2, 2013).
- Osakabe, M., Hamada, T., Horiki, S., 1999. Water flow distribution in horizontal header contaminated with bubbles. *International Journal of Multiphase Flow* 25, 827–840.
<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301932298000676>.
- Owhaib, W., Martin-Callizo, C., Palm, B., 2004. Evaporative heat transfer in vertical circular microchannels. *Applied Thermal Engineering* 24, 1241–1253. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1359431104000249>
(Accessed April 3, 2013).
- Owhaib, W., Palm, B., 2003. Flow boiling heat transfer in a vertical circular microchannel tube. In: *Eurotherm Seminar No. 72*, Valencia, Spain.
- Pamitran, A., Choi, K., Oh, J., Oh, H., 2003. Effect on boiling heat transfer of horizontal smooth microchannel for R410A and R407C. In: *21st IIR International Congress of Refrigeration*, Washington DC, USA
<http://www.angelfire.com/pro/pamitran/ICR0072a.doc> (Accessed April 9, 2013).
- Passos, J.C., Reinaldo, R.F., 1999. Analysis of Pool Boiling within Smooth and Grooved Tubes. In: *Eurotherm Seminar No 63 - Single and Two-Phase Natural Circulation*, Editore Genovaviva, Gênova, pp. 199–208.

- Payne, W., Domanski, P., 2003. Potential benefits of smart refrigerant distributors. Tech. rep. ARTI-21CR/
<http://scholar.google.com/scholar?hl=en&btnG=Search&q=intitle:Potential+benefits+of+smart+refrigerant+distributors#0> (Accessed March 20, 2013).
- Pettersen, J., 2004. Flow vaporization of CO₂ in microchannel tubes. *Experimental Thermal and Fluid Science* 28, 111–121.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0894177703000293> (Accessed April 9, 2013).
- Pettersen, J., Aflekt, K., Skaugen, G., 2000. Optimization of extruded-tube evaporator for R134a: Circuiting and effect of liquid distribution. Tech. rep. SINTEF - Energy Research, Trondheim - Norway.
- Phillips, R., 1987. Forced convection, liquid cooled, microchannel. Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA, 1987.
- Qi, S., Zhang, P., Wang, R., Xu, L., 2007a. Flow boiling of liquid nitrogen in micro-tubes: Part II—Heat transfer characteristics and critical heat flux. *Journal of Heat and Mass Transfer* 50, 5017–5030.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S001793100700542X> (Accessed April 9, 2013).
- Qi, S., Zhang, P., Wang, R., Xu, L., 2007b. Flow boiling of liquid nitrogen in micro-tubes: Part I—The onset of nucleate boiling, two-phase flow instability and two-phase flow pressure drop. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50, 4999–5016.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931007005431> (Accessed April 18, 2013).
- Qu, W., Mudawar, I., 2003a. Flow boiling heat transfer in two-phase micro-channel heat sinks—II. Annular two-phase flow model. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46, 2773–2784.
<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931003000425> (Accessed July 7, 2011).
- Qu, W., Mudawar, I., 2003b. Measurement and prediction of pressure drop in two-phase micro-channel heat sinks. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46, 2737–2753.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931003000449> (Accessed March 28, 2013).
- Qu, W., Mudawar, I., 2002. Prediction and measurement of incipient boiling heat flux in micro-channel heat sinks. *International Journal of heat and mass transfer* 45, 3933–3945.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931002001060> (Accessed April 17, 2013).

- Quibén, J.M., Cheng, L., Silva Lima, R.J. da, Thome, J.R., 2009. Flow boiling in horizontal flattened tubes: Part I – Two-phase frictional pressure drop results and model. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52, 3634–3644. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931009001562> (Accessed July 7, 2011).
- Ravigururajan, T., 1998. Impact of channel geometry on two-phase flow heat transfer characteristics of refrigerants in microchannel heat exchangers. *Journal of Heat Transfer* 120, 485–491. <http://cat.inist.fr/?aModele=afficheN&cpsidt=2259248> (Accessed April 9, 2013).
- Revellin, R., Dupont, V., Ursenbacher, T., Thome, J., Zun, I., 2006. Characterization of diabatic two-phase flows in microchannels: Flow parameter results for R-134a in a 0.5mm channel. *International Journal of Multiphase Flow* 32, 755–774. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301932206000541> (Accessed October 25, 2011).
- Revellin, R., Thome, J., 2007a. A new type of diabatic flow pattern map for boiling heat transfer in microchannels. *Journal of Micromechanics and Microengineering* ... 17, 788–796. <http://iopscience.iop.org/0960-1317/17/4/016> (Accessed April 17, 2013).
- Revellin, R., Thome, J., 2007b. Experimental investigation of R-134a and R-245fa two-phase flow in microchannels for different flow conditions. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 28, 63–71. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0142727X06001342> (Accessed July 7, 2011).
- Revellin, R., Thome, J.R., 2007c. Adiabatic two-phase frictional pressure drops in microchannels. *Experimental Thermal and Fluid Science* 31, 673–685. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0894177706001166> (Accessed September 29, 2011).
- Ribatski, G., Wojtan, L., Thome, J., 2006. An analysis of experimental data and prediction methods for two-phase frictional pressure drop and flow boiling heat transfer in micro-scale channels. *Experimental Thermal and Fluid Science* 31, 1–19. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0894177706000094> (Accessed May 3, 2011).
- Rong, X., Kawaji, M., Burgers, J., 1995. Two-phase header flow distribution in a stacked plate heat exchanger. *ASME/JSME FED-Gas Liquid Flows* 225, 115–122. <http://scholar.google.com/scholar?hl=en&btnG=Search&q=intitle:Two->

Phase+Header+Flow+Distribution+in+a+Stacked+Plate+Heat+Exchanger#0
(Accessed March 20, 2013).

Rong, X., Kawaji, M., Burgers, J.G., 1996. Gas-liquid and flow rate distributions in single end tank evaporator plates. SAE transactions 105, 417–425. <http://papers.sae.org/960375> (Accessed July 28, 2011).

Rosa, E.S., 2012. Escoamento Multifásico Isotérmico. Bookman, Porto Alegre.

Saba, N., Lahey, R., 1984. The analysis of phase separation phenomena in branching conduits. International journal of multiphase flow 10, 1–20. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0301932283900575> (Accessed March 20, 2013).

Saitoh, S., Daiguji, H., Hihara, E., 2005. Effect of tube diameter on boiling heat transfer of R-134a in horizontal small-diameter tubes. International Journal of Heat and Mass Transfer 48, 4973–4984. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931005004011> (Accessed April 3, 2013).

Saraceno, L., Celata, G.P., Furrer, M., Mariani, a., Zummo, G., 2012. Flow boiling heat transfer of refrigerant FC-72 in microchannels. International Journal of Thermal Sciences 53, 35–41. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1290072911003371> (Accessed June 4, 2013).

Sato, T., Matsumura, H., 1964. On the conditions of incipient subcooled-boiling with forced convection. Bulletin of JSME 7, 392–398. <http://ci.nii.ac.jp/naid/110002363061/> (Accessed April 17, 2013).

Sharma, P., Lee, A., Harrison, T., Martin, E., Neighbors, K., 1996. Effect of pressure and heat flux on bubble departure diameters and bubble emission frequency. <http://oai.dtic.mil/oai/oai?verb=getRecord&metadataPrefix=html&identifier=ADA320986> (Accessed June 5, 2013).

Shiferaw, D., Karayiannis, T., Kenning, D., 2009. Flow boiling in a 1.1 mm tube with R134a: Experimental results and comparison with model. International Journal of Thermal Sciences 48, 331–341. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1290072908000501> (Accessed July 7, 2011).

Sobhan, C., Garimella, S., 2001. A comparative analysis of studies on heat transfer and fluid flow in microchannels. Microscale Thermophysical Engineering 5, 293–311.

<http://www.tandfonline.com/doi/full/10.1080/10893950152646759>
(Accessed April 19, 2013).

Song, S., Bullard, C., 2002. Experimental and simulation analysis of microchannel evaporators. University of Illinois Tech. Rep.
<http://www.ideals.illinois.edu/handle/2142/13406> (Accessed March 20, 2013).

Steiner, D., Taborek, J., 1992. Flow boiling heat transfer in vertical tubes correlated by an asymptotic model. *Heat Transfer Engineering* 43–69.
<http://www.tandfonline.com/doi/full/10.1080/01457639208939774>
(Accessed April 15, 2013).

Stott, S., Bullard, C., Dunn, W., 1999. Experimental analysis of a minimum-TEWI air conditioner prototype. Air Conditioning and Refrigeration Center, University of Illinois at Urbana-Champaign ACRC Contract Report 21.
<http://www.ideals.illinois.edu/handle/2142/13328> (Accessed August 8, 2011).

Sumith, B., Kaminaga, F., Matsumura, K., 2003. Saturated flow boiling of water in a vertical small diameter tube. *Experimental Thermal and Fluid Science* 27, 789–901.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0894177702003175>
(Accessed April 9, 2013).

Sun, L., Mishima, K., 2009. Evaluation analysis of prediction methods for two-phase flow pressure drop in mini-channels. *International Journal of Multiphase Flow* 35, 47–54.
<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301932208001328> (Accessed July 7, 2011).

Suo, M., Griffith, P., 1963. Two phase flow in capillary tubes. *J. Basic Engineering* 9, 576–582.
<http://oai.dtic.mil/oai/oai?verb=getRecord&metadataPrefix=html&identifier=AD0402012> (Accessed April 19, 2013).

Taitel, Y., Dukler, A., 1976. A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. *AIChE Journal* 22, 47–55. <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/aic.690220105/abstract>
(Accessed April 19, 2013).

Thom, J., 1966. Boiling in sub-cooled water during flow up heated tubes or annuli. In: *Symposium on Boiling Heat Transfer in Steam Generating Units and Heat Exchangers*, Manchester, UK <http://ci.nii.ac.jp/naid/10020189002/>
(Accessed April 18, 2013).

- Thome, J., 2004a. Boiling in microchannels: a review of experiment and theory. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 25, 128–139. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0142727X03001371> (Accessed July 7, 2011).
- Thome, J., 2004b. Two-phase flow and flow boiling in microchannels. In: *Engineering Data Book III, Wolverine Tube Inc.*, pp. 1–75. [http://ghajar.ceat.okstate.edu/pub_pdfs/Ghajar_Engineering Data Book III_Chapter 5.pdf](http://ghajar.ceat.okstate.edu/pub_pdfs/Ghajar_Engineering%20Data%20Book%20III_Chapter%205.pdf) (Accessed April 9, 2013).
- Thome, J., 2004c. Two-phase flow patterns. In: *Engineering data book III, Wolverine*, pp. 1–21. [http://ghajar.ceat.okstate.edu/pub_pdfs/Ghajar_Engineering Data Book III_Chapter 5.pdf](http://ghajar.ceat.okstate.edu/pub_pdfs/Ghajar_Engineering%20Data%20Book%20III_Chapter%205.pdf) (Accessed March 10, 2013).
- Thome, J., Celata, G., Jacobi, A., Zun, I., 2010. FUNDAMENTALS OF MICROSCALE HEAT TRANSFER: BOILING, CONDENSATION, SINGLE AND TWO-PHASE FLOWS.
- Thome, J., Dupont, V., Jacobi, A., 2004. Heat transfer model for evaporation in microchannels. Part I: presentation of the model. *Journal of Heat and Mass Transfer* 47, 3375–3385. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931004000316> (Accessed April 9, 2013).
- Thome, J.R., 2007. Boiling Heat Transfer Inside Plain Tubes. In: *Engineering Data Book III, Wolverine Tube, Inc.*, pp. 1–29.
- Tibiricá, C.B., Ribatski, G., 2010. Flow boiling heat transfer of R134a and R245fa in a 2.3mm tube. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 53, 2459–2468. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931010000505> (Accessed July 7, 2011).
- Tompkins, D., Newell, T., Hrnjak, P., 2002a. Single Phase, Two-Phase Modeling; X-Ray Visualization for a Microchannel Manifold Distribution System. Air Conditioning and Refrigeration Center, University of Illinois at Urbana-Champaign TR-206. <http://www.ideals.illinois.edu/handle/2142/12125> (Accessed July 28, 2011).
- Tompkins, D., Yoo, T., Hrnjak, P., Newell, T., Cho, K., 2002b. Flow distribution and pressure drop in micro-channel manifolds. Ninth Int. Refrigeration and Air Conditioning Conference. <http://docs.lib.purdue.edu/cgi/viewcontent.cgi?article=1553&context=iracc> (Accessed March 20, 2013).

Tran, T., Wambsganss, M., France, D., 1996. Small circular-and rectangular-channel boiling with two refrigerants. *International Journal of ...* 22, 485–498. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/030193229600002X> (Accessed April 2, 2013).

Triplett, K., Ghiaasiaan, S., Abdel-Khalik, S.I., Sadowski, D.L., 1999. Gas-liquid two-phase flow in microchannels Part I: two-phase flow patterns. *International Journal of Multiphase Flow* 25, 377–394. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301932298000548> (Accessed April 19, 2013).

Wambsganss, M.W., France, D.M., Jendrzejczyk, J.A., Tran, T.N., 1993. Boiling heat transfer in a small-diameter tube. *Journal of Heat Transfer* 115, 963–972.

Warrier, G., Dhir, V., Momoda, L., 2002. Heat transfer and pressure drop in narrow rectangular channels. *Experimental Thermal and Fluid Science* 26, 53–64. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0894177702001073>.

Watanabe, M., Katsuta, M., Nagata, K., 1995. Two-phase flow distribution in multi-pass tube modeling serpentine type evaporator. In: *Proceedings of ASME/JSME Thermal Engineering Conference, Vol. 2*, pp. 35–42 <http://scholar.google.com/scholar?hl=en&btnG=Search&q=intitle:Two-phase+flow+distribution+in+multi-pass+tube+modeling+serpentine+type+evaporator#0> (Accessed July 28, 2011).

Wen, D.S., Yan, Y., Kenning, D.B.R., 2004. Saturated flow boiling of water in a narrow channel: time-averaged heat transfer coefficients and correlations. *Applied Thermal Engineering* 24, 1207–1223. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1359431104000262> (Accessed July 7, 2011).

Wojtan, L., Revellin, R., Thome, J., 2006. Investigation of saturated critical heat flux in a single, uniformly heated microchannel. *Experimental Thermal and Fluid Science* 30, 765–774. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0894177706000288> (Accessed July 7, 2011).

Wu, H., Cheng, P., Wang, H., 2006. Pressure drop and flow boiling instabilities in silicon microchannel heat sinks. *Journal of Micromechanics and Microengineering* 16(10), 2138–2146. <http://iopscience.iop.org/0960-1317/16/10/030> (Accessed April 18, 2013).

Wu, X., Webb, R.L., 2002. Thermal and hydraulic analysis of a brazed aluminum evaporator. *Applied thermal engineering* 22, 1369–1390.

- <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1359431102000583> (Accessed August 8, 2011).
- Yan, Y., Lin, T., 1998. Evaporation heat transfer and pressure drop of refrigerant R-134a in a small pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 41, 4183–4194.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931098001276> (Accessed March 28, 2013).
- Yang, C.Y., Shieh, C.C., 2001. Flow Pattern of Air-Water and Two-Phase R134a in Small Circular Tubes. *International Journal of Multiphase Flow* 27, 1163–1177.
- Yang, Y., Fujita, Y., 2004. Flow boiling heat transfer and flow pattern in rectangular channel of mini-gap. In: 2nd International Conference on Microchannels and Minichannels, Rochester, USA, pp. 573–580
<http://link.aip.org/link/abstract/ASMECP/v2004/i41642/p573/s1> (Accessed April 9, 2013).
- Yoo, T., Hrnjak, P., Newell, T., 2002. An Experimental Investigation of Two-Phase Flow Distribution in Microchannel Manifolds. Air Conditioning and Refrigeration Center, University of Illinois at Urbana-Champaign TR-207. <https://www.ideals.illinois.edu/handle/2142/12126> (Accessed August 9, 2011).
- Yu, W., France, D., Wambsganss, M., Hull, J., 2002. Two-phase pressure drop, boiling heat transfer, and critical heat flux to water in a small-diameter horizontal tube. *International Journal of Multiphase Flow* 28, 927–941.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0301932202000198> (Accessed April 9, 2013).
- Yun, R., Heo, J., Kim, Y., Chung, J., 2004. Convective boiling heat transfer characteristics of R410A in microchannels. In: 10th International Refrigeration and Air Conditioning Conference, Purdue, West Lafayette, USA
<http://docs.lib.purdue.edu/cgi/viewcontent.cgi?article=1654&context=iracc> (Accessed April 9, 2013).
- Yun, R., Kim, Y., Kim, M.S., 2005. Convective boiling heat transfer characteristics of CO₂ in microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48, 235–242.
<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931004003849> (Accessed November 30, 2011).
- Zangari, J.M., 1998. Avaliação experimental do desempenho de trocadores de calor tubo capilar-linha de sucção do tipo concêntrico. Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis - SC.

- Zhang, J., Manglik, R.M., 2005. Additive Adsorption and Interfacial Characteristics of Nucleate Pool Boiling in Aqueous Surfactant Solutions. *Journal of Heat Transfer* 127, 684.
<http://heattransfer.asmedigitalcollection.asme.org/article.aspx?articleid=1447927> (Accessed June 11, 2013).
- Zhang, M., Webb, R., 2001. Correlation of two-phase friction for refrigerants in small-diameter tubes. *Experimental Thermal and Fluid Science* 25, 131–139.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0894177701000668> (Accessed April 2, 2013).
- Zhang, W., Hibiki, T., Mishima, K., 2004. Correlation for flow boiling heat transfer in mini-channels. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 47, 5749–5763.
<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931004003369> (Accessed July 7, 2011).
- Zietlow, D., Campagna, M., Dias, J., 2002. Innovative experimental apparatus to measure liquid flow distribution in two-phase flow occurring in the manifolds of compact heat exchangers. *ASHRAE Transactions*.
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0894177703000426> (Accessed March 20, 2013).

Apêndice A – Calibração e determinação da Incerteza padrão dos termopares

A pesquisa experimental do processo de ebulição visando à obtenção do coeficiente de transferência de calor defronta-se, com frequência, com a dificuldade de precisão na medição das diferenças entre a temperatura de saturação do fluido e a temperatura da superfície do tubo, pois essa diferença é, em geral, muito pequena. Este trabalho utiliza termopares dos tipos E, ambos com diâmetro de $0,5\text{ mm}$. O cálculo da incerteza é mostrado neste apêndice.

Um termopar é uma junta entre dois metais diferentes, e é usado como forma de medir a temperatura no local onde se encontra a junta. Um termopar funciona devido ao efeito Seebeck, onde um condutor exposto a um gradiente térmico gera uma voltagem. Para poder transformar esse sinal de voltagem em temperatura, utiliza-se uma junta de dois condutores diferentes, neste caso, cromel e constantan (tipo E). Isso gera uma diferença de voltagem, que aumenta com a temperatura. No princípio de funcionamento de um termopar, uma das junções é colocada em contato com a temperatura a medir e a outra a uma temperatura de referência.

As juntas frias dos TPs estão, normalmente, dentro dos sistemas de aquisição de dados, o que é um grande problema, visto que esses equipamentos possuem apenas um sensor de temperatura no seu interior. E como os multiplexadores são formados por vários elementos que liberam calor, a temperatura no seu interior é variável. Esse fator mascara alguns dados de temperatura medidos, pois a temperatura de referência medida pelo multiplexador nem sempre é a temperatura exata da junta fria. Com o intuito de se evitar esse problema, utilizam-se extensões dos terminais do multiplexador, feitas de fios de cobre (mesmo material dos bornes do sistema de aquisição de dados). Assim, a junta fria do termopar passa a ser formada na extremidade da extensão. Cada termopar foi, então, ligado às extensões, que por sua vez foram conectadas aos terminais do multiplexador. As juntas frias são todas inseridas dentro de um pequeno tubo de cobre, com a intenção de garantir que todas as junções permaneçam na mesma temperatura. Tais conexões são deixadas à temperatura ambiente. A diferença entre as temperaturas das juntas quente (local onde se deseja medir) e fria (localizada no interior do tubo de cobre) é função da diferença de potencial entre os fios do TP. Por experiência, sabe-se que para uma faixa de temperatura pequena (60°C , por exemplo), essa função é quase linear. Assim foram utilizados no processor de calibração equações de terceiro grau, conforme Equação (A.1).

$$T - T_{amb} = f(V) = aV^3 + bV^2 + cV + d \quad (A.1)$$

onde T e T_{amb} são as temperaturas que se deseja obter (junta quente) e do ambiente (junta fria), respectivamente, e a , b , c e d representam os coeficientes da curva.

Outro termopar, do mesmo tipo do utilizado na medição, tem a junta quente inserida no interior de uma garrafa térmica, cujo conteúdo é uma mistura de gelo e água destilados. Essa mistura é utilizada, pois sua temperatura é conhecida ($0^\circ C$). Esse é o termopar de referência, e a diferença de temperatura entre o ambiente e a garrafa é função da diferença de potencial, V_o , e representada pela Equação (A.2).

$$T_{amb} - T_o = f(V_o) = a_o V_o^3 + b_o V_o^2 + c_o V_o + d_o \quad (A.2)$$

Somando-se as equações (A.1) e (A.2) e substituindo-se o valor de $T_o = 0^\circ C$, resultando na

$$T = f(V) - f(V_o) = a_o V_o^3 + b_o V_o^2 + c_o V_o + d_o + aV^3 + bV^2 + \quad (A.3)$$

Ou seja, a temperatura que se deseja obter, T , é função apenas das tensões medidas e dos coeficientes das curvas de cada termopar. Pelo conhecimento adquirido no laboratório, sabe-se que termopares do mesmo tipo apresentam o mesmo coeficiente angular (diferenças da ordem de $0,1\%$). Assim, considerando: $a = a_o = a_T$; $b = b_o = b_T$; $c = c_o = c_T$ e $d = d_o = d_T$, podemos reescrever a Equação (A.3) na forma da Equação (A.4).

$$T_{pol} = a_T (V - V_o)^3 + b_T (V - V_o)^2 + c_T (V - V_o) + d_T \quad (A.4)$$

Dessa forma, obtêm-se uma equação para a temperatura que é função apenas das DDPs medidas nos termopares e dos coeficientes: a_T ; b_T ; c_T e d_T . Precisa-se, então, apenas calibrar os termopares para encontrar os coeficientes das curvas. Para isso, todos os termopares foram colocados no interior de um béquer contendo um termômetro de bulbo calibrado, água destilada e um misturador, para homogeneizar a temperatura do conjunto. Este béquer foi inserido em um banho térmico, com temperatura ajustável. Os coeficientes a_T ; b_T ; c_T e d_T são determinados variando-se as temperaturas do banho térmico a cada $5^\circ C$. A faixa de calibração utilizada foi entre $0,0$ e $80,0^\circ C$.

A1. Incerteza dos Termopares

Devido às imperfeições dos equipamentos e do procedimento, a temperatura calculada através do polinômio pode não corresponder

precisamente à medição real. As fontes de incerteza envolvidas no procedimento de calibração descrito na seção anterior são as seguintes:

- Incerteza do termômetro de bulbo, $u(T_{bu})$;
- Incerteza do polinômio, $u(T_{pol})$;
- Incerteza do sistema de aquisição de dados, $u(T_{aq})$.

Algumas fontes, por representarem valores muito pequenos de incerteza ou elevada dificuldade na sua estimativa, foram desconsideradas nesse trabalho.

A incerteza do termômetro é a combinação das incertezas de sua calibração ($0,05^{\circ}\text{C}$ segundo certificado) e sua resolução ($0,05/\sqrt{3}$) = $0,03^{\circ}\text{C}$, cuja menor divisão de escala é de $1,0^{\circ}\text{C}$. Assim, $u(T_{bu})=0,06^{\circ}\text{C}$.

O polinômio obtido para cada termopar, Equação (A.4) com seus devidos coeficientes, apresenta um pequeno desvio do valor real medido pelo termômetro. Sua incerteza pode ser estimada pelo desvio padrão entre os resíduos, que são as diferenças das temperaturas indicada pelo termômetro de bulbo, T_{bu} , e a obtida pelo polinômio, T_{pol} , para os dados de tensão medidos a partir da Equação (A.5).

$$u(T_{pol}) = T_{bu} - T_{pol} \quad (\text{A.5})$$

As médias das incertezas relativas aos polinômios dos termopares foram de $u(T_{pol})=0,05^{\circ}\text{C}$.

A aquisição de dados foi feita utilizando o multiplexador AGILENT 34790A. Segundo o fabricante, a incerteza relativa à medição de tensão para a faixa utilizada ($0-100\text{ mV}$) é determinada pela Equação (A.6).

$$u(V) = 0,05\%V_m + 4x10^{-6} \quad (\text{A.6})$$

onde V_m é a tensão medida em Volts.

Todavia, essa é a incerteza da tensão, cuja unidade, no caso, é em volts. Para obter o valor de $u(T_{aq})$ deve-se utilizar o conceito de incerteza propagada. Assim, sabendo-se que a temperatura é função da diferença entre as tensões do TP que se deseja calibrar e do TP de referência:

$$u(T_{aq}) = \sqrt{\left(\frac{\partial T_{pol}}{\partial V} u(V)\right)^2 + \left(\frac{\partial T_{pol}}{\partial V_o} u(V_o)\right)^2} \quad (\text{A.7})$$

onde T_{pol} , V e V_0 representam o polinômio de temperatura obtido no processo de calibração, as tensões medidas nos termopares cuja temperatura deseja-se saber e de referência, respectivamente. Os valores médios de incerteza obtidos devido ao erro do multiplexador, para os termopares foi de $u(T_{aq}) = 0,06^\circ C$.

Pode-se, então, obter a incerteza padrão combinada na medição de temperatura a partir da Equação (A.8).

$$u(T_{aq}) = \sqrt{\left(u(T_{aq})\right)^2 + \left(u(T_{pol})\right)^2 + \left(u(T_{bu})\right)^2} \quad (A.8)$$

O resultado de incerteza média obtido para os termopares foi de $u_c(T) = 0,10^\circ C$. Para um intervalo de confiança de 95%, a incerteza expandida dos termopares pode ser obtida multiplicando-se a incerteza padrão combinada pelo coeficiente de student, $t=2$. Assim, a incerteza expandida da medição de temperatura é $U(T) = 0,20^\circ C$.

Apêndice B – Análise de Incertezas da ebulição em microcanais

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

Para 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 mensurandos 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 apêndice faremos uma avaliação do tipo A.

O trabalho apresentado a seguir trata-se do procedimento dos cálculos das incertezas experimentais segundo Holman (2001). Este método de tratamento das incertezas é semelhante aos utilizados por Cardoso (2005), Dário (2008) e Goss Jr (2011).

B1. Incerteza da Temperatura do fluido na região bifásica

A temperatura do fluido na região bifásica é calculada em função da pressão local do fluido, ou seja:

$$T_f = f(p_z) \quad (\text{B.1})$$

A Equação (B.2) representa a curva de temperatura de saturação em função da pressão, determina utilizando o software EES. A faixa de valores utilizada para a obtenção de cada curva levou em conta a queda de pressão máxima obtida entre todos os testes.

$$T_f = 5,02 \times 10^{-2} p_{ent} - 8,44 \quad (\text{B.2})$$

A pressão local do fluido, p_z , é a pressão do fluido na entrada da seção subtraída da queda de pressão entre a entrada e o local onde se está avaliando a pressão, p . Para facilitar o cálculo será considerada que essa parcela de queda de pressão é a queda de pressão total no escoamento bifásico no interior microcanal, Δp , ou seja:

$$p_z = p_{ent} - \Delta p \quad (\text{B.3})$$

Assim, pode-se estimar que a incerteza relativa à pressão local do fluido no interior dos microcanais da seguinte forma:

$$u(p_z) = \sqrt{(u(p_{ent}))^2 + (u(\Delta p))^2} \quad (\text{B.4})$$

onde $u(p_{ent})$ e $u(\Delta p)$ são respectivamente as incertezas dos transdutor de pressão absoluto e diferencial, definidos na Tabela 4.5. Logo, a incerteza relativa à temperatura do fluido, $u(T_f)$, utilizando o conceito de propagação de incerteza é:

$$u(T_f) = \left| \left(\frac{\partial T_f}{\partial p_z} u(p_z) \right) \right| \quad (\text{B.5})$$

onde o termo $\partial T_f / \partial p_z$ refere-se a derivada da Equação (B.2).

B2. Incerteza na temperatura da parede, $T_{w,i}$

A temperatura da parede é a temperatura da superfície do tubo de cobre que está em contato com o fluido de trabalho. A temperatura

indicada pelo termopar, no entanto, está posicionado em uma ranhura no interior do tubo de cobre. Dessa forma, a temperatura de parede, $T_{w,i}$ pode ser determinada pela Equação (B.6), admitindo-se que a distribuição de calor é uniforme na parede do tubo.

$$T_{w,i} = T_w - q''\gamma \quad (\text{B.6})$$

onde $T_{w,i}$ e γ 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:

$$\gamma = \frac{e}{k_{sol}} \quad (\text{B.7})$$

onde e é a espessura da camada de cobre entre o local de onde os termopares estão fixados, T_w , e da temperatura requerida, $T_{w,i}$, e k_{sol} é a condutividade térmica do cobre.

Logo, como vamos considerar a incerteza das propriedades com sendo nulas, a incerteza da resistência, $u(\gamma)$, é definida como:

$$u(\gamma) = \left| \frac{\partial \gamma}{\partial e} u(e) \right| = \frac{u(e)}{k_{sol}} \quad (\text{B.8})$$

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

$$P = \frac{V^2}{R} \quad (\text{B.9})$$

onde P é a potência dissipada em W , R a resistividade da resistência elétrica em ohms e V a tensão elétrica aplicada em Volts.

E sua incerteza é:

$$u(P) = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial V} u(V)\right)^2 + \left(\frac{\partial P}{\partial R} u(R)\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{2V}{R} u(V)\right)^2 + \left(\frac{V^2}{R^2} u(R)\right)^2} \quad (\text{B.10})$$

sendo $u(P)$ a incerteza de P , $u(V)$ a incerteza de V , definida na Tabela 4.5, e $u(\gamma)$ a incerteza de γ .

Assim, para a incerteza de $T_{w,i}$ tem-se:

$$u(T_{w,i}) = \sqrt{\left(\frac{\partial T_{w,i}}{\partial T_w} u(T_w)\right)^2 + \left(\frac{\partial T_{w,i}}{\partial \gamma} u(\gamma)\right)^2 + \left(\frac{\partial T_{w,i}}{\partial q''} u(q'')\right)^2} \quad (\text{B.11})$$

onde $u(q'')$ é a incerteza do fluxo de calor, q'' , definida pela Equação (B.19).

B3. Incerteza da velocidade mássica (G)

A velocidade mássica é determinada pela equação:

$$G = \frac{\dot{m}}{A_{Tr}} \quad (\text{B.12})$$

A incerteza da área da seção transversal, $u(A_{Tr})$ é:

$$u(A_{Tr}) = \frac{\pi 2 d_i}{4} u(d_i) \quad (\text{B.13})$$

onde d_i e $u(d_i)$ são respectivamente o diâmetro interno do canal e a sua incerteza de medição, definida na Tabela 4.3.

Assim a expressão para a incerteza da velocidade mássica é:

$$u(G) = \sqrt{\left(\frac{u(\dot{m})}{A_{Tr}}\right)^2 + \left(\frac{-\dot{m}u(A_{Tr})}{A_{Tr}^2}\right)^2} \quad (\text{B.14})$$

onde \dot{m} é a vazão mássica do escoamento em kg/s e A_{Tr} a área da seção transversal do canal em m^2 .

B4. Incerteza no fluxo de calor

O fluxo de calor nos microcanais é definido como segue:

$$q'' = \frac{P}{A_s} \quad (\text{B.15})$$

onde A_s é a área superficial interna do microcanal.

A equação pode ser reescrita como sendo:

$$q'' = \frac{V^2}{A_s} \quad (\text{B.16})$$

onde V e R representam a tensão elétrica e a resistividade elétrica da resistência em Volts e ohms, respectivamente.

A área superficial interna do microcanal é calculada conforme:

$$A_s = 2\pi L_{aq} d_i \quad (\text{B.17})$$

onde L_{aq} é o comprimento aquecido do microcanal.

E a sua incerteza da área superficial interna é definida como sendo:

$$u(A_s) = \pi \sqrt{(u(L_{aq})d)^2 + (u(d_i)L_{aq})^2} \quad (\text{B.18})$$

onde $u(L_{aq})$ é a incerteza do comprimento do microcanal, definida na Tabela 4.3.

Assim a incerteza no fluxo de calor pode ser reescrita como sendo:

$$u(q'') = \left[\left(\frac{V}{A_s R} u(V) \right)^2 + \left(\frac{V}{A_s R} u(V) \right)^2 + \left(\frac{-V^2}{A_s R^2} u(R) \right)^2 + \left(\frac{-V^2}{A_s^2 R} u(A_s) \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{B.19})$$

onde $u(V)$ e $u(R)$ representam as incertezas de medição da voltagem aplicada à resistência e a incerteza da resistividade da resistência (“*skin heater*”), definidas na Tabela 4.5.

B5. Incerteza do coeficiente de transferência de calor (h)

A Equação (B.20) define o coeficiente de transferência de calor na ebulição.

$$h = \frac{q''}{T_{w,i} - T_f[f(p_{sat})]} \quad (\text{B.20})$$

onde q'' , $T_{w,i}$ e $T_f[f(p_{sat})]$ representam o fluxo de calor, em W/m^2 e as temperaturas média da parede dos tubos e do fluido de trabalho, em $^{\circ}C$, respectivamente. Para facilitar a visualização, esse capítulo utilizará $T_f[f(p_{sat})]=T_f$.

A incerteza expandida do h , $U(h)$, é calculada considerando-se infinitos graus de liberdade. Isso porque, cada variável utilizada é a média de 100 pontos medidos. Assim, para um nível de confiança de 95%:

$$U(h) = 2u_c(h) \quad (\text{B.21})$$

onde $u_c(h)$ é a incerteza combinada do coeficiente de transferência de calor por convecção. Dessa forma, a incerteza combinada para o h na ebulição, $u_c(h)$ é:

$$u_c(h) = \sqrt{\left(\frac{\partial h}{\partial q''} u(q'')\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial T_{w,i}} u(T_{w,i})\right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial T_f} u(T_f)\right)^2} \quad (\text{B.22})$$

Apêndice C – Balanço de energia

Para validar a determinação experimental do coeficiente de transferência de calor com uma dada configuração de teste, o balanço de energia obtido na montagem da seção de ensaio foi avaliado para o escoamento monofásico de fluido. O escoamento monofásico foi escolhida uma vez que os pontos de estado na entrada e na saída da seção de teste são facilmente definidos de temperaturas e pressões conhecidas. Utilizando estes pontos de estado e vazão mássica fluido do refrigerante, o fluxo de calor fornecido pode ser calculado a partir da Equação (C.1) como segue:

$$q''_{\text{balanço}} = \frac{\dot{m}(i_{\text{sai}} - i_{\text{ent}})}{A_S} \quad (\text{C.1})$$

onde i_{sai} e i_{ent} são respectivamente as entalpias do fluido em kJ/kg na entrada e saída dos microcanais.

E finalmente, o fluxo de calor fornecido pela “*skin heater*”, q''_{eletric} pode ser determinado a partir da medida de potência elétrica inserida na seção de teste, P_{tot} , Equação (C.2).

$$q''_{\text{eletric}} = \frac{P_{\text{tot}}}{A_S} \quad (\text{C.2})$$

A fração de calor perdida para o ambiente, q''_{amb} foi calculada a partir da comparação acima, e está expressada pela Equação (C.3).

$$q''_{\text{amb}} = q''_{\text{eletric}} - q''_{\text{balanço}} \quad (\text{C.3})$$

logo,

$$\% q''_{\text{amb}} = \frac{q''_{\text{amb}}}{q''_{\text{eletric}}} \times 100 \quad (\text{C.4})$$

A Figura C.1 apresenta os resultados dos cálculos do balanço de energia para R134a na seção de teste. O fluxo de calor foi calculado pelos dois métodos meios independentes. Como pode ser visto na Figura C.1, o desvio máximo entre as abordagens e os seus valores médios foi de $0,93 \text{ kW/m}^2$, enquanto o desvio médio absoluto, é de $0,49 \text{ kW/m}^2$. O máximo desvio absoluto foi de $15,0 \%$, com um desvio médio de $5,9\%$ entre os fluxos de calor abordados.

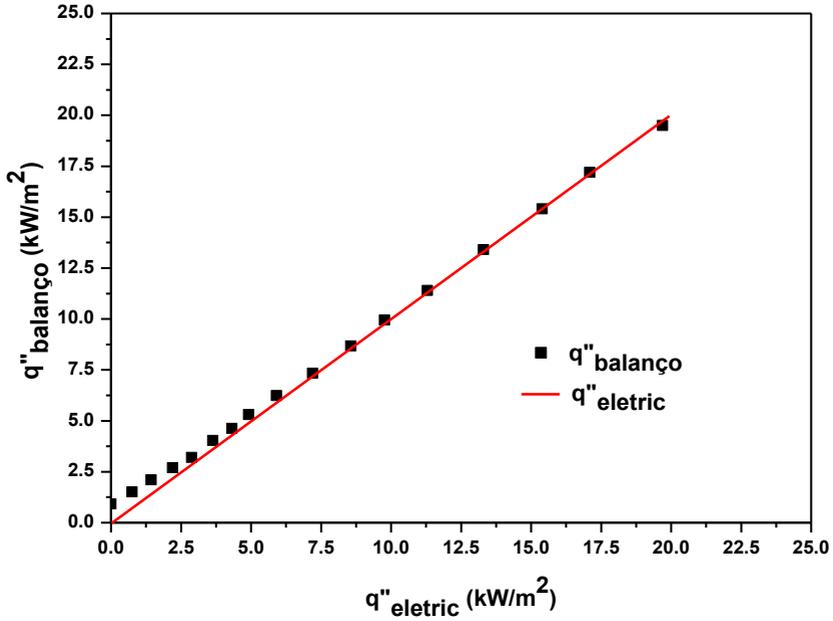


Figura C.1 – Avaliação das perdas energéticas da seção de teste durante escoamentos monofásicos

Apêndice D – Resultados experimentais monofásicos

Testes com escoamentos monofásicos foram conduzidos devido a sua importância para a validação do trabalho de escoamentos bifásicos, e também para melhor avaliar as capacidades e a incerteza de medição da instalação de teste. Pois as correlações e os modelos desenvolvidos para queda de pressão e transferência de calor em escoamentos monofásicos foram já provados na literatura que funcionam muito bem em sistemas com micro e macrocanais. Assim sendo, se os resultados experimentais e teóricos apresentarem boa compatibilidade, todos os procedimentos de medição, aquisição dos dados e metodologia de cálculos podem ser validados utilizando os resultados monofásicos. Resumindo, a bancada e o procedimento experimental estão bem amparados.

Os testes realizados utilizados na análise de escoamento monofásico foram conduzidos com elevadas velocidades mássicas, escoamento turbulento. Essa escolha baseia-se: na dificuldade de estabilizar a vazão do escoamento em velocidades mássicas muito baixas; dificuldade de alcançar um regime permanente para tomada de temperatura de parede e os os valores de h e de Δp obtidos nos testes monofásicos são da mesma ordem de grandeza dos utilizados nos testes em ebulição.

Assim, os testes monofásicos foram realizados nas seguintes condições para dez condições diferentes, que englobam: temperatura de entrada de 10°C ; velocidades mássicas de 700 a $1700 \text{ kg/m}^2\text{s}$; número de Reynolds de 2300 até 5500 e fluxo de calor de 40 kW/m^2 .

D1. Queda de pressão

Na análise dos dados monofásicos de queda de pressão serão utilizadas apenas correlações e modelos da literatura propostos para tubos lisos. Pois, pela Equação (3.31), obteve-se $Re_{lim}=98000$ para $d=0,77 \text{ mm}$, $\epsilon=0,59$ com $Re_l < Re_{lim}$.

A validação da abordagem do problema da queda de pressão utilizada nesse trabalho, leva em conta somente a parcela de queda de pressão devido atrito. O procedimento de cálculo adotado é semelhante ao descrito na Seção 3.5.1. A Figura D.1 apresenta uma comparação entre os resultados experimentais e calculados através da correlações de Blasius (1913) e Phillips (1987), respectivamente as Equações (3.32) e (3.33) para a queda de pressão nos microcanais.

Percebe-se a partir da análise da Figura D.1 que a medição da queda de pressão nos microcanais e a metodologia de cálculo empregada na bancada são válidos. Ambas as correlações apresentaram boa concordância com os resultados experimentais, sendo que a correlação de Blasius (1913) apresentando incerteza média de 5,1%, enquanto Phillips (1987) obteve incerteza média de 9,3% em comparação com os dados experimentais.

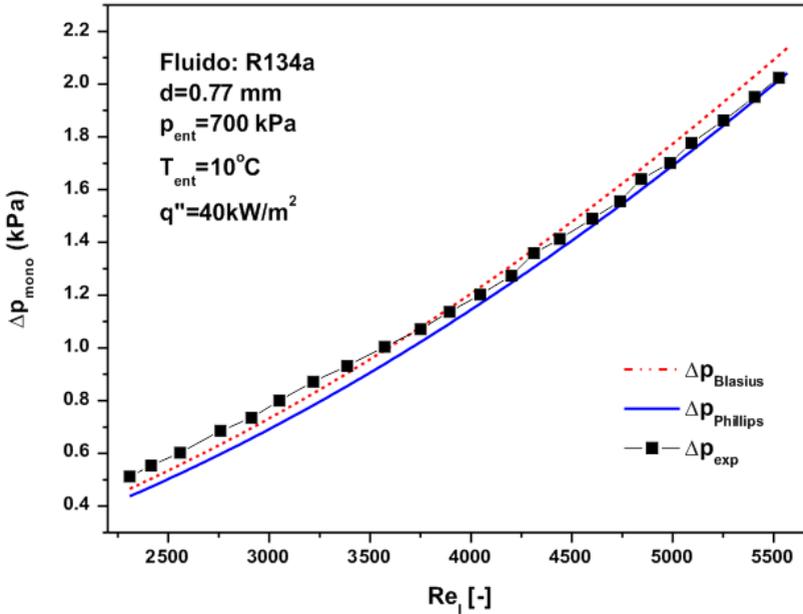


Figura D.1 - Comparação dos resultados de queda de pressão monofásicos com as correlações de Blasius (1913) e Phillips (1987)

D2. Transferência de calor

O coeficiente de transferência de calor monofásico é definido experimentalmente a partir da Equação (D.1).

$$h = \frac{q''}{T_{w,i} - T_f} \quad (\text{D.1})$$

onde q'' , $T_{w,i}$ e T_f representam o fluxo de calor fornecido a seção de teste, em kW/m^2 e as temperaturas da parede interna do microcanal e do fluido.

A temperatura da parede interna é obtida da temperatura dos termopares, T_w , aplicando a lei de Fourier, Equação (D.2).

$$T_{w,i} = T_w - \frac{q''w}{k_s} \quad (D.2)$$

onde k_s e w são respectivamente a condutividade térmica do material em $kW/m-K$ e a distância da posição do termopar até a parede interna do canal.

O coeficiente de transferência de calor monofásico foi avaliado no centro da seção de teste, à 75 mm da entrada do microcanal, tomando como temperatura de parede a média entre os termopares instalados naquela seção: $T_{s,4,2}$, $T_{s,4,5}$, $T_{s,4,8}$, $T_{i,4,2}$ e $T_{i,4,5}$, conforme Figura 4.7.

A temperatura do fluido é calculada através de um balanço de energia, conforme é apresentado pela Equação (D.3).

$$T_f = T_{ent} + \frac{q''A_s}{\dot{m}c_p} \quad (D.3)$$

onde A_s e c_p representam a área interna aquecida do canal até o segmento analisado, em m^2 e o calor específico à pressão constante do líquido, em $kJ/kg-K$, respectivamente.

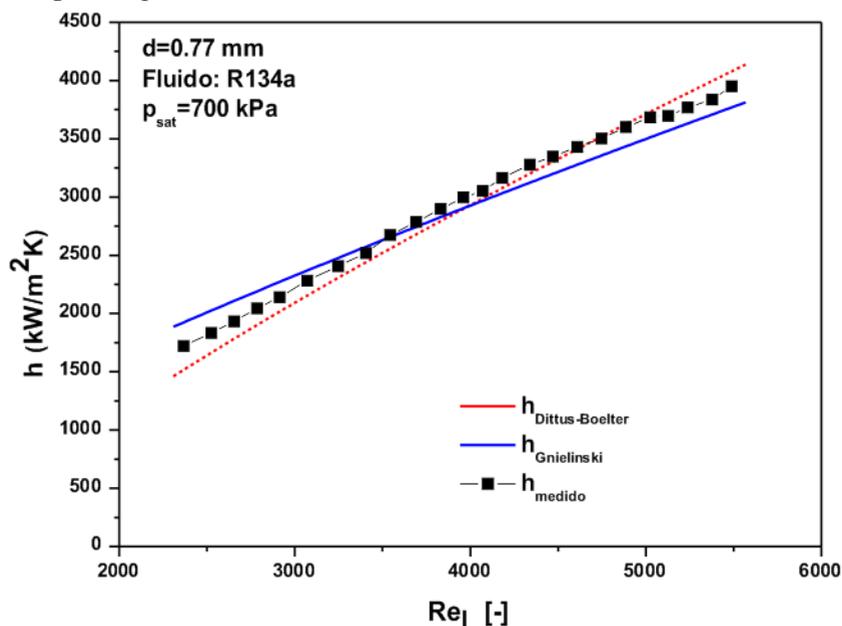


Figura D.2 - Medições do coeficiente de transferência de calor para R134a comparada as correlações de Dittus e Boelter (1985) e Gnielinsky (1976)

A Figura D.2 apresenta os coeficientes de transferência de calor obtidos para diferentes valores de Reynolds testados. Como era de se esperar o coeficiente de transferência de calor monofásico, h , depende da velocidade mássica do fluido refrigerante, aumentando à medida que Re aumenta.

Os resultados das medições foram comparados às correlações de Dittus e Boelter (1985) e Gnielinsky (1976). Como apresentado em Incropera e Dewitt (2003), as correlações são desenvolvidas para escoamentos desenvolvidos a elevados números de Reynolds e a fluxo de calor constante na parede. As correlações de Dittus e Boelter (1985) e Gnielinsky (1976) são representadas pelas equações (D.4) e (D.5), respectivamente.

$$h_{Dittus} = \frac{k_l}{d} (0.023 Re_d^{4/5} Pr_l^{0.4}) \quad (D.4)$$

onde Re_d e Pr_l são respectivamente os números de Reynolds e Prandtl do líquido.

$$h_{Gnielinsky} = \frac{k_l}{d} \left\{ \frac{(f/2)(Re_d - 1000)Pr}{1 + 12.7(f/2)^{1/2}(Pr^{2/3} - 1)} \left[1 + \left(\frac{d}{L}\right)^{2/3} \right] \right\} \quad (D.5)$$

Onde f é definido pela Equação (D.6).

$$f = [1.58 \ln(Re_d) - 3.28]^{-2} \quad (D.6)$$

Os resultados comparativos mostram que os dados experimentais apresentam boa concordância com as duas correlações testadas. A correlação que apresentou melhores resultados foi a de Dittus e Boelter (1985), com desvio médio absoluto de 3,1 %. A correlação de Gnielinsky (1976) apresentou em desvio um pouco maior, todavia o desvio médio absoluto foi de 4,5%, valor bastante aceitável.

Os resultados também confirmam as observações de várias publicações (por exemplo, Sobhan e Garimella (2001) e Lee et al. (2005) de que transferência de calor em escoamentos monofásicos em microcanais pode ser bem predita com adequadas correlações desenvolvidas para canais convencionais.

Apêndice E – Determinação de parâmetros

E1. Determinação da capacidade máxima dos reservatórios individuais de medição

Antes de iniciar os experimentos de distribuição de escoamentos bifásicos entre microcanais paralelos os reservatórios individuais utilizados para avaliar a distribuição de líquido foram calibrados afim de determinar sua capacidade máxima de armazenar água.

O procedimento de calibração consiste em preencher completamente de água os reservatórios de medição (com todo o aparato experimental já instalado), e após, coletar e pesar individualmente a massa de líquido de cada reservatório. O procedimento foi realizado 10 vezes, e valor máximo médio de massa que cada reservatório comporta é apresentada na Tabela E.1. A incerteza média de todos os reservatórios foi de $\pm 1,5$ g.

Tabela E.1 - Capacidade máxima de massa dos reservatórios individuais.

Reservatório (Re_i)	Capacidade Máxima ($m_{i,max}$) g
Res_1	104.2
Res_2	103.9
Res_3	104.0
Res_4	103.4
Res_5	103.5
Res_6	104.5
Res_7	104.6
Res_8	103.7
Res_9	104.0

A altura dos reservatórios individuais, fator importante na determinação da quantidade de massa do reservatório em cada teste realizado, foram medidas e comparadas entre si. Verificou-se pequenas diferenças entre as alturas dos diferentes reservatórios individuais, logo foi considerado que todos os reservatórios possuem a mesma altura, que foi tomada como referência para todos os reservatórios e definida com H_r .

E2. Comparação entre dados experimentais de vazão mássica total

Com o intuito de validar a seção de teste e os experimentos de distribuição de escoamentos bifásicos, os dados de vazão mássica de líquido medidos através do fluxímetro mássico de Coriolis foram confrontados com os valores calculados coletando a massa total de líquido dividindo pelo tempo do teste, conforme a Equação (11.5), do presente trabalho.

A Figura E.1 mostra a relação entre o vazão mássica total de líquido medida pelo fluxímetro mássico de Coriolis na entrada do distribuidor da seção de teste e a soma das vazões mássicas de nove canais paralelos, conforme Equação (11.5).

O resultado desta comparação mostra que 95,1% das medições realizadas estavam dentro $\pm 2,5\%$ de desvio. O desvio médio total dos dados determinados pela Equação (11.5) foi de 1,45%. Isto indica que a distribuição do escoamento no distribuidor representa muito bem a vazão mássica total de líquido do escoamento. Validando os testes e a seção de teste.

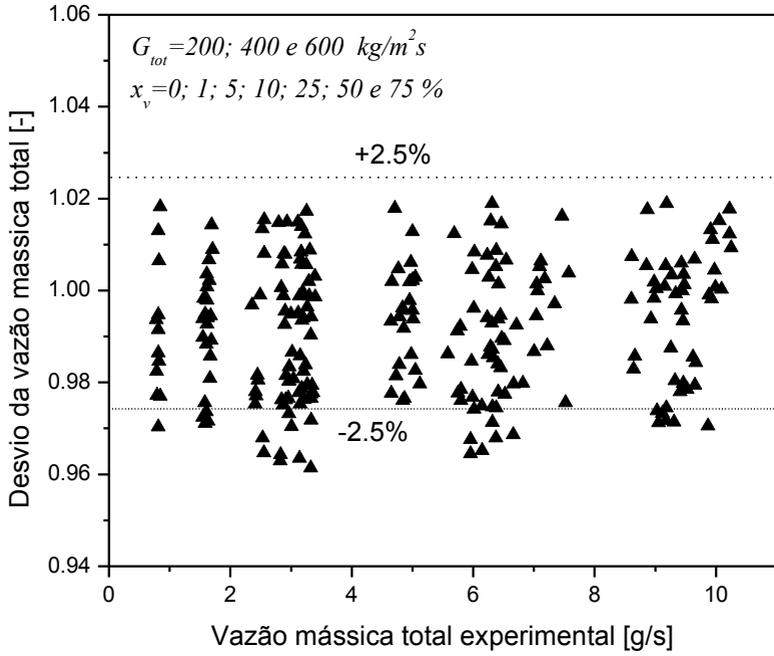


Figura E.1 - Confrontação da vazão mássica de líquido determinada experimentalmente

Apêndice F – Análise de incertezas na distribuição de escoamento bifásico

Similar a análise das incertezas experimentais realizadas para o estudo de ebulição em microcanais, apresentamos aqui o procedimento adotado para o cálculo das incertezas experimentais para o estudo a distribuição de escoamentos bifásicos em microcanais utilizando a abordagem sugerida segundo Holman (2001).

F1. Incerteza da velocidade mássica total (G_t)

A velocidade mássica média nos microcanais paralelos, \bar{G} , considerando um escoamento uniforme entre eles e da velocidade mássica no tubo de alimentação do distribuidor, G_{ent} , definidas pelas equações (11.1) e (11.2) respectivamente, apresentam incerteza padrão de medição definida como sendo:

$$u(G) = \sqrt{\left(\frac{u(\dot{m}_l)}{A_{Tr}}\right)^2 + \left(\frac{u(\dot{m}_g)}{A_{Tr}}\right)^2 + \left(\frac{-(\dot{m}_g + \dot{m}_l)u(A_{Tr})}{A_{Tr}^2}\right)^2} \quad (F.1)$$

onde $u(\dot{m}_l)$ e $u(\dot{m}_g)$ são respectivamente as incertezas de medição dos fluxímetros de líquido e gás, conforme apresentado na Tabela 10.1. A incerteza da área da seção transversal, A_{Tr} é apresentada pela Equação (B.13) do presente trabalho.

F2. Incerteza do título de gás (x_g)

O título de gás, x_g , definido pela Equação (11.3) do presente estudo apresenta incerteza de medição definida como sendo:

$$u(x_g) = \sqrt{\left(u(\dot{m}_g) \left[\frac{\dot{m}_g + \dot{m}_l - 1}{(\dot{m}_g + \dot{m}_l)^2}\right]\right)^2 + \left(\left[\frac{u(\dot{m}_l)}{(\dot{m}_g + \dot{m}_l)^2}\right]\right)^2} \quad (F.2)$$

F3. Incerteza da vazão mássica média nos microcanais individuais

A quantidade de massa em cada reservatório de medição é definida pela Equação (11.4), e sua incerteza de combinada é:

$$u(m_i) = \sqrt{\left(u(m_{i,max}) \frac{H_i}{H_r}\right)^2 + \left(u(H_i) \frac{m_{i,max}}{H_r}\right)^2 \left(u(H_r) m_{i,max} \frac{H_i}{H_r^2}\right)^2} \quad (\text{F.3})$$

onde $u(m_{i,max})$, $u(H_i)$ e $u(H_r)$ são respectivamente as incertezas da capacidade máxima de massa dos reservatórios de medição (média), e as incertezas das alturas da altura do nível do reservatório e de referência. Os valores $u(H_i)$ e $u(H_r)$ foram definidas como sendo $\pm 0,1 \text{ mm}$, em função da precisão do software de análise de imagens utilizado, CorelDraw X5 (2012).

A vazão mássica média experimental de líquido em cada microcanal é definida pela Equação (11.5). Assim sua incerteza combinada é:

$$u(\bar{m}_i) = \sqrt{\left(\frac{u(m_i)}{t_{med}}\right)^2 + \left(u(t_{med}) \frac{m_i}{t_{med}}\right)^2} \quad (\text{F.4})$$

onde $u(t_{med})$ é a incerteza de medição do cronômetro.

F4. Incerteza dos indicadores de distribuição

A fração da vazão mássica de líquido em cada microcanal, expressada pela Equação (11.7), apresenta incerteza, $u(FL_i)$, definida como sendo:

$$u(FL_i) = \sqrt{\left(\frac{u(\bar{m}_i)}{\dot{m}_l}\right)^2 + \left(u(\dot{m}_l) \frac{\bar{m}_i}{\dot{m}_l^2}\right)^2} \quad (\text{F.5})$$

onde $u(\bar{m}_i)$ é a incerteza da vazão mássica de líquido em cada microcanal e $u(\dot{m}_l)$ é a incerteza de medição do fluxímetro mássico de líquido.

A razão da vazão mássica de líquido em cada microcanal na sua forma normalizada, RVM_i , expressada pela Equação (11.8), apresenta incerteza, $u(RVM_i)$, definida como sendo:

$$u(RVM_i) = \frac{u(FL_i)}{n} \quad (\text{F.6})$$

onde n é o número de ramificações e $u(FL_i)$ é definida pela Equação (F.5).

Finalizando, o desvio padrão da fração de líquido, DPL , para todas as ramificações do distribuidor em um único teste, definida pela Equação (11.9), apresenta incerteza padrão definida pela equação abaixo:

$$u(DPL) = \sqrt{\frac{\sum_i^n [u(FL_i)]^2}{n}} \quad (\text{F.7})$$

Apêndice G – Patentes de distribuidores bifásicos

Osthues, Petz e Zeitvogel (1998), patente dos EUA 5.806.586 de Ernst Flitsch GmbH e Co., utilizaram um corpo poroso no interior do distribuidor para melhorar a distribuição do escoamento bifásico, Figura G.1. O refrigerante foi forçado a passar através do corpo poroso, o que resultou num escoamento de gotículas de líquido disperso, facilitando a distribuição uniforme do escoamento bifásico entre os tubos ramificados do trocador de calor.

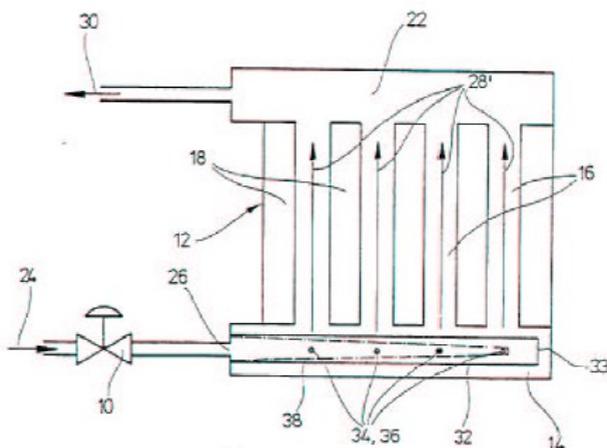


Figura G.1 - Evaporador do tipo placa com distribuidor produzido a partir de um corpo poroso (38), patente EUA 5.806.586 (Osthues, Petz e Zeitvogel, 1998).

Um conjunto constituído de Venturi e cone distribuidor, combinado com a disposição de canais de distribuição do refrigerante no interior do distribuidor foi inventado na patente dos EUA 4.513.587 de Humpolik e Staffa (1985). O cone inserido no interior do distribuidor, no qual atua como um distribuidor de Venturi, a partir do qual os canais usinados conduzem separadamente o fluido refrigerante a cada tubo ramificado, Figura G.2. Disposições semelhantes foram também apresentadas na patente dos EUA 4.593.539 de Humpolik et al. (1986) e na patente dos EUA 4.430.868 por Kern et al. (1984).

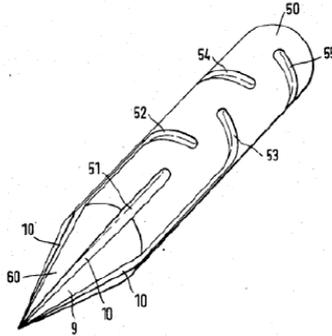


Figura G.2 - Conjunto com Venturi, cone distribuidor e arranjo dos canais distribuidores a partir da patente dos EUA 4.513.587 de Humpolik e Staffa (1985).

Burk, Salzer e Wolf (1994, DE 4319192) sugeriram a utilização de um distribuidor com redução na área de seção transversal ao longo da direção do fluxo para melhorar a distribuição bifásica, conforme (Figura G.3).

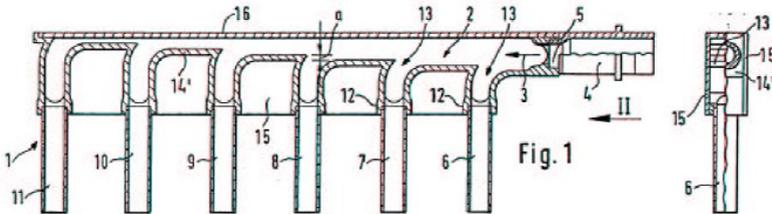


Figura G.3 – Distribuidor com diminuição da seção transversal, patente da DE 4.319.192, de Burk, Salzer and Wolf, 1994

Na Patente dos EUA 5.157.944, Hughes, Struss e Boero, 1992 afirmaram que a utilização de uma segunda entrada no distribuidor poderia melhorar a distribuição das fases, a Figura G.4.

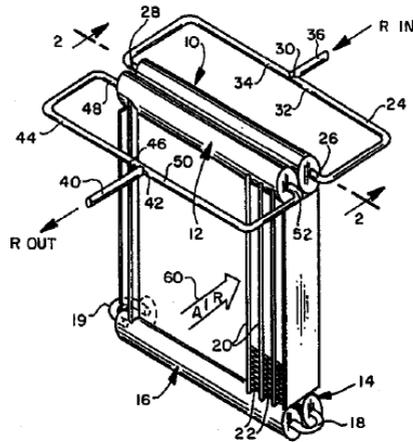


Figura G.4 - Evaporador com distribuidor com dupla entrada, da patente dos EUA 5.157.944, de Hughes, Struss and Boero, 1992

Hummel et al. (1985), patente dos EUA 5.524.823 na qual usou um perfil helicoidal inserido dentro de um distribuidor circular para obter uma melhor distribuição das fases, Figura G.5. Um dispositivo do tipo Venturi na entrada do distribuidor distribui o escoamento bifásico nos canais helicoidais.

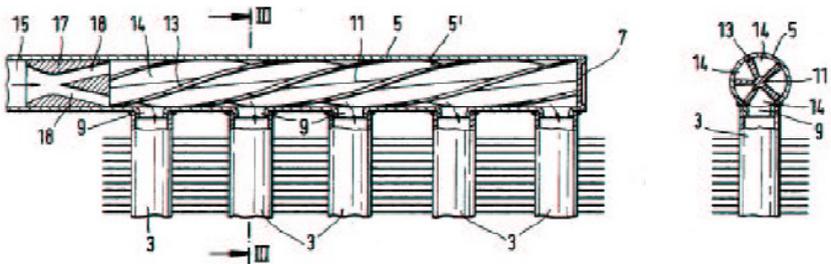


Figura G.5 – Distribuidor helicoidal inserido no interior do coletor de entrada, Hummel et al. (1985), patente dos EUA 5.524.823 1992

Um distribuidor do tipo redemoinho centrífugo, Figura G.6, foi desenvolvido por Schneider e Byrd (1991), patente dos EUA 5.059.226, para melhorar a distribuição das fases. Onde, a rotação da turbina é usada para distribuir o escoamento bifásico no dispositivo da Patente dos EUA 5.832.744 de Dorste, Ens e Heffner, (1998), Figura G.7.

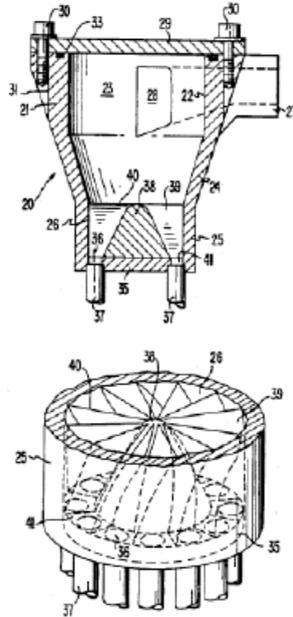


Figura G.6 - Distribuidor do tipo redemoinho centrífugo dos EUA 5.059.226 de Shneider e Byrd (1991)

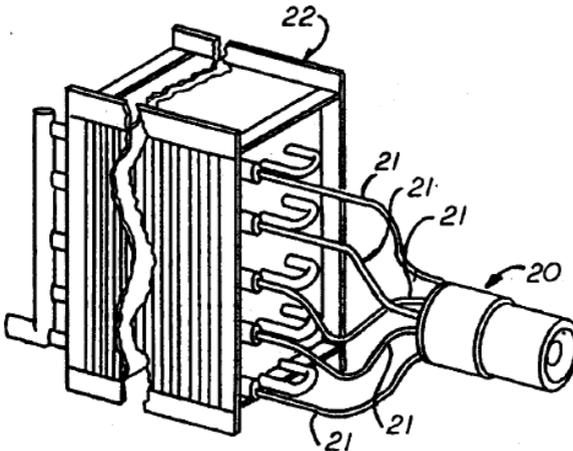


Figura G.7 - Distribuição de escoamento bifásico controlada, da patente dos EUA 5.832.744, de Dorste, Ens e Heffner (1998).

Vários tipos de misturadores de fase são apresentados na literatura e em patentes. Uma visão geral dos misturadores em tubos utilizados na indústria de processos é dada em Baker (1991). Muitos misturadores estáticos são compostos de uma série de defletores estacionários que atuam como direcionadores de escoamento. O escoamento bifásico é dividido em duas ou mais camadas no interior de cada elemento misturador. Estas camadas são continuamente recombinadas até que uma mistura homogênea seja atingida na saída do misturador. Alguns exemplos de misturadores estáticos são mostrados na Figura G.8.



Figura G.8 - Elementos misturadores de fase com defletores estacionários direcionadores de escoamento