

DANIEL HENSE

**ESTUDO EXPERIMENTAL DA LIMITAÇÃO DE  
ESCOAMENTO EM CONTRACORRENTE NA  
CONDENSAÇÃO DE R-134A EM TUBOS  
VERTICAIS E INCLINADOS DE PEQUENO  
DIÂMETRO**

**FLORIANÓPOLIS  
AGOSTO DE 2014**



DANIEL HENSE

**ESTUDO EXPERIMENTAL DA LIMITAÇÃO DE ESCOAMENTO EM  
CONTRACORRENTE NA CONDENSAÇÃO DE R-134A EM TUBOS  
VERTICAIS E INCLINADOS DE PEQUENO DIÂMETRO**

Dissertação submetida ao Programa  
de Pós-Graduação em Engenharia Me-  
cânica para a obtenção do título de  
Mestre em Engenharia Mecânica.

Orientador: Prof. Jader Riso Barbosa, Jr., Ph.D.

Florianópolis  
Agosto de 2014

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

Hense, Daniel

Estudo experimental da limitação de escoamento em contracorrente na condensação de R-134a em tubos verticais e inclinados de pequeno diâmetro / Daniel Hense ; orientador, Jarer Riso Barbosa Jr. - Florianópolis, SC, 2014.

210 p.

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Santa Catarina, Centro Tecnológico. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica.

Inclui referências

1. Engenharia Mecânica. 2. Limitação de escoamento em contracorrente. 3. Escoamento bifásico. 4. Padrão de escoamento. 5. Estruturas de escoamento (huge wave e disturbance waves). I. Barbosa Jr., Jarer Riso. II. Universidade Federal de Santa Catarina. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica. III. Título.

DANIEL HENSE

**ESTUDO EXPERIMENTAL DA LIMITAÇÃO DE  
ESCOAMENTO EM CONTRACORRENTE NA  
CONDENSAÇÃO DE R-134A EM TUBOS VERTICAIS E  
INCLINADOS DE PEQUENO DIÂMETRO**

Esta Dissertação foi julgada aprovada para a obtenção do título de MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA, Área de concentração em Engenharia e Ciência Térmicas, sendo aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina.

Florianópolis, 27 de Agosto de 2014

---

Prof. Armando Albertazzi Gonçalves Jr., Dr. Eng.  
Coordenador do Curso

**Banca Examinadora**

---

Prof. Jader Riso Barbosa, Jr., Ph.D.  
Orientador

---

Prof. Gherhardt Ribatski , Dr. (USP/EESC)

---

Prof. Júlio Cesar Passos , Dr.

---

Prof. Emilio Ernesto Paladino , Dr.



*À minha esposa Marcia e ao meu pai Haiko,  
que me fizeram chegar até aqui.*





# AGRADECIMENTOS

A Deus por criar o mundo e nos dar a capacidade de estudá-lo.

À minha esposa Marcia, pelo seu amor, incentivo e apoio. Também por aceitar minhas noites estudando e rodando experimentos.

Ao meu pai Haiko, pela educação e incentivo ao estudo.

Agradeço ao Prof. Jader R. Barbosa Jr., pela orientação e confiança em mim depositada; pela oportunidade de trabalhar em um instituto de pesquisa de alto nível técnico e me ensinar um pouco do que é fazer ciência.

Aos colegas de mestrado e do POLO, com quem tive o prazer de estudar e trabalhar. Em especial: a Júlio Ferreira, que me auxiliou na obtenção dos dados experimentais e montagem da bancada; a Dalton Bertoldi pelos conhecimentos em procedimentos experimentais e pelas conversas técnicas e filosóficas, deveras longas; a Fabio Fortkamp e Paulo Sedrez pela amizade, conversas e ouvido atento para com o desabafo quando eu procurava vazamentos e rodava testes; a Rafael Dantas pelos leiautes e desenhos da bancada experimental; e Marcus Vinícius, Moisés, Pedro, Jaime, Eduardo, Caio, Trivisoli, Fernando, William, Cláudio, Filipe, Maurício e Adriano pelo convívio.

Aos funcionários do POLO, pela logística e simpatia; em especial aos técnicos Rafael Lima e Pedro Cardoso pelo auxílio na construção da bancada.

Ao grupo da Munil, pelas ótimas rodas de discussão e por me lembrar que a vida não é somente engenharia.

Aos amigos: Ralflem, Gustavo, Eller, Mariana, Andrey, Martina, Débora, Felipe Hoeller, Filipe, Mateus, Rui, Olavo, Frederico, Misael, Rafael e Amanda Bordin, Aca, Leonardo, Gustavo e Liege.

Ao programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, seus professores, alunos e colaboradores, pelos conhecimentos transmitidos e curso de ótima qualidade.

Ao CNPq e Embraco, pelo suporte financeiro.



*A paciência é amarga, mas seus frutos muito doces*  
(Jean-Jacques Rousseau)

*Este é o dia que o Senhor fez, regozijemo-nos, e alegremo-nos nele*  
(Salmos 118:24)



# RESUMO

Compressores que não utilizam óleo lubrificante possibilitam diferentes arranjos dos componentes em sistemas de refrigeração. Uma vez que o retorno do óleo ao cárter do compressor deixa de ser um requisito de projeto, há mais liberdade para se posicionar os trocadores de calor relativamente ao compressor. Contudo, nem todas as configurações de sistema são possíveis, já que o retorno de refrigerante líquido (condensado) do condensador para o compressor ainda deve ser evitado. As transições que delimitam as condições na qual o escoamento bifásico ocorre em paralelo ou contracorrente são estudadas dentro do tópico denominado limitação de escoamento em contracorrente. Este fenômeno é estudado desde 1960, visando prever o ponto no qual se inicia o arrasto de líquido, ponto referenciado em inglês como *onset of flooding*. Grande parte dos estudos foram realizados para par de fluidos ar-água sem presença de condensação, apenas em estudos mais atuais se começou a estudar fluidos refrigerantes com condensação. Apesar de todo trabalho experimental envolvendo este fenômeno, os mecanismos que levam ao início de arrasto não são totalmente conhecidos hoje em dia, de modo que testes experimentais ainda são a principal fonte para previsão de sua ocorrência. Assim é difícil extrapolar linhas de transição para fluidos ou condições de operação diferentes. Para evitar o retorno de condensado deve-se garantir que a condição de operação na descarga do compressor esteja acima da transição de reversão de escoamento, dada quando um filme ascendente para e inicia o escoamento em contracorrente. Historicamente as motivações de estudo da limitação de escoamento em contracorrente estiveram ligados ao início de arrasto de filme, sendo esta a transição mais estudada que a reversão de escoamento. A relevância do presente trabalho está em estudar a transição de reversão de escoamento para R-134a em condensação para tubo de diâmetro 5 mm e inclinações  $90^\circ$ ,  $60^\circ$  e  $30^\circ$ .

Uma bancada experimental foi projetada e montada para permitir a medição e visualização em alta velocidade do ponto de reversão de escoamento. O superaquecimento, pressão de condensação e vazão mássica na entrada da seção de testes eram controlados e a variação da taxa de condensação possibilitava obter diferentes condições de operação na saída da seção de testes, local onde a visualização foi realizada. Os dados de medição e as imagens foram obtidas simultaneamente para cada teste. Foram testadas 17 condições, totalizando 264 pontos experimentais. Os resultados experimentais foram analisados e comparados com as correlações propostas na literatura. Foram propostos coeficientes empíricos para prever os pontos de filme estacionário e reversão

de escoamento, também foram analisadas e sugeridas modificações em abordagens para prever a influência de propriedades dos fluidos nas transições.

**Palavras-chave:** Limitação de escoamento em contracorrente, escoamento bifásico, reversão de escoamento, padrão de escoamento, R134a, onda de perturbação

# ABSTRACT

Oil-free compressors enable different architectures in refrigeration system design, however some heat exchanger arrangements enable occurrence of condensate flow reversal to the compressor. Liquid presence in the compressor should be avoided, since it is one of the main factors in mechanical failure. The condensate back-flow occurs in counter-current to the compressor discharge vapor, the transitions between co-current and counter-current flow are studied in the counter-current flow limitation (CCFL) topic. This phenomenon is studied since 1960, aiming to predict the condition in which the liquid film starts to be dragged partially by the gas, point which is known as onset of flooding. Most of the works on this topic deal with adiabatic studies with separated air-water injection, only recently experimental work have been developed with refrigerant fluids and condensation. Despite all experimental work the flooding phenomena is still not fully understood today, and testing and empirical correlations are the primary means to predict its occurrence. Thus it is difficult to extrapolate transition curves to different fluid and operation conditions. In order to assure that no condensate will flow back to the compressor, the discharge operation condition should be above the flow reversal transition line. Due to technical motivation in nuclear power plants and reflux condensation columns, the emphasis in studying CCFL was in the flooding point, therefore the reflux condensation point was less studied. This work aim is to investigate experimentally the onset of flow reversal in upflow condensation of R134a refrigerant in vertical and inclined small diameter tubes.

A experimental test facility was designed and constructed to allow measurements and high-speed visualization of flow reversal condition. The vapour superheat, condensation pressure and mass flow were controlled at the test section inlet and due condensation rate variation in the test section different operation conditions were obtained at the outlet, location where the visualization is realized. 264 experimental point in 17 operation conditions were obtained, where measurements and visualization were realized simultaneously for all experiments. Experimental results were analysed and compared to correlations to predict CCFL transitions, also different dimensionless group approach to comprise fluid properties were tested. New empirical constants were suggested to Wallis correlation and the  $Re$  group was added in the approach of fluid properties influence.

**Key-words:** Counter-current flow limitation, two-phase flow, flow reversal, flow pattern, R134a, disturbance wave





# LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Ocorrência do fenômeno de <i>flooding</i> na geometria <i>hot-leg</i> (DEERDALIANTO et al., 2011) . . . . .	31
Figura 2 – Ilustração das principais etapas do fenômeno de limitação de escoamento em contracorrente, para experimento com injeção independente de gás e líquido (BANKOFF; LEE, 1986). . . . .	36
Figura 3 – Ilustração de etapas importantes no fenômeno de limitação de escoamento em contracorrente para um experimento com condensação de vapor. . . . .	38
Figura 4 – Análise de estabilidade para filme descendente (DUKLER et al., 1980). . . . .	41
Figura 5 – Comparação de dados experimentais para condição de <i>flooding</i> e <i>deflooding</i> (HEWITT; WALLIS, 1963 apud GHIAASIAN, 2008). . . . .	44
Figura 6 – Comparação da tendência de dados experimentais de <i>flooding</i> para os grupos adimensionais $J_G^*$ por $J_L^*$ e $Fr_{\rho,G}$ por $Fr_{\rho,L}^{0,2} Oh^{0,3}$ . . . . .	49
Figura 7 – Principais parâmetros para o cálculo da fração de vazio $\alpha$ utilizando a abordagem de Mouza, Paras e Karabelas (2003). . . . .	51
Figura 8 – Resultados experimentais traçados para $Re_G/Ka^{0,4}$ para $Fr_{L,Mouza}$ para os pontos de <i>flooding</i> (MOUZA; PARAS; KARABELAS, 2003). . . . .	51
Figura 9 – Dados experimentais para o ponto de <i>flooding</i> para ar ascendente e em contracorrente com diversos líquidos (PANTZALI; MOUZA; PARAS, 2008). . . . .	52
Figura 10 – Seção de teste utilizada nos trabalhos de (FIEDLER; AURACHER; WINKELMANN, 2002; FIEDLER; AURACHER, 2004a). . . . .	55
Figura 11 – Seção de teste utilizada por Park e Mudawar (2013) para estudo da troca térmica e condensação. . . . .	55
Figura 12 – Desenho esquemático da bancada experimental com os principais equipamentos e sensores. . . . .	60
Figura 13 – Leiaute final da bancada experimental de CCFL. . . . .	62
Figura 14 – Infográfico da sequência de convergência do método Sub-Sup. . . . .	64

Figura 15 – Algoritmo de convergência utilizado no dimensionamento do ciclo de refrigeração ( <i>design</i> ). . . . .	67
Figura 16 – Algoritmo de convergência utilizado para obtenção das condições de operação ( <i>rating</i> ). . . . .	68
Figura 17 – Leiaute da seção de teste. . . . .	70
Figura 18 – Detalhe da região de entrada da seção de teste . . .	71
Figura 19 – Algoritmo para seleção da geometria da seção de teste.	74
Figura 20 – Velocidades superficiais ao longo da seção de teste e correlações empíricas para previsão do ponto de <i>flooding</i> . . . . .	76
Figura 21 – Localização dos sensores e componentes na bancada experimental. . . . .	77
Figura 22 – Foto de uma arranjo típico para visualização 90°. . .	79
Figura 23 – Variação de parâmetros $J_{G,s}^*$ , $J_{L,s}^*$ e $P_{cond}$ durante as 17 condições de teste . . . . .	86
Figura 24 – Variação de parâmetros $G_r$ , $\dot{Q}_{cond}$ durante as 17 condições de teste . . . . .	87
Figura 25 – Variação de $J_G^*$ e $J_L^*$ para os testes 12 a 17. . . . .	94
Figura 26 – Ilustração da sobreposição de interface e bolhas na imagem visualizada. . . . .	95
Figura 27 – Sequência de imagens para 830 kPa centrado 855 mm da entrada da seção de teste e inclinação 90°. Estas imagens estão disponíveis em alta definição no DVD em anexo. . . . .	98
Figura 28 – Representação de tensões em um volume de controle de filme para tubos inclinados (FIEDLER; AURACHER; WINKELMANN, 2002). . . . .	100
Figura 29 – Sequência de imagens para 830 kPa centrado 855 mm da entrada da seção de teste e inclinação 60°. Estas imagens estão disponíveis em alta definição no DVD em anexo. . . . .	102
Figura 30 – Sequência de imagens para 830 kPa centrado 855 mm da entrada da seção de teste e inclinação 30°. Estas imagens estão disponíveis em alta definição no DVD em anexo. . . . .	106
Figura 31 – Sequência de imagens para 1040 kPa centrado 855 mm da entrada da seção de teste e inclinação 90°. Estas imagens estão disponíveis em alta definição no DVD em anexo. . . . .	110

Figura 32 – Sequência de imagens para 1040 kPa centrado 855 mm da entrada da seção de teste e inclinação 60°. Estas imagens estão disponíveis em alta definição no DVD em anexo. . . . .	113
Figura 33 – Sequência de imagens para 1040 kPa centrado 855 mm da entrada da seção de teste e inclinação 30°. Estas imagens estão disponíveis em alta definição no DVD em anexo. . . . .	116
Figura 34 – Mapa de padrões de escoamento para tubo vertical com diâmetro interno de 5 mm. Resultados experimentais com correlação de Wallis para diferentes constantes. . . . .	122
Figura 35 – Mapa de padrões de escoamento para tubo inclinado de 60° com a horizontal e com diâmetro interno de 5 mm. Resultados experimentais com correlação de Wallis para diferentes constantes. . . . .	123
Figura 36 – Mapa de padrões de escoamento para tubo inclinado de 30° com a horizontal e com diâmetro interno de 5 mm. Resultados experimentais com correlação de Wallis para diferentes constantes. . . . .	124
Figura 37 – Mapa de padrões de escoamento para tubo vertical com diâmetro interno de 5 mm com diferentes curvas para previsão de transições. . . . .	125
Figura 38 – Mapa de padrões de escoamento para tubo inclinado de 60° com a horizontal e com diâmetro interno de 5 mm com diferentes curvas para previsão de transições. . . . .	126
Figura 39 – Mapa de padrões de escoamento para tubo inclinado de 30° com a horizontal e com diâmetro interno de 5 mm com diferentes curvas para previsão de transições. . . . .	126
Figura 40 – Pontos experimentais com padrão de escoamento em tubos verticais para o presente trabalho em conjunto com os dados de Park e Mudawar (2013) e Fiedler, Auracher e Winkelmann (2002). . . . .	127
Figura 41 – Sobreposição dos dados experimentais para o ponto de <i>flooding</i> com gás ascendente do presente trabalho e de Pantzali, Mouza e Paras (2008). . . . .	129
Figura 42 – Queda de pressão total medida entre a entrada e a saída da seção de teste em função de velocidade adimensional de gás e líquido para diferentes testes. . . . .	131

Figura 43 – Queda de pressão por atrito entre entrada e saída da seção de teste. . . . .	132
Figura 44 – Exemplo de ruído na perda de pressão por atrito para três testes com diferentes taxas de condensação. . . . .	134
Figura 45 – Dados experimentais para frequência da onda de perturbação em função do fluxo mássico de vapor. . . . .	136
Figura 46 – Dados experimentais para frequência da onda de perturbação em função do número de Weber. . . . .	137
Figura 47 – Dados experimentais do número de Strouhal pelo número de $Re_L$ para o presente trabalho e de Sawant et al. (2008). . . . .	137
Figura 48 – Dados experimentais para a razão velocidade de perturbação por velocidade superficial de gás em função da velocidade superficial de líquido. . . . .	140
Figura 49 – Tipo de interpolação e extrapolação utilizada para diferentes conjuntos de temperatura de evaporação e condensação. . . . .	156
Figura 50 – Exemplificação do dispositivo de expansão com localização das pressões utilizadas no método. . . . .	159
Figura 51 – Incerteza na taxa de troca de calor $\dot{Q}_{cond}$ em função de $\dot{m}_{fs}$ . . . . .	171
Figura 52 – Arranjo de sensores no banho . . . . .	198
Figura 53 – Bancada de calibração para vazão mássica . . . . .	201
Figura 54 – Imagens obtidas com a visualização de alta velocidade. . . . .	204
Figura 55 – Exemplo do cálculo do período e da frequência. . . . .	205
Figura 56 – Ilustração da obtenção do comprimento característico $D_{pix}$ e do deslocamento $d$ . . . . .	206

# LISTA DE TABELAS

Tabela 1	– Resumo quantitativo de artigos que estudaram tópicos de enfoque do presente trabalho. . . . .	57
Tabela 2	– Características do tubo de vidro borossilicato . . . . .	72
Tabela 3	– Número de Nusselt para escoamento laminar desenvolvido com uma superfície isolada e outra isotérmica. $D_{i,an}$ é o diâmetro interno da região anular e $D_{e,an}$ o diâmetro externo . . . . .	73
Tabela 4	– Equipamentos utilizados para realizar visualização em alta velocidade . . . . .	80
Tabela 5	– Resumo dos equipamentos utilizados na bancada experimental do presente trabalho . . . . .	81
Tabela 6	– Condições de teste utilizadas . . . . .	84
Tabela 7	– Incertezas relevantes para o cálculo da incerteza expandida dos transdutores de pressão, para 95 % de confiabilidade . . . . .	165
Tabela 8	– Incertezas relevantes para o cálculo da incerteza expandida dos transdutores de vazão mássica para 95 % de confiabilidade. . . . .	166
Tabela 9	– Incertezas relevantes para o cálculo da incerteza expandida dos transdutores de temperatura, para 95 % de confiabilidade . . . . .	167
Tabela 10	– Características do sistema de aquisição de dados National Instruments de chassi SCXI-1100 . . . . .	168
Tabela 11	– Características do circuito integrado ADN694-JN . . . . .	168
Tabela 12	– Valores médios de temperatura e vazões mássicas para as condições de teste 12, 13 e 14 . . . . .	179
Tabela 13	– Valores médios de temperatura e vazões mássicas para as condições de teste 15, 16 e 17 . . . . .	180
Tabela 14	– Valores médios de pressão, perdas de pressão e parâmetro de Martinelli para as condições de teste 12, 13 e 14 . . . . .	181
Tabela 15	– Valores médios de pressão, perdas de pressão e parâmetro de Martinelli para as condições de teste 15, 16 e 17 . . . . .	182
Tabela 16	– Valores médios de velocidades superficiais dimensionais e adimensionais para as condições de teste 12, 13 e 14 . . . . .	183

Tabela 17 – Valores médios de velocidades superficiais dimensionais e adimensionais para as condições de teste 15, 16 e 17 . . . . .	184
Tabela 18 – Valores médios de título, fração de vazio, fluxos mássicos e calor trocado para as condições de teste 12, 13 e 14 . . . . .	185
Tabela 19 – Valores médios de título, fração de vazio, fluxos mássicos e calor trocado para as condições de teste 15, 16 e 17 . . . . .	186
Tabela 20 – Incertezas de temperatura e vazões mássicas para as condições de teste 12, 13 e 14 . . . . .	187
Tabela 21 – Incertezas de temperatura e vazões mássicas para as condições de teste 15, 16 e 17 . . . . .	188
Tabela 22 – Incertezas de pressão, perdas de pressão e parâmetro de Martinelli para as condições de teste 12, 13 e 14 .	189
Tabela 23 – Incertezas de pressão, perdas de pressão e parâmetro de Martinelli para as condições de teste 15, 16 e 17 .	190
Tabela 24 – Incertezas de velocidades superficiais dimensionais e adimensionais para as condições de teste 12, 13 e 14	191
Tabela 25 – Incertezas de velocidades superficiais dimensionais e adimensionais para as condições de teste 15, 16 e 17	192
Tabela 26 – Incertezas de título, fração de vazio, fluxos mássicos e calor trocado para as condições de teste 12, 13 e 14	193
Tabela 27 – Incertezas de título, fração de vazio, fluxos mássicos e calor trocado para as condições de teste 15, 16 e 17	194
Tabela 28 – Pontos de calibração para o transdutor P30-6 . . . .	196
Tabela 29 – Pontos de calibração para o transdutor P30-16 . . . .	197
Tabela 30 – Incerteza devida à referência e à curva de ajuste dos transdutores de pressão, dado em kPa . . . . .	197
Tabela 31 – Incertezas dos termômetros padrão utilizados na calibração . . . . .	198
Tabela 32 – Faixa de calibração e coeficientes ajustados para os sensores de temperatura . . . . .	199
Tabela 33 – Incertezas padrão do termômetro de referência e das curvas de calibração para duas faixas, sendo 1 para $-20^{\circ}\text{C}$ a $85^{\circ}\text{C}$ e 2 para faixa restrita. . . . .	200
Tabela 34 – Pontos de calibração do medidor FM-8-7 . . . . .	201
Tabela 35 – Pontos de calibração do medidor CFMS010 . . . . .	201

# LISTA DE SÍMBOLOS

$A_{ST}$	Atrea transversal do tubo interno da seção de teste [m <sup>2</sup> ]
$Bo$	Número de Bond [ ]
$C$	Constante da correlação de Wallis [ ]
$C_L$	Coefficiente de arrasto [ ]
$C_w$	Fator de atrito utilizado por Richter (1981) [ ]
$C_{Ku}$	Constante da correlação de Tien-Kutateladze [ ]
$C_v$	Coefficiente de vazão [ ]
$D$	Diâmetro interno do tubo [m]
$Dh$	Diâmetro hidráulico [m]
$Fr$	Número de Froude [ ]
$Fr_\rho$	Número de Froude densimétrico [ ]
$G$	Fluxo mássico [kg/m <sup>2</sup> s]
$I(X_i)$	Importância do termo $X_i$ na incerteza combinada
$J$	Velocidade superficial [m/s]
$J^*$	Velocidade superficial adimensional [ ]
$J_{ef}^*$	Velocidade superficial adimensional efetiva [ ]
$Ja$	Número de Jakob [ ]
$K$	Coefficiente de abrangência para dado intervalo de confiança [ ]
$Ka$	Número de Kapiza [ ]
$Ku$	Número de Kutateladze [ ]
$L$	Comprimento da seção de teste [m]
$L_{\Delta P}$	Distância entre tomadas de pressão [m]
$N$	Número de pontos utilizados na calibração [ ]

$NUT$	Número de unidades de transferência [ ]
$Nu$	Número de Nusselt [ ]
$Oh$	Número de Ohnsorge [ ]
$P$	Pressão [kPa]
$Pr$	Número de Prandtl [ ]
$Ra$	Número de Rayleigh [ ]
$Re$	Número de Reynolds [ ]
$Re_{L,EX}$	Reynolds em excesso [ ]
$Re_{crit}$	Número de Reynolds crítico para o entranhamento de gotas [ ]
$Sr$	Número de Strouhal [ ]
$T$	Temperatura [°C]
$U$	Incerteza expandida para intervalo de confiança 95%
$UA$	Coefficiente global de transferência de calor [W/K]
$V_{onda}$	Velocidade de onda de perturbação ou estrutura do escoamento [m/s]
$W_{comp}$	Potência do compressor [W]
$We$	Número de Weber [ ]
$X_i$	Mensurando ou variável de entrada
$Xv$	Abertura da válvula de expansão [ ]
$Z_L$	Inverso do número de Ohnsorge (Richter (1981)) [ ]
$\Delta P$	Pressão diferencial [kPa]
$\Delta t$	Intervalo de tempo [s]
$\Phi$	Propriedade genérica do fluido
$\Theta$	Semiângulo de leito de condensado [°]
$\alpha$	Fração de vazio [ ]
$\bar{X}$	Média do mensurando de $n$ valores medidos [ ]



$\chi$	Parâmetro de Lockhart-Martinelli [ ]
$\delta$	Espessura de filme [m]
$\dot{Q}$	Taxa de troca de calor [W]
$\dot{V}$	Vazão volumétrica [m <sup>3</sup> /s]
$\dot{m}$	Vazão mássica [kg/s]
$\dot{v}_L$	Vazão volumétrica por perímetro molhado [m <sup>2</sup> /s]
$\epsilon$	Efetividade de um trocador de calor [ ]
$\lambda_L$	Comprimento capilar ou de Laplace [m]
$\mu$	Viscosidade dinâmica [Pa s, kg/ms]
$\nu$	Número de graus de liberdade
$\bar{h}$	Coefficiente convectivo médio [W/m <sup>2</sup> ]
$\rho$	Massa específica [kg/m <sup>3</sup> ]
$\sigma$	Tensão superficial de líquido [N/m <sup>2</sup> ]
$\tau$	Tensão de cisalhamento [N/m <sup>2</sup> ]
$\tau^*$	Tensão de cisalhamento adimensional [ ]
$\theta$	Inclinação com a horizontal [°]
$b(X)$	Parcela de incerteza sistemática do sensor $X$
$cp$	Calor específico [J/kgK]
$e$	Espessura do tubo de borossilicato [m]
$f$	Frequência de onda de perturbação [Hz]
$f_I$	Fator de atrito interfacial de Fanning [ ]
$f_{comp}$	Frequência de controle do compressor [Hz]
$f_{cond}$	Eficiência de condensação [ ]
$g$	Aceleração gravitacional [m/s <sup>2</sup> ]
$h$	Coefficiente convectivo [W/m <sup>2</sup> ] ou entalpia específica [J/kg]
$h'_{LG}$	Entalpia de vaporização corrigida [kJ/kg]

$h_{LG}$	Entalpia de vaporização [kJ/kg]
$k$	Condutividade térmica [W/mK]
$m$	Constante da correlação de Wallis [ ]
$m_{Ku}$	Constante da correlação de Tien-Kutateladze [ ]
$n$	Número de pontos para calcular os parâmetros medidos [ ]
$s(X)$	Parcela de incerteza aleatória associada ao ensaio experimental
$t_{95}$	Coefficiente para distribuição t de Student para 95% de confiabilidade
$u$	Incerteza padrão
$u_c$	Incerteza combinada
$x$	Título mássico [ ]
$z$	Distância axial da entrada da seção de teste [m]
GP	Grau do polinômio utilizado na calibração

## Índices

<i>acr</i>	Acrílico
<i>amb</i>	Ambiente (sala de experimentos)
<i>an</i>	Referente à região anular onde escoo o fluido secundário
<i>ar</i>	Ar
<i>bi.f</i>	Bifásico
<i>cond</i>	Referente à pressão de condensação
<i>curva</i>	Curva de calibração
<i>e</i>	Entrada ou externo
<i>ef</i>	Efetivo
<i>EOS</i>	Equação de estado
<i>evap</i>	Referente à pressão de evaporação
<i>F</i>	Referente ao filme

<i>fl</i>	Referente ao fluido primário e secundário
<i>fs</i>	Fluido secundário (etilenoglicol aquoso)
<i>G</i>	Referente à fase vapor
<i>H<sub>2</sub>O</i>	Referente a água
<i>I</i>	Referente à interface bifásica
<i>i</i>	Inicial ou interno
<i>L</i>	Referente à fase líquida
<i>m</i>	Contador para convergência de pressão de evaporação
<i>n</i>	Contador para convergência de pressão de condensação
<i>p</i>	Parede ou superfície
<i>r</i>	Referente ao fluido R-134a
<i>ref</i>	Medidor utilizado como referência
<i>s</i>	Saída
<i>sat</i>	Saturado
<i>ST</i>	Referente à seção de teste
<i>t</i>	Transdutor
<i>z</i>	Para distância axial <i>z</i>
<i>T</i>	Incerteza devido à faixa de operação de temperatura

### **Abreviações**

$\Delta$	Varição em dado parâmetro
<i>ST</i>	Seção de teste
<i>T1</i>	Trocador de calor antes da seção de teste, denominado pré-condensador
<i>T2</i>	Trocador de calor depois da seção de teste, denominado pós-condensador
CCFL	Limitação de escoamento em contracorrente

- LBP *Low Back Pressure*
- LED Diodo emissor de luz (*Light Emitting Diode*)
- LOCA Acidente de inoperância do sistema de resfriamento em reatores nucleares *loss of coolant accident*
- RTD Termoresistor do tipo platina Pt-100 (*Resistance Temperature Detector*)
- SA Sub-resfriamento
- SR Superaquecimento
- Sub-sup Método para dimensionamento do sistema de refrigeração, onde são fixados o sub-resfriamento e o superaquecimento
- VE Válvula de Expansão

# SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO . . . . .	29
1.1	Motivação . . . . .	29
1.2	Objetivos e contribuições . . . . .	31
1.3	Estrutura da Dissertação . . . . .	32
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA . . . . .	35
2.1	Fundamentos teóricos . . . . .	35
2.2	Mecanismos físicos da limitação de escoamento em contracorrente . . . . .	39
2.3	Correlações Clássicas . . . . .	43
2.4	Correlações Alternativas . . . . .	45
2.5	Efeito da Condensação . . . . .	52
2.6	Contribuições do presente trabalho . . . . .	56
3	APARATO EXPERIMENTAL . . . . .	59
3.1	Bancada Experimental . . . . .	59
3.2	Dimensionamento do sistema de refrigeração . . . . .	63
3.3	Seção de Testes . . . . .	69
3.4	Componentes e Sensores . . . . .	76
3.5	Procedimento experimental . . . . .	82
3.5.1	Preparação . . . . .	82
3.5.2	Metodologia para medições . . . . .	84
3.5.3	Cálculo de Parâmetros . . . . .	87
4	RESULTADOS . . . . .	93
4.1	Visualização de padrão de escoamento . . . . .	94
4.1.1	Patamar de pressão de 830 kPa . . . . .	96
4.1.2	Patamar de pressão 1040 kPa . . . . .	109
4.2	Previsão de transições associadas à limitação de escoamento em contracorrente . . . . .	119
4.2.1	Mapa de padrões de escoamento e velocidades superficiais adimensionais . . . . .	119
4.2.2	Comparação com correlações baseadas em gru- pos adimensionais considerando as proprieda- des das fases . . . . .	128
4.3	Perda de pressão . . . . .	130
4.4	Caracterização de estruturas do escoamento . . . . .	133

4.4.1	Frequência . . . . .	135
4.4.2	Velocidade . . . . .	139
5	CONCLUSÕES . . . . .	141

REFERÊNCIAS . . . . .	145
-----------------------	-----

**APÊNDICES 153**

APÊNDICE A – MODELOS PARA SUB-SISTEMAS DO CICLO DE REFRIGERAÇÃO . . . . .	155
APÊNDICE B – INCERTEZA DE RESULTADOS . . . . .	161
APÊNDICE C – TABELAS . . . . .	179
APÊNDICE D – PROCESSO DE CALIBRAÇÃO <i>IN LOCO</i> . . . . .	195
APÊNDICE E – PROCEDIMENTO PARA OBTENÇÃO DA FREQUÊNCIA E VELOCIDADE DE ESTRUTURAS . . . . .	203
APÊNDICE F – VÍDEOS DOS PADRÕES DE ESCOAMENTO OBSERVADOS . . . . .	207

# 1 INTRODUÇÃO

Ao longo das últimas décadas as políticas e ações voltadas ao desenvolvimento tecnológico têm se tornado menos tolerantes à degradação do meio ambiente. Além de se minimizar danos ambientais provenientes do vazamento de refrigerantes, a indústria de refrigeração está desenvolvendo sistemas de refrigeração com melhores eficiências energéticas. A indústria de refrigeração é responsável por aproximadamente 15% do consumo da energia elétrica no mundo, energia esta gerada primordialmente (cerca de 70%) pela queima de combustíveis fósseis (COULOMB, 2006). Desta forma, com sistemas de refrigeração mais eficientes, pode-se reduzir significativamente emissões poluentes e reduzir o custo operacional destes sistemas.

Com este enfoque, empresas fabricantes de compressores de refrigeração desenvolveram compressores de alta eficiência, que trabalham sem óleo lubrificante e possuem frequência variável. Em sistemas de refrigeração convencionais, utiliza-se óleo com a função de lubrificar as diversas partes do compressor. Entretanto, este óleo acaba se misturando ao refrigerante e uma parcela é levada ao restante do ciclo de refrigeração. Isto reduz a eficiência do sistema, já que o óleo não possui propriedades termodinâmicas equivalentes às do refrigerante (MARCI-NICHEN, 2006). Além disso, o ciclo liga-desliga dos compressores eleva sensivelmente o consumo do sistema pela partida do compressor corresponder ao pico de consumo de energia. Assim, o controle de potência pelo ajuste do deslocamento de pistão em compressores de frequência variável possibilita que o compressor diminua seu consumo de energia durante períodos de pequena carga térmica, sem entretanto desligar.

## 1.1 Motivação

Além da maior eficiência, compressores sem óleo possibilitam novas arquiteturas em sistemas de refrigeração. Por não haver óleo, o compressor não necessita estar no ponto mais inferior do circuito, de forma que se dispõe de mais liberdade para o posicionamento dos componentes em relação ao compressor. Contudo, nem todas as configurações de sistema são possíveis, já que o retorno de refrigerante líquido (condensado) do condensador para o compressor deve ser evitado. Acredita-se que este retorno possa ocorrer principalmente em sistemas compactos, como os que trabalham com compressores mini-

aturizados e possibilitam oscilações mecânicas do sistema. A presença de líquido no cilindro do compressor é bastante prejudicial para o bom funcionamento mesmo. É na parte final do ciclo de compressão que a presença de líquido é mais prejudicial, pois a maior parte do vapor já foi expelido e apenas líquido é comprimido. A maior quantidade de líquido não é eliminado rápido o suficiente pela válvula de descarga para evitar um aumento repentino de pressão. Este efeito é conhecido por golpe de líquido (*liquid slugging*). Segundo Singh, Nieter e Prater Jr. (1986) este efeito pode elevar as pressões a valores até 10 vezes maiores o que no funcionamento normal. O aumento repentino de pressão gera maiores cargas sobre as partes do cilindro, causando falhas como quebra de válvula, afrouxamento de parafusos e quebra da haste do pistão. Segundo Stoupe e Lau (1989) o golpe de líquido é responsável por cerca de 20% das falhas mecânicas do compressor.

O retorno de condensado ocorre quando o vapor não é capaz de arrastar o líquido e este retorna escoando em contracorrente ao vapor. É exatamente esta transição para o escoamento em contracorrente (*counter-current flow limitation* - CCFL) que se pretende estudar no presente trabalho. Outra transição, denominada *flooding*, caracteriza o início de arrasto de líquido pelo gás em contracorrente. O problema de *flooding* é tópico de estudos desde o final da década de 1960, principalmente em aplicações de Engenharia Química, devido às condições escoamentos em contracorrente presentes nas colunas de fracionamento. Estas colunas têm a finalidade de separar componentes de diferentes volatilidades, processo que é dificultado pelo arrasto de condensado, causando diminuição na pureza do componente mais volátil produzido. A limitação de escoamento também é relevante no transporte de misturas bifásicas em tubulações. Sua ocorrência causa um aumento significativo na perda de pressão, e portanto na potência de bombeamento.

Com o advento de plantas nucleares para geração de energia elétrica, o interesse no CCFL aumentou bastante. Quando ocorre um acidente de inoperância do sistema de refrigeração do ciclo principal (*loss of coolant accident*, ou LOCA), os sistemas emergenciais são acionados e devem submergir o reator nuclear. O vapor formado no núcleo do reator escoa em contracorrente com a água de resfriamento e, caso ocorra limitação no escoamento da mesma pelo arraste com o vapor, a temperatura no núcleo aumenta drasticamente, formando ainda mais vapor. Este processo pode levar ao derretimento do reator e consequentemente ao colapso da planta. A Figura 1 apresenta o início de CCFL (*onset of flooding*) para geometria de *hot-leg*, presente em reatores nucleares. Com os desastres nucleares de Luzerna em 1969, Three Mile Island em 1979 e Chernobyl em 1986, se intensificou o estudo deste



fenômeno a partir da década de 1980 (GALLEGO, 2004).

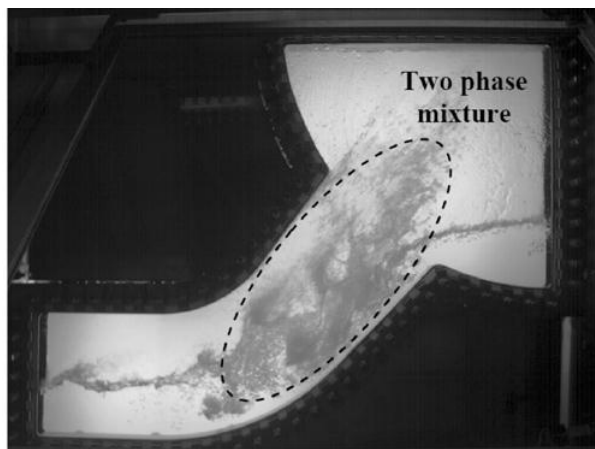


Figura 1 – Ocorrência do fenômeno de *flooding* na geometria *hot-leg* (DEERDALIANTO et al., 2011)

No problema de *flooding*, o interesse está na identificação da iminência do arraste de líquido pelo vapor, ou seja, na condição limite em que o escoamento de filme líquido descendente passa a ser arrastado em contracorrente com o vapor. Por outro lado, o problema abordado neste trabalho está centrado na identificação da condição limite em que um escoamento de filme líquido inicialmente ascendente começa a retornar, mediante a redução da vazão do vapor. Esta condição limite na qual líquido em escoamento co-corrente passa para contracorrente é referenciado como reversão de escoamento (*flow reversal*). Como será visto adiante, apesar de relacionados, os problemas exibem características distintas. Apesar disso, há um número expressivamente menor de trabalhos na literatura dedicados ao estudo da reversão do escoamento, de modo que este será estudado a partir de métodos e correlações desenvolvidas para o problema de *flooding*.

## 1.2 Objetivos e contribuições

O presente trabalho tem como objetivo investigar experimentalmente as condições limitantes de escoamento em contracorrente na condensação de R-134a em tubos verticais e inclinados de pequeno diâmetro. Com esta finalidade, foi projetada e construída uma bancada experimental que possibilita estudar os pontos em que o filme se torna

“estacionário” (*hanging film*) e reversão de escoamento para diferentes condições de inclinação, pressão, superaquecimento de entrada na seção de teste e taxa de condensação na seção de teste. As condições de operação da bancada experimental foram fixadas como semelhantes às de sistemas de refrigeração doméstica e comercial leve, sistemas nos quais os compressores sem óleo devem ser aplicados.

A investigação experimental envolveu a caracterização física do fenômeno por meio de medições de pressão, temperatura e vazão mássica, além de visualização do escoamento com alta taxa de aquisição de imagens (visualização de alta velocidade). Os dados experimentais são comparados com correlações empíricas para previsão do ponto de *flooding* baseadas em grupos adimensionais. Dados de queda de pressão na seção de teste são apresentados em conjunto com mapas de padrão de escoamento para as condições de trabalho. A fim de correlacionar o ponto de reversão do escoamento em função de parâmetros de operação, são sugeridas modificações de coeficientes empíricos na correlação de Wallis (1961, 1969), bem como a introdução do efeito da massa específica do vapor na correlação empírica de Pantzali, Mouza e Paras (2008) por meio da incorporação do número de Reynolds do vapor.

Conforme mencionado anteriormente, são poucos os trabalhos que examinam o ponto de reversão do escoamento, principalmente quando se considera a condensação de refrigerantes em condições típicas de operação. Desta forma, as contribuições do presente trabalho se dão no sentido de aumentar a base de dados experimentais para a limitação de escoamento em contracorrente para fluidos refrigerantes, em especial o R-134a. Desta forma se acredita que o atual trabalho venha a contribuir com o entendimento do fenômeno de CCFL e apresentar uma metodologia para recomendar as condições de operação de sistemas de refrigeração funcionando com compressores sem óleo.

### 1.3 Estrutura da Dissertação

A dissertação é organizada como segue. O Capítulo 2 apresenta uma revisão do fenômeno de CCFL e as principais correlações baseadas em grupos adimensionais utilizadas para descrevê-lo. O Capítulo 3 é dedicado à descrição da bancada experimental, sua metodologia de projeto, principais equipamentos e sensores, além de uma descrição detalhada da seção de teste. São apresentados ainda os procedimentos empregados para realização dos testes experimentais e cálculo de parâmetros de interesse. Os resultados experimentais são apresentados e discutidos no Capítulo 4. Estes são expostos em quatro seções destinadas à observação visual do escoamento, obtenção de mapas de padrões de

---

escoamento e comparação com correlações e parâmetros adimensionais, quantificação da perda de pressão por atrito e medição de velocidade e frequência de estruturas do escoamento. Por fim o Capítulo 5 conclui o trabalho, resumindo as informações obtidas e sugerindo temas para trabalhos futuros.



## 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

### 2.1 Fundamentos teóricos

O fenômeno de limitação de escoamento em contracorrente, referenciado na literatura em inglês como *countercurrent flow limitation* (CCFL), ou simplesmente *flooding*, caracteriza uma importante classe de problemas em escoamentos bifásicos. Problemas relacionados ao CCFL são estudados desde a década de 1960, com foco em diferentes aplicações. Em poucas palavras, quando líquido escoar na descendente (no sentido da gravidade), o escoamento de vapor, na ascendente, pode reduzir ou estancar por completo o fluxo de líquido para baixo. Desta forma há uma velocidade de vapor limite, acima da qual pelo menos parte do líquido será arrastada pelo vapor.

Inicialmente, o interesse no problema de CCFL estava restrito às colunas de retificação, onde elevadas velocidades de vapor impossibilitavam a fina separação dos componentes mais voláteis dos menos voláteis. Com o advento dos reatores nucleares resfriados a água (*light water reactors*), o fenômeno de CCFL passou a ser estudado exaustivamente, já que este deve ser evitado em um cenário de resfriamento emergencial do núcleo do reator. Como explicado no Capítulo 1, este processo instável culminaria no derretimento do núcleo do reator, um acidente considerado gravíssimo. Além destas aplicações, o fenômeno de *flooding* é estudado com ênfase a fim de melhorar o projeto de condensadores de refluxo compactos e minimizar irreversibilidades e perdas em sistemas de produção e transporte multifásico, como poços de gás (FALCONE; BARBOSA Jr., 2013). Mesmo com tantos estudos realizados nas últimas décadas, ainda há dúvidas relacionadas aos mecanismos que levam ao *flooding* e às correlações empíricas apropriadas para aplicações práticas (BANKOFF; LEE, 1986).

A grande maioria dos dados disponíveis na literatura relacionados ao CCFL são provenientes de experimentos adiabáticos, com par de fluidos ar-água em contracorrente e em equilíbrio térmico. As seções de teste utilizadas em estudos adiabáticos consistem em um tubo com injeção de gás na extremidade inferior e de líquido próximo ao ponto de visualização. O líquido é injetado através de uma parede porosa ou de furos distribuídos circunferencialmente. Neste arranjo experimental, se tem controle independente das vazões de gás e líquido escoando na seção de teste (ST), vazões estas que são constantes ao longo de

tudo comprimento axial do tubo. Em geral, os testes trabalham com diferentes patamares de vazão de líquido e em cada caso se inicia o experimento com uma pequena vazão de gás, aumentando-se a mesma até atingir o ponto de início de arrasto de filme. A Figura 2 representa principais etapas do fenômeno de CCFL em um experimento realizado desta forma.

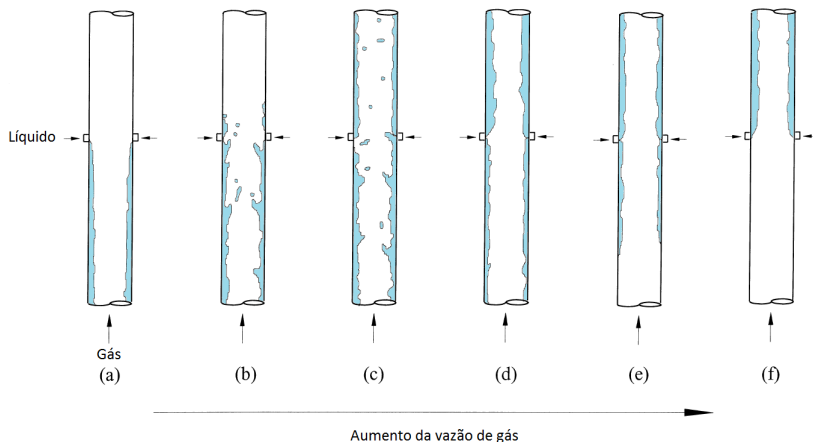


Figura 2 – Ilustração das principais etapas do fenômeno de limitação de escoamento em contracorrente, para experimento com injeção independente de gás e líquido (BANKOFF; LEE, 1986).

Para uma pequena ou inexistente vazão de gás, o filme escoava a favor da gravidade sem a presença de ondulações na interface, como na Figura 2(a). Com o aumento da vazão de gás, aparecem ondulações interfaciais e parte do líquido é arrastada acima do ponto de injeção de líquido, instante este chamado de início de arrasto (*onset of flooding*), Figura 2(b). Persistindo o aumento de vazão de gás, observa-se um arrasto parcial até chegar à condição na qual o filme não escoava mais para baixo, ou seja, a condição de filme estacionário (*zero penetration*), Figura 2(e). Com o posterior aumento da vazão de gás, todo o líquido é arrastado para cima, passando o escoamento de contracorrente para paralelo, originando a condição chamada de filme ascendente, Figura 2(f). Por fim, com a diminuição na vazão de gás, retorna-se a um ponto no qual parte do filme passa a escoar novamente para baixo, ou seja, a condição de reversão de escoamento mostrada na Figura 2(e). Para

vazões inferiores, todo filme escoava novamente em contracorrente e a favor da gravidade, como mostra a Figura 2(a), ponto referenciado em inglês como *deflooding*. Destaca-se que a transição entre os pontos de início de arrasto e *deflooding* ocorrem para condições diferentes quando se está aumentando ou reduzindo a vazão, de forma que o fenômeno manifesta um efeito de histerese.

Nos trabalhos com seção de teste adiabática, as parcelas de líquido e gás são injetadas separadamente, de maneira que se tem controle total sobre as velocidades superficiais e espessura de filme, mantidas constantes ao longo da seção até o momento de início de arrasto. Em experimentos que envolvem condensação, as vazões de líquido e vapor estão intimamente ligadas, já que apenas vapor é injetado e a vazão de líquido depende unicamente da taxa de condensação. Assim, as vazões de líquido e vapor e temperaturas locais dos fluidos e de parede variam ao longo da distância axial da seção de teste. Esta peculiaridade possibilita que mais de um dos pontos apresentados na Figura 2 ocorram simultaneamente na seção de teste, em diferentes distâncias axiais.

Os estudos realizados seguindo o procedimento apresentado acima para seção de teste adiabáticas descrevem bem o fenômeno físico em escoamentos de substâncias imiscíveis ou não condensáveis. Entretanto, em casos envolvendo a condensação de vapor de refrigerantes, há algumas diferenças que precisam ser apontadas, como:

1. A razão entre as densidades das fases líquida e vapor é da ordem de 30 ou 40, enquanto que para sistemas água-ar este valor é da ordem de 1000;
2. Em experimentos sem mudança de fase, a fase líquida é injetada em um ponto específico por meio de orifícios ou trechos porosos na parede. Quando há condensação, a formação da fase líquida é contínua ao longo da direção axial. Se o tubo for inclinado, devido à assimetria do filme, a taxa de condensação pode variar também na direção circunferencial;
3. Para identificar os pontos de *flooding* e *flow reversal* em experimentos sem condensação, as vazões das fases são controladas independentemente. Geralmente, a vazão de líquido é mantida fixa e a de gás é incrementada gradativamente;

Os pontos destacados acima podem causar alterações significativas na estrutura do escoamento entre as duas situações, principalmente

no que diz respeito à formação de ondas interfaciais, que são os mecanismos responsáveis pelo início do arraste de líquido no problema de *flooding*. Deste modo, acredita-se que o maior empenho necessário para o estudo experimental do fenômeno com condensação seja justificado pelo maior proximidade com as aplicações reais do problema.

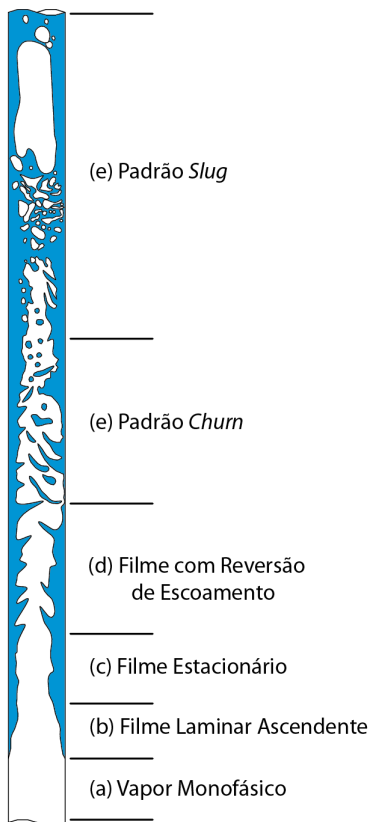


Figura 3 – Ilustração de etapas importantes no fenômeno de limitação de escoamento em contracorrente para um experimento com condensação de vapor.

A Figura 3 ilustra os diferentes padrões de escoamento esperados em uma seção de teste onde vapor entra levemente superaquecido pela extremidade inferior e condensa na parede enquanto escoar para cima. Na região inferior da ST, verifica-se uma região monofásica (a) que persiste até que a temperatura da parede interna atinja a temperatura de saturação. Quando a parede atinge a temperatura de saturação, o vapor



começa a condensar, formando um filme bastante fino (b) que é arrastado para cima pelo vapor. Aqui se considera que a vazão de vapor na entrada é bastante superior à condição de *flooding*, garantindo arrasto total do condensado. A contínua condensação leva a uma condição de velocidades superficiais  $J_G$  e  $J_L$  na qual o filme permanece estacionário (c), de modo que uma diminuição de  $J_G$  ou aumento de  $J_L$  pode levar o filme a escoar para baixo (reversão do filme). Esta é a condição de maior interesse no atual trabalho, pois se pretende caracterizar a condição necessária para que nenhum líquido escoe em contracorrente com o vapor, a fim de evitar retorno de condensado ao compressor.

Após a região (c) o filme exhibe pontos de escoamento descendente, com ondulações interfaciais ascendentes. As ondulações ascendentes reduzem em velocidade até o ponto no qual todo filme escoar para baixo (d), de forma intermitente. A grande quantidade de condensado acumulada devido ao escoamento em contracorrente do filme leva a escoamentos no padrão agitado (*churn*) e posteriormente em golfadas (*slug*), respectivamente regiões (d) e (e) da Figura 3. Caso a seção de teste seja suficientemente longa, a região de saída produz líquido monofásico.

## 2.2 Mecanismos físicos da limitação de escoamento em contracorrente

Há consenso na literatura de que o início de arrasto (*flooding*) marca o limite de estabilidade do escoamento em contracorrente. Qualquer aumento na vazão de gás ou líquido desestabiliza o escoamento, que passa a escoar parcialmente em paralelo. Contudo, há divergências no tocante ao critério para detecção do início de arrasto, o que pode levar a diferenças nos resultados obtidos. São enumerados abaixo os diferentes meios utilizados na literatura para detecção da ocorrência do fenômeno para estudos sem e com condensação:

1. Acréscimo repentino na queda de pressão;
2. Aparecimento de líquido acima do ponto de injeção;
3. Redução da vazão de líquido em contracorrente;
4. Aparecimento de um filme altamente perturbado.

O entendimento dos mecanismos que levam ao arrasto de condensado são essenciais para compreender os parâmetros físicos relevantes e, posteriormente, os modelos teóricos. Levy (1999) apresenta

uma descrição detalhada dos mecanismos envolvidos e, na sequência são apresentados os três principais utilizados para descrever o fenômeno. Ressalta-se que os três mecanismos apresentados fazem uso de parâmetros empíricos para explicar o comportamento de dados experimentais. Por se tratarem de efeitos complementares, é esperado que a combinação destes mecanismos em um único modelo leve à melhor previsão do fenômeno de *flooding*.

O primeiro mecanismo foi sugerido por Wallis 1961, 1969 e se baseia no conceito de ondas cinemáticas. Este envolve a intermitência dos parâmetros bifásicos, como a densidade (e a fração de vazio), o que leva à formação de ondulações na interface entre gás e líquido. Em diversos estudos verificou-se que as ondulações formadas em filmes descendentes tendem a crescer, levando a dois tipos de instabilidade. Ondas podem ser formadas na extremidade inferior da seção de teste e se deslocar para cima, levando ao *flooding*, ou as ondas se tornam localmente instáveis e bloqueiam toda seção (que tenta reproduzir a geometria apresentada na Figura 2). Em ambos os casos líquido é transportado para cima. Este tipo de abordagem considera apenas a conservação da massa, sem depender da conservação de quantidade de movimento.

Um segundo mecanismo utilizado é chamado de filme ascendente ou simplesmente arrasto de filme (LEVY, 1999). A abordagem é semelhante a de ondas cinemáticas, entretanto são consideradas as tensões cisalhantes na interface e parede. Realiza-se um balanço de forças no filme de líquido e no núcleo de gás para obter o perfil de velocidade no filme. Este perfil de velocidade é integrado e a vazão líquida do filme pode ser obtida. A espessura de filme é um parâmetro determinante para a análise de estabilidade neste mecanismo. Em geral, um aumento na vazão de gás leva a um incremento na espessura de filme até atingir uma espessura máxima, que corresponde ao ponto de *flooding*. Com posterior aumento na vazão de gás, a vazão de líquido na descendente diminui, até que todo líquido passa a escoar na ascendente e a espessura de filme volta a diminuir. A análise de estabilidade para dada espessura de filme pode ser entendida por meio da Figura 4, resultado do trabalho de (DUKLER et al., 1980). Nesta figura, as linhas cheias representam a tensão cisalhante adimensional  $\tau_{F,I}^*$  requerida para manter dada espessura de filme adimensional  $\delta/D$  e as linhas tracejadas representam a tensão cisalhante adimensional  $\tau_{G,I}^*$  que é proporcionada pela vazão de gás para o mesmo  $\delta/D$ . Este gráfico representa o procedimento descrito para a Figura 2, onde cada estado na seção de teste é representado por uma condição de  $J_L$  e  $J_G$  fixos, representado pelas diferentes curvas no gráfico.

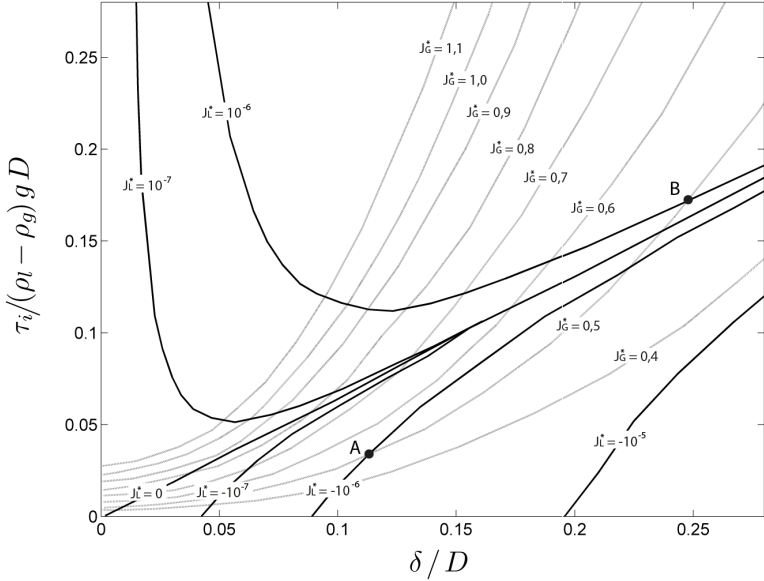


Figura 4 – Análise de estabilidade para filme descendente (DUKLER et al., 1980).

As tensões adimensionais são definidas, respectivamente, por,

$$\tau_{F,I}^* = \frac{\tau_{F,I}}{g D (\rho_L - \rho_G)} \quad (2.1)$$

$$\tau_{G,I}^* = \frac{\tau_{G,I}}{g D (\rho_L - \rho_G)} \quad (2.2)$$

onde,

$$\tau_{G,I} = \frac{1}{2} f_I \rho_G \frac{J_G^2}{(1 - 2\delta/D)^4} \quad (2.3)$$

e,

$$\begin{aligned} \tau_{F,I} = g (\rho_L - \rho_G) D \sin(\theta) \left[ \frac{\delta}{D} - \left( \frac{\delta}{D} \right)^2 \right] \left( 1 - \frac{\delta}{D} \right) \\ + \frac{1}{32} C_L \rho_L \left( \frac{D}{\mu_L} \right)^n J_L^{(2-n)} \frac{(1 - \delta/D)}{\delta/D - (\delta/D)^2} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Pontos possíveis são todos aqueles nos quais as linhas  $\tau_{F,I}^*$  e  $\tau_{G,I}^*$  se cruzam. Entretanto, nem todos estes pontos são estáveis. Um ponto é estável quando mediante uma perturbação  $\Delta\delta$  o filme retornar à sua espessura original. Isto ocorre quando um aumento de  $\delta$  faz com que a curva de  $\tau_{F,I}^*$  fique acima de  $\tau_{G,I}^*$ , e o contrário para diminuição de  $\delta$ . Para tal condição o filme tende a volta à espessura original, já que a tensão fornecida pelo gás não é suficiente para manter a espessura  $\delta + \Delta\delta$ . Desta forma o ponto A é estável e o B é instável, já que leva o filme continuamente a uma nova espessura para vazões de líquido e gás constantes.

É importante ressaltar que a abordagem apresentada acima é utilizada para descrever a transição entre os padrões anular e os ditos intermitentes. O trabalho de Taitel (1990) descreve um procedimento para obtenção de um mapa de padrões de escoamento que engloba a inclinação do tubo e propriedades de fluido, referenciado na literatura como modelo unificado. Este autor divide a transição do escoamento anular em dois critérios, a instabilidade de filme e bloqueio espontâneo da seção transversal do tubo. O critério de instabilidade é o mesmo descrito no parágrafo anterior. A transição por bloqueio espontâneo ocorre quando o fração de vazão  $\alpha$  é reduzida até o ponto no qual o filme forma ondas que abrangem toda seção transversal do tubo, levando ao padrão *slug*. O critério adotado neste trabalho para a transição (teórica) para o padrão *slug* foi o mesmo de Taitel (1990), ou seja,  $\alpha < 0,76$ . Este mecanismo apresenta maior relevância em pequenos diâmetros, de modo que no Capítulo 4 esta transição será traçada em conjunto com os dados experimentais do presente trabalho.

Por fim, o terceiro mecanismo se refere ao arrancamento de gotículas, também chamado de entranhamento. Este mecanismo ocorre quando a vazão de gás é tamanha que consegue arrastar gotículas de líquido. Um balanço entre força peso e força de arrasto em uma gota são utilizados no desenvolvimento desta condição. Neste mecanismo, as ondulações servem como facilitadoras para o entranhamento, já que a velocidade de gás necessária para arrancar uma gotícula da crista de uma onda é inferior à velocidade para arrancar uma gotícula de um filme estratificado. Este mecanismo é predominante em tubos de grandes diâmetros. As condições típicas para formação de ondas de perturbação com entranhamento ocorrem para  $\alpha = 0,7$ , o que resulta no número de Kutateladze  $Ku = 1,72$  que é muito próximo ao valor de  $Ku = 1,79$ , recomendado por Pushkina e Sorokin (1969) para a ocorrência de *flooding*. O número de Kutateladze é definido na próxima seção.

## 2.3 Correlações Clássicas

Historicamente, foram desenvolvidos dois tipos de correlações semiempíricas para prever o pontos de início de arrasto de filme. A correlação de Wallis (1961, 1969) dada por,

$$J_G^{*1/2} + m J_L^{*1/2} = C \quad (2.5)$$

é mais amplamente utilizada e se aplica a pequenos diâmetros. Esta equação correlaciona as velocidades superficiais adimensionais de vapor e líquido definidas por,

$$J_G^* = J_G \left[ \frac{\rho_G}{(\rho_L - \rho_G) g D} \right]^{1/2} \quad (2.6)$$

$$J_L^* = J_L \left[ \frac{\rho_L}{(\rho_L - \rho_G) g D} \right]^{1/2} \quad (2.7)$$

onde as velocidades superficiais para cada fase  $k$  são calculadas por,

$$J_k = \frac{\dot{m}_k}{\rho_k A_{ST}} \quad (2.8)$$

onde  $\dot{m}_k$  é a vazão mássica da fase e  $A_{ST}$  a área de seção transversal do tubo. Estes grupos adimensionais são baseados no balanço de forças de empuxo e de inércia para as duas fases, já os valores das constantes  $C$  e  $m$  têm natureza empírica. Ao analisar a expressão nota-se a importância do diâmetro do tubo na velocidade superficial de *flooding*. Segundo Ghiaasian (2008), o diâmetro  $D$  deve estar na faixa de  $2 < D/\lambda_L < 40$ , onde  $\lambda_L$  representa o comprimento característico de Laplace ou comprimento capilar, a ser definido abaixo. Os trabalhos de Hewitt e Wallis (1963) e Jayanti, Tokarz e Hewitt (1996) apresentam o limite de diâmetro superior como 50 mm e Tien, Chung e Liao (1979) sugere 40 mm. A Figura 5 apresenta dados experimentais *flooding* e *deflooding* correlacionados com os grupos adimensionais propostos por Wallis. Em pequenos diâmetros é observado que a transição para *flooding* ocorre pelo transporte de ondas na ascendente, com acúmulo de líquido na saída da seção de teste ou bloqueio espontâneo na região de entrada da seção de teste devido ao crescimento de uma onda.

Para tubos de grandes diâmetros existem evidências que as ondas formadas não são simétricas circunferencialmente, de modo que não há a formação de uma *vena contracta* e uma zona de baixa pressão. Neste caso, gotículas são arrancadas das cristas de ondas (*droplet entrainment*) mais facilmente que ondas são transportadas na ascendente.

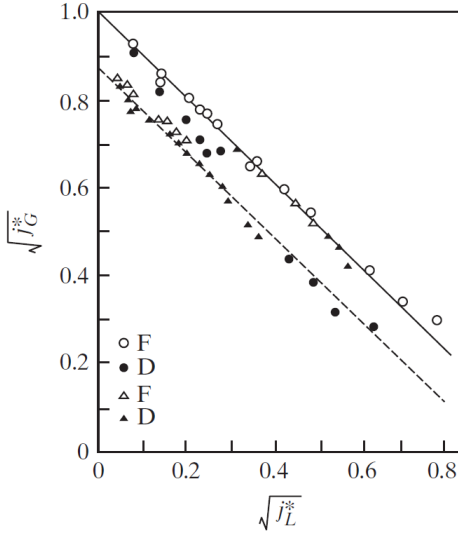


Figura 5 – Comparação de dados experimentais para condição de *flooding* e *deflooding* (HEWITT; WALLIS, 1963 apud GHIAASIAN, 2008).

Isto faz com que o transporte de líquido na ascendente se inicie em menores velocidades superficiais. Assim, para tubos de grande diâmetro parece razoável aplicar um segundo tipo de correlação, referenciada como Tien-Kutateladze (HEWITT, 2010).

Foram Pushkina e Sorokin (1969) os primeiros a notar a relação entre o ponto de reversão de escoamento e este grupo adimensional. Entretanto, foi Tien (1977) que apresentou correlação análoga a de Wallis para este grupo adimensional, ou seja,

$$Ku_G^{1/2} + m_{Ku} Ku_L^{1/2} = C_{Ku} \quad (2.9)$$

onde, o grupo adimensional de Kutateladze é definido para a fase  $k$  como,

$$Ku_k = J_k \left[ \frac{\rho_k^2}{(\rho_L - \rho_G) g \sigma} \right]^{1/4} \quad (2.10)$$

A expressão acima utiliza como comprimento característico o

comprimento capilar ou de Laplace  $\lambda_L$ , dado por,

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)}} \quad (2.11)$$

A correlação dada pela Equação (2.9) também é semi empírica, já que apresenta constantes  $m_{Ku}$  e  $C_{Ku}$  que variam com as condições de operação.

Os grupos adimensionais de Wallis e Kutateladze são similares, porém o primeiro contém o diâmetro  $D$  e o segundo a tensão superficial  $\sigma$ . Pode-se relacionar os dois grupos adimensionais pelo número de Bond,  $Bo$ , que relaciona a importância da força gravitacional e tensão superficial. A relação entre  $Ku_k$  e  $J_k^*$  é dada por,

$$Ku_k = Bo^{1/4} J_k^* = D \lambda_L^{-1} \quad (2.12)$$

onde,

$$Bo^{1/2} = D \left[ \frac{(\rho_L - \rho_G) g}{\sigma} \right]^{1/2} \quad (2.13)$$

## 2.4 Correlações Alternativas

Esta seção apresenta abordagens alternativas às correlações de Wallis e Tien-Kutateladze para a previsão dos fenômenos de *flooding* e reversão do escoamento.

Richter (1981) apresentou uma metodologia para prever a velocidade superficial que provoca a condição de filme estacionário. O procedimento propõe uma interpolação entre as soluções do tipo Wallis, para pequenos diâmetros, e  $Ku = 3,2$  para tubos de grande diâmetro, ou seja,

$$\frac{C_W}{4} Bo^3 J_G^{*6} J_L^{*2} + C_W Bo J_G^{*4} + 150 C_W J_G^{*2} = 1 \quad (2.14)$$

onde,  $C_W = 0,008$ . A correlação obteve boa concordância com resultados experimentais para sistemas ar-água. Entretanto a quantidade de dados utilizados nesta comparação foi escassa.

De acordo com a literatura, as correlações de Alekseev e English apresentam os melhores resultados globais quando comparados com diferentes trabalhos. McQuillan e Whalley (1985) examinaram as 22 correlações mais comuns e as compararam com 2700 pontos experimentais. Observa-se que quase a totalidade destes pontos são de experimentos

com seções de testes adiabáticas e fases imiscíveis. Como resultado da análise, os autores constataram que a correlação de Alekseev (1972) apresentava o menor desvio global, igual a 28 %. Esta correlação é apresentada em termos dos números de Bond,  $Bo$ , e Froude,  $Fr$ , na seguinte forma,

$$Ku_G = 0,2576 Bo^{0,26} Fr^{-0,22} \quad (2.15)$$

onde,

$$Fr = \dot{v}_L \left[ \frac{g(\rho_L - \rho_G)^3}{\sigma^3} \right]^3 \quad (2.16)$$

onde,  $\dot{v}_L$  é a vazão volumétrica por perímetro molhado e pode ser escrito como,

$$\dot{v}_L = \frac{\dot{m}_r(1-x)}{\pi D \rho_L} \quad (2.17)$$

McQuillan e Whalley (1985) aprimoraram esta correlação agregando um termo relativo à viscosidade na seguinte forma,

$$Ku_G = 0,286 Bo^{0,26} Fr^{-0,22} \left( 1 + \frac{\mu_L}{\mu_{H_2O}} \right)^{-0,18} \quad (2.18)$$

É interessante notar que a Equação (2.15) contém os mecanismos de transporte de ondulação e entranhamento de gotículas, sendo dependente do diâmetro do tubo, entretanto com menor intensidade que na correlação de Wallis (PALEN; YANG, 2001). Nos resultados de Sacramento e Heggs (2009), a correlação original de Alekseev prevê velocidades superficiais que são em torno de 30 % superiores às experimentais com alta taxa de condensação.

A correlação de English (1963) dada por,

$$J_G = 0,286 \frac{Dh^{0,322} \rho_L^{0,419} \sigma^{0,097}}{\rho_G^{0,462} \mu_L^{0,15} J_L^{0,075}} \quad (2.19)$$

é comumente utilizada na indústria para estimar o ponto de *flooding* em condensadores de refluxo, sendo esta a expressão recomendada pela ESDU (*Engineering Sciences Data Unit*). Chen (1998 apud FIEDLER; AURACHER; WINKELMANN, 2002) apresenta uma modificação para incluir a inclinação do tubo com a horizontal,  $\theta$ , na seguinte forma,

$$J_G = 0,45 (\sin(1,7\theta))^{0,38} \frac{Dh^{0,322} \rho_L^{0,419} \sigma^{0,097}}{\rho_G^{0,462} \mu_L^{0,15} J_L^{0,075}} \quad (2.20)$$



onde,  $J_G$  para ponto de *flooding* apresenta um máximo para o  $\theta$  próximo de  $53^\circ$ . Isto vai de encontro com o observado no trabalho de Fiedler e Auracher (2004a).

No trabalho de McQuillan e Whalley (1985) os autores obtiveram um desvio global de 30 % para correlação de English e Sacramento e Heggs (2009) obteve resultados com 20 % de desvio.

Estudos mais recentes propuseram grupos adimensionais para tentar descrever melhor o fenômeno de *flooding*. Um primeiro trabalho que apresentou resultados condizentes com dados experimentais foi o de Zapke e Kroeger (1996), que propuseram alterar a correlação de Wallis introduzindo o grupo adimensional  $Z_L$ , que representa a influência das propriedades do líquido. Este grupo incorpora a massa específica do líquido,  $\rho_L$ , a tensão superficial,  $\sigma$ , e viscosidade dinâmica do líquido,  $\mu_L$ . As alterações para tubos verticais e inclinados são apresentadas na seguinte forma,

$$J_G^{*1/2} + J_L^{*1/2} = 0,52 Z_L^{0,05} \quad (2.21)$$

$$J_G^{*1/2} + 0,6 J_L^{*1/2} = 0,8 Z_L^{0,014} \quad (2.22)$$

onde  $Z_L$  é dado por,

$$Z_L = \frac{\sqrt{D \rho_L \sigma}}{\mu_L} \quad (2.23)$$

As equações acima apresentaram desvios na faixa de 10% com relação os dados dos próprios autores. A Equação (2.21) apresentou os seguintes desvios quando comparada com outros dados experimentais: 10% para Clift, Pritchard e Nedderman (1966) com glicerina; 16% para Chung, Liu e Tien (1980) com água e óleo com  $D=31,8$  mm; e 6% para Stephan e Mayinger (1992) com R-12 em um duto com  $Dh=31$  mm.

Zapke e Kroeger (2000b) propuseram utilizar os grupos adimensionais de Ohnesorge,  $Oh$ , e Froude densimétrico,  $Fr_\rho$ , que é equivalente à velocidade adimensional utilizada na correlação de Wallis. Estes parâmetros são definidos por,

$$Oh = \sqrt{\frac{\mu_L^2}{\rho_L D \sigma}} \quad (2.24)$$

$$Fr_{\rho,k} = \frac{\rho_k J_k^2}{g D (\rho_L - \rho_G)} \quad (2.25)$$

O número de Ohnesorge ( $Oh$ ) representa uma relação entre forças viscosas e de tensão interfacial. Ele fornece uma indicação da estabilidade do filme de líquido à condição de *flooding*, já que com o aumento de  $Oh$  (maior tensão interfacial) o filme fica mais instável e o arraste ocorre para menores valores de  $J_G$ . Isto está de acordo com as observações de Centibudaklar e Jameson (1969), que justifica que o aumento da viscosidade reduz o efeito de amortecimento por parte da parede para  $Re$  constante, de modo que menos energia é requerida para causar o *flooding*, portanto menor  $J_G$ . Para dada vazão de líquido, o filme se torna mais espesso com o aumento da viscosidade. O efeito estabilizador da tensão superficial  $\sigma$  também é levada em consideração no número de  $Oh$ . Já  $Fr_\rho$  leva em consideração a velocidade superficial de líquido e a razão entre as massas específicas de cada fase, equivalendo ao quadrado de  $J_k^*$  utilizado por Wallis, conforme indicado anteriormente. Zapke e Kroeger (2000b) propuseram correlacionar os pontos de *flooding* com  $Fr_G$  em relação a  $Fr_{\rho,L}^{0,2} Oh^{0,3}$ . A Figura 6 demonstra que a abordagem sugerida apresentou melhores resultados que para as velocidades superficiais para os dados experimentais de Clift, Pritchard e Nedderman (1966) e Chung, Liu e Tien (1980). É importante ressaltar que, mesmo para testes com diferentes tendências de  $J_G$  para *flooding*, os dados correlacionados com na forma  $Fr_{\rho,G}$  por  $Fr_{\rho,L}^{0,2} Oh^{0,3}$  foram aproximados para mesma linha de tendência.

Outro estudo que merece destaque é o de Mouza, Paras e Karabelas (2003), que trabalharam com seções de teste de diâmetros,  $D$ , iguais a 6, 7, 8 e 9 mm, comprimento,  $L$ , de 600 mm e par de fluidos ar e água em um sistema adiabático. Os resultados deste estudo indicam que  $J_G$  para *flooding* é influenciado por  $D$ ,  $\alpha$  e pelas propriedades do líquido. Em contrapartida ao trabalho de Zapke e Kroeger (1996), Mouza, Paras e Karabelas (2003) propuseram o uso do número de Kapitza,  $Ka$ , dado por,

$$Ka = \frac{\sigma \rho_L}{\mu_L^4 g \sin(\theta)} \quad (2.26)$$

que guarda alguma semelhança com  $Oh$  utilizado por Zapke e Kroeger (2000b), já que ambos levam em consideração o efeito das propriedades do líquido  $\mu_L$ ,  $\rho_L$  e  $\sigma$ .

No trabalho de Mouza, Paras e Karabelas (2003), o número de Froude,  $Fr$ , foi definido sem a relação densimétrica (expresso como  $Fr_{\rho,k}$ ) entre as massas específicas da fase gás e líquido. Desta forma,  $Fr$  contempla apenas a velocidade superficial do líquido. Os resultados são apresentados para  $Re_G/Ka^{0,4}$  em função de  $Fr_L$ . Os dados

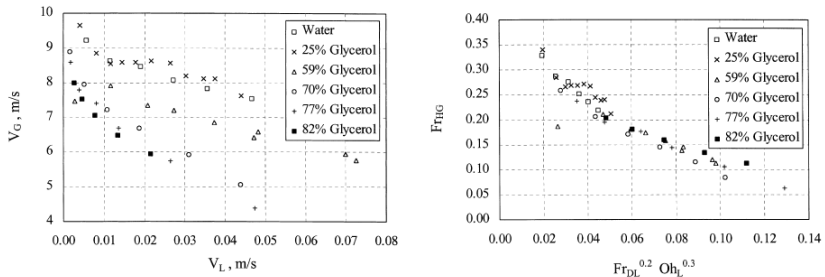
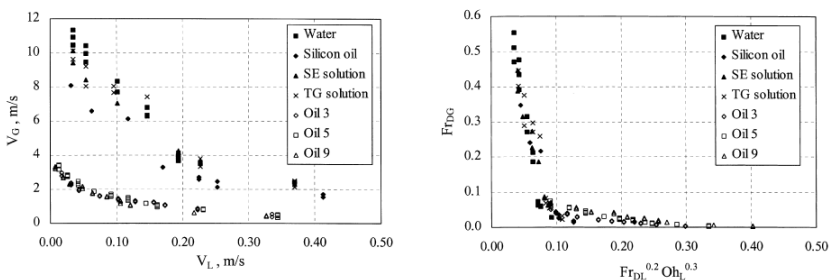
(a) Dados Cliff *et al.* (1966)(b) Dados Chung *et al.* (1980)

Figura 6 – Comparação da tendência de dados experimentais de *flooding* para os grupos adimensionais  $J_G^*$  por  $J_L^*$  e  $Fr_{\rho,G}$  por  $Fr_{\rho,L}^{0,2} Oh^{0,3}$ .

experimentais seguem grosseiramente a linha de tendência dada por,

$$\frac{Re_G}{Ka^{0,4}} = \frac{a}{Fr_{L,Mouza}^{0,5}} \quad (2.27)$$

onde,

$$Fr_{L,Mouza} = \frac{\left(\frac{J_L}{1-\alpha}\right)^2}{Dh_L g \sin(\theta)} \quad (2.28)$$

$$Re_G = \frac{\rho_G J_G Dh_G}{\mu_G \alpha} \quad (2.29)$$

onde,  $Dh_L$  e  $Dh_G$  são os diâmetros hidráulicos de líquido e vapor, respectivamente. A fração de vazio  $\alpha$  é calculada por um modelo de filme laminar unidirecional descendente em tubo inclinado, conforme

Figura 7. Obtém-se o ângulo  $\Theta$  para dada vazão  $\dot{V}$  pela expressão implícita,

$$\dot{V} = \frac{\rho_L g R^4}{6 \mu_L} \left[ \frac{\text{sen}4\Theta}{4} - \Theta \cos 2\Theta - \frac{\Theta \cos 4\Theta}{4} - \frac{\text{sen}2\Theta}{9} \right] \quad (2.30)$$

onde,  $\alpha$  é dado pela relação geométrica de áreas, na forma de,

$$\alpha = (2\pi - \Theta) R^2 + 2R^2 \text{sen}\Theta \cos\Theta \quad (2.31)$$

onde,  $R$  é o raio interno do tubo.

Os resultados experimentais de Mouza, Paras e Karabelas (2003) são apresentados na Figura 8. Os autores concluíram que mais estudos deveriam ser realizados para tentar obter correlações generalizadas que tratassem melhor a influência das propriedades físicas, já que há certa dispersão em relação à curva de tendência. Mouza, Pantzali e Paras (2005) ainda propuseram a relação de  $Fr_G$  com  $Fr_L^{-0,4} Ka^{0,4}$ . Entretanto, os resultados continuaram a apresentar apenas tendências grosseiras. Tendência semelhante é observada para os dados de Mouza, Paras e Karabelas (2002), onde o conjunto de dados experimentais apresentou boa concordância para Equação (2.5) com constantes  $C$  e  $m$  igual a 1, para  $Re_L < 300$ .

O estudo de Pantzali, Mouza e Paras (2008) apresentou dados de *flooding* para ar em contracorrente com diversos líquidos. Os resultados destes pontos são traçados com  $Fr_G$  em função dos grupos adimensionais baseados em propriedades do líquido  $Fr_L$ ,  $Re_L$  e  $Ka$ . Neste trabalho se utiliza o número de Kapitza  $Ka$  conforme definido na Equação 2.26 e o números de Froude para fase  $k$  como,

$$Fr_k = \frac{J_k^2}{g D \text{sen}(\theta)} \quad (2.32)$$

e  $Re_L$  como,

$$Re_L = \frac{J_L D \rho_L}{\rho_L} \quad (2.33)$$

Estes autores identificaram regiões com diferentes tendências de  $J_G$  com  $J_L$ . Na região A, que foi observada para pequenas vazões de líquido,  $J_G$  aumenta linearmente com  $J_L$ . A partir de uma vazão crítica, a tendência é invertida e  $J_G$  diminui linearmente com  $J_L$ . O gráfico de resultados experimentais de Pantzali, Mouza e Paras (2008) para região B, região compatível com os dados do presente trabalho, são apresentados na Figura 9. Esta abordagem representou bem os dados

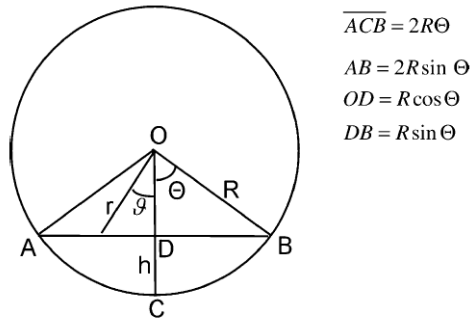


Figura 7 – Principais parâmetros para o cálculo da fração de vazio  $\alpha$  utilizando a abordagem de Mouza, Paras e Karabelas (2003).

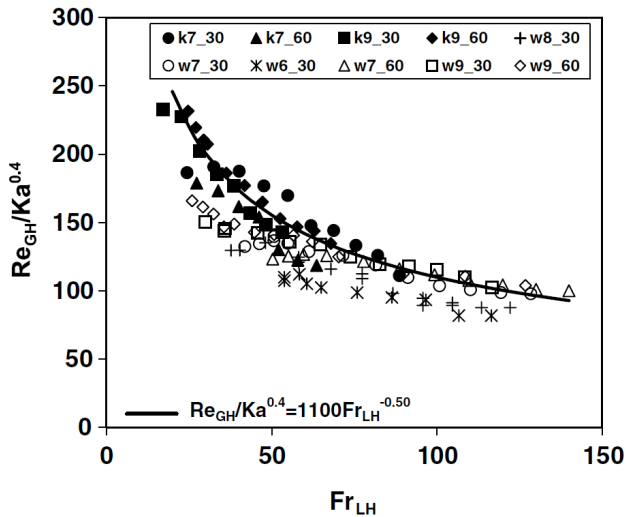


Figura 8 – Resultados experimentais traçados para  $Re_G/Ka^{0.4}$  para  $Fr_{L,Mouza}$  para os pontos de *flooding* (MOUZA; PARAS; KARABELAS, 2003).

dos próprios autores. Entretanto os testes foram realizados à pressão ambiente e a fase gasosa não foi alterada.

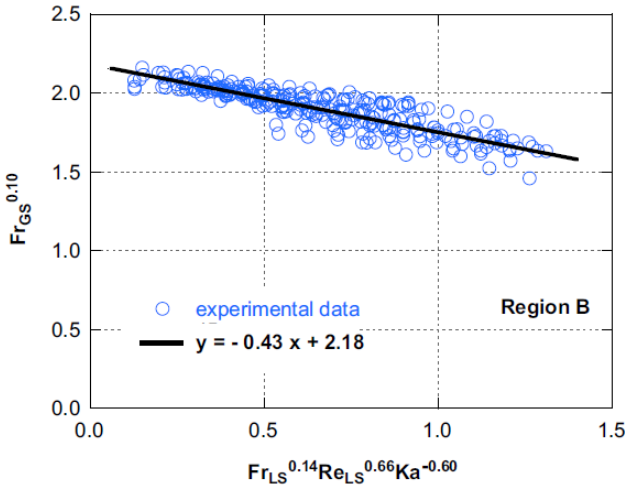


Figura 9 – Dados experimentais para o ponto de *flooding* para ar ascendente e em contracorrente com diversos líquidos (PANTZALI; MOUZA; PARAS, 2008).

## 2.5 Efeito da Condensação

A limitação de escoamento em contracorrente pode ocorrer em condições de não-equilíbrio térmico. É consenso que a evaporação local promove a limitação de escoamento em contracorrente pelo aumento em  $J_G$  local, enquanto a condensação resulta no efeito contrário. É prática comum estimar as velocidades superficiais locais, entretanto em muitos casos é difícil obter com razoável exatidão as taxas de evaporação ou condensação e o título mássico local. Uma abordagem alternativa é calcular uma velocidade superficial de gás efetiva  $J_{G,ef}$  e empregá-la no lugar de  $J_G$  na correlação de Wallis.  $J_{G,ef}$  é dada por,

$$J_{G,ef}^* = J_G^* - f_{cond} Ja J_L^* \quad (2.34)$$

onde  $Ja$  é o número de Jakob definido por,

$$Ja = \frac{\rho_L C_{pL} (T_{sat} - T_{in})}{\rho_G h_{LG}} \quad (2.35)$$

e  $f_{cond}$  é a eficiência de condensação calculada empiricamente (TIEN, 1977; LEVY, 1999) (BLOCK; CROWLEY, 1976 apud GHIAASIAN, 2008).

A totalidade dos trabalhos que estudaram CCFL com presença de condensação na seção de teste, como Bankoff et al. (1981), Fiedler, Auracher e Winkelmann (2002), Fiedler e Auracher (2004a), Sacramento e Heggs (2009), Park e Mudawar (2013), optaram em utilizar seções de teste que possibilitassem realizar um balanço de energia para calcular valores locais de  $J_G$  e  $J_L$  no ponto de visualização ou na saída da seção de teste. Deste modo, as velocidades superficiais locais dependem de parâmetros medidos na própria seção de teste. Nos experimentos que definem o valor limite de  $J_G$  a partir do ponto de *flooding* (filme descendente), como Bankoff et al. (1981), Fiedler, Auracher e Winkelmann (2002), Fiedler e Auracher (2004a), Sacramento e Heggs (2009), é comum medir a vazão de condensado que escoia em contracorrente e sai pela extremidade inferior, sendo esta acumulada em um reservatório. A taxa de calor utilizada para condensar é então obtida por,

$$\dot{Q} = \dot{m}_{cond} h_{LG} \quad (2.36)$$

Concomitantemente se mede a variação de temperatura do fluido secundário (solução de etileno-glicol ou água de resfriamento), responsável por retirar calor do escoamento bifásico. Neste caso a taxa de troca térmica entre os fluidos é dada por,

$$\dot{Q} = \dot{m}_{fs} cp_{fs} (T_{fs,e} - T_{fs,s}) \quad (2.37)$$

onde,  $\dot{m}_{fs}$  é a vazão mássica,  $cp_{fs}$  o calor específico e  $T_{fs,e}$  e  $T_{fs,s}$  as temperaturas de entrada e saída da ST do fluido secundário. Em estudos como de Fiedler e Auracher (2004a), é possível calcular as taxas dadas pelas Equações 2.36 e 2.37 simultaneamente para reduzir a incerteza relativa à taxa de condensação. Já em casos como de Park e Mudawar (2013), que trabalha com arrasto total de filme, não é possível calcular a taxa de calor pela Equação (2.36). Por não se obter a taxa de condensação por cálculos independentes, deve-se ser bastante criterioso na obtenção de  $\dot{Q}$ .

Diferentes correlações empíricas foram utilizadas para prever o ponto de início de arrasto de líquido por diversos trabalhos experimentais envolvendo CCFL em condensação. Por exemplo, a correlação de English foi empregada por Fiedler e Auracher (2004a), Sacramento e Heggs (2009); a de Alekseev por Sacramento e Heggs (2009), Fiedler, Auracher e Winkelmann (2002); a de Alekseev modificada por McQuillan e Whalley (1985) foi usada por Fiedler, Auracher e Winkelmann

(2002); a de Kutateladze foi empregada por Bankoff et al. (1981); e a de Wallis por Bankoff et al. (1981), Chun e Yu (2000), Fiedler, Auracher e Winkelmann (2002), Park e Mudawar (2013). Nota-se que o tratamento por meio de grupos adimensionais, como  $Oh$  e  $Fr$ , não foi encaminhado pelos trabalhos envolvendo condensação, mesmo os mais atuais.

Com relação à natureza desta dissertação, os trabalhos de maior relevância na literatura são os de Fiedler, Auracher e Winkelmann (2002), Fiedler e Auracher (2004a), Park e Mudawar (2013), por terem sido estudos que envolveram a condensação de fluidos refrigerantes em tubos de pequenos diâmetros. Na sequência descreve-se estes trabalho brevemente

Os trabalhos de Fiedler, Auracher e Winkelmann (2002) e Fiedler e Auracher (2004a) são desenvolvidos na mesma bancada experimental e estudam a troca térmica, ponto de *flooding* e espessura de filme para R-134a em tubos verticais e inclinados de diâmetro interno 7 mm e comprimento 500 mm. Os testes são considerados válidos quando as taxas de troca térmica, calculadas pelas Equações 2.36 e 2.37, apresentavam desvio inferior a 10%. A identificação do início de arrasto de filme foi realizado por um transdutor ultrassônico em conjunto com a visualização do escoamento em um visor de líquido na saída da seção de teste. Para obter a troca térmica em função da distância axial da entrada da seção de teste  $z$ , foram medidas as temperaturas da parede interna em cinco comprimentos  $z$  diferentes. A Figura 10 apresenta a região de entrada e a localização dos termopares na seção de teste. Segundo os autores a correlação de English modificada por Chen, dada na Equação (2.20), pereviu bem os pontos de *flooding*.

O trabalho de Park e Mudawar (2013) estudou condensação ascendente de refrigerante FC-72 em tubos verticais de pequeno diâmetro interno. O experimento consistiu em injetar vapor superaquecido na extremidade inferior da seção de teste (ST) e retirar um escoamento bifásico na extremidade superior, o arranjo de fluidos primário e secundários foi em contracorrente. Os autores realizaram medições de troca térmica e visualização em alta velocidade. Para tal foram utilizadas duas seções de teste com geometria semelhante. Para obtenção da troca térmica foi utilizada uma seção de teste em aço inox SS304 e diâmetro interno  $D$  de 11,89 mm, as temperaturas da parede do tubo interno e do fluido secundário foram medidas em 14 posições axiais distintas, como apresentado na Figura 11. Para a visualização em alta velocidade foi utilizada uma seção de teste com tubo interno de borosilicato com  $D$  10,16 mm. Foram identificados quatro padrões de escoamento, sendo filme descendente, filme oscilatório, *flooding* e filme ascendente.



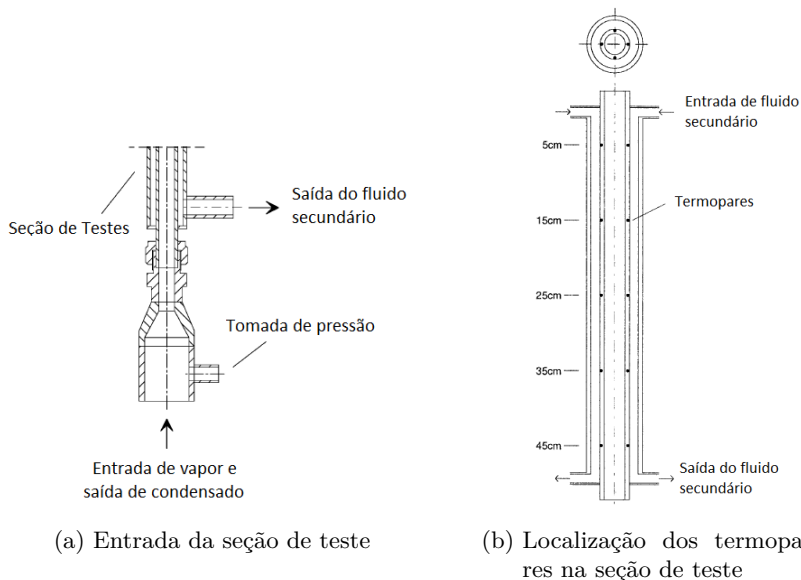


Figura 10 – Seção de teste utilizada nos trabalhos de (FIEDLER; AURACHER; WINKELMANN, 2002; FIEDLER; AURACHER, 2004a).

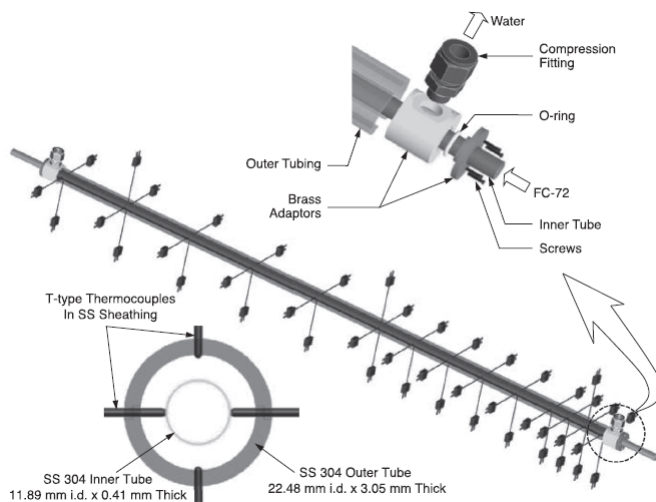


Figura 11 – Seção de teste utilizada por Park e Mudawar (2013) para estudo da troca térmica e condensação.

Os pontos experimentais para estes regimes foram traçados em mapas de padrão de escoamento baseados em  $J_G^*$  e  $J_L^*$ , este mapa apresentou boa separação entre regiões de diferentes regimes. Para prever a transições entre regimes foram ajustados os coeficientes  $C$  e  $m$  da correlação de Wallis. O coeficiente  $m$  foi mantido igual a unidade para todas as transições e  $C$  foi de 0,85 para transição entre filme descendente e oscilatório, 1,0 na transição de filme oscilatório para *flooding* e 1,21 na transição *flooding* para filme ascendente.

## 2.6 Contribuições do presente trabalho

A Tabela 1 apresenta um resumo dos artigos encontrados na revisão bibliográfica, que possuem características similares ao presente estudo. Verificou-se que poucos estudos foram realizados sob as condições de interesse do presente trabalho, ou seja, envolvendo a condensação de um fluido refrigerante sob pressões moderadas em seções de teste de pequeno diâmetro e inclinação variável. Além disso, o presente trabalho é o primeiro a empregar um compressor para o deslocamento do fluido (isso não influencia o fenômeno de *flooding* em si, mas é um diferencial).

Apenas os trabalhos experimentais realizados por Fiedler, Auracher e Winkelmann (2002), Fiedler e Auracher (2004a), Park e Mudawar (2013) e Sacramento e Heggs (2009) estudaram o ponto de início de arrasto (*flooding*) com condensação, sendo apenas os três primeiros realizados com fluido refrigerante. Não foram encontrados trabalhos que estudaram a reversão de escoamento. Apesar de se esperar que os parâmetros físicos relevantes sejam semelhantes, a transição para reversão de escoamento apresenta maiores valores de  $J_G$ . Desta forma acredita-se que o presente trabalho é pertinente para contextualizar o estudo de *flooding* para as condições de interesse e apresentar dados referentes à reversão de escoamento do filme de líquido.

Tabela 1 – Resumo quantitativo de artigos que estudaram tópicos de enfoque do presente trabalho.

Artigos sobre CCFL	56
Teórico com condensação	6
Experimental com condensação	4
Experimental com $D < 15$ mm	14
Experimental com reversão de escoamento	0
Com compressor no sistema	0
Fluido de trabalho	43 (Ar-Água)
	3 (Refrigerante)
Fluxo mássico ou velocidade mássica (30 kg/m <sup>2</sup> s a 80 kg/m <sup>2</sup> s)	15 (abaixo da faixa)
	21 (faixa de interesse)
	2 (acima da faixa)



## 3 APARATO EXPERIMENTAL

Para obtenção dos dados experimentais, foi projetada e construída uma bancada experimental para estudar o arrasto de condensado em diferentes inclinações e condições termodinâmicas que buscam reproduzir as condições de operação típicas de sistema de refrigeração domésticos.

Este capítulo se dedica à descrição da bancada experimental. Primeiramente se descreve o circuito de refrigeração utilizado, com seus principais equipamentos e sensores. Na Seção 3.2 se descreve o procedimento utilizado para o dimensionamento do sistema de refrigeração e na Seção 3.3 o procedimento para dimensionamento da seção de teste. A Seção 3.4 apresenta a lista completa dos equipamentos, componentes e sensores, assim como sua localização na bancada experimental. Por fim, na Seção 3.5 se apresenta a metodologia utilizada para realização dos testes.

### 3.1 Bancada Experimental

A bancada experimental consiste de um sistema de refrigeração por compressão mecânica que utiliza R-134a como refrigerante. A utilização de um compressor que não necessita de óleo lubrificante garante que o refrigerante em circulação na bancada experimental é livre de contaminantes. Desta forma, além de reduzir a necessidade de instalar uma série de filtros coalescentes, o uso do compressor confere um grau de realismo aos testes realizados, já que é mais fácil reproduzir as condições de operação que motivaram este estudo. Outro ponto a ser destacado é que o compressor utilizado possui controle de potência, o que proporciona mais um grau de controle para a operação da bancada experimental.

A Figura 12 ilustra os principais componentes da bancada experimental, que são típicos de um ciclo de refrigeração por compressão mecânica. Entretanto, apoiado nos trabalhos de Fiedler, Auracher e Winkelmann (2002), Mouza, Pantzali e Paras (2005) e Sacramento e Heggs (2009), que estudaram escoamentos em contracorrente em tubos de pequeno diâmetro ou envolvendo condensação, alguns equipamentos foram adicionados para facilitar o controle e estabilização das condições de teste. A seção de teste (1) é a parte central da bancada experimental, local onde ocorrem a visualização e a medição dos pontos experimen-

tais. Vapor superaquecido de R-134a entra na seção de teste (ST) e é parcialmente condensado ao longo da mesma, de modo que na saída da seção de teste se tem uma mistura bifásica saturada de vapor e condensado. As medições de temperatura de vapor de entrada e da mistura bifásica na saída são realizadas por transdutores do tipo RTD Pt-100 (2) e a pressão diferencial entre a entrada e a saída da ST é medida por um transdutor de pressão diferencial Rosemont 3051S (3). A ST e sistemas periféricos serão explicados com mais detalhe na Seção 3.3.

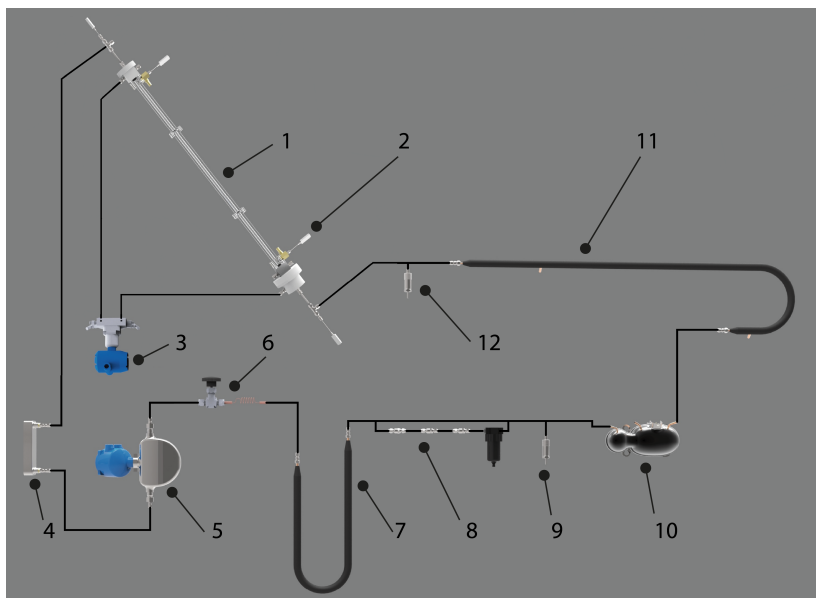


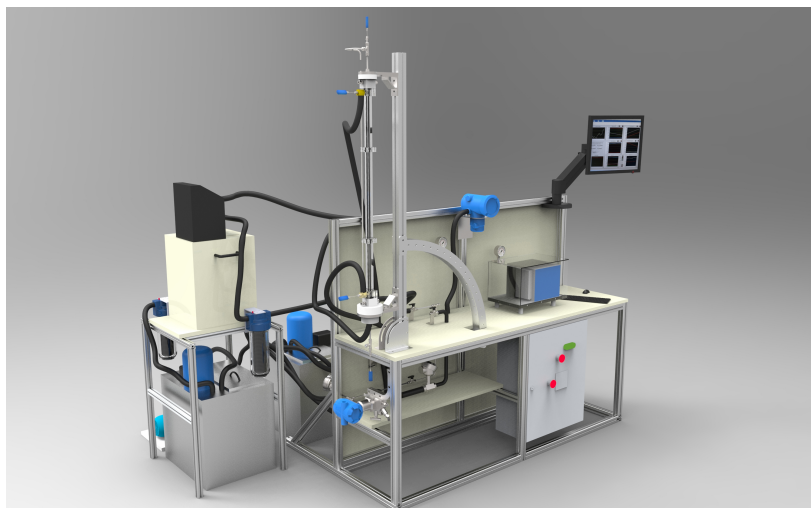
Figura 12 – Desenho esquemático da bancada experimental com os principais equipamentos e sensores.

A mistura bifásica que sai da seção de teste é levada a um condensador de placas corrugadas brazadas Alfalaval CBH16-9H (4), aqui denominado de pós-condensador, onde é totalmente condensada e sub-resfriada em  $4^{\circ}\text{C}$ . Este grau de sub-resfriamento é necessário para garantir escoamento monofásico ao longo de todo medidor de vazão mássica Micromotion CFMS010 do tipo Coriolis (5). Realiza-se a medição de vazão mássica de R-134a para a fase líquida pelas incertezas associadas serem cerca de um quarto das associadas com a medição na fase gasosa. A jusante do transdutor de vazão localiza-se o dispositivo de expansão (6), composto de uma válvula de expansão Swagelok SS-31RS4 e um tubo capilar com diâmetro interno 1,08 mm e comprimento 0,3 m.

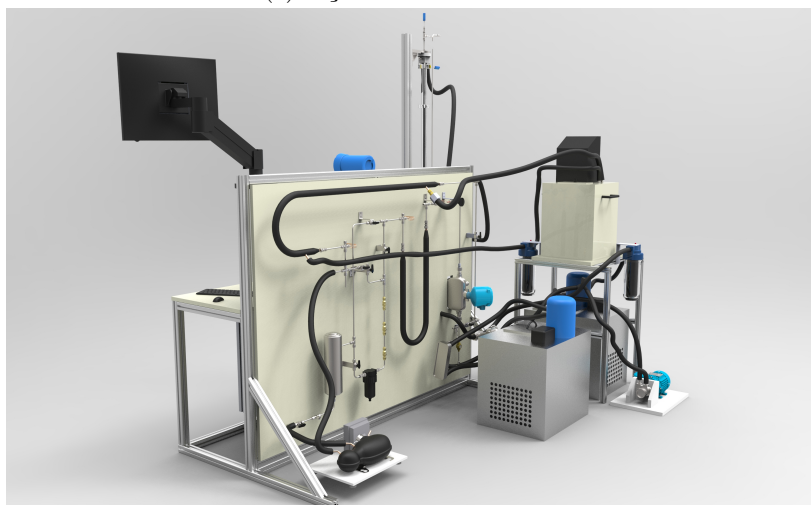
Optou-se por este conjunto para permitir um controle mais preciso das pressões de operação. Após a expansão, o refrigerante passa pelo evaporador (7), onde é totalmente evaporado e superaquecido em 10 °C. O evaporador consiste de uma resistência tipo traço elétrico com 450 W enrolada em um tubo de cobre de 9,52 mm (3/8") de diâmetro.

A partir de um conjunto de válvulas, não mostradas na figura, pode-se conduzir refrigerante diretamente ao compressor ou aos filtros, que são utilizados durante ciclos de limpeza. O conjunto de filtros consiste de três filtros de particulado com tamanhos de 15, 2 e 0,5 µm e um filtro de umidade do tipo coalescente. É fundamental manter o fluido que entra no compressor livre de particulado e líquido, já que a folga pistão-cilindro é de 6 µm. Via de regra, o circuito de limpeza é utilizado em dois momentos: para inserir carga de refrigerante na bancada e durante os primeiros 10 minutos de operação, ao iniciar a bancada. Antes de chegar ao compressor (10), a pressão de sucção do compressor é medida pelo transdutor de pressão absoluta Wika P-30-6 (9). Esta medição é importante para manter a pressão de evaporação acima da atmosférica, com a finalidade de evitar a infiltração de umidade no sistema. Por fim, o vapor da descarga do compressor é levado ao trocador de calor (11), denominado no texto de pré-condensador. Este trocador de tubos concêntricos tem a função de resfriar o vapor até atingir 2 °C de superaquecimento, garantindo assim o controle da condição de entrada na seção de teste. Por fim a pressão de condensação é medida no transdutor de pressão absoluta Wika P-30-16 (12) e o R-134a retorna à seção de teste, onde o ciclo é recomeçado. No pré-condensador, na seção de teste e no pós-condensador, misturas de água e etilenoglicol atuam como fluidos secundários. As misturas são resfriadas por três banhos termostáticos controlados individualmente, sendo um Microquímica BMP-01 para o pré-condensador e dois Quimis Q214s, respectivamente para a ST e pós-condensador.

O leiaute final da bancada é mostrado na Figura 13. A parte frontal da bancada compreende a ST, o computador usado para controle e aquisição de dados, além dos mostradores dos transdutores, que devem ser monitorados durante os testes. Já a parte traseira compreende o sistema de refrigeração propriamente dito, com válvulas, trocadores de calor e banhos termostáticos. Para minimizar a vibração durante a visualização, o compressor, bomba e banhos termostáticos foram alocados em estruturas separadas da seção de teste e conectados por mangueiras flexíveis. Nesta figura, a tubulação é apresentada sem isolamento térmico, contudo, toda bancada foi isolada para minimizar as perdas térmicas para o ambiente, já que estas perdas diminuem a sensibilidade aos parâmetros de controle.



(a) Seção de teste e sensores



(b) Sistema de refrigeração e controles

Figura 13 – Leiaute final da bancada experimental de CCFL.



### 3.2 Dimensionamento do sistema de refrigeração

A aplicação do presente estudo é focada em sistemas de refrigeração domésticos, operando em condições LBP (*low back pressure*), que utilizam compressores sem óleo. Desta forma os principais requisitos para o projeto do sistema de refrigeração foram:

1. Operar na faixa de vazões mássicas de sistemas de refrigeração doméstica, ou seja, de 2 a 6 kg/h;
2. Operar em pressões usuais de sistemas LBP, ou seja, da ordem de 130 kPa e 1000 kPa para a sucção (evaporação) e descarga (condensação), respectivamente;
3. Utilizar tubo com diâmetro interno semelhante aos encontrados em condensadores de sistemas de refrigeração de pequeno porte;
4. Utilizar um sistema de carga e descarga que filtre óleo e particulado; e
5. Apresentar arrasto total de condensado na entrada da seção de teste e visualizar o ponto de reversão antes da saída da mesma.

Como explicado na Seção 1.2, pretende-se testar condições de operação que representem diferentes sistemas domésticos. Para tal, o sistema deve possuir graus de liberdade que possibilitem o controle de vazão, pressão e taxa de condensação. Desta forma, optou-se pelos seguintes parâmetros de controle:

1. Taxa de condensação na seção de teste, por meio da variação da temperatura e da vazão do fluido secundário;
2. Taxa de transferência de calor (carga térmica) fornecida no evaporador, por meio da variação da potência elétrica dissipada na resistência;
3. Potência do compressor, por meio da variação do deslocamento do pistão do compressor; e
4. Pressão de condensação, por meio da variação da restrição no dispositivo de expansão.

Para dimensionamento do sistema de refrigeração, foi utilizada a metodologia apresentada nos trabalhos de Gonçalves, Melo e Hermes (2009), Hermes et al. (2009), Oliveira e Barbosa Jr (2013), aqui

referenciada como Sub-Sup. Este método facilita grandemente a convergência dos parâmetros do sistema de refrigeração, pois dispensa a necessidade de realizar o inventário de massa, processo geralmente complexo e trabalhoso. Basicamente, o método consiste em fixar os graus de sub-resfriamento (SR) na saída do condensador e superaquecimento (SA) na entrada do compressor, em conjunto com a carga térmica no evaporador. A Figura 14 apresenta a sequência de convergência utilizada. A seguir é explicado de maneira resumida o procedimento de dimensionamento utilizado, sendo o procedimento detalhado para cada subsistema apresentado no Apêndice A.

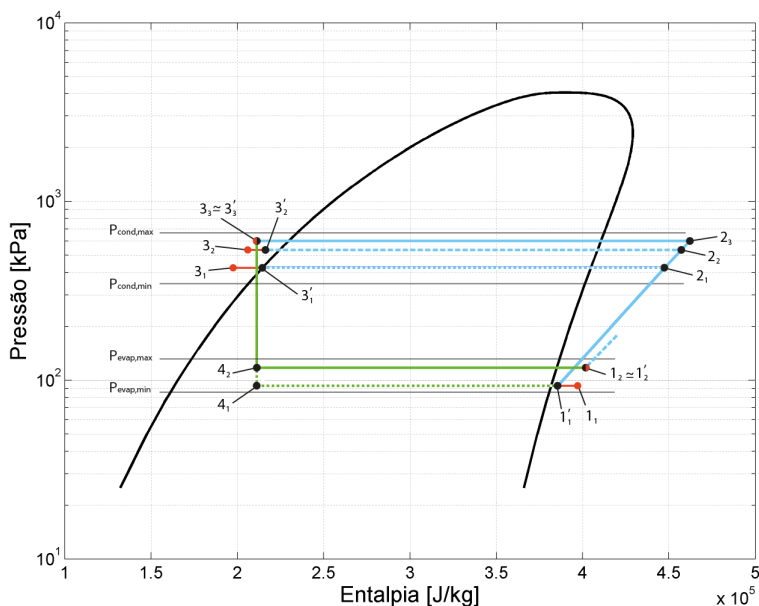


Figura 14 – Infográfico da sequência de convergência do método Sub-Sup.

O processo de convergência é iniciado fixando-se (i) o compressor utilizado, (ii) a carga térmica fornecida no evaporador, (iii) as temperaturas de entrada do fluido secundário nos trocadores de calor, (iv) os graus de SR e SA requeridos nas saídas do condensador e do evaporador e (v) valores máximos e mínimos (faixas) para a convergência das pressões de condensação e evaporação.

Ao escolher o compressor, são definidas as curvas experimentais de potência e vazão mássica, geralmente fornecidas pelo fabricante, em

função das pressões de trabalho. O processo de convergência é iniciado atribuindo o valor médio das respectivas faixas às pressões de evaporação e condensação. Estipulada a pressão de evaporação inicial  $P_{evap,i=1}$  e o SA requerido, o estado termodinâmico 1 (sucção do compressor) é obtido. O subíndice  $i$  se refere ao contador do laço de interação deste ponto. Em seguida, aplica-se as curvas do compressor para obtenção da temperatura de descarga para pressão de condensação inicial  $P_{cond,i=1}$ , ponto  $2_1$ . A partir deste ponto é aplicado o modelo do condensador, composto pelos trocadores T1, ST e T2 (pré-condensador, seção de teste e pós-condensador). Cabe ressaltar que no início do processo de dimensionamento do sistema de refrigeração, os trocadores de calor não estavam definidos, de modo que estes foram tratados como um componente único equivalente. Com as temperaturas de entrada de ambos os fluidos no trocador de calor conhecidas, sendo a do R-134a obtida do ponto 2 e a do fluido secundário imposta, é possível calcular a temperatura de entrada no dispositivo de expansão dada pelo ponto  $3_1$ . O modelo  $\epsilon - NUT$  foi utilizado para quantificar a troca de calor no condensador, visto que esta abordagem diminui a necessidade de laços de iteração quando apenas as temperaturas de entradas são conhecidas. Na fase inicial de dimensionamento, a perda de pressão nos trocadores de calor foi desprezada.

O grau de SR do ponto  $3_1$  é obtido e comparado ao SR requerido, apresentado como ponto  $3'_i$ . Quando os graus de SR diferirem em um valor maior que a tolerância desejada, 0,1 K, uma nova pressão de condensação  $P_{cond,i=2}$  é estimada. Este laço de convergência, do ponto 1 ao 3, é repetido até que o desvio seja menor que a tolerância. Com a convergência de SR obtida, uma expansão isentálpica do ponto 3 é realizada até atingir  $P_{evap,1}$ , dado pelo ponto  $4_1$ . Utiliza-se 1 como subíndice, já que a pressão de evaporação ainda não sofreu processo de convergência. A partir da taxa de calor fornecida no evaporador  $\dot{Q}_{evap}$ , fixada no início da convergência, e do ponto  $4_1$ , calcula-se o novo ponto de sucção do compressor, denominado  $1_1$ . O grau de SA é calculado e comparado ao grau de SA requerido. Caso a diferença entre estes valores seja superior à tolerância (tipicamente 0,1 K), uma nova pressão de evaporação  $P_{evap,2}$  é estimada. O laço de convergência de 3 a 1 é repetido até que o desvio entre SA seja inferior à tolerância.

Ao fim dos processos de convergência  $1 - 3$  e  $3 - 1$ , nota-se que o ponto 3 fora obtido para a estimativa inicial da pressão,  $P_{evap,1}$ , enquanto a pressão de evaporação convergida é  $P_{evap,n}$ , onde  $n$  é o número de iterações realizadas até a convergência. Isto é representado na Figura 14 pela diferença nos pontos  $1_1$  e  $1_2$ . A convergência entre  $P_{evap,1}$  e  $P_{evap,n}$  é garantida por um laço superior aos processos  $1 - 3$  e  $3 - 1$ .

Desta forma, o valor de  $P_{evap,1}$  é atualizado com  $P_{evap,n}$  e os processos 1 – 3 e 3 – 1 são novamente realizados. O sistema é considerado como convergido quando a diferença de pressão de evaporação referente a iterações sucessivas do laço iterativo superior for menor que uma tolerância, neste caso 1 Pa. Depois de convergido o sistema de refrigeração, foi possível selecionar os trocadores de calor e o dispositivo de expansão que cumprissem os requisitos necessários.

Depois de selecionados todos os equipamentos do ciclo de refrigeração, foram alterados os parâmetros de entrada e o procedimento de solução para permitir a análise da influência dos parâmetros de controle no ciclo de refrigeração. Neste processo, se converge a vazão mássica fornecida pela curva do compressor com a vazão mássica permitida pelo dispositivo de expansão. Utiliza-se a modelagem do conjunto válvula de expansão e capilar proposta por Ronzoni, Hermes e Melo (2013), apresentada no Apêndice A. O procedimento foi desenvolvido para o caso de uma válvula pulsante, mas pode ser facilmente empregado em válvulas manuais (estáticas) ao se manter a válvula constantemente aberta para o coeficiente de vazão  $C_v$  escolhido. Os mesmos modelos de subsistemas (componentes) foram utilizados nos dois programas, alterando-se somente o processo de convergência. A Figura 15 exemplifica o algoritmo para o programa de dimensionamento dos equipamentos (*design*) e é complementar à Figura 14. Já a Figura 16 apresenta o algoritmo de convergência para o programa de avaliação (*rating*) das condições de trabalho. Este estudo paramétrico foi importante para se descobrir como os parâmetros de controle alterariam a condição de operação da bancada.

O código computacional foi implementado no programa Matlab 2011. Foram utilizadas as seguintes hipóteses simplificativas: (i) regime estacionário, (ii) perda de carga desprezível nos trechos 2 – 3 e 4 – 1, (iii) perda de calor nula para o ambiente. O método de solução para as novas pressões de condensação e evaporação foi o algoritmo híbrido apresentado em Press et al. (1992), que combina os métodos de Newton-Raphson e da bisseção. O método inicia com o fornecimento dos intervalos (faixas) de pressão de evaporação e condensação. A estimativa inicial de cada pressão é o valor médio do respectivo intervalo, que é reduzido a cada passo iterativo. A nova estimativa é obtida pelo método de Newton-Raphson modificado e, caso este resulte em lenta convergência ou valores fora do intervalo, aplica-se o método da bisseção.

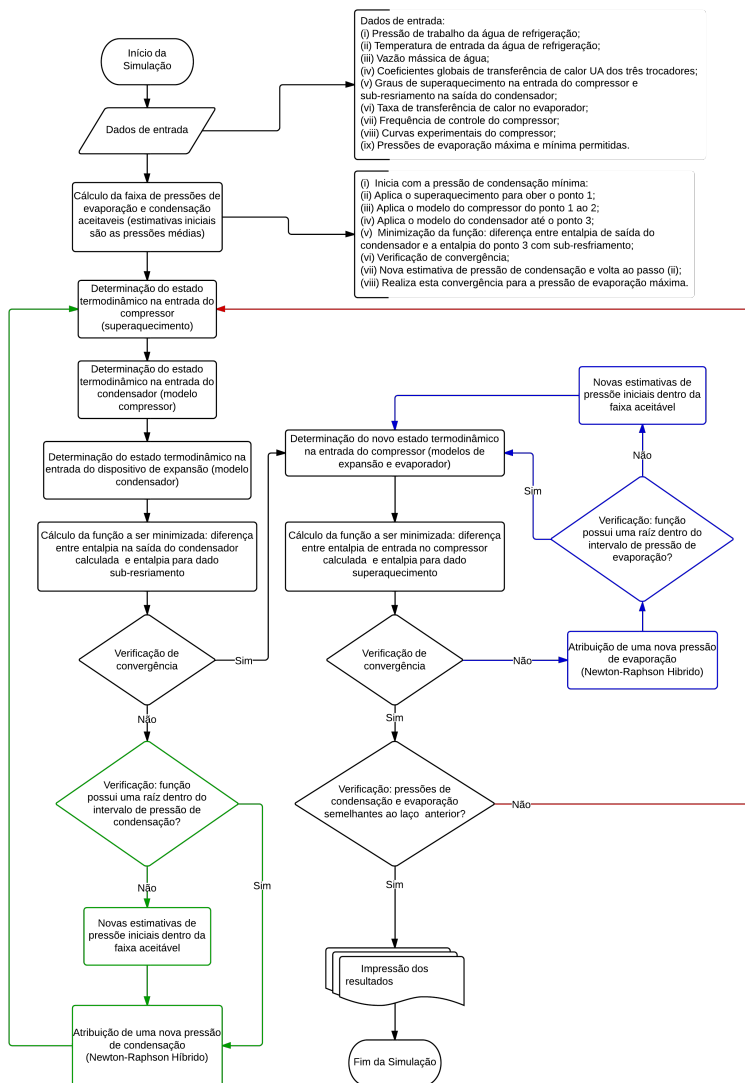


Figura 15 – Algoritmo de convergência utilizado no dimensionamento do ciclo de refrigeração (*design*).

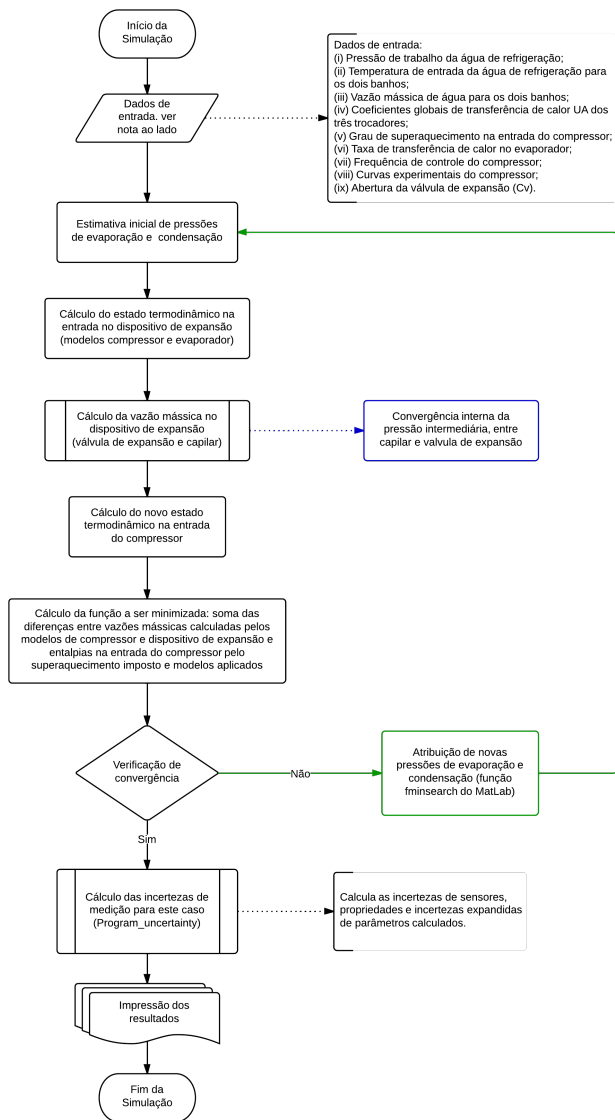


Figura 16 – Algoritmo de convergência utilizado para obtenção das condições de operação (*rating*).

### 3.3 Seção de Testes

A bancada experimental foi elaborada para possibilitar simultaneamente a medição das condições de operação e a visualização em alta velocidade do escoamento bifásico na seção de teste. A Figura 17 mostra o leiaute final da seção de teste, que é dividida em três regiões: (i) entrada, (ii) região de troca térmica e (iii) saída. Nas regiões de entrada e saída estão localizadas as tomadas de temperatura e pressão diferencial. As temperaturas de entrada e saída dos fluidos primário e secundário são medidas em conexões tipo T, onde o fluido realiza uma curva de  $90^\circ$ . Deste modo há uma maior homogeneização do escoamento, fazendo com que a temperatura média seja efetivamente medida. Quando a condição de regime permanente é alcançada, a saída superior de R-134a é bifásica e a temperatura medida corresponde à de saturação.

As tomadas de pressão possuem uma geometria que reduz erros de medição (BENEDICT, 1984), sendo estas usinadas a partir de um furo de 0,5 mm de diâmetro e 2,5 mm de comprimento, seguido por um furo de 4 mm de diâmetro e 9 mm de comprimento, onde o conector para o transdutor diferencial é acoplado. A Figura 18 apresenta em detalhes a região de entrada, onde se verifica a entrada de R-134a e uma saída para o condensado que escoasse em contracorrente. Esta saída foi projetada para permitir a purga e medição da vazão mássica de condensado escoando em contracorrente. Como será explicado adiante, esta saída foi fechada, já que os testes conduzidos neste trabalho foram para a condição de arrasto total de filme de condensado no trecho de troca térmica.

A seção de teste foi projetada para que toda região de troca térmica fosse fabricada em material transparente, permitindo assim a observação visual do escoamento durante todo processo de condensação. Desta forma, garante-se que o ponto de filme estacionário ou reversão de escoamento não irá ocorrer em algum ponto a montante de região de visualização. A lista de materiais transparentes quimicamente inertes ao R-134a é bastante reduzida (DUPONT, 2004), de modo que se optou por utilizar o tubo interno de vidro borossilicato. Este tubo é concêntrico ao furo de uma peça externa em acrílico transparente, como apresentado na Figura 18.

A geometria da seção de teste foi selecionada de modo incremental. Foram escolhidos três tubos comerciais de borossilicato com diferentes diâmetros internos,  $D$ , e espessura mínima,  $e$ , resistentes a uma pressão interna de 2,4 MPa. Para selecionar o melhor conjunto  $D - e$ , foram traçadas curvas de *flooding* usando as correlações para

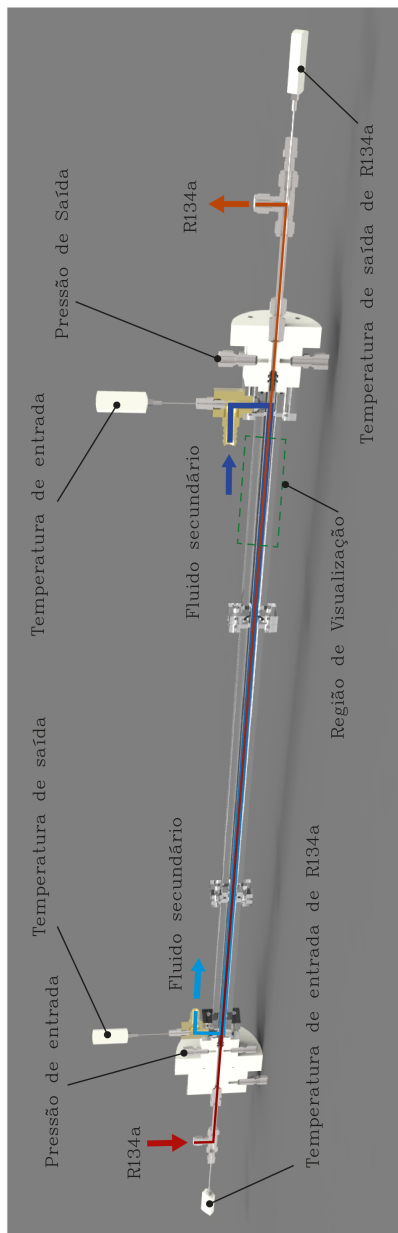


Figura 17 – Leiaute da seção de teste.



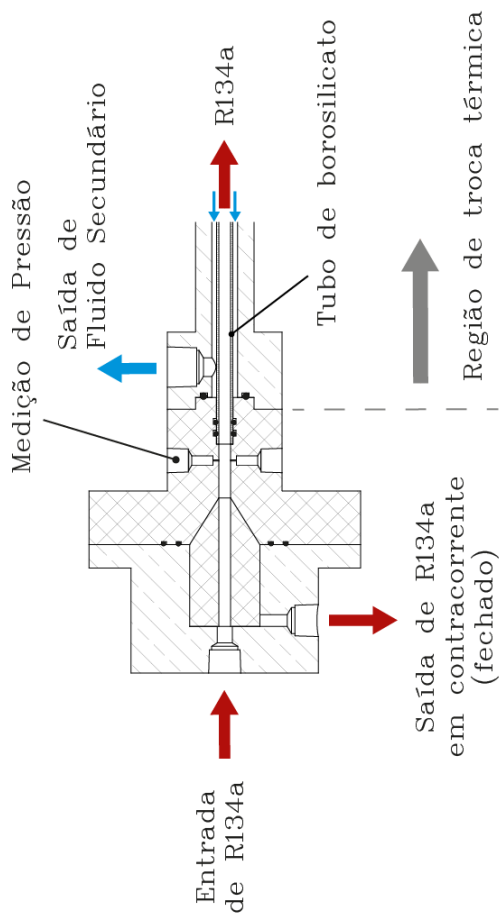


Figura 18 – Detalhe da região de entrada da seção de teste

pequeno diâmetro (WALLIS, 1961; WALLIS, 1969; ALEKSEEV; POBEREZKIN; GERASIMOV, 1972; ENGLISH et al., 1963; ZAPKE; KROEGER, 1996; RICHTER, 1981), seguido da aplicação do método  $\epsilon - NUT$ . Este método possuía como entrada a vazão e a temperatura do fluido secundário e a geometria do tubo interno em questão. Definiu-se que, para a faixa de vazão de 3 a 6 kg/h e superaquecimento na entrada de 2 °C, o escoamento de refrigerante na entrada deveria apresentar valores de  $J_G$  superiores aos das correlações. O resultado de saída do procedimento de cálculo foi o comprimento de seção de teste necessário para que  $J_G$  na saída fosse 80% do menor valor de  $J_G$  previsto pelas correlações. Desta forma, procurou-se garantir que, no início da seção de teste, o padrão de escoamento seria de filme anular ascendente (co-corrente) e o ponto de reversão ocorreria antes da saída da seção de teste. Ao final do processo de seleção do diâmetro, calculou-se o coeficiente global de transferência de calor vezes a área de trocador de calor da ST ( $UA_{ST}$ ) para atualizar seu valor no modelo do sistema de refrigeração.

A geometria selecionada para a seção de teste consistiu de um tubo de vidro com diâmetro interno 5 mm e 1 mm de espessura. A peça externa de acrílico possui um furo interno de 11 mm, o que resulta em uma diâmetro hidráulico de 4 mm para região anular. Devido à resistência térmica de parede do tubo de vidro, foi necessário especificar um comprimento da região de troca térmica de 950 mm. As características do tubo interno são apresentadas na Tabela 2.

Tabela 2 – Características do tubo de vidro borossilicato

Parâmetro	Valor
Coefficiente de dilatação térmica	$3,3 \times 10^{-6} / \text{K}$
Condutividade térmica	1,2 W/mK
Resistência à pressão interna	2,36 MPa
Diâmetro externo	7,00 mm $\pm$ 0,15 mm
Espessura de parede	1,00 mm $\pm$ 0,04 mm
Retidão	max.1,50 mm/1000 mm
Circularidade	max.0,05 mm

Para estimar o coeficiente convectivo no filme de R-134a, foi utilizado o modelo de condensação em película laminar de Nusselt. Por esta abordagem não englobar efeitos de turbulência e intermitência (esperados no escoamento ascendente) de R-134a, obtém-se um coeficiente convectivo menor que o esperado. Isto torna o dimensionamento da seção de teste conservador, já que maiores comprimentos de seção de teste

serão obtidos. Para o canal anular, onde escoo o fluido secundário, o coeficiente convectivo foi obtido a partir do número de Nusselt,  $Nu$ , para escoamento laminar completamente desenvolvido com a superfície externa isolada e a interna isotérmica, conforme a Tabela 3. Esta aproximação é razoável, já que o R-134a permanece saturado ao longo de boa parte da seção de teste e a troca térmica para o ambiente pode ser desprezada.

Tabela 3 – Número de Nusselt para escoamento laminar desenvolvido em um canal anular com uma superfície isolada e outra isotérmica.  $D_{i,an}$  é o diâmetro interno da região anular e  $D_{e,an}$  o diâmetro externo (ROHSENOW; HARNETT, 1972 apud INCROPERA DEWITT; LAVINE, 2005)

$D_{i,an}/D_{e,an}$	$Nu$
0	-
0,05	17,46
0,10	11,56
0,25	7,37
0,50	5,74
1,00	4,86

O algoritmo para obtenção do comprimento da seção de teste é apresentado na Figura 19. A partir de uma estimativa inicial de comprimento, calcula-se o coeficiente convectivo médio  $\bar{h}_r$  para o R-134a, dado pela solução do modelo de Nusselt,

$$\bar{h}_r = 0,943 \left[ \frac{g \rho_L (\rho_L - \rho_G) k_L^3 h'_{LG}}{\mu_L (T_{sat} - T_s) L} \right]^{1/4} \quad (3.1)$$

Em seguida, arbitra-se um perfil linear para temperatura do fluido secundário que escoo em contracorrente. Com este perfil de temperatura e considerando o refrigerante saturado, os coeficientes convectivos locais são obtidos pelos valores locais do coeficiente de transferência de calor do modelo de Nusselt,

$$h_{r,z} = \left[ \frac{g \rho_L (\rho_L - \rho_G) k_L^3 h'_{LG}}{4 \mu_L (T_{sat} - T_p) z} \right]^{1/4} \quad (3.2)$$

Para determinar a taxa de transferência de calor em toda seção de teste, esta foi dividida em volumes de controle de comprimento axial 1,5 mm e a troca térmica em cada volume de controle foi calculada. Neste cálculo foram utilizados os valores locais de temperatura

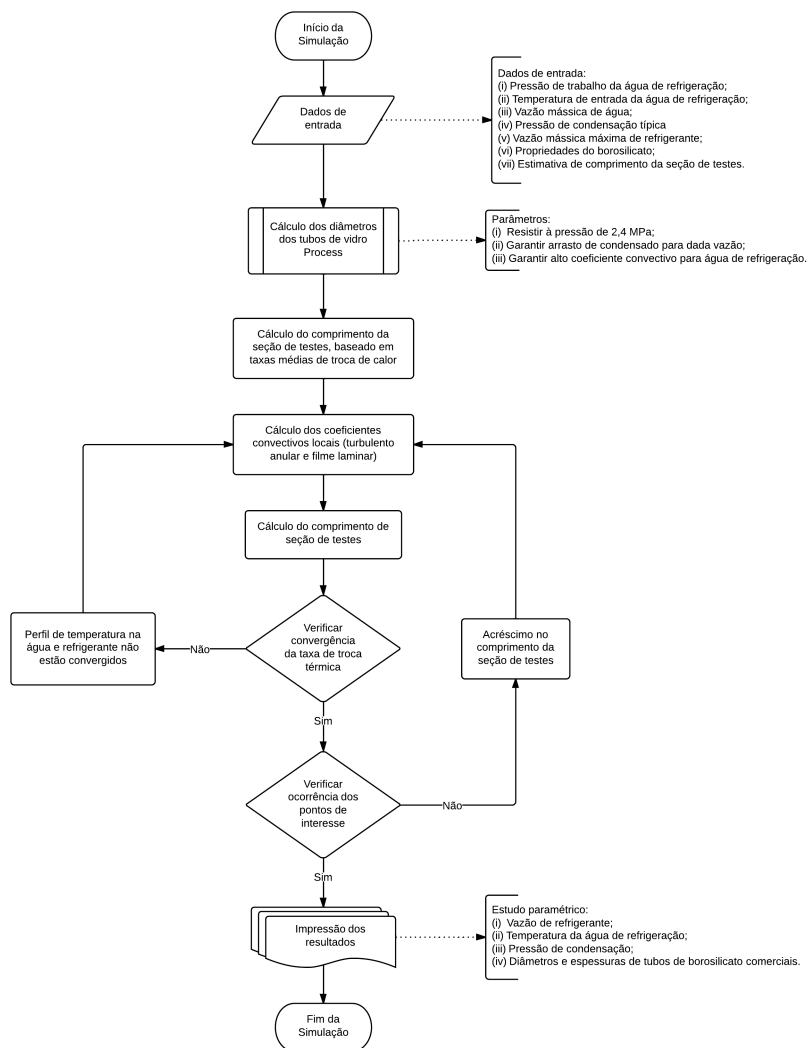


Figura 19 – Algoritmo para seleção da geometria da seção de teste.

e dos coeficientes convectivos. Este processo foi repetido até a convergência do perfil de temperatura. Optou-se em utilizar o modelo de Nusselt para o cálculo da troca térmica por esta abordagem resultar em menores taxas de troca térmica, sendo conservativo para o cálculo do comprimento  $L$  da seção de teste. A entalpia de condensação  $h_{LG}$  foi corrigida conforme sugestão de (INCROPERA DEWITT; LAVINE, 2005 apud RHOSENOW, 1956) na seguinte forma,

$$h'_{LG} = h_{LG} + 0,68 cp_L (T_{sat} - T_s) \quad (3.3)$$

Nas equações acima,  $L$  é o comprimento total da seção de teste,  $z$  é a posição axial do centro do volume de controle e as propriedades se referem ao refrigerante R-134a saturado.

Seguidamente à convergência do perfil de temperatura do fluido secundário, verifica-se a ocorrência do ponto de reversão de escoamento. Para tal, compara-se a velocidade superficial do vapor na saída da seção de teste  $J_{G,s}$  com as correlações para a condição de filme estacionário. A Figura 20 apresenta o gráfico de  $J_G^*$  por  $J_L^*$  para as diferentes correlações utilizadas. Em conjunto, são traçados os valores de  $J_G^*$  encontrados ao longo da seção de teste, após três iterações do processo de convergência do comprimento da seção de teste. Neste processo, o comprimento  $L$  da seção de teste é aumentado até que o valor de  $J_G^*$  na saída seja igual a 80% do menor valor previsto pelas correlações. Depois que este processo é realizado, atualiza-se o valor da condutância global,  $UA$ , da seção de teste e retorna-se ao início do processo de convergência do ciclo de refrigeração. A condutância global da seção de teste é definida por,

$$UA_{ST} = \frac{\pi L}{\frac{1}{D_i \bar{h}_{Nu}} + \frac{\ln(D_{e,an}/D_{i,an})}{k_{vidro}} + \frac{1}{D_{e,an} h_{fs}}} \quad (3.4)$$

Após convergência do ciclo como um todo, realizou-se um estudo paramétrico, como exposto na Seção 3.2. Referente ao dimensionamento da seção de teste, analisou-se a influência do diâmetro interno e da espessura de parede no comprimento e no  $UA$  da seção de teste. Ao final do dimensionamento chegou-se à geometria do tubo de borossilicato apresentada na Tabela 2. A dimensão do canal anular, por onde escoava o fluido secundário, foi escolhida por resultar em um escoamento com perda de carga no conjunto trocador e mangueiras admissível pelo sistema de bombeamento do banho termostático.

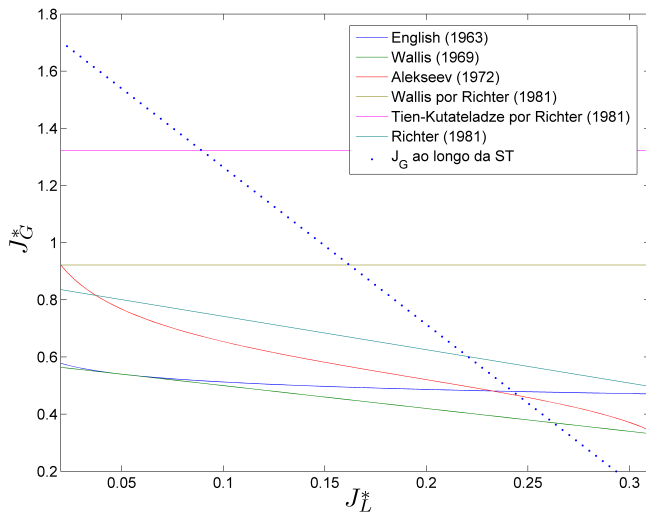


Figura 20 – Velocidades superficiais ao longo da seção de teste e correlações empíricas para previsão do ponto de *flooding*.

### 3.4 Componentes e Sensores

Esta seção apresenta os equipamentos, componentes e sensores utilizados, bem como sua localização na bancada experimental. A Figura 21 apresenta, de forma esquemática, os sensores e equipamentos distribuídos no circuito. Os tipos de sensores são representados pelas cores vermelho para temperatura, azul para pressão e magenta para vazão mássica. Os componentes e válvulas podem ser identificados na legenda para os equipamentos.

Os transdutores de temperatura numerados de 1 a 12 são utilizados na medição dos fluidos primário e secundário. Estes são termoresistores (RTD) Pt-100 classe A tipo sonda. A incerteza expandida,  $U$ , após calibração *in loco*, ficou entre  $0,12\text{ }^{\circ}\text{C}$  a  $0,20\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Os transdutores de temperatura 13 e 14 são termopares tipo T utilizados para medição da temperatura ambiente em torno da bancada. Estes foram calibrados para a faixa de  $20$  a  $40\text{ }^{\circ}\text{C}$  e apresentaram incerteza expandida de  $0,14\text{ }^{\circ}\text{C}$  e  $0,12\text{ }^{\circ}\text{C}$ , respectivamente. Os transdutores de pressão 1 e 2 são do modelo P-30 da Wika e medem pressão absoluta até  $600\text{ kPa}$  e  $1200\text{ kPa}$ , respectivamente. Suas incertezas expandidas são de  $212\text{ Pa}$  e  $388\text{ Pa}$ , respectivamente. O transdutor de pressão 3, modelo Rose-

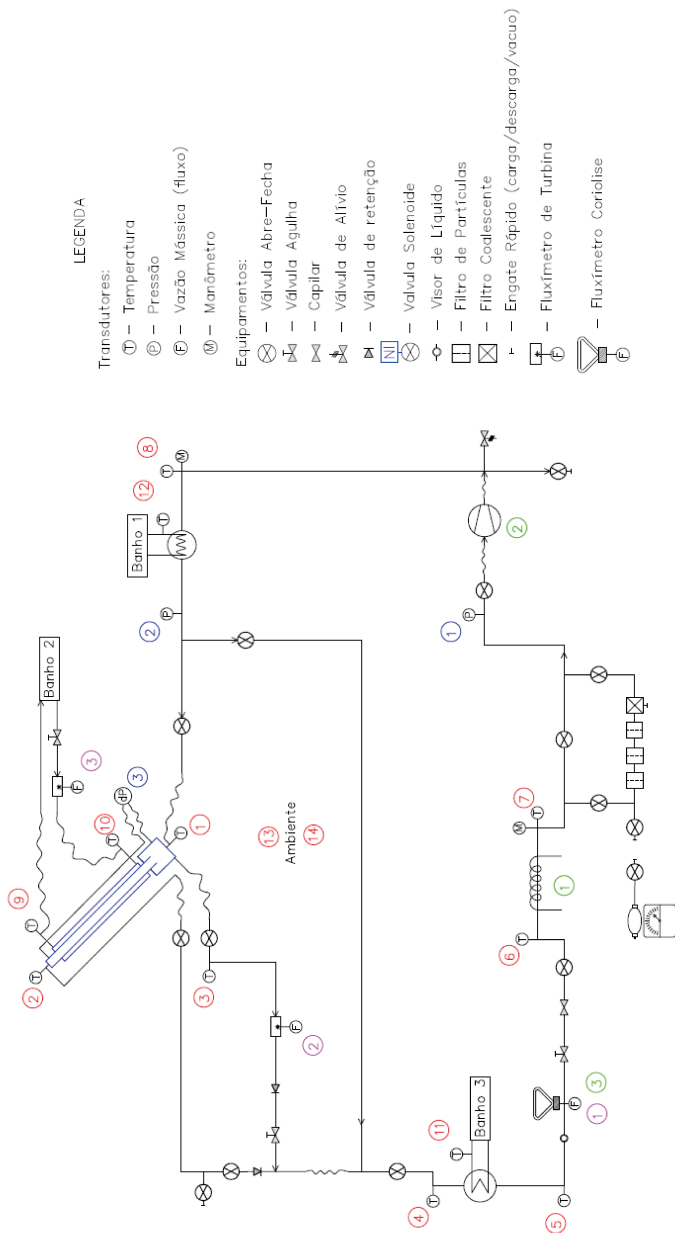


Figura 21 – Localização dos sensores e componentes na banca experimental.

mount 3051S, é utilizado para medir a pressão diferencial entre entrada e saída da seção de teste. Sua incerteza expandida é de 4,60 Pa. O medidor de vazão mássica 1 é utilizado para medir a vazão de R-134a na fase líquida. Este transdutor é do tipo Coriolis da Micromotion, modelo CFMS010 com transmissor 1700. Sua incerteza expandida foi de 0,027 kg/h. Os medidores de vazão mássica 2 e 3 são do tipo microturbina, modelos Contech Ind FMT-8-5 e FMT-8-7, e possuem incertezas expandidas de 0,12 kg/h e 0,498 kg/h, respectivamente. É importante ressaltar que a saída inferior da seção de teste, onde o medidor de vazão 2 está localizado, foi mantida fechada durante os testes. Os banhos termostáticos foram utilizados para resfriar o fluido secundário, sendo a numeração 1 referente ao modelo MQBMP-01 da Microquímica e 2 e 3 ao modelo Q214M da Quimis.

Todos os sinais foram adquiridos com o conjunto de placa PCI-6259 e chassi SCXI-1000, ambos da National Instruments. Para os RTDs, utilizou-se o módulo SCXI-1503 com terminal SCXI-1306, que permite até 16 canais. O restante dos sensores possuem sinal de saída de 4 a 20 mA e, quando acoplados a uma resistência de  $249,00 \pm 0,25 \Omega$ , podem ser medidos com o terminal de leitura de tensão SCXI-1303 do módulo SCXI-1102. Desta forma, o sinal medido ficou entre 0,996 e 4,980 V. Para enviar sinais de controle, foi utilizada a placa PCI-6259 e o módulo de relés SCXI-1161. As incertezas referentes ao sistema de medição são algumas ordens de grandeza inferiores às dos sensores, de modo que são apresentadas no Apêndice B. Os processos de calibração *in loco* para transdutores de temperatura, pressão e vazão mássica são descritos no Apêndice D.

A visualização em alta velocidade foi realizada próximo à saída da região de troca térmica a uma taxa de aquisição de 3000 Hz, como ilustrado na Figura 17. Para iluminação, foram utilizados três canhões de LED e uma tela difusora para conferir maior espalhamento e homogeneidade da luz. Para atingir maior contraste entre o filme de condensado e o núcleo de vapor, a iluminação foi posicionada por trás e lateralmente à seção de teste. A Figura 22 mostra o arranjo de câmera e iluminação para um caso de  $90^\circ$  de inclinação da seção de teste. A Tabela 4 apresenta os modelos e característica dos equipamentos utilizados na visualização.

Para complementar a Figura 21, um resumo das características dos equipamentos empregados na bancada experimental é apresentado na Tabela 5. Para uma descrição mais detalhada de cada equipamento, sugere-se a leitura do manual do respectivo fabricante. Na sequência, são fornecidos detalhes acerca da utilização de alguns equipamentos periféricos. Por exemplo, as válvulas de retenção têm a função de im-





Figura 22 – Foto de uma arranjo típico para visualização 90°.

pedir retorno de refrigerante na conexão em T a jusante da seção de teste. A válvula solenoide foi incorporada para possibilitar um controle automatizado da abertura e fechamento do reservatório de acúmulo de condensado, ligado à saída inferior (de condensado) da seção de teste. Por último, um visor de líquido foi inserido a montante do medidor de vazão mássica 1 para confirmar a passagem de refrigerante líquido, necessário para medição da vazão com pequena incerteza. A bomba centrífuga foi incorporada ao sistema de fluido secundário para possibilitar o controle da vazão do mesmo.

Todos os componentes eletroeletrônicos foram alocados em um painel elétrico, que também engloba a parte de segurança com fusíveis, disjuntores e botões de emergência. Este painel ainda comporta as fontes 24 Vac para alimentação dos sensores, relés de estado sólido para ligar e desligar equipamentos remotamente, inversor de frequência para a bomba centrífuga e uma placa eletrônica para realizar o controle em mA. Além de facilitar a organização dos cabeamentos de potência e sinais de medição, o painel auxiliou na averiguação de qualidade de sinal e ligações elétricas.

Tabela 4 – Equipamentos utilizados para realizar visualização em alta velocidade

Equipamento	Fabricante	Modelo	Característica
Câmara de alta velocidade	Vision Research	Phantom V12.1	1 Mpx 6200 fps (1280 x 800)
LED de iluminação	IDT Inc.	19-LED Constellation	60 kLux (130 W)
Lente Óptica	Nikon	Makro-Planar 2/100 ZF.2	100mm abertura 2 a 22
Filtro Polarizador	HOYA	CIR-PL	60% de transmissão
Anel de extensão	Nikon	PK-11A 8	Reduz distância focal

Tabela 5 – Resumo dos equipamentos utilizados na bancada experimental do presente trabalho

Equipamento	Fabricante	Modelo	Faixa de Operação
Manômetro 1	Swagelok	PGI-63C-BG6-LAOX	0-6 bar
Manômetro 2	Swagelok	PGI-63C-BG16-LAOX	0-16 bar
Compressor	Embraco	Wisemotion	40 a 300 W
Resistência Evaporador	Resiville Resistências	Traço Elétrico	0-450 W
Banho Termostático 1	MicroQuímica	BMP-01	130 W
Banho Termostático 2	Quimis	Q214s	300 W
Bomba Centrifuga	PROCON	103E015F11	10 a 65 L/h
Inversor de frequência	WEG	CFW080026S2024PSZ	0,5 cv
Placa de controle mA	Farnell Newark	AD694JNZ	0 a 24 mA
Filtro de água	3M	PP055TB e RT09B16G40NN	0 a 15 L/h
Pós-Condensador	AlfaLaval	CBH16-9H	300 W
Filtro Coalescente	Parker	11F14ECN	0 a 17 bar (99,97%)
Filtros de Particulado	Swagelok	SS-4F-15/SS-4F-2/SS-4F-02	15/2/0,5 µm
Visor de líquido	Danfoss	014-007	0 a 35 bar
Válvula Solenoide	Danfoss	32F8107 - EVR3 (NC)	0,2 a 10 bar
Válvula de retenção	Danfoss	020-1040 NRV6	0,07 a 46 bar
Válvula de alívio	SS-3IRS4	SS-4R3A1-BU	3,4-24 bar
Válvula micrométrica	Swagelok	SS-3IRS4	$C_v$ de 0 a 0,4
Válvula esfera	Swagelok	SS-42GS4	abre-fecha

## 3.5 Procedimento experimental

### 3.5.1 Preparação

O presente trabalho pretende estudar a influência da pressão de condensação e inclinação na velocidade superficial do vapor associada à reversão do escoamento. Apesar da bancada experimental permitir inclinar a ST de  $0^\circ$  a  $90^\circ$  em intervalos de  $5^\circ$ , apenas três inclinações foram avaliadas neste trabalho:  $30^\circ$ ,  $60^\circ$  e  $90^\circ$ . Com relação à pressão de condensação, a bancada foi projetada para uma pressão máxima de operação de 1,2 MPa, valor no qual a válvula de alívio se abre. Contudo, foram definidos dois patamares de pressão de condensação para realização dos testes, 830 kPa e 1040 kPa. Estes patamares, para o R-134a, estão contidos na faixa de pressão encontrada em diferentes sistemas de refrigeração doméstica, que correspondem a uma faixa de temperaturas de  $32^\circ\text{C}$  a  $54^\circ\text{C}$ . O fluido primário é mantido como R-134a em todos os testes, de forma que a pressão é o único parâmetro a influenciar as propriedades de vapor.

Antes de realizar os testes, faz-se a limpeza de toda bancada com o solvente R-141b para eliminar qualquer impureza de particulado, graxa ou óleo presentes no sistema. Na sequência o sistema é evacuado até aproximadamente 20 Pa e R-134a é inserido até a bancada atingir pressão de saturação à temperatura ambiente, aproximadamente 650 kPa. Para cada condição de teste, os parâmetros de controle são fixados até que a bancada atinja o regime permanente. Os valores utilizados para os parâmetros de funcionamento (potência de compressão, temperatura de entrada e vazão do fluido secundário pelos trocadores e abertura da válvula de expansão,  $Cv$ ) são obtidos do programa de estimativa das condições de operação (*rating*).

Em seguida, o compressor e a resistência do evaporador são acionados e a bancada é colocada em funcionamento. Um segundo passo de adição de massa deveria ser realizado, visando atingir a pressão de condensação requerida. Todo processo de adição de refrigerante (carga) é feito pelo engate rápido do conjunto de filtros para que todo o fluido que adentre a bancada seja filtrado antes de chegar ao compressor. A adição de massa é realizada progressivamente, aguardando que a pressão se estabilize antes de inserir mais massa. Este segundo procedimento de carga leva em torno de 40 min até convergir as temperaturas de entrada de R-134a e de fluido secundário e a pressão de condensação. Os principais fatores para esta demora são o acúmulo de condensado na região entre o dispositivo de expansão e o evaporador e a limitação na capacidade de refrigeração dos banhos termostáticos. A massa total de

R-134a na bancada experimental varia entre 390 e 470 g, para os casos de baixa e alta pressão, respectivamente. Depois de finalizar o segundo procedimento de carga, é realizado um ajuste fino nos parâmetros de controle para manter vazão mássica de R-134a, grau de superaquecimento do vapor na entrada da ST e pressão de condensação próximos aos valores estipulados.

Uma série de testes é realizada para cada condição experimental. Uma condição, por sua vez, é caracterizada por um patamar de pressão de condensação e por uma inclinação da ST. Para cada condição são realizados diversos testes, onde a taxa de condensação é incrementada até o máximo permitido pela bancada experimental. Por exemplo, o primeiro teste de uma dada condição deve garantir que a velocidade superficial na saída da seção de teste  $J_{G,s}^*$  esteja próxima de 1,4, equivalendo a uma troca térmica de 30 W, para uma vazão mássica de 5 kg/h. Para cada teste posterior, a taxa de condensação é aumentada para reduzir  $J_{G,s}^*$  em passos de 0,1, até atingir a máxima troca de calor permitida pela ST, ou seja 180 W.

As condições foram divididas em dois grupos. No primeiro (condições 1 a 11), a bancada experimental funcionou como um sistema de refrigeração propriamente dito, ou seja, com a carga de refrigerante fixa. Neste caso, observa-se que o aumento da taxa de condensação leva à diminuição das vazões mássicas de R-134a e da pressão de condensação na ST. Entende-se que este fato se deve ao acúmulo progressivo de condensado na região entre o dispositivo de expansão e evaporador, à medida que a taxa de condensação na ST aumenta. Como diversos parâmetros variam em função dos testes para cada condição, foi difícil analisar a influência de cada um deles individualmente para transição de reversão de escoamento. Mesmo com esta constatação, os pontos obtidos neste grupo são válidos para construção de mapas de padrões de escoamento.

No segundo grupo de condições, numeradas de 12 a 17, a tendência de queda da vazão mássica e da pressão é corrigida mediante aumento da potência do compressor e inserção de massa de refrigerante no sistema. Apesar de os equipamentos e componentes utilizados serem os mesmos, não se pode mais afirmar que a bancada se comporta como um sistema de refrigeração propriamente dito, já que as condições de operação são modificadas em cada teste. Neste arranjo se obtém uma curva na qual apenas as velocidades superficiais de saída,  $J_{G,s}$  e  $J_{L,s}$ , são variadas em cada condição. A influência da pressão de condensação, superaquecimento na entrada e inclinação podem ser analisadas ao se comparar diferentes condições. No Capítulo 4 serão apresentados mapas de padrão de escoamento com pontos experimentais obtidos de

todos os testes. Entretanto, para analisar a influência de cada parâmetro (pressão, inclinação,  $J_G$  e  $J_L$ ) serão utilizados apenas os pontos experimentais do segundo grupo.

A Tabela 6 apresenta as 17 condições utilizadas. Chama-se atenção que as condições 3 e 5 foram repetidas, respectivamente 10 e 11, por terem apresentado redução de pressão e vazão mássica maior que nas outras condições do grupo 1.

Tabela 6 – Condições de teste utilizadas

Condição	Grupo	SA [°C]	$P_{cond}$ [kPa]	$\theta$ [°]	Testes
1	1	2	830	90	1 a 18
2	1	2	830	60	19 a 35
3	1	2	830	30	36 a 51
4	1	2	1040	90	52 a 69
5	1	2	1040	60	70 a 87
6	1	2	1040	30	88 a 104
7	1	2	1040	0	105 a 120
8	1	10	1040	90	121 a 138
9	1	20	1040	90	139 a 157
10	1	2	830	30	158 a 175
11	1	2	1040	60	176 a 194
12	2	2	830	90	195 a 206
13	2	2	830	60	207 a 217
14	2	2	830	30	218 a 228
15	2	2	1040	90	229 a 240
16	2	2	1040	60	241 a 252
17	2	2	1040	30	253 a 264

### 3.5.2 Metodologia para medições

Todo ensaio experimental é iniciado colocando-se a bancada em funcionamento e fixando-se as condições de inclinação, pressão de condensação e superaquecimento na entrada da seção de teste para uma velocidade superficial de entrada  $J_{G,e}^*$  de 1,8 e de saída de 1,4. Neste processo, os banhos termostáticos são ligados com 60 min de antecedência, tempo necessário para estabilizar a temperatura do fluido secundário. Via de regra, são necessários mais 30 min para estabilizar cada teste. Para cada teste, varia-se a velocidade superficial de saída  $J_{G,s}^*$  de 1,4 com decrementos de 0,1, até atingir  $J_{G,s}$  mínimo permitido pela bancada experimental.

Para as condições do grupo 1 (1-11), depois de realizar o teste com mínimo  $J_{G,s}$ , desloca-se a posição de visualização de 850 mm para 650, 350, 150 e 50 mm a partir da entrada da seção de teste. Este procedimento tem por objetivo gerar imagens com parâmetros de entrada e saída da ST constantes, porém variando  $J_G$  e  $J_L$  locais, os quais são função da distância à entrada da ST. Esses pontos de varredura axial

não serão apresentados neste trabalho, já que não se realiza medição de temperatura ao longo da ST, somente na entrada e saída. Todavia, eles poderão ser utilizados para a validação de modelos numéricos de condensação em filme em contracorrente, sugerido como um dos tópicos para trabalhos futuros na Seção 5. Desta forma, para o grupo 1, foram realizados em média 18 testes por condição, enquanto que para o grupo 2 foram apenas 11. Como apresentado na Tabela 6, obteve-se um total de 264 pontos experimentais.

Para os testes do grupo 1 e 2, o procedimento consiste em reduzir  $J_{G,s}$  mediante o aumento da taxa de condensação na seção de teste, controlada pela vazão e temperatura do fluido secundário. No grupo 1 não se realizou qualquer controle para manter  $P_{cond}$  e  $\dot{m}_r$  até atingir o ponto de filme estacionário, a partir do qual o acúmulo de condensado na seção de teste é intensificado. A partir deste ponto aumenta-se o deslocamento do pistão do compressor para minimizar a queda em  $P_{cond}$  e vazão mássica de R-134a. Para o grupo 2 foram alterados os parâmetros de controle entre cada teste, ajustando para que  $J_G$  na entrada da ST e  $P_{cond}$  se mantivessem constantes entre os testes. Define-se o sistema como em regime permanente (critério de estabilidade) quando a oscilação dos parâmetros de interesse fossem menores que as respectivas incertezas expandidas durante os 10 min anteriores. Verificou-se que as temperaturas do fluido secundário demoravam mais tempo para estabilizar, fato que ocorre pela baixa potência dos banhos termostáticos.

Em testes preliminares foi verificado que as frequências características das ondas de perturbação (*disturbance waves*) e ondas intermitentes de arrasto (*huge waves*) ficavam entre 3 e 20 Hz. Para que o intervalo de medição excedesse, em muito, o tempo característico das estruturas intermitentes do escoamento, fixou-se o tempo de medição em 10 s por teste. A aquisição dos sensores foi realizada com frequência de 2000 Hz, uma vez que esta é muito superior à frequência característica do fenômeno físico. Foi possível utilizar a média de 10 valores como medição representativa para reduzir o ruído elétrico presente nas medições. A aquisição de dados foi feita pelo programa Labview 2010 e as propriedades dos fluidos são obtidas da base de dados Refprop 8.0. Nesta base de dados as propriedades de R-134a são obtidas de Tillner-Roth e Baehr (1994) e as de água de Wagener e Pruss (2002). Para mistura aquosa de etilenoglicol foram utilizadas as referências Engineering (2011) e Engineering-ToolBox (2013).

As Figuras 23 e 24 apresentam a variação de  $J_{G,s}$ ,  $J_{L,s}$ ,  $P_{cond}$ ,  $G_r$ , e  $\dot{Q}_{cond}$  em função das condições de teste. Ao observar estas figuras, percebe-se que, nas condições do grupo 2, os parâmetros  $\dot{m}_r$ ,  $P_{cond}$

e  $G$  são mantidos constantes durante toda condição e a variação de  $J_{G,s}^*$ ,  $J_{L,s}^*$  e  $\dot{Q}_{ST}$  é linear. Para as condições do grupo 1 são observadas diferentes tendências, principalmente a variação menos ordenada de  $J_{L,s}$ ,  $G_r$ , e  $\dot{Q}_{cond}$ .

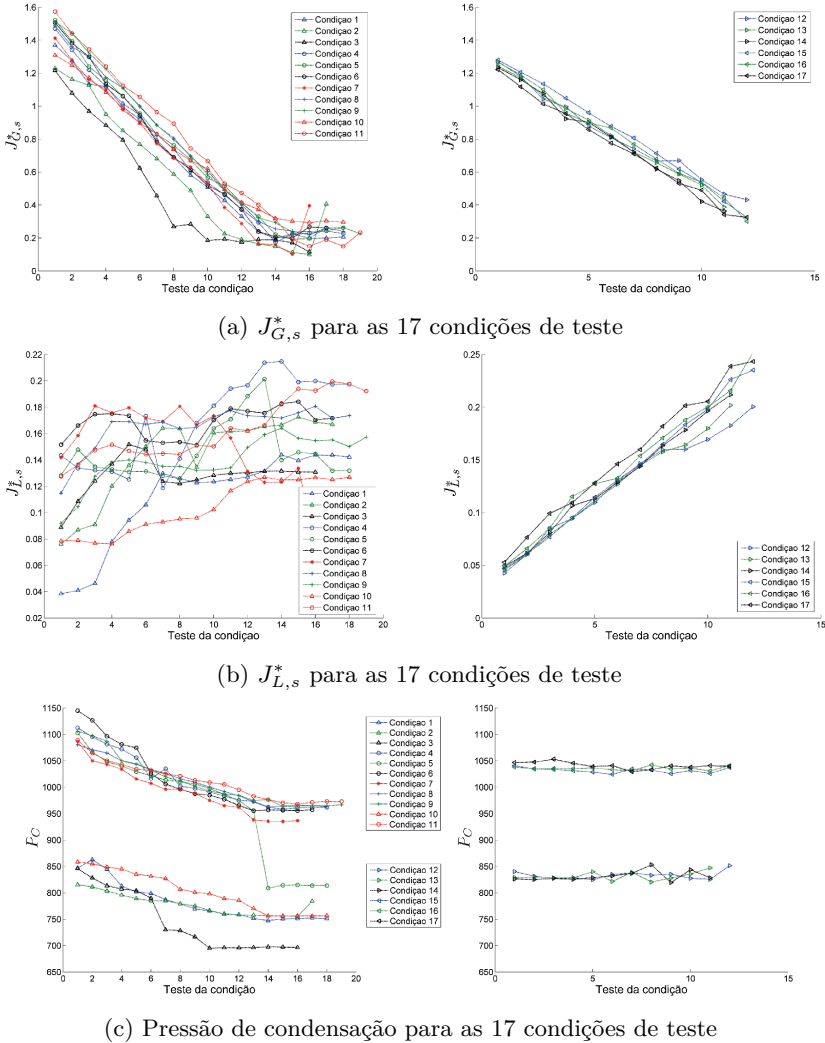


Figura 23 – Variação de parâmetros  $J_{G,s}^*$ ,  $J_{L,s}^*$  e  $P_{cond}$  durante as 17 condições de teste



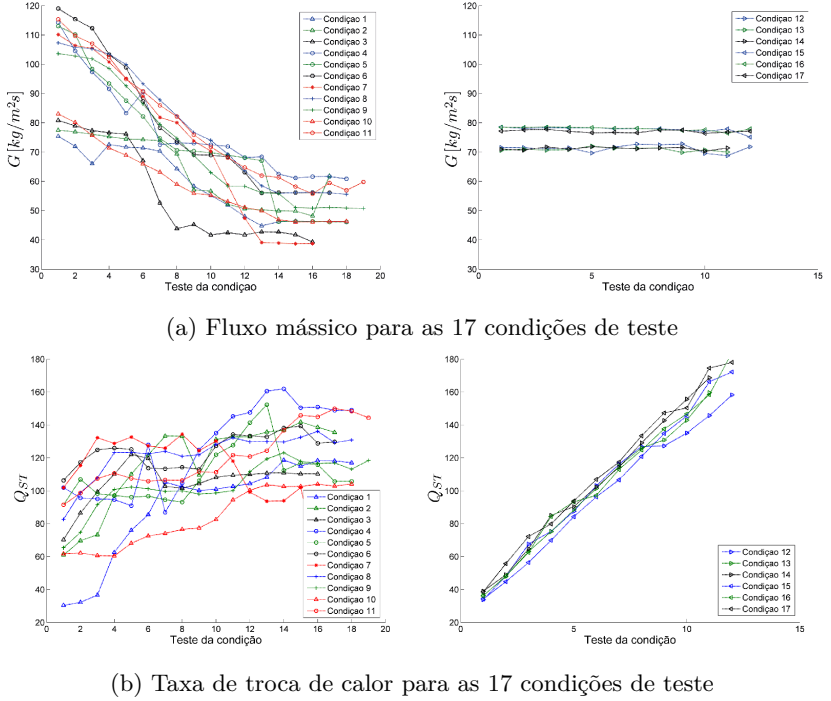


Figura 24 – Variação de parâmetros  $G_r$ ,  $\dot{Q}_{cond}$  durante as 17 condições de teste

### 3.5.3 Cálculo de Parâmetros

Nesta seção é apresentada a sequência de cálculos das grandezas necessárias para caracterizar e representar os dados experimentais obtidos. O procedimento visa obter as velocidades superficiais na saída da seção de teste  $J_{G,s}$  e  $J_{L,s}$ , velocidades que são obtidas por um balanço térmico entre os fluidos da seção de teste. Por se tratar de um escoamento bifásico, ainda são calculados o título e a fração de vazio na saída da seção de teste. A velocidade superficial na entrada  $J_{G,e}$  também é calculada, para garantir condição de arrasto total nesta região.

Na entrada da seção de teste a vazão mássica  $\dot{m}_r$  e o estado termodinâmico são conhecidos, de modo que a velocidade superficial  $J_{G,e}$  é calculada por,

$$J_{G,e} = \frac{4 \dot{m}_r}{\pi D^2 \rho_{v,e}} \quad (3.5)$$

A faixa de  $J_{G,e}$  usual foi de 1,5 a 1,8 m/s com incerteza de  $0,39 \times 10^{-2}$  m/s. Por sua utilidade na descrição de escoamentos bifásicos, o fluxo mássico também é calculado, sendo dado por,

$$G_{r,e} = \frac{4 \dot{m}_r}{\pi D^2} \quad (3.6)$$

A faixa de variação de  $G_{r,e}$  nestes testes foi de 50 a 110 kg/sm<sup>2</sup> com incerteza 0,015 kg/sm<sup>2</sup>. Estes dois parâmetros possuem pequenas incertezas por dependerem apenas de grandezas medidas e da equação de estado utilizada.

Para se obter uma mistura bifásica de R-134a na saída da seção de teste, deve-se calcular o calor utilizado para condensar o vapor de R-134a,  $\dot{Q}_{cond}$ , por meio do seguinte balanço de energia,

$$\dot{Q}_{cond} = \dot{Q}_{fs} - \dot{Q}_{SA} - \dot{Q}_{ar} \quad (3.7)$$

onde  $\dot{Q}_{fs}$  é a taxa de variação de calor sensível do fluido secundário,  $\dot{Q}_{SA}$  é a taxa de transferência de calor associada ao dessuperaquecimento do vapor de R134a e  $\dot{Q}_{ar}$  é a taxa com que calor é perdido pelo fluido secundário para o ambiente. Essas taxas são dadas por,

$$\dot{Q}_{fs} = \dot{m}_{fs} cp_{fs} (T_{s,fs} - T_{e,fs}) \quad (3.8)$$

$$\dot{Q}_{SA} = \dot{m}_r cp_{r,G,e} (T_1 - T_{sat}) \quad (3.9)$$

$$\dot{Q}_{ar} = \frac{(T_{amb} - T_s)}{R_{amb}} \quad (3.10)$$

onde,

$$R_{amb} = \frac{1}{\pi D_{e,an} h_{fs}} + \frac{\log(D_{e,an}/D_e)}{2 \pi k_{acr} L} + \frac{1}{\pi D_{e,an} L \bar{h}_{ar}} \quad (3.11)$$

$$\bar{h}_{ar} = \frac{k_{ar}}{L} \left\{ 0,68 + \frac{0,670 Ra^{1/4}}{\left[1 + \left(\frac{0,492}{Pr}\right)^{9/16}\right]^{4/9}} \right\} \quad (3.12)$$

$$Ra = \frac{g \beta \rho_{ar}^2 cp_{ar} (T_s - T_{amb}) L^3}{\mu_{ar} k_{ar}} \quad (3.13)$$

onde,  $k_{acr}$  e  $k_{ar}$  são os coeficientes de condução térmica para o acrílico e ar, respectivamente.

Para calcular  $\dot{Q}_{ar}$  foi utilizada a correlação empírica de Churchill e Chu (1975), apresentada na Equação (3.12) e desenvolvida para placa isotérmica. Rigorosamente, a superfície externa da seção de teste não é isotérmica, entretanto acredita-se que os resultados sejam razoáveis pela taxa de calor trocada com o ar ser muito pequena. A faixa de variação de  $\dot{Q}_{cond}$  é de 30 a 180 W, com incertezas expandidas de 2,74 a 19,60 W, respectivamente. As parcelas referentes a  $\dot{Q}_{ar}$  e  $\dot{Q}_{SA}$  são bastante inferiores e possuem valores típicos entre 1,5 e 3,5 W.

A taxa de transferência de calor requerida para condensar o R-134a é utilizada para obter o título mássico,  $x$ , e a fração de vazio na saída da ST, dados respectivamente por,

$$x = \frac{\dot{m}_r - (\dot{Q}_{cond}/h_{LG})}{\dot{m}_r} \quad (3.14)$$

$$\alpha = \frac{1}{1 + \left(\frac{1-x}{x}\right) \left(\frac{\rho_{G,sat}}{\rho_{L,sat}}\right)^{2/3}} \quad (3.15)$$

Para obtenção da fração de vazio na saída da seção de teste, foram avaliadas diversas correlações, dentre elas as propostas por Graham et al. (1999), Fiedler e Auracher (2004b), Soliman (1982 apud DILKLIK; WONGWISES, 2010) e Smith (1969 apud KANDLIKAR et al., 2005). Os resultados, contudo, foram bastante semelhantes, apresentando diferenças menores que 7%. Desta forma, na presente análise, escolheu-se estimar a fração de vazio a partir da correlação de Zivi (1964), já que se trata de uma correlação clássica para o escoamento em padrão anular, regime este que abrange a maioria das condições estudadas no presente trabalho. As velocidades superficiais na saída são calculadas a partir do título mássico na seguinte forma,

$$J_{G,s} = \frac{4x\dot{m}_r}{\pi D^2 \rho_{G,sat}} \quad (3.16)$$

$$J_{L,s} = \frac{4(1-x)\dot{m}_r}{\pi D^2 \rho_{L,sat}} \quad (3.17)$$

Os valores de  $J_{G,s}$  variam de 1,5 m/s a 0,25 m/s com incerteza de  $0,23 \times 10^{-2}$  m/s e  $J_{L,s}$  varia entre  $0,80 \times 10^{-2}$  m/s e  $5,2 \times 10^{-2}$  m/s com incerteza  $0,007 \times 10^{-2}$  m/s.

No Capítulo 4, dados experimentais são apresentados para a perda de pressão por atrito na ST,  $\Delta P_{st,atrito}$ , bem como em função do parâmetro de Lockhart-Martinelli  $\chi$  avaliado na saída da ST. A medição do transdutor de pressão diferencial engloba: (i) a coluna estática

de condensado presente linha de tomada de pressão, (ii) a coluna bifásica estática na ST e (iii) a perda de pressão por atrito. Assim, para determinar a parcela devida ao atrito,  $\Delta P_{st,atrito}$ , subtraem-se os termos de coluna monofásica e a bifásica da medição do transdutor, ou seja,

$$\Delta P_{atrito} = -(\Delta P_{t,\Delta P} - \Delta P_{coluna,monof}) - \Delta P_{coluna,bif} \quad (3.18)$$

Chama-se atenção para o fato que o transdutor mede a saída menos entrada, o que leva à troca de sinal na equação em questão. As duas parcelas estáticas podem ser somadas e escritas como,

$$\Delta P_{estático} = (\rho_{L,sat} - \rho_{bif}) g L_{\Delta P} \sin(\theta) \quad (3.19)$$

onde  $L_{\Delta P}$  é a distância entre as tomadas de pressão e  $\theta$  a inclinação com a horizontal.  $\rho_{bif}$  é a massa específica bifásica dada por,

$$\rho_{bif} = \alpha \rho_v + (1 - \alpha) \rho_L \quad (3.20)$$

onde  $\alpha$  é a fração de vazio calculada pela correlação de Zivi (1964) para o escoamento anular, onde o título mássico médio entre saída e entrada foi utilizado.

O parâmetro de Lockhart-Martinelli,  $\chi$ , foi calculado para a saída da seção de teste a partir da relação de Darcy-Weisbach para perda de pressão  $\Delta P_k$  e com coeficientes de atrito  $f_D$  dados pela relação proposta por Chrisholm (1983), na seguinte forma,

$$\chi = \left( \frac{\Delta P_L}{\Delta P_G} \right)^{1/2} \quad (3.21)$$

$$\Delta P_k = f_{D,k} \frac{\rho_k J_{G,s}^2}{2D} \quad (3.22)$$

$$f_{D,k} = 8 \left[ \left( \frac{8}{Re} \right)^{12} + \frac{1}{(A+B)^{3/2}} \right]^{1/12} \quad (3.23)$$

onde,

$$A = 2,457 \ln \left[ \frac{1}{(7/Re)^{0,9} + 0,27 \epsilon/D} \right]^{16} \quad (3.24)$$

$$B = \left( \frac{37530}{Re} \right)^{16} \quad (3.25)$$

onde,  $k$  representa a fase em questão, ou seja, vapor ou líquido. Os valores de  $\chi$  variaram de 1,7 a 1,9. Observou-se que a incerteza aumenta significativamente para maiores taxas de condensação, ou seja, para  $J_{G,s} = 1,3$  a incerteza expandida de  $\chi$  é 0,11 e para  $J_{G,s} = 0,30$  é de 0,65.



## 4 RESULTADOS

Os resultados experimentais foram obtidos em função da pressão de condensação, inclinação, grau superaquecimento do vapor na entrada e taxa de condensação na seção de teste, somando um total de 264 pontos experimentais. Como descrito na Seção 3.5, cada condição de operação consiste em fixar a pressão de condensação, inclinação e superaquecimento. O primeiro teste experimental de cada condição corresponde à mínima taxa de condensação, fornecendo uma velocidade adimensional do vapor na saída,  $J_{G,s}^* = 1,4$ . Para cada teste seguinte, a taxa de condensação é aumentada para reduzir  $J_{G,s}^*$  com decremento de 0,1. Este procedimento garante que o primeiro teste de cada condição se dá no padrão de filme anular ascendente. Com o decréscimo gradual de  $J_{G,s}^*$ , é possível identificar padrões de escoamento caracterizados como: filme estacionário, reversão de escoamento, *churn*, e *slug*.

Nas condições de operação denominadas 1 a 11, a bancada experimental funcionou como um sistema de refrigeração, uma vez que o aumento gradual da taxa de condensação levou à redução da vazão mássica de refrigerante e da pressão de condensação na ST. Este procedimento dificultou a interpretação dos resultados de uma mesma condição, já que diversos parâmetros de interesse variaram simultaneamente. Assim, estes pontos foram utilizados apenas na obtenção do mapa de padrões de escoamento, resultado que depende apenas dos pontos individuais. Para uma segunda bateria de experimentos, condições 12 a 17, foram mantidas constantes a vazão mássica de R-134a e a pressão de condensação ao longo dos testes de cada condição, mediante adição de massa de R-134a ao sistema. Estes testes também foram iniciados com  $J_{G,s}^* = 1,4$ , com redução de 0,1 a cada ponto experimental. Nesta bateria foi possível isolar a influência dos parâmetros, já que  $J_G^*$  e  $J_L^*$  variaram ao longo dos testes de cada condição e  $P_{cond}$  e  $\theta$  variaram entre as condições. A Figura 25 apresenta a variação de  $J_G^*$  e  $J_L^*$  para estes 6 testes.

Neste capítulo são apresentados primeiramente os resultados qualitativos de visualização do escoamento, seguidos pela caracterização das transições associadas à limitação de escoamento em contracorrente, perda de pressão e caracterização de velocidade e frequência para onda de perturbação e estruturas de escoamento (no caso de *churn* e *slug*).

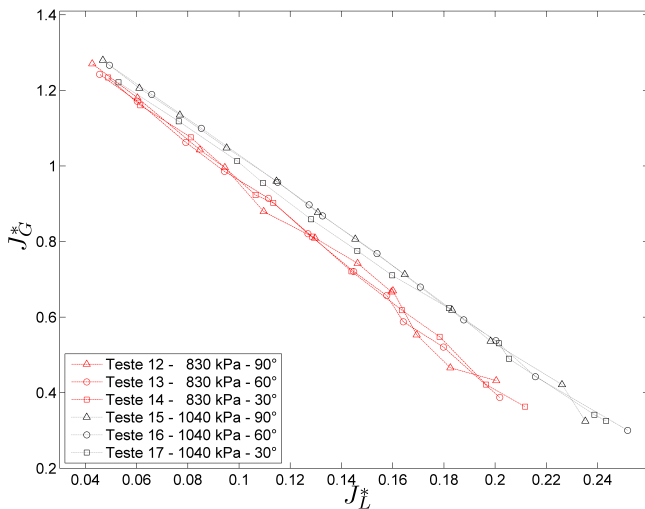


Figura 25 – Variação de  $J_G^*$  e  $J_L^*$  para os testes 12 a 17.

#### 4.1 Visualização de padrão de escoamento

Antes de discutir os resultados de visualização do escoamento, é importante ressaltar que o filme de R-134a cobre toda circunferência interna do tubo de borossilicato, pois é nesta região que ocorre a condensação. Desta forma, nas imagens apresentadas, ocorre a sobreposição da interface frontal e posterior ao centro do tubo. Para diminuir este efeito, restringiu-se a profundidade de campo focal à região central do tubo, ressaltando a seção transversal do filme de condensado. Mesmo com tal abordagem, ainda ocorre a sobreposição de interfaces. Nas imagens apresentadas é possível observar bolhas de vapor, que estão entranhadas ao filme de condensado, aparecem sobrepostas ao núcleo de vapor. A Figura 26 apresenta o efeito de sobreposição esquematicamente.

Nos casos inclinados, o escoamento do filme ocorre também no sentido circunferencial do tubo, o que leva à formação de um filme bastante fino na região superior do tubo, lado esquerdo das imagens. Estas regiões de filme fino apresentam bordas sombreadas, onde a identificação do filme é prejudicada. Este efeito se deve à refração da luz de iluminação e não pode ser removido, apenas reduzido pela iluminação lateral. Os testes foram realizados com a taxa de aquisição de imagens



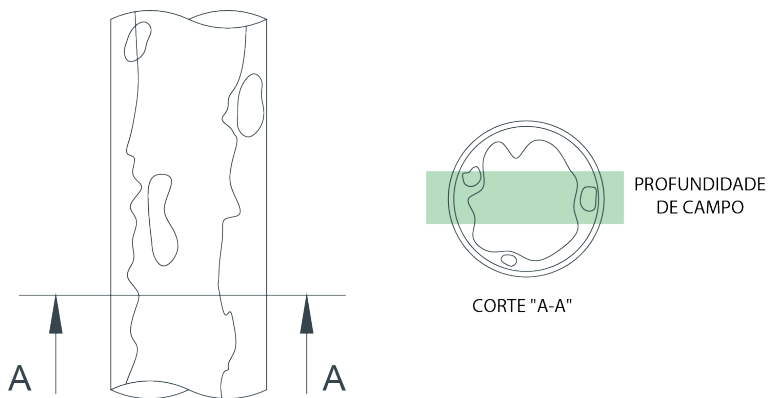


Figura 26 – Ilustração da sobreposição de interface e bolhas na imagem visualizada.

de 3000 Hz para observar as menores movimentações do escoamento. Os resultados de visualização são apresentados primeiramente para o patamar de 830 kPa e depois para 1040 kPa. Estes consistem de seqüências de 16 imagens separadas 3,3 ms (300 Hz) entre si, totalizando 0,0533 s para cada seqüência. Para cada condição, são apresentados os cinco padrões de escoamento encontrados, ou seja, filme ascendente, filme estacionário, reversão de escoamento, *churn*, e *slug*.

É importante notar que as imagens apresentadas não correspondem ao primeiro teste na qual cada padrão é observado, mas do estado características do padrão. Este fato se deve à difícil visualização em regiões de transição. Em geral foi utilizado o segundo teste para cada padrão de escoamento, facilitando a identificação de ondas estacionárias ou descendentes. Apesar de haver diferenças de cerca de 10% nas vazões mássicas de alta e baixa pressão de condensação, acredita-se que isto não invalide a comparação. Para facilitar a comparação entre os casos de diferentes patamares de pressão e inclinação, foram escolhidos pontos experimentais com  $J_{G,s}^*$  semelhantes para os mesmos padrões de escoamento, sendo 1,25 para anular ascendente, 1,10 para filme estacionário, 0,78 para reversão de filme, 0,40 para *churn* e 0,19 para *slug*. Conforme apresentado no Capítulo 2, a velocidade superficial adimensional é a grandeza que melhor descreve a transição para filme estacionário e reversão de escoamento.

#### 4.1.1 Patamar de pressão de 830 kPa

A Figura 27 apresenta os resultados de visualização para  $90^\circ$  a 830 kPa, as imagens estão centradas a 850 mm de distância da entrada da seção de teste. A Figura 27(a) apresenta o filme anular de condensado escoando para cima. Nesta condição as ondulações se desenvolvem com velocidades semelhantes, fato demonstrado pelas linhas paralelas na cor laranja. Esta observação pretende ressaltar apenas que parcelas de filme em diferentes comprimentos axiais, dentro da região de visualização que compreende aproximadamente 40 mm, apresentam velocidades semelhantes. Não havendo região de filme estacionário ou escoamento de filme na descendente. Como será apresentado na Seção 4.2, esta condição ocorre para velocidades superficiais adimensionais altas. No caso em questão, as velocidades superficiais de vapor e líquido locais são respectivamente de  $J_G^* = 1,27$  e  $J_L^* = 0,04$ . Nota-se que para as seqüências (a) a (c) o filme apresenta ondas circunferenciais (*ring-type waves*) que se deslocam simetricamente.

Com aumento da taxa de condensação e consequente aumento de espessura de filme, se chega a condição na qual a força de arrasto exercida pelo vapor é igualada pela força peso do filme. Na seqüência de imagens da Figura 27(b), a linha verde tracejada identifica o momento no qual parte do filme de condensado permanece estacionário por algumas imagens, enquanto o restante do filme continua escoando para cima. Nota-se ainda que as linhas em laranja já não são mais paralelas, o que significa que diferentes parcelas de filme estão escoando com velocidades diferentes. Para este caso, as velocidades superficiais adimensionais locais são  $J_G^* = 1,00$  e  $J_L^* = 0,09$ .

Pelo fato da seção de teste ser um condensador, a vazão local de vapor é diminuída ao longo da seção, enquanto que a de condensado aumenta. Assim, a região inferior às imagens apresentadas sempre possuirá velocidades superficiais de vapor maiores, pois é uma região de menor comprimento axial de condensação. Esta característica acaba levando ao acúmulo local de condensado, já que a montante o vapor tende a arrastar mais o filme que em regiões a jusante. Este acúmulo passa a ser mais visível a partir do ponto de reversão de filme, onde parcelas de filme começam a escoar para baixo em contracorrente ao vapor, e o filme tende a ficar estacionário por mais tempo.

Com o aumento da taxa de condensação, a força peso do filme passa a exceder o arrasto e o filme escoar para baixo em contracorrente ao vapor, aqui denominado de ponto de reversão de filme e apresentado na Figura 27(c). Nesta seqüência, a linha azul pontilhada identifica o momento no qual parcela do filme escoar para baixo. Este efeito perdura

até que uma ondulação com maior quantidade de movimento que escoava na ascendente arrasta o filme parado para cima, fato ilustrado pelo encontro das linhas azul pontilhada descendente e laranja ascendente. Para este caso as velocidades superficiais são  $J_G^* = 0,74$  e  $J_L^* = 0,14$ . Verificou-se que geralmente regiões de filme menos espesso tendem a parar e escoar na descendente primeiro. Apesar da maior força peso, ondas maiores continuam a ser arrastadas por mais tempo que regiões de filme mais espesso por dois motivos. O estreitamento da seção transversal de passagem de vapor leva a maiores velocidades locais na região da crista da onda (efeito Bernoulli), o que leva a maior arrasto. O efeito de pressão na face da onda também auxilia o arrasto de ondulações maiores, já que leva a maiores coeficientes de arrasto. Na região de filme fino o arraste é baixo e não há efeito de pressão na face da onda. O mecanismo de arrasto de filme de Dukler et al. (1980), apresentado na Seção 2.2, iria prever o contrário, já que naquela abordagem o filme é considerado com espessura constante, e não se tem a força na face da onda.

Para alta taxa de condensação, o filme se torna tão espesso e a velocidade do vapor é tão baixa que o filme escoava para baixo durante períodos mais prolongados, levando a um maior acúmulo local de condensado. As ondulações crescem e tendem a bloquear, por breves momentos, a seção transversal do tubo. Este bloqueio não perdura e nas imagens é observado quando a crista da onda toca a extremidade superior do tubo. As linhas azul-pontilhado na Figura 27(d) ressaltam a região de escoamento descendente. Ao final das linhas azul-pontilhado se observa escoamento ascendente ressaltado pelas linhas laranja. Este padrão é muito mais caótico, com parcelas de filme próximas escoando de maneira distinta, como se observa pelo conjunto de linhas com comportamento diferente. A maior turbulência do escoamento leva ao aparecimento de bolhas de vapor entranhadas no filme de condensado. Ainda se observa que no padrão *churn* há um comportamento intermitente, com filme descendente com pequenas ondulações seguido de acúmulo de condensado e posterior onda de arrasto (*huge wave* ou *gol-fada*) com escoamento na ascendente. Para a condição (d) as velocidades superficiais adimensionais foram  $J_G^* = 0,43$  e  $J_L^* = 0,20$ .

Chama-se a atenção para o fato de que o escoamento líquido de condensado continua sendo na ascendente, mesmo que durante períodos prolongados o filme escoava visivelmente em contracorrente. Isto se deve ao fato de a onda de arrasto transportar uma grande quantidade do condensado que fora acumulado. Para o caso de  $90^\circ$  reduziu-se a velocidade superficial adimensional de vapor na saída até 0,40, entretanto não se observou o padrão *slug*, regime este que ocorreu nos

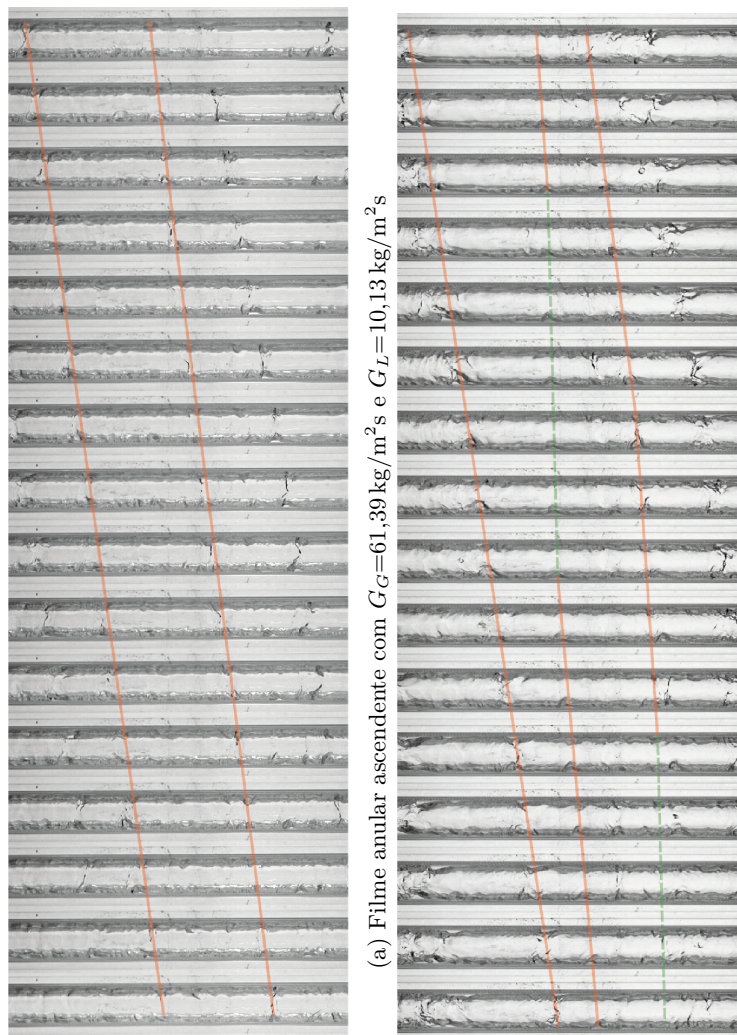
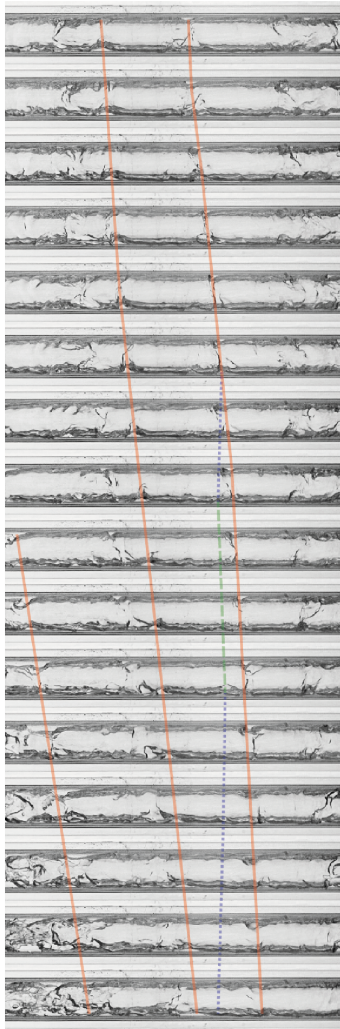
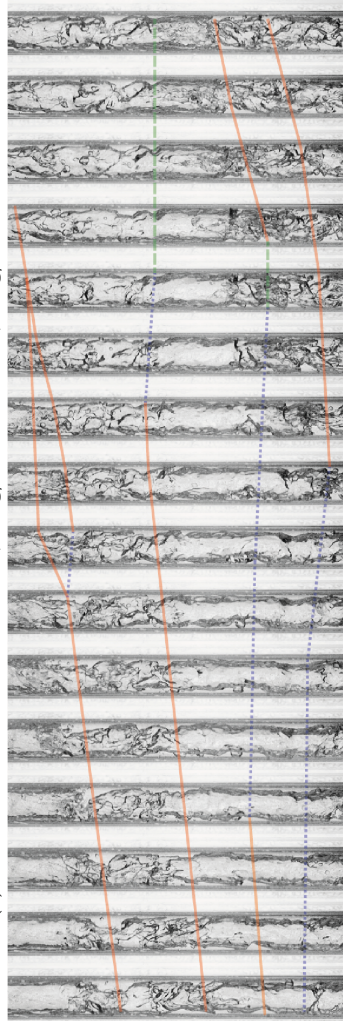


Figura 27 – Sequência de imagens para 830 kPa centrado 855 mm da entrada da seção de teste e inclinação  $90^\circ$ . Estas imagens estão disponíveis em alta definição no DVD em anexo.



(c) Reversão de filme com  $G_G = 34,74 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$  e  $G_L = 38,06 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$



(d) *Churn* com  $G_G = 24,31 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$  e  $G_L = 47,51 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$

Figura 27 – Sequência de imagens para 830 kPa centrado 855 mm da entrada da seção de teste e inclinação  $90^\circ$ . Estas imagens estão disponíveis em alta definição no DVD em anexo.

casos de menor inclinação. Durante todo o teste foi verificado que na entrada da seção de teste havia somente vapor superaquecido e que o filme formado próximo à entrada era ascendente, possuindo velocidades superficiais de vapor 0,6 m/s superiores à transição para filme estacionário. Este cuidado também foi tomado para os outros testes.

Para tubos inclinados o filme formado já não era mais axissimétrico, dado que a gravidade leva o filme a escoar tanto axialmente como circunferencialmente, para a região mais inferior. A Figura 28 apresenta bem a assimetria de escoamento no filme para o padrão anular. Fiedler, Auracher e Winkelmann (2002) divide o escoamento de condensado em duas parcelas: (i) região de filme, onde a espessura de filme é reduzida, correspondendo à parte superior do tubo, e (ii) região de leito, na parte inferior do tubo, onde a espessura é muito maior. Pela região de filme possuir espessura bastante reduzida, impossibilitando a identificação de ondulações, utilizou-se a região de leito para analisar as imagens obtidas nos testes com inclinações de  $60^\circ$  e  $30^\circ$ . Apesar de dividir o escoamento de condensado em duas regiões, o escoamento como um todo será denominado filme. A Figura 29 apresenta os resultados de visualização para  $60^\circ$ , sendo as imagens centradas igualmente a 850 mm de distância da entrada da seção de teste.

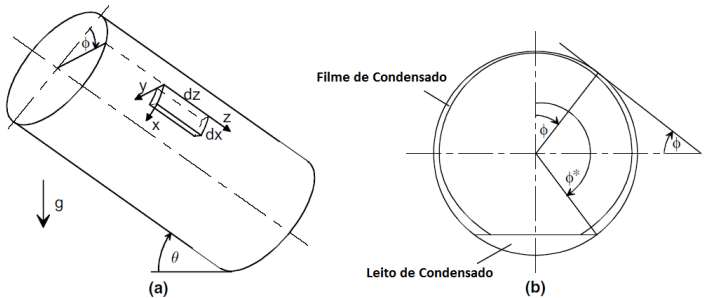


Figura 28 – Representação de tensões em um volume de controle de filme para tubos inclinados (FIEDLER; AURACHER; WINKELMANN, 2002).

Como para o caso de  $90^\circ$ , as imagens são apresentadas sequencialmente para taxas de condensação crescentes. A Figura 29(a) apresenta o regime de filme ascendente, com velocidades superficiais  $J_G^*=1,24$  e  $J_L^*=0,05$ . Semelhante ao caso vertical, as ondulações possuem velocidades similares para diferentes parcelas axiais de filme, fato representado pelas linhas paralelas em cor laranja. Como ressaltado no parágrafo anterior, nota-se que a região inferior do tubo (direita da imagem)

apresenta filmes mais espessos.

A Figura 29(b) apresenta o regime de filme estacionário, com velocidades superficiais de  $J_G^*=0,99$  e  $J_L^*=0,09$ . Já se pode observar que parcelas de filme permanecem paradas por grande parte da sequência de imagens (linhas verdes tracejadas) e até retornam em duas imagens (linha azul pontilhada). Na Figura 29(c) observa-se a reversão de escoamento, onde o filme escoo por um período mais prolongado para baixo. Para este caso, as velocidades superficiais adimensionais são  $J_G^*=0,66$  e  $J_L^*=0,16$ . Comparando as sequências (b) e (c) desta figura com (b) e (c) da Figura 27, nota-se um sensível aumento na espessura do filme. Ainda em comparação com a condição vertical, verifica-se que bolhas de vapor entranhadas no filme de condensado já são observadas para o caso de reversão de escoamento, ilustrado ao longo da linha laranja nas sete últimas imagens da Figura 29(c).

O padrão *churn* é apresentado na Figura 29(d), com  $J_G^*=0,52$  e  $J_L^*=0,18$ . Pela imagem se percebe um escoamento muito mais caótico, com regiões de filme estacionário, descendente e ascendente. Também é possível notar o bloqueio da seção transversal pelo condensado. Para menores valores de velocidade superficial foi possível alcançar o padrão do tipo *slug*, apresentado na Figura 29(e). Com auxílio das três linhas azuis pontilhadas, nota-se uma vasta região de filme laminar escoando para baixo. Em ambos os caso o condensado é acumulado até a golfada carregá-lo na ascendente. Nesta sequência não se vê uma região claramente monofásica de condensado com presença de bolha de Taylor. Entretanto, com uma análise mais detalhada na região da linha verde tracejada até o final da sequência de imagens, é possível verificar o bloqueio total da seção pelo condensado. Nos padrões *churn* e *slug* nota-se a ocorrência de processos intermitentes de escoamento mais caótico, respectivamente com ondas de arrasto e golfadas, seguidos de períodos de filme praticamente laminar. No caso do escoamento *slug*, o período de filme laminar é aumentado em relação à região caótica, possivelmente devido ao menor atrito interfacial gerado pelo menor  $J_G$  e ao arrasto de maior quantidade de condensado pela golfada deste padrão. Neste caso, as velocidades superficiais foram  $J_G^*=0,39$  e  $J_L^*=0,20$ .

A análise e a conclusão a respeito da assimetria e maior acúmulo de condensado é semelhante para as inclinações de  $30^\circ$  e  $60^\circ$ . Contudo, a parcela gravitacional que age no escoamento circunferencial aumenta, deixando as ondulações mais achatadas. Este achatamento diminui a altura das ondas e forma uma interface mais estável, com aparência de um filme mais homogêneo axialmente. A pequena quantidade de ondulações isoladas dificultou a detecção do ponto de filme estacionário e de reversão de filme. Foram utilizadas principalmente as pequenas

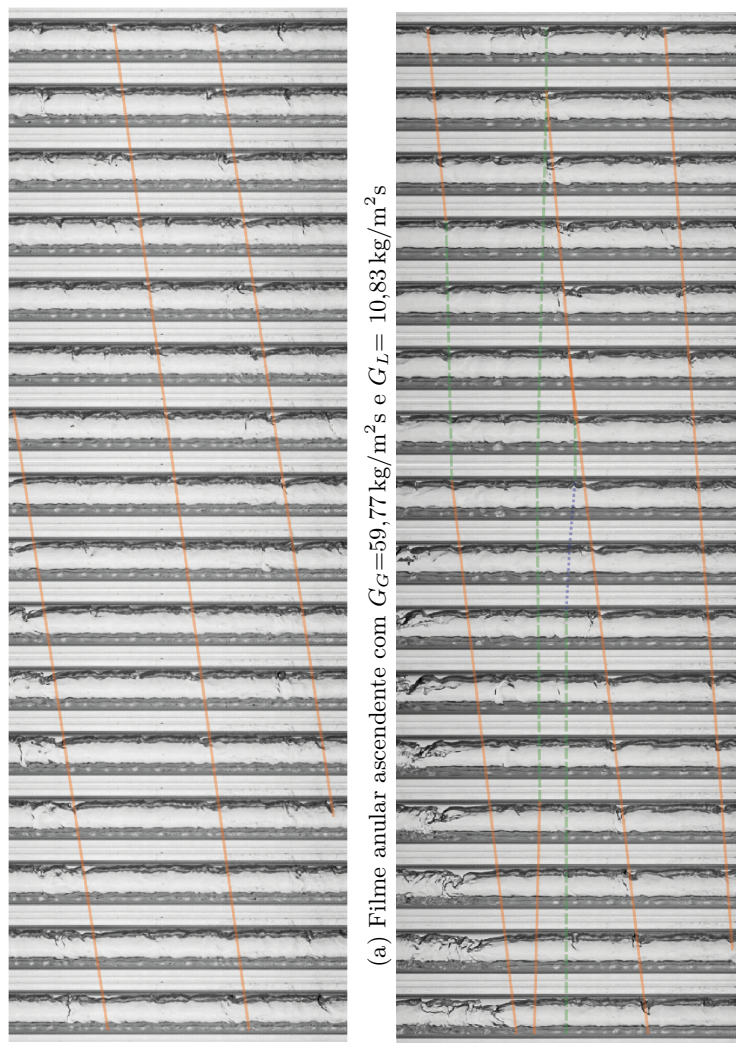
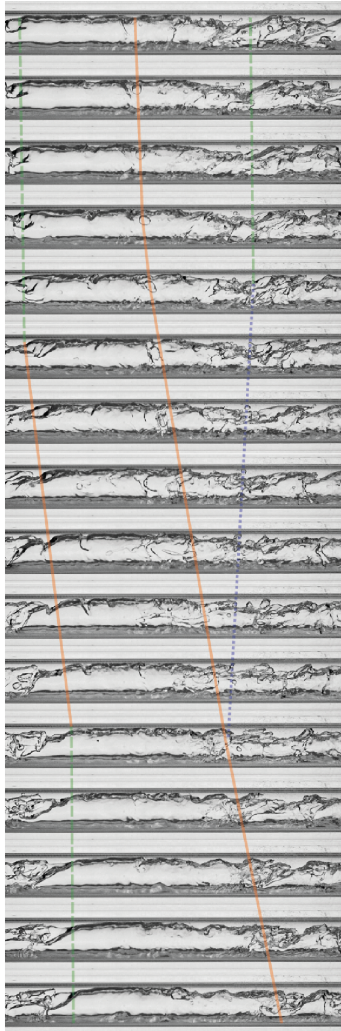
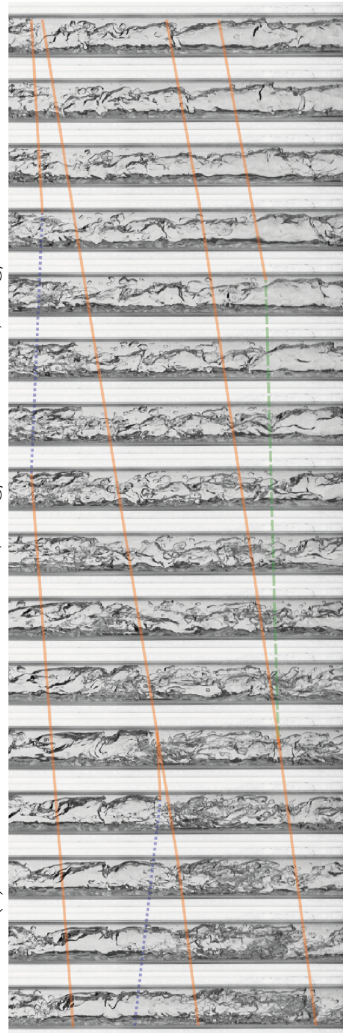


Figura 29 – Sequência de imagens para 830 kPa centrado 855 mm da entrada da seção de teste e inclinação  $60^\circ$ . Estas imagens estão disponíveis em alta definição no DVD em anexo.



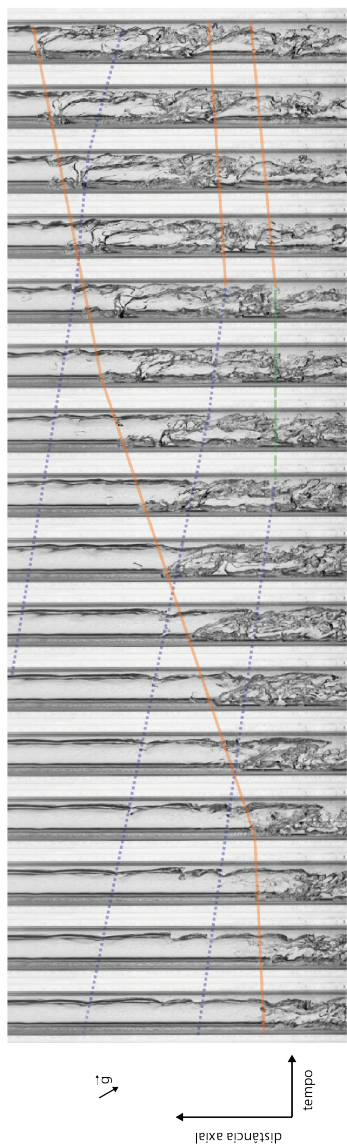


(c) Reversão de filme com  $G_G = 33,86 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$  e  $G_L = 37,56 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$



(d) *Churm* com  $G_G = 28,01 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$  e  $G_L = 42,73 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$

Figura 29 – Sequência de imagens para 830 kPa centrado 855 mm da entrada da seção de teste e inclinação  $60^\circ$ . Estas imagens estão disponíveis em alta definição no DVD em anexo.



(e) *Slug* com  $G_G=22,16 \text{ kg/m}^2\text{s}$  e  $G_L=47,86 \text{ kg/m}^2\text{s}$

Figura 29 – Sequência de imagens para 830 kPa centrado 855 mm da entrada da seção de teste e inclinação  $60^\circ$ . Estas imagens estão disponíveis em alta definição no DVD em anexo.

ondulações e bolhas entranhadas para verificar a velocidade do filme próximo ao ponto estacionário.

A Figura 30(a) mostra o filme anular escoando na ascendente com velocidade uniforme para toda região. Neste caso ondas isoladas podem ser facilmente detectadas, e são utilizadas para analisar o deslocamento do filme. As velocidades superficiais adimensionais deste teste foram  $J_G^* = 1,23$  e  $J_L^* = 0,05$ . A condição de filme estacionário é mostrada na Figura 30(b), onde o filme é mais homogêneo (sem ondulação preponderante) que no caso de Figura 29(b) com inclinação de  $60^\circ$ . As velocidades superficiais deste teste foram  $J_G^* = 0,92$  e  $J_L^* = 0,11$ . Percebe-se que a onda estacionária (linha verde tracejada) permanece parada até que uma onda ascendente (linha laranja) com maior quantidade de movimento a arraste. O ponto de reversão de escoamento é apresentado na Figura 30(c), com  $J_G^* = 0,62$  e  $J_L^* = 0,16$ . Nesta condição há tamanho acúmulo de condensado que o mesmo chega a abranger toda seção transversal por uma ou duas imagens. Em contraste com as inclinações anteriores, aqui se observa uma região de filme predominantemente ascendente e outra de filme descendente. Estas regiões são ressaltadas respectivamente pela linha inferior, predominantemente ascendente, e pela linha superior, estacionária e descendente. Este fato reforça a relação entre transição para padrões de escoamento intermitentes e a reversão de escoamento.

Para o padrão *churn*, apresentado na Figura 30(d), as velocidades superficiais foram  $J_G^* = 0,42$  e  $J_L^* = 0,20$ . Nesta sequência é visível que o condensado chega a bloquear toda seção transversal do tubo. Entretanto este é logo rompido pelo escoamento de vapor. Também se verifica uma região de filme laminar descendente (linhas azuis pontilhadas) que perdura até encontrar uma grande perturbação, a qual arrasta grande parte do condensado para cima. Para esta inclinação ainda se percebe que há menos entranhamento de bolhas de vapor no filme, mas em compensação as pequenas ondulações na interface aumentam bastante em intensidade. O padrão *slug* é apresentado na Figura 30(e), com  $J_G^* = 0,36$  e  $J_L^* = 0,22$ . Se observa uma grande região de filme laminar descendente e uma região de bloqueio que perdura por toda sequência. Na região de bloqueio é possível notar que as bolhas de vapor se localizam na parte esquerda do tubo, sendo esta a região superior do mesmo. Ao final da sequência de imagens, no canto inferior direito, ainda é possível observar que a região de filme laminar é restabelecida logo após a golfada.

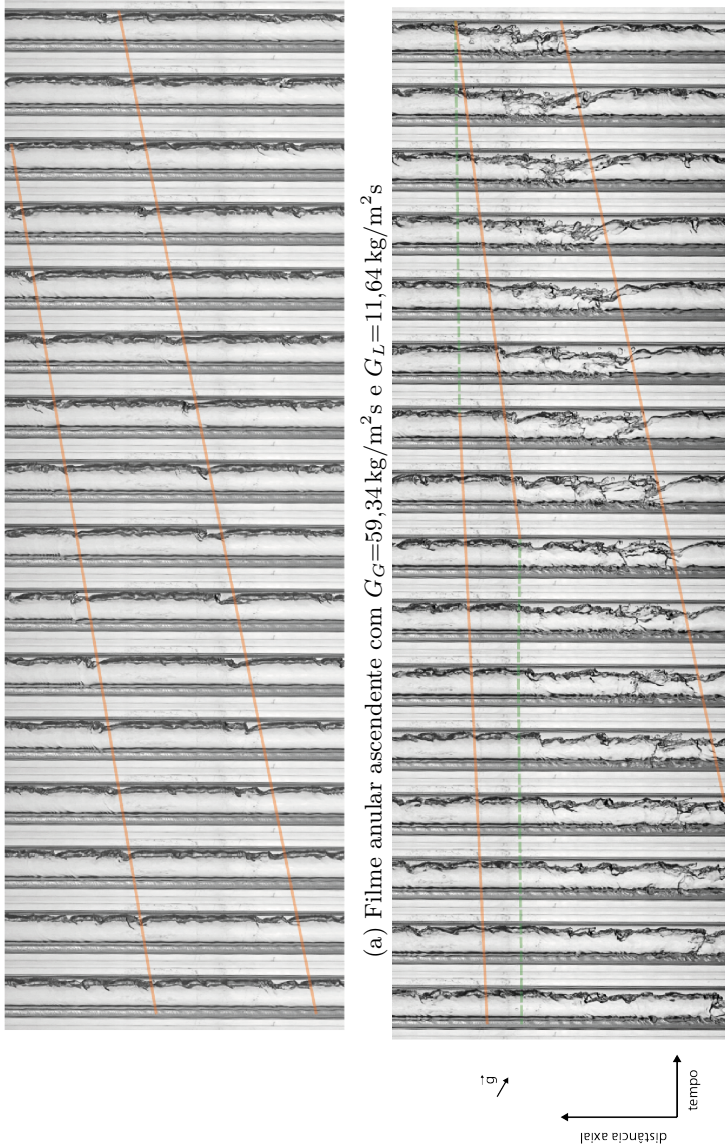


Figura 30 – Sequência de imagens para 830 kPa centrado 855 mm da entrada da seção de teste e inclinação  $30^\circ$ . Estas imagens estão disponíveis em alta definição no DVD em anexo.

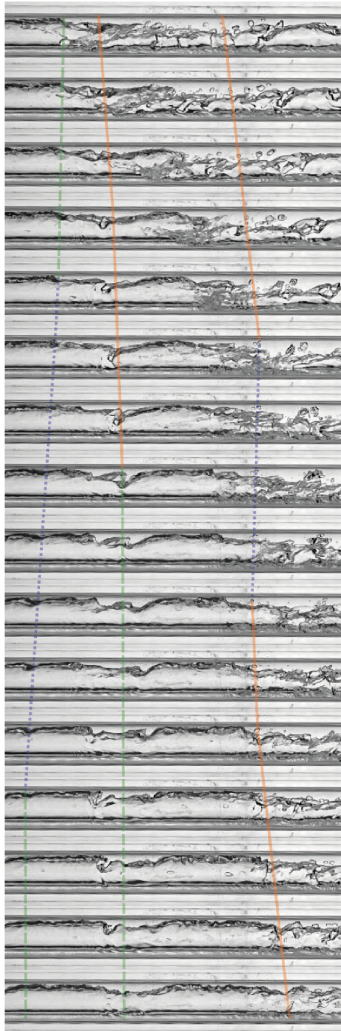
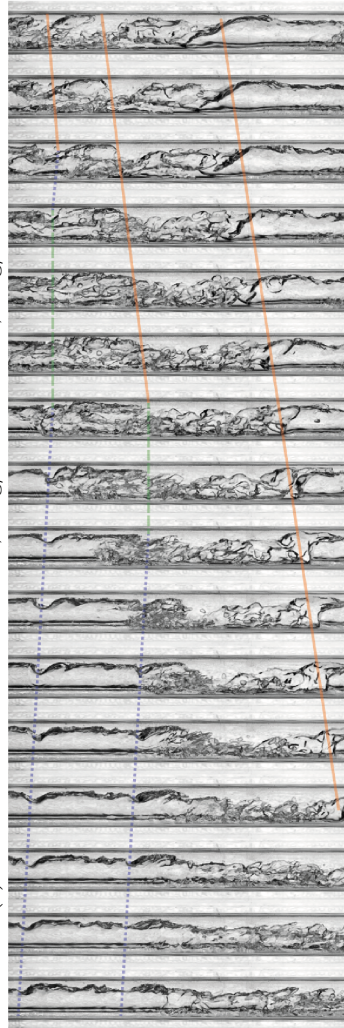
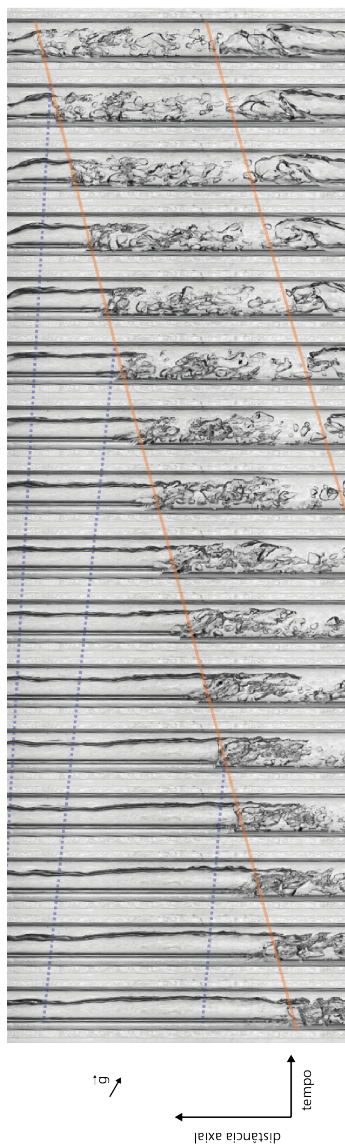
(c) Reversão de filme com  $G_G = 32,61 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$  e  $G_L = 38,77 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ (d) *Churn* com  $G_G = 23,65 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$  e  $G_L = 46,63 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ 

Figura 30 – Sequência de imagens para 830 kPa centrado 855 mm da entrada da seção de teste e inclinação  $30^\circ$ . Estas imagens estão disponíveis em alta definição no DVD em anexo.

↑ g  
 ↓ distância axial  
 tempo



(e) *Slug* com  $G_G=21,00 \text{ kg/m}^2\text{s}$  e  $G_L=50,38 \text{ kg/m}^2\text{s}$

Figura 30 – Sequência de imagens para 830 kPa centrado 855 mm da entrada da seção de teste e inclinação  $30^\circ$ . Estas imagens estão disponíveis em alta definição no DVD em anexo.

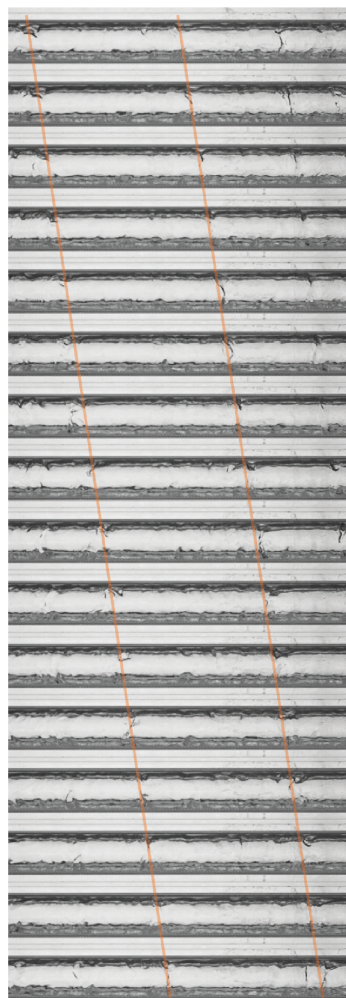
## 4.1.2 Patamar de pressão 1040 kPa

Para os casos com pressão de 1040 kPa tem-se a temperatura de saturação 10 °C mais alta que no caso anterior. Isto facilita a troca térmica na seção de teste e possibilita maiores taxas de condensação. Assim, pode-se observar padrões de escoamento do tipo *slug* que estão mais distantes da transição, apresentando regiões com bolsões de vapor (bolhas de Taylor) mais desenvolvidos. Da mesma forma que na seção anterior, se inicia com o caso vertical e baixa taxa de condensação, incrementando-se a mesma até o máximo permitido pela bancada experimental. Em seguida, passa-se para os casos de 60° e 30°. Em todas as imagens as linhas laranja destacam as porções de filme anular ascendente, verdes tracejadas as de filme estacionário e azuis pontilhadas as de filme descendente.

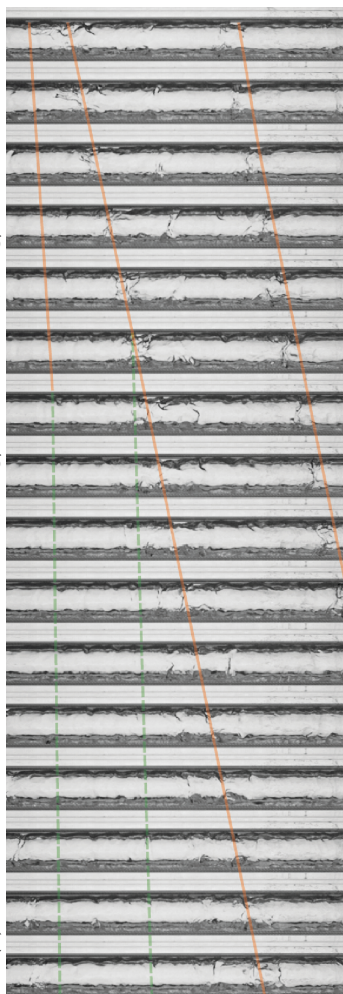
Para o caso vertical, o padrão de filme anular ascendente é apresentado na Figura 31(a), com  $J_G^* = 1,28$  e  $J_L^* = 0,05$ . O padrão de filme estacionário é apresentado na Figura 31(b), com  $J_G^* = 1,14$  e  $J_L^* = 0,08$  e o de reversão de filme é ilustrado na Figura 31(c), com  $J_G^* = 0,88$  e  $J_L^* = 0,13$ . Os padrões *churn* e *slug* são apresentados nas Figuras 31(d) e (e), com  $J_G^* = 0,54$  e  $J_L^* = 0,20$  e  $J_G^* = 0,32$  e  $J_L^* = 0,24$ , respectivamente. As observações são semelhantes às realizadas na seção anterior, salvo o padrão *slug* que apresenta uma maior região de condensado bloqueando a seção transversal.

A sequência de imagens para a inclinação de 60° é apresentada na Figura 32. A análise das imagens apresenta as mesmas características que no caso de 830 kPa, não sendo necessário repetir os mesmos comentários. As velocidades superficiais para o padrão anular ascendente são  $J_G^* = 1,27$  e  $J_L^* = 0,05$ , para o filme estacionário  $J_G^* = 1,10$  e  $J_L^* = 0,09$ , para o filme na reversão de escoamento  $J_G^* = 0,86$  e  $J_L^* = 0,13$ , para *churn*  $J_G^* = 0,54$  e  $J_L^* = 0,20$  e para *slug*  $J_G^* = 0,3$  e  $J_L^* = 0,25$ . Estes padrões são apresentados na Figura 32(a) a (e) respectivamente.

Da mesma forma que para as inclinações anteriores, as características de cada padrão de escoamento se mantêm para a inclinação de 30°. A Figura 33(a) a (e) apresenta sequencialmente os padrões anular ascendente com velocidades superficiais  $J_G^* = 1,22$  e  $J_L^* = 0,05$ , filme estacionário com  $J_G^* = 0,96$  e  $J_L^* = 0,11$ , filme na reversão de escoamento com  $J_G^* = 0,78$  e  $J_L^* = 0,15$ , *churn* com  $J_G^* = 0,49$  e  $J_L^* = 0,21$  e *slug* com  $J_G^* = 0,32$  e  $J_L^* = 0,24$ . Referente à Figura 33(e), chama-se a atenção para uma bolha de vapor entranhada no filme de líquido e que aparece sobreposta à fase vapor, fenômeno ressaltado pela linha laranja inferior.



(a) Filme anular ascendente com  $G_G=67,82 \text{ kg/m}^2\text{s}$  e  $G_L=10,76 \text{ kg/m}^2\text{s}$



(b) Filme estacionário com  $G_G=60,59 \text{ kg/m}^2\text{s}$  e  $G_L=14,05 \text{ kg/m}^2\text{s}$



Figura 31 – Sequência de imagens para 1040 kPa centrado 855 mm da entrada da seção de teste e inclinação  $90^\circ$ . Estas imagens estão disponíveis em alta definição no DVD em anexo.



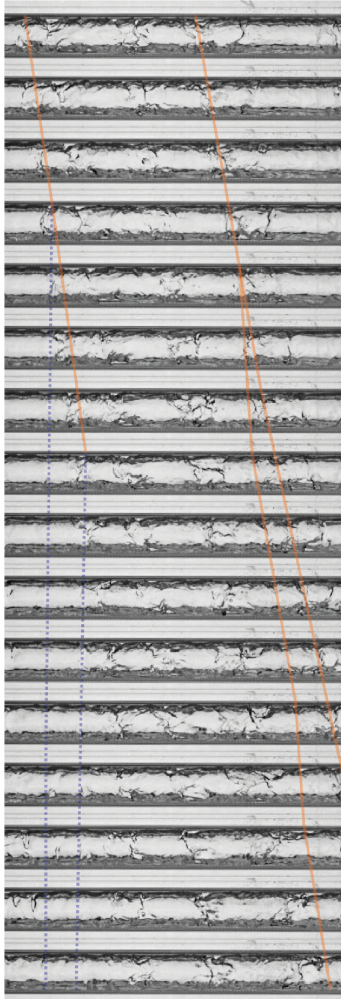
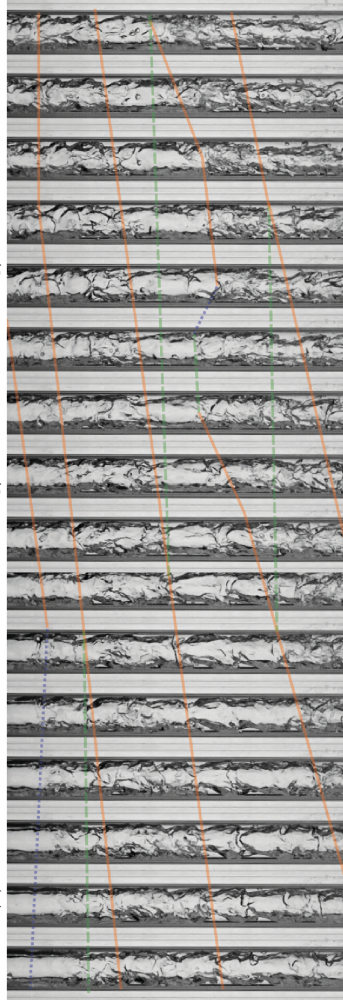
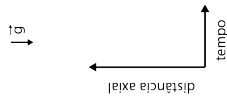
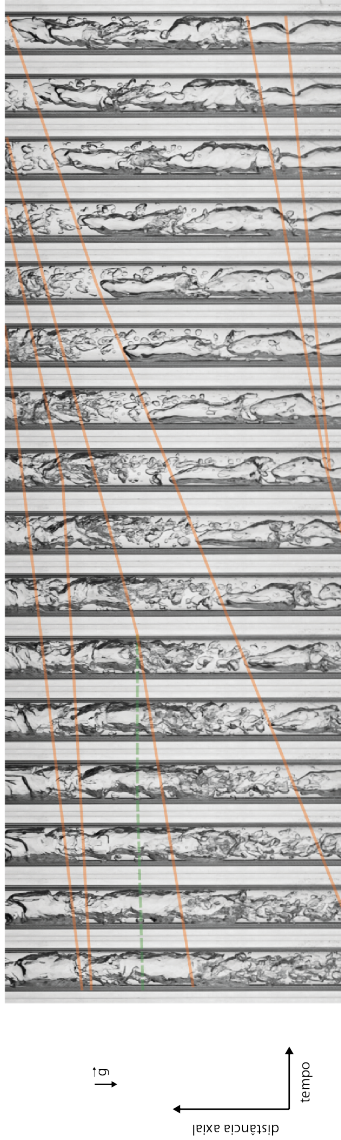
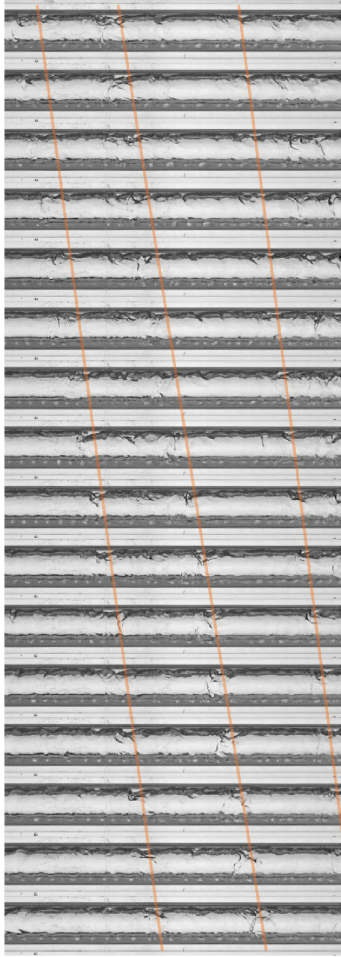
(c) Reversão de filme com  $G_G=47,86 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$  e  $G_L=30,13 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ (d) *Churn* com  $G_G=31,41 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$  e  $G_L=45,61 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ 

Figura 31 – Sequência de imagens para 1040 kPa centrado 855 mm da entrada da seção de teste e inclinação  $90^\circ$ . Estas imagens estão disponíveis em alta definição no DVD em anexo.

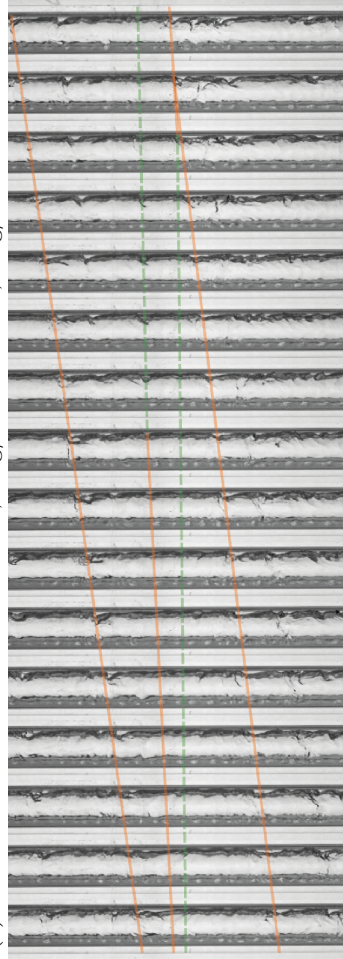


(e) *Slug* com  $G_G=21,04 \text{ kg/m}^2\text{s}$  e  $G_L=54,06 \text{ kg/m}^2\text{s}$

Figura 31 – Sequência de imagens para 1040 kPa centrado 855 mm da entrada da seção de teste e inclinação  $90^\circ$ . Estas imagens estão disponíveis em alta definição no DVD em anexo.



(a) Filme anular ascendente com  $G_G=67,10 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$  e  $G_L=11,36 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$



(b) Filme estacionário com  $G_G=58,93 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$  e  $G_L=19,61 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$



Figura 32 – Sequência de imagens para 1040 kPa centrado 855 mm da entrada da seção de teste e inclinação  $60^\circ$ . Estas imagens estão disponíveis em alta definição no DVD em anexo.

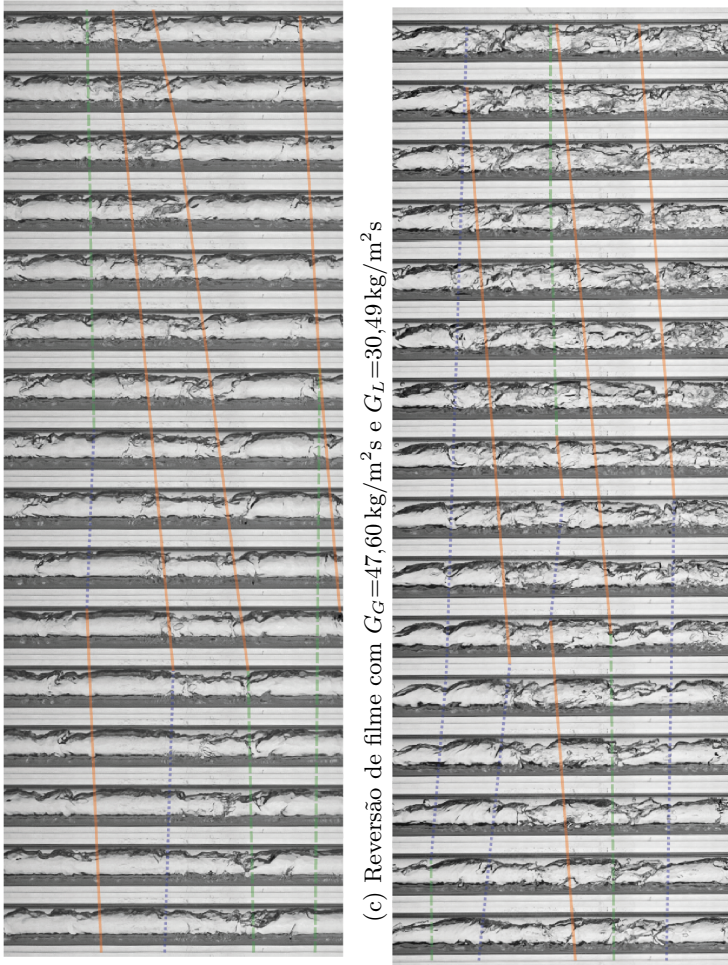
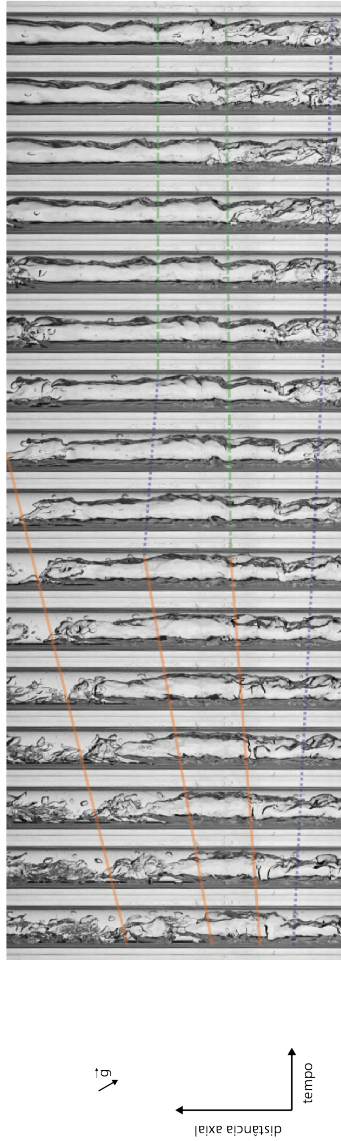
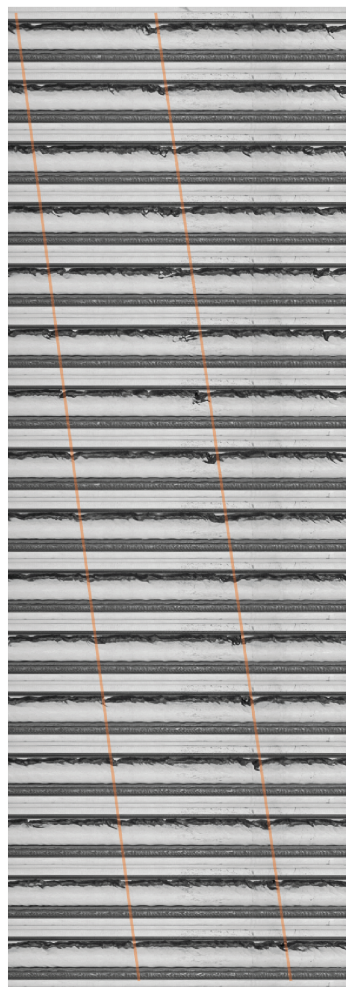


Figura 32 – Sequência de imagens para 1040 kPa centrado 855 mm da seção de teste e inclinação  $60^\circ$ . Estas imagens estão disponíveis em alta definição no DVD em anexo.

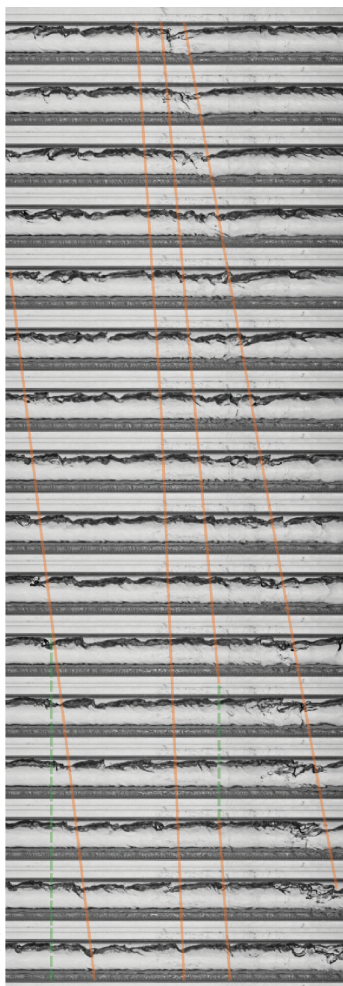


(e) *Slug* com  $G_G=20,09 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$  e  $G_L=57,83 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$

Figura 32 – Sequência de imagens para 1040 kPa centrado 855 mm da entrada da seção de teste e inclinação  $60^\circ$ . Estas imagens estão disponíveis em alta definição no DVD em anexo.



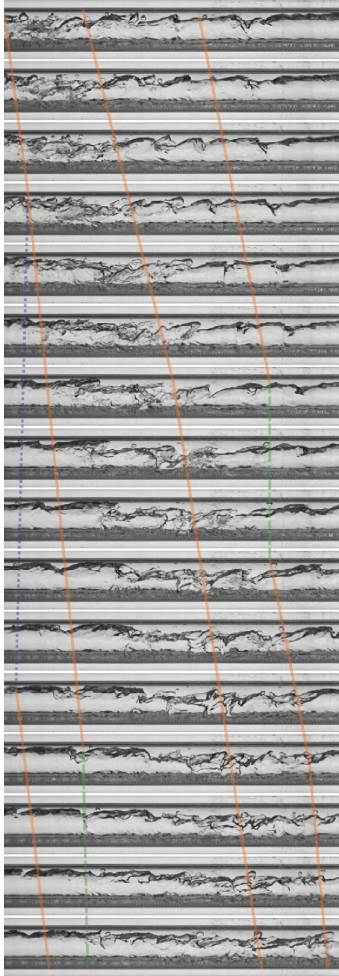
(a) Filme anular ascendente com  $G_G=65,00 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$  e  $G_L=12,15 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$



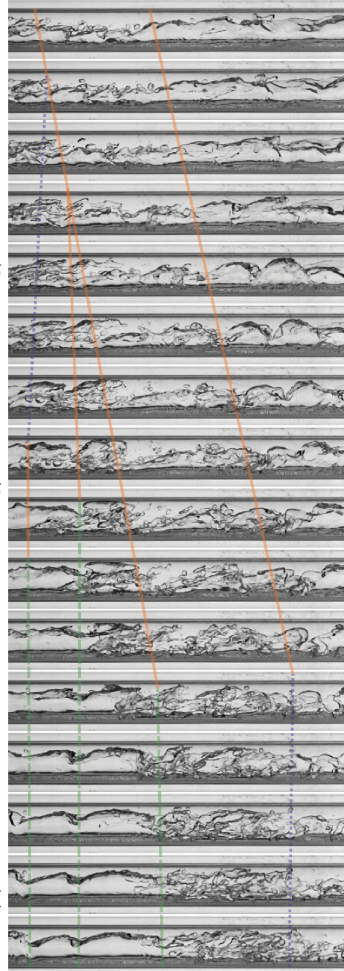
(b) Filme estacionário com  $G_G=51,97 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$  e  $G_L=25,11 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$



Figura 33 – Sequência de imagens para 1040 kPa centrado 855 mm da entrada da seção de teste e inclinação  $30^\circ$ . Estas imagens estão disponíveis em alta definição no DVD em anexo.



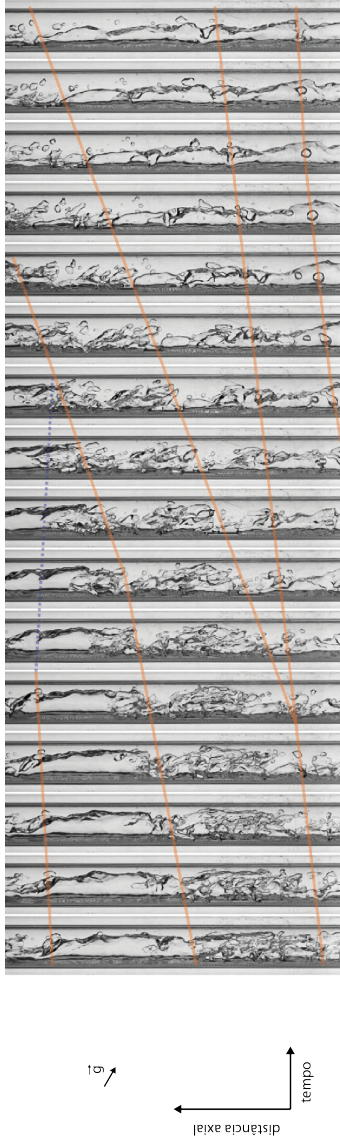
(c) Reversão de filme com  $G_G=43,13 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$  e  $G_L=33,59 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$



(d) *Churn* com  $G_G=29,17 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$  e  $G_L=47,21 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$

↑  
 ↙  
 distância axial  
 tempo

Figura 33 – Sequência de imagens para 1040 kPa centrado 855 mm da entrada da seção de teste e inclinação  $30^\circ$ . Estas imagens estão disponíveis em alta definição no DVD em anexo.



(e) *Slug* com  $G_G=22,00 \text{ kg/m}^2\text{s}$  e  $G_L=54,85 \text{ kg/m}^2\text{s}$

Figura 33 – Sequência de imagens para 1040 kPa centrado 855 mm da entrada da seção de teste e inclinação  $30^\circ$ . Estas imagens estão disponíveis em alta definição no DVD em anexo.



## 4.2 Previsão de transições associadas à limitação de escoamento em contracorrente

### 4.2.1 Mapa de padrões de escoamento e velocidades superficiais adimensionais

Para a construção do mapa de padrões de escoamento foram utilizados todos os pontos experimentais obtidos, com exceção da condição 7, que tem inclinação  $0^\circ$ , totalizando 248 pontos. As imagens referentes a cada ponto experimental foram cuidadosamente analisadas para que o padrão de escoamento fosse definido. A taxa de aquisição nos vídeos foi de 3000 Hz, o que possibilitou identificar a trajetória de bolhas, ondulações e ondas do filme. Como apresentado na Figura 17, a visualização é realizada na saída da região de troca térmica da seção de teste. Todos os resultados para região de visualização se referem às condições de saída da seção de testes e o subíndice "s" não é utilizado, de modo que se que  $J_{G,s}^*$  e  $J_{L,s}^*$  são apresentados por  $J_G^*$  e  $J_L^*$ , respectivamente.

O mapa de padrões de escoamento foi dividido em quatro regiões: (i) filme anular ascendente, (ii) filme oscilatório, (iii) *churn* e (iv) *slug*. Identificou-se o padrão como anular ascendente quando foi possível constatar ondas circunferencialmente simétricas, com velocidade ascendente e constante ao longo das imagens. Este padrão é apresentado na parte (a) das Figuras 27 a 33. No padrão de filme oscilatório são incluídos filmes nos regimes locais de filme estacionário e de reversão de escoamento apontadas anteriormente. Na configuração de filme estacionário, a força de arrasto é igualada à força peso, fazendo com que a parcela de filme permanece parada. A reversão de escoamento ocorre quando a força peso excede a de arrasto e a ondulação passa a escoar para baixo, em contracorrente ao vapor. Este escoamento reverso perdura até uma onda com maior quantidade de movimento englobar a primeira e carregar o condensado para cima, gerando uma configuração intermitente, alternando entre filme descendente e ascendente. Assim, o filme oscilatório abrange ondulações estacionárias que tendem a ficar mais espessas e iniciam a reversão de escoamento. Imagens representativas deste padrão são apresentadas nas partes (b) e (c) das Figuras 27 a 33. Idealmente oscilatório deveria englobar um teste de filme estacionário (condição pontual) e um teste sequencial com reversão de escoamento ou escoamento reverso com filme descendente. Entretanto as transições entre os padrões de filme ascendente, filme estacionário e filme descendente (em contracorrente) não ocorre de maneira abrupta, sendo difícil identificar o momento exato no qual esta mudança ocorre. Por esta dificuldade, a região de filme oscilatório abrangeu de 2 a 4

testes para cada condição.

O critério utilizado para classificar o escoamento como *churn* foi um significativo escoamento de filme em contracorrente, culminando em uma onda de arrasto de escoamento altamente caótico. Sekoguchi e Takeishi (1989) atribuíam o termo *huge wave* para categorizar as ondas características deste padrão de escoamento, as quais possuem volume significativamente maiores e frequências mais baixas que as ondas de perturbação (*disturbance waves*) características do escoamento anular unidirecional. A onda de arrasto no padrão *churn*, referenciada como *huge wave*, ocorre quando a crista de uma onda toca na extremidade oposta do tubo, ou em outra crista. Este fenômeno dura apenas algumas imagens, mas mesmo assim gera grande instabilidade interfacial e mistura das fases. A divisão entre os regimes de filme oscilatório e padrão *churn* é em certo grau subjetiva, fato que contribui para uma transição não bem definida nos mapas apresentados. Com aumento da taxa de condensação, o padrão *churn* passa a apresentar regiões com rápido acúmulo de condensado, que visualmente se assemelham à uma compressão da região. O escoamento foi identificado como pertencente ao padrão de *slug* quando o bloqueio de condensado se dava por períodos mais prolongados. Neste caso, não apenas a crista, mas a onda como um todo bloqueia a seção de teste. No padrão *slug* foram observadas três regiões que aparecem de forma intermitente, ou seja, regiões de filme laminar descendente, bloqueio da seção transversal do tubo e golfada. O filme laminar descendente leva a um rápido acúmulo de condensado com forte mistura de fases, ocasionando o bloqueio da seção transversal. Com o bloqueio, a pressão no vapor a montante aumenta e faz esta estrutura subir, deixando um fino filme descendente que escoava entre o pistão de vapor e a parede interna do tubo.

Os padrões *churn* e *slug* possuem comportamento intermitente, que abrange períodos mais longos que o apresentado nas Figuras 27 a 33. Desta forma, sugere-se a visualização dos vídeos em alta velocidade disponíveis no DVD em anexo a esta dissertação. As imagens foram capturadas a 3000 Hz e estão gravadas em vídeo a 35 Hz, ou seja, com uma redução de velocidade de aproximadamente 85 vezes. A duração real dos vídeos, que possuem aproximadamente 14 s, é de 166 ms.

Como apresentado no Capítulo 2, espera-se que a velocidade para início de arrasto de filme seja dependente da pressão de condensação e da inclinação. Desta forma, dividiu-se os mapas de padrões de escoamentos nas inclinações  $90^\circ$ ,  $60^\circ$  e  $30^\circ$  com a horizontal, apresentados respectivamente nas Figuras 34 a 36. Para diferenciar a pressão de condensação de cada ponto, utilizou-se símbolos vazados para 830 kPa e símbolos cheios para 1040 kPa. Dentre as correlações testadas, apenas

as de Wallis (1961, 1969), Richter (1981), Zapke e Kroeger (1996) e Zapke e Kroeger (2000b) apresentaram resultados próximos aos observados. As correlações que utilizam os grupo adimensional de Kutateladze e a abordagem de Mouza, Paras e Karabelas (2003) apresentaram valores que extrapolam os máximos de  $J_G^*$  encontrados, de modo que não são apresentadas. A correlação que apresentou os melhores resultados foi a de Wallis e será apresentada primeiro. Na sequência, as outras correlações serão comparadas.

A partir da análise dos resultados experimentais, verificou-se que a diminuição da inclinação com a horizontal leva a uma queda de  $J_G^*$  necessária para formação do filme oscilatório. Posto que a correlação de Wallis foi obtida para tubos verticais, esta não abrange o efeito de diminuição de parcela gravitacional que atua na direção axial do escoamento. A simples multiplicação da aceleração gravitacional pelo seno do ângulo de inclinação compensa este efeito, de modo que a seguinte equação,

$$J_G^{*1/2} = C - m J_G \left[ \frac{\rho_G}{g \sin(\theta) D (\rho_L - \rho_G)} \right]^{1/2} \quad (4.1)$$

foi utilizada para a obtenção da velocidade superficial adimensional de vapor que demarca a transição. A componente do vetor campo gravitacional da direção axial do tubo é responsável pelo achatamento das ondas de condensado e maior espalhamento de filme, fato que já fora comentado na Seção 4.1.

A Figura 34 apresenta o mapa de padrões de escoamento para pontos experimentais para  $90^\circ$  em função das variáveis da correlação de Wallis, ou seja,  $J_G^{*1/2}$  e  $J_L^{*1/2}$ . Neste gráfico, observa-se que os quatro padrões de escoamento estão bem definidos e que não há variação perceptível entre os pontos de alta e baixa pressão. Três curvas do tipo Wallis são sobrepostas aos dados experimentais para prever as condições de filme estacionário e reversão de escoamento, que são respectivamente os limites superior e inferior do padrão de filme oscilatório. A primeira curva, que divide a região de filme anular ascendente da região de filme oscilatório possui  $C = 1,72$  e  $m = 1,0$ . Estes coeficientes foram ajustados pelo presente autor para que a curva apresentasse melhor ajuste para as três inclinações testadas. A segunda curva utiliza os valores  $C = 1,21$  e  $m = 1,0$ , sugeridos por Park e Mudawar (2013) para prever o início de *flooding*. Por fim, a terceira curva utiliza os coeficientes originais sugeridos por Wallis (1961, 1969) e representa bem a transição entre filme oscilatório e *churn*.

Como se pode constatar, a primeira e a terceira curvas pre-

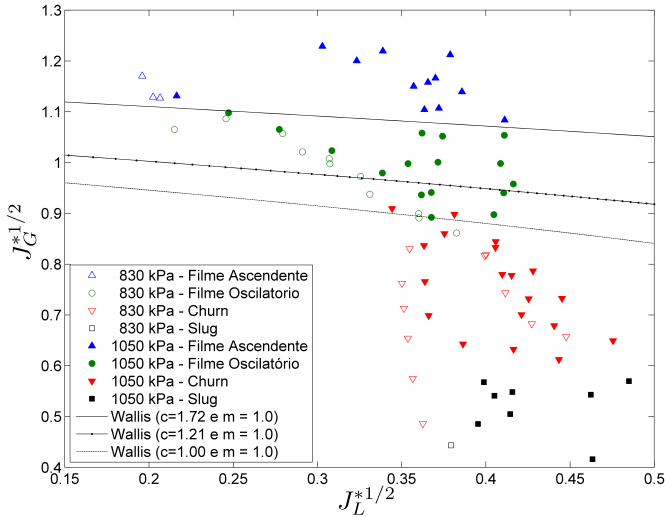


Figura 34 – Mapa de padrões de escoamento para tubo vertical com diâmetro interno de 5 mm. Resultados experimentais com correlação de Wallis para diferentes constantes.

veem bem a transição entre as respectivas regiões. Já a segunda curva localiza-se praticamente no meio da região de filme oscilatório. Provavelmente, esta diferença se deve ao fato de Park e Mudawar (2013) identificar o ponto de *flooding*, enquanto o presente trabalho busca a caracterização dos pontos de filme estacionário e reversão de escoamento. Além desta diferença crucial, o estudo de Park e Mudawar (2013) foi realizado para diferentes condições, tendo FC-72 como fluido de trabalho, diâmetro interno do tubo de 10 mm, diferente critério para identificação de *flooding*, além da realização dos testes partindo da maior para menor taxa de condensação. Apesar da razoável previsão por parte desta correlação, ela não é traçada para as outras inclinações, já que as duas outras curvas apresentam resultados melhores e Park e Mudawar (2013) não realizaram ensaios para tubos inclinados.

Os resultados para inclinação de  $60^\circ$  são sobrepostos com as curvas de coeficientes  $C = 1,72$  e  $m = 1,0$  e  $C = 1,0$  e  $m = 1,0$  e apresentados na Figura 35. Também para esta inclinação, as duas curvas exibem boa correlação com os dados experimentais. Observa-se que para obter maior similaridade com sistemas compactos de refrigeração, foram utilizadas vazões mássicas de refrigerante próximas das aplicações reais, o que levou a um estreitamento da faixa de  $J_L^*$  na parte

inferior da região de filme oscilatório. Para esta inclinação este estreitamento foi mais pronunciado, o que reduz a capacidade de validar a transição de reversão de filme, já que basta que a correlação preveja a transição numa faixa restrita.

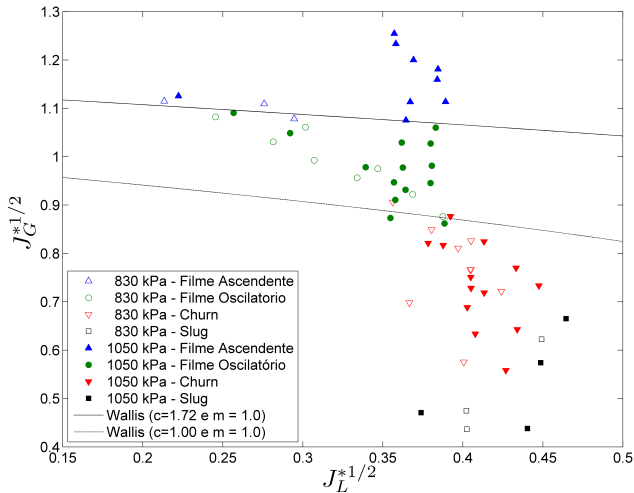


Figura 35 – Mapa de padrões de escoamento para tubo inclinado de 60° com a horizontal e com diâmetro interno de 5 mm. Resultados experimentais com correlação de Wallis para diferentes constantes.

Os dados experimentais para 30° são sobrepostos às mesmas curvas de previsão que no caso anterior, e o mapa de padrões de escoamento é apresentado na Figura 36. Para esta inclinação, a tendência dos pontos experimentais apresenta maior divergência para com as curvas de previsão. Para a transição entre os padrões anular ascendente e filme oscilatório, quatro pontos da primeira região se encontram levemente abaixo da curva, enquanto um ponto de filme oscilatório está acima da mesma. Na transição entre filme oscilatório e padrão *churn*, um ponto do padrão oscilatório está abaixo da curva e quatro de *churn* estão acima. Para os dois casos se observa que a tendência experimental é de crescente  $J_G^*$  com  $J_L^*$ , enquanto as curvas preveem o contrário.

Dois fatores podem ter levado a esta discrepância: (i) o número reduzido de dados experimentais ou (ii) uma errônea identificação visual das transições, provocada principalmente pelo achatamento e espalhamento das ondas na região de leito. É importante lembrar que apenas a região de leito é utilizada na análise, já que a região de filme

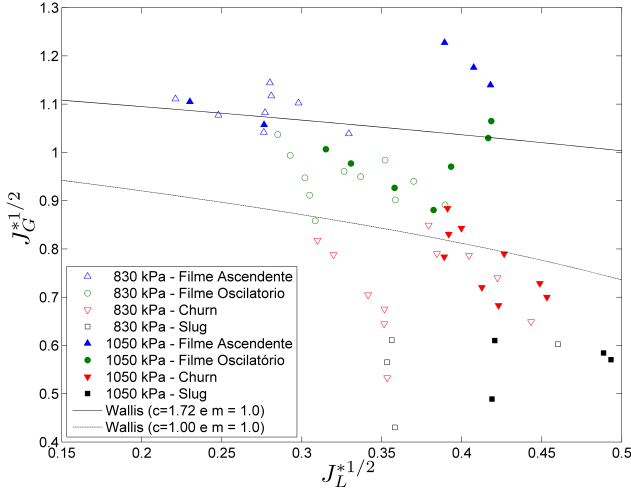


Figura 36 – Mapa de padrões de escoamento para tubo inclinado de 30° com a horizontal e com diâmetro interno de 5 mm. Resultados experimentais com correlação de Wallis para diferentes constantes.

é pouco espessa e não possui estruturas (ondas ou bolhas entranhadas) que viabilizem estimar a velocidade. Desta forma, sugere-se que primeiramente mais dados sejam obtidos para esta condição e, caso a diferença persista, que o critério de identificação seja refinado. Outra possibilidade é que correlação empírica de Wallis não represente mais a física deste escoamento, já que o achatamento das ondulações, causado pela componente da força da gravidade atuando na direção normal ao fluxo, dificulta o bloqueio da seção transversal e a formação de ondas de arrasto, características utilizadas para identificar a transição para o padrão *churn*. Na realidade, para as inclinações de 30°, o padrão *churn* se assemelha muito ao padrão estratificado com o filme escoando em contracorrente.

Os mesmos pontos experimentais apresentados anteriormente são mostrados nas Figuras 37 a 39 sobrepostos às correlações de Richter (1981), Zapke e Kroeger (1996) e Zapke e Kroeger (2000b) e à linha de transição anular-*churn* proposta no modelo unificado (TAITEL, 1990; SHOHAM, 2006). A correlação de Richter (1981), apresentada na Equação (2.14), foi proposta para prever a transição de *flooding* em tubos verticais. Esta relação apresenta dependência com  $J_L$ , mas a variação não é visível para as condições de operação do presente trabalho. Para

a inclinação de  $90^\circ$  esta correlação apresenta boa correspondência com a transição de reversão de escoamento. Entretanto, para as duas outras inclinações,  $J_G^*$  é levemente superestimado. A correlação proposta por Zapke e Kroeger (1996) é dividida em duas equações, tubos verticais e inclinados. Para o caso vertical, a correlação subestima  $J_G^*$  de tal modo que a linha de transição passa pela região de pontos experimentais do regime *slug*. Já para os casos inclinados, os valores de  $J_G^*$  estimados retratam grosseiramente a transição entre os padrões *churn* e *slug*. A correlação sugerida por Zapke e Kroeger (2000b) sugere valores semelhantes aos anteriores, ou seja, para tubo vertical esta representa a transição *churn-slug* e em tubos inclinados os valores de  $J_G^*$  estimados são superiores a esta transição.

Um melhor resultado foi obtido com a equação sugerida no modelo unificado. Para o caso vertical, esta curva se localiza no meio da região de filme oscilatório, com valores semelhantes à correlação de Wallis com coeficientes propostos por Park e Mudawar (2013). Para inclinação de  $60^\circ$  esta curva também estima  $J_G^*$  de transição ligeiramente superior aos resultados experimentais. Por fim para inclinação de  $30^\circ$  esta curva representa bem a transição nos pontos experimentais, com valores próximos aos obtidos com a correlação de Wallis com os coeficientes originais.

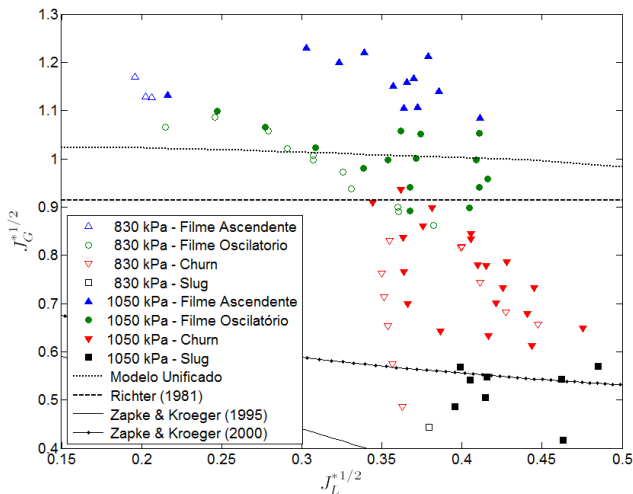


Figura 37 – Mapa de padrões de escoamento para tubo vertical com diâmetro interno de 5 mm com diferentes curvas para previsão de transições.

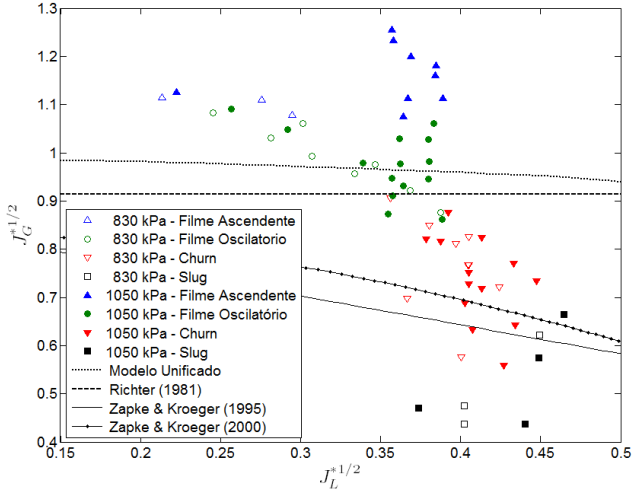


Figura 38 – Mapa de padrões de escoamento para tubo inclinado de 60° com a horizontal e com diâmetro interno de 5 mm com diferentes curvas para previsão de transições.

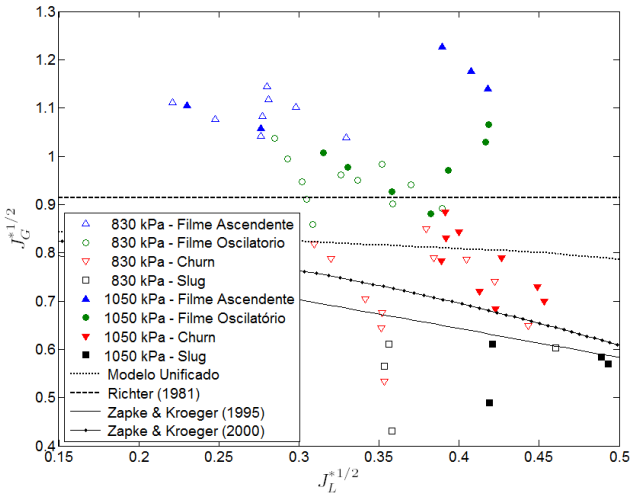


Figura 39 – Mapa de padrões de escoamento para tubo inclinado de 30° com a horizontal e com diâmetro interno de 5 mm com diferentes curvas para previsão de transições.



A Figura 40 apresenta uma comparação dos dados experimentais obtidos na configuração vertical com os dados de Park e Mudawar (2013) e Fiedler, Auracher e Winkelmann (2002) também para tubos verticais. Neste gráfico, é possível verificar a similaridade entre as regiões de padrão de escoamento do presente trabalho com os dados de Park e Mudawar (2013), principalmente para transição de anular ascendente para filme oscilatório. Como Park e Mudawar (2013) não relatam qual critério utilizaram para diferenciar a transição de filme oscilatório para descendente, é possível atribuir a isto à correspondência menos expressiva para esta transição. Os dados de Fiedler, Auracher e Winkelmann (2002) são apresentados em cor diferenciada por representarem o início de arrasto de condensado de R-134a em um tubo de diâmetro interno 7 mm. Por estes pontos estarem em uma faixa de menor  $J_L^*$  e possuírem maior  $D$ , era esperado que a transição ocorresse para valores de  $J_G^*$  mais altos. Contudo, os valores relatados são menores. Apesar de utilizar parâmetros mais próximos ao trabalho atual, o trabalho de Fiedler, Auracher e Winkelmann (2002) possui uma menor correspondência com os resultados experimentais obtidos.

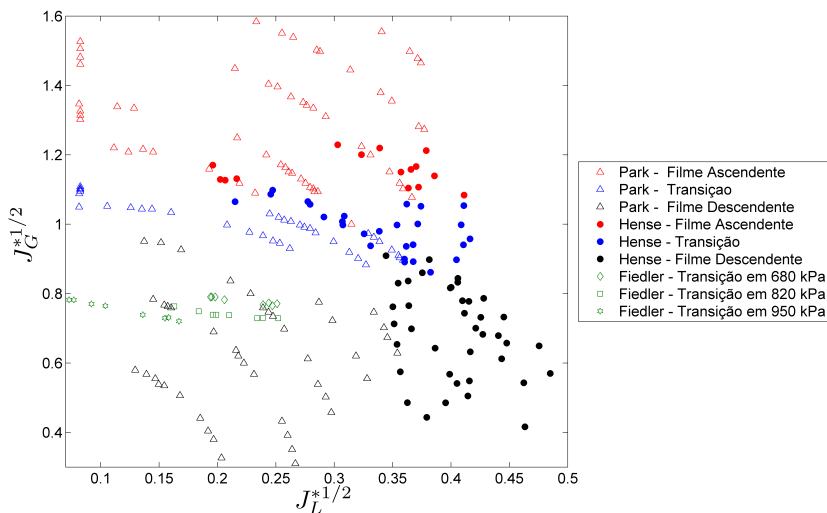


Figura 40 – Pontos experimentais com padrão de escoamento em tubos verticais para o presente trabalho em conjunto com os dados de Park e Mudawar (2013) e Fiedler, Auracher e Winkelmann (2002).

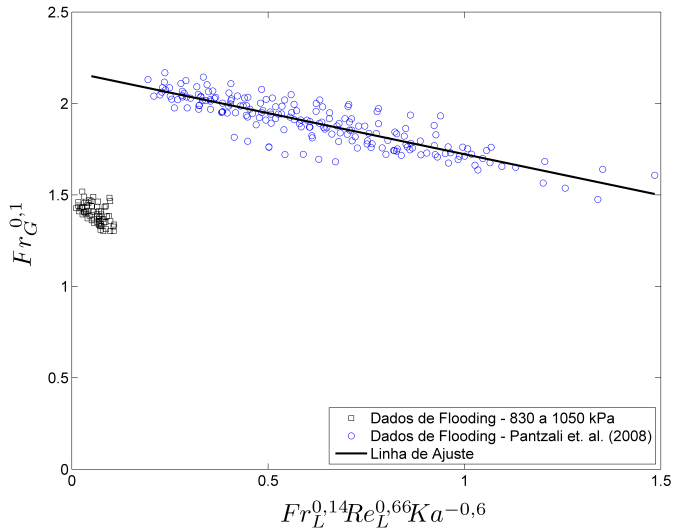
#### 4.2.2 Comparação com correlações baseadas em grupos adimensionais considerando as propriedades das fases

Como apontado no Capítulo 2, a abordagem de Pantzali, Mouza e Paras (2008) utiliza grupos adimensionais que tentam levar em consideração as propriedades de líquido para estimar o ponto de *flooding*. A Figura 41(a) apresenta os dados experimentais para o ponto de *flooding* obtidos por Pantzali, Mouza e Paras (2008) e os pontos da região de filme oscilatório para o presente trabalho. É possível observar que as tendências são praticamente paralelas, estando deslocadas verticalmente de aproximadamente 0,66 unidades de  $Fr_G$ . Acredita-se que este desvio se deva ao fato das propriedades físicas do gás ou vapor não terem sido levadas em consideração. Para englobar o efeito da massa específica de vapor, utilizou-se o grupo  $Fr_G$  em conjunto com  $Re_G$  na ordenada do gráfico. Os resultados com esta alteração são apresentados na Figura 41(b). Esta tendência é expressa pela seguinte expressão,

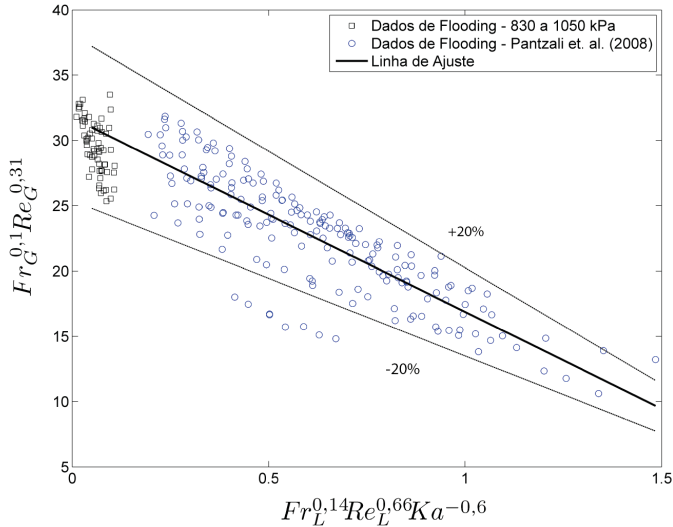
$$Fr_G^{0,1} Re_G^{0,31} = 31,75 - 14,86 \left[ Fr_L^{0,14} Re_L^{0,66} Ka^{-0,60} \right] \quad (4.2)$$

Grande parte dos resultados apresentam dispersão inferior a  $\pm 20\%$  da curva de tendência, divergência que é considerada razoável. Chama-se a atenção para o fato do presente estudo utilizar uma faixa bastante reduzida de vazão mássica de vapor e líquido. Assim, deve-se tomar cuidado ao extrapolar estes resultados para outras condições ou fluidos de trabalho. Para validar tal extrapolação, primeiramente um estudo mais aprofundado deve ser realizado. Acredita-se mais estudos devam ser realizados para englobar melhor a variação das propriedades das fases gasosas e líquidas, apesar de razoável tendência de resultados verifica-se grande considerável dispersão nos resultados.

Pelos resultados apresentados, conclui-se que a correlação modificada de Wallis com coeficientes  $C = 1,72$  e  $m = 1,0$  representa bem a transição de filme anular ascendente para filme estacionário (ponto de filme estacionário) nas três inclinações testadas. A correlação modificada de Wallis com os coeficientes originais,  $C = 1,0$  e  $m = 1,0$ , representa bem a transição de filme oscilatório para *churn* (ponto de reversão de escoamento) nas três inclinações testadas. A relação de grupos adimensionais propostos por Pantzali, Mouza e Paras (2008) foi modificada introduzindo  $Re_G$  na ordenada e o expoente de  $Re_L$  foi ajustado. Como resultado este procedimento apresentou boa correlação entre dados experimentais obtidos no presente trabalho e por Pantzali, Mouza e Paras (2008).



(a) Dados correlacionados com os parâmetros originais.



(b) Dados correlacionados com parâmetros modificados.

Figura 41 – Sobreposição dos dados experimentais para o ponto de *flooding* com gás ascendente do presente trabalho e de Pantzali, Mouza e Paras (2008).

### 4.3 Perda de pressão

A perda de pressão é um parâmetro de extrema importância, em escoamentos bifásicos, podendo ser utilizada como elemento para caracterizar o padrão de escoamento. Nos estudos de CCFL, o repentino aumento da perda de pressão na seção de teste ( $\Delta P_{ST}$ ) é utilizada como uma das formas de previsão do início do arrasto de filme. Este critério é utilizado principalmente em trabalhos adiabáticos com par de fluidos ar-água (BHARATHAN; WALLIS, 1983; ZAPKE; KROEGER, 2000a; MOUZA; PARAS; KARABELAS, 2003; SACRAMENTO; HEGGS, 2009; DEERDALIANTO et al., 2011). Nos estudos de Park e Mudawar (2013) e Fiedler, Auracher e Winkelmann (2002), que envolvem condensação, a perda de pressão  $\Delta P_{ST}$  não é apresentada.

A Figura 42 apresenta a queda de pressão total entre entrada e saída da seção de teste em função de  $J_G^*$  e  $J_L^*$ , respectivamente. Onde estes parâmetros são as velocidades superficiais adimensionais para região de saída da seção de teste. É esperado que o aumento simultâneo de  $J_G^*$  e  $J_L^*$  leve a maiores perdas de pressão, enquanto a redução simultânea venha a diminuir esta perda. No presente trabalho, pelo aumento de  $J_L^*$  estar atrelado à diminuição de  $J_G^*$ , tem-se uma compensação destas tendências. Devido à diferença entre as massas específicas de cada fase, o vapor contribui mais fortemente com a perda de pressão por atrito, já o líquido contribui predominantemente com a perda de pressão estática. Por  $\Delta P_{ST}$  aumentar com  $J_L^*$  e diminuir com  $J_G^*$ , entende-se que a parcela mais significativa para  $\Delta P_{ST}$  seja a pressão devida à coluna estática de líquido. Verifica-se ainda certa influência da inclinação em  $\Delta P_{ST}$ , que reduz para menores inclinações. Esta dependência da inclinação reforça a importância da perda de pressão estática devido à coluna de líquido. A variação de pressão de condensação altera pouco  $\Delta P_{ST}$ . Contudo, para o patamar de pressão mais baixo observa-se que a perda de carga é levemente superior quando comparadas inclinações semelhantes.

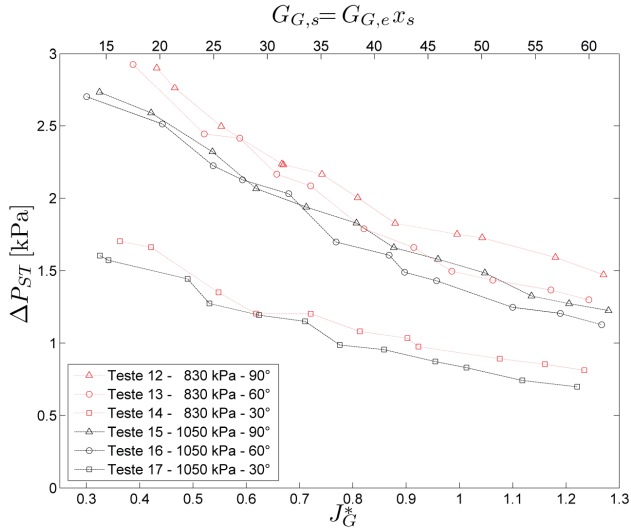
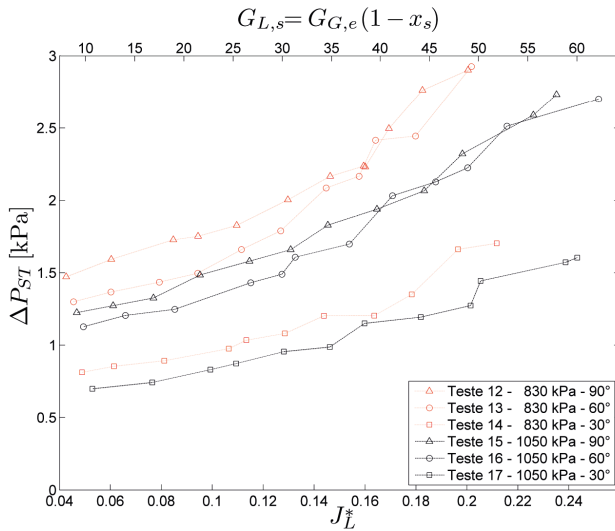
(a) Perda de pressão em função de  $J_G^*$ (b) Perda de pressão em função de  $J_L^*$ 

Figura 42 – Queda de pressão total medida entre a entrada e a saída da seção de teste em função de velocidade adimensional de gás e líquido para diferentes testes.

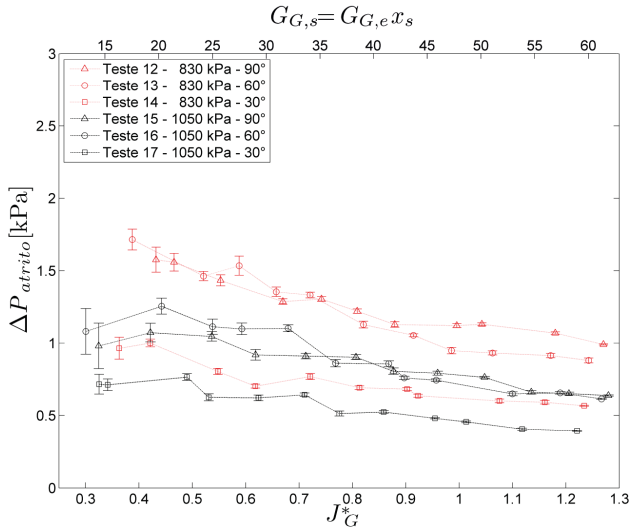
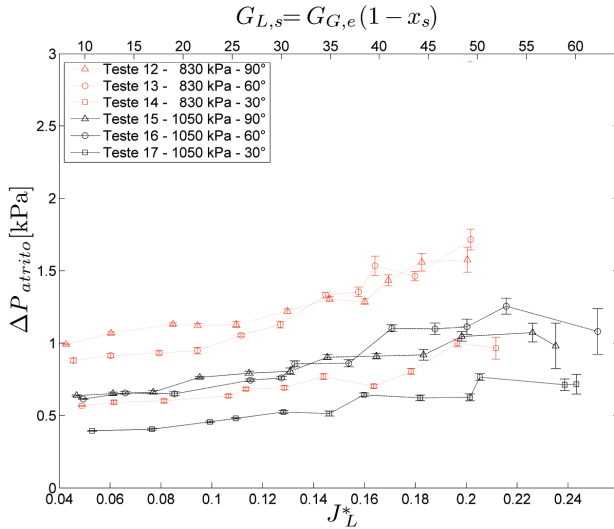
(a) Queda de pressão por atrito em função de  $J_G^*$ (b) Queda de pressão por atrito em função de  $J_L^*$ 

Figura 43 – Queda de pressão por atrito entre entrada e saída da seção de teste.

Para isolar a perda de pressão por atrito  $\Delta P_{atr}$ , subtraiu-se a coluna estática bifásica entre as tomadas de pressão de  $\Delta P_{ST}$ . Para o cálculo da fração de vazio na saída da seção de teste, foi utilizada a expressão proposta por Zivi (1964) para escoamento anular dada na Equação (3.15). Foi assumido que a fração de vazio varia linearmente entre 1 na entrada, e  $\alpha$  na saída. Assim a coluna de pressão estática bifásica é calculada pela integral conforme a seguinte equação,

$$\Delta P_{bif} = \int_0^L \{ \alpha(z) \rho_G + [1 - \alpha(z)] \rho_L \} dz \quad (4.3)$$

O resultado é apresentado na Figura 43. Observa-se que mesmo com a subtração da coluna estática,  $\Delta P_{atr}$  continua apresentando leve diminuição com  $J_G^*$  e aumento com  $J_L^*$ . Esta dependência pode ser decorrente do aumento de instabilidade na interface e conseqüente mudança para um padrão de escoamento mais caótico, à medida que a fração de líquido aumenta com a vazão de condensado.

Na Figura 43 também são apresentadas as barras de incerteza experimental para cada ponto. Como é apresentado no Apêndice B, foi definida uma faixa de operação de  $\dot{m}_{fs}$  que minimizasse a incerteza nos parâmetros calculados, incluindo a perda de pressão por atrito. Entretanto, é inevitável que  $\dot{m}_{fs}$  aumente para maiores taxas de condensação. Também o ruído de medição em  $J_L^*$  e  $\Delta P_{atr}$  é amplificado para condições de maior vazão mássica de fluido secundário, fato ilustrado na Figura 44.

Como a Figura 43 apresenta, não é observado um aumento repentino na queda de pressão próximo ao ponto de filme estacionário ou reversão de filme. A principal justificativa para não observância de tal fenômeno é que na maior parte do comprimento da ST o padrão de escoamento continua sendo anular ascendente, quando na saída se observa a reversão. Em estudos de CCFL que envolvem condensação, o padrão encontrado ao longo da ST varia, levando a um aumento gradual em  $\Delta P_{ST}$  e  $\Delta P_{atr}$ .

#### 4.4 Caracterização de estruturas do escoamento

As ondas em filmes anulares podem ser classificadas em duas categorias: ondulações (*ripples*) e perturbação (*disturbance waves*). As ondulações possuem pequeno comprimento, espessura e velocidade, enquanto as ondas de perturbação possuem velocidade e comprimento maiores. No presente trabalho utilizou-se das ondulações para verificar o ponto de filme estacionário e o ponto de reversão de filme, enquanto as ondas de perturbação são analisadas na presente seção.

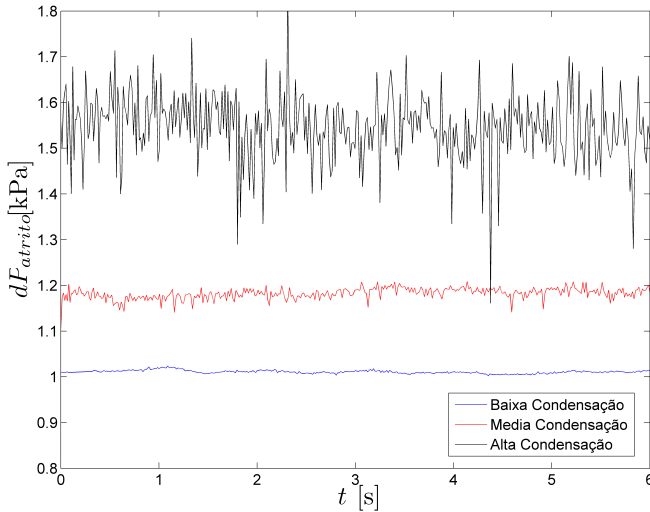


Figura 44 – Exemplo de ruído na perda de pressão por atrito para três testes com diferentes taxas de condensação.

Ondas de perturbação (*disturbance waves*) têm significativa influência em diversas características físicas de escoamentos anulares, como transferência de massa, quantidade de movimento e energia, entranhamento de líquido no núcleo de gás e perda de pressão (SAWANT et al., 2008; SCHUBRING; HURLBURT, 2010). Além disso, próximo da região de transição entre os padrões de filme ascendente (anular) e de filme oscilatório (*churn*), a natureza das ondas de perturbação é mista, visto que ondas de maior volume e menor frequência (*huge waves*) são observadas em virtude da reversão do escoamento (Sekoguchi e Takeishi, 1989). No presente trabalho, os dois tipos de onda foram observados, porém não se fez qualquer diferenciação entre elas na apresentação dos dados.

Velocidades,  $V_{onda}$ , e frequências,  $f$ , de estruturas do escoamento podem ser medidas indiretamente por sensores de fração de vazio, por exemplo. Para obtenção da frequência representativa, se realiza uma distribuição de probabilidade da frequência da variação de fração de vazio. A velocidade pode ser obtida pelo atraso de sinal entre dois sensores sequenciais. A metodologia de medição mais tradicional, entretanto, se baseia na análise visual de imagens, sendo esta mais trabalhosa e subjetiva. Como apresentado em Azzopardi (1986), resultados



de  $f$  de diferentes autores que utilizaram o procedimento visual para condições semelhantes, podem apresentar variação de até 50%. Apesar das desvantagens, optou-se por este método, já que as imagens em alta velocidade estavam disponíveis e pela geometria de duplo tubo da seção de teste dificultar a medição com sensores (mesmo que estes fossem não-intrusivos). No presente trabalho os procedimentos para obtenção de  $f$  e  $V_{onda}$  foram realizados por dois operadores independentes, e quando os  $f$  e  $V_{onda}$  divergiram para dado teste, o procedimento foi repetido em conjunto pelos operadores. Apesar dos resultados de  $f$  e  $V_{onda}$  apresentados no presente trabalho serem de certa forma qualitativos, estes são relevantes, já que a maioria dos trabalhos na literatura está restrita a condições envolvendo tubos verticais, par de fluidos ar-água e pressão próxima à atmosférica (AZZOPARDI, 1997).

O trabalho de Azzopardi (1986) apresenta uma breve revisão dos parâmetros de influência na velocidade e frequência de ondas de perturbação. Apesar do presente trabalho não avaliar a variação de parâmetros — a menos da taxa de condensação e da pressão — é interessante manter os parâmetros de influência em mente. De forma resumida, constata-se que a velocidade apresenta: (i) um aumento com as vazões de gás e líquido, (ii) aumento para maiores distâncias axiais da injeção, porém uma velocidade estacionária é atingida após pequeno comprimento, (iii) diminuição com a densidade de gás e (iv) dependência linear com a espessura de filme. Por outro lado, a frequência apresenta: (i) um aumento com as vazões de gás e líquido, (ii) diminuição para maiores comprimentos, devido à coalescência de ondas, (iii) diminuição para maiores diâmetros e (iv) aumento com a densidade de gás para um mesmo  $J_G$ . No presente caso manteve-se a distância axial em 850 mm e diâmetro 5 mm, de modo que apenas a variação de pressão (densidade de gás) e vazões de gás e líquido podem ser analisadas. Assim como para a perda de pressão, as vazões de líquido e gás podem apresentar uma influência menos expressiva do que em estudos adiabáticos por seus valores não serem constantes ao longo de toda ST.

#### 4.4.1 Frequência

A frequência das estruturas, foi obtida como a média da quantidade  $n$  de perturbações completas observadas em 1 s. Iniciou-se a contagem de tempo com a passagem da primeira perturbação e parou-se o tempo ao início da última perturbação completa, de forma que se tem  $f = (n - 1)/\Delta t$ . Compara-se as frequências de ondas de perturbação com resultados experimentais de três autores.

De forma geral, observou-se que o parâmetro de maior impor-

tância para a frequências das ondas é a velocidade superficial local do vapor. A Figura 45 apresenta os resultados de frequência em função do fluxo de massa do vapor na saída,  $G_{G,s}$ , onde não fica aparente um efeito específico da pressão ou da inclinação. Assim como para outros trabalhos da literatura (HAN; ZHU; GABRIEL, 2006), a tendência é de aumento da frequência das estruturas (ondas no filme) com a velocidade do vapor. Tal efeito também é aparente quando a frequência é apresentada em função do número de Weber, como mostra a Figura 46. Nesta figura pode-se notar que para os padrões de escoamento *slug* e *churn* há grande aumento de  $f$  com  $We$ , já para o padrão anular se observa que o aumento de  $f$  não é tão pronunciado. Deste modo há tendências diferentes tendências para os padrões intermitentes (*churn* e *slug* do padrão anular ascendente. Resultado semelhante foi observado por Sawant et al. (2008). O número de Weber é definido por,

$$We = \frac{\rho_G J_G^2 D}{\sigma} \left( \frac{\rho_L - \rho_G}{\rho_G} \right)^{1/3} \quad (4.4)$$

e representa uma relação entre forças de inércia e de tensão interfacial.

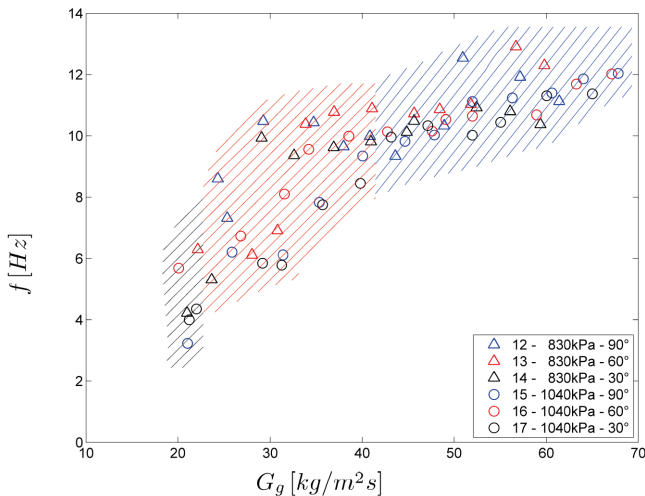


Figura 45 – Dados experimentais para frequência da onda de perturbação em função do fluxo mássico de vapor.

Sawant et al. (2008) ainda correlacionou a frequência de ondas de perturbação em função dos números de Strouhal  $Sr$  e de Reynolds

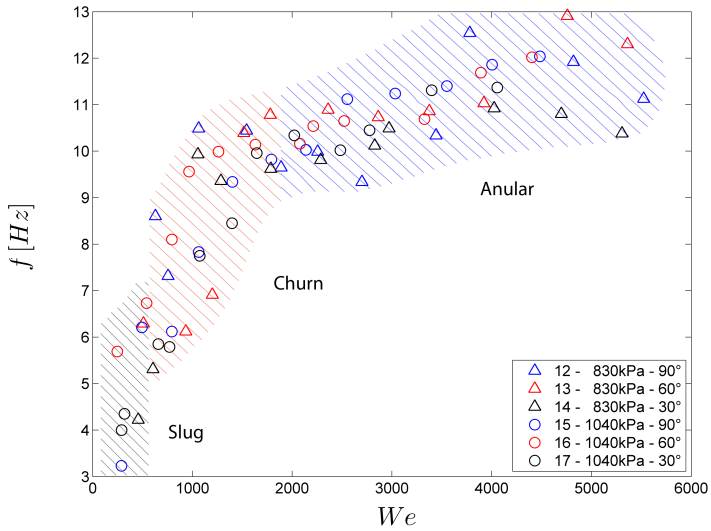


Figura 46 – Dados experimentais para frequência da onda de perturbação em função do número de Weber.

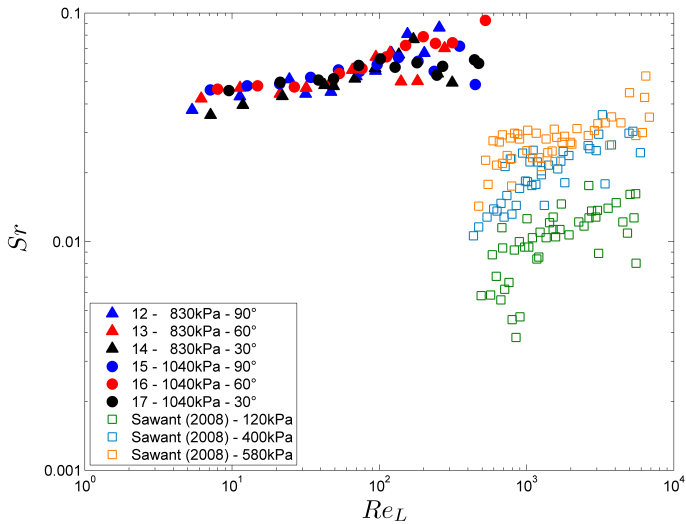


Figura 47 – Dados experimentais do número de Strouhal pelo número de  $Re_L$  para o presente trabalho e de Sawant et al. (2008).

em excesso do líquido  $Re_{L,EX}$ , como sugerido por Azzopardi (1997), definidos por,

$$Sr = \frac{f D}{J_G} \quad (4.5)$$

$$Re_{L,EX} = Re_L - Re_{crit} \quad (4.6)$$

onde,

$$Re_L = \frac{\rho_L J_L Dh}{\mu_L} \quad (4.7)$$

$$Dh = \frac{4 \delta (D - \delta)}{D} \quad (4.8)$$

$$Re_{crit} = \exp \left[ 5,8405 + 0,4249 \frac{\mu_G}{\mu_L} \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_G}} \right] \quad (4.9)$$

onde, a espessura de filme  $\delta$  em escoamento anular é obtida por,

$$\delta = \frac{D}{2} (1 - \sqrt{\alpha}) \quad (4.10)$$

O parâmetro  $Re_{crit}$  representa o mínimo valor do número de Reynolds do filme de líquido necessário para gerar entranhamento de gotículas pelo núcleo de gás (HEWITT; GOVAN, 1990). Os resultados do presente trabalho são apresentados na Figura 47 em conjunto com os dados de Sawant et al. (2008), obtidos para o par de fluidos ar-água. Estes resultados são apresentados para  $Sr$  em função de  $Re_L$ , não  $Re_{L,EX}$ . O principal motivo para tal abordagem foi o alto valor de  $Re_{crit}$  para o presente trabalho, em torno de 400, de maneira que apenas 4 testes possuem  $Re_L$  maior que este valor. Na visualização realizada no presente trabalho foi verificado que o entranhamento de gotículas ocorreu para valores de  $Re_{crit}$  menores que 400. Isto corroborou para a escolha na apresentação dos dados em função  $Re_L$ , de maneira que os dados são transladados para direita e há menor influência das propriedades do fluido.

Sawant et al. (2008) relata que há um aumento de  $Sr$  com o aumento de  $Re_{L,EX}$  e da pressão de trabalho. Na figura ainda se verifica que há certa sobreposição para os resultados de 400 kPa e 580 kPa, já nos resultados do presente trabalho não se observa qualquer dependência com relação à pressão. Acredita-se que a variação do número de  $Sr$  entre os resultados dos dois autores não pode ser justificado unicamente pela variação de pressão de operação, mas deve sofrer influência

das propriedades dos fluidos. A única conclusão que pode ser tecida é o aumento de  $Sr$  com  $Re_L$  para os dois arranjos experimentais e números de  $Sr$  da mesma ordem de grandeza.

#### 4.4.2 Velocidade

Para o cálculo da velocidade das ondas de perturbação, analisou-se o deslocamento da perturbação em pixels para um determinado intervalo de tempo característico. O intervalo de tempo característico foi definido como 1/3 do período da perturbação quando sua frequência  $f$  é maior que 8 Hz e 1/6 quando a frequência é menor. O diâmetro externo do tubo foi utilizado para calcular o fator de escala de pixel para milímetro. Cada ponto experimental de velocidade corresponde à média de velocidade de 6 perturbações. A metodologia para obtenção da frequência e velocidade de perturbação é explicada com mais detalhes no Apêndice E.

Na Figura 48 os dados do presente trabalho são apresentados para os mesmos parâmetros de Schubring e Hurlburt (2010). Este autor observou acréscimo linear de  $V_{onda}/J_G$  com o aumento de  $J_L$  e com a diminuição de  $J_G$ . Para os dados do presente trabalho se observa que a dependência de  $V_{onda}/J_G$  com  $J_L$  é linear e apresenta pequena dispersão para a região de padrão de escoamento anular ascendente. Para os padrões *churn* e *slug* se observa maior dispersão dos resultados, possivelmente devido aos fenômenos intermitentes observados, e valores até 5 vezes maiores de  $V_{onda}/J_G$  que para o padrão anular ascendente. Como descrito, verificou-se a dependência de  $V_{onda}$  com o fluxo de massa de líquido e do vapor, porém não foi identificada qualquer tendência para a influência da massa específica de vapor, representada pela variação de pressão de condensação.

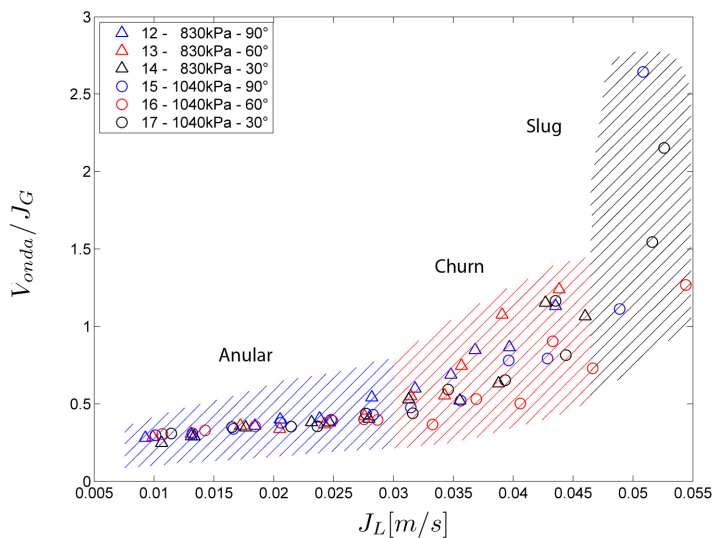


Figura 48 – Dados experimentais para a razão velocidade de perturbação por velocidade superficial de gás em função da velocidade superficial de líquido.

## 5 CONCLUSÕES

No presente trabalho se construiu uma bancada para investigação da limitação de escoamento em contracorrente para vapor de R134a na ascendente em tubos verticais e inclinados com diâmetro interno 5 mm. As condições de entrada na seção de teste foram controladas e caracterizadas por medições diretas, já as condições de saída da seção de teste foram calculadas a partir de um balanço de energia entre fluido primário e secundário. Para todos os 264 testes, foram realizadas simultaneamente medições locais e visualização em alta velocidade na saída da seção de teste. Os testes foram divididos em dois patamares de pressão, três inclinações e 12 taxas de condensação. Também foram realizadas duas metodologias de controle, na primeira a bancada experimental funcionou como um sistema de refrigeração e a vazão mássica de R134a não foi controlada, de maneira que a pressão de condensação e a própria vazão mássica foram reduzidas como o aumento da taxa de condensação. A segunda metodologia consistiu controlar a vazão mássica e pressão de condensação, mediante adição de massa de R134a ao sistema. A segunda metodologia mostrou-se mais eficiente para análise de resultados, já que ao longo de cada condição apenas as velocidades superficiais  $J_G$  e  $J_L$  eram alteradas.

Os resultados obtidos foram divididos em dois grupos, qualitativos e quantitativos. Primeiramente foram apresentados os resultados qualitativos, que compreendem as imagens em alta velocidade. Foram apresentadas sequências de imagens contendo os diferentes padrões de escoamento observados para as inclinações de  $90^\circ$ ,  $60^\circ$  e  $30^\circ$  e pressões de condensação 830 kPa e 1040 kPa. Na sequência foram apresentados os resultados quantitativos. O primeiro resultado deste tipo são os mapas de padrões de escoamento. Nestes, os dados experimentais são comparados às correlações para previsão dos pontos de filme estacionário e reversão de escoamento. Os dados experimentais para as transições também são comparados com a abordagem de grupos adimensionais proposta por Pantzali, Mouza e Paras (2008). Para caracterizar o CCFL, ainda se apresenta a perda de pressão total e de atrito na seção de teste para as diferentes condições e taxas de condensação. Por fim são apresentadas a velocidade e a frequência de estruturas do escoamento (ondas de perturbação e de arrasto e golfadas), parâmetros obtidos das imagens de alta velocidade.

As principais conclusões do presente trabalho são as seguintes:

1. Foi realizado um estudo abrangente de visualização em alta velocidade, englobando os padrões de escoamento anular ascendente, transição (filme oscilatório), e intermitentes (*churn* e *slug*);
2. Foram propostos dois conjuntos de coeficientes para correlação do tipo Wallis. Para o ponto de filme estacionário os coeficientes  $C = 1,72$  e  $m = 1,0$  apresentaram boa concordância com os dados experimentais. Para o ponto de reversão de escoamento foram sugeridos os coeficientes  $C = 1,0$  e  $m = 1,0$ , semelhantes ao propostos originalmente por Wallis (1961, 1969) para *flooding* em tubos verticais;
3. Foi proposto utilizar a parcela axial da gravidade ( $g \sin \theta$ ) para calcular  $J^*$  em casos de tubos inclinados. A abordagem apresentou boa concordância para  $60^\circ$  e  $30^\circ$ , entretanto para esta última inclinação acredita-se que a influência da parcela  $g \cos \theta$  deva ser melhor estudada.
4. Sugeriu-se modificar a abordagem de Pantzali, Mouza e Paras (2008) para englobar a variação de propriedades da fase gasosa;
5. A queda de pressão na seção de teste não pode ser utilizada como critério para identificação do ponto de início de arrasto de condensado. O aumento da perda de pressão ocorre gradualmente, já que as condições de operação ( $J_G$  e  $J_L$ ) variam ao longo da seção de teste; e
6. Foram observadas diferentes tendências de frequência e velocidade de estruturas para padrão anular ascendente e padrões intermitentes (*churn* e *slug*).

Sugere-se que os seguintes temas sejam abordados ou expandidos em trabalhos futuros:

1. A implementação de um reservatório de R-134a em pressão intermediária, com ligação entre alta e baixa pressão. Este facilitaria o procedimento de adição ou retirada de massa de refrigerante do sistema, e conseqüentemente o controle da condição de operação. Para as condições de teste do grupo 2, com controle de vazão mássica e pressão, foi necessário inserir repetidamente massa de R-134a. Para alterar o patamar de pressão de condensação entre 830 kPa e 1040 kPa também foi necessário alterar a carga de refrigerante presente na bancada experimental;



2. Alterar o banho termostático utilizado para resfriar o fluido secundário da seção de teste para um modelo com maior potência de refrigeração. O banho Q214S, que foi utilizado, limitou a taxa de condensação na seção de teste e a mínima temperatura de fluido secundário. De modo que nos testes de alta taxa de condensação, o critério de estabilidade não pode ser totalmente observado;
3. Implementar sensores de temperatura para diferentes distâncias axiais para obter o coeficiente de transferência de calor em função do comprimento axial;
4. Implementar um sensor capacitivo na saída da ST para obter a frequência de estruturas e um sensor de tensão de cisalhamento para identificar os pontos de filme estacionário e reversão de escoamento (processar resultados estatisticamente);
5. Expandir base de dados para as inclinações  $45^\circ$  e  $75^\circ$  e diferentes vazões mássicas;
6. Desenvolver um modelo matemático para arrasto de filme ascendente; e
7. Realizar o processamento das imagens em alta velocidade visando obter a fração de vazio do escoamento e frequência e velocidade de estruturas de escoamento mediante implementação de "sensores virtuais" para diferentes comprimentos axiais.



## REFERÊNCIAS

- ABNT; INMETRO. Guia para expressão de incerteza de medição, terceira edição. *ABNT*, 2003.
- ALEKSEEV, V. P.; POBEREZKIN, A. E.; GERASIMOV, P. V. Determination of flooding rates in regular packings. *Heat Transfer Sov. Res.*, v. 4(6), p. 159–163, 1972.
- AZZOPARDI, B. J. Disturbance wave frequencies, velocities, and spacing in vertical annular two-phase flow. *Nuclear Engineering and Design*, v. 92, p. 121–133, 1986.
- AZZOPARDI, B. J. Drops in annular two-phase flow. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 23, p. 1–53, 1997.
- BANKOFF, G. S.; LEE, S. C. A critical review of the flooding phenomena. *Multiphase Science and Technology*, v. 2, p. 95–180, 1986.
- BANKOFF, S. G.; TANKIN, R. S.; YUEN, M. C.; HSIEH, C. L. Countercurrent flow of air/water and steam/water through a horizontal perforated plate. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 24, p. 1381–1395, 1981.
- BENEDICT, R. P. *Fundamentals of temperature, pressure and air flow measurement*. [S.l.]: John Wiley & Sons, 1984.
- BHARATHAN, D.; WALLIS, G. B. Air-water countercurrent annular flow. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 9, n. 4, p. 349–366, 1983.
- BLOCK, J. A.; CROWLEY, C. J. *Effect of steam upflow and superheated walls on ECC delivery in a simulated multiloop PWR geometry*. Creare, 1976.
- CENTIBUDAKLAR, A. G.; JAMESON, G. J. The mechanism of flooding in vertical countercurrent two-phase flow. *Chemical Engineering Science*, v. 24, p. 1669–1680, 1969.
- CHEN, W. *Fluten bei Gegenstromkondensation in geneigten Rohren*. Ph.D Thesis — Universitaet der Bundeswehr Hamburg, Germany, 1998.

- CHRISHOLM, D. *Two-phase flow in pipelines and heat exchangers*. [S.l.]: George Godwin, 1983.
- CHUN, M.; YU, S. Effect of steam condensation on countercurrent flow limiting in nearly horizontal two-phase flow. *Nuclear Engineering and Design*, v. 196, p. 201–217, 2000.
- CHUNG, S. K.; LIU, C. P.; TIEN, C. L. Flooding in two-phase countercurrent flows–ii: Experimental investigation. *Physicochemical Hydrodynamics*, v. 1, n. 2-3, p. 209–220, 1980.
- CHURCHILL, S. W.; CHU, H. Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a vertical plate. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 18, p. 1323, 1975.
- CLIFT, R.; PRITCHARD, C. L.; NEDDERMAN, R. M. The effect of viscosity on the flooding conditions in wetted wall columns. *Chemical Engineering Science*, v. 21, p. 87–95, 1966.
- COLEMAN, H. W.; STEELE, W. G. *Experimentation, Validation, and Uncertainty Analysis for Engineers, third edition*. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2009.
- COULOMB, D. Refrigeration: The challenges associated with sustainable development. In: PROCEEDINGS IN 6TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON COMPRESSORS AND COOLANTS. Slovak Republic, 2006.
- DEERDALIANTO; VALLÉE, C.; LUCAS, D.; PIETRUSKE, M.; CARL, H. Erratum to "experimental study on the air/water counter-current flow limitation in a model of the hot leg of a pressurized water reactor. *Nuclear Engineering and Design*, v. 241, p. 3359–3372, 2011.
- DILKILIK, A. S.; WONGWISES, S. Validation of void fraction models and correlations using a flow pattern transition mechanism model in relation to the identification of annular vertical downflow in-tube condensation of R134a. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, v. 37, p. 827–834, 2010.
- DUKLER, A. E.; SMITH, L.; TODO, T.; DEPARTAMENTO, D. *Two-Phase Interactions in Countercurrent Flow*. Houston, 1980.
- DUPONT. *R134a properties, uses, storage, and handling*. [S.l.], 2004.

- ENGINEERING, M. C. *Thermophysical properties of brines - Models*. 2011. Disponível em: <<http://www.mrc-eng.com/Downloads/BrineAcesso>> em: 03/04/2014.
- ENGINEERING-TOOLBOX. *Ethylene Glycol Heat-Transfer Fluid*. 2013. Disponível em: <<http://www.engineeringtoolbox.com/ethylene-glycol-d146.html>>. Acesso em: 10/10/2013.
- ENGLISH, G.; JONES, W.; SPILLERS, R.; ORR, V. Flooding in a vertical updraft partial condenser. *Chemical Engineer*, v. 59, n. 7, p. 51–53, 1963.
- FALCONE, G.; BARBOSA Jr., J. R. State-of-the-art review of liquid loading in gas wells. *DGMK / ÖGEW-Frühjahrstagung 2013, Fachbereich Aufsuchung und Gewinnung*, v. 1, p. 129–150, 2013.
- FIEDLER, S.; AURACHER, H. Experimental and theoretical investigation of reflux condensation in an inclined small diameter tube. *International Journal of Heat and mass Transfer*, v. 47, p. 4031–4043, 2004.
- FIEDLER, S.; AURACHER, H. Pressure drop during reflux condensation of r134a in a small diameter tube. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 28, p. 139–144, 2004.
- FIEDLER, S.; AURACHER, H.; WINKELMANN, D. Effect of inclination on flooding and heat transfer during reflux condensation in small diameter tube. *International Communications of Heat and Mass Transfer*, v. 29, p. 289–302, 2002.
- GALLEGO, M. G. *Countercurrent flow limitations in horizontal stratified flows of air and water*. Master Thesis — Institut für Kern und Energietechnik, Programm Nukleare Sicherheitsforschung, Forschungszentrum Karlsruhe in der Helmholtz-Gemeinschaft, Karlsruhe, 2004.
- GHIAASIAN, S. M. *Two-Phase Flow, Boiling and Condensation*. [S.l.]: Cambridge, 2008.
- GONÇALVES, J. M.; MELO, C.; HERMES, C. J. A semi-empirical model for steady-state simulation of household refrigerators. *Applied Thermal Engineering*, v. 29, p. 1622–1630, 2009.
- GRAHAM, D. M.; KOPKE, H. R.; WILSON, M. J.; YASHAR, D. A.; CHATO, J. C.; NEWALL, T. A. An investigation of void fraction in

- the stratified-anular flow regimes in smooth, horizontal tubes. *Air Conditioning and Refrigeration Center, University of Illinois*, v. 144, p. 1–21, 1999.
- HAN, H.; ZHU, Z.; GABRIEL, K. A study on the effect of gas flow rate on the wave characteristics in two-phase gas-liquid annular flow. *Nuclear Engineering and Designs*, v. 236, p. 2580–2588, 2006.
- HERMES, C. J.; MELO, C.; KNABBEN, F. T.; GONCALVES, J. M. Prediction of the energy consumption of household refrigerators and freezers via steady-state simulation. *Applied Energy*, v. 86, p. 1311–1319, 2009.
- HEWITT, G. Flooding and flow reversal. *Thermopedia*, 2010.
- HEWITT, G.; GOVAN, A. Phenomenological modelling of non-equilibrium flows with phase change. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 33, p. 229–242, 1990.
- HEWITT, G. F.; WALLIS, G. B. Flooding and associated phenomena in falling film flow in a vertical tube. *UK Atomic Energy Agency*, 1963.
- INCROPERA DEWITT, B.; LAVINE. *Fundamentos de Transferência de Calor e de Massa, 6a edição*. [S.l.]: LTC, 2005.
- JAYANTI, S.; TOKARZ, A.; HEWITT, G. F. Theoretical investigation of the diameter effect on flooding in countercurrent flow. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 22, p. 307–324, 1996.
- JOURNAL OF HEAT TRANSFER. Journal of heat transfer policy on reporting uncertainties in experimental measurements and results. *Journal of Heat Transfer*, v. 115, n. 5, p. 1–2, 1993.
- KAKAC, S.; LIU, H. *Heat exchangers - selection, rating and thermal design*. Second edition. [S.l.]: CRC PRESS, 2002.
- KANDLIKAR, S.; GARIMELLA, S.; LI, D.; COLIN, S.; KING, M. *Heat Transfer and Fluid Flow in Minichannels and Microchannels*. [S.l.]: Elsevier, 2005.
- LEVY, S. *Two-phase flow in complex systems*. [S.l.]: John Wiley & Sons, 1999.
- MARCINICHEN, J. B. *Estudo teórico e experimental da obstrução de tubos capilares por adsorção de óleo éster*. Tese de Doutorado — Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2006.

- MCQUILLAN, K. W.; WHALLEY, P. B. A comparison between flooding correlations and experimental flooding data for gas-liquid flow in vertical circular tubes. *Chemical Engineering Science*, v. 40, p. 1425–1440, 1985.
- MOFFAT, R. J. Describing the uncertainties in experimental results. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 1, n. 1, p. 3–17, 1988.
- MOUZA, A. A.; PANTZALI, M. N.; PARAS, S. V. Falling film and flooding phenomena in small diameter vertical tubes: The influence of liquid properties. *Chemical Engineering Science*, v. 60, p. 4987–4991, 2005.
- MOUZA, A. A.; PARAS, S. V.; KARABELAS, A. J. The influence of small diameter on falling film and flooding phenomena. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 28, p. 1311–1331, 2002.
- MOUZA, A. A.; PARAS, S. V.; KARABELAS, A. J. Incipient flooding in inclined tubes of small diameters. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 29, p. 1395–1412, 2003.
- OLIVEIRA, P. A. de; BARBOSA Jr, J. R. A spray-based heat sink integrated with a compact vapor compression cooling system for removal of high heat fluxes. *UKHTC2013*, 2013.
- PALEN, J.; YANG, Z. H. Reflux condensation flooding prediction: review of current status. *Trans IChemE*, v. 79 (A), 2001.
- PANTZALI, M. N.; MOUZA, A. A.; PARAS, S. V. Counter-current gas-liquid flow and incipient flooding in inclined small diameter tubes. *Chemical Engineering Science*, v. 63, p. 3966–3978, 2008.
- PARK, I.; MUDAWAR, I. Climbing film, flooding and falling film behavior in upward condensation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 65, p. 44–61, 2013.
- PRESS, W. H.; TEUKOLSKY, S. A.; VETTERLING, W. T.; FLANNERY, B. P. *Numerical Recipes in C - The Art of Scientific Computing - Second Edition*. [S.l.]: CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, 1992.
- PUSHKINA, O. L.; SOROKIN, Y. L. Breakdown of liquid film motion in vertical tubes. *Heat Transfer Soviet Research*, v. 1, p. 56–64, 1969.
- RHOSENOW, W. M. Effect of vapor velocity on laminar and turbulent film condensation. *Journal of Heat Transfer, Trans. ASME*, v. 78, p. 1645–1956, 1956.

RICHTER, H. J. Flooding in tubes and annuli. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 7, n. 6, p. 647–658, 1981.

ROHSENOW, W. M.; HARNETT, J. P. *Handbook of Heat Transfer*. [S.l.]: McGrawhill, 1972.

RONZONI, A. F.; HERMES, C. J.; MELO, C. Assessment of pulse-width modulated flow through serial expansion valve/capillary tube arrangements. *Internationnal Journal of Refrigeration*, v. 36, p. 258–269, 2013.

SACRAMENTO, J. C.; HEGGS, P. J. The role of flooding in the design of vent and reflux condensers. *Applied Thermal Engineering*, v. 29, p. 1338–1345, 2009.

SAWANT, P.; ISHII, M.; HAZUKI, T.; TAKAMASA, T.; MORI, M. Properties of disturbance waves in vertical annular two-phase flow. *Nuclear Engineering and Design*, v. 238, p. 3528–3541, 2008.

SCHUBRING, D.; HURLBURT, T. A. Studying disturbance waves in vertical annular flow with high-speed video. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 36, p. 385–396, 2010.

SEKOGUCHI, K.; TAKEISHI, M. Interfacial structures in upward huge wave flow and annular flow regimes. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 15, p. 195–305, 1989.

SHAH, R. K.; SEKULIĆ, D. P. *Fundamentals of heat exchanger design*. First. New Jersey: John Wiley & Sons, 2003.

SHOHAM, O. *Mechanistic Modeling of Gas-Liquid Two-phase Flow in Pipes*. [S.l.]: Society of Petroleum Engineers, 2006.

SINGH, R.; NIETER, J.; PRATER Jr., G. An investigation of the compressor slugging phenomenon. *ASHRAE Transactions*, v. 92 (4), p. 250–258, 1986.

SMITH, S. L. Void fractions in two- phase flow: a correlation based upon an equal velocity head model. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Thermodynamics and Fluid Mechanics Group*, p. 647?657, 1969.

SOLIMAN, H. M. On the annular-to-wavy flow pattern transition during condensation inside horizontal tubes. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, v. 60, 1982.



- STEPHAN, M.; MAYINGER, F. Experimental and analytical study of countercurrent flow limitation in vertical gas-liquid flow. *Chemical Engineering and Technology*, v. 15, n. 1, p. 51–62, 1992.
- STOUBE, D.; LAU, T. Air conditioning and refrigeration equipment failures. *National Engineer*, v. 93, p. 14–17, 1989.
- TAITEL, Y. Flow pattern transition in two phase flow - keynote lecture 14. *9th International Heat Transfer Conference*, p. 237–254, 1990.
- TIEN, C. L. A simple analytical model for countercurrent flow limiting phenomena with vapor condensation. *Letters in Heat and Mass transfer*, v. 4, p. 231–238, 1977.
- TIEN, C. L.; CHUNG, K. L.; LIAU, C. P. Flooding in two-phase countercurrent flows. *Physicochemical Hydrodynamics*, v. 1 (2-3), p. 209–220, 1979.
- TILLNER-ROTH, R.; BAEHR, H. D. An international standard formulation of the thermodynamic properties of 1,1,1,2-tetrafluoroethane (hfc-134a) for temperatures from 170 K to 455 K at pressures up to 70 MPa. *Journal of Physical Chemistry*, v. 23, p. 657–729, 1994.
- WAGENER, W.; PRUSS, A. The IAPWS formulation 1995 for the thermodynamic properties of ordinary water substance for general and scientific use. *Journal of Physical Chemistry*, v. 31, n. 2, p. 387–535, 2002.
- WALLIS, G. B. *Flooding velocities for air and water in vertical tubes*. [S.l.], 1961.
- WALLIS, G. B. *One-Dimensional Two-Phase Flow*. [S.l.]: McGraw-Hill, 1969.
- ZAPKE, A.; KROEGER, D. G. The influence of fluid properties and inlet geometry on flooding in vertical and inclined tubes. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 3, p. 461–472, 1996.
- ZAPKE, A.; KROEGER, D. G. Countercurrent gas-liquid flow in inclined and vertical ducts - I: Flow patterns, pressure drop characteristics and flooding. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 26, p. 1439–1455, 2000.

ZAPKE, A.; KROEGER, D. G. Countercurrent gas-liquid flow in inclined and vertical ducts - ii the validity of the froude-ohnesorge number correlation for flooding. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 26, p. 1457–1468, 2000.

ZIVI, S. M. Estimation of steady-state steam void-fraction by means of the principle of minimum entropy production. *Journal of Heat Transfer*, v. 68, p. 247–252, 1964.

# APÊNDICES



# APÊNDICE A – MODELOS PARA SUB-SISTEMAS DO CICLO DE REFRIGERAÇÃO

Neste apêndice são apresentados os modelos de sub-sistemas utilizados no dimensionamento do ciclo de refrigeração, na sequência os modelos do compressor, condensador, dispositivo de expansão e evaporador.

## A.1 Modelo de compressor

O compressor utilizado possui duas peculiaridades, trabalha sem óleo lubrificante e possui ajuste no curso de pistão. O sinal de controle para o curso de pistão varia de 54 Hz para deslocamento mínimo e 150 Hz para deslocamento máximo. Para o cálculo da vazão mássica  $\dot{m}$  de R134a e potência de compressão  $W_{comp}$ , foram utilizadas as curvas experimentais obtidas do fornecedor. As curvas experimentais apresentam estes dois parâmetros em função das pressões de evaporação e compressão e da frequência de controle do compressor.

Como apresentado na Seção 3.2, as pressões de evaporação e condensação eram estimadas antes de aplicar as curvas do compressor. A frequência de controle foi mantida constante durante o processo de convergência, sendo alterada apenas no estudo paramétrico. O aumento da frequência de controle basicamente aumenta a vazão mássica e pressão de descarga, se equiparando à troca do compresso por outro maior.

Os dados experimentais obtidos do fornecedor são bastante limitados, o que dificultou a implementação das curvas experimentais do compressor e levou à extrapolação dos mesmos. Os parâmetros  $\dot{m}$  e  $W_{comp}$  foram estimados primeiramente em função das pressões de trabalho, com posterior interpolação linear em  $f_{comp}$ . A extrapolação dos dados experimentais foi necessária nos primeiros laços de convergência, onde a pressão de evaporação tendia a ficar acima da faixa experimental. No caso de temperatura de evaporação entre  $-15\text{ }^{\circ}\text{C}$  e  $-35\text{ }^{\circ}\text{C}$  e condensação entre  $35\text{ }^{\circ}\text{C}$  e  $55\text{ }^{\circ}\text{C}$ , condições para as quais se possui dados experimentais, utilizou-se interpolação cúbica entre estes pontos. Para temperatura de condensação e evaporação até  $5\text{ }^{\circ}\text{C}$  distantes dos dados experimentais foi utilizada uma extrapolação de segunda ordem.

Quando a saturação estava entre 5 °C a 15 °C a extrapolação foi linear. Por fim para temperaturas de saturação distantes mais de 15 °C dos dados experimentais,  $\dot{m}$  e  $W_{comp}$  eram limitados.

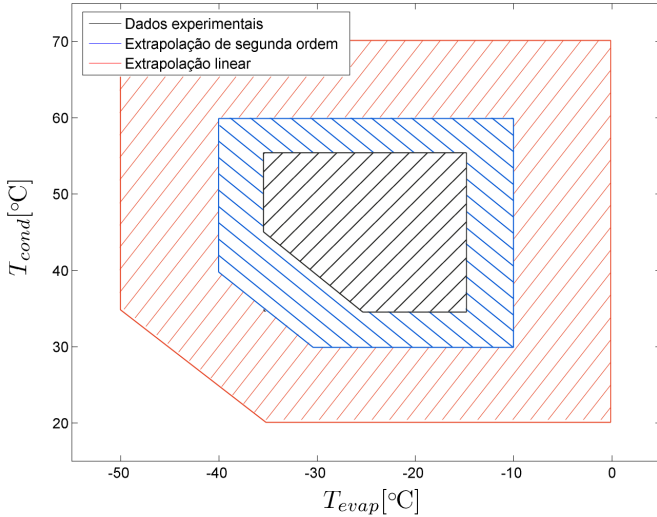


Figura 49 – Tipo de interpolação e extrapolação utilizada para diferentes conjuntos de temperatura de evaporação e condensação.

A entalpia na sucção do compressor  $h_1$  foi obtida do banco de dados Refprof 8.0, a partir de  $T_1$  e  $P_{evap}$ . A temperatura de sucção  $T_1$  é calculada a partir de  $P_{evap}$  estimada e do grau de superaquecimento requerido  $SA$ , conforme Equação A.1. A entalpia de descarga  $h_2$  é obtida pela Equação A.2, onde  $\dot{m}$  e  $W_{comp}$  são obtidos das curvas experimentais.

$$T_1 = T_{evap} + SA \quad (\text{A.1})$$

$$h_2 = h_1 + \frac{W_{comp}}{\dot{m}} \quad (\text{A.2})$$

## A.2 Modelo do condensador

O condensador foi modelado como arranjo em série de três trocadores: pré-condensador; seção de testes; e pós-condensador. Os dois primeiros trocadores são do tipo duplo tubo, já o terceiro trocador é

do tipo de placas (*plate fin heat exchanger*). Todos os trocadores trabalham no arranjo contracorrente. Devido à dificuldade de trocar calor na seção de testes, composta de vidro borossilicato, resolveu-se utilizar este trocador em um ciclo de fluido secundário com temperatura inferior. Para garantir sub-resfriamento de 5 °C na entrada do medidor de vazão mássica de R134a, adicionou-se o pós-condensador neste mesmo ciclo. Neste modelo utiliza-se os seguintes dados de entrada: descarga do compressor, ponto 2; vazões mássicas de R134a e fluido secundário; temperaturas de entrada da água de refrigeração nos dois ciclos de fluido de refrigeração; coeficientes globais de temperatura (UA) para os três trocadores. Como resultado deste modelo se obtém o ponto termodinâmico de entrada no dispositivo de expansão, ponto 3 e da água de refrigeração.

A taxa térmica que cada trocador deve ser capaz de trocar foram definidas para a vazão mássica crítica de 8 kg/h e seguintes condições:

1. Pré-Condensador: calor necessário para resfriar o R134a do ponto 2 até 2 °C;
2. Seção de Testes: calor necessário condensar o R134a até a condição na qual a  $J_G^*$  de saída seja inferior às correlações de *flooding*;
3. Pós-Condensador: calor necessário para chegar até 5 °C de sub-resfriamento.

Por estarem disponíveis apenas as temperaturas de entrada de água de refrigeração e R134a, optou-se pela metodologia  $\epsilon - NUT$  para calcular as trocas térmicas em cada trocador de calor, conforme Shah e Sekulić (2003) e Kakac e Liu (2002). Em todos os trocadores de calor foi verificada a existência de zonas monofásica (superaquecimento e sub-resfriamento) e bifásica (condensação), este processo é importante para evitar que a capacidade térmica de R134a não seja superestimada ou subestimada. Via de regra geral calculou-se o valor de NUT pela Equação A.3 e a efetividade pela relação para trocador em contracorrente Equação A.4. Então se calcula o calor trocado por A.5 e seguidamente a entalpia de saída de cada trocador é calculada pela Equação A.6. Aplica-se esta rotina de cálculo sequencialmente para os três trocadores, a entalpia de saída  $h_{s,\epsilon-NUT}$  é utilizada como condição de entrada para o próximo trocador. A saída deste modelo é o ponto 3 e compreende  $h_{3,\epsilon-NUT}$  e  $P_{cond}$ .

$$NUT = \frac{UA}{C_{min}} \quad (A.3)$$

$$\epsilon = \frac{1 - \exp^{-(1-C^*)NUT}}{1 - C^* \exp^{-(1-C^*)NUT}} \quad (\text{A.4})$$

$$Q_{\epsilon-NUT} = \epsilon C_{min} (T_{r,e} - T_{fs,e}) \quad (\text{A.5})$$

$$h_{s,\epsilon-NUT} = h_2 - \frac{Q_{\epsilon-NUT}}{\dot{m}_r} \quad (\text{A.6})$$

onde  $UA$  é o coeficiente global de transferência de calor do trocador em questão,  $C_{min}$  é a menor taxa de capacidade térmica entre os fluidos primário e secundário,  $C^*$  é a razão entre o menor e maior valor de taxa de capacidade térmica dos dois fluidos e  $\dot{m}_r$  é a vazão mássica do R134a.

### A.3 Modelo do dispositivo de expansão

O dispositivo de expansão foi tratado duas maneiras diferentes ao longo do projeto da bancada experimental. Durante o processo de dimensionamento dos equipamentos, foi realizada uma expansão isentálpica simples, sem restrição na vazão mássica. Depois de selecionados os equipamento, partiu-se para avaliação das condições de operação do ciclo de refrigeração. Neste processo tratou-se o dispositivo de expansão como restitutivo à vazão mássica, conforme descrito abaixo.

Para possibilitar operação em uma faixa de vazão mássica e pressão estendidas, optou-se por trabalhar com o arranjo válvula de expansão seguida de tubo capilar, conforme Figura 50. Este tipo de arranjo permite um ajuste fino na perda de carga, já que o capilar aumenta o patamar de diferença de pressão e a válvula empregada pode ser menor. Utilizou-se a metodologia proposta por Ronzoni, Hermes e Melo (2013), que apresenta boa concordância com resultados experimentais. Ressalta-se o fato de que este artigo utiliza uma abordagem para válvula solenoide pulsante, não desejável nesta dissertação por gerar intermitência de vazão mássica na seção de testes. Contornou-se este problema mantendo a válvula constantemente aberta ( $X_v = 1$ ) para dado coeficiente de vazão ( $Cv$ ) escolhido.

Como resultado do modelo se obtém a vazão mássica no dispositivo, para o conjunto de pressões de evaporação ( $P_{evap}$ ) e condensação ( $P_{cond}$ ), que são dados de entrada. Esta vazão está convergida quando as vazões na válvula e no capilar tenderem ao mesmo valor, mediante alteração da pressão da câmara intermediária ( $P_i$ ). Para tal foram seguidos os passos abaixo:



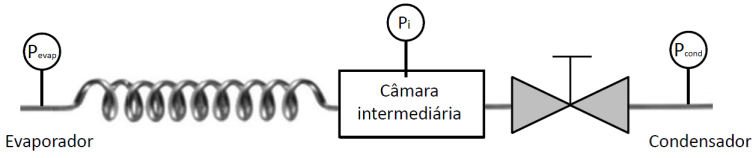


Figura 50 – Exemplificação do dispositivo de expansão com localização das pressões utilizadas no método.

1. Armazenagem das pressões  $P_{evap}$  e  $P_{cond}$ ;
2. Estimativa inicial para  $P_i$ ;
3. Cálculo da vazão na válvula de expansão, mediante Equação A.7;
4. Cálculo da vazão no capilar, mediante Equação A.8; e
5. Convergência da pressão intermediária  $P_i$  para minimizar a diferença entre vazões.

$$\dot{m}_{VE} = C_v A_v X_v \sqrt{2 \frac{P_i - P_c}{\nu_i}} \quad (\text{A.7})$$

onde  $C_v$  é o coeficiente de vazão da válvula,  $A_v$  é a área de seção transversal da válvula,  $X_v$  é a posição da válvula durante o processo pulsante (1 para totalmente aberto e 0 para fechada),  $P_i$  é a pressão intermediária, e  $\nu_i$  o volume específico na pressão intermediária.

$$\dot{m}_{cap} = \Phi \sqrt{\frac{D_{cap}^5}{L_{cap}} \left[ \frac{P_c - P_f}{\nu_f} + \frac{P_f - P_e}{a} + \frac{b}{a^2} \ln \frac{a P_e + b}{a P_f + b} \right]} \quad (\text{A.8})$$

onde  $D_{cap}$  e  $L_{cap}$  são o diâmetro interno e comprimento do capilar,  $P_f$  é a pressão no ponto de *flash*,  $\Phi = 6,0$ ,  $a = \nu_f (1 - k)$  e  $b = \nu_f P_f k$ , com  $k = 1,63 \cdot 10^5 P_f^{-0,72}$ .

No processo de avaliação das condições de operação utilizou-se um processo de convergência modificado. Este convergia as vazões mássicas do dispositivo de expansão e compressor para os parâmetros fixos de:  $SA$ ;  $SR$ ; compressor; trocadores de calor; temperatura e vazão de fluido secundário; e  $Q_{evap}$ . Como algoritmo de convergência foi utilizada a função de otimização *fminsearch* do programa MatLab. Esta

função agia sobre o sistema de refrigeração como um todo, e apresentou tempo de computação bastante inferior. Ressalta-se que somente foi possível utilizar esta metodologia se ter os equipamento e as condições de fluido secundário fixas. A metodologia Sub-Sup foi empregada para se ter controle da maneira de convergência das pressões, já que diversos parâmetros poderiam ser alterados simultaneamente.

#### A.4 Modelo do evaporador

O evaporador utilizado consiste de uma resistência elétrica de 450 W envolta em um tubo de cobre de 9,52 mm (3/8"). A potência dissipada na resistência foi escolhida no início de cada teste e mantida constante no processo de convergência. Este procedimento foi adotado para retirar este grau de liberdade do sistema de refrigeração, convergindo o sistema com a alteração das pressões. Para observar a influência de  $\dot{Q}_{evap}$  no ciclo de refrigeração como um todo,  $\dot{Q}_{evap}$  foi alterado entre testes. A redução da quantidade de parâmetros de controle também simplifica o procedimento para estabilizar o ciclo de refrigeração, já que o controle simultâneo de diversos parâmetros pode gerar oscilações na operação. Durante a obtenção dos resultados experimentais esta potência apenas foi modificada para garantir superaquecimento na sucção do compressor e realizar leve ajuste na vazão mássica.

A condição de saída do evaporador 1' é calculada pela Equação A.9 quando a saída é superaquecida. Caso contrário se tem uma condição bifásica com entalpia dada pela Equação A.10. A saída bifásica não é desejada e somente é utilizada para não interromper o processo de convergência quando a função *fminsearch* do MatLab é utilizada.

$$T_1' = T_{sat} + \frac{\dot{Q}_{evap}}{c p_r \dot{m}_r} - \frac{h_{v,sat} - h_4}{c p_r} \quad (\text{A.9})$$

onde o ponto 4 indica a saída do dispositivo de expansão.

$$h_1 = h_4 + \frac{\dot{Q}_{evap}}{\dot{m}_r} \quad (\text{A.10})$$

# APÊNDICE B – INCERTEZA DE RESULTADOS

A análise de incerteza é um aspecto importante do projeto de uma bancada experimental, pois simples modificações podem resultar em sensível melhoria de qualidade nos dados obtidos. As incertezas relativas ao sistema de aquisição foram desprezadas nesta análise por serem bastante inferiores às incertezas de medição e propriedade de fluidos, como apresentado no Tópico B.2.5. Na sequência são apresentadas as definições de incerteza e o procedimento de cálculo da mesma para os parâmetros medidos e calculados.

## B.1 Definições

### B.1.1 Parâmetros medidos

Os termos relativos à incerteza do mensurando  $X$  podem ser divididas em duas parcelas, sistemática e aleatória. A parcela sistemática,  $b(X)$ , é entendida como o desvio padrão da distribuição da população original, como por exemplo a utilizada para realizar a calibração do sensor. Não se espera que esta parcela varie durante o processo de medição. Na parcela aleatória,  $s(X)$ , são incluídas todas as fontes de incerteza que variam durante o ensaio (COLEMAN; STEELE, 2009; MOFFAT, 1988). A incerteza combinada,  $u_c$ , destas parcelas é obtida pela raiz da soma dos quadrados (chamado de propagação de incerteza), conforme,

$$u_c(X) = \sqrt{b^2(X) + s^2(X)} \quad (\text{B.1})$$

A parcela  $b(X)$  pode ser obtida com base em: informação disponível; julgamento científico da variabilidade do parâmetro; dados obtido de manuais técnicos; ou dados de fornecedores (ABNT; INMETRO, 2003). Já a parcela  $s(X)$  é obtida a partir do desvio padrão de  $N$  amostras em um teste representativo das condições de operação do ensaio experimental, e calculada por,

$$s(X) = \left[ \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (X_i - \bar{X})^2 \right]^{1/2} \quad (\text{B.2})$$

e a média das  $N$  amostras de  $X_i$  é dada pela expressão

$$\bar{X} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N X_i \quad (\text{B.3})$$

As incertezas dos sensores foram obtidas dos manuais técnicos, na forma de incerteza expandida. Para realizar o cálculo de  $u_c$  para o mensurando com  $s_X$  representativo dos ensaios experimentais, a incerteza expandida dos sensores deveria ser regredida a  $b_X$ . Diversos manuais de sensores utilizaram fatores de abrangência para 95,45% e 99,73%, de modo que  $b_X$  foi obtido de

$$b(X) = \frac{U_{\text{manual}}}{K_{\text{manual}}} \quad (\text{B.4})$$

A incerteza que deve ser reportada ao leitor é a incerteza expandida  $U(X)$  do parâmetro  $X$ . Onde  $U$  representa tanto a incerteza que se tem no valor apresentado de  $X$ , como a confiabilidade de que a incerteza está correta.  $U(X)$  é obtida pela multiplicação de  $u_c(X)$  por um fator de abrangência  $k(X)$ , como,

$$U(X) = u_c(X) k(X) \quad (\text{B.5})$$

O fator de abrangência é função do tipo de distribuição de probabilidade do parâmetro  $X$ , geralmente do tipo normal, da confiabilidade desejada e da quantidade de medições realizadas. No presente trabalho os dados são apresentados com 95% de confiabilidade, valor utilizado comumente em trabalhos científicos (JOURNAL OF HEAT TRANSFER, 1993).

### B.1.2 Parâmetros calculados

Para obter a incerteza de um parâmetro calculado  $R = f(X_1, X_2, \dots, X_n)$ , deve-se propagar as incertezas combinadas de  $X_i$  para  $R$ . O efeito da incerteza de uma única variável de entrada em  $R$  pode ser expresso pelo truncamento de primeira ordem da expansão em série de Taylor, conforme,

$$\partial R_{X_i} = \frac{\partial R}{\partial X_i} \delta X_i \quad (\text{B.6})$$

onde  $\frac{\partial R}{\partial X_i}$  é chamado de coeficiente de sensibilidade de  $R$  em relação a  $X_i$  e  $\delta X_i$  é a variação (incerteza) no parâmetro  $X_i$ . O coeficiente de sensibilidade representa quanto uma variação (incerteza) de  $X_i$  altera  $R$ . Quando diversas variáveis de entrada independentes são utilizadas,

os efeitos individuais podem ser combinados pelo método de soma dos quadrados (MOFFAT, 1988). Este procedimento é denominado de propagação de incertezas e expresso na seguinte forma,

$$u^2(R) = \sum_{i=1}^n \left( \frac{\partial R}{\partial X_i} \right)^2 u^2(X_i) = \sum_{i=1}^n I_i \quad (\text{B.7})$$

Importante ressaltar que a variável  $X_i$  pode ser uma grandeza medida ou um parâmetro calculado, único requerimento é que a incerteza combinada da variável seja utilizada. Para facilitar a análise de incerteza, define-se o termo influência  $I_i$  para denominar o resultado da multiplicação dos quadrados do coeficiente de sensibilidade e respectiva incerteza. A respectiva incerteza expandida é obtida da mesma forma que para o parâmetro medido, aplicando  $u_c(R)$  na Equação (B.5).

Conforme apresentado na Seção 3.5.2, a frequência de medição de 2 kHz é bastante superior à frequência característica dos fenômenos físicos transientes, presentes durante a medição. Desta forma considera-se que o parâmetro físico medido não se altera no intervalo de medição  $\Delta t$  durante 10 medições, e a média destes 10 valores é utilizada como valor representativo do intervalo. Esta abordagem reduz as oscilações de ruídos elétricos impostos ao sinal de medição. Estes dados representativos possuem frequência de 200 Hz e são obtidos conforme,

$$\bar{X} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n X_i \quad (\text{B.8})$$

O desvio padrão da média  $\bar{X}$  é obtido de,

$$\bar{s}(X) = \frac{s(X)}{\sqrt{n}} \quad (\text{B.9})$$

a média  $\bar{X}$  do mensurando  $X$  foi realizada antes de realizar qualquer cálculo. Por todos valores serem calculados a partir da média de 10 medições consecutivas, a notação será omitida no presente trabalho. A incerteza expandida para o intervalo de confiança de 95%,  $k = 1,96$ , é dada por,

$$U(X) = K_{95} \sqrt{b^2(X) + \bar{s}^2(X)}; \quad (\text{B.10})$$

Todas as incertezas finais apresentadas no presente trabalho, no texto ou Apêndice C, são incertezas expandidas e devem ser interpretadas como  $\bar{X} \pm U(X)$  com 95% de confiabilidade.

### B.1.3 Calibração

A calibração *in loco* foi realizada quando o fornecedor não forneceu  $b(X)$  ou quando a faixa de operação do sensor era muito menor que a apresentada em catálogo. Quando a faixa de operação é menor, pode-se obter uma curva de melhor correlação, reduzindo portanto  $b(X)$ . A calibração consiste em comparar resultados de medição do sensor em questão com um medidor de referência e regressir uma curva para o sensor pelo método de redução de mínimos quadrados. A incerteza da curva ajustada é dada por,

$$u_{curva} = \sqrt{\frac{\sum (X_{ref} - X_t)^2}{N - (1 + GP)}} \quad (B.11)$$

onde,  $X_{ref}$  é o valor de medição dado pelo transdutor de referência,  $X_t$  é o valor obtido com o transdutor (sensor) a ser calibrado,  $N$  é a quantidade de pontos utilizados na calibração e  $GP$  é o grau do polinômio ajustado. Os pontos de calibração para sensores de temperatura foram obtidos para pressão atmosférica e os pontos para os medidores de pressão e vazão mássica foram obtidos para 25 °C.

A incerteza resultante de calibração, sendo equivalente à  $b(X)$ , é dada pela soma dos quadrados da incerteza da curva de calibração  $u_{curva}$  com a incerteza da referência  $u_{ref}$ . Quando o manual de fabricante indicava aumento de incerteza para condições de operação exteriores a certos limites de temperatura, esta incerteza adicional era incorporada à incerteza de calibração. Assim a incerteza de calibração é obtida por,

$$u_{calib} = \sqrt{u_{ref}^2 + u_{curva}^2 + u_T^2} \quad (B.12)$$

Maiores detalhes sobre os processos de calibração para cada sensor são encontrados no Apêndice D.

## B.2 Incerteza dos parâmetros medidos

Para fim de análise, a condição de operação da bancada experimental foi considerada permanente durante cada teste. Observa-se que as grandezas medidas na entrada da seção de testes, possuem pequenas oscilações. Já para a temperatura de saída da ST e entrada medidor de vazão mássica CMFS010, as oscilações na temperatura são maiores, possivelmente decorrente da intermitência do escoamento bifásico presente na seção de testes. Considera-se que a medição de temperatura é representativa do escoamento, já que a medição é realizada em uma

conexão tipo T, onde há grande mistura e turbulência, e o gradiente térmico na sonda de medição ser insignificante.

Para obter a parcela aleatória  $s(X)$  de cada sensor, foi realizado um teste com condição de operação representativa e baixa taxa de condensação. Desta forma a oscilação nos mensurandos, devido a fenômenos físicos do escoamento, é reduzida. Quando uma população menor que infinita é utilizada na obtenção de parâmetros aleatórios, deve-se utilizar a distribuição t de Student para descrever o fator de abrangência. Este parâmetro é calculado para uma população de 800 medições e possui  $t_{95,\nu \rightarrow \infty} \rightarrow 1,96$ , onde  $t_{95} \rightarrow K_{95}$  devido à grande população utilizada. Em todas as medições utilizou-se a média de 10 valores consecutivos como representativo daquele período de tempo, equivalente a 5 ms. Estas médias foram calculadas conforme a Equação (B.8) e o desvio padrão das médias de  $n$  é reduzido como expresso na Equação (B.9). Em todo trabalho omitiu-se a notação  $\bar{X}$  e  $\bar{s}$  para representar a média dos 10 valores medidos.

Na sequência são apresentados os cálculos para a incerteza expandida, primeiramente grandezas medidas e depois para os parâmetros calculados.

### B.2.1 Pressão Absoluta

Os sensores de pressão absoluta foram calibrados no próprio laboratório de pesquisa. Desconsiderou-se as incertezas do sistema de medição para leitura de tensão por este valor ser na ordem de  $u(V) = 5 \text{ mV}$ . Os valores das incertezas de referência  $u_{ref}$ , curva de calibração  $u_{curva}$ , aleatoriedade ou repetibilidade  $s$ , incerteza combinada  $u_c$  e a incerteza expandida  $U$  para os sensores de pressão absoluta são apresentadas na Tabela 7.

Tabela 7 – Incertezas relevantes para o cálculo da incerteza expandida dos transdutores de pressão, para 95% de confiabilidade

Sensor	$u_{ref}$ [kPa]	$u_{curva}$ [kPa]	$s$ [kPa]	$u_c$ [kPa]	$U_{95}$ [kPa]
P30-6bar	0,1280	0,0004	0,1554	0,2013	0,3945
P30-16bar	0,1280	0,1267	0,2565	0,3134	0,6143

### B.2.2 Pressão Diferencial

A incerteza na medição de pressão diferencial foi obtida a partir de dados do fabricante, o manual apresenta dados de incertezas devido à temperatura de trabalho e faixa de operação para a incerteza expandida com intervalo de confiança 99,73%, onde  $K_{99,73} = 3$ . Realiza-se a

soma dos quadrados destas incertezas e divide-se por  $K_{99,73}$ , como na Equação (B.4), para obter a incerteza padrão  $b(\Delta P)$ , dada por,

$$b(\Delta P) = \frac{\sqrt{3,00^2 + 1,23^2}}{3} = 1,08Pa \quad (\text{B.13})$$

A incerteza combinada para a pressão diferencial é dada por,

$$u_c(\Delta P) = \sqrt{b^2(\Delta P) + s^2(\Delta P)} = \sqrt{1,08^2 + 2,02^2} = 2,35Pa \quad (\text{B.14})$$

A incerteza expandida para 95% de confiabilidade, por,

$$U(\Delta P) = u_c(\Delta P) K_{95} = 4,60Pa \quad (\text{B.15})$$

### B.2.3 Vazão de refrigerante e fluido secundário

Os sensores de vazão mássica CMFS010, do tipo coriolise, e FM-8-7, do tipo turbina, foram calibrados no próprio laboratório de pesquisa, em uma bancada de calibração gravimétrica com incerteza padrão 0,005 kg/h. A metodologia de calibração está expressa no Apêndice D. Na Tabela 8 são apresentadas as incertezas da referência, curva de ajuste de calibração, repetibilidade, incerteza combinada e expandida, em em kg/h.

Tabela 8 – Incertezas relevantes para o cálculo da incerteza expandida dos transdutores de vazão mássica para 95 % de confiabilidade.

Sensor	$u_{ref}$ [kg/h]	$u_{curva}$ [kg/h]	$s$ [kg/h]	$u_c$ [kg/h]	$U_{95}$ [kg/h]
CMFS010	0,0050	0,0080	0,0160	0,0179	0,0351
FM-8-7	0,0050	0,2534	1,7137	1,7323	3,3943

### B.2.4 Temperatura

Os sensores de temperatura, do tipo RTD e termopar, foram calibrados *in loco* e conectados ao sistema de aquisição da bancada experimental. A Tabela 9 apresenta as incertezas do termômetro de referência, curva de ajuste, incerteza combinada e expandida para cada sensor. A incerteza do termômetro de referência fora fornecida com confiabilidade 95,45% ( $k = 2$ ) e é apresentada na tabela como incerteza padrão, em unidade K.



Tabela 9 – Incertezas relevantes para o cálculo da incerteza expandida dos transdutores de temperatura, para 95% de confiabilidade

Sensor	$u_{ref}$ [K]	$u_{curva}$ [K]	$s$ [K]	$u_c$ [K]	$U_{95}$ [K]
RTD-1	0,045	0,043	0,041	0,07	0,14
RTD-2	0,045	0,038	0,036	0,07	0,14
RTD-3	0,045	0,037	0,035	0,07	0,14
RTD-4	0,045	0,065	0,039	0,09	0,18
RTD-5	0,045	0,017	0,033	0,06	0,12
RTD-6	0,045	0,029	0,039	0,07	0,14
RTD-7	0,045	0,038	0,068	0,09	0,18
RTD-8	0,045	0,018	0,052	0,07	0,14
RTD-9	0,045	0,041	0,037	0,07	0,14
RTD-10	0,045	0,032	0,035	0,07	0,14
RTD-11	0,045	0,030	0,042	0,07	0,14
RTD-12	0,045	0,075	0,039	0,10	0,20
Termopar-1	0,045	0,036	0,039	0,07	0,14
Termopar-2	0,045	0,020	0,034	0,06	0,12

### B.2.5 Sistema de aquisição e controle

As incertezas do sistema de aquisição foram desprezadas na propagação de incertezas por serem algumas ordens de grandeza inferiores às incertezas dos mensurandos, como apresentado na Tabela 10. Foram selecionados sensores com saída 4 a 20 mA, por este sinal sofrer menos influência de ruído externo. Para tal foi soldado uma resistência de  $249 \Omega \pm 0,1\%$  nos terminais de aquisição para realizar a medição em V. Para a incerteza do conjunto SCXI-1303/SCXI-1102 é apresentada a incerteza expandida da propagação de incerteza do sistema de medição com esta resistência.

Para realizar o controle de um relé de estado sólido proporcional, utilizou-se o circuito integrado AD964-JN, que converte V para mA. As características e incerteza expandida são apresentadas na Tabela 11, conforme manual do fabricante.

## B.3 Incerteza de propriedades e parâmetros calculados

Como será visto ao longo desta seção, a maioria dos parâmetros calculados para a saída da seção de testes tem como principal fonte de incerteza  $\dot{Q}_{cond}$ . Ao se reduzir a incerteza associada a este termo,

Tabela 10 – Características do sistema de aquisição de dados National Instruments de chassi SCXI-1100

Módulo / Terminal	Canais	Operação	$U_{95}$
SCXI-1503 / SCXI-1306	16 de RTD	100 $\mu$ A	0,05 $\mu$ A
SCXI-1303 / SCXI-1102	36 de tensão	0 a 10 V	5 mV
SCXI-1161 / -	12 de relé	0 a 240 V	-
SCXI-1180 / SCXI-1302 (PCI-6259)	4 AO	0 a 10 V	1,39 mV
	32 AI	diversos	-
	48 DO/DI	diversos	-

Tabela 11 – Características do circuito integrado ADN694-JN

Modelo	Entradas	Saída	$U$
AD694-JN	0-2 V / 0-10 V	0-20 mA / 4-20 mA	10 $\mu$ A

pode-se apresentar resultados de melhor qualidade e mais confiáveis.

### B.3.1 Propriedades dos fluidos

A incerteza combinada de determinada propriedade  $\Phi_k = f(P, T)$  pode ser calculada pela propagação de incertezas, conforme,

$$u_c^2(\Phi_k) = \left(\frac{\delta\Phi}{\delta T}\right)^2 u^2(T) + \left(\frac{\delta\Phi}{\delta P}\right)^2 u^2(P) + u_c^2(\Phi_{EOS}) \quad (\text{B.16})$$

onde, EOS se refere à equação de estado utilizada.

O programa Refprop 8.0 utiliza as EOSs de Tillner-Roth e Baehr (1994) para o R134a e Wagener e Pruss (2002) para água. Para mistura aquosa de etilenoglicol se utilizou os dados de Engineering (2011). Os coeficientes de sensibilidade foram calculados por aproximações numéricas, escrita na forma das Equações (B.17) e (B.18). Em todos os casos a incerteza  $u_c(\Phi_{EOS})$  se mostrou bastante superior às parcelas devido a temperatura e pressão, de modo que estas pouco influenciaram em  $u_c(\Phi_k)$ . Para condições muito próximas da saturação ou do ponto crítico, as incertezas geradas por desvios em  $P$  e  $T$  podem ser muito superiores. Em pontos de R-134a próximo à saturação, utilizou-se a pressão em conjunto com título 0 ou 1 para obtenção das propriedades, isto evitou que oscilações em  $T$  alterassem sensivelmente as proprieda-

des.

$$\left(\frac{\delta\Phi}{\delta T}\right) = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{\Phi_{T+\Delta T} - \Phi_T}{\Delta T} \quad (\text{B.17})$$

$$\left(\frac{\delta\Phi}{\delta P}\right) = \lim_{\Delta P \rightarrow 0} \frac{\Phi_{P+\Delta P} - \Phi_P}{\Delta P} \quad (\text{B.18})$$

### B.3.2 Fluxo Mássico

O fluxo mássico  $G_{fl}$  é calculado por,

$$G_{fl} = \frac{4\dot{m}_{fl}}{\pi Dh^2} \quad (\text{B.19})$$

onde,  $fl$  se refere aos fluidos R-134a e fluido secundário. A incerteza combinada para  $G_{fl}$  é dada por,

$$u_c^2(G_{fl}) = u^2(\dot{m}_{fl}) \left(\frac{4}{\pi Dh^2}\right)^2 + u^2(Dh) \left(\frac{-8\dot{m}_{fl}}{\pi Dh^3}\right)^2 \quad (\text{B.20})$$

onde,  $\dot{m}_{fl}$  é a vazão mássica e  $Dh$  o diâmetro hidráulico.

Para o fluido secundário,  $Dh$  é calculado para região anular entre o tubo de borosilicato e o furo na peça de acrílico. A ordem de incertezas dos dois termos é semelhante, entretanto o coeficiente de sensibilidade de  $Dh$  é bastante superior, já que tem o cubo do diâmetro hidráulico no denominador. Se observa que a incerteza do diâmetro é constante e o respectivo coeficiente aumenta linearmente com a  $\dot{m}_{fs}$ , de modo que a  $U(G_{fs})$  também aumenta com a vazão mássica do fluido secundário. A incerteza de  $G_{fs}$  varia na faixa de 10 a 90 kg/m<sup>2</sup>, sendo aproximadamente 4,5% em toda faixa. Para o fluxo mássico de refrigerante  $G_r$ , as incertezas dos dois termos são bastante inferiores às do fluido secundário. As importâncias de  $\dot{m}_r$  e  $D$  são de mesma ordem de grandeza, sendo a segunda levemente superior. Devido à menor variação de vazão mássica de R134a, a incerteza combinada tem pequena variação ao longo dos testes, ficando na faixa de 0,007 a 0,009 kg/m<sup>2</sup>s, equivalente a 0,01%. Para os testes do grupo 2, onde a vazão mássica é mantida constante, a incerteza ficou em 0,008 kg/m<sup>2</sup>s.

### B.3.3 Taxa de troca de calor para condensação (taxa de condensação)

A taxa de troca de calor  $\dot{Q}_{cond}$  é calculada pela Equação (3.7), a propagação de incerteza resulta em,

$$\begin{aligned}
u^2(\dot{Q}_{cond}) &= (cp_{fs} (T_{fs,s} - T_{fs,e}))^2 u^2(\dot{m}_{fs}) \\
&+ (\dot{m}_{fs} (T_{fs,s} - T_{fs,e}))^2 u^2(cp_{fs}) \\
&+ (\dot{m}_{fs} cp_{fs})^2 2 u^2(T_{fs}) \\
&+ (cp_r (T_{r,e} - T_{sat}))^2 u^2(\dot{m}_r) \\
&+ (\dot{m}_r (T_{r,e} - T_{sat}))^2 u^2(cp_r) \\
&+ (\dot{m}_r cp_r)^2 2 u^2(T) \\
&+ (-1)^2 u^2(\dot{Q}_{ar})
\end{aligned} \tag{B.21}$$

onde, as variáveis  $\dot{m}_{fs}$ ,  $T_{fs,s}$ ,  $T_{fs,e}$  e  $cp_{fs}$  possuem incertezas que dependem da faixa de operação. Para os três primeiros termos foi utilizada a incerteza obtida das respectivas calibrações, já para  $cp_{fs}$  a incerteza utilizada foi obtida como no Tópico B.3.1. Resolveu-se não expandir  $u(\dot{Q}_{ar})$  por a expressão ser bastante extensa e não ser um termo relevante. O termo predominante para  $u(\dot{Q}_{cond})$  é  $\dot{Q}_{fs}$ , fato verificado numericamente.

Pelas incertezas de todas variáveis serem constantes para os diferentes testes, para reduzir  $u(\dot{Q}_{cond})$  os coeficientes de sensibilidade devem ser analisados. Os dois parâmetros nos coeficientes que podem levar a redução da incerteza combinada são  $\dot{m}_{fs}$  e  $(T_{fs,s} - T_{fs,e})$ , já que o restante se devem às propriedades ou requerimentos de condição de teste.

Ao observar os coeficientes de sensibilidade  $C$ , se nota que estes variam com  $\dot{m}_{fs}$  e  $T_{fs,s} - T_{fs,e}$ . Por sua vez, a relação destes termos depende do própria  $\dot{Q}_{cond}$ , quando este é maior a diferença de temperatura e a vazão mássica tendem a crescer, elevando os coeficientes de sensibilidade. No procedimento de teste adotado,  $\dot{Q}_{cond}$  é um parâmetro requerido, portanto deve variar dentro da faixa estabelecida e não pode ser minimizado. Para uma condição de  $\dot{Q}_{cond}$  fixo se observa que os coeficientes de sensibilidade  $C_{T_{fs,s}}$  e  $C_{T_{fs,e}}$  aumentam para maiores  $\dot{m}_{fs}$ , enquanto  $C_{\dot{m}_{fs}}$  diminui. O coeficiente  $C_{cp_{fs}}$  é aproximadamente constante para esta variação.

Para obter a faixa de operação para mínima incerteza propagada, deve-se procurar a região na qual as importâncias para a temperatura e vazão mássica sejam semelhantes. A Figura 51 apresenta a incerteza de  $\dot{Q}_{cond}$  em função de  $\dot{m}_{fs}$ , para uma taxa de 120 W. Como esperado, existe uma faixa de  $\dot{m}_{fs}$  que minimiza a incerteza obtida. Apara alongar a faixa de mínima incerteza, especialmente para casos de alto  $\dot{Q}_{cond}$ , pode-se aumentar a diferença de temperatura entre o fluido primário e

secundário para diminuir  $\dot{m}_{fs}$ . Com este artifício foi possível operar na faixa de 10 a 50 kg/h mantendo a incerteza em 10% para os casos de máxima condensação.

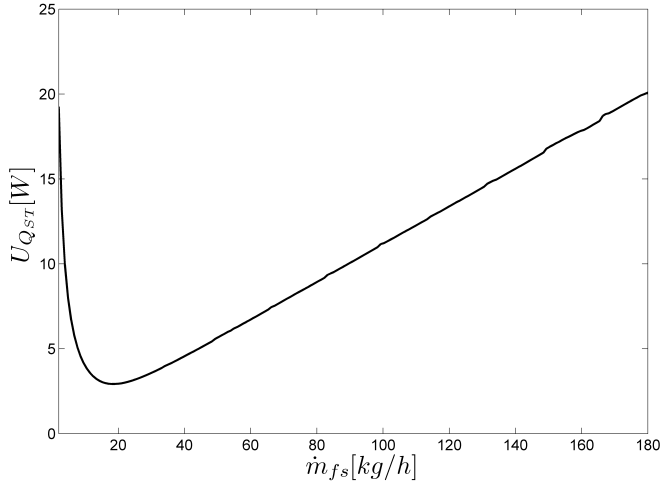


Figura 51 – Incerteza na taxa de troca de calor  $\dot{Q}_{cond}$  em função de  $\dot{m}_{fs}$ .

#### B.3.4 Título mássico

O título mássico na saída da seção de testes é calculado por,

$$x = \frac{\dot{m}_r - \frac{\dot{Q}_{cond}}{h_{LG}}}{\dot{m}_r} \quad (\text{B.22})$$

Para facilitar a análise de incertezas, preferiu-se manter o título em função de  $\dot{Q}_{cond}$ , sem apresentar que os temos da qual esta taxa de troca térmica depende. Assim é possível verificar que a incerteza em  $x$  é causada por  $\dot{Q}_{cond}$ , e reduzindo esta incerteza  $U(x)$  também será reduzida. A propagação de incertezas para o título resulta em,

$$u^2(x) = \left( \frac{\partial x}{\partial \dot{m}_r} \right)^2 u^2(\dot{m}_r) + \left( \frac{\partial x}{\partial \dot{Q}_{cond}} \right)^2 u^2(\dot{Q}_{cond}) + \left( \frac{\partial x}{\partial h_{LG}} \right)^2 u^2(h_{LG}) \quad (\text{B.23})$$

expandindo as derivadas parciais,

$$u^2(x) = \left( \frac{\dot{Q}_{cond}}{\dot{m}_r h_{LG}} \right)^2 u^2(\dot{m}_r) + \left( \frac{1}{\dot{m}_r h_{LG}} \right)^2 u^2(\dot{Q}_{cond}) + \left( \frac{\dot{Q}_{cond}}{\dot{m}_r h_{LG}^2} \right)^2 u^2(h_{LG}) \quad (B.24)$$

Dentre os termos independentes da Equação (B.24),  $h_{LG}$  e  $\dot{m}_r$  são praticamente constantes, enquanto  $\dot{Q}_{cond}$  tende a crescer para testes com maior taxa de condensação. Devido ao aumento de  $\dot{Q}_{cond}$  os coeficientes de sensibilidade do primeiro e terceiro termos também aumentam. Da mesma forma as incertezas dos termos  $h_{LG}$  e  $\dot{m}_r$  não se alteram, enquanto  $\dot{Q}_{cond}$  aumenta ao longo dos testes. A soma destes efeitos provoca uma relação de importância 40:1:0 para  $\dot{Q}_{cond}$ ,  $\dot{m}_r$  e  $h_{LG}$ , respectivamente. Conclui-se que a redução de  $u(x)$  só pode ser conseguida com a redução da incerteza de  $\dot{Q}_{cond}$ .

A propagação de incerteza de  $x$  escrita em relação a variáveis medidas, é dada por,

$$u^2(x) = u(\dot{m}_r) \left[ \frac{\dot{m}_{fs} (T_{fs,s} - T_{fs,e})}{h_{LG} \dot{m}_r^2} \right]^2 + u^2(\dot{m}_{fs}) \left[ \frac{(T_{fs,s} - T_{fs,e})}{h_{LG} \dot{m}_r} \right]^2 + 2 u^2(T) \left[ \frac{\dot{m}_{fs}}{h_{LG} \dot{m}_r} \right]^2 + 2 u^2(h_{LV}) \left[ \frac{\dot{m}_{fs} (T_{fs,s} - T_{fs,e})}{h_{LG}^2 \dot{m}_r} \right]^2 \quad (B.25)$$

Nesta expressão é possível notar que as variáveis de maior influência são as mesmas observadas para a taxa de condensação, sendo  $\dot{m}_{fs}$  e  $T_{fs,s} - T_{fs,e}$ . Para o caso da Equação (B.25) não há grande diferença em expressar a propagação em função dos parâmetros medidos ou diretamente de parâmetros derivados, como o caso de  $\dot{Q}_{cond}$ . O tamanho das expressões é bastante semelhante. Entretanto para as grandezas de depende de mais termos calculados ou possuem expressões mais complexas, representar a incerteza combinada em função de cada variável primária torna a expressão deveras longa, motivo pelo qual esta abordagem é evitada.

### B.3.5 Velocidades Superficiais

São calculadas três velocidades superficiais, a de vapor na entrada e de vapor e líquido na saída, dadas respectivamente pelas Equa-

ções (3.5), (3.16) e (3.17). Ainda se calcula as velocidades superficiais adimensionais de vapor e líquido na saída, a partir das Equações (2.6) e (2.7). A propagação de incertezas é aplicada nestas equações e os resultados são apresentados na sequência. primeiramente para  $J$  e depois  $J^*$ . Onde  $u_c(J_{G,e})$  é dada por,

$$u_c^2(J_{G,e}) = \left( \frac{4}{\rho_G \pi D^2} \right)^2 u^2(\dot{m}_r) + \left( \frac{-4 \dot{m}_r}{\rho_G^2 \pi D^2} \right)^2 u^2(\rho_G) + \left( \frac{-8 \dot{m}_r}{\rho_G \pi D^3} \right)^2 u^2(D) \quad (\text{B.26})$$

O termo mais relevante é o relativo ao  $D$ , contudo é muito pequeno. A incerteza combinada fica na ordem de 0,2 mm, equivalendo a 0,1 %.

Para  $u(J_{G,s})$  a incerteza é semelhante a  $u(J_{G,e})$  com a adição dos termos relativos ao título mássico  $x$ . Escrevendo o título em função de  $\dot{Q}_{cond}$  e  $h_{LG}$ , a incerteza é  $u(J_{G,s})$  é expressa por,

$$u_c^2(J_{G,s}) = \left( \frac{4 \dot{Q}_{cond}}{\rho_G \pi D^2 h_{LG}} \right)^2 u^2(\dot{m}_r) + \left( \frac{-4 \dot{m}_r \dot{Q}_{cond}}{\rho_G^2 \pi D^2 h_{LG}} \right)^2 u^2(\rho_G) + \left( \frac{-8 \dot{m}_r \dot{Q}_{cond}}{\rho_G \pi D^3 h_{LG}} \right)^2 u^2(D) + \left( \frac{4 \dot{m}_r}{\rho_G \pi D^2 h_{LG}} \right)^2 u^2(\dot{Q}_{cond}) + \left( \frac{-4 \dot{m}_r \dot{Q}_{cond}}{\rho_G \pi D^2 h_{LG}^2} \right)^2 u^2(h_{LG}) \quad (\text{B.27})$$

O único termo relevante é o relativo a  $\dot{Q}_{cond}$ , a incerteza combinada  $u_c(J_{G,s})$  é inferior a 1,1 mm.

Expandese a incerteza  $u_c(J_{L,s})$  com o título  $x$  em função de  $\dot{Q}_{cond}$  e  $h_{LG}$ , dado por,

$$\begin{aligned}
u_c^2(J_{G,s}) &= \left( \frac{4(h_{LG} - \dot{Q}_{cond})}{\rho_L \pi D^2 h_{LG}} \right)^2 u^2(\dot{m}_r) \\
&+ \left( \frac{-4\dot{m}_r (h_{LG} - \dot{Q}_{cond})}{\rho_L^2 \pi D^2 h_{LG}} \right)^2 u^2(\rho_L) \\
&+ \left( \frac{-8\dot{m}_r (h_{LG} - \dot{Q}_{cond})}{\rho_L \pi D^3 h_{LG}} \right)^2 u^2(D) \\
&+ \left( \frac{-4\dot{m}_r \dot{Q}_{cond}}{\rho_L \pi D^2 h_{LG}} \right)^2 u^2(\dot{Q}_{cond}) \\
&+ \left( \frac{-4\dot{m}_r (h_{LG} - \dot{Q}_{cond})}{\rho_L \pi D^2 h_{LG}^2} \right)^2 u^2(h_{LG}) \quad (B.28)
\end{aligned}$$

Observa-se que  $u_c(J_{L,s})$  possui incerteza combinada inferior a  $u_c(J_{G,s})$  pelos coeficientes de sensibilidade possuírem  $\rho_L$  no denominador. Também em  $u_c(J_{L,s})$ , o termo relativo a  $\dot{Q}_{cond}$  aparece como mais relevante. A incerteza combinada fica inferior a 0,03 mm.

A incerteza para velocidade superficial adimensional é apresentada em relação a  $J$  para reduzir o tamanho da expressão. Na incerteza  $u_c(J_G^*)$  é dada por,

$$\begin{aligned}
u^2(J_G^*) &= \left( \frac{\rho_G}{(\rho_L - \rho_G) g D} \right)^2 u^2(J_G) \\
&+ \left[ \frac{J_G \rho_L}{\sqrt{\frac{\rho_G}{(\rho_L - \rho_G) g D}} (\rho_G - \rho_L)^2 2 g D} \right]^2 u^2(\rho_G) \\
&+ \left[ \frac{-J_G \rho_G}{2 \sqrt{\frac{\rho_G}{(\rho_L - \rho_G) g D}} (\rho_G - \rho_L)^2 2 g D} \right]^2 u^2(\rho_L) \\
&+ \left[ \frac{-J_G}{2} \sqrt{\frac{\rho_G}{(\rho_L - \rho_G) g^3 D}} \right]^2 u(g)^2 \\
&+ \left[ \frac{-J_G}{2} \sqrt{\frac{\rho_G}{(\rho_L - \rho_G) g D^3}} \right]^2 u(D)^2 \quad (B.29)
\end{aligned}$$

onde o termo mais relevante  $J_G$ , sendo aproximadamente uma ordem de grandeza maior que os outros termos. Apesar do coeficiente de sensibilidade para  $D$  se maior, a incerteza é bastante inferior à de  $J_G$ . A



incerteza expandida para  $J_G^*$  varia usualmente na faixa de 0,4 mm/s a 0,9 mm/s, o que representa 0,07% a 0,17 % de seu valor.

Para velocidade superficial adimensional  $J_L^*$  se tem uma expressão ligeiramente diferente, dada por,

$$\begin{aligned}
 u^2(J_L^*) &= \left[ \frac{\rho_L}{(\rho_L - \rho_G) g D} \right]^2 u^2(J_L) \\
 &+ \left[ \frac{J_L \rho_L}{2 \sqrt{\frac{\rho_L g D}{(\rho_L - \rho_G)}} (\rho_G - \rho_L)^2} \right]^2 u^2(\rho_G) \\
 &+ \left[ \frac{-J_L \rho_G}{2 \sqrt{\frac{\rho_L g D}{(\rho_L - \rho_G)}} (\rho_G - \rho_L)^2} \right]^2 u^2(\rho_L) \\
 &+ \left[ \frac{-J_L}{2} \sqrt{\frac{\rho_L}{(\rho_L - \rho_G) g^3 D}} \right]^2 u(g)^2 \\
 &+ \left[ \frac{-J_L}{2} \sqrt{\frac{\rho_L}{(\rho_L - \rho_G) g D^3}} \right]^2 u_D^2 \quad (\text{B.30})
 \end{aligned}$$

Em contraste à incerteza de  $J_G^*$ , aqui o  $Dh$  é o temo de maior importância, seguido pela velocidade superficial  $J_L$ . Os coeficientes de sensibilidade de  $J_L$  e  $Dh$  são semelhantes, com o primeiro sendo ligeiramente maior, entretanto a incerteza em  $D$  é bastante superior. A incerteza chega a 0,03 mm/s, o que representa 0,07% a 0,014 % de seu valor.

### B.3.6 Fração de vazio na saída

A fração de vazio é calculada pela relação de Zivi (1964) para escoamentos anulares, Equação (3.15). A expressão para incerteza combinada é dada por,

$$\begin{aligned}
u^2(\alpha) = & u^2(x) \left( \frac{(\rho_G/\rho_L)^{2/3}}{\left( (x-1) (\rho_G/\rho_L)^{2/3} - x \right)^2} \right) \\
& + u^2(\rho_L) \left( \frac{2x(x-1)\rho_G}{3\rho_l^2 \left( \frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{1/3} \left( (x-1) (\rho_G/\rho_L)^{2/3} - x \right)^2} \right) \\
& + u^2(\rho_G) \left( \frac{-2x(x-1)}{3\rho_l \left( \frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{1/3} \left( (x-1) (\rho_G/\rho_L)^{2/3} - x \right)^2} \right) \quad (\text{B.31})
\end{aligned}$$

onde a importância do título  $x$  é muito superior aos outros termos, portanto a incerteza combinada se deve praticamente ao título. Redução na incerteza do título leva a queda semelhante na incerteza da fração de vazio. A faixa de  $u_c(\alpha)$  fica entre 0,001 a 0,080, representando 0,24% a 10,00%.

### B.3.7 Massa específica bifásica equivalente

A massa específica bifásica equivalente é calculada pela Equação (3.20), e a incerteza é propagada resulta em,

$$\begin{aligned}
u^2(\rho_{bif}) = & (\rho_G - \rho_L)^2 u^2(\alpha) \\
& + (\alpha)^2 u^2(\rho_G) \\
& + ((1 - \alpha))^2 u^2(\rho_L) \quad (\text{B.32})
\end{aligned}$$

onde o termo de maior relevância é a fração de vazio  $\alpha$ , que por sua vez depende de  $x$  e  $\dot{Q}_{cond}$ .

### B.3.8 Perda de pressão por atrito

Aplicando a propagação de incerteza nas Equações (3.18) a (3.20) se tem a incerteza na perda de pressão por atrito entre os dois pontos de medição de pressão diferencial, afastados em  $L_{dP}$ . Esta é escrita como,

$$\begin{aligned}
u_c^2(\Delta P_{atr}) &= \left( \frac{\partial \Delta P_{atr}}{\partial \Delta P_t} \right)^2 u^2(\Delta P_t) + \left( \frac{\partial \Delta P_{atr}}{\partial \rho_{L,s}} \right)^2 u^2(\rho_{L,s}) \\
&+ \left( \frac{\partial \Delta P_{atr}}{\partial \rho_{bif}} \right)^2 u^2 \rho_{bif} + \left( \frac{\partial \Delta P_{atr}}{\partial g} \right)^2 u^2(g) \\
&+ \left( \frac{\partial \Delta P_{atr}}{\partial \theta} \right)^2 u^2(\theta) + \left( \frac{\partial \Delta P_{atr}}{\partial L} \right)^2 u^2(L) \quad (\text{B.33})
\end{aligned}$$

expandindo as derivadas parciais,

$$\begin{aligned}
u_c^2(\Delta P_{atr}) &= u^2(dP_t) + [g \sin(\theta) L_{dP}]^2 [u^2(\rho_{L,s}) + u^2(\rho_{bif})] \\
&+ [(\rho_{L,s} + \rho_{bif}) \sin(\theta) L_{dP}]^2 u^2(g) \\
&+ [(\rho_{L,s} + \rho_{bif}) \cos(\theta) L_{dP} g]^2 u^2(\theta) \\
&+ [(\rho_{L,s} + \rho_{bif}) \sin(\theta) g]^2 u^2(L) \quad (\text{B.34})
\end{aligned}$$

onde,  $t$  se refere ao transdutor diferencial,  $\theta$  à inclinação e  $L_{dP}$  à distância entre tomadas de pressão.

Verifica-se que os coeficientes de sensibilidade que possuem a massa específica no numerador são bastante superiores aos outros coeficientes. Os parâmetros que variam ao longo do reste são  $\rho_{bif}$ , que aumenta para maiores taxas de condensação, e  $\theta$ . O termo de  $\rho_{bif}$  possui a maior incerteza dentre as variáveis, o que é razoável, já que é único parâmetro calculado. As importâncias  $I$  mais expressivas são referentes a  $\rho_{bif}$ ,  $\Delta P_t$  e  $L$ , em escala 6:2:1. O restante dos parâmetros são menos influentes. Com visto no Tópico B.3.7, a incerteza em  $\rho_{bif}$  se deve principalmente à incerteza em  $\dot{Q}_{cond}$ , de modo que sua redução leva a resultados mais confiáveis para  $\Delta P_{atr}$ .

### B.3.9 Parâmetro de Lockhart-Martinelli

O último termo que merece destaque com relação ao cálculo de incerteza é o parâmetro de Lockhart-Martinelli  $\chi$ , calculado pela Equação (3.21). A propagação de incertezas resulta em,

$$\begin{aligned}
u_c^2(\chi) = & \left[ \frac{1}{2 (dP_L dP_G)^{1/2}} \right]^2 u^2(\Delta P_G) \\
& + \left[ \frac{dP_L^{1/2}}{2 dP_G^{3/2}} \right]^2 u^2(\Delta P_L) \\
& + \left[ \frac{f_{D,G} G_G}{\rho_G D} \right]^2 u^2(G_G) \\
& + \left[ \frac{4 \dot{m}_r}{\alpha \pi D^2} \right]^2 u^2(x)
\end{aligned} \tag{B.35}$$

onde os termos de maior importância são  $\Delta P_G$  e  $\Delta P_L$ . O valor do primeiro é bastante superior ao segundo, de modo que o coeficiente  $C_{dP_L}$  é maior que  $C_{dP_G}$ . Já a incerteza combinada para  $\Delta P_G$  é aproximadamente seis vezes superior à para  $\Delta P_L$ . Os termos de maior importância na incerteza de  $\Delta P_G$  e  $\Delta P_L$ , é o fluxo mássico  $G$  de cada fase. Principal diferença se deve à massa específica de vapor ser muito inferior à de líquido, o que eleva aquele coeficiente de sensibilidade. Principal fator para incerteza dos fluxos mássicos na saída da seção de testes é o título  $x$ , de modo que  $u_c(\chi)$  também é reduzido com a análise de incerteza de  $\dot{Q}_{cond}$ .

# APÊNDICE C – TABELAS

Tabela 12 – Valores médios de temperatura e vazões mássicas para as condições de teste 12, 13 e 14

<i>Teste</i>	$\overline{T_{r,e}}$ [°C]	$\overline{T_{r,s}}$ [°C]	$\overline{T_{fs,e}}$ [°C]	$\overline{T_{fs,s}}$ [°C]	$\overline{\dot{m}_r}$ [kg/h]	$\overline{\dot{m}_{fs}}$ [kg/h]
195	35.19	32.85	20.05	24.85	5.06	7.88
196	35.26	32.46	18.79	22.19	5.05	15.63
197	35.30	32.29	17.36	19.29	5.03	38.08
198	35.35	32.32	17.27	18.71	5.05	56.80
199	35.25	32.15	13.19	15.64	4.93	38.80
200	35.15	32.57	5.45	10.28	5.06	23.06
201	35.06	32.72	2.39	6.83	5.14	28.14
202	35.06	32.51	2.86	6.38	5.12	38.65
203	35.16	32.58	3.08	6.61	5.15	38.76
204	35.03	32.22	3.61	5.58	4.92	73.65
205	34.77	32.12	0.98	2.92	4.86	80.54
206	33.70	33.14	-0.68	1.42	5.08	79.22
207	34.61	32.30	22.33	25.61	4.99	12.26
208	34.58	32.35	21.63	23.85	5.02	23.56
209	34.57	32.28	21.18	22.67	5.00	45.37
210	34.58	32.26	21.17	22.16	5.01	80.44
211	34.62	32.76	11.69	15.76	5.10	23.15
212	34.70	31.93	11.20	13.85	5.04	41.12
213	34.53	32.71	3.70	8.23	5.04	27.17
214	34.79	31.86	4.28	6.96	5.05	50.79
215	35.17	32.14	5.82	7.31	4.94	94.44
216	34.32	32.47	0.28	3.84	5.00	42.79
217	33.74	32.27	-1.79	0.08	4.95	90.03
218	34.88	32.23	20.79	26.56	5.02	7.47
219	34.86	32.18	20.72	23.47	5.00	19.52
220	35.29	32.26	20.46	21.87	5.07	49.78
221	34.84	32.17	11.55	18.39	5.02	13.35
222	34.93	32.31	11.22	15.57	5.08	22.32
223	34.95	32.45	11.36	13.83	5.05	44.11
224	34.96	32.62	11.49	13.03	5.03	78.67
225	34.62	33.35	2.77	10.33	5.05	18.02
226	34.69	31.84	2.71	6.08	5.06	45.30
227	32.68	32.37	-2.40	0.56	4.97	55.21
228	34.27	31.68	-2.89	-0.86	5.05	88.90

Tabela 13 – Valores médios de temperatura e vazões mássicas para as condições de teste 15, 16 e 17

$T_{este}$	$T_{r,e}$ [°C]	$T_{r,s}$ [°C]	$T_{fs,e}$ [°C]	$T_{fs,s}$ [°C]	$\dot{m}_r$ [kg/h]	$\dot{m}_{fs}$ [kg/h]
229	42.35	40.65	29.89	33.60	5.55	9.74
230	42.35	40.45	30.59	32.49	5.52	24.88
231	42.38	40.40	30.72	31.93	5.53	48.89
232	42.86	40.32	20.69	25.51	5.53	15.55
233	43.11	40.21	21.57	24.01	5.54	36.93
234	43.16	40.05	21.50	23.27	5.51	58.03
235	42.79	40.42	11.72	16.64	5.52	23.14
236	42.77	40.35	11.61	15.33	5.51	34.48
237	42.99	40.07	11.42	14.13	5.48	53.10
238	42.76	40.28	3.96	9.00	5.44	30.78
239	43.18	40.03	6.28	8.51	5.51	79.68
240	43.90	40.42	6.64	8.70	5.31	89.40
241	42.50	40.61	29.20	34.84	5.55	6.88
242	42.58	40.52	29.85	32.16	5.54	22.21
243	42.65	40.52	30.04	31.52	5.55	44.36
244	43.04	40.48	20.16	26.86	5.55	13.39
245	42.71	40.56	20.93	25.53	5.54	21.38
246	42.79	40.43	20.63	23.35	5.52	37.85
247	42.82	40.34	20.43	22.56	5.52	55.68
248	42.77	40.74	10.71	15.47	5.50	27.72
249	42.89	40.46	11.43	14.97	5.47	41.17
250	43.09	40.48	11.65	14.16	5.49	61.88
251	42.91	40.21	4.03	8.32	5.40	39.39
252	43.09	40.48	4.95	7.37	5.51	80.38
253	42.59	40.96	32.18	35.79	5.45	11.27
254	42.72	40.98	32.86	34.03	5.48	49.51
255	42.76	41.17	22.73	30.39	5.50	9.87
256	42.85	40.90	22.99	28.68	5.45	14.78
257	42.94	40.66	22.66	25.13	5.41	40.03
258	43.09	40.71	22.49	24.43	5.42	58.11
259	42.68	40.29	11.58	16.94	5.41	23.34
260	42.76	40.41	11.68	15.29	5.48	39.31
261	42.79	40.67	11.49	14.45	5.48	52.56
262	42.61	40.53	4.42	8.50	5.40	39.17
263	42.71	40.43	5.28	7.86	5.43	71.46
264	42.60	40.31	5.80	7.78	5.45	95.01

Tabela 14 – Valores médios de pressão, perdas de pressão e parâmetro de Martinelli para as condições de teste 12, 13 e 14

<i>Teste</i>	$P_{cond}$ [kPa]	$\Delta P_{ST}$ [kPa]	$\Delta P_{bif}$ [kPa]	$\Delta P_{atr}$ [kPa]	$\chi$
195	840	-1.47	0.48	0.99	1.84
196	831	-1.59	0.52	1.07	1.84
197	828	-1.73	0.60	1.13	1.85
198	829	-1.75	0.63	1.12	1.85
199	825	-1.83	0.70	1.13	1.85
200	835	-2.00	0.78	1.22	1.85
201	838	-2.17	0.86	1.30	1.85
202	833	-2.24	0.94	1.29	1.85
203	835	-2.23	0.94	1.29	1.85
204	827	-2.50	1.06	1.43	1.86
205	826	-2.76	1.20	1.56	1.86
206	851	-2.90	1.33	1.58	1.85
207	829	-1.30	0.42	0.88	1.84
208	830	-1.37	0.45	0.91	1.84
209	828	-1.44	0.50	0.93	1.84
210	828	-1.50	0.55	0.95	1.85
211	840	-1.66	0.61	1.05	1.84
212	821	-1.79	0.66	1.13	1.85
213	839	-2.09	0.75	1.33	1.85
214	821	-2.17	0.81	1.35	1.86
215	828	-2.42	0.88	1.53	1.85
216	836	-2.44	0.98	1.46	1.85
217	847	-2.93	1.21	1.72	1.85
218	826	-0.81	0.25	0.57	1.84
219	825	-0.85	0.26	0.59	1.84
220	827	-0.89	0.29	0.60	1.84
221	826	-0.98	0.34	0.64	1.85
222	829	-1.03	0.35	0.68	1.85
223	832	-1.08	0.39	0.69	1.85
224	837	-1.20	0.43	0.77	1.85
225	853	-1.20	0.50	0.70	1.84
226	819	-1.35	0.55	0.80	1.86
227	844	-1.66	0.66	1.00	1.85
228	829	-1.70	0.74	0.96	1.86

Tabela 15 – Valores médios de pressão, perdas de pressão e parâmetro de Martinelli para as condições de teste 15, 16 e 17

<i>Teste</i>	$P_{cond}$ [kPa]	$\Delta P_{ST}$ [kPa]	$\Delta P_{bif}$ [kPa]	$\Delta P_{atr}$ [kPa]	$\chi$
229	1,041	-1.23	0.59	0.64	1.77
230	1,035	-1.27	0.62	0.65	1.77
231	1,034	-1.33	0.66	0.66	1.77
232	1,031	-1.48	0.72	0.76	1.77
233	1,029	-1.58	0.79	0.79	1.78
234	1,024	-1.66	0.85	0.81	1.78
235	1,034	-1.83	0.93	0.90	1.78
236	1,033	-1.94	1.03	0.91	1.78
237	1,026	-2.07	1.15	0.92	1.79
238	1,032	-2.32	1.28	1.05	1.78
239	1,026	-2.59	1.52	1.07	1.79
240	1,037	-2.73	1.75	0.98	1.79
241	1,038	-1.13	0.51	0.61	1.77
242	1,035	-1.21	0.55	0.66	1.77
243	1,036	-1.25	0.60	0.65	1.77
244	1,035	-1.43	0.69	0.74	1.78
245	1,037	-1.49	0.73	0.76	1.78
246	1,033	-1.61	0.75	0.86	1.78
247	1,031	-1.70	0.84	0.86	1.78
248	1,042	-2.03	0.93	1.10	1.78
249	1,035	-2.13	1.03	1.10	1.78
250	1,036	-2.23	1.11	1.11	1.78
251	1,031	-2.51	1.26	1.26	1.79
252	1,041	-2.70	1.62	1.08	1.79
253	1,047	-0.70	0.30	0.39	1.77
254	1,048	-0.74	0.34	0.41	1.77
255	1,053	-0.83	0.37	0.46	1.77
256	1,045	-0.87	0.39	0.48	1.77
257	1,039	-0.96	0.43	0.52	1.78
258	1,041	-0.99	0.47	0.51	1.78
259	1,029	-1.15	0.51	0.64	1.78
260	1,033	-1.19	0.57	0.62	1.78
261	1,040	-1.27	0.65	0.63	1.78
262	1,038	-1.44	0.68	0.77	1.78
263	1,041	-1.57	0.86	0.71	1.79
264	1,040	-1.60	0.89	0.72	1.79



Tabela 16 – Valores médios de velocidades superficiais dimensionais e adimensionais para as condições de teste 12, 13 e 14

<i>Teste</i>	$J_{G,e}$ [m/s]	$J_{G,s}$ [m/s]	$J_{L,s}$ [m/s]	$J_{G,e}^*$	$J_{G,s}^*$	$J_{L,s}^*$
195	1.77	1.48	0.009	1.51	1.271	0.043
196	1.79	1.38	0.013	1.52	1.180	0.060
197	1.79	1.22	0.018	1.51	1.043	0.085
198	1.80	1.17	0.021	1.52	0.996	0.094
199	1.76	1.03	0.024	1.49	0.879	0.110
200	1.79	0.94	0.028	1.52	0.809	0.130
201	1.80	0.86	0.032	1.54	0.742	0.146
202	1.81	0.78	0.035	1.54	0.667	0.160
203	1.81	0.78	0.035	1.54	0.670	0.160
204	1.75	0.65	0.037	1.48	0.553	0.169
205	1.73	0.55	0.040	1.46	0.466	0.183
206	1.72	0.50	0.044	1.49	0.432	0.200
207	1.77	1.46	0.010	1.50	1.243	0.046
208	1.78	1.37	0.013	1.51	1.171	0.060
209	1.77	1.25	0.017	1.50	1.063	0.079
210	1.78	1.16	0.020	1.50	0.986	0.094
211	1.78	1.06	0.024	1.52	0.914	0.112
212	1.81	0.97	0.028	1.52	0.821	0.127
213	1.76	0.84	0.031	1.50	0.721	0.145
214	1.81	0.77	0.034	1.53	0.657	0.158
215	1.76	0.69	0.036	1.49	0.588	0.164
216	1.75	0.61	0.039	1.49	0.521	0.180
217	1.70	0.45	0.044	1.46	0.387	0.202
218	1.79	1.45	0.011	1.51	1.234	0.049
219	1.78	1.36	0.013	1.50	1.161	0.061
220	1.81	1.26	0.018	1.53	1.076	0.081
221	1.79	1.08	0.023	1.51	0.923	0.107
222	1.80	1.06	0.025	1.53	0.902	0.113
223	1.79	0.95	0.028	1.52	0.813	0.129
224	1.76	0.84	0.031	1.50	0.721	0.144
225	1.72	0.71	0.036	1.49	0.618	0.164
226	1.82	0.65	0.039	1.53	0.548	0.178
227	1.78	0.49	0.043	1.51	0.421	0.197
228	1.78	0.43	0.046	1.51	0.363	0.212

Tabela 17 – Valores médios de velocidades superficiais dimensionais e adimensionais para as condições de teste 15, 16 e 17

<i>Teste</i>	$J_{G,e}$ [m/s]	$J_{G,s}$ [m/s]	$J_{L,s}$ [m/s]	$J_{G,e}^*$	$J_{G,s}^*$	$J_{L,s}^*$
229	1.55	1.31	0.010	1.51	1.280	0.047
230	1.55	1.23	0.013	1.50	1.206	0.061
231	1.56	1.16	0.017	1.51	1.135	0.077
232	1.56	1.08	0.021	1.51	1.048	0.095
233	1.58	0.99	0.025	1.52	0.960	0.115
234	1.58	0.90	0.028	1.52	0.877	0.131
235	1.56	0.83	0.031	1.51	0.807	0.145
236	1.56	0.73	0.036	1.51	0.713	0.165
237	1.56	0.64	0.040	1.50	0.619	0.183
238	1.54	0.55	0.043	1.49	0.536	0.198
239	1.57	0.43	0.049	1.51	0.422	0.226
240	1.50	0.33	0.051	1.45	0.325	0.235
241	1.55	1.29	0.011	1.51	1.267	0.049
242	1.56	1.22	0.014	1.51	1.189	0.066
243	1.56	1.13	0.018	1.51	1.100	0.085
244	1.56	0.98	0.025	1.51	0.957	0.115
245	1.56	0.92	0.028	1.51	0.897	0.127
246	1.56	0.89	0.029	1.51	0.868	0.133
247	1.56	0.79	0.033	1.51	0.768	0.154
248	1.53	0.69	0.037	1.49	0.680	0.171
249	1.54	0.61	0.041	1.49	0.593	0.188
250	1.55	0.55	0.043	1.50	0.538	0.200
251	1.53	0.45	0.047	1.48	0.442	0.216
252	1.54	0.31	0.054	1.50	0.300	0.252
253	1.51	1.24	0.011	1.48	1.221	0.053
254	1.52	1.14	0.017	1.49	1.118	0.076
255	1.51	1.03	0.021	1.49	1.013	0.099
256	1.51	0.97	0.024	1.48	0.955	0.109
257	1.52	0.88	0.028	1.48	0.859	0.128
258	1.52	0.79	0.032	1.48	0.775	0.146
259	1.53	0.73	0.035	1.48	0.710	0.160
260	1.55	0.64	0.039	1.50	0.624	0.182
261	1.53	0.54	0.044	1.49	0.531	0.201
262	1.51	0.50	0.044	1.47	0.490	0.205
263	1.52	0.35	0.052	1.48	0.342	0.239
264	1.52	0.33	0.053	1.48	0.325	0.243

Tabela 18 – Valores médios de título, fração de vazio, fluxos mássicos e calor trocado para as condições de teste 12, 13 e 14

<i>Teste</i>	$Q_{ST}$ [W]	$x_r$	$\alpha$	$G_{fs}$ [kg/m <sup>2</sup> s]	$G_r$ [kg/m <sup>2</sup> s]
195	33.84	0.86	0.98	185	71.52
196	48.04	0.80	0.97	367	71.49
197	67.56	0.72	0.96	896	71.11
198	75.28	0.69	0.95	1,337	71.39
199	87.51	0.63	0.94	915	69.68
200	103.10	0.57	0.93	545	71.65
201	116.20	0.52	0.91	666	72.75
202	126.90	0.48	0.90	914	72.47
203	127.20	0.48	0.90	917	72.79
204	135.10	0.42	0.87	1,742	69.55
205	145.70	0.37	0.85	1,907	68.79
206	158.20	0.34	0.82	1,877	71.81
207	36.29	0.85	0.98	288	70.60
208	47.99	0.80	0.97	554	71.01
209	63.14	0.73	0.96	1,066	70.66
210	75.17	0.68	0.95	1,891	70.87
211	88.44	0.63	0.94	546	72.10
212	101.40	0.58	0.93	970	71.28
213	114.90	0.52	0.91	642	71.34
214	126.10	0.47	0.90	1,201	71.43
215	130.90	0.44	0.88	2,232	69.86
216	142.90	0.40	0.86	1,013	70.74
217	159.60	0.32	0.81	2,134	70.01
218	39.00	0.84	0.98	175	70.98
219	49.03	0.79	0.97	459	70.67
220	64.74	0.73	0.96	1,170	71.75
221	84.99	0.64	0.94	315	70.97
222	90.38	0.62	0.94	526	71.81
223	102.30	0.57	0.93	1,040	71.50
224	114.30	0.52	0.91	1,856	71.10
225	129.10	0.46	0.89	426	71.38
226	142.70	0.41	0.87	1,072	71.56
227	155.60	0.34	0.83	1,309	70.28
228	168.70	0.29	0.80	2,108	71.38

Tabela 19 – Valores médios de título, fração de vazio, fluxos mássicos e calor trocado para as condições de teste 15, 16 e 17

<i>Teste</i>	$Q_{ST}$ [W]	$x_r$	$\alpha$	$G_{fs}$ [kg/m <sup>2</sup> s]	$G_r$ [kg/m <sup>2</sup> s]
229	34.24	0.86	0.98	228	78.58
230	44.79	0.82	0.97	583	78.08
231	56.39	0.77	0.96	1,145	78.28
232	69.86	0.72	0.95	365	78.20
233	84.21	0.66	0.94	868	78.37
234	96.27	0.61	0.93	1,364	77.99
235	106.60	0.57	0.91	545	78.08
236	120.80	0.51	0.89	813	77.93
237	134.80	0.46	0.87	1,252	77.55
238	145.50	0.41	0.85	728	77.02
239	166.30	0.33	0.80	1,883	77.92
240	172.20	0.28	0.75	2,112	75.11
241	36.17	0.86	0.98	161	78.46
242	48.29	0.81	0.97	520	78.42
243	62.49	0.75	0.96	1,039	78.54
244	84.35	0.66	0.94	314	78.44
245	93.27	0.63	0.93	502	78.37
246	97.22	0.61	0.93	890	78.10
247	112.90	0.55	0.91	1,309	78.13
248	124.80	0.50	0.89	654	77.77
249	137.60	0.44	0.86	971	77.37
250	146.70	0.41	0.84	1,459	77.62
251	158.30	0.35	0.81	931	76.44
252	184.00	0.26	0.73	1,900	77.91
253	38.61	0.84	0.98	264	77.15
254	55.73	0.77	0.96	1,159	77.56
255	72.21	0.71	0.95	232	77.79
256	79.81	0.67	0.94	347	77.08
257	93.75	0.62	0.93	940	76.59
258	106.90	0.56	0.91	1,365	76.72
259	117.40	0.52	0.90	550	76.58
260	133.40	0.46	0.87	927	77.56
261	147.30	0.40	0.84	1,239	77.55
262	150.30	0.38	0.83	926	76.38
263	174.60	0.29	0.76	1,689	76.86
264	178.00	0.28	0.75	2,246	77.14

Tabela 20 – Incertezas de temperatura e vazões mássicas para as condições de teste 12, 13 e 14

<i>Teste</i>	$\overline{U}_{T_{r,e}}$ [°C]	$\overline{U}_{T_{r,s}}$ [°C]	$\overline{U}_{T_{fs,e}}$ [°C]	$\overline{U}_{T_{fs,s}}$ [°C]	$\overline{U}_{\dot{m}_r}$ [kg/h]	$\overline{U}_{\dot{m}_{fs}}$ [kg/h]
195	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
196	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
197	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
198	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
199	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
200	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
201	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
202	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
203	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
204	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
205	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
206	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
207	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
208	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
209	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
210	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
211	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
212	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
213	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
214	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
215	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
216	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
217	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
218	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
219	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
220	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
221	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
222	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
223	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
224	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
225	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
226	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
227	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
228	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50

Tabela 21 – Incertezas de temperatura e vazões mássicas para as condições de teste 15, 16 e 17

<i>Teste</i>	$U_{T_{r,e}}$ [°C]	$U_{T_{r,s}}$ [°C]	$U_{T_{f,s,e}}$ [°C]	$U_{T_{f,s,s}}$ [°C]	$U_{\dot{m}_r}$ [kg/h]	$U_{\dot{m}_{f_s}}$ [kg/h]
229	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
230	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
231	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
232	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
233	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
234	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
235	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
236	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
237	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
238	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
239	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
240	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
241	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
242	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
243	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
244	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
245	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
246	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
247	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
248	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
249	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
250	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
251	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
252	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
253	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
254	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
255	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
256	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
257	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
258	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
259	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
260	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
261	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
262	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
263	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50
264	0.12	0.12	0.12	0.17	0.028	0.50

Tabela 22 – Incertezas de pressão, perdas de pressão e parâmetro de Martinelli para as condições de teste 12, 13 e 14

$T_{este}$	$\overline{U}_{P_{cond}}$ [kPa]	$\overline{U}_{\Delta P_{ST}}$ [kPa]	$\overline{U}_{\Delta P_{bif}}$ [kPa]	$\overline{U}_{\Delta P_{atr}}$ [kPa]	$\overline{U}_X$
195	0.387	0.0044	0.021	0.022	0.11
196	0.387	0.0044	0.029	0.029	0.11
197	0.387	0.0044	0.069	0.070	0.14
198	0.387	0.0044	0.110	0.110	0.18
199	0.387	0.0044	0.091	0.091	0.18
200	0.387	0.0044	0.069	0.070	0.18
201	0.387	0.0044	0.091	0.091	0.19
202	0.387	0.0044	0.137	0.137	0.22
203	0.387	0.0044	0.137	0.137	0.22
204	0.387	0.0044	0.319	0.319	0.39
205	0.387	0.0044	0.430	0.431	0.47
206	0.387	0.0044	0.468	0.468	0.49
207	0.387	0.0042	0.020	0.020	0.11
208	0.387	0.0042	0.033	0.033	0.12
209	0.387	0.0042	0.069	0.069	0.15
210	0.387	0.0042	0.135	0.136	0.22
211	0.387	0.0042	0.049	0.050	0.15
212	0.387	0.0042	0.093	0.093	0.20
213	0.387	0.0042	0.079	0.079	0.19
214	0.387	0.0042	0.154	0.155	0.26
215	0.387	0.0042	0.327	0.327	0.46
216	0.387	0.0042	0.178	0.178	0.27
217	0.387	0.0042	0.518	0.518	0.60
218	0.387	0.0037	0.012	0.013	0.11
219	0.387	0.0037	0.017	0.017	0.12
220	0.387	0.0037	0.043	0.043	0.15
221	0.387	0.0037	0.024	0.024	0.14
222	0.387	0.0037	0.029	0.029	0.15
223	0.387	0.0037	0.058	0.058	0.22
224	0.387	0.0037	0.121	0.121	0.34
225	0.387	0.0037	0.050	0.050	0.19
226	0.387	0.0037	0.102	0.102	0.27
227	0.387	0.0037	0.169	0.169	0.37
228	0.387	0.0037	0.318	0.318	0.62

Tabela 23 – Incertezas de pressão, perdas de pressão e parâmetro de Martinelli para as condições de teste 15, 16 e 17

<i>Teste</i>	$U_{P_{cond}}$ [kPa]	$U_{\Delta P_{ST}}$ [kPa]	$U_{\Delta P_{bif}}$ [kPa]	$U_{\Delta P_{atr}}$ [kPa]	$U_x$
229	0.387	0.0044	0.022	0.022	0.10
230	0.387	0.0044	0.041	0.041	0.11
231	0.387	0.0044	0.084	0.084	0.13
232	0.387	0.0044	0.039	0.040	0.11
233	0.387	0.0044	0.082	0.083	0.14
234	0.387	0.0044	0.144	0.144	0.19
235	0.387	0.0044	0.074	0.074	0.15
236	0.387	0.0044	0.118	0.119	0.20
237	0.387	0.0044	0.212	0.212	0.27
238	0.387	0.0044	0.157	0.157	0.22
239	0.387	0.0044	0.496	0.496	0.48
240	0.387	0.0044	0.729	0.729	0.65
241	0.387	0.0042	0.021	0.022	0.10
242	0.387	0.0042	0.033	0.033	0.11
243	0.387	0.0042	0.070	0.070	0.13
244	0.387	0.0042	0.042	0.042	0.12
245	0.387	0.0042	0.052	0.052	0.13
246	0.387	0.0042	0.085	0.085	0.16
247	0.387	0.0042	0.145	0.145	0.22
248	0.387	0.0042	0.093	0.093	0.19
249	0.387	0.0042	0.153	0.153	0.24
250	0.387	0.0042	0.254	0.254	0.33
251	0.387	0.0042	0.209	0.209	0.27
252	0.387	0.0042	0.611	0.611	0.62
253	0.387	0.0037	0.012	0.013	0.10
254	0.387	0.0037	0.043	0.044	0.13
255	0.387	0.0037	0.022	0.022	0.12
256	0.387	0.0037	0.023	0.024	0.12
257	0.387	0.0037	0.052	0.052	0.16
258	0.387	0.0037	0.086	0.086	0.23
259	0.387	0.0037	0.045	0.045	0.18
260	0.387	0.0037	0.079	0.079	0.22
261	0.387	0.0037	0.127	0.127	0.29
262	0.387	0.0037	0.106	0.106	0.25
263	0.387	0.0037	0.278	0.278	0.51
264	0.387	0.0037	0.386	0.386	0.69



Tabela 24 – Incertezas de velocidades superficiais dimensionais e adimensionais para as condições de teste 12, 13 e 14

<i>Teste</i>	$U_{JG,e}$ [m/s]	$U_{JG,s}$ [m/s]	$U_{JL,s}$ [m/s]	$U_{JG,e}^*$	$U_{JG,s}^*$	$U_{JL,s}^*$
195	0.0004	0.0005	0.00001	0.0020	0.0016	0.00004
196	0.0004	0.0005	0.00001	0.0020	0.0015	0.00006
197	0.0004	0.0010	0.00003	0.0020	0.0014	0.00010
198	0.0004	0.0014	0.00005	0.0020	0.0014	0.00012
199	0.0004	0.0010	0.00003	0.0020	0.0012	0.00012
200	0.0004	0.0007	0.00002	0.0020	0.0011	0.00013
201	0.0004	0.0008	0.00003	0.0020	0.0010	0.00015
202	0.0004	0.0010	0.00003	0.0020	0.0009	0.00016
203	0.0004	0.0010	0.00003	0.0020	0.0009	0.00016
204	0.0004	0.0018	0.00006	0.0019	0.0009	0.00019
205	0.0004	0.0019	0.00007	0.0019	0.0008	0.00020
206	0.0004	0.0019	0.00007	0.0019	0.0008	0.00022
207	0.0004	0.0005	0.00001	0.0020	0.0016	0.00005
208	0.0004	0.0007	0.00002	0.0020	0.0015	0.00007
209	0.0004	0.0011	0.00004	0.0020	0.0014	0.00010
210	0.0004	0.0020	0.00007	0.0020	0.0014	0.00014
211	0.0004	0.0007	0.00002	0.0020	0.0012	0.00011
212	0.0004	0.0010	0.00003	0.0020	0.0011	0.00013
213	0.0004	0.0007	0.00002	0.0020	0.0010	0.00014
214	0.0004	0.0013	0.00004	0.0020	0.0009	0.00016
215	0.0004	0.0023	0.00008	0.0020	0.0010	0.00020
216	0.0004	0.0011	0.00004	0.0019	0.0007	0.00018
217	0.0003	0.0021	0.00007	0.0019	0.0008	0.00023
218	0.0004	0.0005	0.00001	0.0020	0.0016	0.00005
219	0.0004	0.0006	0.00002	0.0020	0.0015	0.00006
220	0.0004	0.0012	0.00004	0.0020	0.0014	0.00010
221	0.0004	0.0006	0.00002	0.0020	0.0012	0.00011
222	0.0004	0.0006	0.00002	0.0020	0.0012	0.00011
223	0.0004	0.0011	0.00004	0.0020	0.0011	0.00014
224	0.0004	0.0019	0.00007	0.0020	0.0011	0.00017
225	0.0003	0.0006	0.00002	0.0019	0.0008	0.00016
226	0.0004	0.0011	0.00004	0.0020	0.0008	0.00018
227	0.0003	0.0013	0.00005	0.0001	0.0007	0.00020
228	0.0004	0.0021	0.00007	0.0020	0.0008	0.00023

Tabela 25 – Incertezas de velocidades superficiais dimensionais e adimensionais para as condições de teste 15, 16 e 17

<i>Teste</i>	$U_{J_{G,e}}$ [m/s]	$U_{J_{G,s}}$ [m/s]	$U_{J_{L,s}}$ [m/s]	$U_{J_{G,e}^*}$	$U_{J_{G,s}^*}$	$U_{J_{L,s}^*}$
229	0.0003	0.0004	0.00001	0.0018	0.0015	0.0000
230	0.0003	0.0006	0.00002	0.0018	0.0014	0.0001
231	0.0003	0.0010	0.00004	0.0018	0.0014	0.0001
232	0.0003	0.0005	0.00002	0.0018	0.0013	0.0001
233	0.0003	0.0008	0.00003	0.0018	0.0012	0.0001
234	0.0003	0.0012	0.00005	0.0018	0.0011	0.0002
235	0.0003	0.0006	0.00002	0.0018	0.0010	0.0001
236	0.0003	0.0007	0.00003	0.0018	0.0009	0.0002
237	0.0003	0.0011	0.00005	0.0018	0.0008	0.0002
238	0.0003	0.0007	0.00003	0.0018	0.0007	0.0002
239	0.0003	0.0016	0.00007	0.0018	0.0007	0.0002
240	0.0003	0.0018	0.00008	0.0017	0.0007	0.0003
241	0.0003	0.0004	0.00001	0.0018	0.0015	0.0001
242	0.0003	0.0005	0.00002	0.0018	0.0014	0.0001
243	0.0003	0.0009	0.00004	0.0018	0.0013	0.0001
244	0.0003	0.0005	0.00002	0.0018	0.0011	0.0001
245	0.0003	0.0005	0.00002	0.0018	0.0011	0.0001
246	0.0003	0.0008	0.00003	0.0018	0.0011	0.0001
247	0.0003	0.0012	0.00005	0.0018	0.0010	0.0002
248	0.0003	0.0006	0.00003	0.0018	0.0008	0.0002
249	0.0003	0.0009	0.00004	0.0018	0.0008	0.0002
250	0.0003	0.0013	0.00006	0.0018	0.0008	0.0002
251	0.0003	0.0008	0.00004	0.0018	0.0006	0.0002
252	0.0003	0.0016	0.00007	0.0018	0.0007	0.0003
253	0.0003	0.0004	0.00001	0.0018	0.0014	0.0001
254	0.0003	0.0010	0.00005	0.0018	0.0014	0.0001
255	0.0003	0.0005	0.00002	0.0018	0.0012	0.0001
256	0.0003	0.0005	0.00002	0.0018	0.0011	0.0001
257	0.0003	0.0008	0.00004	0.0018	0.0011	0.0001
258	0.0003	0.0012	0.00005	0.0018	0.0010	0.0002
259	0.0003	0.0006	0.00002	0.0018	0.0009	0.0002
260	0.0003	0.0008	0.00004	0.0018	0.0008	0.0002
261	0.0003	0.0011	0.00005	0.0018	0.0007	0.0002
262	0.0003	0.0008	0.00004	0.0018	0.0006	0.0002
263	0.0003	0.0014	0.00006	0.0018	0.0006	0.0003
264	0.0003	0.0019	0.00009	0.0018	0.0008	0.0003

Tabela 26 – Incertezas de título, fração de vazio, fluxos mássicos e calor trocado para as condições de teste 12, 13 e 14

<i>Teste</i>	$\overline{U}_{Q_{ST}}$ [W]	$U_{x_r}$	$U_{\alpha}$	$\overline{U}_{G_{fs}}$ [kg/m <sup>2</sup> s]	$\overline{U}_{G_r}$ [kg/m <sup>2</sup> s]
195	2.90	0.014	0.002	18.9	0.014
196	3.69	0.017	0.003	32.4	0.014
197	8.05	0.035	0.007	75.2	0.013
198	11.95	0.050	0.010	111.5	0.014
199	8.21	0.036	0.009	76.6	0.013
200	5.36	0.023	0.007	46.4	0.014
201	6.24	0.026	0.009	56.0	0.014
202	8.21	0.034	0.013	76.3	0.014
203	8.24	0.034	0.013	76.5	0.014
204	15.33	0.066	0.030	144.2	0.013
205	16.72	0.073	0.041	157.6	0.013
206	16.43	0.069	0.044	155.1	0.014
207	3.06	0.015	0.002	26.3	0.013
208	5.09	0.023	0.004	47.3	0.013
209	9.59	0.041	0.008	89.3	0.013
210	16.95	0.072	0.015	157.5	0.013
211	5.24	0.023	0.005	46.5	0.014
212	8.70	0.037	0.010	81.1	0.014
213	6.07	0.026	0.009	54.2	0.014
214	10.64	0.045	0.017	99.8	0.014
215	19.66	0.084	0.036	184.7	0.013
216	9.04	0.039	0.019	84.3	0.013
217	18.64	0.080	0.057	176.1	0.013
218	3.27	0.016	0.002	18.3	0.013
219	4.33	0.020	0.003	39.7	0.013
220	10.50	0.044	0.008	97.8	0.014
221	4.38	0.020	0.004	28.3	0.013
222	5.14	0.022	0.005	45.0	0.014
223	9.30	0.039	0.011	86.8	0.014
224	16.46	0.070	0.023	154.0	0.013
225	5.27	0.023	0.009	36.9	0.014
226	9.55	0.040	0.019	89.1	0.014
227	11.51	0.049	0.032	108.4	0.013
228	18.40	0.077	0.060	173.9	0.014

Tabela 27 – Incertezas de título, fração de vazio, fluxos mássicos e calor trocado para as condições de teste 15, 16 e 17

$T_{este}$	$U_{Q_{ST}}$ [W]	$U_{x_r}$	$U_{\alpha}$	$U_{G_{fs}}$ [kg/m <sup>2</sup> s]	$U_{G_r}$ [kg/m <sup>2</sup> s]
229	2.78	0.013	0.002	22.0	0.015
230	5.36	0.023	0.004	49.8	0.015
231	10.39	0.042	0.008	96.1	0.015
232	4.06	0.018	0.004	32.3	0.015
233	7.88	0.032	0.008	72.9	0.015
234	12.26	0.050	0.014	113.8	0.015
235	5.41	0.023	0.007	46.5	0.015
236	7.44	0.031	0.012	68.2	0.015
237	11.18	0.046	0.021	104.3	0.014
238	6.87	0.029	0.015	61.1	0.014
239	16.63	0.067	0.049	156.0	0.015
240	18.65	0.078	0.072	174.9	0.014
241	3.17	0.015	0.002	17.4	0.015
242	4.85	0.021	0.004	44.7	0.015
243	9.44	0.038	0.008	87.3	0.015
244	4.37	0.019	0.005	28.4	0.015
245	5.05	0.021	0.006	43.2	0.015
246	8.09	0.033	0.010	74.7	0.015
247	11.77	0.048	0.016	109.3	0.015
248	6.25	0.026	0.011	55.2	0.014
249	8.79	0.036	0.017	81.1	0.014
250	13.00	0.053	0.029	121.3	0.014
251	8.46	0.035	0.024	77.7	0.014
252	16.76	0.068	0.069	157.3	0.015
253	3.00	0.014	0.002	24.6	0.014
254	10.54	0.043	0.009	97.3	0.014
255	4.35	0.019	0.004	22.2	0.014
256	4.21	0.018	0.005	30.9	0.014
257	8.53	0.036	0.010	78.9	0.014
258	12.29	0.051	0.017	114.0	0.014
259	5.55	0.024	0.009	46.9	0.014
260	8.41	0.035	0.016	77.5	0.014
261	11.09	0.045	0.025	103.2	0.014
262	8.39	0.035	0.021	77.3	0.014
263	14.92	0.061	0.055	140.0	0.014
264	19.80	0.081	0.076	185.8	0.014

# APÊNDICE D – PROCESSO DE CALIBRAÇÃO *in loco*

A calibração *in loco* foi realizada quando o fornecedor não forneceu a correspondente incerteza ou quando a faixa de operação utilizada seria mais restrita que a apresentada em catálogo. Quando a faixa de operação é menor, pode-se obter uma curva de regressão com melhor correlação, reduzindo deste modo a incerteza. A calibração consiste em comparar resultados de medição do sensor em questão com um medidor de referência e utilizar o método de mínimos quadrados para regredir uma curva que correlacione estas medições. A incerteza da curva regredida é dada pela Equação D.1, sendo similar ao desvio padrão de uma amostra no qual o valor da curva é utilizado no local da média da população.

$$u_{curva} = \sqrt{\frac{\sum (X_{ref} - X_t)^2}{N - (1 + GP)}} \quad (D.1)$$

onde,  $X_{ref}$  é o valor de medição dado pelo transdutor de referência,  $X_t$  é o valor obtido com o sensor a ser calibrado,  $N$  é a quantidade de pontos utilizados na calibração e  $GP$  é o grau da curva ajustada. Para todos os medidores foi utilizada uma regressão linear, com  $GP = 1$ .

A incerteza total de calibração, que é equivalente à parcela  $b(X)$ , é dada pela soma dos quadrados da incerteza da curva de calibração  $u_{curva}$  com a incerteza da referência  $u_{ref}$ . Quando o manual de fabricante indicava aumento de incerteza para condições de operação exteriores a certos limites de temperatura, denominada  $u_T$ , esta incerteza adicional era incorporada à incerteza de calibração. Assim a incerteza combinada de calibração é obtida pela Equação D.2.

$$u_{calib} = \sqrt{u_{ref}^2 + u_{curva}^2 + u_T^2} \quad (D.2)$$

## D.1 Transdutores de Pressão Absoluta

Os dois medidores de pressão absoluta de modelo Wika P-30 foram calibrados a 25 °C, utilizando uma máquina de peso morto modelo DH-Budenberg 580 Series, com resolução de 0,01 bar e incerteza de 0,008 % do valor medido, conforme informa o manual do fabricante.

Para o transdutor P30-6, foram comparados 17 pontos de medição na faixa de 200 a 680 kPa. Para o segundo transdutor, P30-16, foram comparados 18 pontos de medição na faixa de 200 a 1600 kPa. As Tabelas 28 e 29 apresentam os valores para o sinal de medição em V, pressão medida na referência  $P_{ref}$  e pressão medida com sensor em questão  $P_t$ , respectivamente para os transdutores P30-6 e P30-16. Para incerteza de referência foi utilizada a incerteza referente ao máximo da faixa de calibração. As incertezas da curva de calibração e referência para os dois transdutores calibrados é apresentada na Tabela 30.

Tabela 28 – Pontos de calibração para o transdutor P30-6

$n^{\circ}$	Sinal [V]	$P_{ref}$ [kPa]	$P_t$ [kPa]
1	2,329	201,63	201,60
2	2,660	251,63	251,61
3	2,992	301,59	301,59
4	3,323	351,62	351,63
5	3,654	401,61	401,61
6	3,986	451,60	451,63
7	4,317	501,58	501,62
8	4,648	551,57	551,60
9	4,979	601,56	601,56
10	5,310	651,53	651,52
11	5,509	681,54	681,47
12	2,329	201,61	201,61
13	5,310	651,54	651,51
14	2,992	301,60	301,59
15	4,648	551,55	551,57
16	3,654	401,58	401,61
17	4,317	501,56	501,63

## D.2 Transdutores de Temperatura

Na bancada experimental foram utilizados 12 transdutores do tipo RTD Pt100 na medição das temperaturas de fluido primário e secundário, e 2 termopares tipo T para monitorar a temperatura ambiente. A incerteza fornecida pelo fabricante dos RTDs é de  $U = 0,15 + 0,002T$  °C, enquanto que para os termopares é de  $U = 1$  °C. Como demonstrado na Seção B.2, baixa incerteza para as temperaturas dos fluidos na seção de testes é crucial para que as grandezas no

Tabela 29 – Pontos de calibração para o transdutor P30-16

$n^\circ$	<b>Sinal</b> [V]	$P_{ref}$ [kPa]	$P_t$ [kPa]
1	1,498	201,87	201,90
2	1,746	301,87	301,75
3	1,995	401,87	401,88
4	2,243	501,86	501,83
5	2,492	601,85	601,95
6	2,990	801,84	802,13
7	3,486	1001,81	1001,98
8	3,983	1201,79	1201,99
9	4,479	1401,76	1401,65
10	4,976	1601,71	1601,69
11	5,150	1671,67	1671,67
12	1,498	201,85	201,81
13	4,728	1501,66	1501,56
14	2,243	501,80	501,64
15	4,976	1601,62	1601,61
16	1,994	401,81	401,71
17	4,479	1401,63	1401,49
18	4,976	1601,59	1601,16

Tabela 30 – Incerteza devida à referência e à curva de ajuste dos transdutores de pressão, dado em kPa

<b>Sensor</b>	$u_{ref}$	$u_{curva}$
$T_{P6}$	0,048	0,000363
$T_{P16}$	0,128	0,1267

ponto de visualização tenham baixas incertezas. O processo de calibração também visa compensar as incertezas que são adicionadas pelos fios de medição do sensor até o sistema de aquisição, incerteza que não é desprezível nos RTDs.

Para aproveitar o processo de calibração, todos 14 sensores foram calibrados simultaneamente, como mostra a Figura 52. Para a calibração os sensores foram inseridos junto com um termômetro de referência em um béquer dentro da cuba do banho termostático contendo uma mistura aquosa de etilenoglicol. Os medidores são inseridos no béquer para garantir menores oscilações de temperatura. Para varrer toda faixa de operação de temperatura da bancada, variou-se a temperatura do banho termostático de  $-20^\circ\text{C}$  a  $85^\circ\text{C}$ . O termômetro de

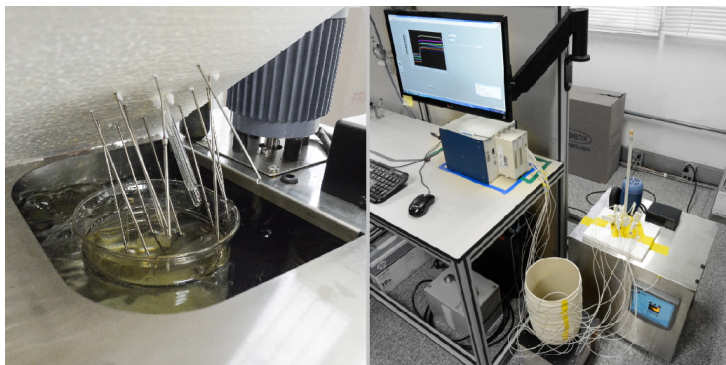


Figura 52 – Arranjo de sensores no banho

referência foi alterado conforme temperatura de operação para resultar na mínima incerteza de referência, a Tabela 31 apresenta o termômetro e respectivo  $U_{95}$  utilizados em cada faixa de temperatura.

Tabela 31 – Incertezas dos termômetros padrão utilizados na calibração

Faixa [°C]	Termômetro	$U_{95}$ °C
-20 a 0	32992	0,12
0 a 45	31739	0,09
45 a 85	32372	0,09

Com todos sensores e o termômetro de referência imersos no fluido do banho termostático, programou-se o banho para temperatura de  $-20\text{ °C}$  e, ao se alcançar a estabilidade, foram realizadas três bateria de 300 medições ao longo de 5 min cada. Na sequência foi acrescentado  $15\text{ °C}$  à temperatura de fluido e uma nova bateria de medições foi realizada, processo repetido até atingir  $85\text{ °C}$ , totalizando 7 patamares de temperatura. Em cada patamar foi utilizada a média da bateria com menor desvio padrão de cada sensor para obter a curva de ajuste. Obteve-se os 7 patamares de pressão para todos os sensores, entretanto cada sensor foi calibrado dentro da faixa de operação esperada, conforme o programa numérico de condições de operação. A Tabela 32 apresenta a faixa de calibração de cada sensor e os coeficientes de ajuste da regressão linear, escrita como  $T_{curva} = AT_i + B$ .

A Tabela 33 apresenta as incertezas do termômetro de referência  $u_{ref}$ , da curva de ajuste para toda faixa  $-20\text{ °C}$  a  $85\text{ °C}$   $u_{curva,1}$  e da



Tabela 32 – Faixa de calibração e coeficientes ajustados para os sensores de temperatura

Sensor	Faixa [°C]	A	B
<i>RTD</i> <sub>1</sub>	15 a 45	0,984	-3,144
<i>RTD</i> <sub>2</sub>	15 a 45	0,995	-3,824
<i>RTD</i> <sub>3</sub>	15 a 45	1,004	-3,258
<i>RTD</i> <sub>4</sub>	0 a 20	0,998	-3,869
<i>RTD</i> <sub>5</sub>	0 a 20	0,988	-4,151
<i>RTD</i> <sub>6</sub>	-20 a 0	0,943	-3,461
<i>RTD</i> <sub>7</sub>	-20 a 0	0,943	-3,448
<i>RTD</i> <sub>8</sub>	45 a 85	0,996	-3,834
<i>RTD</i> <sub>9</sub>	0 a 20	1,000	-3,385
<i>RTD</i> <sub>10</sub>	0 a 20	0,999	-3,737
<i>RTD</i> <sub>11</sub>	15 a 45	0,982	-4,094
<i>RTD</i> <sub>12</sub>	0 a 30	0,999	-3,022
<i>T</i> <sub>1</sub>	15 a 30	1,377	-14,297
<i>T</i> <sub>2</sub>	15 a 30	1,358	-13,302

curva de ajuste para faixa restrita de cada sensor  $u_{curva,2}$ . Observa-se que a regressão para faixa restrita apresenta melhores resultados, mesmo possuindo menos pontos, motivo pelo qual esta curva foi utilizada nas medições. Ressalta-se que esta curva deve apresentar incertezas bastante superiores fora da faixa de calibração, motivo pelo qual sempre se conferiu a temperatura durante os testes experimentais com a faixa de validade das respectivas regressões.

### D.3 Vazão Mássica

Os medidores de vazão mássica para R134a e fluido secundário foram calibrados no próprio laboratório, em uma bancada que utiliza o princípio gravimétrico. Para cada ponto de medição a vazão que passa pelo medidor é mantida constante, sendo recolhida em um reservatório sobre uma balança de precisão. Quando a massa acumulada no reservatório atingia 400 g, o teste era interrompido e a vazão média era calculada de acordo com a Equação D.3. A Figura 53 apresenta a bancada de calibração de vazão utilizada.

$$\dot{m} = \frac{m_f - m_i}{t_f - t_i} \quad (\text{D.3})$$

onde  $m_f$  é a massa ao final da medição,  $m_i$  a massa inicial,  $t_f$  o tempo

Tabela 33 – Incertezas padrão do termômetro de referência e das curvas de calibração para duas faixas, sendo 1 para  $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$  a  $85\text{ }^{\circ}\text{C}$  e 2 para faixa restrita.

Sensor	$u_{ref}$ [ $^{\circ}\text{C}$ ]	$u_{curva,1}$ [ $^{\circ}\text{C}$ ]	$u_{curva,2}$ [ $^{\circ}\text{C}$ ]
$RTD_1$	0,046	0,024	0,043
$RTD_2$	0,046	0,287	0,038
$RTD_3$	0,046	0,401	0,037
$RTD_4$	0,046	0,315	0,065
$RTD_5$	0,046	0,167	0,017
$RTD_6$	0,061	0,038	0,029
$RTD_7$	0,061	0,294	0,038
$RTD_8$	0,046	0,321	0,018
$RTD_9$	0,046	0,297	0,041
$RTD_{10}$	0,046	0,708	0,030
$RTD_{11}$	0,046	0,174	0,003
$RTD_{12}$	0,046	0,158	0,075
$T_1$	0,046	1,837	0,036
$T_2$	0,046	2,200	0,020

ao final e  $t_i$  o tempo no início. A incerteza associada à bancada de calibração foi calculada a partir da propagação de incertezas da Equação D.3, sendo expressa na Equação D.4. A incerteza associada à medição da massa foi de  $u_m = 0,1\text{ g}$  e relativo ao tempo  $u_t = 1\text{ ms}$ . Observa-se que a incerteza da bancada, chamada de referência, é proporcional à vazão, de modo que maiores tempos de aquisição diminuem as incertezas. Deste modo  $u_{ref}$  para o medidor Coriolise CFMS010 foi de  $0,002\text{ kg/h}$  e para o medidor FMT-8-5, que foi calibrado para maior faixa de vazão, a incerteza  $u_{ref}$  foi de  $0,005\text{ kg/h}$ .

$$\begin{aligned}
 u_{ref}^2 = & \left( \frac{1}{t_f - t_i} \right)^2 u_m^2 + \left( \frac{-1}{t_f - t_i} \right)^2 u_t^2 \\
 & + \left( \frac{-m_f + m_i}{(t_f - t_i)^2} \right)^2 u_t^2 + \left( \frac{m_f - m_i}{(t_f - t_i)^2} \right)^2 u_t^2 \quad (D.4)
 \end{aligned}$$

As Tabelas 34 apresenta o sinal de medição, vazão mássica de referência  $\dot{m}_{ref}$  e vazão mássica da curva ajustada  $\dot{m}_{curva}$  para o sensor FMT-8-5. A incerteza padrão da curva de ajuste  $u_{curva}$  foi de  $0,253\text{ kg/h}$ . Os mesmos dados são apresentados para o sensor CFMS010 na Tabela 35, cuja incerteza padrão  $u_{curva}$  foi de  $0,008\text{ kg/h}$ .



Figura 53 – Bancada de calibração para vazão mássica

Tabela 34 – Pontos de calibração do medidor FM-8-7

$n^{\circ}$	Sinal [V]	$\dot{m}_{ref}$ [kg/h]	$\dot{m}_{curva}$ [kg/h]
1	1,414	10,716	10,825
2	1,825	20,952	20,878
3	2,198	29,961	29,981
4	2,592	39,913	39,593
5	3,016	49,594	49,951
6	3,391	59,200	59,109

Tabela 35 – Pontos de calibração do medidor CFMS010

$n^{\circ}$	Sinal [V]	$\dot{m}_{ref}$ [kg/h]	$\dot{m}_{curva}$ [kg/h]
1	1,391	0,987	0,986
2	1,804	2,015	2,017
3	2,188	2,977	2,976
4	2,572	3,940	3,936
5	2,968	4,922	4,925
6	3,384	5,961	5,961
7	3,786	6,977	9,965
8	4,188	7,951	7,969
9	4,585	8,970	8,961
10	4,980	9,946	9,948



# APÊNDICE E

## – PROCEDIMENTO PARA OBTENÇÃO DA FREQUÊNCIA E VELOCIDADE DE ESTRUTURAS

No escoamento bifásico existe uma região de interface entre as fases líquida e gasosa, que é inerente ao escoamento. Nessa região ocorre o surgimento de estruturas características, divididas em: ondulações; ondas de perturbação (*disturbance waves*); e golfadas (*huge waves*). A estrutura de ondulação se apresenta como oscilação na interface, sem transporte significativo de massa ou quantidade de movimento. As ondas de perturbação são estruturas maiores com forma de gota, cujo deslocamento pode ser identificado. Por fim a golfada é a maior estrutura, sendo caracterizada por uma região caótica de alta mistura entre as fases que abrange toda seção transversal do tubo.

O presente estudo envolveu a condensação de R134a, e o aparecimento das estruturas na interface está intimamente ligada ao processo sequencial de acúmulo e arrasto do condensado formado. Em escoamentos anulares as características de frequência  $f$  e velocidade  $V_{onda}$  de onda de perturbação são amplamente estudadas, a fim de caracterizar a transferência de massa e quantidade de movimento e perda de pressão neste padrão de escoamento. O entendimento fenomenológico do escoamento é importante para que modelos baseados nos mecanismos possam ser desenvolvidos.

A fim de entender mais a fundo a fenomenologia do escoamento é utilizada a visualização em alta velocidade. Utilizou-se a câmera Phantom V12.1 com taxa de aquisição de imagens de 3 kHz, o programa utilizado foi o *Dynamic Studio* da *Dantec Dynamics*. A Figura 54 apresenta duas imagens obtidas,

Para o cálculo da frequência  $f$  foram seguidos os seguintes passos:

1. Definição da região de interesse;
2. Identificação da perturbação;

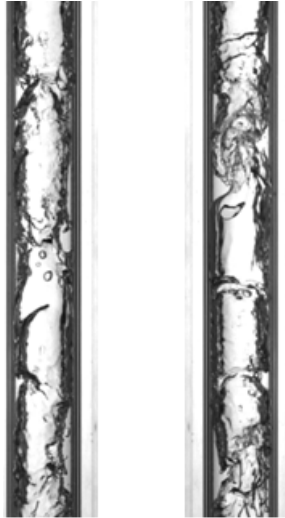


Figura 54 – Imagens obtidas com a visualização de alta velocidade.

3. Observação do número de imagens  $N$  entre perturbações consecutivas;
4. Cálculo da média de seis observações  $N$ ;
5. Cálculo da frequência  $f_{onda}$ .

onde  $f_{onda}$  é calculada pela Equação E.1. A Figura 55 apresenta duas ondas de perturbação consecutivas, distantes 193 imagens e com  $f = 15,54$ .

$$f_{onda} = \frac{3000}{6} \sum_i^6 N_i \quad (E.1)$$

Para o cálculo da velocidade  $V_{onda}$  se adota uma metodologia similar, como segue:

1. Definição do tempo característico de fenômeno  $\tau$  como:  $1/3$  do período quando  $f_{onda} > 8$  Hz; e  $1/9$  para  $f_{onda} < 8$  Hz;
2. Conversão da constante em número de imagens por:  $n = 3000 \tau$ ;
3. Obtenção do diâmetro externo do tubo em pixel  $D_{pix}$ ;
4. Definição da perturbação de interesse;

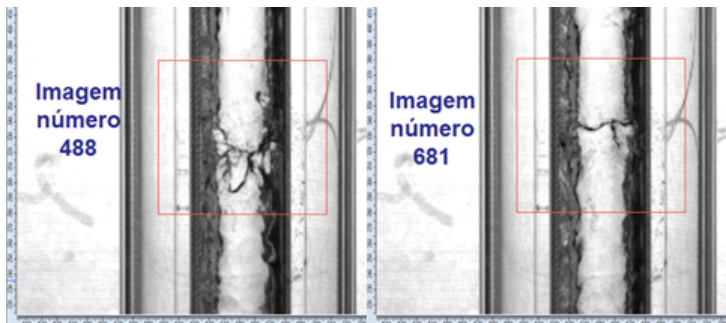


Figura 55 – Exemplo do cálculo do período e da frequência.

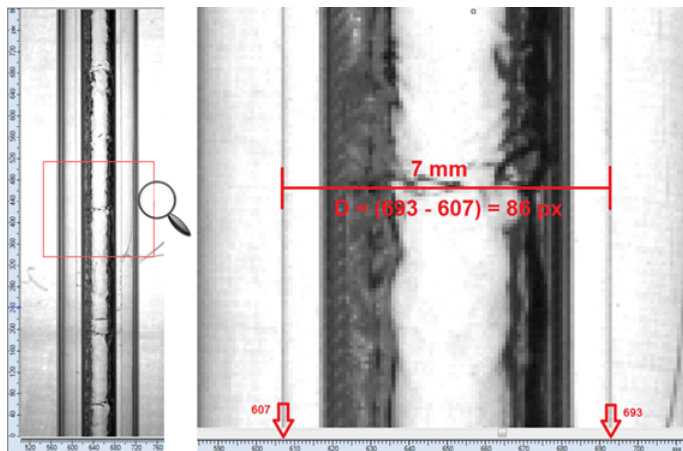
5. Obtenção do deslocamento em pixels  $d$  durante  $n$  imagens;
6. Cálculo da velocidade  $V_{onda}$  a partir da média de 6 deslocamentos de perturbações diferentes.

A partir do valor de  $f_{onda}$  realiza-se os passos 1 e 2 no cálculo de  $V_{onda}$ , onde o período é dado por  $p = 1/f_{onda}$ . O comprimento característico  $D_{pix}$  e o deslocamento  $d$  são obtidos como ilustrado na Figura 56(a) e (b), respectivamente. Para obtenção de  $d$ , passa-se uma sequência de  $n$  imagens, acompanhando a cada imagem a nova posição da onda de perturbação. Por fim a velocidade  $V_{onda}$  em mm/s pode ser calculada a partir da Equação E.2.

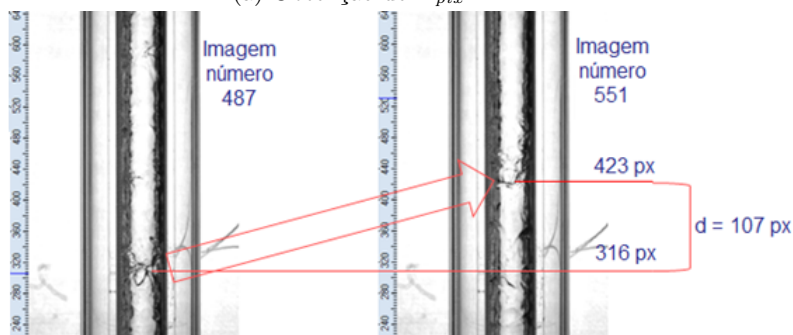
$$V_{onda} = \frac{d}{D_{pix}} \frac{D_e}{\tau} \quad (E.2)$$

Para o caso das figuras apresentadas  $V_{onda}$  é dado por:

$$V_{onda} = \frac{107}{86} \frac{7}{\frac{1}{3} \frac{1}{15,43}} = 403,15 \text{ mm/s} \quad (E.3)$$



(a) Obtenção de  $D_{pix}$



(b) Obtenção de  $d$

Figura 56 – Ilustração da obtenção do comprimento característico  $D_{pix}$  e do deslocamento  $d$ .



# APÊNDICE F – VÍDEOS DOS PADRÕES DE ESCOAMENTO OBSERVADOS

Os vídeos de padrões de escoamento filme anular ascendente, filme oscilatório, *churn* e *slug* e inclinações  $30^\circ$ ,  $60^\circ$  e  $90^\circ$  estão contidos no DVD anexo ao trabalho escrito. Este DVD contém:

1. Imagens de visualização em alta velocidade, como na Seção 4.1;
2. Vídeos dos padrões de escoamento anular, filme oscilatório, intermitente *churn* e *slug* para os testes do grupo 2 (com controle de vazão mássica e pressão de condensação). Estes vídeos são reproduzidos a 35 fps e compreendem 167 ms em tempo real;
3. Vídeos dos padrões intermitente *churn* e *slug* para 35 fps e 500 ms de tempo real. Estes filmes estão em resolução média devido ao tamanho do arquivo;
4. Gráficos e ilustrações apresentados na dissertação, exceto da Seção 4.1; e
5. Exemplo de fenômenos que ocorreram durante os ensaios, sendo: bolhas de vapor no filme de condensado; e bloqueio parcial da seção transversal do tubo.

