



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

NELSON YURAKO LONDOÑO PABÓN

**ANÁLISE TEÓRICO-EXPERIMENTAL DO FENÔMENO DE GEYSER
BOILING EM TERMOSSIFÕES BIFÁSICOS FECHADOS**

FLORIANÓPOLIS

2019

Nelson Yurako Londoño Pabón

**ANÁLISE TEÓRICO-EXPERIMENTAL DO FENÔMENO DE GEYSER BOILING
EM TERMOSSIFÕES BIFÁSICOS FECHADOS**

Tese submetida ao Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Mecânica da Universidade Federal de
Santa Catarina para a obtenção do título de Doutor
em Engenharia Mecânica.
Orientadora: Prof^a. Márcia B.H. Mantelli, Dr^a.

Florianópolis

2019

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

Pabón, Nelson Yurako Londoño
Análise teórico-experimental do fenômeno de Geysers
Boiling em termossifões bifásicos fechados / Nelson Yurako
Londoño Pabón ; orientadora, Marcia Barbosa Henriques
Mantelli, 2019.
236 p.

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Santa
Catarina, Centro Tecnológico, Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Mecânica, Florianópolis, 2019.

Inclui referências.

1. Engenharia Mecânica. 2. Geysers Boiling. 3.
Termossifão bifásico fechado. 4. Regime de ebulição. 5.
Confinamento. I. Mantelli, Marcia Barbosa Henriques . II.
Universidade Federal de Santa Catarina. Programa de Pós
Graduação em Engenharia Mecânica. III. Título.

Nelson Yurako Londoño Pabón

**Análise Teórico-Experimental do Fenômeno de Geysers Boiling em Termossifões
Bifásicos Fechados**

O presente trabalho em nível de doutorado foi avaliado e aprovado por banca examinadora composta pelos seguintes membros:

Prof. Gherhardt Ribatski, Dr. (Relator)
Universidade de São Paulo (EESC/USP)

Prof. Edson Bazzo, Dr.Eng.
Universidade Federal de Santa Catarina (UFSC)

Prof. Saulo Güths, Dr.
Universidade Federal de Santa Catarina (UFSC)

Prof. Fernando Henrique Milanese, Dr.Eng.
Universidade Federal de Santa Catarina (Araranguá/UFSC)

Certificamos que esta é a **versão original e final** do trabalho de conclusão que foi julgado adequado para obtenção do título de doutor em Engenharia Mecânica.

Prof. Jonny Carlos da Silva Dr.Eng.
Coordenador do Programa

Prof.^a Márcia B. H. Mantelli, Ph.D.
Orientadora

Florianópolis, 08 de outubro de 2019.

Este trabalho é dedicado aos meus pais: Carmen e Flavio. Seu exemplo de trabalho, dedicação e esforço em cada empreitada tem sido o melhor aprendizado de minha vida. A meus irmãos: Juan, Carlos, Siris e a meus sobrinhos: Daniela, Sofia, Natalia e Miguel, vocês são os principais pilares da família. A meu bem: Jéssica, seu carinho, conselhos e companheirismo me ajudaram demais neste caminhar.

AGRADECIMENTOS

A Deus e a Auxiliadora por me permitir estar aqui e me dar forças para alcançar esta meta.

A meus pais, por seu carinho, esforço, dedicação, compreensão e apoio incondicional.

A meus irmãos, Juan, Carlos e Siris, por serem meus cúmplices em tantas aventuras e por regalar-me a alegria da amizade e a camaradagem da irmandade.

A meu bem, Jéssica por ser o apoio fundamental em tantos momentos, por seu carinho, companheirismo e parceria.

A professora Márcia Mantelli por sua orientação, confiança, dedicação e por acreditar em minhas capacidades.

A meus grandes amigos: Juan Pablo e Nury, porque com vocês a caminhada se fez mais fácil.

Aos colegas e amigos da equipe do Labtucal: Gabriel, Pedro, Luis Betancurt, Pamela, Kenia, Leandro, Luizinho e demais integrantes, por suas recomendações, valiosos aportes e incondicional colaboração.

A CAPES – Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior pela concessão da bolsa de mestrado e pelo apoio financeiro.

À UFSC – Universidade Federal de Santa Catarina, através do POSMEC – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica pelo suporte logístico para a execução dos trabalhos.

A todas as pessoas que contribuíram direta ou indiretamente para a realização deste trabalho.

“A tarefa não é tanto ver aquilo que ninguém viu, mas pensar o que ninguém ainda pensou sobre aquilo que todo mundo vê.” (Arthur Schopenhauer)



Calvin and Hobbes (Bill Watterson, 1989)

RESUMO

Um termossifão bifásico fechado é um dispositivo de troca térmica, que emprega a mudança de fase como o mecanismo de transferência de calor. Eles são considerados sistemas passivos, uma vez que sua operação depende principalmente da diferença de temperatura entre as seções do evaporador e do condensador. Portanto, entender o seu funcionamento é de vital importância para prever limitações no seu desempenho. Os limites operacionais desses dispositivos surgem a partir da interação entre os fluxos em contracorrente do vapor e do líquido. Os principais limites reportados para esse dispositivo são os limites de arrasto, sônico, viscoso e de ebulição. A literatura mais recente tende a classificar o Geysers Boiling como um limite operacional. Embora esse fenômeno não impeça a transferência de calor, ele diminui a eficiência térmica do dispositivo, produzindo vibrações que podem danificá-lo. Os primeiros estudos sobre termossifões bifásicos fechados descreveram uma súbita ebulição que fez com que vapor e líquido fossem expelidos violentamente para o condensador, semelhante a um Geysers. Observou-se ainda que esse fenômeno é transitório e ocorre principalmente em baixos fluxos de calor, tendendo a desaparecer para maiores fluxos de calor. Vários estudos concentraram sua atenção na compreensão de como a razão de enchimento, o ângulo de inclinação, a geometria e outros parâmetros de projeto influenciariam esse fenômeno. Contudo, a natureza intermitente do fenômeno dificulta tal entendimento. Por outro lado, a necessidade da dissipação térmica de muitos dispositivos compactos fez com que se observasse a tecnologia de termossifões como uma alternativa viável. Não obstante a constante miniaturização desses dispositivos gerou a necessidade de produzir termossifões cada vez menores. Isto leva a um confinamento parcial do fluido de trabalho na seção do evaporador, quando os termossifões são de pequeno diâmetro, intensificando os eventos de Geysers Boiling. Neste trabalho, entende-se que o Geysers Boiling é um regime de escoamento multifásico, característico dos termossifões bifásicos. Quando o fluido de trabalho é considerado confinado, esse fenômeno se apresentará permanentemente, mesmo para altos fluxos de calor. Com a ajuda de uma bancada de visualização, foi descrita a fenomenologia envolvida na formação do Geysers Boiling. Fenômenos físicos, até agora desconsiderados, foram relatados. Uma câmera de alta velocidade foi empregada para estudar esses eventos e, como resultado, a definição clássica de Geysers Boiling em termossifões foi contestada. A partir das observações, uma análise teórica sobre esse fenômeno foi proposta e adicionalmente, o efeito do confinamento no Geysers Boiling foi estudado. Para esse

propósito, quatro termossifões bifásicos fechados de cobre-água com diferentes diâmetros foram testados em uma segunda bancada experimental. Assim, o Geysers Boiling foi estudado considerando as seguintes variáveis: diâmetro do tubo, relação de enchimento, fluxo de calor imposto e temperatura do condensador. Um critério para diferenciar o regime de Geysers Boiling foi proposto.

Palavras-chave: *Geysers Boiling*, Termossifão bifásico fechado, Regime de ebulição, Confinamento.

ABSTRACT

Two-phase closed thermosyphons are heat exchange devices which employ phase-change as its main heat transfer mechanism. They are considered passive systems as their operation depends mainly on the temperature difference between the evaporator and condenser sections. Despite these equipment's advantages, understanding their operation is vital to predict performance limitations. Operational limits arise from the interaction between the vapor and liquid counter-flows. The main limits are: the entrainment, sonic, viscous and boiling limits. More recent literature tends to classify the Geyser Boiling as an operational limit. Although this phenomenon does not prevent heat transfer, it decreases the device's thermal efficiency and produces vibrations that can damage it. Early studies on two-phase closed thermosyphons described a sudden ebullition which caused vapor and liquid to be violently expelled into the condenser, similarly to a Geyser. It was further observed that this phenomenon is transient and happens mainly for low heat fluxes, tending to disappear as the heat flux increases. Several studies focused their attention on understanding how the filling ratio, the angle of inclination, geometry and other design parameters influenced this phenomenon. However, the phenomenon's strong transient nature made it difficult to properly understand it. The need for heat dissipation in many compact devices made the thermosyphon technology a viable alternative. However, the constant miniaturization of these devices has generated the need to produce increasingly smaller thermosyphons. This leads to partial confinement of the working fluid in the evaporator section, when the thermosyphons present small diameters, which intensifies the events of Geyser Boiling. In this work, it is understood that Geyser Boiling is a multiphase flow regime, characteristic of thermosyphons. When the working fluid is considered confined, this phenomenon will present itself permanently, even for high heat fluxes. With help from a visualization bench, the phenomenology of the Geyser Boiling formation was described. Physical phenomena, so far disregarded, have been reported. A high-speed camera was employed to study these events and as a result, the classic definition of Geyser Boiling in thermosyphons is disputed. From the observations, a theoretical analysis about this phenomenon was proposed. Additionally the effect of the confinement on the Geyser Boiling was studied. For this purpose, four copper-water two-phase closed thermosyphons with different diameters were tested on a second experimental bench. Thus, the Geyser Boiling was studied through the following variables: tube diameter, filling ratio,

imposed heat flux and condenser temperature. A criterion to differentiate the regime of Geysers Boiling was proposed.

Keywords: Geysers Boiling, Two-phase closed thermosyphon, Boiling regime, Confinement.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - Princípios físicos de funcionamento de um termossifão.	32
Figura 2 - Efeito do tipo de escoamento e tipo de fluido no coeficiente de transferência de calor convectivo.....	43
Figura 3 - Isoterma de Van de Waals no diagrama P-v e no diagrama μ -P.	46
Figura 4 - Regiões de micro e macrocamada.	49
Figura 5 - Padrão de fluxo da micro-convecção durante a partida de uma bolha.	50
Figura 6 – Bolha de vapor suspensa em líquido superaquecido quiescente.....	51
Figura 7 - Dinâmica de crescimento da bolha para ebulição nucleada.	54
Figura 8 - Ângulo de contato aparente em cavidades cônicas.....	60
Figura 9 - Aprisionamento de vapor numa cavidade.....	60
Figura 10 - Efeito de ângulo de inclinação sobre a transferência de calor.....	61
Figura 11 - Ebulição nucleada de uma bolha de vapor de água a 2,04 kPa.	63
Figura 12 - Desenho esquemático e localização dos sensores no termossifão de vidro.....	70
Figura 13 - Detalhes da bancada de visualização.	71
Figura 14 - Visualização da ebulição para um enchimento de 30mm.....	72
Figura 15 - Bolha de vapor gerada na parede de um termossifão.	75
Figura 16 - Relação entre os volumes específicos da água a pressões subatmosféricas e a pressão atmosférica.....	77
Figura 17 - Regime de ebulição intermitente e de <i>Geysier Boiling</i> em um termossifão bifásico fechado.....	78
Figura 18 - Janela de dados do primeiro enchimento para o termossifão de vidro.	80
Figura 19 - Medições da temperatura interna do condensador (Cnd_I1) e da pressão para a ebulição descrita no item 3.1.1.	82
Figura 20 - Sequência de imagens e resultados da pressão para o enchimento de 60mm.	84
Figura 21 - Visualização da ebulição para um enchimento de 40mm.....	87
Figura 22 - Visualização da ebulição para um enchimento de 83mm.....	88
Figura 23 - Dados originais da pressão, dados depurados e número adimensional N para o teste 1.....	90
Figura 24 - Dados originais da pressão, dados depurados e número adimensional N para o teste 3.....	91
Figura 25 - Início da ebulição do termossifão de meia calha.	94

Figura 26 - Ebulição do termossifão de meia calha para um instante intermediário.....	95
Figura 27 - Ebulição do termossifão de meia calha para o regime permanente.	96
Figura 28 - Número de mérito para alguns fluidos de trabalho.	100
Figura 29 - Diagrama P-T para alguns fluidos de trabalho.....	101
Figura 30 - Razão entre as densidades das fases líquido e vapor para alguns fluidos de trabalho.....	102
Figura 31 - Estado do líquido e do vapor para uma bolha em equilíbrio.....	104
Figura 32 - Variação do Superaquecimento com a redução da pressão.....	106
Figura 33 - Variação do superaquecimento com a temperatura de saturação.....	108
Figura 34 - Variação do raio crítico com a temperatura de saturação.	109
Figura 35 - Curva de superaquecimento e raio crítico para alguns fluidos de trabalho.....	110
Figura 36 - Dinâmica de crescimento da bolha de vapor do teste 3.	113
Figura 37 - Esferoide prolato e semieixos de uma elipse.	116
Figura 38 - Razão entre o volume do esferoide e o volume medido.	117
Figura 39 - Dinâmica de crescimento da bolha do Teste 1.....	118
Figura 40 - Dinâmica de crescimento da bolha do Teste 2.....	118
Figura 41 - Dinâmica de crescimento da bolha do Teste 3.....	119
Figura 42 - Dinâmica de crescimento da bolha do Teste 4.....	119
Figura 43 - Relação entre os diâmetros equivalentes do volume de líquido e de vapor em cada teste.	121
Figura 44 - Representação esquemática da bancada.....	126
Figura 45 - Instrumentação do termossifão.....	127
Figura 46 - Instalação de um termopar na seção do condensador.	127
Figura 47 - Limites de operação do termossifão número 4.....	129
Figura 48 - Resultados do teste 1-7.....	131
Figura 49 - Janela de dados dos patamares 200 W e 2000 W do Teste 1-7.....	132
Figura 50 - Critério N para o patamar de 80 W, Teste 1-7.	134
Figura 51 - Critério N para o patamar de 100 W, Teste 1-7.	134
Figura 52 - Critério N para o patamar de 150 W, Teste 1-7.	134
Figura 53 - Critério N para o patamar de 200 W, Teste 1-7.	135
Figura 54 - Critério N para o patamar de 300 W, Teste 1-7.	135
Figura 55 - Critério N para o patamar de 400 W, Teste 1-7.	135
Figura 56 - Critério N para o patamar de 500 W, Teste 1-7.	136

Figura 57 - Critério N para o patamar de 1000 W, Teste 1-7.....	136
Figura 58 - Critério N para o patamar de 1500 W, Teste 1-7.....	136
Figura 59 - Critério N para o patamar de 2000 W, Teste 1-7.....	137
Figura 60 - Critério N para o patamar de 2500 W, Teste 1-7.....	137
Figura 61 - Valores do número N para o Teste 1-7.....	139
Figura 62 - Valores do número N para o Tubo 1 (diâmetro interno: 20,2 mm).....	140
Figura 63 - Valores do número N para o Tubo 2 (diâmetro interno: 11,12 mm).....	141
Figura 64 - Valores do número N para o Tubo 1 (diâmetro interno: 7,94 mm).....	142
Figura 65 - Valores do número N para o Tubo 1 (diâmetro interno: 4,77 mm).....	143
Figura 66 - Configurações comuns de tubos de calor pulsante.....	145
Figura 67 - Zona de sobreposição de diâmetros para PHP e termossifão.....	146
Figura 68 - Mapa de regimes de escoamento para termossifões.....	147
Figura 69 - Desempenho dos termossifões de acordo aos regimes de ebulição apresentados.	148
Figura 70 - Mapa de regimes de operação para o Teste 8.....	151

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Correlações sobre diâmetros de partida das bolhas	57
Tabela 2 – Características dos testes de visualização	71
Tabela 3 – Resultados da variação do enchimento na ebulição intermitente.	86
Tabela 4 – Valores do número N para os quatro testes.	91
Tabela 5 – Validação do critério do GBP.	92
Tabela 6 – Propriedades da água a pressão sub atmosférica.	103
Tabela 7 – Volume deslocado durante o crescimento da bolha para o Teste 1	114
Tabela 8 – Volume deslocado durante o crescimento da bolha para o Teste 2.	114
Tabela 9 – Volume deslocado durante o crescimento da bolha para o Teste 3.	115
Tabela 10 – Volume deslocado durante o crescimento da bolha para o Teste 4.	115
Tabela 11 – Características da bolha para cada teste, antes de ela estourar.	120
Tabela 12 – Coeficientes convectivos do GBP.	122
Tabela 13 – Características de fabricação dos tubos de cobre (invólucros dos termossifões).	125
Tabela 14 – Identificação dos 12 testes para cada termossifão.	127
Tabela 15 – Identificação dos termossifões e volumes da razão de enchimento.	128
Tabela 16 – Correlações para estimar os limites operacionais de termossifões.	128
Tabela 17 – Limites de arrasto para os termossifões operando a 80 C.	130
Tabela 18 – Patamares de potências fornecidas para cada termossifão.	130
Tabela 19 – Número de Eötvös para os 4 Termossifões testados.	145

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

GBP	<i>Geysler Boiling</i> Phenomenon
TFE	Tetrafluoroetileno (teflon®)
Ni-TFEO	Níquel - Oligômero de Tetrafluoroetileno
Ev	Evaporador
Ad	Adiabática
Cnd	Condensador
DOI	Digital Object Identifier
PHP	Pulsating Heat Pipes

LISTA DE SÍMBOLOS

Alfabeto latino

a	Eixo equatorial do esferoide prolato	[m]
$A_{aq.}$	Área transversal do aquecedor pontual	[m ²]
A_e	Área radial do evaporador	[m ²]
A_i	Área da interface	[m ²]
A_v	Área transversal do canal de vapor	[m ²]
b	Eixo polar do esferoide prolato	[m]
Bo	Número de Bond	[-]
Co	Número de confinamento	[-]
C_{pl}	Calor específico da fase líquida	[J/(kgK)]
C_w	Coefficiente do limite de arrasto, (Tab. 16)	[-]
$D'_{esferoide}$	Diâmetro equivalente do esferoide prolato	[m]
d_b	Diâmetro da bolha	[m]
d_{crit}	Diâmetro crítico (Eö=4)	[m]
d_d	Diâmetro de descolamento da bolha	[m]
d_e	Diâmetro externo do termossifão	[m]
d_i	Diâmetro interno do termossifão	[m]
$Eö$	Número de Eötvös	[-]
$f(\theta)$	Número adimensional, expressado na Eq. 21	[-]
f_b	Frequência de liberação da bolha	[Hz]
g	Aceleração da gravidade	[m/s ²]
G	Fluxo de massa	[kg/(m ² s)]
\bar{h}_{GBP}	Coefficientes convectivos do GBP	[W/(m ² K)]
h_v	Calor latente de vaporização por unidade de massa	[J/kg]
Ja	Número de Jakob	[-]
Ja^*	Número de Jakob modificado	[-]
j_v^*	Velocidade superficial de vapor ou taxa de produção de vapor	[-]
K_B	Constante de Boltzmann (1,3805E-23)	[J/K]
k_l	Condutividade térmica do líquido	[W/(m K)]
l_{ef}	Longitude efetiva	[m]

M	Massa	[kg]
\bar{M}	Massa molecular	[g/mol]
M'	Número de mérito para termosifões	[Kg/(K ^{3/4} s ^{5/2})]
N	Número adimensional, expressado na Eq. 22	[-]
n_v	Número de mols de vapor	[mol]
P	Pressão	[Pa]
\bar{P}	Pressão média para o estado estacionário	[Pa]
P_∞	Pressão da piscina de líquido circundante	[Pa]
P_c	Pressão crítica	[Pa]
P_l	Pressão da fase líquida	[Pa]
P_{sat}	Pressão de saturação	[Pa]
P_{ve}	Pressão de vapor de equilíbrio	[Pa]
Q	Potência aplicada	[W]
q''	Fluxo de calor	[W/m ²]
q_{max}	Máxima Potência	[W]
R	Constante do gás ideal em uma base de massa por unidade ($R = \bar{R}/\bar{M}$)	[J/kg]
\bar{R}	Constante universal dos gases (8,3144)	[J/(mol K)]
$R(t)$	Raio de crescimento da bolha	[m]
r^*	Raio crítico da cavidade	[m]
$R_{c,ho}$	Raio crítico da bolha durante a ebulição homogênea	[m]
$r_{c,max}$	Raio máximo da cavidade ativa	[m]
$r_{c,min}$	Raio mínimo da cavidade ativa	[m]
r_e	Raio da bolha no estado de equilíbrio	[m]
R_T	Resistencia térmica	[C/W]
r_v	Raio do canal de vapor	[m]
S_v	Entropia da bolha de vapor	[J/K]
T	Tempo de crescimento da bolha	[s]
T_∞	Temperatura da piscina de líquido circundante	[C]
T_c	Temperatura crítica	[C]
\overline{T}_{Cnd}	Temperatura média do condensador	[C]
t_d	Tempo de descolamento de uma bolha	[s]
\overline{T}_{Ev}	Temperatura média do evaporador	[C]
T_l	Temperatura da fase líquida	[C]
T_{sat}	Temperatura de saturação	[C]

T_v	Temperatura da fase de vapor	[C]
T_w	Temperatura da parede	[C]
t_w	Tempo de espera para a nucleação de uma bolha	[s]
v	Volume	[m ³]
$V_{esferoide}$	Volume do esferoide prolato	[m ³]

Alfabeto grego

μ	Potencial químico	[J/mol]
μ_l	Potencial químico da fase líquida	[J/mol]
μ_v	Potencial químico da fase de vapor	[J/mol]
μ_{ve}	Potencial químico à pressão de vapor de equilíbrio	[J/mol]
μ_l^*	Viscosidade dinâmica da fase líquida	[Pa.s]
μ_v^*	Viscosidade dinâmica da fase de vapor	[Pa.s]
v_{lv}	Diferença entre volumes específicos (vv-vl)	[m ³ / kg]
α_l	Difusividade térmica do líquido [k/($\rho.C_p$)]	[m ² /s]
δ	Espessura da microcamada	[m]
δ_t	Espessura da camada limite térmica	[m]
ΔE_H	Diferença da energia livre de Helmholtz no sistema	[J]
ΔP	Diferença de pressão	[Pa]
ΔT	Diferença de temperatura	[C]
θ	Ângulo de contato	[°]
v_l	Volume específico da fase líquida	[m ³ / kg]
v_v	Volume específico da fase de vapor	[m ³ / kg]
ρ_l	Massa específica da fase líquida	[kg/m ³]
ρ_v	Massa específica da fase de vapor	[kg/m ³]
σ	Tensão superficial	[N/m]
φ	Número adimensional, expressado na Eq. 19	[-]

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	31
1.1	MOTIVAÇÃO.....	34
1.2	OBJETIVOS.....	34
1.3	ESTRUTURA DA TESE	35
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	37
3	PRINCÍPIOS FUNDAMENTAIS DA EBULIÇÃO.....	43
3.1	EBULIÇÃO HOMOGÊNEA	44
3.2	ESTADOS METAESTÁVEIS	45
3.3	EBULIÇÃO HETEROGÊNEA	47
3.4	MECANISMOS DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR NA EBULIÇÃO NUCLEADA	48
3.5	DINÂMICA DO CRESCIMENTO DA BOLHA	51
3.6	DIÂMETRO DE PARTIDA DA BOLHA.....	56
3.7	INFLUÊNCIA DA SUPERFÍCIE AQUECEDORA	57
3.8	EBULIÇÃO A PRESSÃO SUBATMOSFÉRICA	63
3.9	CONSIDERAÇÕES FINAIS SOBRE OS FUNDAMENTOS DA EBULIÇÃO.....	67
4	VISUALIZAÇÃO DO FENÔMENO DE GEYSER BOILING.....	69
4.1	BANCADA COM AQUECEDOR PONTUAL.....	69
4.1.1	Análise do termossifão de vidro através de visualização	72
4.1.2	Análise do termossifão de vidro através da instrumentação.....	80
4.1.3	Efeito do enchimento no desempenho do termossifão de vidro	83
4.2	BANCADA COM AQUECEDOR MEIA CALHA	93
4.3	CONSIDERAÇÕES FINAIS SOBRE A VISUALIZAÇÃO DO GBP	97
5	ANÁLISE TEORICA DO FENÔMENO DE GEYSER BOILING	99

5.1	TEMPERATURA DE SATURAÇÃO	99
5.2	PROPRIEDADES DO FLUIDO DE TRABALHO	101
5.3	SUPERAQUECIMENTO E RAIOS CRÍTICOS DOS SÍTIOS DE NUCLEAÇÃO ...	104
5.3.1	Superaquecimento necessário para que exista nucleação	105
5.3.2	Ativação dos sítios de nucleação	109
5.4	OUTROS FATORES QUE INFLUENCIAM O GBP	111
5.5	DINÂMICA DE CRESCIMENTO DA BOLHA DE VAPOR	112
5.6	CONSIDERAÇÕES FINAIS SOBRE A ANÁLISE TEÓRICA DO GBP	123
6	DESEMPENHO TÉRMICO DE TERMOSSIFÕES COBRE - ÁGUA	125
6.1	BANCADA PARA TERMOSSIFÕES COBRE – ÁGUA.....	125
6.2	PLANEJAMENTO EXPERIMENTAL	127
6.3	RESULTADOS E DISCUSSÕES	131
6.4	CONSIDERAÇÕES FINAIS SOBRE O DESEMPENHO TÉRMICO DE TERMOSSIFÕES COBRE – ÁGUA	152
7	CONSIDERAÇÕES FINAIS E CONCLUSÕES.....	155
7.1	SUGESTÃO DE TRABALHOS FUTUROS	159
	REFERÊNCIAS.....	161

1 INTRODUÇÃO

A palavra *Geyser* é originariamente derivada de um antigo verbo islandês, “*gjose*”, que significa jorrar, emanar, entrar em erupção. Na Islândia existe uma região que recebe o nome de Geysir, na qual se encontra uma nascente termal que entra em erupção periodicamente, lançando colunas de água quente e vapor à atmosfera. Os *Geysers* naturais podem apresentar alturas de erupção que vão desde centímetros até centenas de metros, e o intervalo de tempo entre erupções pode ser de algumas horas, dias, semanas, ou possuir períodos irregulares.

O fenômeno de *Geyser* foi evidenciado inicialmente como um evento geológico. Rinehart J.S., (1981) descreve que os estudos iniciais foram principalmente focados em *Geysers* islandeses, sendo que alguns dos documentos mais antigos estão escritos em islandês ou dinamarquês. O primeiro estudo científico moderno sobre *Geysers* foi feito na Islândia pelo reconhecido químico alemão Bunsen R., (1847). Porém, desde muito antes essas terras já eram conhecidas e atraíam a atenção de muitos cavalheiros e cientistas da época.

O primeiro fenômeno de *Geyser* em equipamentos foi observado na indústria de mísseis, (Morgan e Brady, 1962), (Murphy, 1965). Os problemas de *Geysering* surgiram no projeto de sistemas de alimentação de propelente para motores de foguete de combustível líquido em mísseis. Os tanques de combustíveis estavam conectados ao motor por longas linhas expostas à atmosfera. Como os propulsores eram criogênicos, durante o abastecimento de combustível o calor proveniente da atmosfera produzia o efeito de *Geyser* na linha de alimentação. Durante o período do *Geysering* observou-se que a geração de vapor na linha de alimentação e, dependendo de sua magnitude, a recarga de líquido ocorria de forma tão abrupta que o circuito de abastecimento corria riscos de se danificar, além de existir sérios riscos de vazamento do combustível altamente volátil.

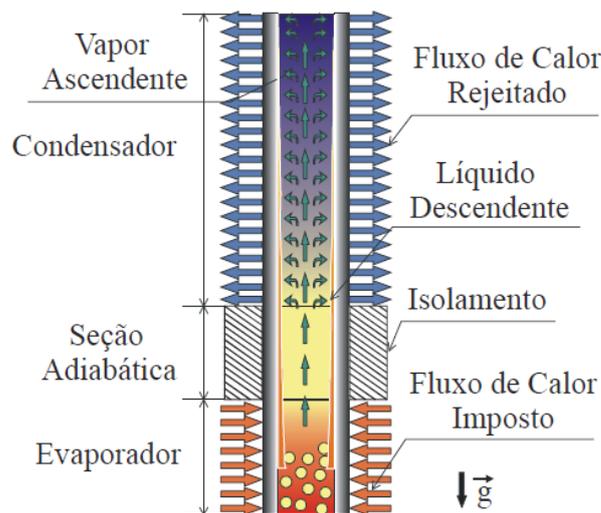
Este fenômeno também tem sido observado na indústria nuclear, na indústria de petróleo, na indústria de termossifões e até na astronomia, onde sua ocorrência foi teorizada no maior satélite natural de Saturno, a lua Titã (Lorenz, 2002).

No presente trabalho, buscou-se entender os mecanismos que geram o efeito *Geyser* em termossifões bifásicos fechados. Portanto, é necessário definir e conhecer os princípios físicos de funcionamento desses dispositivos.

Um termosifão bifásico fechado é constituído por um tubo metálico selado (invólucro), onde uma quantidade controlada de líquido (fluido de trabalho) é inserida. Antes do processo de carregamento, o invólucro é submetido a alto vácuo e, portanto, somente as fases de vapor e líquido do fluido de trabalho inserido, em condições de saturação, preenchem o tubo.

Um termosifão, cujo funcionamento está esquematizado na Fig 1, pode ser dividido em três regiões principais: evaporador, seção adiabática e condensador. O calor é entregue ao termosifão em sua seção do evaporador, vaporizando o fluido de trabalho nessa zona. Isso cria uma região onde a pressão de vapor é maior, de modo que o vapor tenha energia para se expandir ao longo de todo o tubo. Considerando as condições de estado estacionário, a mesma quantidade de calor fornecida no evaporador é removida no condensador. A retirada de calor no condensador provoca a condensação do vapor saturado presente nessa região. O líquido condensado retorna ao evaporador pela ação da gravidade, fechando o ciclo. Portanto, um termosifão deve ser posicionado de modo que o evaporador esteja localizado abaixo do condensador. A seção adiabática separa o evaporador do condensador e, de acordo com a aplicação, pode não existir.

Figura 1 - Princípios físicos de funcionamento de um termosifão.



Fonte: Mantelli, (2013)

Uma vantagem de usar estes dispositivos é que além de sua alta eficiência térmica, termosifões são elementos passivos, uma vez que o seu funcionamento só depende da

diferença de temperaturas entre o evaporador e o condensador. Porém, os mesmos fenômenos físicos que permitem que o termossifão funcione, também limitam sua capacidade máxima de transferência de calor. A literatura relata vários modelos e correlações desenvolvidos para prever a máxima potência térmica admissível de acordo com os fenômenos que ocorrem dentro de um termossifão. Esses limites são:

- ✓ Arrasto (Groll e Rosler, 1992), (Tien e Chung, 1979), (Imura *et al.*, 1983)
- ✓ Sônico (Busse, 1973)
- ✓ Viscoso (Busse, 1973)
- ✓ Ebulição (Mantelli, 2013), (Faghri, 1995)

No trabalho de Jafari *et al.* (2016) o *Geysier Boiling Phenomenon* (GBP) é qualificado como um limite dos termossifões bifásicos fechados. A razão por trás disso é que além dos dispositivos operarem com baixa eficiência térmica, esse fenômeno pode causar danos à integridade do invólucro. Esses pesquisadores afirmam que o impacto constante do *plug* de líquido deslocado pelo fenômeno pode danificar a tampa superior do condensador, o que comprometeria a estanqueidade e vida útil de este dispositivo.

Vários estudos anteriormente consideraram o GBP como uma condição transitória, ou seja que desaparece com o aumento do fluxo de calor, (Casarosa *et al.* 1983), (Niro e Beretta, 1990), (Kuncoro *et al.*, 1995), (Lin *et al.*, 1995), (Mantelli *et al.*, 1999). Por outro lado, como proposto por Smith *et al.*, (2018) o *Geysier Boiling* pode ser considerado como um regime de operação em si. Eles propuseram o primeiro mapa de regimes de ebulição para termossifões bifásicos fechados. O *Geysier* foi qualificado como um tipo de regime de ebulição, característico de termossifões operando em condição de confinamento, sendo que o confinamento é definido como a razão entre o diâmetro interno do termossifão (d_i) e o comprimento capilar, ou seja:

$$Co = \frac{1}{d_i} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (1)$$

Isso indica que um termossifão bifásico com alto número de confinamento possui um diâmetro interno pequeno, o que limita o crescimento das bolhas de vapor e, portanto, a ebulição acontece de forma confinada.

De acordo com Smith *et al.*, (2018), um termossifão com grau de confinamento maior o igual a 0,2 ($Co \geq 0,2$) opera em dois possíveis regimes: *Plug/Slug* ou *Geyser*.

A mudança de visão em relação ao fenômeno de *Geyser* para termossifões surgiu em decorrência da necessidade de miniaturização de componentes e sistemas que usam essa tecnologia como mecanismo de arrefecimento, tais como computadores, sistemas de controle embarcados (eletrônica de aviões e foguetes), trocadores de calor compactos, componentes eletrônicos, dentre outros. A redução das dimensões leva naturalmente a ter termossifões em condições de confinamento, onde verifica-se o GBP em situações em que esse fenômeno não seria esperado.

1.1 MOTIVAÇÃO

A necessidade de estudar o GBP na presente tese surgiu no contexto de um projeto, no qual pretendia-se melhorar a performance de radiadores (arrefecedores) de caminhões pelo uso de termossifões, fabricados com tubos metálicos de diâmetro bastante reduzido. Após testes de vários termossifões bifásicos de diferentes diâmetros, percebeu-se que para alguns casos as flutuações periódicas de temperatura e pressão não desapareciam, mesmo com o incremento da potência térmica. Isto contradiz as afirmações de vários pesquisadores, que relataram estes eventos como fenômenos transitórios.

Como em todo fenômeno, um maior entendimento dos parâmetros que influenciam a origem do GBP é importante para que se conheçam as limitações operacionais desses dispositivos, de forma que se possa mitigar esse problema através de soluções de engenharia que consigam atenuar este efeito. Nesta tese, o GBP foi considerado como um dos limites de operação de termossifões bifásicos fechados. Dessa forma, os seguintes objetivos são propostos:

1.2 OBJETIVOS

O objetivo principal da presente tese de doutorado é:

- ♦ Estudar o fenômeno de *Geyser Boiling* em termossifões bifásicos fechados utilizando água como fluido de trabalho.

Para que esse objetivo principal pudesse ser alcançado, os seguintes objetivos específicos foram propostos:

- ♦ Estabelecer o estado da arte sobre o fenômeno de *Geysers Boiling* em termossifões bifásicos fechados.
- ♦ Estudar os fundamentos físicos que regem o funcionamento de termossifões.
- ♦ Observar experimentalmente o GBP em termossifões de vidro.
- ♦ Analisar teoricamente o fenômeno de GBP e correlacionar modelos que expliquem os fenômenos físicos observados.
- ♦ Evidenciar experimentalmente o GBP em termossifões bifásicos de cobre-água com diferentes diâmetros e condições de operação.
- ♦ Estabelecer um critério para diferenciar o GBP de outros regimes de ebulição em termossifões bifásicos fechados.

1.3 ESTRUTURA DA TESE

Para facilitar as discussões e a análise dos fenômenos observados, a presente tese está dividida em seis capítulos nos quais são abordados os seguintes tópicos:

- ♦ *Capítulo 1 - Introdução:* neste capítulo são expostos os elementos que motivam e justificam o presente trabalho. A introdução apresenta uma breve história da origem da palavra *Geysers*, mostrando que basicamente os mesmos fenômenos observados no contexto geológico, também ocorrem em termossifões bifásicos fechados. Nota-se que, até o presente momento, a quase totalidade de trabalhos na literatura descrevem este fenômeno como transitório, visão que tem sido modificada, em parte no presente trabalho e em parte por trabalhos recentes da literatura.

- ♦ *Capítulo 2 - Revisão Bibliográfica:* Foi feita uma extensa revisão bibliográfica sobre o GBP em termossifões bifásicos fechados. O primeiro trabalho no tema data do ano 1983, onde os autores descrevem uma ebulição repentina e intermitente, que foi por eles denominada de efeito *Geysers*. De uma certa forma, esta visão do fenômeno se perpetua até o presente, como atestam trabalhos mais recentes. Porém percebeu-se que existe uma lacuna na explicação fenomenologia dos eventos e acontecimentos que geram o GBP.

♦ *Capítulo 3 - Princípios fundamentais da ebulição:* Para auxiliar no entendimento dos fenômenos que regem a ebulição a pressões reduzidas incluiu-se um capítulo de revisão dos princípios fundamentais da ebulição com o fim de estabelecer as bases teóricas das futuras discussões.

♦ *Capítulo 4 - Visualização do GBP:* Para se visualizar o fenômeno, foram empregados dois termossifões de vidro e uma câmera de filmagem de alta velocidade. O aquecimento do primeiro termossifão foi realizado por meio de um aquecedor pontual, o que permitiu concentrar o calor em uma única região. Já o aquecimento do segundo termossifão foi feito na metade de toda área externa do evaporador, empregando-se para isto um aquecedor de meia calha. Com base nas imagens captadas e nas leituras dos instrumentos de medição, apresenta-se uma discussão aprofundada sobre o fenômeno observado.

♦ *Capítulo 5 - Análise teórico do GBP:* Baseados nas medições e no comportamento observado nos termossifões de vidro, foi desenvolvida uma análise teórica a respeito dos parâmetros que influencia este fenômeno. Estudos sobre a dinâmica e crescimento da bolha permitiram estabelecer os mecanismos de desenvolvimento, assim como estimar o coeficiente convectivo durante estes eventos.

♦ *Capítulo 6 - Desempenho térmico de termossifões cobre – água:* Neste capítulo é apresentado uma análise experimental de quatro termossifões de cobre e água, com diâmetros diferentes. Os comprimentos do evaporador, seção adiabática e condensador foram mantidos iguais para todos os termossifões e seu desempenho térmico foi avaliado em função de parâmetros como razão de enchimento, confinamento e potências térmicas transferidas. O critério de GBP foi validado nestes termossifões.

♦ *Capítulo 7 - Conclusões e recomendações:* Neste capítulo são resumidas as observações e conclusões mais importantes percebidas ao longo do desenvolvimento da presente tese. A visualização dos fenômenos permitiu que se reformulasse a descrição tradicional dos princípios físicos que regem o GBP, sendo proposta uma nova descrição do fenômeno. Um critério para diferenciar o GBP de outros regimes de ebulição foi sugerido. A análise experimental de termossifões cobre – água permitiu a obtenção de dados da performance dos termossifões e validar a influência do fator de confinamento. Finalmente observações e trabalhos futuros foram sugeridos.

A principal contribuição para o estado da arte, da presente tese, está focada no entendimento dos fenômenos que originam e governam o GBP.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo são apresentados os trabalhos referentes ao fenômeno de *Geysers Boiling* (GBP) para termossifões bifásicos fechados encontrados na literatura, eles são exibidos em ordem cronológica.

A primeira referência sobre o GBP em termossifões bifásicos fechados nos remete ao trabalho de Casarosa *et al.* (1983), onde os autores relataram uma ebulição forte e repentina, dando-lhe o nome de “Efeito *Geysers*”. Descobriram que a frequência deste efeito aumentava quando o fluxo térmico no evaporador é aumentado, ao mesmo tempo que a sua intensidade caía progressivamente, até que o efeito desaparecia completamente. Várias experiências foram realizadas a pressões do fluido de trabalho entre 0,03 e 1 bar, com fluxos de calor entre 2 e 15 kW/m², valores consideravelmente menores do que os típicos da ebulição nucleada. Eles afirmaram que o efeito *Geysers* tem um caráter cíclico e pode ser descrito por três fases: (I) Evaporação do fluido de trabalho na interface líquido-vapor, acoplada à convecção natural devido ao aquecimento do líquido na piscina. (II) Desenvolvimento repentino de bolhas com parte do líquido sobre as bolhas sendo impulsionado para o condensador. (III) Transferência de calor para o condensador e queda instantânea do líquido condensado, que resfria a piscina. Durante o primeiro período, o núcleo de vapor no condensador está esfriando enquanto o reservatório de líquido está aquecendo. Esse desequilíbrio cria as condições para o desenvolvimento da bolha a partir do reservatório.

Negishi (1983) *apud* Faghri, (1995) relata que o período de ebulição do *Geysers* depende do comprimento da seção do condensador e da carga de calor aplicada no evaporador. Um maior período de ocorrência foi observado para condensadores mais compridos. Com o aumento de fluxo de calor, o período da ocorrência dos *Geysers* diminui, e a severidade do *slug* que atinge a tampa também diminui. Isso se deve à ebulição rápida e consecutiva de várias bolhas na piscina de líquido. Nessa situação, conforme estes autores, as bolhas geralmente se quebram antes de atingirem a tampa do condensador, o que diminuiu o ruído ouvido no termossifão. Para período longos, a diferença de pressão entre a bolha de vapor e o *slug* de líquido é alta, fazendo com que o *slug* atinja a tampa da extremidade com uma maior força.

Niro e Beretta (1990) descreveram os regimes de um termossifão bifásico fechado a partir da visualização de um termossifão de vidro, classificando os regimes em intermitente e completamente desenvolvidos. Em seu estudo os regimes foram classificados com base na

frequência de nucleação da bolha e na razão entre o diâmetro da bolha e o diâmetro interno do termossifão. Propuseram um modelo analítico que define a fronteira entre a ebulição intermitente e a ebulição totalmente desenvolvida. Esta fronteira ocorre quando o diâmetro da bolha é da ordem do diâmetro interno do termossifão e quando o tempo de nucleação e o tempo de crescimento da bolha são da mesma ordem. Estes pesquisadores observaram que, no regime intermitente, quando as bolhas apresentam diâmetros maiores que o diâmetro interno do tubo, formam-se *long slugs*, que surgem em intervalos longos de nucleação, considerado por eles como a primeira forma de ebulição do termossifão. Com o aumento da potência fornecida, o regime muda para bolhas do tipo *slug* e passa a ebulição nucleada (totalmente desenvolvida).

Kuncoro *et al.* (1995) propuseram um estudo experimental para analisar o mecanismo do *Geysers Boiling* em um termossifão bifásico fechado. O termossifão foi feito de vidro e, como fluidos de trabalho, foram empregados a água e o R113. O evaporador estudado tinha um diâmetro interno de 18 mm e um comprimento de 1507 mm. Este projeto destinou-se a favorecer a condução de calor na piscina de líquidos. Descobriram que o R113, devido à sua maior molhabilidade e tensão superficial, requer maior superaquecimento antes da nucleação. Por outro lado, como a condutividade da água é maior, menores gradientes de temperatura verticais foram medidos, o que leva a uma ebulição mais uniforme. Estes pesquisadores teorizaram que a expansão acelerada da bolha é um mecanismo dominante no início do *Geysers*, como resultado do superaquecimento do líquido. À medida que a bolha se desloca para cima, está também se expande simultaneamente, devido à uma diminuição na pressão estática. A ocorrência do *Geysers* é determinada pela relação geométrica entre o comprimento e o diâmetro do evaporador, as propriedades físicas do fluido e a distribuição da temperatura.

Lin *et al.* (1995) estudaram o GBP num termossifão anular bifásico fechado. A sua bancada de testes era constituída por tubo interno de aço inoxidável com diâmetro externo de 32 mm e um tubo externo de vidro, com diâmetro interno de 50 mm. A distância concêntrica entre os tubos era de 9 mm, representando o espaço para que a bolha se desenvolvesse. Água e etanol foram usados como fluidos de trabalho. Notou-se que, para baixos fluxos de calor, o GBP ocorre em intervalos de tempo consideravelmente longos (aproximadamente 510 s para água e 240 s para etanol, em condições similares de teste). Quanto maior o fluxo de calor, maior a frequência do GBP. Verificou-se que o coeficiente de transferência de calor aumenta quase exponencialmente com o fluxo de calor, sendo que o GBP ocorreu com fluxos de calor

mais baixos para o etanol do que para água. O GBP não foi observado quando a razão de enchimento do termossifão (razão entre o volume de fluido de trabalho e o volume do evaporador) foi de 50% e 30%. Uma equação empírica foi proposta para correlacionar o coeficiente experimental de transferência de calor da água.

Mantelli *et al.* (1999) relataram a ocorrência de GBP em termossifões bifásicos fechados. Os resultados indicam que o período de ocorrência do GBP diminui com o aumento do fluxo de calor no evaporador, desaparecendo completamente para maiores fluxos de calor. Os autores apresentaram uma discussão física de como o GBP afeta o campo de temperatura do termossifão e como isso influencia em seu desempenho.

Emami *et al.* (2009) estudaram o GBP através de três termossifões de cobre, cada um com 1m de comprimento e diâmetros internos de 14, 20 e 24 mm. Água foi empregada como fluido de trabalho. Durante os testes, os seguintes parâmetros foram variados: ângulo de inclinação, razão de enchimento, fluxo de calor, vazão mássica de refrigerante e diâmetro interno do tubo. Os resultados mostram que o período de GBP foi mais longo e intenso para ângulos de inclinação e razões de enchimento mais elevadas, em todos os termossifões. Porém para ângulos de inclinação inferiores a 15° o GBP não foi observado. O fluxo mássico do refrigerante na camisa do condensador não tem efeito no comportamento do GBP.

Khazaei *et al.* (2010) investigaram experimentalmente o GBP através de dois termossifões de cobre, cada um com 1m de comprimento e diâmetros internos de 15 e 25 mm. Metanol foi empregado como fluido de trabalho. Estes autores afirmaram que parâmetros como razão de enchimento, razão de aspecto (relação entre o comprimento do evaporador e o diâmetro interno do tubo), potência fornecida e vazão mássica de refrigerante, afetam o GBP. Eles propuseram uma correlação para determinar o período de ocorrência do GBP em função dos quatro parâmetros já mencionados, mais o ângulo de inclinação. O período do GBP diminuiu com o aumento do fluxo de calor e a razão de aspecto, porém aumentou com o aumento da razão de enchimento.

Jouhara *et al.* (2016) aplicaram a modelagem CFD para simular os fenômenos de mudança de fase que ocorrem dentro de um termossifão. Um modelo CFD tridimensional com malha de 370.702 células foi utilizado para simular dois termossifões de cobre preenchidos com R134a e água, com 6 mm de diâmetro interno, 3 mm de espessura de parede e 200 mm de comprimento. A malha foi utilizada para representar as três seções do termossifão, o fluido de trabalho (Água e R134a), bem como as trocas de calor externas na seção do condensador. Os testes foram simulados para quatro fluxos de calor diferentes, para

ambos os fluidos de trabalho. Observou-se que, para o refrigerante R134a, o padrão de ebulição correspondia ao de uma ebulição nucleada. No entanto a água apresentou dois padrões de ebulição: *plug/slug* para baixos fluxos de calor e ebulição nucleada, para altos fluxos de calor. Os autores validaram seus resultados observando o comportamento de um termossifão de vidro. Afirmaram ter feito a primeira simulação 3D CFD para prever o GBP.

Xia *et al.* (2017) estudaram experimentalmente a transferência de calor por mudança de fase num termossifão bifásico fechado plano, no formato de um disco cilíndrico oco, feito de vidro de 90mm de diâmetro interno, que permite a visualização da mudança de fase do fluido de trabalho que ocorre dentro do dispositivo. O evaporador e condensador se constituem das superfícies internas das tampas inferior e superior do termossifão, respectivamente. Este termossifão na realidade se aproxima de uma câmara de vapor, sendo que o fluxo de calor é fornecido de forma axial e não radial. Estes autores estudaram três fluidos de trabalhos: água, etanol e acetona. Os resultados experimentais mostram que as instabilidades da transferência de calor no evaporador são causadas principalmente pelos comportamentos das bolhas, pelas propriedades termofísicas do fluido de trabalho e pelas pressões de operação. Convecção natural, ebulição intermitente e ebulição nucleada totalmente desenvolvida são as principais formas de transferência de calor observadas para o termossifão operando com água. As gotas de condensado que caem da superfície resfriada podem induzir a ebulição periódica para baixos fluxos de calor. Para o etanol e a acetona não foi observado o regime de ebulição intermitente.

Tecchio *et al.* (2017) observaram o GBP num termossifão bifásico fechado em circuito. A configuração proposta foi pouco convencional: dois condensadores, que atuavam em paralelo, compartilhavam um único evaporador. O calor era retirado dos condensadores por convecção forçada e/ou natural, variando conforme as condições de teste. O evaporador consistia de um cilindro horizontal onde o fluxo de calor era fornecido por uma resistência de cartucho mergulhada na piscina de líquido. A água foi empregada como fluido de trabalho com razões de enchimento de 50% e 90%. Os seguintes parâmetros foram utilizados para avaliar as condições de operação: níveis de temperaturas e de transferência de calor em ambos os condensadores, razão de enchimento, fluxo de calor aplicado e pressão de vapor. Observou-se o GBP para fluxos de calor de 20 kW/m² e pressões de vapor inferiores a 25 kPa. Observou-se, também, que um aumento no fluxo de calor suprime o GBP.

Alammar *et al.* (2016 e 2018) estudaram o GBP em um termossifão de cobre, preenchido com água. As dimensões do termossifão são 22 mm de diâmetro interno e 400 mm

de comprimento. Os parâmetros avaliados foram: razão de enchimento, inclinação e fluxo de calor. Observou-se uma considerável diminuição na temperatura da parede do evaporador após a ocorrência do GBP. Maiores razões de enchimento e ângulos de inclinação mais elevados aumentaram a resistência térmica do termossifão devido ao GBP. O GBP desaparece em altos fluxos de calor, o que leva à diminuição drástica da resistência térmica do termossifão.

Liu *et al.* (2018) investigaram o GBP num termossifão bifásico fechado em circuito, com alta razão de enchimento (53% a 90%), usando água e R-134a como fluidos de trabalho. A visualização do regime de fluxo e a medição simultânea de pressão e temperatura foram utilizadas na análise. Imagens foram capturadas com uma câmera de alta velocidade através de uma pequena janela instalada na linha de vapor, logo acima do evaporador. Foi observado um comportamento cíclico e consecutivo dos seguintes regimes: fluxo monofásico, fluxo de bolhas, fluxo de *churn*, fluxo de bolhas e fluxo monofásico dentro de cada ciclo de *Geysers*. Estes autores afirmaram que a ocorrência do GBP é mais provável de acontecer em maiores razões de enchimento e moderados fluxos de calor e que a sua frequência aumenta com o aumento do fluxo de calor. A amplitude da flutuação da pressão e da temperatura aumentam com o aumento do fluxo de calor, enquanto diminuem com o aumento da razão de enchimento.

Smith *et al.* (2018) propõem o primeiro mapa de escoamentos multifásicos para termossifão bifásicos fechados, consistindo de quatro regiões conforme o tipo de escoamentos: *Geysers*, *Slug/Plug*, *Churn* e *Bubbly*. Esses regimes de fluxo foram caracterizados em termos do grau de confinamento e da taxa de produção de vapor. Dados experimentais foram obtidos a partir de uma bancada, constituída de um termossifão transparente de safira de 8 mm de diâmetro interno e 500 mm de comprimento e de um trocador de calor transparente, que foi instalado no condensador. Água, etanol e HFE-7000 foram utilizados como fluidos de trabalho. Isto permitiu obter diferentes graus de confinamento para o mesmo termossifão. Observou-se que, para baixos confinamentos e altas taxas de produção de vapor, os regimes de ebulição se assemelham aos da ebulição da piscina (escoamento borbulhante). No entanto, para altos níveis de confinamento e altos fluxos de calor, observou-se ebulição intermitente, onde bolhas relativamente grandes resultaram no regime chamado fluxo de *Geysers*. Os regimes de *Slug/Plug* e *Churn* aparecem como regimes intermediários, dependendo do fluido e do grau de confinamento. O GBP foi observado para água e etanol, especialmente a baixas pressões de operação. O HFE-7000 mostra um

comportamento mais estável para todos os níveis de fluxo de calor e pressão testados, devido ao seu status de “não confinado”. A pesquisa concentrou-se em regimes de escoamento para termossifões de pequenos diâmetros, já que estes se desviam do comportamento convencional dos termossifões (nucleação de piscinas e condensação de filmes).

Todos os estudos apresentados até agora, concluem que o GBP ocorre quando o termossifão se encontra em um regime de ebulição intermitente. Este fenômeno ocorre principalmente em baixos fluxos de calor e altas razões de enchimento. Entretanto, também depende das propriedades termofísicas do fluido de trabalho, da geometria do evaporador e até mesmo do nível de confinamento. No entanto, a literatura não apresenta nenhuma explicação clara sobre os fenômenos que dão origem à sua formação. A definição mais formal desse fenômeno é apresentada por Faghri, (1995), que diz (traduzido do inglês):

“Como a entrada de calor é insuficiente para causar a ebulição nucleada estável, a temperatura do líquido aumenta até que se torne superaquecida. Neste ponto, uma bolha de vapor aparece em algum lugar da piscina de líquido, e seu tamanho atinge rapidamente o diâmetro do tubo. À medida que a bolha continua crescendo, um slug de líquido no topo da bolha é impulsionado em direção à tampa da extremidade do condensador. Esse crescimento repentino faz com que o vapor acima do slug de líquido colapse, e o slug de líquido possa atingir a tampa do condensador com um som de estalo, semelhante a um martelo de água ou martelo de vapor. Depois que o slug de líquido atinge a tampa do condensador, o líquido volta para a seção do evaporador como um filme fino, durante o qual é subresfriado. Após um período de tempo, o líquido na piscina é novamente superaquecido e o fenômeno de ebulição dos Geysers continua”.

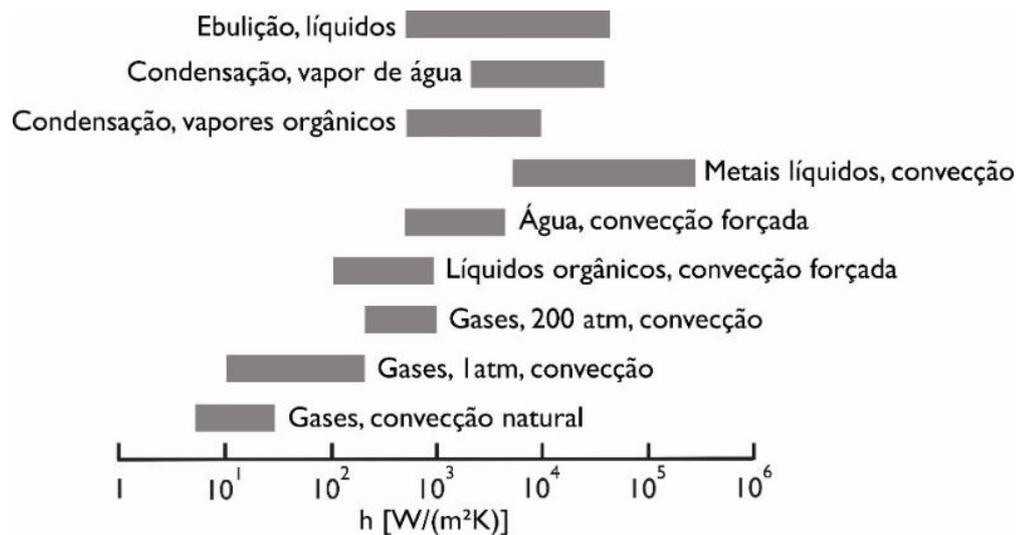
Esta definição também foi usada extensivamente, por vários pesquisadores, dentre eles: Emami *et al.* (2009); Jouhara *et al.* (2016); Khazaei *et al.* (2010); Tecchio *et al.* (2017). No entanto, no presente trabalho, os testes realizados num termossifão de vidro especialmente projetado para favorecer a ocorrência do *Geysers Boiling*, evidenciaram que os elevados picos de pressão e temperatura, característicos do GBP, seguem uma ordem fenomenológica diferente da descrita acima. Para conseguir entender e explicar a fenomenologia observada é necessário revisar os princípios fundamentais da ebulição, como se mostra a seguir.

3 PRINCÍPIOS FUNDAMENTAIS DA EBULIÇÃO

Neste capítulo serão brevemente discutidos os aspectos fundamentais que regem o fenômeno da ebulição. Desta forma, se estabeleceram as bases teóricas e conceituais que serão usadas no decorrer do presente trabalho.

Na ebulição, ocorre um processo de evaporação intenso (mudança de fase de uma substância do estado líquido para o vapor). A ebulição pode ser classificada como um mecanismo de transferência de calor convectivo, pois envolve movimentos advectivos e difusivos do líquido que está mudando de fase. Como se pode observar na Fig. 2, os coeficientes de transferência de calor relacionados a este mecanismo estão dentre os mais elevados.

Figura 2 - Efeito do tipo de escoamento e tipo de fluido no coeficiente de transferência de calor convectivo.



Fonte: Traduzido de Bejan *et al.* (1996)

Na realidade, a grande capacidade de troca de calor de termossifões está diretamente associada a estes mecanismos de mudança de fase que apresentam altos coeficientes de troca de calor, como a evaporação (líquido-vapor) e condensação (vapor-líquido).

A ebulição pode ser classificada como homogênea ou heterogênea, de acordo com o mecanismo de nucleação da bolha de vapor.

3.1 EBULIÇÃO HOMOGÊNEA

A ebulição homogênea é observada quando a nucleação da bolha de vapor se forma de maneira espontânea no seio do líquido superaquecido, sem nenhuma intervenção externa. A ebulição homogênea é a mais difícil de ser observada espontaneamente na natureza.

Segundo Carey, (1992), no processo de aquecimento de um líquido dito termodinamicamente estável, flutuações transitórias de densidade do líquido são observadas. Para líquido em estado sub-resfriado (longe das condições de saturação) tais flutuações ocorrem dentro de limites que garantem a permanência da fase líquida. No entanto, quando o líquido se encontra em um estado superaquecido próximo à saturação, estas flutuações de densidade podem provocar a formação de vapor em regiões de densidade molecular reduzida. Note-se que, quanto maior a temperatura, menor a densidade do líquido e, portanto, maior a possibilidade de que, em um ponto de menor densidade, vapor seja formado. Para que exista a ebulição, é necessário que o líquido atinja uma temperatura maior que a temperatura de saturação para a pressão imposta. Porém existe um limite máximo de superaquecimento, que depende das condições termodinâmicas de estabilidade de fase. A região onde estas condições são verificadas é conhecida como região de metaestabilidade.

As flutuações extremas de densidade (flutuações de heterofase) criam as condições necessárias para a nucleação de uma bolha na ebulição homogênea. Na realidade, esta descontinuidade do estado líquido origina pequenas bolhas de vapor (embriões), que se formam em condições termodinâmicas próximas à curva de saturação. Dependendo do raio crítico deste embrião, este pode crescer para uma bolha maior ou colapsar (o vapor contido na bolha condensa e a bolha desaparece). Assim, o processo de formação de bolhas pode ser estável ou instável. De acordo com Carey, (1992), o raio crítico da bolha que determina esta fronteira é dado por:

$$R_{c,ho} = \frac{2\sigma}{P_{sat}(T_l) \exp\{v_l[P_l - P_{sat}(T_l)]/RT_l\} - P_l} \quad (2)$$

Em outras palavras, o superaquecimento necessário para a formação de bolhas por diferença de densidades, encontra-se perto da linha espinoidal (limite termodinâmico do superaquecimento). Segundo Brennen, (2013), a probabilidade de se formar um embrião de 1µm (ordem de grandeza do raio crítico para a água à pressão atmosférica) é muito pequena,

especialmente se o estado termodinâmico do líquido se encontrasse longe de seu estado crítico ($T_l < 0,9 T_c$). Neste caso, o superaquecimento necessário seria de algumas centenas de graus Celsius (aproximadamente 300 °C para água na pressão atmosférica).

Por esta razão, a ebulição homogênea é tão difícil de ser observada. Sendo que a nucleação heterogênea é responsável pela geração da ebulição na maioria de eventos na natureza. Ela surge quando uma bolha de vapor é nucleada entre o líquido em fase metaestável e uma outra fase qualquer. Como será discutido a seguir, esta ebulição também acontece na maioria de processos industriais, incluídos os termossifões, pois requer menor temperatura de superaquecimento devido aos diversos mecanismos que envolvem a formação dos embriões.

Tanto a ebulição homogênea quanto a heterogênea ocorrem com o líquido em estado metaestável. Porém, diferentes níveis de energia, armazenados no estado de metaestabilidade, são observados para estes mecanismos de nucleação. Portanto é importante, neste ponto da revisão bibliográfica, discutir estes estados de metaestabilidade.

3.2 ESTADOS METAESTÁVEIS

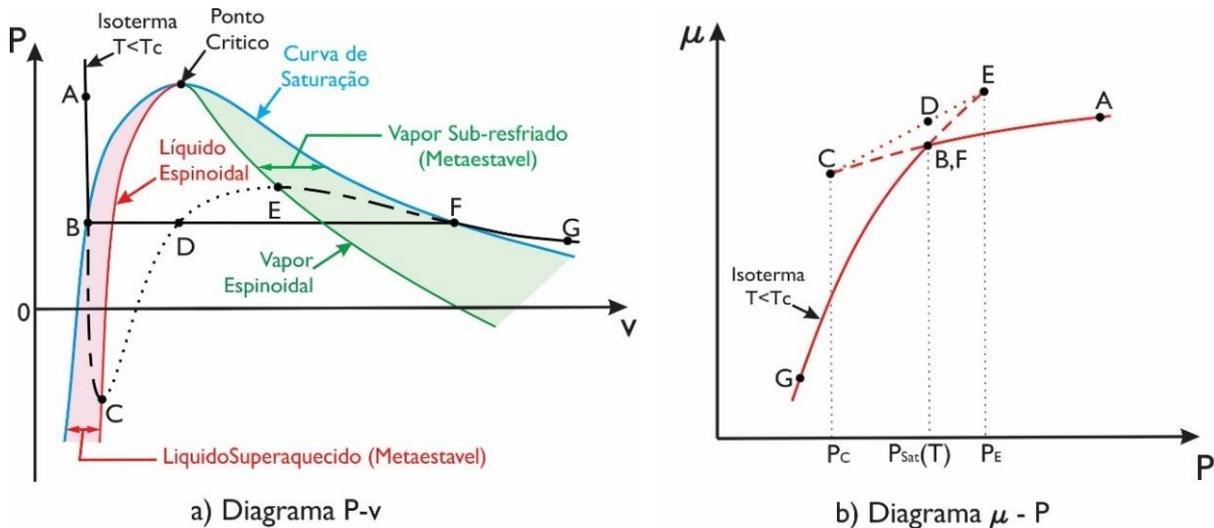
A termodinâmica clássica trata as mudanças de fase como processos de “quase-equilíbrio” nas condições de saturação. Isto significa que as mudanças de fase ocorrem sob condições de não-equilíbrio, (Carey, 1992), de forma que os processos de vaporização reais precisam de alguma temperatura de superaquecimento, acima da temperatura de saturação de equilíbrio, para acontecerem. Da mesma forma, o início da condensação em sistemas reais geralmente é alcançado somente quando pelo menos uma porção da fase de vapor tenha sido sub-resfriada, abaixo de sua temperatura de saturação de equilíbrio. Assim, dentro da curva de saturação de uma substância pura, existem regiões onde se pode ter líquido superaquecido ou vapor sub-resfriado em estados termodinâmicos conhecidos como metaestáveis.

A Fig. 3 (a) apresenta o diagrama $P-v$ de Clapeyron, para uma substância pura. Neste diagrama, foi plotada uma isoterma do modelo de Van der Waals, sendo as regiões de metaestabilidade identificadas pelas áreas coloridas. Pontos sobre a isoterma foram marcados por letras permitindo identificar os estados da substância, como sendo: linha A-B: líquido sub-resfriado (estado estável), linha F-G: vapor superaquecido (estado estável), linha B-F:

coexistência em equilíbrio termodinâmico estável das fases líquido/vapor (linha horizontal), linha B-C: líquido superaquecido (estado metaestável), linha E-F: vapor sub-resfriado (estado metaestável) e linha CDE: região onde não existe estabilidade de fase.

Na Fig. 3 (b) foi plotada a mesma isoterma da Fig. 3 (a) só que em função do potencial químico (μ) e da pressão.

Figura 3 - Isotherma de Van de Waals no diagrama P-v e no diagrama μ -P.



Fonte: Adaptado de Carey, (1992)

Como pode ser observado na Fig. 3 (a), as regiões de metaestabilidade se localizam entre a curva de saturação e as linhas espinoidais. Estas linhas são obtidas a partir do critério termodinâmico de estabilidade de fase e das isothermas propostas no modelo de Van de Waals, linha tracejada da Fig. 3 (a).

Um estado é termodinamicamente estável quando $(\partial P / \partial v)_T < 0$. Isto implica que para uma mesma temperatura o aumento da pressão de um sistema deve conduzir à diminuição do seu volume, ou vice-versa, para satisfazer a condição de estabilidade. Qualquer outro comportamento diferente viola o critério de estabilidade mecânica. Ao observar-se a Fig. 3(a) se percebe que o trecho da isoterma CDE (linha pontilhada) não cumpre com o critério de estabilidade de fase, (a pressão aumenta junto com o aumento do volume ou vice-versa), de forma que não é possível se ter a estabilidade de fase entre as linhas espinoidais. Já os trechos de linhas tracejadas BC e EF cumprem com o critério de estabilidade de fase,

porém se encontram em estados de não equilíbrio termodinâmico. Isto significa que, para a mesma pressão, existe um outro estado com menor potencial químico, como pode ser comprovado na Fig. 3(b) para as linhas tracejadas, por exemplo nas pressões P_C e P_E . Nestas condições, estas regiões podem ser consideradas como de estados metaestáveis, pois qualquer alteração considerável induz à uma mudança de fase, dado que elas não correspondem à condição de menor potencial químico.

Isto mostra que a ebulição não é mais que uma descontinuidade nas propriedades da substância. Quando o líquido atinge o estado de saturação e o ambiente onde está colocado muda infinitesimalmente, uma descontinuidade é produzida e ocorre um salto da condição de líquido metaestável para vapor saturado, ebulição, ou de vapor metaestável para líquido saturado, condensação.

3.3 EBULIÇÃO HETEROGÊNEA

A ebulição heterogênea é observada quando a nucleação da bolha de vapor acontece entre o líquido na fase metaestável e uma outra fase (geralmente sólida), que se encontram intimamente em contato.

Ao contrário da ebulição homogênea, que acontece unicamente por flutuações extremas da densidade no líquido, a interação entre o líquido e uma outra fase pode levar a incrementar os mecanismos de formação dos embriões, aumentando a probabilidade de acontecer a ebulição a menores temperaturas de superaquecimento do que as requeridas para a nucleação homogênea. Como já observado, a nucleação heterogênea é mais fácil de ser observada tanto na natureza quanto nos processos industriais.

A ebulição heterogênea é também chamada de ebulição nucleada, pois os embriões de bolhas de vapor são nucleados sobre as superfícies aquecidas. Os mecanismos de geração de estas bolhas atraíram a atenção de muitos físicos nos séculos XVIII e XIX, e algumas de suas ideias acabaram sobrevivendo até nossos dias (Mitrovic, 2006). As principais hipóteses, tidas como válidas até hoje, são:

- A geração de bolhas de vapor está intimamente relacionada com gases inertes, dissolvidos no líquido ou adsorvidos na superfície aquecedora;

- A temperatura do líquido em ebulição depende da quantidade de gases dissolvidos, da rugosidade da superfície e da interação líquido/sólido;
- O estado de um líquido superaquecido é metaestável e a formação de bolhas de vapor em tal líquido pode ser iniciada de várias formas. Para um alto superaquecimento, a ebulição se manifesta de maneira explosiva.

Os principais fatores que afetam a transferência de calor em ebulição são o fluxo de calor, as propriedades termofísicas do fluido e as características da superfície (dimensões, forma geométrica, orientação, rugosidade, propriedades termofísicas do material, entre outros). Todos estes parâmetros estão interligados, embora sejam muitas vezes estudados separadamente. Apresenta-se, a seguir, alguns aspectos fundamentais a serem considerados no estudo da ebulição nucleada.

3.4 MECANISMOS DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR NA EBULIÇÃO NUCLEADA

Buyevich e Webbon (1996), afirmaram que a dissipação total de calor na a ebulição nucleada livre é o resultado de quatro diferentes modos de transferência de calor: calor latente, micro-convecção, convecção natural e correntes de Marangoni.

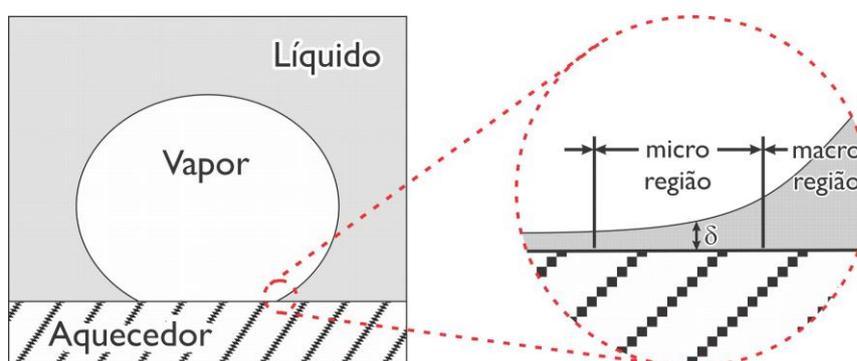
A parcela de calor latente é devida à mudança de fase do líquido. Nela, o calor é dissipado e transportado pelas bolhas de vapor quando estas deixam a superfície aquecida. Este mesmo evento induz ao movimento do fluido superaquecido na região próxima à formação e saída da bolha de vapor, provocando transferência de calor por micro-convecção. Na convecção natural, calor sensível presente no líquido em contato com a superfície aquecida, sem bolhas de vapor, é transportado em decorrência de seu movimento, induzido por gradientes de densidade devidos a diferentes níveis de temperatura. Finalmente, correntes de Marangoni são causadas por gradientes de tensão superficial na interface vapor-líquido de uma bolha que ainda está sobre a superfície aquecida. Estes gradientes se devem à redução das forças de atração entre as moléculas quando a temperatura da superfície aumenta, o que induz a um fluxo convectivo tangencial à interface, direcionado da maior para a menor temperatura.

Estes quatro mecanismos acontecem de forma simultânea, porém para ebulição saturada, o efeito das correntes de Marangoni torna-se insignificante, sempre que está não

aconteça em condições de microgravidade. Quando a ebulição atinge o estágio de ser considerada completamente desenvolvida, novos pontos de nucleação surgem sobre a superfície aquecida e a parcela de convecção natural pode ser desprezada. Portanto, os mecanismos sempre presentes e que são considerados primários para a ebulição nucleada são: calor latente e micro-convecção.

A principal contribuição do calor latente como mecanismo de transferência de calor ocorre durante o crescimento da bolha. Moore e Mesler (1961) observaram flutuações significativas na temperatura de um aquecedor horizontal quando ocorria a ebulição nucleada de água. O resfriamento periódico a que a parede do aquecedor estava sujeita foi explicado através da evaporação da microcamada de líquido superaquecido, de espessura reduzida, entre o aquecedor e a bolha, durante seu crescimento, como também observado por Snyder e Edwards (1956).

Figura 4 - Regiões de micro e macrocamada.



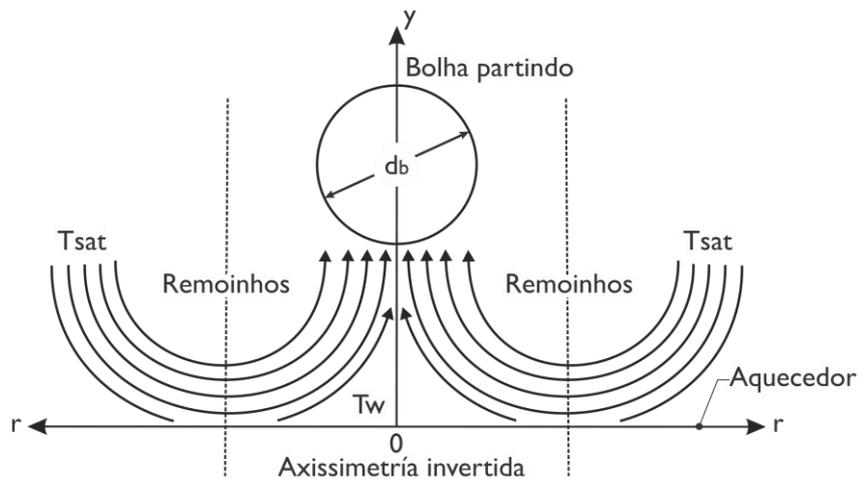
Fonte: Adaptado de Stephan e Kern, (2004)

Segundo Stephan e Kern (2004), no cálculo da transferência de calor latente deve levar-se em consideração o fenômeno de transporte na micro e macrorregião, conforme mostra a Fig. 4. Na microcamada, a transferência de calor é governada pela condução de calor unidimensional normal à superfície, pela resistência molecular à mudança de fase devido à presença de forças de adesão e pelas forças intermoleculares de adsorção. Devido à fina espessura da camada (δ) e ao superaquecimento do líquido, nesta região, acontece uma forte evaporação. Já na macrocamada, a transferência de calor é governada pela condução de calor transiente dentro da camada limite térmica e pela evaporação na interface da bolha de vapor.

Autores como Cooper e Lloyd (1969), assim como Giraud *et al.* (2013) também observaram a existência da microcamada de líquido saturado, onde acontece a maior parte da evaporação que provoca o rápido crescimento da bolha.

Por outro lado, o mecanismo de transferência de calor por micro-convecção está associada ao movimento de líquido junto à superfície aquecida resultante do movimento das bolhas durante o seu período de crescimento e partida, ver Fig. 5. Haider e Webb (1997) propuseram um modelo para a transferência de calor transiente por micro-convecção, em que as variáveis estavam relacionadas às características da dinâmica da bolha, como a densidade dos sítios de nucleação, diâmetro de partida da bolha e frequência da bolha. Em seu texto destacam que, na ebulição nucleada completamente desenvolvida, a parcela da transferência de calor por calor latente cai para menos do 10% do total, ressaltando neste caso, a importância da micro-convecção. O modelo destes pesquisadores inclui os efeitos da convecção transitória no líquido, como resultado da convecção após o destaque da bolha.

Figura 5 - Padrão de fluxo da micro-convecção durante a partida de uma bolha.



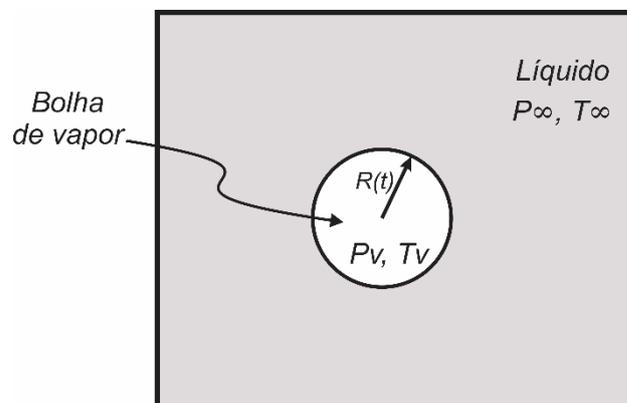
Fonte: Traduzido de Haider e Webb, (1997)

Como observado, estes quatro mecanismos de transferência de calor durante a ebulição nucleada dependem da dinâmica de formação e crescimento da bolha. Até a presente data, ainda existem profundas discussões sobre estes mecanismos de transferência de calor, onde cada teoria de ebulição se ajusta de maneira diferente à aplicação e às condições particulares para as quais foi proposta.

3.5 DINÂMICA DO CRESCIMENTO DA BOLHA

Como para cada tipo de ebulição estão associados diferentes mecanismos de nucleação, espera-se diferentes dinâmicas de crescimento de bolhas. O caso mais fácil de se estudar é o crescimento de bolhas no interior de piscinas de líquido quiescente, para a ebulição homogênea, conforme mostra o esquema da Fig. 6. Como a bolha se encontra num meio completamente homogêneo ela pode se expandir para todas as direções, o que lhe confere um formato esférico.

Figura 6 – Bolha de vapor suspensa em líquido superaquecido quiescente.



Fonte: Adaptado de Faghri e Zhang, (2006)

Segundo Faghri e Zhang, (2006) a condição para que exista o equilíbrio entre a bolha de vapor e a piscina de líquido acontece quando a função total de energia livre de Helmholtz possua o mínimo valor. A energia de formação (energia livre de Helmholtz) pode ser obtida através da diferença de energia do sistema, com e sem bolha, como expressado por:

$$\Delta E_H = (\mu_v - \mu_l)n_v + (T_v - T_\infty)S_v - (P_v - P_\infty)V + A_i\sigma \quad (3)$$

onde μ_c e μ_l representam o potencial químico do vapor e do líquido respectivamente, n_v é o número de mols de vapor dentro a bolha, T_v e T_∞ representam as temperaturas do vapor e do líquido, respectivamente, S_v indica a entropia da bolha, P_v e P_∞ representam as pressões do vapor e do líquido, V é o volume da bolha, A_i é a área da interface e σ representa a tensão superficial.

A bolha está em equilíbrio com seu ambiente quando a energia livre de formação é nula (*i. e.*, $\Delta E_H = 0$). Quando esta condição é satisfeita, são válidas as seguintes igualdades:

$$\mu_v = \mu_l \quad (4)$$

$$T_v = T_\infty \quad (5)$$

$$P_v - P_\infty = \frac{2\sigma}{r_e} \quad (6)$$

onde r_e é o raio da bolha no equilíbrio.

Assumindo que o equilíbrio químico e o equilíbrio térmico são atingidos (Eqs. 4 e 5 são satisfeitas), pode-se afirmar que a energia livre de Helmholtz para a formação da bolha depende do valor de r_e . Se o valor do r_e da Eq. 6 é menor ao $R_{c,ho}$ dado pela Eq. 2, o vapor contido na bolha se condensa; do contrário, a bolha aumenta de volume, ocorrendo a ebulição.

Uma vez formada a bolha, é possível estabelecer modelos para descrever seu crescimento. A Fig. 6 apresenta as condições de contorno da bolha, conforme descrito por Carey, (1992). Para qualquer instante durante o processo de crescimento, a interface está localizada em $r=R(t)$ e está se movendo com uma velocidade dR/dt em relação a um referencial fixo. A pressão e a temperatura dentro da bolha são P_v e T_v , e o líquido superaquecido circundante se encontra a P_∞ e T_∞ , respectivamente. Quando a bolha se forma, a temperatura da interface será quase igual à temperatura do líquido superaquecido e o vapor gerado na interface estará a uma pressão quase igual a $P_{sat}(T_\infty)$. Como a energia referente ao superaquecimento de líquido próximo à interface é consumida para fornecer o calor latente de vaporização, a temperatura na interface diminuirá, tendendo a $T_{sat}(P_\infty)$. Durante o processo de crescimento da bolha, a diferença de pressão capilar na interface diminui à medida que o raio aumenta e a pressão dentro da bolha cai tendendo a P_∞ . Durante o processo de crescimento, P_v e T_v estarão, portanto, nos intervalos:

$$P_\infty \leq P_v \leq P_{sat}(T_\infty) \quad (7)$$

$$T_{sat}(P_\infty) \leq T_v \leq T_\infty \quad (8)$$

A taxa de crescimento de bolhas em qualquer instante de tempo durante o processo de crescimento é ditada por três fatores:

- I. Interações entre a quantidade de movimento do fluido e a diferença de pressão interna e externa da bolha,
- II. A taxa de transferência de calor para a interface, que fornece o calor latente de vaporização,
- III. A restrição termodinâmica, $P_v = P_{sat}(T_v)$, (suposição de equilíbrio termodinâmico local).

Assim, pode-se considerar o regime de crescimento da bolha em dois casos extremos:

- **Crescimento controlado pela inércia.** Neste regime, P_v está próximo do seu valor máximo, $P_{sat}(T_\infty)$, e $T_v \approx T_\infty$. A transferência de calor para a interface é muito rápida e não é um fator limitante para o crescimento. A taxa de crescimento é, portanto, governada pela interação da quantidade de movimento entre a bolha e o líquido circundante (isto é, é limitada pela rapidez com que a bolha pode empurrar o líquido circundante de volta). Essas condições geralmente existem durante os estágios iniciais do crescimento da bolha, logo após o embrião se formar e começar a crescer.

- **Crescimento controlado pela transferência de calor (difusivo).** Nesse regime, T_v está próximo de seu valor mínimo, $T_{sat}(P_\infty)$ e $P_v \approx P_\infty$. O crescimento é limitado pelo transporte relativamente mais lento de calor para a interface. Como resultado, o movimento da interface é lento em comparação com o crescimento controlado pela inércia, e a transferência de quantidade de movimento entre a bolha e o líquido circundante não é um fator limitante. Essas condições geralmente correspondem aos estágios finais do crescimento da bolha, quando a bolha é maior e o superaquecimento do líquido próximo à interface é significativamente reduzido.

Em tempos intermediários de crescimento, ambos os efeitos (inerciais e difusivos) se encontram presentes, sendo o modelamento deste fenômeno mais complexo. No entanto, modelos dos dois casos extremos foram desenvolvidos. Rayleigh (1917) obteve a seguinte expressão matemática para o raio de uma bolha em função do tempo, considerando-se o crescimento controlado pela inércia:

$$R(t) = \left\{ \frac{2}{3} \left[\frac{T_{\infty} - T_{sat}(P_{\infty})}{T_{sat}(P_{\infty})} \right] \frac{h_{lv} \rho_v}{\rho_l} \right\}^{1/2} t \quad (9)$$

Já um modelo que leva em conta a transferência de calor na interface, foi proposto por Plesset e Zwick (1954) de forma aproximada, que foi aprimorado por Scriven (1959), resultando na expressão:

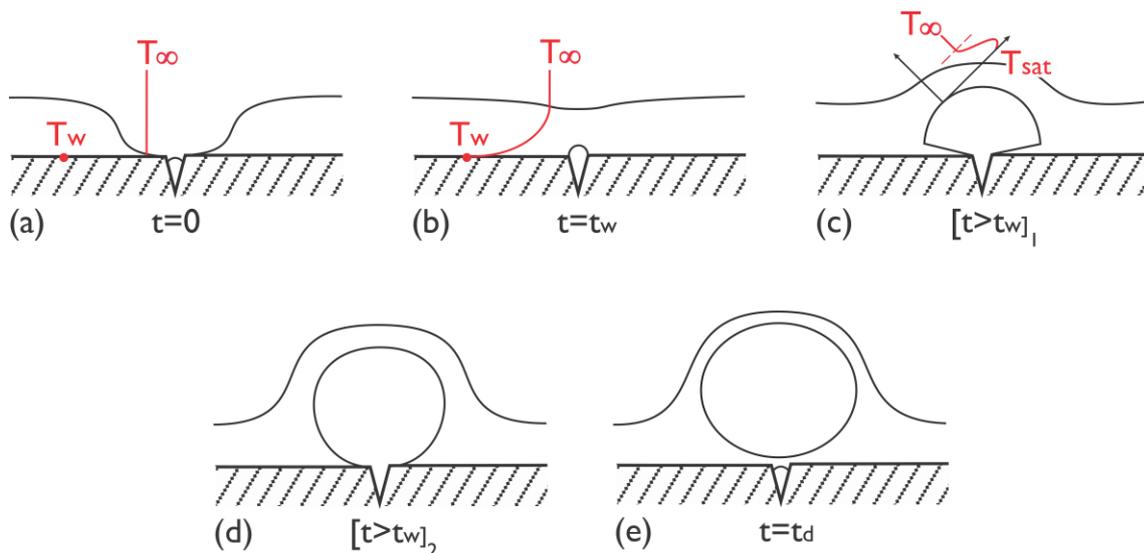
$$R(t) = 2 \sqrt{\frac{3}{\pi}} \left\{ \frac{[T_{\infty} - T_{sat}(P_{\infty})] \rho_l C p_l}{\rho_v h_{lv}} \right\} \sqrt{(\alpha_l t)} \quad (10)$$

onde o termo entre chaves é conhecido como o número de Jakob, que representa a relação entre o calor sensível e o calor latente durante a mudança de fase.

Estes resultados mostram que, para o crescimento controlado pela inércia, o raio da bolha aumenta linearmente com o tempo, enquanto que, quando o crescimento é controlado pela transferência de calor, o raio da bolha cresce numa taxa mais lenta e é proporcional a \sqrt{t} .

Resultados obtidos para o crescimento da bolha em ebulição homogênea podem ser extrapolados para ebulição heterogênea, mesmo que esta ebulição seja mais complexa de modelar pela presença da parede e as múltiplas variáveis envolvidas na nucleação da bolha. Um ciclo típico de crescimento de bolhas para ebulição nucleada é representado na Fig. 7.

Figura 7 - Dinâmica de crescimento da bolha para ebulição nucleada.



Fonte: Carey, (1992)

A Fig. 7(a) apresenta a camada térmica no instante logo após a partida de uma bolha. Após um certo tempo, um volume de líquido do campo distante recobre a parede. Como a temperatura do líquido circundante (T_∞) é menor do que a temperatura da parede T_w , um tempo (t_w) é necessário para estabelecer a camada limite térmica, que foi destruída pela partida da bolha anterior, antes que a próxima bolha possa ser criada. O calor é transferido por convecção e/ou condução transitória através do filme líquido, conforme mostra a Fig. 7(b). Então, o embrião da bolha começa a crescer, absorvendo, tanto da parede quanto do líquido superaquecido circundante, a energia necessária para a vaporização. À medida que o embrião emerge da cavidade, uma rápida expansão é desencadeada como resultado do aumento repentino no raio de curvatura da bolha. O rápido crescimento é resistido principalmente pela inércia do líquido, que passa a controlá-lo. Neste estágio, o raio varia linearmente com o tempo de crescimento. Uma microcamada de líquido permanece entre a bolha e a superfície aquecida, contribuindo para a elevada evaporação e a bolha adquire uma forma quase hemisférica, como mostrado na Fig. 7(c). A medida que a bolha cresce, o superaquecimento da região de líquido adjacente à interface gradualmente diminui. A natureza do perfil de temperatura nesta região em um estágio intermediário do processo de crescimento da bolha é indicada na Fig. 7(c). A interface está na temperatura de saturação correspondente à pressão ambiente no líquido. A temperatura do líquido aumenta com o aumento da distância da interface, atinge um pico e, em seguida, diminui em direção à temperatura ambiente. À medida que o crescimento continua, a transferência de calor para a interface pode se tornar um fator limitante. A temperatura da interface diminui como resultado da grande quantidade de calor que foi consumida para vaporizar o líquido. O crescimento é retardado e passa a ser controlado pela difusão de calor do líquido para a bolha. A tensão superficial tende a dar uma forma esférica à bolha, conforme mostra a Fig. 7(d). O raio da bolha descreve um crescimento $R \sim \sqrt[n]{t}$, sendo n geralmente igual a 2. Durante todo o processo de crescimento da bolha, a tensão superficial que age ao longo da linha de contato (onde a interface encontra a superfície sólida) tende a manter a bolha sobre a superfície. As forças de empuxo, arrasto, sustentação e/ou inércia, associadas ao movimento do fluido circundante, podem agir para afastar a bolha. Essas forças de separação geralmente se tornam mais fortes à medida que a bolha se torna maior. Após um tempo (t_d), a bolha descola da superfície, como mostra a Fig. 7(e). Esta liberação acontece quando a resultante das forças mencionadas anteriormente se torna grande

o suficiente para superar o efeito de retenção da força de tensão superficial na linha de contato.

A somatória do tempo de espera (t_w) mais o tempo de descolamento (t_d) constituem o tempo do ciclo de ebulição de cada bolha. Este evento pode ser considerado cíclico, de forma que existe uma frequência de liberação de bolhas, como indicada por:

$$f_b = \frac{1}{t_w + t_d} \quad (11)$$

A frequência de liberação das bolhas pode ser relacionada ao seu diâmetro de destaque ou partida (d_d). Ivey (1967) argumentou que a relação entre estes dois parâmetros depende das características que dominam o crescimento da bolha. Se o crescimento é controlado exclusivamente pela inércia, a relação atinge um valor constante e pode ser expressa como $f_b^2 d_d$. Se o crescimento é controlado exclusivamente pela transferência de calor, a relação também é constante, porém expressa como $f_b^{1/2} d_d$. Para crescimento de bolhas sujeito à combinação dos fenômenos, o expoente da expressão da frequência varia entre os seus valores extremos, ou seja, de 2 a $\frac{1}{2}$.

3.6 DIÂMETRO DE PARTIDA DA BOLHA

A determinação do diâmetro de partida da bolha na ebulição nucleada, têm sido alvo de estudos na literatura, porém, até a presente data, não existe um consenso, e/ou modelo capaz de prever este diâmetro com precisão, uma vez que múltiplas variáveis afetam o fenômeno. O desvio absoluto médio das melhores correlações está em torno de 40% (Carey, 1992).

Tipicamente as correlações são estimadas com base nas medições feitas em filmes de processos de ebulição, empregando-se para isto câmeras de alta velocidade. Muitas das correlações são expressas em termos do número Bond (Bo). Este número adimensional relaciona as forças de empuxo e tensão superficial, atuantes sobre a bolha, e é definido como:

$$Bo = \frac{g(\rho_l - \rho_v)d_d^2}{\sigma} \quad (12)$$

A Tabela 1 relaciona algumas das correlações da literatura para os diâmetros de partida das bolhas. A estrutura das correlações para o crescimento da bolha depende de diversos parâmetros como: forças atuantes durante o crescimento, propriedades termofísicas do fluido, superfície (material e estrutura), densidade de sítios de nucleação, orientação, tamanho, afinidade superfície-fluido, distribuição do campo de temperaturas, mecanismo de crescimento da bolha, dentre outros fatores.

Tabela 1 – Correlações sobre diâmetros de partida das bolhas

Referência	Expressão matemática	Equação N°
(FRITZ, 1935)	$Bo^{1/2} = 0,0208\theta$, onde θ é o ângulo de contato em graus	(13)
(COLE, 1967)	$Bo^{1/2} = 0,04Ja$, onde $Ja = \frac{\rho_l C p_l [T_w - T_{sat}(P_\infty)]}{\rho_v h_{lv}}$	(14)
(COLE; ROHSENOW, 1969) ^γ	$Bo^{1/2} = 1,5 * 10^{-4} (Ja^*)^{5/4}$, onde $Ja^* = \frac{\rho_l C p_l T_c}{\rho_v h_{lv}}$	(15)
(BORISHANSKIY <i>et al.</i> , 1981)	$d_a \left(\frac{P_c M}{k_B T_c} \right)^{1/3} = 5 * 10^5 \left(\frac{P}{P_c} \right)^{-0,46}$ onde $K_B = 1,3805 * 10^{-23} [J/K]$	(16)

^γ Expressão matemática sugerida para água

3.7 INFLUÊNCIA DA SUPERFÍCIE AQUECEDORA

A ebulição nucleada geralmente é promovida a partir de uma superfície aquecida e demanda um superaquecimento do fluido muito menor do que o da ebulição homogênea. As propriedades termofísicas da superfície influenciam o seu campo de temperaturas, já a sua geometria (presença e distribuição de sítios de nucleação, tipo de cavidade, rugosidade,

dimensões) proporciona as condições para que a ebulição possa acontecer. Por outro lado, a afinidade entre o sólido (superfície), o líquido e o vapor determina a possível ativação de um sítio de nucleação, assim como a sua estabilidade (formação contínua de bolhas), conforme descreve Singh *et al.* (1976). Segundo Pioro *et al.* (2004), a presença de sítios de nucleação ativos diminui a temperatura de toda a superfície, não apenas no sítio de nucleação, o que resulta num aumento da transferência de calor. Este efeito se faria mais intenso sobre superfícies com alta condutividade térmica, porém, para superfícies rugosas com alta densidade de sítios ativos de nucleação, a condutividade térmica do material não tem um efeito tão significativo sobre a transferência de calor.

Por outro lado, se a superfície possui um reduzido número de sítios ativos (superfícies lisas), o aumento do fluxo de calor não provoca um aumento na quantidade de sítios de nucleação adicionais, como acontece com superfícies rugosas. Se o material da superfície lisa é de alta condutividade térmica, a redistribuição do fluxo de calor compensa a baixa densidade de sítios de nucleação ativos. Porém, se o material é de baixa condutividade térmica, o coeficiente de transferência de calor é drasticamente diminuído. Desta forma, a transferência de calor ocasionada pelos sítios de nucleação ativos se altera apenas quando a rugosidade está dentro do intervalo de diâmetros de sítios de nucleação ativos. Por conseguinte, a criação de cavidades maiores não mudará significativamente o coeficiente de transferência de calor, como no caso de ranhuras que, segundo os autores, são pouco eficazes, a menos que se utilize um fluido pouco molhante.

Vários experimentos e estudos teóricos foram realizados para prever as condições geométricas de uma cavidade ativa. Observou-se que a forma e o tamanho da cavidade têm uma influência significativa. Por exemplo, cavidades cônicas podem se constituir em sítios de nucleação apenas para uma faixa estreita de dimensões. Hsu (1962) mostra que o raio da cavidade ativa se encontra dentro de uma faixa de valores, entre um raio mínimo ($r_{c,min}$) e um raio máximo ($r_{c,max}$), respectivamente determinados pelas equações:

$$r_{c,min} = \frac{\delta_t}{4} \left\{ \varphi - \sqrt{\left[\varphi^2 - \frac{12,8\sigma T_{sat}(P_l)}{\rho_v h_{lv} \delta_t (T_w - T_\infty)} \right]} \right\} \quad (17)$$

$$r_{c,max} = \frac{\delta_t}{4} \left\{ \varphi + \sqrt{\left[\varphi^2 - \frac{12,8\sigma T_{sat}(P_l)}{\rho_v h_{lv} \delta_t (T_w - T_\infty)} \right]} \right\} \quad (18)$$

$$\varphi = 1 - \frac{T_{sat}(P_l) - T_{\infty}}{T_w - T_{\infty}} \quad (19)$$

No entanto, a menor temperatura de superaquecimento requerida para conseguir nuclear uma bolha, na ebulição heterogênea, depende da presença de uma interface tripla entre sólido, líquido e vapor. A energia de formação da bolha para este regime foi calculada termodinamicamente através da energia livre de formação de Helmholtz (Cole, 1974), sendo expressada em função da energia de formação de bolhas em nucleação homogênea:

$$\Delta E_H(r_e) = \left[\frac{4\pi r_e^2}{3} \sigma \right] f(\theta) \quad (20)$$

onde o fator $f(\theta)$ depende do ângulo de contato da linha tripla, sendo dado por:

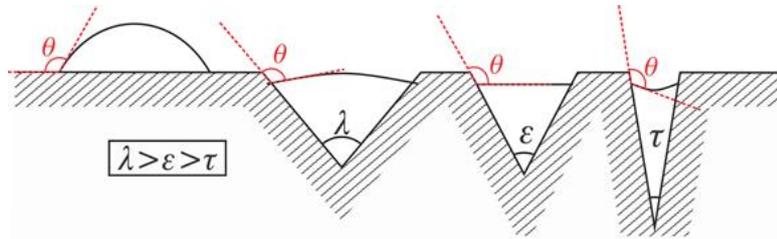
$$f(\theta) = \frac{2 + 3\cos\theta - \cos^3\theta}{4} \quad (21)$$

onde θ representa a molhabilidade do fluido (ângulo de contato) e seu valor depende da combinação líquido/sólido (fluido/parede). Analisando estas equações para as condições de molhabilidade extremas ($\theta = 0^\circ$ e $\theta = 180^\circ$). Tem-se que, para superfícies superhidrofílicas ($\theta = 0^\circ$), ou seja, com molhabilidade completa, $f(\theta) = 1$, o que significa que seria necessário o mesmo superaquecimento da nucleação homogênea. Já para superfícies superhidrofóbicas ($\theta = 180^\circ$), $f(\theta) = 0$, ou seja, nenhum superaquecimento do líquido seria necessário. No entanto, os ângulos de contato normalmente encontrados na natureza variam entre 0 a 100° . Portanto, para se incrementar a ebulição nucleada, recomenda-se o uso de fluidos que sejam hidrofóbicos em relação à superfície do aquecedor, pois estes requerem menor energia livre de Helmholtz para a formação da bolha.

Assim, a presença das cavidades facilita a nucleação por dois motivos:

- O ângulo de contato aparente é aumentado à medida que a linha de contato entre a fase de vapor, líquido e sólido está localizada dentro de uma cavidade, isto se acentua em cavidades com ângulos mais agudos, conforme mostra a Fig. 8.

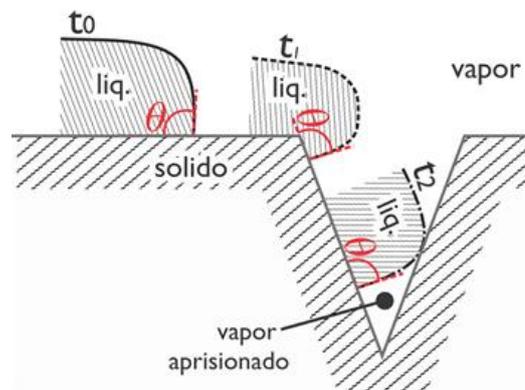
Figura 8 - Angulo de contato aparente em cavidades cônicas.



Fonte: Collier e Thome, 1994

- As cavidades eventualmente podem reter gás ou vapor em seu interior, sempre que o líquido não consiga preencher toda a cavidade. Imagine uma superfície com alguma cavidade, como a da Fig. 9, que inicialmente está livre de líquido. Quando o líquido avança a tensão superficial cria a linha tripla com seu respectivo ângulo de contato θ , (t_0 , Fig. 9). Se este ângulo θ for grande, quando o líquido penetre na cavidade vai permitir aprisionar vapor no seu interior. Isto ocorre assim que o líquido toque o lado oposto da cavidade (t_2 , Fig. 9). O superaquecimento necessário para nuclear uma bolha desde uma cavidade com vapor aprisionado é geralmente mais reduzido. Se a cavidade consegue reter gás, uma vez ativada, as bolhas se desprendem, evacuando lentamente o gás, até que somente vapor permaneça preso na cavidade. Se, por outro lado, o ângulo de contato entre a superfície e o líquido fosse zero ou muito baixo, a alta capacidade de molhabilidade do fluido iria inundar a cavidade completamente sem possibilitar o aprisionamento de vapor.

Figura 9 - Aprisionamento de vapor numa cavidade.

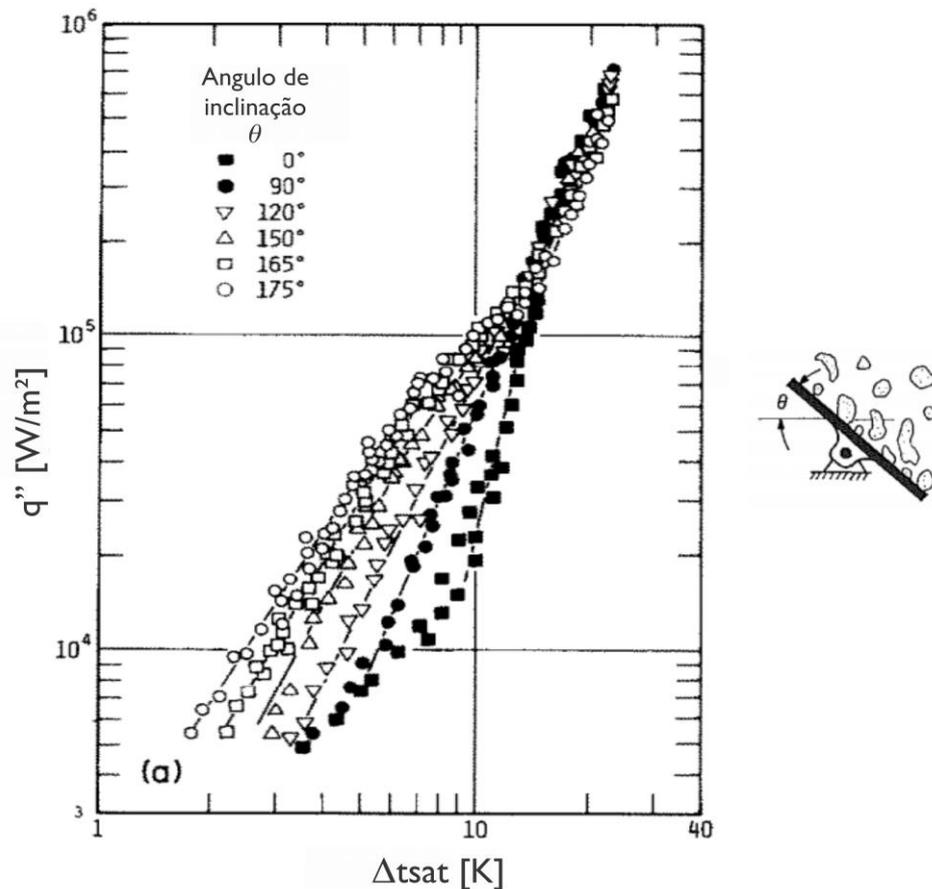


Fonte: Adaptado de Bankoff, (1957)

Wang e Dhir (1993) estudaram a ebulição da água sobre uma superfície de cobre. Em seu trabalho, estes autores deram um tratamento superficial ao aquecedor que permitiu a obtenção de três ângulos de molhabilidade diferentes. Concluíram que, quanto menor o ângulo de contato, pior é a transferência de calor.

Outro parâmetro que influencia a ebulição se relaciona com a sua orientação. Nishikawa *et al.* (1984) realizaram um estudo detalhado da ebulição da água à pressão atmosférica, para diferentes orientações (ângulos de inclinação) de uma placa de cobre, como apresentado na Fig. 10.

Figura 10 - Efeito de ângulo de inclinação sobre a transferência de calor.



Fonte: Adaptado de Nishikawa *et al.*, (1984)

Os resultados evidenciaram que, para baixos fluxos de calor ($< 70 \text{ kW/m}^2$), quanto maior o ângulo de inclinação (ângulo zero na posição horizontal), maior a transferência de

calor. Entre 70kW/m^2 e 170kW/m^2 , existe uma zona de transição onde a influência da inclinação tende a desaparecer. Porém, em altos fluxos ($> 170\text{kW/m}^2$), a orientação não tem mais influência sobre a transferência de calor. Foi observado que, para baixos fluxos e em ângulos menores a 120° , a transferência de calor é controlada pela agitação das bolhas de vapor isoladas. Porém, para ângulos maiores que 150° , a transferência de calor é controlada pela remoção da camada térmica superaquecida (a bolha desliza pela superfície) e pelo transporte de calor latente de vaporização da película líquida sob a bolha de vapor (quando esta está cobrindo a superfície). Para altos fluxos de calor, os mecanismos associados com o movimento da bolha de vapor não são influenciados pela orientação da superfície, e portanto, a vaporização da película líquida acaba sendo o modo dominante de transferência de calor.

Chang e You (1996) examinaram o comportamento de ebulição em piscina de FC-72 saturado, sobre uma superfície plana de cobre, observando que a taxa de transferência de calor aumenta com a orientação da superfície de 0° a 90° , diminuindo drasticamente na faixa de 90° para 180° , no regime de ebulição nucleada.

Howard e Mudawar (1999) estudaram os mecanismos de ativação do fluxo crítico de calor (CHF) para ebulição nucleada em várias orientações. Dividiram a orientação em três regiões de acordo com o mecanismo de acionamento. Na região voltada para cima (0 a 60°) as forças de empuxo removem o vapor. Para a região quase vertical (60 a 165°) foi observada uma interface líquido-vapor ondulada que varre a superfície do aquecedor. Na região voltada para baixo ($> 165^\circ$), o vapor se estratifica repetidamente na superfície do aquecedor, diminuindo fortemente o CHF. Estes pesquisadores propõem um modelo para determinar o CHF de superfícies quase verticais.

Um outro parâmetro a ser levado em conta é a transferência de calor entre a superfície aquecida e o líquido próximo dos sítios de nucleação. O trabalho de Peng *et al.* (1998) descreve que as propriedades termofísicas do fluido de trabalho afetam significativamente o coeficiente de transferência de calor na ebulição. Fluidos com maior diferença entre as massas específicas do líquido e do vapor, maior calor latente de vaporização e maiores coeficientes de difusividade térmica, necessitam de maiores fluxos de calor para iniciar a nucleação.

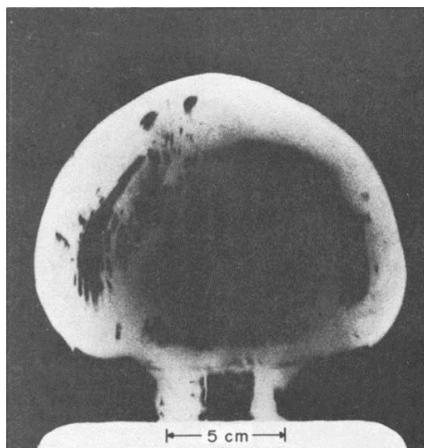
3.8 EBULIÇÃO A PRESSÃO SUBATMOSFÉRICA

A pressão do sistema é uma grandeza muito importante que determina o comportamento da ebulição. Ela afeta diretamente a dinâmica e crescimento das bolhas, pois influencia nas forças atuantes sobre o embrião durante a nucleação e sobre a bolha durante o crescimento, além de atuar sobre as propriedades termofísicas do fluido.

Katto *et al.* (1970) estudaram os mecanismos da crise de ebulição e a transição da ebulição da água sobre uma superfície de cobre circular de 10 mm de diâmetro. O aquecedor foi orientado em 0° e 90° e testes foram feitos à pressão atmosférica e à baixas pressões (3,0 - 46,5kPa). Estes pesquisadores, através de fotografia obtidas a partir de câmaras de alta velocidade, evidenciaram que, para baixas pressões, uma bolha isolada e muito grande (40mm de diâmetro) é gerada de forma intermitente para baixos fluxos de calor.

Van Stralen *et al.*, (1975), estudaram a ebulição da água a baixas pressões (2 a 26 kPa) sobre uma superfície horizontal virada para cima. As imagens obtidas mostraram uma bolha com forma hemisférica como a descrita durante o crescimento inercial. Até o seu descolamento, a bolha nunca alcançou uma forma quase esférica, de forma que o crescimento governado pela difusão térmica nunca foi atingido. Estes autores reportaram que as bolhas alcançavam tamanhos da ordem de centímetros (15,39 cm a 2,04 kPa). Além disso, logo após a partida da grande bolha, o crescimento de uma coluna de vapor foi observado conferindo à bolha uma “forma de cogumelo”, ver Fig. 11.

Figura 11 - Ebulição nucleada de uma bolha de vapor de água a 2,04 kPa.



Fonte: Van Stralen *et al.*, (1975)

Como existe um ponto seco abaixo do centro da primeira bolha quando ela descola, ocorre uma depressão local, que aumenta o superaquecimento nesse ponto, causando um rápido crescimento de uma bolha secundária após a partida da primeira. A bolha secundária não foi observada para pressões maiores a 13 kPa, uma vez que o raio da área seca decresce, combinado com a diminuição da depressão relativa na esteira. Foi também relatado que, para pressões entre 2 e 4kPa, o tempo de espera (t_w da Eq. 11) foi de 10 a 100s.

Wu *et al.* (1982) estudaram o fluxo crítico de calor e o coeficiente de transferência de calor para a ebulição em piscina de água e metanol em pressões subatmosféricas, sobre um aquecedor horizontal voltado para cima. Diferentes superfícies de aquecimento foram testadas (cobre, cobre revestido com níquel e telas de cobre sinterizadas sobre o aquecedor de cobre). Foi observado um aumento da transferência de calor para a superfície com três camadas de telas sinterizadas de mesh 185.

McGillis *et al.* (1991) descreveram que o desempenho da ebulição da água a baixa pressão é muito menor quando comparado ao da água à pressão atmosférica. No entanto, em aplicações no resfriamento de componentes eletrônicos, as temperaturas envolvidas justificam o estudo da ebulição em pressões reduzidas. Aletas retangulares, leito de partículas fluidizadas e acabamentos superficiais foram usados para aumentar a transferência de calor. As aletas aumentaram o fluxo de calor crítico, enquanto que superfícies mais rugosas diminuíram as temperaturas de superaquecimento, assim como a adição de partículas de TFE (tetrafluoroetileno, conhecido como teflon[®]) também resultou na diminuição das temperaturas de superaquecimento da parede, para o regime de bolhas isoladas.

Pal e Joshi (2006) estudaram mecanismos de resfriamento de equipamentos eletrônicos. Eles propuseram o uso de água em mudança de fase para o controle térmico, pois a água possui propriedades térmicas superiores às dos líquidos dielétricos. Estes pesquisadores propuseram a otimização de um evaporador que foi implementado em um termossifão em circuito. No desenho eles incluíram aletas as quais conseguiram melhorar o fluxo de calor quando comparadas às superfícies sem aletas.

Giraud *et al.* (2013) estudaram experimentalmente a ebulição de uma piscina de água em pressão subatmosférica com o aquecedor orientado na posição horizontal e vertical, visando estudo da fenomenologia envolvida na mudança de fase à baixas pressões, para aplicação na otimização de projetos de evaporadores em sistemas de absorção ou adsorção,

que utilizem água como fluido refrigerante. Eles observaram o crescimento de grandes bolhas de vapor (de até 10 cm de diâmetro). Concluíram que a pressão estática imposta pelo nível da piscina pode ser da mesma ordem de grandeza que a pressão de saturação.

Giraud *et al.* (2015) afirmaram ter observado experimentalmente um novo regime de ebulição de água sob pressão subatmosférica, para um aquecedor orientado na horizontal virado para cima. Eles também observaram, para pressões subatmosféricas, a existência de bolhas de dimensões da ordem de centímetros, com forma de cogumelo, enquanto bolhas esféricas de tamanho milimétrico são observadas a pressões atmosféricas. Notaram que, quando a pressão diminuía, um novo regime de ebulição surgia. Este regime é específico para a ebulição da piscina subatmosférica e pode ser referido como "regime de ebulição cíclico". Durante este regime, as flutuações da temperatura da parede podem chegar a 20 K. O coeficiente de transferência de calor é, portanto, severamente afetado em relação ao medido, para a ebulição nucleada totalmente desenvolvida.

Arya *et al.* (2016) compararam a ebulição sobre um microfio de alumínio liso *versus* um outro microfio coberto com alumina nano porosa. Os dois fios possuem um diâmetro de 250 μm e foram testados em três condições de pressão subatmosférica (7,3, 12,3 e 19,9 kPa). O desempenho da transferência de calor em ebulição para o arame liso foi bastante baixo, devido ao aumento dos tamanhos das bolhas e à baixa densidade de sítios de nucleação. Subsequentemente, o desempenho de ebulição dos arames nano-estruturados foi consideravelmente melhor. Este aumento é atribuído ao aumento da densidade de sítios de nucleação, à mudança na molhabilidade dos fluidos e, possivelmente, à maior evaporação que acontece em materiais porosos.

Yamada *et al.* (2017) estudaram superfícies bifílicas (com regiões hidrofílicas e hidrofóbicas justapostas) na ebulição de água a pressões de 6,9 e 14 kPa. Uma superfície de cobre foi modificada aplicando Ni-TFEO (oligômero de tetrafluoroetileno). Foi observada uma redução de 12 K na temperatura de superaquecimento quando comparadas com uma superfície de cobre com acabamento espelhado para uma pressão de 14 kPa. O impacto da redução de pressão no coeficiente de transferência de calor foi menos pronunciado nas superfícies bifílicas, do que na superfície de cobre, onde a transferência de calor reduziu drasticamente. Um experimento com três diferentes superfícies bifílicas revelou que quando

menor a altura e o diâmetro dos pontos hidrofóbicos melhor a transferência de calor em baixa pressão.

Michaie *et al.* (2017) desenvolveram e empregaram um software de processamento de imagens que lhes permitiu calcular alguns parâmetros quantitativos do crescimento e da dinâmica de bolhas, como o volume instantâneo e a frequência de partida. Este estudo foi feito sobre a ebulição de uma única bolha de vapor de água à pressões subatmosféricas. Para estas condições, o ambiente de ebulição mostrou ser muito não homogêneo, tanto em termos de distribuição de pressão, quanto de níveis de subresfriamento, resultando em propriedades termofísicas do fluido também não homogêneas. Estas não-homogeneidades devem ser as responsáveis pela forma particular, tamanho e frequência de partida da bolha observada a baixa pressão. Para estudar as características específicas da dinâmica de bolhas em ebulição em baixa pressão, vídeos de cada experimento foram gravados com uma câmera de alta velocidade. Os aumentos do tamanho da bolha e da frequência de desprendimento foram observados à medida que a pressão diminuiu, enquanto a forma da bolha muda, passando de uma forma quase esférica, à pressão atmosférica, para uma forma esferoidal obloide na faixa de pressão mais baixas. Estas bolhas esferoidais, no seu descolamento, adquirem um formato de cogumelo. Algumas bolhas sofrem a recondensação após a partida, dependendo do grau de subresfriamento da piscina.

Halon *et al.* (2017) estudaram a ebulição da água em túneis com superfícies estreitas, sujeitas à pressão subatmosférica. Este tipo de superfície consiste em múltiplos canais horizontais e verticais que podem permanecer abertos ou cobertos com folhas de cobre perfuradas. As pressões dos testes variaram de 0,75 a 4 kPa. As superfícies com túneis mostraram ter melhor desempenho térmico que superfícies lisas, as quais precisam de maior superaquecimento para entrar em ebulição. As estruturas reforçadas com folhas de cobre perfuradas aumentaram o coeficiente de transferência de calor e a frequência de partida da bolha.

Gao *et al.*, (2019) estudaram a ebulição nucleada da solução aquosa de cloreto de cálcio com água destilada sob pressão subatmosférica. Foram analisados o crescimento e a dinâmica da bolha. Estes autores observaram que o diâmetro da bolha tende a aumentar com a diminuição da pressão, o que significa menor densidade de vapor e maior tensão superficial em ebulição subatmosférica. Para este estudo foi nucleada uma única bolha a partir de uma

placa de aço inoxidável polido, virada para cima. A pressão dos testes variou de 3,6 a 22,0 kPa. Um complexo regime de ebulição sujeito a uma dinâmica de formação de bolhas irregulares, foi reportado. Os autores, através de uma equação de equilíbrio de forças, mostraram que o efeito dinâmico, especialmente a força inercial, dominou o estágio de crescimento em ebulição subatmosférica. Foi proposta uma nova correlação para o diâmetro de partida da bolha.

3.9 CONSIDERAÇÕES FINAIS SOBRE OS FUNDAMENTOS DA EBULIÇÃO

Observa-se que, de uma forma geral, há um amplo campo de pesquisas a ser explorado na ebulição quando sujeita a pressões subatmosféricas. Nota-se que o interesse inicial da comunidade científica concentrou-se no estudo dos fenômenos envolvendo a ebulição à pressão atmosférica ou a pressões elevadas, pois estas são as condições de contorno, que facilmente se encontram em muitas indústrias, para a ebulição.

Por outro lado, a revisão bibliográfica apresentada na área de termossifões (Capítulo 2) mostra que algumas interpretações da fenomenologia que envolve o GBP não são completamente claras ou corretas. Portanto, para estudar este fenômeno com profundidade, a presente tese abordou duas ações principais.

Na primeira ação, buscou-se, fora da literatura específica de termossifões, explicações relativas a fenômenos parecidos aos avistados em eles, e que poderiam ser usadas na interpretação dos fenômenos observados. Também buscou-se estudar a fundamentação teórica sobre a ebulição nucleada: seus princípios, efeitos, causas e consequências. Os resultados desta primeira ação, derivaram numa extensa revisão bibliográfica da ebulição a pressão subatmosférica, como descrito no presente capítulo. Destaca-se que, com exceção dos trabalhos de Giraud *et al.* (2013) e de Katto *et al.* (1970), todos os restantes trabalhos estudam a ebulição a partir de aquecedores horizontais voltados para cima. Porém, em termossifões bifásicos fechados, a ebulição acontece em paredes verticais, muitas vezes em condições subatmosféricas.

Na segunda ação, foi construída uma bancada experimental que permitiu a visualização do GBP. Com o auxílio de uma câmera de filmagem de alta velocidade, foi registrado o momento exato em que o fenômeno ocorreu e a partir das observações foram

avaliados os elementos físicos que dão origem a tal fenômeno. Esta segunda ação é apresentada a seguir, no quarto capítulo desta tese.

Os embasamentos teóricos do fenômeno da ebulição observados nos termossifões são apresentados e discutidos nos capítulos subsequentes. Os análises fenomenológicos foram corroborados a partir do desempenho térmico de termossifões de cobre e água.

4 VISUALIZAÇÃO DO FENÔMENO DE GEYSER BOILING

Com o objetivo de detalhar melhor os fenômenos que envolvem o GBP, duas bancadas experimentais em vidro são empregadas para estudar o comportamento de termossifões bifásicos fechados, operando com água e com naftaleno. Uma foi projetada para visualizar os fenômenos de mudança de fase que ocorrem no evaporador, através de um aquecedor pontual. E a segunda permite avaliar o efeito de um aquecedor do tipo meia calha, onde o aquecimento se dá ao longo de uma área distribuída, sem uma região preferencial de ebulição.

4.1 BANCADA COM AQUECEDOR PONTUAL

Esta bancada foi projetada para caracterizar os efeitos de ebulição num termossifão bifásico fechado quando se possui uma região preferencial para a ocorrência da mudança de fase. O objetivo inicial foi conseguir observar os fenômenos envolvidos na geração do *Geysers Boiling* a partir da nucleação de uma única bolha de vapor.

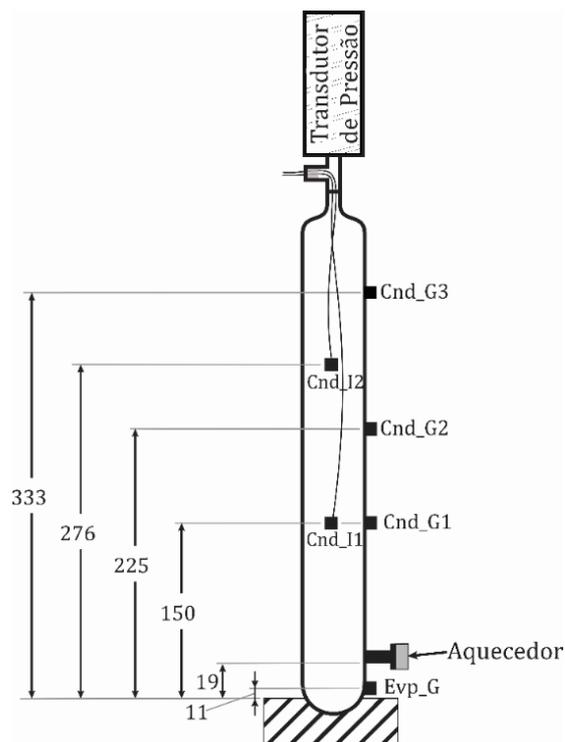
A bancada se constitui de um tubo de vidro de 20 mm de diâmetro interno, com 400 mm de comprimento e uma espessura de parede de 2 mm. Este tubo é fechado na sua parte inferior e possui um canal umbilical na parte superior por onde se faz o processo de carregamento e instrumentação. A Fig. 12 mostra um desenho esquemático da bancada desenvolvida.

A fonte de calor foi projetada para aquecer uma pequena região da piscina de líquido, provocando um aquecimento pontual, de modo a facilitar a visualização do fenômeno da ebulição. O aquecedor possui um diâmetro de 10 mm e a superfície tem o mesmo raio de curvatura do termossifão. A Fig. 13(a) mostra uma visão geral da montagem experimental enquanto as Figs. 13(b) e 13(c) detalham o sistema de aquecimento pontual.

Para melhorar o acoplamento térmico, foi empregada pasta térmica entre o aquecedor e a resistência elétrica e entre o aquecedor e o termossifão. Uma resistência elétrica de 20W de potência foi instalada na parte posterior do aquecedor e o conjunto aquecedor-resistência foi posicionado na parte inferior do termossifão a uma altura de 19 mm, medida a partir da base.

O termosifão foi instrumentado com 6 termopares tipo T, quatro dos quais foram colocados externamente sobre o vidro, e os outros dois foram inseridos na parte interna do termosifão para monitorar as temperaturas do condensador em operação. Os termopares externos foram instalados nas seguintes posições: o primeiro termopar se situa abaixo do aquecedor, de forma a ficar na altura da piscina de líquido, sendo que os outros três foram posicionados a diferentes alturas do condensador. Nenhum termopar foi localizado no interior da piscina de fluido de trabalho, para evitar que sua presença influenciasse no processo de ebulição. Adicionalmente, um transdutor de pressão (Omega PX409-015V5V) foi posicionado no canal umbilical do termosifão. A Fig. 12 mostra o posicionamento do aquecedor, dos termopares e do transdutor de pressão.

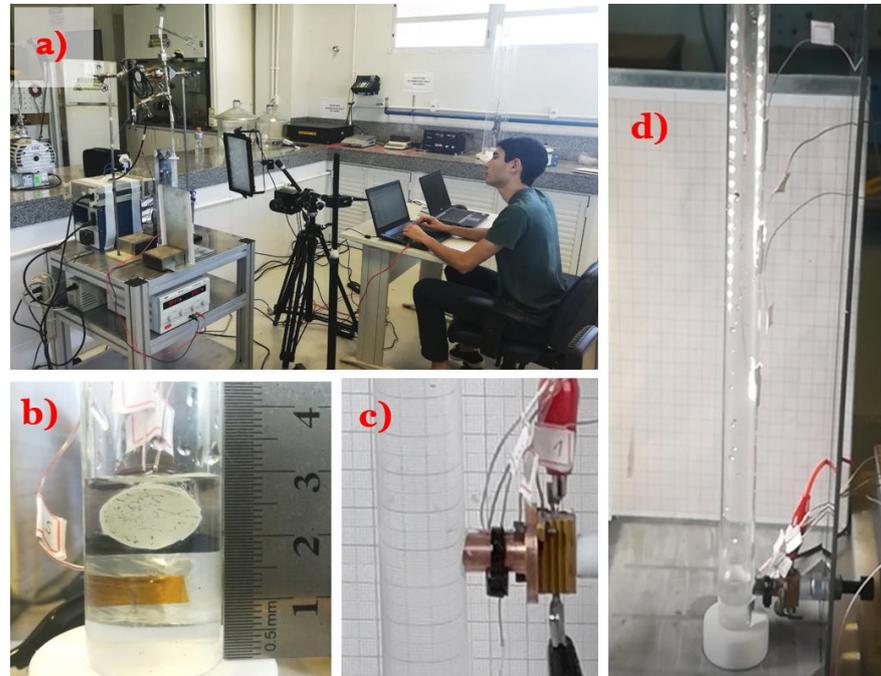
Figura 12 - Desenho esquemático e localização dos sensores no termosifão de vidro.



A captura das imagens obtidas do processo de ebulição foi feita através de uma câmara de alta velocidade da marca Photron, modelo Fastcam Mini UX50. Empregou-se duas fontes elétricas que alimentam a resistência elétrica e o transdutor de pressão e um sistema de aquisição de dados da National Instruments (módulo NI SCXI-1000 e terminal NI SCXI-1303). Finalmente as imagens e dados de temperaturas e pressão foram

armazenados num computador pessoal. A Fig. 13(d) evidencia a localização dos termopares usados na instrumentação do termossifão.

Figura 13 - Detalhes da bancada de visualização.



Vários enchimentos foram empregados nos testes, porém manteve-se constante a potência elétrica fornecida (11,3W). A Tabela 2 apresenta as características de cada teste: altura do enchimento, taxa de armazenamento de dados pelo sistema de aquisição e taxa de capturas das imagens pela câmara de alta velocidade. Na Fig. 13(b) é possível observar o termossifão com o primeiro enchimento testado (teste N°. 1).

Os cálculos das incertezas de todas as medições experimentais de esta tese estão resumidos no Apêndice A, e são apresentados no decorrer do trabalho.

Tabela 2 – Características dos testes de visualização

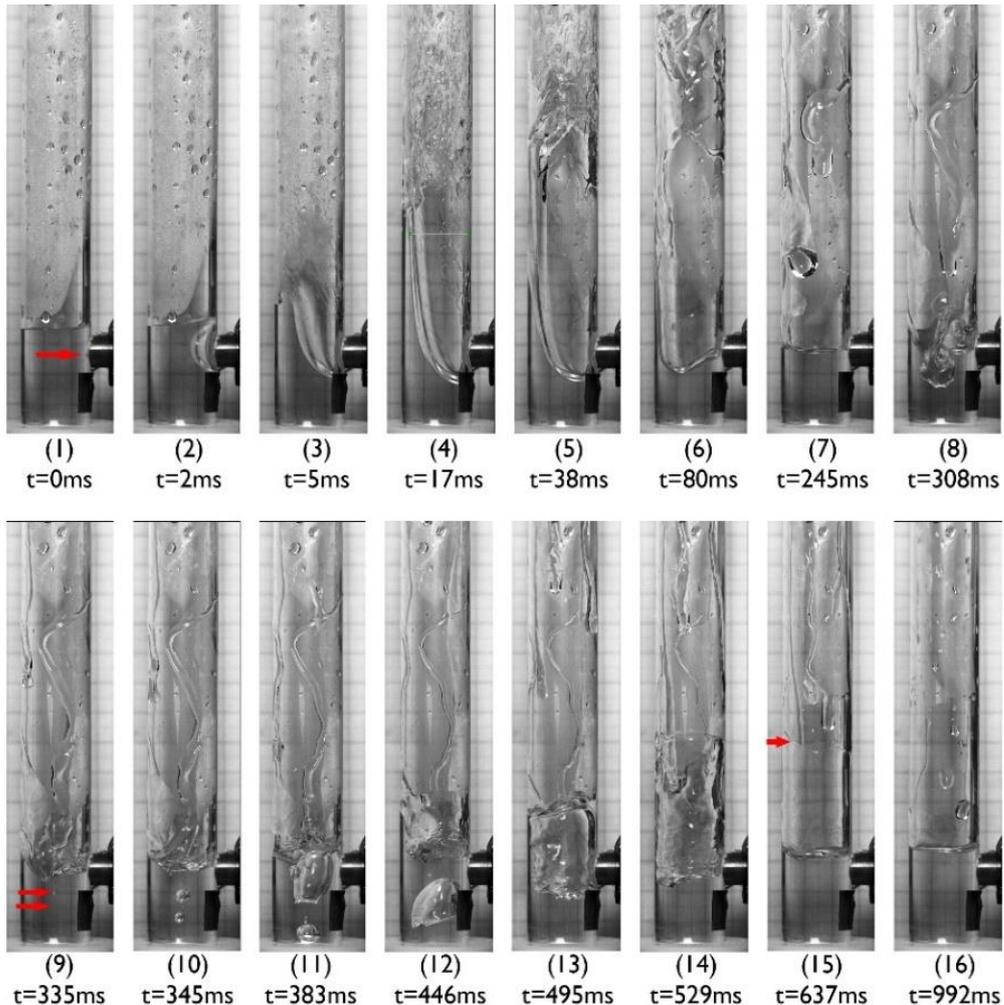
Nº teste	Altura (mm)	Taxa de aquisição (Dados/s)	Taxa de captura de imagens (Frame/s)
1	30,00 ± 1,16	100	4000
2	40,00 ± 1,16	100	4000
3	60,00 ± 1,16	100	4000
4	83,00 ± 1,16	4	2500

A altura é medida desde a base, como indicado na Figura 12

4.1.1 Análise do termossifão de vidro através de visualização

A Fig. 14, apresenta as fotografias obtidas do primeiro teste, onde o nível de enchimento era levemente superior ao do aquecedor.

Figura 14 - Visualização da ebulição para um enchimento de 30mm.



Neste trabalho é assumido o tempo zero (Fig. 14.1) como o primeiro quadro, onde é percebido o início de nucleação da bolha. A partir de este instante, descreve-se o comportamento do evaporador. Para estudar o crescimento da bolha, medições de seu tamanho são feitas, mesmo que unicamente a partir da vista lateral, utilizando-se um software de visualização e processamento da própria câmera, o qual permite determinar comprimentos nas imagens.

Na Fig. 14 é possível observar o rápido crescimento da bolha, que ocorre em um curtíssimo intervalo de tempo. Para a razão de enchimento do presente teste, a bolha leva apenas 5 ms para conseguir atingir a superfície livre da piscina e liberar subitamente sua energia armazenada. No instante 5 ms observa-se que a bolha estoura e espalha vapor e líquido para o condensador, como se fosse um *spray*. O vapor liberado em alta velocidade é também capaz de arrastar parte do líquido da piscina para a região do condensador, conforme pode ser visto nas Figs. 14.3 a 14.6.

O tempo transcorrido entre as Figs. 14.6 e 14.7 (165 ms) é o tempo que o líquido demorou para subir e descer no condensador. O líquido que retorna ao evaporador se constitui parcialmente de vapor condensado e parcialmente de líquido, que havia sido previamente arrastado para o condensador. Durante este tempo, ocorre troca de calor, uma vez que o líquido que retorna, desce resfriado e com significativa energia cinética. Isto permite uma iteração com a piscina de líquido que ficou no evaporador. Nesta iteração, o líquido resfriado descendente consegue deformar a superfície da piscina, conforme observado na Fig. 14.8. Como a piscina tende a regressar ao estado de equilíbrio, após a agitação resultante do retorno de líquido, vapor pode ser aprisionado no seio da piscina, conforme observado na Fig. 14.9. Dependendo do estado termodinâmico da piscina, estas bolhas de vapor podem atuar como sítios de nucleação, crescendo, estourando e conseqüentemente resfriando ainda mais a piscina (Figs. 14.9 a 14.13).

As Figs. 14.13 e 14.14 mostram o instante em que a segunda bolha formada ao interior da piscina libera sua energia. Apesar desta bolha se transformar numa bolha de Taylor, (Figs. 14.11 a 14.13) observa-se que sua liberação de energia é muito menos violenta (Fig. 14.14) do que a observada na bolha inicial. A Fig. 14.15 mostra a máxima altura alcançada pelo líquido expulso na liberação de energia desta segunda bolha. Finalmente, observa-se que um tempo de relaxamento é necessário para que o evaporador retorne ao seu estado inicial de estabilidade (Fig. 14.16). Passado o período de reaquecimento da piscina, o ciclo recomeça.

Neste primeiro teste, a bolha de vapor da Fig. 14.2 atingiu 16,6 mm de altura e 8,16 mm de largura em apenas 2 ms. Porém, como a ebulição ocorre perto da superfície da piscina, o crescimento da bolha é interrompido pelo estouro da mesma. Apesar disso observa-se, na Fig. 14.5, que o vapor foi capaz de cobrir todo o diâmetro interno do termossifão.

As duas bolhas formadas pela agitação na piscina devida à interação do filme de líquido que retorna do condensador (Fig. 14.9, marcadas com as flechas vermelhas)

inicialmente eram tão pequenas que não foi possível estimar seu tamanho. Porém, 10 ms depois, estas mesmas bolhas apresentam uma forma esférica com raios aproximados de 4,2 mm e 2,9 mm. Na medida que elas ascendem pela piscina, existe uma diminuição na pressão externa e uma evaporação na sua superfície, o que promove o aumento de massa de vapor em seu interior e assim, o aumento de sua pressão interna. A diferença de pressões permite o aumento do tamanho das bolhas.

Pode-se perceber a interação das forças viscosas, de empuxo, inerciais e de tensão superficial a partir da deformação destas duas bolhas. Nas Fig. 14.11 e 14.12, as mesmas bolhas não podem ser consideradas mais esféricas e sim com formato de bolhas de Taylor (bolha semiesférica na parte superior e plana na parte inferior). Esta forma acontece quando uma bolha ascende livremente no interior de um líquido e atinge uma velocidade tal que as forças de inércia e viscosas se tornam importantes, a tal ponto de se oporem, de maneira significativa, ao movimento de ascensão. O resultado desta interação de forças é transmitido para a tensão superficial. Na realidade, pode-se dizer que a interface vapor-líquido tem o comportamento comparável a uma membrana, se deformando e procurando um estado de equilíbrio de menor energia, resultando neste formato característico.

Instantes antes destas bolhas alcançarem a superfície da piscina, a primeira e segunda bolha de Taylor possuem, respectivamente, as seguintes dimensões: 17 mm de altura e 12,4 mm de largura (Fig. 14.11) e 30,5 mm de altura e 20 mm de largura (Fig. 14.13).

Também se mediu a altura que o líquido conseguiu atingir após a liberação da energia da segunda bolha, conforme observado na Fig. 14.15, marcado por uma seta. A máxima altura do líquido, medida a partir da superfície da piscina, foi de aproximadamente 34 mm. Isto corrobora a afirmação de que a energia armazenada nelas é inferior quando comparada com a da primeira e grande bolha.

A análise destas imagens permite observar a existência de níveis de armazenamento de energia durante a formação das bolhas. O acúmulo de energia é muito dependente dos fenômenos físicos que geraram a nucleação e o crescimento da bolha.

É possível afirmar que existe uma forte correlação entre o sítio de nucleação e o formato da bolha. Para o caso da nucleação no meio da piscina (pelo retorno de condensado), a bolha, por não interagir com a parede, adquire inicialmente um formato esférico, podendo crescer ou condensar (colapsar), dependendo da temperatura da piscina. Caso a temperatura seja favorável, estas bolhas podem crescer e até chegarem a atingir a configuração de bolhas de Taylor ou coalescer com bolhas vizinhas.

Por outro lado, o formato da bolha gerada a partir de sítios de nucleação sobre parede vertical não pode ser caracterizado como esférico. Na realidade, a ebulição em parede vertical gera bolhas que não são axissimétricas, diferentemente das formadas em ebulição em parede horizontal. A Fig. 15 mostra o formato da bolha gerada no termossifão a partir de um sítio de nucleação na parede.

Figura 15 - Bolha de vapor gerada na parede de um termossifão.



a) Vista Frontal



b) Vista Lateral

Este tipo de formato de bolha já tinha sido observado por Katto *et al.* (1970) e Giraud *et al.* (2013) quando estudaram ebulição em baixas pressões para paredes verticais planas. Na Fig. 15 observa-se que existem diferenças entre a vista frontal e lateral. Percebe-se que, durante a formação da bolha, ela apresenta diferentes ângulos de contato com a parede (ângulos de avanço e de recuo, Fig. 15b). Esta diferença é devida à orientação da parede e a interação das forças atuantes. Para o caso de uma bolha formada numa parede horizontal, a força de empuxo atua de forma simétrica ao redor de todo seu contorno, diferentemente de bolhas formadas em paredes verticais.

Como já comentado, a tensão superficial atua como uma membrana deformável, que sempre procurará atingir o estado de equilíbrio de menor energia. Nos instantes iniciais, quando a bolha possui pouco volume, ela pode ser considerada axissimétrica (Giraud *et al.*, 2013), porém, com o ganho de massa de vapor, as forças externas começam a ser significantes.

Quando a bolha é vista de frente, percebe-se que ela tem a liberdade de se expandir lateralmente, o que permite ter uma simetria com respeito o eixo vertical. Porém, como observado na vista lateral, o crescimento da bolha é influenciado pela presença da parede.

Quando a bolha adquire um tamanho significativo, a força de empuxo empurra a bolha para cima. Porém, como a bolha foi gerada num sítio de nucleação sobre a parede, inicialmente ela se encontra sujeita à esta superfície. O efeito da tensão superficial confere flexibilidade à bolha, que se deforma para cima e para a parede, antes de que aconteça seu descolamento. Esta deformação explica a diferença entre os ângulos de avanço e recuo observados na Fig. 15b.

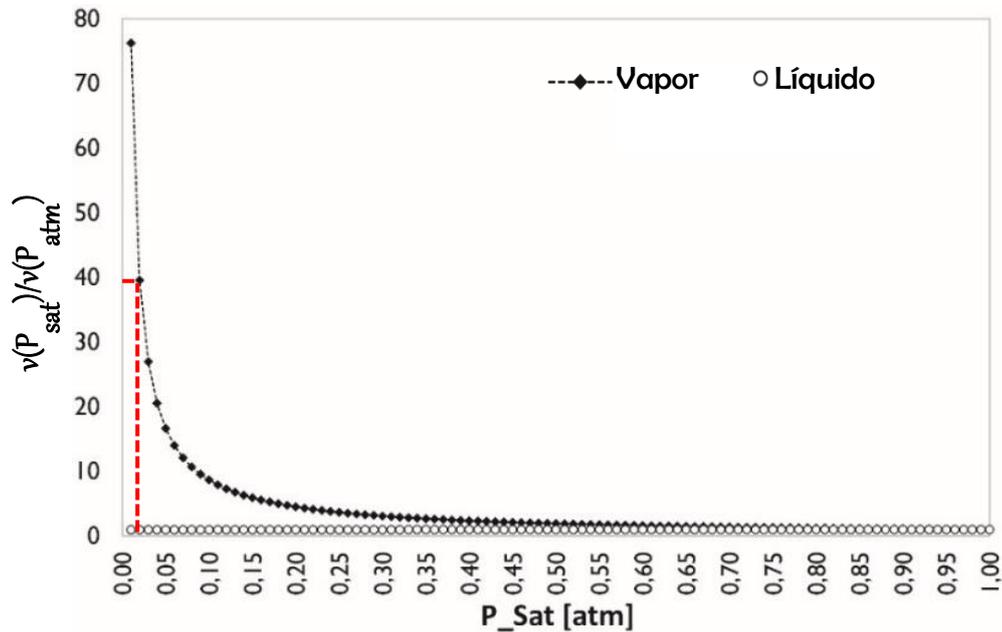
Como consequência da deformação, uma microcamada líquida é formada entre a bolha de vapor e a parede sólida. Esta microcamada é especialmente perceptível perto do ângulo de avanço. Segundo vários autores (Cooper e Lloyd, 1969; Giraud *et al.*, 2013; Snyder e Edwards, 1956), a presença de micro-camadas durante a formação e crescimento da bolha permite a evaporação do líquido aprisionado nela. Sendo este o principal mecanismo que contribui para o rápido crescimento da bolha.

Katto *et al.* (1970); Van Stralen *et al.* (1975) e Giraud *et al.*, (2013) justificaram as observações de grandes bolhas de vapor em ebulição em piscina subatmosférica, devido à queda na densidade do vapor com a diminuição da pressão de saturação. Entre tanto, Casarosa *et al.* (1983); Kuncoro *et al.* (1995) e Niro e Beretta (1990), empregaram esta mesma justificativa para explicar as grandes bolhas observadas durante os eventos de GBP nos termosifões bifásicos fechados, por eles estudados.

Como ilustração de este fato, mostra-se na Fig. 16 um gráfico para a água, que apresenta a dependência entre o volume específico e a pressão de saturação em duas curvas: uma para a razão entre os volumes específicos do líquido na condição de P_{sat} e na condição atmosférica e outra para o vapor, nestas mesmas condições. Apenas razões de volumes específicos, de cada fase, para pressões de saturação subatmosféricas ($P_{sat} < 1 atm$) são apresentadas neste gráfico.

Como pode ser observado na Fig. 16, a razão entre volumes específicos da água para o estado líquido permanece quase constante para qualquer pressão subatmosférica imposta. A rigor, ela decresce muito pouco, chegando a uma redução máxima de quase 5% em seu ponto triplo (0,01 °C e 611,73 Pa \approx 0,006 atm). Por outro lado, um comportamento totalmente oposto é observado para o estado de vapor. A variação da razão entre volumes específicos para pressões subatmosféricas é significativamente importante.

Figura 16 - Relação entre os volumes específicos da água a pressões subatmosféricas e a pressão atmosférica.



Tomando-se como exemplo uma pressão de saturação de 2000 Pa (0,02atm), observa-se as seguintes razões de volumes específicos:

- ✓ $v_v(2000\text{Pa}) \approx 40 v_v(101325\text{ Pa})$
- ✓ $v_l(2000\text{Pa}) \approx 0,96 v_l(101325\text{ Pa})$

Isto implica que a relação de volumes numa mudança de fase líquido - vapor a baixas pressões é muito mais drástica. Um pequeno volume de líquido transformado em vapor ocupa um espaço ainda maior se a pressão do sistema é reduzida. Desta forma pode-se entender porque as bolhas analisadas neste trabalho são tão grandes.

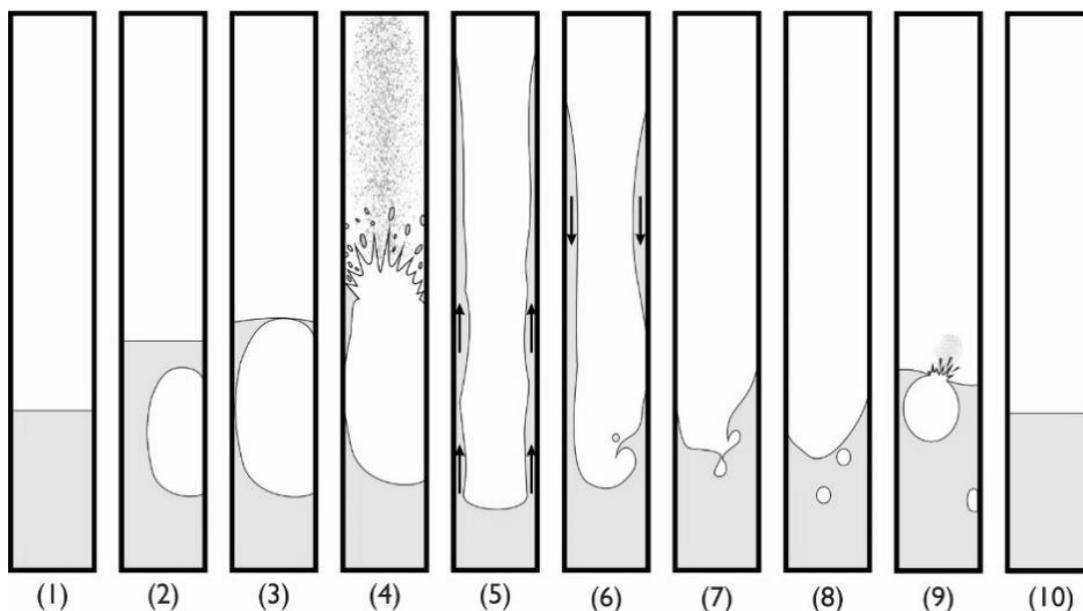
Segundo Giraud *et al.* (2015), sob condições subatmosféricas, o crescimento e desprendimento da bolha são governados pelas forças de empuxo e inerciais, e não tanto pelas forças de empuxo e tensão superficial como acontece na ebulição a pressão atmosférica. Portanto, uma grande quantidade de energia acumulada é observada em bolhas geradas em paredes aquecidas, considerando que o regime de crescimento de bolhas é controlado pela inércia e que o volume específico do vapor de água a baixas pressões aumenta significativamente.

Por outro lado, deve-se notar que os sítios de nucleação formados por vapor aprisionado na piscina são característicos dos termossifões. A pesquisa de ebulição em piscina geralmente não leva em conta esse tipo de interação e, portanto, essa ocorrência tem sido pouco relatada na literatura. Como a formação de estas bolhas não dependem do superaquecimento da parede, esse mecanismo facilita a ebulição e contribui diretamente com o resfriamento da piscina.

No presente trabalho por ebulição intermitente define-se o comportamento periódico observado entre a ativação e repouso do evaporador, enquanto o fenômeno de *Geysier Boiling* é referido como a repentina liberação de energia provocada pela violenta e súbita ebulição de uma bolha.

Na ebulição intermitente, o ciclo começa com um período em que as condições de ebulição não são favoráveis e a piscina está em repouso aparente. Se a taxa de energia liberada pela ebulição for maior que a taxa de energia fornecida ao evaporador, as condições para manter uma ebulição contínua não são satisfeitas e um período de descanso é observado novamente. A Fig. 17 mostra um desenho esquemático do regime de ebulição intermitente e de *Geysier Boiling* em um termossifão bifásico fechado. Ela se baseia na dinâmica de ebulição observada na Fig. 14.

Figura 17 - Regime de ebulição intermitente e de *Geysier Boiling* em um termossifão bifásico fechado.



Na Fig. 17.1, observa-se um período de descanso da piscina, que precede a ocorrência do fenômeno de *Geyser Boiling*. Somente sob tal circunstância a piscina de líquido pode alcançar um elevado estado de metaestabilidade. Nesta condição, há uma quantidade considerável de energia acumulada, e a menor perturbação pode desencadear sua liberação. Na Fig. 17.2, a bolha cresce sob condições de pressão subatmosférica e, portanto, os efeitos inerciais dominam seu crescimento. Os efeitos viscosos do fluido atuam no acúmulo de energia durante o crescimento, o que aumenta ainda mais o potencial de explosão da bolha (Figs. 17.1 a 17.3). Na verdade, o efeito combinado desses dois fatores causa um crescimento extremamente repentino da bolha. Além disso, assim que sua interface se aproxima da superfície livre de líquido, ela explode (Fig. 17.4). O poderoso estouro da bolha impele o líquido contra a parede do condensador e expelle o vapor ao longo do comprimento do condensador, arrastando para cima parte do líquido contido na piscina (Fig. 17.5), que, dependendo da geometria do termosifão, pode atingir a sua tampa superior. O líquido de retorno (Fig. 17.6), composto por vapor condensado e o líquido arrastado, volta com uma temperatura mais baixa, resfriando a piscina de líquido. Todo esse processo, representado pela Figs. 17.1 a 17.6, dura apenas frações de segundos. Essa súbita liberação de energia é observada para termosifões sujeitos a pequenos fluxos de calor, uma vez que esta condição permite que o líquido superaqueça sem perturbações, possibilitando o alcance de um estado de alta metaestabilidade no líquido. Como já foi observado, quando o líquido desce para o evaporador (Figs. 17.6 e 17.7), pequenas bolhas podem ser capturadas na piscina de líquidos (Figs. 17.7 e 17.8). Essas bolhas crescem e também explodem (Fig. 17.9), mas a energia liberada é muito menor do que a explosão da primeira bolha. No final do ciclo, o fluido de trabalho retorna às condições originais (Figs. 17.10 e 17.1). As Figs. 17.1 a 17.5 ilustram o fenômeno de *Geyser Boiling*, enquanto as Figs. 17.1 a 17.10 mostram o regime intermitente, representado pelo ciclo completo.

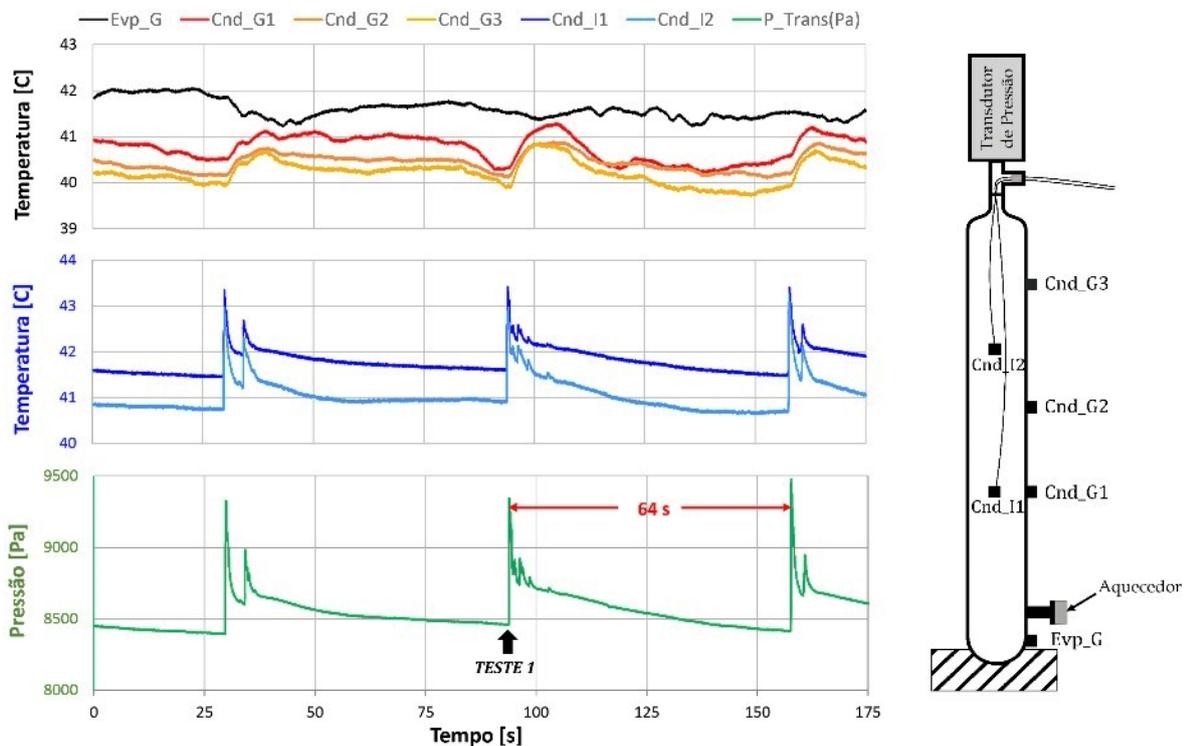
Até o momento, todas as análises apresentadas se baseiam apenas na visualização do fenômeno de ebulição para o termosifão testado com o menor enchimento. A seguir, os resultados obtidos a partir da instrumentação serão discutidos e, posteriormente, será visto como o volume de fluido de trabalho afeta a dinâmica da ebulição.

4.1.2 Análise do termossifão de vidro através da instrumentação

Como apresentado durante a descrição da bancada, o termossifão de vidro foi instrumentado com um transdutor de pressão e 6 termopares tipo T, cujas posições foram mostradas na Fig. 12 e estão apresentadas novamente na parte direita da Fig. 18. Dita figura apresenta um intervalo de dados referente ao teste realizado durante o primeiro enchimento. As medidas de pressão e de temperaturas, dos termopares externos e internos, foram graficadas em janelas separadas para facilitar a análise.

Na Fig. 18 a janela superior apresenta as leituras dos termopares instalados externamente sobre o vidro, identificados por sua localização (um no evaporador e três no condensador) e, na legenda, são identificados pela letra G. Os termopares dispostos no interior do termossifão (condensador) foram identificados com a letra I e suas medições são apresentadas na janela central. Já a janela inferior mostra a plotagem das leituras do transdutor de pressão. Como a escala de tempo é comum para todas as janelas de dados, ela só se referenciou no eixo horizontal da janela inferior.

Figura 18 - Janela de dados do primeiro enchimento para o termossifão de vidro.



Uma comparação rápida entre as três janelas mostra que o comportamento das leituras na janela superior difere muito das outras duas. Essa diferença pode ser explicada pela instalação dos termopares sobre o vidro. Este material possui uma baixa difusividade térmica ($\alpha \approx 4,88 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$) e a espessura do involucro é relativamente grande (2 mm), o que provoca um efeito de amortecimento na variação das leituras de temperatura, atrasando os sinais. Por exemplo, conforme mostrado na Fig. 18 a direita, os termopares Cnd_G1 (externo) e Cnd_I1 (interno) estão localizados na mesma altura. No entanto, seus registros de temperatura são diferentes, como evidenciado nas janelas superior e central, respectivamente.

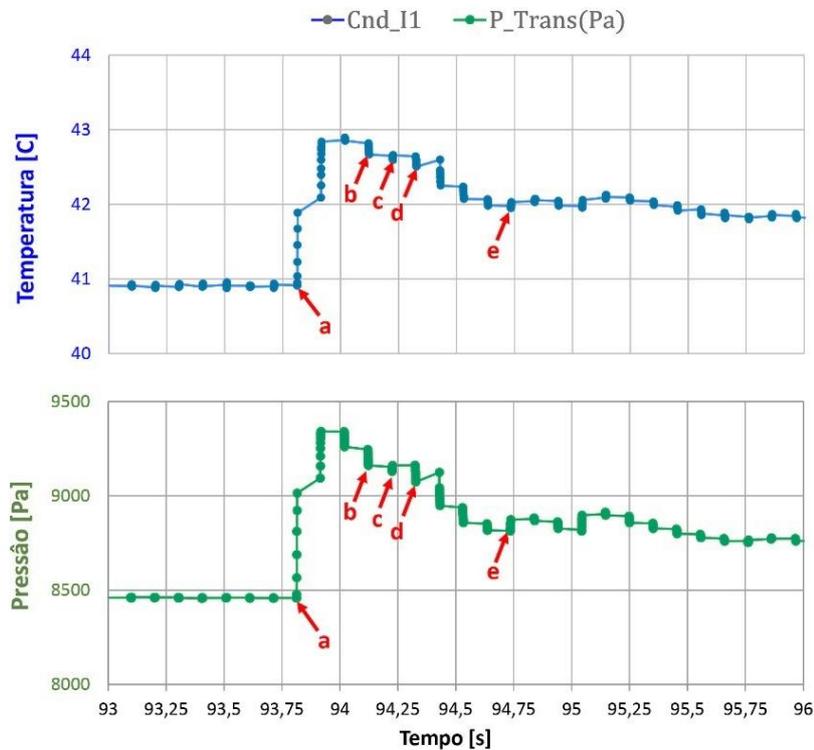
Mesmo que a condução de calor através da parede de vidro mascare os fenômenos de ebulição e condensação, observa-se que o termopar externo do evaporador apresenta uma diminuição de temperatura no mesmo instante que os termopares externos do condensador acusam um incremento de suas medições. Este comportamento inverso, (incremento dos valores da temperatura no condensador e da pressão, com o decréscimo do valor lido para a temperatura do evaporador) são um indicativo da ocorrência de *Geysers Boiling*, como será observado no termossifão de cobre-água a ser discutido adiante na presente tese.

Desta forma, observa-se um atraso entre fenômenos térmicos internos e externos. A baixa condutividade do vidro atrapalha a determinação da potência que está sendo efetivamente fornecida à piscina de líquido e qual porcentagem é dissipada no involucro. Portanto, concentra-se a presente análise nas medições internas do termossifão (pressão e temperaturas).

Na Fig. 18, a ebulição intermitente discutida anteriormente no item 3.1.1, corresponde ao evento que se inicia no instante 93 s, identificado como Teste 1 com uma seta. Observa-se que, neste mesmo instante de tempo, tanto a pressão quanto as temperaturas internas do condensador apresentam um crescimento súbito, descrevendo as mesmas variações com o tempo.

Das janelas central e inferior da Fig. 18, pode-se verificar que a média da frequência de ebulição é de 15,6 mHz, isto é, a ativação da ebulição na piscina ocorre em média a cada 64 segundos. Uma janela com *zoom* ao redor do período de ebulição descrito no Teste 1 é mostrada na Fig. 19. Nesta janela observa-se detalhadamente as leituras do primeiro termopar interno, Cnd_I1 e do transdutor de pressão.

Figura 19 - Medições da temperatura interna do condensador (Cnd_I1) e da pressão para a ebulição descrita no item 3.1.1.



A Fig. 19 apresenta os resultados das medições para os cinco instantes mais importantes que envolvem a ebulição intermitente descrita na seção 3.1.1. O ponto “a” foi localizado no início do aumento súbito da temperatura e pressão, ou seja, representa o momento em que a bolha de vapor é gerada na parede do termossifão (ver Fig. 14.1). O ponto “b” representa o instante em que o líquido que retorna do condensador interage com a piscina (ver Fig. 14.8). Os pontos “c” e “d” representam o instante da liberação de energia por parte da primeira e segunda bolha, geradas pelo aprisionamento do vapor no interior da piscina, conforme mostra as Figs. 14.11 e 14.13, respectivamente. Observa-se um leve acréscimo na pressão após o instante indicado com o ponto “d”, porém, não é comparável com a energia contida na bolha do ponto “a”.

O ponto “e” representa a última imagem conseguida pela filmagem da câmara de alta velocidade para este teste, (Fig. 14.16). A escolha de uma taxa de captura de 4000 fps (frame por segundo) permite obter imagens fidedignas dos fenômenos envolvidos na ebulição do termossifão. No entanto, esta configuração só permite um curto tempo de filmagem.

A partir destas observações, é possível correlacionar os fenômenos observados com as medidas da pressão e das temperaturas internas dos termopares, ou seja, tais medições são capazes de descrever os principais eventos de formação das bolhas na ebulição intermitente.

Assim, uma análise simples da Fig. 18 permite concluir que, para tempos superiores a 95 segundos (tempo da última imagem obtida na filmagem), uma segunda e uma terceira bolha foram geradas na parede do termossifão, ainda que sem a mesma energia da primeira. Mesmo assim, esta ebulição contribui com o resfriamento da piscina, favorecendo o processo de relaxamento. Observa-se na Fig. 18 que, instantes antes do ciclo começar novamente, no tempo 157 s, os valores das temperaturas internas e da pressão possuem praticamente a mesma magnitude dos apresentados no Teste 1.

As leituras obtidas da instrumentação para o primeiro enchimento ratificam a discussão das análises feitas a partir da visualização. Existe uma ebulição intermitente para baixos fluxos de calor, que começa após um período de estagnação da piscina, seguido por uma liberação súbita de energia (incremento de 874 Pa, evento posterior ao ponto “a” da Fig. 19). A ebulição ocasionada pelo aprisionamento de vapor no meio da piscina também contribui para as trocas térmicas, porém a sua liberação de energia é baixa (52 Pa, ponto “d” da Fig. 19). Como já observado, pode-se inferir, a partir dos dados de pressão e temperaturas internas, que, após o tempo 95 s da Fig. 18, existiram uma segunda e uma terceira bolha geradas na parede, produzidas a partir de um estado termodinâmico de menor energia que a primeira. A partir do tempo 100 s, da Fig. 18, pode-se afirmar que o termossifão entra na condição de relaxamento, onde a pressão e as temperaturas decrescem até atingir valores da mesma ordem dos apresentados no início do ciclo. Como também já observado, a ebulição intermitente para estes testes apresenta um período médio de 64 segundos.

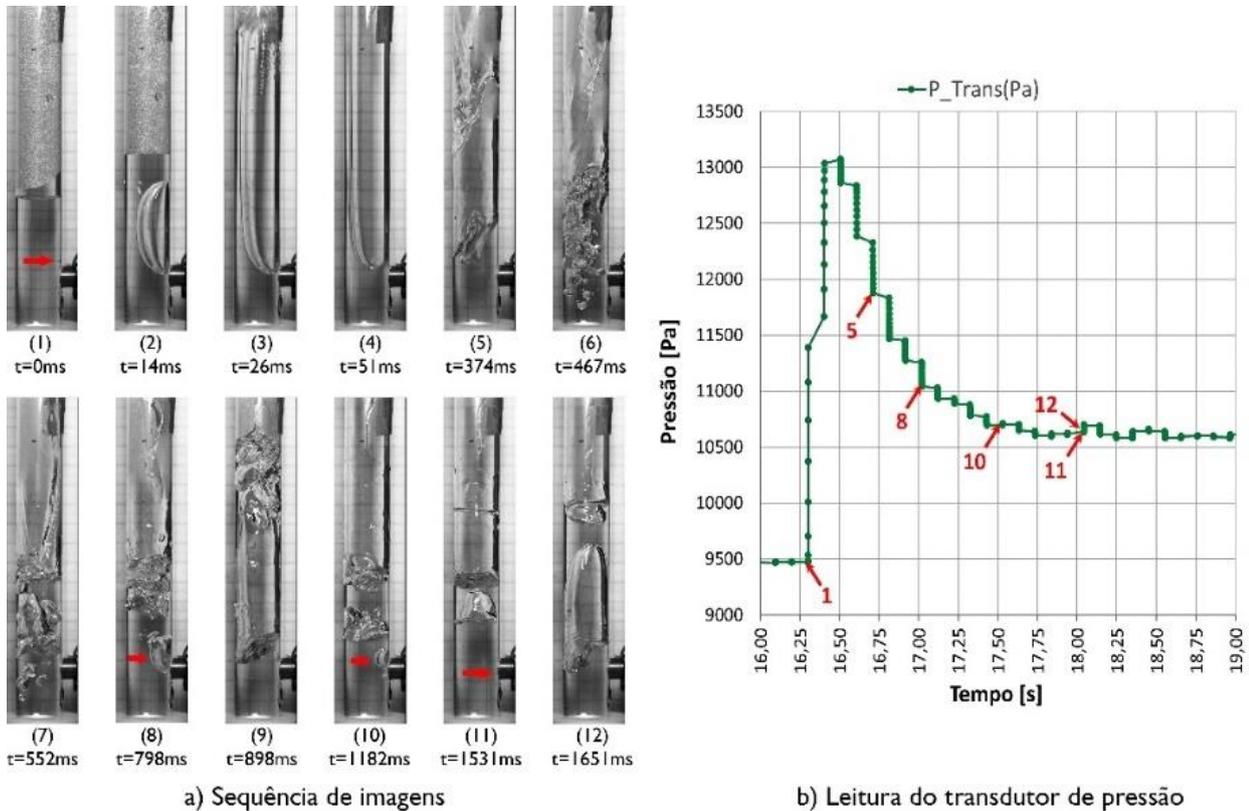
Nas próximas seções, discutem-se os principais efeitos observados da variação do nível de enchimento, no processo de ebulição do evaporador.

4.1.3 Efeito do enchimento no desempenho do termossifão de vidro

Sabe-se que maiores volumes de fluido de trabalho influenciam diretamente as condições de operação dos termossifões. Para avaliar este parâmetro e sua influência na ebulição, os resultados obtidos do teste 3 (enchimento com 60 mm de altura, tabela 2) são

brevemente discutidos. A Fig. 20 apresenta uma sequência de imagens obtidas da ebulição para este enchimento, assim como os valores das leituras de pressão para este evento.

Figura 20 - Sequência de imagens e resultados da pressão para o enchimento de 60mm.



Um análise da Fig. 20 sugere que a primeira bolha de vapor observada atingiu dimensões ainda maiores das apresentadas no primeiro enchimento. A bolha mostrada na Fig. 20.2 possui 48,5 mm de altura e 16,5 mm de largura, após 14ms. Esta mesma bolha, instantes antes de atingir a superfície (Fig. 20.3), possui 131,7 mm de altura e 19,2 mm de largura. Novamente foi observado que quando a bolha de vapor alcança a superfície livre da piscina, a energia acumulada nela é liberada de uma maneira explosiva. A Fig. 20.4 mostra o momento em que o vapor consegue cobrir completamente o diâmetro interno do termossifão, neste instante, a altura da piscina é de 30 mm, aproximadamente metade da altura do enchimento (60 mm).

O tempo decorrido entre o estouro da bolha e o retorno do líquido é de aproximadamente 350 ms (Figs. 20.3 a 20.5). O retorno do líquido e a ebulição causada pelo

aprisionamento de vapor são mostrados nas Figs. 20.5 a 20.7. Ao contrário do primeiro enchimento, foi possível observar maior atividade dos sítios de nucleação na parede, como indicado pelas setas nas Figs. 20.8, 20.10 e 20.11. A partir destas figuras, a nucleação de uma segunda, terceira e quarta bolhas pode ser identificada. Além da nucleação da bolha na parede do evaporador, a formação de bolhas devido ao aprisionamento de vapor na piscina também foi notada.

A segunda bolha tem 82 mm de altura e ocupa todo o diâmetro interno do tubo quando atinge a superfície livre da piscina (Fig. 20.9). A Fig. 20.12 corresponde à última imagem capturada na filmagem. A bolha mostrada aqui tem 53,4 mm de altura e o diâmetro é da mesma ordem que o diâmetro interno do termossifão. A bolha assumiu a forma típica de uma bolha de Taylor, mas, como indicado pela seta na Fig. 20.11, ela era muito pequena e esférica na nucleação.

Neste conjunto de fotografias não se acompanhou a formação e crescimento de bolhas geradas pelo aprisionamento de vapor, já que a sua observação não seria possível com poucas imagens. No entanto, foi observado que seu desenvolvimento depende muito das condições da piscina de líquido. Algumas de estas bolhas serviram como sítios de nucleação e cresceram ao mesmo tempo que ascendiam dentro da piscina; porém outras colapsaram, indicando que também houve condensação. Isto demonstra a existência de gradientes de temperatura no interior da piscina, motivados principalmente pelo retorno do líquido condensado, o que torna o comportamento da piscina altamente estocástico.

A Fig. 20 também apresenta as leituras da pressão para o período da visualização, onde cada ponto realçado corresponde ao mesmo número da fotografia. Assim: 1) representa o começo da ebulição intermitente (primeira bolha); 5) identifica o retorno do líquido do condensador; 8), 9) e 11) referem-se à segunda, terceira e quarta bolhas, respectivamente e, finalmente, 12) representa o quadro final da sequência de filmagem.

O incremento de pressão observado no ponto 1) é de 3563 Pa. Ao ser comparado com o incremento obtido para o primeiro enchimento (874 Pa, ponto A da Fig. 19), observa-se um aumento de 407%. Isto pode ser explicado, em parte pelo enchimento. No teste 1 a altura da piscina mal cobria o aquecedor, o que impediu o completo desenvolvimento da bolha, que estourou apenas 5 ms depois de se formar. Já no teste 3, o aquecedor é coberto por 30mm de água. O tempo que a bolha necessita para atingir a superfície da piscina é quase

cinco vezes maior (26 ms) e o seu tamanho é muito maior, atingindo uma altura de 131,7 mm. portanto, a quantidade de energia armazenada e posteriormente liberada na explosão é também muito maior.

Os aumentos de pressão provocados pela liberação de energia da segunda, terceira e quarta bolhas (pontos 8, 10 e 11 da Fig. 20), são quase imperceptíveis quando comparados com o da primeira bolha. Pressupõe-se que a piscina no instante 1) tenha um estado de energia mais alto (maior grau de metaestabilidade). O que explicaria a sua elevada e súbita liberação de energia.

Certamente um maior enchimento de fluido de trabalho tem grande influência sobre as condições de operação do termossifão. Na Tabela 3 apresenta-se um resumo dos resultados obtidos para os quatro diferentes níveis de enchimento testados neste termossifão.

Tabela 3 – Resultados da variação do enchimento na ebulição intermitente.

Nº teste	Enchimento (mm) ^ξ	Pressão (Pa) ^χ	Temp. (C) [†]	ΔP (Pa) [‡]	Período da Eb. Interm. (s)
1	30,00 ± 1,16	8510	41,5	858	64,2
2	40,00 ± 1,16	8734	42,3	1757	68,4
3	60,00 ± 1,16	9764	43,8	3128	73,1
4	83,00 ± 1,16	10124	44,2	3375	80,3

^ξ O enchimento indica a altura da água medida desde a base, como indicado na Figura 12

^χ Valor médio da pressão antes de começar o ciclo de ebulição (± 267 Pa)

[†] Valor médio da temperatura antes da ebulição, medida pelo primeiro termopar interno ($\pm 0,7$ °C)

[‡] Valor médio do incremento da pressão no início da ebulição intermitente, GBP (± 189 Pa)

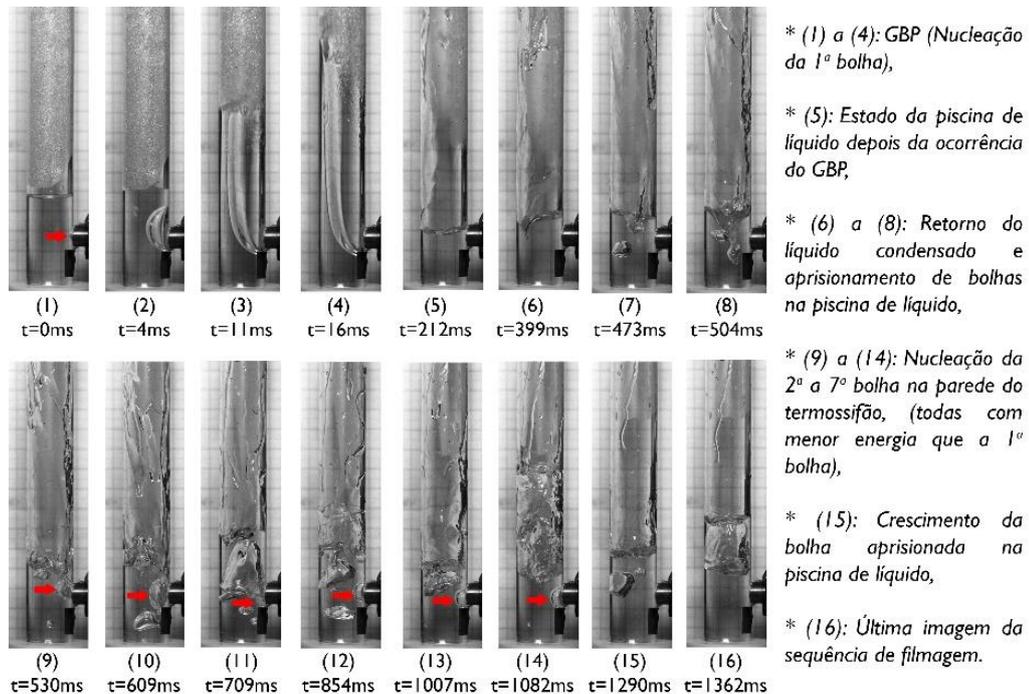
Quando o enchimento aumenta, a pressão interna do termossifão também aumenta, obviamente devido à maior massa dentro do sistema. Como a pressão aumenta, a mudança de fase ocorre a uma maior temperatura, conforme observado na quarta coluna da Tabela 3.

Observa-se também que o aumento do enchimento afeta a diferença de pressão (ΔP) e o período da ebulição intermitente: quanto maior o enchimento, maior o ΔP e maior o período de ebulição intermitente. O local onde ocorre a nucleação dentro da piscina também é muito importante. Quando a nucleação ocorre perto da superfície da piscina, as bolhas de vapor não conseguem se desenvolver completamente, liberando sua energia com menor intensidade. Maiores enchimentos permitem um maior desenvolvimento da bolha. Porém, observou-se que para o mesmo fluxo de calor e diferentes enchimentos, quanto maior o

volume da piscina, maior o tempo para atingir as condições necessárias para a ebulição. Por fim, vale notar que a condição de fornecimento de calor para este termossifão (pontual) leva a um aquecimento gradativo da piscina (característico dos baixos fluxos de calor), o que certamente favorece um estado de metaestabilidade de maior potencial energético na piscina de líquido.

Os dados de pressão e temperatura do terceiro teste apresentam comportamento semelhante aos do primeiro teste. Isso também foi verdade para os testes 2 e 4. As Figs. 21 e 22 mostram o GBP durante esses testes, respectivamente. Nessas figuras, as legendas resumem os principais eventos e as setas vermelhas apontam as bolhas que se formaram na parede.

Figura 21 - Visualização da ebulição para um enchimento de 40mm.

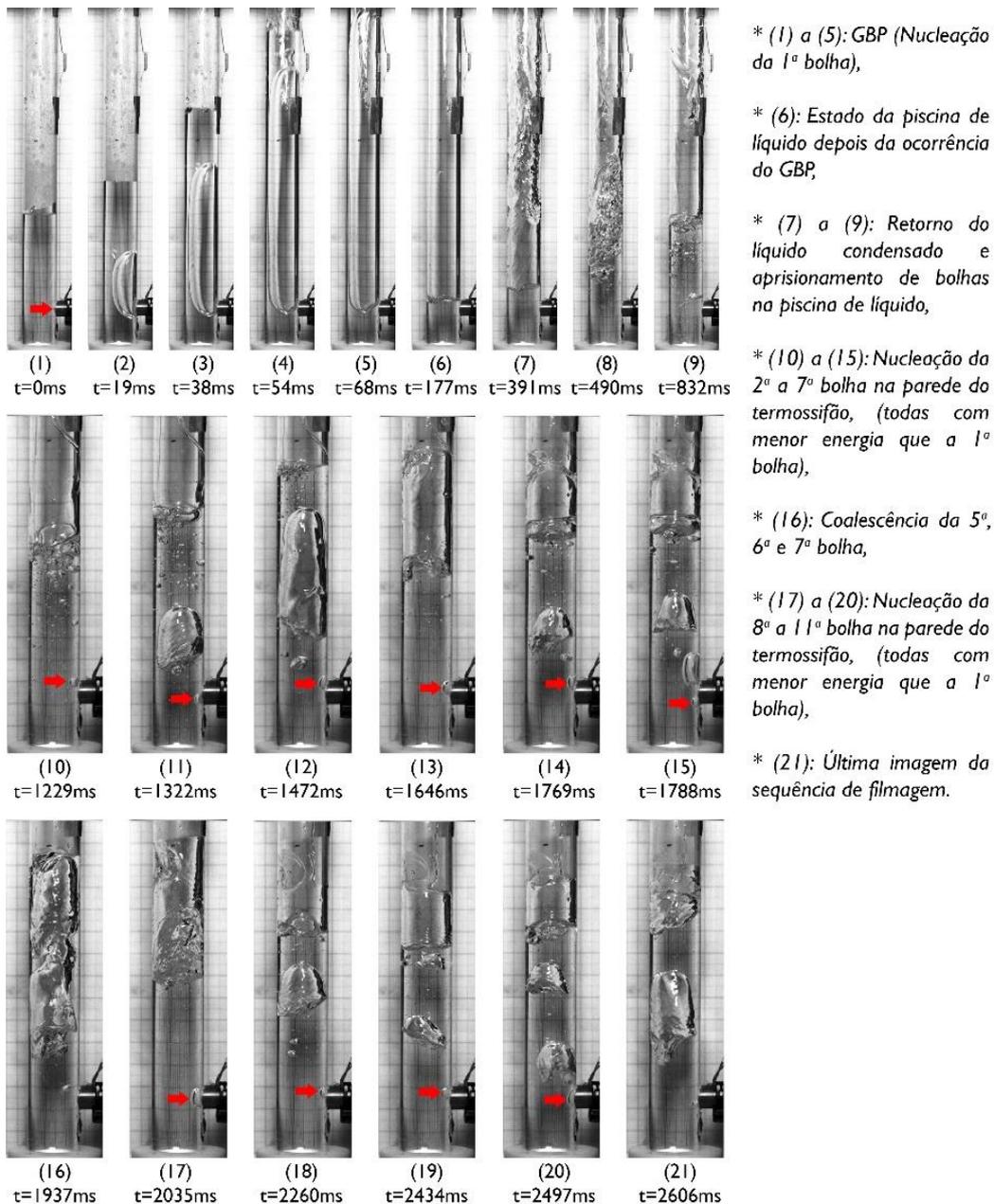


Uma comparação entre as Figs. 14, 20, 21 e 22 indica que quanto maior a altura da coluna de líquido, maiores são os volumes das bolhas de GBP e maiores são os períodos de formação de bolhas. A análise apresentada para os Testes 1 e 3 é válida para os Testes 2 e 4, portanto, nenhuma discussão adicional será feita.

Em relação à pressão, nota-se que o comportamento do pico súbito e posterior relaxamento é semelhante ao comportamento idealizado de uma explosão. Este modelo é apresentado no trabalho de Van Den Berg e Lannoy, (1993), para a explosão de vapor.

Considerando os experimentos descritos anteriormente, especial interesse é dado à sobrepressão do GBP. Percebeu-se que estes picos de sobrepressão aumentam com o incremento da coluna de líquido sobre o sítio de nucleação. Esta observação é usada para introduzir um critério que permite uma visualização mais fácil dos eventos de *Geyser Boiling*, diferenciando-o de outros regimes de ebulição, como os descrito por Smith *et al.* (2018) para termossifões bifásicos fechados.

Figura 22 - Visualização da ebulição para um enchimento de 83mm.



A ebulição intermitente se caracteriza por começar com uma liberação de energia grande, quase instantânea, durante a nucleação da primeira bolha, enquanto que as ebulições subsequentes dentro do ciclo, não libera uma energia da mesma magnitude. Já o resto de regimes de ebulição se caracterizam por apresentar variações mais constantes de pressão. Para diferenciar o GBP de estes outros regimes, propõe-se o seguinte parâmetro adimensional:

$$N = \frac{\Delta P}{\bar{P}} \quad (22)$$

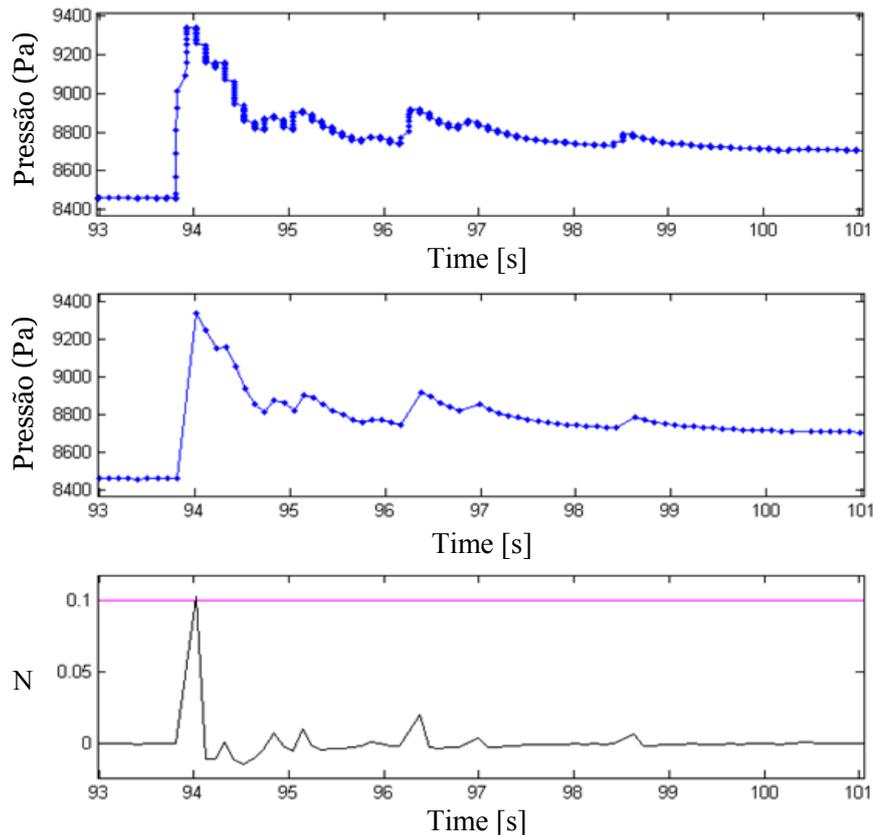
A Eq. 22 foi proposta a partir das observações experimentais, sendo que o ΔP representa a diferença de pressão para leituras consecutivas ($P_{n+1} - P_n$) e \bar{P} é a pressão média para as condições do estado estacionário.

Para capturar processos de mudança de fase, são requeridas altas taxas de aquisição de dados. Não entanto, somente durante mudanças bruscas de temperatura ou pressão (isto é, nucleação de bolhas), os dados são discerníveis um do outro. Caso contrário, a base de dados parece ser uma grande repetição de pontos para o mesmo domínio de tempo. Por este motivo um código feito em MatLab foi usado para depurar essa base de dados. Inicialmente, esse código limpa as repetições para o mesmo domínio de tempo. Em uma segunda operação, o código inspeciona as leituras de pressão fazendo a avaliação ponto a ponto. Cada ponto é comparado com o anterior e com o seguinte. Se as variações de pressão entre eles são repentinas, é identificado como um ponto com intensa atividade de mudança de fase. As leituras dos mínimos e máximos locais (pontos que marcam o início da nucleação da bolha e após a explosão) são selecionadas e os pontos intermediários são apagados. Isto garante que a base de dados depurada só contenha pontos de pressão condizentes com a mudança de fase (facilitando a comparação entre valores de pressão antes e depois da bolha nuclear e se desenvolver). Finalmente, sobre a base de dados depurada, calcula-se o número adimensional N através da Equação 22.

A Fig. 23 mostra os resultados da depuração da base de dados e o cálculo do número N para o Teste 1 (o qual foi apresentado anteriormente na Fig. 19). O gráfico superior da Fig. 23 exhibe os dados originais obtidos a partir do transdutor de pressão. No gráfico do meio apresentam-se os mesmos dados após o processo de depuração. Observa-se que eles não apresentam valores repetidos, nem pontos intermediários entre um mínimo local e o consecutivo máximo local. Por fim, no gráfico inferior apresentam-se os resultados após se aplicar o critério dado pela Equação 22. Com base nas informações contidas na Fig. 23,

apenas por volta de 94 s, um evento de ebulição tem energia suficiente para ser considerado *Geysier Boiling*. O valor de N relacionado a este instante, foi em torno de 0,1. As variações de pressão após este evento não são consideradas significativas, isto é, oscilam perto de zero.

Figura 23 - Dados originais da pressão, dados depurados e número adimensional N para o teste 1.



Cabe ressaltar que o presente caso (teste 1) é o caso limite, pois, a altura da piscina não pode ser inferior à altura da fonte de calor pontual.

Como mencionado anteriormente, a Tabela 3 contém um resumo dos quatro testes para os diversos enchimentos. Nela se apresentam os valores da pressão média assim como os valores da diferença de pressão durante os eventos de GBP (*i.e.*, diferença entre as pressões do pico e a média). Estes dados foram utilizados para calcular o valor de N, como indicado na Equação 22, e os resultados são apresentados na Tabela 4.

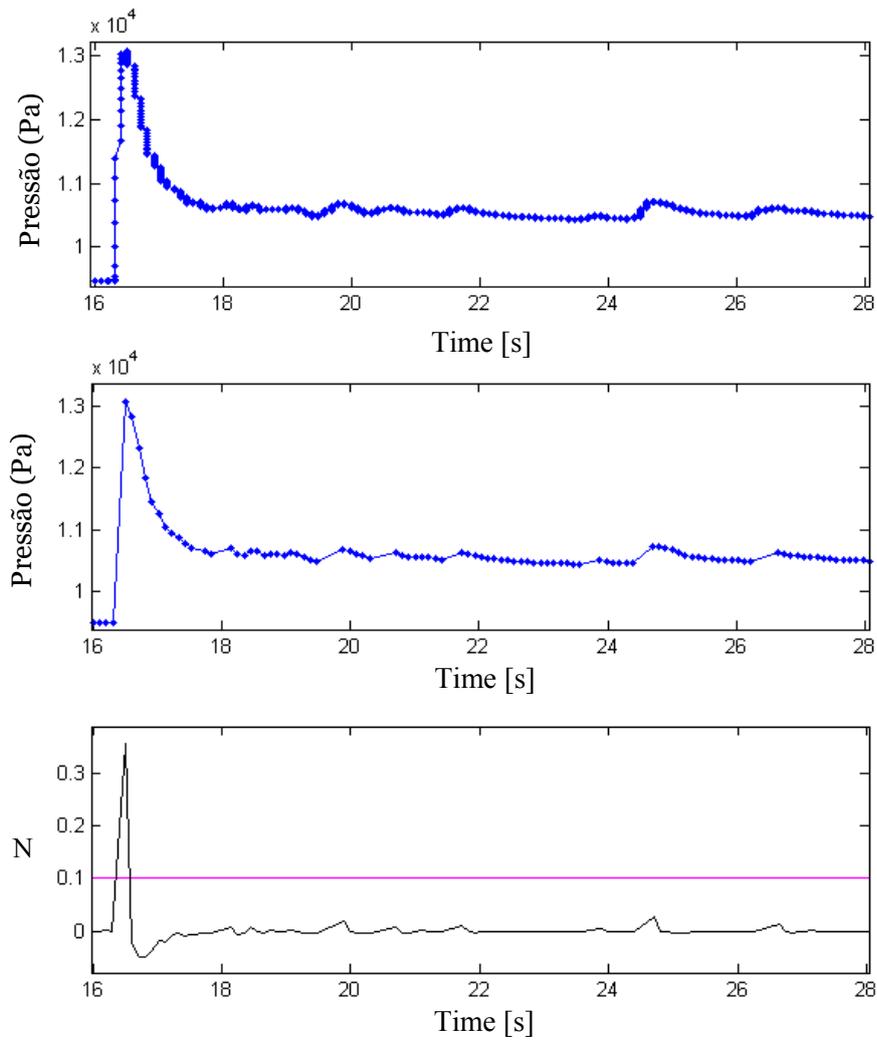
Observa-se que o menor valor de N, na tabela 4, possui uma grandeza de 0,101 e corresponde ao teste 1. O aumento da altura da coluna de líquido sobre o sítio de nucleação só incrementou os valores de N. Portanto, o critério $N > 0,1$ é assumido como um valor limite para a identificação do fenômeno de ebulição do *Geysier Boiling*.

Tabela 4 – Valores do número N para os quatro testes.

Nº teste	Altura da coluna de líquido (mm)	$N = \frac{\Delta P}{\bar{P}}$
1	30,00 ± 1,16	0,101 ± 0,050
2	40,00 ± 1,16	0,201 ± 0,048
3	60,00 ± 1,16	0,320 ± 0,043
4	83,00 ± 1,16	0,333 ± 0,042

Para validar o código de Matlab e $N > 0,1$ como critério para ocorrência de GBP, a mesma análise foi aplicada no Teste 3, apresentado na Fig. 24.

Figura 24 - Dados originais da pressão, dados depurados e número adimensional N para o teste 3.



Observa-se que o máximo valor de N para a Fig. 24 é superior a 0,3 o que indica que este *Geysers Boiling* ocorreu com uma maior liberação de energia do que a evidenciada no teste 1. Essa observação ratifica ainda mais o discutido até este ponto.

A fim de avaliar o critério proposto para diversos regimes de ebulição em termosifões bifásicos fechados, dados apresentados no trabalho de Smith *et al.*, (2018) foram usados. Estes pesquisadores investigaram o comportamento de um termosifão operando com três diferentes fluidos de trabalho: água, etanol e HFE-7000, e dividiram os regimes de ebulição, em: *Geysers flow*, *Slug/plug flow*, *Churn flow* e *Bubbly flow*. A Tabela 5, em parte, foi construída a partir deste trabalho. A primeira coluna apresenta o tipo de regime de fluxo, a segunda, terceira e quarta colunas exibem respectivamente o fluido de trabalho empregado, o fluxo de calor fornecido e o confinamento (relação entre o diâmetro interno do termosifão e o comprimento capilar). Já a quinta e sexta colunas apresentam, respectivamente, a pressão média e as diferenças entre pressões média e máxima para cada teste. Na última coluna, a Equação 22 foi usada para avaliar o critério aqui proposto.

Tabela 5 – Validação do critério do GBP.

Regime Ebulição*	Fluido de trabalho*	q'' [kW/m ²]*	Co^*	\bar{P} [bar]*	ΔP [bar]*	$N = \frac{\Delta P}{\bar{P}}$ §
Geysers	Água	7,5	0,34	0,03	0,021	0,700
Geysers	Etanol	7,0	0,20	0,07	0,038	0,543
Slug/Plug	Água	5,1	0,32	1,31	0,008	0,006
Slug/Plug	Etanol	5,7	0,20	1,40	0,01	0,007
Churn	Etanol	17	0,20	1,47	0,05	0,034
Bubbly	HFE-7000	7,8	0,12	0,57	0,01	0,017

* Dados tomados das figuras apresentadas por Smith *et al.* [12]

§ Critério proposto ($N > 0.1 \rightarrow$ GBP)

Note-se que as duas primeiras linhas da Tabela 5 mostram o regime de *Geysers Boiling* para a Água e Etanol. Os valores obtidos para o número N foram de 0,7 e 0,54, respectivamente, ambos maiores que 0,1, confirmando o critério proposto. Já nos outros regimes (linhas subsequentes), o valor de N foi sempre menor que 0,1.

Esta análise permite afirmar que existem diferentes níveis de energia para a ebulição intermitente. Isto ocorre porque a pressão de saturação tem grande efeito sobre as propriedades do fluido e sobre o tamanho das bolhas de vapor. A magnitude da explosão com

que ocorre o GBP depende da profundidade onde o sítio de nucleação for ativado, já que bolhas formadas mais perto da superfície são impedidas de continuar seu processo de crescimento quando encontram a superfície do líquido. O fenômeno de *Geyser Boiling* foi observado no início de cada ciclo da ebulição intermitente.

A bancada de visualização com aquecedor pontual permitiu estudar os fenômenos de ebulição que ocorrem no interior de um termossifão, para baixos fluxos de calor imposto no evaporador (condição característica da ebulição intermitente). O aquecedor pontual, na realidade, provoca a ocorrência de uma região preferencial de nucleação que, no presente caso, foi projetada para permitir a captura lateral das imagens das bolhas. Esta bancada, porém, não descreve a interação entre si de outras regiões de nucleação. Portanto, na seção a seguir, apresenta-se um estudo qualitativo a respeito de um termossifão de vidro, operando com naftaleno como fluido de trabalho. O laboratório emprega este termossifão como unidade de demonstração de esta tecnologia, principalmente para fins didáticos.

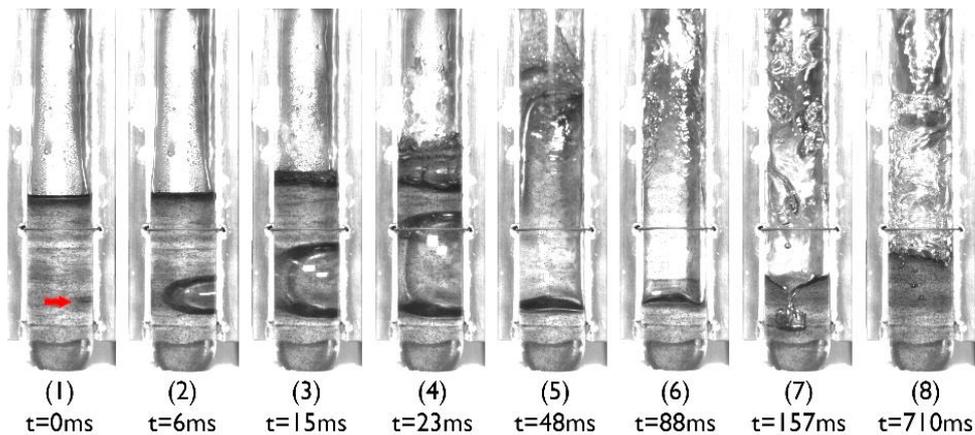
4.2 BANCADA COM AQUECEDOR MEIA CALHA

A bancada de demonstração é constituída por um termossifão de vidro de 20 mm de diâmetro interno e comprimento de 1 m, dos quais 200 mm constituem o evaporador, cuja fonte de calor é um aquecedor do tipo meia calha, e os restantes 800 mm fazem parte do condensador. Por “aquecedor meia calha” entende-se um bloco de cobre onde uma resistência elétrica do tipo cartucho está alojada e cuja superfície de contato com o tubo de vidro forma um semi-cilindro. O fluido de trabalho empregado nele é naftaleno, fluido escolhido porque, na sua temperatura de trabalho, opera a baixas pressões, sem comprometer a integridade física da bancada. A razão de enchimento é de 32% que equivale a uma piscina de naftaleno líquido com 64mm altura. Por se tratar de um dispositivo pré-existente no laboratório e ser uma unidade didática só foi possível realizar uma análise qualitativa do fenômeno. Nenhuma medição de temperatura, pressão ou potência fornecida foi coletada. As imagens apresentadas nas Figs. 25 a 27 apresentam quadros de três filmagens feitas para três instantes diferentes durante o início de operação do termossifão (“*startup*”).

O início de operação ocorre da seguinte forma. Inicialmente a energia fornecida pelo aquecedor foi usada para a fusão do naftaleno (ponto de fusão ≈ 80 °C). Foi observado um período de tranquilidade na piscina, onde era facilmente observável a troca de calor por

convecção, assim como evaporação na superfície da mesma. Após o tempo de superaquecimento necessário para que a ebulição ocorresse, foram captadas as imagens mostradas na Fig. 25.

Figura 25 - Início da ebulição do termossifão de meia calha.



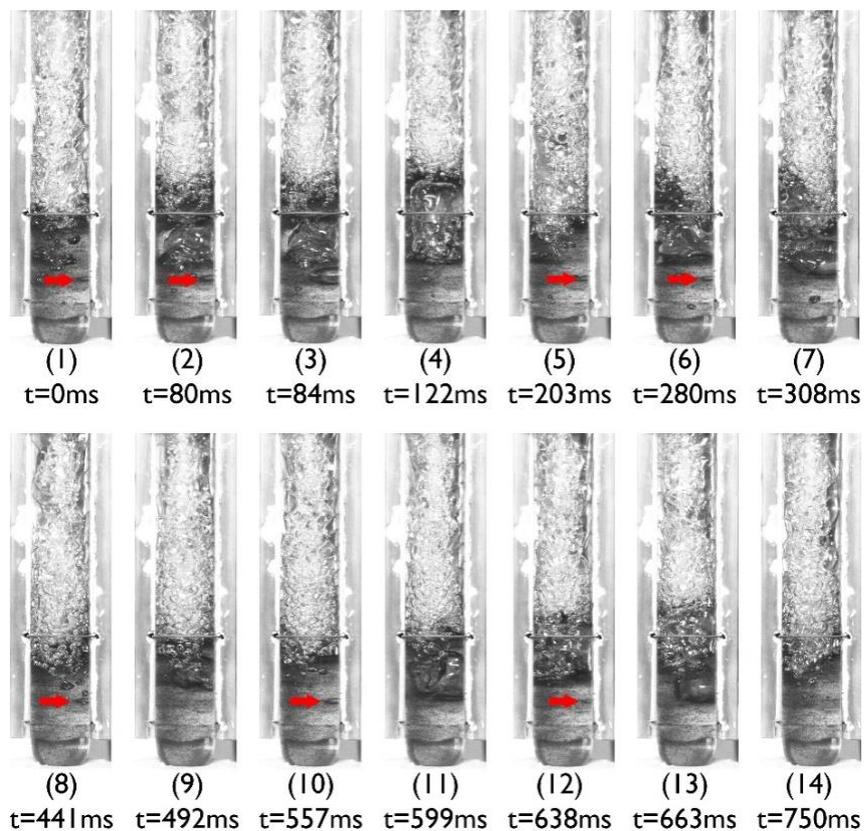
A seta da Fig. 25.1 apresenta o primeiro e único sítio de nucleação ativo, observado após o período de repouso da piscina de líquido. A bolha cresce rapidamente e após 15 ms consegue atingir um tamanho igual ao diâmetro interno do involucro, (Fig. 25.3). O desenvolvimento da bolha foi tão rápido que parte do líquido da piscina ficou aglomerado sobre a própria bolha. Este *Slug* de líquido consegue ser impulsionado para cima por causa da energia acumulada na bolha. Porém foi observado um outro tipo de ebulição que com o aquecedor pontual não tinha condições de acontecer.

Dado que a meia calha possui uma altura de 200 mm e que o enchimento de naftaleno é apenas de 64 mm de altura, 136 mm de calha se encontram sobre a superfície livre da piscina numa condição de maior temperatura. Portanto, à medida que o *Slug* de líquido ascende um outro tipo de ebulição foi observado, (Fig. 25.4), durante a ascensão o filme de líquido que escorrega pela parede evapora consumindo parte do líquido do *Slug*, facilitando que a bolha atinja a superfície da piscina, (Fig. 25.5). Neste ponto, vapor e líquido são impelidos ao condensador e no processo de retorno do líquido, bolhas de vapor são aprisionadas no interior da piscina, (ver Fig. 25.7). Durante o descenso do líquido, evaporação em filme é observada na região da calha que não é coberta pela piscina de líquido, (ver Figs. 25.7 e 25.8). Quando todo o fluido que retornou esfria a piscina, o ciclo começa

novamente. É importante notar, nos quadros mostrados na Fig. 25, que, apesar do calor ser distribuído por metade da área externa do evaporador, o processo de ebulição se dá pela formação de uma única bolha.

A Fig. 26 apresenta a ebulição para um instante intermediário entre o início da ebulição e o regime permanente de funcionamento.

Figura 26 - Ebulição do termossifão de meia calha para um instante intermediário.



Dado o comportamento mais intenso e estocástico do evaporador para estas condições, estabeleceu-se o tempo zero como aquele correspondente à primeira bolha nucleação sobre a parede. Cada bolha gerada na parede foi indicada com uma seta vermelha, conforme mostra as Figs. 26.1, 26.2, 26.5, 26.6, 26.8, 26.10 e 26.12. Observa-se que praticamente todas estas bolhas foram nucleadas no mesmo lugar.

Ao comparar os tempos de filmagem das Figs. 25 e 26, percebe-se que quase para o mesmo intervalo de tempo de gravação, a ebulição para um instante intermediário registrou 7 bolhas nucleadas na parede, enquanto que, para o início da ebulição (Fig. 25) uma única bolha

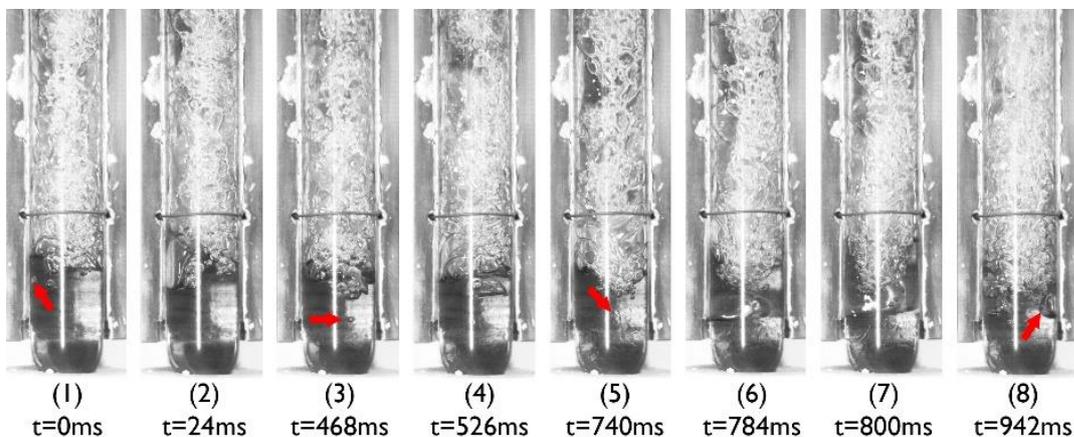
foi observada. Isto indica uma maior ativação da piscina quando se mantém a mesma razão de enchimento e se impõe um maior fluxo de calor. Para o caso estudado, algumas bolhas atingem um tamanho relativamente igual ao do diâmetro interno do tubo. Quando isto acontece se observa uma maior agitação da piscina após estas bolhas liberarem a sua energia.

Observa-se também um comportamento da ebulição menos intermitente, o que garante uma melhor performance ao termossifão, dado que a ebulição é a força motriz de seu funcionamento. As bolhas têm tamanhos similares ao diâmetro do tubo, porém a sua formação ocorre com maior frequência, sendo que a energia de explosão das bolhas diminui a medida que a frequência de nucleação aumenta.

Durante todo o tempo da filmagem, foi observado um constante estado de ebulição em filme no trecho de calha que não é coberto pela piscina de líquido.

Por outro lado, a Fig. 27 apresenta a ebulição registrada durante o regime permanente. A altura da piscina de líquido é menor que nos dois casos anteriores, o que indica que uma maior quantidade de líquido está sendo constantemente evaporada e/ou está na forma de filme condensado, espalhado ao longo do tubo. As bolhas formadas na parede foram identificadas com setas vermelhas, nas Figs. 27.1, 27.3, 27.5 e 27.8. Neste registro, observa-se quatro sítios de nucleação em locais diferentes, provavelmente gerados pela maior homogeneidade das temperaturas no interior da piscina. Os tamanhos das bolhas são menores que o diâmetro interno do tubo, o que indica que a pressão interna do termossifão aumentou com o aumento da potência elétrica fornecida. A ebulição em filme contribui com a troca térmica do evaporador.

Figura 27 - Ebulição do termossifão de meia calha para o regime permanente.



Por ser um dispositivo previamente existente, este termossifão só serviu para efetuar uma análise qualitativa do comportamento. Mesmo assim, as análises visuais permitiram identificar o regime intermitente e o regime totalmente desenvolvido, também conhecido como de ebulição nucleada. A transição de regime intermitente para totalmente desenvolvido se dá quando a bolha de vapor atinge tamanhos menores que o diâmetro interno do termossifão.

Nestas figuras foi possível observar a existência de diversos tipos de ebulição. Inicialmente observou-se claramente o regime de *Geysier Boiling*, que acontece quando existe uma repentina liberação de energia. Para esta condição, o diâmetro do tubo limita o livre crescimento da bolha, que só se consegue desenvolver verticalmente, até o ponto em que se rompe repentinamente, jorrando vapor e líquido para o condensador com grande energia. Posteriormente segue-se um período de ebulição onde a taxa de energia rejeitada no condensador é maior que a taxa de energia fornecida no evaporador. Quando a piscina perde energia suficiente, um período de repouso na piscina volta a ser observado. Na medida que o fornecimento de potência é aumentado, a frequência dos ciclos aumenta. Porém, a primeira bolha formada, candidata a apresentar comportamento de *Geysier Boiling*, vai liberando energia de maneira menos violenta, até que a ebulição passa a apresentar um comportamento de regime de *Plug/slug*, quando o tamanho das bolhas atinge um diâmetro um pouco menor que o diâmetro interno do termossifão. Isto acontece devido a um aumento da pressão no interior do termossifão, que gera bolhas menores, ao mesmo tempo em que ocorre um aumento da taxa de calor, o que diminui o tempo de espera para se obter o superaquecimento necessário à ativação dos sítios de nucleação. Com o incremento da potência e a soma de todos estes efeitos se chega à ebulição nucleada, conforme observado no termossifão de naftaleno para a Fig. 27.

4.3 CONSIDERAÇÕES FINAIS SOBRE A VISUALIZAÇÃO DO GBP

O emprego da câmera de filmagem de alta velocidade permitiu captar fenômenos que têm milésimos de segundo de duração, mas que, ao olho comum parecem eventos repentinos e instáveis. Como resultado das análises das visualizações, percebeu-se que a definição

tradicional do GBP não condiz totalmente com a realidade dos fenômenos observados. Novas explicações foram, então, adicionadas, permitindo um melhor entendimento do fenômeno.

A partir da análise dos dados obtidos experimentalmente neste trabalho e de dados da literatura, foi possível obter um critério para reconhecer os exatos instantes onde ocorre a ebulição de uma bolha com potencial para ser considerada promotora do GBP.

O termossifão de vidro contendo naftaleno e aquecedor do tipo meia calha evidenciou que, mesmo com uma grande área de transferência de calor, o GBP surge da nucleação e ebulição de uma única bolha.

Todas estas observações foram incluídas no artigo intitulado “*Visualization and experimental analysis of Geysers boiling phenomena in two-phase thermosyphons*” o qual foi publicado no *International Journal of Heat and Mass Transfer*. Este artigo é identificado com o DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.06.052

No capítulo a seguir apresenta-se uma análise teórico experimental sobre o fenômeno de *Geysers Boiling*.

5 ANÁLISE TEORICA DO FENÔMENO DE GEYSER BOILING

A razão principal da existência do GBP em termossifões bifásicos fechados operando com água se deve a que comumente a ebulição intermitente acontece a baixas pressões e baixos fluxos de calor. A pratica de reduzir a pressão ao interior do termossifão é a que permite que estes dispositivos operem a baixas temperaturas, pois isto facilita as mudanças de fase do fluido de trabalho. Na realidade, são estas pressões reduzidas, que se auto-ajustam à temperatura de operação e que também permitem a troca térmica passiva entre o evaporador e o condensador. Sendo assim, existe uma dependência entre os eventos externos (fluxo de calor imposto no evaporador e rejeitado no condensador) com os eventos internos, (tipo de fluido de trabalho, razão de enchimento, confinamento, molhabilidade, sítios de nucleação, etc.). Por tanto o GBP é também influenciado por estes parâmetros.

Quando comparada a ebulição em pressões reduzidas com a ebulição a pressão atmosférica, podem-se observar os seguintes efeitos:

- Diminuição da temperatura de vaporização do fluido,
- Alteração das propriedades fisico-químicas do fluido de trabalho,
- Incremento do raio mínimo de nucleação,
- Aumento do superaquecimento necessário para que aconteça a ebulição.

5.1 TEMPERATURA DE SATURAÇÃO

A termodinâmica afirma que a diminuição da pressão sobre uma piscina de líquido em ebulição faz com que a temperatura de saturação do fluido abaixe, ou seja, o fluido começa a evaporar em menores temperaturas. A redução da pressão dentro do termossifão bifásico fechado é a que permite aumentar a faixa de temperaturas de operação do fluido de trabalho. Portanto teoricamente, um termossifão pode operar em uma faixa de temperaturas que varia desde o ponto triplo até o ponto crítico do seu fluido de trabalho (sendo que para a água eles se localizam em 0,01 °C e 374 °C, respectivamente).

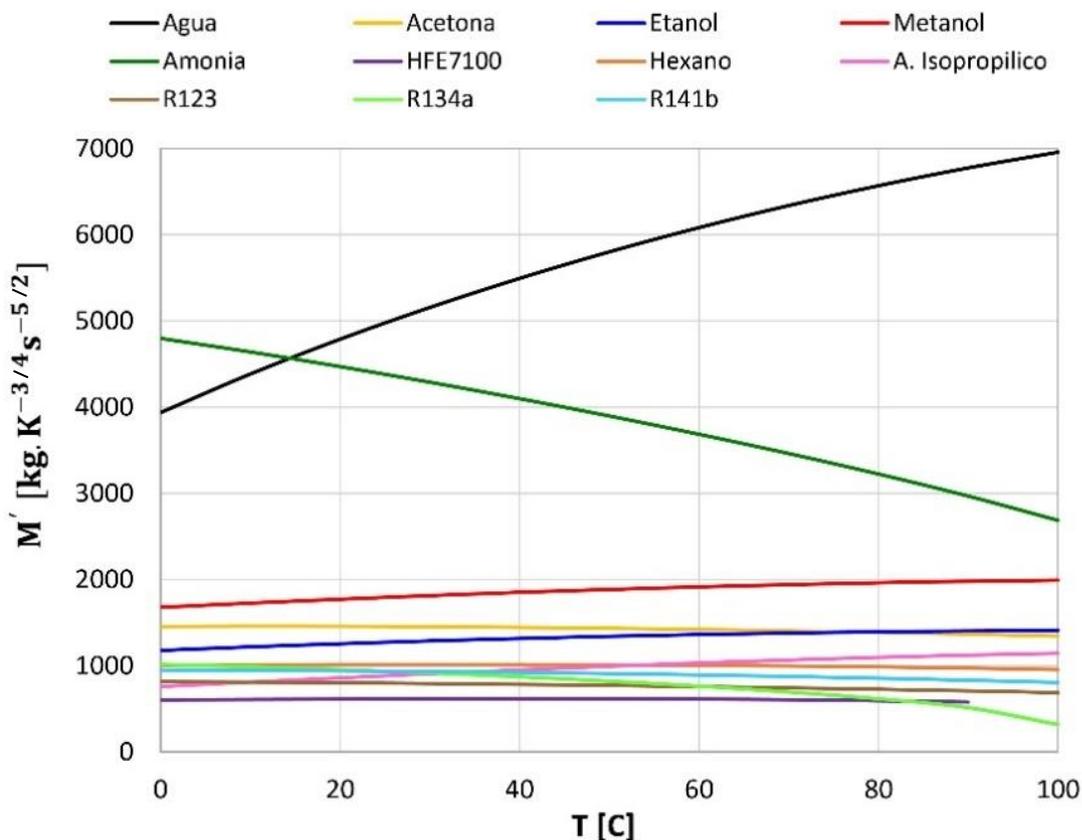
Um parâmetro que relaciona as propriedades do fluido de trabalho com sua capacidade máxima de potência térmica, denominada número de mérito (M'), é usado para classificar o fluido de trabalho de termossifões bifásicos fechados. De acordo com Reay *et al.*, (2014) o número de mérito para termossifões é calculado pela expressão:

$$M' = \left(\frac{h_{lv} k_l^3 \rho_l^2}{\mu_l^*} \right)^{1/4} \quad (23)$$

Um número de mérito mais elevado sugere uma menor queda de temperatura ao longo do termossifão, o que garante uma maior uniformidade no seu funcionamento.

Um gráfico que relaciona o número de mérito com a variação da temperatura de saturação (0 a 100 °C), para alguns fluidos de trabalho é apresentado na Fig. 28.

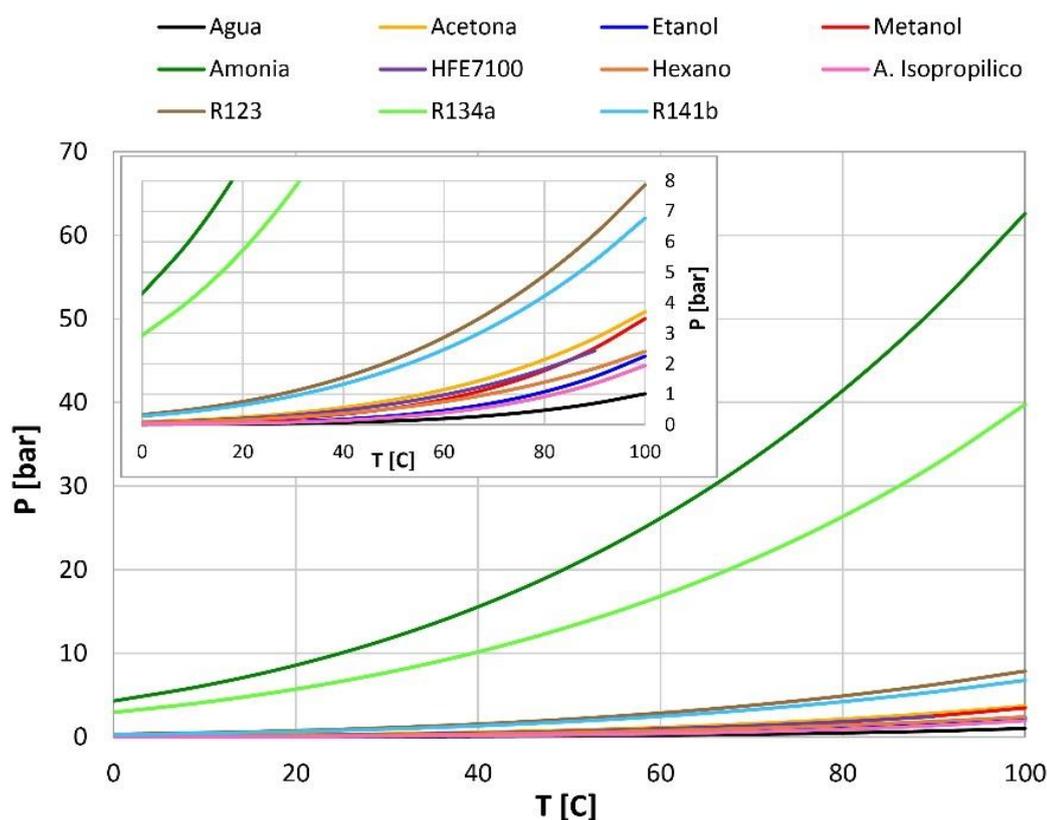
Figura 28 - Número de mérito para alguns fluidos de trabalho.



Na Fig. 29 mostra-se curvas de pressão de saturação em função da temperatura, para os mesmos fluidos de trabalho relacionados na Fig. 28. No destaque, mostra-se um *zoom* dos fluidos de trabalho que não supera os 8 bar de pressão a 100° C. As Figs. 28 e 29, nos permitem afirmar que a água (linha preta) apresenta o maior número de mérito e a menor pressão de saturação de todos estes fluidos. Em termos de projeto mecânico, isto significa que os termossifões carregados com água podem ser fabricados a partir de tubos com paredes

mais finas, o que melhora ainda mais a troca térmica. Além disto, a água é um fluido completamente seguro. Todas estas características fazem da água o fluido ideal para baixas e médias temperaturas.

Figura 29 - Diagrama P-T para alguns fluidos de trabalho.

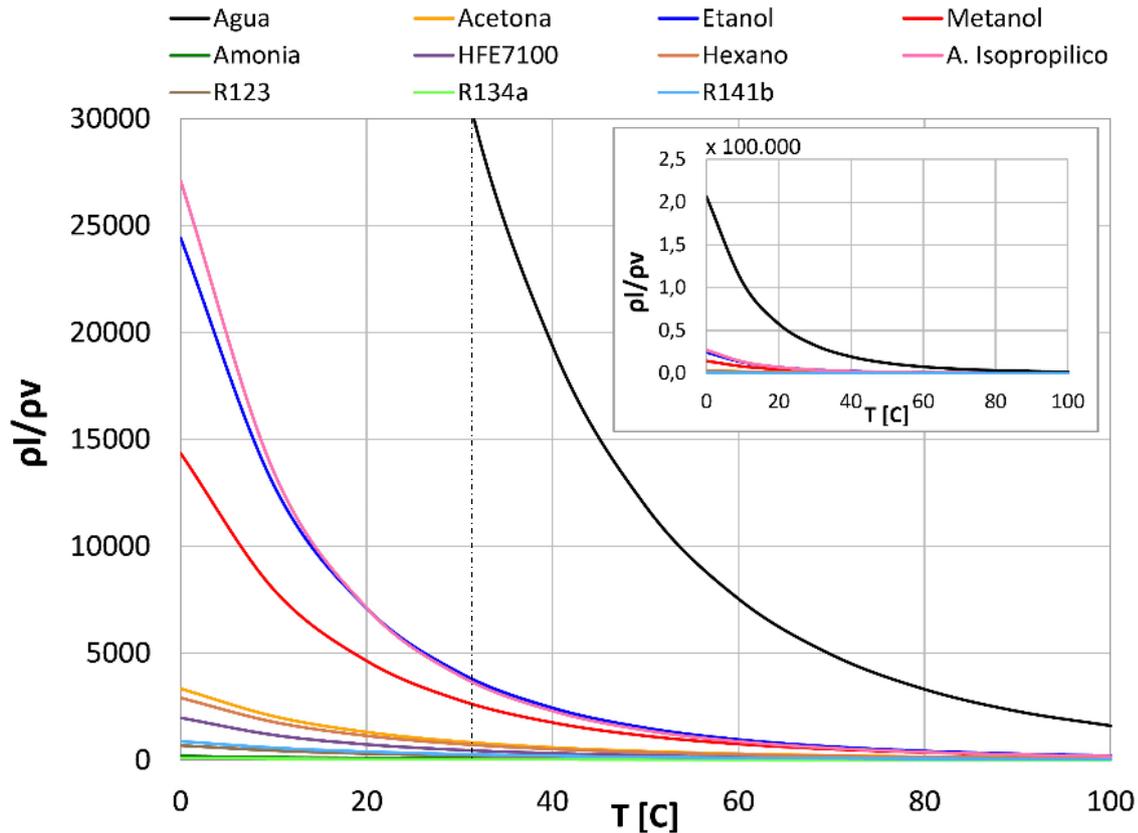


5.2 PROPRIEDADES DO FLUIDO DE TRABALHO

Como anteriormente observado, a ebulição a baixas pressões altera a temperatura de saturação assim como as propriedades físico-químicas do fluido. No capítulo prévio foi ressaltado que o GBP acontece principalmente porque a densidade do vapor varia significativamente com a redução da pressão. Assim, comparando o volume específico da água, na temperatura de saturação, com seu valor à pressão atmosférica (ver Fig. 16), constata-se que o vapor de água à baixas pressões atinge um volume até quase 80 vezes maior que o volume do vapor à pressão atmosférica. Nesta mesma análise foi observado que a variação do volume específico da água em seu estado líquido é quase desprezível, validando a hipótese de densidade constante. Portanto, a variação da razão entre a densidade do líquido e a

densidade do vapor para um fluido, dá uma ideia dos tamanhos das bolhas de vapor que podem ser obtidas na ebulição subatmosférica. A Fig. 30 apresenta a relação de densidades das duas fases *versus* a temperatura de saturação para os mesmos fluidos de trabalho analisados neste capítulo.

Figura 30 - Razão entre as densidades das fases líquido e vapor para alguns fluidos de trabalho.



No quadro de destaque da Fig. 30 é possível observar que, para 0 °C, a razão de densidades da água (linha preta) atinge um valor próximo de 200.000. Este valor é 7,4 vezes maior que o do álcool isopropílico (segundo fluido com o maior valor, 27.000). Uma segunda comparação mais realista se fez a 32 °C (linha tracejada vertical) o valor das razões de densidades foi de 30000 para a água e 3500 para o álcool isopropílico, ou seja, nesta temperatura, a razão da água é 8,6 vezes superior à do álcool. Desta forma pode-se afirmar que a água é um fluido de trabalho que tem a tendência a gerar bolhas de vapor muito grandes, explicando o que já foi observado: o GBP é mais comumente observado e reportado em termossifões que empregam a água como fluido de trabalho. Isto significa que, mesmo

que a água apresente as melhores propriedades termofísicas (ver número de mérito), também apresenta maiores possibilidades de operar em regime de *Geysier Boiling* se o termossifão for projetado para funcionar a baixas temperaturas de operação.

A Tabela 6 apresenta a variação de outros parâmetros físico-químicos da água com a temperatura (e pressão) de saturação. Observa-se que existe uma tendência de aumentar os valores de todas as propriedades, com exceção da viscosidade dinâmica do vapor, a única propriedade a decrescer.

Tabela 6 – Propriedades da água a pressão sub atmosférica.

P [Pa]	T Sat [C]	h_{lv} [J/kg]	σ [N/m]	μ_l* [Pa.s]	μ_v* [Pa.s]
612	0,017	2,50E+06	0,07564	1,79E-03	9,22E-06
2000	17,50	2,46E+06	0,07311	1,07E-03	9,66E-06
4000	28,96	2,43E+06	0,07135	8,15E-04	9,98E-06
6000	36,16	2,42E+06	0,07021	7,03E-04	1,02E-05
8000	41,51	2,40E+06	0,06935	6,35E-04	1,04E-05
101325	99,97	2,26E+06	0,05891	2,82E-04	1,23E-05

Comparando as propriedades da água a 2000Pa com seu valor a pressão atmosférica (101325Pa) observa-se que a entalpia de vaporização, a tensão superficial e a viscosidade dinâmica do líquido são menores na pressão atmosférica em 9, 24 e 279%, respectivamente. Só a viscosidade dinâmica do vapor cresce em 21%.

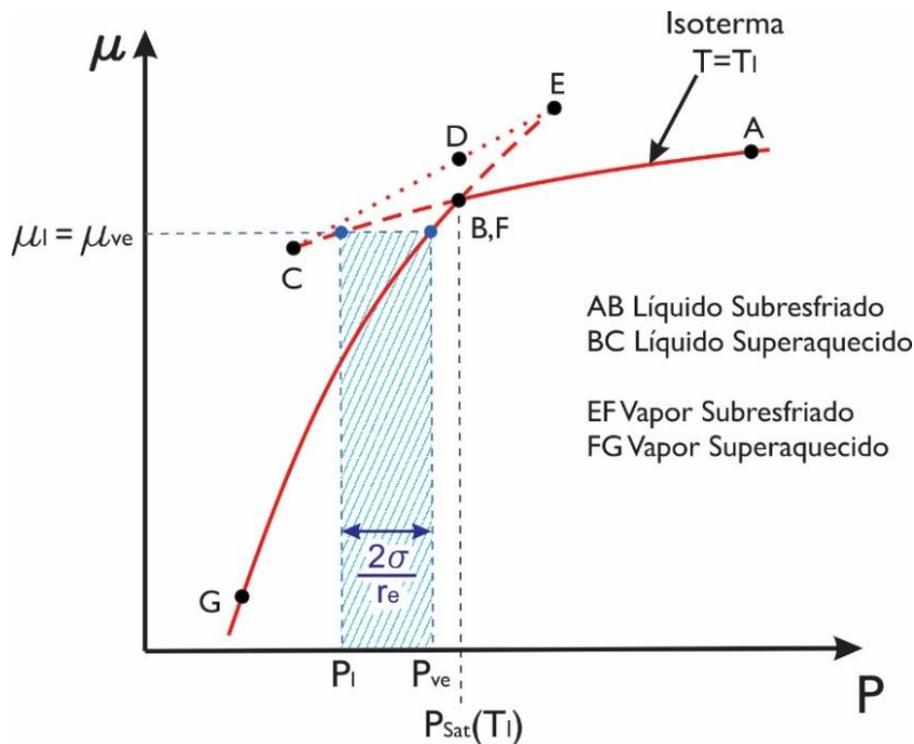
Desta forma, a água à baixas temperaturas de saturação, apresenta maior entalpia de vaporização, necessitando de mais energia para que a mudança de fase aconteça. Por outro lado, o aumento da viscosidade do líquido dificulta o movimento convectivo da piscina, de forma que, bolhas de vapor que porventura surjam terão maior dificuldade de se deslocar através do líquido. Além disto, com uma maior tensão superficial, a interface líquido-vapor, que se comporta como uma membrana, é capaz de suportar maior tensão durante o crescimento da bolha, isto permite que se acumule maior pressão ao interior da bolha de vapor. Finalmente, o vapor, com menor viscosidade, tem maior facilidade de se movimentar dentro da bolha, o que permite uma maior homogeneização da temperatura em seu interior. A análise em conjunto das propriedades da água listadas na Tabela 6, permite compreender as grandes dimensões que as bolhas de vapor atingem quando a ebulição acontece a baixas pressões. Assim também, dá uma ideia de o porquê do seu desenvolvimento acontecer de forma quase que explosiva, como observado nas filmagens.

5.3 SUPERAQUECIMENTO E RAIOS CRÍTICOS DOS SÍTIOS DE NUCLEAÇÃO

Como explicado no item 2.2.5 sobre a dinâmica de crescimento da bolha, para que uma bolha de vapor consiga existir, ela deve estar em equilíbrio com seu ambiente. Isto significa que sua energia livre de Helmholtz (Eq. 3) deve ser igual a zero. Esta condição nos leva à equação de Young-Laplace (Eq. 6). Para que uma bolha seja estável, esta deve possuir o mesmo potencial químico entre as fases e estar em equilíbrio térmico (condição isotérmica da mudança de fase), satisfazendo as Eqs. 4 e 5. Portanto, devido ao efeito da tensão superficial, a diferença de pressões entre o vapor e o líquido é compensada pela interface líquido-vapor com um raio de curvatura de equilíbrio (r_e).

A Fig. 31 apresenta o diagrama de potencial químico *versus* pressão, mostrando curvas para as fases do líquido e do vapor quando uma bolha de vapor é observada no interior do líquido, em equilíbrio.

Figura 31 - Estado do líquido e do vapor para uma bolha em equilíbrio.



A Fig. 31 apresenta curvas para o líquido (curva AC) e para o vapor (curva EG) em uma temperatura específica T_l . Note-se que, quanto maior é a pressão, maior é o potencial

químico. O ponto B (mesmo que F) representa a pressão de saturação para a temperatura T_1 . Desta forma, o vapor se encontra superaquecido na curva FG (pressões menores que a de saturação) e subsrefriado na curva EF. Da mesma forma, o líquido se encontra superaquecido na região BC e subsrefriado na curva AB.

Considere-se uma piscina de líquido subsrefriado no ponto A sendo aquecida. Considerando-se um processo à temperatura constante, a energia do líquido aumenta, indo do ponto A ao ponto B na isoterma. Quando atinge a condição de saturação, as duas fases se encontram em estado de equilíbrio e nenhuma bolha de vapor pode ser gerada. É necessário que a piscina de líquido adquira uma temperatura de superaquecimento para conseguir mudar de fase.

Aumentando-se o calor, o líquido continua a se aquecer, até atingir a pressão P_l (entre B e C), onde é observada uma bolha de vapor em estado de equilíbrio com o líquido. Observe-se que o líquido se encontra superaquecido $P_l < P_{sat}(T_l)$. Sabendo-se que a bolha está em equilíbrio com o seu ambiente quando o potencial químico das fases é o mesmo ($\mu_l = \mu_v$), é possível determinar o estado do vapor, que se encontra na linha de vapor superaquecido (FG). Ou seja, o vapor se encontra a uma temperatura T_l , satisfazendo a condição isotérmica da mudança de fase, e a uma pressão de vapor de equilíbrio P_{ve} , maior que P_l . Como já discutido, esta diferença de pressões equivalem a $2\sigma/r_e$. Deve-se observar que a Fig. 31 é esquemática. Na realidade, a pressão de vapor de equilíbrio é bem próxima da $P_{sat}(T_l)$. Assim, é comum assumir que a pressão da bolha é a mesma que a pressão de saturação na temperatura do líquido superaquecido, $P_{ve} \approx P_{sat}(T_l)$.

Desta forma, ao associar a equação de Young-Laplace (Eq. 6) com o diagrama P - T , pode-se avaliar o superaquecimento requerido para que uma cavidade seja considerada ativa, como será mostrado a seguir.

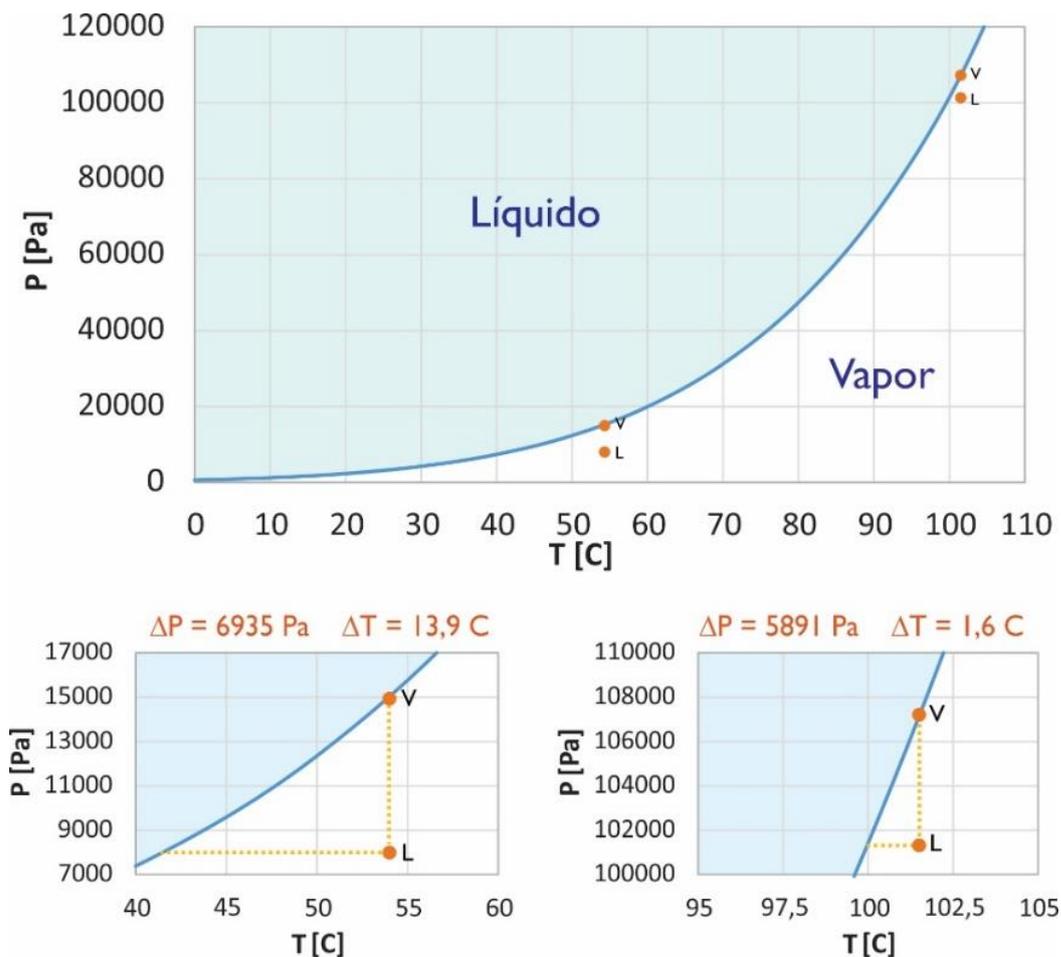
5.3.1 Superaquecimento necessário para que exista nucleação

Para ativar uma cavidade na superfície do aquecedor, de modo que uma bolha possa crescer sobre ela, é necessário que o tamanho da cavidade seja no mínimo igual ou maior que o raio crítico, (Carey, 1992).

Para analisar o efeito da redução da pressão na temperatura de superaquecimento necessária para ativar um sítio de nucleação. Serão utilizadas a Eq. 6 e o diagrama P - T das fases líquido – vapor.

A nível de ilustração, compara-se os superaquecimentos necessários para que uma cavidade de 20 μm de raio possa ser ativa para a formação de bolhas de vapor em duas condições de pressão diferente: quando a pressão do líquido é igual a pressão atmosférica e quando esta é igual a 8000 Pa. Da Tabela 6 obtêm-se os valores das tensões superficiais para estas duas pressões, e da Eq. 6 obtemos a diferença de pressões necessárias. Para a pressão atmosférica essa diferença corresponde a 5891 Pa e para a pressão de 8000 Pa, ela é de 6935 Pa. A Fig. 32 mostra os estados termodinâmicos do líquido e da bolha de vapor para ambas as pressões, com ampliações referentes às condições testadas.

Figura 32 - Variação do Superaquecimento com a redução da pressão.



O estado termodinâmico do vapor nas bolhas é controlado pela temperatura e pressão de saturação do líquido superaquecido, isto é, na linha de saturação. Por outro lado, como o líquido está superaquecido, a sua pressão (P_l) é menor que a pressão do vapor (saturado). Desta forma, na Fig.32, observa-se que o ponto que representa o estado termodinâmico da fase líquida superaquecida, em ambos os casos, está dentro da fase de vapor no diagrama P - T . Assim, para se conhecer o superaquecimento necessário que ative a referida cavidade, basta medir a diferença de temperaturas entre a linha de saturação e a temperatura do líquido superaquecido, ambas lidas na pressão do líquido (linha pontilhada horizontal da Fig. 32), isto é, $\Delta T = T_l - T_{sat}(P_l)$. Se comparamos os dois casos de estudo, observa-se que para baixas pressões é necessário maior superaquecimento para ativar a mesma cavidade ($\Delta T = 13,9^\circ C$ para 8000 Pa, *versus* $\Delta T = 1,6^\circ C$ para a pressão atmosférica). Na realidade, o superaquecimento requerido vai diminuindo com o aumento da pressão.

Estes resultados corroboram as conclusões dos trabalhos de Bonjour e Lallemand (1997), que afirmaram que ocorre uma diminuição no superaquecimento da superfície quando a pressão aumenta. Isto também foi afirmado por Rocha (2007). Portanto, a redução da pressão deverá ocasionar o efeito contrário.

Como já exposto, a ebulição a pressões reduzidas provoca um aumento na tensão superficial da água, conforme mostra a Tabela 6. Este incremento da tensão superficial permite que o embrião de vapor seja capaz de suportar maiores pressões internas, contribuindo a elevar o superaquecimento mínimo necessário para ativar o núcleo de vapor na cavidade. Este efeito pode ser visualizado pela inclinação da reta tangente à curva de pressão em função da temperatura de saturação, isto é, $(dP/dT)_{sat}$. Quanto menor esta inclinação, maior o superaquecimento. Como se observa na Fig. 32, quando a pressão do sistema se reduz, a inclinação da curva $(dP/dT)_{sat}$ também diminui. Nestas condições, uma pequena variação da pressão provoca uma grande variação da temperatura de saturação e vice-versa. Portanto a diferença de pressão na interfase líquido-vapor é diretamente proporcional a tensão superficial, como proposto na equação de Young-Laplace (Eq. 6).

Uma outra forma de observar este fenômeno é escrevendo a inclinação da curva de saturação do diagrama P - T através da equação de Clayperon:

$$\left(\frac{dP}{dT}\right)_{sat} = \frac{h_{lv}}{T_{sat}v_{lv}} \quad (24)$$

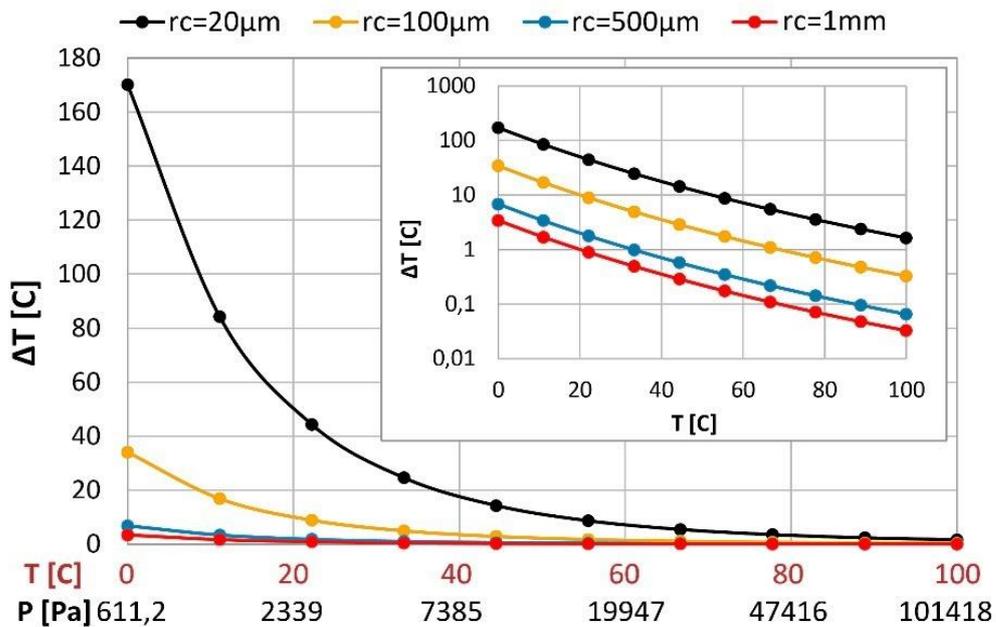
Da combinação das equações 6 e 24 obtém-se:

$$T_l - T_{sat}(P_l) = \frac{2\sigma T_{sat}(P_l) v_{lv}}{h_{lv} r^*} \quad (25)$$

onde r^* representa o raio crítico da cavidade.

Considerando-se que a bolha deva ter no mínimo o mesmo raio que o raio crítico da cavidade, e a fim de estudar o efeito do raio crítico no superaquecimento, foram considerados quatro raios críticos: 20, 100, 500 e 1000 μm . A Fig. 33 apresenta a variação do superaquecimento com a temperatura (e pressão) de saturação sobre o superaquecimento para estes quatro raios críticos.

Figura 33 - Variação do superaquecimento com a temperatura de saturação.

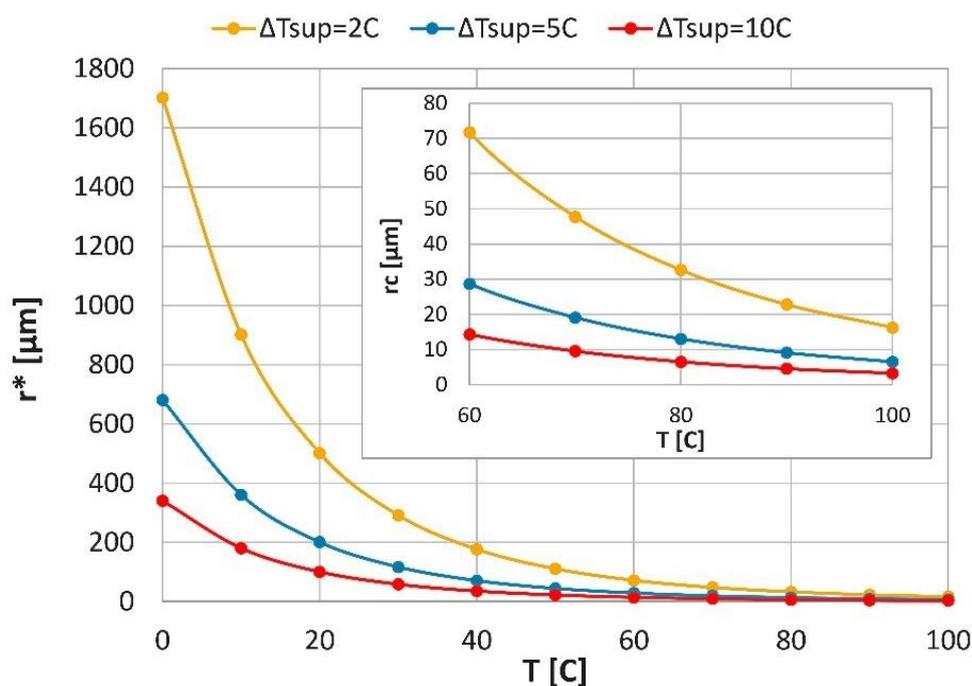


Observa-se que existe um aumento no superaquecimento com a diminuição da pressão para todos os casos. O quadro de destaque da Fig. 33 representa os mesmos dados do gráfico maior, porém com eixo vertical em escala logarítmica, o que facilita a diferenciação dos resultados do superaquecimento com os diferentes raios críticos. Pode-se afirmar que os maiores raios críticos precisam de menor superaquecimento, para que um sítio de nucleação se torne ativo.

5.3.2 Ativação dos sítios de nucleação

Para entender a influência da pressão sobre este parâmetro, empregou-se a Equação 25, isolando-se o raio crítico. Três temperaturas de superaquecimento foram estipuladas: 2, 5 e 10 °C. A Fig. 34 apresenta a variação do raio crítico com a redução da pressão.

Figura 34 - Variação do raio crítico com a temperatura de saturação.



Observa-se que a tendência do raio crítico, na Fig. 34, é aumentar de tamanho com a redução da temperatura de saturação do sistema, ou, vice-versa, cavidades de menor diâmetro tornam-se ativas em pressões operacionais mais altas.

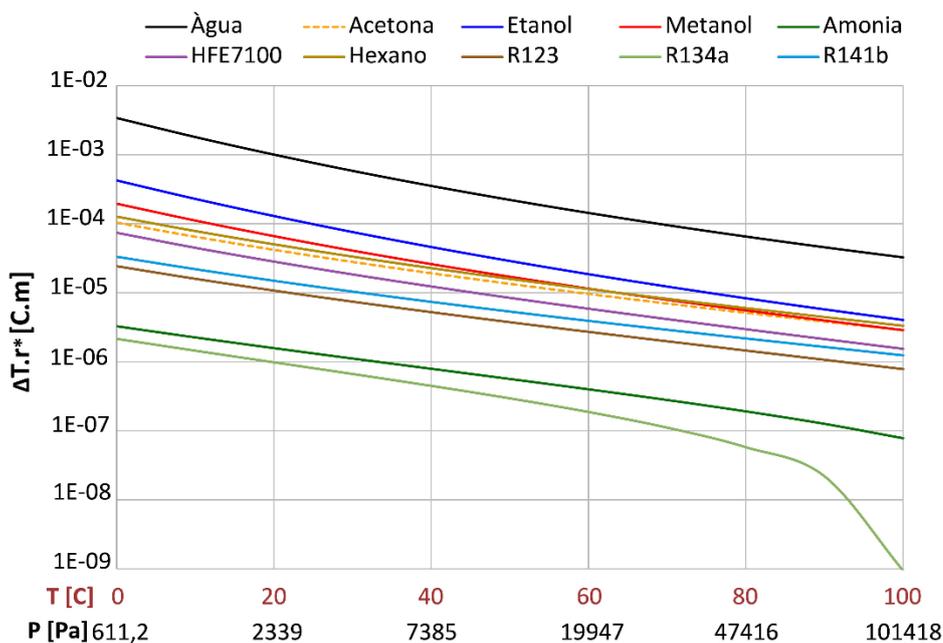
Esta tendência influencia diretamente a ebulição nucleada, pois mais sítios ativos significa maior densidade de sítios de nucleação. Portanto, pode-se afirmar que o raio crítico é inversamente proporcional a pressão do sistema e que a redução da mesma diminui a densidade de sítios de nucleação de uma superfície, afetando profundamente a transferência de calor.

A equação 25 pode ser reescrita como:

$$[T_l - T_{sat}(P_l)]r^* = \frac{2\sigma T_{sat}(P_l)v_{lv}}{h_{lv}} \quad (26)$$

Na equação 26 é possível observar que a expressão à direita da igualdade depende das propriedades do fluido e da temperatura de saturação na pressão do líquido. Assim, esta expressão se converte em uma única curva, que depende do tipo de fluido e das variações de suas propriedades com a variação da pressão. Por outro lado, a expressão à esquerda corresponde à multiplicação do superaquecimento (condição controlável) pelo raio crítico (característico do aquecedor). Isto confere um comportamento inversamente proporcional entre estas grandezas. A Fig. 35 apresenta curvas do superaquecimento vezes o raio crítico em função da pressão para vários fluidos. Portanto, mesmo que os sítios de nucleação da superfície aquecedora sejam menores, a redução da pressão inabilita alguns de estes sítios de nucleação, reduzindo a transferência de calor e aumentando o superaquecimento necessário para ativar os núcleos de vapor destas cavidades inativas.

Figura 35 - Curva de superaquecimento e raio crítico para alguns fluidos de trabalho.



Uma outra variável com relação à ativação dos sítios de nucleação é o grau de molhabilidade entre a superfície aquecida e o fluido de trabalho. Se existe uma alta molhabilidade, o líquido penetrará mais facilmente na cavidade e uma menor quantidade de vapor será aprisionada. Este fenômeno faz com que o raio do núcleo de vapor seja menor, dificultando a ativação da cavidade onde ele está contido.

5.4 OUTROS FATORES QUE INFLUENCIAM O GBP

Deve-se observar que, além dos parâmetros físicos discutidos, o processo de fabricação também tem grande influência no surgimento do GBP.

O procedimento padrão básico de fabricação de termossifões é composto por quatro etapas principais: (1) limpeza, (primária e secundária), (2) degaseificação do tubo e do fluido de trabalho, (3) carregamento do fluido de trabalho no tubo e (4) fechamento (Mantelli, 2013).

É importante observar que a desgaseificação influencia a ebulição nucleada. Neste processo, os gases contidos no involucro assim como os dissolvidos dentro do fluido de trabalho são retirados. Este procedimento é necessário porque, durante a operação, os gases não condensáveis se acumulam na região extrema do condensador, reduzindo a área de troca térmica e prejudicando, desta forma, a performance dos termossifões. Além disto, a presença de gases não condensáveis provoca o aumento da pressão do sistema e, portanto, eleva a sua temperatura de operação.

A degaseificação do líquido e do involucro é feita pela aplicação de vácuo. Neste processo, gases ou vapores aprisionados nas rugosidades da superfície interna do evaporador são retirados e, desta forma, a ebulição tem mais dificuldade em acontecer, principalmente se o fluido de trabalho for um líquido molhante. Além disto, o gás contido no líquido poderia ajudar a formar embriões de vapor. Desta forma este procedimento tende a retardar o *startup* do termossifão, aumentando o superaquecimento necessário para a mudança de fase.

Outro aspecto que influencia os tempos de espera e crescimento das bolhas no evaporador está relacionado à própria operação dos termossifões bifásicos fechados. O retorno do líquido condensado se faz por ação da gravidade. Porém este líquido regressa com uma temperatura menor que a temperatura da piscina. Quando os fluxos de calor no termossifão são baixos e não garantem a ebulição contínua, o líquido, depois de condensado, esfria a piscina e aumenta o tempo de espera da próxima bolha.

Dito isto, e analisando o até aqui apresentado, pode-se esperar que termossifões bifásicos fechados operando com água apresentem mais facilmente o fenômeno de *Geyser Boiling*, que qualquer outro fluido da Fig. 30.

De uma forma geral, para melhorar a performance térmica de evaporadores, recomenda-se aumentar o número dos sítios de nucleação do evaporador e escolher um fluido de trabalho que exerça pouca molhabilidade sobre o material do involucro do termossifão, garantindo-se maior probabilidade de aprisionar vapor nas cavidades durante o carregamento.

Para minimizar o efeito de resfriamento da piscina de líquido ocasionado pelo retorno do condensado ao evaporador, propõe-se a otimização do comprimento do condensador, garantindo que o líquido retorne o mais quente possível, o que reduz o tempo de espera de geração da bolha de vapor, aumentando a frequência da ebulição e reduzindo o acúmulo de energia por parte da piscina.

O GBP pode ser considerado um fenômeno intermitente ou permanente, de acordo com a facilidade do sistema em entrar em ebulição nucleada completamente desenvolvida. Como apresentado até aqui, isto depende muito da pressão do sistema, das propriedades do fluido, das características topográficas do evaporador e da capacidade de gerar embriões de vapor na interação entre o líquido, sólido e vapor durante o carregamento. Porém o diâmetro interno do termossifão também influencia neste fenômeno: menores diâmetros do termossifão confinam cada vez mais a bolha de vapor de água, que por natureza em baixas pressões já é grande.

Fazendo uso dos testes de visualização discutidos no capítulo anterior, será avaliada a dinâmica de crescimento das bolhas no termossifão com aquecedor pontual.

5.5 DINÂMICA DE CRESCIMENTO DA BOLHA DE VAPOR

Para avaliar a dinâmica de crescimento das bolhas geradas durante o GBP, os quatro testes descritos no item 3.1 são analisados. O princípio de deslocamento de um fluido, princípio de Arquimedes, é empregado para determinar o volume das bolhas geradas durante o GBP. Isto é válido enquanto a bolha se encontrar imersa dentro da piscina de líquido, ou seja, até o instante imediatamente anterior que a bolha alcance a superfície livre da piscina e estoure.

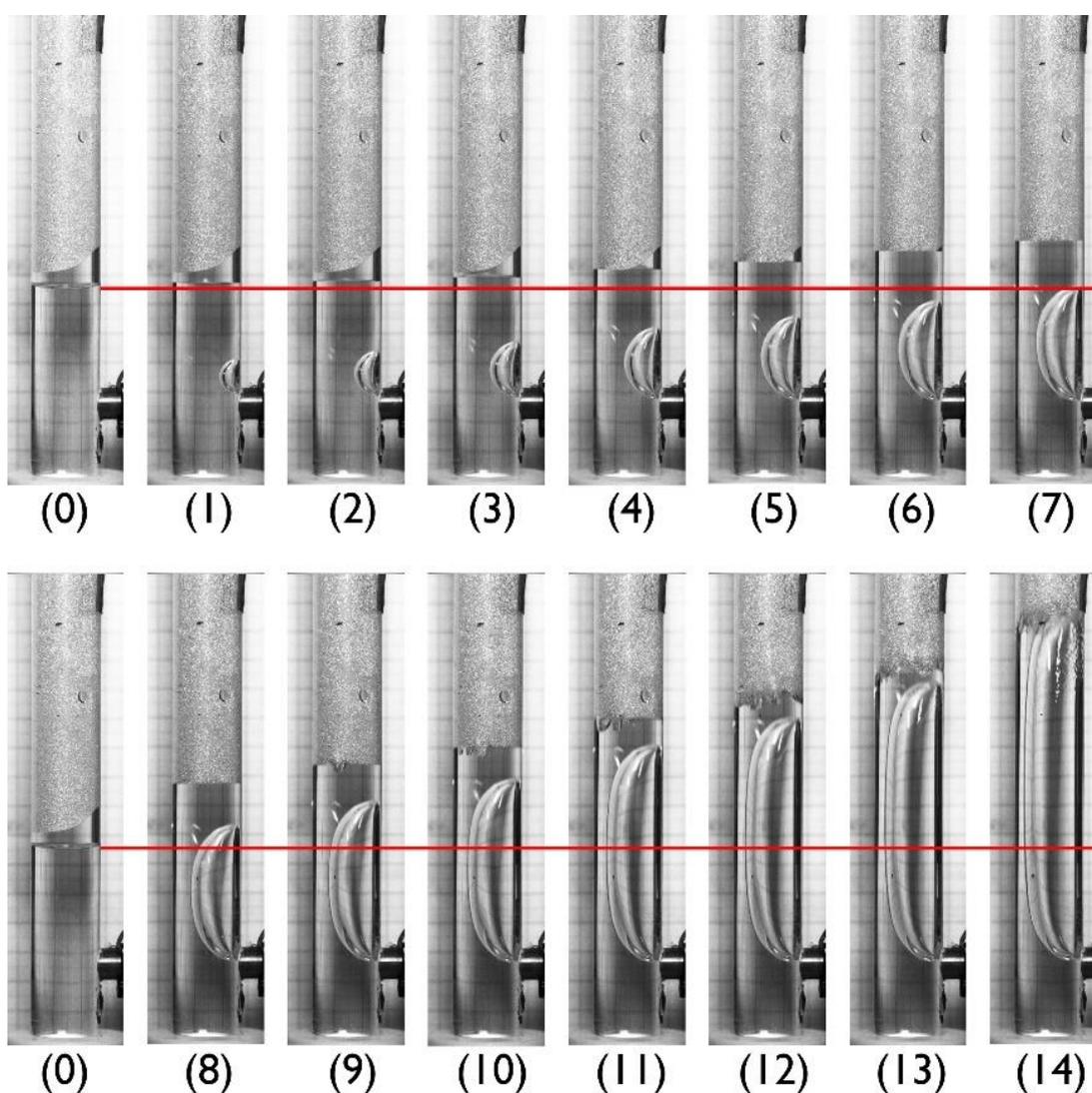
Para realizar esta análise as seguintes hipóteses foram assumidas:

- O líquido possui uma densidade constante;
- Existe um desacoplamento entre a piscina de líquido e o condensador, isto é, a evaporação na superfície é desprezível;
- A superfície livre da piscina se mantém plana durante o deslocamento;
- A quantidade de líquido que muda de fase para formar a bolha pode ser considerada desprezível devido a relação de volumes específicos das fases;

- O diâmetro interno do termossifão é uniforme, ou seja, a diferença de altura da piscina antes e durante o crescimento da bolha permite calcular o volume da bolha de vapor em cada instante analisado.

Para efetuar a análise, mais quadros do filme foram observados (em relação aos quadros utilizados na análise anterior). A Fig. 36 mostra os instantes considerados para o Teste 3 (piscina com 60mm de coluna de água).

Figura 36 - Dinâmica de crescimento da bolha de vapor do teste 3.



A Fig. 36 apresenta uma sequência de imagens que mostram o crescimento da bolha para o teste 3. As imagens da esquerda, para ambas as filas de fotografias, foram identificadas

com o número zero e representa o nível da piscina antes do GBP. Nas demais imagens este nível é indicado pelo traço vermelho, identificando o nível de referência para a determinação do volume da bolha. O tempo transcorrido entre a imagem zero a imagem catorze é de 25 ms. O estouro desta mesma bolha foi reportado no tempo 26 ms, como mostrado na Fig. 20. Considera-se que o volume momentâneo da bolha corresponde ao volume de um cilindro de 20 mm de diâmetro com altura igual à observadas nas fotos para cada instante analisado. Este procedimento foi aplicado aos quatro testes e as Tabelas 7 a 10 apresentam os resultados obtidos a partir do referencial no instante zero (as imagens para os testes 1, 2 e 4 não serão mostradas, pois a metodologia é semelhante à da Fig. 36). Estas tabelas, além de apresentar o volume deslocado, também mostram os valores da altura e largura da bolha para cada instante.

Tabela 7 – Volume deslocado durante o crescimento da bolha para o Teste 1.

Tempo (s)	Deslocamento piscina (mm)	Volume deslocado (m³)	Largura da bolha (mm)	Altura da bolha (mm)
0,0013	0,39	1,22302 E-07	4,874	9,072
0,0020	1,18	3,71839 E-07	7,312	15,030
0,0028	2,98	9,3588 E-07	9,343	19,633
0,0038	7,18	2,25441 E-06	11,780	28,434

Tabela 8 – Volume deslocado durante o crescimento da bolha para o Teste 2.

Tempo (s)	Deslocamento piscina (mm)	Volume deslocado (m³)	Largura da bolha (mm)	Altura da bolha (mm)
0,0015	0,27	8,48858 E-08	4,188	6,890
0,0028	1,35	4,24429 E-07	6,080	10,876
0,0050	2,97	9,33744 E-07	10,102	18,104
0,0068	5,54	1,74022 E-06	11,890	23,237
0,0085	9,32	2,92862 E-06	13,646	29,452
0,0100	13,65	4,28680 E-06	15,131	35,803
0,0118	19,45	6,11181 E-06	15,942	43,502
0,0133	24,72	7,76709 E-06	17,023	49,989
0,0153	35,40	1,11214 E-05	18,103	61,744
0,0173	45,93	1,44306 E-05	18,915	72,144

Tabela 9 – Volume deslocado durante o crescimento da bolha para o Teste 3.

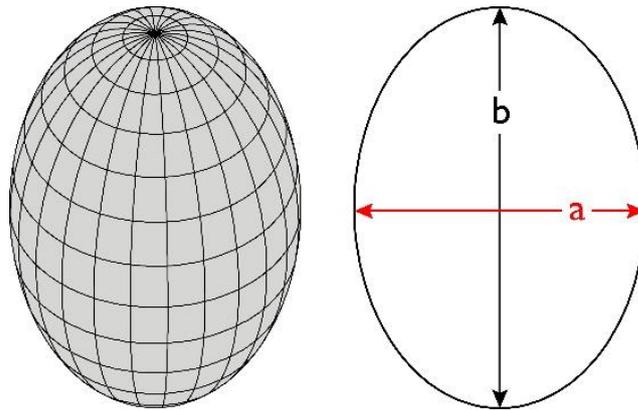
Tempo (s)	Deslocamento piscina (mm)	Volume deslocado (m³)	Largura da bolha (mm)	Altura da bolha (mm)
0,0020	0,54	1,69018 E-07	4,470	7,042
0,0048	2,44	7,65700 E-07	7,9886	15,029
0,0060	3,66	1,14853 E-06	10,021	19,091
0,0078	6,09	1,91417 E-06	11,783	25,049
0,0090	8,80	2,76495 E-06	13,407	28,840
0,0105	12,59	3,95611 E-06	14,217	34,393
0,0118	16,25	5,10449 E-06	15,572	39,672
0,0135	21,94	6,89115 E-06	16,250	47,121
0,0153	28,84	9,06045 E-06	17,063	55,516
0,0168	35,07	1,10173 E-05	17,604	62,690
0,0188	44,85	1,40909 E-05	18,144	75,283
0,0203	50,94	1,60033 E-05	18,281	84,490
0,0220	61,07	1,91846 E-05	19,202	96,540
0,0248	79,34	2,49269 E-05	19,227	118,475

Tabela 10 – Volume deslocado durante o crescimento da bolha para o Teste4.

Tempo (s)	Deslocamento piscina (mm)	Volume deslocado (m³)	Largura da bolha (mm)	Altura da bolha (mm)
0,0020	0,14	4,47991 E-08	4,195	7,661
0,0044	1,46	4,58484 E-07	7,748	12,768
0,0080	3,83	1,20342 E-06	10,590	20,611
0,0120	9,67	3,0371 E-06	13,335	29,367
0,0156	15,14	4,75618 E-06	14,776	37,403
0,0192	22,25	6,99092 E-06	16,235	46,148
0,0232	31,01	9,74167 E-06	16,781	56,727
0,0280	42,68	1,34089 E-05	17,630	70,407
0,0332	56,18	1,76492 E-05	18,240	86,275
0,0388	71,68	2,25199 E-05	19,155	104,699
0,0448	90,47	2,84221 E-05	19,703	124,947
0,0484	93,94	2,95117 E-05	19,700	137,722
0,0544	117,65	3,69603E-05	19,890	158,874
0,0604	139,90	4,39516E-05	20,000	178,937
0,0652	159,21	5,00168E-05	20,000	193,892
0,0692	175,78	5,52226E-05	20,000	204,840

Para analisar o crescimento da bolha, duas abordagens são apresentadas: a primeira consiste em achar o diâmetro equivalente de uma esfera para o volume deslocado e a segunda consiste em comparar a forma da bolha com a de um esferoide prolato. Este esferoide se caracteriza por apresentar o eixo polar b maior do que o eixo equatorial a , como apresentado na Fig. 37.

Figura 37 - Esferoide prolato e semieixos de uma elipse.



Um esferoide prolato pode ser formado rotacionando-se uma elipse em torno de seu semieixo maior. O volume do esferoide é:

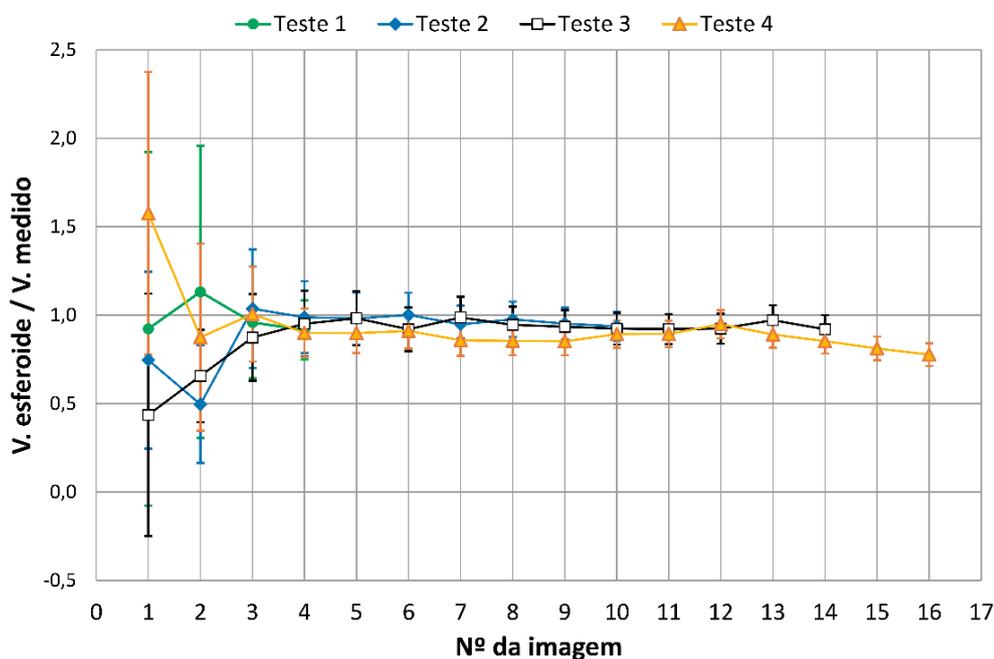
$$V_{\text{esferoide}} = \frac{\pi}{6} a^2 b \quad (27)$$

Comparando-se o volume de uma esfera com o do esferoide, pode-se definir o diâmetro equivalente do esferoide como:

$$D'_{\text{esferoide}} = \sqrt[3]{a^2 b} \quad (28)$$

Assumindo que a largura e a altura da bolha correspondem ao menor e ao maior semieixo da elipse da Fig. 37, respetivamente, pode-se avaliar a suposição de que a bolha possui um formato parecido a esta figura geométrica. A Fig. 38 apresenta a comparação do volume calculado considerando-se a bolha um esferoide prolato versus o volume deslocado em cada momento.

Figura 38 - Razão entre o volume do esferoide e o volume medido.



A média aritmética da razão entre volumes ($V_{esferoide}/V_{medido}$) para cada teste corresponde a 0,94 (Teste 1), 0,96 (Teste 2), 0,92 (Teste3) e 0,86 (Teste 4). Mesmo que o esferoide subestime o tamanho real da bolha, a aproximação ainda é boa (média geral de 0,92). Uma alta dispersão se observa nas primeiras leituras da Fig. 38, quando a bolha de vapor começa a se formar. Esta dispersão pode ser explicada pelo pequeno volume da bolha, que dificulta a medição tanto do deslocamento da piscina quanto das dimensões que ela possui.

Outras duas aproximações foram feitas: a largura e altura da bolha foram usadas para compara o volume da bolha ao de um cilindro assim como também ao de uma capsula (um cilindro com duas semiesferas nas pontas). As medias gerais para a razão entre o volume da figura geométrica e o volume medido, foram de 1,38 e 1,23, respectivamente. Ou seja, estes modelos superestimam o volume real da bolha. Optou-se então por manter o modelo do esferoide.

Como exposto na revisão bibliográfica, o crescimento da bolha envolve dois mecanismos principais: crescimento controlado pela inércia e crescimento controlado pela transferência de calor (equações 9 e 10, respectivamente). Como estes mecanismos representam as condições limites, na verdade, qualquer bolha nucleada pode apresentar um comportamento entre estes dois limites, dependendo das condições de transferência de calor e da iteração entre a bolha e o líquido circundante.

As Figs. 39 a 42 mostram, para os Testes de 1 a 4, comparações entre os diâmetros da bolha controlada pela inércia (Eq. 9), controlada pela difusão de calor (Eq. 10) e os diâmetros equivalentes considerando a bolha de vapor um esferoide prolato (Eq. 28) e uma esfera com igual volume ao deslocado.

Figura 39 - Dinâmica de crescimento da bolha do Teste 1.

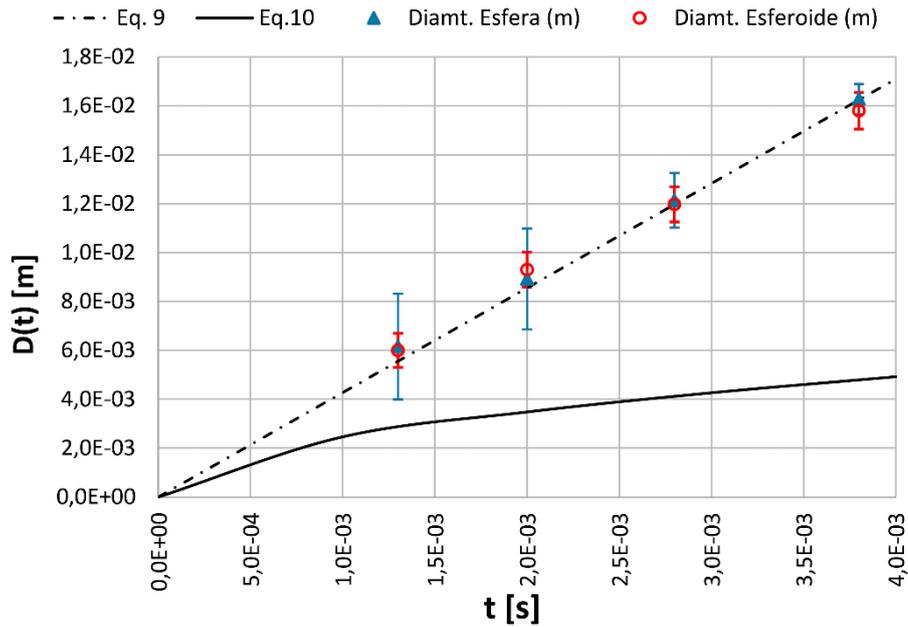


Figura 40 - Dinâmica de crescimento da bolha do Teste 2.

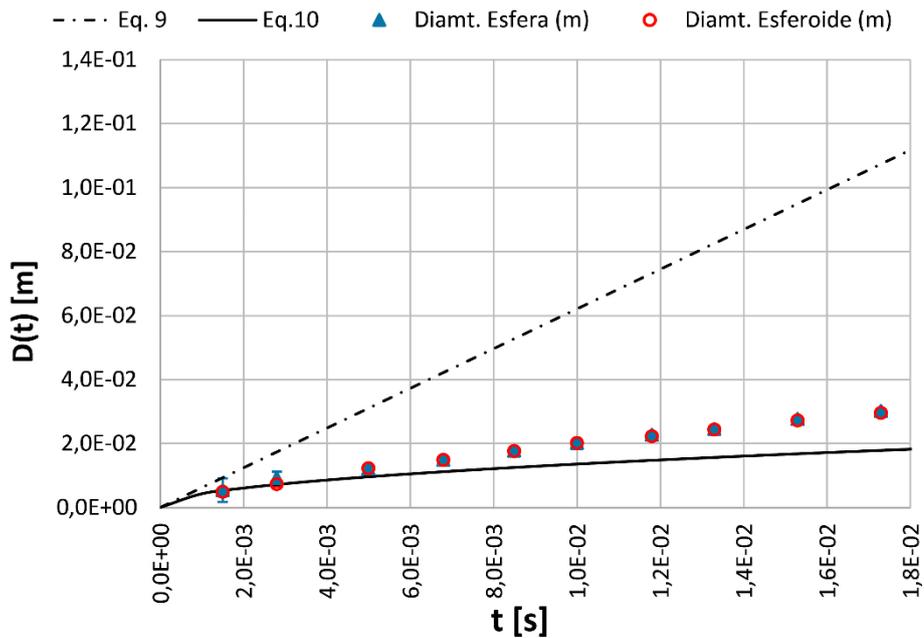


Figura 41 - Dinâmica de crescimento da bolha do Teste 3.

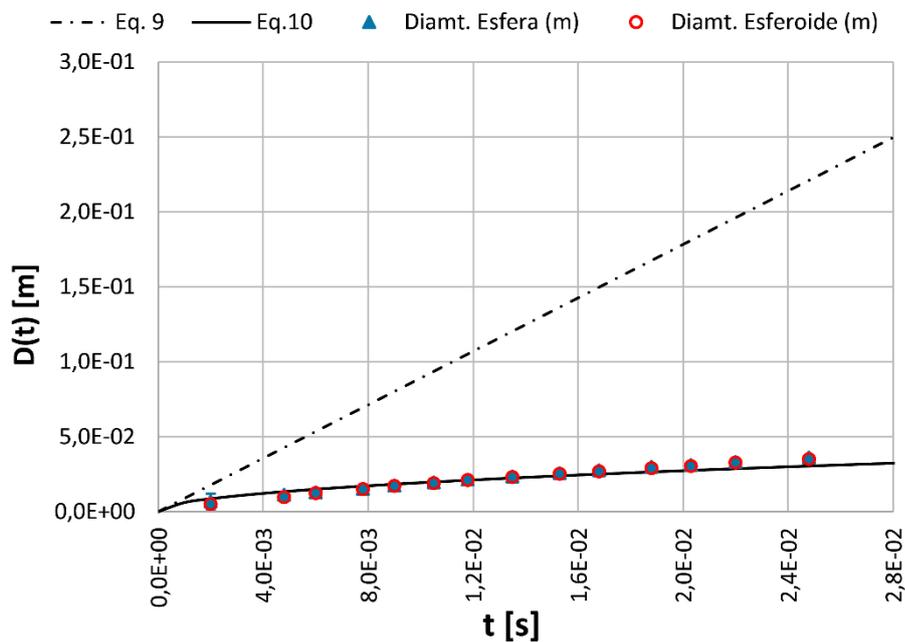
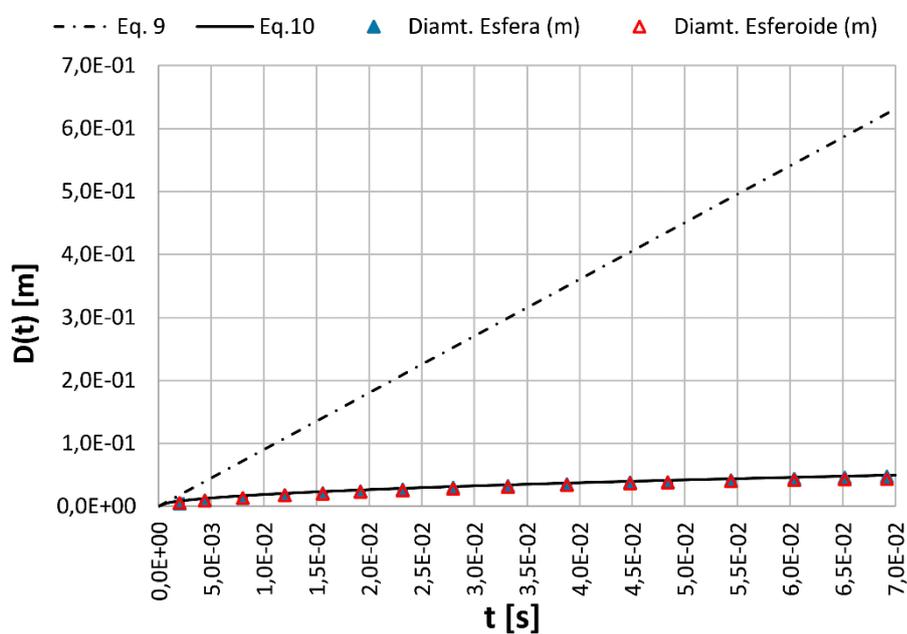


Figura 42 - Dinâmica de crescimento da bolha do Teste 4.



Como pode-se observar, em todos estes gráficos relativos à dinâmica de crescimento das bolhas, os diâmetros equivalentes do esferoide e da esfera não apresentam diferenças significativas entre si.

Os resultados da Fig. 37 mostram que o crescimento da bolha do Teste 1 foi controlado pela inércia. Isto significa que as condições térmicas não limitaram o seu crescimento e sim o líquido em volta, ou seja, a bolha se desenvolveu com vapor superaquecido e com o líquido ao redor também nessa condição, durante todo o crescimento. A justificativa de este fato é que a superfície da piscina de líquido rasamente cobria o aquecedor pontual, portanto a nucleação e desenvolvimento da bolha, até estourar, se dá dentro da camada de superaquecimento próxima ao aquecedor. É conveniente lembrar que neste teste a nucleação e desenvolvimento da bolha demora menos de 5 ms, (ver Fig. 14). Carey (1992) afirma que, inicialmente, toda bolha apresenta um crescimento controlado pela inércia, e à medida que a bolha cresce e consome energia da parede e da piscina, esta passa a ser controlada pela transferência de calor, quando os gradientes de temperatura entre a bolha de vapor e a piscina tornam-se relevantes.

Este fato é evidente quando se observam as Figs. 40 a 42. Nelas, a altura do líquido sobre o sítio de nucleação permitiu o crescimento da bolha para além da camada de superaquecimento. Assim a bolha cresce de maneira mais lenta, pois é influenciada pelo gradiente de temperatura entre o vapor e o líquido ao redor, sendo assim o crescimento é controlado pela transferência de calor (difusão).

Mesmo com o desenvolvimento lento, quando comparado ao crescimento inercial, a diferença de volumes específicos entre os estados, potencializada pela diminuição de pressão, fazem com que as bolhas apresentem elevados volumes, como já discutido. A Tabela 11 apresenta as características da bolha em cada teste, antes de estourar.

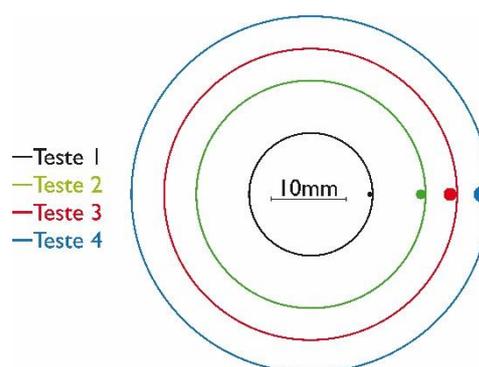
Tabela 11 – Características da bolha para cada teste, antes de ela estourar.

Teste N°	Tempo de crescimento (ms)	Volume da Bolha (mm³)	Volume do líquido (mm³)	Diâmetro bolha* (mm)	Diâmetro líquido* (mm)
1	3,8	2254,0 ±257,6	0,15 ±0,02	16,27 ±0,62	0,65 ±0,024
2	17,3	14430,0 ±257,9	1,03 ±0,02	30,21 ±0,18	1,25 ±0,007
3	26,5	30160,0 ±258,4	2,67 ±0,02	38,62 ±0,13	1,72 ±0,005
4	69,2	55220,0 ±261,7	5,06 ±0,02	47,25 ±0,07	2,13 ±0,003

* O diâmetro listado representa o diâmetro equivalente de uma esfera com o mesmo volume de vapor ou líquido, segundo seja o caso.

Do princípio da conservação da massa foi obtido o valor do volume de líquido (coluna 4 da Tabela 11), correspondente ao volume que foi evaporado para formar a bolha de vapor, o qual foi medido através das imagens em cada teste (indicado na coluna 3). A partir destes valores foi possível determinar os diâmetros equivalentes de esferas que ocupassem esses respectivos volumes. Uma relação gráfica de estes volumes é apresentada na Fig. 43.

Figura 43 - Relação entre os diâmetros equivalentes do volume de líquido e de vapor em cada teste.



A Fig. 43 exhibe os diâmetros das esferas equivalentes aos volumes do líquido (círculo) e do vapor (circunferência) reportados na Tabela 11. Os testes são apresentados em cores diferentes, como indicado pela legenda, e o desenho está em escala real. Esta figura ajuda a evidenciar como uma pequena porção de líquido, mudando de fase a baixas pressões, é suficiente para gerar grandes bolhas de vapor, neste caso para a água.

A partir do crescimento da bolha, foi possível estimar o coeficiente de convecção devido ao *Geyser Boiling*. Ele pode ser expresso em função da energia da mudança de fase, da temperatura de superaquecimento e da área do evaporador, que recebe o calor, como apresentado na equação a seguir:

$$\frac{1}{t} \int_0^t h_{lv} \rho_v \frac{dV}{dt} dt = \bar{h}_{GBP} [T_l - T_{sat}(P_l)] A_{aq}. \quad (29)$$

Nesta expressão, a entalpia de vaporização e a densidade do vapor foram consideradas constantes, devido à pouca variação de seus valores durante a ocorrência do evento. Os resultados do coeficiente de convecção obtidos durante o GBP são apresentados na Tabela 12.

Tabela 12 – Coeficientes convectivos do GBP.

Teste 1	Teste 2	Teste 3	Teste 4
6,234E+05 ±909,5 W/(m ² .K)	5,010E+05 ±1803,5 W/(m ² .K)	4,810E+05 ±1730,8 W/(m ² .K)	3,475E+05 ±3728,2 W/(m ² .K)

Comparando os valores da Tabela 12 com os da Fig. 2 pode-se verificar que o coeficiente convectivo do GBP apresenta uma ordem de grandeza maior que os da ebulição de líquidos. Porém, apesar destes valores serem elevados, como este tipo de nucleação e crescimento da bolha não é mantida durante todo o ciclo do regime intermitente, o coeficiente convectivo médio do ciclo cai drasticamente.

Das filmagens foi percebido que a bolha do teste 4 foi a única a apresentar sinais de descolamento como descrito por Giraud *et al.* (2013) para parede vertical. A base da bolha perdeu a curvatura, passando a ter uma forma mais plana. A partir desse instante o deslizamento da base da bolha sobre a parede foi observado. Na filmagem esse evento ocorreu aos 54 ms, (ver Fig. 22), porém a bolha continuou a crescer durante a ascensão. As bolhas dos testes 1, 2 e 3, atingiram primeiro a superfície livre da piscina antes de apresentar sinais de descolamento.

No entanto, cabe ressaltar que os trabalhos de Giraud *et al.* (2013) e de Katto *et al.* (1970) foram feitos em ebulição em piscina, onde a bolha podia crescer livremente. Já nos termosifões, o efeito de confinamento deve ser levado em conta. Foi percebido que a bolha é fortemente afetada pela proximidade da parede, tendendo a permanecer na região em que foi gerada. Assim, bolhas grandes geradas em tubos pequenos encontram uma grande área sólida aonde se ancorar, ou seja, estas bolhas apresentam maiores linhas triplas (contato entre líquido, sólido e vapor). Isto, mais o raio de curvatura do tubo incrementa a área de contato da linha tripla durante o crescimento. No teste 4, apesar de observar-se o descolamento da base da bolha, devido a seu grande volume, ela se encosta em outras áreas do tubo. Por todas estas razões não foi possível modelar o diâmetro de descolamento de bolhas em GBP. Mais testes, com maiores alturas de piscina de líquido, devem ser efetuados para este estudo.

Observando a Fig. 43 e levando em conta os tempos muito curtos de crescimento da bolha (milésimos de segundos, Tabela 11, é fácil entender porque ocorre um desenvolvimento explosivo do GBP. Independentemente da posição do sítio de nucleação, a velocidade e a

aceleração da superfície da bolha durante a mudança de fase é bastante elevada, pois são impulsionadas por grande energia, liberada quase instantaneamente, de forma disruptiva, ou seja, através de uma “explosão” da bolha.

5.6 CONSIDERAÇÕES FINAIS SOBRE A ANÁLISE TEORICA DO GBP

Termossifões bifásicos fechados são dispositivos nos quais se cria uma atmosfera apropriada para facilitar a mudança de fase do fluido de trabalho inserido dentro deles. É de esta forma que se consegue transportar calor de forma passiva e eficiente, o que torna estes elementos bastantes atrativos.

Para que termossifões operem com água a baixas e médias temperaturas é imperativo que seja criada uma atmosfera de baixas pressões. Esta pratica reduz a temperatura de vaporização da água, incrementando a faixa de temperaturas de operação, porem também modifica os mecanismos da ebulição. Como ressaltado no presente capítulo o GBP acontece por uma soma de eventos, todos relacionados com a ebulição a baixas pressões. Principalmente porque a redução da pressão ocasiona alterações nas propriedades físico-químicas do fluido de trabalho, incrementa o tamanho mínimo dos sítios de nucleação e aumenta o superaquecimento necessário para que aconteça a ebulição. Todos estes fatores somados a um fornecimento de baixos fluxos de calor favorecem a sua geração. O incremento do fluxo de calor desata uma reação múltipla, pois maior vapor é gerado o que incrementa a pressão interna no dispositivo. Isto facilita a ativação de sítios de nucleação, reduz o superaquecimento necessário e diminui a diferença entre os volumes específicos das fases líquido-vapor. Portanto, eventualmente, num determinado fluxo de calor se atingirá a ebulição nucleada completamente desenvolvida. Não entanto, o fator de confinamento é o parâmetro que irá permitir definir o GBP como um regime de ebulição transitório ou permanente.

No capítulo a seguir apresenta-se uma análise sobre o desempenho térmico de termossifões cobre – água, onde o fator de confinamento e as observações até aqui apontadas serão avaliadas.

6 DESEMPENHO TÉRMICO DE TERMOSSIFÕES COBRE - ÁGUA

Para avaliar o efeito do confinamento no desempenho térmico de termossifões bifásicos fechados, quatro termossifões de cobre com diversos diâmetros foram testados. A Tabela 13 apresenta as características dos tubos de cobre que constituíram os diversos invólucros. O fluido de trabalho selecionado foi a água destilada e os comprimentos das três seções do termossifão foram: 200 mm de evaporador, 90 mm de seção adiabática e 628 mm de condensador, estas dimensões foram mantidas constantes para todos os termossifões. Para efetuar os testes uma terceira bancada foi projetada.

Tabela 13 – Características de fabricação dos tubos de cobre (invólucros dos termossifões).

Tipo	Diâmetro nominal (pol)	Diâmetro externo x espessura (mm)	Peso (kg/m)	Pressão serviço (kPa)
Classe	3/4"	22,00 x 0,90	0,532	4903
Flexível	1/2"	12,70 x 0,79	0,403	3923
Flexível	3/8"	9,52 x 0,79	0,263	5884
Flexível	1/4"	6,35 x 0,79	0,123	12945

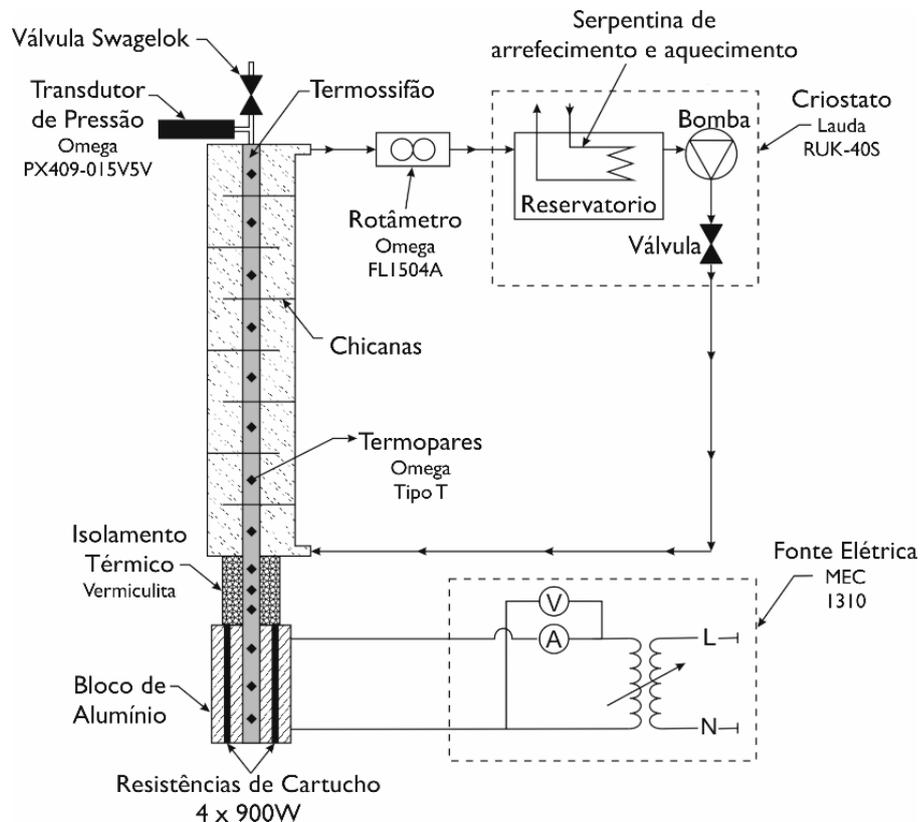
Fonte: <http://www.cfg.com.br/up_catalogos/Eluma_-_2009.pdf>

6.1 BANCADA PARA TERMOSSIFÕES COBRE – ÁGUA

O aquecedor é constituído por duas meias calhas de alumínio equipadas com quatro resistências elétricas de cartucho. A máxima potência do aquecedor é de 3600 W, sendo que os resistores foram alimentados através de uma fonte de corrente direta (MEC 1310) com controle de tensão.

Para evitar as perdas de calor, o evaporador e a seção adiabática foram isolados termicamente usando vermiculita expandida. Já o calor rejeitado pelo condensador foi dissipado para uma camisa de água, instalada nesta seção. Esta camisa de água e o invólucro do termossifão formam um trocador de calor do tipo casco-tubo. A camisa de água foi conectada a um rotâmetro (Omega FL1504A) e a um criostato (Lauda RUK-40S). Esses dispositivos são responsáveis por manter constante o fluxo de massa e a temperatura de entrada do fluido de resfriamento no condensador, respectivamente. A Fig. 44 mostra uma representação esquemática da bancada.

Figura 44 - Representação esquemática da bancada.



O desempenho do termossifão foi monitorado por quatorze termopares, do tipo T, e por um transdutor de pressão, instalado no topo do invólucro. A posição destes elementos é mostrada na Fig. 45.

Para garantir a qualidade das medições, os termopares foram instalados sobre o tubo de cobre da seguinte forma: os três termopares do evaporador foram soldados diretamente sobre a parede do invólucro. Já os três termopares da seção adiabática e os oito do condensador foram mantidos no local com o uso de fita kapton, ajustada por um anel de nylon e uma abraçadeira metálica, como apresentado na Fig. 46. Esta montagem garante um firme contato entre o termopar e o invólucro, além de isolar o termopar dos efeitos térmicos externos, principalmente na seção do condensador.

A bancada de trabalho foi equipada com mais dois termopares para monitorar a temperatura de entrada e saída da água do trocador casco-tubo. Empregou-se um sistema de aquisição de dados da National Instruments (módulo NI SCXI-1000 e terminal NI SCXI-1303) e todos os dados foram coletados num computador pessoal.

Figura 45 - Instrumentação do termossifão.

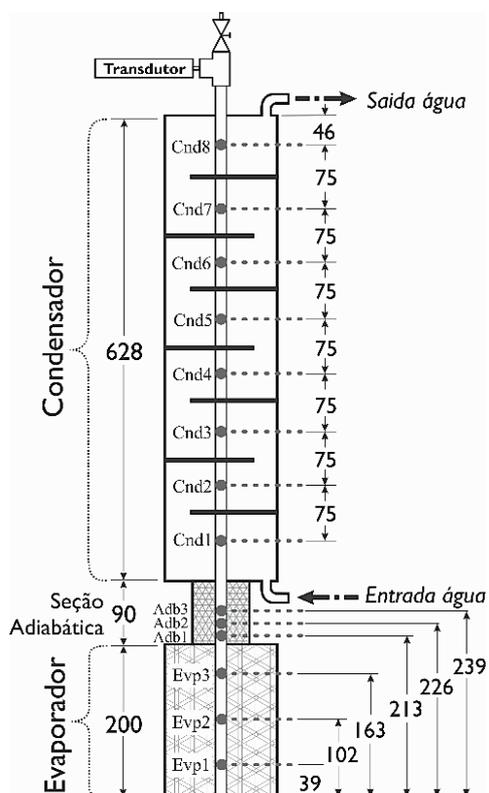
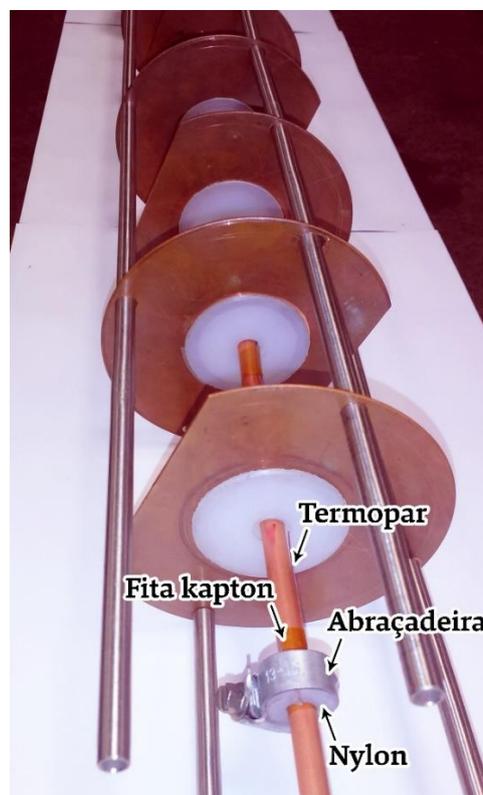


Figura 46 - Instalação de um termopar na seção do condensador.



6.2 PLANEJAMENTO EXPERIMENTAL

Água, com uma vazão fixa de 4,62 l/min e com quatro temperaturas de entrada do condensador (10, 20, 30 e 40 °C) foi empregada para arrefecer o condensador. Cada termossifão foi preenchido com fluido de trabalho em três razões de enchimento (35, 66 e 90%). Portanto, ao todo, doze testes foram realizados para cada termossifão, sendo identificados como indicado na Tabela 14.

Tabela 14 – Identificação dos 12 testes para cada termossifão.

<i>Enchimento*</i>	<i>TC = 10 °C</i>	<i>TC = 20 °C</i>	<i>TC = 30 °C</i>	<i>TC = 40 °C</i>
35%	Teste 1	Teste 2	Teste 3	Teste 4
66%	Teste 5	Teste 6	Teste 7	Teste 8
90%	Teste 9	Teste 10	Teste 11	Teste 12

* A razão de enchimento é a relação entre o volume do líquido inserido e o volume da seção do evaporador

Para facilitar as análises, os termosifões foram identificados com números de 1 a 4, como apresentado na Tabela 15.

Tabela 15 – Identificação dos termosifões e volumes da razão de enchimento.

Identificação do termosifão	Diâmetro interno (mm)	35% de enchimento (ml)	66% de enchimento (ml)	90% de enchimento (ml)
1	20,20	19,2	36,3	49,4
2	11,12	8,9	16,7	22,8
3	7,94	4,6	8,7	11,9
4	4,77	1,2	2,4	3,2

Portanto, de aqui em diante cada teste é identificado pelo número do termosifão seguido pelo número do teste (Tabela 14). Por exemplo, o Teste 1-7 corresponde ao teste do termosifão de maior diâmetro (1), com 66% de razão de enchimento e com a temperatura do condensador fixada em 30 °C.

As potências impostas ao evaporador foram definidas com base nos cálculos dos limites dos termosifões, empregando-se as correlações apresentadas na Tabela 16.

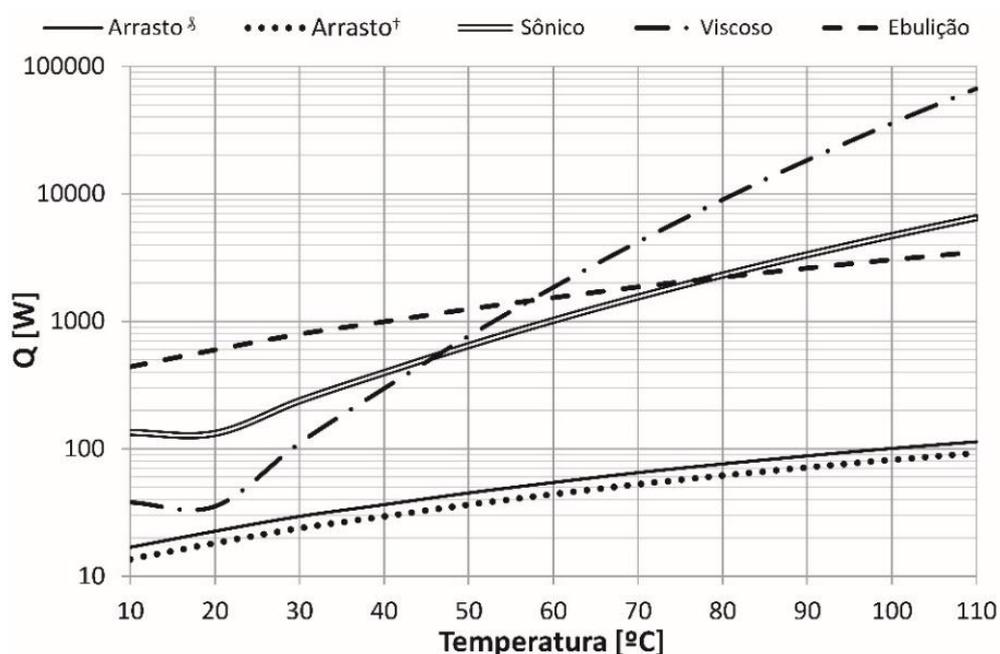
Tabela 16 – Correlações para estimar os limites operacionais de termosifões.

Limite	Correlação	Autor
Arrasto [§]	$q_{max} = \frac{C_w^2 \left[\frac{1}{4} \pi d_i^{2.5} \right] h_{lv} [\rho_v g (\rho_l - \rho_v)]^{1/2}}{\left[1 + (\rho_v / \rho_l)^{1/4} \right]^2} \quad \text{onde } 0.7 \leq C_w \leq 1.0$	(Sakhuja, 1973)
Arrasto [†]	$q_{max} = C^2 \left[\frac{1}{4} \pi d_i^2 \right] h_{lv} \left(\rho_l^{-1/4} + \rho_v^{-1/4} \right)^{-2} [\sigma g (\rho_l - \rho_v)]^{1/4}$ onde $C = (3.2)^{1/2} \tanh \left(\frac{1}{2} Bo^{1/4} \right) \quad e \quad Bo = d_i \left[\frac{g (\rho_l - \rho_v)}{\sigma} \right]^{1/2}$	(Tien e Chung, 1979)
Sônico	$q_{max} = 0.474 h_{lv} A_v (\rho_v p_v)^{1/2}$	(Busse, 1973)
Viscoso	$q_{max} = r_v^2 h_{lv} A_v \frac{\rho_v p_v}{16 \mu l_{ef}}$	(Busse, 1973)
Ebulição	$q_{max} = 0.12 h_{lv} A_e \rho_v^{1/2} [g \sigma (\rho_l - \rho_v)]^{1/4}$	(Groll e Rosler, 1992)

[§] Limite de arrasto de Sakhuja, (1973), [†] Limite de arrasto de Tien e Chung, (1979) empregados na Fig. 47

Alguns desses limites de transferência de calor são resultantes da interação entre os fluxos em contracorrente das fases líquido e vapor dentro dos termossifões. Ao analisar as equações apresentadas na Tabela 16, observa-se que esses limites são funções das propriedades termofísicas das fases e da geometria do tubo, sendo o diâmetro interno (d_i) um parâmetro muito influente. Estas correlações foram utilizadas na avaliação das taxas de transferência de calor para cada um dos termossifões, em função da temperatura de operação. Como exemplo, a Fig. 47 apresenta os limites operacionais para o termossifão número 4.

Figura 47 - Limites de operação do termossifão número 4.



[§] Sakhuja, (1973), [†] Tien e Chung, (1979)

A Fig. 47 mostra que o limite de arrasto é o primeiro a ser atingido e que este aumenta com o aumento da temperatura de operação. Este comportamento também foi observado para os restantes três termossifões. As colunas 3 e 4 da Tabela 17 resumem os valores do limite de arrasto para os quatro termossifões operando a uma temperatura de 80 °C, para as duas correlações da Tabela 16. A tendência dos limites de arrasto é ter um crescimento potencial que segue a expressão $C d_i^m$, sendo que para a correlação de Sakhuja, (1973) C e m valem 1,241 e 2,5; respetivamente e para a correlação de Tien e Chung, (1979) C e m valem 1,9 e 2,37; respetivamente.

Tabela 17 – Limites de arrasto para os termossifões operando a 80 C.

Identificação do termossifão	Diâmetro interno (mm)	Arrasto[§] [W]	Arrasto[†] [W]	Máx. Potência dos testes [W]
1	20,20	2275	2313	3500
2	11,12	511,6	570,9	600
3	7,94	220,4	257	450
4	4,77	61,65	76	100

[§] Sakhuja, (1973), [†] Tien e Chung, (1979)

A quinta coluna da Tabela 17 apresenta as máximas potências impostas durante os testes para cada termossifão. Porém, alguns testes mostraram que o termossifão atingiu a secagem antes de atingir estes valores. Na Tabela 18 apresenta-se o planejamento experimental das potências fornecidas durante os testes para cada termossifão. No termossifão 1 foi imposta a máxima potência disponível, não sendo observada a secagem do tubo. Ainda para o termossifão 1, a potência foi fornecida da seguinte forma: partindo de 20W, foram impostos patamares de 20 W até atingir os 100W, seguido de patamares de 50 W até atingir os 200W, seguido ainda de patamares de 100W até alcançar os 500W, para finalmente impor patamares de 500W até atingir o máximo valor de potência. Neste caso, as resistências eram alimentadas com a tensão da linha, 220V, e a fonte elétrica só atuou como um retificador da tensão. Procedimentos semelhantes foram impostos aos outros termossifões, conforme descreve a Tabela 18.

Tabela 18 – Patamares de potências fornecidas para cada termossifão.

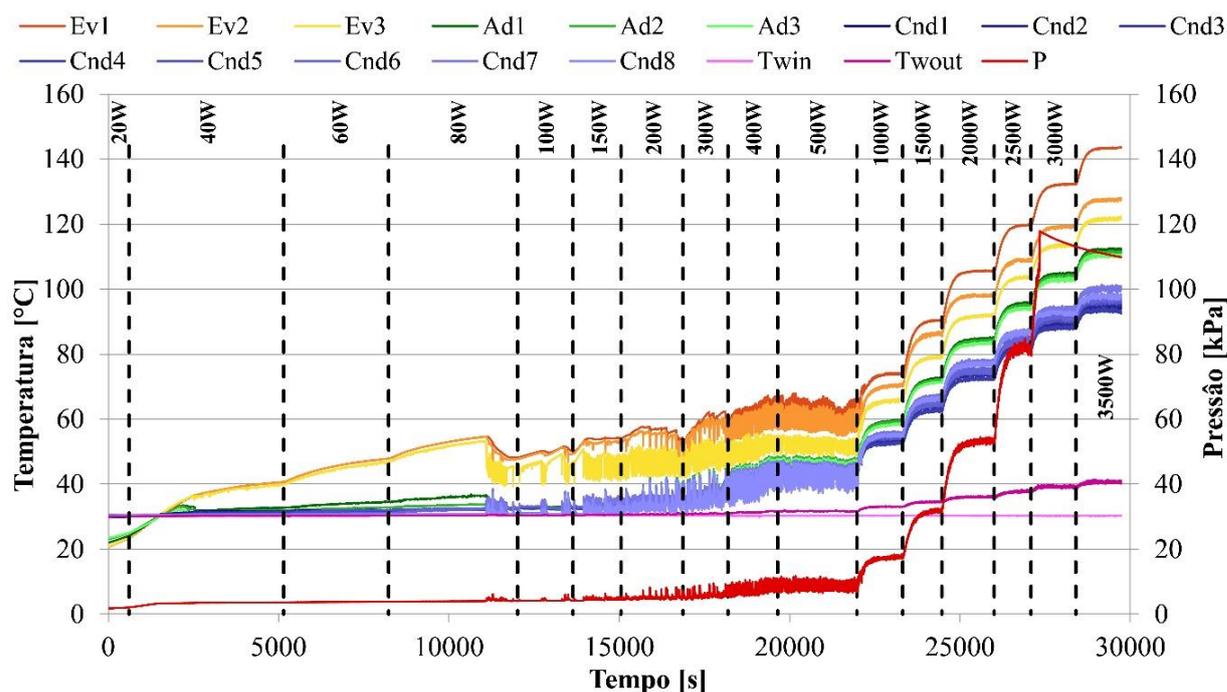
Identificação do termossifão	Patamares de potência			
	20 W	50 W	100W	500 W
1	De 20W até 100 W	De 150 W até 200 W	De 300 W até 500 W	1000 W até 3500 W
2	De 20W até 100 W	De 150 W até 200 W	De 300 W até a secagem	----
3	De 20W até 100 W	De 150W até a secagem	----	----
4	De 20W até 100 W	----	----	----

Os resultados dos 48 testes são apresentados no Apêndice B do presente trabalho, já os resultados mais relevantes são discutidos a seguir.

6.3 RESULTADOS E DISCUSSÕES

A Fig. 48 apresenta os dados de temperatura (eixo vertical à esquerda) e pressão (eixo vertical à direita) em função do tempo, obtidos durante o Teste 1-7.

Figura 48 - Resultados do teste 1-7.

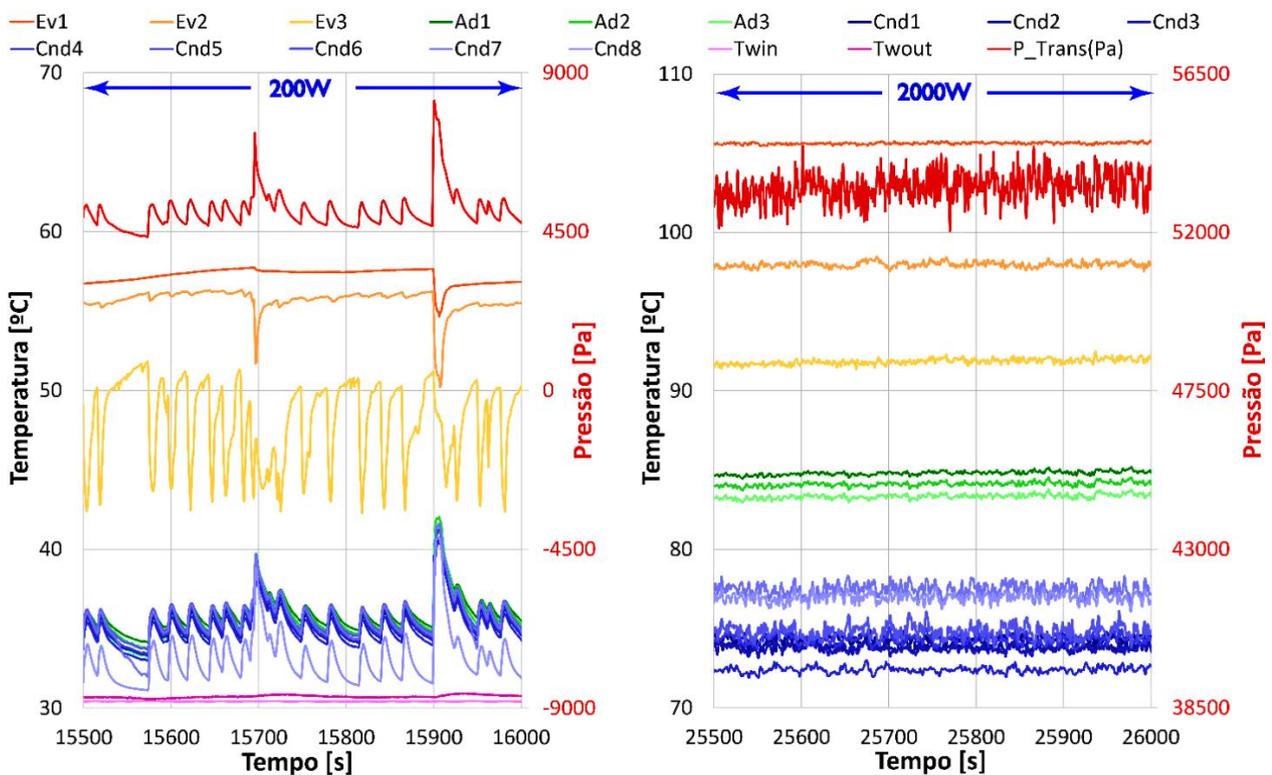


Os termopares da Fig. 48 são rotulados de acordo com a Fig. 45, sendo usados os prefixos “*Ev*”, “*Ad*” e “*Cnd*” para identificar as seções, ou seja, evaporador, seção adiabática e condensador, respectivamente. Por sua vez, para diferenciar entre si os termopares de cada seção, escalas de tons laranjas, verdes e azuis foram usadas para estas três seções, respectivamente. *Twin* e *Twout* identificam as temperaturas de entrada e saída do fluido refrigerante (água) do trocador de calor, na seção do condensador. *P* mostra a pressão interna do termosifão. As linhas tracejadas delimitam o tempo de duração de cada patamar de potência e a legenda, entre estas linhas, identifica o valor da potência fornecida durante esse patamar. Note-se que estes mesmo *layout* é usado em todas as figuras do Apêndice B.

Na Fig. 48 é possível identificar que o termosifão apresenta regiões de operação bem marcadas. O teste começa numa condição atípica de operação para os termosifões, ou seja, calor estava sendo transferido apenas por convecção natural do fluido de trabalho e por

condução pelas paredes do tubo. O banho térmico, que alimenta o condensador, foi configurado a 30 °C e o ambiente, nesse dia, se encontrava em 20 °C. O *start-up* (início de operação) identificado quando o fluido de trabalho começa a mudar de fase, só aconteceu no patamar de 80 W. Após o início de operação e até os 500 W, fortes oscilações nas leituras das temperaturas e da pressão são observadas. Elas apresentam uma amplitude elevada quando comparadas com as oscilações para as potências iguais ou superiores a 1000 W. Para entender melhor esses comportamentos, a Fig. 49 mostra duas janelas de dados do Teste 1-7 para os níveis de potência de entrada de 200 e 2000 W.

Figura 49 - Janela de dados dos patamares 200 W e 2000 W do Teste 1-7.



As escalas dos eixos foram mantidas da mesma ordem para facilitar a comparação visual dos comportamentos das curvas de temperatura e pressão, para estes dois patamares de potência. Observa-se uma marcada diferença de comportamento: as oscilações de temperatura, para os 200 W, apresentam maior amplitude e menor frequência, enquanto as leituras para 2000 W mostram ao contrário, uma menor amplitude e uma maior frequência.

Além disso, no patamar de 200 W observam-se comportamentos muito similares entre a pressão e as temperaturas do condensador e da seção adiabática. Esta mesma tendência é invertida (quase espelhada) nas temperaturas do evaporador. Por exemplo, antes do instante 15600s, a pressão e as temperaturas do condensador e da seção adiabática decrescem, enquanto a do evaporador aumenta. Este comportamento é interrompido por um aumento súbito da pressão, assim como das temperaturas do condensador e seção adiabática, acompanhado de um subido decréscimo da temperatura do evaporador (termopar Ev3). A combinação desses efeitos opostos evidencia o momento exato da ocorrência do GBP.

Desta janela de dados (200 W na Fig. 49) também se pode inferir que existem diferentes sítios de nucleação que geram bolhas que desenvolvem o GBP, uma vez que, no instante 15700s, o termopar Ev2 também registra uma redução de temperatura (o que não tinha acontecido no instante 15600s). E no tempo de 15900s os três termopares do evaporador simultaneamente registram uma queda brusca de temperatura. Isto mostra que o GBP foi gerado de diversos sítios de nucleação, em diferentes alturas na piscina de líquido. Na maior parte das vezes o GBP é nucleado perto da superfície livre da piscina e por isso a mudança de fase é principalmente sentida pelo termopar mais acima da seção do evaporador (Ev3). Porém a intensidade do GBP quando é gerado de um sítio de nucleação mais profundo é maior. Isto se confirma comparando-se os valores de ΔP para os tempos 15900, 15700 e 15600 s, os quais respectivamente valem: 3397, 2313 e 539 Pa. Este comportamento confirma o observado no Capítulo 4 do presente trabalho, ou seja, uma maior altura da piscina de líquido sobre o sítio de nucleação gera *Geyser Boiling* mais violentos, uma vez que mais energia é armazenada durante o crescimento da bolha.

Já na janela do patamar de 2000 W, as oscilações de temperaturas são menores que as observadas para os dados do patamar de 200 W. As temperaturas da seção adiabática se destacam das temperaturas do condensador, o que não se observava anteriormente. Além disto, as oscilações da pressão são mais estáveis, sendo o ΔP médio de 433 Pa. Em termos gerais, existe um comportamento mais uniforme do dispositivo. Não foi observado o comportamento contrário nas temperaturas das seções que compõem o termossifão (comportamento que caracteriza o GBP). Portanto pode-se afirmar que neste patamar de potência, o regime de ebulição corresponde à ebulição nucleada completamente desenvolvida.

Para validar o critério do GBP, introduzido na equação 22, os últimos 300 dados de cada patamar do Teste 1-7 (Fig. 48), foram processados pelo código de Matlab. Os resultados da pressão e do número N são apresentados nas Figs. 50 a 60.

Figura 50 - Critério N para o patamar de 80 W, Teste 1-7.

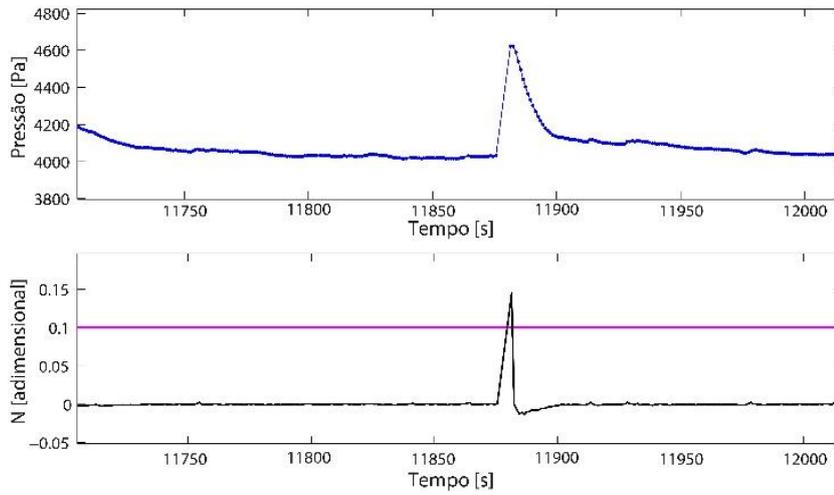


Figura 51 - Critério N para o patamar de 100 W, Teste 1-7.

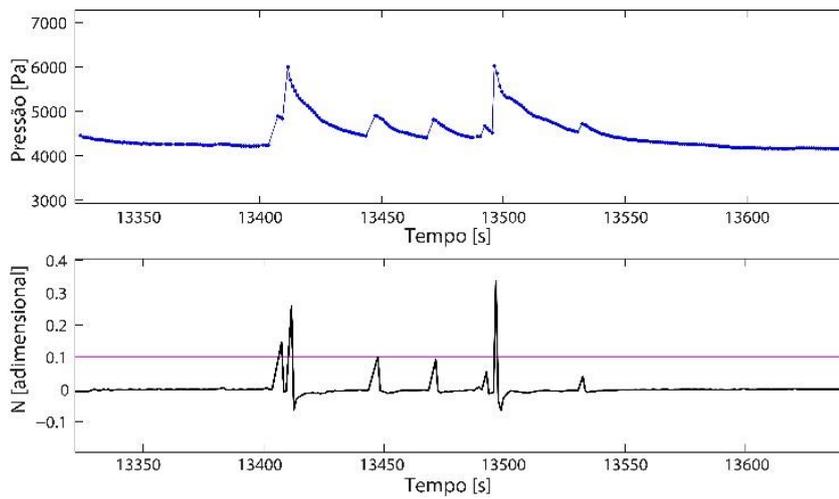


Figura 52 - Critério N para o patamar de 150 W, Teste 1-7.

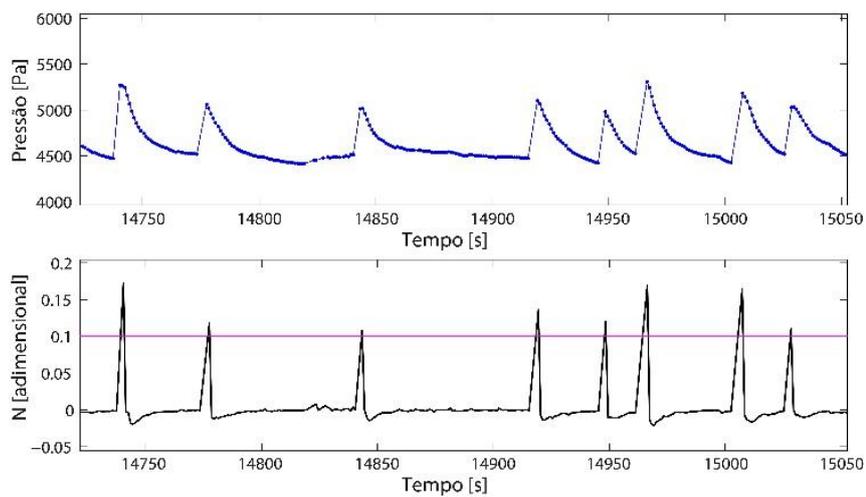


Figura 53 - Critério N para o patamar de 200 W, Teste 1-7.

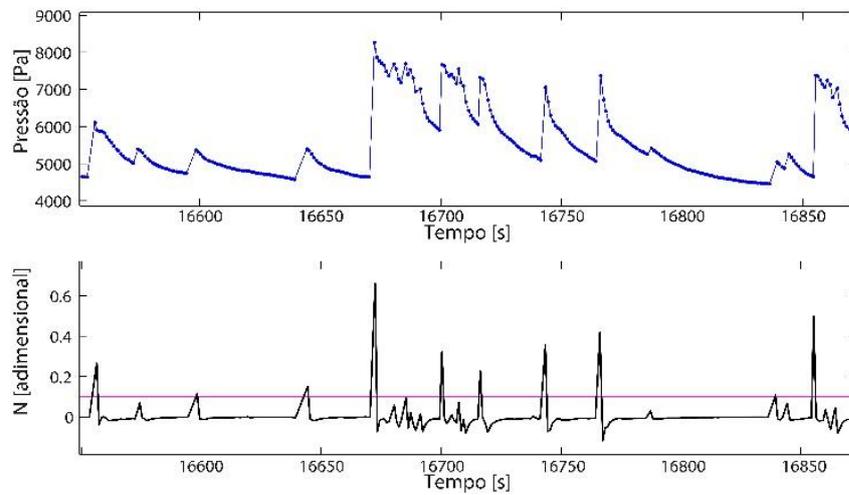


Figura 54 - Critério N para o patamar de 300 W, Teste 1-7.

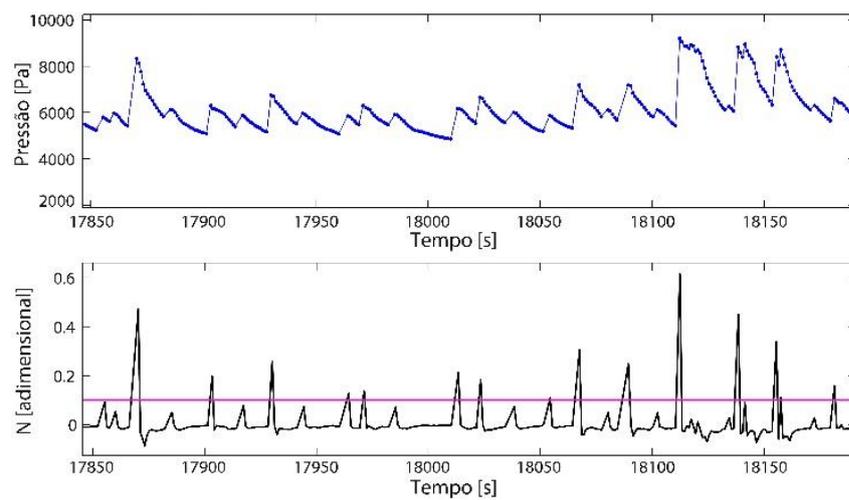


Figura 55 - Critério N para o patamar de 400 W, Teste 1-7.

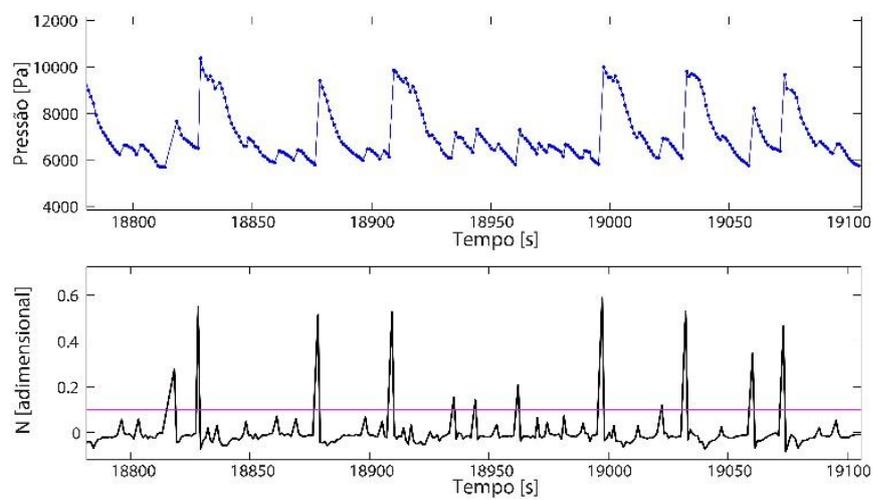


Figura 56 - Critério N para o patamar de 500 W, Teste 1-7.

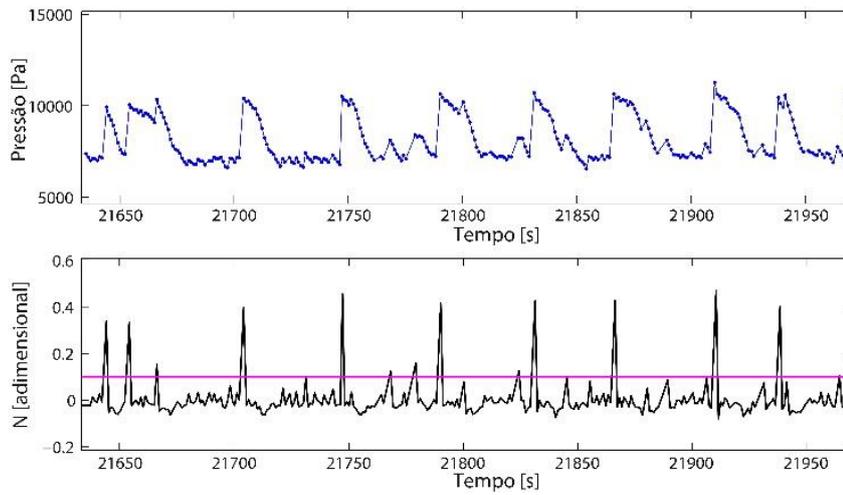


Figura 57 - Critério N para o patamar de 1000 W, Teste 1-7.

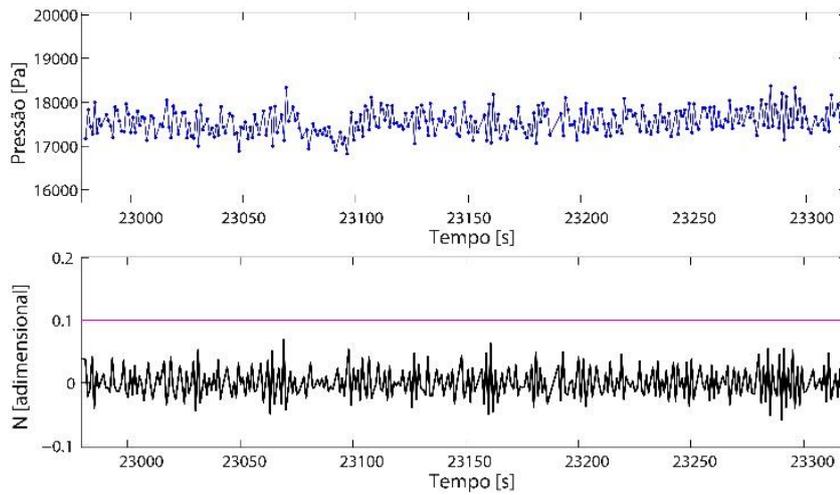


Figura 58 - Critério N para o patamar de 1500 W, Teste 1-7.

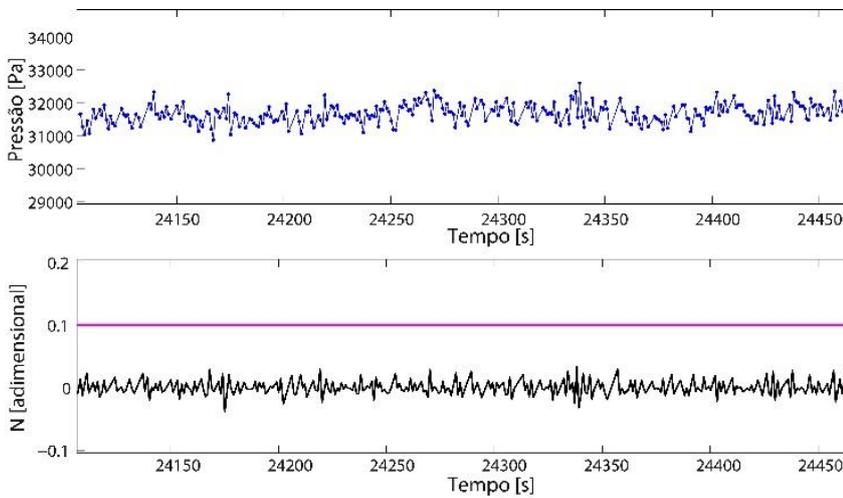


Figura 59 - Critério N para o patamar de 2000 W, Teste 1-7.

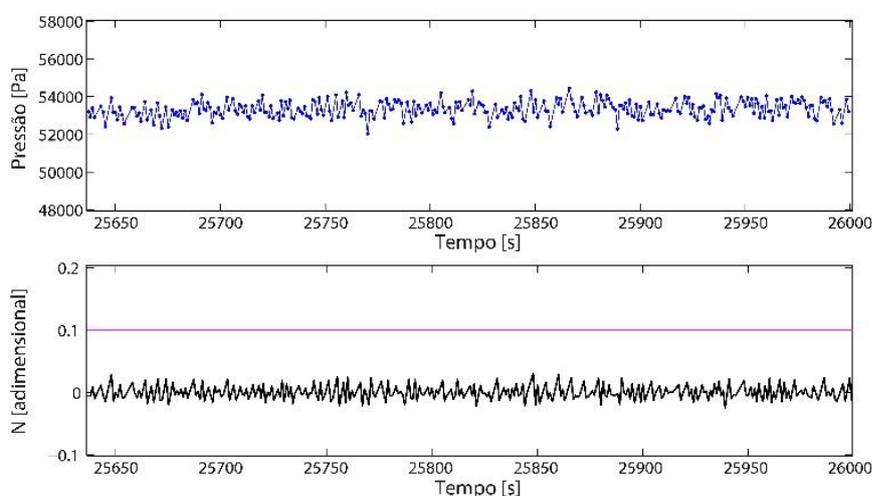
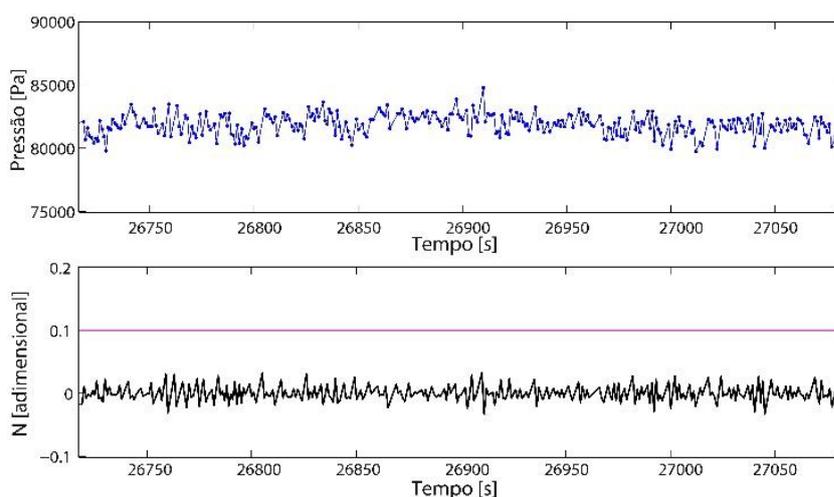


Figura 60 - Critério N para o patamar de 2500 W, Teste 1-7.



Das Figs. 50 a 60, pode-se concluir que o critério N ($\Delta P/\bar{P} > 0,1$) aplicado aos dados de um termossifão convencional (com aquecedor não pontual) é capaz de diferenciar o regime do GBP do regime de ebulição completamente desenvolvida. Para o caso analisado, o regime de GBP se apresentou entre os patamares de 80 W até 500 W.

Também como discutido no Capítulo 4, maiores valores do número N resultaram em GBP com maior energia. Das janelas de dados dos patamares 80 W a 500 W (Figs. 50 a 56), pode-se evidenciar um aumento na intensidade e no número de eventos do GBP com o aumento da potência. A partir dos 200 W, as janelas de dados mostram mais marcadamente um evento de GBP forte seguido de uma sequência de oscilações de menor intensidade, até

que novamente apareça uma outra bolha com energia suficiente para ser catalogada como GBP, conforme descrito no item 4.1.3 do presente trabalho. Já o máximo valor de N (0,6) ocorre no patamar de 400 W, sendo que, nesta janela de dados, 8 dos 12 eventos possuem valores de N iguais ou superiores a 0,3. Para o patamar de 500 W a energia dos eventos de GBP diminui. 7 dos 13 eventos apresentaram um valor de N igual a 0,4, o maior valor observado para estes dados.

Para potências iguais ou superiores a 1000 W os valores do número N são inferiores a 0,1 e oscilam próximos do zero. Como foi mencionado na análise da Fig. 49, o ΔP médio do patamar de 2000 W foi de 433 Pa, porém a sua pressão média é de 53000 Pa, o que dá um valor de N médio igual a 0,008.

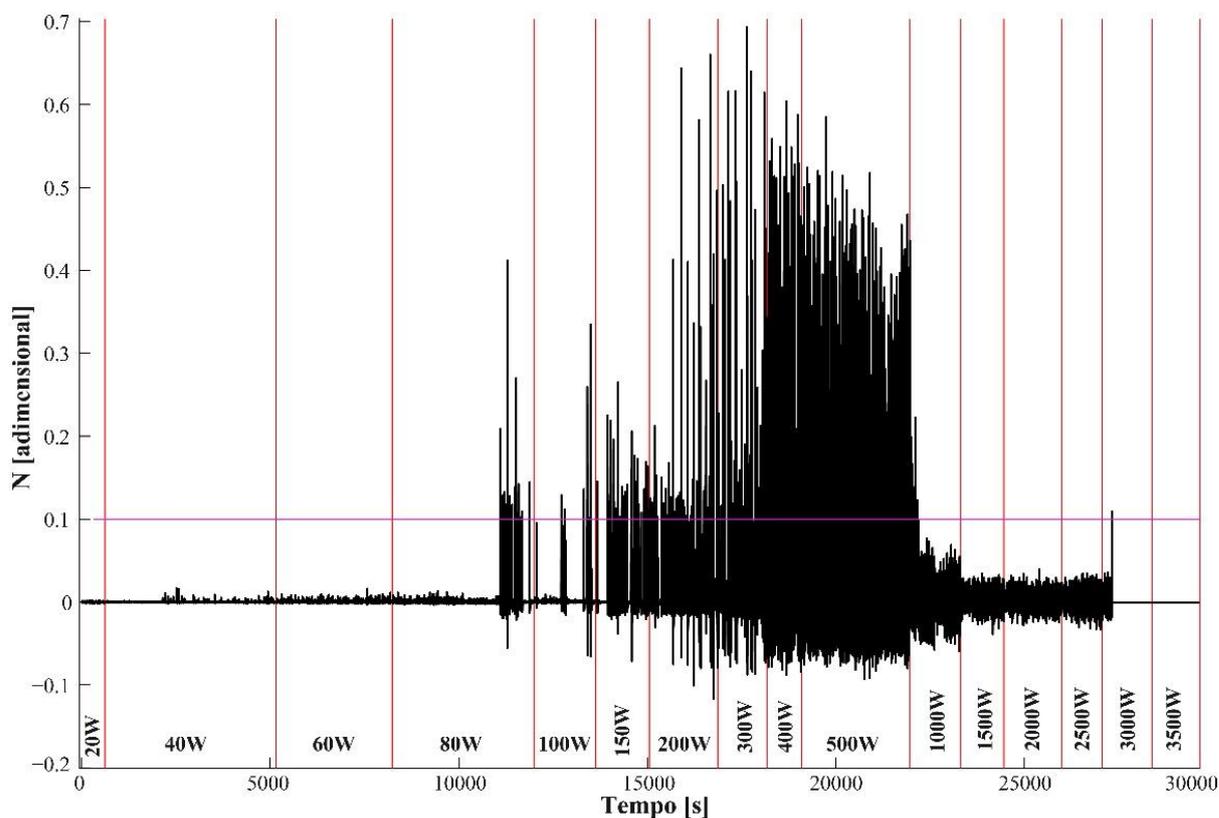
Isto evidencia que a pressão de operação do termossifão efetivamente influencia o regime de ebulição, pois, para um determinado ΔP , o critério N apresenta maiores valores a baixas pressões de operação, facilitando o surgimento do GBP. Porém, o critério N , aplicado para um termossifão que apresente o mesmo valor de ΔP , mas em maiores pressões, o classifica como operando na região de ebulição completamente desenvolvida.

Em termos gerais, pode-se ratificar que o fluido de trabalho de um termossifão antes de operar se encontra em estado de equilíbrio à temperatura ambiente. Se o fluido de trabalho é água a razão de volumes específicos para as fases líquido-vapor são bastante distantes em baixas pressões. Quando baixos fluxos de calor são impostos, pouca evaporação é gerada, facilitando o desacoplamento térmico entre evaporador e condensador. Esta condição de operação favorece a ebulição em regime intermitente, com a ocorrência dos eventos do GBP. Com o aumento do fluxo de calor, maior evaporação é gerada e a pressão interna do dispositivo aumenta, resultando na diminuição da razão entre as propriedades das fases líquido-vapor. Desta forma, mais sítios de nucleação são ativados e o superaquecimento mínimo necessário para a nucleação de vapor diminui, de forma que, eventualmente, para uma dada potência, o regime de ebulição completamente desenvolvido é atingido, como amplamente relatado por muitos pesquisadores de GBP e como evidenciado no teste 1-7, (ver Fig. 61) para potencias superiores a 1000W.

A Fig. 61 apresenta, num único gráfico, os valores de N para todos os dados do Teste 1-7, cujas medições são mostradas na Fig. 48. Observa-se que, para as duas últimas potências aplicadas, o valor de N cai drasticamente ao nível zero. Neste caso, como as leituras das pressões superavam o limite de leitura do equipamento, para não danificar o instrumento de medição, a válvula instalada antes do transdutor de pressão era fechada, assim que a pressão

atingiu o máximo valor permitido. Obviamente, oscilações não puderam ser registradas depois.

Figura 61 - Valores do número N para o Teste 1-7.



A Fig. 61 evidencia a transição entre as regiões de operação do termossifão. Antes do *start-up* (potências < 80 W) e após do regime de ebulição nucleada completamente desenvolvida (potências ≥ 1000 W) os valores de N oscilam próximos do zero, sendo menos intensos para a região antes do início de operação. Já para o regime de ebulição intermitente, os eventos do GBP apresentam valores de N superiores a 0,1. Para toda a faixa de operação, o máximo valor de N foi observado foi de 0,7 aproximadamente, em um evento durante o patamar de 300 W. Além de mais, pode-se notar que a frequência com que os eventos do GBP ocorrem aumentam com o incremento da potência.

O apêndice C contém o valor do número N para cada um dos 48 testes. Porém para facilitar a análise e as comparações, as Figs. 62 a 65 resumem estes resultados para cada um dos 4 tubos.

Figura 62 - Valores do número N para o Tubo 1 (diâmetro interno: 20,2 mm).

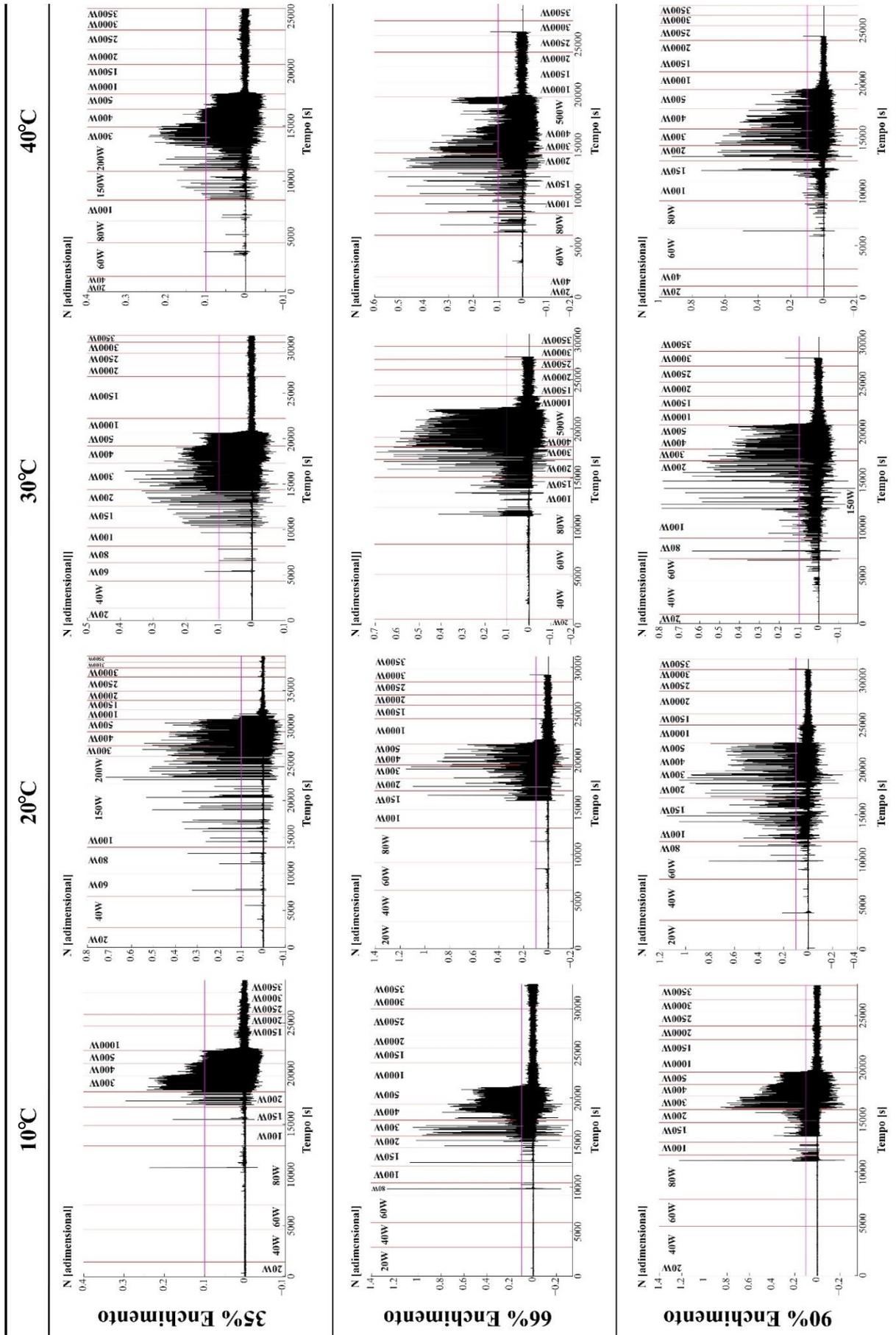


Figura 63 - Valores do número N para o Tubo 2 (diâmetro interno: 11,12 mm).

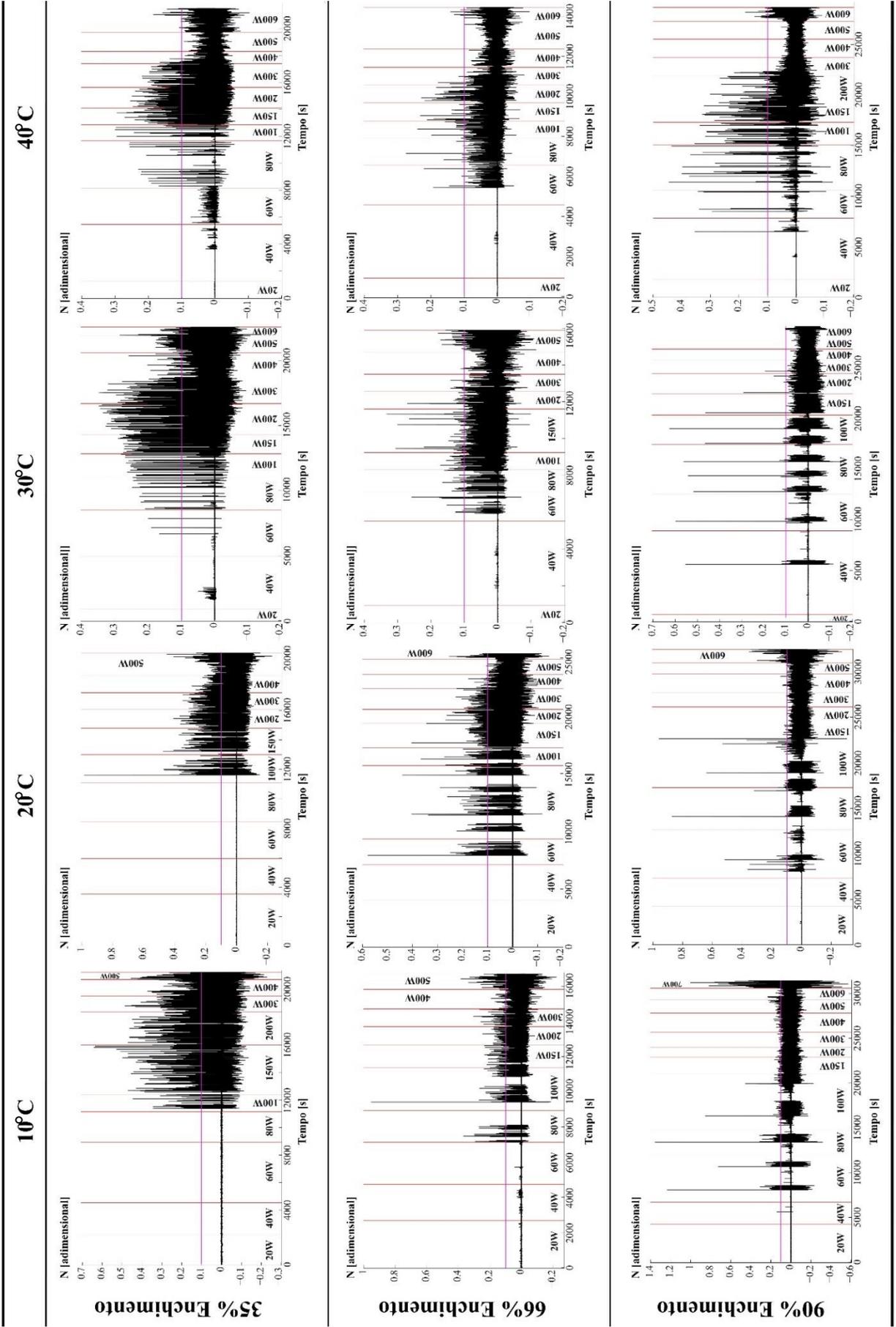


Figura 64 - Valores do número N para o Tubo 1 (diâmetro interno: 7,94 mm).

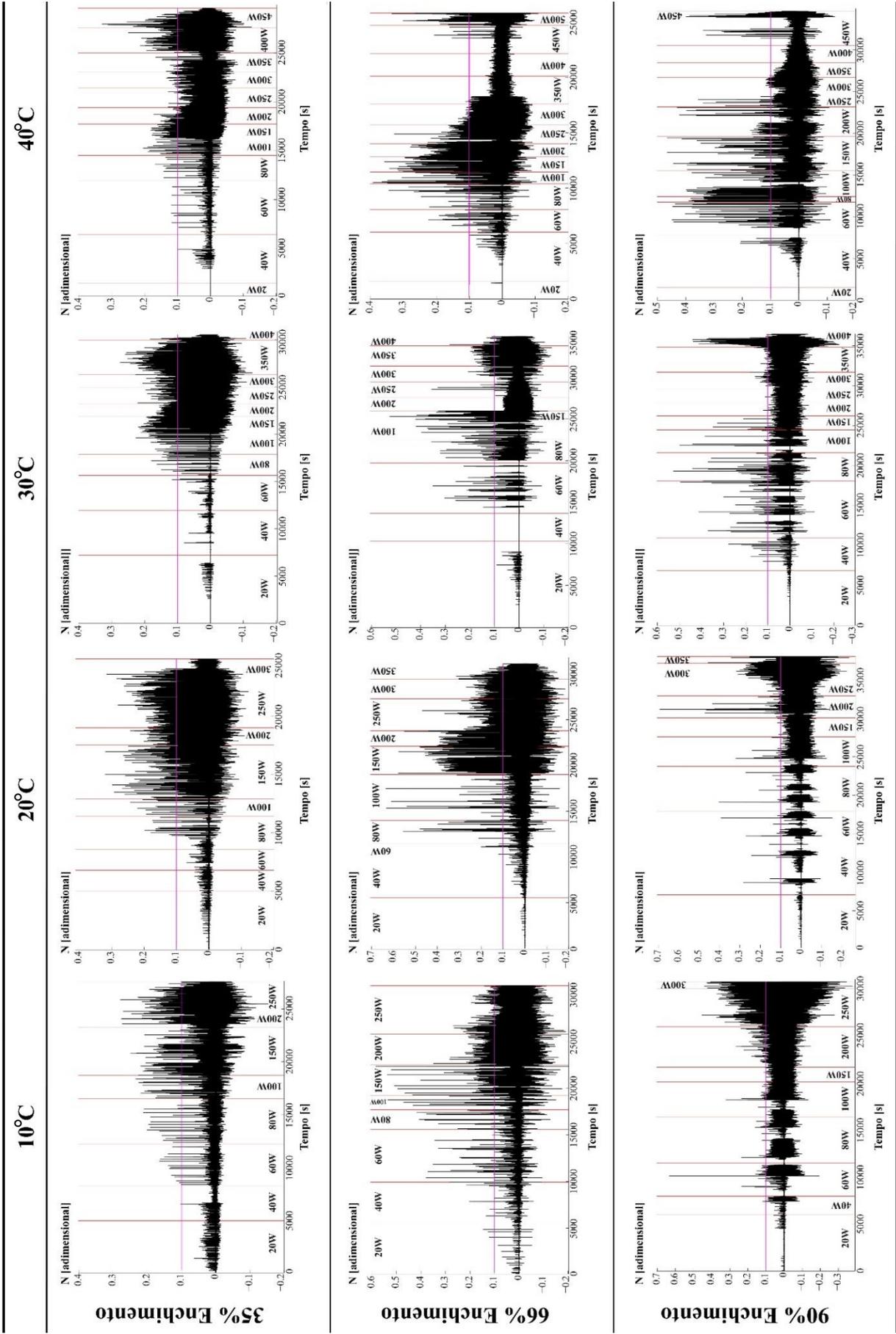
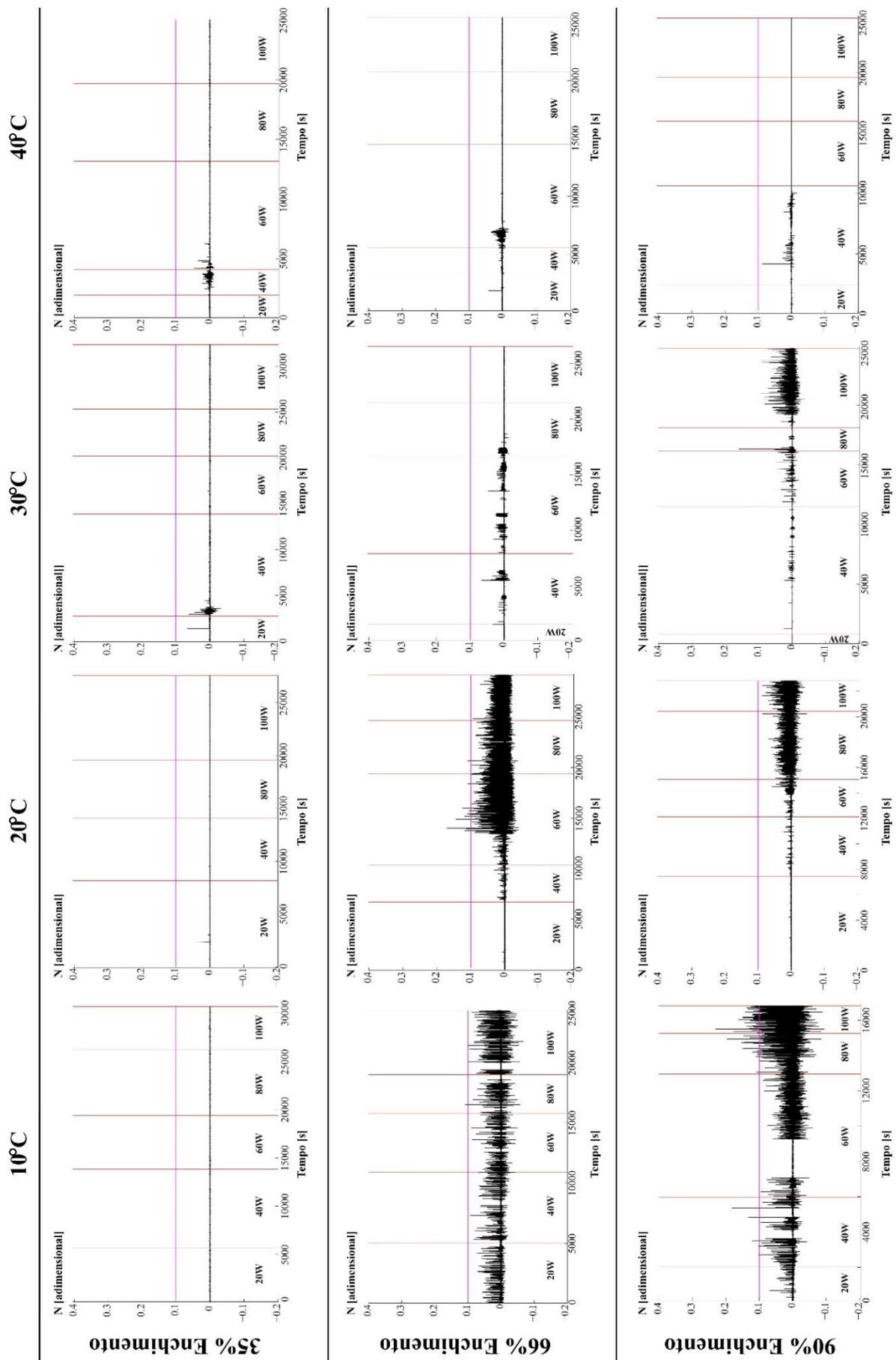


Figura 65 - Valores do número N para o Tubo 1 (diâmetro interno: 4,77 mm).



Quando os 12 Testes do Termossifão 1 são comparados entre si, observa-se que a transição para o regime de ebulição nucleada completamente desenvolvida ocorreu a partir dos 1000 W, em todos os cenários, (ver Fig. 62 e/ou Apêndice C).

De uma forma geral, observa-se que, com a diminuição do diâmetro interno do termossifão, só em alguns patamares de potências os termossifões eventualmente conseguem atingir o regime de ebulição nucleada completamente desenvolvida. Nas Figs. 63 e 64, correspondentes aos Termossifões 2 e 3, respectivamente, nota-se que o GBP se encontra presente em praticamente todo o funcionamento e não existe um limite de potência tão evidente como o observado no Termossifão 1. Isto é mais evidente com a diminuição do diâmetro interno. Para o Termossifão 3, só três testes apresentaram alguns poucos patamares de operação em ebulição nucleada completamente desenvolvida. Desta forma, pode-se afirmar que a diminuição do diâmetro do termossifão facilita a presença do GBP.

A Fig. 65 apresenta o valor de N para o termossifão com o menor diâmetro interno testado, (4,77 mm). Uma primeira observação indica um comportamento quase ideal (dificilmente algum valor de N supera os 0,1). Porém, não é o que acontece. Na realidade, como observado a partir dos dados de temperatura e pressão (Apêndice B, figuras 4-1 a 4-12), em 6 dos 12 testes, correspondentes a todos os testes com razão de enchimento de 35% assim como todos os testes cuja temperatura do condensador foi de 40 °C, não foi observada resposta de nenhum dos termopares do condensador. Os restantes seis testes (4-5, 4-6, 4-7, 4-9, 4-10 e 4-11) apresentam oscilações nas leituras de quase todos os termopares, assim como do transdutor de pressão. Dentre todos estes, os testes 4-7 e 4-11 foram os que apresentaram melhor desempenho antes que o termossifão secasse. Eles evidenciaram a presença de vapor em todo o comprimento do condensador e pequenas diferenças de temperatura entre o evaporador e o condensador, ou seja, um comportamento esperado para qualquer termossifão bifásico fechado. Nos outros quatro testes restantes, o vapor dificilmente conseguiu preencher todo o comprimento do condensador. Além disto, foi quase impossível atingir o estado estacionário em cada patamar de potência. Este desempenho atípico pode ser explicado analisando o grau de confinamento do fluido de trabalho, como discutido a seguir.

O confinamento geralmente é avaliado através do número de Bond (Bo), dado pela Equação 12, sendo, neste caso, o diâmetro da bolha é substituído pelo diâmetro interno do termossifão. Na verdade, o número de Bond assim expresso possui a mesma forma do número

de Eötvös ($E\ddot{o}$)¹. Segundo Khandekar e Groll (2003), a transição do comportamento do dispositivo de termossifões bifásicos fechados para tubos de calor pulsantes (*Pulsating Heat Pipes, PHP*) acontece para $E\ddot{o} \leq 4$. Nestas condições, o diâmetro e as propriedades do fluido são tais que a tensão capilar começa a ser importante e o comportamento e desempenho do PHP não são comparáveis aos de um termossifão, apesar das semelhanças construtivas.

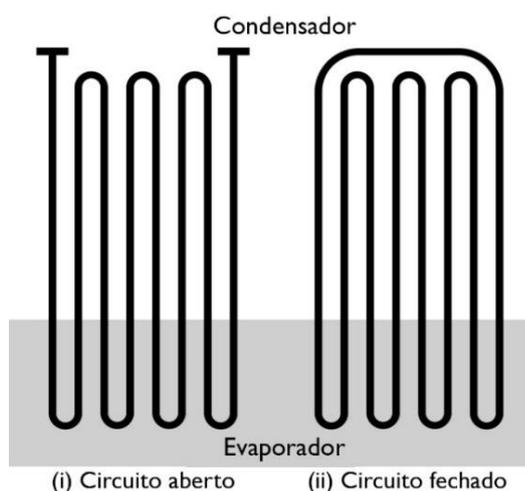
Assim, neste trabalho, usa-se o número de Eötvös como parâmetro de avaliação da influência do confinamento no comportamento de termossifões. A Tabela 19 mostra o número de Eötvös para os quatro termossifões testados.

Tabela 19 – Número de Eötvös para os 4 Termossifões testados.

	Termossifão 1	Termossifão 2	Termossifão 3	Termossifão 4
Eö	55,06 ±0,05	16,48 ±0,03	8,47 ±0,02	3,06 ±0,01

Como o Termossifão 4 apresenta um número de Eötvös inferior a 4, este pode ser classificado como um tubo de calor pulsante (ver Khandekar e Groll, 2003). Ainda mais, se comparado com as configurações dos tubos de calor pulsantes mostrados na Fig. 66, o presente termossifão poderia ser classificado como um tubo de calor pulsante de circuito aberto de meia volta.

Figura 66 - Configurações comuns de tubos de calor pulsante.

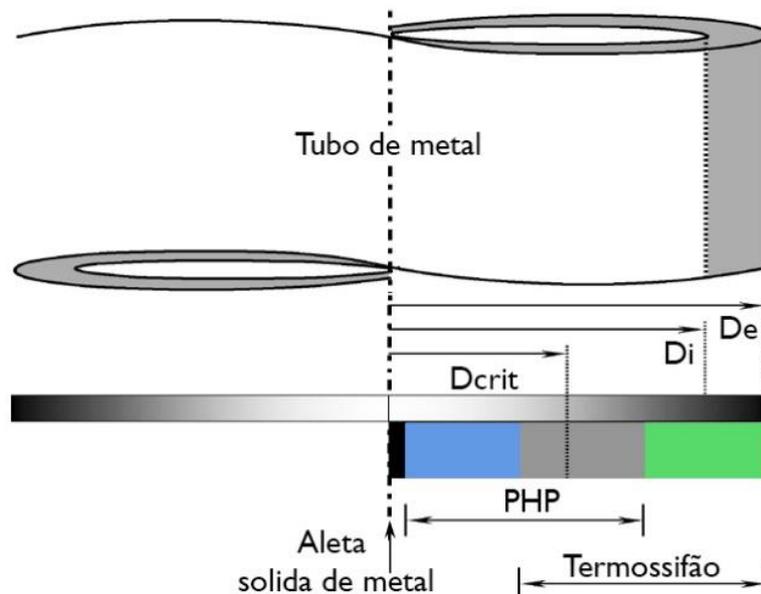


Fonte: Adaptado de Khandekar e Groll, (2003)

¹ Foram achadas diferenças com respeito a este critério, alguns outros autores expressam o número de Bond como a raiz quadrada do número de Eötvös, $Bo = \sqrt{E\ddot{o}}$. Por tanto, esta tese emprega o número de Eötvös para estudar o confinamento.

Uma explicação para o comportamento dos seis testes onde o Termossifão 4 apresentou algum tipo de funcionamento pode ser dada a partir da análise proposta por estes autores. Os quais afirmam que existe uma faixa de diâmetros próximos ao diâmetro crítico ($E\ddot{o} = 4$), onde o dispositivo pode funcionar como termossifão e/ou como PHP, representada pela zona cinza da Fig. 67. Para a água, o diâmetro crítico médio, calculado a partir de $E\ddot{o} = 4$ para a faixa de temperaturas de 0 a 100 °C, oscila em torno aos 5,27 mm. Assim, a diferença de este valor para o diâmetro interno real do termossifão é pequena (0,5mm). Esta proximidade com o diâmetro crítico pode explicar porque o Termossifão 4 às vezes funcionou como termossifão, testes 4-7 e 4-11.

Figura 67 - Zona de sobreposição de diâmetros para PHP e termossifão.



Fonte: Adaptado de Khandekar e Groll, (2003)

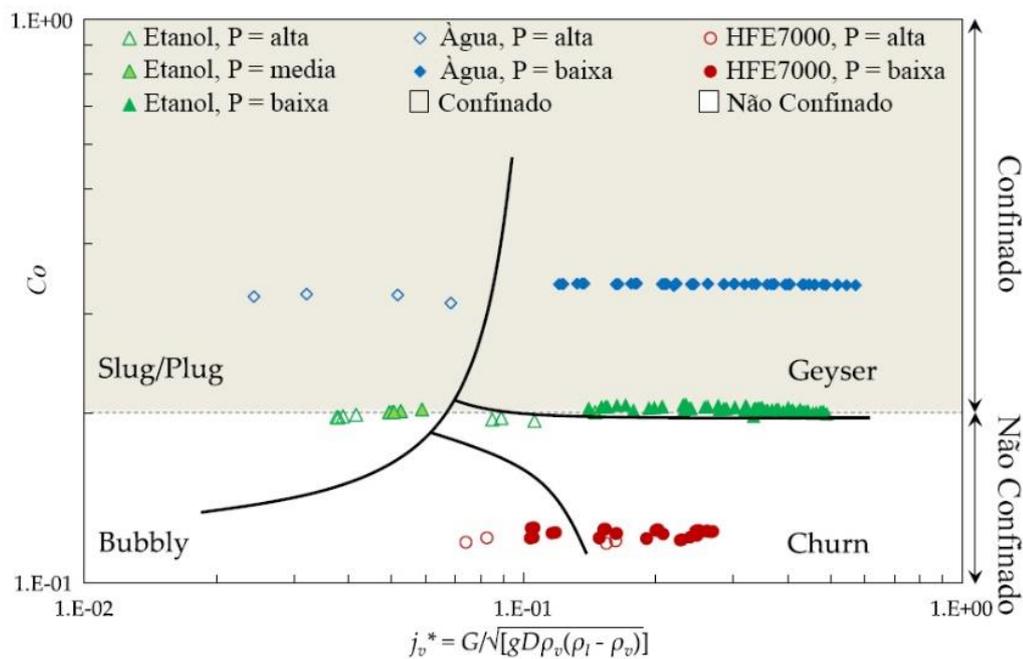
O confinamento excessivo pode levar à interrupção do canal de vapor que deve existir para que o tubo de calor seja considerado termossifão. Num tubo de calor pulsante as forças capilares atuam com tal importância que existe uma formação espontânea de *slug* de vapor e líquido ao longo de todo o tubo. Provavelmente isto é o que acontece com o Termossifão 4. Portanto, pode-se afirmar que o número N (critério de GBP) funciona exclusivamente para termossifões bifásicos fechados, ou seja, dispositivos de mudança de fase cujo número de Eötvös seja superior a 4.

Uma vez estabelecido um limite inferior do GBP em função do diâmetro do termossifão, foi avaliada a possibilidade de existir um limite superior. Segundo o mapa sugerido por Smith *et al.* (2018), (ver Fig. 68), o limite do GBP acontece perto do número de confinamento igual a 0,2. O número de confinamento da Fig. 68 é expresso na equação 1, e quando comparado com o número de Eötvös, se obtém que:

$$Co = \frac{1}{\sqrt{E\ddot{o}}} \quad (30)$$

Portanto, ao usar a Equação 30 junto com o mapa de regimes de escoamento para termossifões, tem-se que o critério de confinamento se apresenta para Eötvös igual a 25, ou seja, um termossifão com números de Eötvös igual ou inferior a 25 se encontra confinado.

Figura 68 - Mapa de regimes de escoamento para termossifões.



Fonte: Adaptado de Smith *et al.*, (2018)

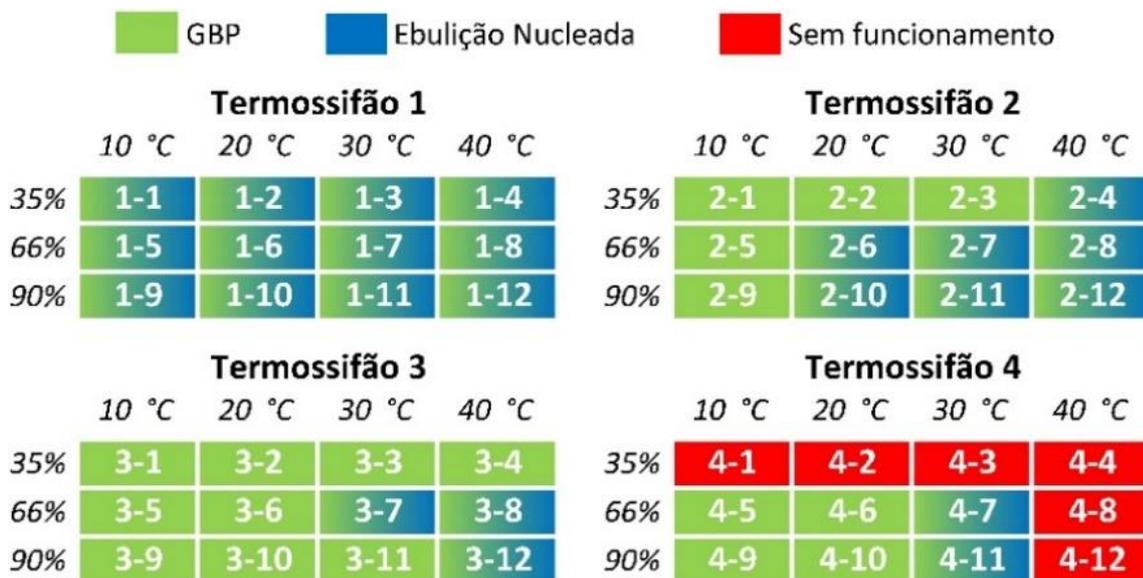
Além do mais, da Fig. 68, observa-se que o limite do escoamento em *Geysers* se estende quase sobre a linha horizontal que limita as regiões de confinamento e não confinamento, sugerindo que o regime de GBP é influenciado pelo diâmetro interno do termossifão.

Observa-se que os Termossifões 2 e 3, cujos números de Eötvös são 16,48 e 8,47 respectivamente, funcionaram majoritariamente em regime de *Geysier Boiling*, conforme se comprova nas Figs. 63 e 64. Porém, eventualmente, durante alguns patamares, o comportamento foi de ebulição nucleada completamente desenvolvida.

O Termossifão 1, cujo invólucro é um tubo com diâmetro interno de 20,2 mm, e número de Eötvös igual a 55,06 (ver Tabela 19), também apresentou eventos de GBP, todos reportados para potências iguais e inferiores a 500 W. Desta forma, o GBP foi reportado mesmo longe do valor limite proposto na Fig. 68 ($E\ddot{o} = 25$). Assim, pode-se afirmar que este fenômeno não é dependente unicamente do confinamento, mas também das características particulares da ebulição a baixas pressões e a baixos fluxos de calor, como já foi discutido.

Para facilitar a análise da influência do diâmetro interno, a Fig. 69 resume de forma visual utilizando cores, a classificação dos regimes de operação dos doze testes realizados para cada um dos termossifões. Verde foi usado para os testes onde o termossifão operou em GBP, azul para o funcionamento em ebulição nucleada completamente desenvolvida e vermelho para o termossifão sem funcionamento. As células que possuem misturas de cores indicam que os dois regimes foram observados, mesmo que durante um único patamar de potência.

Figura 69 - Desempenho dos termossifões de acordo aos regimes de ebulição apresentados.



A Fig. 69 mostra que o termossifão 1 (sem confinamento), apresentou os dois regimes de ebulição para todos os doze testes. Neste termossifão a ebulição nucleada é garantida se a potência imposta é superior aos 1000 W.

Os termossifões 2 e 3 mostram que o regime de ebulição nucleada completamente desenvolvida tende a se apresentar mais facilmente em termossifões com maior razão de enchimento e maiores temperaturas no trocador de calor do condensador. Esta tendência é devida a que o incremento destes parâmetros eleva o valor da pressão interna sobre o sitio de nucleação e do termossifão, respetivamente.

Por outro lado, a diminuição do diâmetro interno aumenta o confinamento fazendo com que o termossifão tenha menos possibilidades de atingir o regime de ebulição nucleada. Observa-se que o regime de ebulição nucleada tende a desaparecer com a diminuição do diâmetro interno do termossifão. De fato, o Termossifão 3 só apresentou o regime de ebulição nucleada em três testes, e dentro de cada teste, esta condição foi registrada em no máximo, dois patamares, sendo que, nas condições restantes, operou em GBP.

Como já discutido para o caso do Termossifão 4, o diâmetro escolhido foi tal que as forças capilares começam a ser influentes. Isto permite que o dispositivo seja classificado como um tubo de calor pulsante. Mesmo assim, para os seis testes onde se observou algum tipo de funcionamento, a afirmação anterior continua válida: maiores enchimentos e maiores temperaturas no trocador de calor do condensador elevam as probabilidades de se atingir o regime de ebulição nucleada completamente desenvolvida.

Dos resultados obtidos pode-se garantir que o confinamento é uma variável que maximiza os efeitos do GBP, mas não é o que o origina. Como observado através dos experimentos para tubos confinados, (Termossifões 2 e 3), o GBP deixa de ser uma condição transiente e se converte numa condição quase permanente de operação.

Termossifões com alto nível de confinamento, $E\ddot{o} \leq 4$ ($Co \geq 0,5$), alteram os princípios físicos de operação, passando a serem considerados tubos de calor pulsantes. Portanto, seria interessante limitar o eixo vertical da Fig. 68 a este valor máximo.

Maiores estudos são necessários para avaliar o conceito de confinamento em termossifões, seja para refinar o critério ($E\ddot{o} \leq 25$), ou para estabelecer uma nova relação física de este parâmetro em função dos tamanhos característicos das bolhas.

Com o objetivo de condensar e comparar os resultados obtidos dos quatro termossifões, são aqui propostos mapas de regimes de operação, para cada conjunto de dados gerados a partir dos experimentos descritos na Tabela 14, ou seja, foram obtidos 12 mapas. O número de Eötvös foi usado para diferenciar cada um dos termossifões e os dados são apresentados em termos de gráficos do fluxo de calor em função da resistência térmica, a qual é calculada como:

$$R_T = \frac{\overline{T_{Ev}} - \overline{T_{Cnd}}}{Q} \quad (31)$$

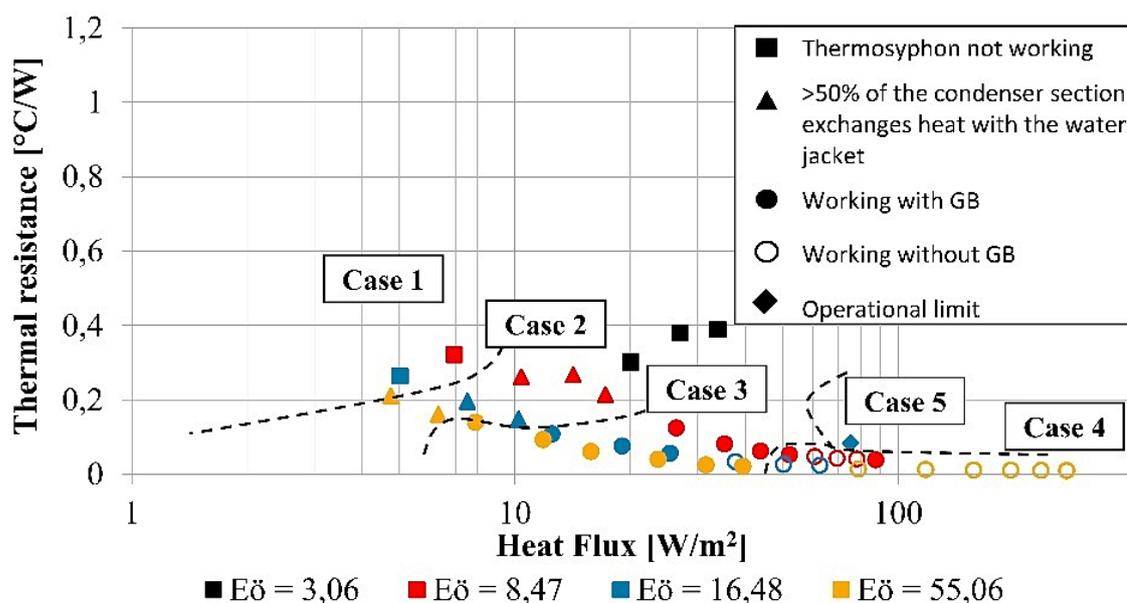
A equação 31 expressa a resistência térmica como a razão entre a diferença de temperaturas médias dos termopares do evaporador e do condensador e a potência aplicada, para cada patamar.

A construção dos mapas fez parte do trabalho de conclusão de curso de Vieira, (2019), onde o processamento dos dados foi realizado através de um código em Visual Basic. O código identifica o final de cada patamar de potência e determina a média das temperaturas em cada seção do termossifão a partir dos últimos 50 dados de cada nível de potência. Adicionalmente emprega o número N para diferenciar o regime de ebulição nucleada completamente desenvolvida do GBP. Suplementarmente por comparação do comportamento da pressão e da temperatura do evaporador, este método identifica a secagem do tubo, uma vez que, nestes casos, a pressão decresce continuamente, enquanto a temperatura do evaporador se aumenta continuamente. Para abarcar alguns comportamentos, especialmente do Termossifão 4, os casos de não funcionamento e de operação sem a utilização completa do condensador foram incluídos. A Fig. 70 apresenta o mapa para o Teste 8 (razão de enchimento de 66% e temperatura do trocador de calor de 40 C, conforme a Tabela 14).

Neste mapa, cada termossifão é representado por uma cor diferente e por seu número de Eötvös correspondente. Já a diferenciação dos regimes se faz através do símbolo para cada um dos cinco casos, como indicados na legenda. As linhas tracejadas indicam a possível fronteira entre regimes. Ela foi traçada através da união dos pontos médios entre cada mudança de regime. No eixo vertical foi representada a resistência térmica e, no eixo horizontal, o fluxo de calor de cada patamar. Para permitir uma melhor visualização dos dados, optou-se pelo uso de uma escala logarítmica. Com o uso de estas duas variáveis, é

possível comparar os diversos termosifões. O Anexo A contém os doze mapas, obtidos das combinações entre as razões de enchimento e as temperaturas impostas no trocador de calor do condensador.

Figura 70 - Mapa de regimes de operação para o Teste 8.



Fonte: Vieira, (2019)

A análise destes mapas permite constatar que, inicialmente, o termosifão demora a entrar em *start-up*. Desta forma, geralmente em baixos fluxos de calor, o tubo está em uma condição de não operação, identificado como o Caso 1 na Fig. 70. Com a imposição de potência e após o início de operação, observou-se um avanço da frente de vapor no condensador. Quando pelo menos 50% dos termopares do condensador apresentam temperaturas superiores às do trocador de calor, se estabelece o Caso 2, cuja fronteira é delimitada quando todo o condensador se encontra aquecido, trocando calor. O Caso 3 corresponde ao condensador totalmente ativo e em GBP. Já o Caso 4 corresponde ao dispositivo operando em regime de ebulição nucleada completamente desenvolvida. Finalmente o Caso 5 representa a secagem do termosifão.

Os termosifões deveriam seguir esta sequência de casos em sua operação. Porém, como já discutido, se o termosifão se encontra confinado, observa-se que este eventualmente

pode ter passado do Caso 3 (termossifão funcionando com GBP) diretamente para o Caso 5 (secagem).

Quando analisados os mapas em conjunto, foi percebido que em geral a tendência é que a resistência térmica diminua com o aumento do fluxo de calor. Além do mais, a análise ratifica que o incremento da temperatura no trocador de calor do condensador e o aumento da razão de enchimento aumentam a região onde se tem ebulição nucleada completamente desenvolvida. Isto fez com que termossifões, mesmo considerados em confinamento, apresentem, em alguns patamares, este tipo de regime. O Termossifão 4 com número de Eötvös igual a 3,06 só apresentou baixas resistências num patamar do Teste 7 e durante o Teste 11. Para os demais casos a resistência oscilou entre 0,2 a 0,85 °C/W, sendo elevadas quando comparadas com a resistência média de 0,01 °C/W, apresentada no regime de ebulição nucleada completamente desenvolvida.

6.4 CONSIDERAÇÕES FINAIS SOBRE O DESEMPENHO TÉRMICO DE TERMOSSIFÕES COBRE – ÁGUA

Como visto no decorrer da presente tese, o GBP resulta de uma combinação de fatores, que incluem desde a escolha do fluido de trabalho até a seleção do diâmetro interno do termossifão. Foi evidenciado que, para o caso de termossifões operando com água em baixas pressões, O GBP acontece de forma inevitável. Foi corroborando que o confinamento só intensifica seus efeitos e é esta condição de operação que define se o regime de ebulição em *Geyser* é considerado transitório ou permanente. Comprovou-se também que os termossifões com um confinamento extremo, $Eö < 4$, deixam de atuar como termossifões bifásicos fechados e se convertem em tubos de calor pulsantes. Particularmente com um baixo desempenho, pois seriam classificados como PHPs abertos de media volta. Este fato explica a razão do bloqueio de seis dos doze testes efetuados.

Foi demonstrado que o critério de GBP (número N) é adequado para diferenciar o regime de *Geyser Boiling* de outros regimes de ebulição presentes em termossifões bifásicos fechados ($Eö > 4$), identificando o momento e a magnitude de cada evento.

Termossifões com diâmetros internos tais que seu número de Eötvös se encontre entre 4 e 25, provavelmente operam, na grande maioria do tempo, em regime de GBP. Sendo que maiores confinamentos intensificam esta condição.

A resistência térmica dos termossifões operando em GBP é superior aos valores apresentados para a ebulição nucleada completamente desenvolvida. Isto apesar de que o coeficiente convectivo durante o evento de GBP é alto, como demonstrado no capítulo 4. A explicação se encontra na frequência do ciclo de ebulição. A ebulição nucleada completamente desenvolvida possui frequências de ebulição mais altas o que torna a operação mais estável, conseguindo garantir maior uniformidade nas temperaturas do termossifão, diminuindo a diferença de temperaturas medias entre evaporador e condensador.

Uma maior razão de enchimento e temperaturas mais elevadas na troca externa do condensador facilitam atingir o regime de ebulição completamente desenvolvida, como evidenciado nos testes. Porém, isto eleva a temperatura de operação do termossifão.

A continuação, são apresentadas as principais conclusões obtidas durante o desenvolvimento da presente tese.

7 CONSIDERAÇÕES FINAIS E CONCLUSÕES

A palavra *Geysir* tem origem na Islândia e foi empregada pela primeira vez para descrever o fenômeno de erupção de água e vapor de regiões vulcânicas caracterizadas por hidrotermalismo. Este fenômeno também tem sido observado em diversas aplicações industriais. Diversas teorias são apresentadas na literatura a respeito de sua origem. Neste trabalho, o *Geysir Boiling Phenomenon* (GBP) foi estudado visualmente em dois termossifões de vidro e as observações foram validadas em termossifões de cobre e água. As principais conclusões obtidas são expostas a seguir.

O GBP em termossifões bifásicos fechados corresponde à primeira liberação de energia por mudança de fase no início de um ciclo de ebulição intermitente. Este evento acontece quando a piscina de líquido é aquecida e atinge um estado de elevada metaestabilidade. Uma vez reunida as condições, uma bolha de vapor é nucleada e cresce subitamente. À medida que a bolha atinge a proximidade da interface líquido-vapor da piscina, ela explode, pulverizando líquido e jorrando vapor saturado sobre as paredes do condensador. Consequentemente, é muito pouco provável que um *slug* de líquido atinja a tampa da extremidade do condensador, como até agora declarado na literatura. Além do mais, a bolha não necessariamente deve ocupar todo o diâmetro interno do termossifão, para ser considerada uma bolha de GBP.

Após a liberação de energia pela bolha de GBP, uma outra forma de nucleação foi percebida. Ela surge da iteração do líquido de retorno com a superfície livre da piscina. Nesta iteração bolhas de vapor são presas dentro da piscina de líquido servindo de sítios de nucleação, de forma que as novas bolhas formadas absorvem energia da piscina, arrefecendo-a.

Como a entrada de calor não é suficiente para manter a piscina de líquido no mesmo estado de superaquecimento, que antecedeu a grande bolha inicial. A nucleação das próximas bolhas, já sejam elas nucleadas pelo aprisionamento de vapor ao interior da piscina de líquido ou mesmo as novas bolhas nucleadas na parede, são de menor tamanho e liberam menos energia. Isto acontece até que a piscina de líquido retorne a um estado de relaxamento e assim um novo ciclo começa. Esta intermitência dos fenômenos observados caracterizam a ebulição intermitente.

A ebulição de água em baixas pressões gera bolhas de tamanhos centrimétricos. Uma das principais causas de este fato se deve ao aumento do volume específico do vapor com a diminuição da pressão dentro do termossifão, sendo este um dos motivos da geração do GBP. Dependendo, a razão de esta propriedade em relação a seu valor a pressão atmosférica, pode ser entre 40 a 50 vezes maior, justificando o tamanho e a dinâmica do crescimento das bolhas, que crescem em um período de tempo muito curto (quase instantâneo). Neste caso, um equilíbrio de forças sobre a bolha crescente deve levar em consideração os termos inerciais e viscosos, o que é bastante diferente do equilíbrio de forças observado para a nucleação de bolhas à pressão atmosférica, onde apenas empuxo e a tensão superficial são consideradas significativas. De fato, as forças resistivas tentam impedir o crescimento da bolha, aumentando a energia acumulada. Quando a bolha finalmente atinge uma região próxima à superfície livre, onde a pressão do líquido sobre a bolha não é suficiente para sustentar a bolha, ela explode. Portanto, a liberação de energia acumulada é compreensivelmente violenta.

As temperaturas da região do condensador e da seção adiabática, assim como as medidas do transdutor de pressão apresentam o mesmo comportamento, quando expostas ao fenômeno: aumento súbito, seguido de um tempo de relaxamento. Além disso, elas estão sincronizadas, isto é, seguem o mesmo comportamento no tempo. As leituras de pressão para o GBP são semelhantes ao modelo idealizado de uma explosão. No entanto, os termopares da seção do evaporador indicam o comportamento oposto. Isto evidencia que durante o GBP existe um resfriamento da piscina de líquido por causa da mudança de fase e um aquecimento nas demais seções do termossifão ocasionados pelo jato de vapor e pelo *spray* de líquido quente.

A análise das imagens e as medidas de pressão sugerem a existência de diferentes níveis de armazenamento de energia durante a formação de bolhas. O incremento da diferença de pressão (ΔP) é proporcional à coluna de líquido acima do local de nucleação. Se o local de nucleação estiver localizado perto da superfície livre do líquido, a explosão ocorre mais cedo e menos energia é armazenada na bolha.

A partir das observações experimentais, um critério ($N > 0,1$) para distinguir o *Geysers Boiling* de outros tipos de regimes de ebulição foi sugerido. Este critério indica que, durante a ocorrência, há um incremento de, no mínimo, 10% da pressão média.

O GBP em termossifões bifásicos fechados se origina principalmente na ebulição a baixas pressões, uma vez que esta condição resulta na diminuição da temperatura de vaporização, na modificação das propriedades físico-químicas do fluido de trabalho, no incremento do raio mínimo de nucleação e no aumento do superaquecimento necessário para que aconteça a ebulição. Todos estes fatores, somados a um baixo fluxo de calor imposto no evaporador, propiciam um estado de maior metaestabilidade na piscina de líquido.

O estudo sobre a dinâmica de crescimento da bolha permitiu estabelecer que, nos instantes iniciais (aproximadamente 4 ms), a transferência de calor não limita o crescimento da bolha, sendo controlada pela inércia. Porém, quando a bolha atinge um determinado tamanho, os gradientes de temperaturas na piscina passam a influenciar seu crescimento, que é então controlado pela transferência de calor.

Empregando o princípio de Arquimedes, foi possível determinar a taxa de crescimento da bolha durante os instantes em que ela permaneceu submersa na piscina de líquido. Isto permitiu estimar o coeficiente de convecção do *Geysers Boiling*, que foi expresso em termos da energia de mudança de fase (calor latente), da temperatura de superaquecimento e da área do aquecedor. Um coeficiente convectivo médio da ordem de $4,8 \text{ E}+05 \text{ W}/(\text{m}^2.\text{K})$ foi obtido.

Testes para avaliar o efeito do confinamento sobre o GBP foram realizados através de quatro termossifões de diferentes diâmetros. Três razões de enchimento e 4 temperaturas do banho térmico foram testadas, o que resultou em 12 testes por termossifão. Nestes testes pode-se observar claramente os comportamentos contrários das temperaturas do evaporador, que diminuía subitamente, enquanto as temperaturas do evaporador e seção adiabática subiam quase na mesma proporção e ao mesmo tempo, evidenciando o GBP. O critério N foi empregado para estes termossifões, validando a expressão $N > 0,1$ como uma boa estimativa para diferenciar o GBP do regime de ebulição nucleada completamente desenvolvida.

Além disto, foi comprovado que termossifões com número de Eötvös inferiores a 4 se comportam atipicamente. O quarto termossifão, que apresenta $E\ddot{o} = 3,06$, mostrou um comportamento satisfatório em alguns testes, funcionando parcialmente, mas em aproximadamente a outra metade dos testes, este não apresentou sinais de operação. A explicação deste fenômeno é que o excessivo confinamento do fluido de trabalho leva a intensificar a influência das forças capilares e, nesta faixa, o dispositivo começa a se

comportar como um tubo de calor pulsante (PHP). Portanto, foi ratificado que o limite inferior para que um termossifão opere como tal se encontra quando seu número de Eötvös é igual a 4.

Foi ainda avaliada a sugestão da literatura de que o confinamento, assim como o limite superior da região de ebulição em GBP são observados em termossifões com número de Eötvös iguais ou inferiores a 25. Para isto foram usados os três termossifões restantes. Para o segundo e terceiro termossifão, ($E\ddot{o} = 16,48$ e $8,47$ respectivamente) foi observado que eles dificilmente conseguiam chegar a atingir o regime de ebulição completamente desenvolvida: quanto maior o confinamento, mais o termossifão opera em GBP. Portanto, pode-se assumir a faixa de números de Eötvös entre 4 e 25 como a região onde o GBP praticamente acontece de forma permanente.

Para o primeiro termossifão ($E\ddot{o} = 55,06$), o regime de GBP só foi registrado para potências iguais ou inferiores a 500 W, ou seja, neste termossifão o fenômeno pode-se classificar como transitório. Não entanto, o GBP foi observado mesmo estando longe do valor limite ($E\ddot{o} = 25$), comprovando-se, assim, que este fenômeno não depende unicamente do grau de confinamento, mas também das características da ebulição do fluido de trabalho a baixas pressões e a baixos fluxos de calor. Maiores estudos deveram ser feitos para avaliar os limites do regime de ebulição em GBP.

Mapas sobre regimes de ebulição foram criados. Os quatro termossifões de cobre - água foram comparados entre si através do número de Eötvös. A resistência térmica global dos termossifões foi apresentada em função do fluxo de calor imposto em gráficos, para todos os testes feitos (três razões de enchimento e quatro temperaturas do banho térmico para cada termossifão). Os dados ratificaram as previsões de que é factível atingir a ebulição nucleada completamente desenvolvida em termossifões com maior razão de enchimento e com temperaturas de banhos térmicos mais elevadas.

Acredita-se que o GBP poderia ser evitado com a modificação da geometria do termossifão (aumentando o diâmetro e/ou aumentando a rugosidade da superfície) e com o aumento da potência de entrada, desde que o termossifão não seja confinado. Uma outra possibilidade é usar fluidos de trabalho com propriedades físico-químicas diferentes a da água. Que possuam menor variação do volume específico do vapor com a redução da pressão e que apresentem baixa molhabilidade entre o fluido e o invólucro, o que ajudaria a aprisionar vapor nas cavidades, facilitando a sua ativação e diminuindo o nível de energia da

metaestabilidade na piscina de líquido, resultando em uma menor temperatura de superaquecimento. Desta forma, mais estudos são recomendados a esse respeito.

Concluindo a análise, as seguintes considerações são aqui relacionadas.

7.1 SUGESTÃO DE TRABALHOS FUTUROS

Como sugestões de trabalhos futuros, se recomenda fazer testes com termossifões de maiores diâmetros para confirmar que mesmo em condições de não confinamento o GBP acontece.

Propõe-se efetuar testes com termossifões que operem próximos aos limites sugeridos neste trabalho ($4 < E\ddot{o} < 25$), para ratificar se realmente nessa faixa o GBP se apresenta de forma permanente e inevitável.

Se sugere a realização de testes com outros fluidos de trabalho para validar a influência das propriedades físico-químicas no GBP, e assim corroborar as conclusões aqui apontadas.

Ainda, propõe-se estudos sobre a dinâmica de crescimento da bolha em parede vertical com e sem confinamento, para estudar a natureza da ebulição em baixas pressões. Este seria o caso mais parecido com a ebulição observada em termossifões bifásicos fechados com fornecimento de calor radial, como é o caso da ebulição na maioria dos termossifões bifásicos fechados.

REFERÊNCIAS

ALAMMAR, A. A.; AL-DADAH, R. K.; MAHMOUD, S. M. Experimental investigation of the influence of the geyser boiling phenomenon on the thermal performance of a two-phase closed thermosyphon. **Journal of Cleaner Production**, v. 172, p. 2531–2543, 2016.

ALAMMAR, A. A.; AL-DADAH, R. K.; MAHMOUD, S. M. Effect of inclination angle and fill ratio on geyser boiling phenomena in a two-phase closed thermosiphon – Experimental investigation. **Energy Conversion and Management**, v. 156, n. November 2017, p. 150–166, 2018.

ARYA, M. et al. Pool boiling of water on nano-structured micro wires at sub-atmospheric conditions. **Heat and Mass Transfer**, v. 52, n. 9, p. 1725–1737, 8 set. 2016.

BANKOFF, S. G. Ebullition from solid surfaces in the absence of a pre-existing gaseous phase. **Trans. Am. Soc. Mech. Eng.**, v. 79, p. 735–740, 1957.

BEJAN, A.; TSATSARONIS, G.; MORAN, M. J. **Thermal design and optimization**. [s.l.] Wiley, 1996.

BONJOUR, J.; LALLEMAND, M. Effects of confinement and pressure on critical heat flux during natural convective boiling in vertical channels. **International Communications in Heat and Mass Transfer**, v. 24, n. 2, p. 191–200, 1 mar. 1997.

BORISHANSKIY, V. et al. Correlation of data on heat transfer in and elementary characteristics of the nucleate boiling mechanism. **Heat Transfer – Soviet Research**, v. 13, n. 1, p. 100–116, 1981.

BRENNEN, C. E. **Cavitation and Bubble Dynamics**. Cambridge: Cambridge University Press, 2013.

BUNSEN R. Physikalische Beobachtungen Über die hauptsächlichsten Geisir Islands. **Annalen der Physik**, v. LXXII, p. 159–170, 1847.

BUSSE, C. A. Theory of the ultimate heat transfer limit of cylindrical heat pipes. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 16, n. 1, p. 169–186, 1 jan. 1973.

BUYEVICH, Y. A.; WEBBON, B. W. Dynamics of vapour bubbles in nucleate boiling. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 39, n. 12, p. 2409–2426, 1 ago. 1996.

CAREY, V. P. (VAN P. . **Liquid-vapor phase-change phenomena: an introduction to the thermophysics of vaporization and condensation processes in heat transfer equipment**. [s.l.] Taylor & Francis, 1992.

CASAROSA, C.; LATROFA, E.; SHELGINSKI, A. The geyser effect in a two-phase thermosyphon. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 26, n. 6, p. 933–941, 1 jun. 1983.

CHANG, J. Y.; YOU, S. M. Heater Orientation Effects on Pool Boiling of Micro-Porous-Enhanced Surfaces in Saturated FC-72. **Journal of Heat Transfer**, v. 118, n. 4, p. 937–943, 1 nov. 1996.

COLE, R. Bubble frequencies and departure volumes at subatmospheric pressures. **AIChE Journal**, v. 13, n. 4, p. 779–783, 1 jul. 1967.

COLE, R. Boiling Nucleation. **Advances in Heat Transfer**, v. 10, p. 85–166, 1 jan. 1974.

COLE, R.; ROHSENOW, W. M. Correlation of bubble departure diameters for boiling of saturated liquids. **Chem. Eng. Prog. Symp. Ser.**, v. 65, n. 92, p. 211–213, 1969.

COLLIER, J. G.; THOME, J. R. **Convective Boiling and Condensation**. 3. ed. [s.l.] Oxford: Clarendon Press, 1994.

COOPER, M. G.; LLOYD, A. J. P. The microlayer in nucleate pool boiling. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 12, n. 8, p. 895–913, 1 ago. 1969.

EMAMI, M. R. S. et al. Investigation of geyser boiling phenomenon in a two-phase closed thermosyphon. **Heat Transfer Engineering**, v. 30, n. 5, p. 408–415, 2009.

FAGHRI, A. **Heat Pipe Science and Technology**. first ed. Washington: Taylor & Francis, 1995.

FAGHRI, A.; ZHANG, Y. **Fundamentals of Multiphase Heat Transfer and Flow**. First edit ed. [s.l.] Academic Press, 2006.

FRITZ, W. Berechnung des maximal volume von Dampfblasen. **Phys. Z.**, v. 36, p. 379–388, 1935.

GAO, W. et al. Experimental investigation on bubble departure diameter in pool boiling under sub-atmospheric pressure. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 134, p. 933–947, 1 maio 2019.

GIRAUD, F. et al. **Experimental study of water pool boiling at very low pressure on a vertical or horizontal heated surface**. 4th IIR Conference on Thermophysical Properties and Transfer Processes of Refrigerants. **Anais...** 16 jun. 2013

GIRAUD, F. et al. Experimental evidence of a new regime for boiling of water at subatmospheric pressure. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 60, p. 45–53, 1 jan. 2015.

GROLL, M.; ROSLER, S. Operation Principles and Performance of Heat Pipes and Closed Two-Phase Thermosyphons (Review). **Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics**, v. 17, n. 2, p. 91–152, 1992.

HAIDER, S. I.; WEBB, R. L. A transient micro-convection model of nucleate pool boiling. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 40, n. 15, p. 3675–3688, 1 out. 1997.

HALON, T. et al. Experimental study of low pressure pool boiling of water from narrow tunnel surfaces. **International Journal of Thermal Sciences**, v. 121, p. 348–357, 1 nov. 2017.

HOWARD, A. H.; MUDAWAR, I. Orientation effects on pool boiling critical heat flux (CHF) and modeling of CHF for near-vertical surfaces. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 42, n. 9, p. 1665–1688, 1 maio 1999.

HSU, Y. Y. On the Size Range of Active Nucleation Cavities on a Heating Surface. **Journal of Heat Transfer**, v. 84, n. 3, p. 207, 1 ago. 1962.

IMURA, H. et al. Critical heat flux in a closed two-phase thermosyphon. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 26, n. 8, p. 1181–1188, 1 ago. 1983.

IVEY, H. J. Relationships between bubble frequency, departure diameter and rise velocity in nucleate boiling. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 10, n. 8, p. 1023–1040, 1 ago. 1967.

JAFARI, D. et al. Two-phase closed thermosyphons: A review of studies and solar applications. **Renewable and Sustainable Energy Reviews**, v. 53, p. 575–593, 1 jan. 2016.

JOUHARA, H.; FADHL, B.; WROBEL, L. C. Three-dimensional CFD simulation of geyser boiling in a two-phase closed thermosyphon. **International Journal of Hydrogen Energy**, v. 41, n. 37, p. 16463–16476, 2016.

KATTO, Y.; YOKOYA, S.; YASUNAKA, M. **Mechanism of boiling crisis and transition boiling in pool boiling**. International Heat Transfer Conference 4. **Anais...Paris-Versailles**: 1970

KHANDEKAR, S.; GROLL, M. **On the definition of pulsating heat pipes: An overview**. 5th Minsk International Seminar. **Anais...Minsk, Belarus**: 2003Disponível em: <http://home.iitk.ac.in/~samkhan/Bio_data/publications/Khandekar_Keynote_2.pdf>

KHAZAEI, I.; HOSSEINI, R.; NOIE, S. H. Experimental investigation of effective parameters and correlation of geyser boiling in a two-phase closed thermosyphon. **Applied Thermal Engineering**, v. 30, n. 5, p. 406–412, 2010.

KUNCORO, H.; RAO, Y. F.; FUKUDA, K. An experimental study on the mechanism of geysering in a closed two-phase thermosyphon. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 21, n. 6, p. 1243–1252, 1 nov. 1995.

LIN, T. F. et al. Experimental investigation of geyser boiling in an annular two-phase closed thermosyphon. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 38, n. 2, p. 295–307, 1995.

LIU, Y. et al. Experimental investigation of geyser boiling in a two-phase closed loop thermosyphon with high filling ratios. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 127, p. 857–869, 2018.

LORENZ, R. D. Thermodynamics of Geysers: Application to Titan. **Icarus**, v. 156, n. 1, p. 176–183, 1 mar. 2002.

MANTELLI, M. B. H. et al. **Study of closed two-phase thermosyphons for bakery oven application**. Albuquerque, New Mexico: 33rd National Heat Transfer Conference ASME, 1 jul. 1999

MANTELLI, M. B. H. Thermosyphon Technology for Industrial Applications. In: VASILIEV, L. L.; KAKAÇ, S. (Eds.). **Heat Pipes and Solid Sorption Transformations - Fundamentals and Practical Applications**. New York: CRC Press, 2013. p. 411–464.

MCGILLIS, W. R. et al. **Pool boiling enhancement techniques for water at low pressure**. Proceedings: Seventh IEEE Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium. **Anais...**Phoenix, AZ: IEEE, 1991

MICHAIE, S.; RULLIÈRE, R.; BONJOUR, J. Experimental study of bubble dynamics of isolated bubbles in water pool boiling at subatmospheric pressures. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 87, p. 117–128, 1 out. 2017.

MITROVIC, J. How to create an efficient surface for nucleate boiling? **International Journal of Thermal Sciences**, v. 45, n. 1, p. 1–15, 1 jan. 2006.

MOORE, F. D.; MESLER, R. B. The measurement of rapid surface temperature fluctuations during nucleate boiling of water. **AIChE Journal**, v. 7, n. 4, p. 620–624, 1 dez. 1961.

MORGAN, S. K.; BRADY, H. F. Elimination of the Geysering Effect in Missiles. In: **Advances in Cryogenic Engineering**. Boston, MA: Springer US, 1962. p. 206–213.

MURPHY, D. W. An Experimental Investigation of Geysering in Vertical Tubes. In: **Advances in Cryogenic Engineering**. Boston, MA: Springer US, 1965. p. 353–359.

NEGISHI, K. **Unstable Phenomena in a Two-Phase Closed Thermosyphon**. Proceeding Symposium on Mechanics for Space Flight, 1983

NIRO, A.; BERETTA, G. P. Boiling regimes in a closed two-phase thermosyphon. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 33, n. 10, p. 2099–2110, 1 out. 1990.

NISHIKAWA, K. et al. Effect of surface configuration on nucleate boiling heat transfer. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 27, n. 9, p. 1559–1571, 1 set. 1984.

PAL, A.; JOSHI, Y. **Boiling at sub-atmospheric conditions with enhanced structures**. Proceedings of the 10th InterSociety Conference on Thermal Phenomena in Electronic Systems. **Anais...IEEE Xplore**, 2006

PENG, X. F.; HU, H. Y.; WANG, B. X. Boiling nucleation during liquid flow in microchannels. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 41, n. 1, p. 101–106, 1 jan. 1998.

PIORO, I. L.; ROHSENOW, W.; DOERFFER, S. S. Nucleate pool-boiling heat transfer. I: review of parametric effects of boiling surface. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 47, n. 23, p. 5033–5044, 1 nov. 2004.

PLESSET, M. S.; ZWICK, S. A. The Growth of Vapor Bubbles in Superheated Liquids. **Superheated Liquid Journal of Applied Physics**, v. 25, p. 493–500, 1954.

RAYLEIGH, LORD. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. **Philosophical Magazine**, v. 34, n. 200, p. 94–98, 8 ago. 1917.

REAY, D.; KEW, P.; MCGLEN, R. **Heat Pipes Theory, Design and Applications**. 6. ed. [s.l.] Butterworth - Heinemann, 2014.

RINEHART J.S. Geysers and geothermal energy. **Earth-Science Reviews**, v. 17, n. 3, p. 289, ago. 1981.

ROCHA, S. P. DA. **Ebulição nucleada do R-134a em superfícies lisa e microaletada externas de tubos horizontais de cobre**. [s.l.] Tese de doutorado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, 2007.

SAKHUJA, R. Flooding constraint in wickless heat pipes. **ASME Publication**, v. 73- WA/HT-7, 1973.

SCRIVEN, L. E. On the dynamics of phase growth. **Chemical Engineering Science**, v. 10, n. 1–2, p. 1–13, 1 abr. 1959.

SINGH, A.; MIKIC, B. B.; ROHSENOW, W. M. Active Sites in Boiling. **Journal of Heat Transfer**, v. 98, n. 3, p. 401, 1 ago. 1976.

SMITH, K.; KEMPERS, R.; ROBINSON, A. J. Confinement and vapour production rate influences in closed two-phase reflux thermosyphons Part A: Flow regimes. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 119, p. 907–921, 2018.

SNYDER, N. R.; EDWARDS, D. K. **Post-Conference Comments: Summary of conference on bubble dynamics and boiling heat transfer held at the Jet Propulsion Laboratory, June 14 and 15, 1956**. Pasadena Calif.: Jet Propulsion Laboratory California Institute of Technology, 1956

STEPHAN, P.; KERN, J. Evaluation of heat and mass transfer phenomena in nucleate boiling. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 25, n. 2, p. 140–148, 1 abr. 2004.

TECCHIO, C. et al. Geysier boiling phenomenon in two-phase closed loop-thermosyphons. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 111, p. 29–40, 2017.

TIEN, C. L.; CHUNG, K. S. Entrainment Limits in Heat Pipes. **AIAA Journal**, v. 17, n. 6, p. 643–646, 17 jun. 1979.

VAN DEN BERG, A. C.; LANNOY, A. Methods for vapour cloud explosion blast modelling. **Journal of Hazardous Materials**, v. 34, n. 2, p. 151–171, 1 jun. 1993.

VAN STRALEN, S. J. D. et al. Bubble growth rates in nucleate boiling of water at subatmospheric pressures. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 18, n. 5, p. 655–669, 1 maio 1975.

VIEIRA, G. S. C. **CONFINEMENT EFFECTS IN CLOSED TWO-PHASE THERMOSYPHONS**. [s.l.] TCC, Department of Mechanical Engineering, Federal University of Santa Catarina, 2019.

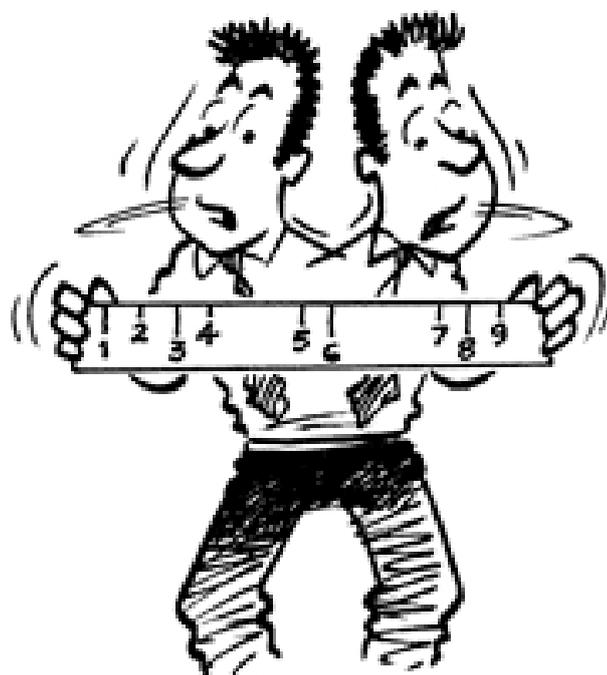
WANG, C. H.; DHIR, V. K. Effect of Surface Wettability on Active Nucleation Site Density During Pool Boiling of Water on a Vertical Surface. **Journal of Heat Transfer**, v. 115, n. 3, p. 659–669, 1 ago. 1993.

WU, W.; MA, T.; LI, H. **Experimental study of critical heat flux in pool boiling at low pressures**. International Heat Transfer Conference. **Anais...**Munich: 1982

XIA, G. et al. Visualization study on the instabilities of phase-change heat transfer in a flat two-phase closed thermosyphon. **Applied Thermal Engineering**, v. 116, p. 392–405, 2017.

YAMADA, M. et al. Enhancement of boiling heat transfer under sub-atmospheric pressures using biphilic surfaces. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 115, p. 753–762, 1 dez. 2017.

APÊNDICE A. INCERTEZAS DE MEDIÇÃO



O resultado da medição é composto por um resultado base e uma incerteza. As incertezas de medição foram determinadas de acordo com o INMETRO (2012). As incertezas são classificadas como incertezas padrão tipo A e incertezas padrão tipo B. As incertezas padrão do tipo A são as incertezas calculadas a partir de um grupo de observações ou replicações das medições. As incertezas padrão do tipo B não são obtidas de observações replicadas.

Eles são baseados nas informações disponíveis sobre as variáveis medidas, como medições anteriores, especificações do fabricante ou dados fornecidos em certificados de calibração. Neste trabalho, para todas as variáveis medidas, foi considerada a incerteza padrão tipo B, utilizando as informações disponíveis nos manuais dos equipamentos.

A incerteza padrão tipo B de uma variável x , $u_B(x)$, é estimada considerando a cadeia de medição do equipamento. Para o seu cálculo, todas as fontes de incerteza $u_i(x)$ envolvidas na cadeia de medição (repetitividade, resolução de equipamentos, sistema de aquisição, etc.) foram combinadas como mostrado na Equação (A.1).

$$u_B^2(x) = u_1^2(x) + u_2^2(x) + \dots + u_i^2(x) \quad (\text{A1})$$

A equação acima foi usada para variáveis diretamente medidas, como a pressão. Quando as variáveis foram indiretamente medidas a partir de outros parâmetros, como o fluxo de calor, a incerteza padrão combinada foi obtida através da seguinte equação:

$$u_c^2(f) = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 u^2(x_i) \quad (\text{A2})$$

onde f representa a variável sob interesse, definida como uma função das variáveis x_i e $u(x_i)$ são as incertezas padrão de cada variável x_i .

A incerteza combinada de cada variável deve ser multiplicada por um fator de abrangência k_p , (correspondente ao coeficiente t-Student) para obter a incerteza expandida U . A incerteza expandida é o intervalo em que, para uma probabilidade definida, espera-se encontrar o componente aleatório de erro do processo de medição. O fator de abrangência, k_p , é um intervalo de expansão da incerteza combinada, correspondendo ao nível de probabilidade da distribuição t-Student.

Nesta tese, foi utilizado um intervalo de confiança de 95,45% para o cálculo da incerteza expandida, obtido a partir da seguinte equação:

$$U(x) = k_p u_c(x) \quad (\text{A3})$$

O fator de abrangência, k_p , depende do número de graus de liberdade resultantes da incerteza padrão combinada. Neste trabalho, a incerteza padrão tipo B das diferentes variáveis foi considerada com grau de liberdade infinito. Portanto, para uma distribuição t-Student com intervalo de confiança de 95,45% e grau de liberdade infinito, o fator de abrangência é igual a dois, ($k_p = 2$). Esse valor foi considerado para o cálculo da incerteza expandida de todas as variáveis testadas.

As informações especificadas sobre a incerteza calculada para cada variável testada são apresentadas nas seções a seguir.

A.1 INCERTEZAS POR MEDIÇÃO DIRETA

São as incertezas relacionadas diretamente com o equipamento de medição e/ou com sua cadeia de medição. Para o caso de esta tese estas medições são a temperatura, a pressão, as dimensões obtidas do software PFV (*Photron FASTCAM Viewer*), e as dimensões obtidas do paquímetro e pela régua metálica.

A1.1 Incerteza da temperatura

A cadeia de medição de temperatura é composta pelo termopar tipo T (Cobre - Constantan) de 0,07 mm de diâmetro, que se encontra conectado a um sistema de aquisição de dados da National Instruments (modulo NI SCXI-1000 e terminal NI SCXI 1303). Através de um fio de extensão é enviado o sinal do sistema de aquisição de dados para o computador. As leituras de temperatura são processadas pelo software LabVIEW 8.6. O resumo das incertezas envolvidas na medição da temperatura é apresentado na Tabela A1.

Tabela A1 Incertezas de medição da temperatura

Símbolo	Fonte de incerteza Tipo B	Valor	Distribuição	$\pm u_i(x)$
T	Termopar Tipo T	$\pm 1,00$ °C	Retangular	0,58 °C
	Sistema de aquisição de dados	$\pm 0,77$ °C	Retangular	0,45 °C
	Resolução	$\pm 0,10$ °C	Retangular	0,06 °C
u_T	Incerteza padrão combinada	----	----	0,74 °C
U_T	Incerteza Expandida	----	t-Student (95,45%)	1,48 °C

A incerteza padrão combinada foi calculada a partir da seguinte equação:

$$u_T = [u_{Termopar}^2 + u_{Sist. dados}^2 + u_{Resol.}^2]^{\frac{1}{2}} \quad (A4)$$

A1.2 Incerteza da pressão

O transdutor de pressão PX409-015V5V, foi empregado tanto no termossifão de vidro com aquecedor pontual como nos quatro termossifões de cobre. Este transdutor é específico para intervalos de pressão de vácuo, seu tempo de resposta é inferior a 1ms e seu rango de medição vai de 0 a 15 psia (FE = 103421 Pa). Por ser um transdutor cuja resposta é obtida em tensão elétrica (de 0 a 5 Vcc), foi possível sua instalação no bloco de leituras, NI SCXI-1303. A Tabela A2 resume as incertezas de este equipamento.

Tabela A2 Incertezas de medição da pressão

Símbolo	Fonte de incerteza Tipo B	Valor	Distribuição	$\pm u_i(x)$
P	Pressão 0 a 15 psia (0 a 103421 Pa)	$\pm 0,5\%$ FE	Retangular	298,55 Pa
U_P	Incerteza Expandida	----	t-Student (95,45%)	597,10 Pa

A1.3 Incerteza de longitude, medidas no software PFV

Foi empregado o software *Photron FASTCAM Viewer* para realizar a análise das imagens captadas pela câmera de alta velocidade *Photron Fastcam Mini UX50*. A escala de medição foi estimada através do papel milimetrado, instalado no fundo do termossifão, e da ferramenta de calibração de distância entre dois pontos, incluída no software. Para todas as medições foi estipulada uma distância de 60 mm no software, e através do papel milimetrado foi estimado os 60 mm entre os dois pontos, ver Fig. A1. Sendo assim a resolução da medição corresponde a resolução do papel milimetrado, ± 1 mm. O resumo das incertezas envolvidas na medição da longitude pelo software PFV é apresentado na Tabela A3.

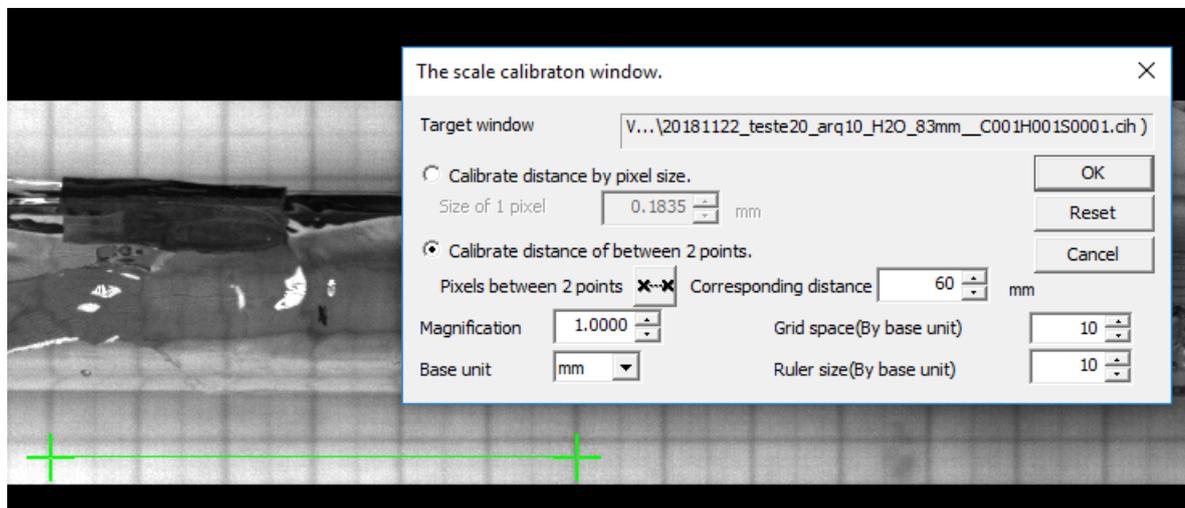
Tabela A3 Incertezas de medição da longitude, determinada pelo software PFV

Símbolo	Fonte de incerteza Tipo B	Valor	Distribuição	$\pm u_i(x)$
L_{PFV}	Resolução PFV	$\pm 1,00$ mm	Retangular	0,58 mm
	Ponto inicial e final (analista)	$\pm 1,00$ mm	Retangular	0,58 mm
$u_{L_{PFV}}$	Incerteza padrão combinada	----	----	0,82 mm
$U_{L_{PFV}}$	Incerteza Expandida	----	t-Student (95,45%)	1,64 mm

A incerteza padrão combinada foi calculada a partir da seguinte equação:

$$u_{LPFV} = [u_{Resol.}^2 + u_{Analista}^2]^{\frac{1}{2}} \quad (A5)$$

Figura A1 Calibração da escala de medição no software PFV



A1.4 Incerteza de longitude, medidas no paquímetro

Segundo o fabricante do paquímetro, a resolução é de $\pm 0,01$ mm. A incerteza associada às variações de temperatura também foi calculada, considerando um coeficiente de expansão para o aço inoxidável $\alpha = 11,5 \mu\text{m}/\text{m}\cdot\text{K}$ a 20 ± 10 ° C. O resumo da incerteza calculada é apresentado na Tabela A.4.

Tabela A4 Incertezas de medição da longitude, determinada pelo paquímetro

Símbolo	Fonte de incerteza Tipo B	Valor	Distribuição	$\pm u_i(x)$
L_P	Erro limite de manufatura	$\pm 0,01$ mm	Retangular	$5,77 \mu\text{m}$
	Resolução	$\pm 0,01$ mm	Retangular	$5,77 \mu\text{m}$
	Dilatação térmica	± 10 °C	Retangular	$1,46 \mu\text{m}$
u_{L_P}	Incerteza padrão combinada	----	----	$8,29 \mu\text{m}$
U_{L_P}	Incerteza Expandida	----	t-Student (95,45%)	$16,58 \mu\text{m}$

A incerteza padrão combinada foi calculada a partir da seguinte equação:

$$u_{L_P} = [u_{Paquímetro}^2 + u_{Resol.}^2 + u_{Dil. Térmica}^2]^{\frac{1}{2}} \quad (A6)$$

A1.5 Incerteza de longitude, medidas na régua metálica

A régua foi empregada para determinar a altura de enchimento do termossifão de vidro com aquecedor pontual. A resolução da régua é de $\pm 1,00$ mm. A incerteza associada às variações de temperatura foram determinadas, considerando um coeficiente de expansão para o aço inoxidável $\alpha = 11,5 \mu\text{m}/\text{m}\cdot\text{K}$ a 20 ± 10 °C. O resumo da incerteza calculada é apresentado na Tabela A.5.

Tabela A5 Incertezas de medição da longitude, determinada pelo paquímetro

Símbolo	Fonte de incerteza Tipo B	Valor	Distribuição	$\pm u_i(x)$
L_P	Resolução	$\pm 1,00$ mm	Retangular	0,58 mm
	Dilatação térmica	± 10 °C	Retangular	0,01 mm
u_{L_P}	Incerteza padrão combinada	----	----	0,58 mm
U_{L_P}	Incerteza Expandida	----	t-Student (95,45%)	1,16 mm

A incerteza padrão combinada foi calculada a partir da seguinte equação:

$$u_{L_P} = [u_{Resol.}^2 + u_{Dil. Térmica}^2]^{\frac{1}{2}} \quad (A7)$$

A.2 INCERTEZAS POR MEDIÇÃO INDIRETA

Na maioria dos casos, o mensurando y não é medido diretamente, mas é determinado a partir de N outras grandezas (x_1, x_2, \dots, x_N), chamadas de grandezas de entrada, as quais são medidas diretamente. A equação modelo

$$y = f(x_1, x_2, \dots, x_N) \quad (A8)$$

relaciona a grandeza de saída (valor do mensurando) com as grandezas de entrada. A equação modelo deve permitir contabilizar todas as fontes de incertezas importantes da medição.

Como muitas grandezas físicas são calculadas combinando-se duas ou mais medições diferentes, é importante saber como que as incertezas de medições se propagam quando operações matemáticas são realizadas em grandezas de entrada. Ou seja, saber como calcular a incerteza combinada final para a grandeza de saída. Quando todas as grandezas de entrada x_i são independentes, a incerteza-padrão combinada $u_c(y)$ da grandeza de saída y é dada pela lei de propagação de incertezas:

$$u_c(y) = \left[\left(\frac{\partial f}{\partial x_1} \right)^2 u_{x_1}^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2} \right)^2 u_{x_2}^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial x_N} \right)^2 u_{x_N}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A9})$$

onde cada $u(x_i)$ é uma incerteza-padrão que pode ter sido estimada por uma avaliação do Tipo A ou Tipo B.

A2.1 Incerteza do ΔP

Para este modelo matemático a incerteza corresponde a raiz quadrada da soma das incertezas da pressão ao quadrado, como indicado por

$$u_{\Delta P} = [u_{P_1}^2 + u_{P_2}^2]^{\frac{1}{2}} = \sqrt{2}u_P \quad (\text{A10})$$

A2.2 Incerteza do número N

As incertezas da Equação 22 é calculada por

$$u_N = \left[\left(\frac{\partial N}{\partial \Delta P} \right)^2 u_{\Delta P}^2 + \left(\frac{\partial N}{\partial \bar{P}} \right)^2 u_{\bar{P}}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A11})$$

sendo

$$u_{\bar{P}} = \frac{1}{\sqrt{i}} u_P \quad (\text{A12})$$

onde i corresponde ao número de dados para a obtenção da pressão média.

A2.3 Incerteza do volume deslocado pela bolha durante o crescimento

Como exposto no item 4.5 de esta tese, o volume deslocado pela bolha durante o crescimento corresponde ao volume de um cilindro de diâmetro igual ao diâmetro interno do termossifão de vidro (medido através do paquímetro, U_{LP}) e com a altura determinada pelo análise de imagens através do deslocamento da piscina, U_{LPV} . Por tanto a suas incertezas são determinadas por

$$u_{V_d} = \left[\left(\frac{\partial V_d}{\partial d_i} \right)^2 u_{d_i}^2 + \left(\frac{\partial V_d}{\partial h} \right)^2 u_h^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A13})$$

Uma vez determinado o volume deslocado foi possível determinar o diâmetro equivalente de uma esfera correspondente a este volume, e a suas incertezas são determinadas por

$$u_{D \text{ Eq.}} = \left[\left(\frac{\partial D \text{ Eq.}}{\partial V_d} \right)^2 u_{V_d}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A14})$$

A2.4 Incerteza do esferoide prolato

Ao supor a bolha com um formato de esferoide prolato chegamos as equações do volume do esferoide (Eq. 27) e do diâmetro do esferoide (Eq. 28), ambas determinadas pelas medições obtidas do análises de imagens, as incertezas para estas duas equações se determinam por

$$u_{V' \text{ Esf.}} = \left[\left(\frac{\partial V' \text{ Esf.}}{\partial a} \right)^2 u_a^2 + \left(\frac{\partial V' \text{ Esf.}}{\partial b} \right)^2 u_b^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A15})$$

$$u_{D' \text{ Esf.}} = \left[\left(\frac{\partial D' \text{ Esf.}}{\partial a} \right)^2 u_a^2 + \left(\frac{\partial D' \text{ Esf.}}{\partial b} \right)^2 u_b^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A16})$$

A2.5 Incerteza da razão entre o volume do esferoide e o volume deslocado

A Fig. 38 apresenta esta relação entre o volume calculado ao considerar a bolha um esferoide prolato e o volume deslocado. As incertezas de esta razão são determinadas por

$$u_{\text{razão vol.}} = \left[\left(\frac{\partial \text{razão vol.}}{\partial V_d} \right)^2 u_{V_d}^2 + \left(\frac{\partial \text{razão vol.}}{\partial V' \text{ Esf.}} \right)^2 u_{V' \text{ Esf.}}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A17})$$

A2.6 Incerteza do diâmetro equivalente da esfera de líquido

Partindo da conservação da massa foi determinado o diâmetro equivalente da esfera de líquido que evaporou para originar a bolha de vapor, como referenciado na Tabela 11 e na Fig. 43. As incertezas do diâmetro da esfera de líquido são determinadas por

$$u_{D \text{ Liq.}} = \left[\left(\frac{\partial D \text{ Liq.}}{\partial V_d} \right)^2 u_{V_d}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A18})$$

A2.7 Incerteza do coeficiente convectivo no GBP

A partir do crescimento da bolha foi possível estimar o coeficiente de convecção durante o *Geysier Boiling*. Ele foi expresso em função da energia da mudança de fase, da temperatura de superaquecimento e da área do evaporador, que recebe o calor. As incertezas do coeficiente convectivo no GBP são determinadas por

$$u_{hGBP} = \left[\left(\frac{\partial hGBP}{\partial V_d} \right)^2 u_{V_d}^2 + \left(\frac{\partial hGBP}{\partial \Delta T_{sup}} \right)^2 u_{\Delta T_{sup}}^2 + \left(\frac{\partial hGBP}{\partial d_{aquec}} \right)^2 u_{d_{aquec}}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (A19)$$

A2.8 Incerteza do número de Eötvös

Para analisar o efeito de confinamento dos termossifões foi usado o número de Eötvös usando o diâmetro interno dos termossifões. As incertezas do número de Eötvös são determinadas por

$$u_{\ddot{E}o} = \left[\left(\frac{\partial \ddot{E}o}{\partial d_i} \right)^2 u_{d_i}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (A20)$$

A2.9 Incerteza da resistência térmica

A resistência térmica dos termossifões é determinada pela diferença entre as medias das temperaturas do evaporador e condensador, dividida pela potência imposta. Sendo assim, as incertezas da resistência térmica são determinadas por

$$u_{R_T} = \left[\left(\frac{\partial R_T}{\partial \overline{T}_{Ev}} \right)^2 u_{\overline{T}_{Ev}}^2 + \left(\frac{\partial R_T}{\partial \overline{T}_{Cnd}} \right)^2 u_{\overline{T}_{Cnd}}^2 + \left(\frac{\partial R_T}{\partial Q} \right)^2 u_Q^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (A21)$$

sendo

$$u_{\overline{T}_{Ev}} = \frac{1}{\sqrt{k}} u_T \quad (A22)$$

$$u_{\overline{T}_{Cnd}} = \frac{1}{\sqrt{k}} u_T \quad (A23)$$

onde k corresponde ao número de dados para a obtenção da temperatura média.

A potência imposta foi determinada como sendo a potência elétrica da fonte que alimenta as resistências das calhas do aquecedor. Sendo assim a potência imposta corresponde a

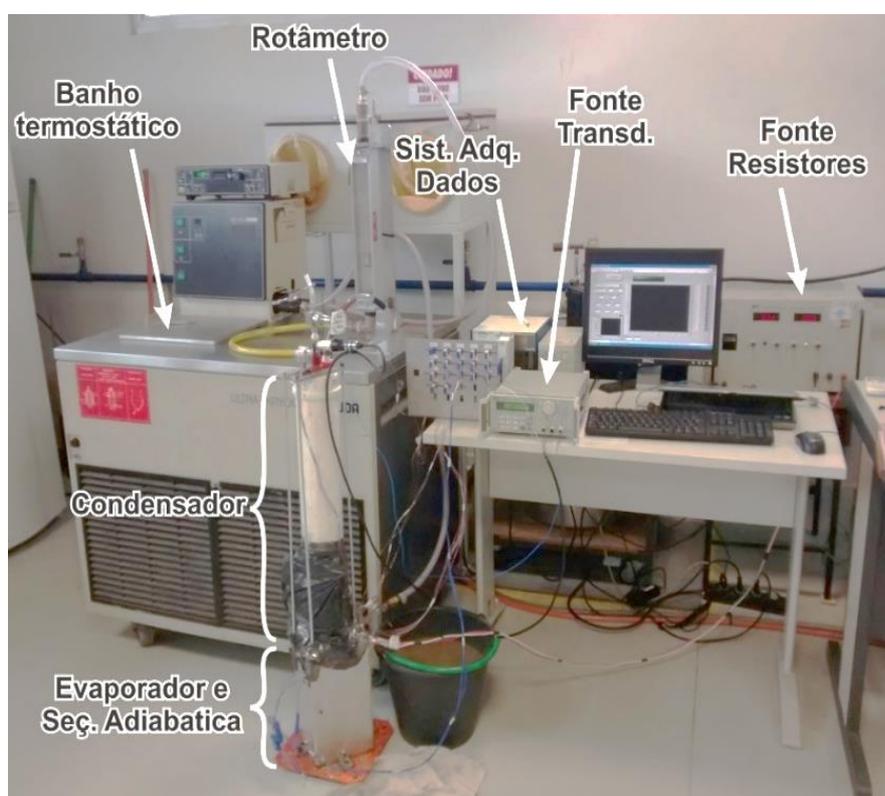
multiplicação da tensão e a corrente elétrica da fonte. As incertezas da potência imposta são determinadas por

$$u_Q = \left[\left(\frac{\partial Q}{\partial V} \right)^2 u_V^2 + \left(\frac{\partial Q}{\partial I} \right)^2 u_I^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A24})$$

a incerteza da tensão u_V e a incerteza da corrente u_I foram consideradas como a divisão mais baixa da exibição da fonte elétrica. Assim a incerteza da tensão é de 0,1 V e a incerteza da corrente é de 0,01 A.

REFERÊNCIA DO APÊNDICE A

INMETRO. Avaliação de dados de medição: Guia para a expressão de incerteza de medição - GUM 2008. Duque de Caxias, RJ: INMETRO/CICMA/SEPIN, 2012. 141 p.

APÊNDICE B – Medições experimentais dos termossifões de cobre e água

Neste apêndice apresenta-se um total de 48 testes feitos sobre os quatro termossifões de cobre – água (ver tabela 15 ou tabela B1). Para cada termossifão correspondem doze testes como indicado no planejamento experimental (tabela 14), a qual foi reproduzida como a tabela B2.

Tabela B1 – Identificação dos termossifões e razão de enchimento

Identificação do termossifão	Diâmetro interno (mm)	35% de enchimento (ml)	66% de enchimento (ml)	90% de enchimento (ml)
1	20,20	19,2	36,3	49,4
2	11,12	8,9	16,7	22,8
3	7,94	4,6	8,7	11,9
4	4,77	1,2	2,4	3,2

Tabela B2 – Planejamento de testes para cada termossifão

<i>Enchimento</i>	<i>TC = 10 C</i>	<i>TC = 20 C</i>	<i>TC = 30 C</i>	<i>TC = 40 C</i>
35%	Teste 1	Teste 2	Teste 3	Teste 4
66%	Teste 5	Teste 6	Teste 7	Teste 8
90%	Teste 9	Teste 10	Teste 11	Teste 12

Cada teste é identificado pelo número do termossifão seguido pelo número do teste. Por exemplo, o Teste 1-7 corresponde ao teste do termossifão de maior diâmetro (1), com 66% de razão de enchimento e com a temperatura do condensador fixada em 30 C.

Figura B1 – Teste 1-1 (35% enchimento, 10°C banho térmico, 20,2mm DI)

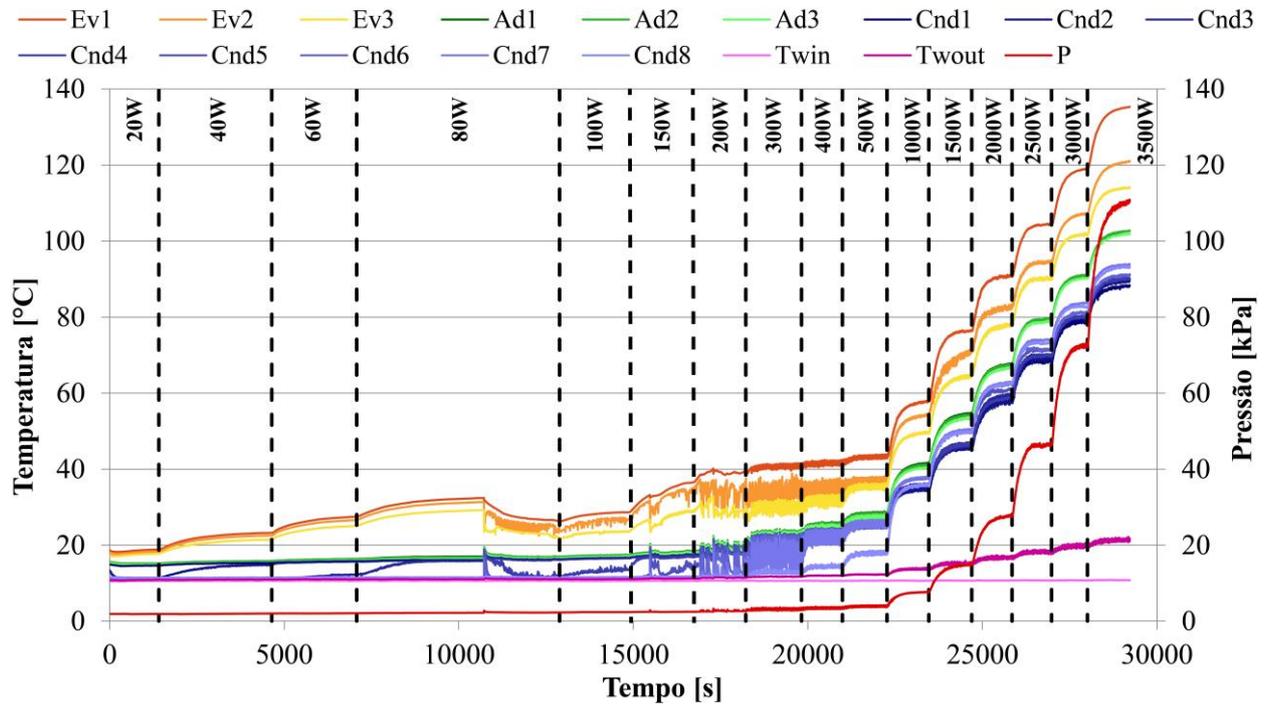


Figura B2 – Teste 1-2 (35% enchimento, 20°C banho térmico, 20,2mm DI)

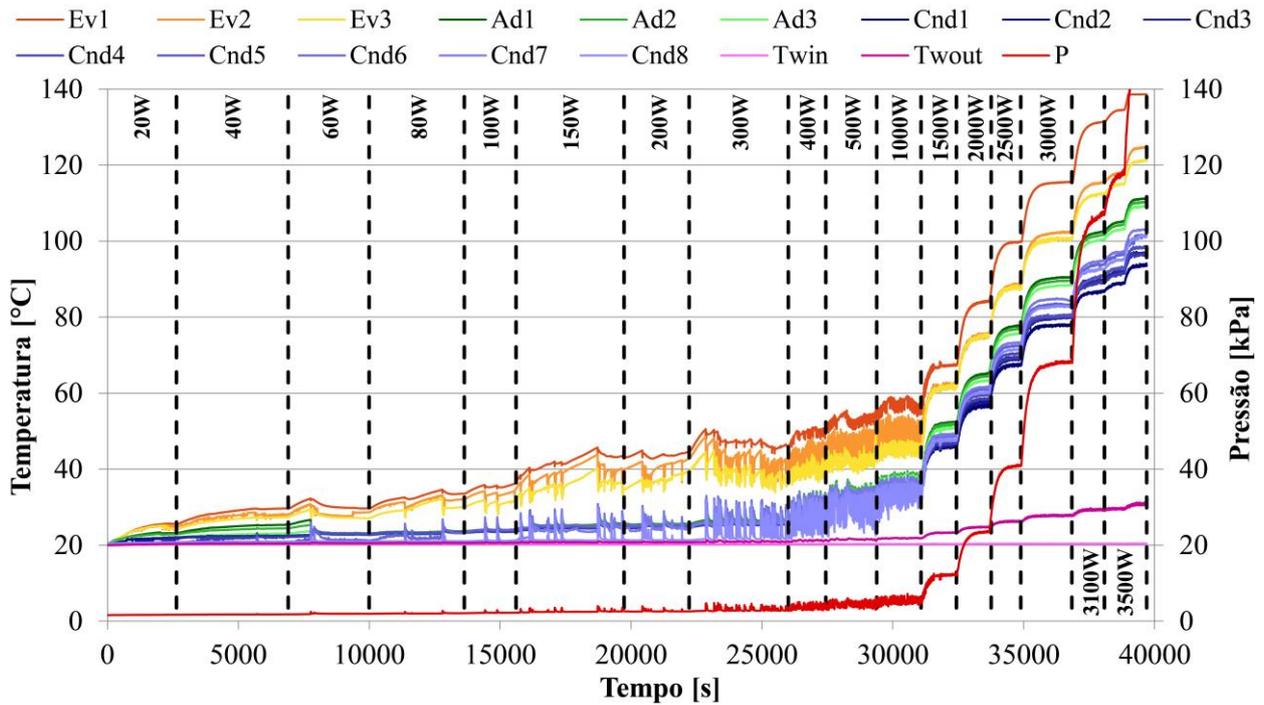


Figura B3 – Teste 1-3 (35% enchimento, 30°C banho térmico, 20,2mm DI)

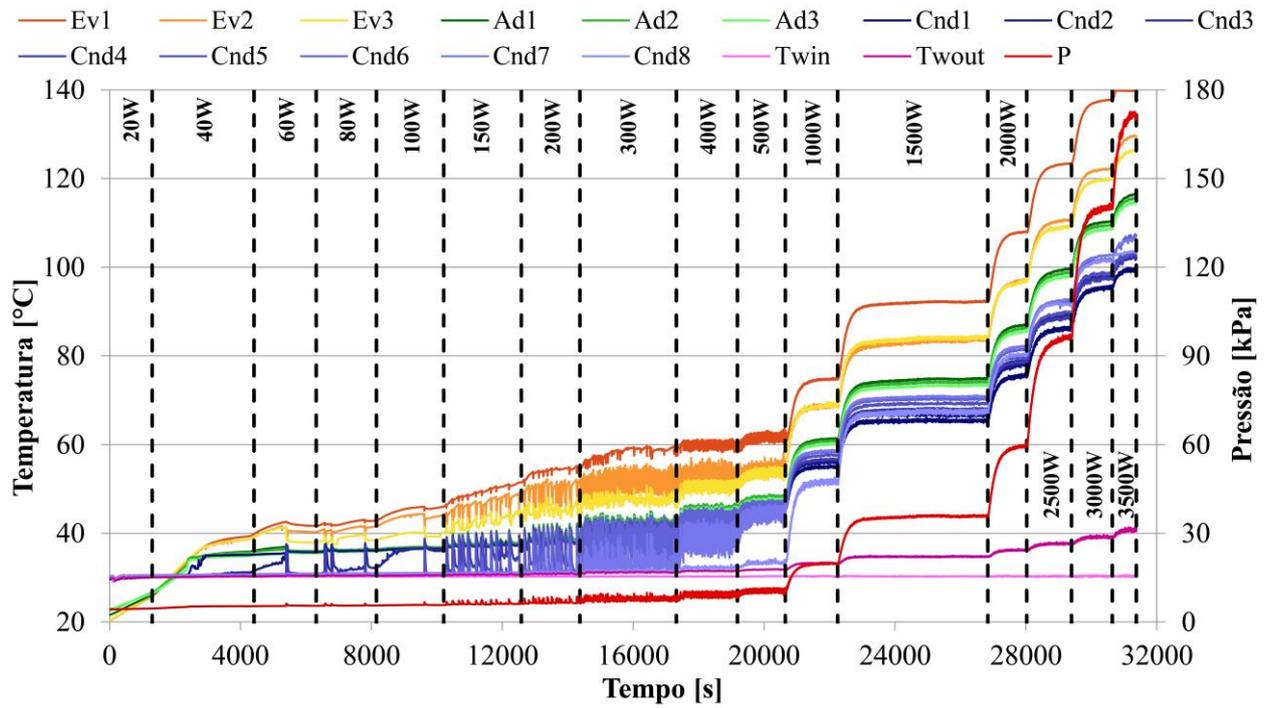


Figura B4 – Teste 1-4 (35% enchimento, 40°C banho térmico, 20,2mm DI)

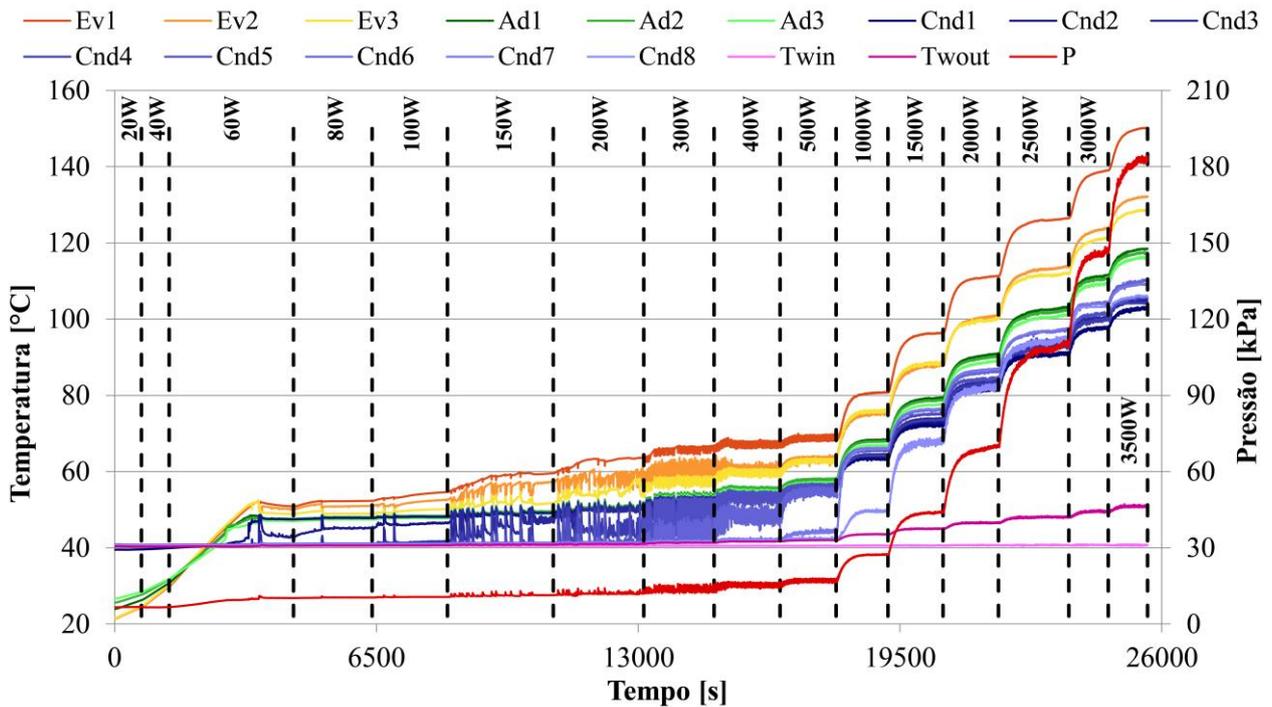


Figura B5 – Teste 1-5 (66% enchimento, 10°C banho térmico, 20,2mm DI)

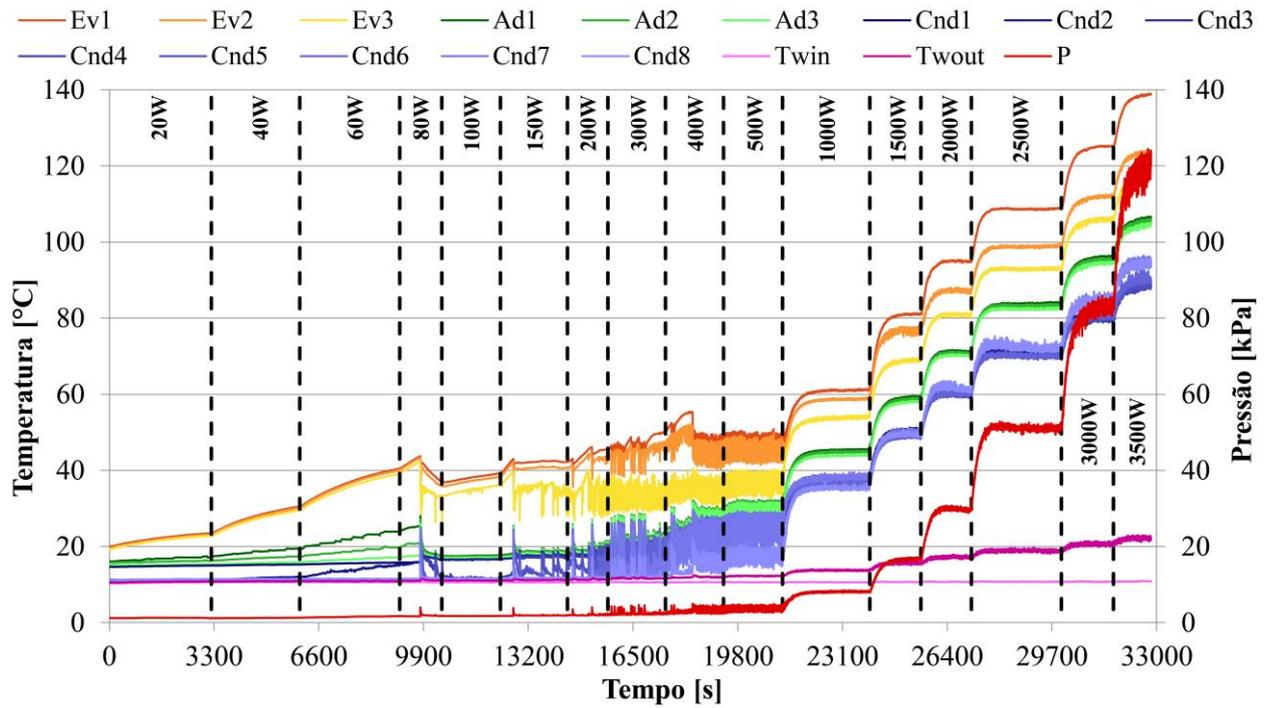


Figura B6 – Teste 1-6 (66% enchimento, 20°C banho térmico, 20,2mm DI)

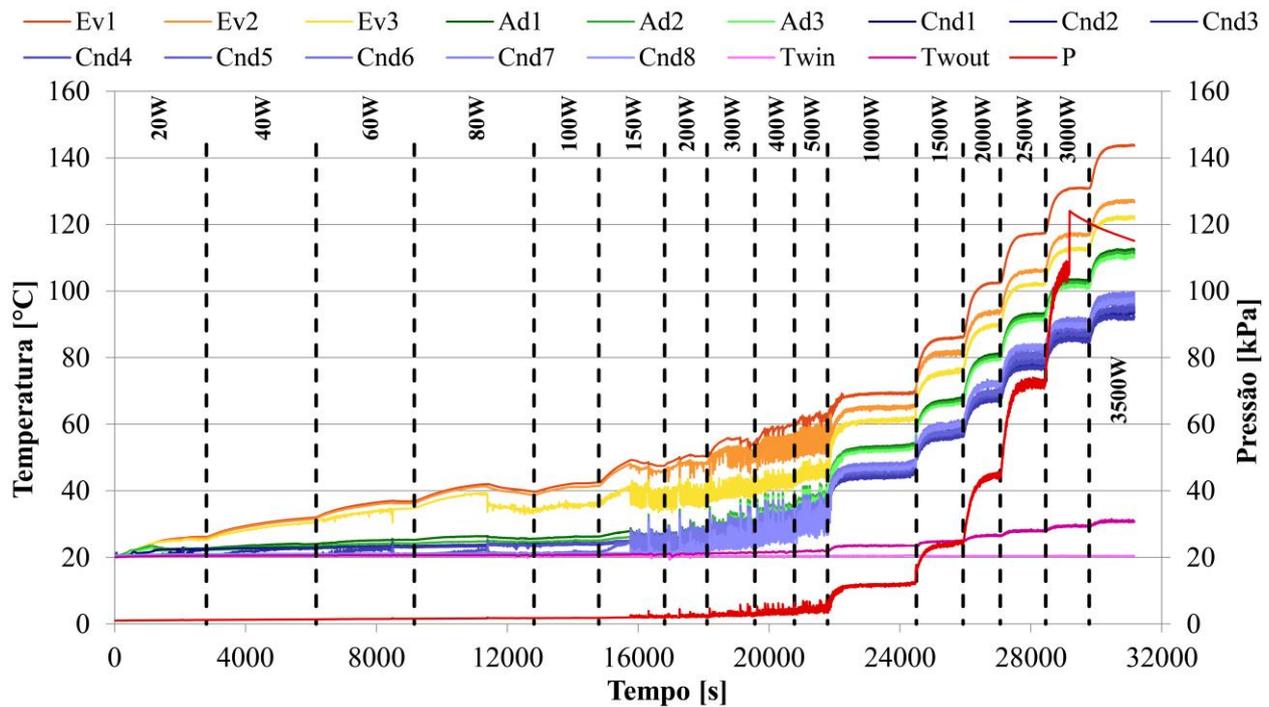


Figura B7 – Teste 1-7 (66% enchimento, 30°C banho térmico, 20,2mm DI)

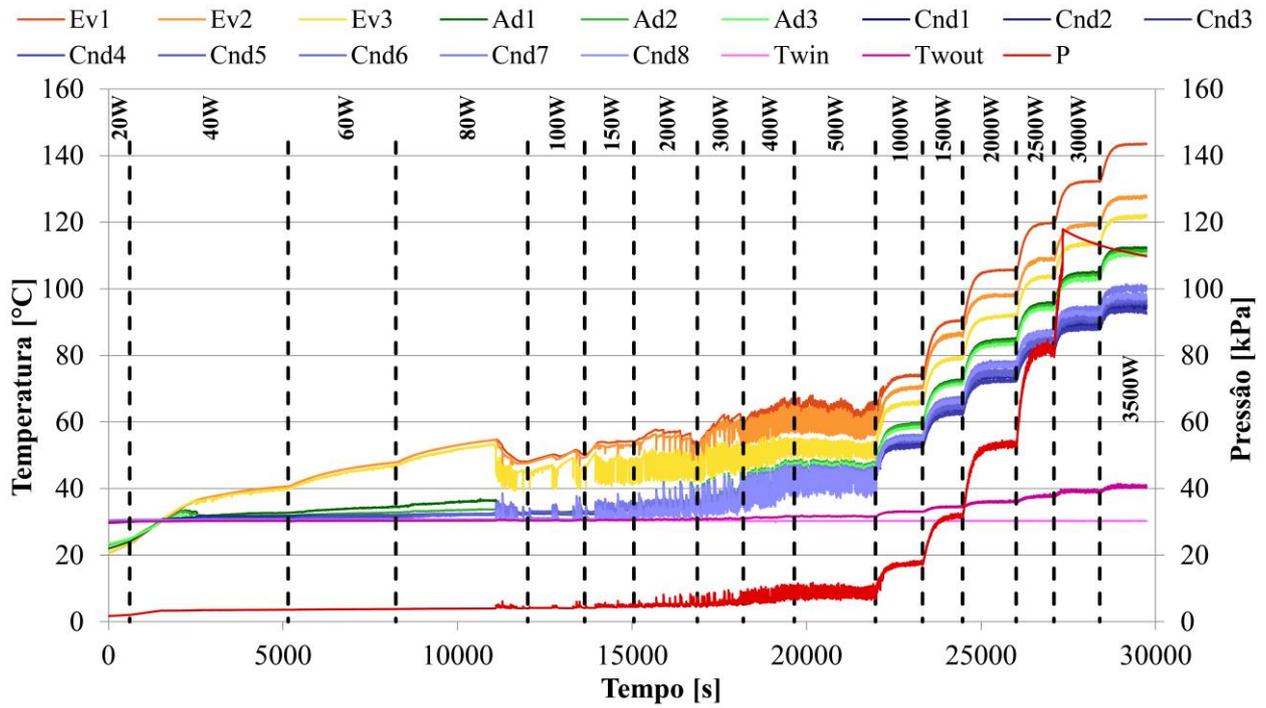


Figura B8 – Teste 1-8 (66% enchimento, 40°C banho térmico, 20,2mm DI)

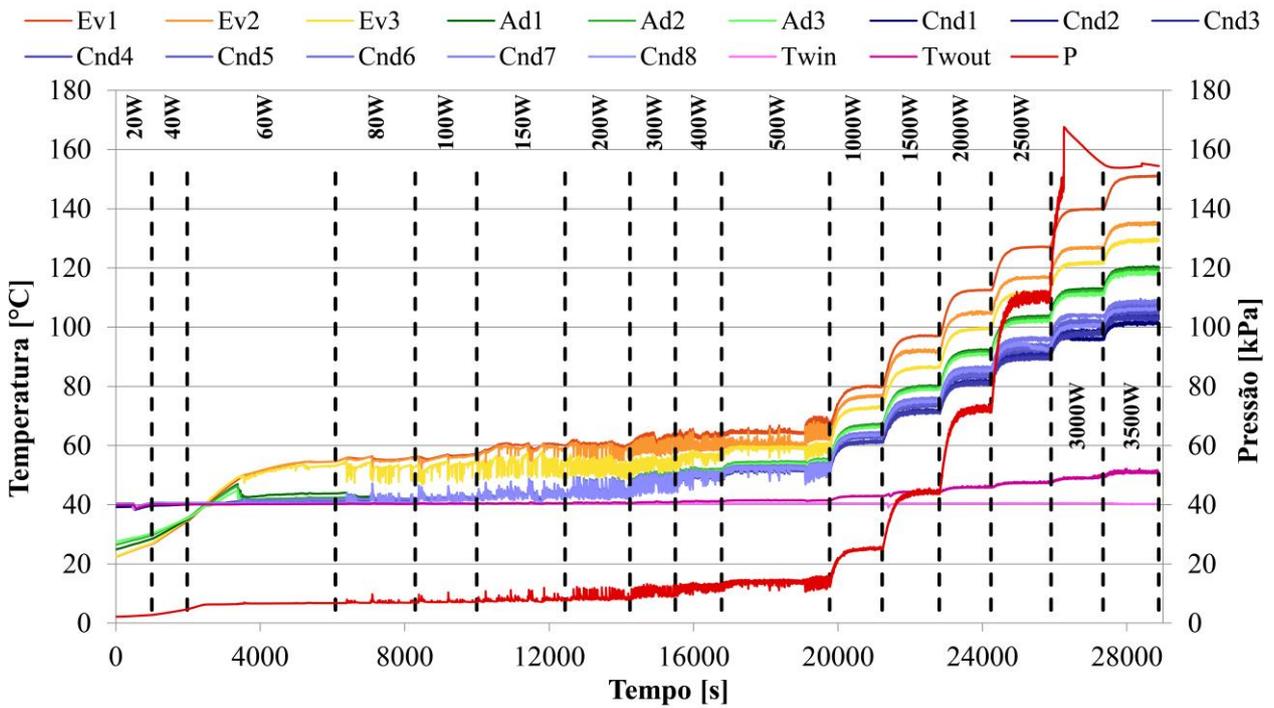


Figura B9 – Teste 1-9 (90% enchimento, 10°C banho térmico, 20,2mm DI)

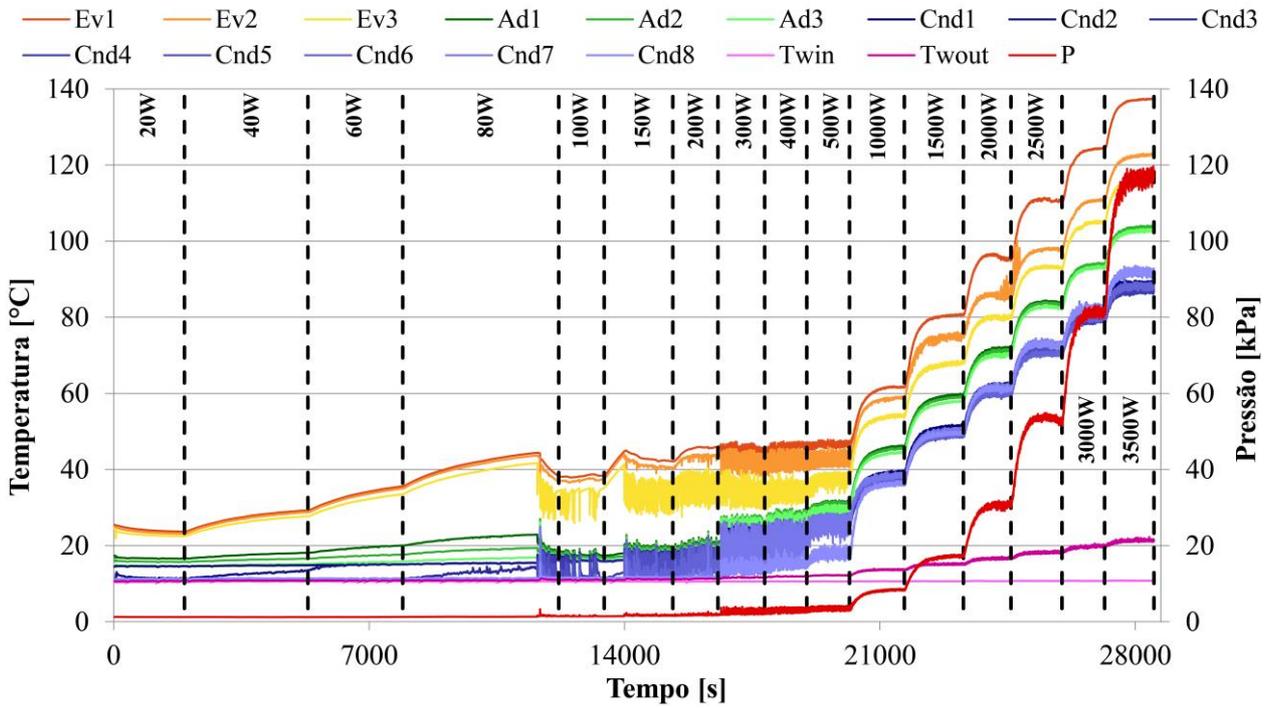


Figura B10 – Teste 1-10 (90% enchimento, 20°C banho térmico, 20,2mm DI)

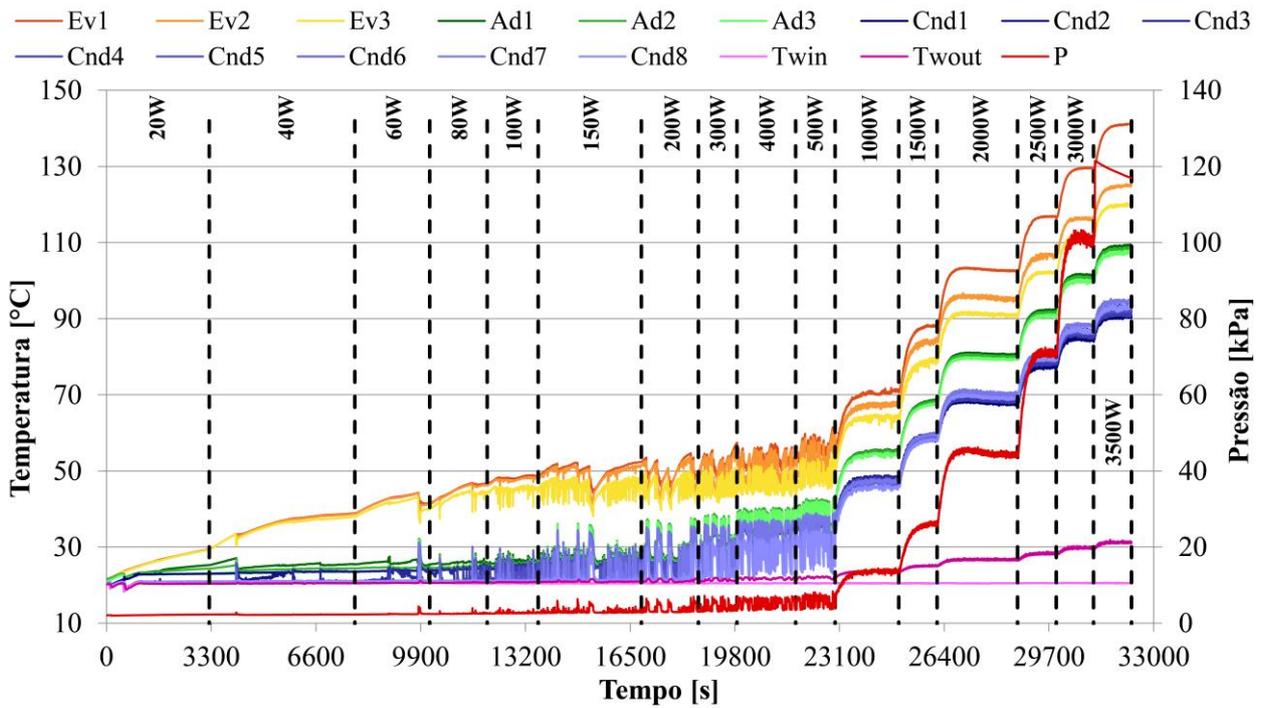


Figura B11 – Teste 1-11 (90% enchimento, 30°C banho térmico, 20,2mm DI)

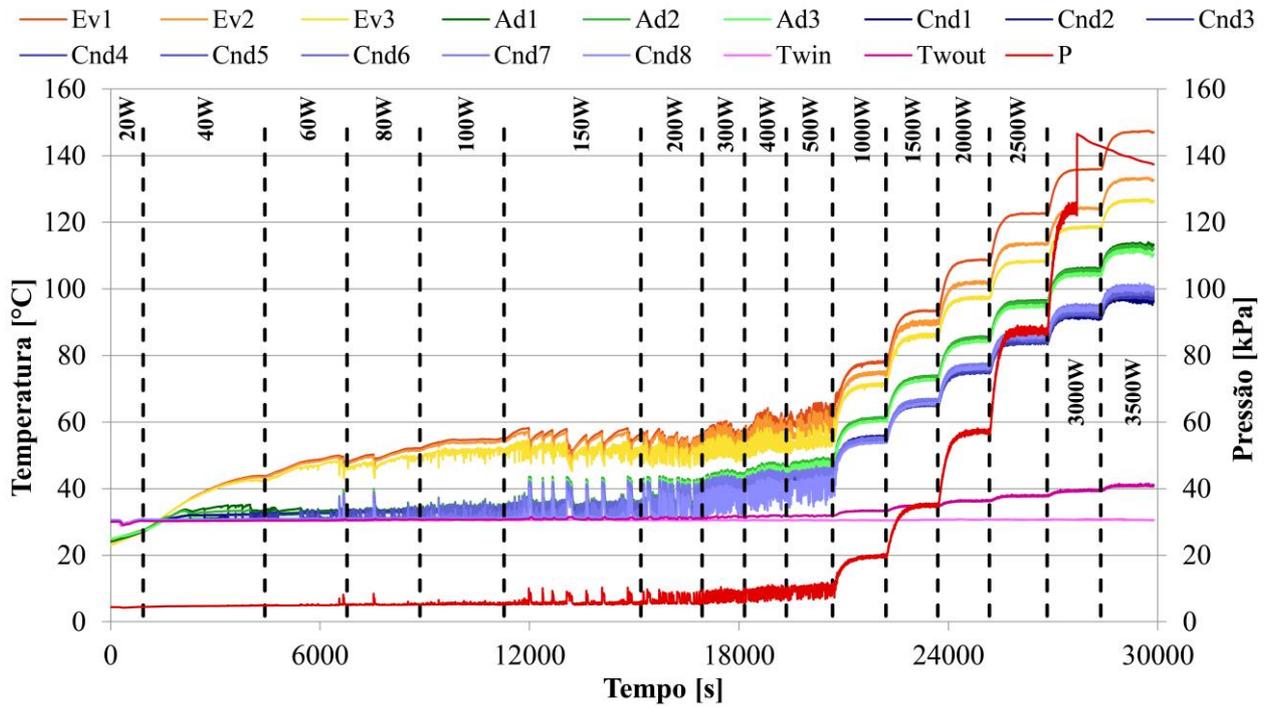


Figura B12 – Teste 1-12 (90% enchimento, 40°C banho térmico, 20,2mm DI)

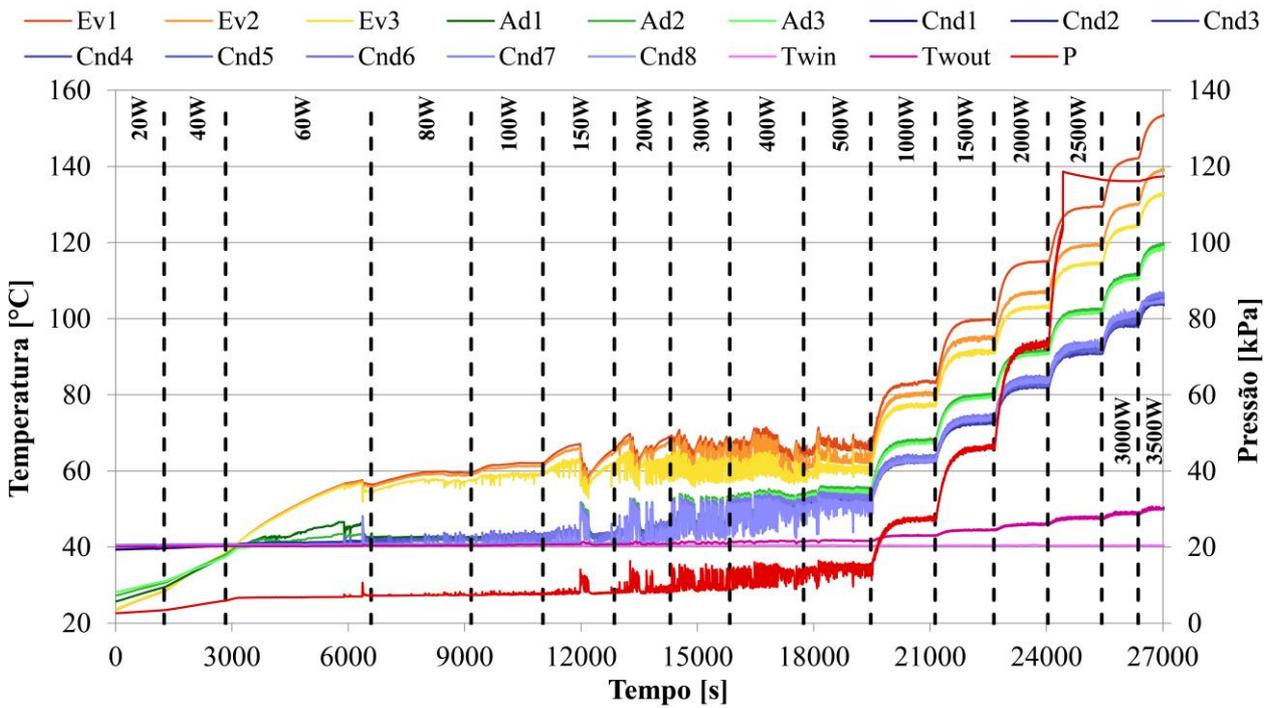


Figura B13 – Teste 2-1 (35% enchimento, 10°C banho térmico, 11,12mm DI)

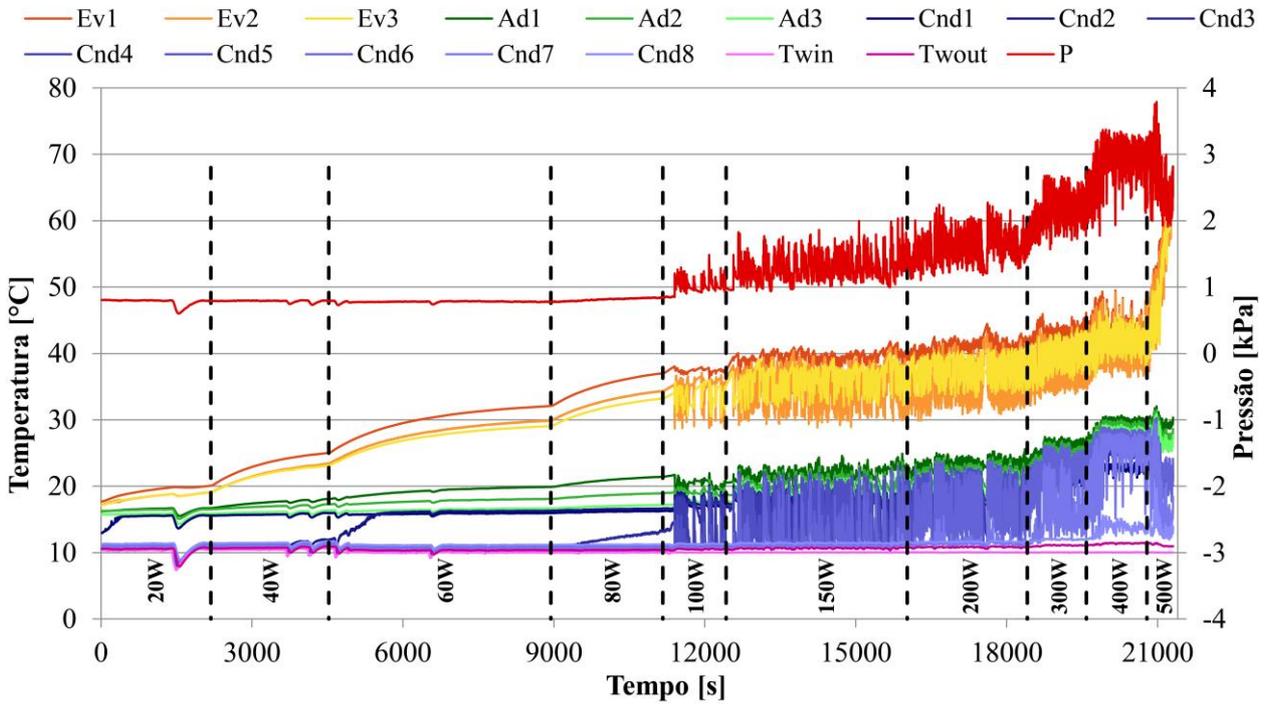


Figura B14 – Teste 2-2 (35% enchimento, 20°C banho térmico, 11,12mm DI)

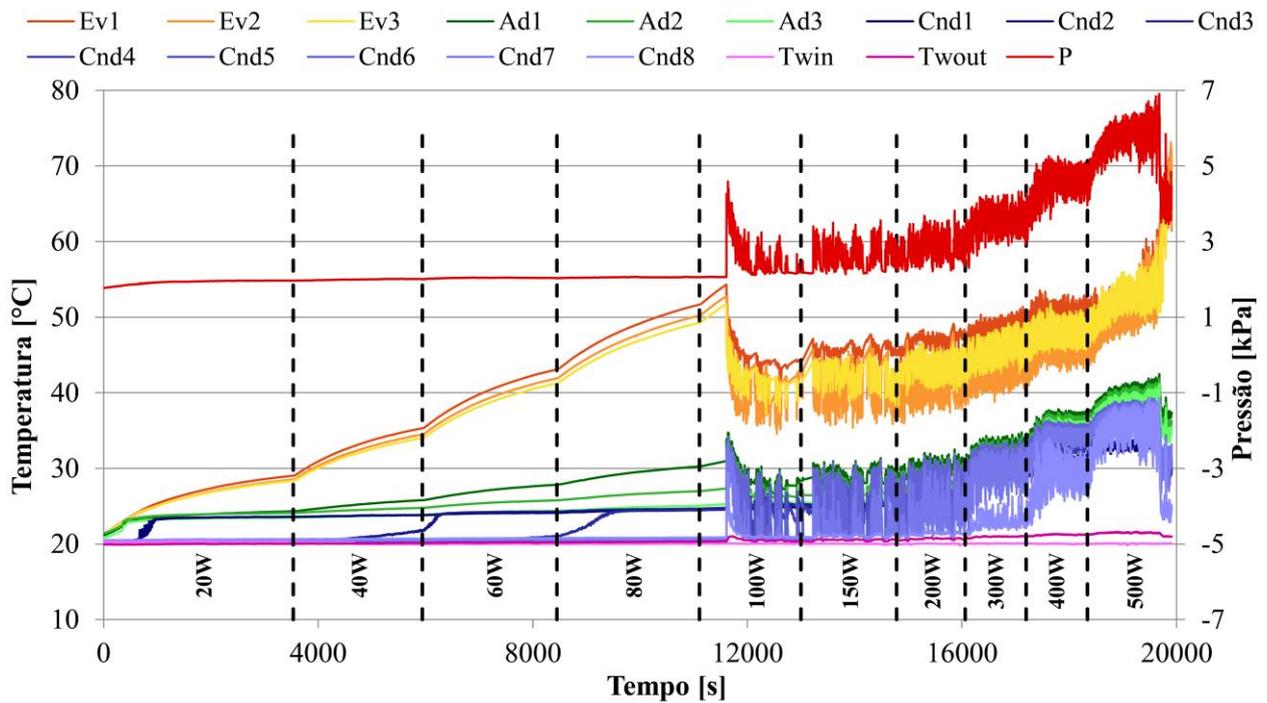


Figura B15 – Teste 2-3 (35% enchimento, 30°C banho térmico, 11,12mm DI)

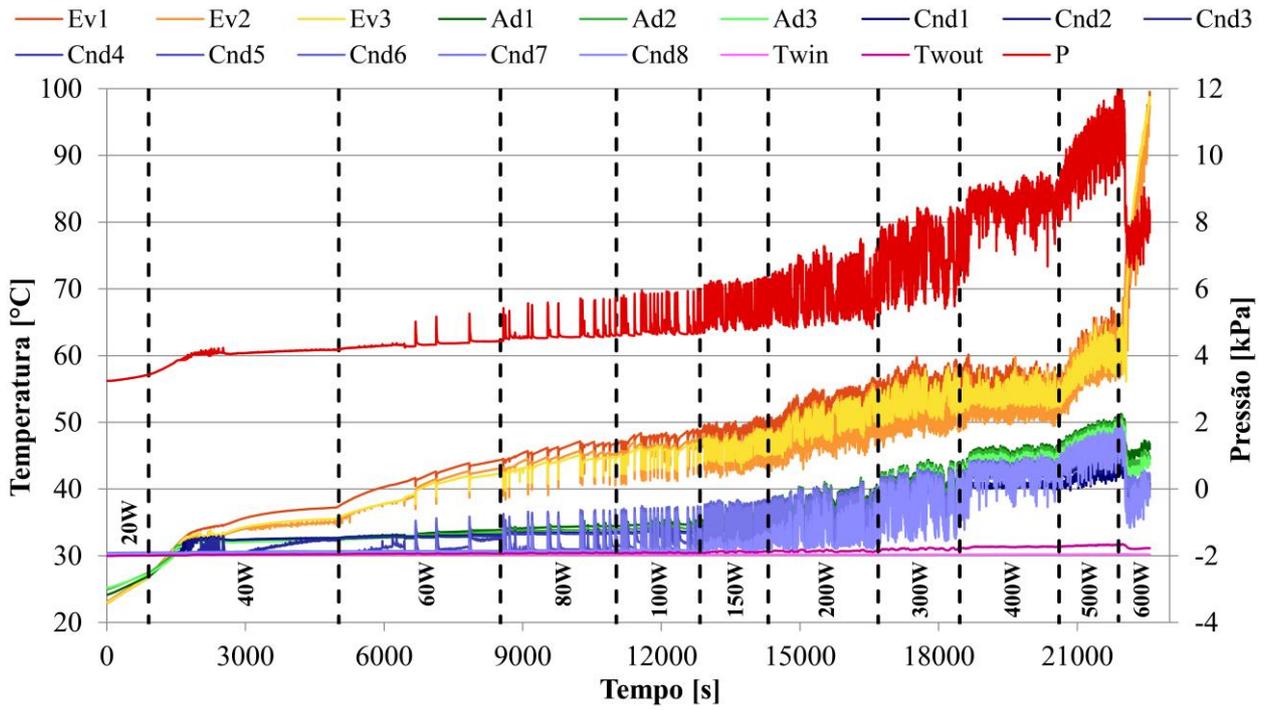


Figura B16 – Teste 2-4 (35% enchimento, 40°C banho térmico, 11,12mm DI)

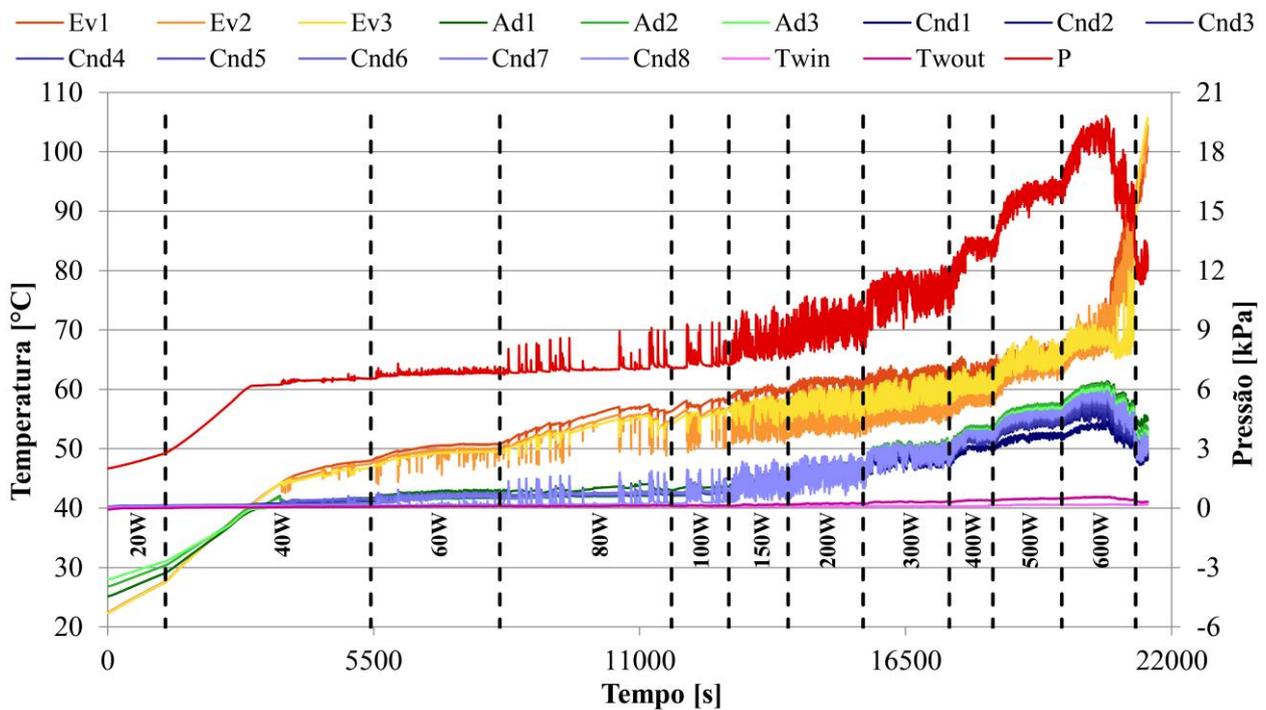


Figura B17 – Teste 2-5 (66% enchimento, 10°C banho térmico, 11,12mm DI)

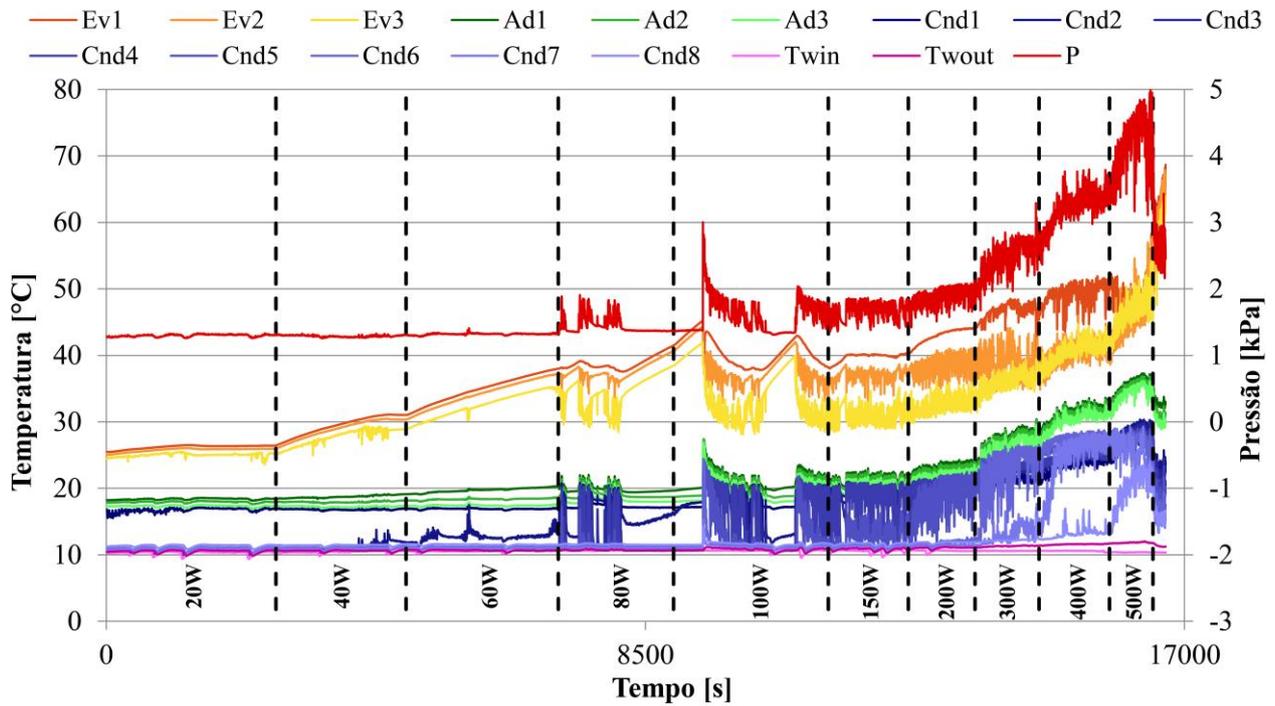


Figura B18 – Teste 2-6 (66% enchimento, 20°C banho térmico, 11,12mm DI)

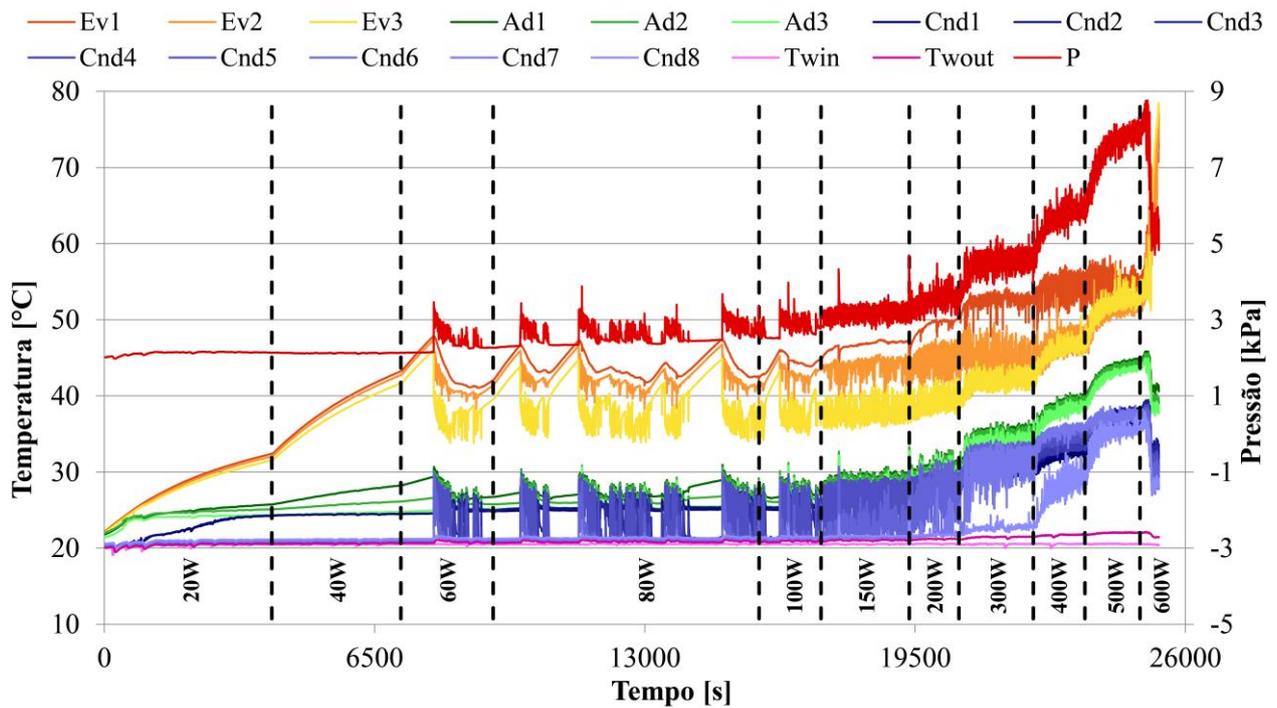


Figura B19 – Teste 2-7 (66% enchimento, 30°C banho térmico, 11,12mm DI)

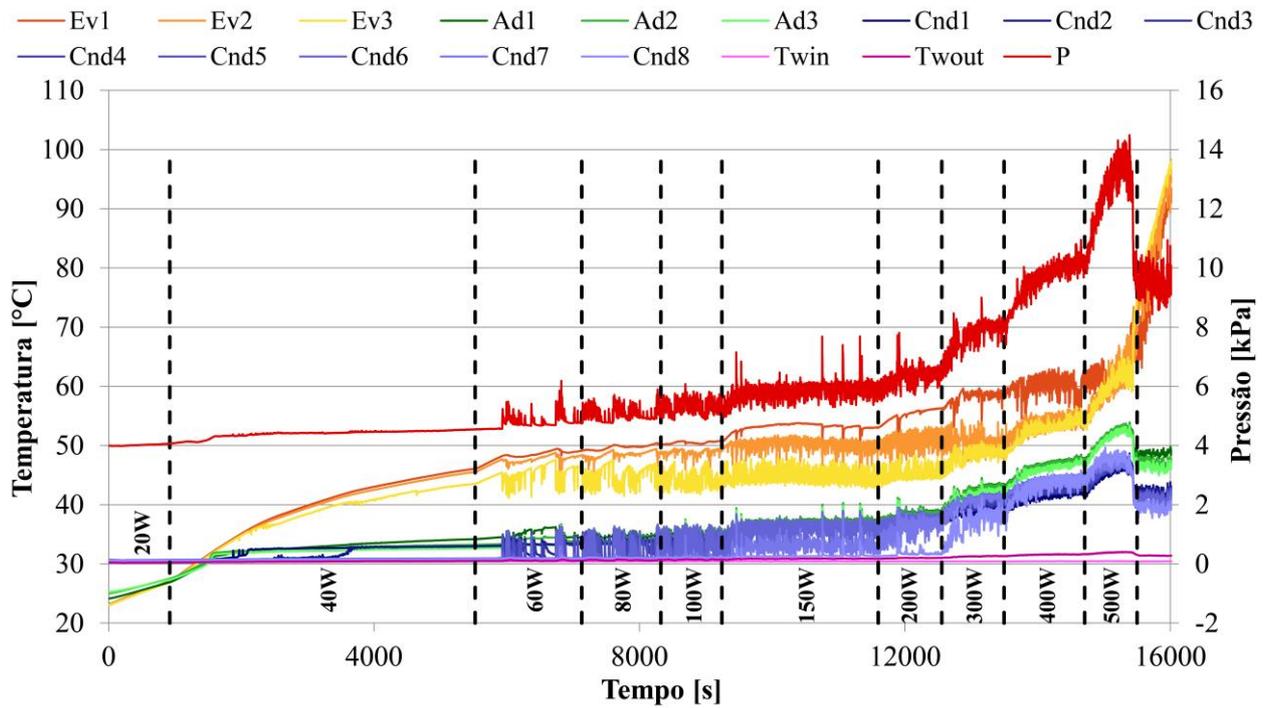


Figura B20 – Teste 2-8 (66% enchimento, 40°C banho térmico, 11,12mm DI)

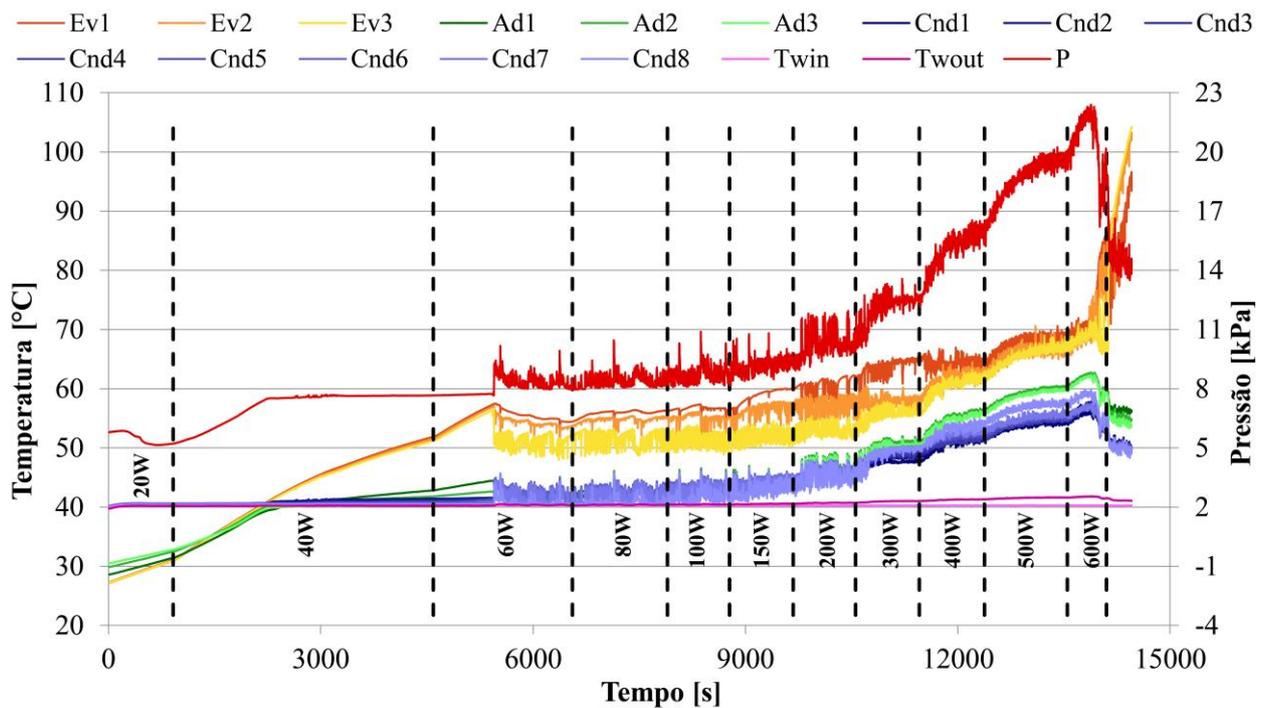


Figura B21 – Teste 2-9 (90% enchimento, 10°C banho térmico, 11,12mm DI)

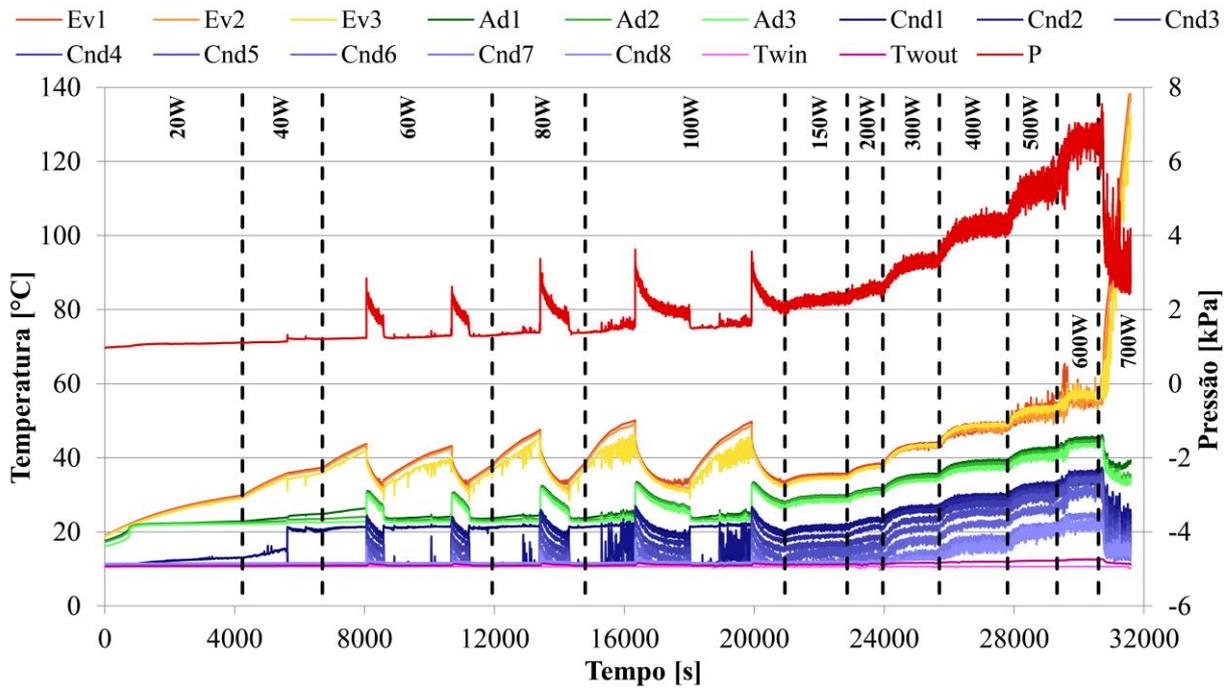


Figura B22 – Teste 2-10 (90% enchimento, 20°C banho térmico, 11,12mm DI)

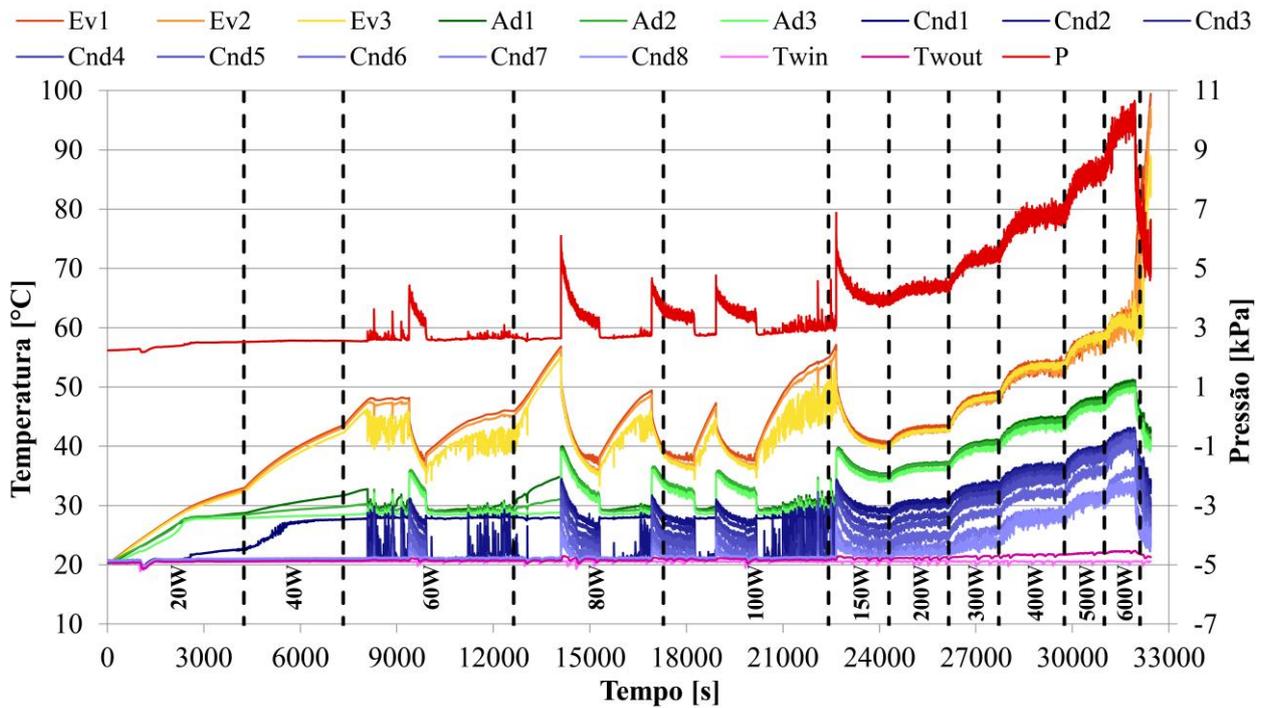


Figura B23 – Teste 2-11 (90% enchimento, 30°C banho térmico, 11,12mm DI)

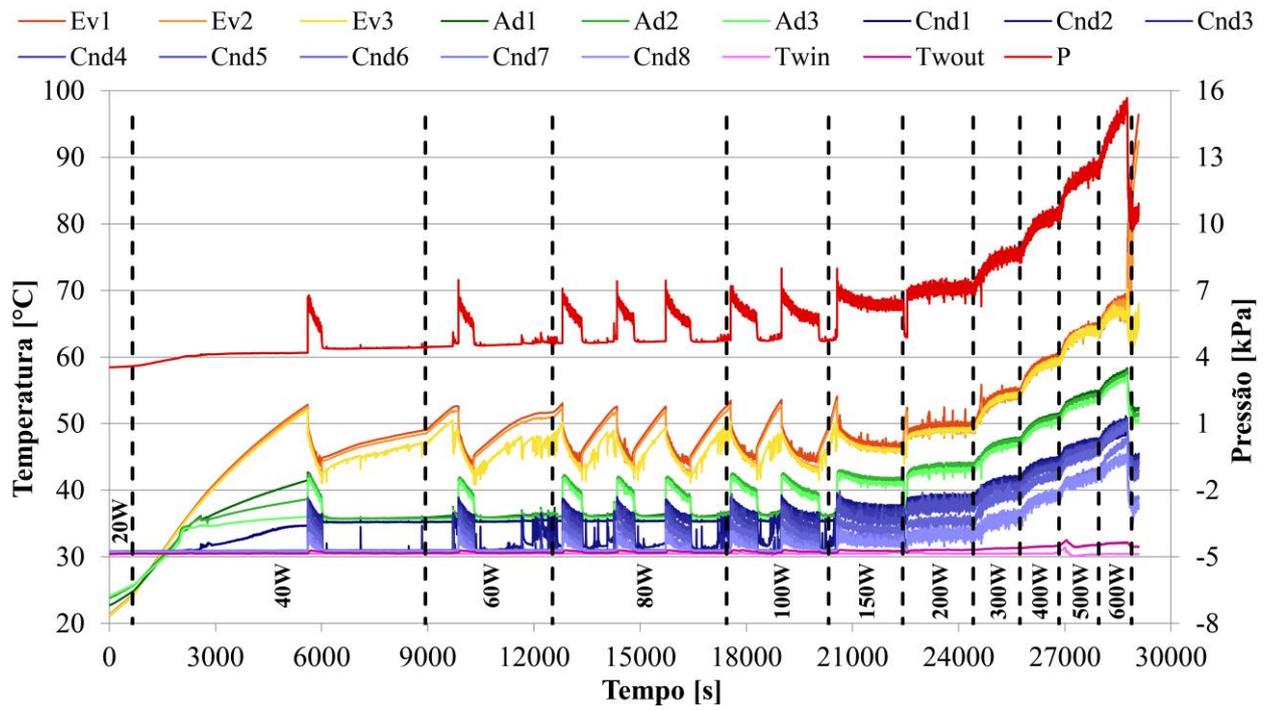


Figura B24 – Teste 2-12 (90% enchimento, 40°C banho térmico, 11,12mm DI)

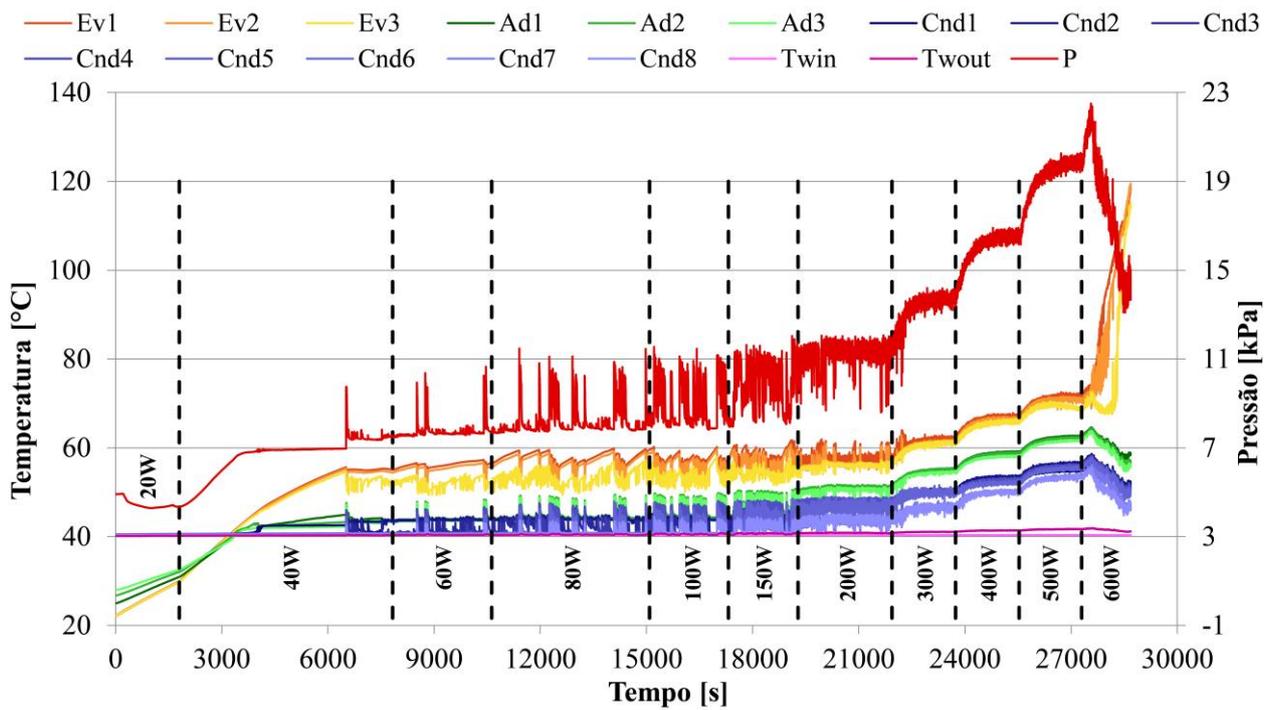


Figura B25 – Teste 3-1 (35% enchimento, 10°C banho térmico, 7,94mm DI)

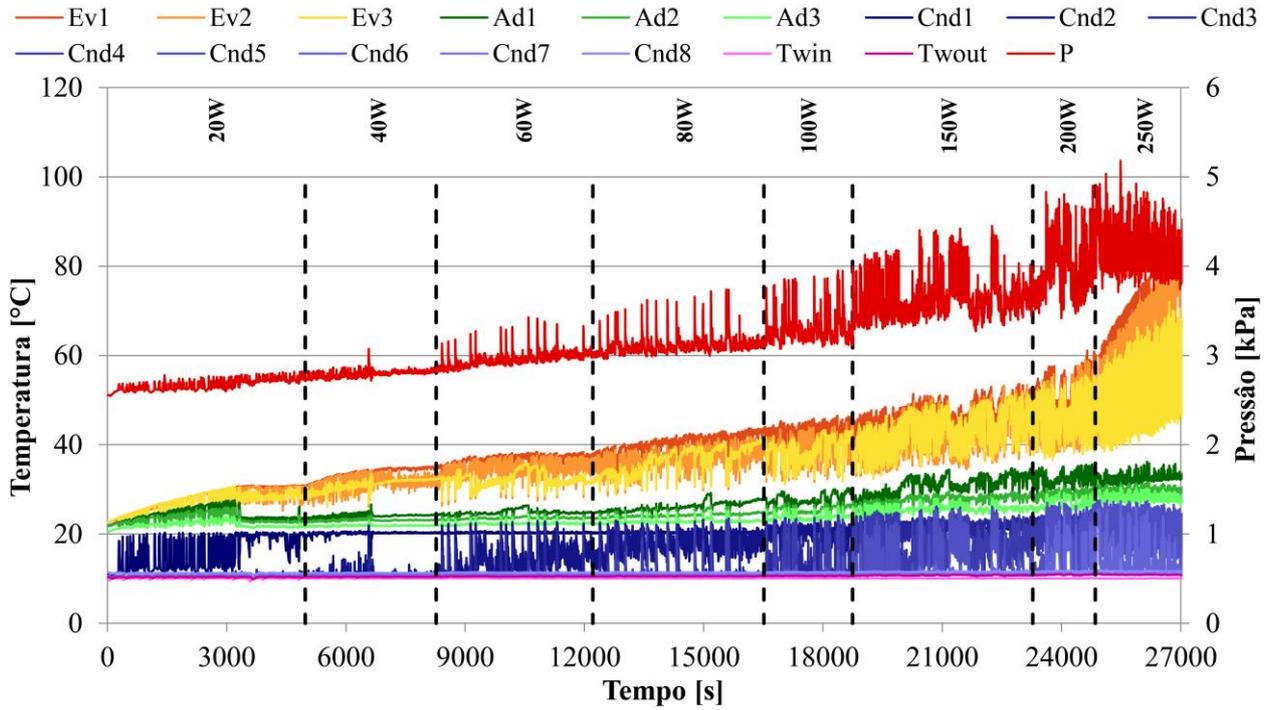


Figura B26 – Teste 3-2 (35% enchimento, 20°C banho térmico, 7,94mm DI)

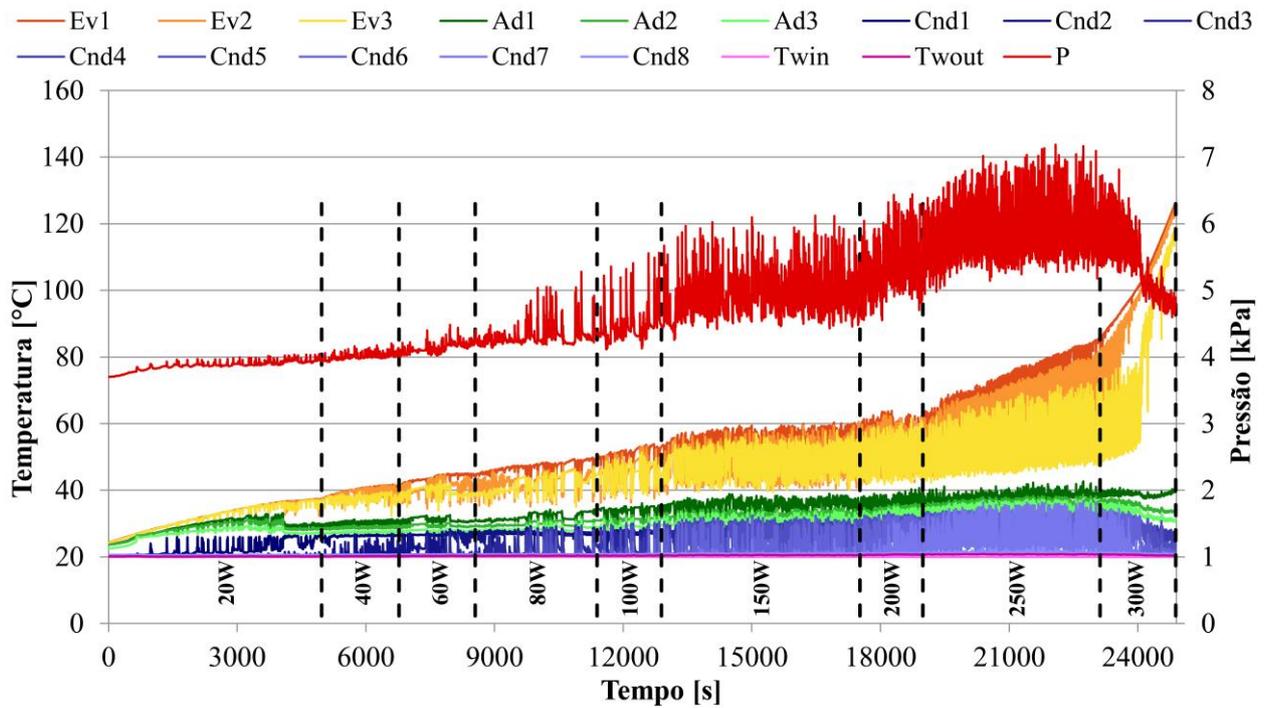


Figura B27 – Teste 3-3 (35% enchimento, 30°C banho térmico, 7,94mm DI)

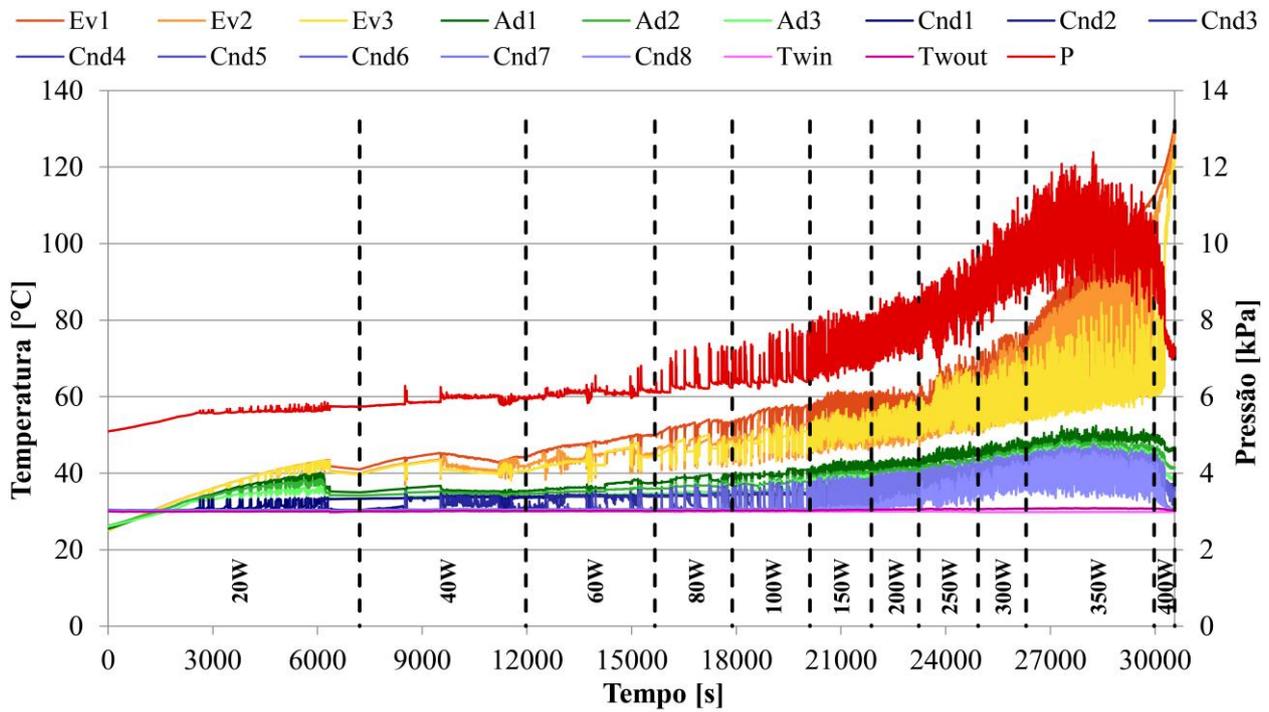


Figura B28 – Teste 3-4 (35% enchimento, 40°C banho térmico, 7,94mm DI)

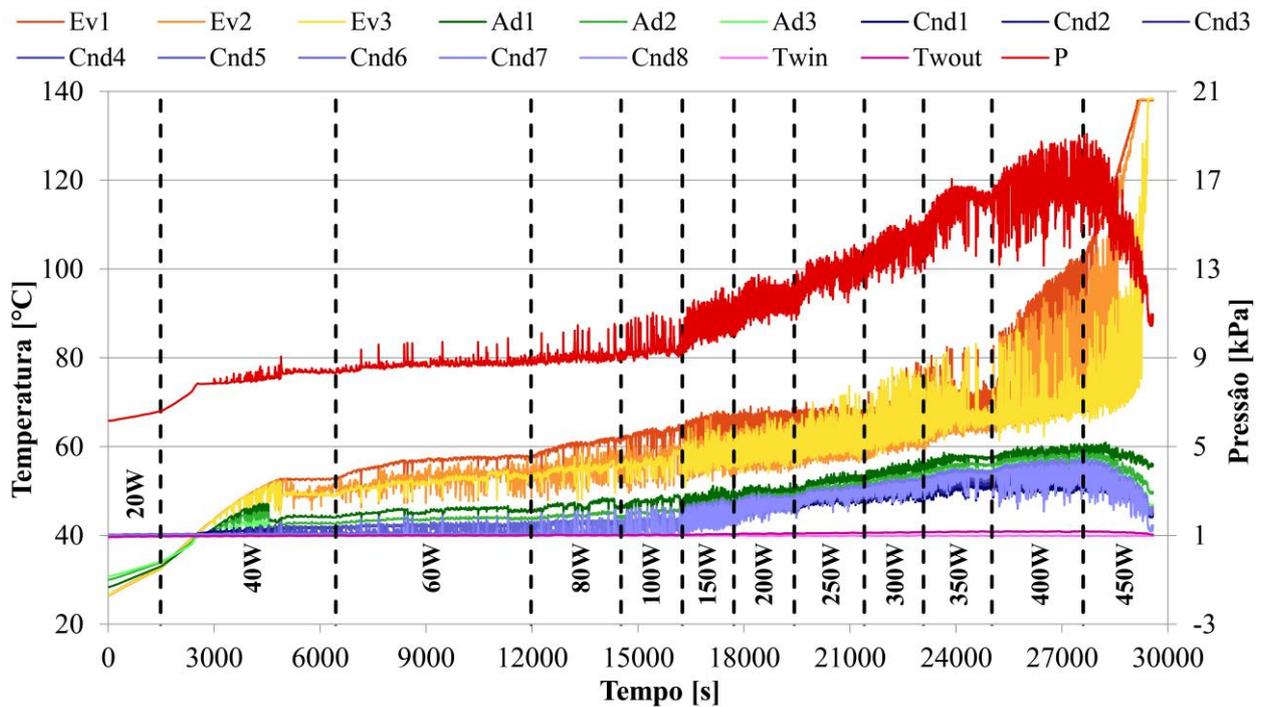


Figura B29 – Teste 3-5 (66% enchimento, 10°C banho térmico, 7,94mm DI)

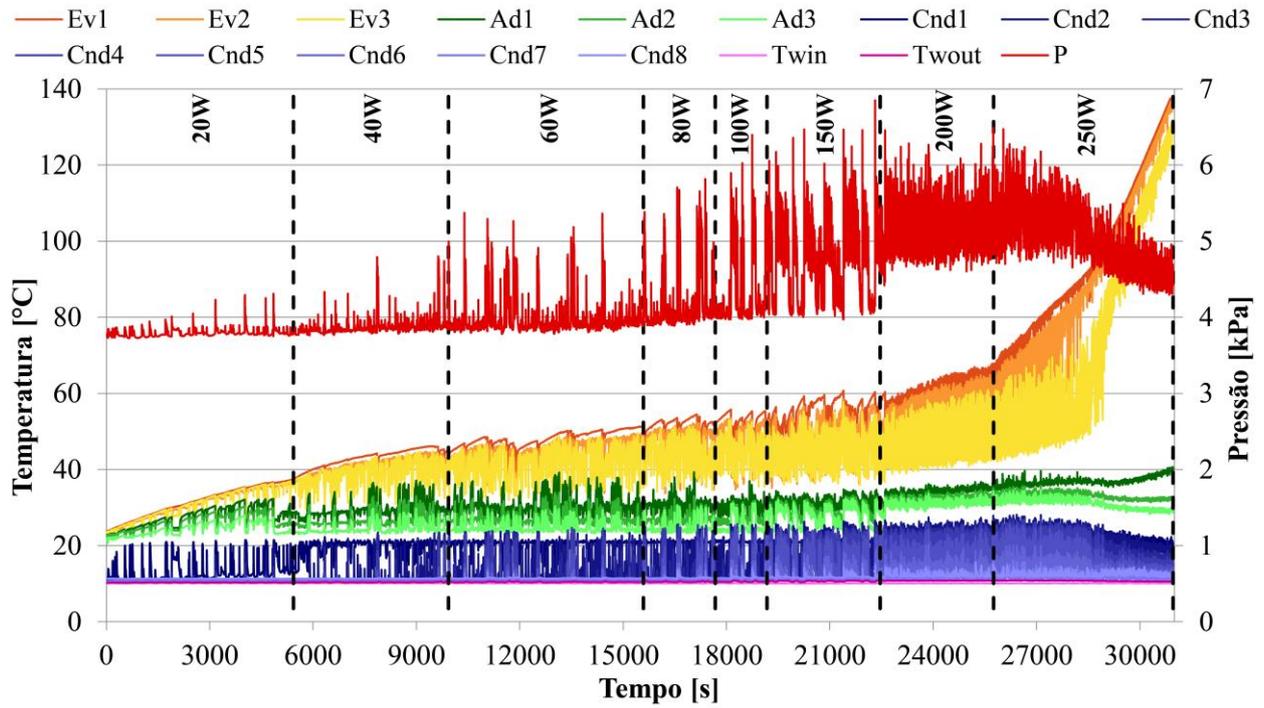


Figura B30 – Teste 3-6 (66% enchimento, 20°C banho térmico, 7,94mm DI)

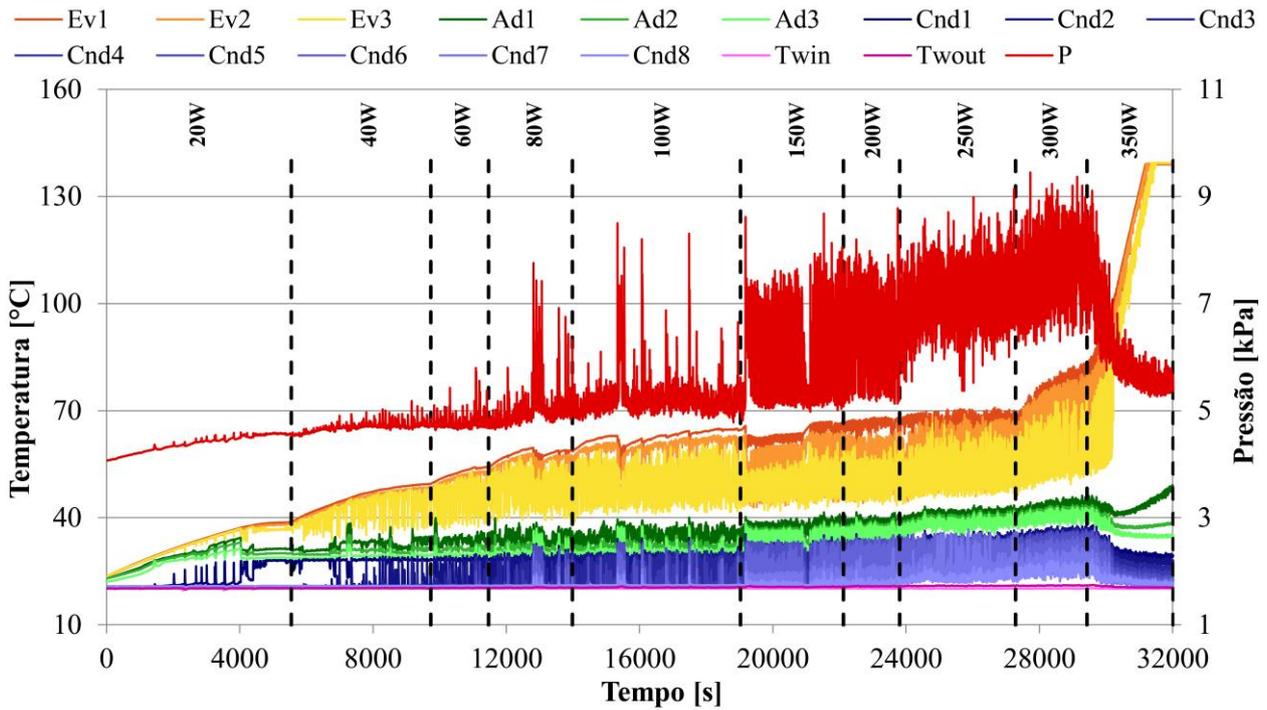


Figura B31 – Teste 3-7 (66% enchimento, 30°C banho térmico, 7,94mm DI)

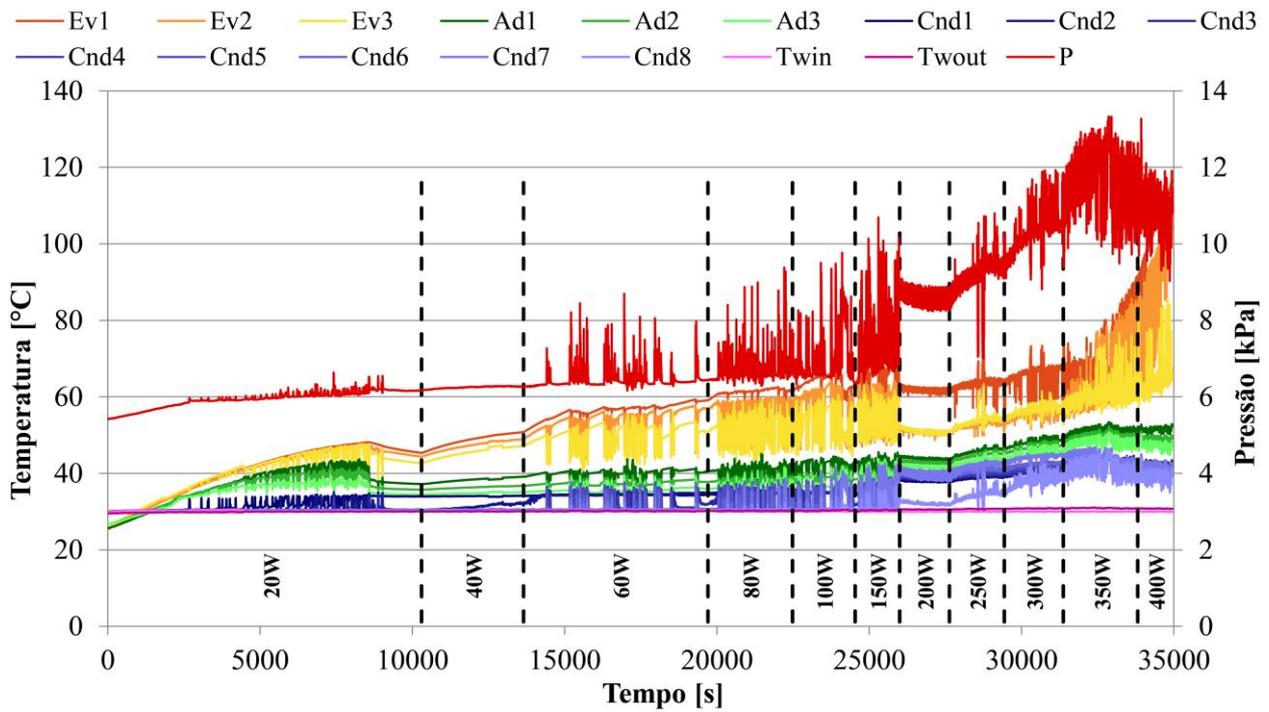


Figura B32 – Teste 3-8 (66% enchimento, 40°C banho térmico, 7,94mm DI)

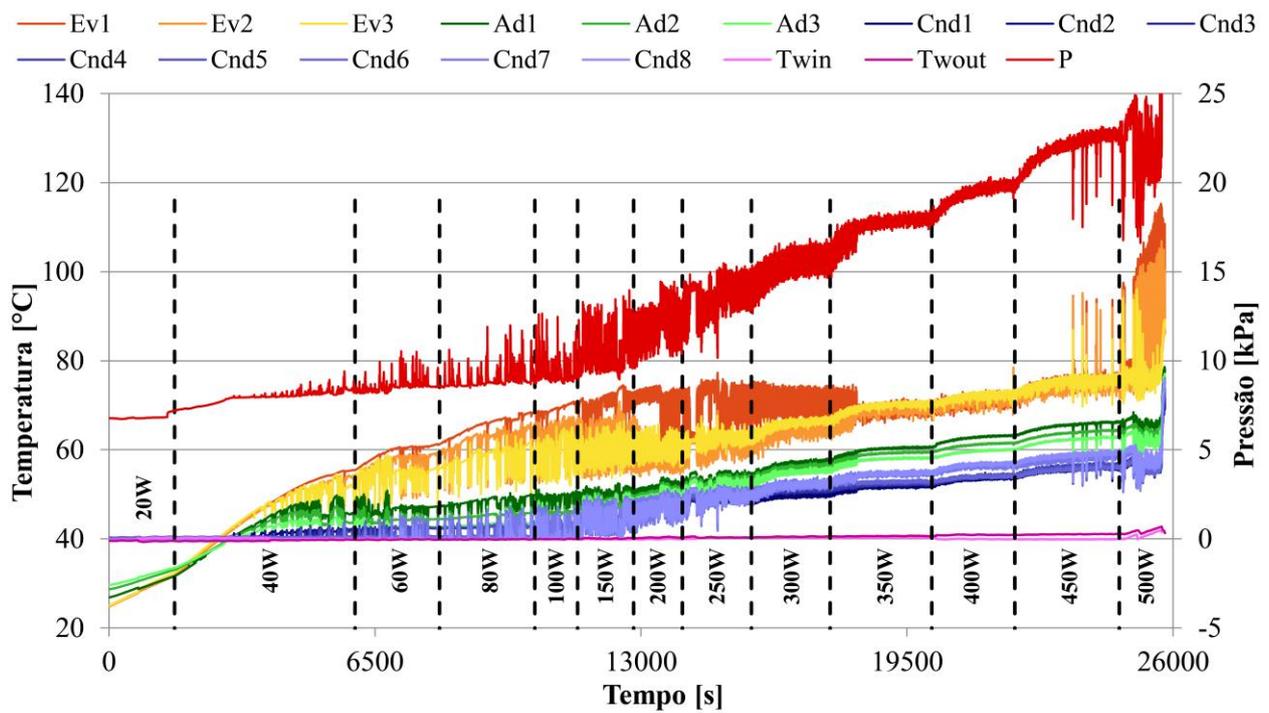


Figura B33 – Teste 3-9 (90% enchimento, 10°C banho térmico, 7,94mm DI)

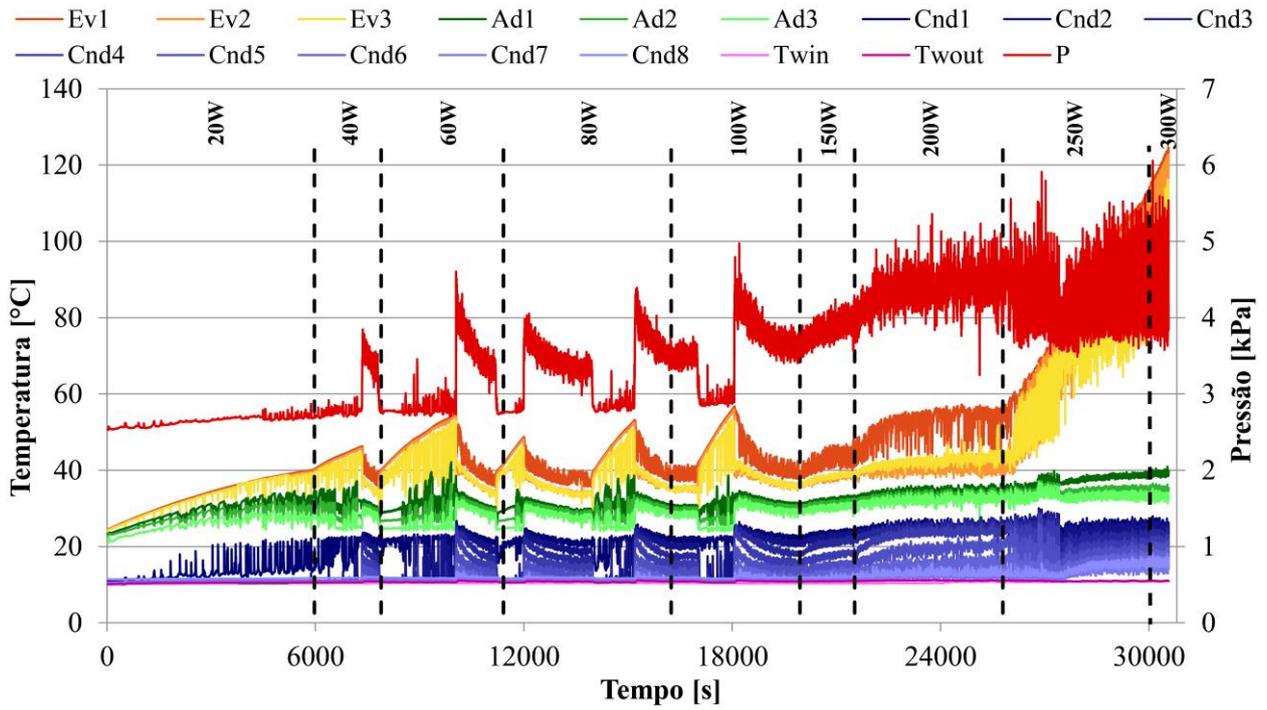


Figura B34 – Teste 3-10 (90% enchimento, 20°C banho térmico, 7,94mm DI)

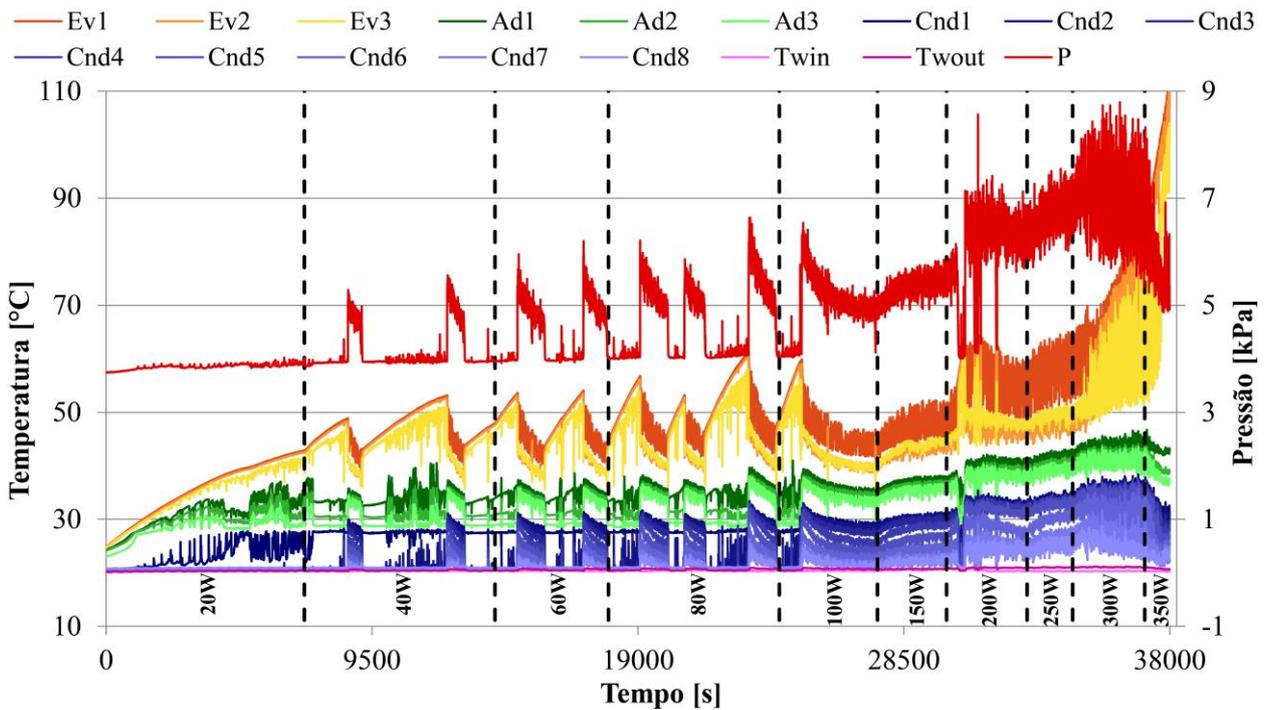


Figura B35 – Teste 3-11 (90% enchimento, 30°C banho térmico, 7,94mm DI)

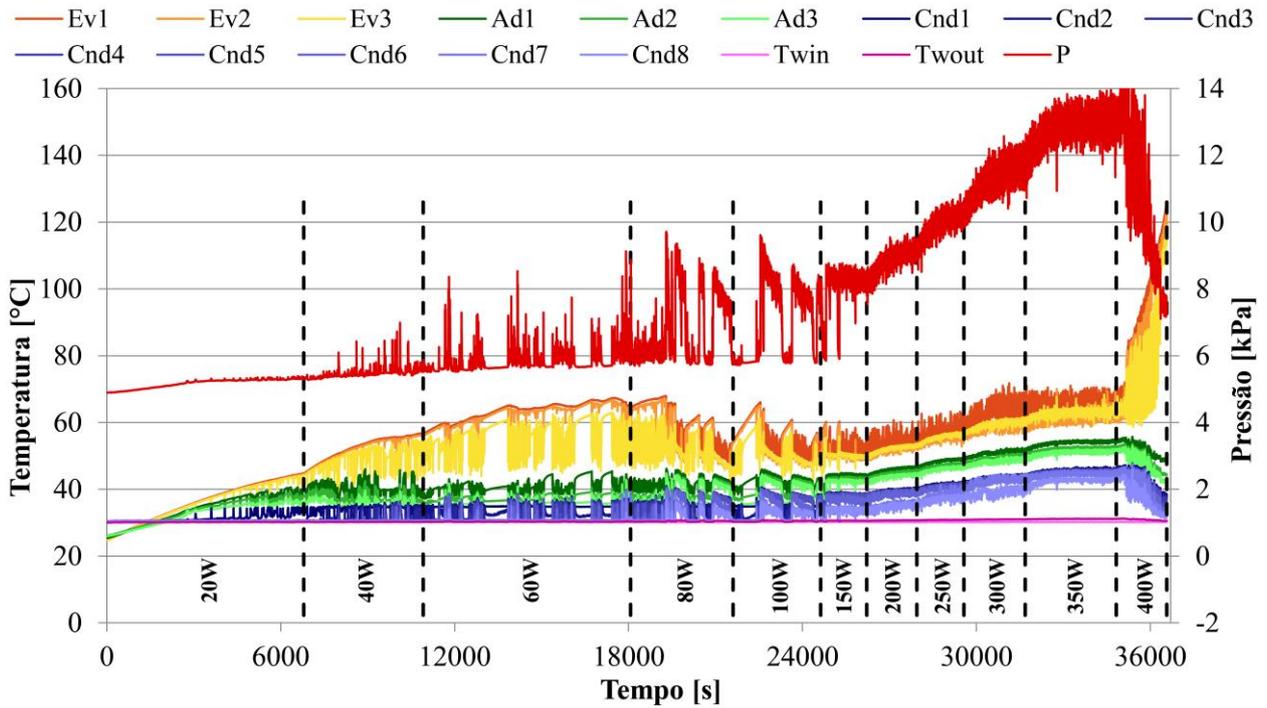


Figura B36 – Teste 3-12 (90% enchimento, 40°C banho térmico, 7,94mm DI)

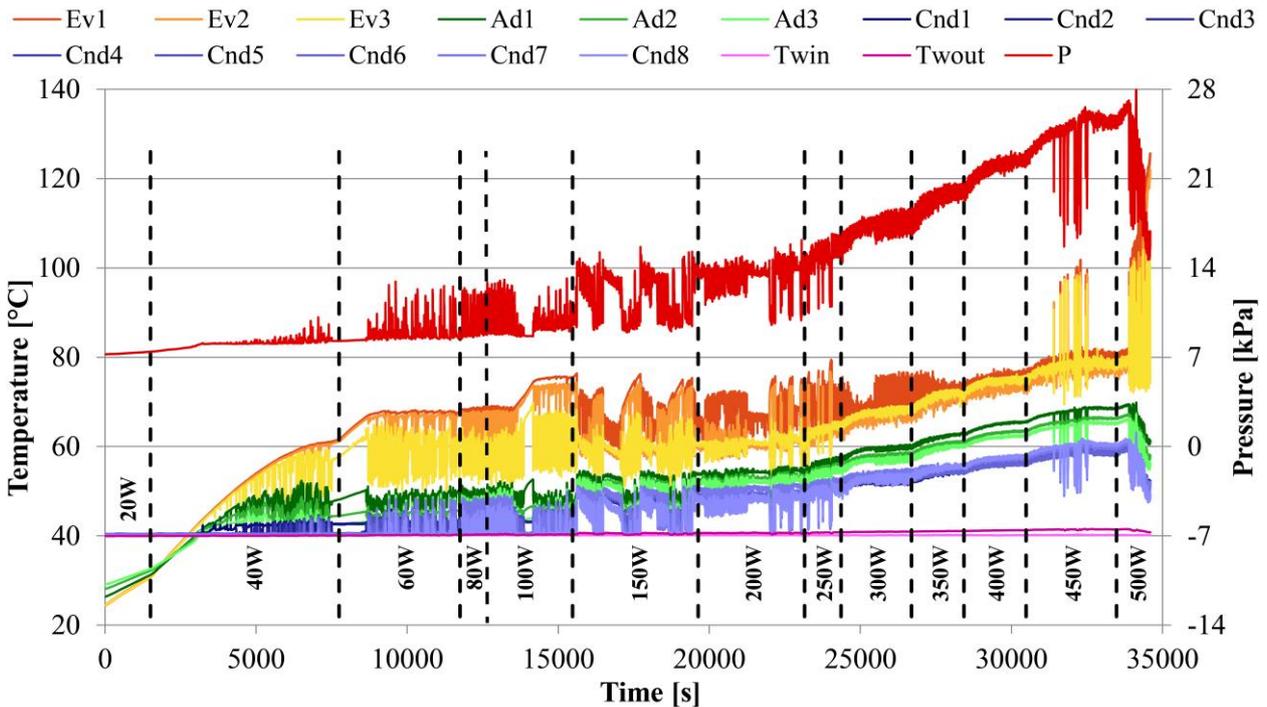


Figura B37 – Teste 4-1 (35% enchimento, 10°C banho térmico, 4,77mm DI)

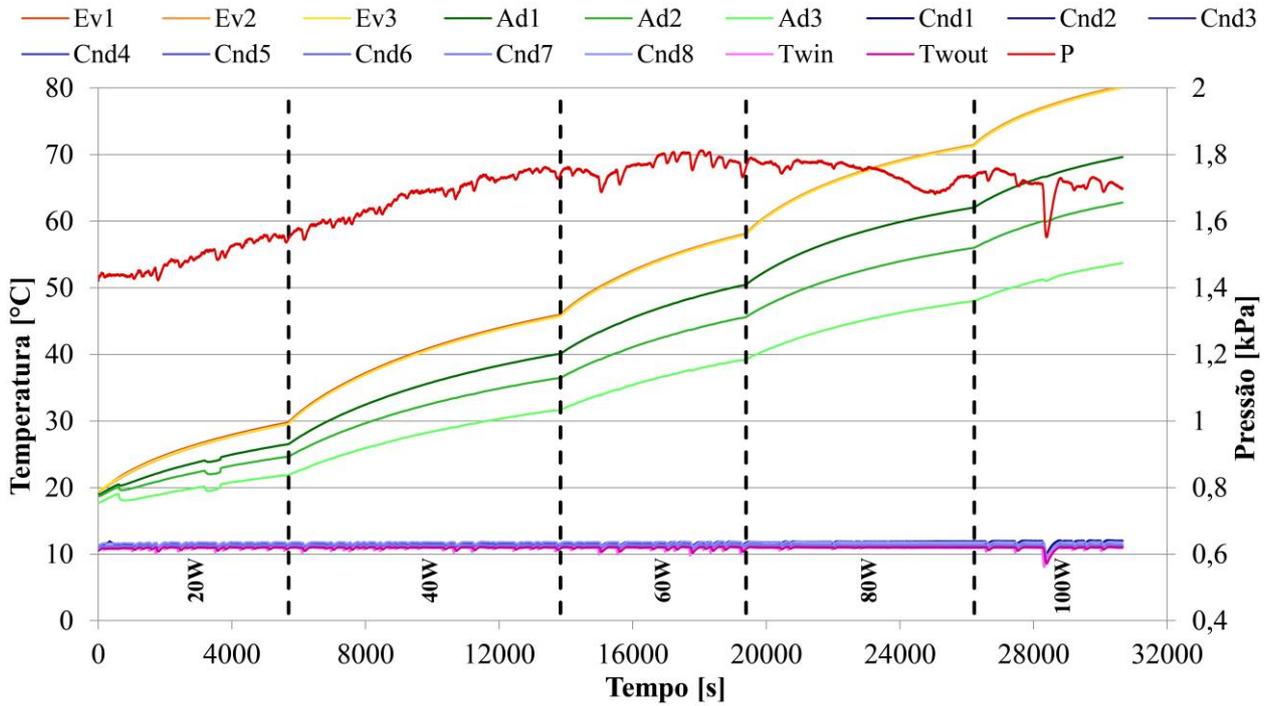


Figura B38 – Teste 4-2 (35% enchimento, 20°C banho térmico, 4,77mm DI)

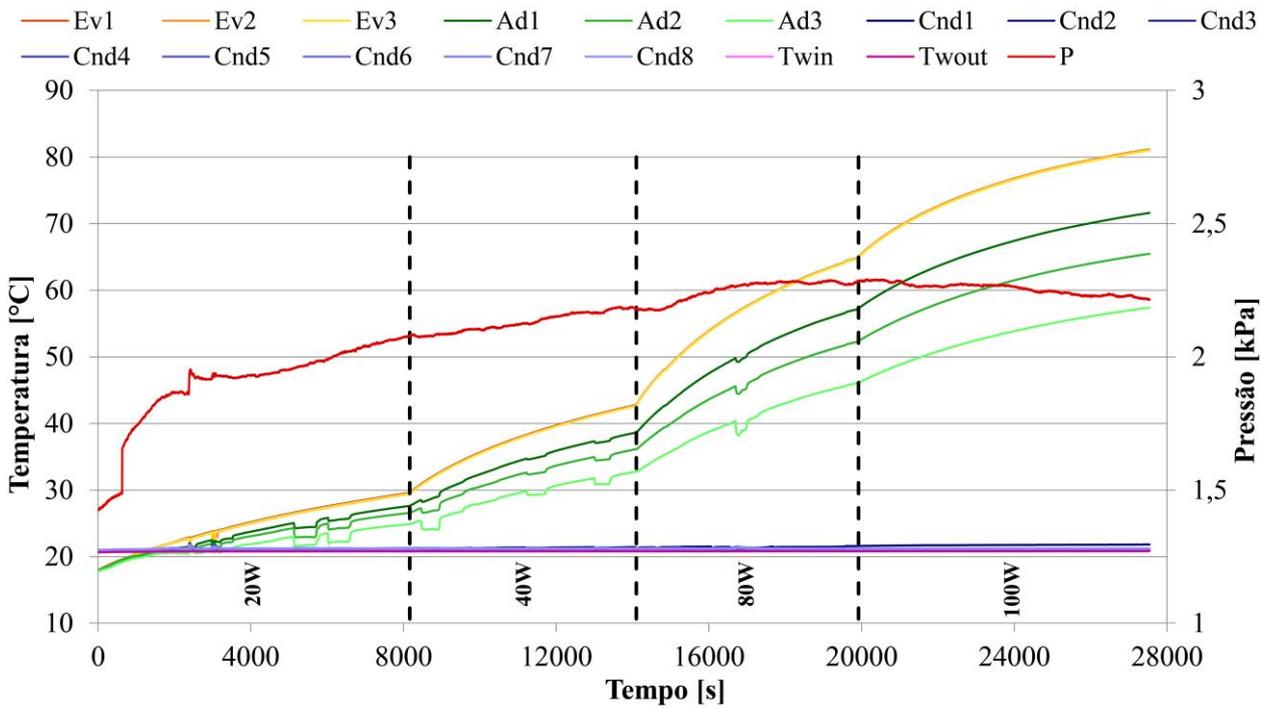


Figura B39 – Teste 4-3 (35% enchimento, 30°C banho térmico, 4,77mm DI)

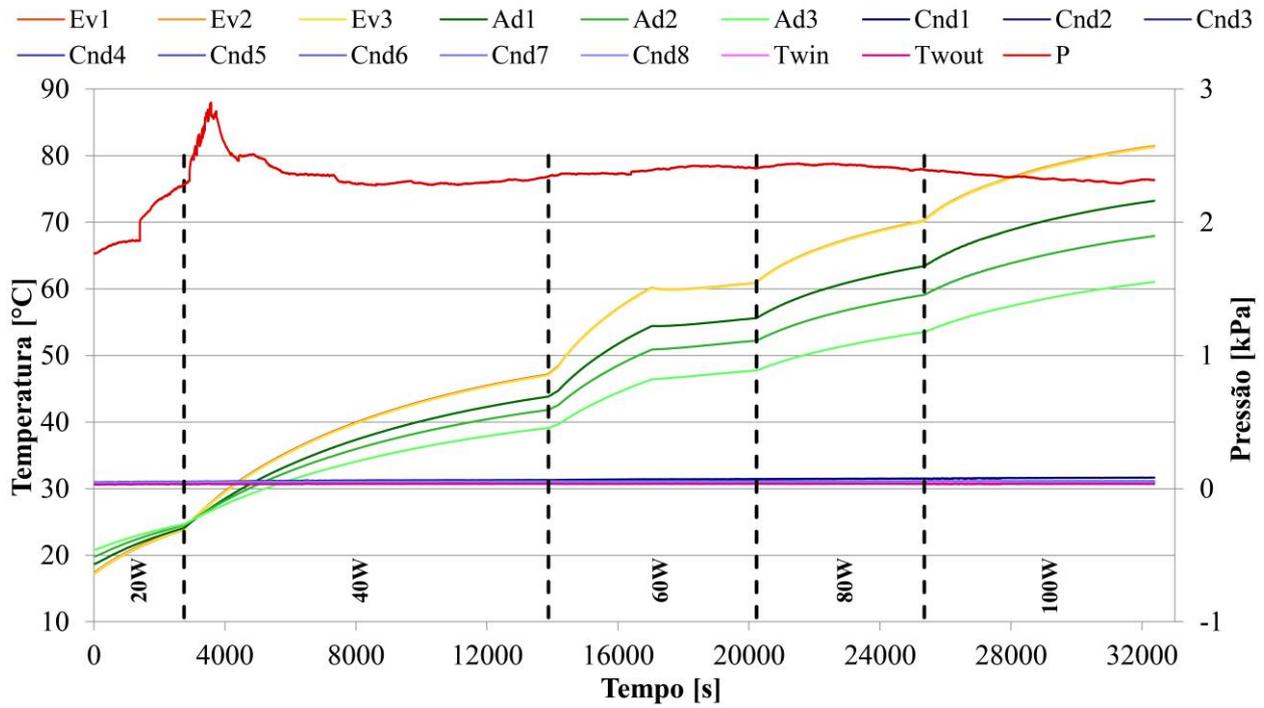


Figura B40 – Teste 4-4 (35% enchimento, 40°C banho térmico, 4,77mm DI)

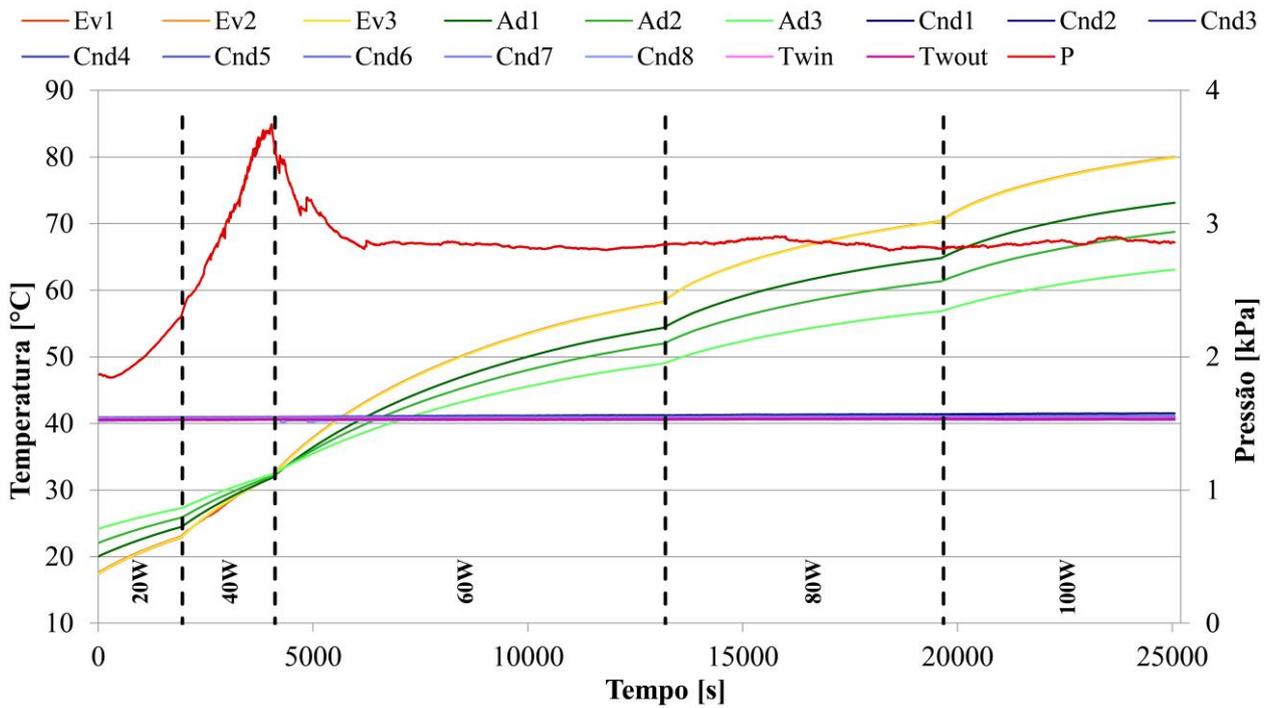


Figura B41 – Teste 4-5 (66% enchimento, 10°C banho térmico, 4,77mm DI)

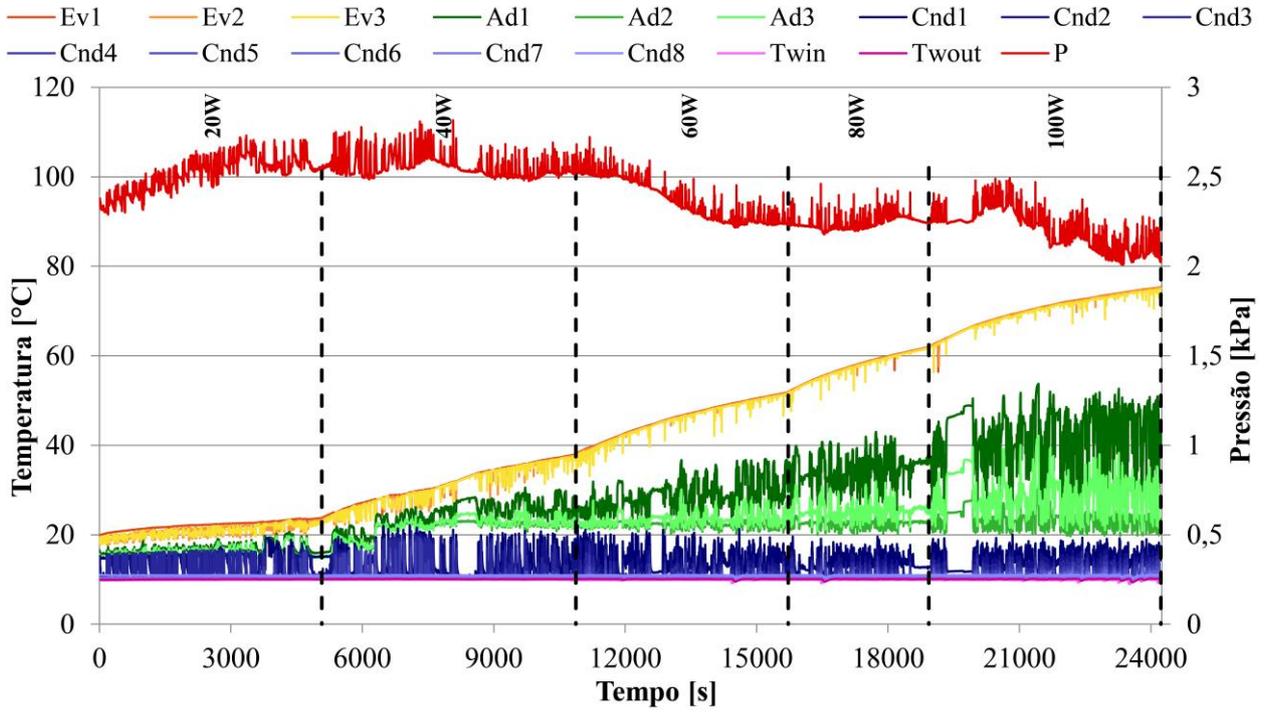


Figura B42 – Teste 4-6 (66% enchimento, 20°C banho térmico, 4,77mm DI)

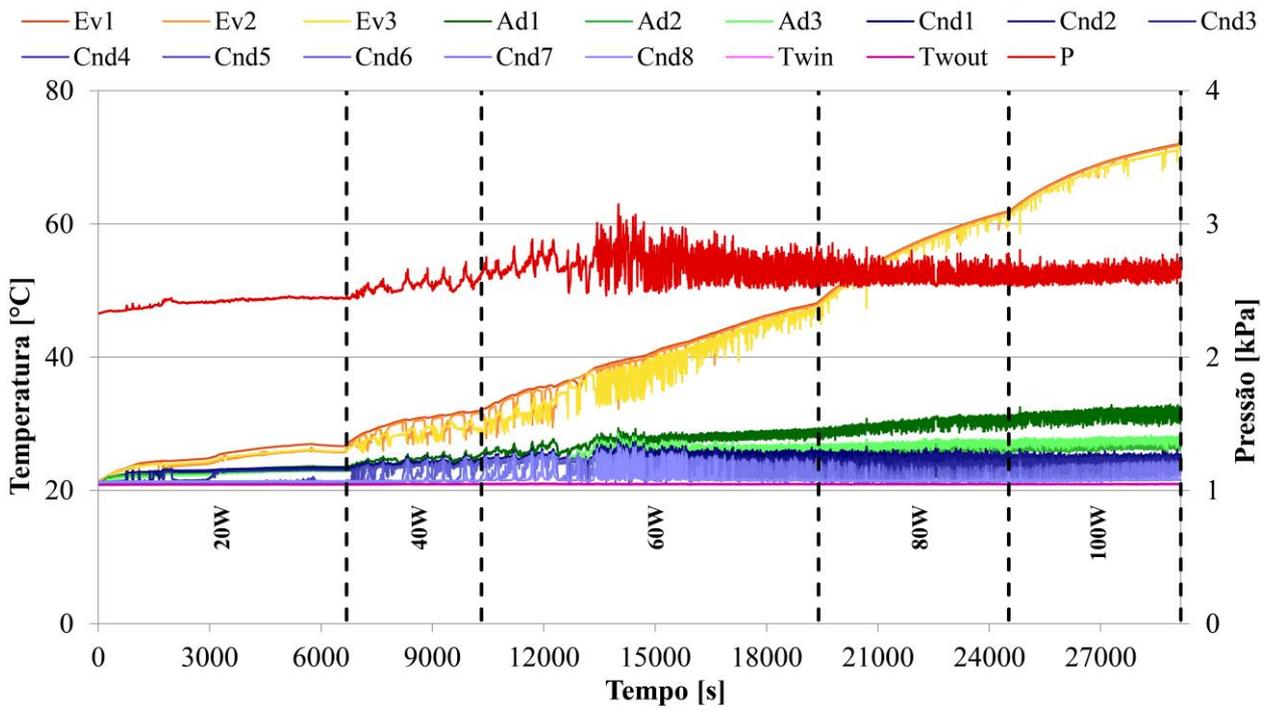


Figura B43 – Teste 4-7 (66% enchimento, 30°C banho térmico, 4,77mm DI)

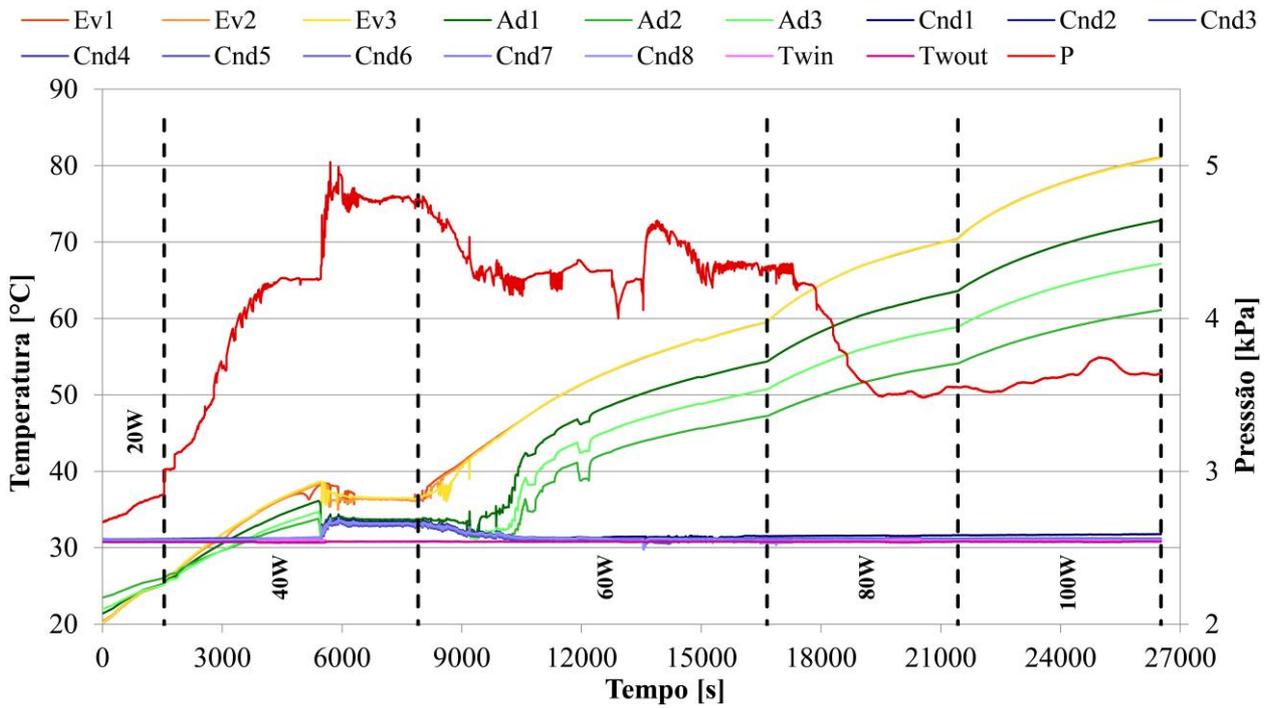


Figura B44 – Teste 4-8 (66% enchimento, 40°C banho térmico, 4,77mm DI)

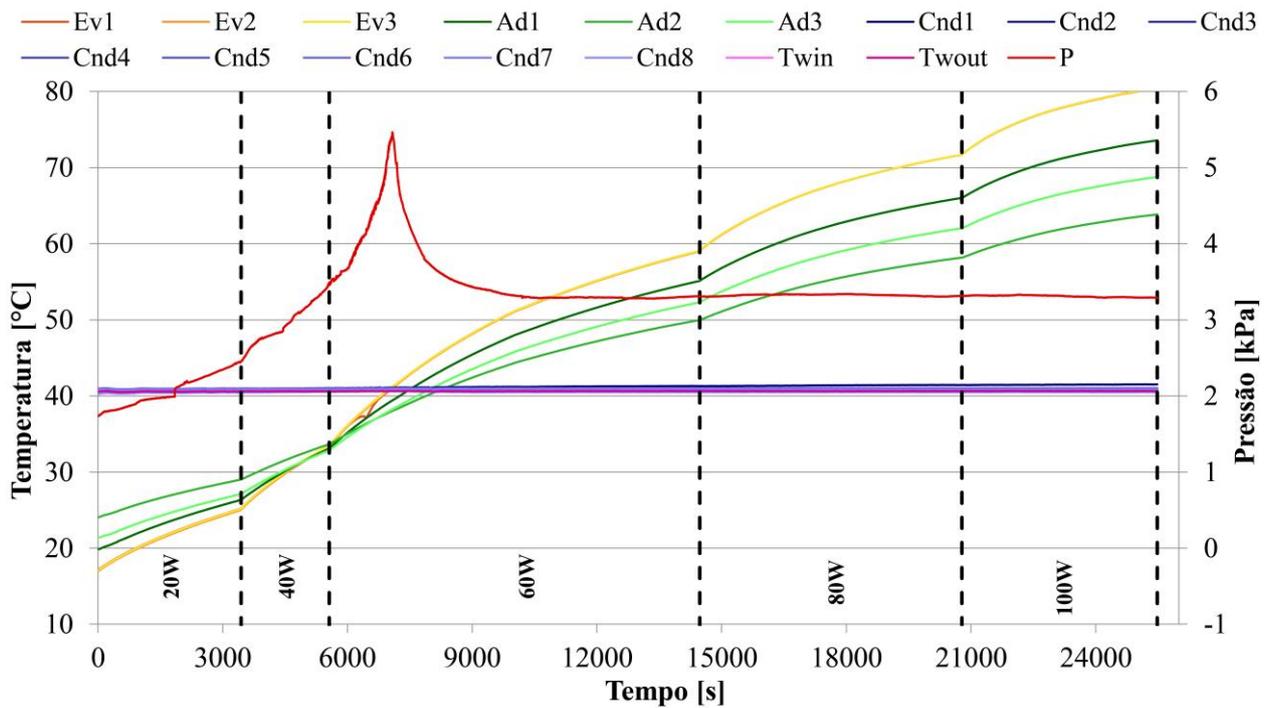


Figura B45 – Teste 4-9 (90% enchimento, 10°C banho térmico, 4,77mm DI)

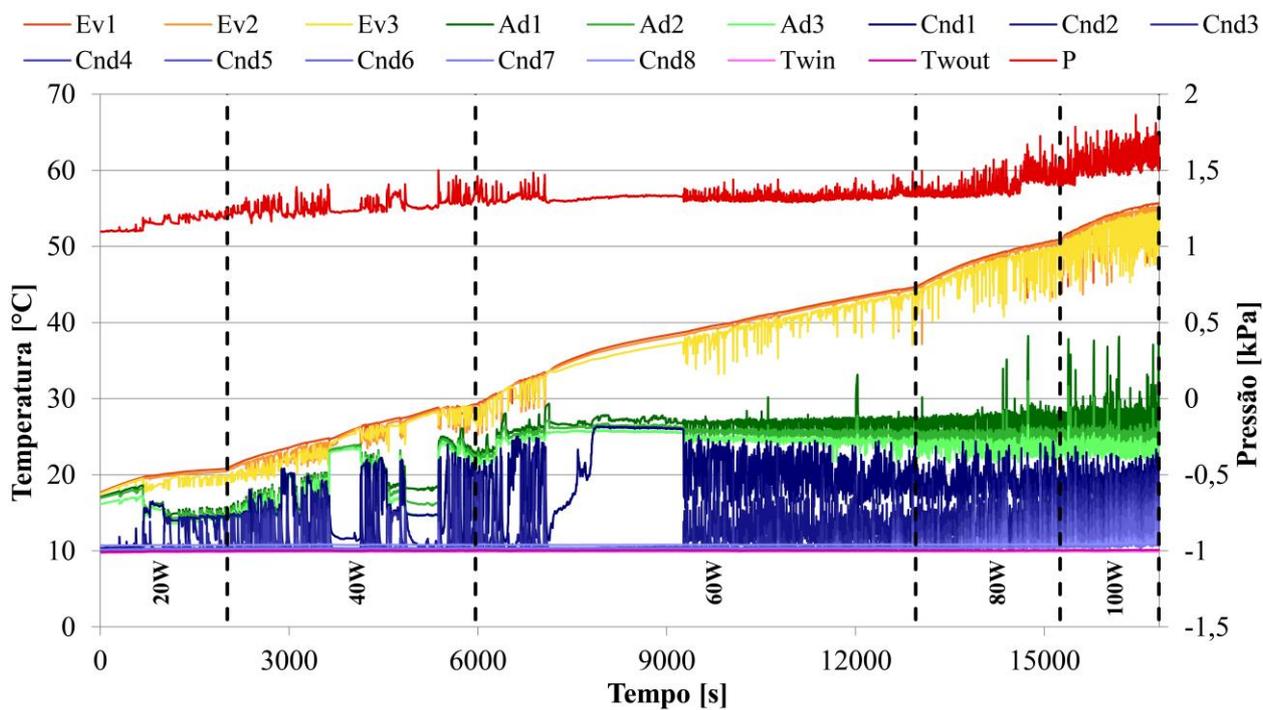


Figura B46 – Teste 4-10 (90% enchimento, 20°C banho térmico, 4,77mm DI)

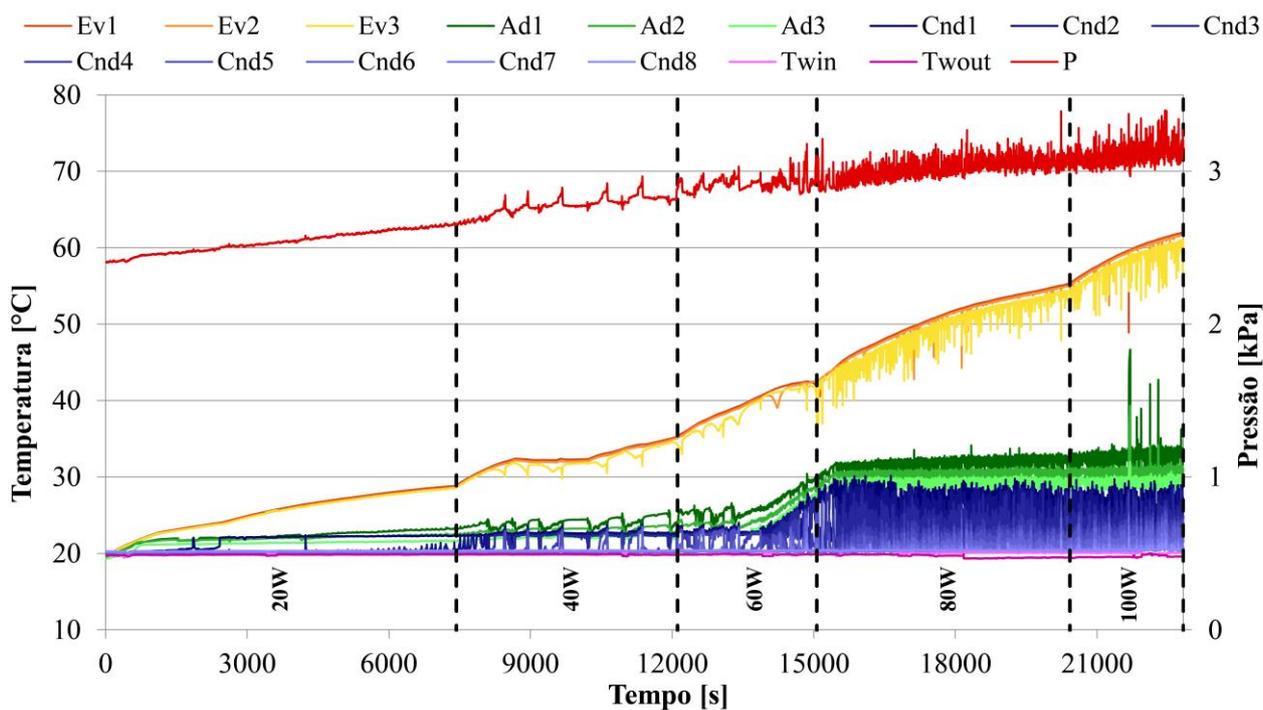


Figura B47 – Teste 4-11 (90% enchimento, 30°C banho térmico, 4,77mm DI)

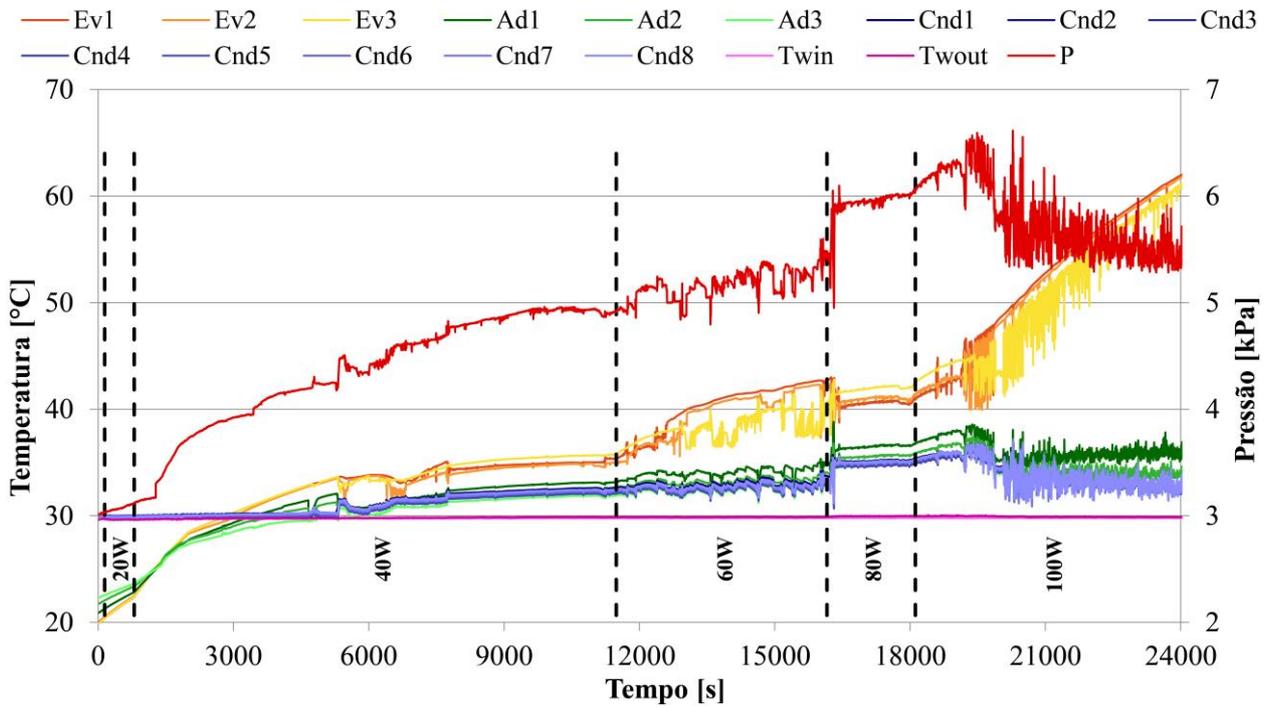
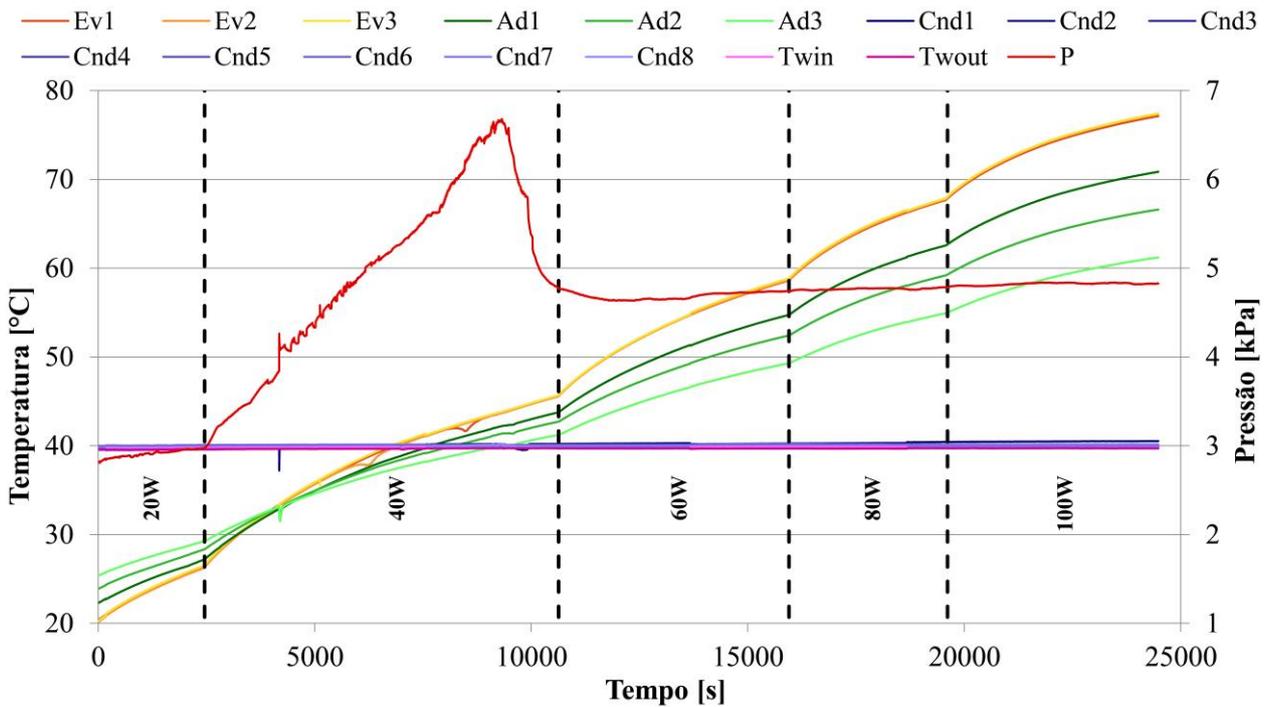
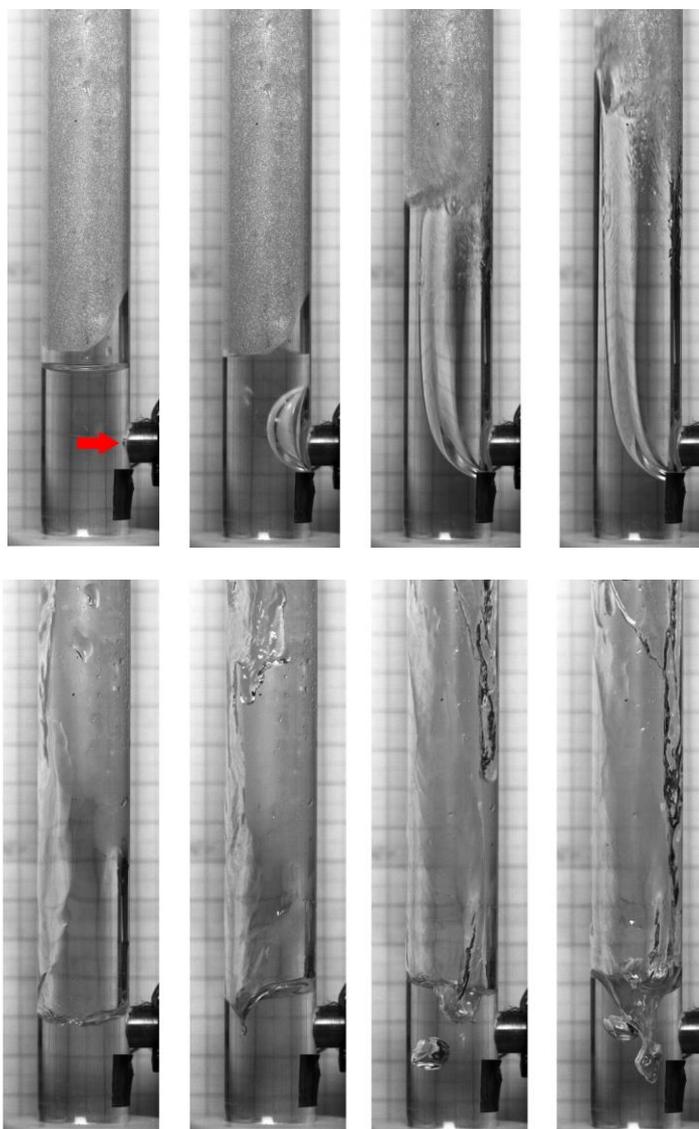


Figura B48 – Teste 4-12 (90% enchimento, 40°C banho térmico, 4,77mm DI)



APÊNDICE C – Critério de GBP sobre os dados experimentais dos termossifões de cobre e água



Neste apêndice apresenta-se o critério de GBP ($\Delta P/\bar{P} > 0,1$), o qual foi aplicado ao total dos 48 testes. Estes testes correspondem a os quatro termossifões de cobre – água (ver tabela 15 ou tabela B1), sendo que a cada termossifão lê correspondem doze testes como indicado no planejamento experimental (tabela 14 ou tabela B2).

Cada teste é identificado pelo número do termossifão seguido pelo número do teste. Por exemplo, o Teste 1-7 corresponde ao teste do termossifão de maior diâmetro (1), com 66% de razão de enchimento e com a temperatura do condensador fixada em 30 C.

Figura C1 – Teste 1-1 (35% enchimento, 10°C banho térmico, 20,2mm DI)

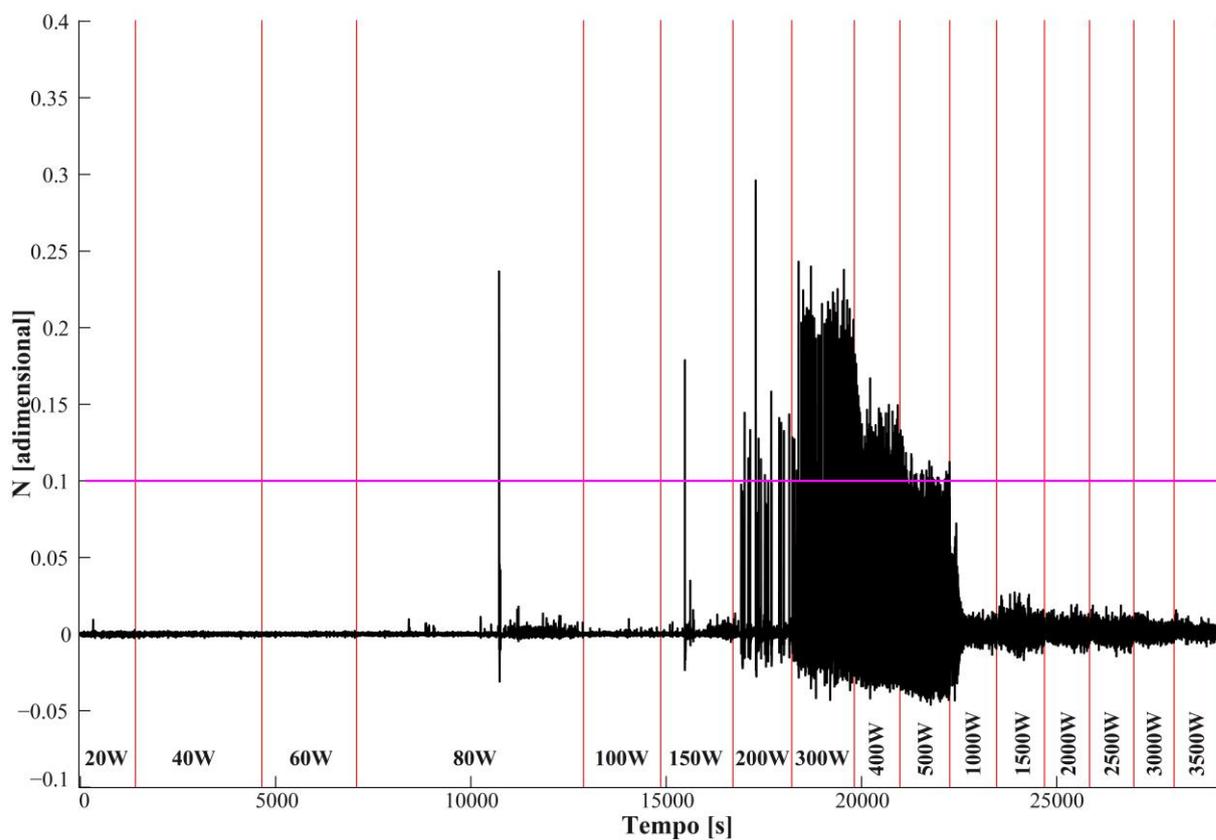


Figura C2 – Teste 1-2 (35% enchimento, 20°C banho térmico, 20,2mm DI)

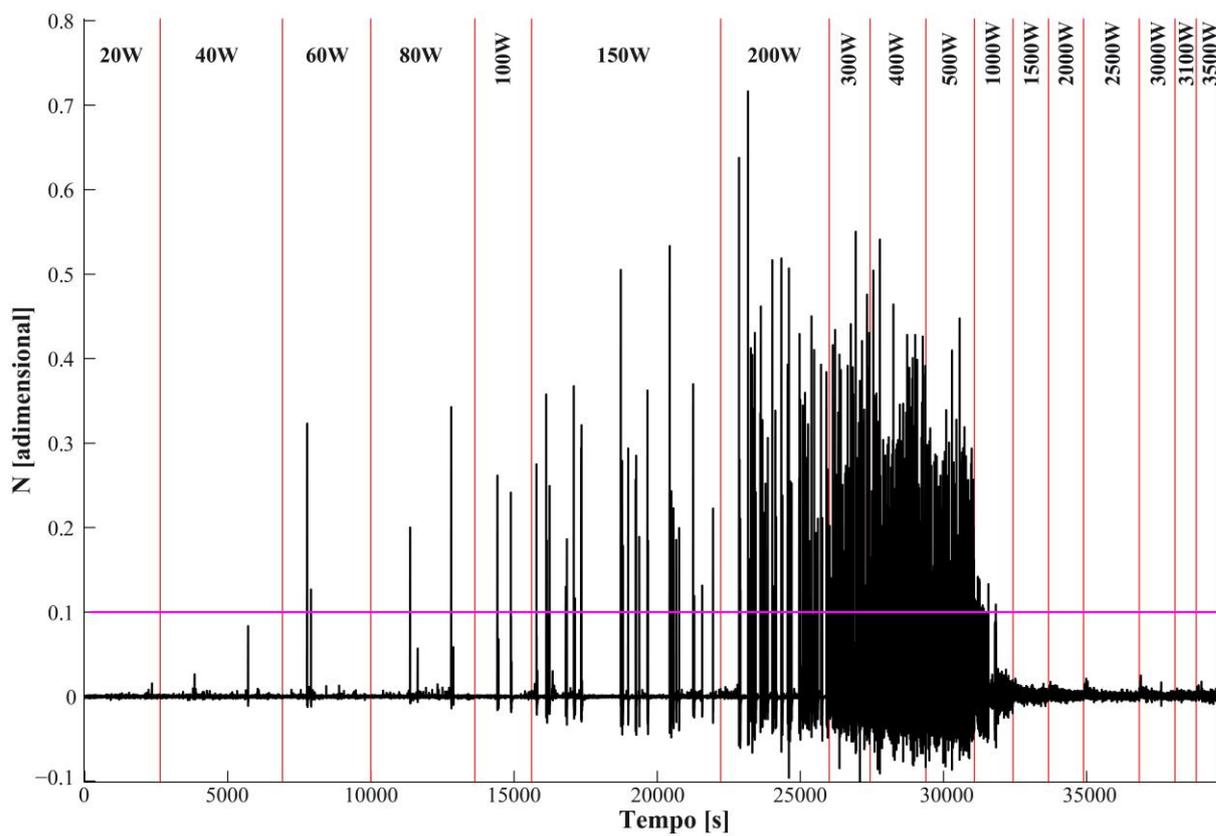


Figura C3 – Teste 1-3 (35% enchimento, 30°C banho térmico, 20,2mm DI)

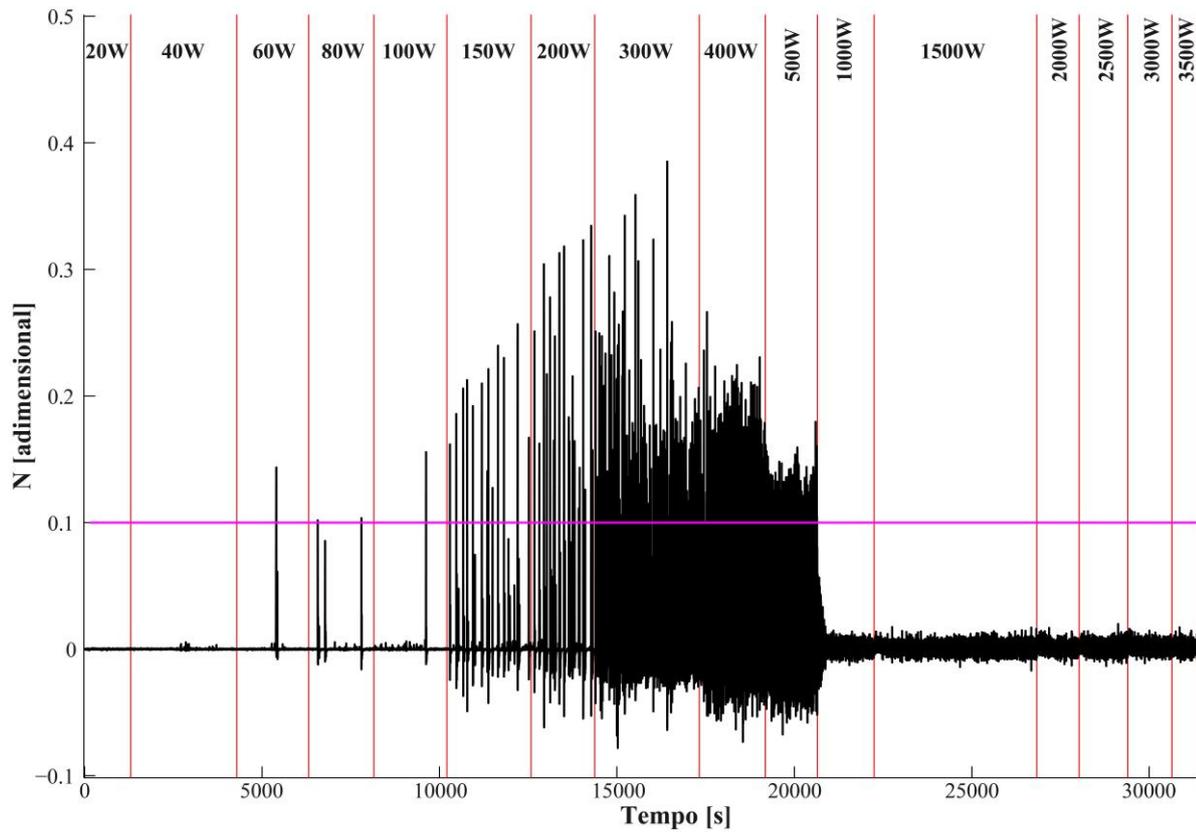


Figura C4 – Teste 1-4 (35% enchimento, 40°C banho térmico, 20,2mm DI)

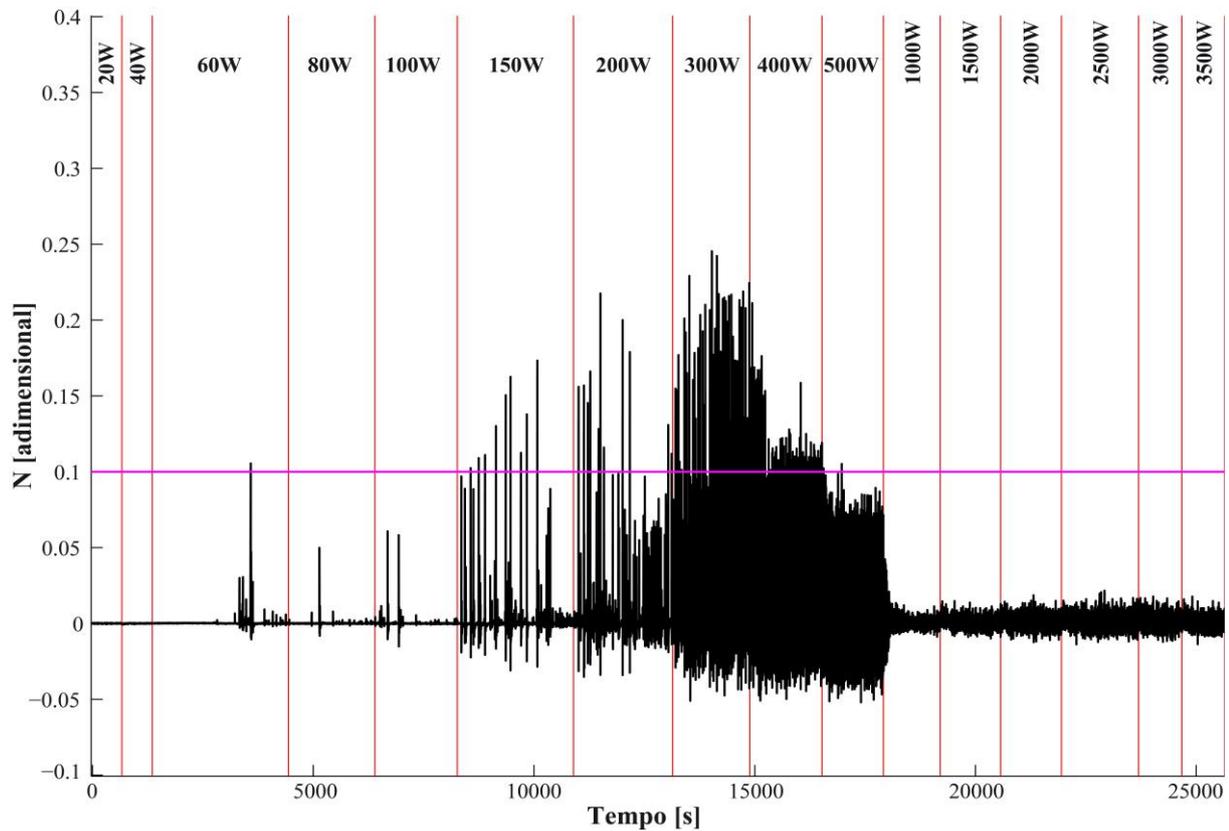


Figura C5 – Teste 1-5 (66% enchimento, 10°C banho térmico, 20,2mm DI)

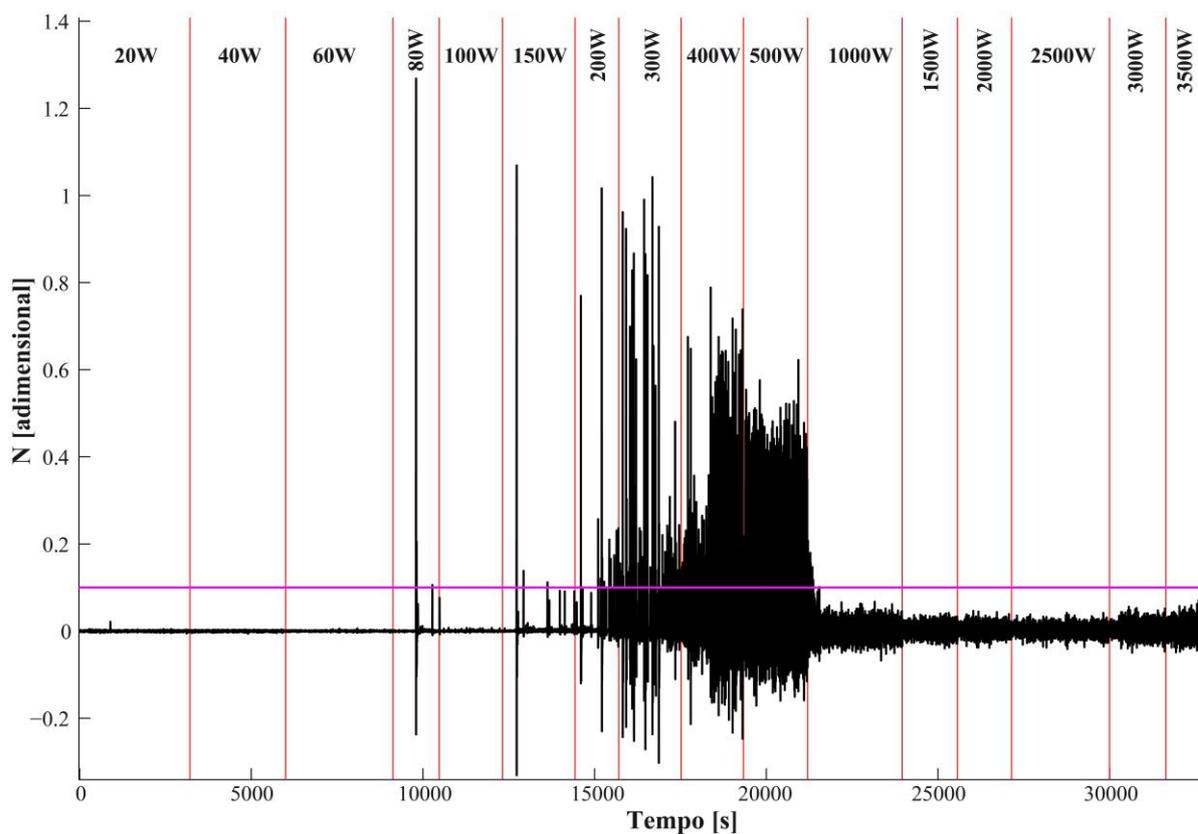


Figura C6 – Teste 1-6 (66% enchimento, 20°C banho térmico, 20,2mm DI)

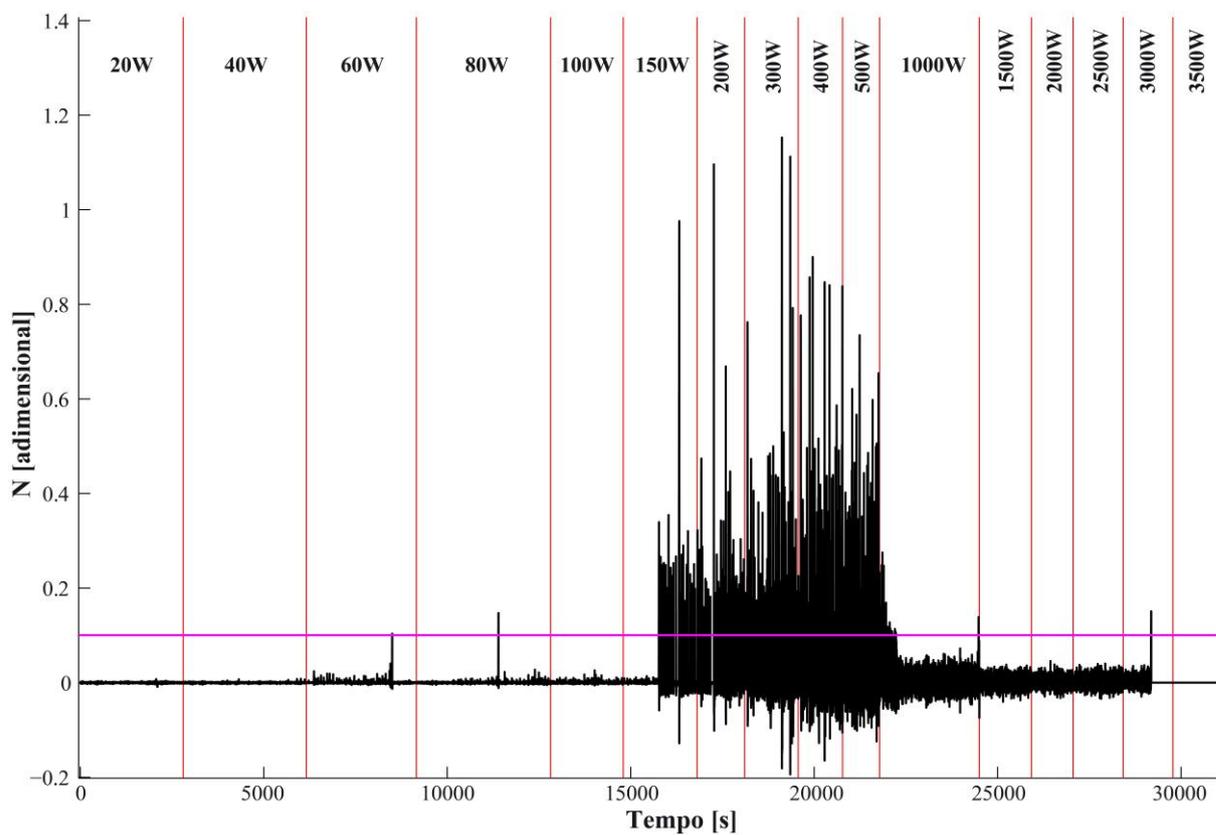


Figura C7 – Teste 1-7 (66% enchimento, 30°C banho térmico, 20,2mm DI)

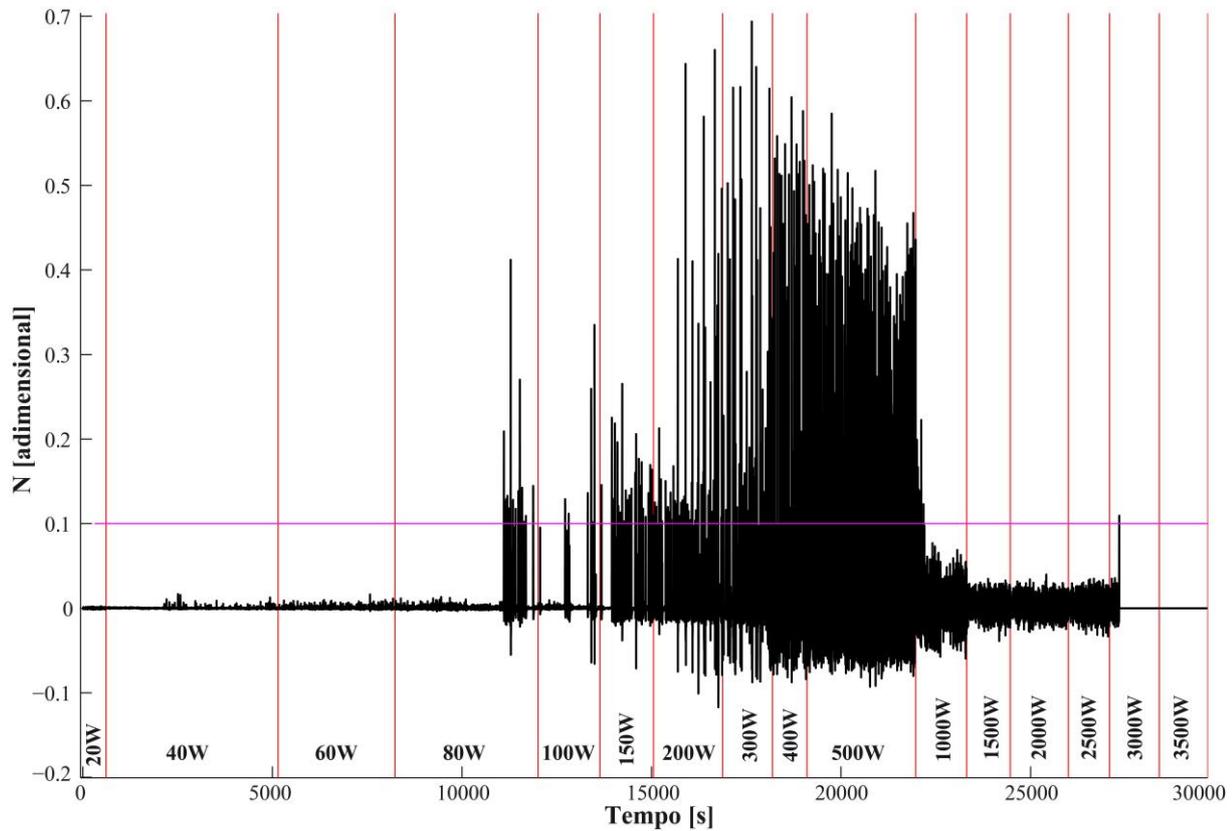


Figura C8 – Teste 1-8 (66% enchimento, 40°C banho térmico, 20,2mm DI)

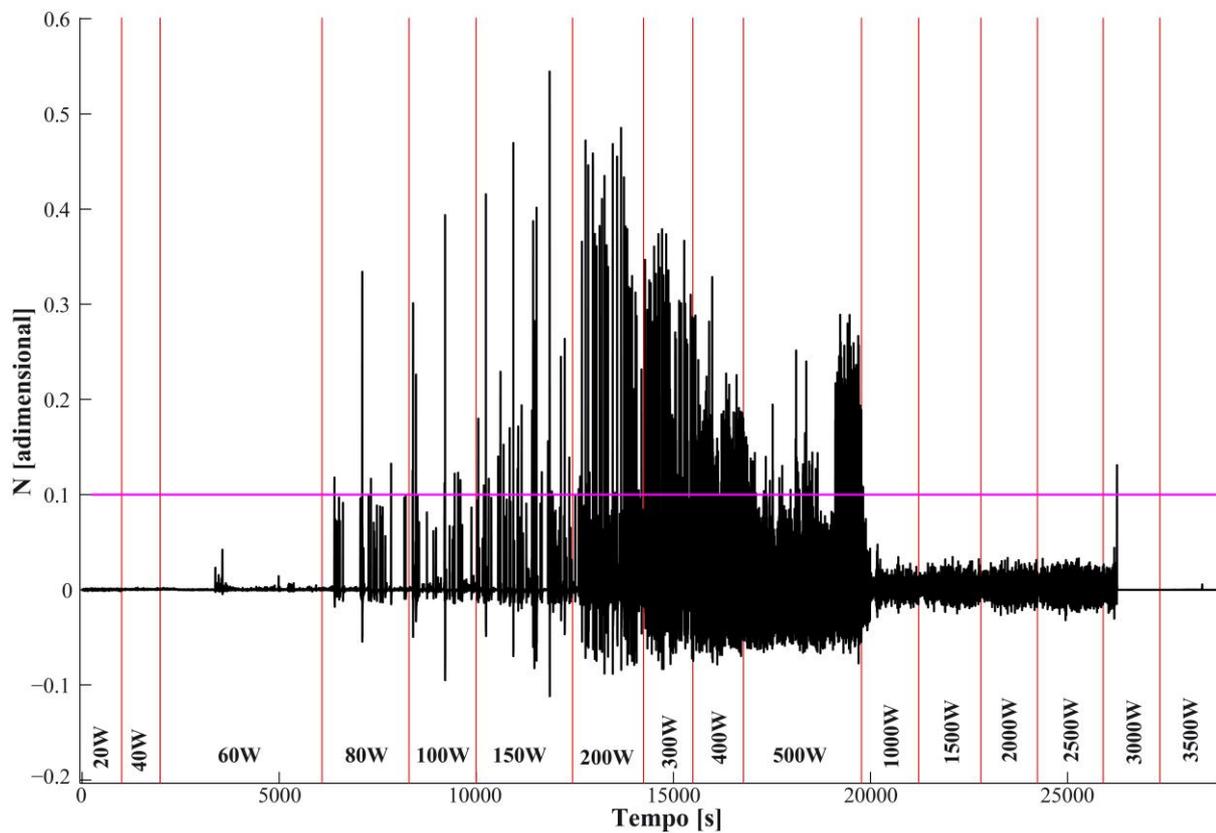


Figura C9 – Teste 1-9 (90% enchimento, 10°C banho térmico, 20,2mm DI)

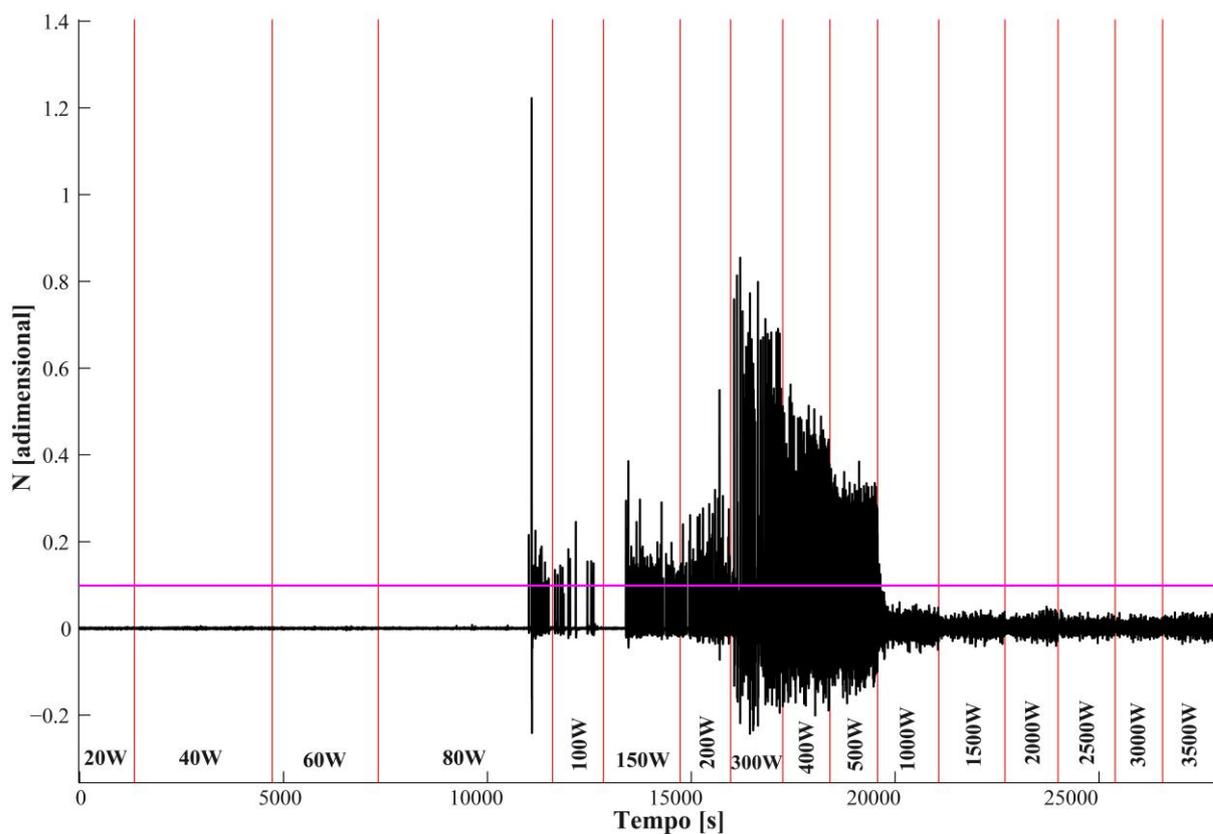


Figura C10 – Teste 1-10 (90% enchimento, 20°C banho térmico, 20,2mm DI)

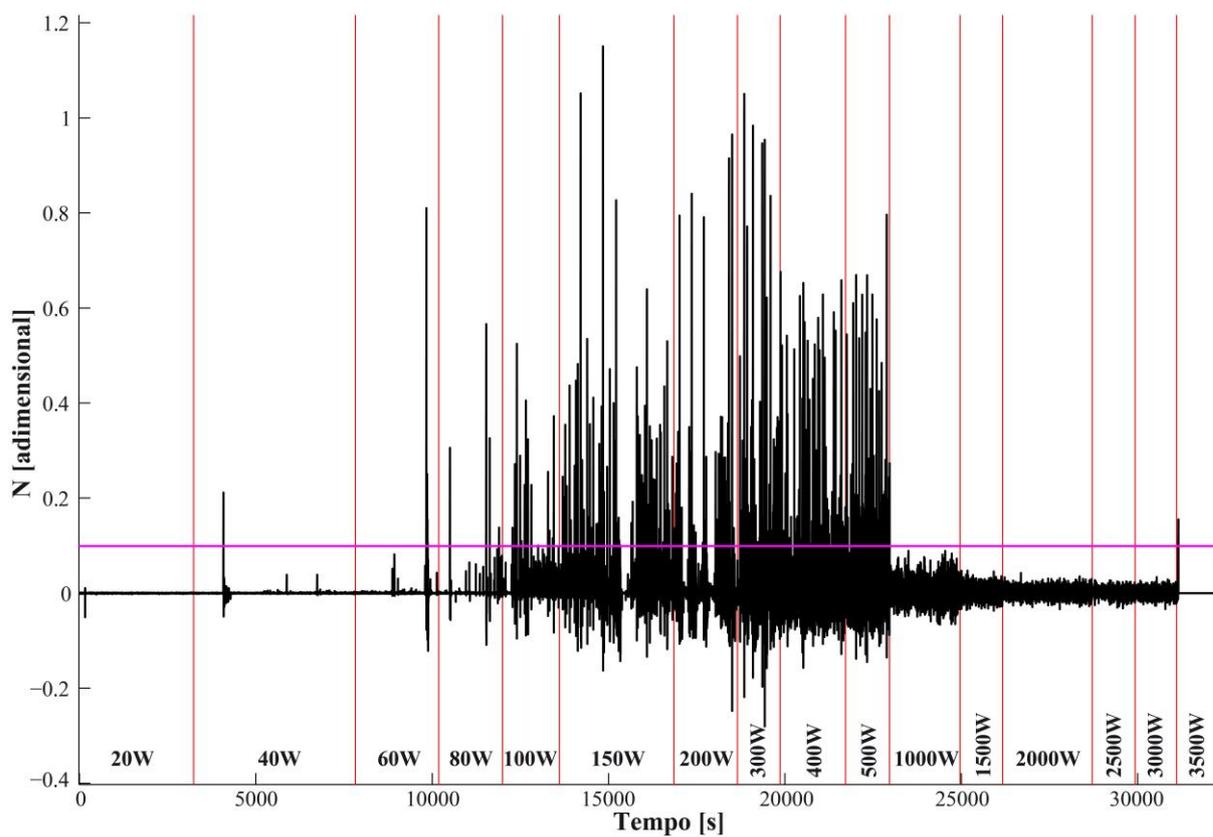


Figura C11 – Teste 1-11 (90% enchimento, 30°C banho térmico, 20,2mm DI)

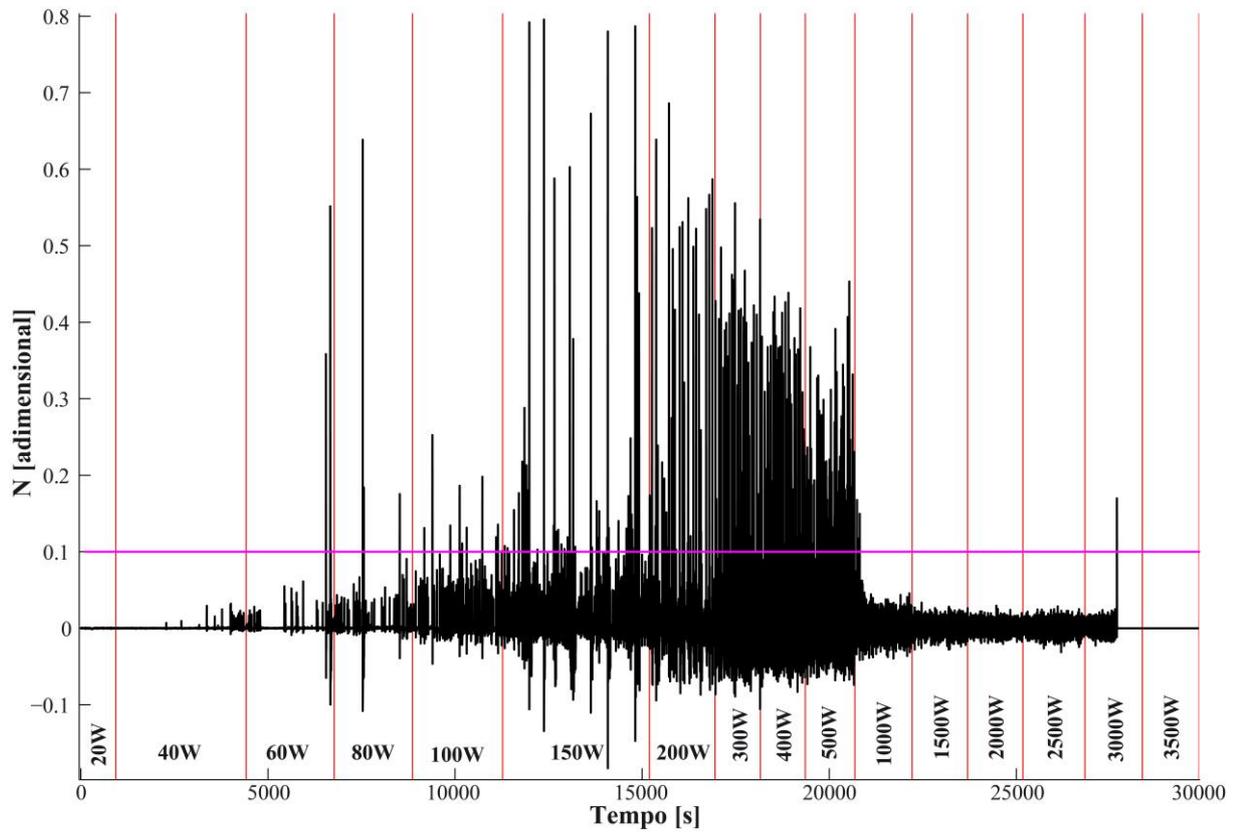


Figura C12 – Teste 1-12 (90% enchimento, 40°C banho térmico, 20,2mm DI)

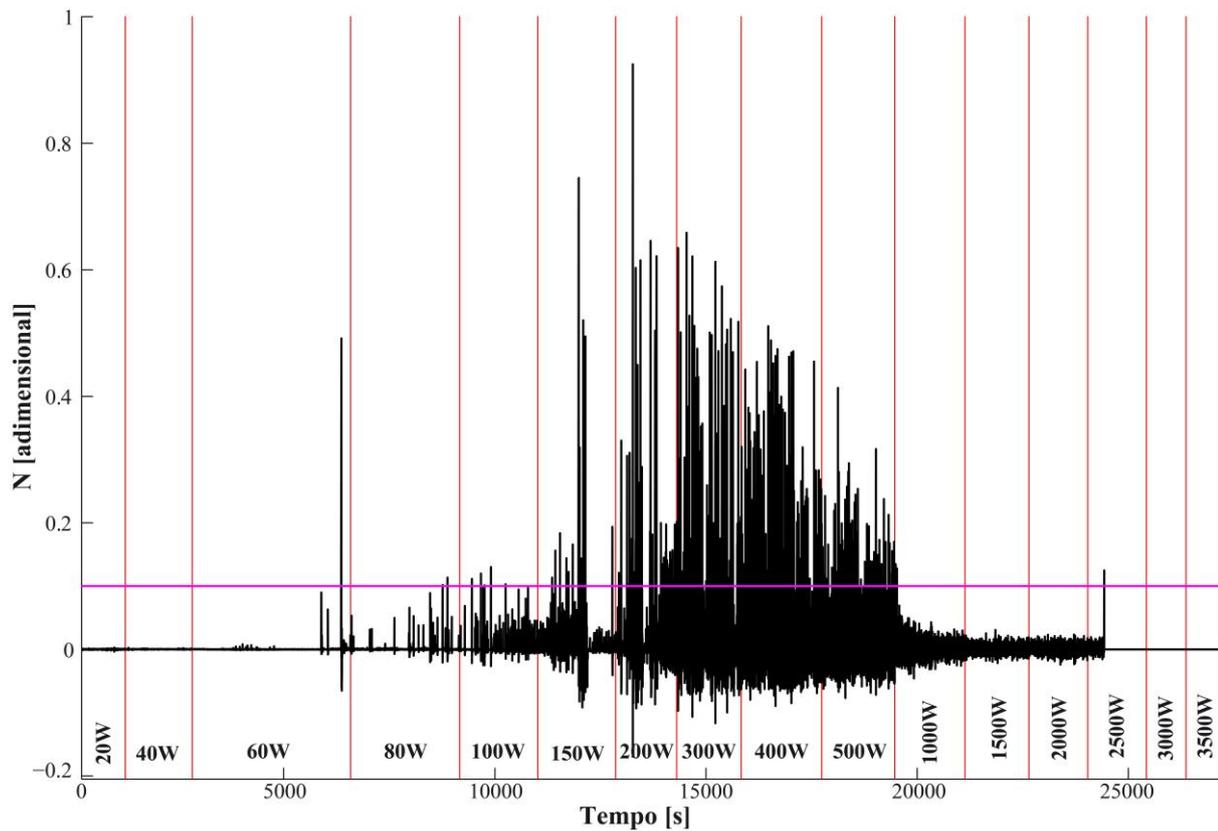


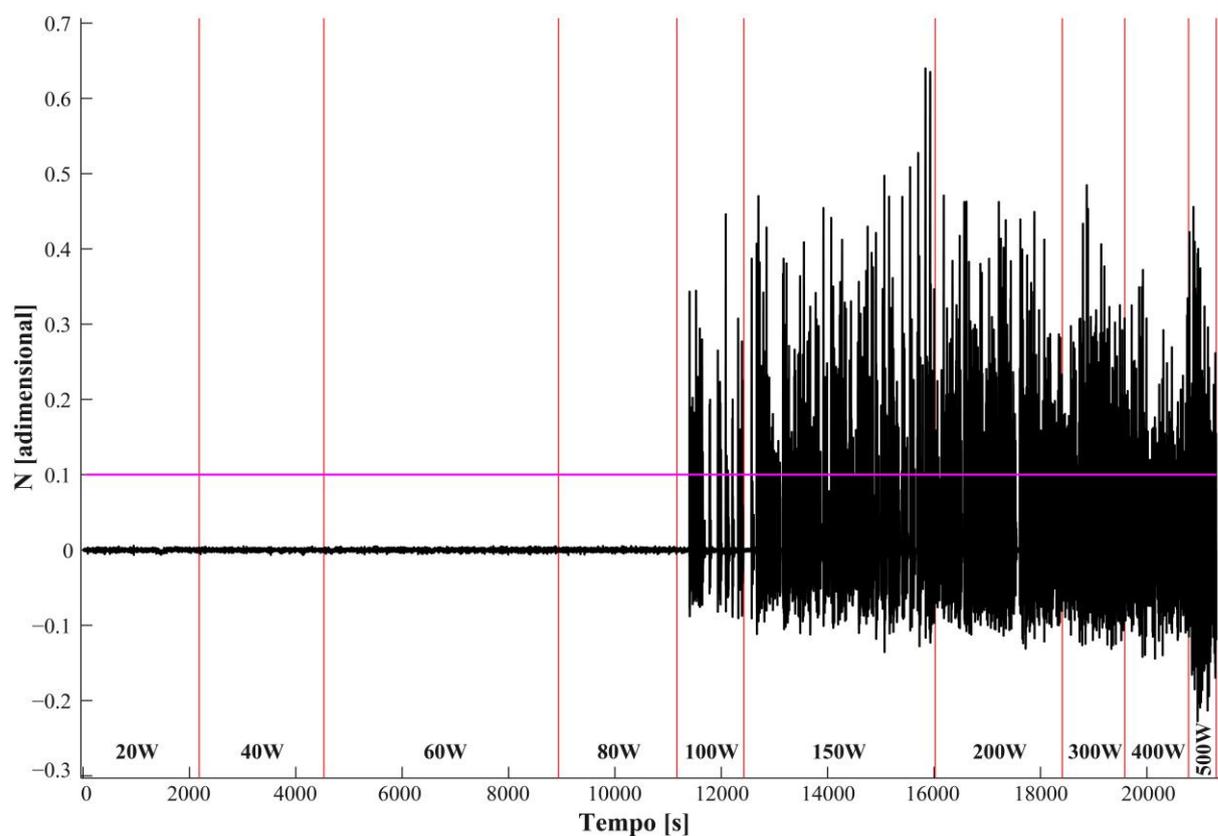
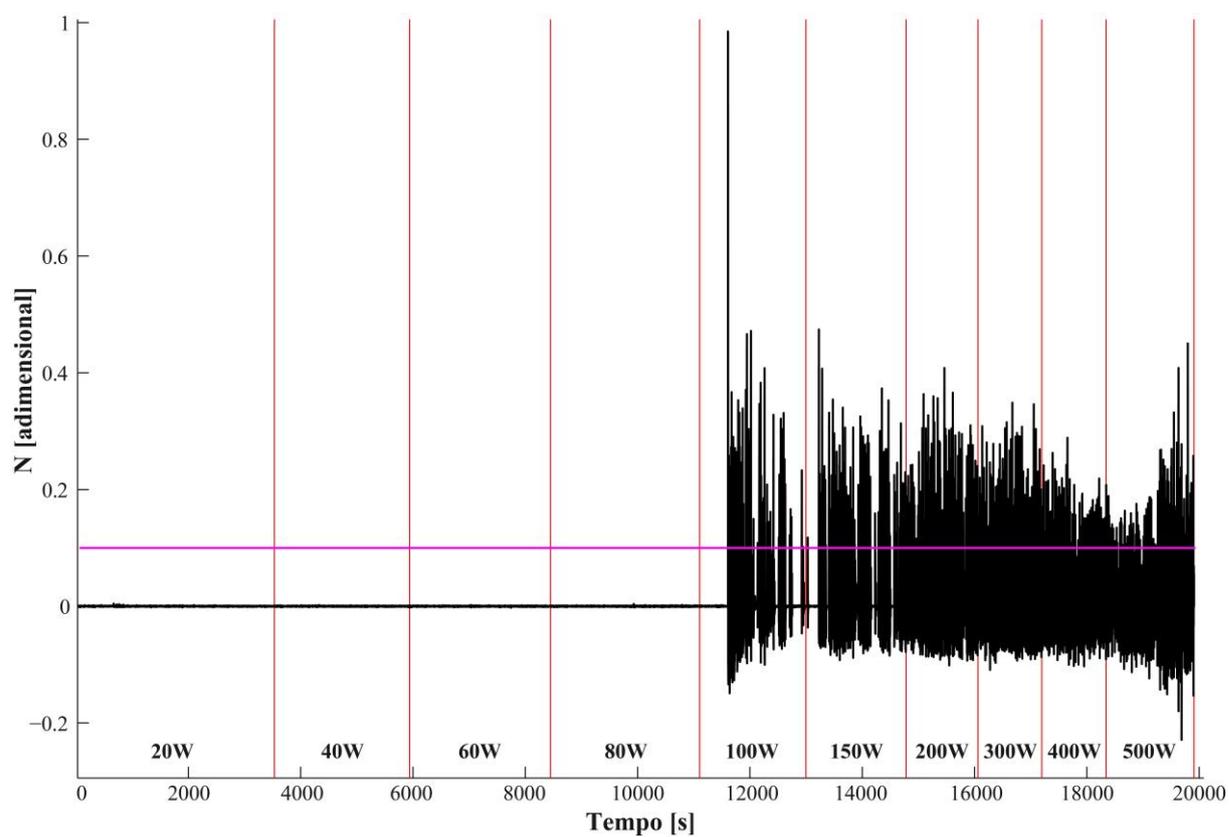
Figura C13 – Teste 2-1 (35% enchimento, 10°C banho térmico, 11,12mm DI)**Figura C14** – Teste 2-2 (35% enchimento, 20°C banho térmico, 11,12mm DI)

Figura C15 – Teste 2-3 (35% enchimento, 30°C banho térmico, 11,12mm DI)

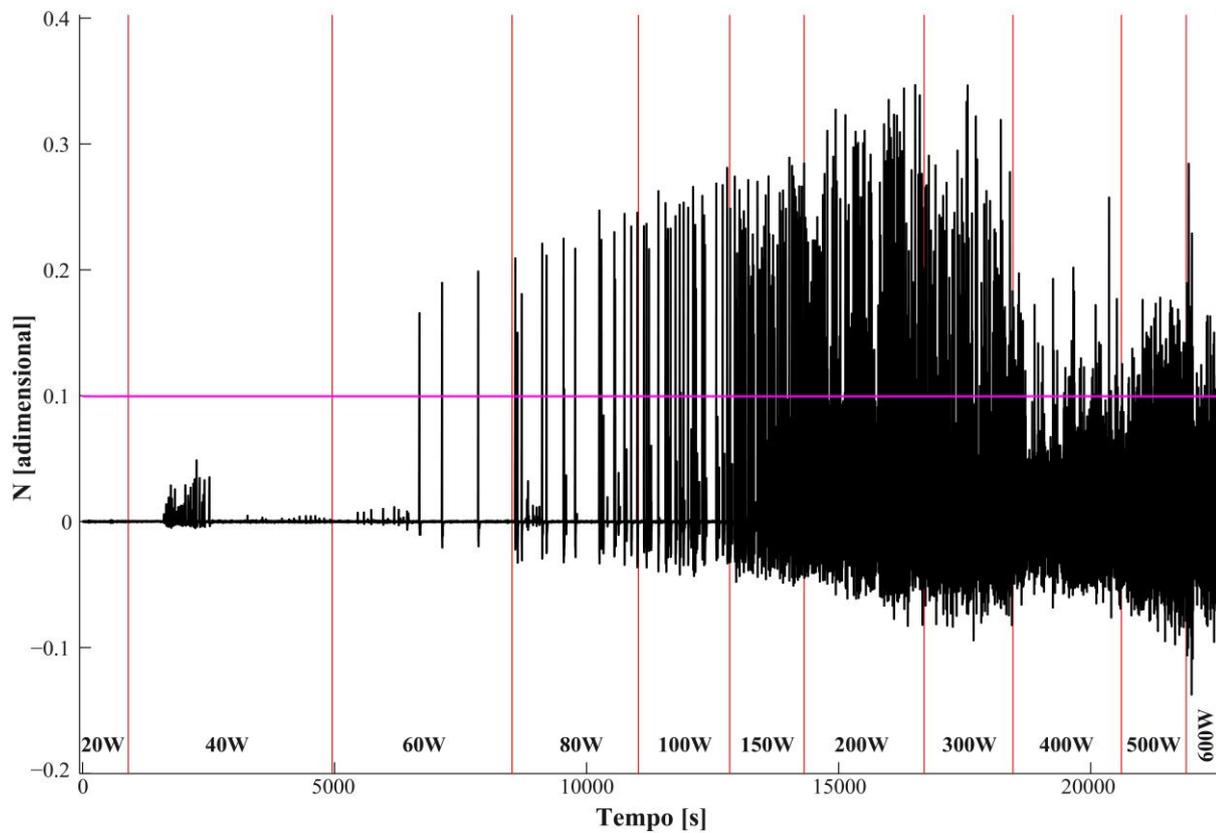


Figura C16 – Teste 2-4 (35% enchimento, 40°C banho térmico, 11,12mm DI)

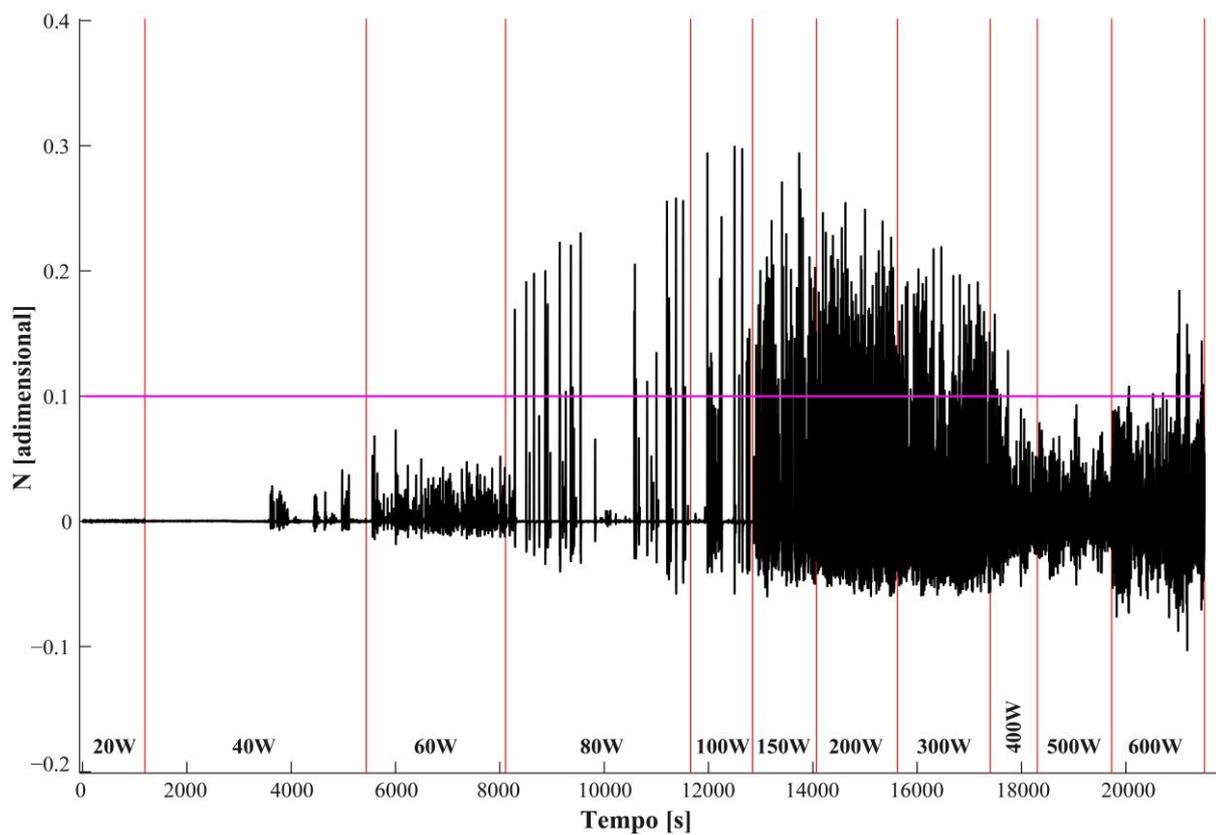


Figura C17 – Teste 2-5 (66% enchimento, 10°C banho térmico, 11,12mm DI)

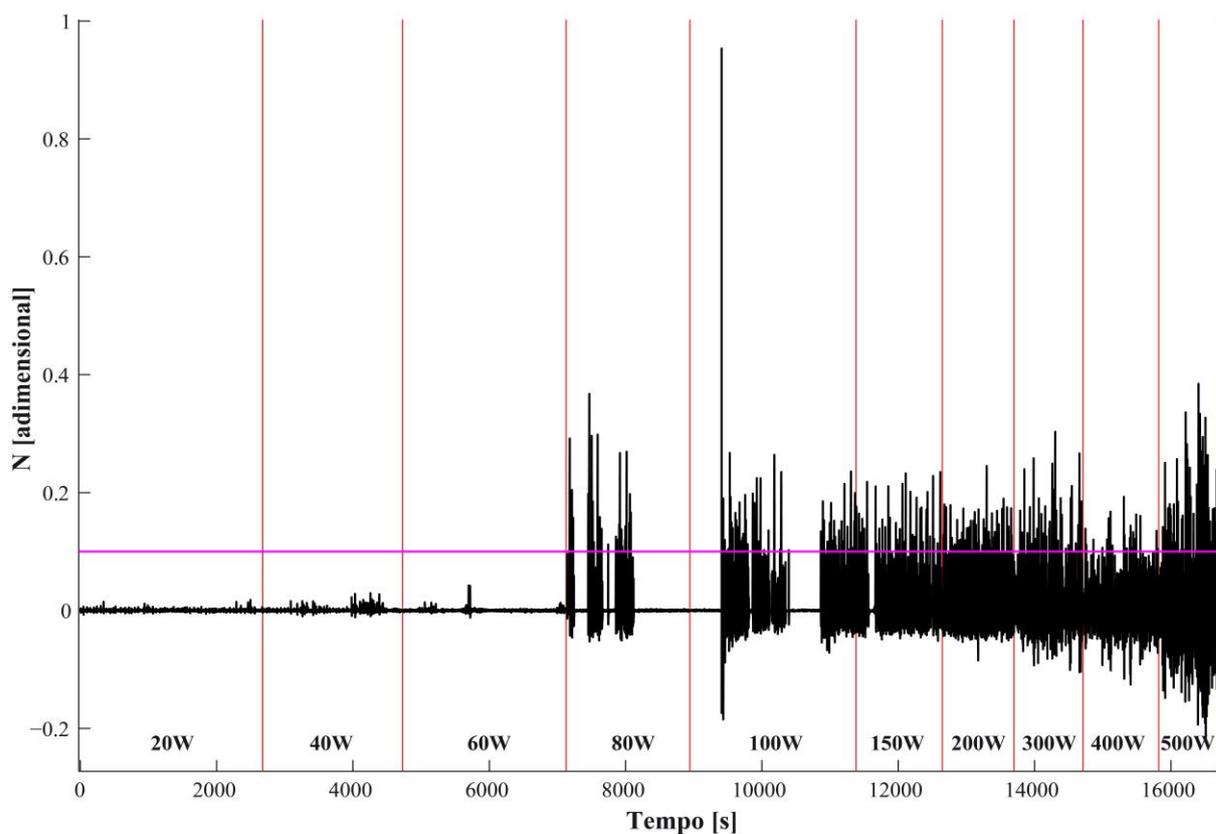


Figura C18 – Teste 2-6 (66% enchimento, 20°C banho térmico, 11,12mm DI)

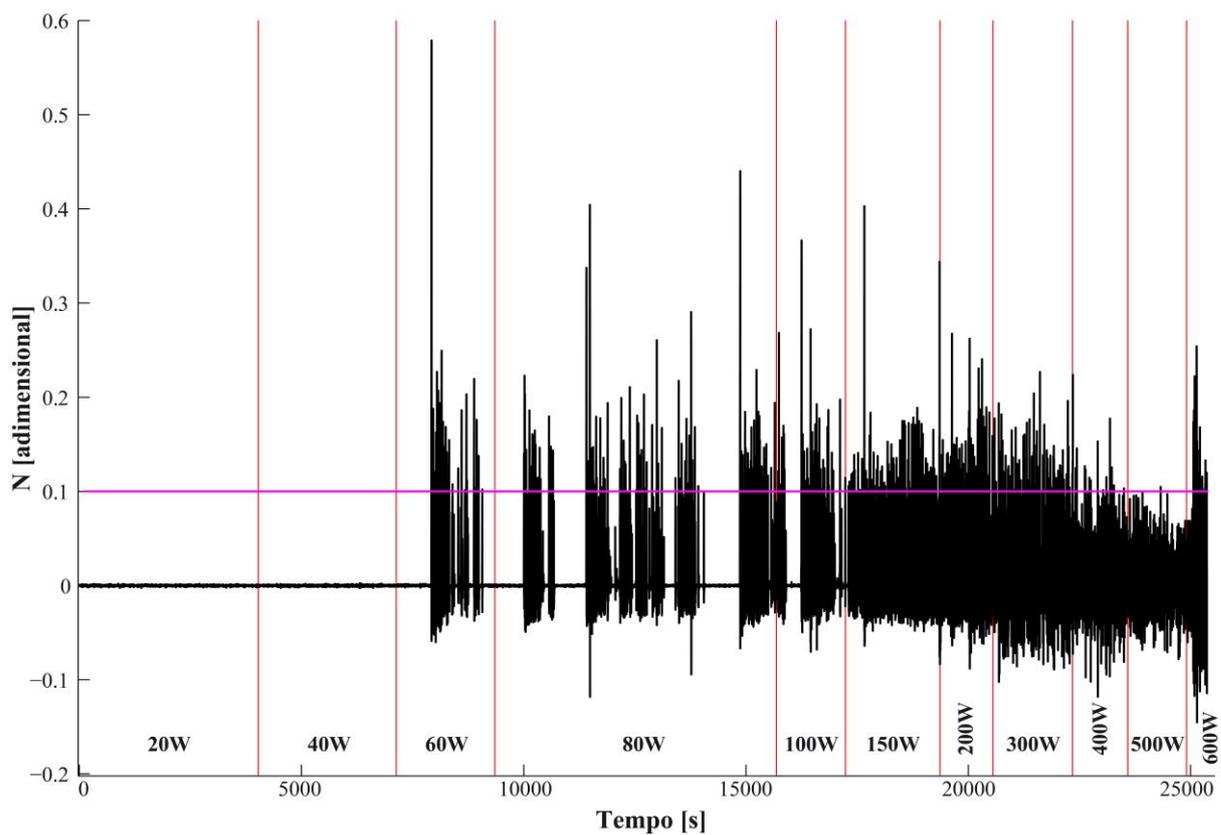


Figura C19 – Teste 2-7 (66% enchimento, 30°C banho térmico, 11,12mm DI)

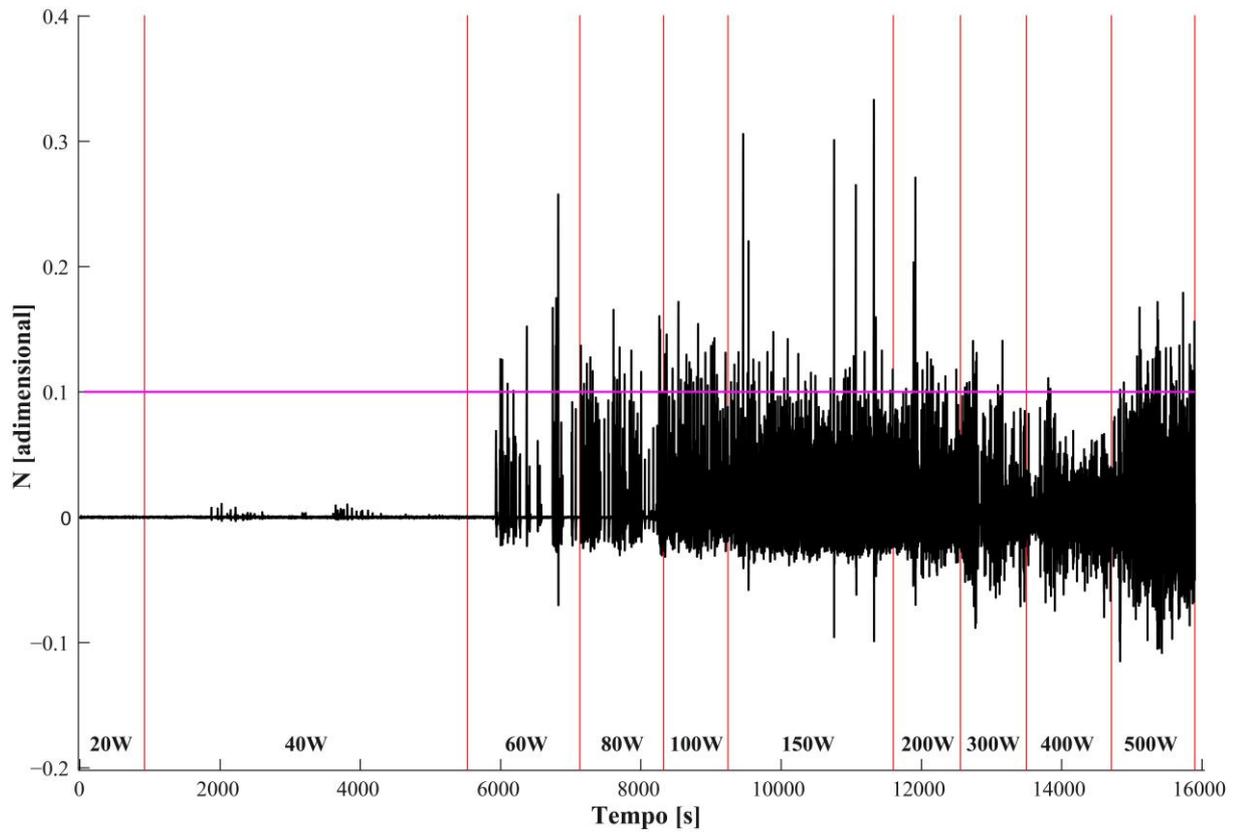


Figura C20 – Teste 2-8 (66% enchimento, 40°C banho térmico, 11,12mm DI)

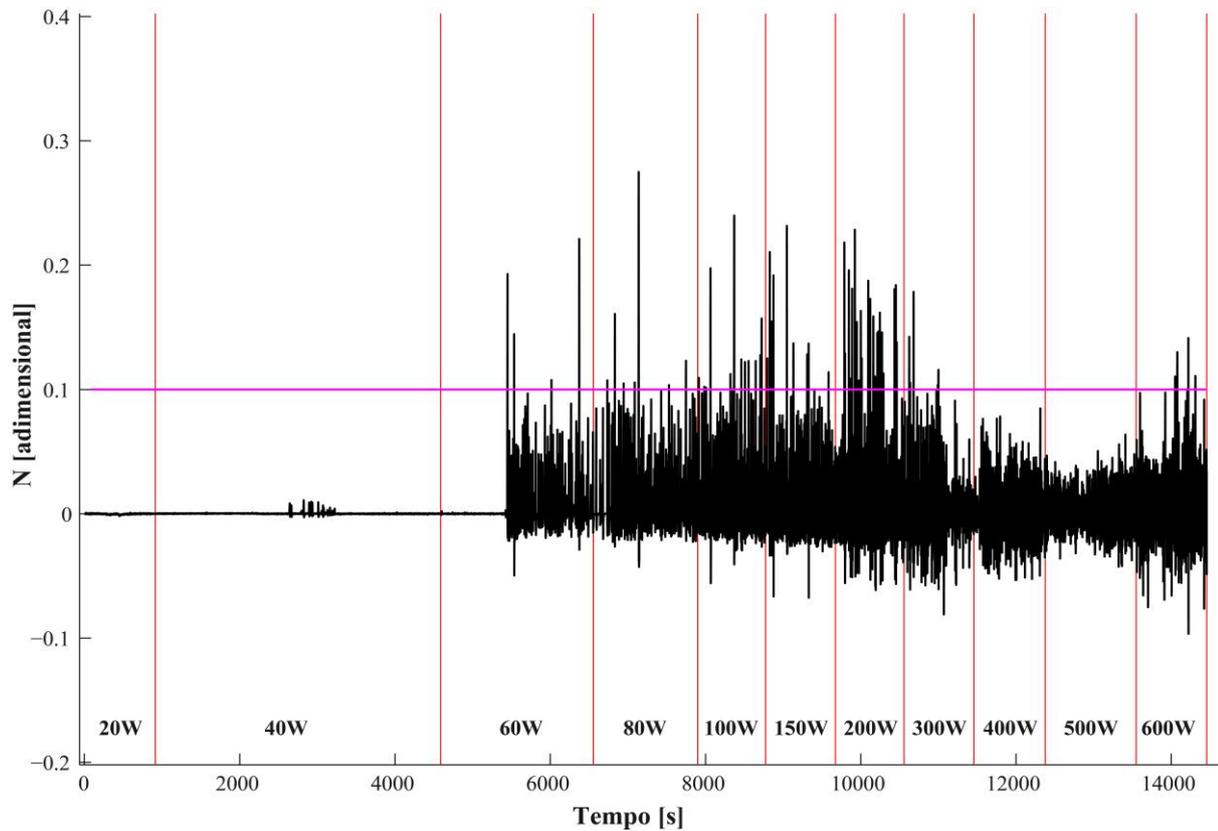


Figura C21 – Teste 2-9 (90% enchimento, 10°C banho térmico, 11,12mm DI)

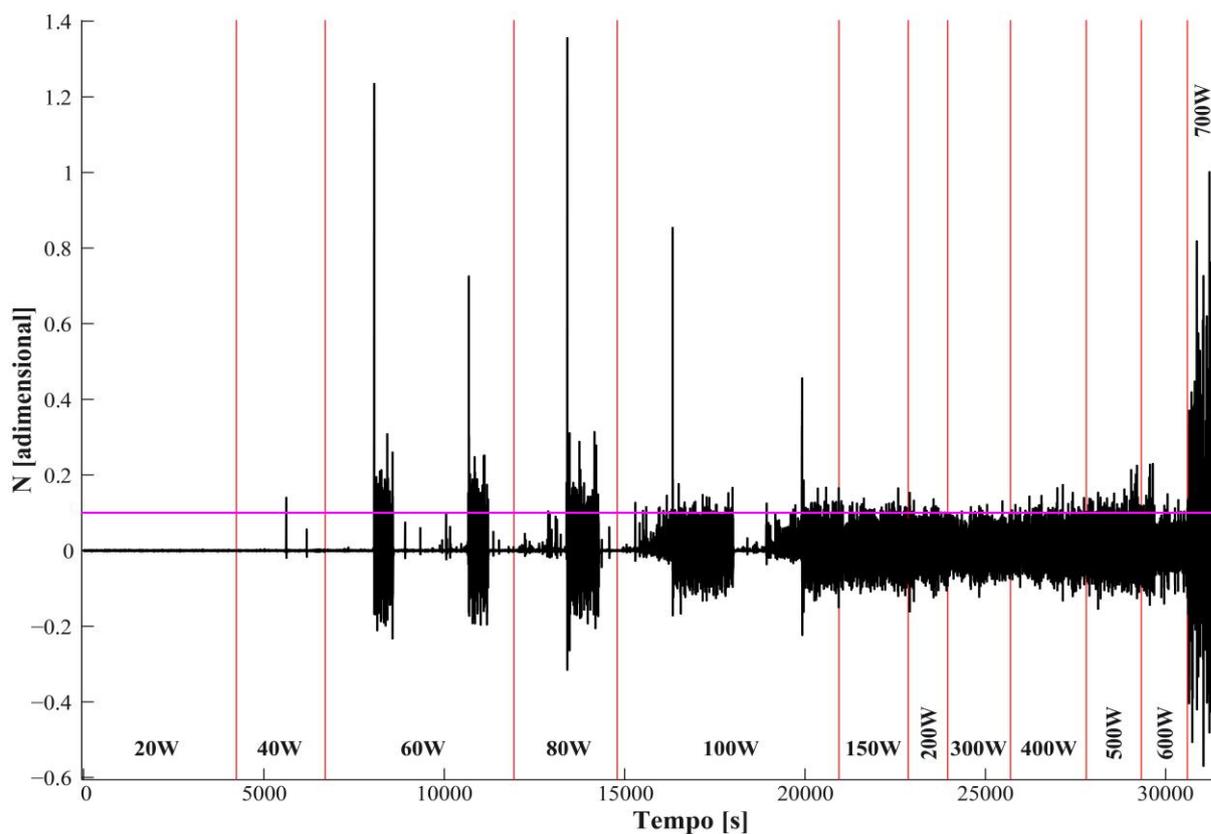


Figura C22 – Teste 2-10 (90% enchimento, 20°C banho térmico, 11,12mm DI)

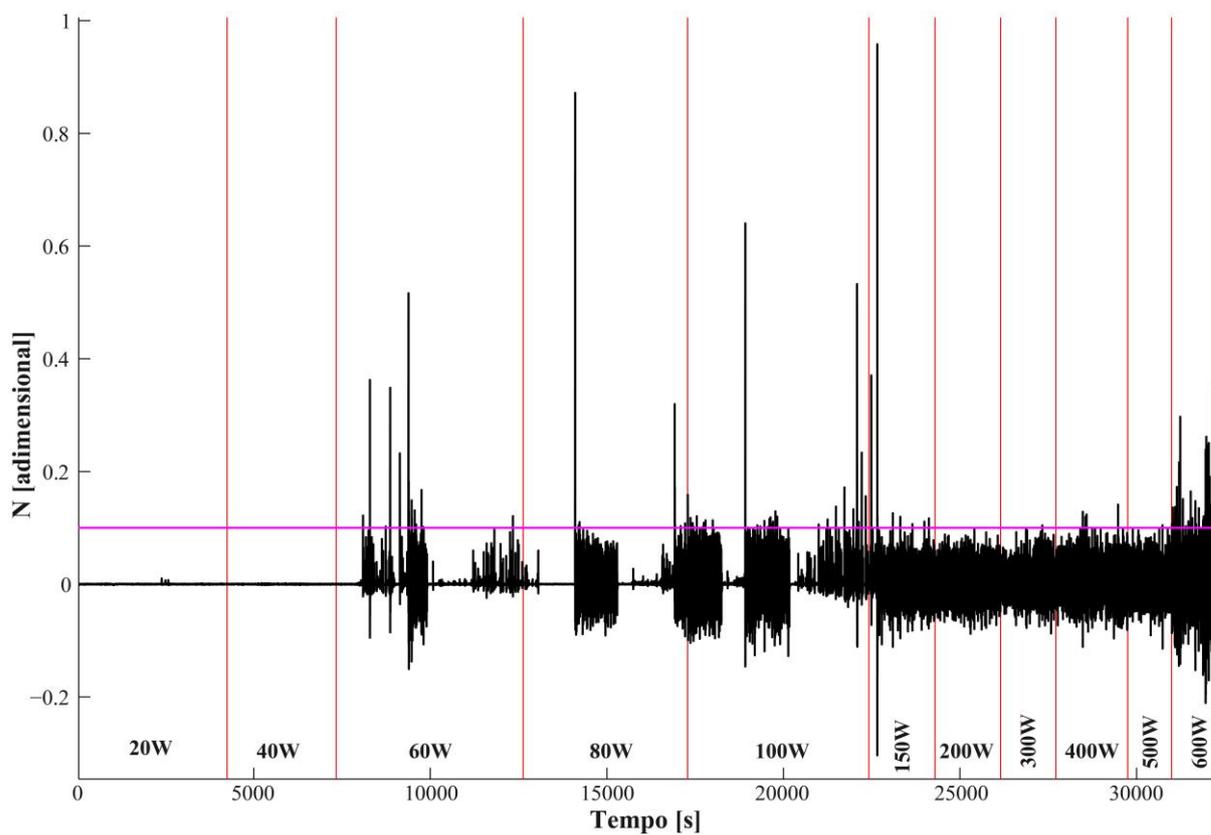


Figura C23 – Teste 2-11 (90% enchimento, 30°C banho térmico, 11,12mm DI)

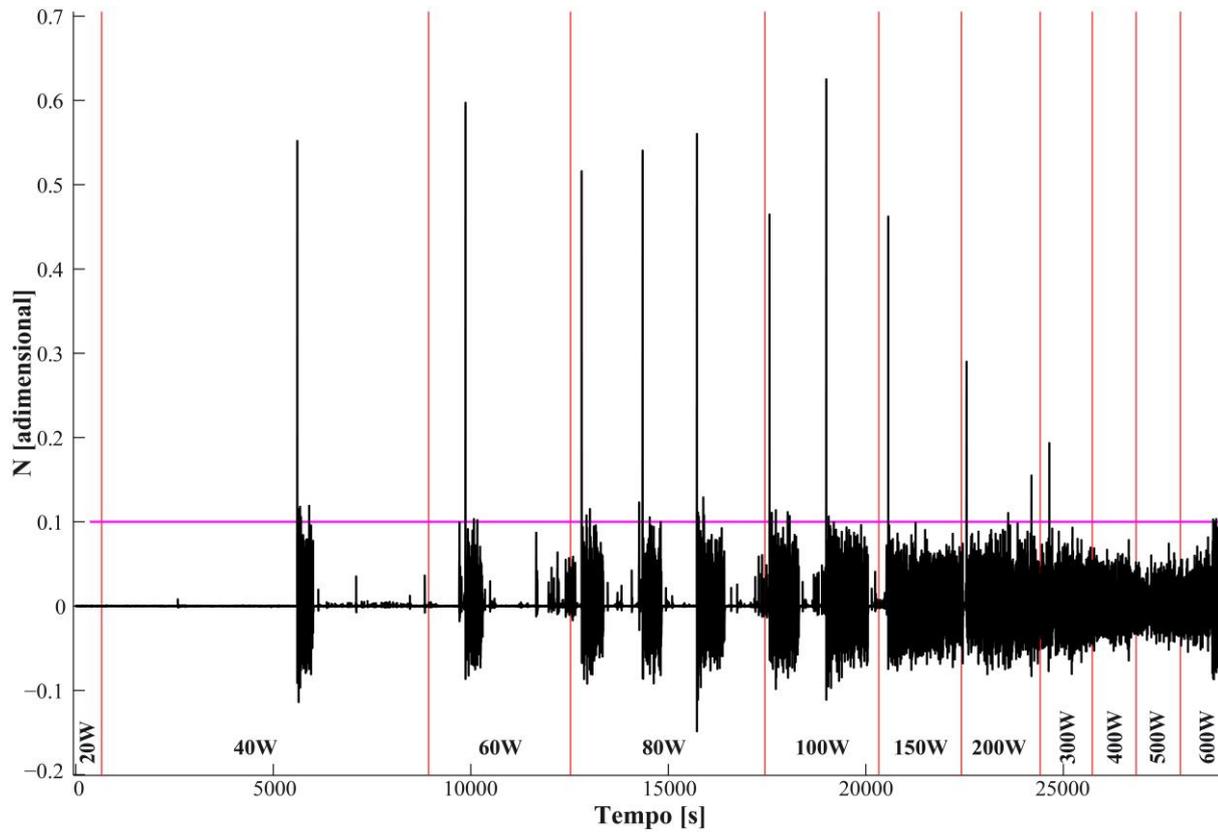


Figura C24 – Teste 2-12 (90% enchimento, 40°C banho térmico, 11,12mm DI)

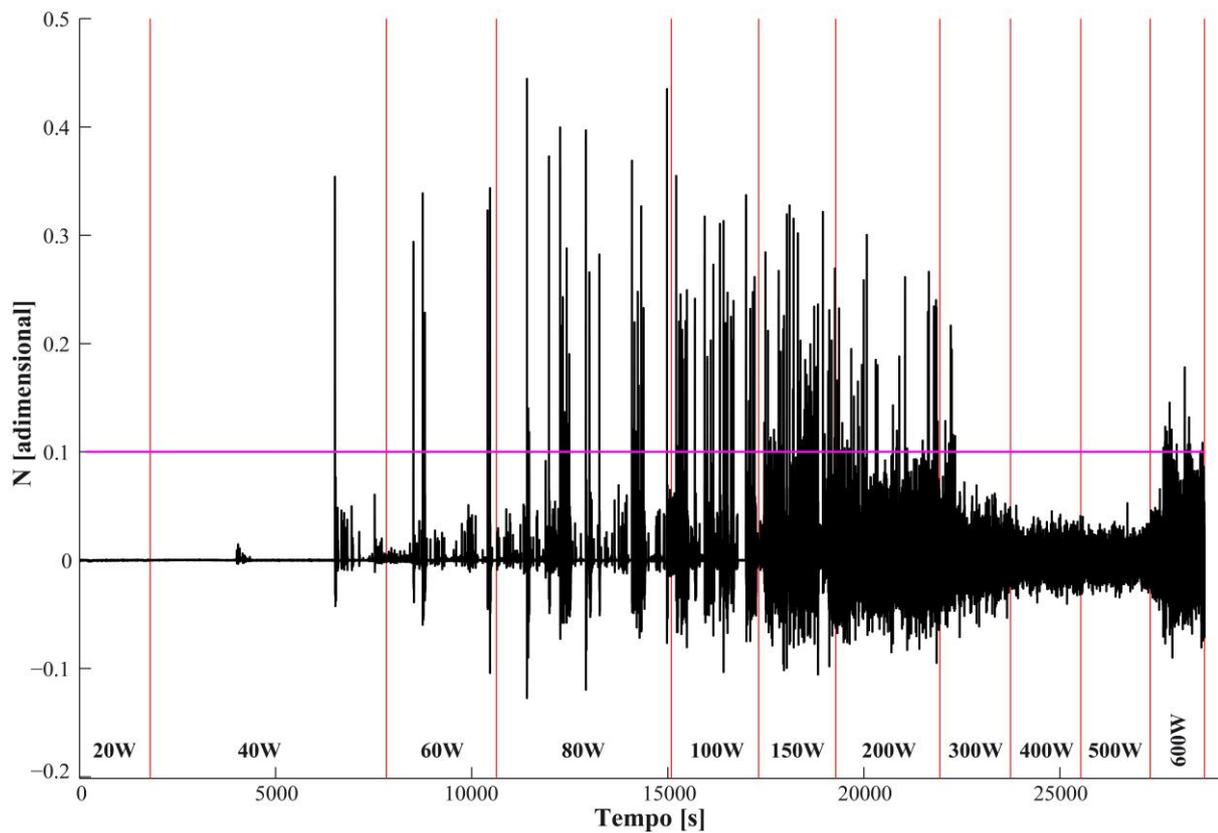


Figura C25 – Teste 3-1 (35% enchimento, 10°C banho térmico, 7,94mm DI)

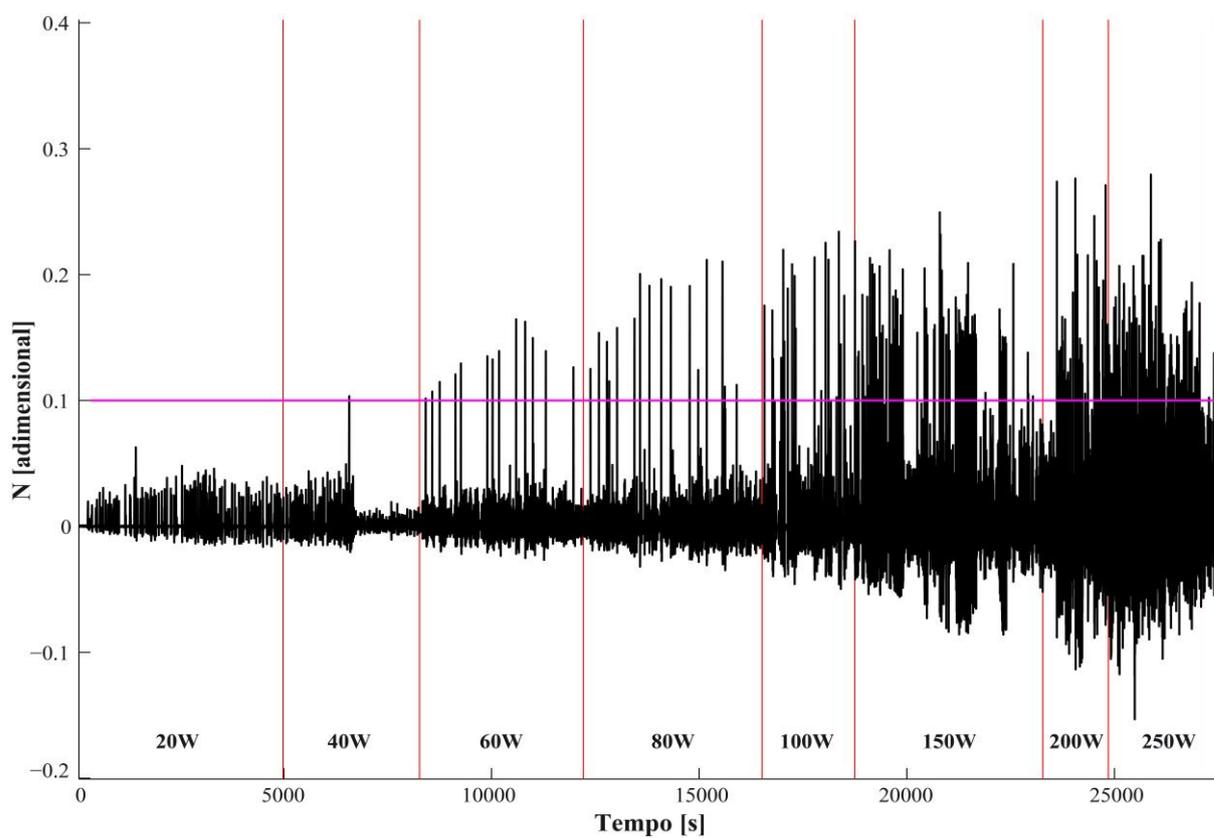


Figura C26 – Teste 3-2 (35% enchimento, 20°C banho térmico, 7,94mm DI)

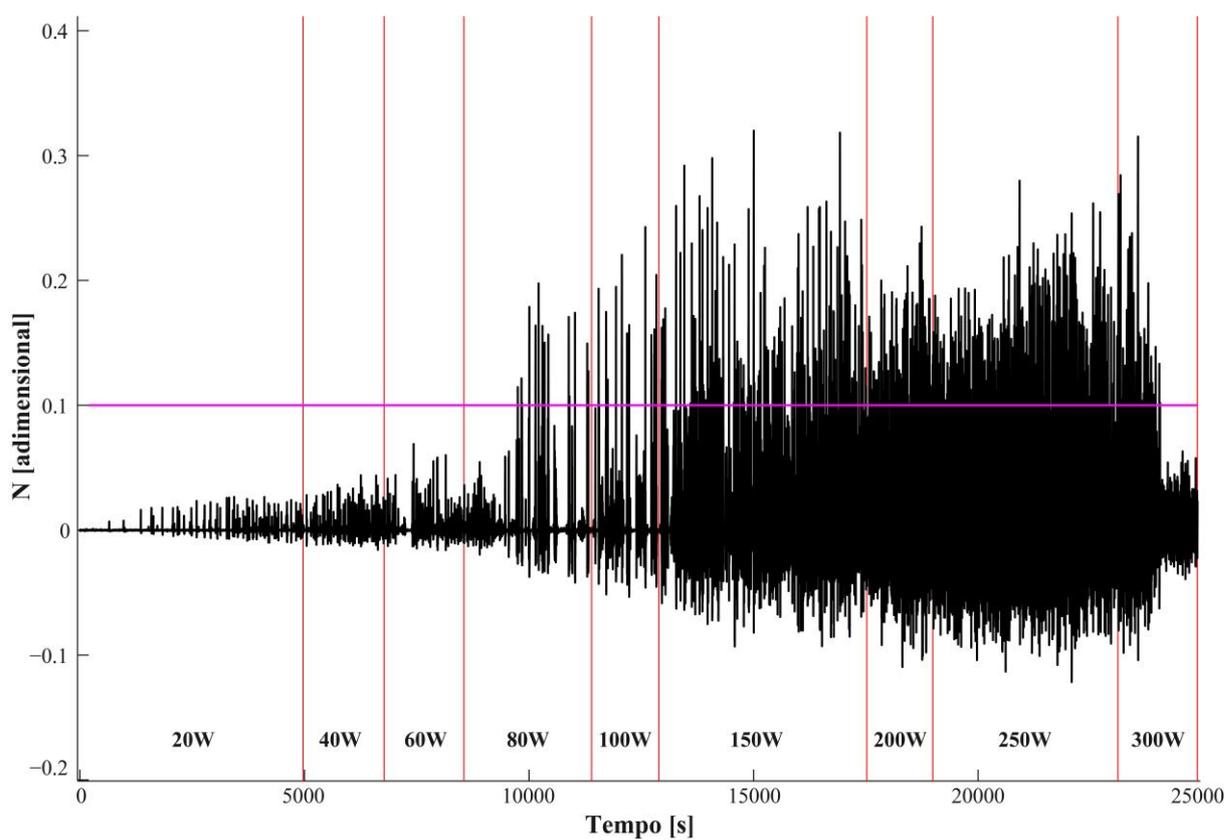


Figura C27 – Teste 3-3 (35% enchimento, 30°C banho térmico, 7,94mm DI)

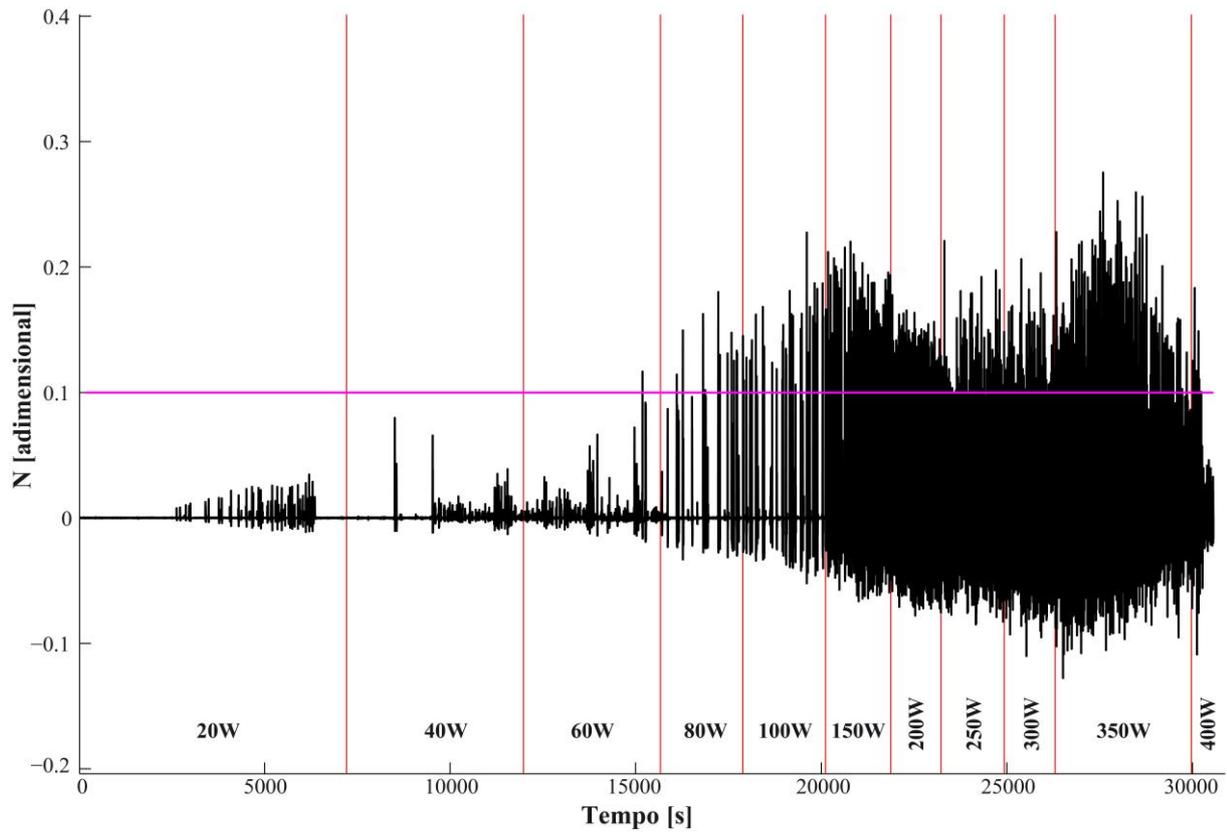


Figura C28 – Teste 3-4 (35% enchimento, 40°C banho térmico, 7,94mm DI)

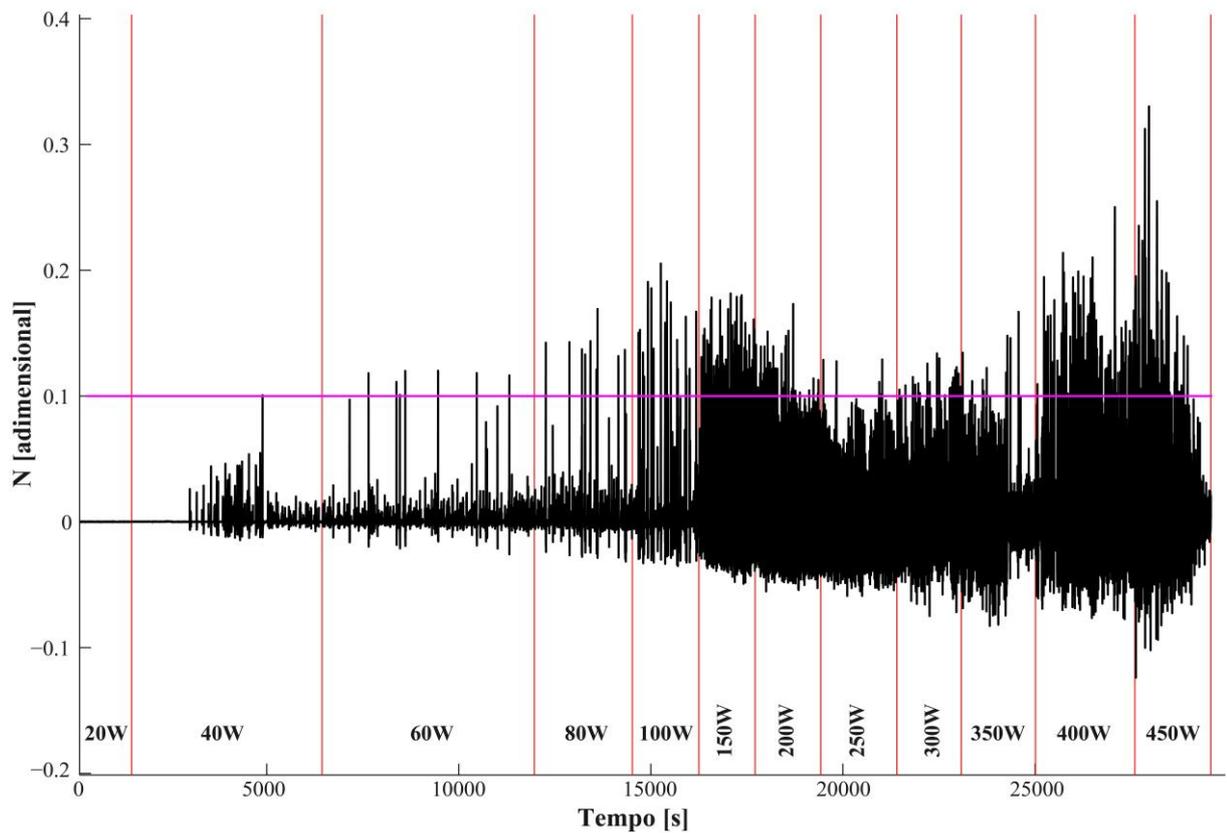


Figura C29 – Teste 3-5 (66% enchimento, 10°C banho térmico, 7,94mm DI)

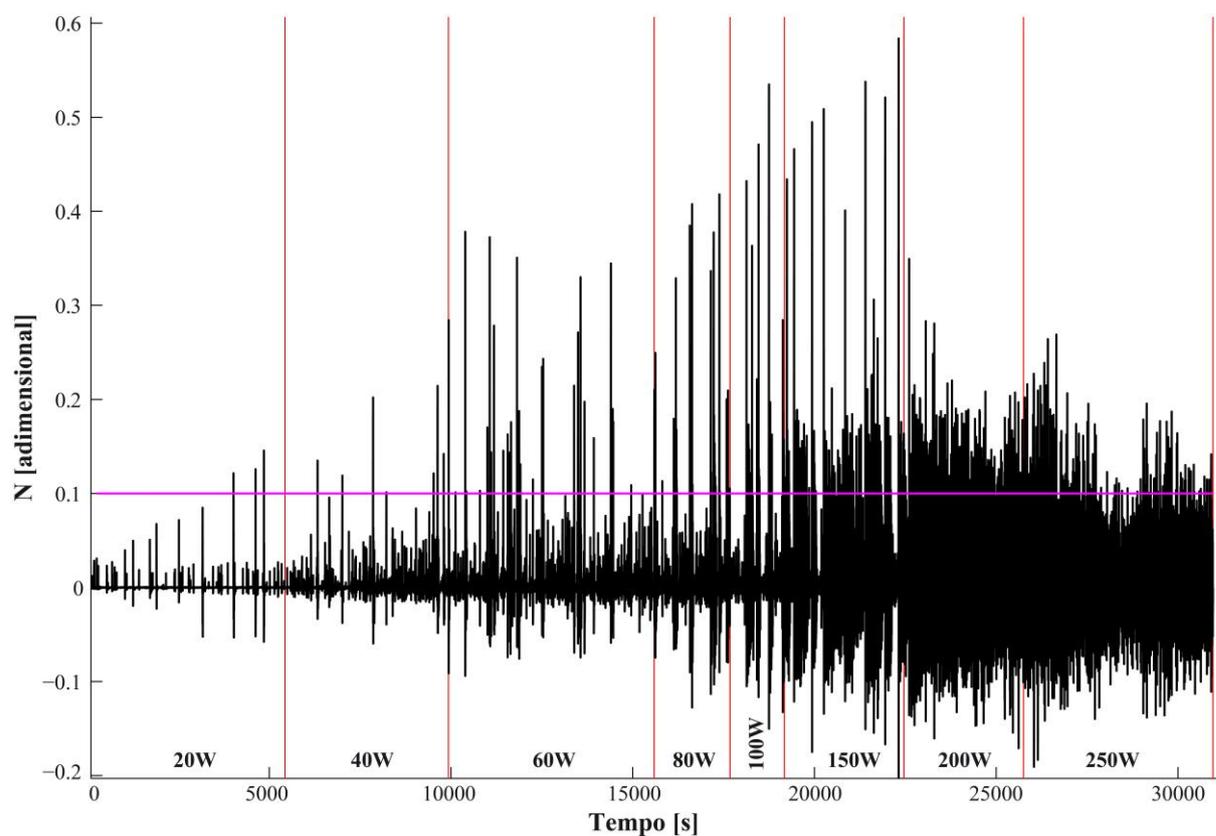


Figura C30 – Teste 3-6 (66% enchimento, 20°C banho térmico, 7,94mm DI)

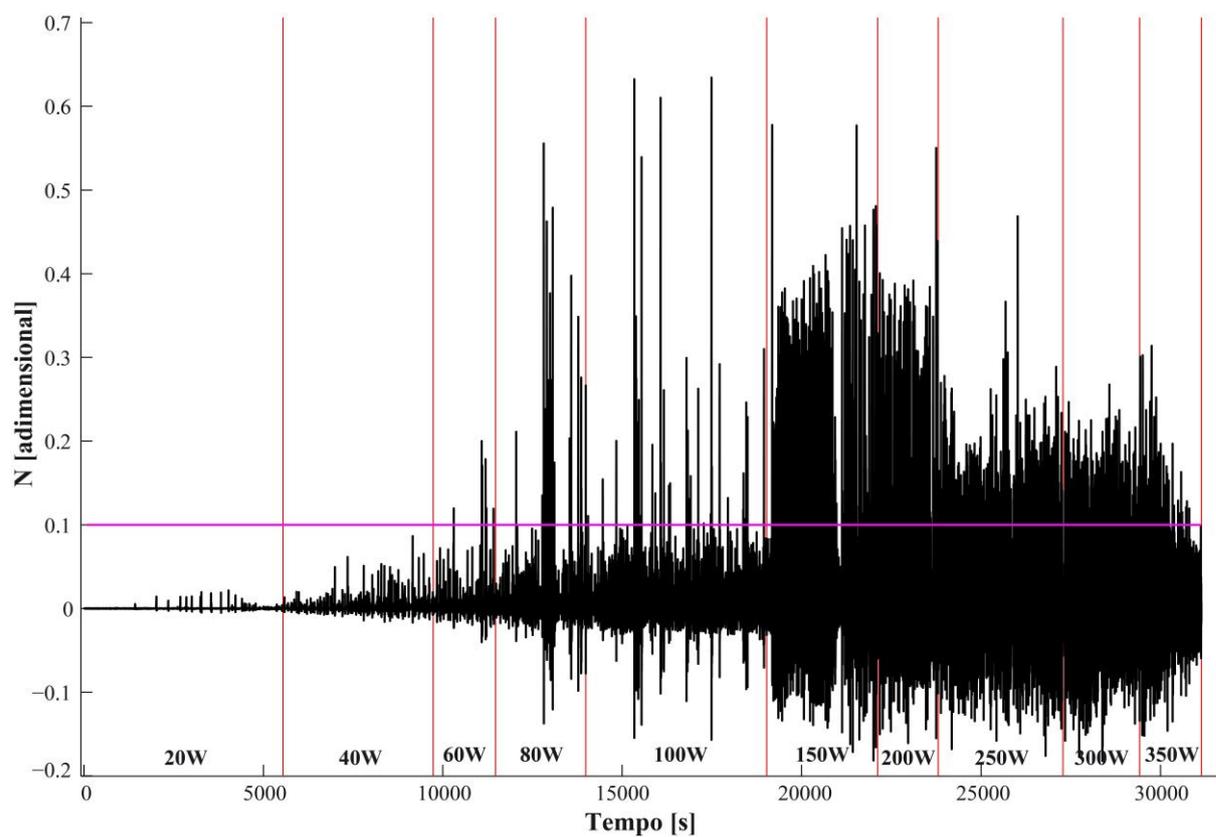


Figura C31 – Teste 3-7 (66% enchimento, 30°C banho térmico, 7,94mm DI)

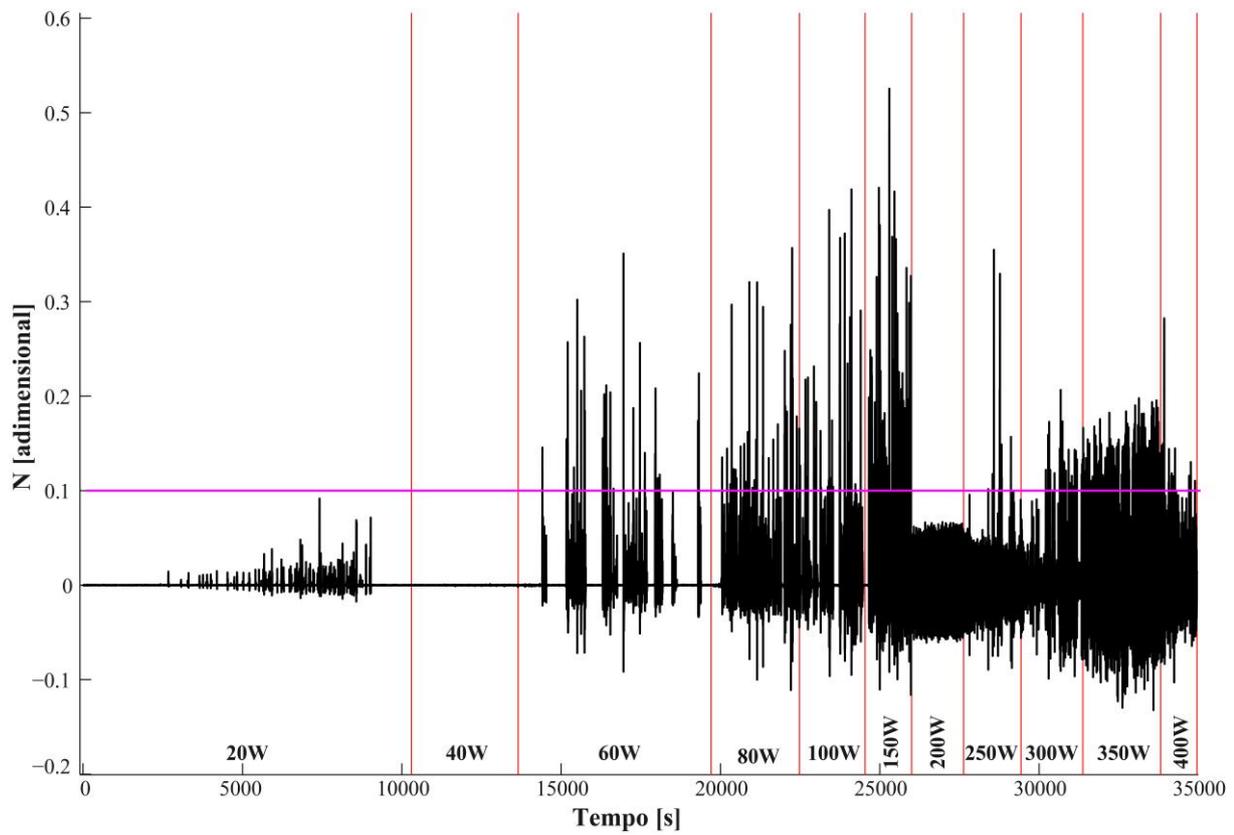


Figura C32 – Teste 3-8 (66% enchimento, 40°C banho térmico, 7,94mm DI)

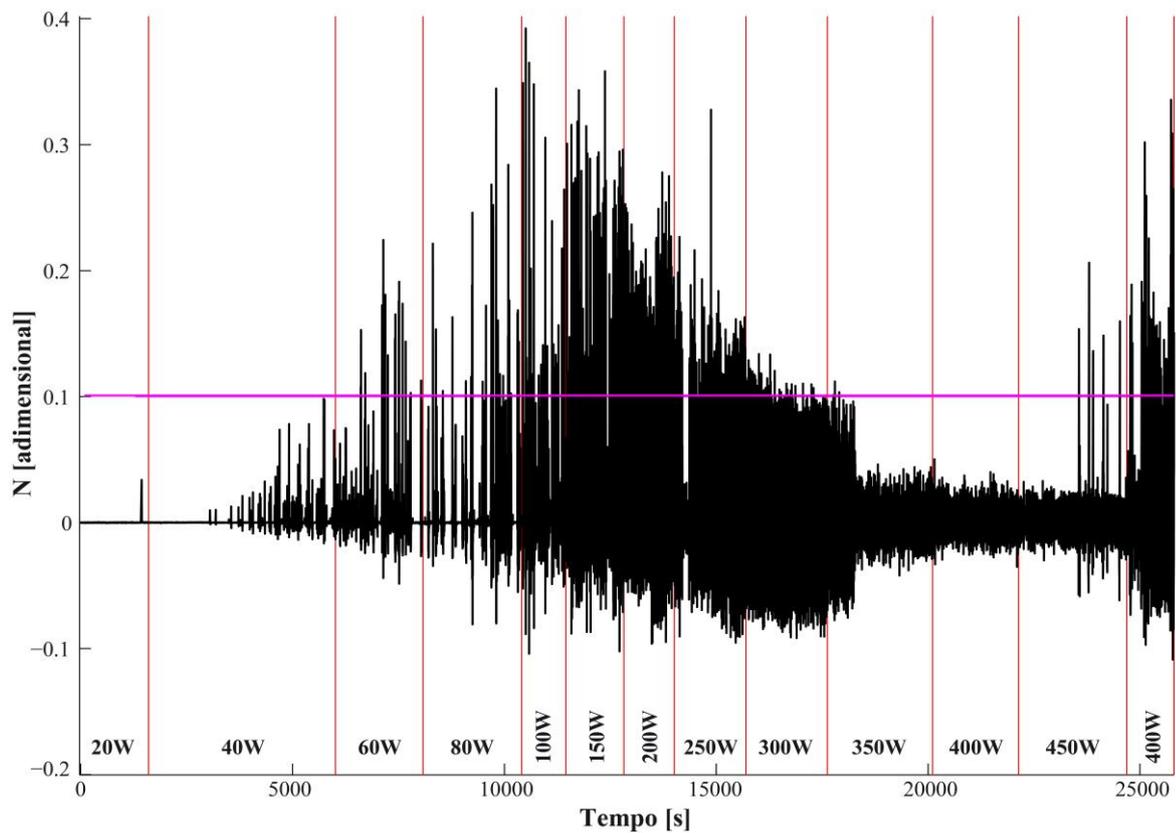


Figura C33 – Teste 3-9 (90% enchimento, 10°C banho térmico, 7,94mm DI)

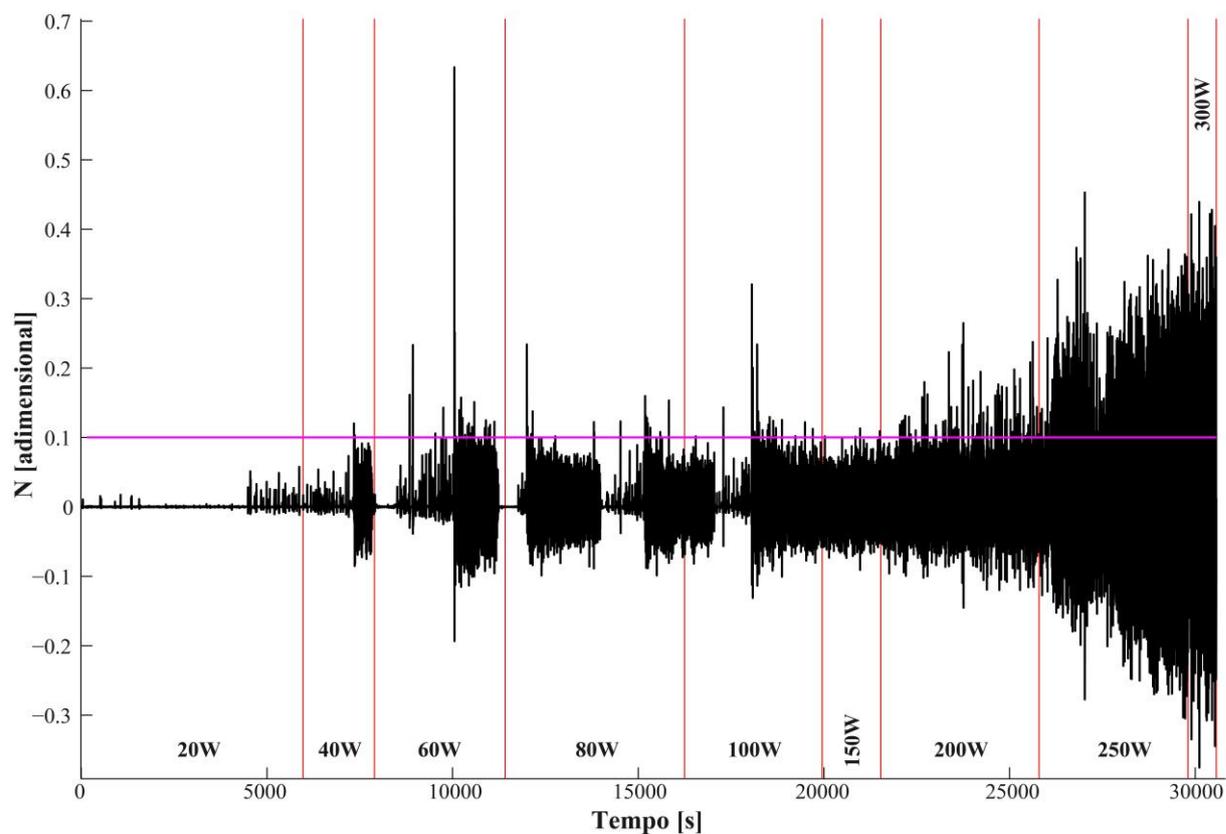


Figura C34 – Teste 3-10 (90% enchimento, 20°C banho térmico, 7,94mm DI)

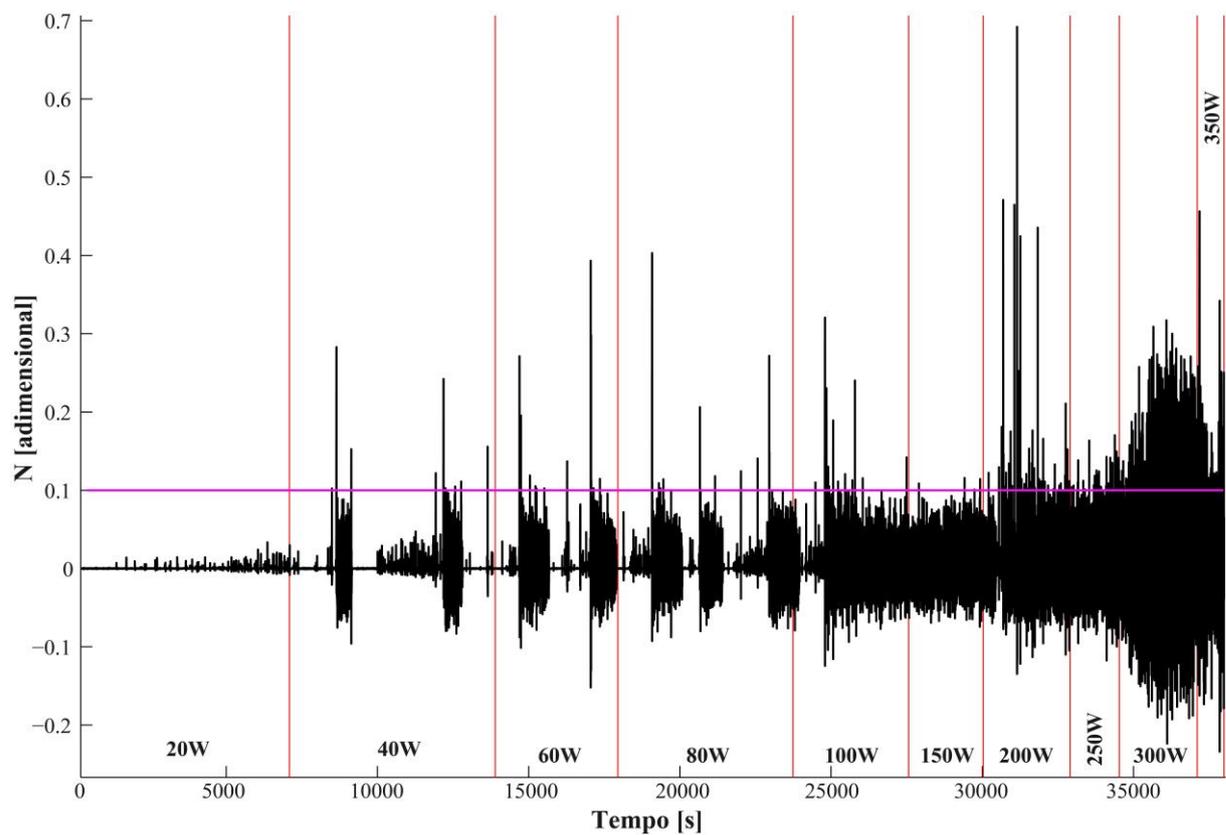


Figura C35 – Teste 3-11 (90% enchimento, 30°C banho térmico, 7,94mm DI)

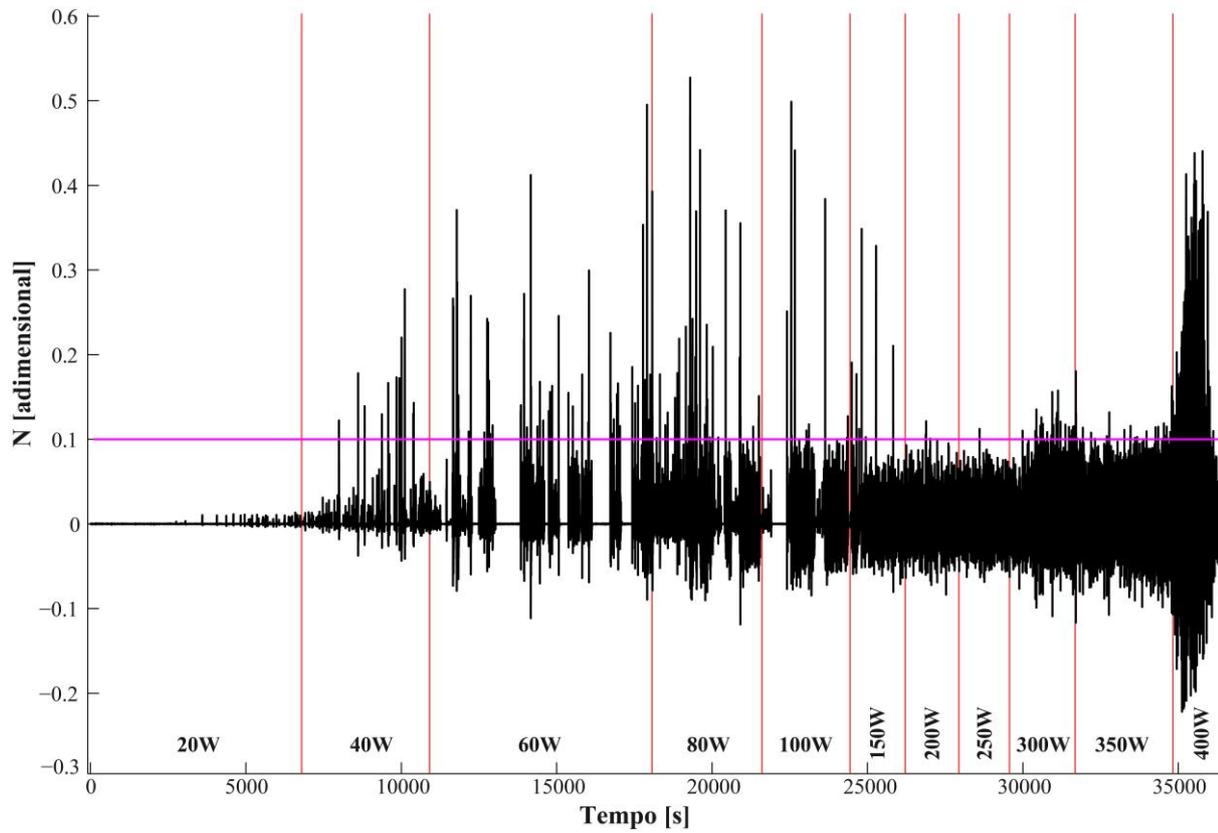


Figura C36 – Teste 3-12 (90% enchimento, 40°C banho térmico, 7,94mm DI)

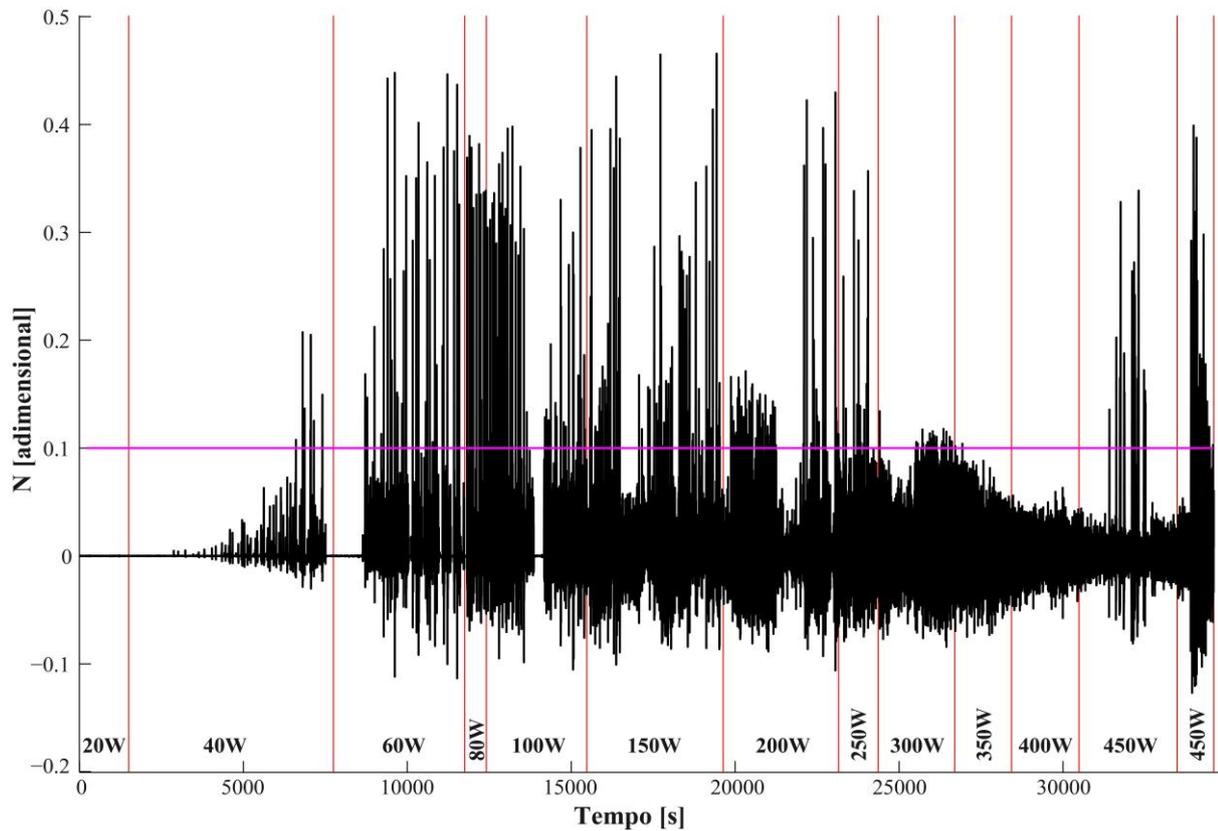


Figura C37 – Teste 4-1 (35% enchimento, 10°C banho térmico, 4,77mm DI)

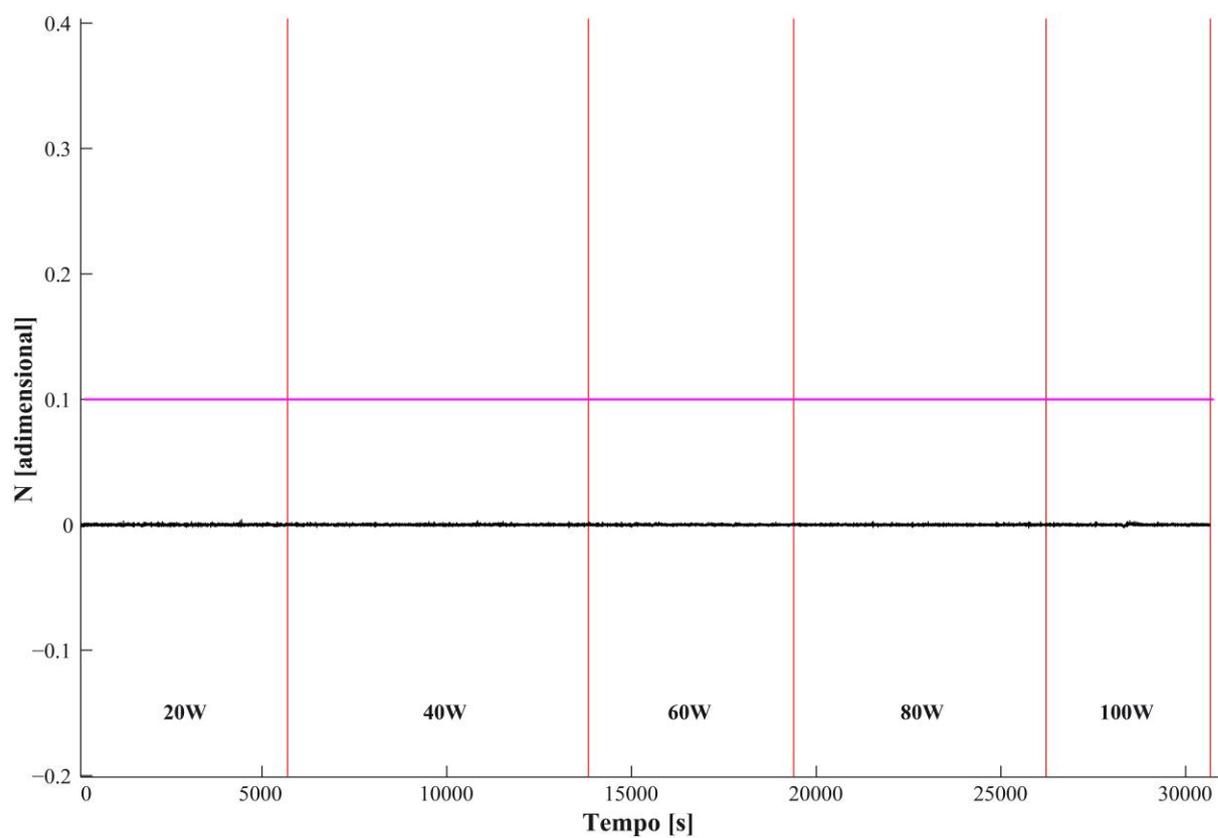


Figura C38 – Teste 4-2 (35% enchimento, 20°C banho térmico, 4,77mm DI)

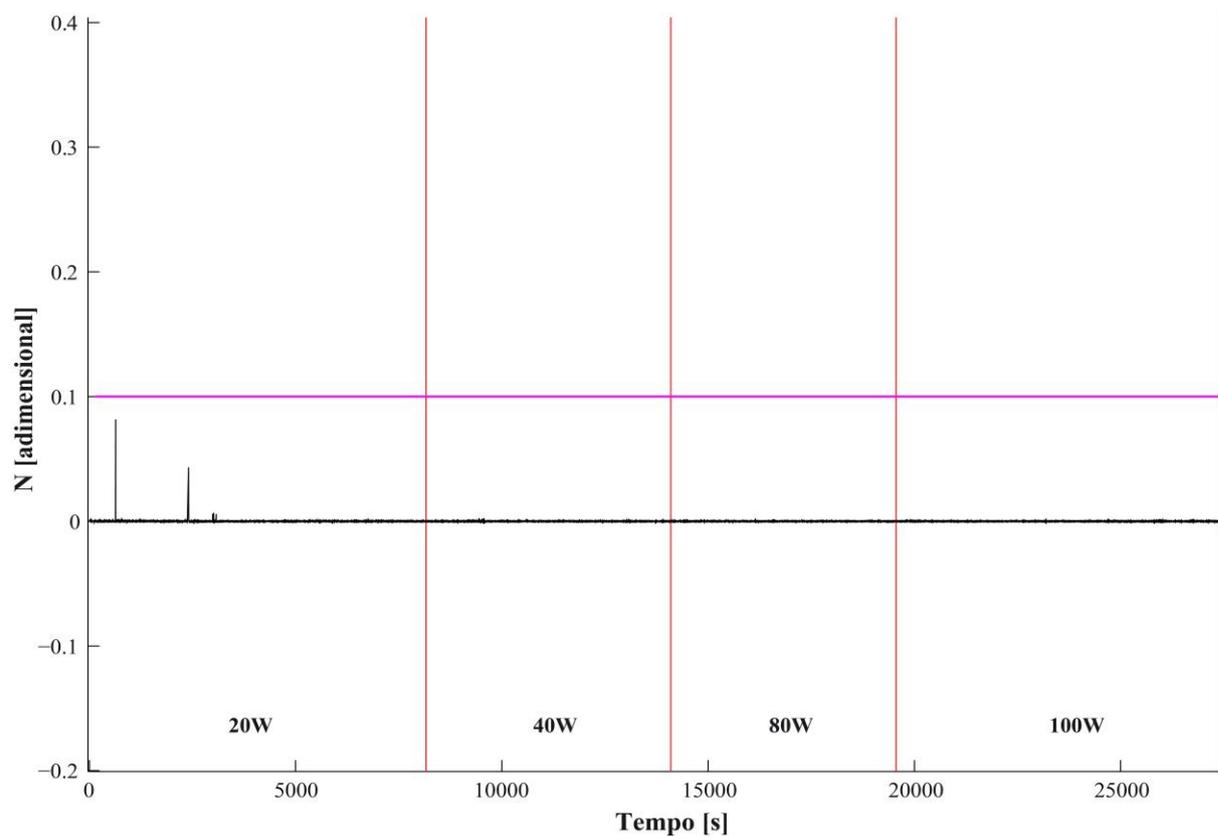


Figura C39 – Teste 4-3 (35% enchimento, 30°C banho térmico, 4,77mm DI)

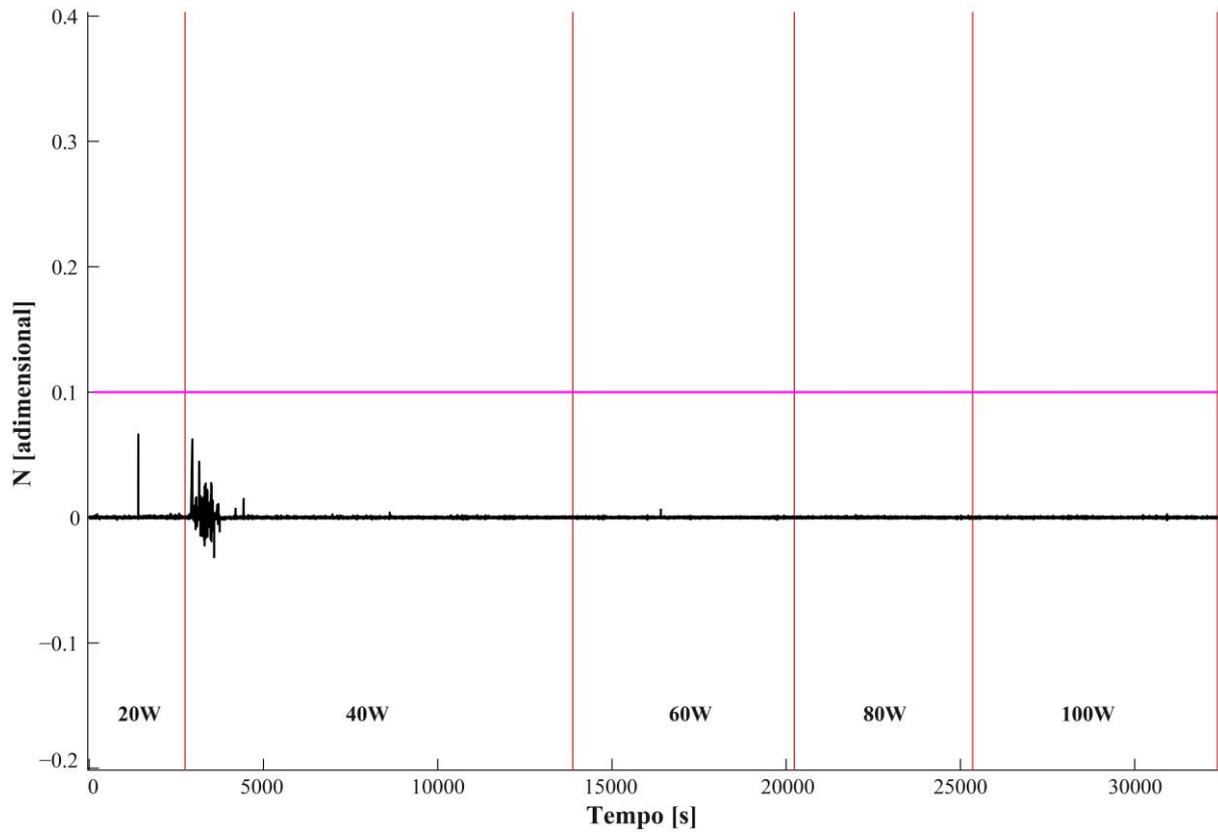


Figura C40 – Teste 4-4 (35% enchimento, 40°C banho térmico, 4,77mm DI)

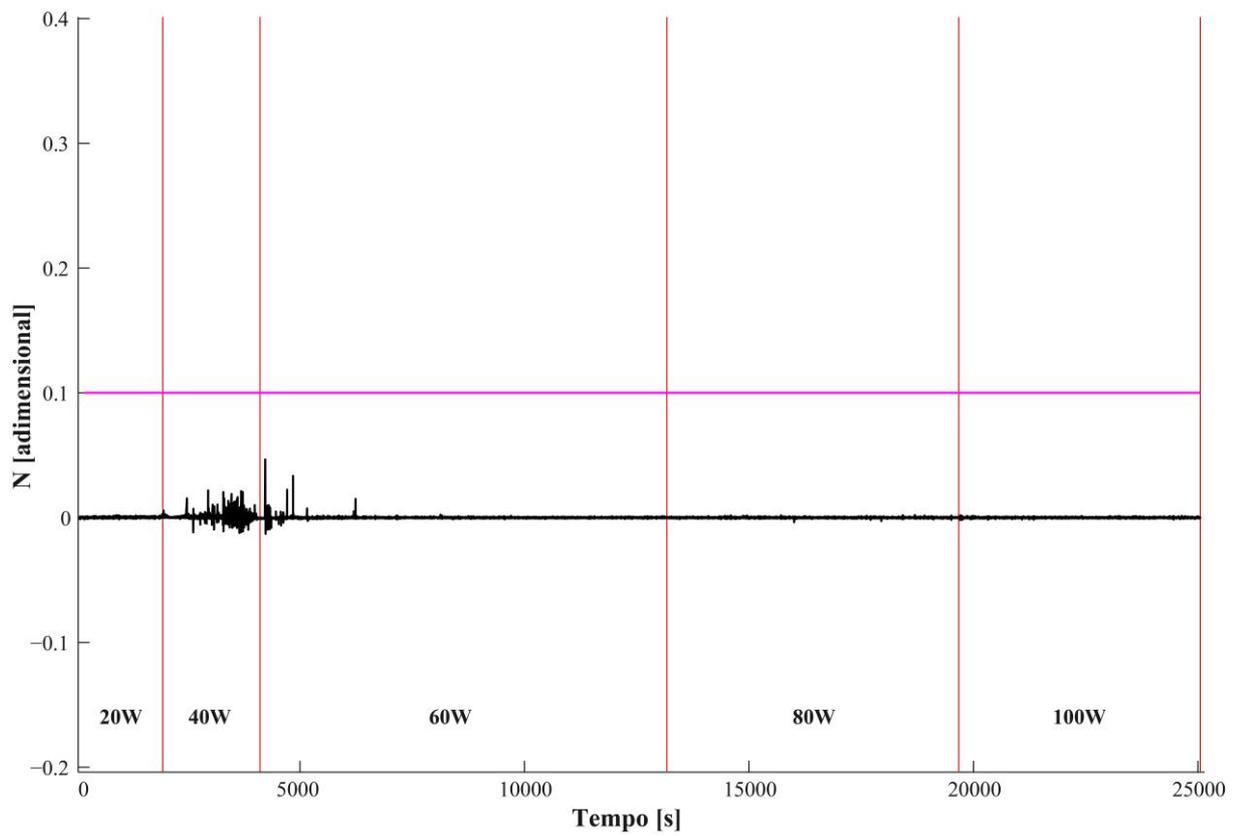


Figura C41 – Teste 4-5 (66% enchimento, 10°C banho térmico, 4,77mm DI)

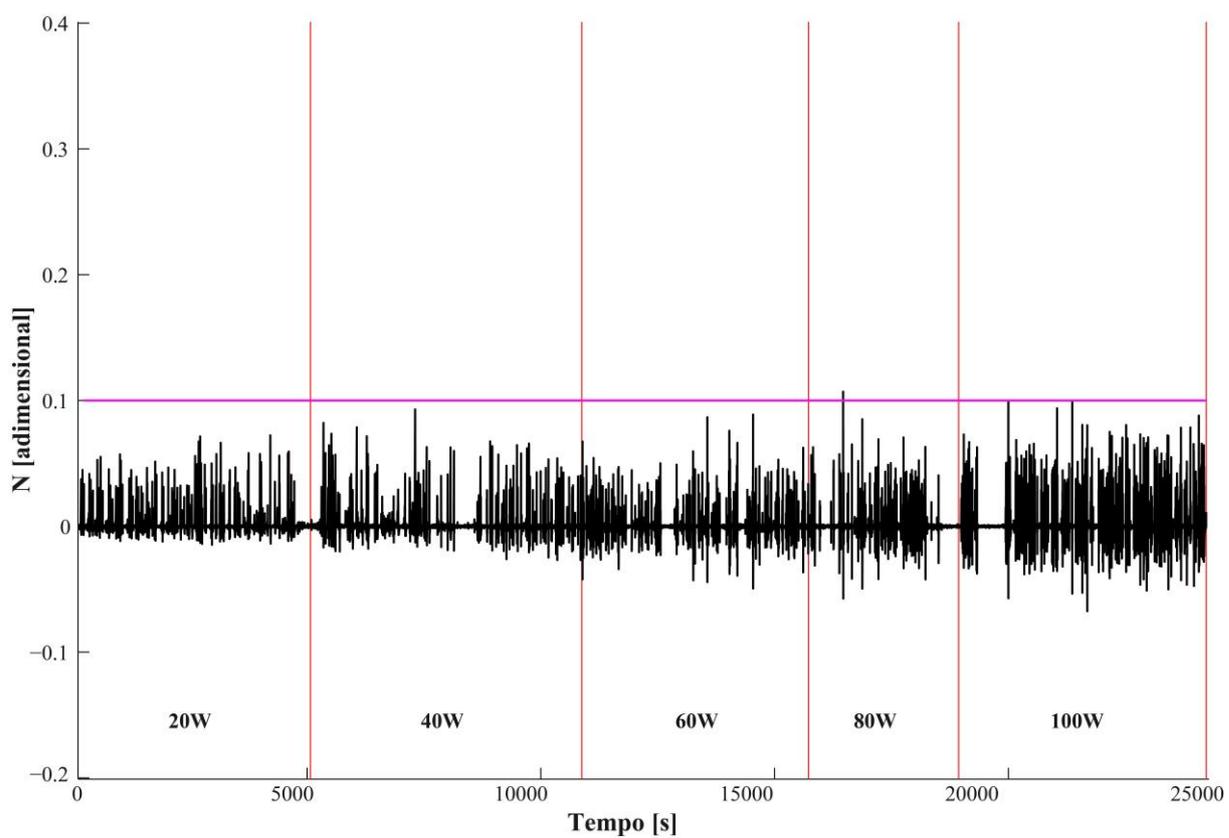


Figura C42 – Teste 4-6 (66% enchimento, 20°C banho térmico, 4,77mm DI)

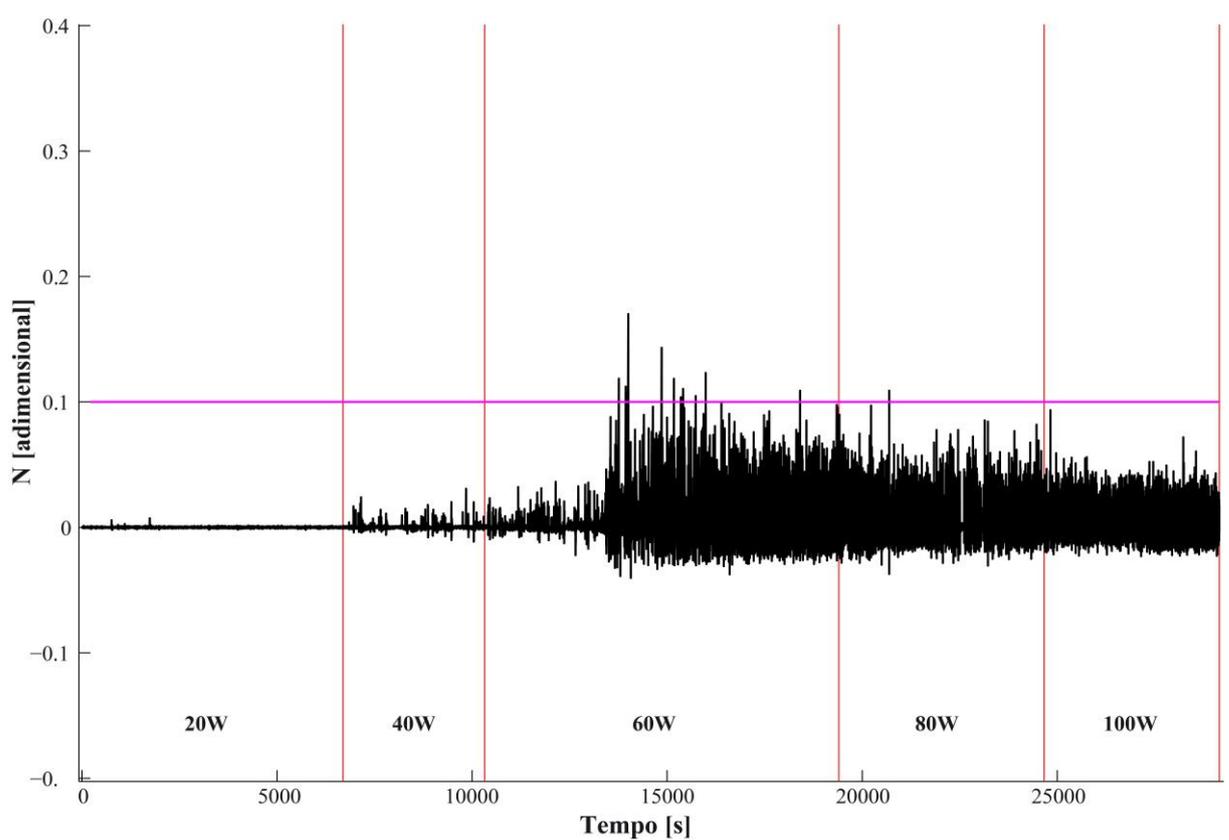


Figura C43 – Teste 4-7 (66% enchimento, 30°C banho térmico, 4,77mm DI)

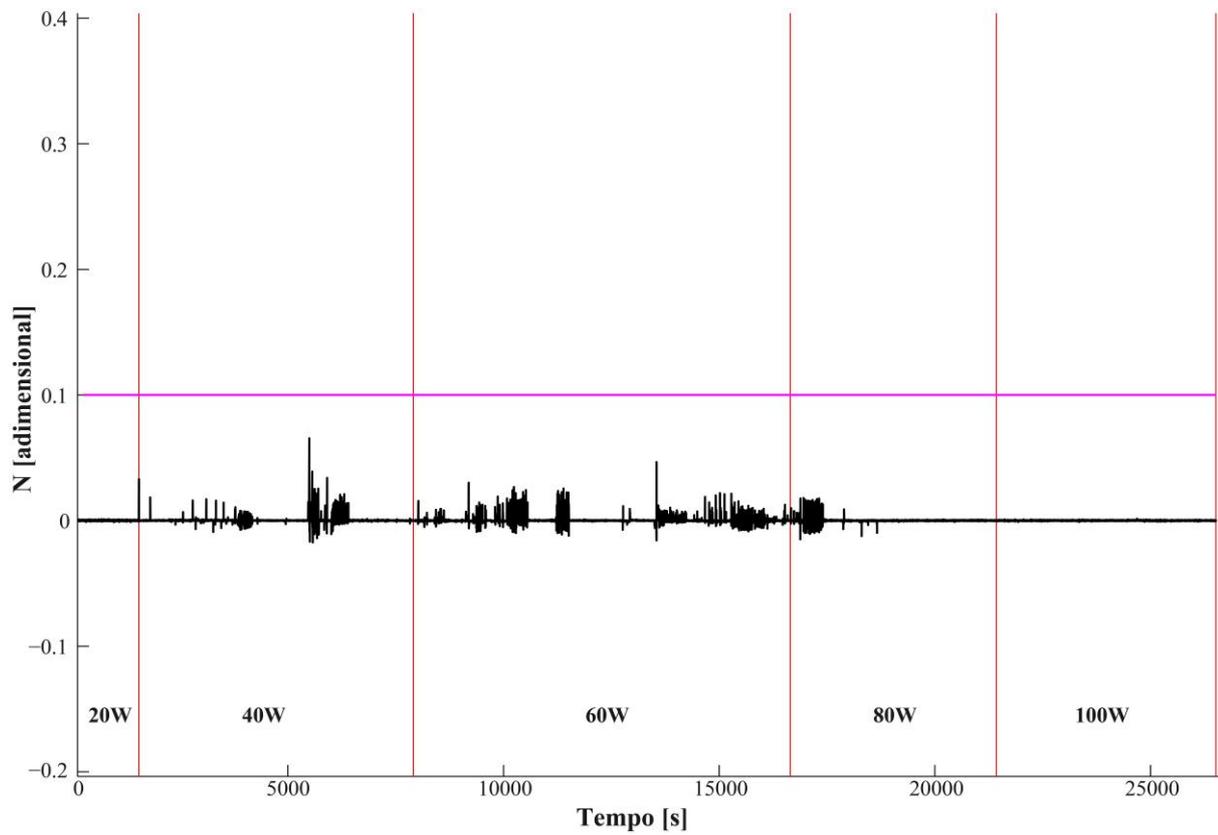


Figura C44 – Teste 4-8 (66% enchimento, 40°C banho térmico, 4,77mm DI)

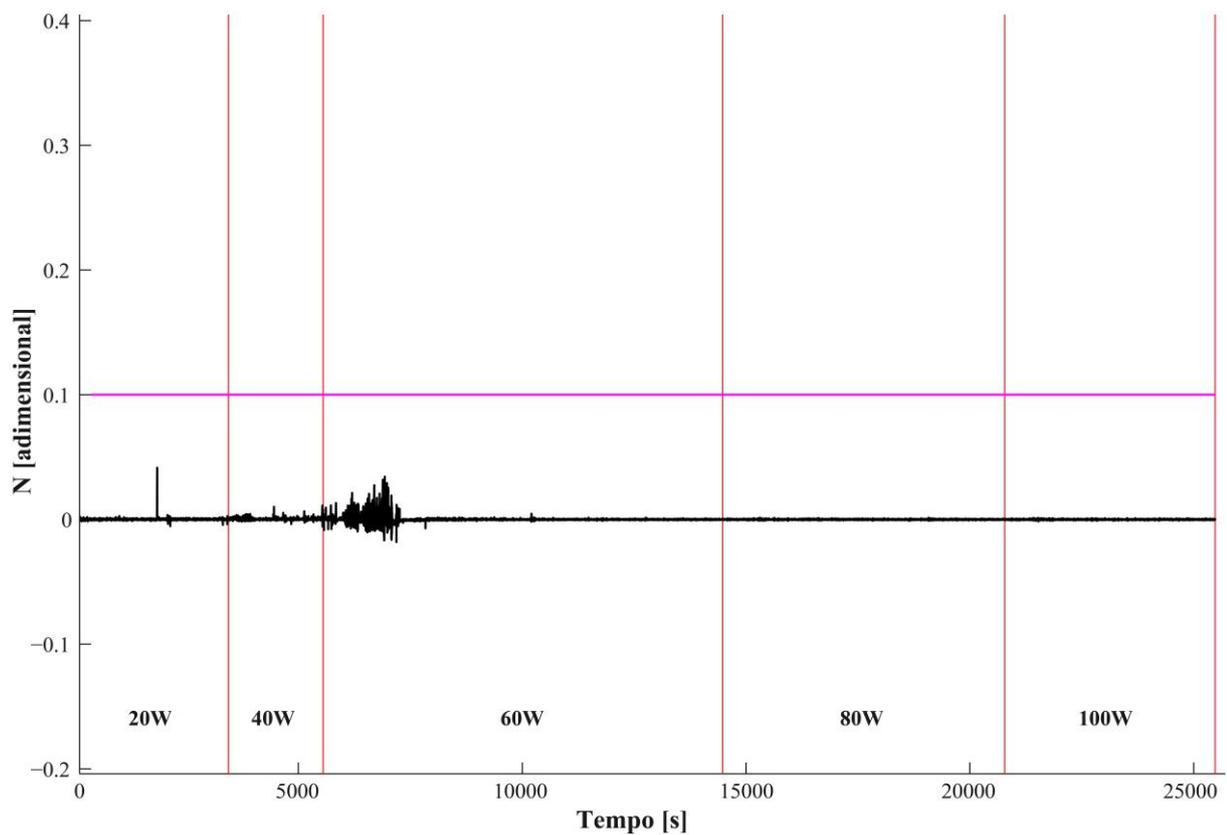


Figura C45 – Teste 4-9 (90% enchimento, 10°C banho térmico, 4,77mm DI)

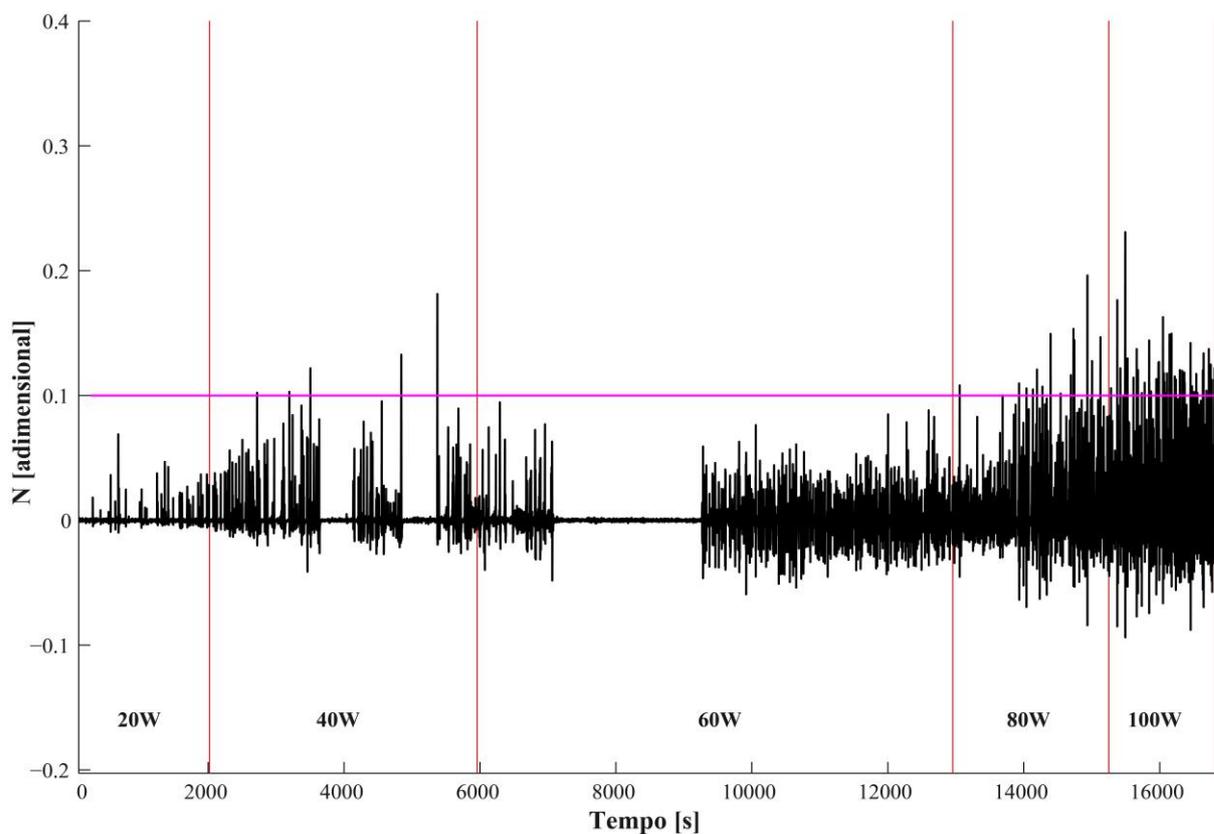


Figura C46 – Teste 4-10 (90% enchimento, 20°C banho térmico, 4,77mm DI)

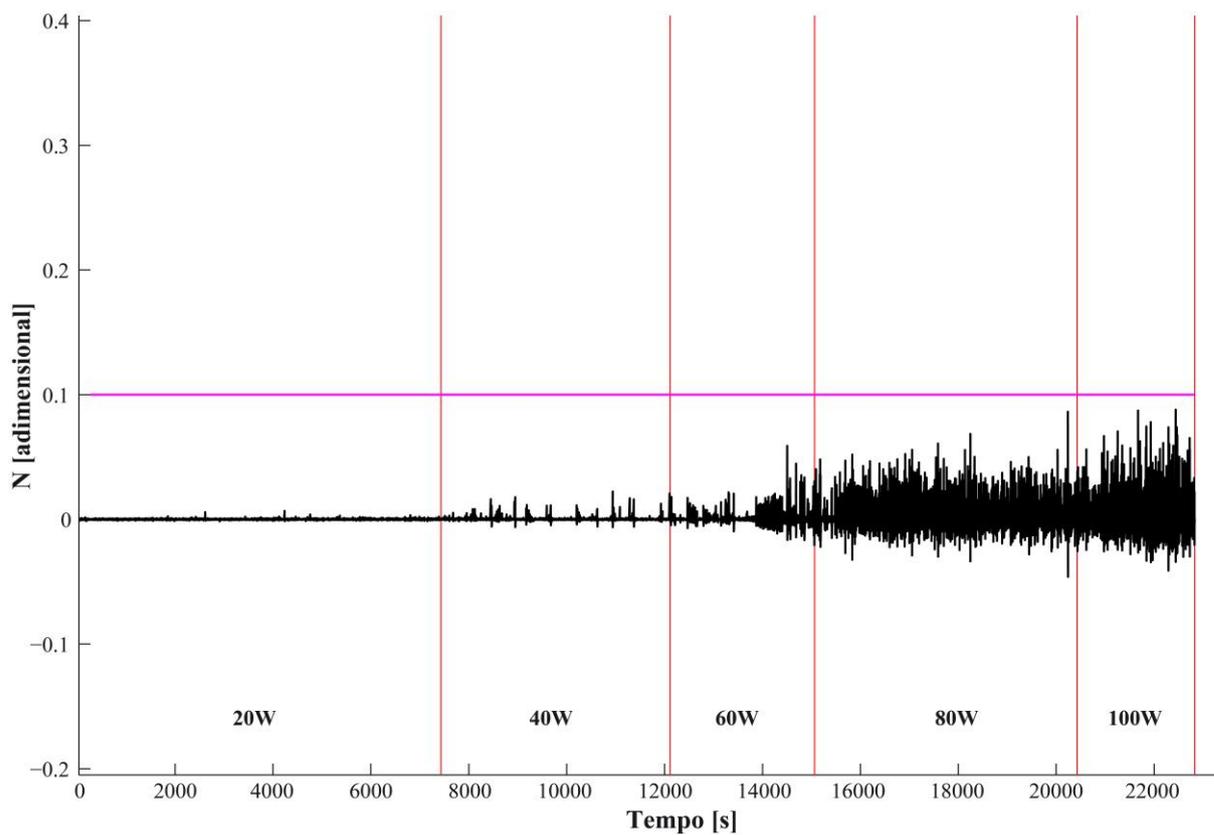


Figura C47 – Teste 4-11 (90% enchimento, 30°C banho térmico, 4,77mm DI)

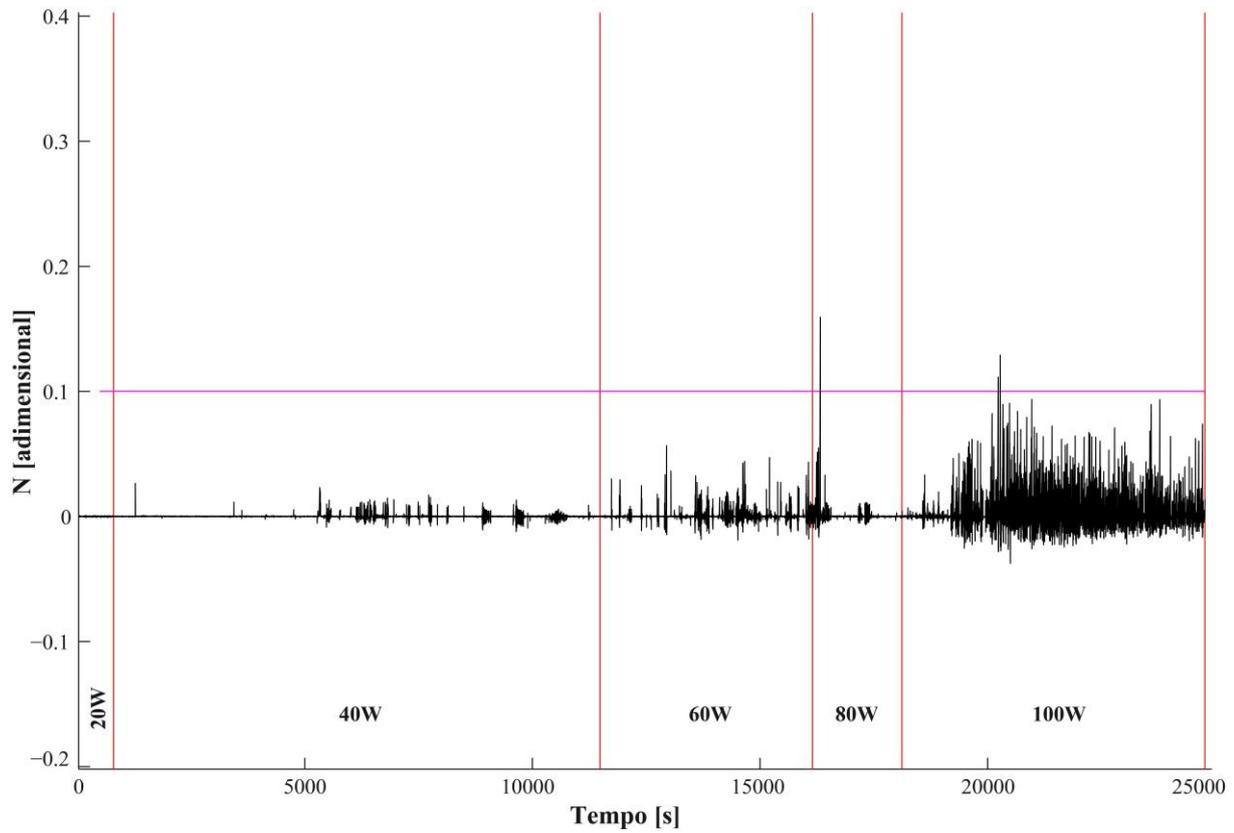
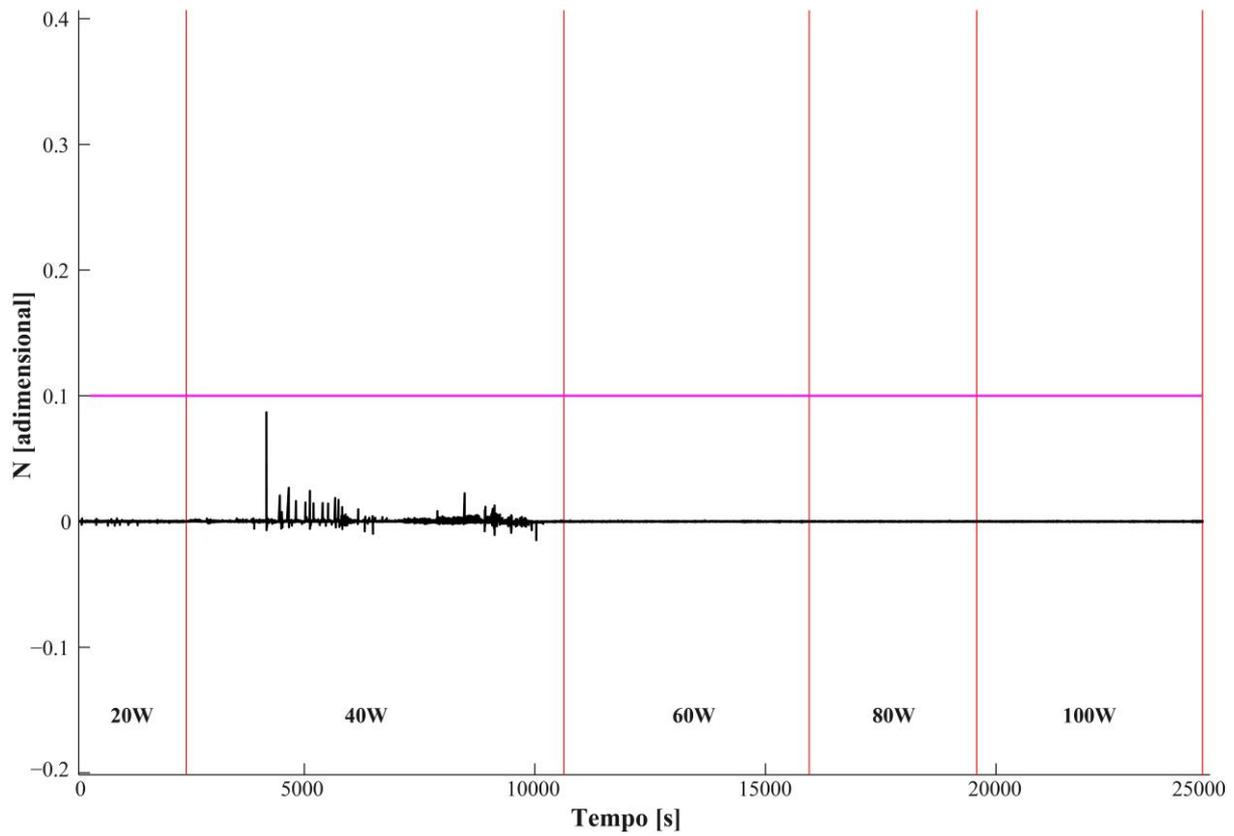


Figura C48 – Teste 4-12 (90% enchimento, 40°C banho térmico, 4,77mm DI)



Anexo A – Mapa de regimes de operação dos Termossifões de cobre e água

Neste apêndice apresenta-se doze mapas sobre os regimes de operação observados durante o funcionamento dos quatro termossifões de cobre e água. Cada um de estes mapas possui diferentes condições de operação, como indicadas no planejamento experimental (tabela 14 ou tabela B2), e em cada um deles os termossifões se representam por uma cor diferente e por seu número de Eötvös correspondente (tabela 19 ou tabela AA1).

Tabela AA1 – Número de Eötvös para os 4 Termossifões testados

	Termossifão 1	Termossifão 2	Termossifão 3	Termossifão 4
Eö	55,06	16,48	8,47	3,06

Já os diferentes regimes que um termossifão pode apresentar durante o funcionamento são apresentados a traves dos símbolos indicados pela legenda em cada figura.

Figura AA1 – Teste 1 (35% enchimento, 10°C banho térmico)

Variation of the thermal resistance of Two-phase Closed Thermosyphons for different Eötvös Numbers and heat fluxes (Filling ratio: 35% - T_{cond} : 10 °C)

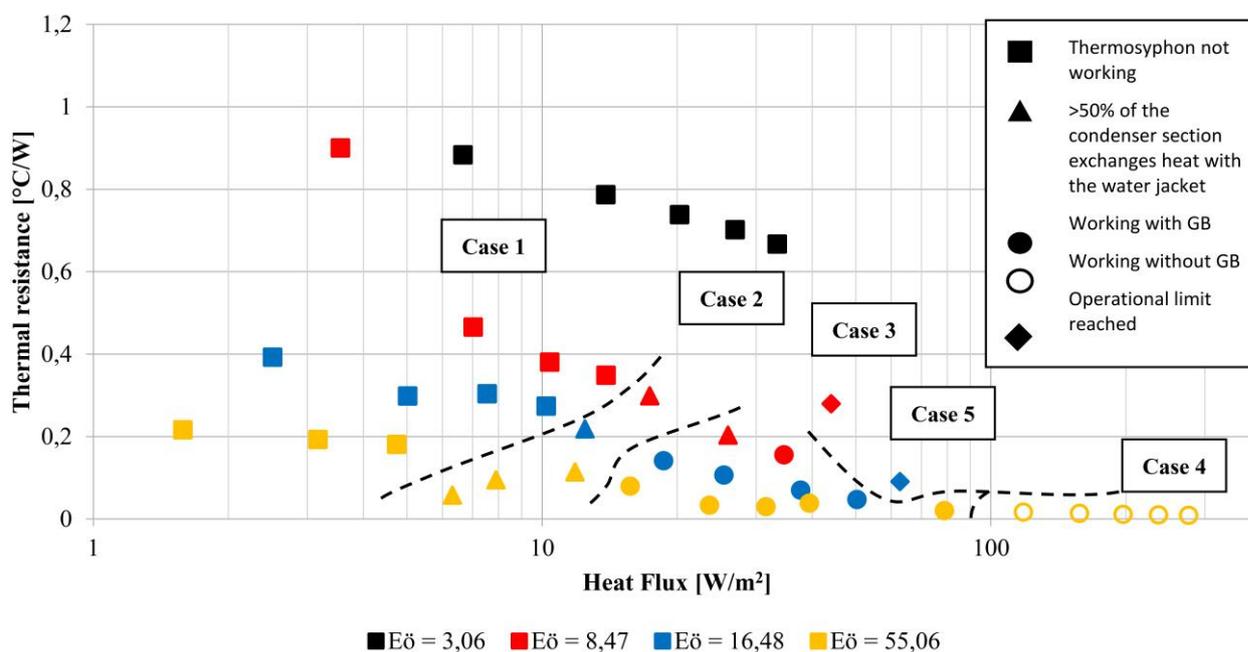


Figura AA2 – Teste 2 (35% enchimento, 20°C banho térmico)

Variation of the thermal resistance of Two-phase Closed Thermosyphons for different Eötvös Numbers and heat fluxes (Filling ratio: 35% - T_{cond} : 20 °C)

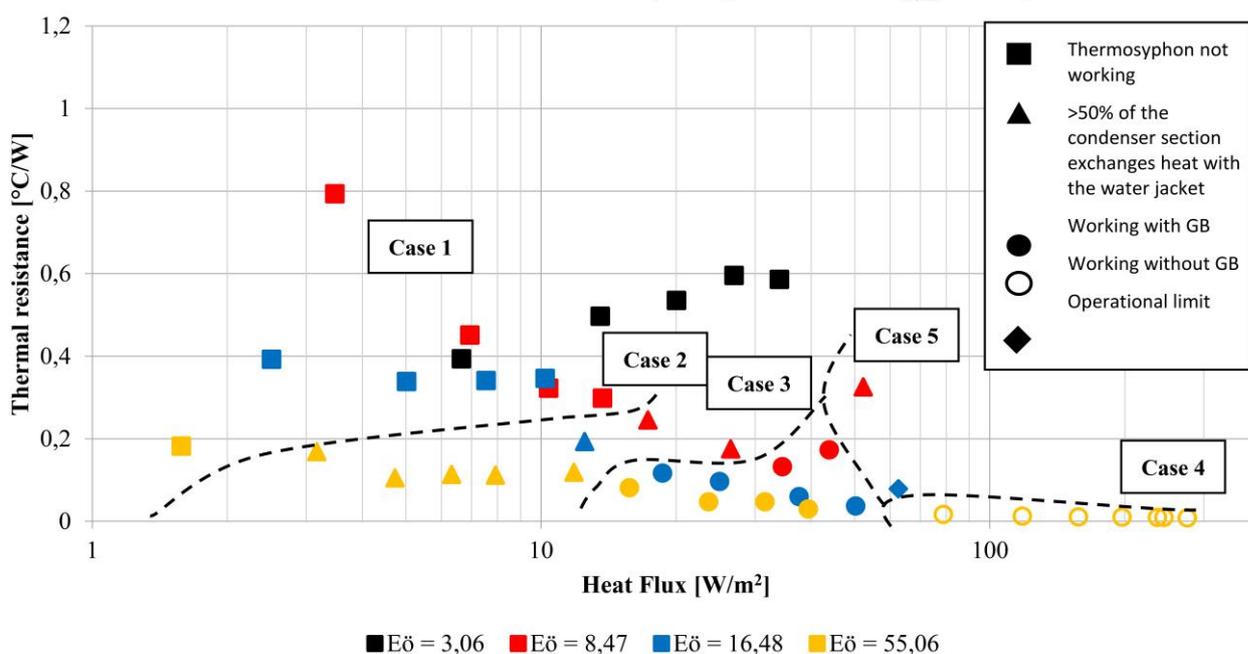


Figura AA3 – Teste 3 (35% enchimento, 30°C banho térmico)

Variation of the thermal resistance of Two-phase Closed Thermosyphons for different Eötvös Numbers and heat fluxes (Filling ratio: 35% - T_{cond} : 30 °C)

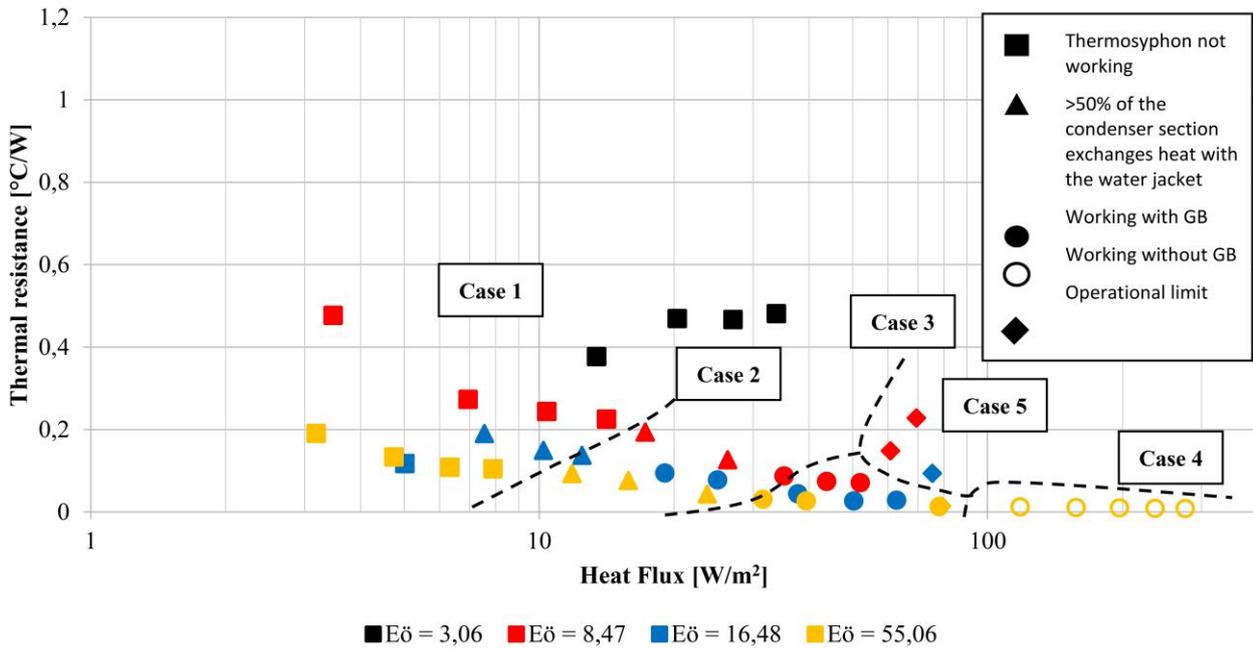


Figura AA4 – Teste 4 (35% enchimento, 40°C banho térmico)

Variation of the thermal resistance of Two-phase Closed Thermosyphons for different Eötvös Numbers and heat fluxes (Filling ratio: 35% - T_{cond} : 40 °C)

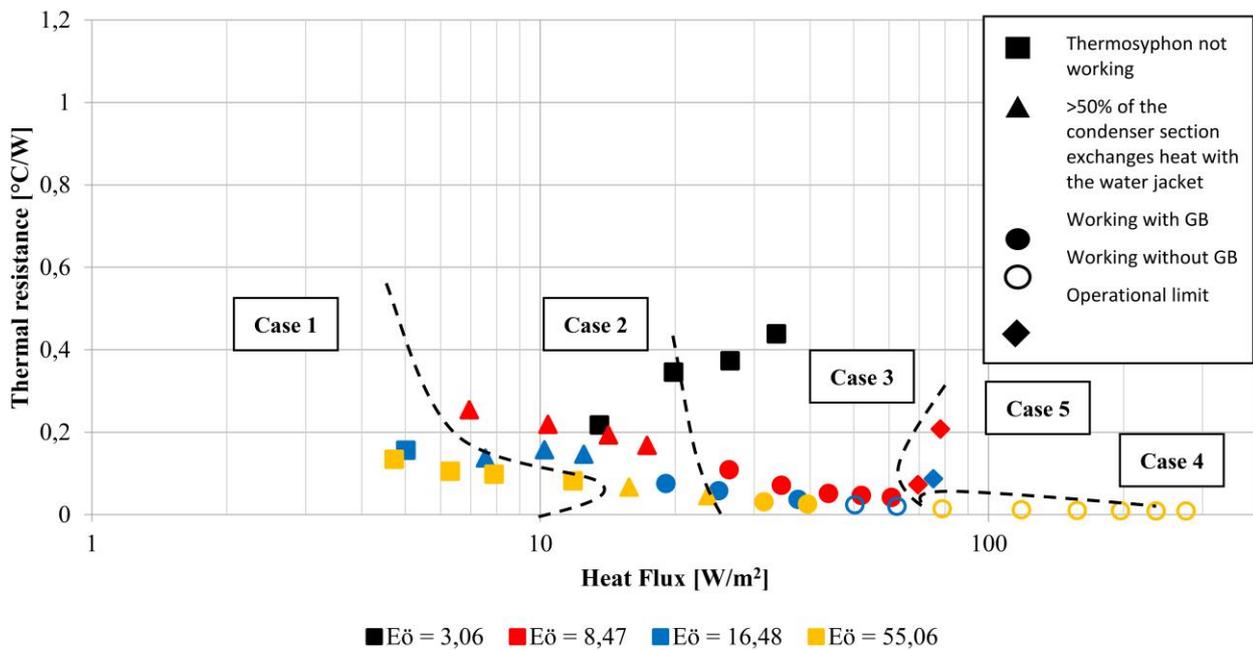


Figura AA5 – Teste 5 (66% enchimento, 10°C banho térmico)

Variation of the thermal resistance of Two-phase Closed Thermosyphons for different Eötvös Numbers and heat fluxes (Filling ratio: 66% - T_{cond} : 10 °C)

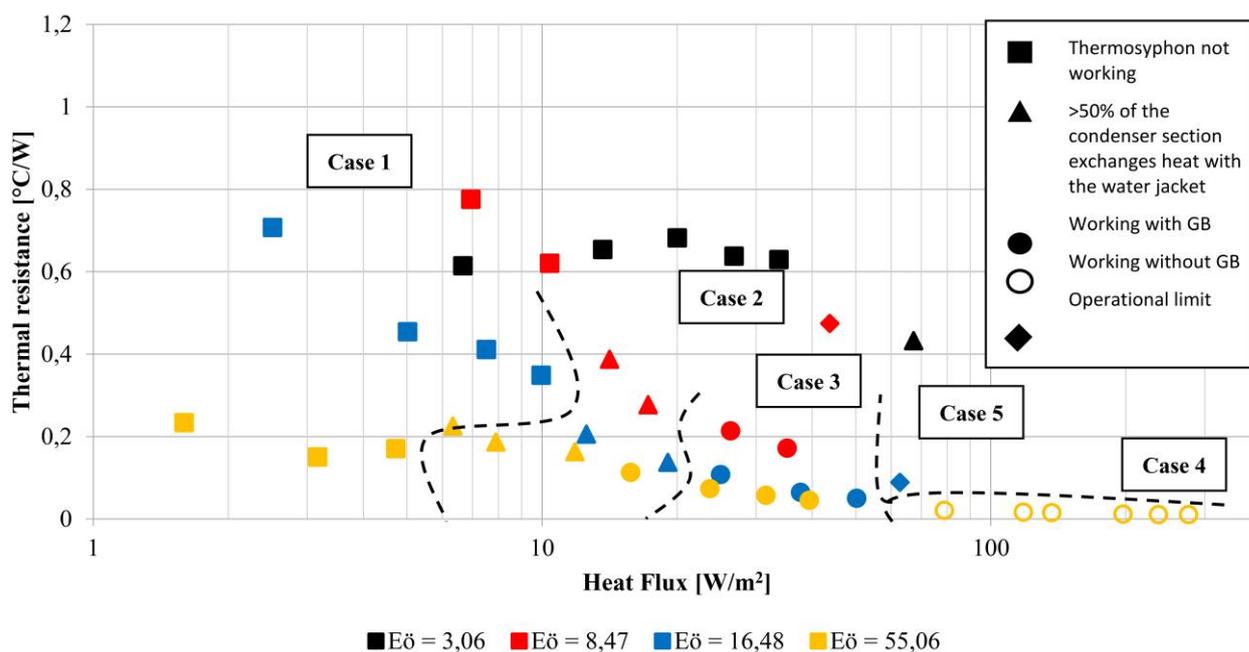


Figura AA6 – Teste 6 (66% enchimento, 20°C banho térmico)

Variation of the thermal resistance of Two-phase Closed Thermosyphons for different Eötvös Numbers and heat fluxes (Filling ratio: 66% - T_{cond} : 20 °C)

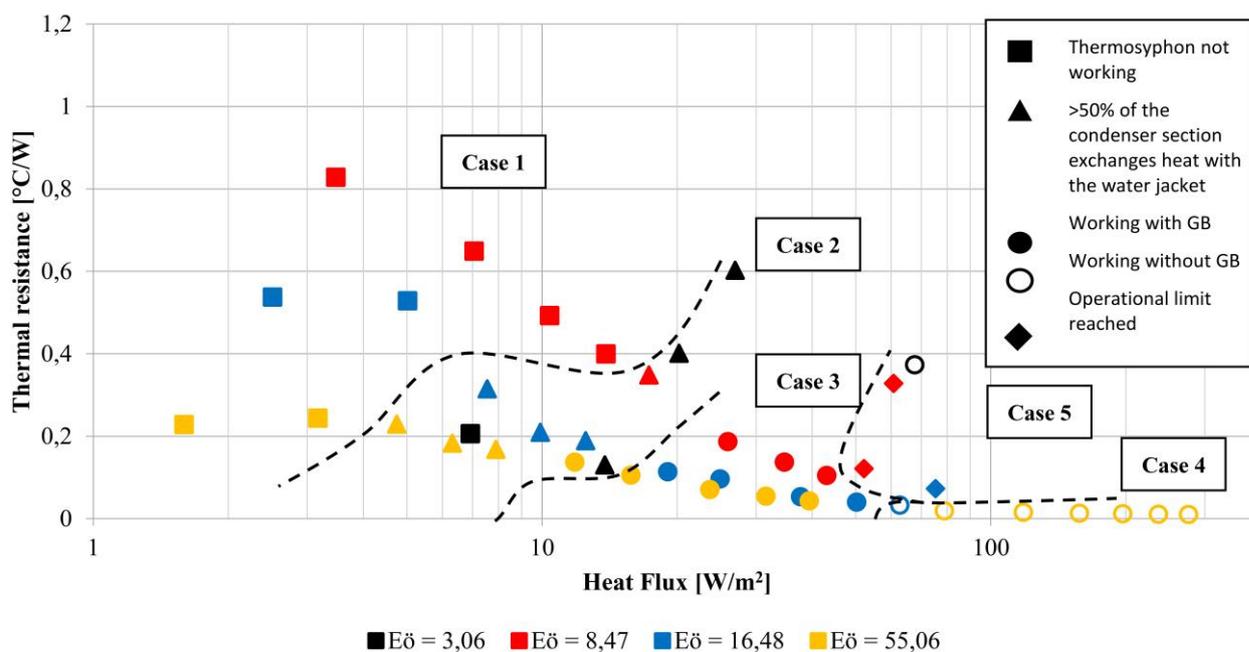


Figura AA7 – Teste 7 (66% enchimento, 30°C banho térmico)

Variation of the thermal resistance of Two-phase Closed Thermosyphons for different Eötvös Numbers and heat fluxes (Filling ratio: 66% - T_{cond} : 30 °C)

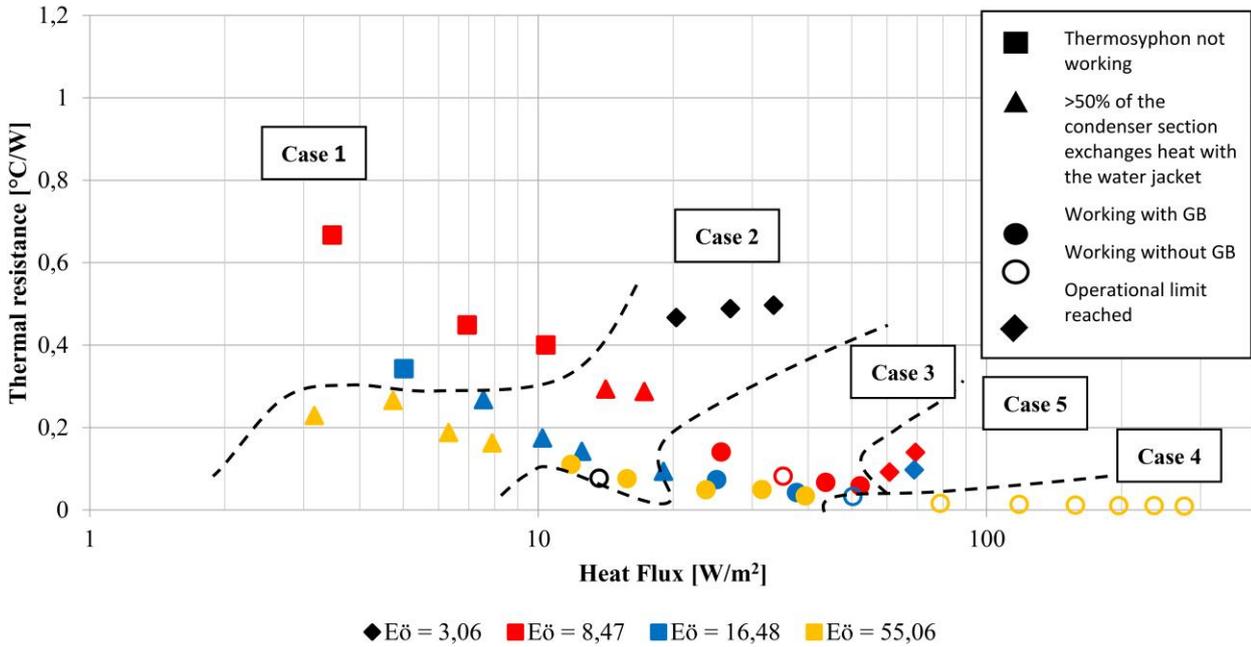


Figura AA8 – Teste 8 (66% enchimento, 40°C banho térmico)

Variation of the thermal resistance of Two-phase Closed Thermosyphons for different Eötvös Numbers and heat fluxes (Filling ratio: 66% - T_{cond} : 40 °C)

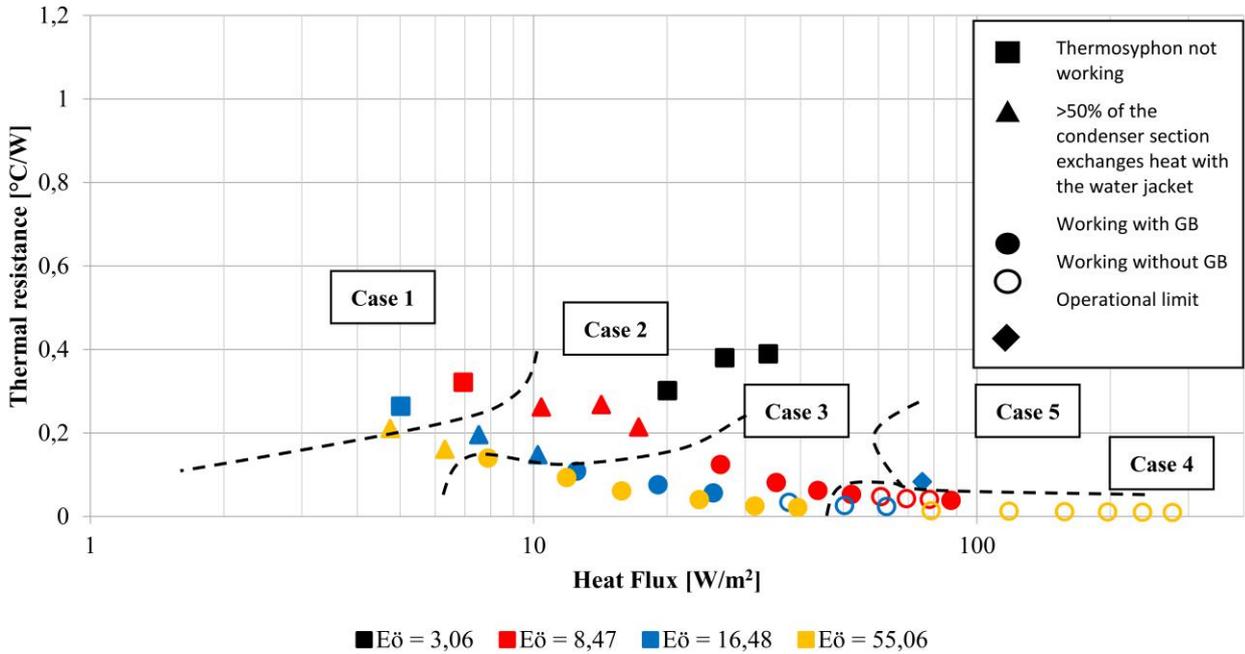


Figura AA9 – Teste 9 (90% enchimento, 10°C banho térmico)

Variation of the thermal resistance of Two-phase Closed Thermosyphons for different Eötvös Numbers and heat fluxes (Filling ratio: 90% - T_{cond} : 10 °C)

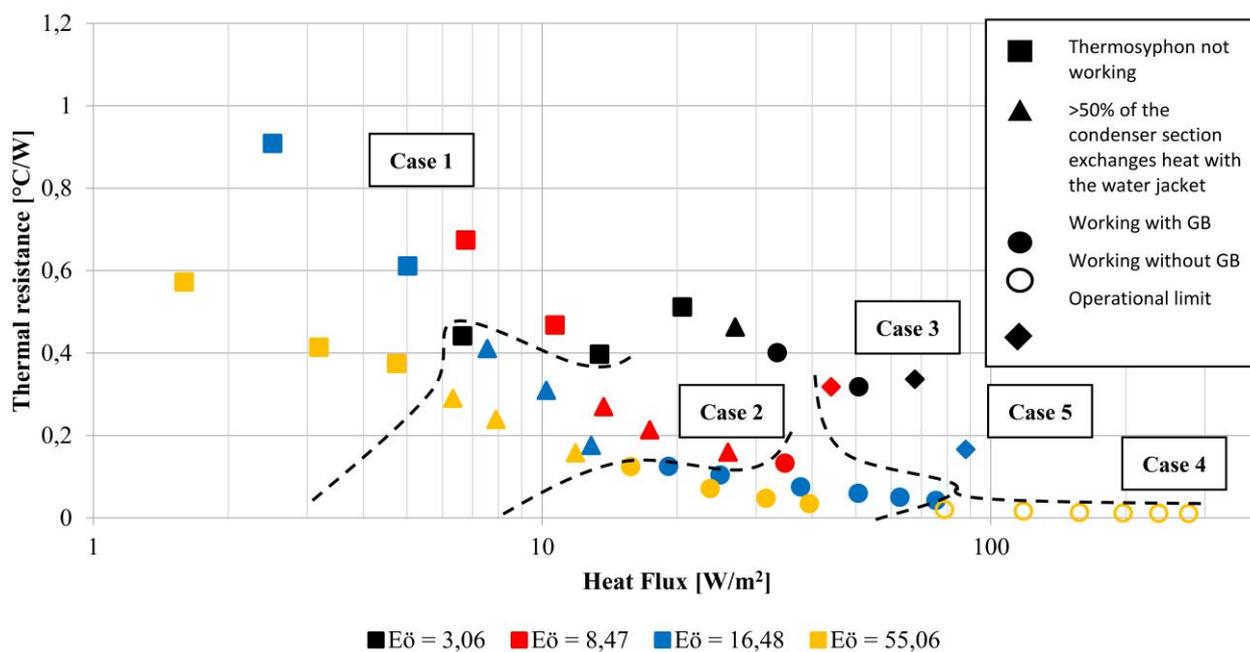


Figura AA10 – Teste 10 (90% enchimento, 20°C banho térmico)

Variation of the thermal resistance of Two-phase Closed Thermosyphons for different Eötvös Numbers and heat fluxes (Filling ratio: 90% - T_{cond} : 20 °C)

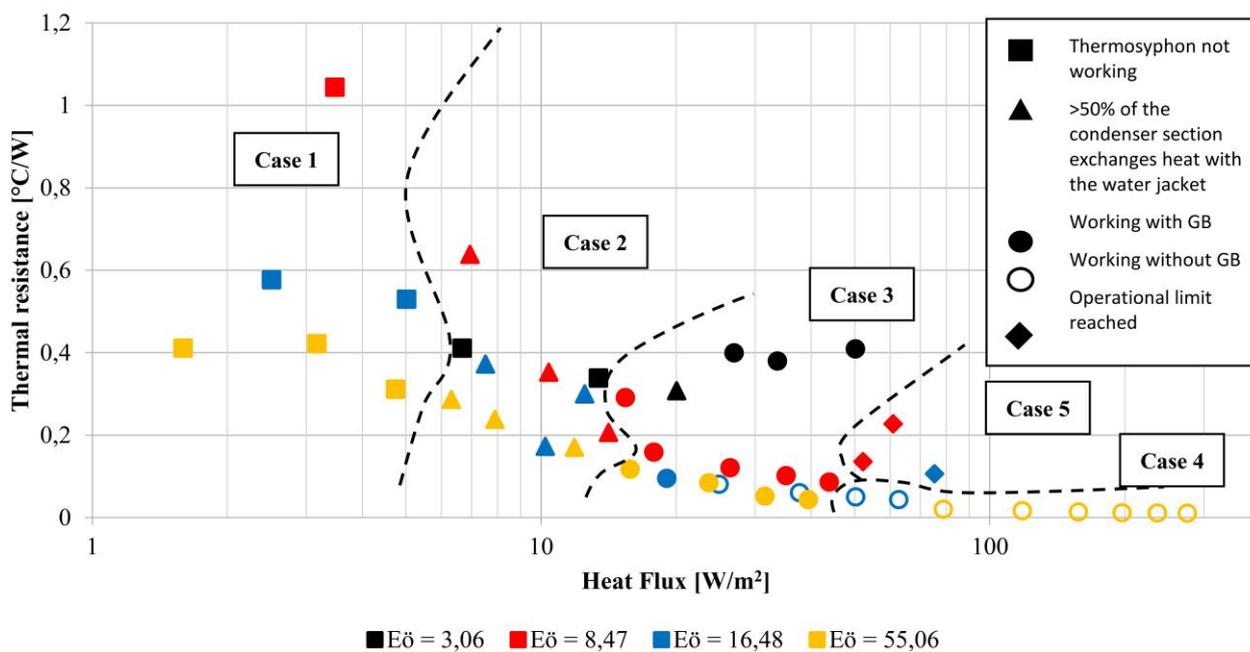


Figura AA11 – Teste 11 (90% enchimento, 30°C banho térmico)

Variation of the thermal resistance of Two-phase Closed Thermosyphons for different Eötvös Numbers and heat fluxes (Filling ratio: 90% - $T_{cond}:30\text{ }^{\circ}\text{C}$)

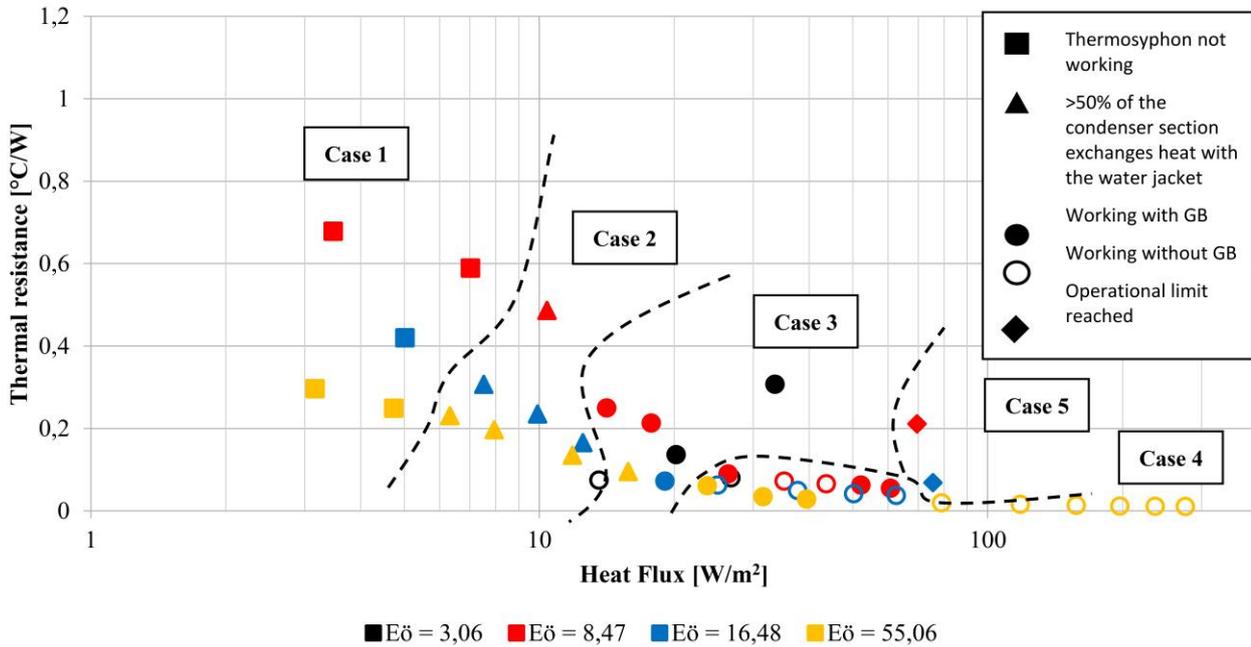


Figura AA12 – Teste 12 (90% enchimento, 40°C banho térmico)

Variation of the thermal resistance of Two-phase Closed Thermosyphons for different Eötvös Numbers and heat fluxes (Filling ratio: 90% - $T_{cond}:40\text{ }^{\circ}\text{C}$)

