



HAL
open science

**Analyse par voie de modélisation du comportement
thermohydraulique instationnaire de boucles diphasiques
à pompage capillaire en environnement gravitaire:
application au refroidissement de composants
électroniques de puissance soumis à des sollicitations
sévères**

Nicolas Delalandre

► **To cite this version:**

Nicolas Delalandre. Analyse par voie de modélisation du comportement thermohydraulique instationnaire de boucles diphasiques à pompage capillaire en environnement gravitaire: application au refroidissement de composants électroniques de puissance soumis à des sollicitations sévères. Sciences de l'ingénieur [physics]. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2011. Français. NNT : . tel-00605158

HAL Id: tel-00605158

<https://theses.hal.science/tel-00605158>

Submitted on 30 Jun 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

Pour l'obtention du grade de

**DOCTEUR DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE
ET D'AEROTECHNIQUE DE POITIERS**

(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

Ecole doctorale: Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique et
Aéronautique

Secteur de recherche : Mécanique des milieux fluides et Énergie, Thermique, Combustion

Présentée par

Nicolas DELALANDRE

**Analyse par voie de modélisation du comportement
thermohydraulique instationnaire de boucles
diphases à pompage capillaire en environnement
gravitaire: application au refroidissement de
composants électroniques de puissance soumis à des
solllicitations sévères**

Directeur de thèse : **Yves BERTIN**

Co-direction : **Vincent AYEL**

Soutenance le 5 Avril 2011

- JURY -

Jocelyn BONJOUR	Professeur, INSA de Lyon	Rapporteur
Vincent PLATEL	Maître de Conférences HDR, UPPA	Rapporteur
Sylvain JOUANOLLE	Ingénieur, DGA BRUZ	Examineur
Denis LEMONNIER	DR CNRS, Institut P'	Examineur
Vinent AYEL	Maître de Conférences, Institut P' ENSMA	Examineur
Yves BERTIN	Professeur, Institut P' ENSMA	Examineur

Remerciements

Je tiens à remercier toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin au bon déroulement de ces travaux de recherche. Dans un premier temps, je suis reconnaissant envers la DGA et plus particulièrement Didier Albrecht et Sylvain Jouanolle, qui m'ont sélectionné pour travailler durant trois ans sur cette problématique scientifique très enrichissante.

Je souhaite également remercier Messieurs Platel et Bonjour pour le temps qu'ils ont consacré à la correction de mon mémoire ainsi que leurs remarques constructives.

Mes remerciements sont ensuite orientés vers tout le personnel de la branche thermique de l'institut P', ex LET, qui m'a accueilli chaleureusement et a toujours su se montrer disponible. Parmi eux, je tiens à remercier chaleureusement mon encadrement, à savoir Yves Bertin et Vincent Ayel, qui ont suivi l'évolution de mes travaux. Je n'oublie pas Cyril Romestant, le troisième membre de l'équipe diphasique, qui s'est toujours montré disponible lorsque je souhaitais échanger sur des sujets scientifiques, notamment dans les moments de doute. Sa connaissance et son expérience m'ont été d'une grande aide. Je remercie aussi Gwennaëlle Burban pour m'avoir beaucoup appris sur les aspects expérimentaux. Enfin, je suis reconnaissant envers Kinkin qui a toujours été là pour m'épauler dans mes nombreuses mésaventures informatiques.

Je souhaite aussi remercier Jacques Salat qui, par sa disponibilité, a contribué activement au développement de ma connaissance des problématiques thermiques en général ainsi que des contraintes propres au domaine de l'aéronautique. Il a également spontanément mis à ma disposition ses compétences ainsi que des moyens expérimentaux qui ont permis de faire progresser mes travaux.

Viennent ensuite l'ensemble des thésards que j'ai croisés durant ces trois années et

Remerciements

qui ont participé à faire régner une bonne ambiance de travail. Parmi eux, on peut citer tout d'abord les « anciens », ou les expérimentés pour ne pas être offensant : Ahlem, Sonia, Ronan, David, Matthieu, Antoine et Damian qui ont su me mettre à l'aise assez rapidement. Je n'oublie pas mes contemporains tels que Daniel, Jérôme, Nicolas (courage tu tiens le bon bout !), Jean François, Yacine le footballeur et Manu l'informaticien. Enfin, un grand merci à Laurent et Rémi pour la facilité avec laquelle nous avons pu travailler mais aussi et même surtout décompresser ensemble. Je leur accorde également toutes mes félicitations, avec mention très honorable, pour avoir supporté mon « très bon » caractère. Pour finir, je tiens à remercier ma famille, mes partenaires de combat et mes amis pour leur contribution à ce projet, en particulier durant les phases de décompression.

Table des matières

Remerciements	i
Table des figures	xi
Liste des tableaux	xix
Nomenclature	xxi
Introduction générale	1
I Cadre de l'étude : Contexte aéronautique et principe de fonctionnement d'une boucle diphasique à pompage thermocapillaire	5
1 Contexte aéronautique	6
1.1 L'avion plus électrique	6
1.2 Electronique de puissance	7
1.3 Contraintes environnementales	8
1.3.1 Température ambiante	8
1.3.2 Vibrations	9
1.3.3 Autres contraintes environnementales	10
2 Généralités sur les boucles diphasiques à pompage thermocapillaire	10
2.1 Description d'une boucle	11
2.1.1 L'évaporateur : le coeur de la boucle	11
2.1.2 Le condenseur	12
2.1.3 Le réservoir	13
2.1.4 Les conduites	13
3 Phénomènes physiques mis en jeu	14
3.1 La capillarité	14

3.1.1	Quelques exemples courants de phénomènes dûs à la capillarité	14
3.1.2	Expression du saut de pression capillaire	15
3.1.3	Comparaison entre effets capillaires et gravitaires	17
3.2	Le changement de phase : évaporation-condensation au niveau d'une interface liquide-vapeur	17
3.2.1	Généralités sur le changement de phase liquide-vapeur	17
3.2.2	Evaporation	18
3.2.3	Condensation	20
4	Deux conceptions différentes	22
4.1	Capillary Pumped Loop (CPL)	22
4.1.1	Fondements du concept	22
4.1.2	Principe de fonctionnement	23
4.2	Loop Heat Pipe (LHP)	25
4.2.1	Fondements du concept	25
4.2.2	Principe de fonctionnement	25
4.3	Bilan comparatif et points communs	26
4.3.1	Capacité de régulation	26
4.3.2	Robustesse de fonctionnement	29
4.3.3	Disponibilité	29
4.3.4	Intégration	29
4.3.5	Récapitulatifs	30
5	Choix du fluide et limites de fonctionnement	30
5.1	Limites de fonctionnement	30
5.1.1	Limite proche du point critique	30
5.1.2	Limites proches du point triple	31
5.1.3	Sous-refroidissement minimal	31
5.1.4	Limite capillaire	32
5.2	Choix du fluide et des matériaux	32
6	Une nouvelle technologie adaptée aux applications terrestres : la CPLIP	33
6.1	Fonctionnement sous gravité	34
6.2	La Capillary Pumped Loop for Integrated Power (CPLIP)	34
II Synthèse bibliographique sur la modélisation des BFDPT		37
1	Modèles permanents	37

1.1	Modèles analytiques	37
1.2	Modèles numériques	41
1.3	Bilan	41
2	Modèles transitoires	42
2.1	Différentes approches de modélisation	42
2.1.1	Modèles de Pouzet <i>et al.</i> et de Launay <i>et al.</i>	42
2.1.2	Modèle de Vlassov et Riehl	45
2.1.3	Kaya <i>et al.</i>	47
2.2	Validation des modèles	48
2.3	Analyse phénoménologique des résultats obtenus	49
2.3.1	Réponse à un échelon de puissance	49
2.3.2	Démarrage	49
2.3.3	Influence du flux de fuite	50
2.3.4	Constantes de temps	51
2.3.5	Phénomènes oscillatoires	52
3	Bilan	54
III Modèle thermique transitoire de BFDPT		55
1	Description du modèle	55
1.1	Hypothèses	56
1.2	Méthodologie	57
1.2.1	Approche enthalpique	57
1.2.2	Expression des propriétés thermophysiques et du titre va- peur dans un nœud diphasique	59
1.3	Condenseur	62
1.3.1	Réseau hydraulique	62
1.3.2	Réseaux enthalpique et thermique	63
1.4	Conduites	66
1.5	Evaporateur	67
1.5.1	Réseaux enthalpique et thermique	67
1.5.2	Réseau hydraulique	70
1.6	Réservoir	71
2	Description du banc expérimental	73
2.1	Présentation de la CPLIP-1.2	73
2.1.1	Vue globale du banc expérimental	73

2.1.2	Assemblage réservoir-évaporateur	73
2.1.3	Condenseurs et conduites	77
2.1.4	Bilan des principales caractéristiques dimensionnelles . . .	77
2.2	Instrumentation	77
2.2.1	Gestion du fonctionnement du dispositif expérimental . . .	77
2.2.2	Présentation des instruments de mesure	79
3	Confrontation entre les résultats expérimentaux et de modélisation transi- toire thermique	81
3.1	Comparaison expérimentale pour une rampe montante peu sévère .	83
3.1.1	Analyse succincte des régimes permanents	83
3.1.2	Evolution du débit massique	88
3.1.3	Evolution des températures	89
3.1.4	Evolution des pressions	93
3.2	Vers la simulation de transitoires sévères	95
3.2.1	Sollicitations appliquées	95
3.2.2	Analyse de l'évolution temporelle du débit massique . . .	96
3.2.3	Analyse de l'évolution temporelle des températures	97
3.2.4	Analyse de l'évolution temporelle des pressions	99
3.3	Etude du cas des rampes descendantes	100
3.3.1	Sollicitation appliquée	100
3.3.2	Comparaisons simulation-expérience	101
3.4	Conclusions sur le domaine de validité du modèle	106
4	Conclusion	107
IV Analyse des résultats du modèle thermique transitoire de la CPLIP		109
1	Influence de l'élévation et de la température de fonctionnement sur le com- portement de la CPLIP soumise à une rampe de puissance	109
1.1	Sollicitation appliquée	109
1.2	Influence de l'élévation	110
1.3	Influence de la température de consigne	112
2	Réponse transitoire à une rampe de température de source froide	117
2.1	Sollicitation appliquée	117
2.2	Analyse des températures dans le condenseur et la ligne liquide . .	117
2.3	Analyse de l'impact de la rampe de température de source froide sur le comportement de l'évaporateur	121

2.4	Bilan	124
3	Réponse transitoire à une rampe de température de consigne	125
3.1	Sollicitation appliquée	126
3.2	Evolution des températures	126
3.3	Evolution du débit massique	127
3.4	Bilan des flux de chaleur à l'évaporateur	128
3.5	Evolution de la longueur diphasique au condenseur	132
3.6	Analyse du comportement du réservoir	133
3.7	Sensibilité à la masse de l'évaporateur	134
4	Conclusion	136
V	Modélisation thermohydraulique du fonctionnement en régime transi-	
	toire d'une BFDPT	139
1	Description du modèle	139
1.1	Hypothèses générales et méthodologie	139
1.1.1	Hypothèses	140
1.1.2	Discrétisation	140
1.1.3	Adimensionnement	141
1.2	Modélisation des conduites et du condenseur	142
1.2.1	Expression des équations de conservation	142
1.2.2	Bilan de masse	143
1.2.3	Bilan de quantité de mouvement	143
1.2.4	Bilan d'énergie	145
1.3	Modélisation de l'évaporateur	146
1.3.1	Mèche poreuse	148
1.3.2	Réseau de canalisations vapeur	148
1.3.3	Artère liquide	151
1.3.4	Réseaux en débit massique, en enthalpie massique, en tem- pérature et en pression représentant la modélisation de l'évaporateur	153
1.4	Modélisation du réservoir	154
1.4.1	Partie haute du réservoir	154
1.4.2	Partie basse du réservoir	155
1.5	Bilan	158
2	Confrontation entre résultats expérimentaux et de modélisation	160

2.1	Cas d'une rampe douce	160
2.1.1	Sollicitation appliquée	160
2.1.2	Evolution de la température de la culasse de l'évaporateur	160
2.1.3	Evolution du débit massique	161
2.1.4	Evolution des températures le long de la boucle	162
2.1.5	Evolution des pressions	164
2.1.6	Bilan	164
2.2	Vers des transitoires sévères	165
2.2.1	Sollicitations appliquées	165
2.2.2	Evolution du débit massique	166
2.2.3	Evolution des températures	167
2.2.4	Evolution des pressions	170
2.2.5	Bilan	171
2.3	Capacité à reproduire le comportement d'une CPLIP soumise à des rampes descendantes	171
2.3.1	Sollicitation appliquée	171
2.3.2	Evolution du débit massique	172
2.3.3	Evolution des températures	173
2.3.4	Evolution des pressions	175
2.4	Conclusion sur l'aptitude du modèle à reproduire le comportement thermohydraulique transitoire d'une boucle de type CPLIP	176
3	Comportement de la BFDPT soumise à une sollicitation variable de tem- pérature de source froide : première exploitation du modèle	177
3.1	Sollicitation	177
3.2	Analyse des résultats	177
3.2.1	Longueur diphasique et température au sein du condenseur	177
3.2.2	Evolution temporelle du débit massique en sortie de conden- seur	178
3.2.3	Température de fluide entrant dans l'évaporateur et flux de chaleur à l'évaporateur	180
4	Conclusion	182

Conclusion générale et perspectives **185**

Références bibliographiques **189**

A	Construction des tables des propriétés thermophysiques	195
1	Construction de la table $T = f(h,P)$	195
1.1	Gestion de la phase liquide	195
1.2	Changement de phase	196
1.3	Gestion de la phase vapeur	196
1.4	Construction de la table $T = f(h,P)$	196
2	Principe de construction des tables des propriétés thermophysiques	196
3	Représentation graphique de quelques propriétés thermophysiques	197
3.1	Masse volumique	197
3.2	viscosité dynamique	198
B	Présentation des réseaux globaux du modèle transitoire thermique	201
C	Présentation des réseaux globaux du modèle transitoire thermohydrau- lique	205

Table des matières

Table des figures

Cadre de l'étude : Contexte aéronautique et principe de fonctionnement d'une boucle diphasique à pompage thermocapillaire	5
I.1 Différentes ressources et consommateurs d'énergie mises en oeuvre dans un avion à réaction	6
I.2 Structure d'un module de puissance	7
I.3 Evolution des performances de différentes technologies	8
I.4 Concept d'un avion plus électrique [Tou07]	9
I.5 Boucle diphasique à pompage thermocapillaire à trois évaporateurs . . .	11
I.6 Sections d'un évaporateur plat (haut) et d'un évaporateur cylindrique (bas)	12
I.7 Quelques exemples de capillarité dans la vie quotidienne	14
I.8 Vue en coupe de la zone d'évaporation	15
I.9 Vue du ménisque dans un tube capillaire	16
I.10 Diagramme de phase d'un corps pur [Los08]	19
I.11 Diagramme (P,v) d'un corps pur	19
I.12 Lignes de flux à proximité d'un ménisque [Ber09]	20
I.13 Différents régimes d'écoulement en condensation convective [Car92] . . .	21
I.14 CPL et LHP : deux philosophies	22
I.15 Schéma d'une CPL	24
I.16 Diagramme (P,T) d'une CPL	25
I.17 Schéma d'une LHP	26
I.18 Diagramme (P,T) d'une LHP	27
I.19 Modes de conductance variable-fixe pour les deux catégories de boucle diphasique	28
I.20 Compatibilité fluide-matériau [MPS ⁺ 10]	33

I.21	Schéma d'une CPLIP	35
Synthèse bibliographique sur la modélisation des BFDPT		37
II.1	Schéma de la LHP modélisée par Launay et al.[LPDJ07]	42
II.2	Modèle de condenseur de Pouzet et al.[PJP ⁺ 04]	43
II.3	Schéma de la CPL de Pouzet <i>et al.</i> [PJP ⁺ 04]	44
II.4	Discrétisation du condenseur et du radiateur [VR07]	46
II.5	Réseau thermique pour l'ensemble évaporateur/réservoir [VR07]	46
II.6	Discrétisation en éléments de volumes de Kaya <i>et al.</i> [KPGT07]	47
II.7	Comparaison entre les données numériques et expérimentales pour la température dans le réservoir [PJP ⁺ 04]	50
II.8	Nombre de Stanton [SPDJ07]	51
II.9	Oscillations de température pour une charge thermique élevée [LPDJ07]	52
II.10	Oscillations de température pour une charge thermique faible (25 W) [LPDJ07]	54
Modèle thermique transitoire de BFDPT		55
III.1	Schéma de la discrétisation spatiale du système	56
III.2	Relation entre enthalpie massique et température à pression constante .	58
III.3	Localisation des variables par rapport aux mailles	58
III.4	Couplages entre les réseaux	60
III.5	Définition du titre massique de vapeur dans le diagramme P-h	61
III.6	Réseau hydraulique au condenseur	63
III.7	Réseau enthalpique au condenseur	64
III.8	Réseau thermique au condenseur	64
III.9	Réseaux enthalpique, hydraulique et thermique de la ligne vapeur	67
III.10	Réseau enthalpique et thermique de l'évaporateur	69
III.11	Réseau hydraulique de l'évaporateur	70
III.12	Réseaux enthalpique, thermique et hydraulique du réservoir	72
III.13	Hauteur de liquide dans le réservoir	73
III.14	Vue d'ensemble du banc expérimental CPLIP-1.2	74
III.15	Vue schématisée de la boucle CPLIP-1.2	75
III.16	Vue en coupe du réservoir de CPLIP-1.2	76
III.17	Vue en coupe de l'évaporateur de CPLIP-1.2	76

III.18	Dispositif d'application de puissance à l'évaporateur	78
III.19	Répartition des zones de chauffe sur la face active de l'évaporateur . . .	79
III.20	Emplacement des sondes de température sur CPLIP-1.2	80
III.21	Emplacement des sondes de pression absolue et de débit sur CPLIP-1.2 .	82
III.22	Evolution temporelle du débit massique liquide sans prise en compte des pertes thermiques à l'ambiante	84
III.23	Evolution temporelle du débit massique liquide en prenant en compte les pertes à l'ambiante	85
III.24	Etat de la CPLIP lors du régime permanent à 400 W	85
III.25	Etat de la CPLIP lors du régime permanent à 800 W	86
III.26	Evolution temporelle du débit massique liquide : zoom sur la rampe . . .	89
III.27	Evolution temporelle de la température de la culasse de l'évaporateur . .	90
III.28	Evolution temporelle de la température aux bornes de chaque élément .	91
III.29	Evolution temporelle des températures en différents points de la ligne liquide	92
III.30	Evolution temporelle de la pression en sortie de condenseur	94
III.31	Evolution temporelle des pressions le long de la boucle (4 W/s)	94
III.32	Rampes montantes de puissance appliquée à l'évaporateur	96
III.33	Réponse temporelle du débit massique liquide	97
III.34	Réponse temporelle de la température recalée de la culasse de l'évaporateur	98
III.35	Réponse temporelle de la température de la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur	99
III.36	Réponse temporelle des pressions le long de la boucle pour une rampe de puissance de 400 W/s ($t = 1s$)	100
III.37	Rampes descendantes de puissance appliquée à l'évaporateur	101
III.38	Evolution temporelle du débit massique liquide	102
III.39	Evolution temporelle de la différence de température entre la culasse de l'évaporateur et le fluide dans la partie haute du réservoir	103
III.40	Evolution temporelle de la température de la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur	104
III.41	Evolution temporelle de la température de la conduite liquide à proximité du réservoir pour une rampe de puissance de -400 W/s	105
III.42	Evolution temporelle des pressions le long de la boucle	106

Analyse des résultats du modèle thermique transitoire de la CPLIP	109
IV.1 Rampe de puissance appliquée à l'évaporateur	110
IV.2 Evolution temporelle de la température (à gauche) et de l'écart de température par rapport à la valeur initiale (à droite) du bâti pour les trois élévations	111
IV.3 Evolution temporelle du débit massique (courbe de gauche) et de T_{resev} (courbe de droite) pour les trois élévations	112
IV.4 Evolution temporelle de la température (à gauche) et de l'écart de température par rapport à la valeur initiale (à droite) du bâti pour les trois températures de consigne	113
IV.5 Evolution temporelle du flux de chaleur $Q(G_{evap})$ pour les trois températures de consigne	113
IV.6 Evolution temporelle de l'écart relatif de températures entre le bâti et la surface d'évaporation (courbe de gauche) et de la conductance d'évaporation relative (courbe de droite) pour les trois températures de consigne	114
IV.7 Evolution temporelle du rapport du flux de fuite sur le flux évaporé pour les trois températures de consigne	115
IV.8 Evolution temporelle du débit massique pour les trois températures de consigne	116
IV.9 Evolution temporelle de T_{resev} (à gauche) et de $(T_{resev}(t) - T_{resev}(0))$ (à droite) pour les trois températures de consigne	116
IV.10 Evolution temporelle du flux de chaleur échangé entre les deux cellules du réservoir $Q(G_{res})$ (à gauche) et de sa variation par rapport à sa valeur initiale (à droite) pour les trois températures de consigne	117
IV.11 Rampe de température de source froide appliquée au condenseur	118
IV.12 Evolution temporelle de la longueur diphasique (résultats de modélisation)	119
IV.13 Evolution temporelle des températures du fluide le long du condenseur (résultats de modélisation)	119
IV.14 Evolution temporelle des températures du fluide le long de la conduite liquide	121
IV.15 Evolution temporelle des températures de bâti et de surface d'évaporation	122
IV.16 Evolution temporelle de la variation, par rapport à l'instant initial, des pressions à l'interface d'évaporation P_{evap} , en partie basse du réservoir P_{resbas} et en sortie de condenseur P_{scond} ainsi que des pertes de charge dans la ligne liquide DP_{liq}	123

IV.17 Evolution temporelle des flux de chaleur à l'évaporateur (à gauche) et du débit massique (à droite)	124
IV.18 Evolution temporelle des températures le long de la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur	125
IV.19 Rampe de température appliquée en partie haute de réservoir	126
IV.20 Evolution temporelle des températures T_{bati} , T_{evap} et T_{con}	127
IV.21 Evolution temporelle du débit massique	128
IV.22 Evolution temporelle des flux de chaleur	129
IV.23 Zoom sur la partie du réseau thermique de l'évaporateur considéré et schéma de la répartition des flux de chaleur	130
IV.24 Evolution temporelle de l'écart de température ($T_{bati} - T_{evap}$) ainsi que de la conductance d'évaporation G_{evap}	131
IV.25 Evolution temporelle de la température du fluide entrant dans l'évaporateur T_{ent}	132
IV.26 Evolution temporelle de la longueur diphasique dans le condenseur	133
IV.27 Evolution temporelle de la hauteur de liquide et du titre volumique de vapeur dans la partie haute du réservoir	134
IV.28 Evolution temporelle du débit massique pour les trois masses d'évaporateur	135
IV.29 Evolution temporelle des flux de chaleur transmis au fluide (courbe de gauche) et à la culasse de l'évaporateur (courbe de droite) pour les trois masses d'évaporateur	136

Modélisation thermohydraulique du fonctionnement en régime transitoire

d'une BFDPT	139
V.1 Problème lié au choix de la discrétisation	141
V.2 Représentation des deux maillages et de la position des variables	141
V.3 Réseau en débit massique	143
V.4 Définition de la section équivalente	144
V.5 Réseau en pression	145
V.6 Réseau en enthalpie massique	146
V.7 Réseau en température d'une conduite (ici, vapeur)	146
V.8 Réseau en température du condenseur	147
V.9 Schéma simplifié de l'évaporateur	147
V.10 Réseau thermique de l'évaporateur	148

Table des figures

V.11	Nœud « can »	149
V.12	Maillage associé au bilan de quantité de mouvement en sortie d'évaporateur	150
V.13	Maillage associé au bilan de quantité de mouvement en entrée d'évaporateur	152
V.14	Réseau en pression modélisant l'évaporateur	153
V.15	Réseau en débit massique modélisant l'évaporateur	153
V.16	Réseaux en enthalpie massique et en température modélisant l'évaporateur	154
V.17	Schéma du réservoir	155
V.18	Réseau en débit massique modélisant la partie basse du réservoir	156
V.19	Réseau en pression modélisant le réservoir	157
V.20	Réseaux en température et en enthalpie modélisant le réservoir	158
V.21	Couplage entre les quatre réseaux constitutifs de la modélisation thermohydraulique	159
V.22	Localisation des conditions limites du modèle thermohydraulique	159
V.23	Evolution temporelle de la température de la culasse de l'évaporateur	161
V.24	Evolution temporelle du débit massique	162
V.25	Evolution temporelle des températures le long de la boucle	163
V.26	Evolution temporelle de la température de la paroi de la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur	164
V.27	Evolution temporelle des pressions le long de la boucle	165
V.28	Différentes rampes de puissance appliquée à l'évaporateur	166
V.29	Evolution temporelle du débit massique en sortie de condenseur pour les différentes sollicitations	167
V.30	Evolution temporelle de l'écart entre la température de la culasse de l'évaporateur et la température de consigne pour les rampes de pente 4 W/s et 400 W/s	168
V.31	Evolution temporelle de la température de paroi de la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur T_{cresev} pour les rampes de puissance de pente 4 W/s et 400 W/s	169
V.32	Evolution temporelle des pressions pour une rampe de pente 400 W/s	170
V.33	Différentes rampes de puissance appliquée à l'évaporateur	172
V.34	Evolution du débit massique du fluide en sortie de condenseur pour les différentes sollicitations	173
V.35	Evolution temporelle de $(T_{bati} - T_{con})$ pour les rampes de pentes -4 W/s et -400 W/s	174

V.36	Evolution temporelle de T_{cresev} pour les rampes de pentes -4 W/s et -400 W/s	175
V.37	Evolution temporelle des pressions pour une rampe de pente -400 W/s	176
V.38	Rampe de température de source froide appliquée au condenseur	177
V.39	Evolution temporelle de la longueur diphasique	178
V.40	Evolution temporelle des températures au sein du condenseur	179
V.41	Evolution temporelle du débit massique en sortie de condenseur et d'évaporation	179
V.42	Evolution temporelle de T_{art} (courbe de gauche) et des flux de chaleur au sein de l'évaporateur (courbe de droite)	180
V.43	Evolution temporelle de la pression de saturation à l'évaporateur (résultat de modélisation)	181
Construction des tables des propriétés thermophysiques		195
A.1	Masse volumique du fluide fictif homogène en fonction de l'enthalpie massique et la pression	198
A.2	Viscosité dynamique du fluide fictif homogène en fonction de l'enthalpie massique et la pression	198
Présentation des réseaux globaux du modèle transitoire thermique		201
B.1	Réseau hydraulique global	201
B.2	Réseau enthalpique global	202
B.3	Réseau thermique global	203
Présentation des réseaux globaux du modèle transitoire thermohydraulique		205
C.1	Réseau en débit massique global	205
C.2	Réseau en pression global	206
C.3	Réseau enthalpique global	207
C.4	Réseau thermique global	208

Table des figures

Liste des tableaux

Cadre de l'étude : Contexte aéronautique et principe de fonctionnement d'une boucle diphasique à pompage thermocapillaire	5
I.1 Tensions superficielles de fluides usuels à 20°C et 100°C (source NIST) .	15
I.2 Exemples de longueur capillaire pour différents fluides à température ambiante (20 °C)	17
I.3 Avantages et inconvénients des deux technologies	30
Modèle thermique transitoire de BFDPT	55
III.1 Dimensions et caractéristiques des divers composants de CPLIP-1.2 . . .	77

Liste des tableaux

Nomenclature

C_p	chaleur spécifique	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
D	diamètre	m
e	épaisseur	m
$F_{visqueux}$	force de frottements visqueux	N
G	conductance	
g	accélération de pesanteur	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
H	hauteur	m
h	enthalpie massique	J.kg^{-1}
h_{cv}	coefficient d'échange convectif	$\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
h_{lv}	chaleur latente de vaporisation	J.kg^{-1}
L	longueur	m
\dot{m}	débit massique	kg.s^{-1}
m	masse	kg
n	nombre d'artères d'alimentation en liquide de l'évaporateur	
Nu	nombre de Nusselt	
P	pression	Pa
Pr	nombre de Prandtl	
\dot{Q}	source de flux thermique	W
q	source de flux thermique	W

Nomenclature

r	rayon	m
Re	nombre de Reynolds	
S	surface	m^2
St	nombre de Stanton	
T	température	K
t	temps	s
V	vitesse	$m.s^{-1}$
x	titre massique de vapeur	
z	altitude	m

Lettres grecques

α	titre volumique de vapeur	
Δ	différence	
δ	épaisseur de film	m
ϵ	porosité	
η	longueur de la zone diphasique	m
γ	variation relative de volume	
κ	perméabilité	m^{-2}
λ	conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$
μ	viscosité dynamique	$kg.m^{-1}.s^{-1}$
ν	viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$
Ω	volume	m^3
ϕ	densité de flux	$W.m^{-2}$
ρ	masse volumique	$kg.m^{-3}$
Σ	section	m^2
σ	tension de surface	$N.m^{-1}$

τ	constante de temps	s
θ	angle de mouillage	rad

Indices

<i>amb</i>	ambiante
<i>art</i>	artère liquide
<i>ax</i>	axiale
<i>bati, culasse</i>	structure métallique de l'évaporateur
<i>c, cap</i>	capillaire
<i>can</i>	cannelures
<i>con</i>	consigne
<i>cond</i>	condenseur
<i>cresev</i>	conduite reliant le réservoir à l'évaporateur
<i>crit</i>	critique
<i>diph</i>	diphasique
<i>eff</i>	effectif
<i>eq</i>	équivalent
<i>evap</i>	évaporation
<i>evapb</i>	côté liquide des ménisques de l'interface d'évaporation
<i>evaph</i>	côté vapeur des ménisques de l'interface d'évaporation
<i>ext</i>	extérieur
<i>f</i>	fluide
<i>grav</i>	gravitaire
<i>h</i>	hydraulique
<i>i, j, k</i>	indices de nœud
<i>inox</i>	acier inoxydable

Nomenclature

int intérieur

l, liq liquide

lam laminaire

m moyen

max maximal

pdc pertes de charge

por poreux

re entrée du réservoir

ref référence

res réservoir

resb, rb partie basse du réservoir

resev fluide contenue dans la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur

resh, rh partie haute du réservoir

rs sortie du réservoir

s solide

sat saturation

turb turbulent

v, vap vapeur

vapsur surchauffe de la vapeur

Abréviations

BFDPT Boucle Fluide Diphasique à Pompage Thermocapillaire

CC « Compensation chamber »

CPL « Capillary Pumped Loop »

CPLIP « Capillary Pumped Loop for Integrated Power »

EHP « Euro Heat Pipe »

GNC Gaz Non Condensable

LHP « Loop Heat Pipe »

NASA « National Aeronautics and Space Agency »

NIST « National Institute of Standards and Technology »

PID Proportionnel Intégral Dérivé

Nomenclature

Introduction générale

Il y a seulement dix ans, l'homme a pris réellement conscience des conséquences néfastes de ses activités sur l'environnement, au travers du réchauffement climatique, de la disparition de certaines espèces animales ou végétales, de catastrophes naturelles, ... Compte tenu de l'importance des efforts financiers nécessaires, une dynamique quasi mondiale de limitation, à défaut de réduction, de l'impact humain sur la planète a tardé à se mettre en route et est devenu réellement perceptible que depuis une demi-douzaine d'années. L'axe majeur de cette politique est la réduction des gaz à effet de serre. Cela passe principalement par un recyclage accru des produits de consommation en service mais surtout par une optimisation énergétique générale. Si les secteurs industriels et du bâtiment sont également concernés, le domaine du transport, en raison de la quantité de gaz à effet de serre dont il est responsable, fait l'objet d'une attention particulière. La conception d'un véhicule moins polluant passe par une minimisation de sa masse et une augmentation de rendement de toutes les conversions énergétiques nécessaires à son fonctionnement. Les systèmes électriques apparaissent donc comme une solution à ces deux problématiques si l'on maîtrise l'efficacité de la production d'électricité et la gestion à la source des rejets ou déchets inévitables.

Alors que l'existence d'automobiles et de trains électriques est un fait avéré, l'apparition d'un avion « tout électrique » nécessitera un certain nombre d'années. Les technologies de stockage de l'énergie électrique ne sont, en effet, pas encore suffisamment performantes pour assurer la propulsion de l'aéronef sur un vol avec des volumes de batteries raisonnables. L'effort d'électrification se portent donc sur les équipements auxiliaires dont une majorité sont encore hydrauliques ou pneumatiques : commandes de vols, trains d'atterrissage, pompes à carburant, ... En raison des niveaux de puissances mises en jeu, l'électronique de puissance s'impose comme l'unique solution pour commander ces nouveaux équipements électriques. Bien que les rendements de ces composants soient élevés, les densités de puissance sont telles que leur gestion thermique devient un enjeu majeur. La température de jonction étant le critère déterminant, il s'agit donc d'optimiser la chaîne thermique de la puce jusqu'à la source froide. Trois thématiques d'étude thermique apparaissent naturellement :

- L'amélioration de la diffusion de l'énergie dissipée au plus près de la puce qui repose sur l'utilisation de substrat optimisé (matériaux, dimensions, ...).
- Une capacité de stockage thermique accrue temporairement et à moindre masse pour appréhender les forts régimes transitoires en puissance thermique dissipée. Cela passe par la mise à profit de matériaux à changement de phase (solide-liquide

par exemple).

- Un transport sobre et fiable de cette énergie vers la source froide.

Pour répondre à cette dernière thématique, l'utilisation de Boucles Fluides Diphasiques à Pompage Thermocapillaire (BFDPT), systèmes passifs particulièrement novateurs dans ce contexte peut être envisagée. Leur principe de fonctionnement est le même que celui de leurs ancêtres, les caloducs ; il repose donc sur le changement de phase d'un fluide pur et un pompage capillaire. La puissance appliquée à l'évaporateur est absorbée par le fluide qui se vaporise. Mis en mouvement par la capillarité, il rejoint le condenseur où il se condense restituant alors la puissance avant de retourner à l'évaporateur. Les boucles diphasiques à pompage thermocapillaire annoncent cependant des performances bien plus importantes que les caloducs. La principale raison en est la restriction de la structure poreuse à l'évaporateur.

L'objet de ces travaux de thèse est en particulier de développer un modèle thermohydraulique global capable de simuler leur réponse lorsqu'elles sont soumises à des sollicitations sévères. Cette modélisation doit permettre d'estimer les performances thermohydrauliques de cette catégorie de système de transfert de chaleur.

Après une définition de l'environnement moteur en contexte avionique, le premier chapitre présentera une synthèse bibliographique des boucles diphasiques à pompage thermocapillaire, systèmes inventés il y a une cinquantaine d'années pour répondre aux besoins en contrôle thermique et refroidissement des applications spatiales. Dans un premier temps, une description générale des éléments constitutifs et des deux principaux phénomènes physiques sur lesquels repose le fonctionnement de ces systèmes, à savoir le changement de phase liquide-vapeur et le pompage capillaire, sera effectué. Ensuite, un comparatif entre les deux principales catégories de boucles diphasiques à pompage capillaire sera suivi d'une présentation de leurs principales limites de fonctionnement. Après avoir analysé l'influence de la gravité sur leur comportement, une nouvelle catégorie de boucle diphasique à pompage capillaire conçue pour les applications terrestres sera présentée : la « Capillary Pumped Loop for Integrated Power » (CPLIP). Développée par la société Belge EHP, sa particularité, lui permettant d'assurer une bonne régulation en température de l'équipement à refroidir, réside dans la structure du réservoir et sa position relative par rapport à l'évaporateur.

Par la suite, un état de l'art des approches de modélisation développées depuis l'invention des boucles diphasiques à pompage capillaire est présenté. Il permet de mettre en évidence le nombre conséquent de modèles permettant de simuler des régimes permanents, dont la plupart est basée sur des approches analytiques. Ils peuvent être utilisés pour des études de sensibilité et des prédimensionnements. En revanche, les approches de modélisation transitoire, dont les principales sont ensuite exposées, sont apparues nettement moins nombreuses. De surcroît, les CPLIP étant relativement récentes, peu de modèles simulant leur fonctionnement sont disponibles.

C'est pourquoi, une première modélisation en régime de fonctionnement transitoire est présentée dans le troisième chapitre. S'appuyant sur une hypothèse forte qui suppose l'équilibre mécanique à tout instant, elle est avant tout destinée à déterminer le

comportement thermique de la boucle. Une confrontation aux résultats expérimentaux mis à disposition a permis non seulement de mettre en valeur les performances quant à l'estimation des températures durant les sollicitations transitoires mais aussi ses limites présumées quant au comportement hydraulique.

Après avoir fait ses preuves, ce modèle sera exploité dans le quatrième chapitre pour simuler la réponse temporelle de la CPLIP à des sollicitations transitoires des différentes conditions limites imposées à ce système que sont la puissance appliquée à l'évaporateur, la température de consigne imposée au réservoir et la température de source froide. L'impact de certains paramètres sera également analysé. La dynamique hydraulique n'étant pas représentée, ce modèle permettra donc de mettre évidence la seule influence des phénomènes thermiques transitoires sur le comportement global de la boucle.

Enfin, le troisième chapitre ayant montré que l'hydraulique gouverne le fonctionnement de la CPLIP durant les phases de régime transitoire, le cinquième chapitre retracera les étapes de développement d'une modélisation thermohydraulique globale. Une confrontation aux résultats expérimentaux permettra de démontrer la capacité de ce modèle à traduire plus précisément le comportement global d'une CPLIP. Ce dernier chapitre fournit également les éléments d'analyse d'un cas de fonctionnement industriel réaliste où là encore la prépondérance de la dynamique hydraulique en régime de fonctionnement transitoire est bien montré.

En conclusion, une synthèse des principaux apports de ces travaux de thèse quant à la modélisation globale des boucles diphasiques à pompage thermocapillaire sera effectuée. Si l'approche décrite dans cette thèse a démontré un fort potentiel, des limites, liées à une modélisation parfois encore trop simplifiée, ont pu être mises en évidence. Un certain nombre de points à approfondir ont été identifiés, constituant alors des pistes d'investigations et des perspectives de développements futurs.

Chapitre I

Cadre de l'étude : Contexte aéronautique et principe de fonctionnement d'une boucle diphase à pompage thermocapillaire

Dans le cadre de l'avion plus électrique, dont l'objectif majeur est une gestion optimale de l'énergie à l'échelle de l'aéronef, une démarche de réduction des coûts, des masses, des volumes et de la consommation énergétique puis d'augmentation de la fiabilité est adoptée. Dans ce but, un certain nombre d'équipements hydrauliques et pneumatiques se voient remplacés par des homologues électriques. Les puissances mises en jeu par ces derniers étant relativement importantes, leur contrôle a donné naissance à un nouveau domaine de compétence pour ce secteur d'activité : l'électronique de puissance, dont la philosophie est une miniaturisation des équipements en parallèle d'une augmentation de leurs performances. Se pose alors le problème de la gestion thermique. En effet, les solutions traditionnellement utilisées telles que la conduction et la convection naturelle ne répondent plus aux spécifications combinées de masse, de coût et de performance. Ainsi, en suivant l'exemple du domaine spatial, le transport aérien s'intéresse à l'utilisation de boucles fluides diphases à pompage thermocapillaire pour des raisons de performances mais aussi de fiabilité, de gain de masse et de volume. L'objet de ce chapitre est donc de définir dans un premier temps les contraintes liées au domaine aéronautique et, en particulier à l'environnement sévère, auxquelles doivent faire face les composants électroniques ainsi que le système de refroidissement associé. Ensuite, sera présenté le principe de fonctionnement des boucles diphases à pompage capillaire comme voie de refroidissement pour l'électronique embarqué dans l'aéronautique.

1 Contexte aéronautique

1.1 L'avion plus électrique

En aviation, comme dans tout type de véhicule, le besoin énergétique auxiliaire est important. Les énergies dites de servitudes sont indispensables car elles permettent d'assurer les performances, la sécurité et le confort. Tout d'abord, il faut actionner les commandes de vol. Pour les avions de taille importante, la force de l'homme étant insuffisante, une autre source d'énergie est donc nécessaire. Tous les équipements électroniques de navigation ainsi que les instruments de contrôle doivent être alimentés. Enfin, les charges commerciales telles que l'éclairage et les appareils de cuisson requièrent une énergie conséquente.

Tous ces systèmes embarqués imposent le recours à différentes natures de sources d'énergies : hydraulique, électrique et pneumatique. Les moteurs d'avions alimentent divers équipements permettant de générer ces différentes sources d'énergies comme le montre la figure I.1.

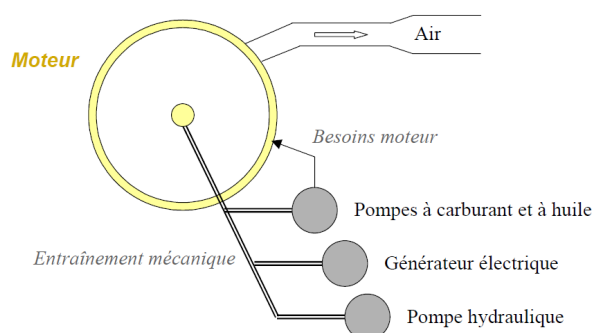


Figure I.1 – Différentes ressources et consommateurs d'énergie mises en oeuvre dans un avion à réaction

Dans le cas des moteurs à réaction actuels, le conditionnement de l'air est obtenu par prélèvement d'air sur les étages compresseurs haute et basse pression. L'énergie hydraulique est quant à elle générée grâce à une pompe entraînée mécaniquement par le moteur. Il en est de même pour l'énergie électrique.

La tendance est à privilégier de plus en plus cette dernière nature d'énergie. Contrairement à ce que l'on peut croire ce n'est pas un phénomène nouveau. Depuis le début de l'histoire de l'aéronautique, les aéronefs deviennent toujours plus électriques. Des progrès ont été obtenus petit à petit, notamment au travers des étapes suivantes :

- changement de tension du 28 V DC au 115 V AC pour les fortes puissances dans les années 1950 ;
- commandes de vol électriques sur A320 (années 1980) ;
- actionneurs à puissance électrique et remplacement d'un circuit hydraulique sur A380 (années 2000).

Cette démarche est motivée par les avantages que présente l'électricité par rapport à l'hydraulique, par exemple. La génération, la distribution et l'utilisation de l'énergie

électrique sont plus aisées, car cette dernière est plus facilement maîtrisable que l'énergie hydraulique ou pneumatique. De plus, les progrès en électronique de puissance permettent des conversions électriques très fiables et performantes. Les actionneurs électriques actuels associés à leur électronique de puissance offrent une grande souplesse de contrôle (Inverseur de poussée sur A380, ...).

Outre la simplification de mise en oeuvre obtenue par des systèmes électriques, l'objectif principal reste la réduction de la masse globale d'un avion dans le cadre d'une optimisation énergétique permettant de réduire l'impact environnemental du transport aérien.

1.2 Electronique de puissance

Comme il a été mentionné précédemment, l'électronique de puissance joue un rôle important dans l'électrification des avions. Il s'agit d'un domaine technologique relativement récent (moins de 50 ans) qui permet de répondre au besoin croissant de conversion des signaux électriques.

Les amplificateurs analogiques effectuent un contrôle continu du transfert de la puissance en adaptant la résistance à la valeur correspondant à la consigne sur la totalité du temps de fonctionnement. Au contraire, dans un convertisseur à découpage (temporel), la puissance est transférée par l'intermédiaire d'interrupteurs qui passent d'un état passant à un état bloqué. Ainsi, s'appuyant sur le concept d'interrupteur parfait fermé (tension aux bornes nulle) ou ouvert (courant traversant nul), les pertes engendrées sont quasi nulles (aux imperfections des composants près). En association avec des éléments réactifs, il est ainsi possible de réaliser une conversion de tension ou de courant en conservant l'énergie.

Une application très couramment utilisée est le module de puissance, constitué d'un certain nombre de convertisseurs (en général trois ou quatre) à découpage défini comme précédemment. La figure I.2 montre la structure d'un tel module.

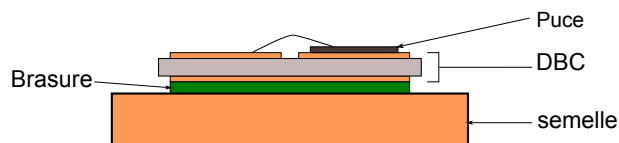


Figure I.2 – Structure d'un module de puissance

Même si ces composants ont des rendements élevés, les puissances électriques mises en jeu étant tellement importantes (jusqu'à 40 kVA) et les dimensions diminuant sans cesse, une gestion thermique s'avère indispensable pour répondre à cette augmentation de densité de puissance. Bien que, jusqu'à présent, les solutions traditionnelles (conduction thermique et convection) de refroidissement permettaient d'évacuer la chaleur localement, il apparaît nécessaire de pouvoir transférer l'énergie calorifique générée par l'électronique vers des sources froides plus efficaces.

Les boucles fluidiques apparaissent donc naturellement comme solution pour répondre à cet objectif. On en distingue trois catégories :

Chapitre I. Cadre de l'étude : Contexte aéronautique et principe de fonctionnement d'une boucle diphasique à pompage thermocapillaire

- les boucles fluides monophasiques (liquide) à pompage mécanique ;
- les boucles fluides diphasiques à pompage mécanique ;
- les boucles fluides diphasiques à pompage capillaire.

A l'instar du domaine spatial, qui a été confronté à cette problématique trente ans auparavant, le transport aérien s'oriente donc vers les boucles diphasiques, objet de ces travaux de thèse. Comme le montre la figure I.3, les boucles fluides monophasiques témoignent d'une meilleure capacité de transport. Toutefois, contrairement aux boucles diphasiques qui peuvent fonctionner une vingtaine d'années sans intervention humaine (en réponse aux contraintes spatiales), les boucles fluides monophasiques, en raison de leur pompe mécanique, posent le problème de la fiabilité (et éventuellement de la masse et du volume).

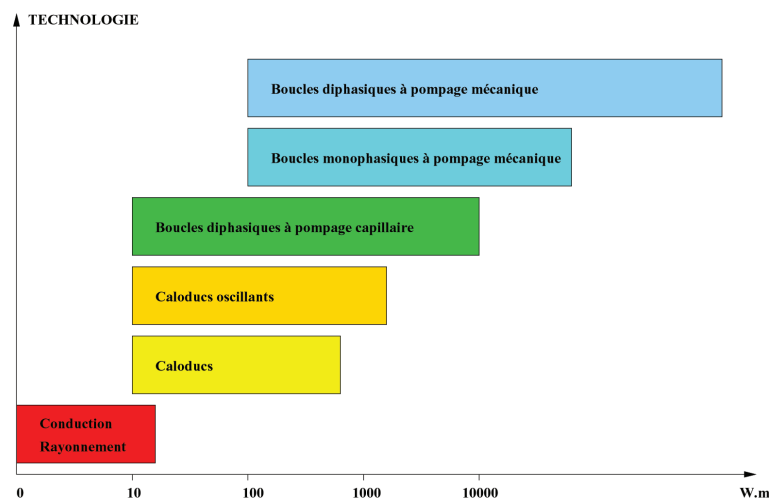


Figure I.3 – Evolution des performances de différentes technologies

1.3 Contraintes environnementales

L'utilisation croissante de l'énergie électrique et donc de l'électronique de puissance a conduit au développement de nouvelles architectures dans lesquelles les convertisseurs et les capteurs sont distribués dans la structure même de l'avion au plus près des réacteurs et des trains d'atterrissage (cf. figure I.4). Dans ces zones, les conditions environnementales sont très sévères. L'électronique qui y est installée et donc le système de refroidissement associé doivent être capables de fonctionner durablement et de manière fiable dans cet environnement.

1.3.1 Température ambiante

Les avions étant amenés à parcourir la totalité du globe, la température ambiante peut varier de $-55\text{ }^{\circ}\text{C}$ (jour froid en Sibérie par exemple ou en altitude de croisière) à $90\text{ }^{\circ}\text{C}$ (jour chaud à Mexico sur le tarmac). Que ce soit à proximité du réacteur ou du train

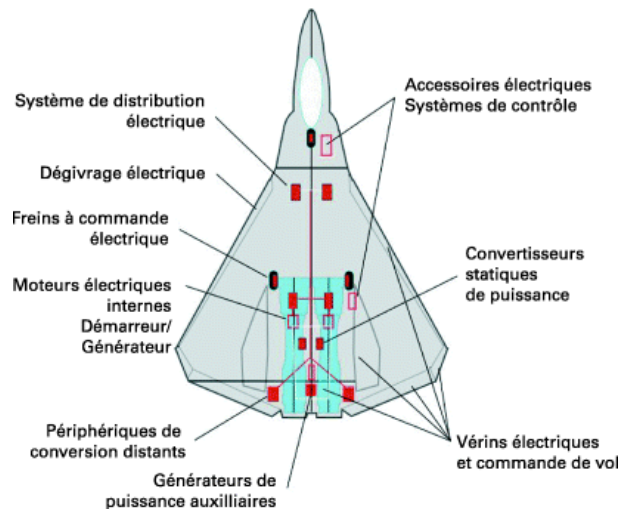


Figure I.4 – Concept d'un avion plus électrique [Tou07]

d'atterrissage, les composants ne se trouvent pas dans une zone pressurisée ou climatisée. Par conséquent, l'ambiance étant à terme, la seule source froide, sa température est un paramètre déterminant dans le choix de la technologie et le dimensionnement du système de refroidissement. Ce dernier doit, en effet, permettre de maintenir la température de l'équipement refroidi en dessous de sa température maximale recommandée quelle que soit la température ambiante.

De plus, ces variations de température ambiante posent un problème de fiabilité que le composant fonctionne ou non. En effet, la dilatation thermique associée est responsable d'un délaminage du module de puissance : une détérioration des soudures est observable au niveau des extrémités de chaque couche (cf. figure I.2).

1.3.2 Vibrations

Les équipements visés dans ces travaux sont situés en environnement sévère. Bien que des systèmes d'amortissement soient prévus, l'électronique, et par conséquent le système de refroidissement associé, sont soumis à des vibrations hautes fréquences (jusqu'à 2000 Hz). Concernant les boucles diphasiques, deux problématiques en résultent.

Dans un premier temps, reposant sur la circulation et le changement de phase d'un corps pur, le circuit doit être hermétique. Cependant, de nombreux raccords sont nécessaires pour lier tous les éléments constitutifs de la boucle. Chacun d'eux constitue une faiblesse, amplifiée par les phénomènes vibratoires, sur le plan de l'étanchéité. Des travaux sont donc à mener pour déterminer le type de raccord adapté et le travail à effectuer sur les conduites pour qu'elles amortissent la contrainte vibratoire initiale (enroulement sur elles-mêmes par exemples).

Ensuite, les vibrations peuvent avoir un effet sur le fonctionnement même de la boucle diphasique à pompage thermocapillaire. En effet la circulation du fluide résulte de la différence de pression générée au niveau des menisques présents dans la structure poreuse

au niveau de l'interface liquide-vapeur. Ces ménisques peuvent donc être influencés par des vibrations. Peu de travaux traitant de ce problème sont menés. Il s'agit cependant d'un passage indispensable pour envisager d'avionner une boucle diphasique.

1.3.3 Autres contraintes environnementales

Les contraintes abordées précédemment ont trait au fonctionnement même de l'équipement. Cependant, un paramètre important dans la démarche de qualification, est l'assurance d'une durée de vie suffisante. Si les boucles diphasiques ont une espérance de vie de 20 ans sans intervention humaine en environnement spatial, qu'en est-il en contexte aéronautique, et plus particulièrement en environnement sévère ?

Des tests doivent donc être menés pour déterminer la résistance de la boucle à la corrosion due aux brouillards salins, aux champignons, à d'éventuels chocs (objets venant percuter l'équipement, ...) et surtout aux fortes accélérations.

De plus, des interventions de maintenance devant être réalisées, il ne faut pas que l'équipement soit dangereux pour l'intervenant. En ce qui concerne les boucles diphasiques à pompage thermocapillaire, la composante susceptible d'être la plus nocive est le fluide caloporteur. En effet, les fluides les plus efficaces, parmi lesquels on peut compter l'ammoniac, le méthanol, le N-pentane et l'éthanol, sont néfastes pour la santé et l'environnement. Des recherches doivent donc être menées pour déterminer le fluide capable d'assurer les performances demandées tout en respectant ces contraintes sanitaire et environnementale.

Ces aspects ne seront pas abordés dans ces travaux de thèse qui se concentrent plus particulièrement sur les performances propres des boucles diphasiques à pompage thermocapillaire dont une présentation générale est effectuée ci-dessous.

2 Généralités sur les boucles diphasiques à pompage thermocapillaire

Comme le montre la figure I.3, les boucles diphasiques à pompage capillaire couvrent une large gamme de capacités de transport et ce, sur une grande plage de température d'utilisation : de la cryogénie au domaine des hautes températures suivant les matériaux et les fluides utilisés. A l'instar des caloducs, leurs « ancêtres », leur principe de fonctionnement repose sur le changement de phase liquide-vapeur d'un corps pur pour les aspects de transfert de chaleur et sur les forces de pression capillaire en ce qui concerne la mise en mouvement du fluide. En effet, comme il a été signalé auparavant, ces systèmes sont dits « passifs », ce qui signifie qu'il n'y a pas de pompage mécanique comme dans les boucles fluides traditionnelles. Ces deux phénomènes physiques seront détaillés dans la section 3.

2.1 Description d'une boucle

Une boucle diphasique à pompage capillaire est donc un circuit fermé dans lequel le fluide caloporteur, mis en mouvement grâce aux forces de capillarité, décrit un cycle thermodynamique (présenté en 4) autour de la surface de changement de phase liquide-vapeur délimitée par le point triple et le point critique (cf. figure I.10 détaillée ci-après). Ce type de système est composé d'un ou plusieurs évaporateurs en parallèle (le fonctionnement en série s'avère impossible), d'un ou plusieurs condenseurs en parallèle ou en série, d'un réservoir et de conduites pour relier tous ces composants. Un exemple de configuration de boucle est schématisé sur la figure I.5.

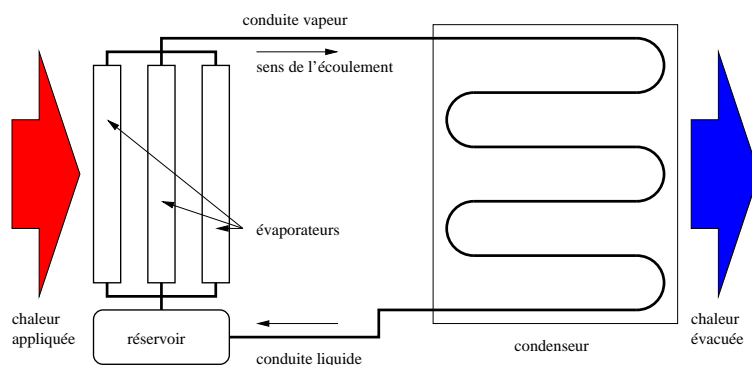


Figure I.5 – Boucle diphasique à pompage thermocapillaire à trois évaporateurs

2.1.1 L'évaporateur : le coeur de la boucle

L'évaporateur est la pièce maîtresse des boucles diphasiques passives. Il assure non seulement l'extraction de la chaleur par vaporisation mais aussi la mise en circulation du fluide par pompage capillaire. Il est constitué d'une coque métallique et d'une mèche poreuse.

On distingue deux géométries : les évaporateurs plats et les évaporateurs cylindriques (cf. figure I.6). La première catégorie, principalement présente dans les réalisations européennes et japonaises, a l'avantage de proposer des niveaux et des densités de puissance admissibles très élevés ainsi qu'une facilité d'intégration : les modules de puissance, composants cibles pour ce type de système de refroidissement, ont une semelle plane. Par contre, leur tenue en pression est nettement moins importante que celle des évaporateurs cylindriques privilégiés par les Russes et les Américains, justement en raison de cette géométrie. De plus, le contact entre la mèche poreuse et le bâti est bien meilleur en géométrie cylindrique. Or, comme l'a montré Dupont [Dup01], ceci présente un avantage considérable puisque cela permet de limiter la surchauffe au démarrage de la boucle. Cet aspect sera abordé plus en détail dans le chapitre II.

Afin d'évacuer la vapeur générée à la surface d'évaporation, des cannelures sont nécessaires. Elles sont usinées soit dans la coque (relativement aisé), soit dans la mèche poreuse

Chapitre I. Cadre de l'étude : Contexte aéronautique et principe de fonctionnement d'une boucle diphasique à pompage thermocapillaire

(beaucoup plus délicat), avec un net avantage pour la deuxième configuration qui donne de meilleures performances.

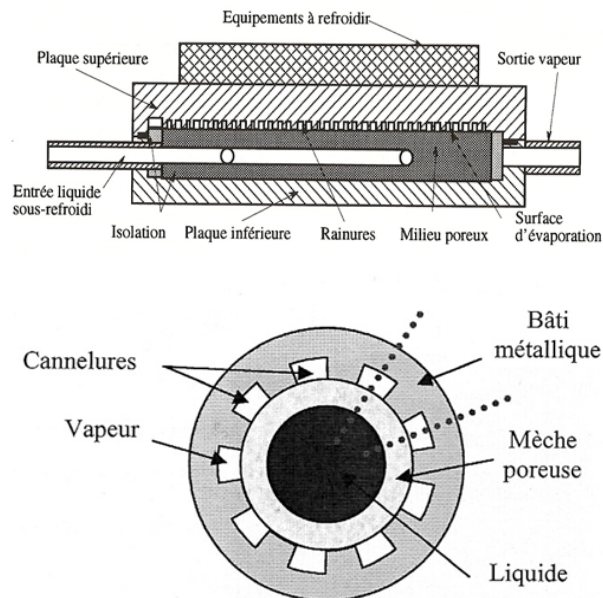


Figure I.6 – Sections d'un évaporateur plat (haut) et d'un évaporateur cylindrique (bas)

Ce milieu poreux joue un rôle tellement crucial qu'il fait l'objet de nombreuses études approfondies parmi lesquelles on peut citer Coquard [Coq06]. Son modèle met en évidence en particulier deux paramètres influents : la conductivité thermique et la dimension des pores de la mèche poreuse, qui permettent à l'évaporateur d'assurer deux fonctions importantes définies par Maydanik [May04]. La première est le « verrou thermique » qui exprime la nécessité de limiter le flux de chaleur entre la surface d'évaporation et l'artère liquide pour s'affranchir d'éventuelles créations prématurées de bulles de vapeur. La seconde, le « verrou hydraulique », traduit le besoin d'empêcher la progression de la phase vapeur dans la mèche pour éviter la percolation. Il s'agit donc de trouver un bon compromis dans le choix de chacun de ces paramètres afin d'assurer un fonctionnement optimal.

2.1.2 Le condenseur

Le condenseur est la partie de la boucle dans laquelle le fluide se condense et restitue la chaleur absorbée au niveau de l'évaporateur par vaporisation. En raison d'une longueur totale généralement plus grande que la longueur nécessaire à la seule condensation, le liquide ainsi généré est ensuite sous-refroidi. Ceci permet de stabiliser considérablement le fonctionnement de la boucle. En effet, de cette manière, on s'assure que la température du liquide entrant dans l'évaporateur est suffisamment éloignée de la température de saturation pour ne pas se vaporiser avant de pénétrer dans la mèche poreuse.

I.2 Généralités sur les boucles diphasiques à pompage thermocapillaire

Le choix de la technologie utilisée pour cet échangeur est très fortement lié à l'application envisagée. Pour des dispositifs spatiaux, on utilise des radiateurs ; pour les applications terrestres des échangeurs à air, à eau coaxiaux, à courants croisés, ... Toutes les technologies d'échangeurs thermiques peuvent être utilisées.

Le dimensionnement du condenseur est extrêmement délicat. En effet, outre cette diversité de paramètres environnementaux, le phénomène physique de condensation est très complexe. Il sera abordé dans la section 3.2.

2.1.3 Le réservoir

Initialement les BFDPT ne disposaient pas de réservoir [Fri97]. Toutefois, son ajout a des effets stabilisateurs sur le fonctionnement global. Le réservoir a une double fonction.

Dans un premier temps il a le rôle de volume tampon. Cela signifie qu'il doit être capable de recevoir ou de fournir le volume de fluide nécessaire quels que soit le régime de fonctionnement et donc la variation de la longueur diphasique au condenseur. La détermination de sa contenance est donc réalisée à partir des cas extrêmes caractérisés lors de l'arrêt du système et du fonctionnement sous puissance maximale. Dans le premier cas, le réservoir doit assurer le remplissage total de la boucle en liquide (c'est le seul composant qui contient de la vapeur) alors que dans le second, il doit avoir un volume suffisant pour recevoir le volume de la ligne vapeur, des cannelures de l'évaporateur et de la totalité du condenseur.

Ensuite, il a un rôle de contrôle thermodynamique de la boucle. En effet, il permet de maîtriser la température d'évaporation au niveau de l'évaporateur.

Pour assurer ces deux fonctions, deux concepts peuvent être identifiés. Le premier représente les réservoirs monophasiques. Dans ce cas, la pression au sein de la seule phase en présence, la phase liquide, est contrôlée par action d'une paroi mobile mécanique. Ce dispositif est relativement complexe, lourd et sujet à pannes, c'est pourquoi il a rarement été retenu. La seconde catégorie, la plus répandue, est constituée des réservoirs diphasiques. La vapeur et le liquide y sont à l'équilibre thermodynamique. Par conséquent, en contrôlant la température (ou la pression) grâce à un dispositif de chauffage, on maîtrise la pression qui règne au niveau de l'interface liquide-vapeur du réservoir. Ainsi, les pertes de charge dans la boucle étant faibles, la condensation et l'évaporation ont lieu à des températures proches. Ces réservoirs diphasiques sont plus pratiques pour les applications terrestres car la gravité fixe la position relative des deux phases. En apesanteur, il est nécessaire de rajouter une structure poreuse en entrée du réservoir pour forcer la présence de liquide dans cet zone grâce aux forces de pression capillaire induites.

2.1.4 Les conduites

Les trois composants définis précédemment sont reliés entre eux grâce à des conduites. Il est à noter que le réservoir est obligatoirement relié à la boucle entre la sortie du condenseur et l'entrée de l'évaporateur. Sa position relative par rapport à ces deux derniers éléments fixera son mode de fonctionnement (cf. 4).

3 Phénomènes physiques mis en jeu

La particularité des boucles diphasiques à pompage capillaire repose principalement sur deux phénomènes physiques : la capillarité et le changement de phase. L'objet de cette partie est de les présenter.

3.1 La capillarité

La capillarité est un phénomène relativement complexe qui nécessite une étude à l'échelle microscopique pour comprendre ses principes. Toutefois, cela ne fait pas l'objet de ces travaux de thèse qui ont pour objectif une approche plus macroscopique. Ainsi, après avoir exposé quelques exemples de la vie quotidienne de phénomènes capillaires, l'expression du saut de pression engendré sera donnée. Enfin, il sera montré comment estimer l'importance de ce dernier par rapport au saut de pression dû aux effets gravitaires.

3.1.1 Quelques exemples courants de phénomènes dûs à la capillarité

Bien que la capillarité soit un phénomène complexe faisant appel à des notions de tension de surface et de mouillabilité, elle est observable dans la vie courante [Ber09]. De nombreux exemples nous entourent parmi lesquels on peut citer (cf. figure I.7) :



Figure I.7 – Quelques exemples de capillarité dans la vie quotidienne

- Le premier exemple apparaît dès le matin. En effet, lorsque l'on imbibe une extrémité d'un morceau de sucre dans du café, on observe la remontée de ce dernier. Le liquide se déplace donc dans le sens anti-gravitaire. Les forces de capillarité générées au sein du morceau de sucre sont plus importantes que les forces dues à l'attraction terrestre.
- Lorsque de l'eau tombe sur un tissu imperméable, les petits volumes de liquide s'arrangent alors sous forme de gouttes quasi sphériques afin de minimiser leur énergie de surface par rapport au tissu.
- Enfin, certains insectes parviennent à marcher sur l'eau. Cela est dû au fait que les forces de tension de surface, dues à la déformation de l'interface, parviennent à contrebalancer les forces de gravité et permettent aux pattes des insectes de ne pas s'enfoncer dans l'eau.

3.1.2 Expression du saut de pression capillaire

La tension superficielle

La capillarité concerne l'étude des interfaces entre deux fluides non miscibles. Ces interfaces sont mobiles et déformables pour minimiser leur énergie. A l'instar d'une membrane, le liquide dispose d'une tension superficielle σ pour s'opposer à ces déformations. Cette dernière est caractéristique du fluide considéré. En effet, la déformation est due au fait que les molécules proches de l'interface ont moins d'interactions avec leurs homologues que les molécules au sein du fluide (loin de l'interface). Or, ces interactions dépendent directement de la structure atomique qui est, elle-même, caractéristique d'un fluide. Le tableau I.1 donnent quelques valeurs de tensions superficielles σ pour certains fluides et deux températures [Los08].

Fluide	σ (mN.m ⁻¹)		Fluide	σ (mN.m ⁻¹)	
	20°C	100°C		20°C	100°C
Acétone	24	13	Ammoniac	26	5
Eau	73	59	Ethanol	23	16
Méthanol	23	16	Pentane	16	8
R22	9	-	R32	7	-
R125	4	-	R134a	9	-

Tableau I.1 – Tensions superficielles de fluides usuels à 20°C et 100°C (source NIST)

On constate dans le tableau I.1 que la valeur de la tension superficielle dépend fortement de la température. La nature des liaisons moléculaires joue également un rôle important, à l'origine de niveaux différents entre l'eau, les alcools ou les fluides frigorigènes.

Loi de Young-Laplace

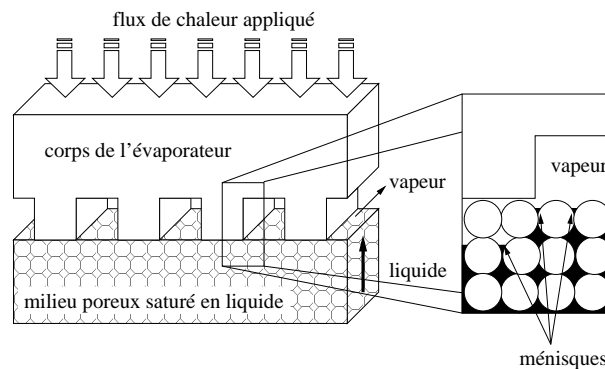


Figure I.8 – Vue en coupe de la zone d'évaporation

Chapitre I. Cadre de l'étude : Contexte aéronautique et principe de fonctionnement d'une boucle diphasique à pompage thermocapillaire

Comme le montre la figure I.8, une interface entre les phases liquide et vapeur se crée au sein de la mèche poreuse dans l'évaporateur d'une boucle capillaire. Elle est constituée d'un ensemble de ménisques (interfaces courbes). Les forces de tension superficielle du fluide au niveau de ces derniers sont à l'origine d'une différence de pressions entre les deux phases : le saut de pression capillaire.

Dans le cas particulier d'un tube capillaire de diamètre r_c , l'écriture de l'équilibre de l'interface d'un fluide de tension superficielle σ , qui est alors hémisphérique de rayon r_m (cf. figure I.9), donne l'expression de cette différence de pressions capillaire. Il s'agit de la loi de Young-Laplace (cf. (I.1)) :

$$P_v - P_l = \Delta P_{cap} = \frac{2\sigma}{r_m} \quad (\text{I.1})$$

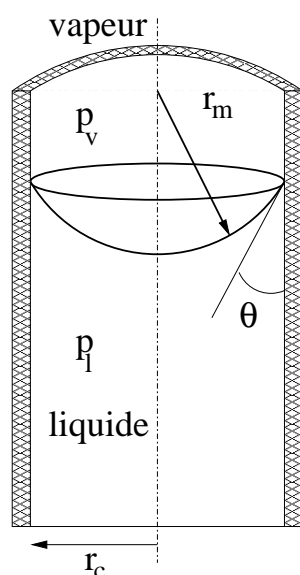


Figure I.9 – Vue du ménisque dans un tube capillaire

Toutefois, ce rayon de courbure r_m ne peut pas être infini. Sa valeur maximale est définie à partir du rayon r_c du tube capillaire et de l'angle de mouillage θ caractéristique du couple (fluide, matériau du tube). Par conséquent, le saut de pression capillaire est également majoré. Ce maximum est exprimé par (I.2) :

$$\Delta P_{cap,max} = \frac{2\sigma}{r_c} \cos\theta \quad (\text{I.2})$$

Dans la plupart des modèles de BFDPT, les ménisques sont supposés hémisphériques. C'est donc l'expression (I.2), en supposant l'angle de mouillage nul, qui est utilisée pour estimer le saut capillaire maximal.

3.1.3 Comparaison entre effets capillaires et gravitaires

Comme il a été montré précédemment (cf. figure I.8), le phénomène de capillarité joue un rôle essentiel au niveau de l'évaporateur. Toutefois, suivant le diamètre des conduites et du condenseur, il peut avoir des effets sur le comportement des écoulements de condensation. C'est en particulier le cas pour les mini-boucles dont les diamètres des lignes sont inférieurs à 2 mm. L'utilisation d'un critère permettant d'estimer l'importance de ces effets capillaires par rapport aux effets gravitaires s'avère indispensable. Il s'agit de la longueur capillaire, définie par :

$$L_{cap} = \sqrt{\frac{\sigma}{(\rho_l - \rho_v)g}} \quad (I.3)$$

Le tableau I.2 donne les valeurs de longueur capillaire pour quelques fluides à température ambiante (20 °C).

Liquide	Ammoniac	Ethanol	Acétone	Eau
$L_{cap}(mm)$	1,97	1,72	1,76	2,67

Tableau I.2 – Exemples de longueur capillaire pour différents fluides à température ambiante (20 °C)

Pour les applications visées ici, cette longueur limite est a priori dépassée pour les conduites et le condenseur, ce qui permet de négliger les phénomènes capillaires. Par contre, elle n'est évidemment jamais dépassée dans la mèche poreuse : la capillarité est un phénomène clé du fonctionnement de l'évaporateur.

3.2 Le changement de phase : évaporation-condensation au niveau d'une interface liquide-vapeur

Le changement de phase liquide-vapeur est le deuxième phénomène physique qui régit le fonctionnement de la boucle. En effet, la mise en circulation du fluide est due à l'action combinée du saut de pression capillaire et à la vaporisation du fluide caloporteur. L'objet de cette partie est de présenter les principes de base du changement de phase pour ensuite faire un focus sur les phénomènes d'évaporation et de condensation respectivement à l'évaporateur et au condenseur.

3.2.1 Généralités sur le changement de phase liquide-vapeur

Un corps pur peut exister sous trois phases différentes suivant les interactions physiques et chimiques qui résident entre ses molécules. La phase solide, structurée en cristaux, est la moins énergétique. Viennent ensuite, par niveaux d'énergie croissants, les phases liquide et vapeur. Les limites entre ces trois états sont représentées dans un diagramme appelé diagramme de phases (Cf. figure I.10).

Chapitre I. Cadre de l'étude : Contexte aéronautique et principe de fonctionnement d'une boucle diphasique à pompage thermocapillaire

Dans le cadre de l'étude des BFDPT, ce sont les phases fluides (liquide et vapeur) qui sont au coeur du problème. En effet, l'extraction et la restitution de la chaleur, respectivement à l'évaporateur et au condenseur, ont lieu par passage d'un état à l'autre. Comme le montre la figure I.10, il n'est plus possible de faire la distinction entre les phases liquide et vapeur au-delà du point critique : on ne peut alors plus parler de changement de phase. Ainsi le domaine de travail du fluide caloporteur doit donc se situer en-deçà de ce point. De la même manière, on observe qu'autour du point triple les trois phases coexistent. Un passage à l'état solide serait dramatique pour ce type de système. Par conséquent, le domaine utile est minoré par ce point.

Le changement de phase liquide-vapeur d'un fluide à saturation est une transition d'un état d'équilibre à un autre dû à un apport (ou une extraction) de chaleur : lorsque les phases sont à l'équilibre, le nombre de molécules qui migrent de la phase liquide vers la phase vapeur au niveau de l'interface est égal au nombre de molécules qui font le trajet inverse. Par conséquent, un apport (ou une extraction) d'énergie calorifique crée une agitation moléculaire plus (moins) importante qui induit un bilan en faveur de la phase vapeur (liquide).

Les quantités de chaleur mises en jeu par changement de phase sont bien plus importantes que par chaleur sensible. Par exemple, la chaleur latente h_{lv} de l'éthanol à 100 °C est de 900 kJ/kg alors que sa chaleur sensible sur la gamme de température comprise entre 0 et 100 °C est de l'ordre de 650 J.kg⁻¹.K⁻¹. Ainsi, la vaporisation de 1 kg d'éthanol nécessite 900 kJ alors qu'il faut apporter 65 kJ au liquide à 0 °C pour qu'il atteigne 100°C, soit un ratio de 14!

Le diagramme (P,v), présenté sur la figure I.11, montre plus précisément la répartition des phases liquide et vapeur sur le domaine utile, lié aux BFDPT. En-deçà du point critique, on voit que les deux phases peuvent coexister dans une zone délimitée par l'enveloppe binodale. Toutefois, cette coexistence n'est pas systématique. En effet, dans la zone définie par cette enveloppe et la courbe spinodale liquide, on peut être uniquement en présence de liquide suivant les conditions environnementales. La même remarque est applicable à la vapeur. Par contre, entre les deux courbes spinodales, il y a obligatoirement coexistence des deux phases. Sur la figure I.11, les proportions de chaque zone ne sont pas respectées. Par exemple, en raison du confinement important qui règne au sein de la mèche poreuse d'un évaporateur, le liquide y est extrêmement surchauffé, ce qui se manifeste dans le diagramme des phases par une zone métastable liquide très étendue. Cette surchauffe est encore mal appréhendée et sera donc négligée dans ces travaux en raison de l'approche système qui y est menée. En revanche, au condenseur, la zone métastable y est généralement négligée en raison d'un passage « immédiat » de la vapeur à l'état de saturation.

3.2.2 Evaporation

Les phénomènes d'évaporation peuvent être classés en deux catégories : l'ébullition (nécessaire aux démarrages des BFDPT) et l'évaporation en film. Les démarrages ne faisant pas l'objet de ces travaux, un focus sera donc fait sur la seconde classe. En effet, en

I.3 Phénomènes physiques mis en jeu

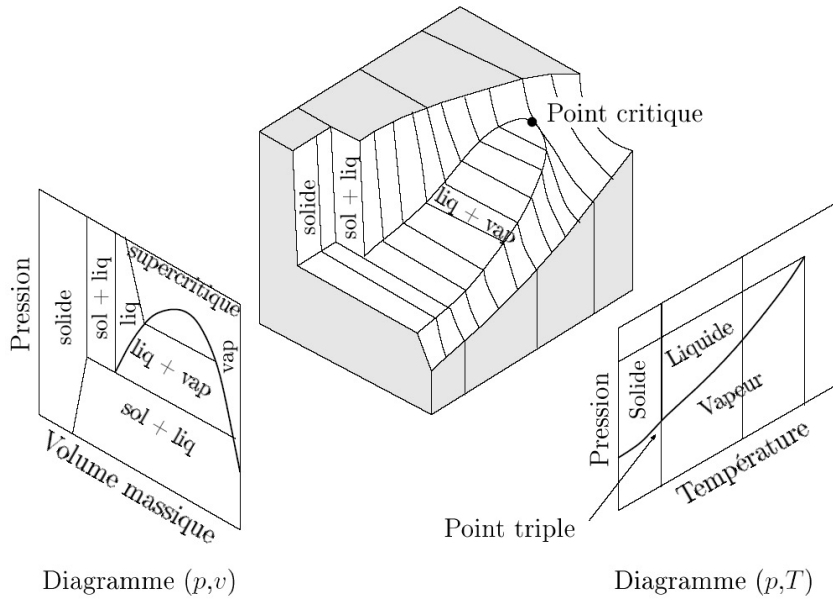


Figure I.10 – Diagramme de phase d'un corps pur [Los08]

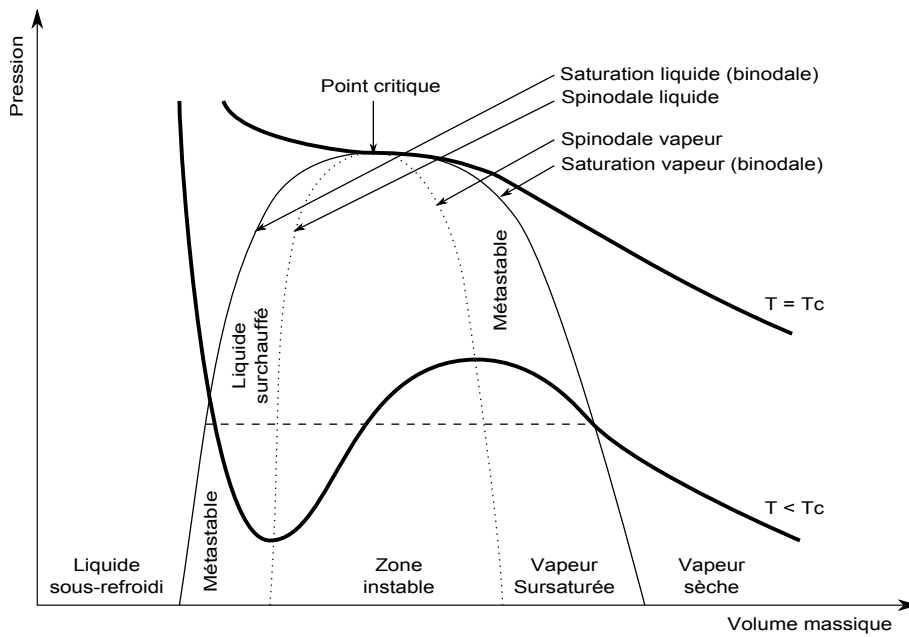


Figure I.11 – Diagramme (P,v) d'un corps pur

Chapitre I. Cadre de l'étude : Contexte aéronautique et principe de fonctionnement d'une boucle diphasique à pompage thermocapillaire

fonctionnement normal, l'évaporation au sein de la mèche poreuse s'effectue au niveau des ménisques ; il s'agit donc d'une évaporation surfacique.

En faisant un zoom sur un ménisque, Cyril Romestant [Rom00], s'appuyant sur les travaux de Stephan et Busse [SP92], a montré que l'évaporation n'a pas la même intensité sur toute l'interface dans un ménisque accroché au sommet des rainures d'un caloduc en aluminium. En effet, les transferts de chaleur sont principalement concentrés au niveau des points d'accroche des ménisques (cf. figure I.12). Cette zone peut être appelée micro-région. L'évaporation y a lieu en film mince d'une épaisseur de l'ordre du nanomètre. Les densités de flux qui y sont calculées sont proches de 10 MW/m^2 alors que, sur le reste du ménisque, ils n'excèdent pas 10 kW/m^2 pour de l'ammoniac. L'étude approfondie de l'évaporation nécessite donc une approche multi-échelle. Dans le cadre de ces travaux, dont l'objectif est d'établir un modèle complet de boucle, l'évaporation au sein de la mèche poreuse de l'évaporateur est simplement modélisée macroscopiquement.

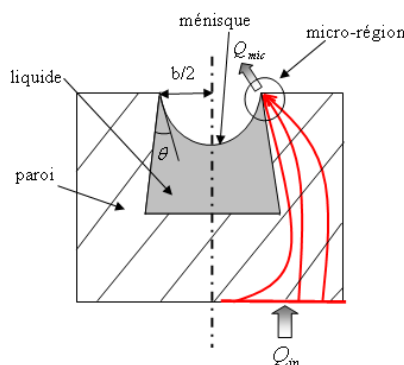


Figure I.12 – Lignes de flux à proximité d'un ménisque [Ber09]

3.2.3 Condensation

Dans le cas des BFDPT, il s'agit d'une condensation convective. Fondamentalement, les différents mécanismes contrôlant la nature d'un régime d'écoulement diphasique sont la gravité, le cisaillement interfacial et la tension superficielle. Ces facteurs contrôlent la distribution liquide-vapeur à l'intérieur du tube et donc l'apparition des différents régimes le long de la conduite [Med04]. L'importance de chacun de ces trois phénomènes dépend de nombreux paramètres parmi lesquels on peut compter le diamètre du tube, la vitesse massique, le titre massique de vapeur, ...

Malgré des divergences au niveau de la terminologie dues à la traduction en français, Coleman et Garimella [CJ03] ont recensé une vingtaine de structures d'écoulement de condensation qui, au final, peuvent être réparties en quatre régimes :

- les écoulements stratifiés qui comptent les écoulements stratifiés lisses et à vagues ;
- les écoulements intermittents qui englobent les écoulements « slug » et « plug » ;
- les écoulements annulaires décomposés en deux catégories : lisses et à vagues ;

I.3 Phénomènes physiques mis en jeu

- les écoulements dispersés qui recensent tous les régimes à bulles.

La transition d'un régime à l'autre est principalement gouvernée par les valeurs de vitesse massique et de titre massique de vapeur [HTC03]. La figure I.13 présente les différents régimes d'écoulement rencontrés en condensation convective pour un diamètre de tube centimétrique et une faible valeur de vitesse massique [Car92].

Dans le cadre de l'étude d'une BFDPT, deux grandeurs sont importantes : la chute de pression et le coefficient du transfert de chaleur dans la zone de condensation. En raison de la complexité des phénomènes mis en jeu, tous les modèles proposés pour estimer ces deux paramètres ont des domaines de validité très restreints. En ce qui concerne les pertes de pression, deux catégories de modèles sont proposées. Dans un premier temps, on peut compter le modèle homogène qui suppose que le liquide et la vapeur sont uniformément répartis dans chaque section. Il est assez simple d'utilisation mais, dans la plupart des cas, les résultats obtenus sont insatisfaisants. Viennent, ensuite, les approches à phases séparées. Les estimations des chutes de pression ainsi faites sont de meilleure qualité que précédemment mais sont beaucoup plus complexes à mettre en place. Le choix de l'une ou l'autre de ces méthodes dépend donc de la finesse avec laquelle on veut modéliser le phénomène de condensation.

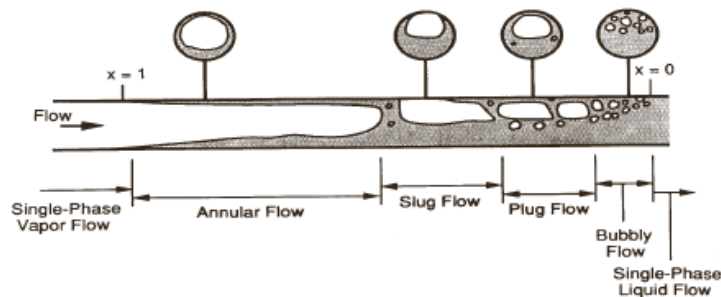


Figure I.13 – Différents régimes d'écoulement en condensation convective [Car92]

Le coefficient de transfert de chaleur est également essentiel pour définir les performances thermiques. Sa détermination dépend fortement de l'influence de la gravité et du régime d'écoulement. Les corrélations sont donc classées en deux catégories :

- Écoulements dominés par la gravité : corrélation de Chato, de Jasper et Kosky [JH76]...
- écoulements annulaires : corrélation de Cavallini et Zecchin, Carpenter et Colburn, ...

Certaines corrélations sont prévues pour estimer le coefficient de transfert de chaleur dans les deux cas. On peut citer, par exemple, les corrélations de Shah [Sha79] et de Chato et Dobson [DC98]. Toutefois, la première s'est avérée nettement plus efficace pour les écoulements annulaires. De plus elle est très couramment utilisée pour les modèles « systèmes ».

4 Deux conceptions différentes

Dans les années 1960, la nécessité d'augmenter les performances des systèmes de refroidissement utilisés dans les applications spatiales a conduit les deux acteurs majeurs de cette époque à développer quasi simultanément deux technologies relativement similaires reposant sur le changement de phase liquide-vapeur et la capillarité au sein d'une mèche poreuse. Les deux types de systèmes sont constitués d'un évaporateur, d'un condenseur, de lignes de transport et d'un réservoir. C'est la position de cet élément qui diffère (cf. figure I.14) : soit il est accolé à l'évaporateur (LHP), soit il est situé sur la conduite liquide (CPL). Cette différence, qui a priori semble anodine, influence considérablement le comportement du dispositif, à tel point que chaque configuration a son propre mode de fonctionnement. A partir de ces deux configurations de référence, les types de boucles diphasiques à pompage capillaire peuvent être déclinables à l'infini, selon la position du réservoir, de l'inclinaison vis-à-vis de la gravité, du nombre d'évaporateurs, de condenseurs... Dans cette partie, seules seront abordées les deux conceptions originales.

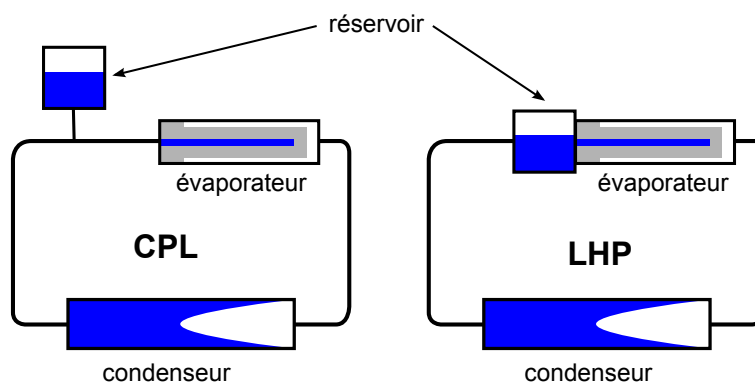


Figure I.14 – CPL et LHP : deux philosophies

4.1 Capillary Pumped Loop (CPL)

4.1.1 Fondements du concept

Les CPL ont été inventées en 1966 par Stenger, employé de la NASA. Les premières publications sur ces systèmes sont parues en 1985 [WMN08]. Depuis, leur nombre n'a cessé de croître, l'objectif étant toujours de présenter des développements et des essais permettant de mettre en exergue le potentiel de ce type de système pour répondre aux problématiques thermiques auxquelles est confrontée l'industrie spatiale.

Les dispositifs utilisés jusqu'alors étaient les caloducs. Cependant, les niveaux de puissance à évacuer augmentant, leur capacité de transport devenait insuffisante pour un certain nombre d'applications. De plus, les architectures globales des satellites devenant de plus en plus complexes, l'utilisation de caloducs, qui étaient peu flexibles, compliquaient énormément la démarche d'intégration, voire la rendaient impossible. L'idée de Stenger a donc été de garder la philosophie des caloducs, c'est à dire le changement de phase et le

pompage capillaire, mais d'en améliorer les performances. Selon la loi de Laplace (I.2), le saut de pression maximal est inversement proportionnel au rayon de pore de la structure poreuse. Ainsi, pour augmenter le pompage capillaire, il faut diminuer le rayon effectif de pore. Or, les pertes de charge sont inversement proportionnelles à son carré. Les deux phénomènes étant antagonistes, la solution retenue a été de limiter la longueur de circulation du fluide dans la mèche poreuse : un écoulement radial (évaporateur cylindrique) ou transversale (évaporateur plat) est préféré à un écoulement longitudinal. Outre l'impact de la longueur, la section de passage offerte est beaucoup plus importante ce qui permet de diminuer la vitesse d'écoulement. De la sorte, on peut augmenter le pompage capillaire tout en limitant l'augmentation des pertes de charge. Toujours dans la même optique, contrairement aux caloducs dans lesquels la structure poreuse tapisse la paroi sur toute la longueur, dans les BFDPT, la mèche n'est présente que dans l'évaporateur.

Toutes ces modifications visant à accroître le pompage capillaire et à réduire les pertes de charge dues à la mèche poreuse offrent une opportunité d'augmenter les débits de fonctionnement, donc également les puissances transférées et les longueurs de transfert.

4.1.2 Principe de fonctionnement

Dans le cas d'un fonctionnement nominal, on peut distinguer trois interfaces liquide-vapeur : à l'évaporateur, au condenseur et au réservoir. Afin de mieux appréhender le comportement d'une CPL, une étude du diagramme (P,T) (cf. figure I.16) représente l'évolution de l'état thermodynamique d'une particule de fluide circulant au sein de la boucle schématisée sur la figure I.15. Les phénomènes gravitaires, dus à une éventuelle différence d'altitude entre les éléments, ne sont pas pris en compte ici.

La description du cycle débute aux points 2 à 2f. Ils se trouvent juste au-dessus de la surface d'évaporation. Le fluide est donc de la vapeur saturante. La différence entre les points cités précédemment réside en une simple différence de pression due à leur différence de position par rapport à la sortie de l'évaporateur. La vapeur circule donc de cette interface liquide-vapeur (2 à 2f) jusqu'à la sortie (3). Durant ce parcours, elle est surchauffée par convection avec la paroi chauffante du bâti et subit des pertes de charge dues à l'écoulement dans les cannelures.

La vapeur ainsi générée va donc rejoindre le condenseur (4) par l'intermédiaire de la conduite vapeur. Suivant l'isolation des conduites et les conditions environnementales, la vapeur est soit de nouveau surchauffée, soit refroidie ou bien reste à la même température. Quoi qu'il en soit, de nouvelles pertes de charge vont être engendrées.

Par la suite, de 4 à 5, la vapeur va être refroidie pour atteindre les conditions de saturation (5). Cette zone est, dans la plupart des cas, restreinte et même négligée dans beaucoup de démarches de modélisation. Une fois en présence de vapeur saturante, la condensation va avoir lieu pour obtenir du liquide à saturation (6), qui va être sous-refroidi de 6 à 7.

Le liquide va ensuite rejoindre l'évaporateur en traversant la conduite (de 7 à 9). Comme pour la ligne vapeur, le fluide subit des pertes de charge et échange éventuellement de la chaleur avec l'environnement suivant la configuration (conduite isolée ou non).

Chapitre I. Cadre de l'étude : Contexte aéronautique et principe de fonctionnement d'une boucle diphasique à pompage thermocapillaire

Au sein de l'évaporateur, le liquide s'écoule dans la mèche poreuse pour atteindre l'interface d'évaporation (de 9 à 1). Des pertes de charge relativement conséquentes y sont engendrées et le liquide est réchauffé. En raison du saut de pression capillaire, la saturation dans le liquide est différente de celle dans la vapeur. Ainsi, l'écart de pression entre les points 1 et 2 correspond à ce saut de pression capillaire. De plus, le niveau de ce dernier étant relativement faible, quelques milliers de Pascal, l'écart de température (de saturation) entre les points 1 et 2 est très restreint.

Le sous-refroidissement abordé précédemment (6-7) est très important. Effectivement, on voit que l'état du fluide au point 9, représentant le liquide en entrée d'évaporateur, est directement influencé par l'état en sortie de condenseur. Plus le sous-refroidissement est conséquent, plus le point 9 est éloigné de la courbe de saturation. Ceci n'a rien d'anodin car si le liquide arrive à saturation en entrée d'évaporateur, le changement de phase peut avoir lieu sur la face interne de la mèche poreuse et ainsi bloquer la circulation du fluide et par conséquent les échanges thermiques. Ceci est dramatique pour cette catégorie de boucle puisque qu'un arrêt implique une détérioration irréversible de l'évaporateur.

L'influence du réservoir est schématisé sur le diagramme (P,T) (cf. figure I.16) par les points 8 et 10. Le point 8 représente l'état thermodynamique du fluide au niveau de la jonction avec la ligne liquide. Sa position sur le diagramme est directement liée à la situation géographique du réservoir. Dans ce cas, puisque le réservoir est proche de l'évaporateur, le point 8 est près du point 9. L'interface liquide-vapeur présente dans ce composant (10) est la seule contrôlée physiquement (régulation effectuée). Par conséquent, c'est elle qui constitue la référence en pression (et donc en température) de la boucle. Ainsi, si l'on déplace ce point 10 sur la courbe de saturation, tout le cycle précédemment décrit suivra le même déplacement. Ceci est une caractéristique des CPL.

Remarque : Le pompage capillaire, écart de pression entre les points 1 et 2, ainsi que les principales pertes de charge sont identifiés sur le diagramme (P,T) (cf. figure I.16).

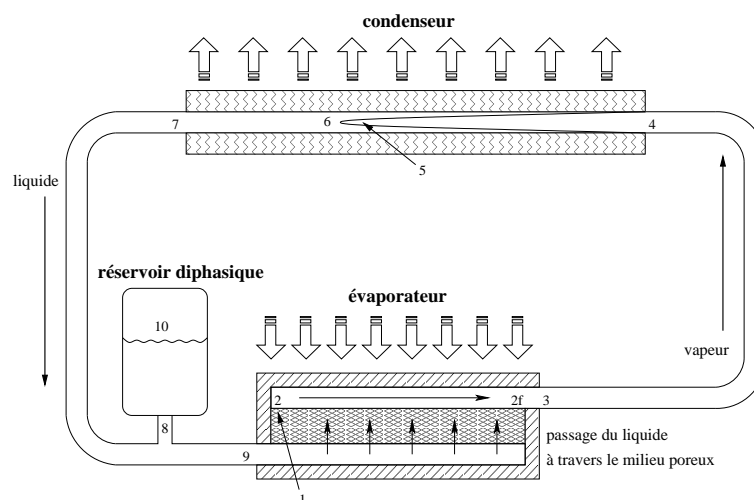


Figure I.15 – Schéma d'une CPL

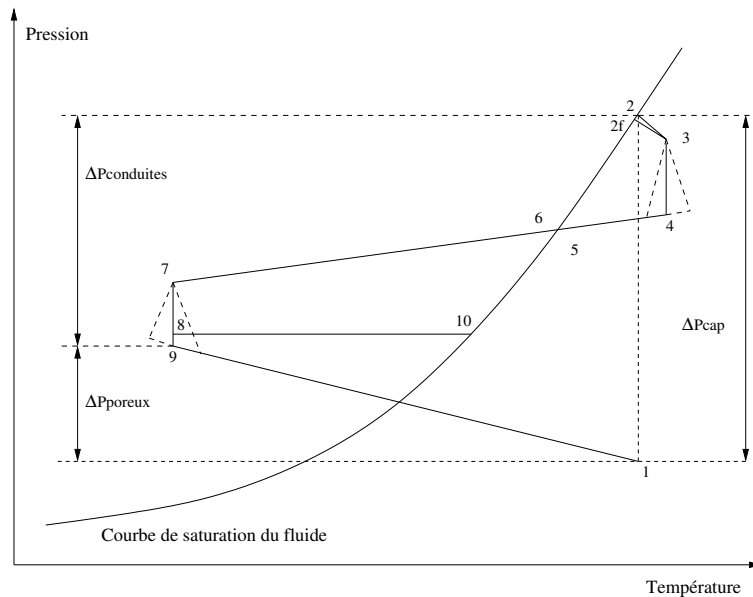


Figure I.16 – Diagramme (P,T) d'une CPL

4.2 Loop Heat Pipe (LHP)

4.2.1 Fondements du concept

Etant confrontés aux mêmes problématiques thermiques pour leur applications spatiales, Gerasimov *et al.* [GMea75] publient pour la première fois en 1974 les résultats de leurs travaux portant sur une boucle diphasique à pompage capillaire. Le dispositif présenté est très proche d'une CPL déjà étudiée aux Etats-Unis depuis les années 60 : évaporation et pompage capillaire au sein d'une mèche poreuse située dans un évaporateur permettent d'assurer d'importants transferts de chaleur.

La différence réside dans la position du réservoir (cf. figure I.17). Aussi appelé chambre de compensation (CC), il est accolé à l'évaporateur dans le cas d'une LHP. Cette configuration particulière implique de forts couplages thermohydrauliques entre ces deux composants qui influencent considérablement le fonctionnement de la boucle.

4.2.2 Principe de fonctionnement

Dans l'optique de mettre en évidence ce qui diffère dans le fonctionnement d'une LHP par rapport à celui d'une CPL, on considère le diagramme (P,T) (cf. figure I.18) de ce dispositif (cf. figure I.17) en régime établi. On constate, dans un premier temps, que le cycle est quasi identique au précédent. La seule différence réside dans la position des points caractérisant le réservoir. En effet, le point 8 du diagramme précédent (cf. figure I.16) n'apparaît plus ici. Dans cette configuration, le réservoir est directement relié au point 10, caractérisant le liquide saturé en entrée de l'évaporateur ¹.

1. Ce cas correspond à un évaporateur sans baïonnette

Chapitre I. Cadre de l'étude : Contexte aéronautique et principe de fonctionnement d'une boucle diphasique à pompage thermocapillaire

Les deux diagrammes sont donc très similaires. La principale différence réside surtout dans la manière dont ils s'établissent. Dans le cas d'une CPL, c'est le contrôle de la température (et de la pression) du réservoir qui fixe ce cycle thermodynamique. Pour une LHP, en raison du couplage thermique qui existe entre l'évaporateur et la CC, la position du cycle ainsi que sa forme dans le diagramme (P,T) s'adapte automatiquement de manière à respecter les bilans globaux de conservation de la boucle. C'est à cause de ce phénomène qu'on parle de « capacité d'autorégulation » des LHP.

Comme il a été mentionné précédemment, une partie du flux de chaleur appliqué à l'évaporateur est transmise au réservoir : le flux de fuite. Dans le but de conserver l'équilibre, une autre source (ou un puit) de chaleur doit être appliquée à la CC. Cette dernière vient du sous-refroidissement, dont l'expression est donnée par l'équation (I.4), et des échanges avec le milieu ambiant.

$$\dot{Q}_{sf} = \dot{m}C_{pl}(T_{10} - T_9) \quad (\text{I.4})$$

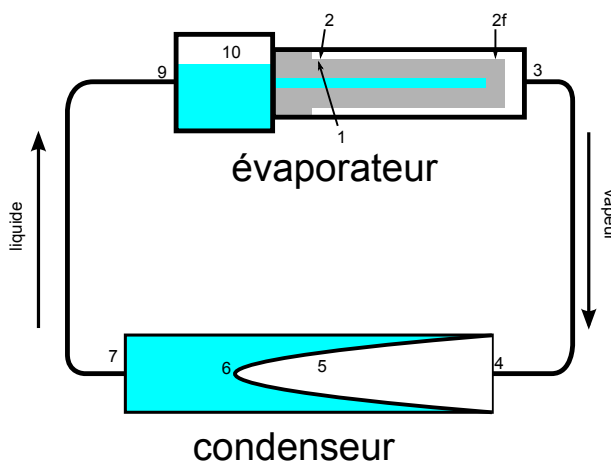


Figure I.17 – Schéma d'une LHP

4.3 Bilan comparatif et points communs

Bien que les deux technologies présentées précédemment soient relativement proches du fait qu'elles s'appuient sur les mêmes phénomènes physiques de base, leur différence de configuration de réservoir implique des comportements très différents. L'objectif de cette partie est de montrer quels sont les avantages et les inconvénients de chaque technologie vis-à-vis des contraintes généralement constatées dans les applications visées.

4.3.1 Capacité de régulation

La régulation en température est l'une des principales motivations à l'utilisation de boucles diphasiques. En effet, dans un souci de fiabilité, notamment en ce qui concerne

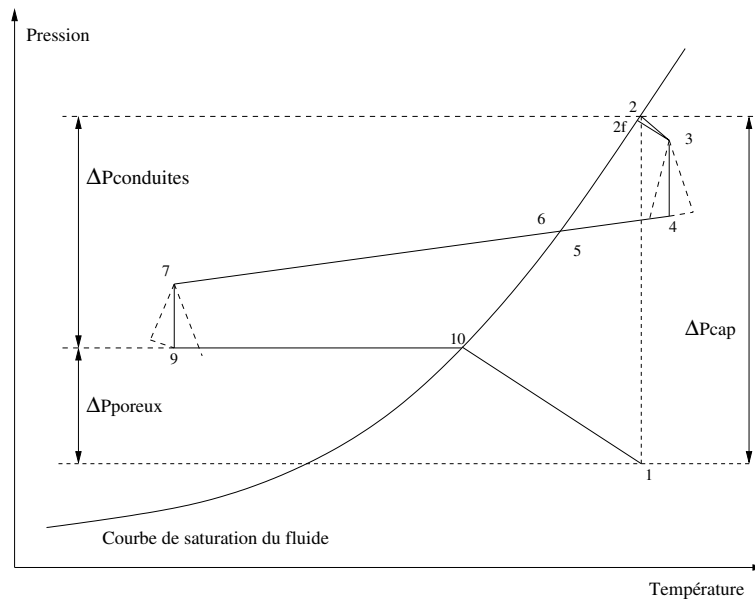


Figure I.18 – Diagramme (P,T) d'une LHP

les composants électroniques, on cherche à conserver une température constante.

On considère dans un premier temps une LHP sans instrument de régulation au réservoir et une CPL. Les notions de conductances variable et fixe sont couramment employées pour décrire le comportement des systèmes mais sont souvent sources de confusion. Effectivement, la transition d'un mode à l'autre ainsi que les conséquences de fonctionnement qui en découlent diffèrent d'une technologie à l'autre.

Une CPL fonctionne a priori toujours en conductance variable [NC98]. Dans cette configuration, le réservoir permet d'adapter la longueur diphasique au condenseur afin d'obtenir une température de saturation indépendante de la puissance transférée. Le seul cas dans lequel elle pourrait fonctionner en conductance fixe est lorsque son réservoir est plein de liquide ce qui peut résulter d'un mauvais dimensionnement ou d'une volonté du concepteur. Ainsi, en mode de conductance variable, la température d'évaporation est égale, à l'influence des pertes de charge près, à la température de régulation du réservoir (cf. figure I.19) et est indépendante de la puissance transférée. Si ce dernier est plein, la référence en température de la boucle n'existe plus. La longueur de condensation reste dès lors figée. Par conséquent, le seul moyen d'évacuer la chaleur est d'augmenter la température de saturation : il en découle une température d'évaporation qui varie linéairement avec la puissance.

Pour une LHP, la transition d'un mode de fonctionnement à l'autre est différente. Lorsque la boucle fonctionne en régime de conductance variable, la température d'évaporation diminue avec la puissance. Cela peut s'expliquer de la manière suivante : pour de faibles puissances, la longueur diphasique dans le condenseur nécessaire à l'extraction de la chaleur est relativement courte devant la longueur totale. Ainsi, le sous-refroidissement

Chapitre I. Cadre de l'étude : Contexte aéronautique et principe de fonctionnement d'une boucle diphasique à pompage thermocapillaire

au condenseur est important entraînant une température de fluide en sortie proche de la température de source froide. Par conséquent, l'augmentation du débit massique de fluide étant induite par l'augmentation de la puissance, le sous-refroidissement apporté au réservoir augmente donc proportionnellement à la puissance appliquée (cf. équation (I.4)). Une conséquence directe est la diminution de la température de saturation avec la puissance. Toutefois, à partir d'un certain niveau de dissipation, la longueur disponible pour abaisser la température du liquide n'est plus suffisante. Par conséquent, la température de la CC va augmenter de pair avec la température de liquide la pénétrant, ce qui provoque la hausse de la température d'évaporation. La figure I.19 résume l'évolution de cette température en fonction de la puissance pour les deux technologies.

Au vu de la figure I.19, il apparaît clairement que pour une régulation en température d'un équipement, les CPL s'avèrent plus adaptées dans la mesure où l'on dimensionne le réservoir de sorte à avoir une interface liquide-vapeur en son sein quel que soit le fonctionnement. Toutefois, il est à noter qu'il est possible d'effectuer une régulation thermique avec une LHP. Il suffit d'agir sur la température de la CC à l'aide de dispositifs de chauffe ou de systèmes réversibles du type cellule Peltier. Ces moyens nécessitent cependant plus d'énergie que la régulation d'un réservoir de CPL [NC98].

De plus, comme l'a montré Soler [Sol09], la température ambiante a une influence directe sur le sous-refroidissement apporté au réservoir et donc sur la température d'évaporation. A l'inverse, une variation raisonnable de ce paramètre reste transparente sur le fonctionnement d'une CPL.

En conclusion, il apparaît évident que ce sont les boucles d'origine occidentale (CPL) qui sont les plus adaptées à une régulation à un niveau de température précis.

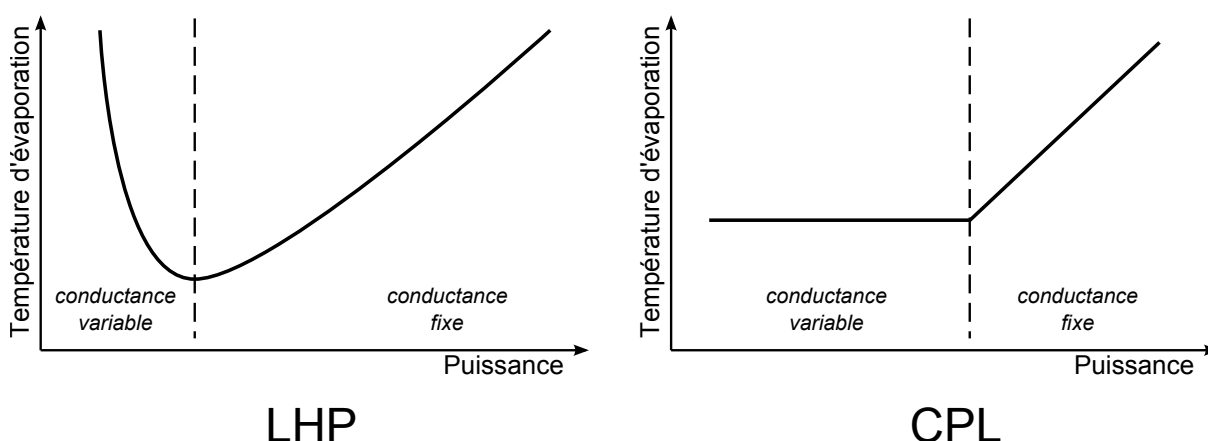


Figure I.19 – Modes de conductance variable-fixe pour les deux catégories de boucle diphasique

4.3.2 Robustesse de fonctionnement

Une bonne capacité de régulation est importante. Cependant, il ne faut pas négliger la stabilité de fonctionnement. En effet, quel que soit le domaine d'application, on ne peut pas se permettre de perdre la fonction de refroidissement à cause d'une modification minime de l'environnement.

Les LHP présentent une certaine robustesse de fonctionnement notamment lors des régimes transitoires en puissance. Cette qualité résulte principalement de l'architecture même de cette catégorie de boucle diphasique. Effectivement, la proximité de l'évaporateur et du réservoir et, en particulier, leur communication par la mèche poreuse permet une alimentation en liquide du réservoir suffisante dans le cas de fortes sollicitations (transitoires sévères, ...). Cette proximité autorise également de légères percolations, en évacuant la vapeur qui traverse la mèche vers le réservoir ce qui est rédhibitoire pour les CPL.

En ce qui concerne ces dernières, des instabilités et des oscillations de pression et de température peuvent être générées, en particulier lors de créneaux montants ou descendants de puissances. On peut observer des phénomènes hautes fréquences, faibles amplitudes, principalement dus aux interactions entre le condenseur et le réservoir, ou basses fréquences, dont l'origine n'est pas encore identifiée [KJ03]. Ces comportements seront étudiés plus en détail dans le chapitre II.

On peut donc en déduire que les LHP l'emportent sur le plan de la robustesse de fonctionnement.

4.3.3 Disponibilité

La notion de disponibilité est un critère déterminant dans la conception de tout système. En effet, le choix de technologies n'est pas le même suivant l'application envisagée. Dans certains cas, on ne peut pas savoir quand la fonction équipée du dispositif de refroidissement sera utilisée. Elle doit donc être opérationnelle à tout instant. Au contraire, dans d'autres situations, des systèmes nécessitant un temps de conditionnement peuvent être utilisés car le moment de leur utilisation est connu à l'avance.

Les LHP peuvent être utilisées dans le premier cas. En effet, grâce à sa capacité d'auto-régulation, aucun préconditionnement n'est nécessaire. A l'inverse, comme leur réservoir est régulé en température, les CPL ont besoin d'un laps de temps allant de quelques minutes à quelques heures pour élever la température de la chambre de compensation de quelques degrés avant utilisation. Cela permet de s'assurer qu'elle est au-dessus de la température d'évaporateur pour garantir un bon démarrage.

4.3.4 Intégration

Un autre critère à prendre en compte lors de la conception de tout système est l'intégration. Dans certains cas, l'espace disponible est relativement restreint, en particulier autour de l'équipement à refroidir. A cause de la proximité de la chambre de compensation et de l'évaporateur, l'utilisation de LHP peut parfois être compromise. Au contraire,

Chapitre I. Cadre de l'étude : Contexte aéronautique et principe de fonctionnement d'une boucle diphasique à pompage thermocapillaire

comme la position du réservoir n'est pas contrainte (il peut être déporté de quelques mètres), les CPL présentent de bonnes capacités d'intégration.

4.3.5 Récapitulatifs

Une récapitulatif des avantages et des inconvénients de chaque technologie est présenté dans le tableau I.3.

Propriétés	CPL	LHP
Régulation	+	-
Robustesse	-	+
Disponibilité	-	+
Intégration	+	-

Tableau I.3 – Avantages et inconvénients des deux technologies

Il apparaît clairement qu'aucune des deux conceptions présentées dans ce chapitre ne l'emporte sur l'autre. Le choix dépend de l'application visée. Il faut également garder à l'esprit qu'il ne s'agit que des deux configurations originales : de nombreuses situations intermédiaires disposent de leur propres caractéristiques et peuvent être susceptibles d'être plus adaptées (cf. 6).

5 Choix du fluide et limites de fonctionnement

Le choix du fluide caloporteur dépend de nombreux paramètres comme le domaine de fonctionnement, ses propriétés thermophysiques, les distances envisagées, les matériaux « enveloppe » autorisés, ... Le but de cette partie est de décrire les principaux critères à respecter pour effectuer un choix adéquat.

5.1 Limites de fonctionnement

Ici sont décrites les limites de fonctionnement liées aux caractéristiques thermophysiques du fluide et à la géométrie des composants de la boucle. Le domaine de fonctionnement est compris entre le point triple et le point critique (cf. 3.2). Au voisinage de ces points, des variations importantes des caractéristiques du fluide limitent le fonctionnement de la boucle.

Dans le cas d'un bon dimensionnement, on évite de travailler trop près de ces points caractéristiques pour ne pas se préoccuper de ces limites.

5.1.1 Limite proche du point critique

On travaille très rarement à proximité du point critique, car les pressions mises en jeu sont considérables et nécessiteraient des épaisseurs de paroi trop importantes. Le seul

type d'applications qui s'en rapproche concernent le domaine cryogénique éventuellement lors de phases de démarrage [Fri97].

5.1.2 Limites proches du point triple

Les limites proches du point triple sont plus facilement atteintes aux pressions et températures courantes. Elles sont au nombre de deux : la limite visqueuse et la limite sonique.

Limite visqueuse

Lorsque la température de fonctionnement est proche du point triple, le gradient de pression maximale entre les interfaces d'évaporation et de condensation peut être très faible en raison de la relation liant pression de saturation et température de saturation [Rom00]. Or, la pression dans le condenseur ne pouvant pas être inférieure à la pression au point triple, cet écart de pression maximal ne permettrait pas d'équilibrer les pertes de charge par frottements visqueux induites par un écoulement.

Limite sonique

Au voisinage du point triple, la masse volumique de la vapeur est très faible ; les phénomènes de compressibilité dans cette phase ne sont donc plus négligeables. Ainsi, pour assurer le transport de masse, la vitesse de l'écoulement va donc considérablement augmenter jusqu'à atteindre la vitesse du son. Il se produit alors un choc sonique qui va bloquer l'augmentation du débit. Dans le cas des boucles diphasiques, cette limite peut être atteinte lorsque la longueur de la ligne vapeur et les pertes de charge qui y ont lieu sont relativement importantes. En effet, la chute de pression induit une hausse de la vitesse d'écoulement qui peut ainsi atteindre la vitesse du son en entrée de condenseur.

5.1.3 Sous-refroidissement minimal

Lorsque le sous-refroidissement devient insuffisant (points 6-7 sur les figures I.16 et I.18), il peut y avoir génération de vapeur en amont de la mèche poreuse de l'évaporateur : la circulation est alors stoppée dans le cas d'une CPL². La valeur minimale de ce sous-refroidissement se détermine d'une part à partir des échanges de chaleur entre le milieu ambiant et la conduite liquide. En effet, il doit compenser l'échauffement dans le cas d'une température ambiante supérieure à la température de fonctionnement. D'autre part, il faut prendre en compte l'influence des pertes de charge. Comme elle dépend de la pression et que cette dernière diminue le long de la conduite liquide, la température de saturation locale décroît également. Par conséquent, on peut être liquide en sortie de condenseur et passer sous phase vapeur dans la ligne liquide (même dans le cas d'une conduite isolée si le sous-refroidissement est trop faible). En tenant compte de ces deux phénomènes, il

2. pour une LHP, la vapeur générée est évacuée vers la CC

est possible de déterminer le sous-refroidissement minimal à prévoir ; il permettra de bien dimensionner le condenseur.

5.1.4 Limite capillaire

Lorsque le fluide est utilisé sur une plage de fonctionnement adaptée, c'est la limite la plus contraignante. Elle définit la performance principale de la boucle : sa capacité de transport. Elle est directement liée à la dimension moyenne des pores de la mèche poreuse.

Le saut de pression capillaire est égal à la somme des pertes de charge au sein de la boucle. Le débit massique augmente avec la puissance à évacuer. Or, lorsqu'il augmente, les pertes de charge au sein de chaque composant augmentent également. Cependant, ce saut de pression capillaire présente une valeur maximale qui est une caractéristique du couple mèche poreuse-fluide. Par conséquent, pour une géométrie donnée, la puissance transférée est également majorée.

La limite capillaire peut donc s'exprimer simplement par (I.5) :

$$\Sigma\Delta P_{composants}(+\Delta P_{grav}) = \Delta P_{cap} \leq \Delta P_{cap,max} \quad (I.5)$$

Avec :

$\Sigma\Delta P_{composants}$, la somme des pertes de charge dans les composants de la boucle.

ΔP_{grav} , la perte de pression due à la différence d'altitudes entre les interfaces liquide-vapeur à l'évaporateur et au condenseur (elles sont positives si l'évaporateur est au-dessus du condenseur).

ΔP_{cap} , le saut de pression capillaire.

$\Delta P_{cap,max}$, le saut de pression capillaire maximal (cf. (I.2)).

5.2 Choix du fluide et des matériaux

Les performances thermiques ne constituent pas le seul critère à prendre en compte pour le choix d'un fluide. Comme pour la sélection des matériaux, des contraintes de masse et de sécurité doivent être prises en considération. De plus, il est nécessaire de se poser la question de la compatibilité chimique entre le fluide et les matériaux constitutifs de la mèche poreuse, de l'évaporateur, du condenseur, ... Les données disponibles sont rares, notamment à cause de la multiplicité des configurations possibles. Toutefois, Mishkinis *et al.* [MPS⁺10] ont réalisé une synthèse de ces compatibilités fluide-matériaux, présentée sur la figure I.20. Les numéros présents dans ce tableau renvoient à des éléments bibliographiques recensés dans son article. Il a également mis en évidence l'influence de la température de fonctionnement de la boucle sur cette compatibilité. En effet, un couple fluide-matériau, inerte jusqu'à une certaine température, peut être à l'origine d'une génération importante de gaz non condensables (GNC) par réaction chimique au-delà de ce

I.6 Une nouvelle technologie adaptée aux applications terrestres : la CPLIP

seuil³.

Working Fluids	Wick Material							Structural Material									
	Ti	Ni	Si	Cu	Monel	SS304	SS316	Ti	Ni	Cu	Monel	SS304	SS316	Brass	Inconel	Carbon Steel	Al
Water	1, 13	1, 13, 2	1	1, 12	2, 3, 2	13, 1	13, 1, 2	1, 13	1, 13, 2	1, 12	2, 5, 2	13, 1	13, 1, 2		1, 13, 2	2	1, 2, 7
	22, 17	20, 15, 17	2	2	22, 17	15	2	17, 11, 16	22, 17	20, 15, 17	2	22, 17	15	2	17, 11, 16		13, 17
Acetone	24	13	1, 2	1, 5		1, 13	1, 13, 5	24	13	1, 5		1, 13	1, 13, 5	1			1, 13
		5, 24		12, 13		2, 18	2, 18		5, 24	12, 13		2, 18	2, 18				2, 21, 18
Toluene	2	23				15	15, 23	2	23			15	15, 23			15	15
																	1
Methanol		1, 13	1, 2	1, 2, 12		13, 1, 2	11, 1, 2		1, 13	1, 2, 12		13, 1, 2	11, 1, 2	1		5	1, 2
		2	7	13, 8		10, 18, 19	14, 18, 10		2	7	13, 8	10, 18, 19	14, 10, 18				
Ethanol		13		13		13	13		13	13		13	13				13
		23															

Green	Compatible	Orange	Probably non-compatible
Light Green	Partially compatible	Red	Incompatible
Yellow	Probably compatible	White	No Data

Figure I.20 – Compatibilité fluide-matériau [MPS⁺10]

Bien que leur influence ne soit pas aussi dramatique que dans le cas des caloducs en raison de leur stockage au sein du réservoir, les GNC peuvent impliquer des problèmes de fonctionnement. Tout d'abord, ils peuvent par exemple, sous forme de poche, bloquer les échanges au condenseur en isolant le fluide caloporteur de la source froide. La plupart du temps, ils sont conduits par l'écoulement du liquide vers le réservoir où ils sont stockés. Les phases gazeuses étant considérées comme des gaz parfaits, la pression totale du mélange gazeux dans le réservoir est égale à la somme des pressions partielles des deux composants (vapeur du fluide caloporteur et GNC). Ainsi, la pression mesurée est supérieure à la pression de saturation du fluide de travail : une régulation à partir de ce paramètre induit une surestimation de la température de saturation, cette dernière étant croissante avec la pression. Une solution pour remédier à ce problème serait de pouvoir effectuer des purges du réservoir (dégazage). Toutefois, dans la plupart des applications, cela n'est pas possible. Le choix du fluide et des matériaux est donc primordial pour éviter ou, du moins, limiter la génération de GNC.

6 Une nouvelle technologie adaptée aux applications terrestres : la CPLIP

Le développement de l'électronique de puissance dans les applications terrestres, telles que les transports ferroviaire, automobile et aérien, a mené les ingénieurs à envisager de

3. Les GNC sont des gaz qui, dans les conditions de fonctionnement, ne peuvent pas se condenser.

nouvelles solutions de refroidissement. Les boucles diphasiques jusqu'alors utilisées dans le domaine spatial semblent être une bonne alternative. Toutefois, initialement développée pour un fonctionnement sous 0g, des études sont nécessaires pour transposer cette technologie à une utilisation sous gravité. Après avoir montré ce qu'implique cette modification de champ, une technologie récente sera présentée.

6.1 Fonctionnement sous gravité

Dans la mesure où le liquide et la vapeur ont des masses volumiques très différentes, la gravité implique naturellement une stratification des phases. Afin d'étudier l'influence du champ d'attraction terrestre sur le fonctionnement d'une boucle diphasique, deux paramètres sont utilisés [LSB06] : le « tilt » et l'« élévation ».

Le premier, le « **tilt** », définit la position relative du réservoir par rapport à l'évaporateur. Un tilt négatif témoigne d'un réservoir situé en-dessous de l'évaporateur. Ce paramètre a une influence considérable sur la répartition des phases au sein de la boucle [LSB06]. Lorsque le tilt est négatif, des remontées de bulles vapeur vers le coeur de l'évaporateur peuvent avoir lieu et du coup stopper la circulation du fluide. A l'inverse, la gravité va assister l'alimentation en liquide de la mèche poreuse et donc fiabiliser le fonctionnement de la boucle.

Le second paramètre est l'« **élévation** ». Elle caractérise la position relative de l'interface de condensation par rapport à l'interface d'évaporation. Une élévation négative correspond à un évaporateur situé au-dessus du condenseur. C'est une situation défavorable puisque la phase liquide doit rejoindre la mèche poreuse en luttant contre la gravité. Dans la situation inverse, l'attraction terrestre va assister la capillarité pour déplacer le liquide. Ainsi, dans l'équation (I.5), ΔP_{grav} est positif si l'élévation est négative et inversement.

Remarque : Il est à noter que la plupart des études traitant de l'influence de la gravité présentes dans la littérature concernent les LHP.

6.2 La Capillary Pumped Loop for Integrated Power (CPLIP)

Comme il a été montré au paragraphe 4.3, les CPL possèdent une très bonne capacité de régulation en température. Dans l'optique d'augmenter la fiabilité des composants électroniques de puissance, c'est un atout indéniable. Toutefois, le découplage hydraulique qui existe entre le réservoir et l'évaporateur leur confère une constante de temps relativement importante, déterminée par la thermique [Los08]. Par conséquent, des instabilités de fonctionnement sont générées par des sollicitations sévères (cf. II). Cela n'est pas acceptable pour les applications envisagées dans lesquelles de forts régimes transitoires devront être gérés.

A l'inverse, les LHP ont un fonctionnement beaucoup plus stable grâce à leur temps de réaction très bref qui est dû à leur couplage thermohydraulique entre le réservoir et

I.6 Une nouvelle technologie adaptée aux applications terrestres : la CPLIP

l'évaporateur. Par contre, ce dernier est également à l'origine de son principal point faible : une régulation en température difficile.

La société belge Euro Heat Pipe a donc eu l'idée de concevoir une architecture qui permet de profiter des avantages de chaque technologie. Il s'agit de la Capillary Pumped Loop for Integrated Power (CPLIP), créée lors de la thèse de Lossouarn [Los08] et étudiée finement par Lachassagne [Lac10], dont un schéma est représenté sur la figure I.21. L'originalité de cette boucle vient de son réservoir. Tout d'abord, il est situé au-dessus de l'évaporateur (tilt positif) ce qui permet l'éventuelle remontée de bulles en provenance de l'évaporateur sans modifier les conditions de fonctionnement. De plus, il est composé de deux parties : la première s'apparente à la chambre de compensation d'une CPL classique : les deux phases y sont présentes. C'est ici qu'a lieu la régulation en température et donc en pression de la boucle. Le retour liquide passe dans sa deuxième partie : « le réservoir bas ». Des échanges thermiques et hydrauliques ont lieu entre les deux éléments constitutifs du réservoir ce qui induit un couplage avec l'évaporateur par le biais de l'écoulement du liquide. Ainsi, de la même manière qu'une LHP, la CPLIP sera donc très réactive aux sollicitations hautes fréquences.

Les particularités de cette architecture ne permet pas d'apparenter cette boucle à une CPL ou une LHP. Il s'agit d'une catégorie à part, qui peut être caractérisée tout au plus d'hybride. Comme les CPL et les LHP, elles sont aptes à fonctionner avec plusieurs évaporateurs [DOB10].

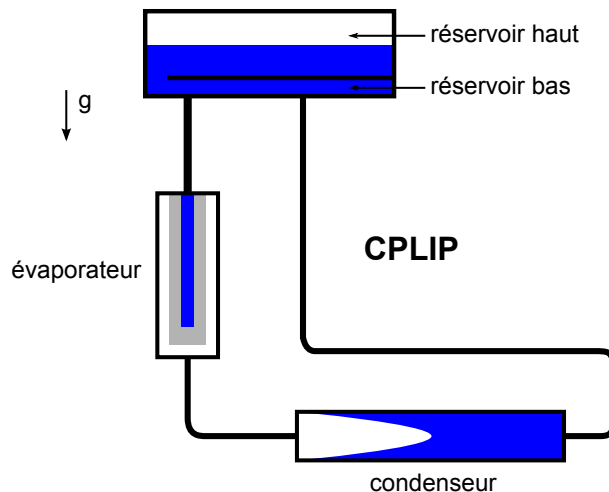


Figure I.21 – Schéma d'une CPLIP

Chapitre I. Cadre de l'étude : Contexte aéronautique et principe de fonctionnement d'une boucle diphasique à pompage thermocapillaire

Chapitre II

Synthèse bibliographique sur la modélisation des BFDPT

Une meilleure compréhension du fonctionnement des BFDPT ainsi que leur optimisation nécessitent d'adopter une démarche de modélisation. Pour répondre au besoin d'intégration en environnement avionique, on privilégie, dans le cadre de cette thèse, l'approche système. Une première étape, pour un dimensionnement, consiste à réaliser un modèle permanent qui permet d'obtenir une bonne estimation du fonctionnement nominal ainsi que des performances de la boucle. Toutefois, les composants électroniques de puissance ayant de faibles constantes de temps thermiques, leur contrôle thermique nécessite une maîtrise parfaite des phénomènes transitoires (démarrage, cyclage thermique, phénomènes oscillatoires, ...). Ainsi, après une synthèse bibliographique sur les modèles permanents de BFDPT, un état de l'art concernant les travaux de modélisation instationnaire sera présenté.

1 Modèles permanents

La littérature recense un grand nombre de modèles permanents, en particulier pour les LHP. Les premiers travaux présentaient des approches analytiques, globales. La physique qui y était traduite était très simplifiée et les résultats obtenus d'une précision modérée. Par la suite, grâce à l'augmentation considérable des capacités de calcul due au développement de l'informatique depuis ces vingt dernières années, de plus en plus de modèles numériques sont apparus, permettant des descriptions plus poussées et plus proches de la géométrie des systèmes modélisés. Toutefois, de nos jours, des approches analytiques sont toujours développées, notamment pour des études de sensibilité comme il le sera montré par la suite.

1.1 Modèles analytiques

Le premier modèle à être paru depuis la découverte des BFDPT est un modèle de LHP. Développé par Dolgirev *et al* en 1978 [DgMK78], il repose sur l'expression 1D de

Chapitre II. Synthèse bibliographique sur la modélisation des BFDPT

la conservation de l'énergie au sein de la mèche poreuse. Il reste très simple et peu précis mais a ouvert la voie à de nombreux travaux par la suite.

En 1994, Dickey et Peterson [DP94] présentent un modèle analytique de CPL sans réservoir. S'appuyant sur les bilans globaux de puissance au niveau de l'évaporateur et du condenseur, il permet de déterminer les températures moyennes du liquide, de la vapeur et de l'évaporateur avec une précision tout à fait correcte. Cependant, la connaissance de ces trois températures est insuffisante pour une analyse de comportement ou un dimensionnement. Cela s'explique par des hypothèses trop restrictives telles que le fait de négliger la surchauffe de la vapeur, les échanges avec l'ambiance mais surtout les aspects hydrauliques non pris en compte.

En 1999, Kaya et Hoang développent un modèle permanent de LHP [KH99] reposant sur le bilan d'énergie à l'échelle de la boucle et sur les hypothèses suivantes :

- les transferts de masse et de chaleur au sein de l'évaporateur ne sont décrits que dans la direction radiale (contrairement à Launay *et al* [LSB07], décrit ci-après) ;
- les deux phases sont supposées à l'équilibre thermodynamique dans le réservoir et l'évaporateur quelle que soit la situation simulée ;
- les pertes de charge sont exprimées à partir des corrélations usuelles ;
- la mèche poreuse est considérée homogène et isotrope.

Ce modèle prend en compte la décélération du fluide dans le condenseur ainsi que les effets d'inertie dans les cannelures de l'évaporateur. Il laisse également le front de condensation libre. Cela signifie qu'il peut être dans la ligne vapeur, le condenseur ou la ligne liquide. La corrélation de Chato a été privilégiée pour modéliser les échanges thermiques ayant lieu dans cette zone alors que les pertes de charge y sont estimées grâce à des corrélations monophasiques. Le calcul de la température de fonctionnement nécessite un millier d'itérations. La validité des résultats obtenus a été vérifiée grâce à deux dispositifs expérimentaux américains de LHP. On observe une bonne estimation pour de fortes puissances, alors qu'aux basses puissances, l'erreur commise est assez importante. Une explication apportée est la gestion trop approximative des pertes par convection naturelle et rayonnement autour de l'évaporateur et de la conduite liquide ainsi que l'estimation des pertes de charge dans la zone de condensation.

Afin de remédier à ce problème, Kaya et Hoang [HK99] ont complété ce modèle en y intégrant une méthode de calcul du gradient de pression dans le condenseur : la méthode d'Izenson et Crowley qui est basé sur l'égalité des gradients de pression liquide et vapeur à l'interface. Les auteurs ont ainsi pu comparer quatre corrélations dont les estimations diffèrent seulement aux fortes puissances (ici à partir de 200 W). Il est également à noter que, contrairement à la corrélation monophasique qui sous-estime la température de saturation, ces dernières donnent des valeurs supérieures à la température obtenue expérimentalement (pour certaines températures de source froide) tout en étant plus proches.

De nos jours encore, des travaux analytiques de modélisations sont encore menés. Généralement, leur but est d'étudier l'influence de la configuration d'une BFDPT sur son

comportement. Par exemple, Hadam *et al* [HGH03] ont développé, en 2003, un modèle permanent analytique de LHP avec un poreux en silicium visant à mettre en évidence l'influence, sur les performances de la boucle, de certains paramètres tels que les températures de l'évaporateur, du condenseur, le taux de remplissage, le diamètre des conduites et la distance séparant l'évaporateur du condenseur. Les auteurs se sont appuyés sur les bilans globaux de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie fermés par des relations thermodynamiques comme les lois d'état et l'équation de Clausius-Clapeyron et sur un certain nombre d'hypothèses qui sont :

- le fonctionnement de la LHP n'est affecté que par la masse totale de fluide, la température de source froide et la puissance transférée ;
- la chambre de compensation est supposée à l'état de saturation et à l'équilibre thermodynamique ;
- le fluide alimentant l'évaporateur est toujours supposé sous phase liquide ;
- l'éventuelle désurchauffe de la vapeur en entrée de condenseur est négligée ;
- le changement de phase au sein du condenseur est supposé isobare ;
- la mèche poreuse est toujours considérée saturée en liquide ;
- les conduites liquide et vapeur sont isolées ;
- quel que soit l'état du fluide, l'écoulement est considéré laminaire, permanent et incompressible ;
- la phase vapeur est assimilée à un gaz parfait ;
- le pompage capillaire est exprimé par la loi de Young-Laplace.

Ce modèle permet de prédire de manière correcte les dimensions globales d'une LHP (diamètre et longueur des conduites), la distance de pompage ainsi que la puissance maximale transférable pour une température de source chaude donnée. Il donne également la possibilité de vérifier si les limites capillaire et d'ébullition sont respectées. La mèche poreuse étant peu conductrice, un besoin de modélisation plus fine dans cette zone a été mis en évidence.

Le principe des modèles présentés précédemment et de la plupart des modèles de LHP est de suivre l'évolution de la température de fonctionnement avec les paramètres dimensionnels de la boucle et les conditions environnementales. Furukawa [Fur06] adopte une approche totalement différente, beaucoup plus adaptée à une démarche de dimensionnement. En effet, généralement, la principale donnée dont on dispose pour une application de refroidissement est une température : maximale, de consigne, ... Partant de là, l'ingénieur doit donc définir le type de système le plus adapté et le dimensionner. C'est pour répondre à ce besoin que Furukawa a conçu ce modèle dont la température d'évaporation est une entrée. La boucle considérée est une LHP constituée d'un condenseur associé à un radiateur (application spatiale), de conduites et d'un évaporateur cylindrique comprenant deux mèches poreuses (primaire et secondaire) et une baïonnette. Ces deux dernières sont supposées saturées en liquide. L'écoulement est considéré permanent et incompressible. Les pertes de charge dans la zone diphasique sont estimées à partir des multiplicateurs diphasiques. Moyennant ces hypothèses, le modèle s'appuie sur les bilans thermiques et

Chapitre II. Synthèse bibliographique sur la modélisation des BFDPT

hydrauliques globaux ainsi que de chaque élément, toujours en faisant apparaître des critères de rendement ou d'efficacité similaires à ceux utilisés pour les échangeurs thermiques monophasiques familiers pour un ingénieur. Il permet alors d'optimiser certains critères géométriques tels que les dimensions ainsi que la taille de pore de la mèche poreuses, les longueurs et diamètres de l'évaporateur, de la baïonnette et du condenseur, le volume du réservoir, ... Un grand nombre de résultats sont donnés sous formes de courbes de manières à faciliter leur exploitation.

Le dernier modèle analytique présenté dans la littérature a été réalisé par Launay *et al.*; il permet d'étudier l'influence du fluide caloporteur choisi ainsi que des paramètres fluidiques et géométriques [LSB07, LSB10]. Ce modèle repose sur les équations de conservation de quantité de mouvement et de l'énergie, fermées par des relations thermodynamiques (équation de Clausius-Clapeyron, lois d'état) et s'appuie sur les hypothèses suivantes :

- le fluide contenu dans le réservoir est supposé isotherme ;
- une partie du flux de chaleur appliqué à l'évaporateur est transmis à la chambre de compensation (CC) : le flux de fuite ;
- l'écoulement est considéré en tout point incompressible ;
- la température de la phase vapeur est considérée constante ;
- la désurchauffe de la vapeur en entrée de condenseur est négligée ;
- le phénomène de condensation est supposé isobare ; la corrélation de Chato a été choisie pour modéliser les transferts de chaleur dans cette zone ;
- les propriétés thermophysiques du fluide varient avec la température.

Ce modèle a plusieurs avantages. Dans un premier temps, il prend en compte la présence de gaz non condensables (GNC). Ensuite, contrairement aux travaux de Kaya et Hoang [KH99] et de Hamdan *et al* [HGH03] présentés ci-dessus, les phénomènes conductifs dans la culasse de l'évaporateur entre ce dernier et la CC, puis conducto-convectif au sein de la mèche poreuse sont simulés. Par contre, en raison de la complexité de la physique au niveau de la zone comprise entre la paroi chauffée de l'évaporateur et la surface d'évaporation, la résistance thermique Re représentant les échanges énergétiques à ce niveau a été déterminée empiriquement. Ce recalage a été réalisé pour la puissance maximale envisagée. La valeur ainsi déterminée est ensuite utilisée quelle que soit la situation simulée. Les deux modes de fonctionnement étant considérés, conductances variable et fixe, deux expressions analytiques différentes sont alors données.

Lors de cette étude, trois fluides ont été considérés sur un intervalle de températures compris entre 250 K et 400 K, correspondant à des applications de refroidissement de composants électroniques : le méthanol, l'acétone et l'éthanol. Cette étude [LSB07] a permis de montrer que les paramètres sensibles, en particulier en mode de conductance variable, sont la chaleur latente, la capacité thermique spécifique ainsi que la résistance thermique d'évaporation Re , recalée pour chaque fluide.

1.2 Modèles numériques

Un des premiers modèles numériques a été publié par Ku *et al* [KKM87]. Afin de traiter les couplages thermo-hydrauliques qui résident au sein d'une BFDPT (ici une CPL), il combine un analyseur thermique, SINDA, et un analyseur hydraulique. La gestion de ces deux outils ainsi que leur communication est réalisée grâce à une interface intuitive. Ce modèle permet de réaliser des simulations en régimes permanent et transitoire. La description des phénomènes physiques est relativement précise ce qui permet d'obtenir de bons résultats. Toutefois, certains points nécessitent une amélioration tels que la gestion des pertes de charge dans la zone diphasique du condenseur puis la dynamique du réservoir et la gestion des démarrages en ce qui concernent les aspects transitoires.

Adoni *et al* ont proposé, en 2007, un modèle capable de simuler le comportement thermohydraulique aussi bien d'une CPL que d'une LHP [AAJK07], reposant sur les mêmes hypothèses que Hamdan *et al* auxquelles il faut rajouter la non-prise en compte de la surchauffe de la vapeur dans les cannelures et l'utilisation d'un coefficient d'échange thermique constant dans la zone de condensation. Le coefficient traduisant les échanges thermiques au niveau de l'évaporateur a quant à lui été recalé expérimentalement. Comme dans le modèle de Kaya et Hoang [KH99] (voir ci-dessus), le front de condensation se fixe librement. Les pertes de charge dans cette zone sont exprimées grâce à la corrélation de Friedel. L'originalité de ce modèle repose sur sa capacité à pouvoir simuler le fonctionnement d'une boucle que son réservoir soit saturé en liquide ou non. Les simulations effectuées ont permis de montrer qu'une fois la CC remplie de liquide, la longueur de condensation diminue avec la puissance transférée. Cela s'explique par les phénomènes de compression de la vapeur et d'expansion du liquide. En effet, le front de condensation n'étant plus libre (mode « bloqué »), la température de saturation augmente avec la puissance à dissiper. Ainsi, la masse volumique liquide diminue induisant l'expansion de la phase liquide. De la même manière, la masse volumique de la vapeur augmentant avec la température, cette seconde phase se comprime. La combinaison de ces deux phénomènes conduit alors à une récession du front de condensation.

1.3 Bilan

La plupart des modèles permanents présentés dans la littérature sont des approches analytiques. Comme en régime stationnaire, il est possible de négliger un grand nombre de phénomènes physiques, la construction de modèles cohérents de ce type est envisageable. De plus, en raison des équations algébriques qui leur servent de support, ils facilitent les études phénoménologiques (études de sensibilités par exemple). Les modèles numériques sont quant à eux utilisés pour simuler avec précision le fonctionnement en régime permanent d'un dispositif bien déterminé dont on connaît les caractéristiques géométriques. Ils sont également beaucoup plus utilisés pour les études instationnaires où de nombreux phénomènes physiques couplés compliquent voire interdisent une approche analytique.

2 Modèles transitoires

Beaucoup de modèles instationnaires se limitent à la représentation d'un seul élément de la boucle. Il s'agit le plus souvent de l'évaporateur, pièce maîtresse des BFDPT, comme dans les études suivantes : [PBGJ96],[WLTN08],[CM08],[KG06]. Ces modèles ne peuvent évidemment pas rendre compte du comportement global de la boucle, objectif premier de ces travaux. Ils peuvent néanmoins servir d'appui à un modèle complet (comportement de l'élément de la boucle, conditions limites, etc.). Jusqu'à présent les modèles globaux de boucle sont peu nombreux et ne représentent pas toujours tous les comportements du système rencontrés durant ce dernier demi-siècle d'expérimentation. Cette partie dresse l'état de l'art des études existantes ainsi que les principaux résultats qu'elles ont permis d'obtenir.

2.1 Différentes approches de modélisation

2.1.1 Modèles de Pouzet *et al.* et de Launay *et al.*

Actuellement dans la littérature, le modèle instationnaire le plus détaillé reste le modèle de Pouzet *et al.* [PJP+04] appliqué à une CPL (figure II.3). Ce modèle a ensuite été repris et modifié par Launay *et al.* [LPDJ07] pour l'appliquer à une LHP (figure II.1).

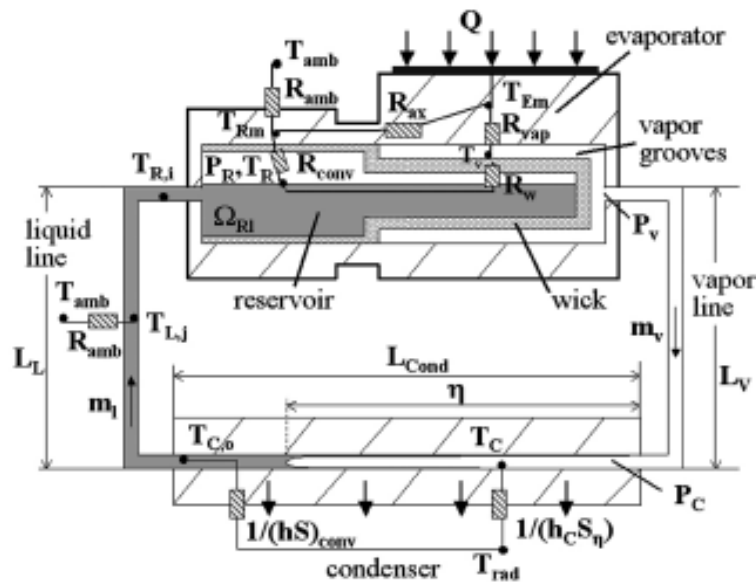


Figure II.1 – Schéma de la LHP modélisée par Launay et al.[LPDJ07]

La LHP est donc décomposée en quatre sous-systèmes :

- le fluide du réservoir,
- le fluide dans le condenseur,
- le fluide dans les conduites,

- la culasse de l'évaporateur et du réservoir.

A chaque sous-système sont appliquées les trois lois de conservation : bilan de masse, bilan de quantité de mouvement et bilan d'énergie. Les auteurs ont posé un certain nombre d'hypothèses sur ces sous-systèmes.

Dans le réservoir, l'influence de la répartition des phases du fluide n'est pas prise en compte et il apparaît que le flux de fuite entre l'évaporateur et le réservoir est surestimé. La répartition du fluide dans l'évaporateur ne change pas pendant les simulations. Le poreux est constamment saturé de liquide et les cannelures sont toujours remplies de vapeur ce qui n'est pas le cas dans la réalité, notamment lors d'un démarrage où les cannelures sont « noyées ». Cinq résistances thermiques sont définies dans l'ensemble évaporateur/réservoir :

- R_{vap} , résistance thermique entre la source de puissance et l'interface d'évaporation. Elle comprend la conduction dans la culasse, la conduction dans le poreux saturé de vapeur et le transfert par évaporation. Ce dernier est difficile à estimer et il est considéré constant dans ce modèle. De ce fait, la conduction est prépondérante. On voit ici l'apport majeur que peuvent fournir les modèles détaillés d'évaporateur évoqués plus haut. Ils peuvent permettre à terme de mieux caractériser cette résistance.
- R_{ax} , résistance thermique de conduction axiale entre la culasse de l'évaporateur et celle du réservoir.
- R_w , résistance thermique globale dans le poreux. La conductivité thermique du poreux étant élevée et le flux thermique appliqué faible, Launay *et al.* [LPDJ07] considèrent cette résistance constante comme le préconisent Mishkinis et Ochterbeck [MO02].
- R_{conv} , résistance thermique convective entre la culasse et le fluide du réservoir.
- R_{amb} , résistance thermique convecto-radiative entre la culasse et le milieu ambiant.

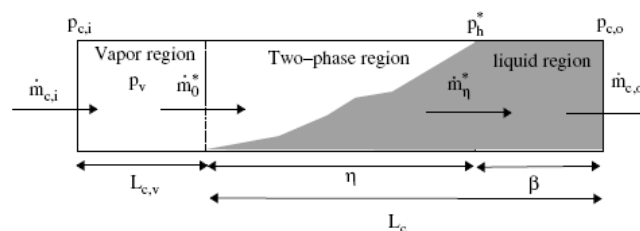


Figure II.2 – Modèle de condenseur de Pouzet *et al.* [PJP⁺04]

Le condenseur est divisé en trois zones (figure II.2) : la zone de vapeur surchauffée, la zone diphasique et la zone de liquide sous-refroidi. Cette approche s'inspire fortement de l'analyse de Wedekind *et al.* [WBB78]. Contrairement à Pouzet *et al.* [PJP⁺04], Launay *et al.* [LPDJ07] négligent la longueur de la zone de vapeur surchauffée. En effet, d'une

Chapitre II. Synthèse bibliographique sur la modélisation des BFDPT

part la chaleur sensible liée à la désurchauffe de la vapeur est très faible par rapport à la charge thermique et d'autre part la vapeur surchauffée peut atteindre la température de saturation avant l'entrée du condenseur à cause de la conduction axiale dans la conduite et des pertes vers l'extérieur. Dans la zone diphasique, le régime d'écoulement est considéré invariant annulaire et le titre volumique de vapeur est constant au cours du temps et égal à 0,9. La zone diphasique est représentée de manière uniforme à la température de saturation et un modèle homogène permet de déterminer la masse volumique ainsi que l'enthalpie globale de la zone diphasique. De plus les capacités thermiques du fluide et de la paroi sont négligées. Le modèle donne donc la température en sortie de condenseur si la longueur de zone diphasique η n'excède pas la longueur totale du condenseur. Dans le cas contraire la température de sortie de condenseur est fixée à la température de saturation.

Dans la conduite vapeur, le fluide est considéré incompressible et les effets d'inertie sont négligés. Par contre le modèle de conduite liquide est détaillé en tenant compte des effets d'inertie. La dynamique de la conduite liquide joue en effet un rôle important pendant les phases transitoires de fonctionnement.

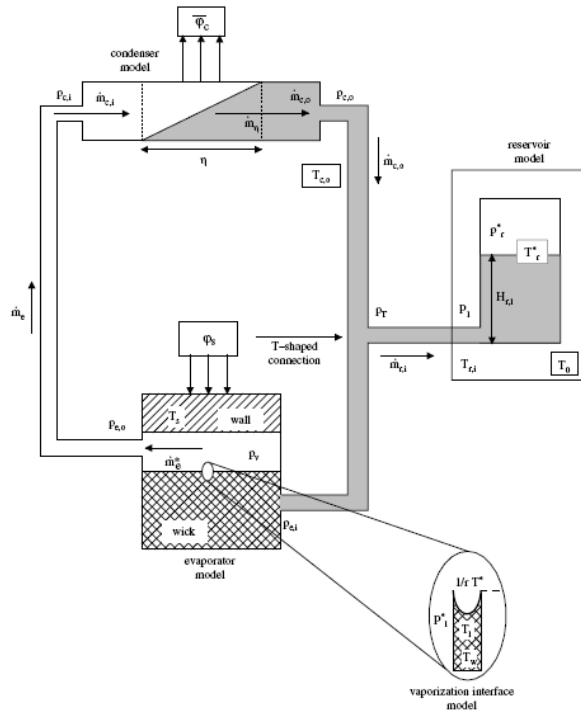


Figure II.3 – Schéma de la CPL de Pouzet *et al.* [PJP+04]

La différence entre le modèle de Launay *et al.* [LPDJ07] et celui de Pouzet *et al.* [PJP+04] réside dans le traitement du réservoir. En effet, le réservoir de la CPL se trouve sur la conduite liquide et n'est pas lié à l'évaporateur comme dans une LHP. Son comportement dynamique est donc différent. Pouzet *et al.* (figure II.3) posent les hypothèses

suivantes :

- les écoulements liquide et vapeur sont considérés incompressibles,
- l’interface liquide-vapeur en équilibre thermodynamique vérifie l’équation de Clausius-Clapeyron,
- les deux phases du réservoir sont à la température de saturation,
- l’énergie cinétique et la dissipation visqueuse des phases vapeur et liquide sont négligeables par rapport aux échanges par chaleur latente de vaporisation et conduction,
- le coefficient d’échange convectif entre la culasse du réservoir et l’enceinte thermiquement contrôlée est déterminé expérimentalement.

2.1.2 Modèle de Vlassov et Riehl

Le modèle complet de Vlassov et Riehl [VR07] peut se décomposer en deux parties : d’une part un modèle approfondi du condenseur, du radiateur associé et des conduites, et d’autre part un modèle semi-empirique de l’ensemble évaporateur/réservoir. Dans un premier temps les auteurs associent des bilans globaux de quantité de mouvement et de masse sur la LHP pour en déduire une équation qui met en jeu les débits et les pertes de charge le long du circuit du fluide. Le condenseur, les conduites et l’ensemble évaporateur/réservoir sont ensuite traités séparément.

Le condenseur et le radiateur qui lui est associé sont discrétisés en 110 volumes de contrôle isothermes (cf. figure II.4). Le régime est supposé annulaire comme dans le modèle précédent. Les auteurs supposent ensuite que la gravité ne perturbe pas le film de condensation et appliquent l’équation de conservation de quantité de mouvement. Pour chaque volume de contrôle, le débit liquide est obtenu par l’intégration du profil de vitesse pour un champ de pression donné sur la section de passage du liquide (couronne de rayons R et $R - \delta$, δ l’épaisseur de film). Ce débit connu il ne reste plus qu’à appliquer l’équation de conservation de la masse et le bilan d’énergie pour obtenir le flux de condensation et la température des éléments de volume considérés.

Le modèle de conduite est dit « universel » car il prend en compte le cas d’un écoulement de liquide, d’un écoulement de vapeur mais aussi d’un écoulement de condensation avec formation de liquide. Vlassov et Riehl écrivent le bilan d’énergie du fluide dans l’ensemble de la conduite avec l’enthalpie comme variable puis le bilan d’énergie sur la température de la paroi. Le titre massique de vapeur est recalculé à chaque pas de temps à partir de l’enthalpie pour obtenir la température du fluide. C’est la corrélation de Shah (citée par [Car92]) qui est utilisée pour calculer le coefficient de transfert thermique en condensation.

Le modèle de l’ensemble évaporateur/réservoir de Vlassov et Riehl s’apparente à un réseau thermique nodal en température (cf. figure II.5). On peut le qualifier de sous-modèle semi-empirique car de nombreux paramètres sont à déterminer par expérimentation :

- la conductance entre la culasse de l’évaporateur et l’interface d’évaporation $G_{w,e}$,

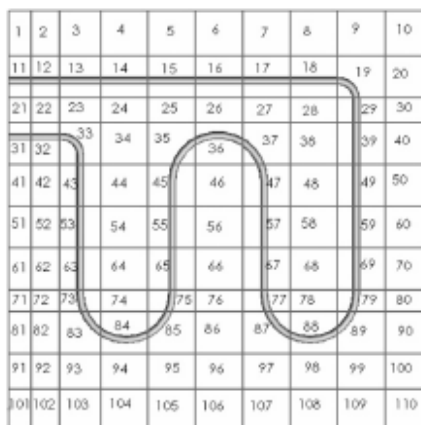


Figure II.4 – Discrétisation du condenseur et du radiateur [VR07]

- la conductance entre la culasse du réservoir et l’interface liquide-vapeur du réservoir $G_{if,r}$,
- la conductance de conduction entre la culasse de l’évaporateur et celle du réservoir $G_{w,r}$,
- la conductance entre l’interface d’évaporation et l’interface du réservoir via le milieu poreux $G_{if,if}$,
- la fraction de l’enthalpie du liquide sous refroidi ζ_e qui alimente l’évaporateur (le reste étant destiné au réservoir).

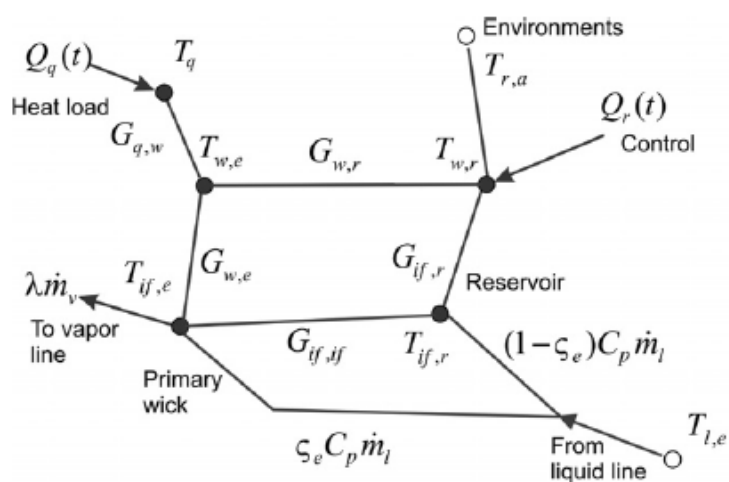


Figure II.5 – Réseau thermique pour l’ensemble évaporateur/réservoir [VR07]

2.1.3 Kaya *et al.*

Contrairement à l'étude précédente l'objectif affiché par *Kaya et al.* [KPGT07] est de réaliser un modèle global de boucle LHP avec un nombre minimal de paramètres déterminés empiriquement.

Les hypothèses de ce modèle concernant le fluide sont différentes de *Pouzet et al.* (section 2.1.1, p.42). En effet, dans ce cas, le fluide (liquide ou vapeur) est considéré newtonien compressible. Dans le cas d'un écoulement diphasique, le modèle est dit « homogène » : la phase liquide et la phase vapeur ont la même vitesse et le mélange des phases est considéré comme étant parfait avec température et pression uniformes.

L'ensemble de la LHP est ensuite découpé en éléments de volume (figure II.6). Sur un nœud sont appliquées l'équation de conservation de la masse ainsi que l'équation de conservation de l'énergie. L'équation de conservation de la quantité de mouvement est appliquée sur la jonction entre deux nœuds consécutifs. L'évaporateur de la LHP étant cylindrique, les auteurs ont choisi une discrétisation de type annulaire. Deux conditions de fonctionnement sont posées sur le comportement de l'évaporateur. D'une part le poreux est toujours saturé en liquide et la nucléation n'y est pas permise. D'autre part une « surchauffe de démarrage » ($\Delta T_{startup}$) est nécessaire avant le début de l'évaporation en surface du poreux et la génération du débit :

$$\begin{aligned} \dot{m}_{evap} &= 0 \text{ si } \Delta T_{ev-cc} \leq \Delta T_{startup} \\ \dot{m}_{evap} &= \frac{\dot{Q}_{c-w} - \dot{Q}_0}{h_{lv}} \text{ si } \Delta T_{ev-cc} \geq \Delta T_{startup} \end{aligned}$$

avec \dot{Q}_{c-w} , le flux de chaleur traversant la surface de contact entre la culasse et le poreux et \dot{Q}_0 , le flux chaleur traversant la face externe de la mèche poreuse. Cette condition sur la différence de température entre le bâti de l'évaporateur et celui du réservoir est déterminée expérimentalement. Elle constitue une entrée du modèle et permet à la simulation de démarrer au même moment que l'expérience.

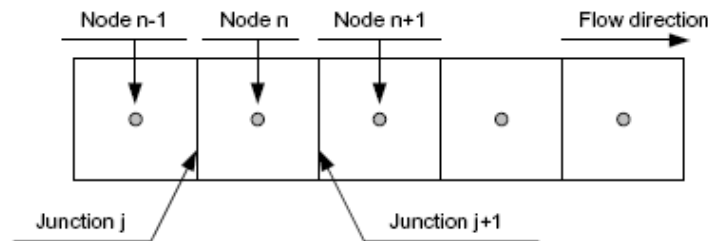


Figure II.6 – Discrétisation en éléments de volumes de *Kaya et al.* [KPGT07]

Les auteurs obtiennent ainsi un système d'équations différentielles pour les nœuds

externes, les nœuds de paroi et les nœuds de volume de fluide. L'initialisation se fait à la température ambiante et pour une répartition des phases dans la boucle donnée. La résolution des systèmes d'équations différentielles se fait grâce à un solveur implicite multipas. La différentiation dans les équations est d'ordre 1 à 5 et à chaque itération, ce solveur adapte lui-même, tout comme ESACAP (cf. chapitre III), l'ordre et le pas d'intégration pour minimiser le temps de calcul.

2.2 Validation des modèles

Les modèles décrits au chapitre précédent doivent bien entendu être validés expérimentalement. La plupart des auteurs utilisent leur propre banc expérimental à l'exception de Launay *et al.* [LPDJ07] qui utilisent les résultats de Wrenn *et al.* [WKHA99]. Ces derniers disposent d'une LHP à ammoniac dont les caractéristiques sont décrites précisément dans leur article. Launay *et al.* doivent ajuster deux paramètres de leur modèle pour que leurs résultats coïncident avec les résultats expérimentaux de Wrenn *et al.* : R_{vap} (section 2.1.1, p.42) et le coefficient de transfert thermique avec le milieu ambiant. Après quoi, l'erreur de prédiction sur les températures données par les simulations n'excède pas 2 K. Pour des variations brutales de flux imposé, la réponse du modèle est en avance d'environ 100 s par rapport à la réalité. Cela signifie que la constante de temps globale du système est sous-estimée. Ce modèle donne des résultats convenables et une bonne représentation du comportement d'une LHP même s'il manque d'inertie et si le flux de fuite de l'évaporateur vers le réservoir est surestimé.

Pouzet *et al.* [PJP⁺04] réalisent un essai avec leur propre dispositif de CPL pour valider leur modèle. Il appliquent une puissance de 200 W à l'évaporateur pendant 20 min puis passent à 400 W pendant 10 min pour enfin revenir à 200 W. En régime permanent et lors de l'application d'un échelon de puissance, le modèle est validé. Il apparaît par contre que ce modèle ne peut pas simuler un démarrage de CPL. En effet les cannelures et la ligne vapeur sont supposées en permanence remplies de vapeur alors qu'en réalité, lors d'un démarrage, celles-ci sont noyées par le liquide. La vapeur doit d'abord se former puis pousser le liquide jusqu'au condenseur pour créer l'interface et démarrer le cycle. Ce phénomène n'est pas pris en compte par ce modèle donc, lors d'un démarrage, il reste inapplicable pendant presque 1 min.

Vlassov et Riehl [VR07] quant à eux procèdent plutôt à un ajustement de leur modèle qu'à une validation. Ils utilisent en effet les résultats obtenus avec leur LHP inox/acétone et poreux en polyéthylène pour déterminer la valeur des 5 paramètres cités à la section 2.1.2. L'application d'un cycle de puissance à la LHP montre que ce modèle reproduit bien le comportement de la boucle en transitoire. Cependant l'erreur sur les températures simulées en régime permanent peut atteindre 20%. Il faut noter que l'étude de Vlassov et Riehl se focalise sur l'influence des pertes thermiques radiatives et le comportement de la LHP dans un environnement de microgravité en vue d'une application spatiale. Ce cas reste donc éloigné de l'application envisagée dans ces travaux.

Le dispositif expérimental de Kaya *et al.* [KPGT07] est typique de l'industrie spatiale. C'est en effet une LHP en acier inoxydable avec un poreux en nickel fritté remplie d'am-

moniac. Ils effectuent deux types d'essais : en milieu ambiant et dans le vide. Le modèle est validé de la même manière dans les deux cas. L'erreur sur les températures ne dépasse pas 2 K à basse puissance et diminue quand la puissance augmente. Cette tendance est générale dans la littérature et peut s'expliquer par une plus grande influence à faible puissance des imprécisions de calcul du flux de fuite ainsi que des pertes par convection naturelle. Le problème principal de ce modèle reste le décalage temporel entre la réponse réelle et la réponse des simulations. En effet la réponse du calcul est toujours plus rapide que la réponse expérimentale à un échelon de puissance.

2.3 Analyse phénoménologique des résultats obtenus

L'un des intérêts de la modélisation globale des BFDPT est qu'elle donne accès à des paramètres qui sont parfois inaccessibles par l'expérience [PJP⁺04] tel que les débits dans la boucle ou bien la différence de températures entre le liquide sous les ménisques et la vapeur à l'interface. Les simulations peuvent aussi (si le modèle le permet) mettre en évidence le désamorçage d'une BFDPT ce qu'on évite expérimentalement.

2.3.1 Réponse à un échelon de puissance

Pouzet *et al.* [PJP⁺04] détaillent le comportement de leur CPL lors de l'application d'un échelon montant de puissance, validé par l'expérience :

- le débit de vapeur augmente,
- la zone diphasique dans le condenseur augmente aussi,
- le débit de liquide en sortie de condenseur s'accroît subitement pendant un court moment (« overshoot »),
- le surplus de débit doit être absorbé par le réservoir,
- l'arrivée de liquide sous-refroidi provoque l'augmentation de la hauteur de liquide dans le réservoir ; il y a compétition entre la chaleur apportée par ce liquide sous-refroidi et la condensation de la vapeur due à l'augmentation de pression qui en résulte ;
- on observe un pic de la température au réservoir (figure II.7).

Lors d'un échelon descendant de puissance le comportement de la boucle est symétrique (« undershoot »). Dans le réservoir l'extraction de liquide entraîne une diminution de pression et l'évaporation d'une partie du liquide restant. On observe alors un pic décroissant de température (figure II.7). Le modèle de Pouzet *et al.* ne permet cependant pas d'étudier le phénomène de démarrage (chap. 2.2).

2.3.2 Démarrage

Contrairement aux travaux de Pouzet *et al.* [PJP⁺04], le modèle de Kaya *et al.* [KPGT07] permet de simuler le démarrage de la BFDPT. Ils définissent une « surchauffe au démarrage » (chap. 2.1.3) qui conditionne la génération de débit dans la boucle. Kaya *et al.* ont pu observer la réponse de leur LHP à deux types de démarrage. Pour le premier

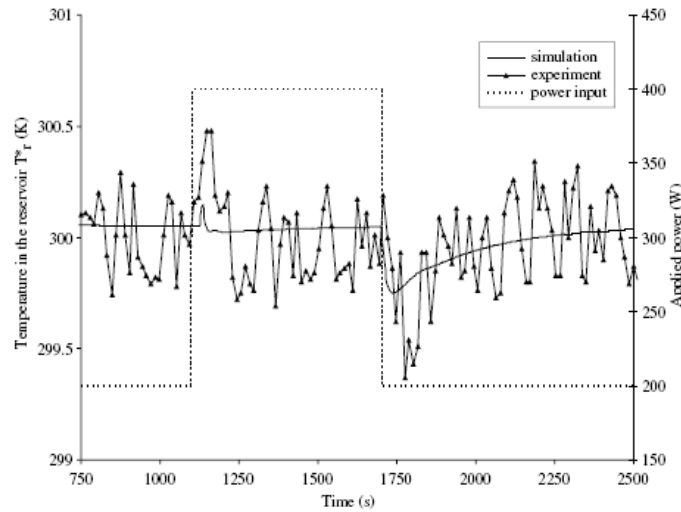


Figure II.7 – Comparaison entre les données numériques et expérimentales pour la température dans le réservoir [PJP⁺04]

démarrage, avec une puissance de 197 W, la surchauffe vaut seulement 0,1 K et aucun pic de température n'est observé. Le second démarrage, réalisé avec une puissance de 9,9 W, entraîne une surchauffe de 1,7 K. Il faut donc plus de temps pour initier la nucléation dans les cannelures de vapeur ce qui peut expliquer l'observation d'un pic de la température de la culasse du réservoir. Il apparaît également que le démarrage des LHP dépend fortement de la répartition des phases du fluide lors de l'application de la puissance. L'expérience reste donc indispensable pour conserver une vision complète de ce phénomène.

2.3.3 Influence du flux de fuite

Le flux de fuite est défini par la fraction de la puissance appliquée transmise par conduction à travers le milieu poreux de l'évaporateur et qui n'est donc pas absorbée par l'évaporation du liquide en surface de mèche poreuse. Les simulations de Kaya *et al.* [KPGT07] permettent de mettre en évidence l'influence de ce flux sur le comportement de la LHP durant les phénomènes transitoires. En effet, il apparaît qu'en régime permanent celui-ci est bien évalué par le modèle. Par contre, une correction de ce flux d'un facteur 0,07 est nécessaire lors de la simulation pour que la boucle démarre 550 s après l'application de la puissance comme c'est le cas dans la réalité. Sans cette correction, la simulation prédit le démarrage 7420 s après l'application de la puissance, soit une erreur de près de 2 heures! D'après Kaya *et al.*, si la puissance appliquée est suffisamment faible et si le flux de fuite n'est pas corrigé, il est possible dans la simulation que la température du bâti de l'évaporateur ne parvienne pas à dépasser celle du réservoir. La condition de surchauffe n'est donc pas vérifiée et le démarrage n'a pas lieu. On peut y voir l'influence de la répartition des phases dans la boucle. Quoi qu'il en soit dans ce cas l'expérience reste nécessaire pour corriger le flux de fuite dans les simulations.

2.3.4 Constantes de temps

Soler *et al.* [SPDJ07] utilisent le modèle de Launay et al. [LPDJ07] pour analyser le comportement dynamique non linéaire des phases transitoires de fonctionnement d'une LHP. L'étude des constantes de temps intrinsèques des composants de la LHP permet de différencier deux contributions au fonctionnement de la boucle : le transport de masse et l'inertie thermique. Le rapport entre le temps nécessaire pour transporter une masse de fluide donnée et la constante de temps d'inertie thermique est un multiple du nombre de Stanton :

$$\tilde{St} = k * St = k * \frac{h}{\rho_l C_{p_l} u_l}$$

où h est le coefficient global d'échange thermique et ρ_l , C_{p_l} , u_l sont respectivement la masse volumique, la capacité thermique spécifique et la vitesse de la phase liquide.

Si $\tilde{St} \gg 1$ le transport de masse est suffisamment lent pour que l'échange de chaleur ait le temps de se produire alors que si $\tilde{St} \ll 1$ le transport est trop rapide pour l'échange thermique. Dans ce dernier cas le régime peut être qualifié d'adiabatique.

Pendant la simulation, Soler *et al.* appliquent une puissance variant de 10 W à 500 W à leur LHP. Il apparaît qu'en dessous de 100 W les constantes de temps de transport sont les plus grandes. Le fonctionnement de l'ensemble de la LHP est donc dominé par les échanges thermiques. Au delà de 200 W les constantes de temps thermiques et de transport se valent (en particulier dans la ligne liquide) ce qui conduit à un régime de transition dans le fonctionnement de la boucle. Le nombre de Stanton peut donc nous renseigner sur cette transition (figure II.8).

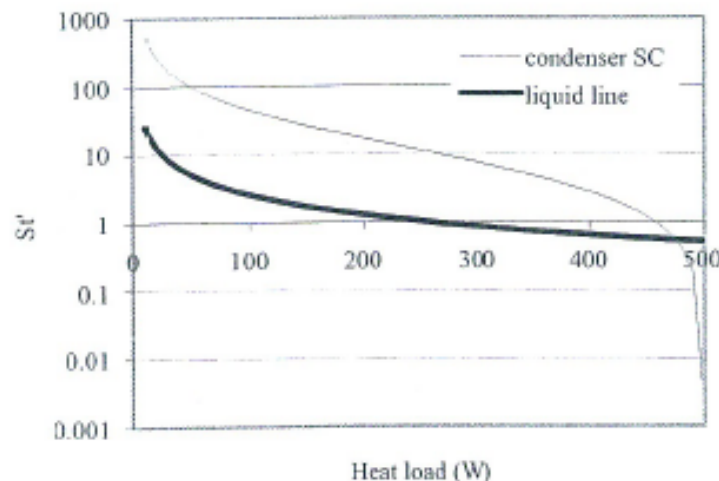


Figure II.8 – Nombre de Stanton [SPDJ07]

Dans la ligne liquide, la transition s'opère à 250 W. Pour des charges thermiques plus faibles, la température d'entrée du liquide dans le réservoir est très proche de la température ambiante et le condenseur a une influence limitée sur le comportement dynamique de

la LHP. Au dessus de 250 W, une perturbation thermique sera transportée du condenseur jusqu'au réservoir sans grand changement. La constante de temps thermique du réservoir n'étant alors que de 20 s, c'est le condenseur qui régit le comportement dynamique de la boucle. Dans le condenseur, la transition s'opère pour une puissance appliquée de 450 W. Cette transition s'apparente au passage entre le mode de fonctionnement en « conductance fixe » et le mode en « conductance variable ». Au dessus de 450 W, $\tilde{St} \ll 1$ donc le transport prime. La température du réservoir augmente pour compenser la perte de sous-refroidissement.

2.3.5 Phénomènes oscillatoires

Pouzet *et al.* [PJP⁺04] soulignent que l'amplitude des oscillations de pression dans leur CPL est le double au condenseur par rapport à l'évaporateur. Ils identifient le condenseur comme la source de ces instabilités et montrent que le couplage condenseur/réservoir ainsi que les pertes de charge dans la mèche poreuse contribuent à amortir ces oscillations. Ils évoquent également l'influence importante qu'a la position du réservoir sur la conduite liquide sur ce phénomène oscillatoire.

Dans leurs travaux sur la LHP, Launay *et al.* [LPDJ07] mettent en évidence deux types d'oscillations en fonction des conditions limites de leurs simulations (puissance injectée, température de source froide et échange de la ligne liquide avec le milieu ambiant). Elles sont décrites ci-dessous.

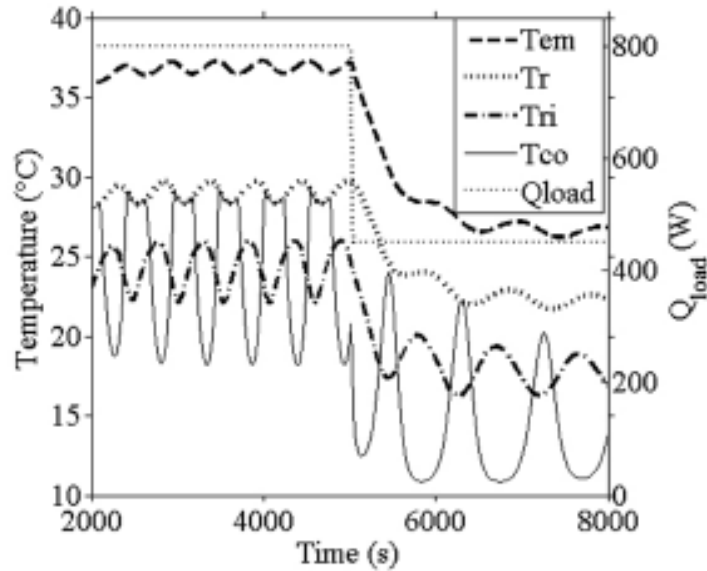


Figure II.9 – Oscillations de température pour une charge thermique élevée [LPDJ07]

Oscillations haute fréquence de faible amplitude

Ce type d'oscillations apparaît lorsque la LHP fonctionne en mode de conductance fixe. En effet, Launay *et al.* observent que la longueur de la zone diphasique du condenseur varie au-delà de la longueur totale du condenseur. Pour une puissance appliquée de 800 W, la fréquence des oscillations est de $1,8 \cdot 10^{-3} Hz$ pour une amplitude de 2 K sur la température de culasse de l'évaporateur (figure II.9). D'après Ku [Ku03], ces oscillations sont dues au couplage thermo-hydraulique fort entre le condenseur et le réservoir qui entraîne l'instabilité du front de condensation en sortie de condenseur. Lorsque la puissance appliquée redescend à 450 W, ces oscillations sont progressivement amorties (figure II.9). A cet instant la longueur de la zone diphasique ne dépasse plus la longueur totale du condenseur et la position de l'interface de condensation se stabilise petit à petit.

Oscillations basse fréquence de grande amplitude

Ce type d'oscillations est observé par Launay *et al.* lorsque la LHP fonctionne en mode de conductance variable. Pour une puissance appliquée de seulement 25 W, la période des oscillations de température observées est de 2h20 min avec une amplitude à l'évaporateur de 8 K (T_{Em} sur la figure II.10). D'après Ku et Rodriguez [KJ03], la source de ce mécanisme se trouve dans le lien thermique entre l'évaporateur et le réservoir. La capacité thermique de l'évaporateur module le flux thermique net reçu par l'évaporateur en emmagasinant de l'énergie lorsque la température du réservoir augmente et en restituant de l'énergie lorsque cette dernière diminue. Ce changement de flux net reçu par l'évaporateur entraîne les variations de température du réservoir qui amplifient elle-même la modulation du flux par la capacité thermique du réservoir. La charge thermique nette de l'évaporateur va donc osciller dans un intervalle de puissance encadrant la puissance thermique effectivement appliquée.

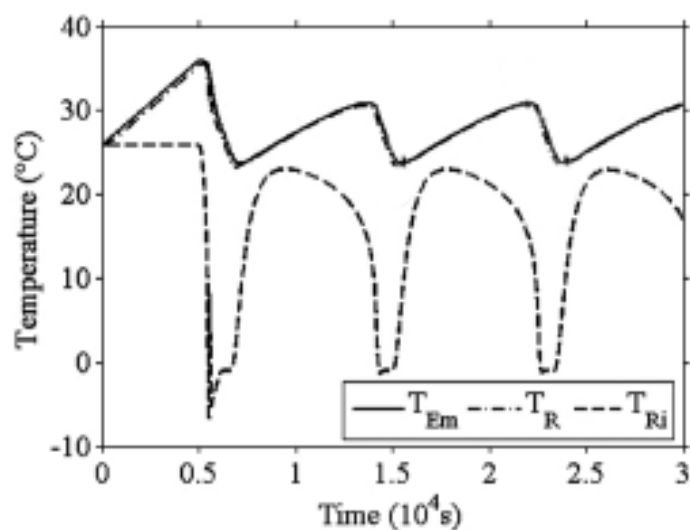


Figure II.10 – Oscillations de température pour une charge thermique faible (25 W) [LPDJ07]

3 Bilan

Ce chapitre a permis de faire un bilan concernant les travaux de modélisation menés depuis l'invention des BFDPT. Il est apparu qu'un grand nombre de modèles permanents ont été développés. La plupart sont analytiques pour des raisons de moyen de calcul durant les premières années et ensuite pour leur praticité à mener des études phénoménologiques. Les modèles numériques ne sont utilisés que très rarement pour des simulations en régime permanent. Il s'agit des cas où la géométrie du dispositif est connue et où l'on souhaite estimer avec précision un certain nombre de températures. Leur domaine d'application concerne plus la modélisation de situations transitoires. Leur apparition correspond aux développements récents de l'informatique. Ils couplent les aspects thermique et hydraulique, ce qui est indispensable pour simuler des fonctionnements instationnaires.

Les travaux de modélisation présentés ci-après partent de ce principe de couplage en préférant, à l'instar de Kaya *et al.* [KPGT07], l'enthalpie à la température comme variable énergétique pour des raisons de stabilité numérique. Il s'agira de modèles numériques permettant une analyse transitoire d'une CPLIP (cf. chapitre I).

Chapitre III

Modèle thermique transitoire de BFDPT

Les CPLIP étant relativement récente, peu de travaux de modélisation ont été effectués et exposés. Le modèle présenté ci-dessous a été développé conjointement avec Laurent Lachassagne [Lac10]. Ce dernier l'a validé et exploité en régime permanent. L'objet de ce chapitre est de présenter une première étape de modélisation de comportements transitoires, non adaptée à une représentation de phénomènes hydrauliques rapides donnant lieu à des instabilités de fonctionnement de boucle (cf. chapitre II), mais capable de simuler le comportement thermique. Il s'agira dans un premier temps de le valider expérimentalement. Une fois son domaine de validité déterminé, ce comportement thermique sera analysé afin d'identifier certains phénomènes physiques caractéristiques de fonctionnements instationnaires encore mal appréhendés dans ce type de boucle.

1 Description du modèle

Le modèle décrit dans ce chapitre est un modèle de CPL car le comportement des CPLIP est plus proche du comportement d'une CPL que de celui d'une LHP. Il s'appuie sur la méthode nodale, méthode couramment utilisée pour les approches « systèmes ». Le dispositif étudié est décomposé en « nœuds » comme le montre la figure III.1. Désirant utiliser un solveur réseau aux performances numériques intéressantes, la description du modèle va donc passer autant que possible par un établissement de réseaux analogues associés aux équations de conservation qui décrivent le comportement thermique de la boucle. Finalement, ce sont des réseaux analogues couplés entre eux qui vont permettre d'évaluer la température, la pression et l'enthalpie en chaque nœud du modèle. Le nombre de nœuds est plus important que dans le modèle de Lachassagne. En effet, les propriétés thermophysiques (notamment la masse volumique) du fluide caloporteur, à savoir ici l'éthanol, variant de manière très significative dans les zones d'écoulements diphasiques, le suivi précis de l'évolution temporelle de ces dernières nécessite donc une discrétisation spatiale plus fine qu'un seul modèle permanent. Les modèles des différents composants de la boucle ainsi que les échanges locaux entre les différents nœuds vont être détaillés au

cours des paragraphes suivants.

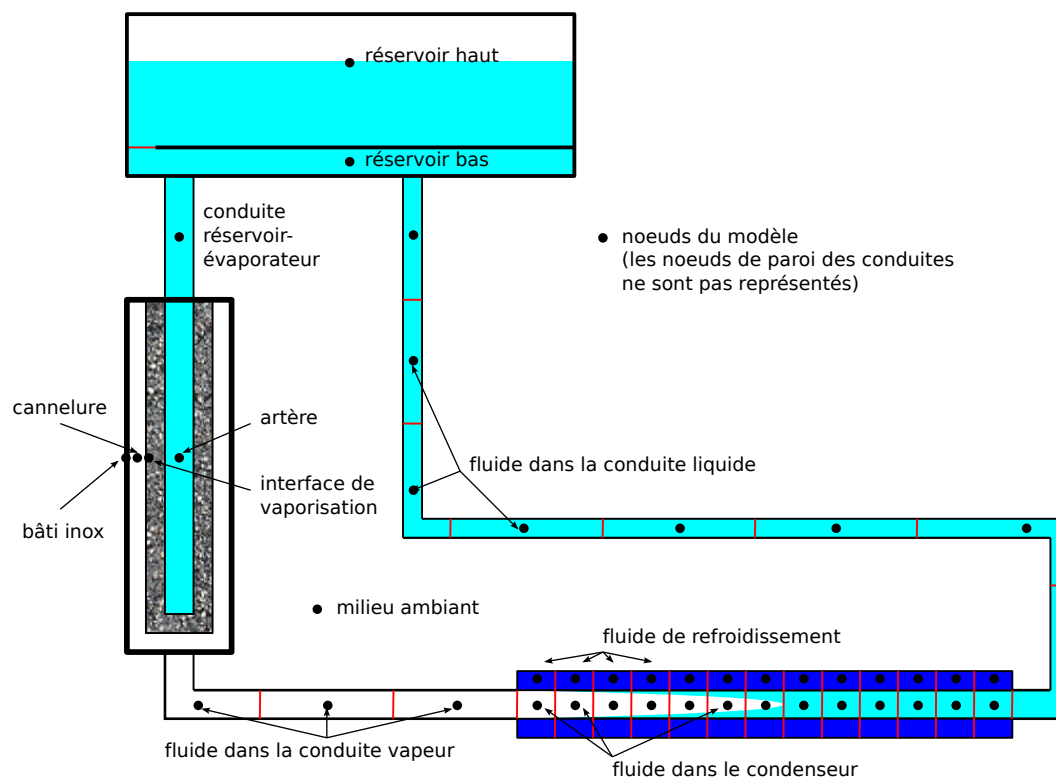


Figure III.1 – Schéma de la discrétisation spatiale du système

1.1 Hypothèses

Comme toute approche de modélisation, notre modèle s'appuie sur un certain nombre d'hypothèses :

- La dynamique hydraulique est ici négligée : $\tau_{hydraulique} \ll \tau_{thermique}$. L'équilibre mécanique est supposé à chaque instant.
- La résistance de conduction thermique radiale dans les conduites en inox est négligée (conduite liquide et vapeur, et condenseur). Une évaluation du nombre de Biot le justifie.
- La phase vapeur est considérée comme un gaz parfait. Cette hypothèse est discutable à proximité de la saturation. Toutefois, il sera montré plus tard qu'elle n'affecte pas de manière significative la pertinence des résultats.
- L'écoulement des phases liquide et vapeur ainsi que les écoulements diphasiques sont supposés incompressibles (hypothèse très restrictive pour comme il le sera montré plus tard).
- La partie haute du réservoir contient à la fois liquide et vapeur à saturation, quel que soit le point de fonctionnement considéré.

- La température (et donc la pression) est imposée dans la partie haute du réservoir. Dans la pratique, une cartouche chauffante associée à un régulateur PID est utilisée pour effectuer cette tâche.
- L'écoulement du fluide dans le milieu poreux de l'évaporateur est orienté dans le sens de l'épaisseur de la mèche.
- Le débit du fluide secondaire est supposé constant et imposé.
- Le coefficient de transfert thermique entre la paroi externe des tubes et le milieu ambiant est supposé constant.
- Les échanges thermiques par conduction au sein du fluide sont négligeables par rapport à ceux effectués par transport.
- Les écoulements diphasiques seront supposés homogènes. Cette hypothèse sera explicitée par la suite.
- L'énergie due à la dissipation visqueuse au sein du fluide est négligée.

L'hypothèse principale sur laquelle repose cette approche de modélisation est de supposer qu'à tout instant, on est à l'équilibre mécanique dans la boucle. Le comportement hydraulique est donc représenté comme une succession d'équilibres mécaniques. C'est pour cela que ce modèle va s'avérer incapable de simuler des phénomènes hydrauliques rapides. Toutefois, en raison de la rapidité d'établissement d'un régime permanent hydraulique par rapport à un équilibre thermique, un grand nombre de situations pourront être simulées correctement. Il s'agira alors de déterminer précisément son domaine de validité.

1.2 Méthodologie

La méthode nodale utilisée pour cette modélisation repose sur une décomposition du système étudié en volumes dans lesquels les variables indépendantes choisies sont jugées uniformes ; ici ce sont la pression P pour le bilan de quantité de mouvement et l'enthalpie h pour le bilan énergétique.

1.2.1 Approche enthalpique

Cette dernière a été préférée à la température pour la gestion des changements de phase car, quelle que soit la pression, la fonction $T = f(h)$, où T et h sont respectivement la température et l'enthalpie massique, est une bijection, contrairement à la fonction $h = f(T)$. Ainsi, si le bilan en énergie était écrit avec la seule température comme variable, il serait impossible de déterminer l'enthalpie associée : à la température de saturation, il existe tout un intervalle de valeurs d'enthalpie massique (cf. figure III.2).

Un sens d'écoulement est imposé (cf. figure III.3) et un schéma amont est utilisé pour gérer les termes de transport d'énergie. Par conséquent, pour le nœud i , le bilan d'énergie

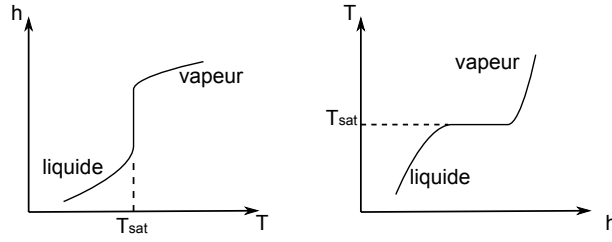


Figure III.2 – Relation entre enthalpie massique et température à pression constante

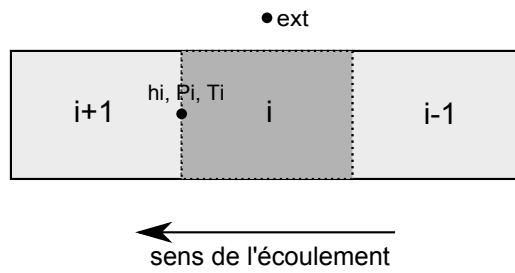


Figure III.3 – Localisation des variables par rapport aux mailles

s'écrit¹ :

$$m_i \frac{dh_i}{dt} = \dot{m}(h_{i-1} - h_i) + \sum_j G_{ij}(T_j - T_i) + \sum_k q_k + \Omega_i \frac{\partial P_i}{\partial t} + \dot{m} \left(\frac{P_i}{\rho_i} - \frac{P_{i-1}}{\rho_{i-1}} \right) \quad (\text{III.1})$$

où \dot{m} est le débit massique de fluide, G_{ij} est la conductance thermique entre le nœud i et chacun des nœuds j (ici $i - 1$, $i + 1$ et ext , q_k la $k^{\text{ième}}$ source de chaleur (aucune dans ce cas), puis Ω_i , P_i et ρ_i sont respectivement le volume, la pression et la masse volumique du nœud i .

C'est dans la phase vapeur que les deux derniers termes, traduisant la puissance générée par le travail technique du fluide, sont susceptibles d'être les plus importants. Basé sur des relevés expérimentaux effectués sur des BFDPT, un calcul d'ordre de grandeur a permis de négliger ces deux termes. En effet, ils représentent moins de 5% des échanges énergétiques dans la phase vapeur. Or ces échanges énergétiques dans la ligne vapeur sont négligeables devant ceux prenant place dans le condenseur, l'évaporateur et même dans la ligne liquide. Par conséquent, le bilan énergétique s'écrit :

$$m_i \frac{dh_i}{dt} = \dot{m}(h_{i-1} - h_i) + \sum_j G_{ij}(T_j - T_i) + \sum_k q_k \quad (\text{III.2})$$

Afin de s'approcher d'une écriture que l'on va transcrire sous forme de réseau analogue

1. dans le cas d'un écoulement dans le sens des indices croissants

résolu par le logiciel ESACAP, cette relation (III.2) peut s'écrire :

$$m_i \frac{dh_i}{dt} = \dot{m}(h_{i-1} - h_i) + J_i \quad (\text{III.3})$$

avec : $J_i = \sum_j G_{ij}(T_j - T_i) + \sum_k q_k$.

Dans cette expression, $\sum_j G_{ij}(T_j - T_i)$ représente les transferts de chaleur par conduction, convection et rayonnement entre le nœud considéré i et les nœuds adjacents j alors que $\sum_k q_k$ représente la génération de chaleur² au nœud i .

Afin d'exprimer cette source thermique J_i , il est nécessaire de s'appuyer sur un réseau thermique classique. Or, ici, la température est déterminée de manière unique, une fois l'enthalpie h et la pression P connues. La figure III.4 illustre les couplages existant entre ces trois variables. Numériquement, on calcule dans un premier temps les valeurs de la pression et de l'enthalpie en chaque nœud grâce aux réseaux hydraulique et enthalpique. Alors, le champ de températures ainsi déterminé ($T_i = f(h_i, P_i)$) est introduit en tant que potentiels imposés dans le réseau thermique. Ce dernier permet de déterminer les flux de chaleur reçus par chaque volume de contrôle du réseau enthalpique servant ensuite à calculer les nouvelles valeurs d'enthalpie et les coefficients de pertes de charge dans le réseau en pression. Ce processus est itéré jusqu'à ce que l'erreur entre deux valeurs consécutives de chaque variable respecte un critère de convergence défini préalablement. Cette démarche est appliquée à chaque pas de temps.

1.2.2 Expression des propriétés thermophysiques et du titre vapeur dans un nœud diphasique

Gestion du changement de phase

Une attention particulière a été portée à la représentation des écoulements liquide/vapeur, ces derniers étant une des particularités des BFDPT. Dans le paragraphe 1.1, l'hypothèse de fluide homogène a été avancée. Elle consiste à assimiler l'écoulement diphasique réel à un écoulement d'un mélange homogène de liquide et de vapeur. Cela présuppose que le liquide et la vapeur ont la même vitesse d'écoulement. Cette hypothèse est discutable dans la mesure où les deux phases n'ont pas la même masse volumique ($\rho_{liq}/\rho_{vap} \sim 1000$) et où l'on peut avoir une stratification des phases du fait de la gravité. De plus, en ce qui concerne la condensation, plusieurs types d'écoulements peuvent être observés (cf. chapitre I) induisant des pertes de charge et des transferts de chaleur différents pour chaque cas. Pour traiter de manière précise ces configurations, une modélisation différenciant chaque phase est nécessaire. Cependant le coût de calcul est très important. Or, gardant à l'esprit que l'objectif visé par ces travaux est une « approche système », une méthode moins coûteuse s'impose. Ainsi, cette approximation d'écoulement homogène, couramment utilisée pour les modèles de même échelle de représentation s'avère donc la

2. nulle dans notre cas car il n'y a pas génération volumique de chaleur dans le fluide

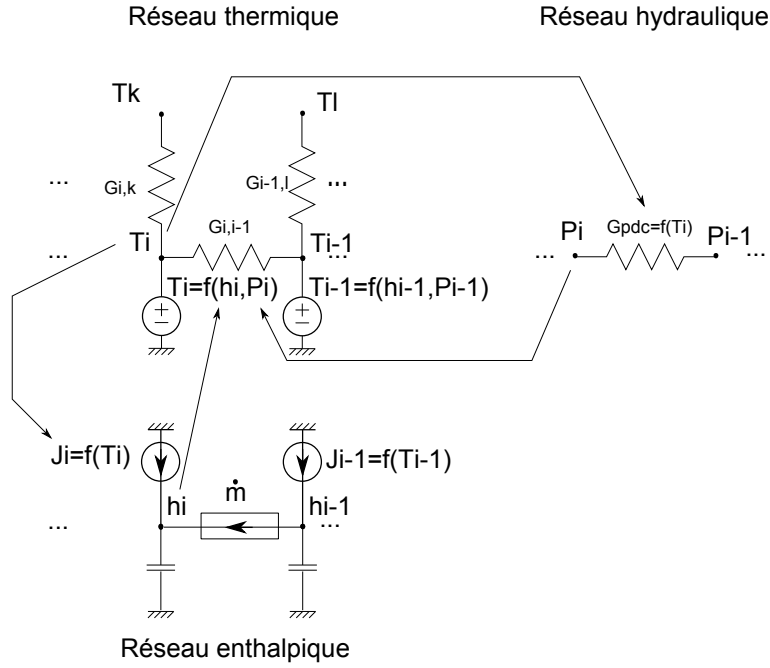


Figure III.4 – Couplages entre les réseaux

plus adaptée. Son principal avantage est de pouvoir représenter l'écoulement du fluide de la même manière quel que soit le type d'écoulement : écoulement monophasique liquide, vapeur et écoulement diphasique. Il en résulte une position non contrainte du front liquide/vapeur de condensation ; elle peut se situer dans le condenseur (comme cela est imposé par la plupart des modèles) mais aussi dans la conduite vapeur ou la conduite liquide. Ainsi la plage de validité du modèle se voit considérablement augmentée.

Cependant, de manière à connaître la nature de l'écoulement présent dans un nœud, on calcule son titre massique de vapeur, défini pour le nœud i par :

$$x_i = \frac{m_{vi}}{m_{vi} + m_{li}}$$

où m_{vi} et m_{li} représentent respectivement la masse de vapeur et la masse de liquide contenue dans le volume i .

L'enthalpie H étant une grandeur extensive, on utilise sa propriété d'additivité pour établir une expression du titre massique plus adaptée à la présente approche de modélisation. On a d'abord, pour un nœud de volume constant de fluide de masse m :

$$H = H_v + H_l \quad (\text{III.4})$$

Soit :

$$m \cdot h = m_v \cdot h_v + m_l \cdot h_l \quad (\text{III.5})$$

D'où (cf. figure III.5) :

$$x = 0 \quad \text{si} \quad h \leq h_{l,sat}(P) \quad \text{et} \quad x = 1 \quad \text{si} \quad h \geq h_{v,sat}(P)$$

$$x = \frac{h - h_{l,sat}}{h_{v,sat} - h_{l,sat}} \quad \text{si} \quad h_{l,sat} \leq h \leq h_{v,sat} \quad (\text{III.6})$$

La figure III.5 illustre graphiquement la définition du titre massique de vapeur pour un équilibre liquide-vapeur.

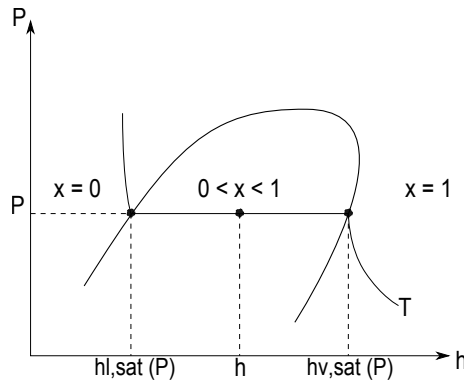


Figure III.5 – Définition du titre massique de vapeur dans le diagramme P-h

Expression des propriétés thermophysiques

Outre de déterminer la nature monophasique ou diphasique de l'écoulement en présence, le titre massique de vapeur permet de définir des propriétés thermophysiques équivalentes quand l'écoulement est diphasique. En effet, le fait de supposer une répartition homogène des phases liquide et vapeur permet légitimement de définir un fluide fictif monophasique dont ses propriétés thermophysiques peuvent s'exprimer à partir de celle de la phase vapeur, de la phase liquide et de la proportion de chacune.

Par exemple, la masse volumique ρ du mélange dans un nœud de volume $\Omega_{\text{nœud}}$ se définit de la manière suivante :

$$m_{\text{nœud}} = \rho \Omega_{\text{nœud}} \quad (\text{III.7})$$

Or, comme les nœuds ont un volume constant pendant la simulation, on a :

$$\Omega_{\text{nœud}} = \Omega_v + \Omega_l \quad (\text{III.8})$$

Donc en combinant ces deux bilans, on obtient l'expression de la masse volumique du fluide fictif pour un écoulement diphasique :

$$\frac{1}{\rho} = \frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} \quad (\text{III.9})$$

On constate que cette définition est aussi valable dans le cas où on est en présence d'une seule phase. Concernant la chaleur massique, un raisonnement similaire amène cette fois à :

$$C_p = xC_{pv} + (1 - x)C_{pl} \quad (\text{III.10})$$

En ce qui concerne la conductivité thermique λ et la viscosité dynamique μ , diverses expressions sont disponibles dans la littérature pour estimer ces propriétés dans le cas d'écoulement diphasique sans qu'aucune ne fasse l'unanimité. C'est une évaluation similaire à l'équation (III.9) qui a été retenue ici.

Le fluide fictif monophasique ainsi créé permettra de simuler le comportement du fluide caloporteur réel quel que soit son régime d'écoulement. C'est pourquoi, par la suite, les propriétés thermophysiques ne seront plus indicées.

Les conditions de saturation peuvent être déterminées uniquement par la pression ; il apparaît donc évident que les propriétés thermophysiques peuvent dépendre également de la pression³. Ainsi, les différentes propriétés X , fonction de h et de P , sont des entrées du modèle, codées sous formes de tables $X(h, P)$ bidimensionnelles. L'annexe A détaille la construction de ces tables.

1.3 Condenseur

Les types d'échangeurs susceptibles d'être utilisés comme condenseur d'une BFDPT sont nombreux : radiateurs (en particulier pour les applications spatiales), échangeurs à ailettes, échangeurs co-courant, contre-courant, à courants croisés, ... Pour des raisons expérimentales, il a été préféré un échangeur coaxial à contre-courant. Le fluide secondaire est de l'eau glycolée (40% d'éthylène-glycol). La discrétisation spatiale a été affinée par rapport à la seule simulation d'un régime permanent [Lac10] : 400 nœuds ont été nécessaires pour modéliser le condenseur.

1.3.1 Réseau hydraulique

La dynamique hydraulique est négligée ici (cf. paragraphe 1.1) et le fluide est considéré incompressible. Les pertes de charge ne peuvent donc être dues qu'aux frottements visqueux et aux effets hydrostatiques. Le bilan de quantité de mouvement peut s'écrire alors simplement en utilisant la loi de DARCY-WEISBACH :

$$\Delta P_{cond,i} = \Lambda \frac{L}{D} \frac{8\dot{m}^2}{\rho\pi^2 D^4} \quad (\text{III.11})$$

3. On a déjà vu qu'elles étaient sensibles à l'enthalpie massique.

avec Λ , coefficient de perte de charge défini par :

$$\Lambda = \frac{64}{Re} \quad \text{pour} \quad Re < 2000 \quad (\text{écoulement laminaire en conduite})$$

$$\Lambda = \frac{0,3164}{Re^{0,25}} \quad \text{pour} \quad Re > 4000 \quad (\text{écoulement turbulent en conduite})$$

Ainsi, en se ramenant au formalisme de type « réseau » (cf. figure III.6), on a, pour un écoulement entre les nœuds i et $i + 1$:

$$\dot{m} = G_{pdc} \cdot (P_{i+1} - P_i) \quad (\text{III.12})$$

Avec,

pour $Re \leq 2000$:

$$G_{pdc} = G_{lam}(Re) = \frac{\rho \pi D^4}{128 \mu L} \quad (\text{III.13})$$

pour $Re \geq 4000$:

$$G_{pdc} = G_{turb}(Re) = \frac{\rho \pi^2 D^5}{8 \dot{m} L} \frac{Re^{0.25}}{0,364} \quad (\text{III.14})$$

et si $2000 \leq Re \leq 4000$:

$$G_{pdc} = \frac{(Re - 2000)}{2000} G_{turb}(Re) + \frac{(4000 - Re)}{2000} G_{lam}(Re) \quad (\text{III.15})$$

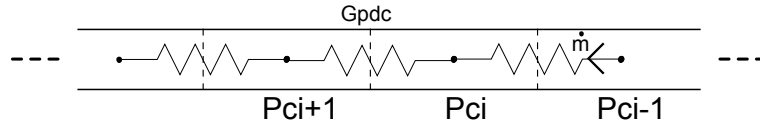


Figure III.6 – Réseau hydraulique au condenseur

1.3.2 Réseaux enthalpique et thermique

Les figures III.7 et III.8 présentent respectivement les réseaux enthalpique et thermique. En reprenant l'équation (III.3), le bilan énergétique sur le nœud i s'écrit :

$$\rho_i \Omega \frac{\partial h_i}{\partial t} = \dot{m}(h_{i-1} - h_i) + J_i \quad (\text{III.16})$$

où $\rho_i \Omega$ représente la capacité « enthalpique » du nœud i , $\dot{m}(h_{i-1} - h_i)$ le transport énergétique dû à la circulation du fluide et J_i les échanges avec l'environnement du fluide caloporteur. Les échanges thermiques par conduction au sein du fluide sont négligeables

par rapport au flux transporté. La capacité « enthalpique » sera simplement représentée par analogie avec le réseau électrique par un condensateur (cf. figure III.7). La détermination du terme J_i est réalisée grâce à un réseau conducto-convectif en température plus classique.

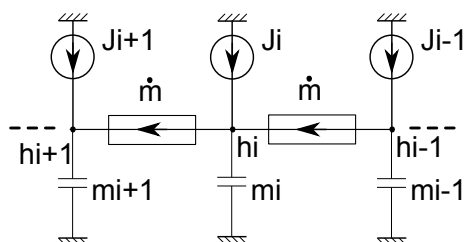


Figure III.7 – Réseau enthalpique au condenseur

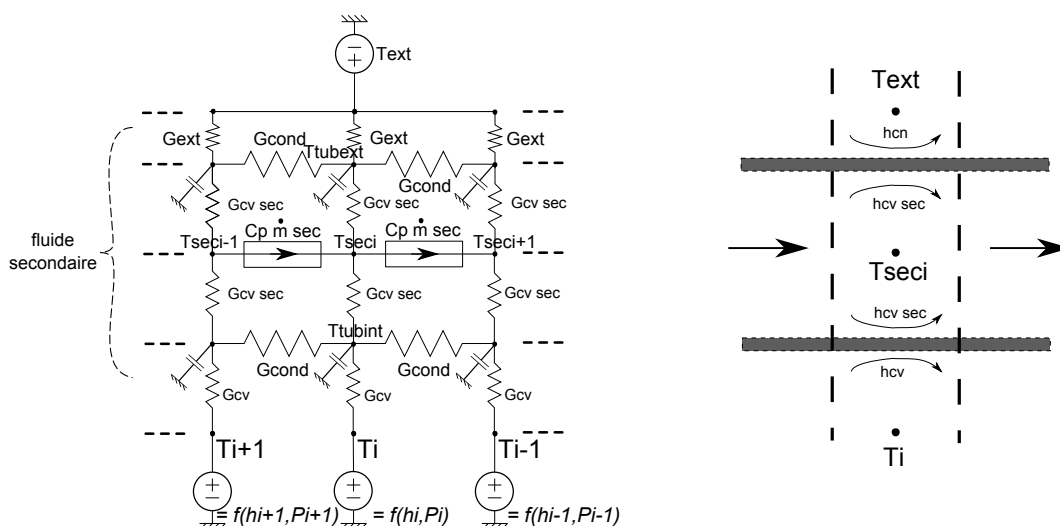


Figure III.8 – Réseau thermique au condenseur

Dans un premier temps, on considère les phénomènes de conduction thermique. Seule la conduction thermique axiale (G_{cond}) au sein des tubes intérieur et extérieur de l'échangeur est prise en compte. Elle est modélisée par une résistante thermique conductive classique de la forme : $R = \lambda S_{noeud} / L_{noeud}$. La résistance conductive radiale est négligée au regard des résistances de convection des fluides environnants. Il est à noter que, pour des raisons de clarté, les capacités des conduites inox ne sont pas nommés sur la figure III.8. Leur valeur est $m_{inox} C_{pinox}$.

Les conductances liées aux échanges convectifs sont plus nombreuses. On recense d'abord les échanges thermiques par convection naturelle entre l'ambiance et le tube extérieur (G_{ext} sur la figure III.8). Le coefficient d'échange h_{cn} a donc été choisi constant ;

sa valeur dépend de la situation simulée. Ainsi,

$$G_{ext} = h_{cn} S_{tube\ ext}$$

Le fluide secondaire est considéré monophasique quelle que soit la situation simulée. Les échanges convectifs existant avec les tubes en contact sont donc estimés grâce à des corrélations classiques dont le choix dépend du régime d'écoulement. Par conséquent, on a :

$$G_{cv\ sec} = h_{cv\ sec} * S_{tube} \quad (III.17)$$

Avec, Si $Re \leq 2000$

$$Nu_{lam} = 3,66 \quad [IW90] \quad (III.18)$$

$$h_{cv\ sec} = h_{lam} = \frac{\lambda Nu_{lam}}{D_h} \quad (III.19)$$

Si $Re \geq 4000$, $h_{cv\ sec} = h_{turb}$ est défini grâce à la corrélation de Gnielinski [IW90] :

$$Nu_{turb} = \frac{(f/8)RePr}{1 + 12,7(f/8)^{1/2}(Pr^{2/3} - 1)} \quad (III.20)$$

où $f = (0,79 \ln(Re) - 1,64)^{-2}$.

et si $2000 \leq Re \leq 4000$:

$$h_{cv\ sec} = \frac{(Re - 2000)}{2000} h_{turb} + \frac{(4000 - Re)}{2000} h_{lam} \quad (III.21)$$

Les échanges convectifs entre le fluide caloporteur et la paroi du tube intérieur sont plus difficiles à gérer. En effet, l'écoulement peut être sous phase vapeur, sous phase liquide ou encore diphasique et, pour chaque cas, il peut également être en régime laminaire, turbulent ou de transition. C'est alors que va de nouveau intervenir le titre massique vapeur défini au paragraphe 1.2.2. Suivant sa valeur, les corrélations choisies pour exprimer le coefficient d'échange thermique diffèrent. L'expression générale de la conductance thermique associée est :

$$G_{cv} = h_{cv}(x, Re) * S_{tube\ int} \quad (III.22)$$

Alors, si $x = 0$ ou $x = 1$, c'est à dire si, respectivement, le fluide est à l'état liquide ou vapeur, le coefficient d'échange convectif peut être évalué avec les relations précédentes (III.18),(III.19), (III.20) et (III.21).

Il est à noter que, dans un premier temps, l'expression donnée par l'équation (III.19) a été utilisée si l'écoulement est laminaire. Une comparaison avec les données obtenues grâce au dispositif expérimental présenté ci-après a montré que le modèle surestimait fortement la température de sortie de condenseur du fluide caloporteur (de l'ordre de 30°C d'écart

pour une puissance de 4000 W) [LDA⁺10]. Cela peut avoir plusieurs explications, la première étant que l'approche homogène peut induire une mauvaise estimation des échanges lors des écoulements diphasiques. Toutefois, comme l'a montré Lachassagne [LDA⁺10], les longueurs diphasiques estimées par le modèle sont relativement courtes par rapport à la longueur totale du condenseur. Ainsi, le problème semble plus se poser du côté de la zone de sous-refroidissement du liquide. Du fait de l'instabilité du front de condensation et de la présence de coudes multidirectionnels (génération de tourbillons de Dean liés aux forces centrifuges donnant lieu à des structures chaotiques [MCP97]) sur le dispositif expérimental utilisé, il apparaît clairement que l'écoulement de liquide sous-refroidi n'est pas laminaire (ou du moins sur une partie). Les échanges thermiques y sont donc plus intenses que ce que peut prévoir l'équation (III.19). Lemenand et Peerhossaini [LP02] propose une corrélation rendant compte de l'influence des coudes sur les transferts thermiques :

$$Nu = 1,045 Re^{0,303} Pr^{0,287} N_{coudes}^{-0,033} = \frac{h_{cv \text{ primaire}} D_h}{\lambda} \quad (\text{III.23})$$

Bien que les raisons pour lesquelles les échanges thermiques durant le sous-refroidissement du fluide sont sous-estimés ne soient pas encore totalement déterminées, seules ces corrélations seront encore utilisées pour le modèle développé ici.

Par ailleurs, si $0 < x < 1$ (écoulement diphasique), le coefficient d'échange thermique h_{cv} est exprimé par la corrélation de Shah [Sha79] :

$$h_{cv} = h_{liq} \left((1-x)^{0,8} + \frac{3,8x^{0,76}(1-x)^{0,04}}{(P/P_{crit})^{0,38}} \right) \quad (\text{III.24})$$

1.4 Conduites

Les conduites n'étant jamais parfaitement isolées, les écoulements qui y ont lieu ne sont pas réellement adiabatiques. Elles sont donc assimilables à des échangeurs thermiques. Le fluide circulant à l'intérieur peut alors être refroidi, réchauffé voire changer de phase. Par conséquent, le réseau enthalpique précédent est conservé pour ces éléments. Les échanges externes sont considérés et traités de la même manière qu'à l'extérieur du condenseur. Au sein des conduites, on considère les corrélations classiques de transfert en régime laminaire ou turbulent déjà évoquées bien que l'on puisse, dans certaines situations, amorcer la condensation dans la ligne vapeur ou bien détecter une possible ébullition dans la ligne liquide (titre massique différent de 0 ou 1). Dans ces cas, c'est de nouveau la corrélation de Shah qui est considérée pour évaluer les échanges thermiques.

Les pertes de charge par frottement visqueux sont également exprimées comme en paragraphe 1.3. Par contre, l'évaporateur n'étant pas à la même hauteur que le condenseur, des pertes de charge hydrostatiques sont ajoutées. Elles seront négligées dans la conduite vapeur en raison de la faible valeur de sa masse volumique. Au contraire, elles deviennent prépondérantes dans la ligne liquide. Afin de les simuler, une conductance GP_{grav} (III.25)

est rajoutée en série de la conductance G_{pdc} entre les nœuds successifs i et $i - 1$:

$$GP_{grav} = \frac{\dot{m}}{\rho g(z_i - z_{i-1})} \quad (\text{III.25})$$

où z_i et z_{i-1} sont les altitudes respectives des nœuds i et $i - 1$.

La figure III.9 montre un aperçu des réseaux enthalpique, thermique et hydraulique pour un extrait de la ligne vapeur. Ceux modélisant la ligne liquide sont similaires.

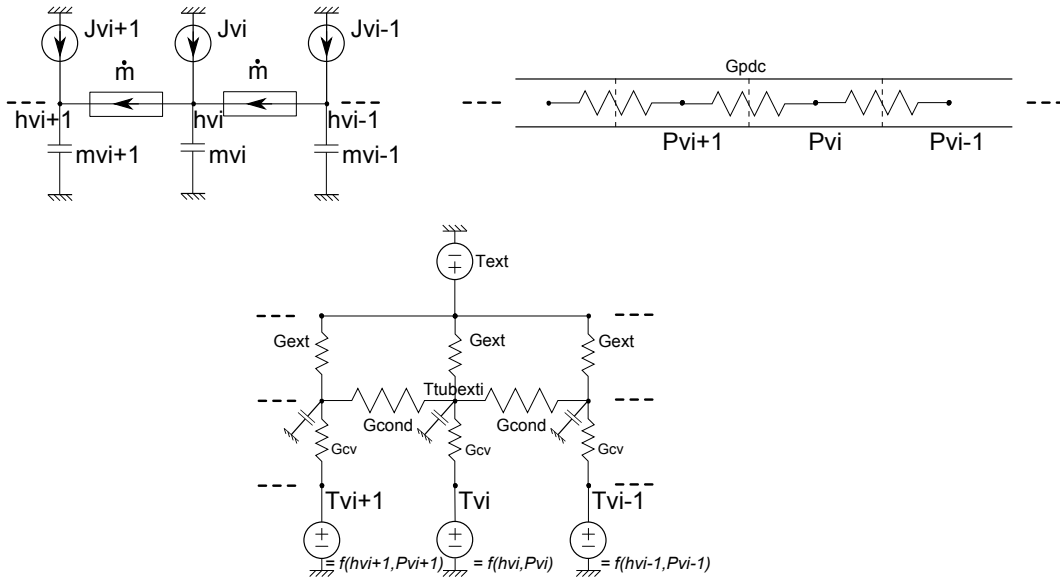


Figure III.9 – Réseaux enthalpique, hydraulique et thermique de la ligne vapeur

1.5 Evaporateur

Ici est abordée la modélisation de l'évaporateur. Il s'agit de l'élément majeur d'une BFDPT car il assure les rôles de pompe et de récepteur de chaleur. De ce fait, de nombreux phénomènes physiques couplés et complexes siègent dans ce composant. Des modélisations fines sont disponibles [PBGJ96, Coq06, KG06, WLTN08, Lou10]. Cependant, l'objectif de ces travaux est une description globale du système, une vue plus macroscopique a été adoptée. Une conséquence directe de ce choix est la nécessité de déterminer empiriquement un paramètre thermique représentatif de l'évaporateur.

1.5.1 Réseaux enthalpique et thermique

C'est principalement au niveau des échanges énergétiques que des données expérimentales sont nécessaires. En effet, le flux de chaleur appliqué au niveau de l'évaporateur n'est pas exclusivement dédié à l'évaporation du fluide. Une partie va élever la température du bâti et de la mèche poreuse, une autre la température du liquide jusqu'à saturation et enfin

une dernière va surchauffer la vapeur dans les cannelures. Les échanges thermiques avec l'ambiante ont, dans un premier temps, été négligés. La figure III.10 expose les réseaux thermique et enthalpique de l'évaporateur. Comme pour les composants précédemment décrits, les aspects conducto-convectifs sont modélisés par un réseau thermique classique.

Ce dernier comporte quatre nœuds : $T_{culasse}$, T_{en} , T_{vap} et T_{can} représentant respectivement la température de la structure métallique (bâti et mèche poreuse), du fluide en entrée, de la température de l'interface liquide-vapeur à l'évaporation et celle de la vapeur réchauffée dans les cannelures. Ainsi, le flux de chaleur \dot{Q} à dissiper⁴ est appliqué directement sur le nœud $T_{culasse}$. Ce dernier est doté d'une capacité thermique dont la valeur est $m_{culasse}C_p$. Dans la suite de ces travaux, les termes « bâti » et « culasse » seront indifféremment employés pour faire référence à la structure massique de l'évaporateur incluant la mèche poreuse.

On a alors :

$$\dot{Q} = \dot{Q}_{vap\ sur} + \dot{m}c_{pliq}(T_{sat} - T_{ent}) + \dot{m}h_{lv} \quad (\text{III.26})$$

où \dot{Q} est la puissance totale appliquée à l'évaporateur et $\dot{Q}_{vap\ sur}$ est le flux de chaleur transmis à la vapeur présente dans les cannelures.

En utilisant le formalisme ESACAP (cf. figure III.10), l'écriture devient :

$$\dot{Q} = Q(G_{evap}) + Q(G_{vap\ sur}) \quad (\text{III.27})$$

où $Q(G_{evap})$ englobe les deux derniers termes du membre de droite de l'équation (III.26).

La surchauffe de la vapeur est modélisée par la conductance $G_{vap\ sur}$ (cf. équation (III.27)) définie de la manière suivante :

$$G_{vap\ sur} = h_{vap\ sur}S_r \quad (\text{III.28})$$

avec S_r la surface de contact entre la vapeur dans les cannelures et la structure métallique, et $h_{vap\ sur}$ le coefficient d'échange. En raison de la forme trapézoïdale des cannelures et d'un échange thermique qui s'effectue principalement sur une seule des faces, On a choisi d'exprimer $h_{vap\ sur}$ à partir d'une corrélation d'échange convectif forcé sur une plaque plane à flux constant [IW90] :

Si $Re \leq 2000$ (écoulement laminaire),

$$h_{vap\ sur} = \frac{4\lambda}{3} 0,453 \left(\frac{\dot{m}L}{\mu S_r} \right)^{1/2} Pr^{1/3}$$

4. Il s'agit du flux appliqué sur la surface de l'évaporateur. La modélisation thermique de l'équipement à refroidir s'avère souvent nécessaire pour avoir une bonne estimation de ce flux de chaleur.

si $Re \geq 4000$ (écoulement turbulent),

$$h_{vap\ sur} = 1,25 \frac{5\lambda}{9} 0,0308 \left(\frac{\dot{m}L}{\mu S_r} \right)^{4/5} Pr^{1/3}$$

si $2000 \leq Re \leq 4000$ (écoulement de transition), $h_{vap\ sur}$ est une combinaison linéaire de l'expression de $h_{vap\ sur}$ en régimes laminaire et turbulent (cf. équation (III.21)).

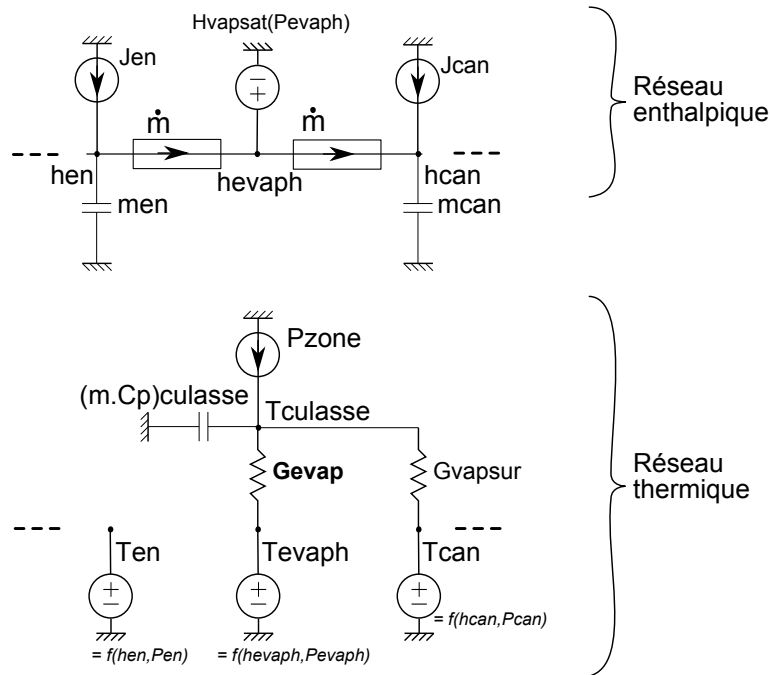


Figure III.10 – Réseau enthalpique et thermique de l'évaporateur

Une autre partie du flux de chaleur apporté permet l'élévation de la température du liquide traversant le milieu poreux jusqu'à la température de saturation, l'évaporation du fluide et la surchauffe de la poche de vapeur présente entre la culasse et le front liquide-vapeur dans le poreux. Ces trois derniers phénomènes sont modélisés par la conductance G_{evap} . Le volume de vapeur étant difficile à estimer sans une approche à l'échelle des pores de la structure poreuse, G_{evap} est déterminée empiriquement. Lachassagne en donne une expression en fonction de la puissance appliquée et de la température de fonctionnement dans le cas d'un chauffage sur les deux faces de l'évaporateur [Lac10]. Dans le cas d'une évolution transitoire, le flux de chaleur à considérer n'est plus le flux de chaleur appliqué sur l'évaporateur mais celui transmis au travers de cette conductance. De plus, dans le cas d'un chauffage sur une seule face⁵, une autre expression de G_{evap} doit être donnée. En sup-

5. comme cela sera le cas lors de la confrontation des résultats expérimentaux et simulés

posant les échanges thermiques entre les deux faces de l'évaporateur négligeables⁶, cette conductance est égale à la moitié de la conductance, recalée empiriquement, calculée pour la même température de fonctionnement et un flux de chaleur double (cf. équation III.29). Afin de s'affranchir de l'hypothèse présentée ci-dessus, une détermination empirique de ce paramètre sera nécessaire pour une situation de chauffage sur une seule face.

$$G_{evap}^{1\ face}(\dot{Q}_{G_{evap}}, T_{fonctionnement}) = 1/2 G_{evap}^{2\ face}(2\dot{Q}_{G_{evap}}, T_{fonctionnement}) \quad (III.29)$$

Par la suite, du fait de l'élévation de la température du liquide représentée par G_{evap} , le nœud T_{en} n'est relié à aucun autre nœud (cf figure III.10). La température T_{en} est calculée à partir de h_{en} et P_{en} , calculées elles grâce aux réseaux enthalpique et hydraulique reliés à l'amont de l'évaporateur.

Les échanges énergétiques par transport, dûs à l'écoulement du fluide, sont modélisés grâce au réseau enthalpique. Les nœuds h_{evap} , h_{en} et h_{can} représentent respectivement l'enthalpie massique de la vapeur juste au-dessus de l'interface, du liquide en entrée de l'évaporateur et de la vapeur dans les cannelures. Le débit étant considéré constant à chaque instant dans toute la boucle, chaque nœud en enthalpie est relié à ses deux voisins par une conductance fluidique dont la valeur est ce débit massique. Des condensateurs sont associées aux nœuds h_{en} et h_{can} , valant m_{en} et m_{can} ; ils représentent la masse des volumes de fluide associés. Le potentiel du nœud h_{evap} est imposé et fixé à la valeur de l'enthalpie de vapeur saturante calculée à la pression P_{evaph} , elle-même déterminée par la résolution du réseau thermique détaillé ci-dessous.

1.5.2 Réseau hydraulique

C'est au sein de l'évaporateur que se produit le pompage capillaire mais aussi que se développe une importante part des pertes de charge du système complet, celle due à l'écoulement du fluide dans la structure poreuse. Afin de compléter la modélisation hydraulique de ce composant, il faut aussi rajouter les pertes de charge liées à l'écoulement de la vapeur dans les cannelures. La figure III.11 décrit le réseau hydraulique.

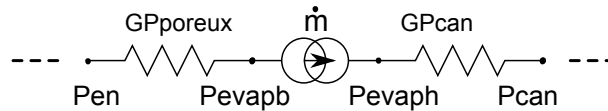


Figure III.11 – Réseau hydraulique de l'évaporateur

Comme l'évaporateur constitue l'élément moteur de la BFDPT, c'est lui qui fixe le débit de fonctionnement. Ce dernier est déterminé à partir de l'état énergétique du système; son expression résulte d'un bilan énergétique global à l'échelle du composant (III.26). Ainsi

6. ce qui est d'autant plus vrai que le flux de chaleur est faible

en combinant cette équation avec l'équation (III.27), \dot{m} est déterminé implicitement tel que :

$$\dot{m} = \frac{Q(G_{evap})}{h_{lv} + Cp(T_{evap} - T_{en})} \quad (III.30)$$

Par la suite, les pertes de charge de l'écoulement du fluide au sein de la mèche poreuse sont modélisées par la conductance GP_{por} , exprimée grâce à la loi de Darcy (équation(III.31)).

$$GP_{por} = \frac{\dot{m}}{(P_{evapb} - P_{en})} = \frac{\kappa\rho\pi n D_a L_a}{\mu e_p} \quad (III.31)$$

où κ est la perméabilité de la mèche poreuse, e_p son épaisseur, ρ la masse volumique du fluide, μ sa viscosité dynamique et n , D_a et L_a respectivement le nombre, le diamètre et la longueur des artères d'alimentation en liquide de la mèche poreuse.

Les conductances GP_{can} et G_{pdc} , modélisant les pertes de charge dues à l'écoulement de la vapeur dans les cannelures et dans les canaux d'évacuation de la vapeur, sont exprimées de la même manière que G_{pdc} dans les conduites liquide, vapeur et dans le condenseur en utilisant le diamètre hydraulique adéquat. Les pertes de charge singulières ont été négligées.

On note que, mise à part la génération du débit, aucun composant ne relie les nœuds P_{evapb} et P_{evaph} représentant la pression de part et d'autre de l'interface liquide/vapeur. Ces pressions sont donc calculées de manière indépendante. Leur différence ($P_{evaph} - P_{evapb}$) représente le saut de pression capillaire. Comme il a été expliqué au chapitre I, ce dernier s'adapte automatiquement à la somme des pertes de charge dans la boucle dans la limite de la capacité de pompage maximale ΔP_{cap}^{max} . Le modèle permet donc de représenter ce phénomène. Toutefois, la comparaison de ($P_{evaph} - P_{evapb}$) et ΔP_{cap}^{max} , afin de vérifier s'il y a désamorçage ou non de la boucle, doit être fait a posteriori.

1.6 Réservoir

Comme il a été montré au chapitre I, le réservoir considéré est constitué de deux enceintes qui communiquent. Il est alors apparu naturel d'utiliser deux cellules pour modéliser cet élément : une pour la partie haute du réservoir (P_{resh} , T_{resh} et h_{resh}) et une pour la partie basse (P_{resb} , T_{resb} et h_{resb}). La figure III.12 montre les échanges simulés par cette approche. Ici le point « resh » est considéré à l'équilibre mécanique et à saturation quelle que soit la situation modélisée⁷.

Du fait de la complexité de la géométrie interne du réservoir, il est difficile de modéliser de manière précise les transferts thermiques entre les deux cellules en gardant une approche « système ». Par conséquent, à l'instar de G_{evap} , cette conductance G_{res} a été déterminée

7. C'est une hypothèse forte qui sera discutée par la suite. Elle a a priori peu de conséquences dans cette première approche où les phénomènes transitoires hydrauliques ont été négligés. Par contre, on verra dans le chapitre V qu'il sera nécessaire de bâtir une modélisation plus fine de cet élément pour améliorer le modèle complet.

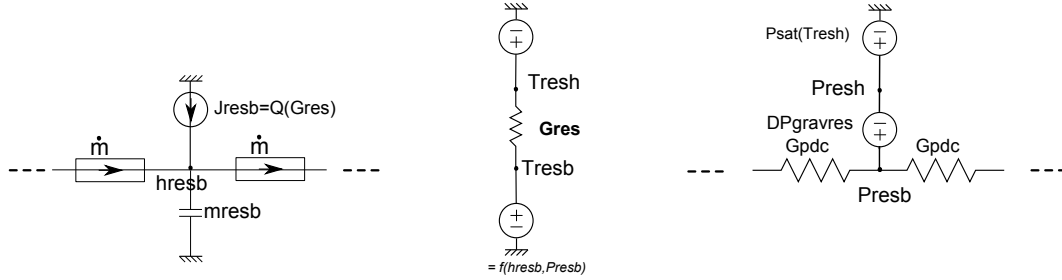


Figure III.12 – Réseaux enthalpique, thermique et hydraulique du réservoir

expérimentalement en fonction de la puissance appliquée et des températures de source froide et de saturation imposée au réservoir. T_{resh} est la température imposée dans la partie haute du réservoir, cellule dans laquelle liquide et vapeur sont en équilibre quel que soit le régime de fonctionnement considéré. Cette régulation est expérimentalement réalisée grâce à un régulateur PID et modélisée simplement comme une température constante T_{resh} . La cellule haute étant diphasique, le fait d'y imposer la température implique d'imposer la pression de saturation $P_{sat}(T_{resh})$. Cette condition constitue la référence en pression de la boucle. Ensuite, la pression dans la partie basse du réservoir est directement liée à cette pression de saturation par la pression hydrostatique due à la hauteur de liquide dans le réservoir (cf. III.32).

$$P_{resb} = P_{resh} + \rho_l g H_{l\ resh} \quad (\text{III.32})$$

La détermination de cette hauteur de liquide $H_{l\ resh}$ (cf. figure III.13) dans le réservoir haut nécessite un bilan de masse sur la totalité de la boucle (III.33) qui permet de déterminer le taux de vide α_{resh} de cette cellule (III.34). Ainsi il est possible de connaître le volume de liquide stocké dans cette partie du réservoir (III.35). Enfin, connaissant la géométrie du réservoir, on peut calculer $H_{l\ resh}$ ⁸.

$$m_{resh} = m_{boucle} - m_{resb} - m_{\text{évaporateur}} - m_{\text{condenseur}} - m_{\text{lignes}} \quad (\text{III.33})$$

$$\alpha_{resh} = \frac{m_{resh}/V_{resh} - \rho_l}{\rho_v - \rho_l} \quad (\text{III.34})$$

$$V_{l\ resh} = (1 - \alpha_{resh})V_{resh} \quad (\text{III.35})$$

Pour finir, les échanges énergétiques par transport du volume de fluide contenu dans la partie basse du réservoir ont lieu avec le dernier nœud fluide de la ligne liquide et le nœud fluide de la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur.

Finalement, l'Annexe B rassemble les réseaux thermique, enthalpique et hydraulique

8. Ce calcul est effectué par le modèle grâce à une table $H_{l\ resh} = f(\alpha_{resh})$.

pour le modèle complet de boucle.

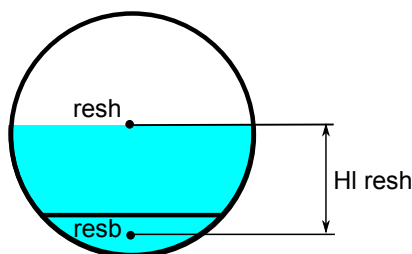


Figure III.13 – Hauteur de liquide dans le réservoir

2 Description du banc expérimental

Une des principales particularités de ce modèle étant le couplage thermo-hydraulique, sa validation nécessite un dispositif expérimental permettant d'obtenir des informations sur l'évolution des températures, pressions et débits. Un candidat naturel, répondant à ce besoin, a donc été la CPLIP-1.2, conçue dans le cadre de la thèse de Lachassagne [Lac10]. Le fluide caloporteur utilisé ici est l'éthanol. Seule une description sommaire de ce banc expérimental sera faite ici. Des informations complémentaires, notamment concernant sa conception, pourront être trouvées dans [Lac10].

2.1 Présentation de la CPLIP-1.2

2.1.1 Vue globale du banc expérimental

Dans un premier temps, une vue d'ensemble de ce dispositif expérimental va être présentée. Sur la photographie de la figure III.14, on peut voir les divers composants de ce « véhicule test » : les alimentations en puissance, les différentes sécurités, les éléments constitutifs de la CPLIP-1.2, ... Le cœur de ce dispositif, la boucle diphasique, est schématisé sur la figure III.15. Comme on peut le voir, le condenseur est en position défavorable (élévation négative), une vingtaine de centimètres en dessous de l'évaporateur. Des pertes de pression hydrostatiques s'ajoutent donc aux pertes de charge que doit vaincre le pompage capillaire.

2.1.2 Assemblage réservoir-évaporateur

L'ensemble réservoir-évaporateur, développé par la société EHP (Euro Heat Pipe), constitue la particularité des CPLIP. Etant le cœur de la boucle, et de constitution plus sophistiquée que le condenseur ou les conduites, une description détaillée de ces composants est effectuée ici.

Le réservoir, dont un schéma est représenté sur la figure III.16, est un cylindre en acier inox partagé en deux parties par une plaque, de même matière, d'épaisseur 1 mm. La

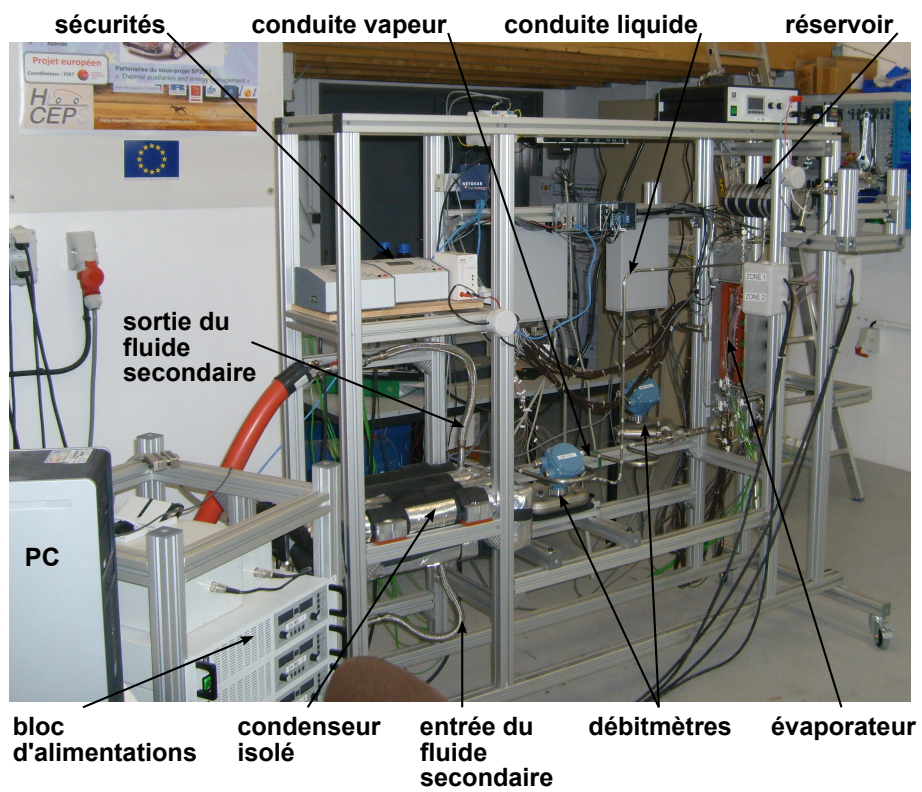


Figure III.14 – Vue d'ensemble du banc expérimental CPLIP-1.2

III.2 Description du banc expérimental

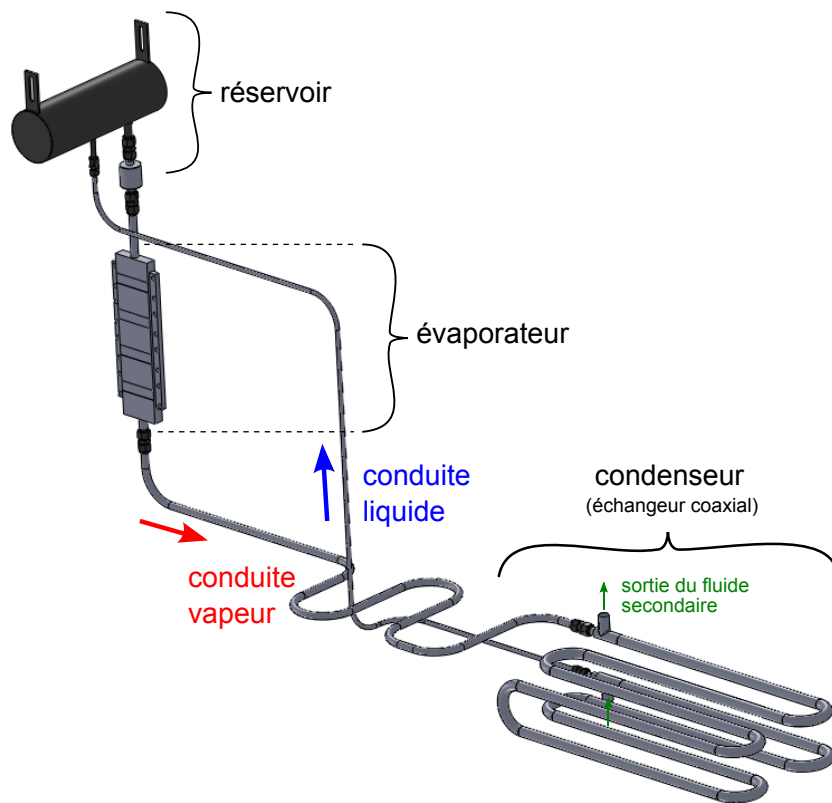


Figure III.15 – Vue schématisée de la boucle CPLIP-1.2

partie « haute » est régulée en température grâce à une cartouche chauffante associée à un régulateur PID. Elle comporte également un réseau de plaques perforées qui permettent d'en stratifier la température.

La partie « basse » communique avec la partie « haute » via une ouverture, la ligne liquide et l'évaporateur. La sortie du réservoir est en effet reliée à ce dernier, situé 25 cm en dessous, grâce à une conduite en inox de 12 mm de diamètre intérieur.

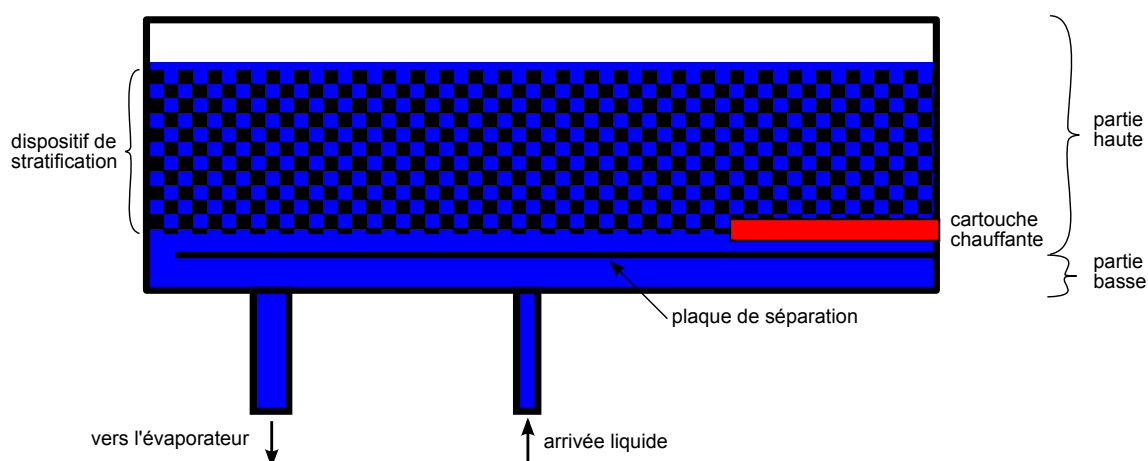


Figure III.16 – Vue en coupe du réservoir de CPLIP-1.2

L'évaporateur est, quant à lui, constitué d'une mèche poreuse introduite dans un carter en acier inox parallélépipédique dont ses deux plus grandes faces sont rainurées pour recevoir 16 thermocouples. Le liquide en provenance du réservoir est distribué au sein de la structure capillaire grâce à trois artères cylindriques comme le montre la vue en coupe présentée sur la figure III.17. Les deux plus grandes surfaces externes de la mèche poreuse sont rainurées dans le sens de la largeur (non visible sur la coupe). La vapeur ainsi collectée est orientée vers la sortie de l'évaporateur par l'intermédiaire des deux canaux latéraux.

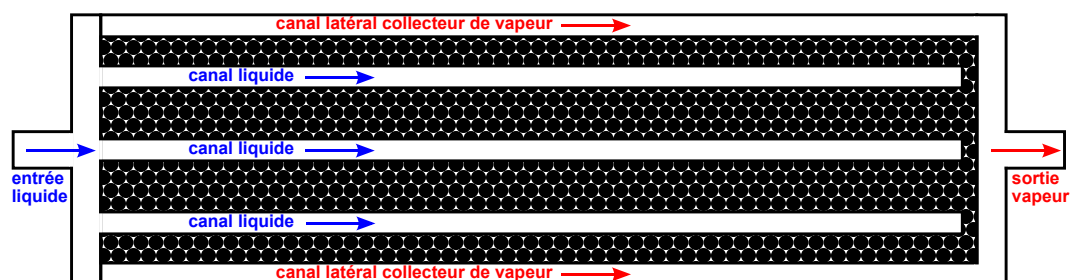


Figure III.17 – Vue en coupe de l'évaporateur de CPLIP-1.2

III.2 Description du banc expérimental

2.1.3 Condenseurs et conduites

Les conduites liquide et vapeur ainsi que le condenseur sont en acier inox. Ce dernier est un échangeur tubulaire coaxial à contre-courant. Il a la particularité de comporter 7 coudes dans deux plans de l'espace, ce qui joue un rôle de premier ordre dans la démarche de modélisation de ce composant. Il est en outre développé sur deux plans horizontaux, comme on peut le voir sur la figure III.15 ; ce qui doit être également pris en compte par le modèle de manière à traduire correctement les effets hydrostatiques non négligeables dans la phase liquide. Le fluide secondaire circulant dans l'espace annulaire est un mélange d'eau et d'éthylène-glycol à 40%.

2.1.4 Bilan des principales caractéristiques dimensionnelles

Le tableau III.1 récapitule les principales dimensions et caractéristiques des différents composants de la CPLIP-1.2.

Composant	Caractéristique	Type de dimension	Dimensions
Réservoir	cylindrique acier	diamètres (mm)	99.6 – 101.6
		longueur (mm)	308
	partie basse	hauteur (mm)	6
		volume (cm^3)	58.7
Evaporateur	culasse acier	encombrement (mm^3)	320 × 81 × 20
	mèche poreuse Nickel	épaisseur (mm)	1
		encombrement (mm^3)	283 × 68 × 16
		pores (μm) - porosité (%)	6.8 – 73
	rainures vapeur	perméabilité (m^2)	6.5310^{-13}
	section trapézoïdale (mm)	0.6 – 0.6 – 1.2	
		pas (mm)	1.8
Condenseur	coaxial acier	longueur (m)	5.1
		diamètres primaires (mm)	12 – 14
		diamètres secondaires (mm)	17.3 – 21.3
Ligne vapeur	acier inox	longueur (m)	1.94
		diamètres (mm)	12 – 14
Ligne liquide	acier inox	longueur (m)	1.92
		diamètres (mm)	6 – 8

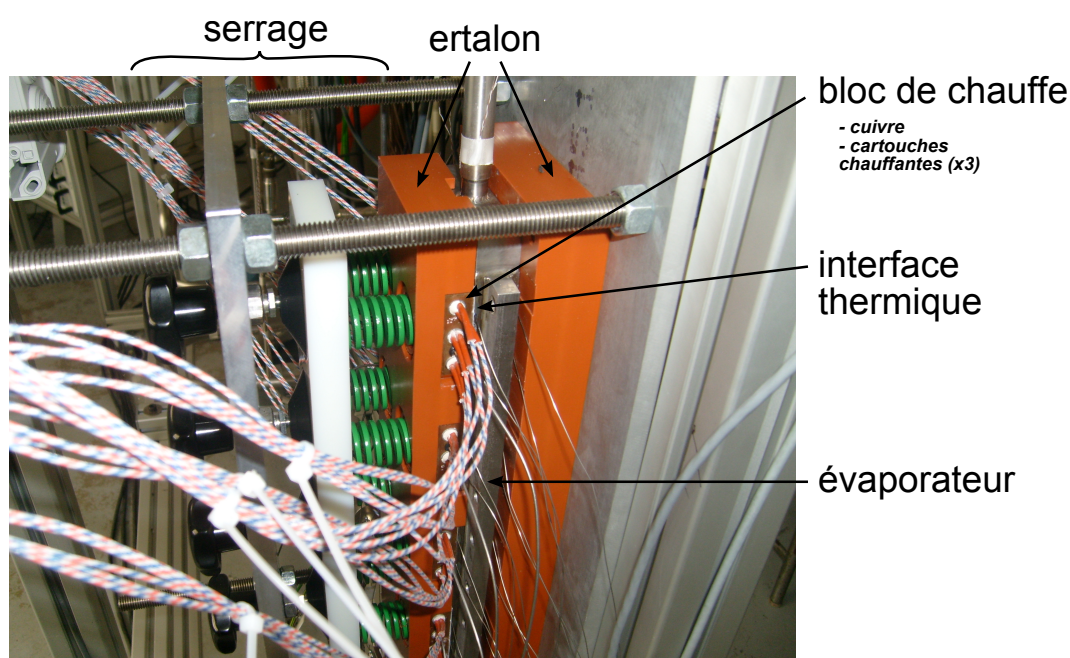
Tableau III.1 – Dimensions et caractéristiques des divers composants de CPLIP-1.2

2.2 Instrumentation

2.2.1 Gestion du fonctionnement du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé ici permet d'agir sur trois paramètres influençant le fonctionnement d'une BFDPT. Il s'agit de :

- La température de la source froide. Cette dernière est le fluide secondaire de l'échangeur contre-courant présenté précédemment. Il s'agit d'un mélange d'eau et d'éthylène-glycol à 40% maintenu à la température souhaitée grâce à un thermocryostat pouvant fournir un refroidissement de 5 kW. Il permet d'imposer une température de fluide secondaire allant de -20°C à 100°C avec un débit volumique maximal de $20 \text{ l}\cdot\text{min}^{-1}$.
- La température de la partie haute du réservoir, grâce à l'utilisation d'une cartouche chauffante et d'un régulateur PID.
- La puissance appliquée à l'évaporateur. La figure III.18 montre une vue du dispositif de chauffage utilisé. Comme on peut le voir, la puissance n'est appliquée que sur une face de l'évaporateur, appelée la face active. Un schéma de cette dernière est présenté sur la figure III.19. La face non active est en appui sur un bloc en ertalon⁹. La face active est recouverte d'une interface thermique dont la résistance thermique surfacique annoncée est de $0,08 \text{ K}\cdot\text{W}^{-1}\cdot\text{cm}^2$ pour la pression de serrage appliquée ici (3 bars). Cette pression est exercée sur chacun des blocs de chauffe en contact avec l'interface, mis en position par un guide en ertalon, grâce à des ressorts extra-raides visibles sur la figure III.18. Chacun des huit blocs de cuivre reçoit trois cartouches chauffantes permettant de disposer d'une capacité totale de chauffe de 6 kW sur une surface totale de 148 cm^2 . Comme cela a été précisé dans la présentation du modèle, ce dispositif de chauffe doit être intégré au modèle de manière à obtenir une simulation transitoire satisfaisante.



9. matériau plastique isolant ($\lambda = 94 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$) et rigide jusqu'à 250°C

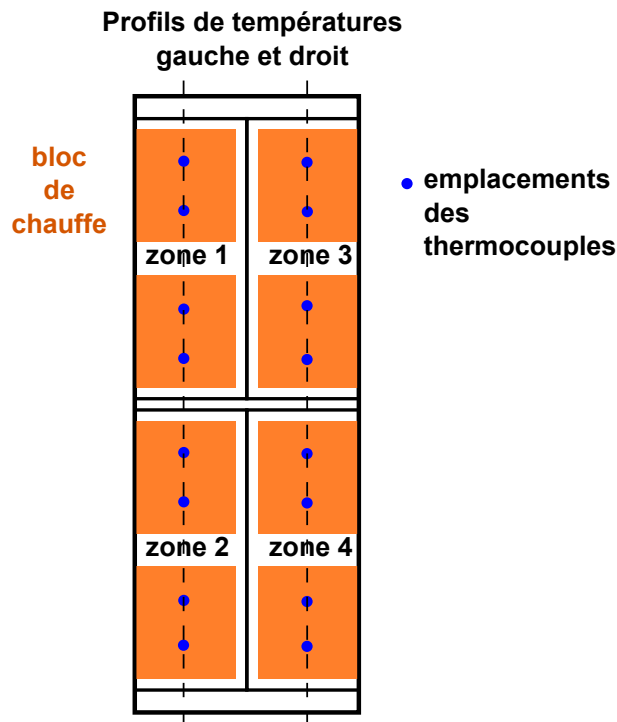


Figure III.19 – Répartition des zones de chauffe sur la face active de l'évaporateur

2.2.2 Présentation des instruments de mesure

Mesures de température

L'ensemble de la boucle est instrumenté avec des thermocouples de type T (classe A) dont l'incertitude est de $\pm 0,5$ °C. Sur les conduites liquide, vapeur et sur le condenseur sont accolées des paires de conducteurs monobrins traditionnels de 0,1 mm de diamètre. Ils sont fixés à l'aide de ruban adhésif isolant en fibre de verre. L'incertitude des mesures réalisées à partir de ces capteurs¹⁰ est estimée à ± 1 °C.

Chaque face de l'évaporateur est équipée de seize thermocouples type T chemisés de 0,5 mm introduits dans les rainures prévues à cet effet. Ainsi, sur la face active, deux mesures de température sont effectuées sous chaque bloc de chauffe. L'incertitude sur la profondeur des rainures induit une erreur supplémentaire portant l'incertitude totale sur ces températures à $\pm 1,5$ °C pour une puissance de chauffe maximale de 10 W/cm².

C'est au niveau du réservoir, et en particulier la partie haute, qu'est fixée la référence thermodynamique du cycle du fluide circulant dans la boucle. Par conséquent, une bonne précision est indispensable. Le choix s'est donc porté sur des sondes platine PT100 (classe B, 1/3), de diamètre 1,6 mm, permettant de couvrir la gamme de température [-75°C ; 350°C]. On a alors une incertitude de seulement $\pm 0,1$ °C à 0°C et de $\pm 0,26$ °C à 100°C. La sonde mesurant la température du fluide en partie basse du réservoir est située entre

10. Il s'agit de l'incertitude de toute la chaîne de mesure

l'entrée et la sortie du fluide. Toutefois, les mesures effectuées tendent à montrer qu'elle est malheureusement en contact avec la plaque séparatrice (cf. figure III.16). Elle ne sera donc pas utilisée par la suite. La seconde sonde, mesurant la température dans la partie haute, est située au centre du réservoir.

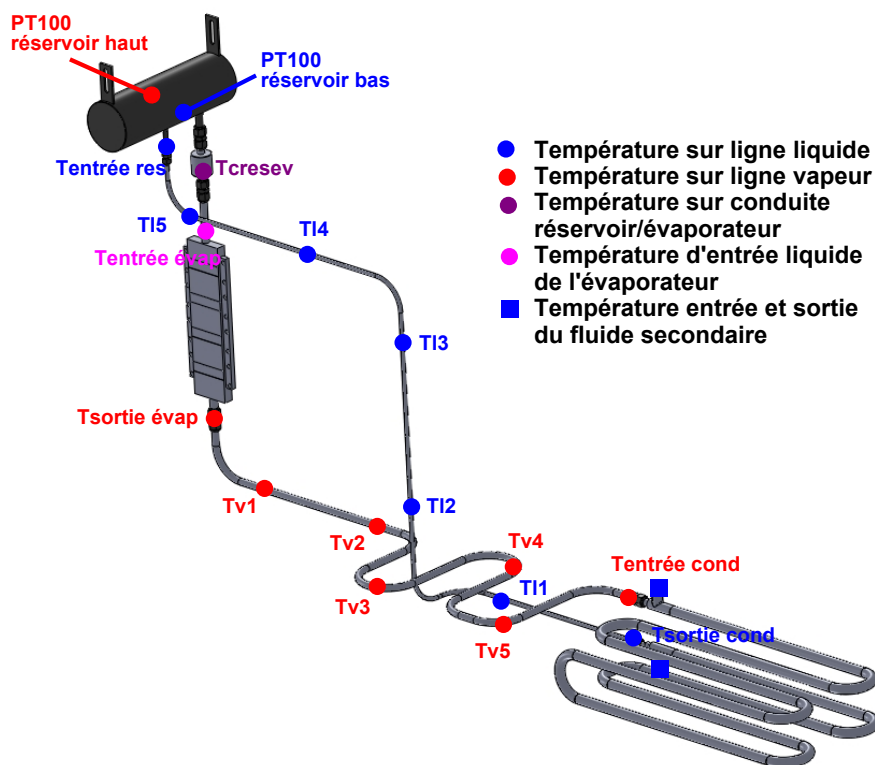


Figure III.20 – Emplacement des sondes de température sur CPLIP-1.2

Mesures de pression

Les mesures de pression sur la CPLIP-1.2 sont effectuées au moyen de six capteurs de pression absolue GE Druck PMP 4070 de gamme de mesure 0-3,5 bars dont l'incertitude est estimée à ± 140 Pa (soit $\pm 0,04\%$ de la pleine échelle). Ils ont été placés à des endroits stratégiques, permettant d'estimer les pertes de charge aux bornes de l'évaporateur, du condenseur et la pression dans les deux parties du réservoir.

Les capteurs permettant ces deux dernières mesures sont placés sur les sorties de chaque cellule. Par contre, en ce qui concerne les mesures de pression aux bornes des deux autres composants, un montage, dit « en cavité » a été adopté [ERB83]. Bien que sujet à induire des erreurs en régime transitoire, notamment pour la phase vapeur, d'autant plus grande que le volume mort de la cavité est important, il permet de limiter les problèmes d'étanchéité et de faciliter l'intégration. De plus, en raison des échanges thermiques avec le milieu ambiant et du rapport de forme du tube de raccord, le fluide présent dans ce

III.3 Confrontation entre les résultats expérimentaux et de modélisation transitoire thermique

volume mort est probablement liquide.

Un schéma représentant l'implantation des capteurs de pression est donné sur la figure III.21.

Mesures des débits

Dans le but d'analyser le comportement thermo-hydraulique d'une CPLIP en régime transitoire, une mesure de débit dans chaque conduite semble être nécessaire. Ainsi, deux débitmètres ont été installés tels que le montre la figure III.21. Des débitmètres « à effet Coriolis » ont été choisis car, en comparaison avec les autres catégories, ils offrent une meilleure précision, une plage de mesure plus grande et des pertes de charge nettement plus faibles. Ce dernier point représente un avantage considérable dans le cas des BFDPT. L'incertitude des mesures de débit massique est estimée à $\pm MAX(0, 35\% \text{ mesure}; 6.10^{-7} \text{ kg/s})$.

Ces capteurs assurent une fonction supplémentaire : ils donnent une estimation de la masse volumique du fluide en écoulement. Cela a permis, lors des premiers essais, de proposer une explication à des valeurs mesurées de débit vapeur anormalement élevées dans certaines configurations. Le principe de fonctionnement de cette catégorie de capteur s'appuyant sur l'inertie du fluide, son état physique joue un rôle important sur la mesure. Ainsi, la masse volumique estimée a permis de montrer que l'écoulement à l'intérieur du débitmètre était diphasique dans le cas de ces mesures anormales. Toutefois, l'utilisation des données fournies par le seul capteur de la ligne liquide permet de mener quelques analyses, même en régime transitoire.

3 Confrontation entre les résultats expérimentaux et de modélisation transitoire thermique

Ce modèle a déjà fait l'objet d'une étude en régime permanent [Lac10]. Il a alors été validé en l'état¹¹ jusqu'à des puissances de 2 kW. Par conséquent, l'accent sera mis ici sur les régimes transitoires. Tous les résultats expérimentaux mis à disposition reflètent la réponse de la CPLIP-1.2 à des rampes plus ou moins sévères de puissance de 400 W à 800 W avec une température de fluide en partie haute de réservoir proche¹² de 73,5°C (fonctionnement optimal recommandé par EHP pour de l'éthanol) et une température de source froide proche de 21°C. Après l'étude d'un cas de régime transitoire peu sévère, un focus sera fait sur l'influence du coefficient directeur de la rampe de puissance sur la qualité des résultats donnés par le modèle. Toujours dans l'optique de déterminer le champ d'application de ces travaux de modélisation, une comparaison avec des données expérimentales de simulations de rampes décroissantes (de 800 W à 400 W) sera effectuée.

11. c'est à dire sans réajustement du coefficient d'échange convectif dans la zone de sous-refroidissement du condenseur

12. la température de consigne peut varier légèrement d'un essai à l'autre

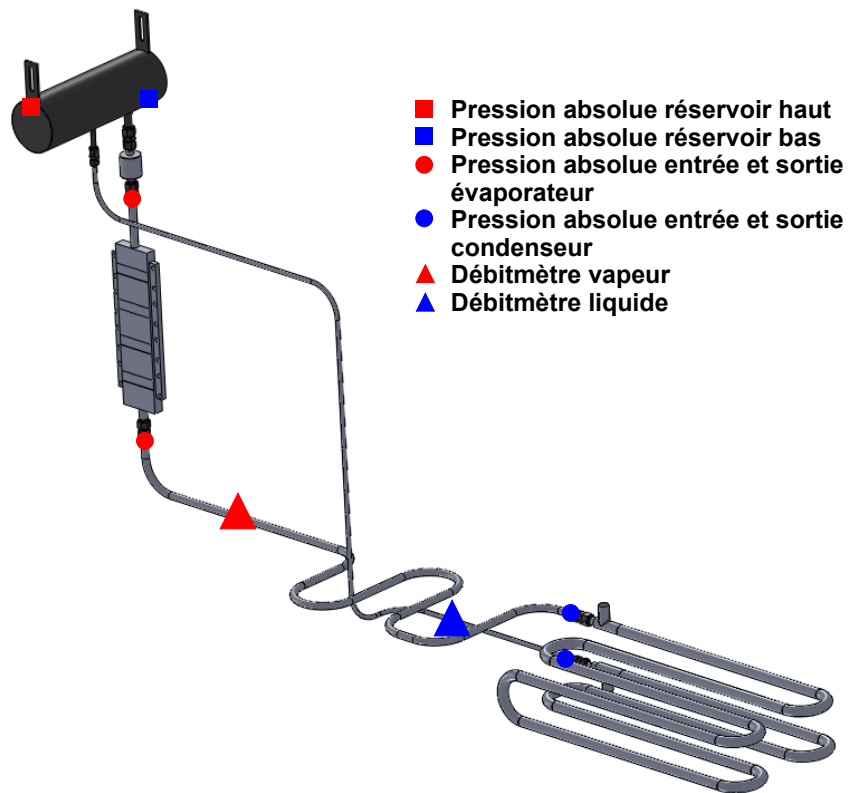


Figure III.21 – Emplacement des sondes de pression absolue et de débit sur CPLIP-1.2

3.1 Comparaison expérimentale pour une rampe montante peu sévère

Dans la mesure où ce modèle ne traduit pas la dynamique hydraulique du fluide caloporteur, le premier cas d'étude est donc une rampe de puissance peu sévère, de 400 W à 800 W, de pente 4 W/s, induisant a priori un comportement mécanique du fluide assimilable à une succession d'états d'équilibre. La température de consigne de la partie haute du réservoir est alors de 73,6°C, celle de la source froide de 21°C. Pour cet essai expérimental et pour tous les suivants, la boucle est en régime permanent avant l'application de la rampe de puissance. Afin de déterminer la capacité du modèle présenté dans ce chapitre à retranscrire le comportement de la boucle, trois grandeurs physiques sont analysées : le débit massique, la pression et la température du fluide.

3.1.1 Analyse succincte des régimes permanents

Il s'agit, dans un premier temps d'analyser les résultats obtenus pour les deux régimes permanents à 400 W et 800 W. Pour ce faire, on considère, tout d'abord, l'évolution temporelle du débit massique en sortie de condenseur représentée sur la figure III.22 car ce débit influence directement l'évolution des deux autres variables. Une fois la température de consigne (température dans la partie haute du réservoir) fixée, il est déterminé, au premier ordre, par la puissance appliquée à l'évaporateur comme le montre l'équation (III.30). C'est donc lui qui impose les pertes de charge et les échanges thermiques dans chaque composant de la boucle. La courbe verte représente le signal brut donné par l'instrument de mesure. Ce signal est extrêmement oscillant, témoignant d'une forte instabilité d'écoulement trouvant principalement sa source dans le condenseur. Afin de faciliter la comparaison entre les résultats de modélisation et expérimentaux, un filtrage par moyenne glissée sur 40 s a été effectué. Ce débit filtré, représenté par la courbe bleue est celui qui sera utilisé pour procéder à la comparaison avec les résultats de simulation. Comme indiqué précédemment, en raison du changement de phase s'opérant dans le débitmètre du dispositif expérimental, les valeurs de débit massique sur la ligne vapeur ne seront pas présentées dans ces travaux.

L'analyse menée ici va se focaliser sur les deux régimes permanents. On peut observer, sur la figure III.22, une légère sur-estimation du débit massique calculé par le modèle par rapport au débit mesuré, et filtré, sur la conduite liquide de la CPLIP-1.2 lors des deux fonctionnements en régime permanent. En s'appuyant sur l'équation (III.30), on voit que le débit généré au niveau de la surface d'évaporation est directement relié à la puissance appliquée au niveau de l'évaporateur. Or, le modèle ne simulant pas les échanges thermiques entre le dispositif de chauffe et l'environnement, cette puissance est surévaluée ce qui implique donc la surestimation du débit massique. Un test à vide effectué sur une autre CPLIP, présentée par Lossouarn [Los08], a permis d'estimer le rapport de puissance perdue vers l'extérieur sur la puissance appliquée¹³. Les estimations ainsi obtenues ont été utilisées pour inclure la modélisation des pertes thermiques à l'ambiante dans ce modèle.

13. CPLIP disposant du même couple réservoir-évaporateur

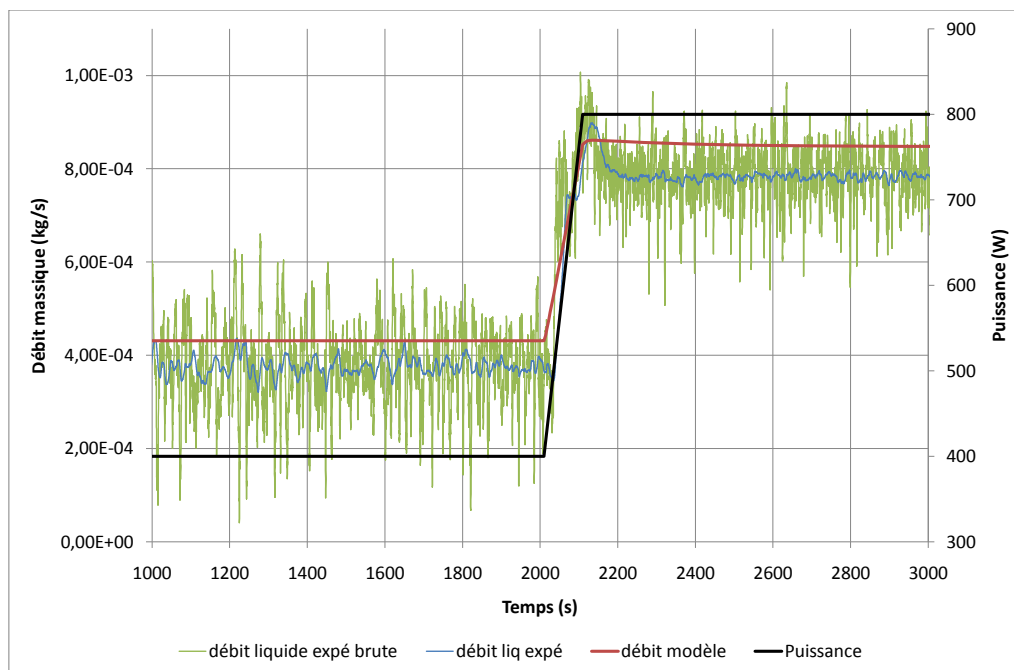


Figure III.22 – Evolution temporelle du débit massique liquide sans prise en compte des pertes thermiques à l'ambiante

Le flux de chaleur transmis au fluide s'exprime alors :

$$Q(G_{evap}) = \dot{Q} - \dot{Q}_{pertes} \quad (\text{III.36})$$

L'évolution temporelle du débit massique qui en résulte est visible sur la figure III.23.

On remarque que le débit massique simulé est en très bon accord avec les relevés expérimentaux du débitmètre placé sur la liquide durant les régimes permanents. Les pertes thermiques à l'ambiante au niveau du dispositif de chauffe jouent donc un rôle non négligeable. Elles seront donc prises en compte par le modèle pour les résultats présentés par la suite.

On s'intéresse par la suite à l'état de la CPLIP durant les deux régimes permanents. Les figures III.24 et III.25 représentent un schéma de la boucle présentant les niveaux de température et de pression ainsi que le débit massique liquide pour une puissance appliquée de respectivement 400 W et 800 W.

Le débit massique

On observe tout d'abord que dans les deux cas le débit massique liquide est très bien estimé par le modèle. On vérifie également et bien évidemment la forte dépendance de

III.3 Confrontation entre les résultats expérimentaux et de modélisation transitoire thermique

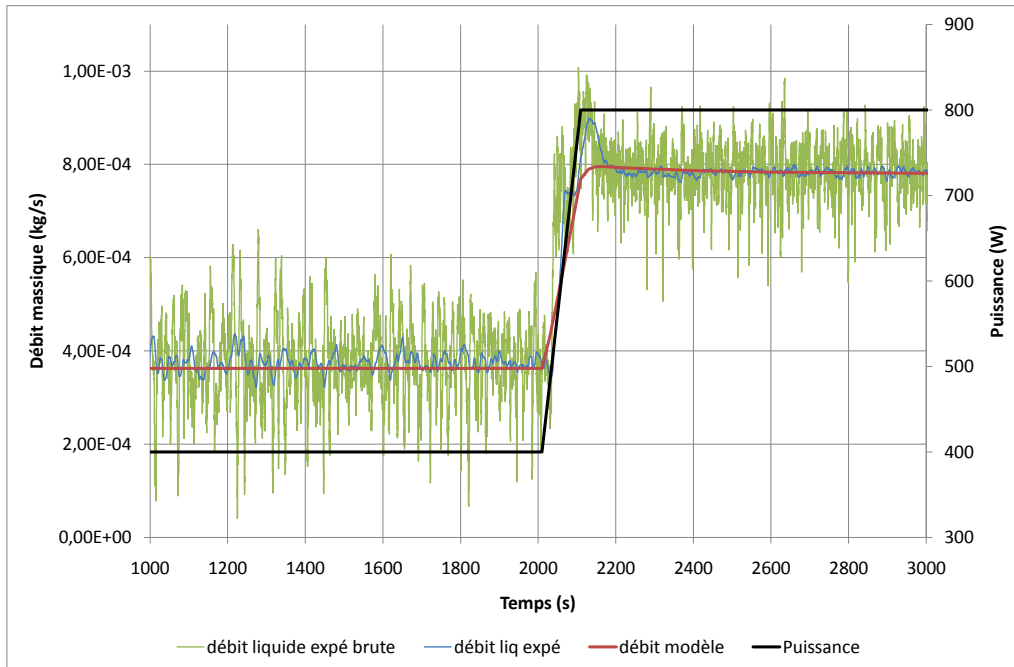


Figure III.23 – Evolution temporelle du débit massique liquide en prenant en compte les pertes à l’ambiante

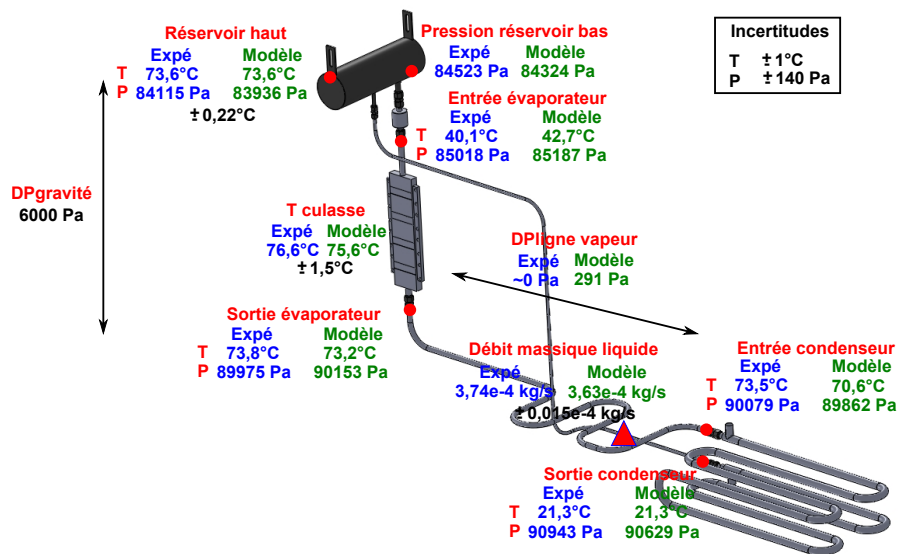


Figure III.24 – Etat de la CPLIP lors du régime permanent à 400 W

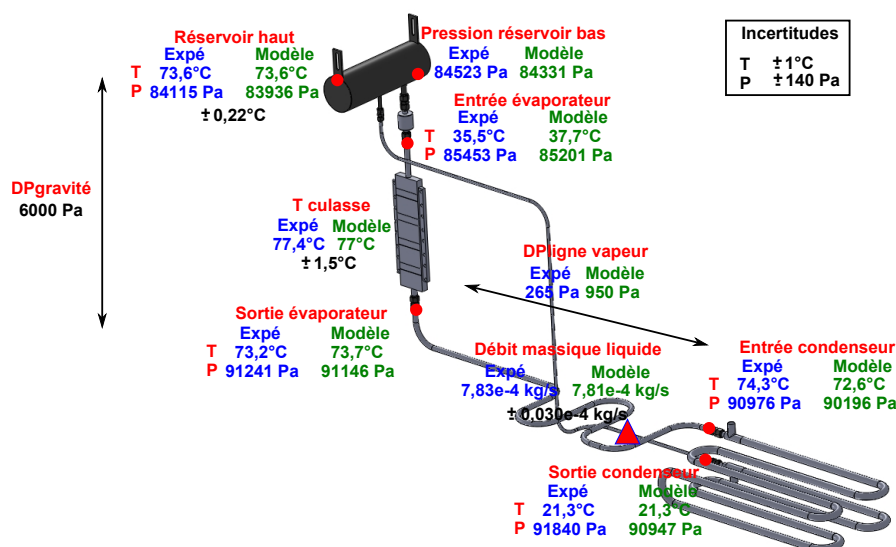


Figure III.25 – Etat de la CPLIP lors du régime permanent à 800 W

cette variable à la puissance appliquée à l'évaporateur. Le débit massique est, en effet quasiment doublé lorsque l'on double la puissance.

Les températures

La mesure des températures en sortie d'évaporateur et en entrée de condenseur ne sera pas exploitée par la suite. Les relevés expérimentaux témoignent d'une élévation de la température de la vapeur le long de la conduite pour un fonctionnement en régime permanent à 800 W. L'ambiance étant en dessous de la température de saturation, ce résultat est incohérent. La compression de la vapeur ne peut pas expliquer un tel écart. Même l'erreur de mesure ($\pm 1^\circ\text{C}$) tend à justifier que cette élévation de température est dans l'incertitude des mesures, ces relevés ne seront pas exploités. Ces deux températures ne varient quasiment pas durant le fonctionnement. Leur analyse n'apportera aucune information sur le comportement transitoire de la CPLIP pour les configurations considérées dans ces travaux.

De plus, les températures estimées par le modèle en entrée du condenseur sont inférieures à la température de saturation. Or, dans cette zone, on peut observer un fort gradient de température. En effet, d'une part, la température de la paroi au sein du condenseur est très proche de celle de la source froide en raison de l'importance des échanges thermiques (débit massique important du fluide secondaire). D'autre part, la température de la paroi de la conduite vapeur est proche de la température de saturation, les échanges thermiques avec le milieu ambiant étant négligeables devant les échanges thermiques avec le fluide caloporteur. Comme la discrétisation choisie permet d'estimer la température de paroi en entrée du condenseur alors que la mesure a été effectuée 10 mm avant, la valeur calculée est nécessairement inférieure à la température mesurée ainsi qu'à la température de saturation.

III.3 Confrontation entre les résultats expérimentaux et de modélisation transitoire thermique

Ensuite, la température de paroi en sortie de condenseur relevée expérimentalement est indépendante de la puissance injectée à l'évaporateur et très proche de la source froide, en raison du surdimensionnement du condenseur. Le modèle prévoit ce comportement.

On considère, par la suite, la température de la culasse de l'évaporateur. Le modèle en donne une excellente prédiction lors du régime permanent pour une puissance de 800W. En revanche, il semble sous-estimer cette variable pour la première configuration tout en restant dans l'incertitude des thermocouples qui, on le rappelle, est de $\pm 1,5^\circ\text{C}$. Cette différence se ressentira lors de la simulation du régime transitoire.

L'estimation de la température de la paroi de la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur est assez approximative. L'écart constaté pour les deux régimes permanents est proche de 2°C , dépassant l'incertitude des thermocouples. Cette conduite étant entre deux éléments « chauds » et clés de la boucle, l'évolution de sa température est très sensible à l'évolution des conditions environnementales. En effet, par exemple, les échanges thermiques avec l'ambiance sont modélisés avec une température ambiante correspondant à la température de la pièce alors qu'en réalité l'air à proximité de cette conduite est réchauffé par les pertes thermiques du dispositif de chauffe situé en dessous. Le degré de précision de cette modélisation ne permet pas d'estimer plus finement cette température en régime permanent. En outre, il ne faut pas oublier que la conduite n'est malheureusement pas isolée et que le thermocouple est collé sur la paroi. La mesure est donc également approximative.

Les pressions

D'une manière générale, l'écart entre les valeurs simulées et expérimentales est de l'ordre de 250 Pa, avec une meilleure estimation pour le régime permanent de faible puissance. Cette erreur peut être considéré comme acceptable en vue de la précision estimée des corrélations utilisés.

Toutefois, le fait que la pression mesurée dans la partie haute du réservoir soit supérieure à la valeur calculée alors que la température est identique peut attester de la présence de gaz non condensable dans le dispositif expérimental comme l'a constaté Lachassagne [Lac10].

Une pression sujette à un écart entre ses valeurs mesurée et calculée est la pression en sortie de condenseur. Cette pression est, comme il le sera montré par la suite, très fluctuante. Une analyse du signal du capteur est nécessaire pour détecter l'influence éventuelle de la fréquence de coupure de l'appareil (1 kHz environ).

Au regard des figures III.24 et III.25, il apparaît clairement que la pression en entrée de condenseur et par conséquent les pertes de charge dans la conduite vapeur sont également mal estimées. Tout d'abord, l'erreur effectuée sur la pression en entrée de condenseur est probablement due à une mauvaise approche de modélisation des pertes de charges dans la zone de condensation. En ce qui concerne les pertes de charge ainsi que la pression en sortie d'évaporateur, la présence d'un écoulement diphasique, constaté grâce à la mesure de la masse volumique du fluide présent dans le débitmètre vapeur, semble en être la raison.

La comparaison entre les figures III.24 et III.25 tend à montrer que la différence entre

la pression en sortie d'évaporateur et la pression en partie haute du réservoir est d'autant plus grande que la puissance appliquée est importante. Cela résulte des pertes de charge par frottement visqueux qui augmentent de concert avec le débit massique. Ce phénomène se constate tant expérimentalement que grâce aux résultats de modélisation.

Au vu de l'évolution des pressions le long de la boucle, il apparaît également que la principale source d'écart de pression soit les effets hydrostatiques. Ils engendrent, en effet, entre la partie haute du réservoir et le condenseur, une variation de pression de l'ordre de 6000 Pa.

Hormis l'estimation des pertes de charges dans la conduites vapeur et dans les zones diphasiques encore trop approximative, ce modèle permet d'avoir une bonne vision du champ de pression le long de la CPLIP.

Bilan

Au vu de ces constatations, le modèle semble représenter de manière convenable le comportement thermohydraulique d'une CPLIP en régime permanent. Il s'agit donc, par la suite, d'étudier s'il en est de même pour les régimes transitoires.

3.1.2 Evolution du débit massique

Dans l'optique de comparer plus aisément les valeurs calculées et mesurées, un zoom est effectué sur la rampe de débit massique (cf. figure III.26). On constate, au travers des résultats expérimentaux que le débit massique liquide après un délai de quelques secondes, va augmenter rapidement. Ce retard résulte de la propagation de la chaleur au sein du dispositif de chauffe, de la paroi de l'évaporateur et de la mèche poreuse pour atteindre la surface d'évaporation. Une représentation plus précise de ce phénomène nécessiterait une discrétisation plus fine.

Après cette brusque augmentation, le débit massique va se stabiliser durant une trentaine de secondes. On assiste, enfin, à un « overshoot » avant d'atteindre le second régime permanent.

Les phénomènes ainsi mis en jeu, hormis en ce qui concerne le délai de retard, sont des conséquences directes de la dynamique hydraulique du fluide, non prise en compte par le présent modèle. C'est pourquoi l'augmentation du débit simulé est linéaire, chaque valeur étant calculée à partir de l'écriture de l'équilibre mécanique de chaque nœud pour le niveau de puissance instantanée.

Cette approche de modélisation montre déjà quelques difficultés à simuler l'évolution temporelle du débit massique liquide. Toutefois l'« overshoot » étant de faible amplitude l'estimation fournie par le modèle reste correcte.

Remarque : Les investigations menées durant ces travaux sont insuffisantes pour déterminer l'origine du palier cité précédemment. Des essais complémentaires, de diverses rampes peu sévères seraient nécessaires.

III.3 Confrontation entre les résultats expérimentaux et de modélisation transitoire thermique

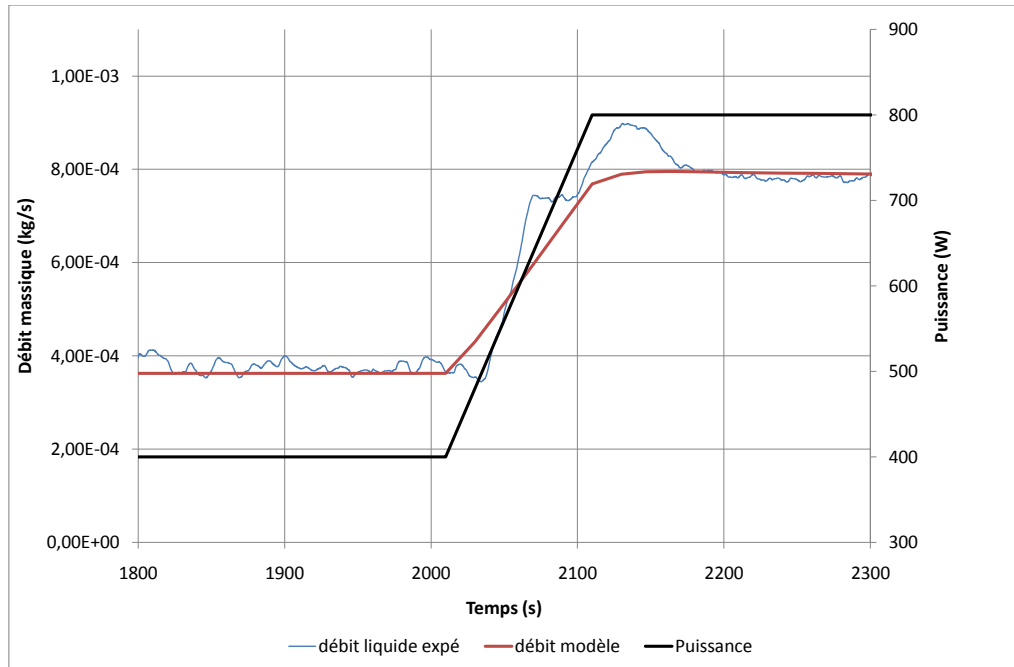


Figure III.26 – Evolution temporelle du débit massique liquide : zoom sur la rampe

3.1.3 Evolution des températures

Dans le but de déterminer l'aptitude du modèle à reproduire le comportement thermique de la CPLIP-1.2 dans cette configuration, une comparaison des températures de simulation avec les relevés expérimentaux est effectuée. Comme les mesures expérimentales ne sont pas intrusives, les températures issues de la modélisation citées dans cette partie sont les températures sur les parois métalliques correspondantes.

Température de l'évaporateur

L'objet de ces travaux étant l'utilisation de boucles diphasiques comme voie de refroidissement pour les composants électroniques de puissance, il est naturel de débiter par l'analyse de la température de la culasse de l'évaporateur¹⁴, constituant la plaque froide pour l'équipement à refroidir.

La figure III.27 représente l'évolution temporelle de cette température. On observe, tout d'abord, qu'elle n'augmente pas instantanément. Ce délai correspond au temps de propagation de la chaleur au sein du dispositif de chauffe. Il est moins important que celui observé pour l'évolution du débit massique (cf. figure III.26) ce qui permet de mettre en évidence le rôle de la structure de l'évaporateur sur le retard observé pour cette variable.

14. Cette température est représentée par un nœud unique dans le modèle et, est moyennée sur toute la face active de l'évaporateur pour l'expérience.

La modélisation ne prévoit pas ce phénomène de manière suffisante. Une discrétisation plus fine serait sans doute ici aussi nécessaire.

On constate, ensuite, que le modèle prévoit une évolution monotone en deux temps comme constaté expérimentalement. La température va d'abord augmenter linéairement (jusqu'à 2100 s), puis cette élévation de température va être de moins en moins prononcée jusqu'à ce que la température se stabilise à sa valeur correspondant au second régime permanent (après 2150 s).

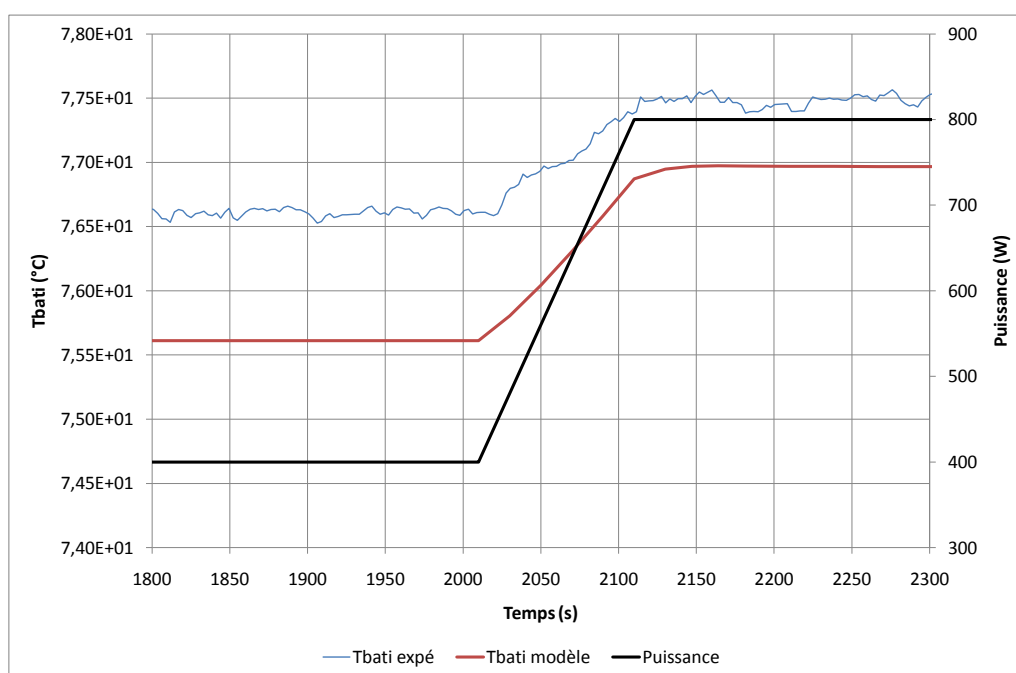


Figure III.27 – Evolution temporelle de la température de la culasse de l'évaporateur

En revanche, la pente de cette première phase est largement surestimée par le modèle. Il s'agit d'une conséquence directe de l'erreur commise sur la température de culasse de l'évaporateur en régime permanent. La sous-estimation étant plus prononcée pour une puissance de 400 W que de 800 W (cf. figures III.24 et III.25), la variation totale est plus importante. Comme le temps de réaction estimé par le modèle est conforme aux constatations expérimentales, la pente est donc naturellement plus importante. Des essais supplémentaires avec des différences de puissances plus importantes, impliquant des variations plus conséquentes de température permettraient de valider définitivement cet aspect de la modélisation ¹⁵.

Températures aux bornes de chaque composant

15. Ces essais n'ont malheureusement pas pu être réalisés dans le temps imparti de cette thèse

III.3 Confrontation entre les résultats expérimentaux et de modélisation transitoire thermique

La démarche de validation se poursuit par une vérification de la capacité du modèle à retranscrire l'état thermique du fluide le long de la boucle. Ainsi, la comparaison des valeurs simulées et expérimentales des températures prises aux bornes de chaque élément constitutif de la CPLIP-1.2 est présentée sur la figure III.28.

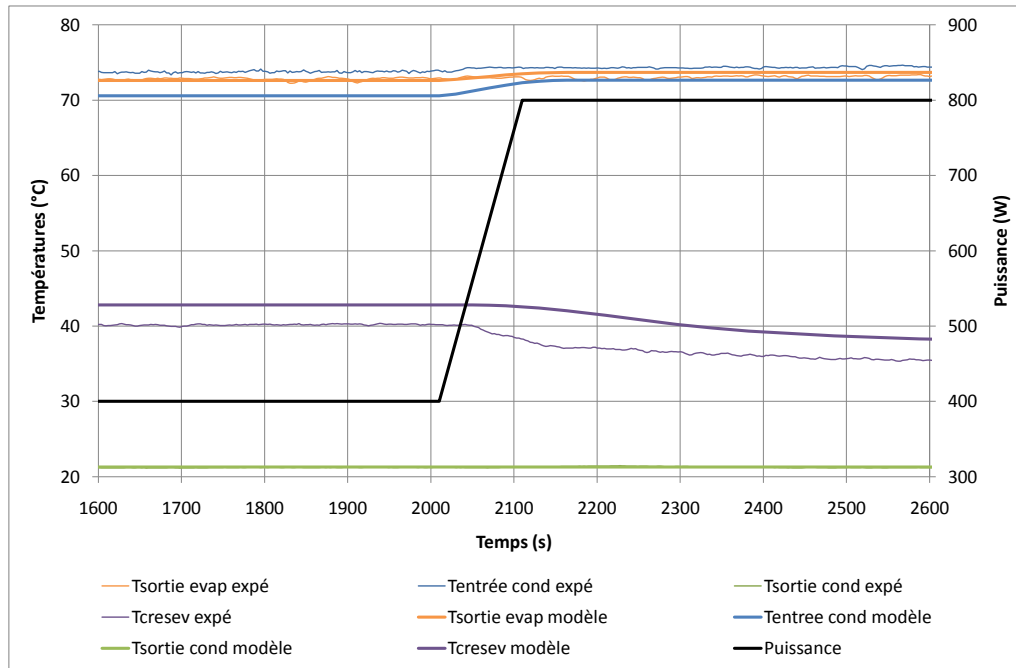


Figure III.28 – Evolution temporelle de la température aux bornes de chaque élément

Tout d'abord, on observe que la température de sortie d'évaporateur est très bien estimée par le modèle. En revanche, on remarque un écart, déjà constaté en régime permanent (cf. figure III.24 et III.25) et supérieur à l'incertitude des thermocouples, entre les valeurs expérimentale et simulée de la température en entrée du condenseur. En effet, alors que la modélisation prévoit une température inférieure à celle de la sortie de l'évaporateur, principalement en raison des échanges thermiques avec l'environnement¹⁶ et à l'effet d'ailette non négligeable (proximité de la source froide), la valeur mesurée est quant à elle supérieure. Cette donnée, dont l'ordre de grandeur reste cohérent au regard des incertitudes de mesures, ne sera pas exploitée compte tenu de cette incohérence et de la faible variation de cette température. Elle ne permet effectivement pas d'apporter d'information pertinente sur le comportement de la boucle.

En ce qui concerne la température en sortie du condenseur, les valeurs simulée et expérimentale sont confondues et égales à la température de source froide tout au long de l'essai. Cela est bien sûr cohérent avec le sur-dimensionnement volontaire de l'échangeur pour ces niveaux de puissance et de température de source froide.

16. On rappelle que les conduites ne sont pas isolées.

Chapitre III. Modèle thermique transitoire de BFDPT

On étudie ensuite l'évaluation de la température T_{cresev} par la modélisation. Outre l'écart constaté durant les régimes permanents, il apparaît très clairement que le modèle n'est pas suffisamment réactif, portant l'écart entre températures expérimentale et simulée à 3,5 °C au maximum lors du régime transitoire. En effet, on constate expérimentalement que la décroissance de la température durant les premiers instants de la rampe est bien plus prononcée que les prévisions de la modélisation.

Températures sur la ligne liquide

Les conduites n'étant pas isolées et la température du liquide entrant dans le réservoir jouant un rôle assez important, on s'intéresse aux températures le long de la conduite liquide. Leur localisation est visible sur la figure III.20 et leur évolution temporelle sur la figure III.29. Le coefficient d'échange thermique utilisé pour modéliser les pertes vers l'ambiante s'élève à 15 W/(°C m²) et la température de l'air est de 23°C.

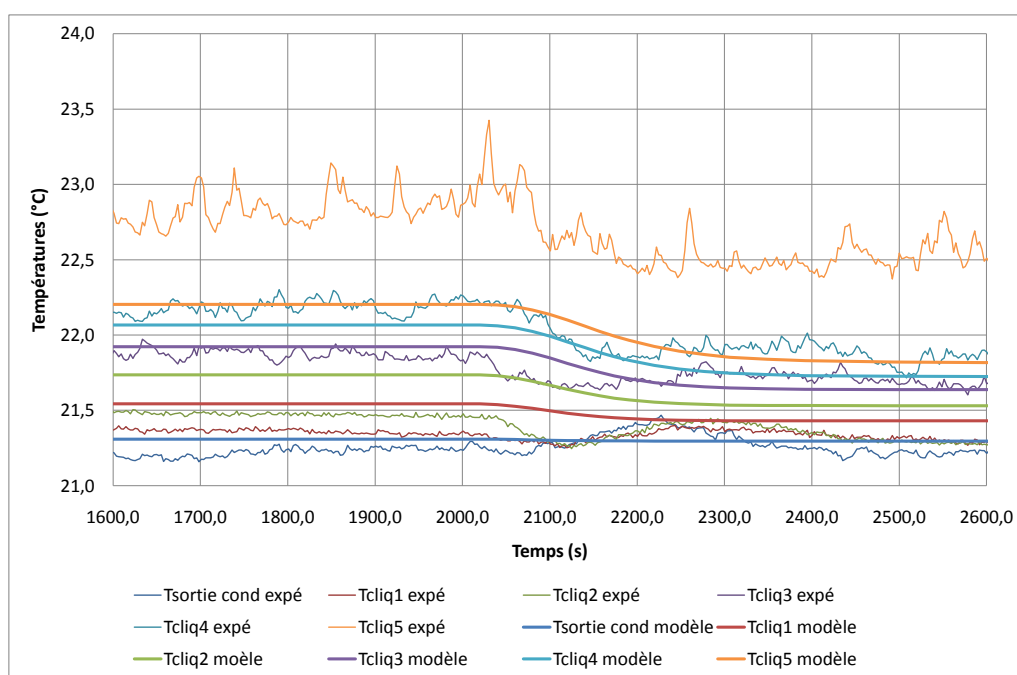


Figure III.29 – Evolution temporelle des températures en différents points de la ligne liquide

On constate que le modèle prévoit l'augmentation de température le long de la conduite liquide constatée expérimentalement. Durant la phase transitoire, la simulation semble également bien refléter les phénomènes physiques. Toutefois, il faut garder à l'esprit que la variation de température le long de la conduite est proche de l'incertitude des thermocouples. Toute constatation concernant le régime transitoire doit donc être mesurée.

III.3 Confrontation entre les résultats expérimentaux et de modélisation transitoire thermique

3.1.4 Evolution des pressions

Toujours considérer le fluide à l'équilibre mécanique (dynamique hydraulique non représentée) est l'hypothèse la plus restrictive de ce modèle. Toutefois, son objectif premier est de simuler des régimes transitoires. La constante de temps thermique étant très supérieure à la constante de temps hydraulique, il s'agit ici de déterminer les situations que le modèle est capable de simuler du point de vue thermo-hydraulique. Autrement dit, on cherche à déterminer quand cette hypothèse est valable et dans quelle mesure elle influence les résultats.

La CPLIP-1.2 a été équipée de six capteurs de pression positionnés en entrée et en sortie d'évaporateur, en entrée et en sortie de condenseur, ainsi qu'en partie basse et en partie haute du réservoir.

Pression du fluide en sortie de condenseur

L'évolution de la pression du fluide en sortie du condenseur est visible sur la figure III.30. Le relevé expérimental atteste d'une forte instabilité hydraulique du fonctionnement de la CPLIP. Le modèle ne pouvant évidemment pas prévoir ce comportement, le signal brut relevé a fait ici encore l'objet d'un filtrage par moyenne glissée sur 1 min. Même si le signal moyen obtenu expérimentalement, encore instable, semble être proche des prédictions du modèle, cette pression ne sera plus présentée dans les comparaisons suivantes.

Remarque : L'élévation de pression due à l'augmentation des frottements visqueux le long de la ligne liquide (cf. figures III.24 et III.25) n'est pas visible à cette échelle, les pertes de charge gravitaires étant prépondérantes pour ces niveaux de puissance.

Autres pressions

On s'intéresse désormais, aux cinq autres mesures de pression. La figure III.31 présente l'évolution temporelle de leurs valeurs simulées et expérimentales. Il est à noter que ces dernières sont des données qui ont été obtenues par filtrage des mesures brutes par moyenne glissée sur 20 s.

On observe dans un premier temps que la référence en pression de la boucle, la pression de la partie haute du réservoir (Preshaut) est bien estimée. Cependant, elle semble être sujette à des oscillations de faible amplitude et de grande période résultant de la dynamique thermohydraulique au sein de cette zone de la boucle. Ce comportement se répercute sur les autres pressions. Ce phénomène n'est pas représenté par le modèle car il considère le fluide présent dans la partie haute de réservoir à l'équilibre thermohydraulique à tout instant. Il ne joue toutefois pas un rôle de premier rang. La modélisation peut donc être validée.

La comparaison des valeurs simulée et mesurée de la pression en partie basse du réservoir témoigne d'une bonne estimation de la hauteur de liquide, les pertes hydrostatiques étant les seules chutes de pression prises en compte par le modèle dans cette zone. Le

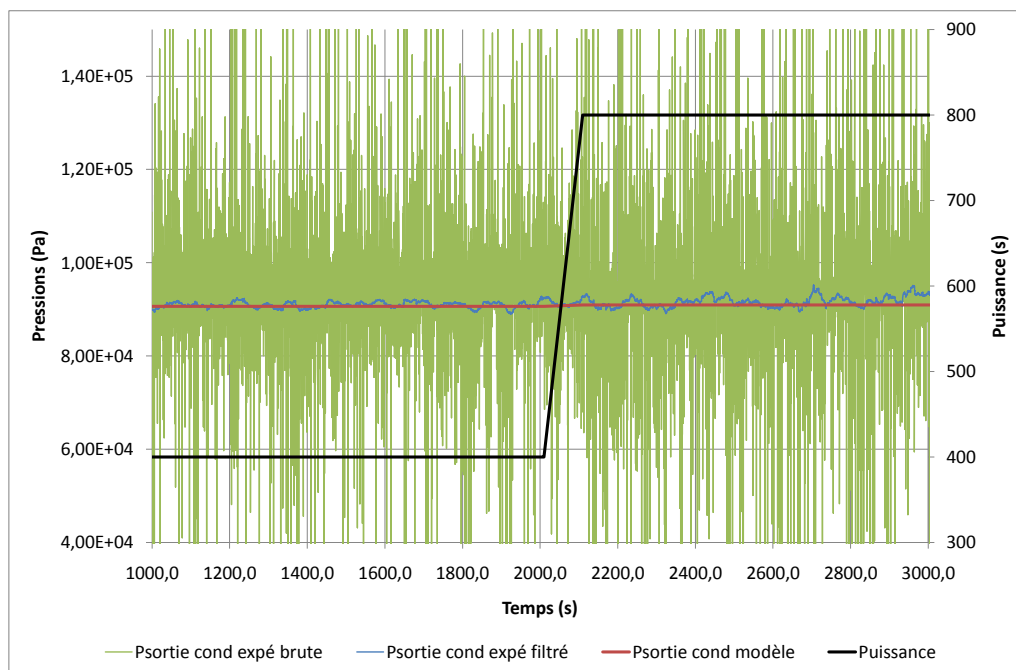


Figure III.30 – Evolution temporelle de la pression en sortie de condenseur

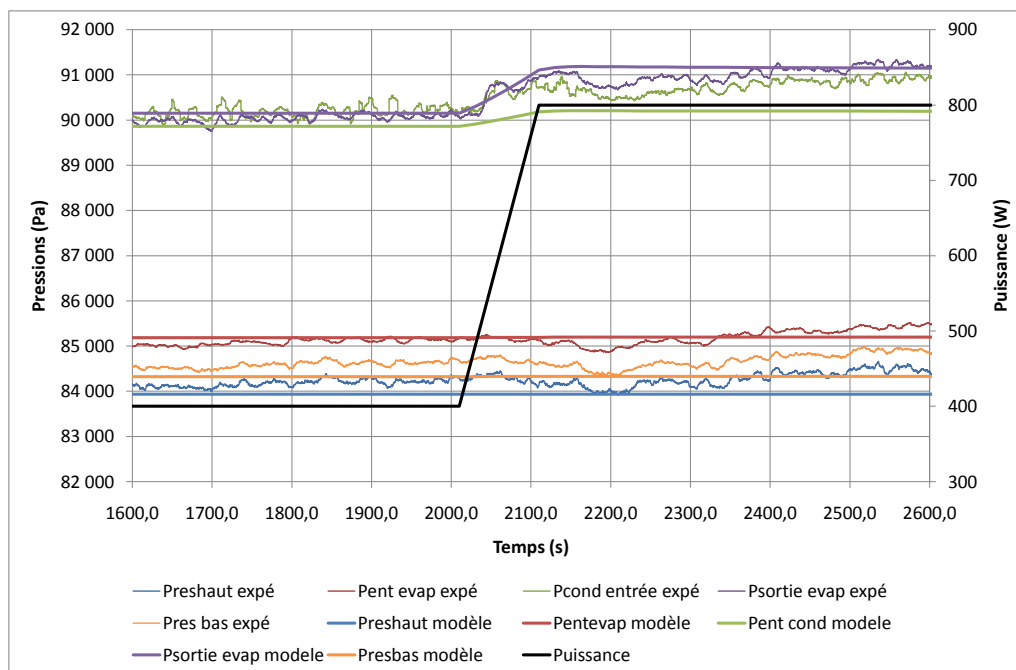


Figure III.31 – Evolution temporelle des pressions le long de la boucle (4 W/s)

III.3 Confrontation entre les résultats expérimentaux et de modélisation transitoire thermique

niveau de cette pression ne variant que très peu avec l'augmentation de la puissance appliquée permet également d'affirmer que la hauteur de liquide dans le réservoir varie elle aussi peu. La pression en entrée d'évaporateur semble quant à elle être bien estimée. Le fait que la modélisation donne de bonnes estimations tend à prouver que les phénomènes hydrostatiques gouvernent majoritairement les chutes de pression dans cette zone de la CPLIP à ces niveaux de puissance.

Au vue des comparaisons effectuées précédemment, le modèle présenté dans ce chapitre paraît capable de représenter le comportement global thermo-hydraulique de la CPLIP soumise à une rampe de puissance peu sévère (ici 4 W/s sur 100 s) hormis en ce qui concerne les fortes instabilités qui se déroulent dans le condenseur à l'origine de très fortes fluctuations de pressions représentées sur les figures III.30 et III.31.

3.2 Vers la simulation de transitoires sévères

Les constantes de temps thermiques des modules de puissance, cibles visées dans ces travaux, étant de l'ordre de 1 s, la capacité du modèle à retranscrire correctement le comportement de la CPLIP soumise à des rampes de puissance sévères doit être vérifiée. Ainsi, seront comparées dans cette partie, les variations temporelles des variables simulées et mesurées les plus sensibles dans le but de déterminer le domaine d'application de cette modélisation.

3.2.1 Sollicitations appliquées

Dans le but d'avoir une bonne vision des capacités et des limites de ce modèle, on applique à l'évaporateur diverses rampes de puissance évoluant entre 400 W et 800 W, de pentes 4 W/s, 8 W/s, 40 W/s et 400 W/s correspondant à des durées de 100 s, 50 s, 10 s et 1 s, cette dernière devenant très sévère ! Les sollicitations considérées ici sont représentées sur la figure III.32.

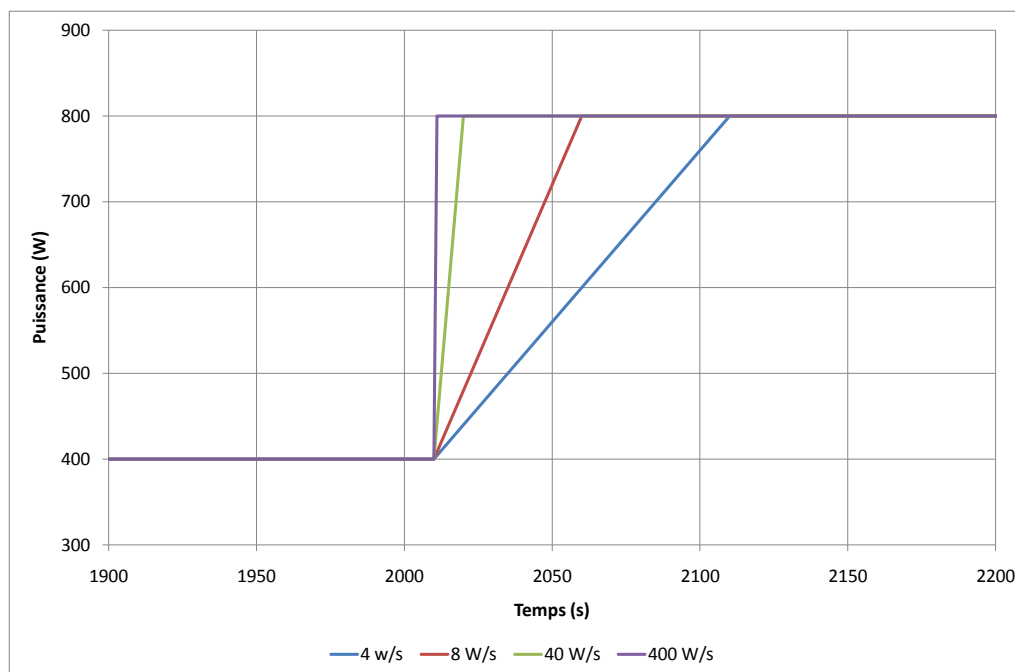


Figure III.32 – Rampes montantes de puissance appliquée à l'évaporateur

3.2.2 Analyse de l'évolution temporelle du débit massique

La figure III.33 représente les variations temporelles de l'estimation numérique et de la mesure des débits massiques.

Il apparaît clairement que, quelle que soit la pente de la rampe de puissance, le débit massique du liquide ne commence à augmenter qu'après un certain retard. Ce délai semble d'autant moins important que la sollicitation est sévère. Cela va dans le sens de l'explication donnée auparavant : ce déphasage semble correspondre au temps de propagation de la chaleur de la surface de l'évaporateur à l'interface d'évaporation.

Cela dit, le modèle semble reproduire de manière convenable, et ce d'autant mieux que le régime transitoire est sévère, les pentes au début de la variation¹⁷. Cependant, les relevés expérimentaux montrent un pic de débit massique en fin de rampe de puissance résultant de la détente de la vapeur préalablement comprimée associée au phénomène de condensation qui n'apparaît naturellement pas dans le modèle.

L'estimation du débit massique réalisée par ce modèle devient trop approximative dès que la pente de la rampe de puissance appliquée à l'évaporateur dépasse 8 W/s.

17. On note que le palier de débit observé expérimentalement sur la figure III.26 n'est présent que pour cette rampe de puissance.

III.3 Confrontation entre les résultats expérimentaux et de modélisation transitoire thermique

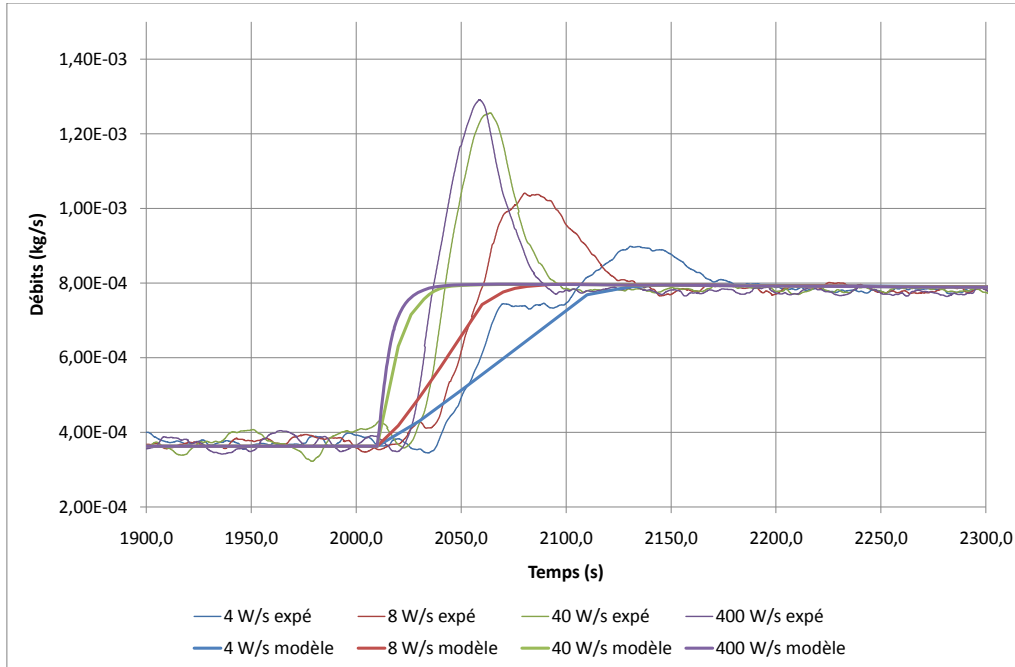


Figure III.33 – Réponse temporelle du débit massique liquide

3.2.3 Analyse de l'évolution temporelle des températures

La démarche se poursuit par une analyse de la température de culasse de l'évaporateur. La figure III.34 représente l'évolution temporelle de la différence entre la température de paroi de l'évaporateur et la température de consigne pour les deux cas extrêmes de sollicitation (4 W/s et 400 W/s).

L'allure générale de la variation semble bien représentée ; la température augmente linéairement dans un premier temps pour ensuite ralentir sa croissance jusqu'à atteindre sa valeur correspondant au second régime permanent. Comme il a déjà été mentionné précédemment, ce sont les incertitudes commises sur les estimations en régime permanent qui induisent des différences entre les pentes simulées et mesurées.

Alors que l'on a déjà observé un décalage de quelques secondes entre l'évolution de la température de la culasse de l'évaporateur et l'évolution de la puissance, il n'en est rien dans le cas de la sollicitation la plus sévère ; ce temps de propagation est trop faible pour être perceptible. Le modèle estime donc d'autant mieux les variations temporelles de cette température que la pente de la sollicitation est raide.

Les autres températures ne variant quasiment pas d'un cas à l'autre, l'intérêt s'est porté uniquement sur la température de la paroi de la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur. Ce choix est motivé par deux raisons. Dans un premier temps, il a été constaté qu'elle était très sensible aux conditions de fonctionnement. En outre, c'est le paramètre qui a permis le recalage de G_{res} . Seules les températures pour l'application des

rampes de 4 W/s et 400 W/s ont été représentées sur la figure III.35, les remarques et analyses étant également valables pour les deux autres rampes intermédiaires.

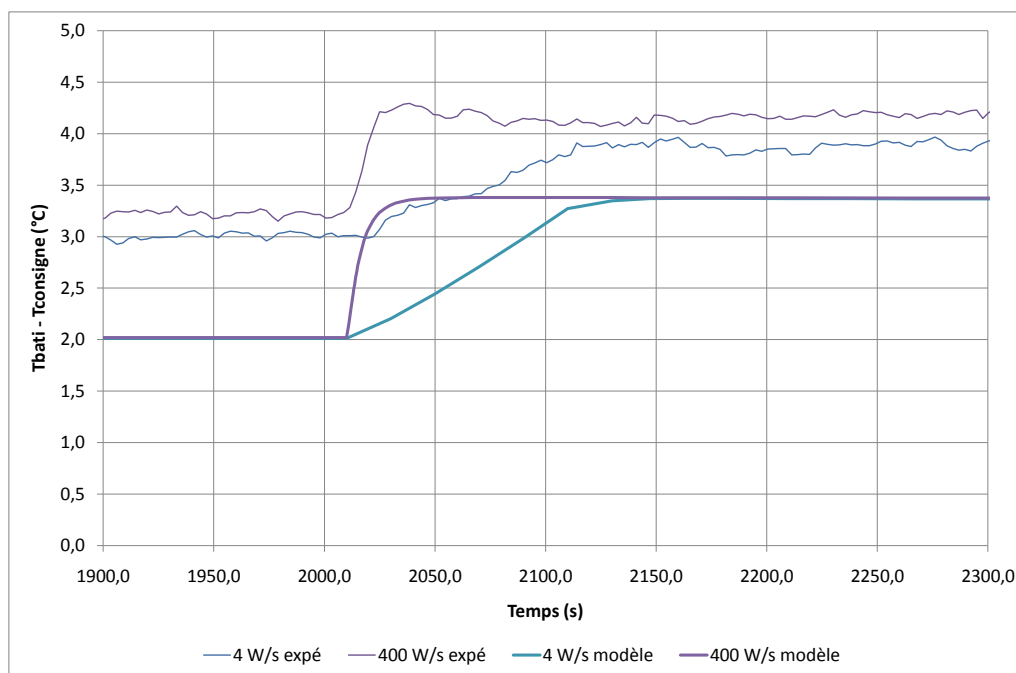


Figure III.34 – Réponse temporelle de la température recalée de la culasse de l'évaporateur

Tout d'abord, à l'instar des données expérimentales, le modèle traduit le fait que la température considérée diminue plus rapidement dans le cas de la sollicitation sévère. Toutefois, on constate expérimentalement une chute de température en deux temps ; la température diminue d'abord très rapidement pour ensuite suivre une décroissance plus douce. Le modèle s'avère incapable de prévoir cette première phase. Elle semble directement corrélée au débit massique de liquide qui, augmentant très rapidement, entraîne l'apport d'un refroidissement plus conséquent à la partie basse du réservoir. Il en résulte une chute rapide de la température du fluide en partie basse du réservoir induisant alors l'évolution mesurée de la température de la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur. Ensuite, le débit massique se stabilise et c'est l'inertie thermique, bien retranscrite par ce modèle, qui gouverne classiquement l'évolution de la température considérée.

III.3 Confrontation entre les résultats expérimentaux et de modélisation transitoire thermique

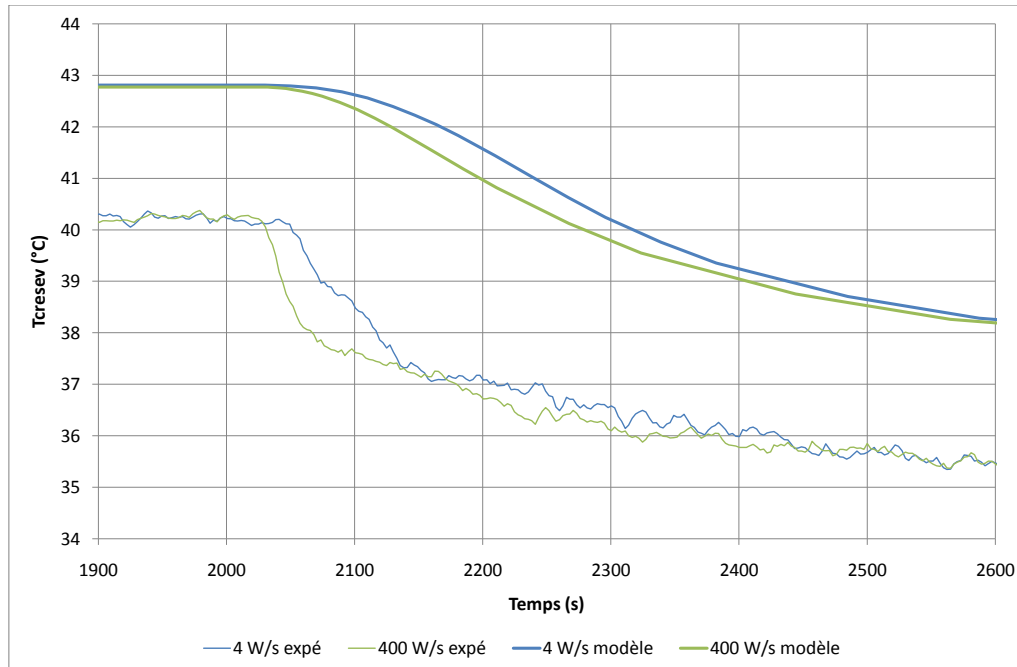


Figure III.35 – Réponse temporelle de la température de la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur

3.2.4 Analyse de l'évolution temporelle des pressions

Bien que la validité de ce modèle du point de vue hydraulique a déjà été restreinte aux rampes dont la pente est inférieure à 8 W/s en raison d'une mauvaise estimation de l'évolution du débit massique de liquide, une analyse des pressions sera effectuée sur la totalité des cas envisagés. Pour les mêmes raisons que précédemment, seule l'évolution temporelle des pressions le long de la boucle pour la rampe de pente 400 W/s est présentée ici (cf. figure III.36), les résultats étant très similaires d'une situation à l'autre.

L'évolution générale des pressions est sensiblement identique au cas de la rampe de pente 4 W/s (cf. figure III.31). Ainsi, les remarques et analyses qui ont été formulées sont valables dans ce cas. Une différence, d'autant plus prononcée que la sévérité du régime transitoire augmente, est observable. Il s'agit d'un pic de pression en entrée et en sortie de la conduite vapeur. On peut le remarquer sur la courbe III.36. L'intervalle de temps sur lequel il apparaît coïncide à celui sur lequel on a observé le pic de débit. Ces deux phénomènes sont évidemment intimement liés : cette augmentation brusque de pression semble correspondre à l'augmentation des pertes de charge dues aux frottements visqueux et proportionnelles, au premier ordre, au débit massique. La modélisation utilisée ici ne permet pas de les simuler.

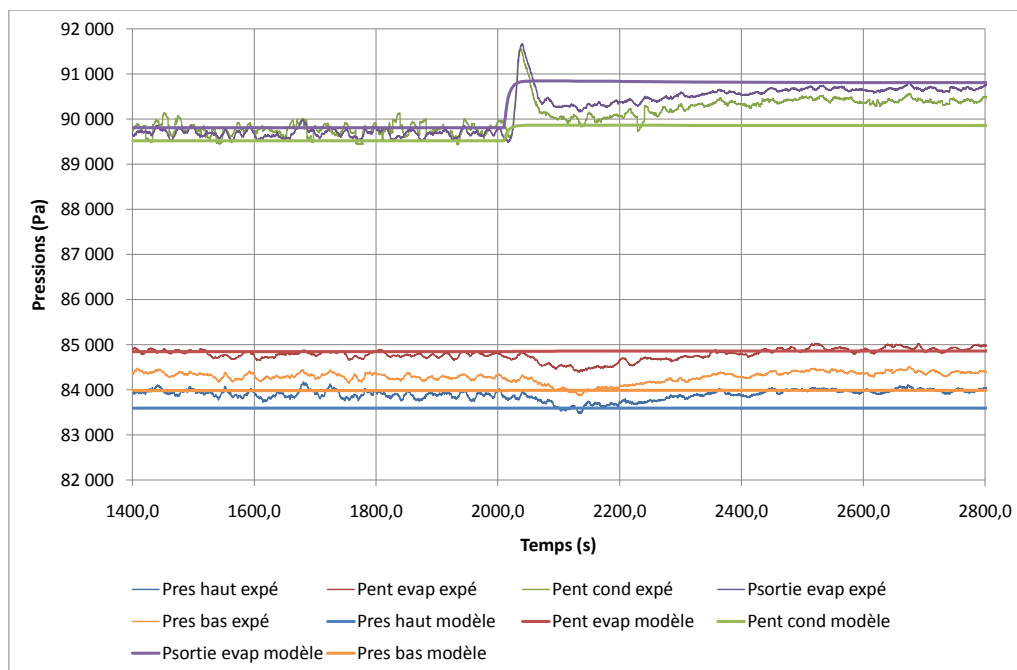


Figure III.36 – Réponse temporelle des pressions le long de la boucle pour une rampe de puissance de 400 W/s ($t = 1s$)

3.3 Etude du cas des rampes descendantes

On a constaté expérimentalement que les boucles diphasiques réagissent de manière différente selon que la sollicitation en puissance soit montante ou descendante. Or, dans les applications envisagées, ces deux types de situations se produisent constamment. L'objet de cette partie est d'analyser l'aptitude du modèle présenté dans ce chapitre à représenter l'évolution temporelle, tant thermique que hydraulique, de la CPLIP soumise à des transitoires décroissants en puissance.

3.3.1 Sollicitation appliquée

Les conditions d'opération imposées à la CPLIP-1.2 restent les mêmes, c'est à dire une température de consigne pour la partie haute du réservoir proche de $73,5^{\circ}\text{C}$ (suivant la valeur expérimentale mesurée) et une température de source froide de 21°C . Les rampes de puissance appliquée à l'évaporateur sont représentées sur la figure III.37.

III.3 Confrontation entre les résultats expérimentaux et de modélisation transitoire thermique

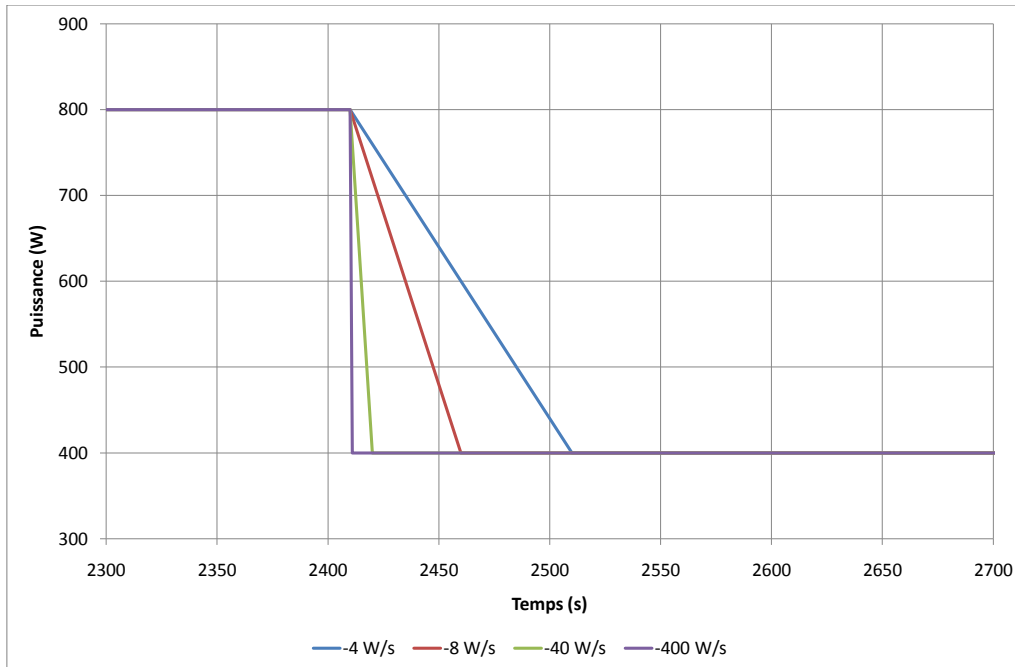


Figure III.37 – Rampes descendantes de puissance appliquée à l'évaporateur

3.3.2 Comparaisons simulation-expérience

On a pu constater expérimentalement que les réponses temporelles à des rampes croissantes et décroissantes symétriques sont sensiblement proches. Quelques différences sont cependant apparues notamment au niveau du débit massique.

Evolution du débit

L'évolution du débit massique de la phase liquide est représentée pour les différentes sollicitations sur la figure III.38. On observe ici encore un déphasage de l'évolution du débit massique de liquide par rapport à la sollicitation, identique à celui constaté pour une rampe montante de puissance. L'explication apportée précédemment pour ce phénomène est toujours valable ici.

En revanche, l'amplitude du pic des débits mesurés est nettement plus importante que lors de l'application de fronts montants de puissance. Ce phénomène trouve son explication dans la position relative du condenseur par rapport au réservoir : lors d'une rampe croissante de puissance, le front de condensation va se déplacer vers la sortie du condenseur en poussant le liquide qui doit remonter dans la conduite liquide, en direction du réservoir, en luttant contre la gravité. Cette dernière a donc un effet stabilisateur. A l'inverse, lors d'une chute de puissance, le front de condensation va s'orienter vers l'entrée du condenseur, attirant du liquide, qui cette fois, est accéléré par les forces gravitaires dans la ligne liquide. L'inertie de ce dernier, ainsi augmentée grâce à l'attraction terrestre, va

induire un effet d'« undershoot » dont l'amplitude en valeur absolue est très importante. Les effets hydrostatiques semblent aussi à l'origine d'un retour à l'équilibre beaucoup plus lent que pour une rampe montante. Le modèle, comme on peut le voir sur la figure III.38, s'avère incapable de représenter correctement ces phénomènes.

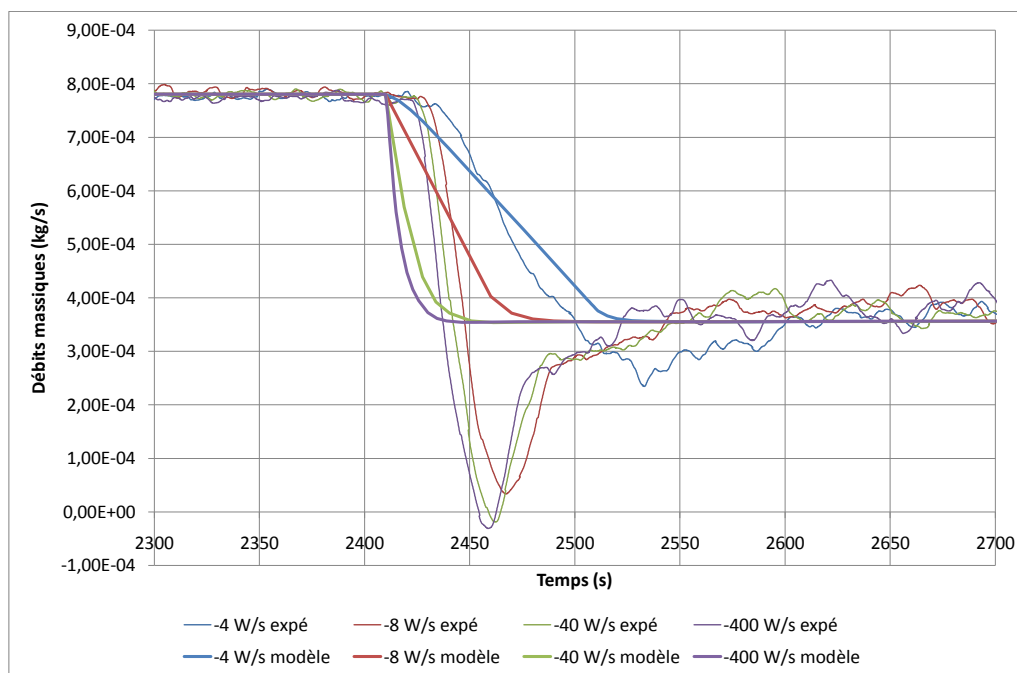


Figure III.38 – Evolution temporelle du débit massique liquide

Ce pic négatif de débit massique a une importance non négligeable. En effet, dans les deux situations les plus sévères (rampes de pentes -40 W/s et -400 W/s), l'écoulement change localement de sens (débit massique négatif) durant quelques secondes. Le modèle étant codé pour simuler correctement un seul sens d'écoulement (schéma amont), durant cette phase, sa représentation serait beaucoup moins pertinente y compris en ce qui concerne les échanges thermiques. Toutefois ce pic étant de courte durée, notamment par rapport à la constante de temps thermique, on est en droit de considérer que le champs de températures au sein du fluide et de l'évaporateur n'est pas trop influencé par ces effets hydrauliques.

Evolution des températures

Dans la mesure où les phénomènes thermiques mis en jeu lors du régime transitoire semblent être identiques au cas des rampes montantes, la figure III.39 ne présente que les évolutions de la différence entre la température de la culasse de l'évaporateur et la température de consigne pour les rampes de puissance de pentes -4 W/s et -400 W/S.

L'erreur commise par le modèle lors des régimes permanents est évidemment la même

III.3 Confrontation entre les résultats expérimentaux et de modélisation transitoire thermique

que précédemment décrite. En ce qui concerne le régime transitoire, le modèle simule avec la même précision les rampes montantes et descendantes, quelle que soit la sévérité de la sollicitation. L'inversion du sens de l'écoulement paraît donc transparente au niveau de la température de l'évaporateur. Cela peut s'expliquer par l'importance des capacités thermiques, la durée pendant laquelle cette inversion de sens d'écoulement à la sortie du condenseur a lieu étant faible.

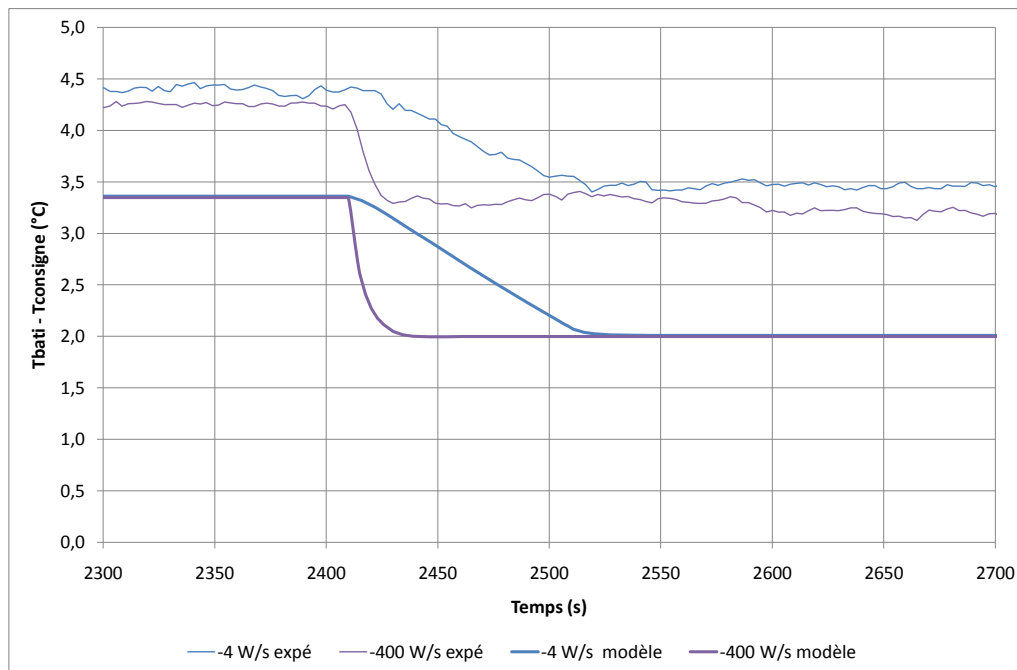


Figure III.39 – Evolution temporelle de la différence de température entre la culasse de l'évaporateur et le fluide dans la partie haute du réservoir

Ensuite, l'évolution temporelle de la température de la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur est représentée sur la figure III.40. L'évolution constatée expérimentalement témoigne d'une évolution en deux temps, pour les mêmes raisons que dans le cas de la rampe croissante. Le modèle s'avère toujours inadapté à simuler cette première phase dont l'origine est hydraulique. En outre, on constate que, tant sur le plan expérimental que numérique, la seconde phase de l'évolution temporelle de cette température est peu sensible à la sévérité de la sollicitation en puissance et relativement bien simulée.

Le relevé expérimental du débit massique a montré un changement du sens de l'écoulement dans la ligne liquide durant une courte période, de l'ordre de quelques secondes. Afin d'analyser l'influence de ce phénomène sur le champ de température du fluide dans cette partie de la boucle, l'évolution temporelle de la température du fluide à proximité de l'entrée du réservoir, pour une rampe de puissance appliquée à l'évaporateur de pente 400 W/s, est représentée sur la figure III.41 (voir figure III.20 pour leur localisation).

Les mesures montrent bien une élévation temporaire de la température du fluide à

proximité du réservoir qui résulte d'une arrivée du liquide en provenance de la partie basse du réservoir, plus chaud, en raison des échanges thermiques entre les deux cellules de cet élément. Cependant, le débit massique inversé étant de faible valeur absolue et relativement bref, seules les deux mesures les plus proches du réservoir (représentées sur la figure III.41) sont affectées par cette arrivée de liquide chaud. Cette influence est très faible¹⁸ et est très vite atténuée. Afin de mettre en évidence ce phénomène, la réponse à des rampes de puissance plus sévères doit être étudiée.

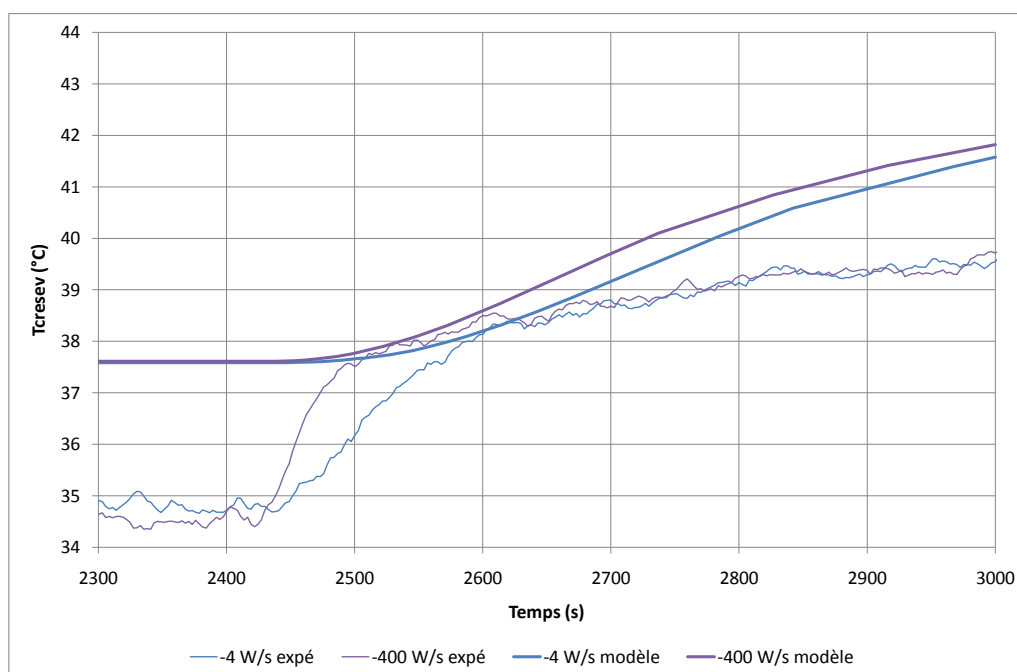


Figure III.40 – Evolution temporelle de la température de la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur

On constate que le modèle, comme il était prévisible, ne reflète pas cette hausse temporaire de température. Cependant, les variations mises en jeu étant faibles, et dans l'incertitude des mesures, on peut conclure que la modélisation permet de refléter correctement le comportement thermique du fluide dans la ligne liquide.

Au regard de l'évolution de la totalité des températures pour les situations étudiées ici, le modèle permet de faire une bonne estimation de l'état thermique de la CPLIP.

18. L'élévation de température engendrée est proche de l'incertitude de mesure des thermocouples dès T_{liq4} .

III.3 Confrontation entre les résultats expérimentaux et de modélisation transitoire thermique

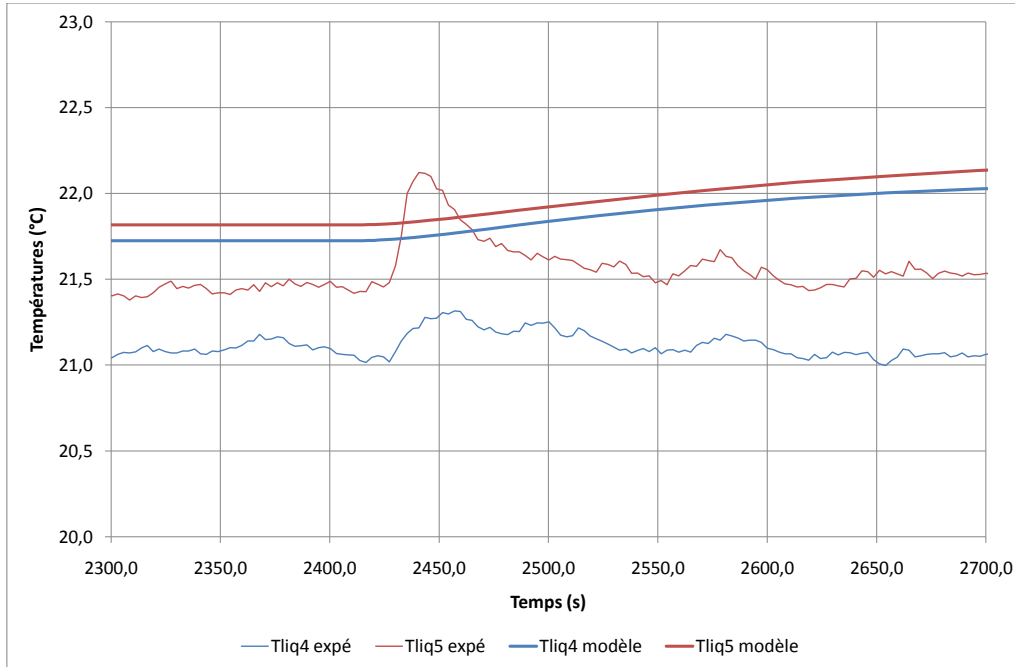


Figure III.41 – Evolution temporelle de la température de la conduite liquide à proximité du réservoir pour une rampe de puissance de -400 W/s

Evolution des pressions

On s'intéresse enfin à l'évolution temporelle des pressions le long de la boucle diphasique instrumentée ici. Les phénomènes mis en jeu sont les mêmes que ceux identifiés dans le cas des rampes montantes de puissance. Les variations sont donc directement opposées. Par conséquent, afin de ne pas trop surcharger ce mémoire, seule l'évolution temporelle des pressions pour la sollicitation de pente -400 W/s est montrée sur la figure III.42.

Tout d'abord, on remarque que les pressions du fluide dans les parties haute et basse du réservoir ainsi qu'en entrée d'évaporateur sont bien estimées par le modèle. Elles restent relativement constantes tout le long de l'essai, ce qui témoigne, comme indiqué précédemment, de la prépondérance des pertes de charge hydrostatiques par rapport à celles liées aux frottements visqueux et d'une faible variation de la hauteur de liquide dans le réservoir.

Par contre, en ce qui concerne les pressions aux bornes de la ligne vapeur et par conséquent les pertes de charge associées, le modèle a une nouvelle fois montré ses limites en surestimant cet écart de pression. De plus, dans le cas le plus sévère considéré ici, la chute de pression associée à la chute de débit massique de la phase liquide n'est pas représentée par les résultats de simulations.

Comme dans le cas des rampes croissantes de puissance, et même d'une manière plus prononcée, l'estimation des grandeurs hydrauliques, que sont les pressions et le débit

massique, n'est acceptable que dans le cas de rampes de puissances peu sévères (< 8 W/s).

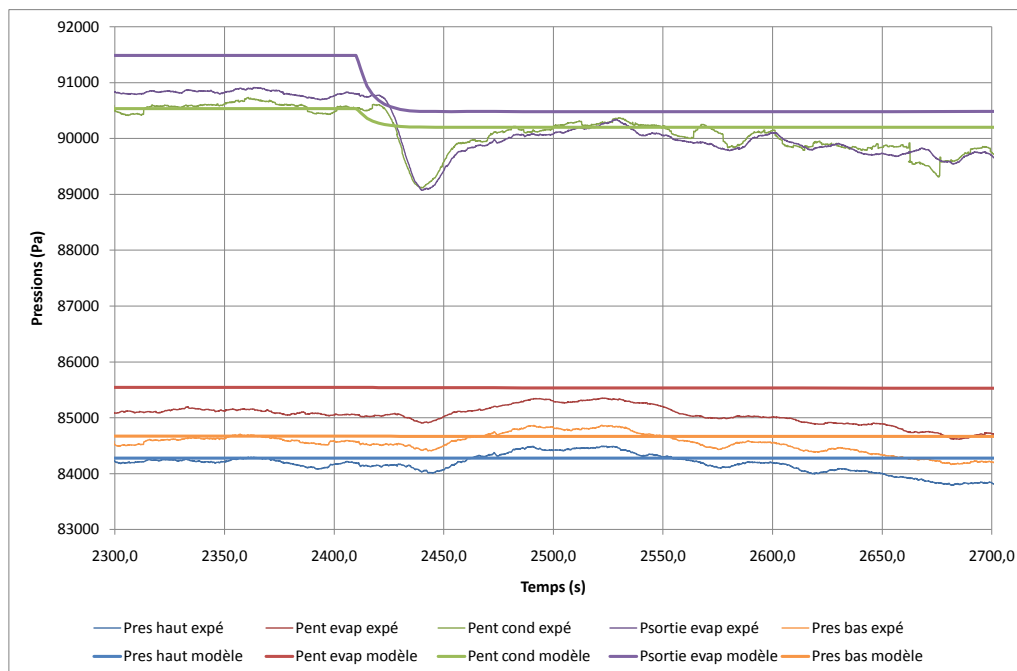


Figure III.42 – Evolution temporelle des pressions le long de la boucle

3.4 Conclusions sur le domaine de validité du modèle

Dans la mesure où la validation en régime permanent a été effectuée dans le cadre de la thèse de Lachassagne [Lac10], l'intérêt s'est porté ici sur les régimes transitoires. Ainsi, deux régimes permanents ont été choisis (400 W et 800 W). Le passage d'un niveau de puissance à l'autre étant linéaire, c'est sa pente que l'on a fait varier. Dans toutes les configurations simulées, la température de consigne de la partie haute du réservoir a été fixée à $73,5^{\circ}\text{C}$ ($\pm 0,5^{\circ}\text{C}$ suivant les données expérimentales) et la source froide à 21°C .

Les résultats ainsi obtenus ont permis de valider ce modèle d'un point de vue thermique quelle que soit la configuration simulée. Même si la réponse de la température de la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur est légèrement plus lente que celle mesurée, son estimation reste très correcte ($< 3^{\circ}\text{C}$). Par contre, les faiblesses présumées du modèle quant à la représentation du comportement hydraulique d'une boucle diphasique ont été vérifiées. La validité du modèle est alors limitée aux rampes dont la pente est inférieure à 8 W/s, ce qui malheureusement, dans de nombreuses applications, n'est pas vérifié. Par conséquent, dans la plupart des situations, les pressions et le débit massique calculés ne peuvent être considérés que comme un support de calcul pour la détermination des températures.

Il a également été montré que les rampes descendantes, en raison d'une élévation défavorable, pouvaient induire des changements de sens d'écoulement dans la ligne liquide. Dans les cas considérés, cela se déroulerait de manière modérée et sur de faibles durées. D'autres tests, s'appuyant sur des rampes de puissance plus sévères permettraient de détecter la pente à partir de laquelle les estimations du comportement thermique s'en ressentiraient. Une campagne d'essais supplémentaires, avec de nouvelles températures de consigne et de source froide, permettraient de s'assurer de la validité pressentie du modèle sur un domaine d'application plus large.

4 Conclusion

Ce chapitre a fait l'objet de la présentation d'une approche de modélisation originale des BFDPT, et plus particulièrement d'une CPLIP. Ce modèle, ainsi développé, s'appuie sur la méthode nodale. Il consiste en la résolution des équations de conservation de quantité de mouvement et d'énergie avec comme variables la pression, l'enthalpie massique et la température. Ces deux dernières ont été préférées à la seule température, usuellement utilisée, pour des raisons de stabilité numérique. En effet, s'appuyant sur l'hypothèse de fluide homogène, les propriétés thermophysiques varient continuellement avec l'enthalpie alors qu'elles présentent une discontinuité avec la température au niveau du changement de phase. Considérant le fluide caloporteur incompressible quel que soit son état physique, la dynamique hydraulique est négligée. En raison de la complexité des phénomènes à proximité de l'interface d'évaporation au sein de l'évaporateur et des échanges thermohydrauliques entre les deux parties du réservoir, deux conductances G_{evap} et G_{res} représentant les échanges thermiques dans ces deux zones critiques ont été recalées expérimentalement, en régime permanent, sur la boucle développée dans le cadre de la thèse de Lossouarn [Los08].

La validation expérimentale en régime permanent de ce modèle ayant été réalisée par Lachassagne [Lac10], ce sont les régimes transitoires qui ont fait ici l'objet de toutes les attentions. Tout d'abord, le banc expérimental utilisé pour cette comparaison modèle-expérience a été présenté. Il s'agit d'une CPLIP, conçue dans le cadre de la thèse de Lachassagne et dont le couple réservoir-évaporateur a été développé par EHP. Le fluide caloporteur est de l'éthanol. L'instrumentation, composée de sondes de températures (thermocouples et sondes platine), de capteurs de pression ainsi que de débitmètres a été décrite.

Enfin, pour une températures de consigne en partie haute du réservoir fixée à 73,5°C (température de fonctionnement optimale pour de l'éthanol) et une température de source froide de 21°C, plusieurs rampes de puissance croissantes et décroissantes, de pentes plus ou moins sévères, entre deux régimes permanents de 400 W et 800 W, ont été appliquées au dispositif expérimental. En parallèle, les simulations correspondantes ont été menées grâce au modèle présenté dans ce chapitre. La comparaison entre les données simulées et mesurées atteste d'une bonne capacité de la modélisation à retranscrire le comportement thermique durant les phases transitoires pour des rampes dont la pente peut atteindre

400 W/s. En revanche, en ce qui concerne les aspects hydrauliques, la validité du modèle est beaucoup plus mesurée. Les estimations fournies peuvent être considérées acceptables seulement pour des pentes inférieures à 8 W/s. De plus, à pente équivalente, les pressions ainsi que le débit pour les rampes montantes sont mieux approchés que pour les rampes descendantes en raison de l'élévation défavorable qui tend à stabiliser l'écoulement dans le premier cas.

Les rampes de puissance décroissantes les plus sévères testées expérimentalement ont mis en évidence des changements de sens d'écoulement dans la ligne liquide. Etant de faible amplitude et de courte durée, ils n'ont pas perturbé le comportement thermique global de la boucle. Il serait donc par la suite nécessaire d'appliquer des rampes de puissance plus sévères, de manière à déterminer la limite à partir de laquelle l'évolution des températures s'en trouverait modifiée et, par conséquent, mal représentée par le modèle. Afin d'étendre le domaine de validité de ce dernier, des campagnes devront être menées pour des valeurs de températures de consigne et de source froide différentes.

Tous ces phénomènes hydrauliques, que cette approche de modélisation ne permet pas de représenter, ont pourtant un rôle primordial lors des régimes transitoires sévères. En effet, par exemple, les pics de pressions engendrés par une augmentation soudaine du débit peuvent mener à un désamorçage de l'évaporateur, dramatique pour l'intégrité de la boucle mais aussi de l'équipement refroidi. C'est pourquoi, un modèle destiné à représenter ces phénomènes hydrauliques a été développé. Sa présentation est effectuée dans le chapitre V.

Chapitre IV

Analyse des résultats du modèle thermique transitoire de la CPLIP

Après une présentation de la démarche de modélisation thermique en régime transitoire développée dans le cadre de ces travaux de thèse et une validation expérimentale sur un certain domaine, il s'agit maintenant de mettre en évidence les phénomènes thermiques mis en jeu lors de différentes situations transitoires. Comptant trois conditions limites, qui sont la puissance appliquée à l'évaporateur, la température de source froide et la température de saturation du réservoir, des variations temporelles de ces paramètres seront simulées et la réponse du modèle analysée.

Dans un premier temps, la réponse aux rampes de puissance ayant déjà été amplement étudiée lors de la confrontation expérimentale (cf. chapitre III), l'influence de deux paramètres -l'élévation et la température de consigne- sera caractérisée. Ensuite, le comportement simulé de la CPLIP soumis à des rampes de température de source froide et de température de consigne sera analysé.

1 Influence de l'élévation et de la température de fonctionnement sur le comportement de la CPLIP soumise à une rampe de puissance

La réponse transitoire d'une CPLIP à une rampe de puissance a déjà été grandement analysée dans le chapitre précédent pour une configuration donnée. Par conséquent, cette section fera l'objet de l'analyse de l'influence des deux paramètres les plus directement liés à une démarche d'intégration, que sont l'élévation et la température de consigne, sur le comportement de la boucle.

1.1 Sollicitation appliquée

Dans un premier temps, ce sera la réponse de la CPLIP à une rampe de puissance de 400 W à 800 W, de pente 400 W/s, qui sera analysée. Cette sollicitation, représentée sur la

figure IV.1, correspond au cas le plus sévère considéré dans le chapitre précédent. Même s'il a été montré que le modèle transitoire thermique ne retranscrivait pas de manière correcte la réponse de la CPLIP, cette sollicitation a été choisie afin de déterminer si les phénomènes thermiques induits par la modification d'un paramètre sont susceptibles d'influencer le comportement global de la boucle. De plus, si aucun impact n'a été constaté pour le cas le plus sévère, il en sera de même pour les sollicitations plus « douce ».

Les deux autres conditions limites, à savoir les températures de consigne et de source froide, seront détaillées dans chaque étude paramétrique.

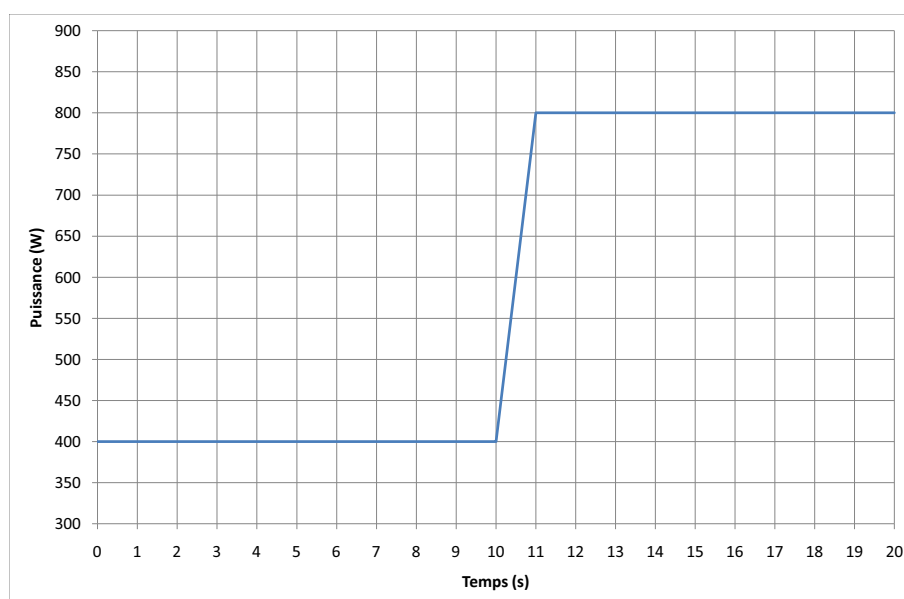


Figure IV.1 – Rampe de puissance appliquée à l'évaporateur

1.2 Influence de l'élévation

L'élévation, définie dans le chapitre I, est la position relative du condenseur par rapport à l'évaporateur. On parle d'élévation favorable lorsque le condenseur est au dessus de l'évaporateur, et défavorable dans le cas inverse. Dans la CPLIP modélisée ici l'évaporateur est en position verticale. Par conséquent, la référence sera prise en son milieu selon la direction verticale. Trois positions de condenseur sont envisagées. La première, qui constituera la position de référence, est celle correspondant à la configuration expérimentale de la CPLIP-1.2. L'élévation est alors de -40 cm. Les deux autres élévations considérées sont de -25 cm et -80 cm, soit des différences d'altitude de +15 cm et -40 cm par rapport à la référence choisie. Les températures de source froide et de saturation, imposée dans la partie haute du réservoir, sont respectivement de 20°C et 73°C.

On observe, dans un premier temps, la température du bâti de l'évaporateur. La courbe de gauche de la figure IV.2 montre l'évolution temporelle de cette température pour les trois élévations choisies. On remarque tout d'abord une différence de 0,6°C entre les deux

IV.1 Influence de l'élévation et de la température de fonctionnement sur le comportement de la CPLIP soumise à une rampe de puissance

situations extrêmes dont l'origine est la différence de température de saturation résultant de la différence de pression, au niveau de l'interface d'évaporation, induite par les effets hydrostatiques.

C'est pourquoi, dans le but de se focaliser sur le régime transitoire, la courbe de droite de la figure IV.2, représente l'évolution temporelle de la température de la culasse de l'évaporateur à laquelle on a soustrait sa valeur initiale (pour le premier régime permanent). Il apparaît alors très clairement que ce modèle ne décèle aucune influence de l'élévation sur la variation temporelle de la température de la paroi de l'évaporateur soumis à une rampe de puissance.

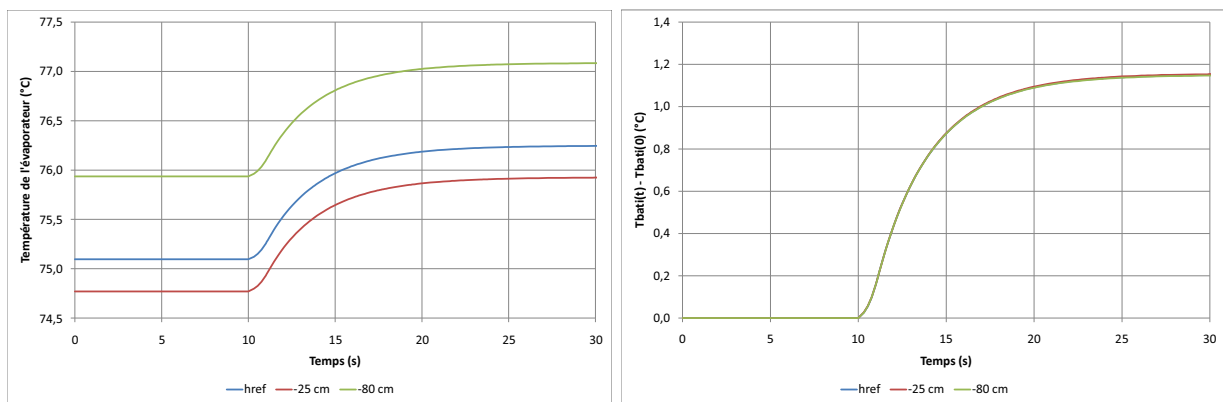


Figure IV.2 – Evolution temporelle de la température (à gauche) et de l'écart de température par rapport à la valeur initiale (à droite) du bâti pour les trois élévations

De même, comme on peut le voir sur la figure IV.3, le débit massique se trouve nullement impacté par les changements des conditions de saturation à l'interface d'évaporation induits par les effets hydrostatiques. Selon l'équation III.30(p. 71), on voit que le débit massique dépend de l'enthalpie de changement de phase liquide-vapeur et du sous-refroidissement (chaleur sensible) qui ne varient que très peu avec la pression à la surface d'évaporation.

On cherche ensuite à analyser la température du fluide s'écoulant dans la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur $T_{resév}$. Cette dernière, relativement sensible aux conditions de fonctionnement, représente une variable intéressante pour l'analyse du comportement d'une CPLIP. Ainsi, la courbe de droite de la figure IV.3, représentant son évolution temporelle pour les trois positions du condenseur, montre qu'elle n'est pas plus influencée par l'élévation que les autres variables.

Le modèle démontre ainsi une très faible sensibilité de la boucle à l'élévation aux régimes permanents et au moins pour les phases transitoires « douces » pour lesquelles il est vraiment validé. Par conséquent, si l'élévation s'avère influencer de manière conséquente le débit massique et $T_{resév}$, l'origine n'en sera pas thermique (par la modification des conditions de saturation et des propriétés thermophysiques) mais mécanique. Une modélisation plus complète, prenant en compte la dynamique hydraulique, s'avère donc nécessaire si

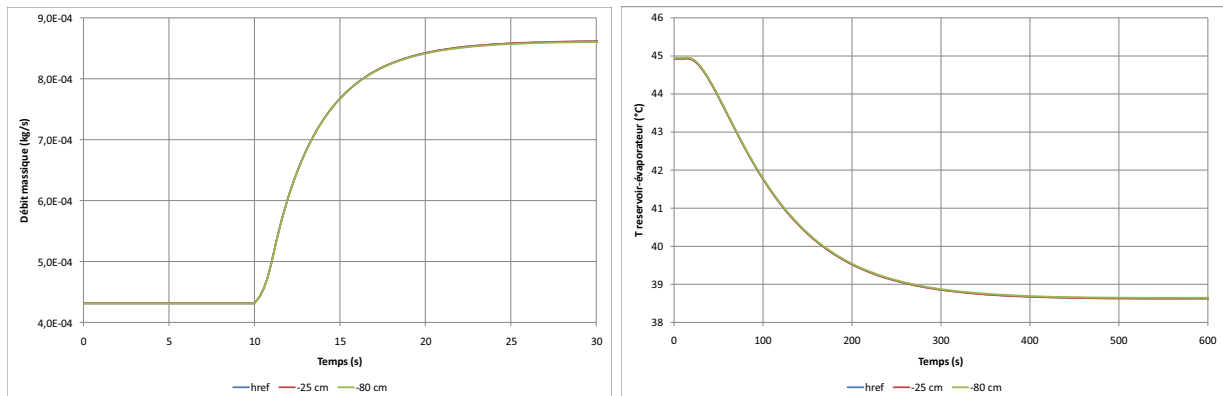


Figure IV.3 – Evolution temporelle du débit massique (courbe de gauche) et de T_{reserv} (courbe de droite) pour les trois élévations

l'on veut déterminer l'influence de ce paramètre sur le fonctionnement d'une CPLIP. Elles sera présentée dans le chapitre V mais cette étude paramétrique ne sera malheureusement pas menée dans le cadre de ces travaux de thèse.

1.3 Influence de la température de consigne

La température de saturation fixée dans la partie haute du réservoir constitue une des conditions limites. Comme elle impose la référence du cycle thermodynamique suivi par le fluide, on peut penser qu'elle influence au premier ordre le comportement transitoire de la boucle par son impact sur les propriétés thermophysiques. Ainsi, les résultats présentés par la suite correspondront à trois températures de consignes : 60°C, 73°C et 80°C¹. La température de source froide est toujours maintenue à 20°C. L'évaporateur est soumis à la même rampe de puissance indiquée sur la figure IV.1.

Tout d'abord, on s'intéresse à la température de la paroi de l'évaporateur dont l'évolution temporelle est visible sur la figure IV.4 (courbe de gauche). On remarque que les niveaux de température sont sensiblement différents, proche de la température de consigne correspondante. Dans le but d'analyser plus aisément le régime transitoire, dû à la variation de puissance définie précédemment, on a soustrait à cette température sa valeur initiale. Cet écart de température est représenté sur la figure IV.4 (courbe de droite).

Dans un premier temps, il apparaît que, pour les trois températures de consigne considérées, la température semble augmenter à la même vitesse, les trois courbes étant confondues. Lors d'une seconde phase, la variation semble être plus lente à 60°C qu'à 80°C puis qu'à 73°C pour atteindre un régime permanent suivant le même classement. Ce comportement paraît assez atypique.

Afin d'en trouver la raison, on observe l'évolution temporelle du flux de chaleur trans-

1. Le choix de 73°C correspond à la température optimale de fonctionnement pour l'éthanol proposée par la société EHP

IV.1 Influence de l'élévation et de la température de fonctionnement sur le comportement de la CPLIP soumise à une rampe de puissance

mis au fluide, $Q(G_{evap})$ défini par l'équation (IV.1), représentée sur la figure IV.5.

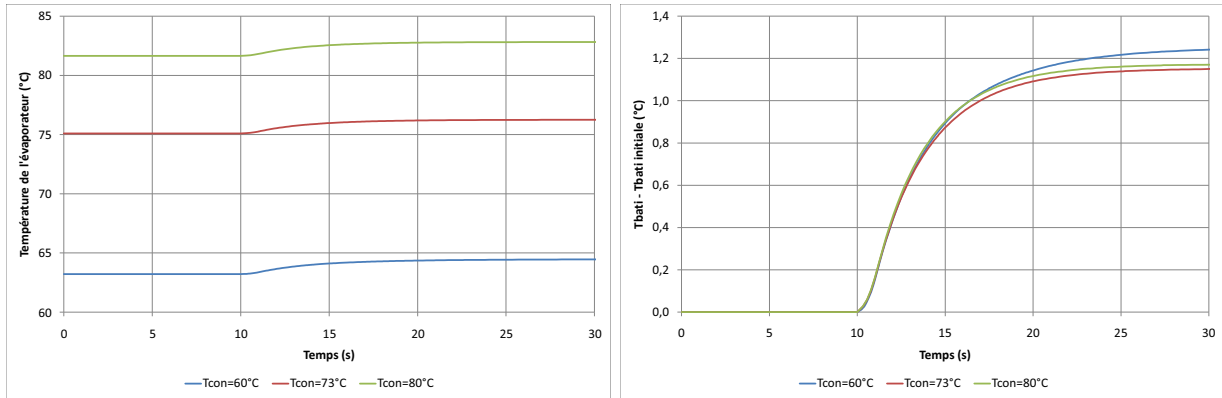


Figure IV.4 – Evolution temporelle de la température (à gauche) et de l'écart de température par rapport à la valeur initiale (à droite) du bâti pour les trois températures de consigne

$$Q(G_{evap}) = \dot{m}h_{lv} + \dot{m}c_{p_{liq}}(T_{sat} - T_{ent}) \quad (IV.1)$$

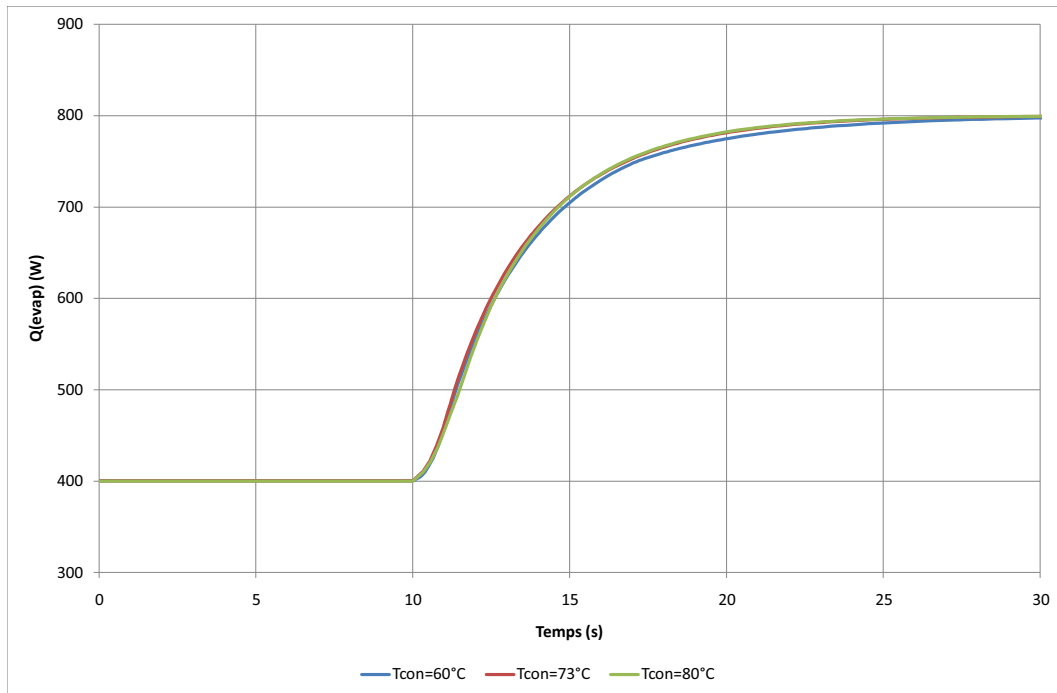


Figure IV.5 – Evolution temporelle du flux de chaleur $Q(G_{evap})$ pour les trois températures de consigne

On remarque, sur la figure IV.5, une augmentation du flux absorbé par le fluide qui semble d'autant plus lente que la température de consigne est faible lors de la deuxième

phase du régime transitoire. Ce constat ne permet pas d'expliquer la particularité constatée sur l'évolution de la température du bâti. L'augmentation de cette dernière résulte d'une augmentation combinée de la température de saturation à l'interface liquide-vapeur et de l'écart de températures entre la culasse de l'évaporateur et la surface d'évaporation. Ainsi, sur la figure IV.6, on analyse les variations de cet écart (courbe de gauche) dû à la variation de la conductance d'évaporation (courbe de droite) par rapport à l'instant initial. On constate alors que, le flux de chaleur absorbé par le fluide étant quasi-similaire pour les températures de consigne de 73°C et 80°C, la chute importante de G_{evap} à 80°C nécessite un écart de température plus important que pour l'autre cas ($T_{con} = 73^\circ\text{C}$) où cette même conductance diminue nettement moins. Cela explique la différence d'évolution entre ces deux cas.

En comparant les figures IV.4 (courbe de droite) et IV.6, on constate que pour une température de consigne de 60°C, c'est également l'augmentation de cet écart de température qui est majoritairement responsable de l'augmentation de la température de la culasse. Cependant, la variation de la température de la culasse à cette température est supérieure à celle à 80°C durant cette seconde phase. Or, l'écart de température ne vérifie pas cela. C'est donc l'augmentation de la température de saturation, due à l'augmentation de la pression (pertes de charges plus importantes), qui vient apporter son effet.

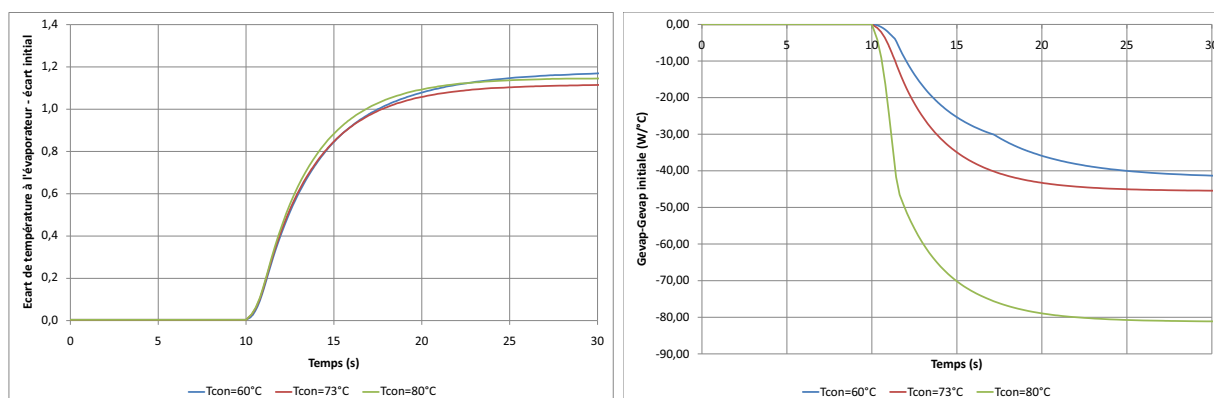


Figure IV.6 – Evolution temporelle de l'écart relatif de températures entre le bâti et la surface d'évaporation (courbe de gauche) et de la conductance d'évaporation relative (courbe de droite) pour les trois températures de consigne

Le flux de chaleur $Q(G_{evap})$ (cf. figure IV.5) se décompose en flux évaporé et flux de fuite², comme le rappelle l'équation (IV.1).

Or, comme le montre la figure IV.7, le flux de fuite varie peu et reste faible par rapport au flux évaporé. Par conséquent, l'évolution temporelle du débit (cf. figure IV.8) est gouvernée, au premier ordre, par $Q(G_{evap})$ et par la chaleur latente de vaporisation. Or, à l'inverse de $Q(G_{evap})$, cette dernière a tendance à décroître d'autant plus vite que la température de saturation est faible. Ainsi, la variation temporelle du débit massique lors

2. On rappelle que le flux de fuite est le flux de chaleur nécessaire à l'élévation de la température du liquide entrant dans l'évaporateur jusqu'à la température de saturation.

IV.1 Influence de l'élévation et de la température de fonctionnement sur le comportement de la CPLIP soumise à une rampe de puissance

de la deuxième phase du régime transitoire, va être d'autant plus lente que la température de consigne est faible, et ce de manière plus marquée que $Q(G_{evap})$ pour contrebalancer l'effet inverse de l'enthalpie de changement de phase liquide-vapeur.

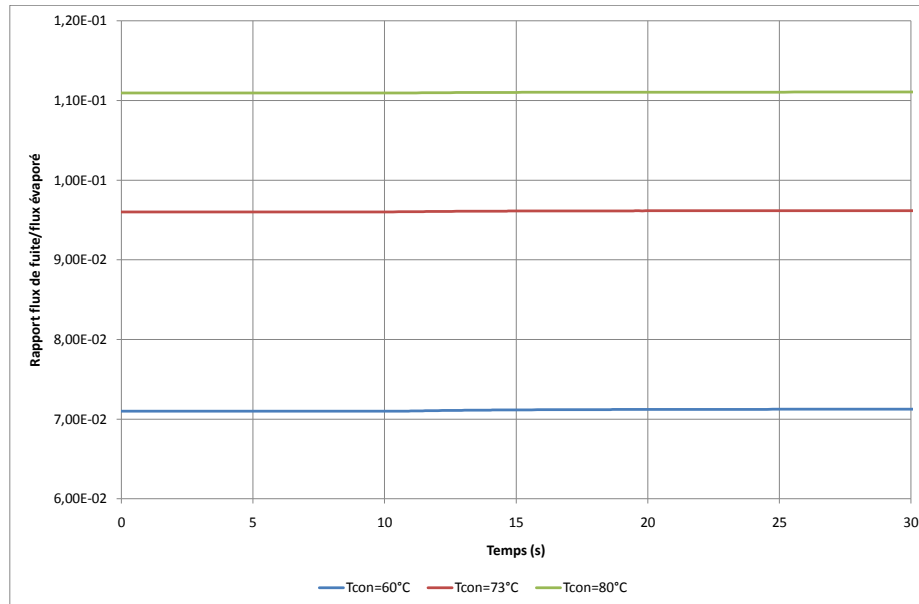


Figure IV.7 – Evolution temporelle du rapport du flux de fuite sur le flux évaporé pour les trois températures de consigne

Enfin, la figure IV.9 représente l'évolution de la température (courbe de gauche) et de la température à laquelle on a soustrait sa valeur initiale (courbe de droite) du fluide s'écoulant dans la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur $T_{resév}$. Il apparaît clairement sur la courbe de gauche que l'écart entre les deux cas extrêmes est très grand, atteignant 10°C pour 80°C de température de consigne. La raison en est les échanges thermiques entre les deux parties du réservoir, dont l'évolution est représentée sur la figure IV.10 (courbe de gauche), qui sont d'autant plus importants que l'écart entre les températures de consigne et de source froide est conséquent. La courbe de droite de la figure IV.10 permet également de révéler une sensibilité de ce flux de chaleur $Q(G_{res})$ à la puissance dissipée dont l'importance augmente avec la température de consigne. Ainsi, il apparaît clairement que la variation de $Q(G_{res})$ entre les deux fonctionnements en régime permanent est plus grande pour une température de consigne de 80°C que de 73°C puis que de 60°C. Il en résulte une variation de $T_{resév}$ d'autant plus importante que la température de saturation en partie haute du réservoir T_{con} est haute ce qui a été constaté sur la courbe de droite de la figure IV.9. De plus, $T_{resév}$ de même que $Q(G_{res})$ évoluent de manière monotone (cf. figure IV.9 et figure IV.10). On peut donc en conclure que ce

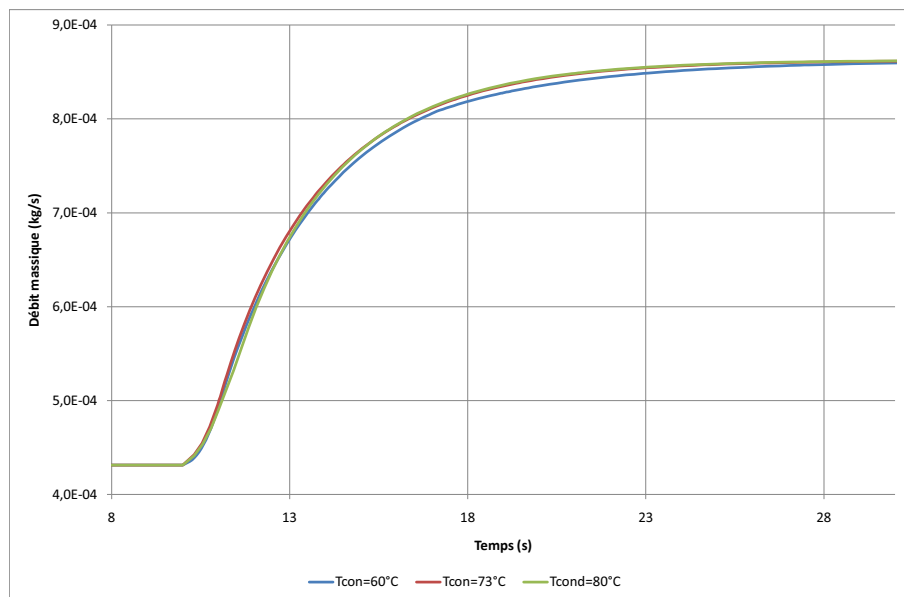


Figure IV.8 – Evolution temporelle du débit massique pour les trois températures de consigne

sont les échanges thermiques entre les deux cellules du réservoir qui gouvernent l'évolution de T_{ressev} au premier ordre que ce soit lors de fonctionnements en régime permanent ou transitoire.

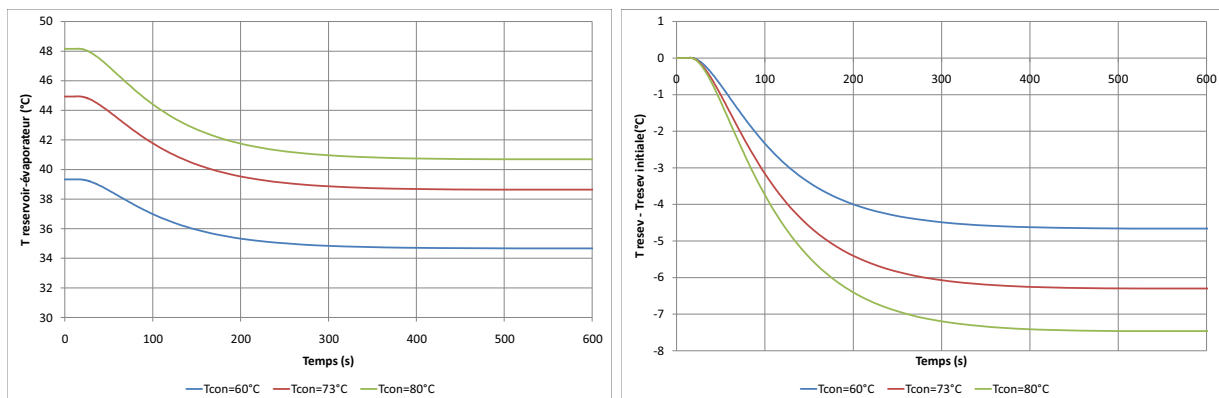


Figure IV.9 – Evolution temporelle de T_{ressev} (à gauche) et de $(T_{ressev}(t) - T_{ressev}(0))$ (à droite) pour les trois températures de consigne

IV.2 Réponse transitoire à une rampe de température de source froide

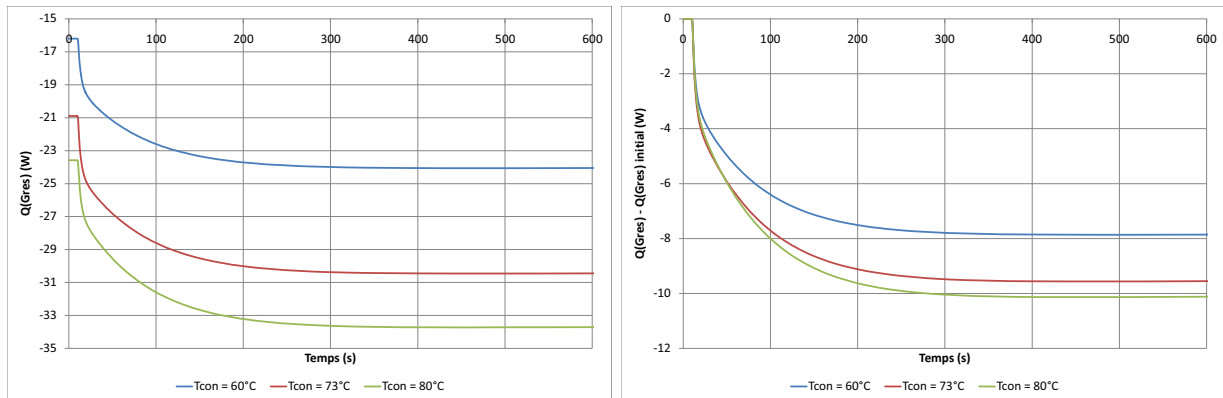


Figure IV.10 – Evolution temporelle du flux de chaleur échangé entre les deux cellules du réservoir $Q(Gres)$ (à gauche) et de sa variation par rapport à sa valeur initiale (à droite) pour les trois températures de consigne

2 Réponse transitoire à une rampe de température de source froide

Le second paramètre extérieur qui conditionne le fonctionnement d'une CPLIP est la température de source froide. Cette dernière influence directement les performances du condenseur par l'intermédiaire de la longueur nécessaire pour condenser la totalité de la vapeur générée à l'évaporateur. Or, suivant l'application envisagée, et en particulier dans un réacteur d'avion, cette température est susceptible de varier durant le fonctionnement de la boucle. L'objectif de cette partie est de déterminer de quelle manière le comportement de la boucle est influencé par une variation temporelle de cette température de source froide.

2.1 Sollicitation appliquée

Les simulations ont été effectuées avec une température de saturation en partie haute du réservoir fixée à 73°C. La puissance appliquée à l'évaporateur est maintenue à 800 W. La sollicitation transitoire appliquée à la boucle est donc une rampe de température de source froide de 20°C à 30°C de pente 1 °C/s (cf. figure IV.11).

2.2 Analyse des températures dans le condenseur et la ligne liquide

Le phénomène transitoire simulé ici étant une rampe de température de source froide, on a donc fait le choix de débiter cette analyse par l'évolution temporelle de la longueur diphasique (longueur de condensation) puis des températures au sein du condenseur et de la conduite liquide. Ces variables sont, en effet, directement impactées par la sollicitation appliquée.

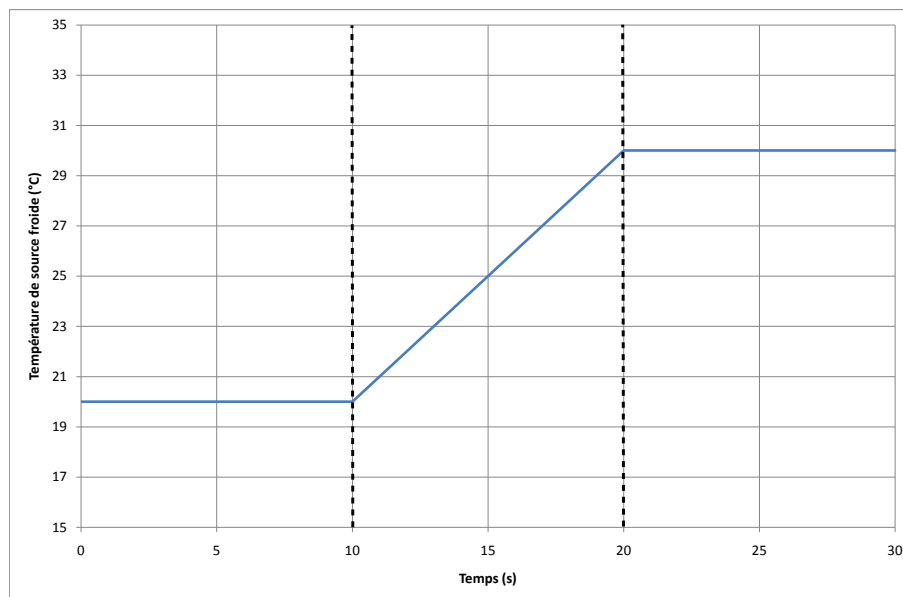


Figure IV.11 – Rampe de température de source froide appliquée au condenseur

La figure IV.12 représente la réponse de la longueur diphasique à la rampe de température de source froide. On constate en premier lieu que la longueur nécessaire à la condensation est d'autant plus élevée que la température de source froide est importante (passant de 0,88 m pour 20°C à 1,07 m pour 40°C de source froide). La température de saturation au condenseur est proche de la température de consigne fixée à 73°C. Ainsi, lorsque la température de source froide augmente, l'écart de température entre le fluide à saturation et le fluide secondaire diminue. A puissance égale à évacuer, et à la chaleur sensible près, la surface d'échange augmente de concert ce qui implique cette augmentation de la longueur diphasique.

Par la suite, cette longueur atteint sa seconde valeur de régime permanent bien après la fin de la sollicitation ce qui témoigne de l'inertie thermique du fluide à l'état liquide qui se réchauffe progressivement, en raison de sa capacité thermique, jusqu'à atteindre la température de saturation. L'oscillation observée sur la figure IV.12 est d'origine numérique : elle est liée à la discrétisation.

On considère ensuite l'évolution temporelle des températures du fluide en certains points du condenseur, représentée sur la figure IV.13. Les indices sont croissants, entre 1 et 400, dans le sens de l'écoulement du fluide primaire. On remarque d'abord que jusqu'au nœud 69 l'écoulement est diphasique quel que soit l'instant considéré. La température estimée aux emplacements où la nature de l'écoulement change, de monophasique liquide à diphasique (ici nœuds 76 et 81), a une évolution en deux temps résultant de la compétition de deux phénomènes : le transport d'énergie depuis le front de condensation et les échanges thermiques avec la source froide.

Durant la première phase, on assiste à une évolution croissante très inertielle de la

IV.2 Réponse transitoire à une rampe de température de source froide

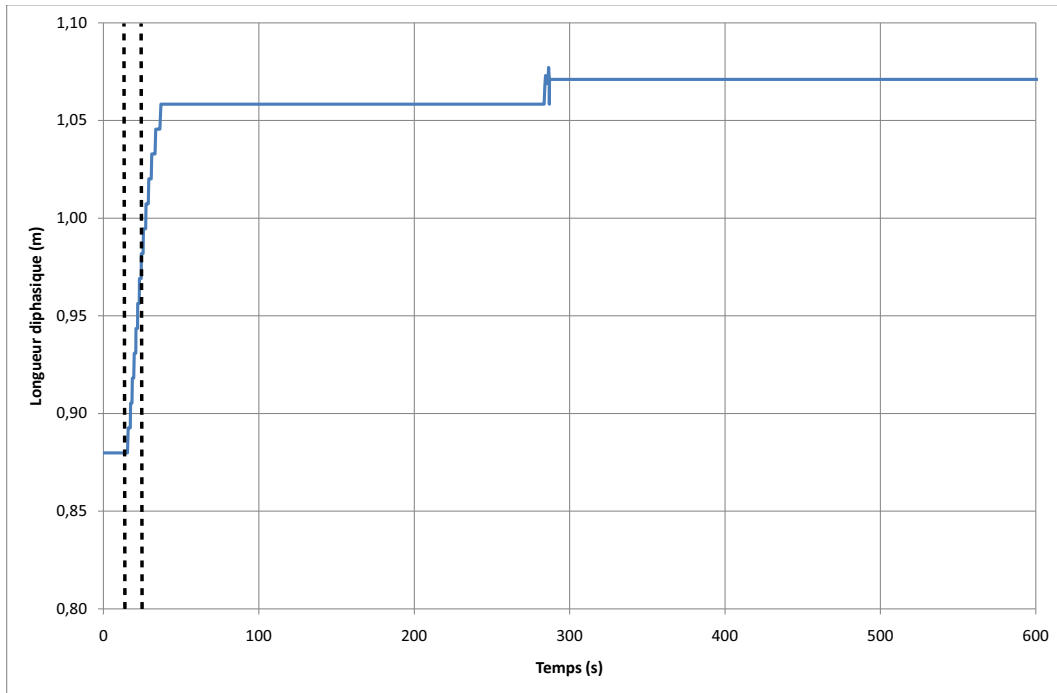


Figure IV.12 – Evolution temporelle de la longueur diphasique (résultats de modélisation)

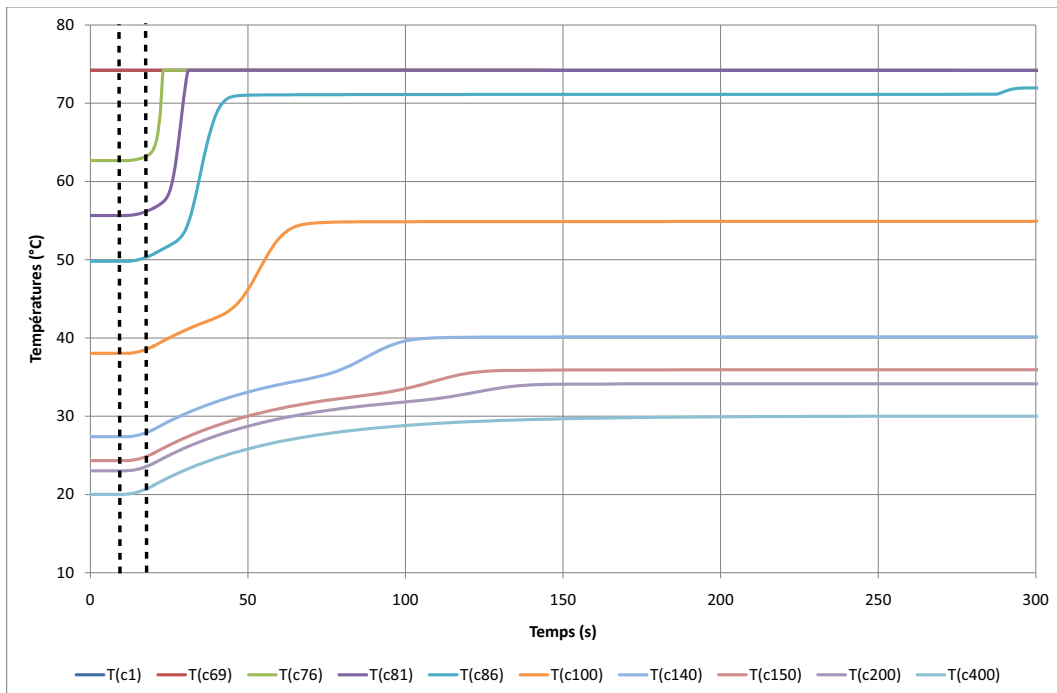


Figure IV.13 – Evolution temporelle des températures du fluide le long du condenseur (résultats de modélisation)

température, classiquement constatée lors des études d'écoulements monophasiques liquides traditionnels : c'est donc les échanges conducto-convectif avec la source froide qui gouverne cette phase. Ensuite, à l'approche du front de condensation, c'est le transport d'énergie depuis ce dernier qui régit les échanges thermiques comme en atteste l'augmentation drastique de température jusqu'à la température de saturation correspondant à la pression de la vapeur au condenseur. On assiste alors à l'établissement d'un écoulement diphasique.

En ce qui concerne les nœuds restant liquides tout au long de la simulation (nœuds 86 à 400 sur la figure IV.13), on constate le même type d'évolution temporelle en deux phases, la première lente et la seconde plus rapide, résultant de la compétition des deux mêmes phénomènes. Plus on se rapproche de la sortie du condenseur (nœud 400), plus la phase lente joue un rôle considérable sur la variation totale de température, voire reste la seule influençant la température en sortie du condenseur. En effet, la variation rapide de température étant due à l'énergie apportée depuis le front de condensation par transport, plus on s'éloigne de cette interface liquide-vapeur, moins la part de flux est importante puisque ce dernier a contribué à l'élévation de température des nœuds précédents. Ainsi, son influence diminue pour devenir inexistante en terme de variation lorsqu'on se situe suffisamment loin de l'écoulement diphasique.

On s'intéresse par la suite à l'évolution temporelle des températures du fluide caloporteur le long de la conduite liquide, représentée sur la figure IV.14. La température ambiante étant également prise à 20 °C pour ces simulations, avant l'application de la rampe, le liquide est donc à 20°C tout le long de la conduite. En revanche, une fois le second régime permanent atteint, correspondant à une température constante de source froide de 30°C, la température diminue de 6°C par les seuls échanges convectifs avec l'ambiance³.

On observe, de plus, un temps de réponse d'autant plus grand et une variation d'autant moins sévère de la température du fluide que l'on est loin de la sortie du condenseur, ce qui trouve directement son explication dans l'inertie thermique des conduites en inox ainsi que du liquide circulant à l'intérieur.

3. le coefficient d'échange convectif étant pris à 10 W.m⁻².K⁻¹)

IV.2 Réponse transitoire à une rampe de température de source froide

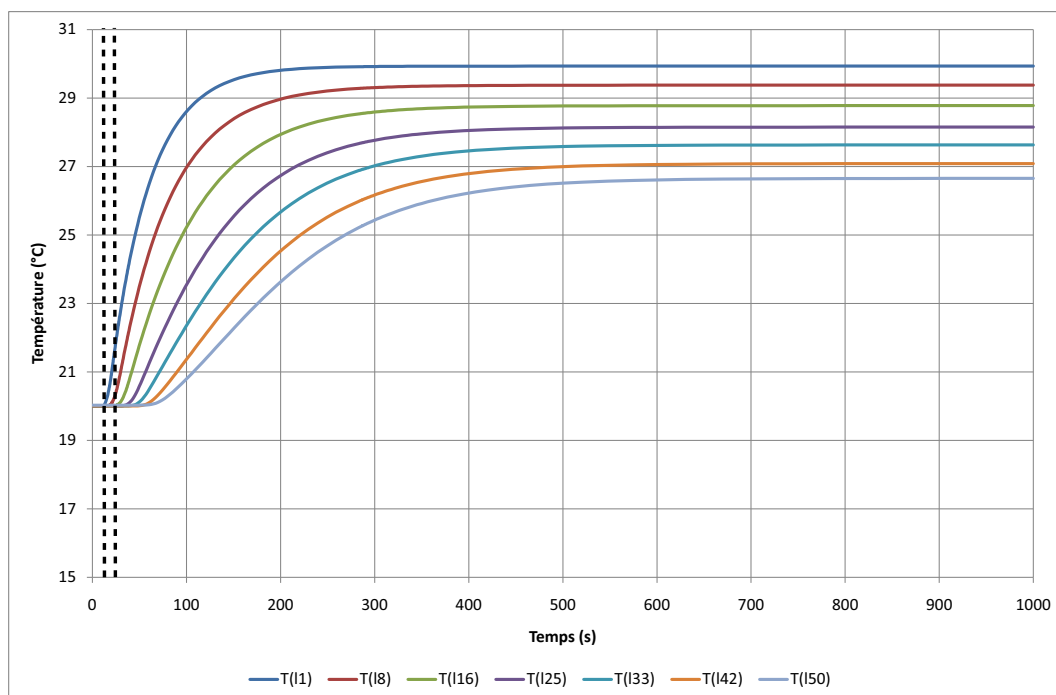


Figure IV.14 – Evolution temporelle des températures du fluide le long de la conduite liquide

2.3 Analyse de l'impact de la rampe de température de source froide sur le comportement de l'évaporateur

On rappelle que l'un des principaux avantages des BFDPT est leur capacité à « découpler » les variations de température de l'équipement à refroidir de celles de la température de la source froide. Il s'agit donc ici d'analyser le comportement de l'évaporateur d'une CPLIP soumise à la rampe de température de fluide secondaire et de vérifier dans quelle mesure ce découplage est assuré.

Pour ce faire, on débute par l'étude de l'évolution temporelle des températures de la culasse de l'évaporateur et de l'interface d'évaporation représentée sur la figure IV.15. Les variations constatées, que ce soit entre les deux régimes permanents où lors du transitoire, sont infimes, de l'ordre de quelques dixièmes de degré pour le bâti et quelques centièmes pour l'interface d'évaporation. Cela témoigne de la capacité de découplage citée ci-dessus.

Cependant, aussi infimes soient-elles, le modèle permet de déterminer l'origine de ces variations. Dans un premier temps, au regard de la figure IV.16, montrant l'évolution temporelle de la pression de la vapeur au niveau de l'interface d'évaporation P_{evap} , on peut affirmer que les variations de la température du bâti résultent de celles de la température de la surface d'évaporation⁴. On rappelle que la température de saturation dépend, à l'équilibre, uniquement de la pression.

4. aux effets inertiels près, négligeables ici.

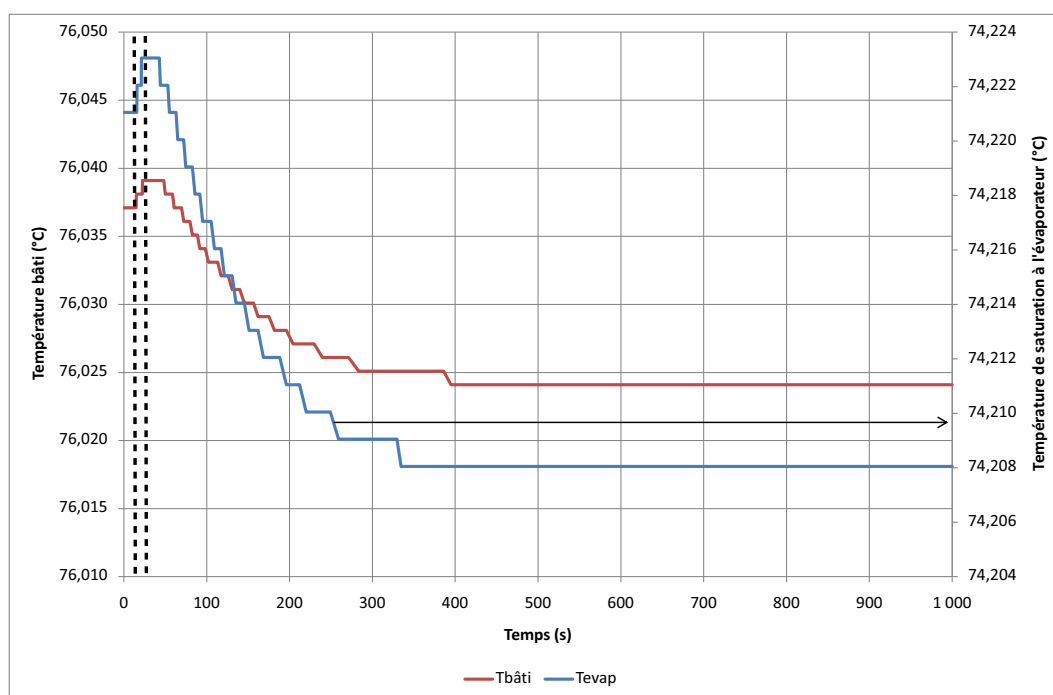


Figure IV.15 – Evolution temporelle des températures de bâti et de surface d'évaporation

Etant donné que seule la température de la source froide varie dans le temps, la température de la vapeur, et donc ses propriétés thermophysiques, ne sont pas affectées. Ainsi, les seuls phénomènes susceptibles d'induire des variations significatives de la pression de saturation à l'évaporateur sont les variations de pertes de charge dans la ligne liquide et de la pression en partie basse du réservoir, causées par les variations de la masse volumique (effets visqueux et gravitaire) et de la viscosité (effets visqueux seulement) du liquide avec la température.

Ces variations⁵ sont représentées sur la figure IV.16 : elles sont opposées. En effet, la pression en partie basse du réservoir augmente en raison d'une hauteur de liquide plus importante au réservoir (dilatation du liquide dans la boucle et augmentation de la longueur diphasique au condenseur) alors que les pertes de charges dans la ligne liquide diminuent, le liquide étant moins dense et moins visqueux. Ainsi, la somme de ces deux variations, correspondant à la variation de la pression en sortie de condenseur P_{scond} (courbe verte, figure IV.16), permet de justifier l'évolution de la pression P_{evap} . En effet, les pertes de charge dans la ligne vapeur étant constante, les variations de P_{scond} gouvernent directement celles de P_{evap} . C'est donc, dans un premier temps, l'augmentation de la pression dans la partie basse du réservoir qui provoque l'augmentation de P_{evap} . Ensuite, les pertes de charge dans la phase liquide diminuent suffisamment pour contrebalancer cet effet et même devenir le phénomène prépondérant.

5. Pour obtenir des variations, on a soustrait aux valeurs de chaque variable la valeur à l'instant initial.

IV.2 Réponse transitoire à une rampe de température de source froide

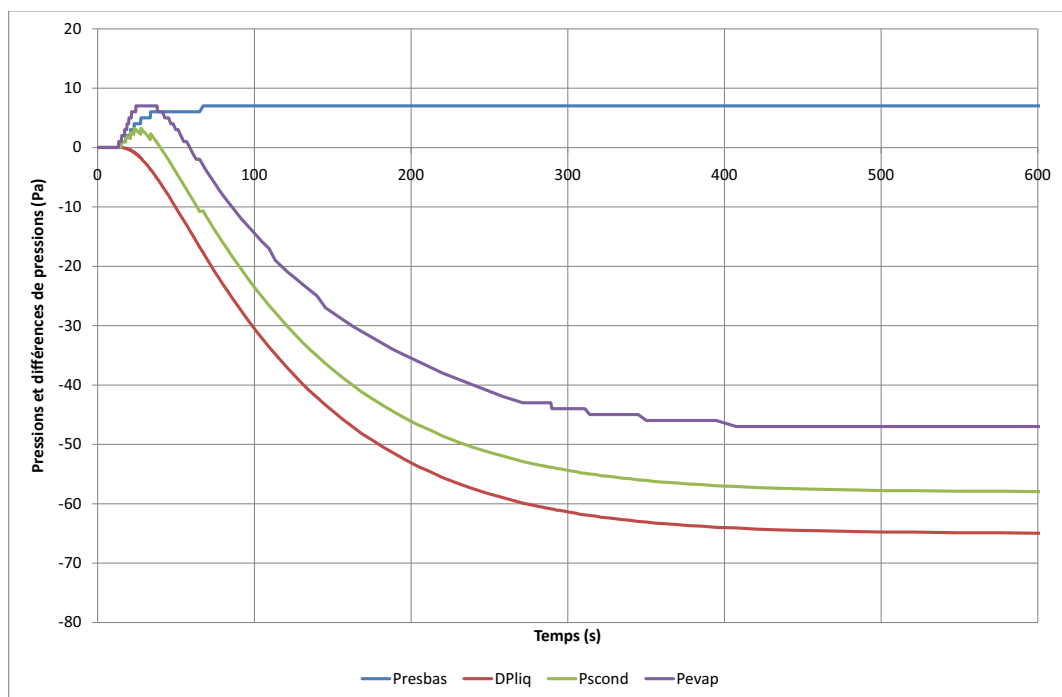


Figure IV.16 – Evolution temporelle de la variation, par rapport à l’instant initial, des pressions à l’interface d’évaporation P_{evap} , en partie basse du réservoir P_{resbas} et en sortie de condenseur P_{scond} ainsi que des pertes de charge dans la ligne liquide DP_{liq}

Chapitre IV. Analyse des résultats du modèle thermique transitoire de la CPLIP

On considère, enfin, l'évolution temporelle des flux de chaleur au sein de l'évaporateur représentée sur la figure IV.17 (courbe de gauche). On remarque, en premier lieu, que la puissance transmise au fluide $Q(Gevap)$ ne varie quasiment pas : les phénomènes de stockage et déstockage de chaleur dans la masse de la culasse de l'évaporateur sont négligeables (< 1 W) en raison de la très faible variation de la température de saturation à l'interface liquide vapeur (cf. figure IV.15). Cela permet de vérifier que la température de source froide n'influence qu'au seconde ordre les échanges thermiques avec l'équipement à refroidir au niveau de l'évaporateur.

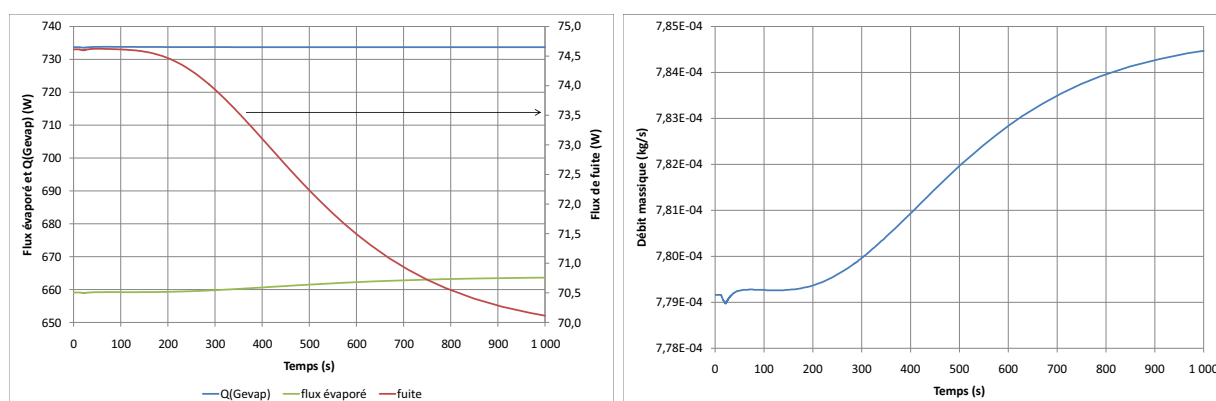


Figure IV.17 – Evolution temporelle des flux de chaleur à l'évaporateur (à gauche) et du débit massique (à droite)

En revanche, la répartition entre le flux de fuite et le flux évaporé s'avère influencée par la rampe de température de source froide. Cette sensibilité se retrouve directement sur l'évolution temporelle du débit massique, représentée sur la courbe de droite de la figure IV.17. On observe que le flux de fuite diminue de plus de 5 W (le régime permanent n'étant toujours pas atteint sur la figure). L'évolution temporelle du rapport des flux de chaleur dépend directement de la température du liquide entrant dans l'évaporateur T_{art} , représentée sur la figure IV.18.

On voit, en effet, que son évolution conditionne le flux de fuite et, par conséquent, le flux évaporé ainsi que le débit massique. T_{art} est, comme on peut le constater, déterminée par les pertes thermiques à l'ambiante, le flux en provenance du réservoir bas et la capacité thermique du liquide le long de la conduite reliant l'évaporateur au réservoir.

2.4 Bilan

Cette analyse de réponse d'une CPLIP à une rampe de température de source froide a permis tout d'abord de vérifier numériquement la capacité de découplage entre les températures de source chaude et source froide que permet de réaliser cette catégorie de système de refroidissement. Il a été mis en évidence l'influence qu'a une telle sollicitation sur la répartition des flux de chaleur au sein de l'évaporateur, permettant justement d'assurer cette fonction.

IV.3 Réponse transitoire à une rampe de température de consigne

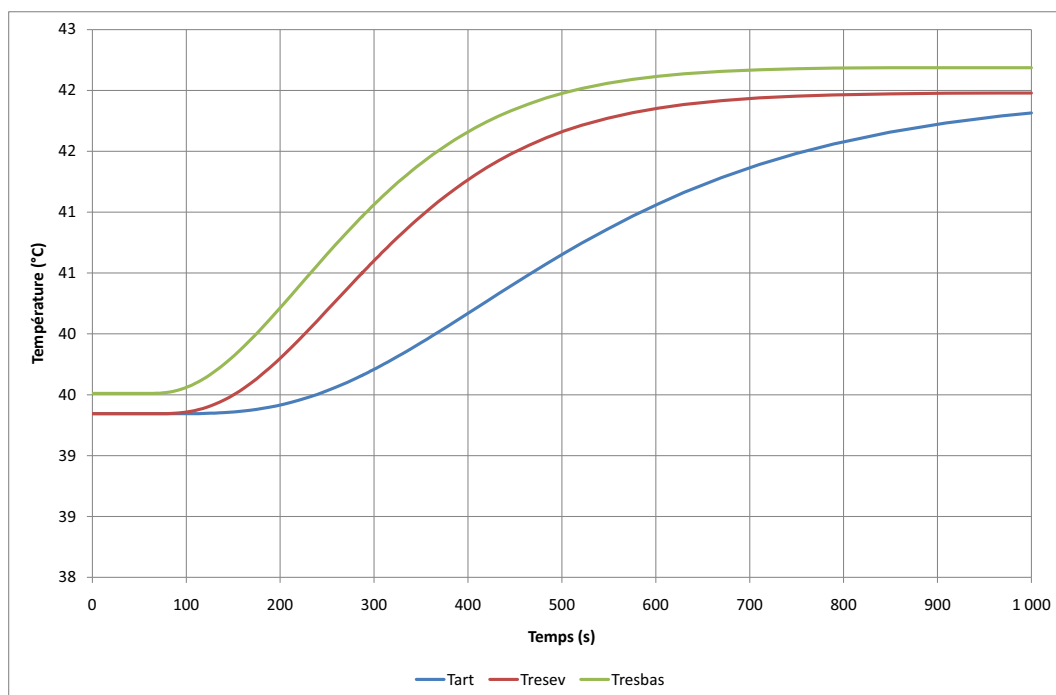


Figure IV.18 – Evolution temporelle des températures le long de la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur

A également été révélée une évolution de la température du liquide au sein du condenseur. Cette dernière est particulièrement influencée par le transport de chaleur en provenance du front de condensation et par la puissance échangée avec la source froide, pondérés par l'inertie thermique. Ainsi, à proximité du front de condensation, les deux phénomènes concourent. Plus on s'éloigne de la zone de changement de phase, moins l'influence du premier phénomène est importante. Elle devient même nulle en sortie de condenseur en raison d'une longueur de sous-refroidissement surdimensionnée assurant une température de sortie du fluide primaire égale à la température de source froide.

3 Réponse transitoire à une rampe de température de consigne

On rappelle que la température de consigne a une importance primordiale sur le fonctionnement d'une CPLIP car elle situe la référence du cycle thermodynamique suivi par le fluide circulant dans la boucle (point 10 sur la figure I.16 du chapitre I, p. I.16). Dans le cadre de certaines applications, il peut s'avérer intéressant de faire varier cette température au cours du fonctionnement du dispositif, notamment, par exemple, pour limiter l'écart de température avec l'ambiante ; dans un environnement à -55°C , il peut s'avérer inutile voire néfaste de contrôler la température d'un équipement à 73°C . On s'intéresse donc désormais à l'impact que peut avoir une variation de température de consigne sur

le comportement d'une CPLIP en fonctionnement.

3.1 Sollicitation appliquée

La température de fonctionnement étant le paramètre étudié ici, les deux autres conditions limites sont donc fixées à des valeurs constantes dans le temps : la puissance générée par le dispositif de chauffe est de 800 W et la température de source froide est de 20°C. On applique alors au réservoir (partie haute) une rampe montante de température de 60°C à 80°C. Gardant à l'esprit que dans la plupart des cas cette hausse de température pourra être effectuée par une cartouche chauffante d'une puissance approximative de 200 W (cas de la CPLIP-1.2), un calcul au premier ordre, sur un réservoir identique au dispositif expérimental présenté dans le chapitre III, donne un temps de montée de 200 s environ. La rampe de température ainsi appliquée en partie haute du réservoir est représentée sur la figure IV.19.

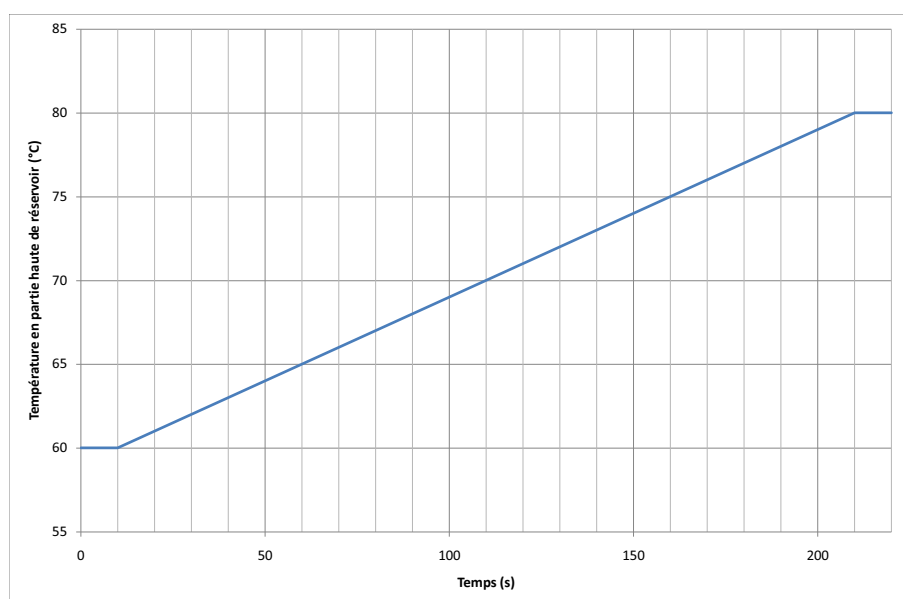


Figure IV.19 – Rampe de température appliquée en partie haute de réservoir

3.2 Evolution des températures

Tout d'abord, on s'intéresse à l'évolution des températures dont les principales sont représentées sur la figure IV.20.

On constate que l'écart entre la température de saturation au réservoir T_{con} et la température de saturation à l'interface d'évaporation T_{evap} est plus grand pour une température de consigne de 60°C que de 80°C. La diminution des pertes de charge le long de la boucle, plus particulièrement le long de la conduite vapeur, résultant de la décroissance de la viscosité et de la croissance de la masse volumique de la vapeur, contribue à

IV.3 Réponse transitoire à une rampe de température de consigne

la diminution de l'écart entre les pressions de saturation au réservoir et à l'évaporateur, induisant l'écart de température considéré. Cependant, c'est la diminution des pertes de pression par effet hydrostatique dans la conduite liquide résultant de la baisse de la masse volumique liquide qui est majoritairement responsable du rapprochement des pressions de saturation (donc aussi des températures). Cet écart entre les températures de saturation au réservoir et à l'évaporateur varie linéairement lors du régime transitoire entre les deux valeurs permanentes.

En revanche, l'écart de température entre la surface d'évaporation et la paroi de l'évaporateur ne varie pas de manière significative.

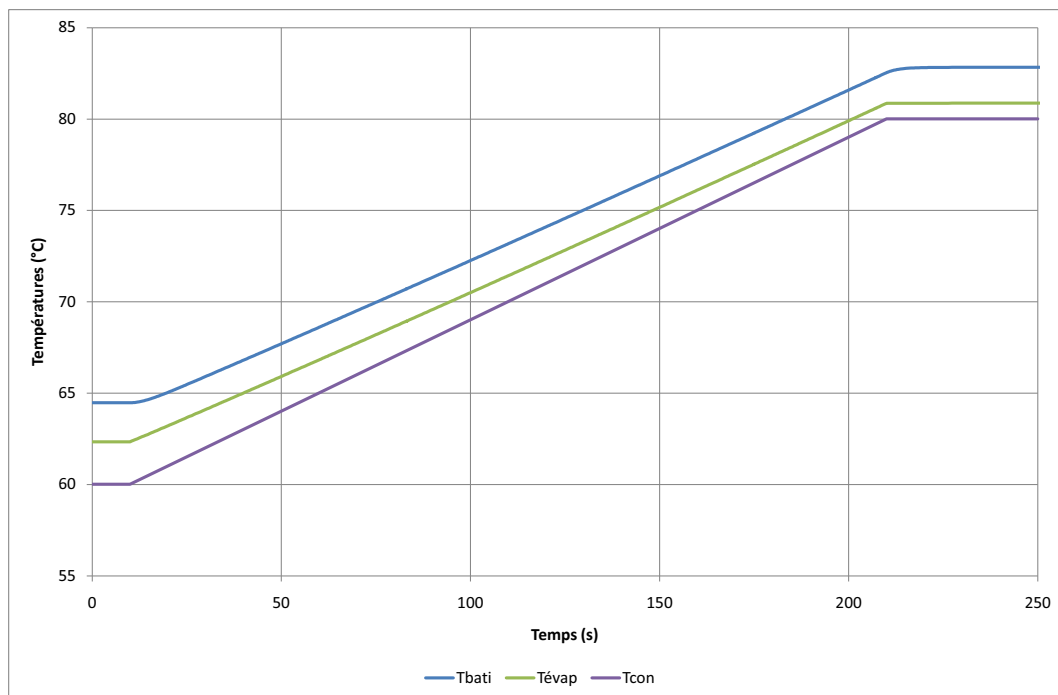


Figure IV.20 – Evolution temporelle des températures T_{bati} , T_{evap} et T_{con}

3.3 Evolution du débit massique

L'évolution temporelle du débit massique est représentée sur la figure IV.21. Il s'avère très sensible aux variations de la température en partie haute du réservoir. On peut distinguer quatre phases lors de son évolution.

La courbe de droite (cf. figure IV.21) permet de distinguer plus clairement les trois premières. Tout d'abord, le débit massique chute considérablement (de l'ordre de 10%) sur une durée de 4 s. Par la suite, il oscille autour d'une pente moyenne descendante jusqu'à la fin de la sollicitation transitoire, à 210 s. La version d'ESACAP mise à disposition ne permettant pas de raffiner suffisamment le maillage, il n'a pas été possible de déterminer si l'origine de ces oscillations est numérique ou physique. Puis, le débit massique augmente de nouveau de manière très brusque sur une durée proche de 4 s. Enfin, au regard de la

courbe de gauche de la figure IV.21, on observe une augmentation beaucoup plus lente pour atteindre une nouvelle valeur permanente légèrement inférieure à la valeur initiale.

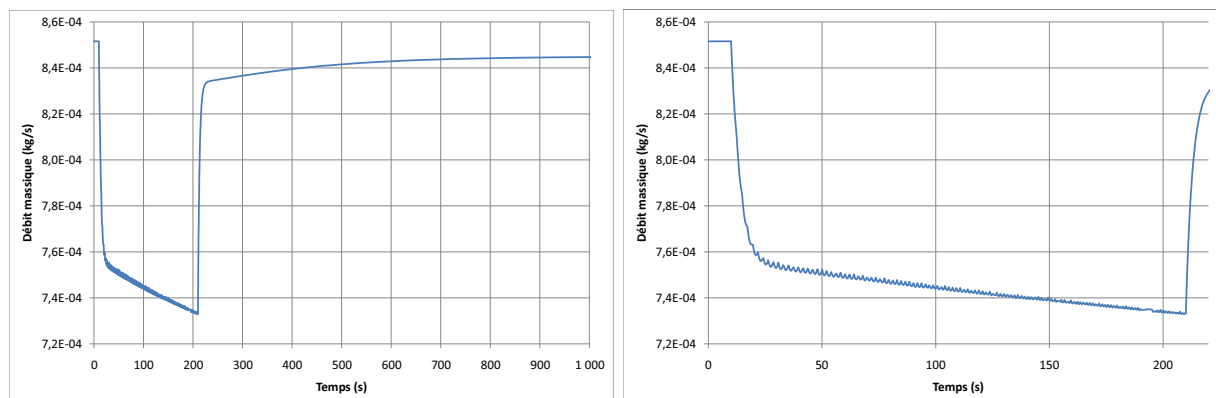


Figure IV.21 – Evolution temporelle du débit massique

Cette évolution temporelle de débit massique est loin d'être intuitive. C'est le phénomène observé qui est apparu le plus intéressant en terme de conséquence au premier ordre sur l'hydraulique causé par la thermique. Il s'avère que cette sollicitation semble induire des phénomènes thermiques qui influencent fortement le comportement de la CPLIP. En effet, même si la rampe de température imposée ne semble pas très sévère, par le biais des nombreux couplages thermohydrauliques qui régissent le fonctionnement des boucles, ces deux variations brusques de débit massique observées sont susceptibles d'induire des phénomènes transitoires hydrauliques. Par conséquent, l'évolution temporelle du débit durant ces phases est probablement erronée ; la présence d'« overshoot » ou d'« undershoot », dûs à la compressibilité de la vapeur, semble inévitable.

3.4 Bilan des flux de chaleur à l'évaporateur

Afin d'analyser le comportement transitoire du débit massique, un bilan de flux de chaleur au niveau de l'évaporateur s'avère indispensable. Ainsi, est représentée sur la figure IV.22 l'évolution temporelle des flux de chaleur évaporé, de fuite, accumulé dans le bâti de l'évaporateur et dans le dispositif de chauffe (blocs de cuivre et cartouches chauffantes) ainsi que leur somme⁶. Ces flux de chaleur sont schématisés sur la figure IV.23.

On constate, dans un premier temps, que la conservation de l'énergie est bien vérifiée à tout instant. Durant les phases de fonctionnement en régime permanent, le flux de chaleur se répartit entre le flux de fuite et le flux évaporé dans un rapport approximatif de 10%-90%. La somme de ces deux puissances, $Q(G_{evap})$ dans le modèle, étant constante et égale à 800 W durant les régimes stationnaires, ce ratio dépend uniquement de l'écart ($T_{sat} - T_{ent}$), où T_{sat} et T_{ent} sont respectivement les températures de saturation à l'évaporateur et du liquide entrant dans l'évaporateur, ainsi que des propriétés

6. Les flux de chaleur stockés dans les masses métalliques de l'évaporateur et du dispositif de chauffe sont représentés en pointillés

IV.3 Réponse transitoire à une rampe de température de consigne

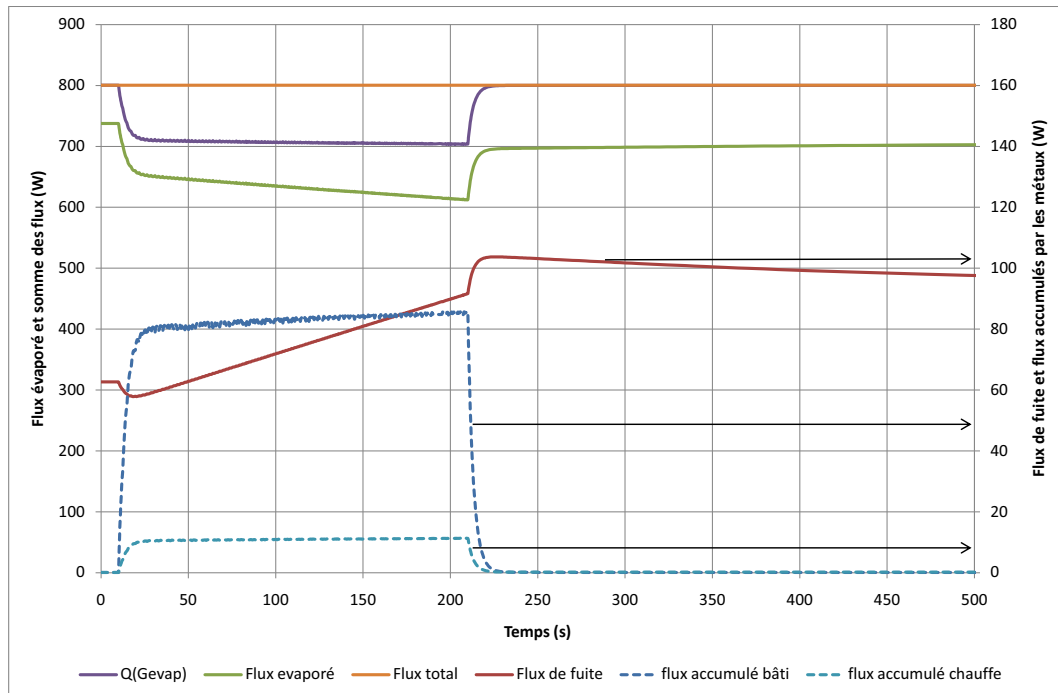


Figure IV.22 – Evolution temporelle des flux de chaleur

thermophysiques (enthalpie de changement de phase liquide-vapeur et capacité thermique spécifique de la phase liquide). Ici, il passe de 8%-92% pour une température de consigne de 60°C à 12%-88% pour 80°C (l'écart de température avec la source froide étant plus grand).

Durant le régime transitoire simulé, ce rapport est borné par ces deux valeurs. L'écart étant restreint, les variations brusques du débit massique ne résultent donc pas de cette répartition de flux. Au regard de l'équation (IV.1), sachant que la chaleur latente et la capacité thermique spécifique de la phase liquide varient peu, les variations de débit massique semblent plutôt directement induites par celles de $Q(G_{evap})$. Or, en début et fin de régime transitoire, $Q(G_{evap})$ varie brusquement (cf. figure IV.22) induisant les variations sévères de débit massique. Il reste maintenant à déterminer l'origine du comportement de $Q(G_{evap})$.

La conductance G_{evap} traduit les échanges thermiques qui existent entre la culasse de l'évaporateur et l'interface d'évaporation. On rappelle que cette conductance a été identifiée expérimentalement dans le cadre de la thèse de L. Lachassagne [Lac10]. La figure IV.23 représente la partie du réseau thermique correspondant à cette zone.

La dynamique hydraulique étant négligée, la température de saturation au niveau de l'interface d'évaporation varie instantanément de concert avec la température de consigne, comme on a pu le voir sur la figure IV.20. La variation sévère de $Q(G_{evap})$ ayant lieu sur une courte durée (de l'ordre de 4 s, cf. figure IV.22), la conductance G_{evap} , dépendante de la puissance et de la température de consigne, n'augmente que très légèrement (cf. figure

IV.24). En revanche, au début de la rampe, la température du bâti de l'évaporateur⁷, en raison de l'inertie thermique, ne va pas croître aussi rapidement ce qui provoque une brusque baisse de l'écart de température comme l'atteste la courbe visible sur la figure IV.24.

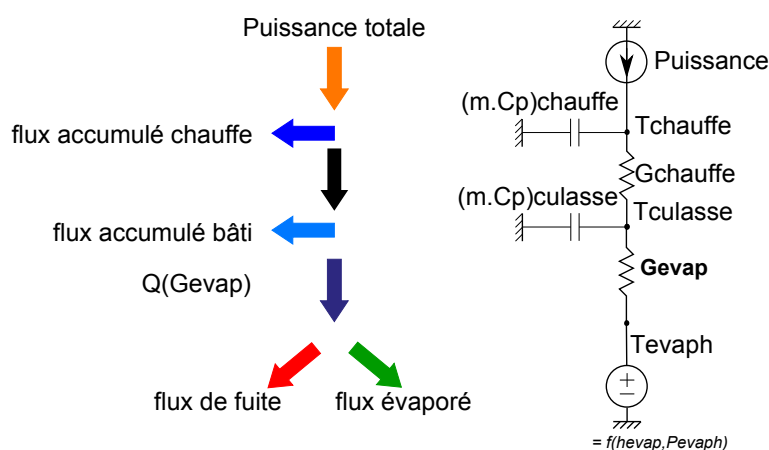


Figure IV.23 – Zoom sur la partie du réseau thermique de l'évaporateur considéré et schéma de la répartition des flux de chaleur

Il en résulte une brusque chute de la puissance absorbée par le fluide comme le montre la figure IV.22. C'est donc cette baisse de puissance qui est responsable de la diminution soudaine du débit massique, l'excédent de chaleur étant stocké dans la masse de l'évaporateur et du dispositif de chauffe. On peut voir sur la figure IV.22, les puissances associées ainsi que la vérification de la conservation d'énergie à tout instant. Elle permet également de constater que cette baisse de $Q(G_{evap})$ se répercute donc naturellement sur le flux de chaleur évaporé ainsi que sur le flux de fuite.

Par la suite entre 20 et 210 s, on assiste à une diminution oscillante de $Q(G_{evap})$ (cf. figure IV.22) autour d'une valeur moyenne. Les oscillations ne sont pas visibles sur la figure IV.22 en raison de l'échelle utilisée et de leur faible amplitude. Comme pour le débit massique, on n'est pas en mesure de déterminer si ces oscillations résultent des phénomènes de charge et décharge des capacités thermiques de la culasse de l'évaporateur et du dispositif de chauffe ou s'il s'agit d'un artéfact numérique lié à la discrétisation.

Durant cette phase, on constate que le flux évaporé diminue en raison de la baisse du débit massique et la décroissance de la chaleur latente avec la température de saturation. Le flux de fuite augmente en raison de l'augmentation plus rapide de la température de l'interface d'évaporation que de celle du liquide en entrée d'évaporateur à cause de son inertie thermique.

7. On rappelle que le bâti de l'évaporateur se retrouve, dans cette configuration, avec une condition limite de puissance imposée constante sur une face et une température croissante sur l'autre face

IV.3 Réponse transitoire à une rampe de température de consigne

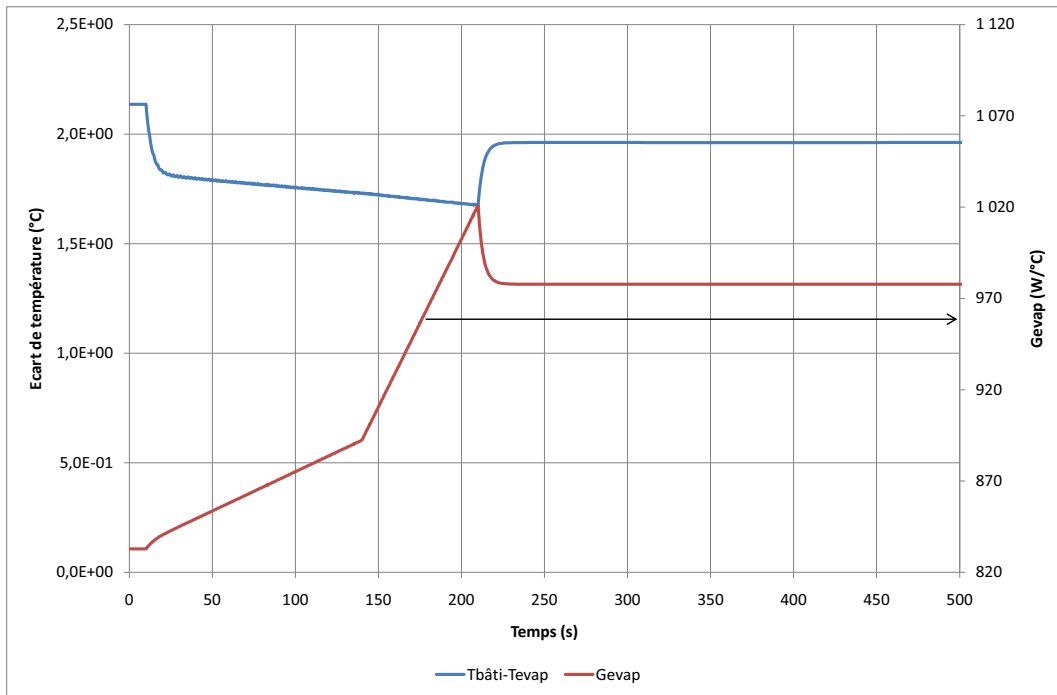


Figure IV.24 – Evolution temporelle de l'écart de température ($T_{bati} - T_{evap}$) ainsi que de la conductance d'évaporation G_{evap}

En fin de rampe, à 210 s, le phénomène inverse de celui analysé précédemment se produit : la température de saturation stoppe instantanément sa croissance. Au contraire, la température de la culasse de l'évaporateur continue à augmenter le temps que la chaleur préalablement stockée soit retransmise au fluide induisant une augmentation de $Q(G_{evap})$ jusqu'à l'équilibre. Le débit massique augmente donc drastiquement, avec le flux évaporé et le flux de fuite.

Enfin, on constate que le débit massique continue ensuite à augmenter entre 220 s et 1000 s mais de manière beaucoup plus douce en raison de la diminution progressive du flux de fuite (cf. figure IV.22) vers sa seconde valeur d'équilibre. Sa constante de temps, bien plus élevée, est alors liée à la température du liquide entrant dans l'évaporateur T_{ent} dont l'évolution est représentée sur la figure IV.25.

La capacité thermique de la culasse de l'évaporateur semble influencer considérablement la réponse de la CPLIP à une rampe de température de consigne. Une étude paramétrique sera menée plus tard pour déterminer son importance.

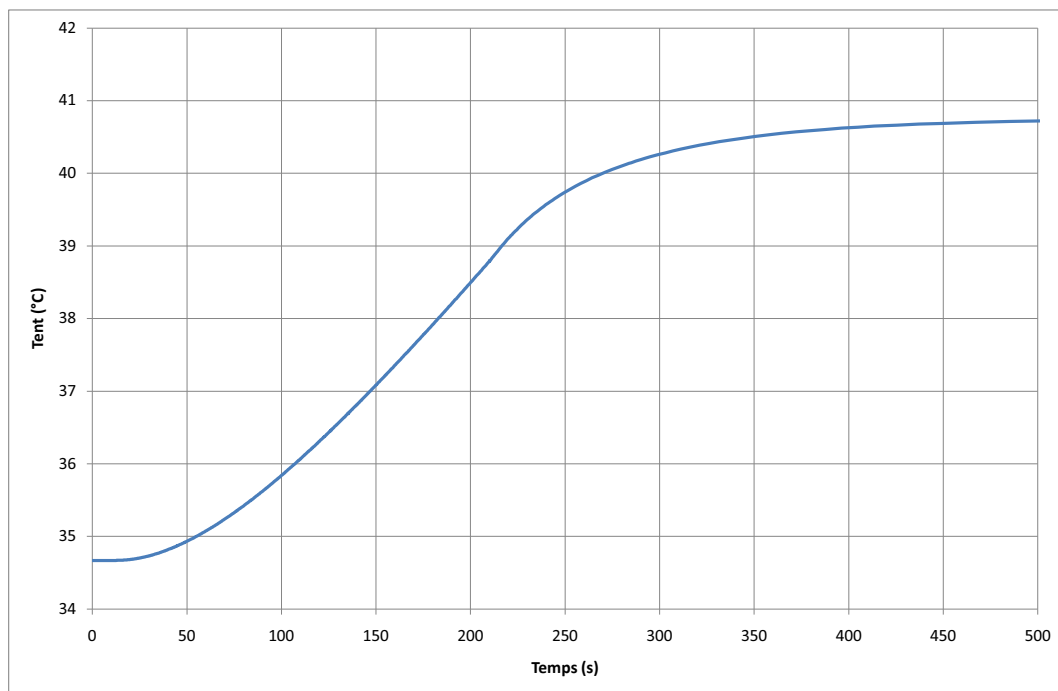


Figure IV.25 – Evolution temporelle de la température du fluide entrant dans l'évaporateur T_{ent}

3.5 Evolution de la longueur diphasique au condenseur

On s'intéresse par la suite à l'évolution temporelle de la longueur diphasique dans le condenseur représentée sur la figure IV.26.

On constate, tout d'abord, que la longueur diphasique est plus élevée pour le premier régime permanent que pour le second en raison de l'écart entre la température de saturation au condenseur et la température de source froide, plus faible pour le premier que pour le second. En effet, le flux de chaleur à évacuer étant, dans les deux cas, le même, la surface d'échange nécessaire, et donc la longueur, est plus grande.

On se focalise ensuite sur le régime transitoire. On remarque une évolution par paliers qui témoigne d'une conséquence de la discrétisation choisie pour ce modèle, ce qui permet d'estimer la longueur diphasique avec une précision de 1,3 cm ($L_{condenseur} = 5,1$ m, $N_{condenseur} = 400$). On observe ensuite une évolution temporelle en deux temps. Tout d'abord, la longueur diphasique décroît jusqu'à la fin de la sollicitation. Ensuite, à la fin de la rampe de température de saturation imposée en partie haute du réservoir (à $t = 210$ s), elle réaugmente pour atteindre asymptotiquement sa valeur d'équilibre. Les variations de cette longueur sont similaires à celle du débit massique qui conditionne, avec l'écart de température entre la source froide et le fluide à saturation (constant au-delà de 210 s), les échanges dans cette partie de la boucle.

IV.3 Réponse transitoire à une rampe de température de consigne

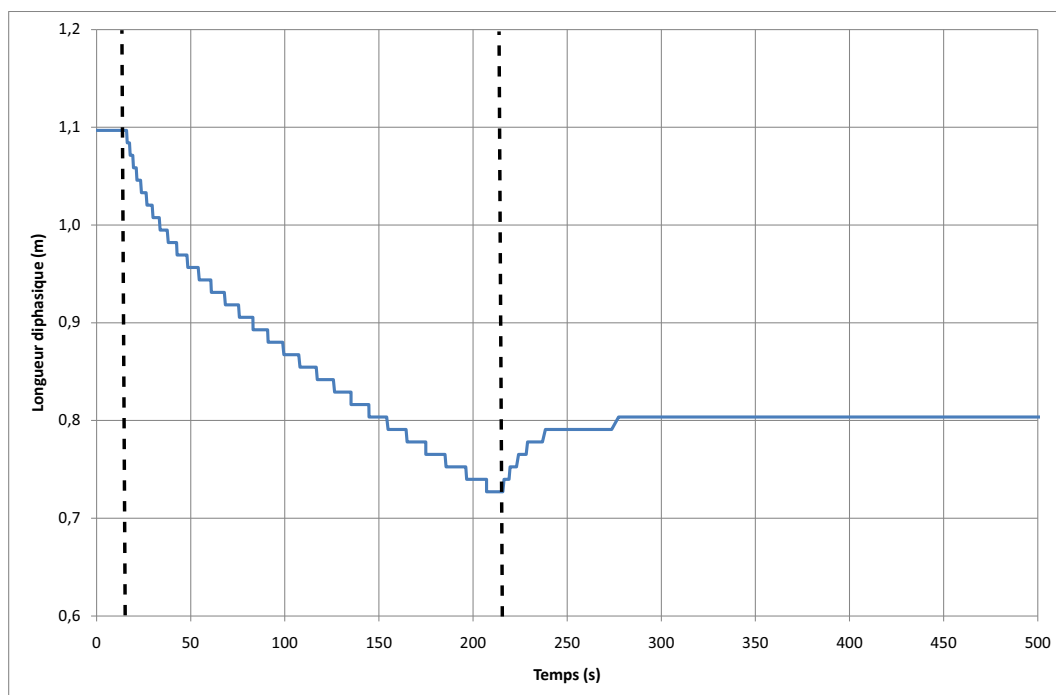


Figure IV.26 – Evolution temporelle de la longueur diphasique dans le condenseur

3.6 Analyse du comportement du réservoir

La sollicitation étant appliquée au réservoir, l'évolution temporelle des deux grandeurs caractérisant l'état de sa partie haute a été représentée sur la figure IV.27.

Les évolutions temporelles du titre volumique de vapeur et de la hauteur de liquide sont directement opposées. La relation entre les deux dépend de la géométrie du réservoir. On n'étudiera donc par la suite que le titre vapeur dont l'évolution dépend de la compétition entre deux phénomènes : la dilatation du liquide contenu dans le réservoir et l'arrivée de liquide résultant d'une croissance de la longueur diphasique au condenseur.

On observe que ce titre vapeur est très légèrement plus élevé en régime permanent pour une température de consigne de 60°C que de 80°C . La longueur diphasique étant plus importante à 60°C , la masse de fluide dans le condenseur est plus faible. Cela implique une masse de fluide plus importante dans le réservoir. Cependant, il ne faut pas oublier la variation des masses volumiques des deux phases avec la température, en particulier celle du liquide. Pour une masse et un volume total donnés, comme c'est le cas ici de la partie haute du réservoir, puisque le titre volumique de vapeur est plus faible, c'est le phénomène de dilatation qui l'emporte sur l'augmentation de la masse du fluide reçu du condenseur.

Lors du régime transitoire, c'est également la compétition entre ces deux mêmes phénomènes qui gouverne les variations du titre volumique de vapeur. Ce dernier augmente dans un premier temps puis décroît jusqu'à la fin de la sollicitation (à 210 s). Durant la première phase (« 1 » sur la figure IV.27), la diminution de la masse de fluide reçue

par le réservoir haut l'emporte sur la dilatation du liquide : le titre volumique augmente. Ensuite, le rapport s'inverse. Les effets liés à la diminution de la masse volumique du liquide deviennent prépondérants entraînant la décroissance du titre volumique (« 2 » sur la figure IV.27) .

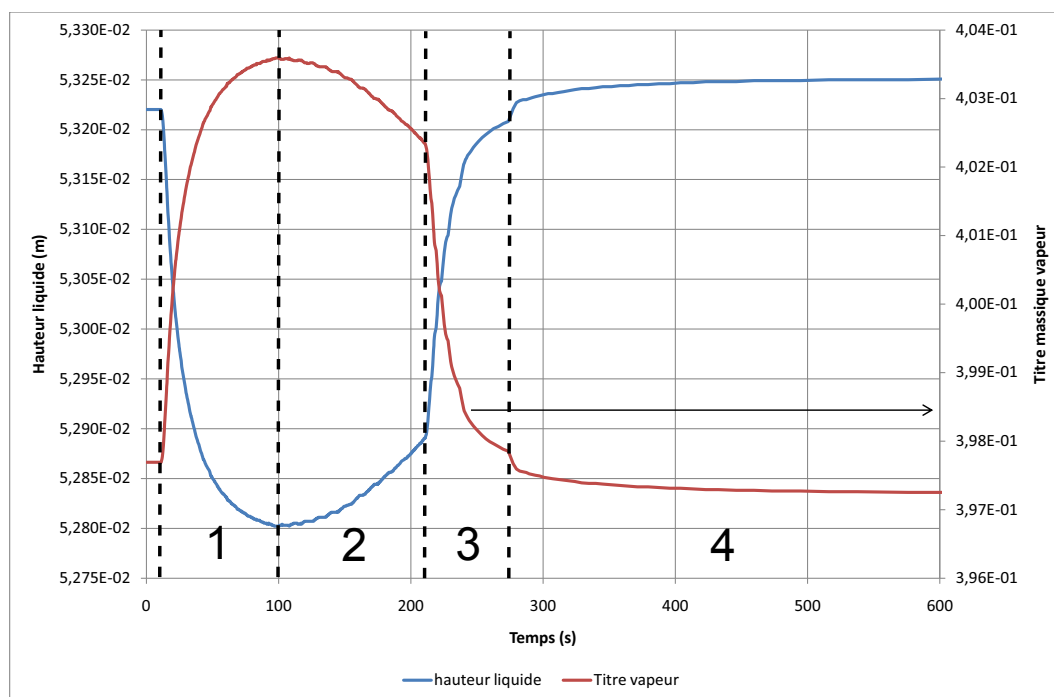


Figure IV.27 – Evolution temporelle de la hauteur de liquide et du titre volumique de vapeur dans la partie haute du réservoir

A la fin de la rampe de température de consigne, après 210 s (« 3 » sur la figure IV.27), la décroissance du titre volumique de vapeur est accélérée par une augmentation rapide de la masse de fluide au réservoir due à la réaugmentation de la longueur diphasique (cf. figure IV.26). Le titre volumique de vapeur va tendre ensuite plus lentement vers sa valeur permanente en suivant la stabilisation lente des débit et des températures dans la boucle (« 4 » sur la figure IV.27).

3.7 Sensibilité à la masse de l'évaporateur

L'analyse des flux de chaleur menée précédemment a révélé une possible sensibilité du comportement de la CPLIP à la masse de l'évaporateur durant une rampe de température de saturation en partie haute du réservoir, notamment en raison des phénomènes de stockage qui s'y produisent durant les phases transitoires. De manière à vérifier l'influence de ce paramètre, des simulations ont été lancées avec trois masses de bâti différentes. Le cas de référence, noté « capa ref » sur toutes les courbes présentées par la suite, correspond à l'évaporateur décrit dans le chapitre précédent (cf. chapitre III, $m = 2$ kg). Les deux autres

IV.3 Réponse transitoire à une rampe de température de consigne

configurations correspondent à un évaporateur de masse deux fois moindre (« 0,5*capa ref » sur les courbes) et deux fois plus importante (« 2*capa ref » sur les courbes).

On considère, dans un premier temps, l'évolution temporelle du débit massique pour les trois masses d'évaporateur considérées, représentée sur la figure IV.28. On constate que les trois courbes ont une évolution générale identique, déjà décrite ci-dessus. En revanche, on remarque une forte dépendance du débit massique à la masse de l'évaporateur. Plus cette masse est importante, plus les variations de débit sont conséquentes et ce, de manière quasi linéaire.

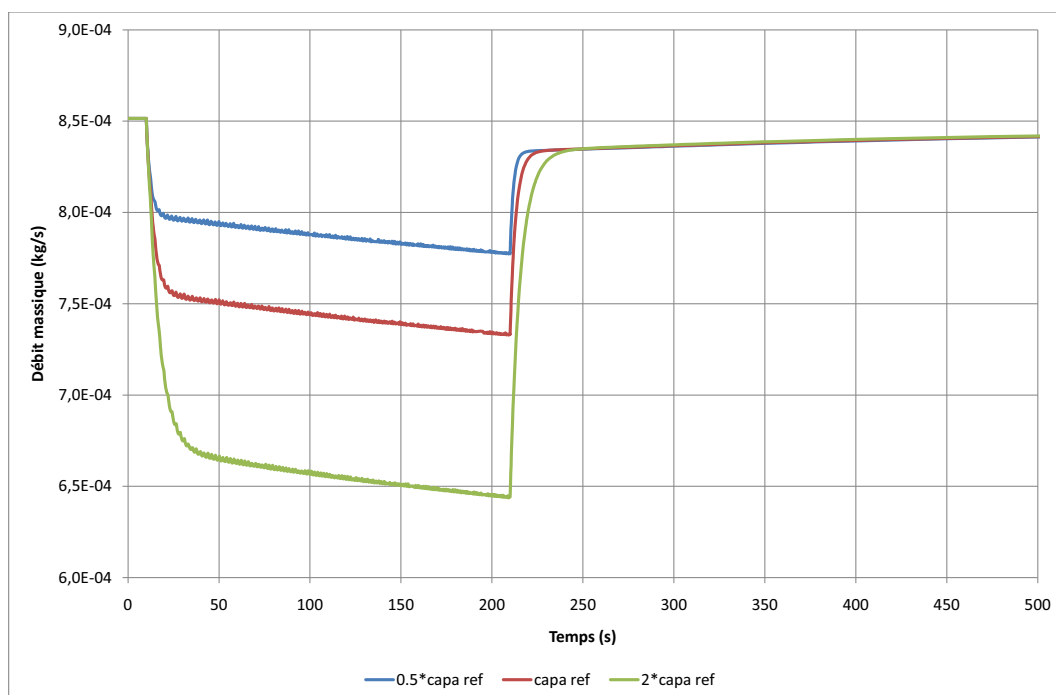


Figure IV.28 – Evolution temporelle du débit massique pour les trois masses d'évaporateur

Une nouvelle fois, c'est l'analyse des flux de chaleur qui va permettre de comprendre le comportement du débit massique. La figure IV.29 représente l'évolution temporelle du flux de chaleur transmis au fluide au niveau de l'évaporateur (courbe de gauche) et du flux de chaleur transmis à la culasse de l'évaporateur (courbe de droite).

A l'évaporateur, le flux de chaleur injecté dans le dispositif de chauffe est principalement réparti suivant l'instant considéré entre la puissance absorbée par le fluide caloporteur, celle reçue par la culasse de l'évaporateur et celle stockée par le dispositif de chauffe lui-même. Au regard des courbes visibles sur la figure IV.29, il apparaît que la chaleur accumulée dans le bâti est d'autant plus importante que la masse de cet élément est conséquente, induisant alors une tendance inverse de $Q(Gevap)$.

Pour conclure, cette étude paramétrique tend à orienter le concepteur de CPLIP vers une minimisation de la masse de son évaporateur. En effet, de cette manière, les variations sévères de débit massique susceptibles d'être engendrées par ces phénomènes transitoires

thermiques sont donc atténuées, limitant ainsi les instabilités hydrauliques, et dans le cas de rampe décroissante de température de consigne⁸, l'éventualité d'un désamorçage. Cela dit, la dynamique étant négligée par cette modélisation, il ne s'agit donc que de la mise en évidence de l'influence de ce comportement thermique sur la réponse de la boucle. Or, le fait que les mèches poreuses supportent mal les régimes transitoires sévères tend au contraire à une augmentation de la masse de l'évaporateur afin d'accroître son inertie thermique. Un compromis doit donc être trouvé afin de respecter au mieux ces deux critères antagonistes.

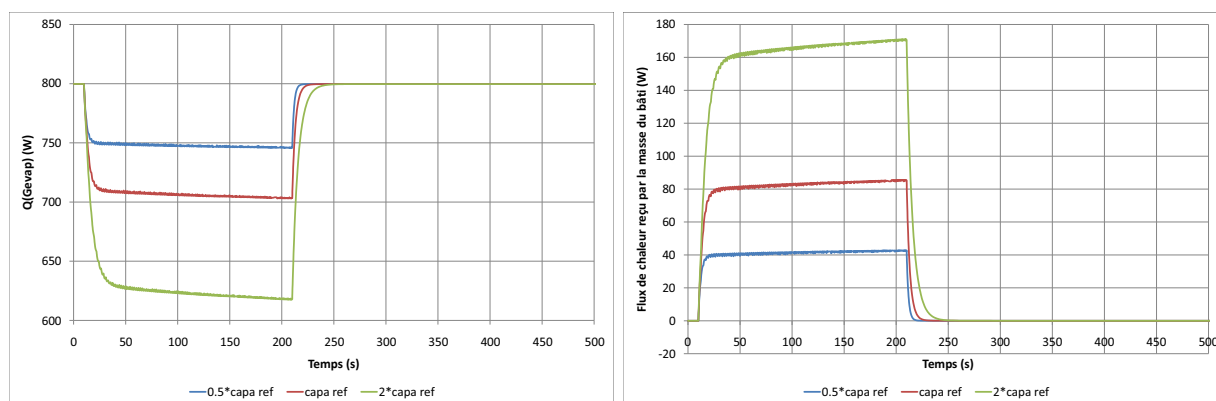


Figure IV.29 – Evolution temporelle des flux de chaleur transmis au fluide (courbe de gauche) et à la culasse de l'évaporateur (courbe de droite) pour les trois masses d'évaporateur

4 Conclusion

Ce chapitre a fait l'objet d'une analyse sur les résultats fournis par le modèle pour trois types de sollicitations différentes correspondant à des variations temporelles des trois conditions limites sur lesquelles on peut agir. Il s'agit de la puissance appliquée à l'évaporateur, de la température de source froide et de la température imposée en partie haute du réservoir. Dans toutes les configurations simulées, la température ambiante a été considérée égale à 20°C.

Les prévisions du modèle soumis à une rampe de puissance ont déjà été analysées dans le chapitre précédent. Par conséquent, l'influence de deux paramètres, jouant un rôle primordial dans une démarche d'intégration, a été considérée pour ce cas : l'élévation et la température de consigne. L'étude de trois élévations différentes n'a pas permis de révéler une influence sur le régime transitoire. En effet, hormis une augmentation des niveaux de températures et de pressions en régime permanent avec l'élévation, en raison des pertes de charge hydrostatiques, les variations temporelles de toutes les variables considérées sont

8. Non représenté ici mais le modèle prévoit un comportement symétrique.

identiques. Ce critère fait surtout l'objet d'une analyse en régime permanent, déjà menée dans la thèse de L. Lachassagne [Lac10].

En revanche, la température de consigne s'est révélée être influente sur le comportement de la CPLIP. Dans un premier temps, il a été montré que la température de consigne T_{con} influence de manière mesurée la température de la culasse de l'évaporateur au travers de son impact sur la température de saturation à l'évaporateur en raison de la sensibilité des pertes de charge à la température de consigne ainsi que sur la conductance G_{evap} . Il a ensuite été révélé une dépendance plus marquée de la température du fluide circulant dans la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur. La raison en est une sensibilité du flux de chaleur échangé entre les deux cellules du réservoir à la puissance dissipée d'autant plus importante que la température de consigne est grande.

Par la suite, l'analyse des résultats de simulation obtenus pour une rampe de température de source froide a permis de confirmer, dans le cadre d'une modélisation transitoire thermique, que le découplage entre les températures de source chaude et source froide est réalisé grâce à une variation du rapport entre le flux évaporé et le flux de fuite. Le modèle a permis de montrer la sensibilité aux capacités thermiques au travers d'une évolution en deux temps de la température du fluide dans le condenseur, résultant du concours du transport de l'énergie en provenance du front de condensation, du flux de chaleur échangé avec la source froide et l'inertie thermique du liquide.

Enfin, la simulation de la réponse d'une CPLIP à une rampe de température de consigne a permis de mettre en évidence l'importance de cette condition limite sur le fonctionnement d'une boucle, même en régime transitoire. En effet, la température de la culasse de l'évaporateur varie de manière monotone, les flux de chaleur au niveau de l'évaporateur, et donc le débit massique qui en résulte directement, sont très fortement impactés. Des variations brusques ont été constatées en début et fin de rampe. La raison en est la capacité thermique du bâti. Une étude de ce paramètre a effectivement révélé une très grande sensibilité du flux de chaleur transmis au fluide, se répercutant alors sur le flux de fuite, le flux évaporé et le débit massique.

Ces variations importantes se répercutent au niveau du condenseur qui voit alors sa longueur diphasique diminuer dans un premier temps pour ensuite réaugmenter vers sa valeur correspondant au second régime permanent ($T_{consigne} = 80^{\circ}\text{C}$). La variation du titre volumique de vapeur au réservoir évolue également de manière atypique. Il commence par augmenter à cause de la hauteur de liquide qui diminue suite à la décroissance de la longueur diphasique pour diminuer par la suite à cause de la baisse de la masse volumique de la phase liquide avec la température.

Pour finir, l'analyse des résultats fournis par le modèle thermique, a permis de montrer que la sollicitation la plus contraignante était une rampe de température de consigne. On rappelle que cette démarche de modélisation ne prend en compte que les phénomènes transitoires thermiques qui, par le jeu des couplages thermohydrauliques, peut prévoir une influence sur l'hydraulique. Cependant, il ne permet pas de prédire le comportement

Chapitre IV. Analyse des résultats du modèle thermique transitoire de la CPLIP

hydraulique de la boucle. C'est pourquoi une modélisation thermohydraulique a été mise en place et fait l'objet du chapitre V.

Chapitre V

Modélisation thermohydraulique du fonctionnement en régime transitoire d'une BFDPT

Comme il a été montré précédemment, le fait de négliger la dynamique hydraulique dans le modèle restreint considérablement le domaine d'application de cette modélisation. Effectivement, les régimes transitoires dits « sévères », imposés par l'électronique de puissance s'effectuent sur des durées proches de la constante de temps hydraulique. Le modèle présenté au chapitre précédent s'avère donc inadapté à retranscrire ce genre de situation en particulier en ce qui concerne l'évolution du débit massique du fluide et celle de la pression au sein de la boucle. Une approche de modélisation moins restrictive, plus fine et donc plus coûteuse en temps de calcul, est nécessaire ; elle fait l'objet de ce présent chapitre.

1 Description du modèle

Ce modèle va offrir une capacité à refléter un plus grand nombre de phénomènes physiques et devenir plus un moyen de connaissance phénoménologique qu'un seul outil de dimensionnement.

1.1 Hypothèses générales et méthodologie

Ce modèle repose sur les équations intégrales de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie traduites sous forme de réseaux. Les variables choisies pour les résoudre sont le débit massique, la pression et l'enthalpie massique pour le fluide et la température pour la structure métallique. Après résolution, on accède naturellement à la température du fluide, au titre massique de vapeur et à la position des interfaces

liquide/vapeur de condensation et au réservoir¹.

1.1.1 Hypothèses

Cette approche de modélisation reprend un certain nombre d'hypothèses du modèle décrit au chapitre III :

- La conduction thermique radiale dans les conduites en acier inox reste légitimement négligée (conduites liquide, vapeur et paroi du condenseur).
- La vapeur est considérée comme un gaz parfait.
- La partie haute du réservoir contient du liquide et de la vapeur à saturation à l'équilibre, quel que soit le point de fonctionnement considéré.
- La température (et donc la pression) est imposée dans la partie haute du réservoir.
- L'écoulement dans le milieu poreux de l'évaporateur est considéré établi, unidirectionnel, s'effectuant dans la direction de l'épaisseur de la mèche. La mèche est supposée imprégnée d'un fluide incompressible.
- Le débit du fluide secondaire du condenseur est supposé constant et imposé ($\dot{m}_{\text{secondaire}} = 0,5 \text{ kg/s}$).
- Le coefficient de transfert thermique entre la paroi externe des tubes et le milieu ambiant est supposé constant.
- Les écoulements diphasiques sont toujours considérés homogènes.
- Le travail technique est une nouvelle fois légitimement négligé dans l'équation de conservation de l'énergie quand on le compare aux niveaux des échanges thermiques rencontrés ici. La prise en compte de ces termes complexifie, de plus, considérablement la résolution numérique.

Par contre, le fluide n'est plus considéré incompressible. Il en découle que les termes de transport de quantité de mouvement dans l'équation de conservation de quantité de mouvement ne sont plus négligeables.

1.1.2 Discrétisation

En raison de son caractère intuitif et de la possibilité d'une interprétation physique directe qu'elle donne, la discrétisation par volumes finis a été sélectionnée. Cette méthode avance un autre argument de poids : elle implique des bilans constamment satisfaits que ce soit à l'échelle d'une maille, d'un ensemble de mailles ou du système dans son intégralité. Dans un premier temps, il apparaîtrait naturel d'effectuer les bilans de masse, quantité de mouvement et énergie sur les mêmes volumes de contrôle. Toutefois, il a été montré [Pat80] que résoudre les équations de continuité et de quantité de mouvement aux mêmes points (centre des mailles) entraîne des solutions numériques non réalistes de type « zig-zag » qui sont vues comme des champs constants par les bilans de masse et de quantités de mouvement. Cela s'explique par le fait que les gradients de pression et de vitesse au

1. Comme dans le modèle précédent, aucune hypothèse sur la position de ces deux interfaces liquide/vapeur n'est effectuée.

nœud P s'expriment à partir des variables de ses nœuds voisins E et W. En effet, en exprimant le gradient de pression sur la maille P² présent dans l'équation de moment (cf. figure V.1), on a :

$$p_w - p_e = \frac{p_w + p_p}{2} - \frac{p_p + p_e}{2} = \frac{p_w - p_e}{2} \quad (V.1)$$

Dans l'exemple considéré, cette équation suppose que la pression est interpolée entre deux nœuds consécutifs et que les frontières entre volumes sont à égale distance des deux points de calcul adjacents.

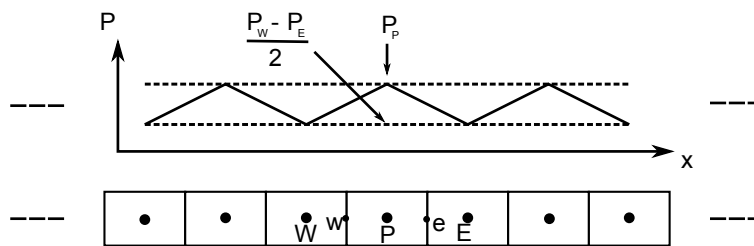


Figure V.1 – Problème lié au choix de la discrétisation

Une solution proposée par Patankar [Pat80] est d'effectuer ces deux bilans, de masse et de quantité de mouvement, sur des réseaux de mailles décalés l'un par rapport à l'autre. Cette technique est couramment utilisée depuis. Ainsi, cette modélisation effectue les bilans de masse et d'énergie sur le même maillage (en rouge, figure V.2) et le bilan de quantité de mouvement sur un maillage décalé (en bleu, figure V.2). Le choix de la discrétisation de l'équation de conservation de l'énergie a été fait de telle manière que la pression et l'enthalpie soient calculées aux mêmes points afin d'estimer de manière cohérente et précise les propriétés thermophysiques. On rappelle que ces dernières sont intégrées au modèle sous forme de tables à deux entrées, correspondant à h et P (cf. annexe A).

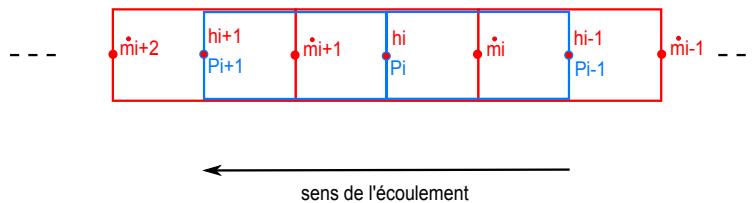


Figure V.2 – Représentation des deux maillages et de la position des variables

1.1.3 Adimensionnement

Les trois équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie sont très fortement couplées (à l'instar du modèle précédent). En outre, les trois variables présentent des ordres de grandeur relativement différents :

2. On obtient le même résultat en ce qui concerne la vitesse dans l'équation de continuité.

$$\dot{m} \propto 10^{-3} \text{ kg/s} \quad \text{alors que} \quad h \propto 10^5 \text{ J/kg} \quad \text{et} \quad P \propto 10^4 \text{ Pa}$$

Par conséquent, afin d'assurer une meilleure stabilité du calcul numérique, un adimensionnement paraît nécessaire. Les valeurs de référence choisies pour cette démarche dépendent de la situation à modéliser. Elles seront précisées ultérieurement avant chaque simulation présentée. Les nouvelles inconnues sont donc définies par l'équation (V.2).

$$\dot{m}^+ = \dot{m}/\dot{m}_{ref} \quad h^+ = h/h_{ref} \quad P^+ = P/P_{ref} \quad (\text{V.2})$$

1.2 Modélisation des conduites et du condenseur

1.2.1 Expression des équations de conservation

En raison de l'hypothèse de fluide homogène, les équations de conservation s'expriment de la même manière, que l'écoulement soit liquide, vapeur ou diphasique. Pour un volume Ω de fluide (constant) de masse m , on a (V.3), (V.4), (V.5) :

$$\frac{\partial m}{\partial t} + \dot{m}_{sortant} - \dot{m}_{entrant} = 0 \quad (\text{V.3})$$

$$\frac{\partial mV}{\partial t} + 1/2\rho_{sortant}S_{sortant}V_{sortant}^2 - 1/2\rho_{entrant}S_{entrant}V_{entrant}^2 - F_{visqueux} + \sum_i P_i S_i \vec{n}_i \cdot \vec{x} \pm mg = 0 \quad (\text{V.4})$$

$$\frac{\partial mh}{\partial t} + \dot{m}_{sortant}h_{sortant} - \dot{m}_{entrant}h_{entrant} - \dot{Q}_i = 0 \quad (\text{V.5})$$

où V est la vitesse de l'écoulement ; $F_{visqueux}$ la force liée aux frottements visqueux ; S_i , la i -ème section ; \vec{n}_i sa normale ; \vec{x} le vecteur unitaire donnant le sens de l'écoulement et \dot{Q}_i le flux de chaleur reçu par le volume « i » de fluide.

Dans cette modélisation, un sens privilégié de circulation du fluide est donné (celui des indices croissants). Ce choix résulte de la mise en place d'un schéma amont lié au caractère parabolique dominant de l'équation de l'énergie. Les équations de continuité et de l'énergie sont résolues sur le volume rouge et l'équation de quantité de mouvement sur le volume bleu (cf. figure V.2) en utilisant le schéma amont et en interpolant les propriétés thermophysiques et les variables entre deux nœuds de calcul. La cohérence des résultats est garantie lorsque le débit massique est positif. Dans le cas contraire, la modélisation restant inchangée, les échanges énergétiques et de quantité de mouvement sont retranscrits par un schéma aval dont la pertinence peut être discutée.

1.2.2 Bilan de masse

La variable choisie pour cette équation est le débit massique. En appliquant la conservation de la masse sur le volume « i » (cf. figure V.2), on obtient :

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{1}{\Omega_i} (\dot{m}_{i+1} - \dot{m}_i) = 0 \quad (\text{V.6})$$

Or, un adimensionnement des variables étant indispensable à la stabilité numérique (éq. (V.2)), on obtient :

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\dot{m}_{ref}}{\Omega_i} (\dot{m}_{i+1}^+ - \dot{m}_i^+) = 0 \quad (\text{V.7})$$

En reprenant le formalisme utilisé par ESACAP, on a enfin :

$$Gdb_i (\dot{m}_{i+1}^+ - \dot{m}_i^+) + Jdb_i = 0 \quad (\text{V.8})$$

Avec la source de courant $Jdb_i = \frac{\partial \rho_i}{\partial t} \Omega_i$ et la conductance $Gdb_i = \frac{\dot{m}_{ref}}{\Omega_i}$.

Le réseau est représenté sur la figure V.3.

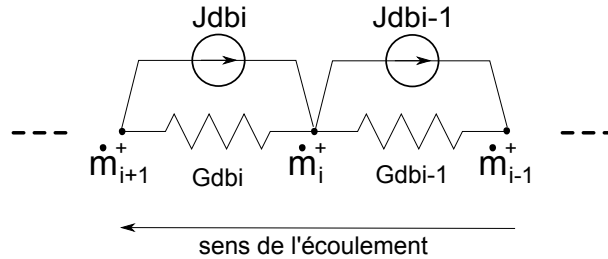


Figure V.3 – Réseau en débit massique

1.2.3 Bilan de quantité de mouvement

La variable choisie pour ce bilan est la pression. Contrairement au bilan de masse, cette équation comporte des termes de transport qui sont sensibles au sens de l'écoulement. Le bilan de quantité de mouvement sur le volume « i, i + 1 » donne :

$$\begin{aligned} l_{mi} \frac{\partial \dot{m}_{i+1}}{\partial t} + 1/2(\dot{m}_{i+2} + \dot{m}_{i+1}) \frac{\dot{m}_{i+1}}{1/2(\rho_i + \rho_{i+1})\Sigma_{i+1}} \\ - 1/2(\dot{m}_i + \dot{m}_{i+1}) \frac{\dot{m}_i}{1/2(\rho_i + \rho_{i-1})\Sigma_i} \\ - F_{visqueux} i + (P_{i+1} - P_i)\Sigma_{eq} i \pm m_i g = 0 \quad (\text{V.9}) \end{aligned}$$

3. Les dérivées temporelles sont directement traitées par ESACAP.

Chapitre V. Modélisation thermohydraulique du fonctionnement en régime transitoire d'une BFDPT

Où $l_{mi} = 1/2(l_i + l_{i+1})$ et m_i sont la longueur et la masse du volume considéré, et $\Sigma_{eq\ i}$ est une section équivalente, définie de la manière suivante (cf. figure V.4) :

$$\begin{aligned} \text{Si } \Sigma_i &= \Sigma_{i+1}, & \Sigma_{eq\ i} &= \Sigma_i \\ \text{Si } \Sigma_i &\neq \Sigma_{i+1}, & \Sigma_{eq\ i} &= \frac{l_{i+1}}{l_i + l_{i+1}} \Sigma_{i+1} + \frac{l_i}{l_i + l_{i+1}} \Sigma_i \end{aligned}$$

Cette expression s'obtient en supposant que la pression varie linéairement entre deux points consécutifs du maillage.

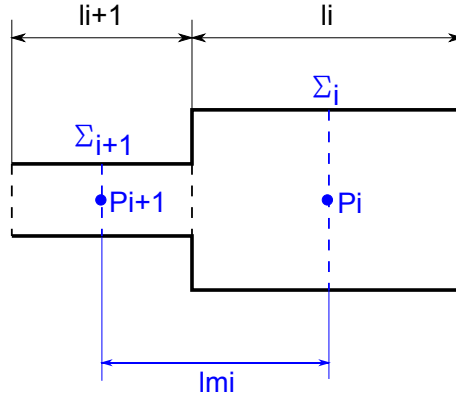


Figure V.4 – Définition de la section équivalente

Il est à noter que le terme $\pm m_i g$ n'intervient que dans le cas des conduites verticales. Le signe dépend du sens de l'écoulement par rapport à l'attraction terrestre. Il sera présent dans la suite de la démarche afin d'expliquer de quelle manière ce phénomène est pris en compte dans la modélisation.

Soit, après adimensionnement :

$$\begin{aligned} l_{mi} \dot{m}_{ref} \frac{\partial \dot{m}_{i+1}^+}{\partial t} - F_{visqueux\ i} \\ + 1/2 \dot{m}_{ref}^2 (\dot{m}_{i+2}^+ + \dot{m}_{i+1}^+) \frac{\dot{m}_{i+1}^+}{1/2(\rho_i + \rho_{i+1})\Sigma_{i+1}} \\ - 1/2 \dot{m}_{ref}^2 (\dot{m}_i^+ + \dot{m}_{i+1}^+) \frac{\dot{m}_i^+}{1/2(\rho_i + \rho_{i-1})\Sigma_i} \\ + (P_{i+1}^+ - P_i^+) P_{ref} \Sigma_{eq\ i} \pm m_i g = 0 \quad (V.10) \end{aligned}$$

En reprenant le formalisme ESACAP, l'équation (V.10) peut s'écrire sous la forme :

$$GP_i(P_{i+1}^+ - P_i^+) + Jp1_i + Jp2_i + Jp3_i + Jp4_i = 0 \quad (V.11)$$

Avec les termes sources de courant :

$$\begin{aligned}
 Jp1_i &= l_{mi} \dot{m}_{ref} \frac{\partial \dot{m}_{i+1}^+}{\partial t}, \\
 Jp2_i &= -F_{visqueux\ i}, \\
 Jp3_i &= 1/2 \dot{m}_{ref}^2 (\dot{m}_{i+2}^+ + \dot{m}_{i+1}^+) \frac{\dot{m}_{i+1}^+}{1/2(\rho_i + \rho_{i+1})\Sigma_{i+1}} - 1/2 \dot{m}_{ref}^2 (\dot{m}_i^+ + \dot{m}_{i+1}^+) \frac{\dot{m}_i^+}{1/2(\rho_i + \rho_{i-1})\Sigma_i}, \\
 Jp4_i &= \pm m_i g
 \end{aligned}$$

et la conductance hydraulique :

$$GP_i = P_{ref} \Sigma_{eq\ i}$$

Le réseau présenté sur la figure V.5 résume ce bilan de quantité de mouvement sur le nœud « $i, i + 1$ ».

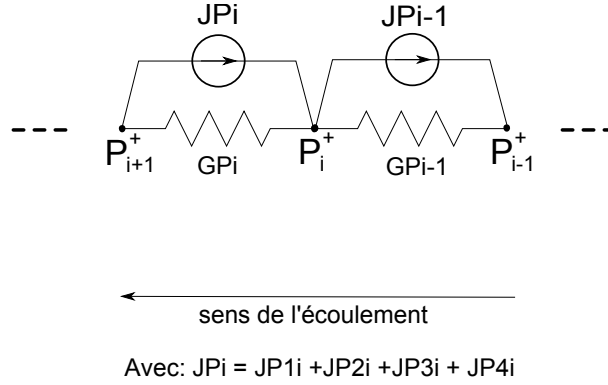


Figure V.5 – Réseau en pression

1.2.4 Bilan d'énergie

La variable choisie pour traiter ce bilan est l'enthalpie massique. L'équation V.5, traduisant au moyen du schéma amont la conservation de l'énergie sur le nœud « i », devient :

$$\rho_i \Omega_i \frac{\partial h_i}{\partial t} - \dot{Q}_i + \dot{m}_i (h_i - h_{i-1}) = 0 \quad (V.12)$$

Comme (V.6) et (V.9), l'équation (V.12) est adimensionnée :

$$\rho_i \Omega_i h_{ref} \frac{\partial h_i^+}{\partial t} - \dot{Q}_i + h_{ref} \dot{m}_{ref} \dot{m}_i^+ (h_i^+ - h_{i-1}^+) = 0 \quad (V.13)$$

Par la suite cette équation (V.13) est réécrite en respectant le formalisme ESACAP :

$$DN_i \frac{\partial h_i^+}{\partial t} = GF_i (h_{i-1}^+ - h_i^+) + QS_i \quad (V.14)$$

Avec :

$DN_i = \rho_i \Omega_i h_{ref}$, la capacité « enthalpique »,
 $GF_i = h_{ref} \dot{m}_{ref} \dot{m}_i^+$, la conductance fluide, et
 $QS_i = \dot{Q}_i$, une source d'énergie.

DN, GF et QS sont des mots clés imposés par son formalisme.

La figure V.6 montre le réseau traduisant l'équation (V.14).

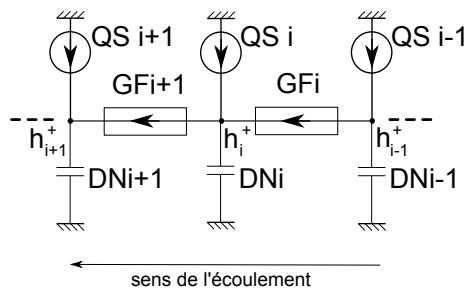


Figure V.6 – Réseau en enthalpie massique

Dans l'équation V.14, le terme QS_i représente les échanges énergétiques entre le fluide et le milieu extérieur. Comme pour le modèle précédent (cf. chapitre III), un réseau thermique classique couplé aux trois réseaux décrits dans ce chapitre est nécessaire afin de le résoudre. C'est ici que se différencie la modélisation d'une conduite et celle du condenseur. Les figures V.7 et V.8 montrent respectivement ces réseaux en température pour ces deux composants. Leur construction est similaire à celle du modèle thermique précédent (cf. chapitre III). G_{cond} , G_{ext} , G_{cv} et $G_{cv\ sec}$ sont respectivement les conductances de conduction thermique axiale dans les parois, les conductance d'échanges thermiques entre les parois et l'ambiance, les conductances d'échanges convectifs entre le fluide de travail et la paroi des conduites puis les conductances d'échanges convectifs entre le fluide secondaire (au condenseur) et la paroi des conduites.

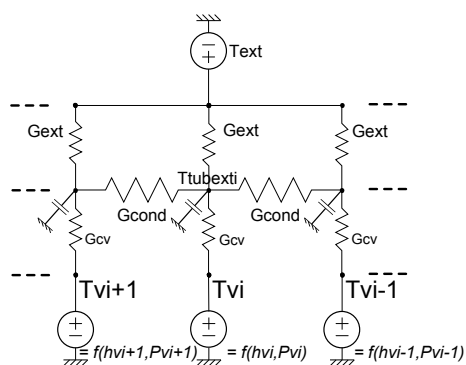


Figure V.7 – Réseau en température d'une conduite (ici, vapeur)

1.3 Modélisation de l'évaporateur

La modélisation de cette pièce maîtresse de la CPLIP se fait en trois étapes, correspondant à ses trois domaines physiques constitutifs : l'artère liquide (« art »), la mèche

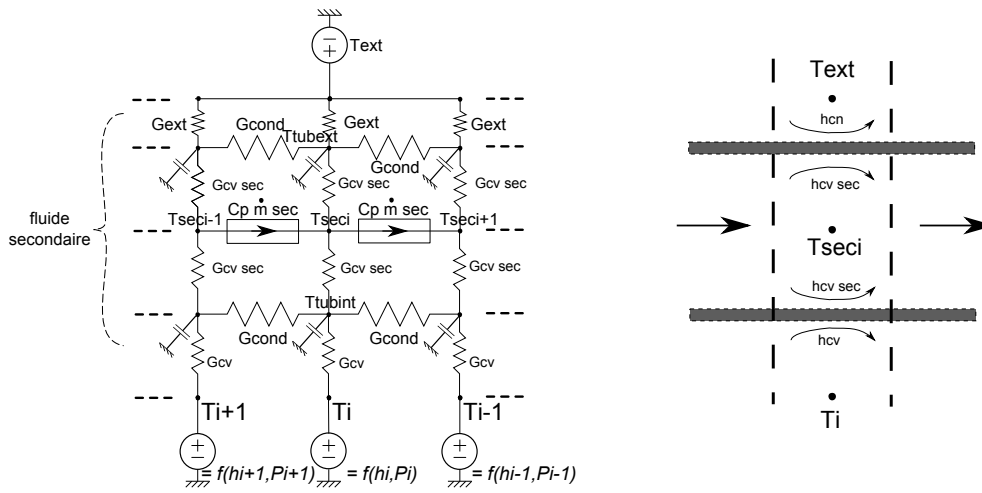


Figure V.8 – Réseau en température du condenseur

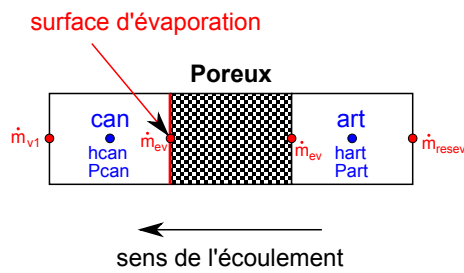


Figure V.9 – Schéma simplifié de l'évaporateur

poreuse et le réseau de cannelures vapeur (« can »). Une vision très schématisée de ce composant est représentée sur la figure V.9.

Le réseau thermique utilisé pour simuler les échanges conducto-convectifs est le même que celui décrit pour le modèle thermique. Il est représenté sur la figure V.10. La puissance indiquée correspond à la puissance effective appliquée sur la surface de l'évaporateur, c'est à dire la puissance générée par le dispositif de chauffe à laquelle on a soustrait les pertes thermiques à l'ambiante.

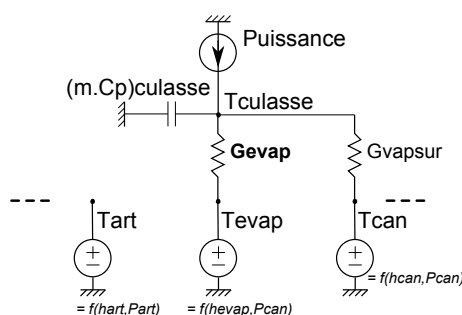


Figure V.10 – Réseau thermique de l'évaporateur

1.3.1 Mèche poreuse

À l'instar du modèle transitoire thermique, cette démarche de modélisation ne présentera que les pertes de charge au sein de cette zone. Pour ce faire, le fluide y sera considéré incompressible, l'écoulement orienté dans le sens de l'épaisseur et constamment à l'équilibre mécanique. La loi de Darcy est donc utilisée ici. Les échanges thermiques qui y résident sont considérés à une échelle plus globale (identification de G_{evap}), permettant de calculer le débit massique d'évaporation comme il sera détaillé ci-dessous (cf. équation (V.18)).

Ainsi, les pertes de charge dans la mèche s'expriment par :

$$\Delta P_{por} = (P_{evapb} - P_{art}) = \frac{\mu e_p}{2\kappa\rho\pi n D_a L_a} \dot{m}_{ev} \quad (\text{V.15})$$

où κ est la perméabilité de la mèche poreuse et n , D_a , L_a sont respectivement le nombre, le diamètre et la longueur des artères liquides.

1.3.2 Réseau de canalisations vapeur

Bilan de masse

Comme le schématise la figure V.9, l'évaporation est supposée avoir lieu à la surface de la mèche poreuse. Cela constitue la condition limite en débit massique de la boucle. Ainsi, en effectuant le bilan de masse sur le volume de fluide présent dans le réseau de

canalisations (cf. figure V.11), on obtient :

$$\frac{\partial \rho_{can}}{\partial t} + \frac{1}{\Omega_{can}}(\dot{m}_{v1} - \dot{m}_{ev}) = 0 \quad (\text{V.16})$$

où \dot{m}_{v1} et \dot{m}_{ev} sont respectivement le débit massique en sortie d'évaporateur et le débit massique d'évaporation.

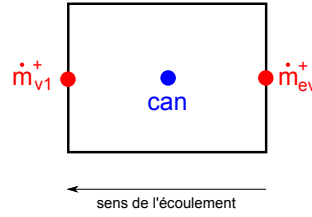


Figure V.11 – Nœud « can »

Ainsi, après adimensionnement et écriture sous forme réseau, on a :

$$Gdb_{can}(\dot{m}_{v1}^+ - \dot{m}_{ev}^+) + Jdb_{can} = 0 \quad (\text{V.17})$$

Avec la source de courant $Jdb_{can} = \frac{\partial \rho_{can}}{\partial t}$ et la conductance $Gdb_{can} = \frac{\dot{m}_{ref}}{\Omega_{can}}$.

Le débit massique d'évaporation est calculé à partir d'un bilan global d'énergie, détaillé dans le modèle précédent. On rappelle son expression (V.18), en s'appuyant sur le réseau thermique (cf. figure V.10) :

$$\dot{m}_{ev} = \frac{Q(G_{evap})}{h_{lv} + C_{p_{moy}}(T_{evap} - T_{art})} \quad (\text{V.18})$$

où T_{evap} et T_{art} sont respectivement les températures du fluide à l'interface d'évaporation et à l'entrée de l'évaporateur.

Gestion des conditions limites liées à l'enthalpie massique et à la pression (interface d'évaporation)

Contrairement au débit, l'enthalpie massique est calculée au milieu du volume « can » représenté sur la figure V.9. Toutefois, la condition limite associée à cette variable est située au niveau de l'interface liquide-vapeur constituant une frontière du volume considéré. En effet, c'est précisément ici que la vapeur est à l'état de saturation. Par conséquent, son enthalpie massique est déterminée à partir de la pression qui y règne. La pression étant calculée aux mêmes points que l'enthalpie massique, il se pose le même problème.

Ainsi, afin d'estimer la pression et l'enthalpie massique, un nœud fictif de mêmes dimensions est accolé au nœud « can ». C'est au niveau de ce nœud, indicé « 0 » pour chaque variable, que sont imposées les conditions limites. En supposant que la pression est la même au niveau de l'interface d'évaporation et du nœud « can », les valeurs de pression et d'enthalpie massique au nœud « 0 » sont (V.19) :

$$P_0 = P_{can} \quad (V.19)$$

$$h_0 = 2h_{vap\ sat}(P_{can}) - h_{can} \quad (V.20)$$

Comme on suppose que les variables varient linéairement entre deux nœuds consécutifs, ce couple de conditions limites permet bien d'obtenir les conditions de saturation à la surface du poreux. En effet, en imposant h_0 comme définie précédemment au centre de la maille fictive, on s'assure que l'enthalpie à la frontière, qui correspond à l'interface de saturation, est précisément égale à l'enthalpie de vapeur saturante.

Bilan de quantité de mouvement

On rappelle que le calcul des pressions s'effectue sur un maillage décalé. On effectue donc le bilan de quantité de mouvement sur le volume « can-v », visible sur la figure V.12. La boucle étant toujours considérée en fonctionnement, on suppose que les cannelures sont remplies de vapeur. Ainsi, les effets hydrostatiques peuvent être négligés.

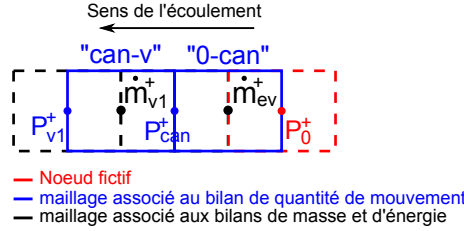


Figure V.12 – Maillage associé au bilan de quantité de mouvement en sortie d'évaporateur

Cette équation de conservation s'écrit alors (V.21) :

$$l_{canv} \frac{\partial \dot{m}_{v1}}{\partial t} - F_{visqueux\ can} + 1/2(\dot{m}_{v2} + \dot{m}_{v1}) \frac{\dot{m}_{v1}}{1/2(\rho_{can} + \rho_{v1})\Sigma_{v1}} - 1/2(\dot{m}_{v1} + \dot{m}_{ev}) \frac{\dot{m}_{ev}}{1/2(\rho_{can} + \rho_0)\Sigma_{can}} + (P_{v1} - P_{can})\Sigma_{eq\ canv} = 0 \quad (V.21)$$

où $l_{canv} = 1/2(l_{can} + l_{v1})$ est la longueur du volume considéré et $\Sigma_{eq\ canv}$ une section équivalente définie de la manière suivante :

$$\text{Si } \Sigma_{can} = \Sigma_{v1}, \quad \Sigma_{eq\ canv} = \Sigma_{can}$$

$$\text{Si } \Sigma_{can} \neq \Sigma_{v1}, \quad \Sigma_{eq\ canv} = \frac{l_{v1}}{l_{can}+l_{v1}}\Sigma_{v1} + \frac{l_{can}}{l_{can}+l_{v1}}\Sigma_{can}$$

Ainsi, après adimensionnement et écriture sous forme réseau, on obtient :

$$GP_{can}(P_{v1}^+ - P_{can}^+) + Jp1_{can} + Jp2_{can} + Jp3_{can} = 0 \quad (\text{V.22})$$

avec les sources de courant :

$$\begin{aligned} Jp1_{can} &= l_{canv}\dot{m}_{ref}\frac{\partial\dot{m}_{v1}^+}{\partial t}, \\ Jp2_{can} &= -F_{visqueux\ can}, \\ Jp3_{can} &= 1/2m_{ref}^2(\dot{m}_{v2}^+ + \dot{m}_{v1}^+)\frac{\dot{m}_{v1}^+}{1/2(\rho_{can}+\rho_{v1})\Sigma_{v1}} - 1/2m_{ref}^2(\dot{m}_{ev}^+ + \dot{m}_{v1}^+)\frac{\dot{m}_{ev}^+}{1/2(\rho_{can}+\rho_0)\Sigma_{can}} \end{aligned}$$

et la conductance :

$$GP_{can} = P_{ref}\Sigma_{eq\ canv}$$

Bilan d'énergie

On effectue enfin le bilan d'énergie sur le volume « can » représenté sur la figure V.9 :

$$\rho_{can}\Omega_{can}\frac{\partial h_{can}}{\partial t} - \dot{Q}_{can} + \dot{m}_{ev}(h_{can} - h_0) = 0 \quad (\text{V.23})$$

Après adimensionnement et écriture sous forme réseau, on a :

$$DN_{can}\frac{\partial h_{can}^+}{\partial t} = GF_{can}(h_0^+ - h_{can}^+) + QS_{can} \quad (\text{V.24})$$

avec :

$$\begin{aligned} DN_{can} &= h_{ref}\rho_{can}\Omega_{can}, \text{ la capacité « enthalpique »,} \\ GF_{can} &= \dot{m}_{ref}h_{ref}\dot{m}_{ev}^+, \text{ la conductance fluïdique, et} \\ QS_{can} &= \dot{Q}_{can}. \end{aligned}$$

1.3.3 Artère liquide

Bilan de masse

Le bilan de masse s'effectue de la même manière que pour tous les autres nœuds (cf. figure V.9). Une fois adimensionné et écrit sous forme réseau, il s'exprime de la manière suivante (V.25) :

$$Gdb_{art}(\dot{m}_{ev}^+ - \dot{m}_{resev}^+) + Jdb_{art} = 0 \quad (\text{V.25})$$

Avec la source de courant $Jdb_{art} = \frac{\partial\rho_{art}}{\partial t}$ et la conductance $Gdb_{art} = \frac{\dot{m}_{ref}}{\Omega_{art}}$.

Bilan de quantité de mouvement

Chapitre V. Modélisation thermohydraulique du fonctionnement en régime transitoire d'une BFDPT

En partant de l'interface de vaporisation et en suivant le sens de l'écoulement, le nœud « art » est le dernier nœud en écoulement libre. Le fluide s'introduit ensuite dans la mèche poreuse. Les hypothèses qui y sont assumées sont plus restrictives. Par conséquent, pour l'expression de la quantité de mouvement sur le volume visible de la figure V.13, on suppose l'existence d'un nœud fictif dont l'enthalpie massique et la pression sont les mêmes que celles du nœud « art ».

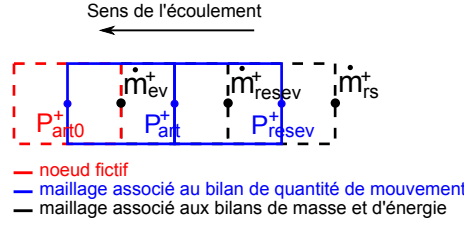


Figure V.13 – Maillage associé au bilan de quantité de mouvement en entrée d'évaporateur

Le bilan de quantité de mouvement s'écrit alors sous forme réseau après adimensionnement de la manière suivante (V.26) :

$$GP_{art}(P_{art}^+ - P_{resev}^+) + Jp1_{art} + Jp2_{art} + Jp3_{art} + Jp4_{art} = 0 \quad (V.26)$$

avec les sources de courant :

$$Jp1_{art} = 1/2(l_{resev} + l_{art})\dot{m}_{ref} \frac{\partial \dot{m}_{resev}^+}{\partial t},$$

$$Jp2_{art} = -F_{visqueux art},$$

$$Jp3_{art} = 1/2m_{ref}^2(\dot{m}_{ev}^+ + \dot{m}_{resev}^+) \frac{\dot{m}_{resev}^+}{1/2(\rho_{resev} + \rho_{art})\Sigma_{art}} - 1/2m_{ref}^2(\dot{m}_{rs}^+ + \dot{m}_{resev}^+) \frac{\dot{m}_{rs}^+}{1/2(\rho_{rb} + \rho_{resev})\Sigma_{resev}},$$

$$Jp4_{art} = 1/4(\rho_{resev} + \rho_{art})(\Omega_{resev} + \Omega_{art})g^4$$

ρ_{rb} est la masse volumique du fluide calculée au nœud précédent le nœud « resev » dans le sens de l'écoulement. Il s'agit de la masse volumique du fluide situé dans la partie basse du réservoir (voir la modélisation ci-après).

et la conductance :

$GP_{art} = P_{ref}\Sigma_{eq\ resevart}$, avec $\Sigma_{eq\ resevart}$ définie par :

$$\text{Si } \Sigma_{resev} = \Sigma_{art}, \quad \Sigma_{eq\ resevart} = \Sigma_{art}$$

$$\text{Si } \Sigma_{resev} \neq \Sigma_{art}, \quad \Sigma_{eq\ resevart} = \frac{l_{art}}{l_{resev} + l_{art}}\Sigma_{art} + \frac{l_{resev}}{l_{resev} + l_{art}}\Sigma_{resev}$$

Bilan d'énergie

4. $Jp4_{art}$ est positif car la gravité est dans le même sens de l'écoulement.

On effectue, enfin, le bilan d'énergie sur le volume de fluide contenu dans les artères liquides. Le fluide étant réchauffé au sein de la mèche poreuse, seuls les flux d'énergie échangés par transport sont modélisés. On rappelle l'existence d'un nœud fictif suivant le nœud « art » ayant les mêmes pression et enthalpie massique. L'expression sous forme réseau de la conservation de l'énergie s'écrit alors :

$$DN_{art} \frac{\partial h_{art}^+}{\partial t} = GF_{art}(h_{resev}^+ - h_{art}^+) \quad (V.27)$$

avec :

$DN_{art} = h_{ref} \rho_{art} \Omega_{art}$, la capacité « enthalpique »,
 $GF_{art} = \dot{m}_{ref} h_{ref} \dot{m}_{resev}^+$, la conductance fluide.

1.3.4 Réseaux en débit massique, en enthalpie massique, en température et en pression représentant la modélisation de l'évaporateur

Les figures V.14, V.15 et V.16 représentent les quatre réseaux constitutifs de la modélisation de l'évaporateur.

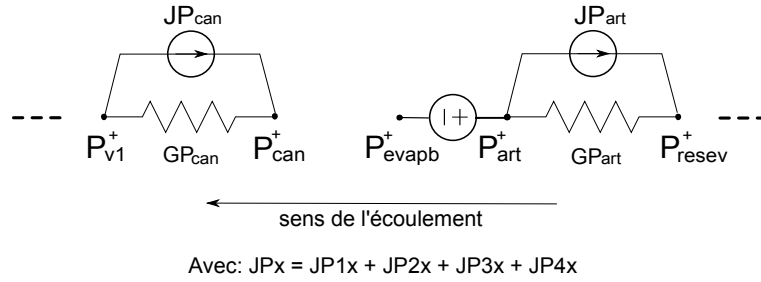


Figure V.14 – Réseau en pression modélisant l'évaporateur

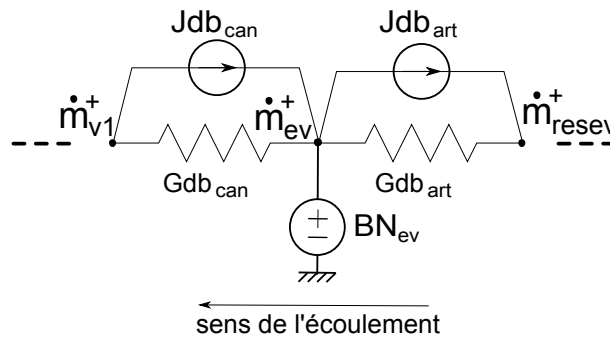


Figure V.15 – Réseau en débit massique modélisant l'évaporateur

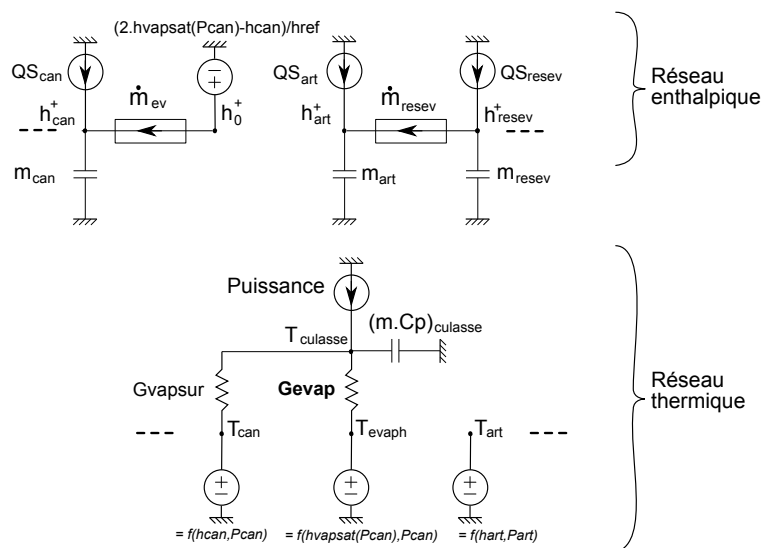


Figure V.16 – Réseaux en enthalpie massique et en température modélisant l'évaporateur

1.4 Modélisation du réservoir

Le comportement thermohydraulique transitoire de ce composant repose sur de nombreux phénomènes dont la modélisation, très complexe en raison de sa dépendance à la configuration du réservoir, nécessite une description très fine. On rappelle que l'objectif de ces travaux est une approche système. Par conséquent, seule une modélisation simplifiée de ce composant sera effectuée pour l'instant. En particulier, en ce qui concerne le bilan de quantité de mouvement, s'appuyant sur les bonnes estimations des niveaux moyens de pression du modèle précédent, seuls les effets hydrostatiques seront considérés.

1.4.1 Partie haute du réservoir

C'est au niveau de cette partie haute du réservoir qu'est contrôlée expérimentalement la température de référence du cycle thermodynamique. Ainsi, au moyen d'une cartouche chauffante associée à une régulation PID, on régule la température du fluide. Le remplissage de la boucle étant effectuée de manière à ce que les phases liquide et vapeur coexistent dans cette zone, on contrôle donc également la pression au niveau de l'interface liquide-vapeur.

Numériquement, on impose simplement la température au nœud associé à la partie haute du réservoir et sa pression à la valeur de pression de saturation correspondant à sa température de consigne. A l'instar du modèle transitoire thermique, la masse de fluide $m_{r,h}$ est calculée, à chaque itération, par un bilan de masse à l'échelle de la boucle. Un bilan de masse, effectué cette fois-ci sur le volume de fluide du réservoir haut (cf. figure

V.17) donne :

$$\frac{\partial m_{rh}}{\partial t} = \dot{m}_{rh} \quad (\text{V.28})$$

où \dot{m}_{rh} est le débit massique de fluide circulant de la partie basse à la partie haute du réservoir (cf. figure V.17).

Ces conditions limites en pression et en température apparaissent sur les réseaux représentés respectivement en figure V.19 et figure V.20.

1.4.2 Partie basse du réservoir

La figure V.17 représente la partie basse du réservoir ainsi que les variables qui lui sont associées.

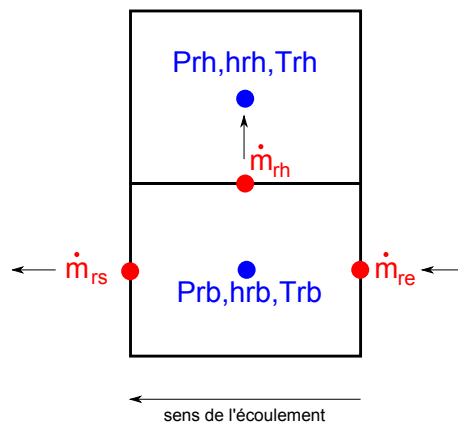


Figure V.17 – Schéma du réservoir

Bilan de masse

L'hypothèse de fluide incompressible a été effectuée pour cette zone en raison de la présence de la seule phase liquide⁵. Le bilan de masse s'écrit donc :

$$\dot{m}_{re} - \dot{m}_{rs} = \dot{m}_{rh} \quad (\text{V.29})$$

Où \dot{m}_{re} , \dot{m}_{rs} et \dot{m}_{rh} sont respectivement les débits massiques entrant, sortant et en direction du réservoir haut (cf. figure V.17).

5. Un essai a été effectué en prenant en compte la compressibilité du fluide dans la partie basse du réservoir au même titre que dans les autres mailles de la boucle. Les résultats se sont avérés identiques mais le temps de calcul a été doublé.

Chapitre V. Modélisation thermohydraulique du fonctionnement en régime transitoire d'une BFDPT

Après adimensionnement et écriture au formalisme ESACAP, on obtient (V.30) :

$$G_{dbr}(\dot{m}_{re}^+ - \dot{m}_{rs}^+) + Jdb_{rb} = 0 \quad (\text{V.30})$$

Avec :

$G_{dbr} = \dot{m}_{ref}$, une conductance et,
 $Jdb_{rb} = -\dot{m}_{rh}$, une source de courant.

Le réseau correspondant est représenté sur la figure V.18.

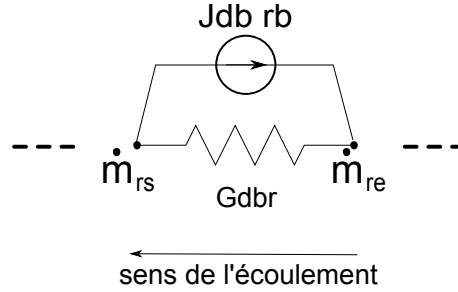


Figure V.18 – Réseau en débit massique modélisant la partie basse du réservoir

Bilan de quantité de mouvement

Comme pour la modélisation thermique (évoquée au chapitre III), la pression en partie basse du réservoir est directement liée à celle dans la partie haute par les effets hydrostatiques dépendant de la hauteur de liquide séparant l'interface liquide-vapeur dans la partie supérieure et de la partie basse du réservoir.

Ainsi, l'expression de cette pression est donnée simplement par l'équation (V.31).

$$P_{rb} = P_{rh} + \rho_{moyen} g H_{liq,res} \quad (\text{V.31})$$

où P_{rb} , P_{rh} , ρ_{moyen} et $H_{liq,res}$ sont respectivement la pression en partie basse, la pression en partie haute, la moyenne des masses volumiques en parties haute et basse et la hauteur de liquide dans le réservoir, cette dernière résultant du bilan de masse globale effectué à l'échelle de la boucle (cf. chapitre III).

Ainsi, en adimensionnant, on obtient :

$$P_{rb}^+ - P_{rh}^+ = \frac{\rho_{moyen} g H_{liq,res}}{P_{ref}} \quad (\text{V.32})$$

Puis, en appliquant le formalisme ESACAP, on a :

$$E_{pres}(P_{rh}^+, P_{rb}^+) = \frac{\rho_{moyen} g H_{liq,res}}{P_{ref}} \quad (\text{V.33})$$

E est un mot clé de ESACAP permettant d'imposer une différence de potentiel (ici de pression) entre les deux nœuds spécifiés en arguments.

Le réseau en pression qui en résulte est représenté sur la figure V.19.

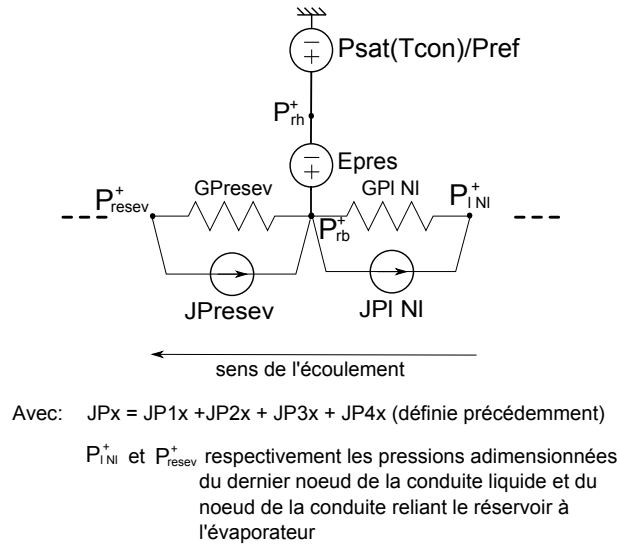


Figure V.19 – Réseau en pression modélisant le réservoir

Bilan d'énergie

Le bilan d'énergie prend la même forme que dans le cas déjà présenté des conduites et du condenseur. Il s'écrit alors :

$$\rho_{rb}\Omega_{rb}\frac{\partial h_{rb}}{\partial t} - \dot{Q}_{rb} + \dot{m}_{re}(h_{rb} - h_{l N_l}) = 0 \quad (V.34)$$

où l'indice « $l N_l$ » fait référence au dernier volume de fluide de la conduite liquide.

Une fois adimensionné et écrit au format ESACAP, ce bilan d'énergie devient :

$$DN_{rb}\frac{\partial h_{rb}^+}{\partial t} = GF_{rb}(h_{l N_l}^+ - h_{rb}^+) + QS_{rb} \quad (V.35)$$

Avec :

$DN_{rb} = h_{ref}\rho_{rb}\Omega_{rb} = h_{ref}m_{rb}$, la capacité « enthalpique »,
 $GF_{rb} = \dot{m}_{ref}h_{ref}\dot{m}_{re}^+$, la conductance fluïdique,et
 $QS_{rb} = \dot{Q}_{rb}$, une source de courant.

Le réseau thermique conductif est celui utilisé dans le modèle précédent. Il est représenté sur la figure V.20. Par conséquent, la source de courant $QS_{rb} = \dot{Q}_{rb} = Q(Gres)$

représente le flux thermique reçu par la partie basse du réservoir, en provenance de la partie haute. On rappelle que la conductance G_{res} a été identifiée expérimentalement en régime permanent. Dans la modélisation thermique, sa valeur dépend de :

- la température de consigne T_{con} ,
- la température de liquide entrant dans le réservoir,
- la puissance $Q(G_{evap})$, transmise au fluide au niveau de l'évaporateur.

Or, la prise en compte des phénomènes de compressibilité induit des variations de débit le long de la boucle. Ainsi, le débit massique en entrée de réservoir \dot{m}_{re} n'est plus systématiquement égal au débit d'évaporation \dot{m}_{ev} . La détermination de G_{res} ne peut donc plus s'appuyer sur $Q(G_{evap})$ mais sur la puissance thermique permettant d'obtenir, en régime permanent, un débit massique d'évaporation égal à \dot{m}_{re} . Ainsi, afin de simplifier le modèle, la valeur de G_{res} dépendra désormais de :

- la température de consigne T_{con} ,
- la température de liquide entrant dans le réservoir,
- du débit massique en entrée d'évaporateur \dot{m}_{re} .

Les réseaux thermique et enthalpique correspondant à ce bilan énergétique sont représentés sur la figure V.20.

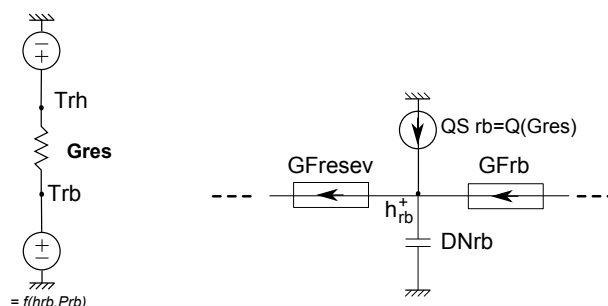


Figure V.20 – Réseaux en température et en enthalpie modélisant le réservoir

1.5 Bilan

L'analyse des résultats du modèle thermique a permis de mettre en évidence la nécessité de prendre en compte les effets inertiels hydrauliques. La modélisation présentée dans ce chapitre, s'appuie donc sur la résolution des bilans de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie. Seuls les termes liés aux travaux des forces de pression ont été négligés dans cette dernière équation. Elle s'avère donc a priori capable de retranscrire le comportement thermohydraulique transitoire d'une CPLIP.

La particularité de ces travaux de thèse est la traduction des équations de conservation sous forme de réseaux par analogie électrique. Ainsi, cette modélisation repose sur quatre réseaux très fortement couplés, comme le montre la figure V.21, correspondant aux quatre variables, à savoir : la pression, l'enthalpie massique, la température et le débit massique. Ils sont présentés en annexe C.

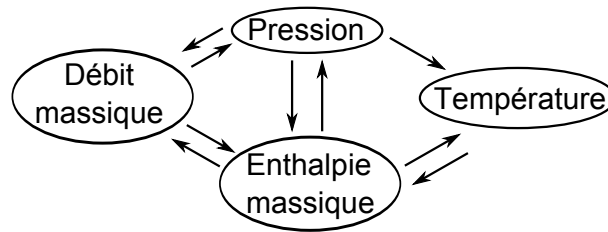


Figure V.21 – Couplage entre les quatre réseaux constitutifs de la modélisation thermohydraulique

Ce modèle compte seulement trois conditions limites que sont la puissance appliquée à l'évaporateur ainsi que les températures de consigne et de source froide. Elles sont localisées sur la figure V.22. Toutes les simulations présentées dans ce chapitre ont été réalisées avec la discrétisation la plus fine admissible par la version ESACAP disponible aujourd'hui, soit :

- $N_v = 200$, pour la conduite vapeur,
- $N_c = 600$, pour le condenseur,
- $N_l = 50$, pour la conduite liquide,
- deux nœuds pour le réservoir (un nœud par partie),
- un nœud pour la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur,
- et quatre nœuds pour l'évaporateur correspondant à l'artère liquide et le nœud fictif associé puis à la vapeur contenue dans les cannelures et le nœud fictif associé.

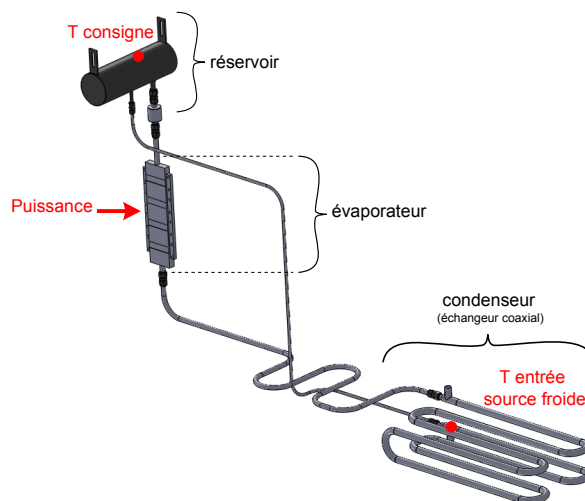


Figure V.22 – Localisation des conditions limites du modèle thermohydraulique

2 Confrontation entre résultats expérimentaux et de modélisation

Il s'agit ici de vérifier l'aptitude du modèle thermohydraulique à représenter le comportement transitoire d'une CPLIP. Le banc expérimental déjà décrit et utilisé précédemment est à nouveau mis à profit avec les mêmes sollicitations thermiques transitoires.

La température ambiante est de 23°C et le coefficient d'échange thermique avec le milieu ambiant est de nouveau considéré à la valeur majorée de 15 W/(°C.m²).

2.1 Cas d'une rampe douce

La confrontation des résultats débute par la simulation de la réponse de la CPLIP soumise à une rampe douce de puissance dissipée.

2.1.1 Sollicitation appliquée

A l'instar de la démarche de validation du modèle transitoire thermique, on applique à l'évaporateur une rampe de puissance évoluant de 400 W à 800 W, de pente 4 W/s, ce qui correspond à une durée d'application du chauffage de 100 s. La température de consigne est fixée à 73,6°C et la source froide à 21°C. On détermine donc l'aptitude du modèle à retranscrire le comportement de la CPLIP, en comparant l'évolution temporelle des valeurs simulées et mesurées de variables stratégiques telles que le débit massique en sortie du condenseur, les températures et les pressions le long de la boucle, ...

En ce qui concerne les régimes permanents (400 W et 800 W), les résultats obtenus sont proches de ceux fournis par le modèle transitoire thermique. Seules quelques températures diffèrent légèrement. L'origine de ces écarts sera discutée lors de l'analyse du régime transitoire.

2.1.2 Evolution de la température de la culasse de l'évaporateur

L'analyse débute donc par l'observation de la température de la culasse de l'évaporateur. La figure V.23 représente l'évolution temporelle de sa valeur mesurée et de ses valeurs calculées par les deux modèles.

En premier lieu, on observe que, si les deux modèles donnent des résultats très similaires pour la valeur en régime permanent à 400 W, un écart faible de 0,4°C apparaît pour le second niveau. La conductance d'évaporation G_{evap} étant calculée de la même façon, cette différence s'impute directement au calcul de la température de saturation. Or, cette dernière est une fonction de la pression qui est déterminée par l'équation de conservation de quantité de mouvement. En raison des termes pris en considération (pertes de charge inertielles, ...) et d'un maillage différent induisant une gestion différente de cette pression, son estimation par les deux modèles diffère légèrement.

En second lieu, on constate un écart entre les valeurs mesurée et calculée par le modèle thermohydraulique de la température du bâti de l'évaporateur très proches pour les deux

V.2 Confrontation entre résultats expérimentaux et de modélisation

régimes permanents. Le régime transitoire s'en retrouve donc mieux représenté par la modélisation : la pente est mieux estimée. On constate également le même retard entre valeur mesurée et simulée dû au temps de propagation de la chaleur au sein des blocs de chauffe.

On rappelle que cette mesure est précise à $\pm 1,5^\circ\text{C}$.

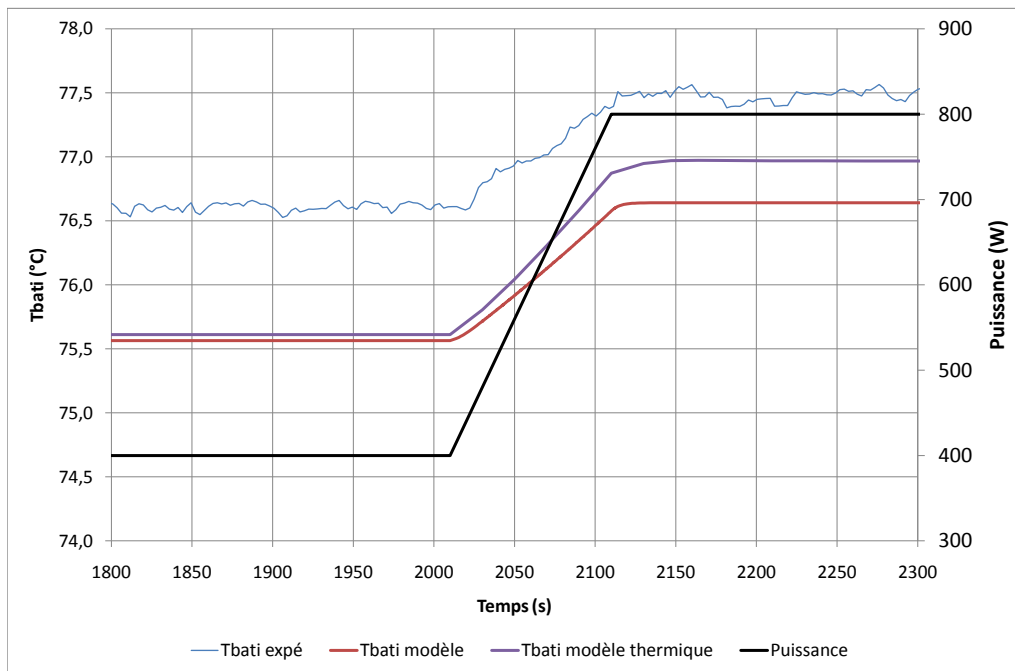


Figure V.23 – Evolution temporelle de la température de la culasse de l'évaporateur

2.1.3 Evolution du débit massique

La figure V.24 représente ensuite l'évolution temporelle du débit massique, mesurée et calculée par le modèle thermohydraulique, en sortie de condenseur. Est également tracé le débit massique d'évaporation calculé par cette même modélisation et par le modèle transitoire thermique⁶.

Tout d'abord, on constate que l'évolution temporelle du débit d'évaporation calculé par les deux modèles est très semblable. La différence observée lors du second régime permanent résulte de nouveau du calcul de la pression de saturation à l'évaporateur.

Par la suite, il apparaît clairement que le modèle thermohydraulique accuse le même décalage que le modèle thermique. La raison en est toujours la représentation insuffisante de la propagation de la chaleur des barreaux chauffants jusqu'à l'interface d'évaporation.

6. On rappelle que ce modèle suppose que le débit massique est identique en tout point à chaque instant.

En revanche, la modélisation thermohydraulique semble représenter de manière correcte, hormis le palier intermédiaire constaté expérimentalement, la croissance du débit massique. L'« overshoot » est également bien simulé, tant du point de vue de son amplitude que de sa durée. On vérifie qu'il résulte des effets inertiels dans la phase liquide induits par la compression de la vapeur nécessaire à la mise en mouvement du liquide qui sera analysée plus loin.

En raison des oscillations qui résultent de la discrétisation encore trop grossière⁷, il est difficile d'analyser ici la forme de ce pic de débit massique. Il semblerait toutefois que le changement de variation mesuré soit plus progressif que celui simulé. Des simulations complémentaires pour des rampes de pentes plus sévères seront analysées plus loin et permettront d'affiner l'analyse.

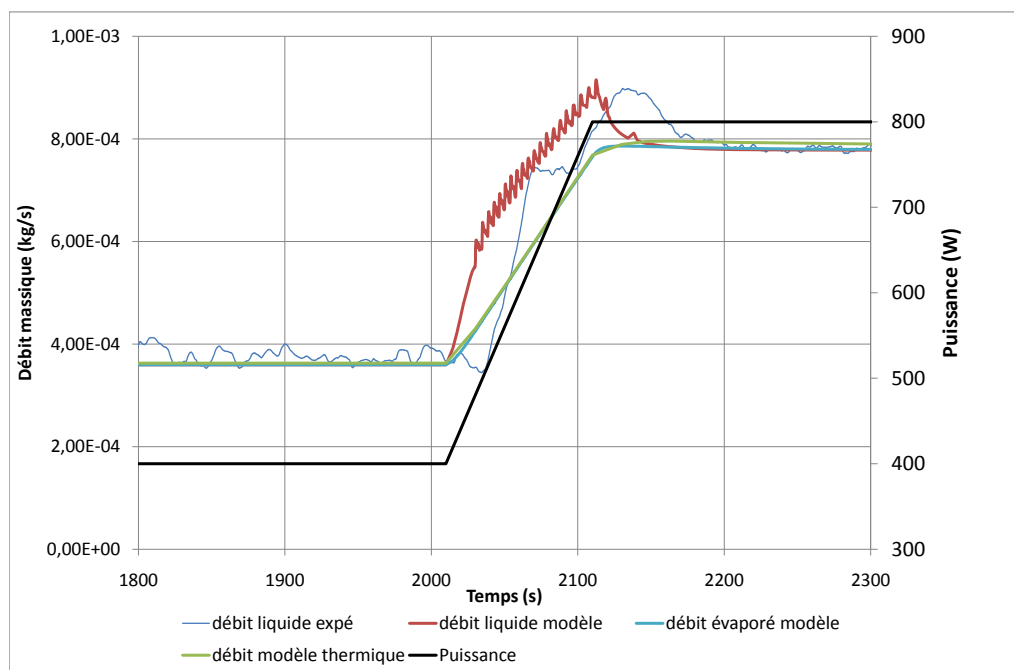


Figure V.24 – Evolution temporelle du débit massique

Pour conclure, le modèle montre son aptitude à représenter l'overshoot de débit massique à la suite d'une rampe de puissance thermique, ce que ne faisait pas le précédent modèle.

2.1.4 Evolution des températures le long de la boucle

On observe, maintenant, l'évolution temporelle de différentes températures le long de la boucle. Ces évolutions mesurées et calculées sont représentées sur la figure V.25.

7. Il s'agit malheureusement du maillage le plus fin que l'on puisse réaliser avec la version d'ESACAP mise à disposition.

V.2 Confrontation entre résultats expérimentaux et de modélisation

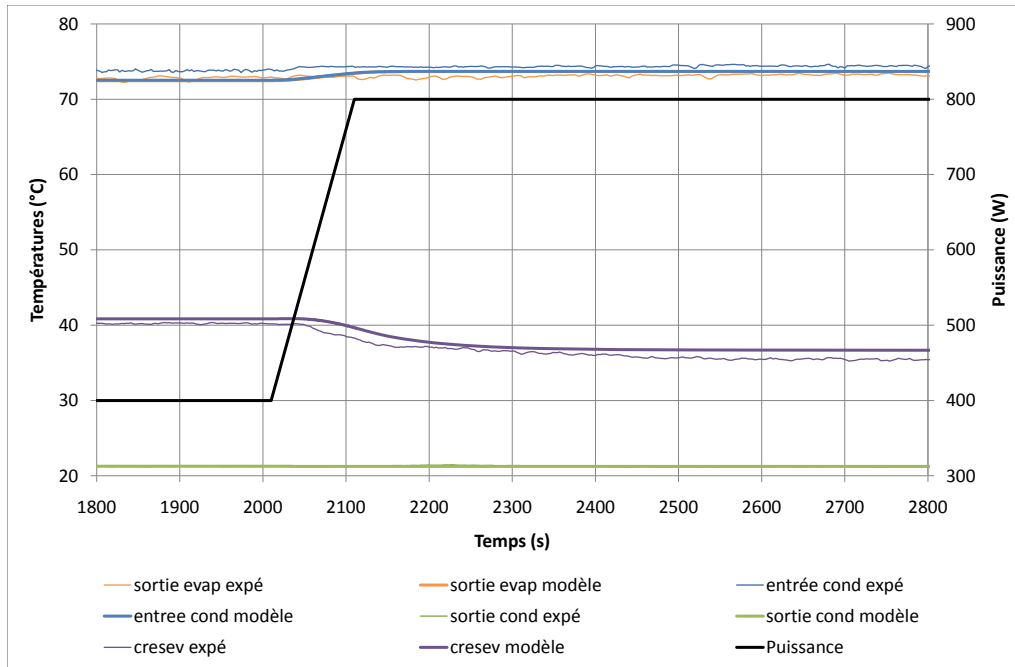


Figure V.25 – Evolution temporelle des températures le long de la boucle

On remarque que, comme la modélisation thermique transitoire, ce modèle prévoit une évolution des températures en sortie d'évaporateur et en sortie de condenseur très proche des relevés expérimentaux. En revanche, la réponse des deux modèles diffère pour deux températures. La première est la température en entrée de condenseur (courbe bleue, cf. figure V.25 et figure III.28, p. 91). Les échanges thermiques avec l'ambiance étant gérés de la même manière, la différence résulte d'une discrétisation plus fine de la conduite vapeur dans le modèle thermohydraulique ($N_v = 200$) que dans le modèle thermique ($N_v = 50$).

La seconde température est la température de paroi de la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur. Les évolutions temporelles expérimentales et numériques fournies par les deux modèles sont visibles sur la figure V.26.

On constate que le modèle thermohydraulique estime mieux cette température pour les régimes permanents que le modèle thermique. Il s'agit d'une conséquence directe d'un meilleur recalage de la conductance d'échange thermique entre les deux volumes de fluide du réservoir. En effectuant un bilan d'énergie sur la partie basse du réservoir, il apparaît que, compte tenu de l'ordre de grandeur des débits massiques mis en jeu, une différence de 0,3 W sur le flux échangé entre les deux cellules du réservoir $Q(G_{res})$ implique une variation de température du fluide en sortie de l'ordre de 1 à 2°C. Cette variation étant inversement proportionnelle au débit massique, cela justifie l'écart, entre les deux modèles, plus conséquent pour une puissance de 400 W que de 800 W. Cette conductance G_{res} influence considérablement la température T_{cresev} . Sa détermination empirique doit donc être effectuée de manière rigoureuse.

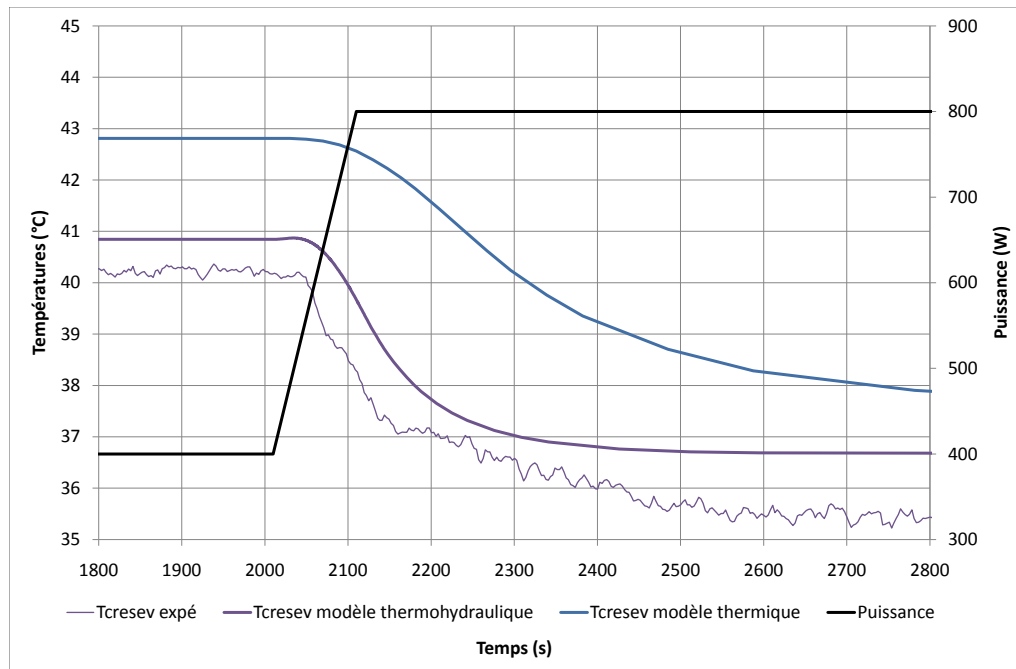


Figure V.26 – Evolution temporelle de la température de la paroi de la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur

Le modèle thermohydraulique simule très convenablement l'évolution transitoire de cette température. Il prévoit en effet correctement, contrairement au modèle transitoire thermique, une décroissance rapide de la température durant les premiers instants. Toutefois, le retour à l'équilibre semble être anticipé par cette approche.

2.1.5 Evolution des pressions

Enfin, on s'intéresse au champ de pression. L'évolution temporelle de la pression observée à différentes positions le long de la boucle est représentée sur la figure V.27. En ce qui concerne les régimes permanents, on observe que le modèle thermohydraulique, à l'instar du modèle thermique, surestime les pertes de charge dans la ligne vapeur (différences entre les courbes de pression « Pevap sortie » et « Pcond entrée »).

Les autres pressions sont correctement simulées tant en régime permanent que transitoire.

2.1.6 Bilan

Le modèle thermohydraulique apparaît plus apte, comme on pouvait s'y attendre, à simuler les régimes transitoires. Il permet en effet une meilleure estimation de l'évolution temporelle des températures, des pressions et surtout des débits massiques en tout point de la boucle.

V.2 Confrontation entre résultats expérimentaux et de modélisation

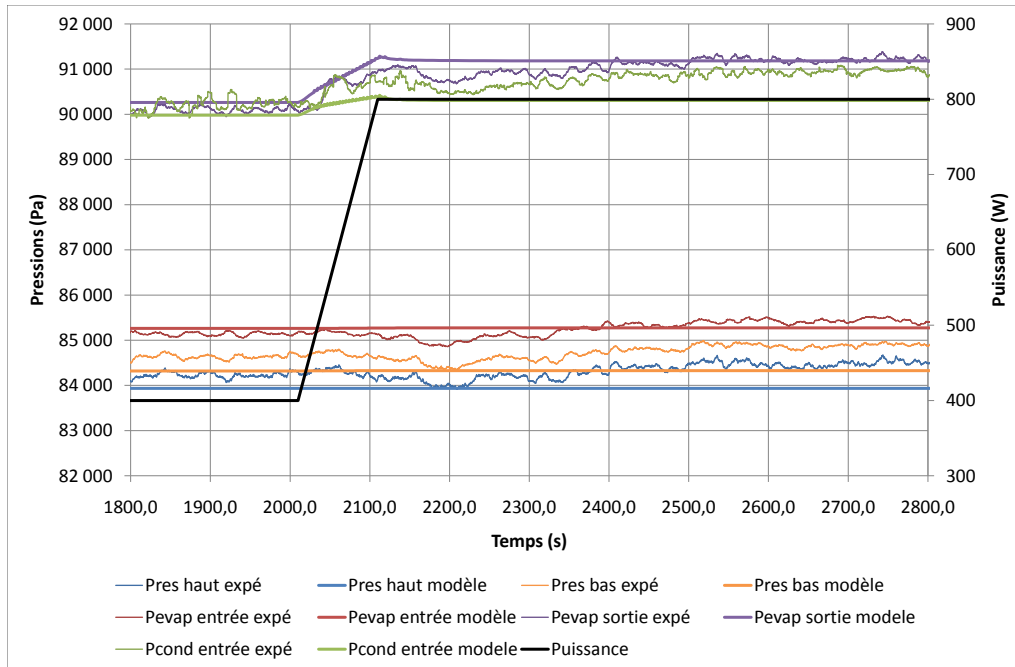


Figure V.27 – Evolution temporelle des pressions le long de la boucle

Toutefois, il faut garder à l'esprit que la sollicitation considérée ici est encore peu contraignante et peu représentative d'une situation réelle de dissipation d'un module de puissance. Une analyse de la capacité du modèle à simuler le comportement de la boucle en condition plus sévère est indispensable.

2.2 Vers des transitoires sévères

Ce modèle thermohydraulique semble montrer de bonne capacité à simuler le comportement transitoire d'une CPLIP. Il s'agit désormais de déterminer dans quelle mesure et jusqu'à quel degré de sévérité de sollicitation appliquée il est capable de prévoir l'évolution temporelle des variables caractérisant le fonctionnement de la boucle.

2.2.1 Sollicitations appliquées

Pour ce faire, cette démarche de validation se poursuivra au moyen des mêmes situations simulées que celle utilisées pour la confrontation expérimentale du modèle précédent : la température de source froide est maintenue à 21°C et la température de consigne au réservoir est proche de 73,5°C. Des rampes de puissance partant d'un état stabilisé correspondant à une puissance de 400 W à un autre correspondant à une puissance de 800 W avec une dynamique de plus en plus sévère respectivement caractérisées par des pentes de 4 W/s, 8 W/s, 40 W/s et de 400 W/s, sont appliquées à l'évaporateur. Elles sont

schématisées sur la figure V.28. La rampe de pente 4 W/s, déjà étudiée dans la section précédente, est là à titre de comparaison avec les autres sollicitations.

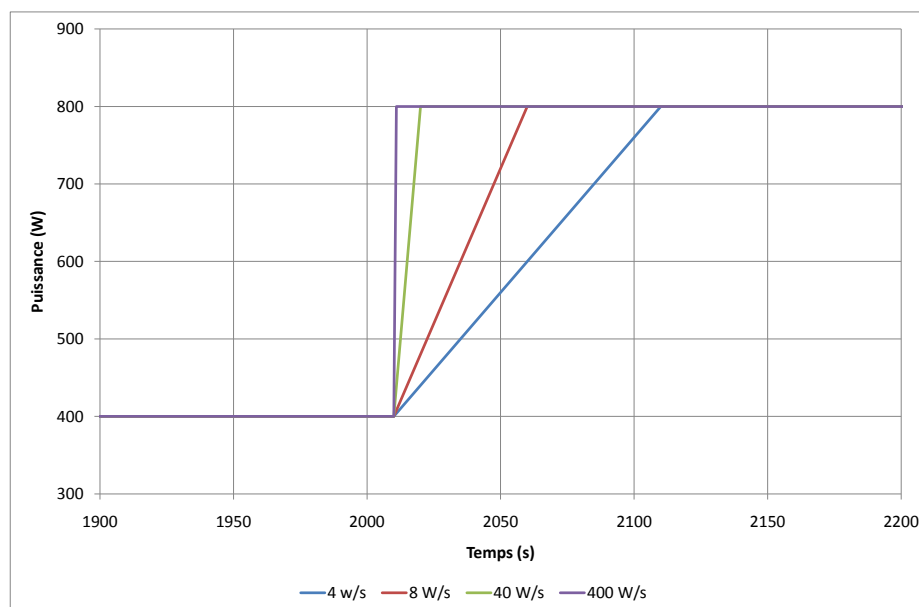


Figure V.28 – Différentes rampes de puissance appliquée à l'évaporateur

2.2.2 Evolution du débit massique

On regarde, dans un premier temps, l'évolution du débit massique du fluide en sortie de condenseur dont la réponse aux quatre sollicitations est représentée sur la figure V.29.

On retrouve, tout d'abord, le même déphasage, déjà constaté pour le modèle thermique, entre les valeurs mesurées et simulées, dont la raison reste un maillage conductif trop grossier des blocs de chauffe⁸ et de l'évaporateur. Par la suite, le modèle semble capable de prévoir un « overshoot » de débit massique en sortie de condenseur. Si son amplitude est bien estimée pour les deux sollicitations les moins sévères (4 W/s et 8 W/s), elle est en revanche surestimée pour les cas les plus contraignants. Cette surestimation est une conséquence directe de la modélisation du réservoir : ce dernier est modélisé par deux nœuds de fluide associés aux parties haute et basse du réservoir. La pression et la température fixées dans la cellule haute impliquent un changement de phase instantané, mais surtout un équilibre thermohydraulique toujours vérifié quelle que soit la valeur du débit de fluide entrant, ce qui ne peut être le cas dans la réalité.

En effet, un apport brusque de liquide va entraîner en premier lieu une compression de la vapeur contenue dans le réservoir qui va amortir la variation de débit massique entrant. La phase vapeur va alors s'échauffer. Les capacités thermiques de la structure et du liquide

8. L'influence du maillage sur ce temps de retard a été démontré avec une modélisation au moyen du solveur ESACAP.

V.2 Confrontation entre résultats expérimentaux et de modélisation

vont limiter l'augmentation de leur propre température. Par conséquent, à leur voisinage, la vapeur va se condenser, limitant ainsi sa compression. Plus l'enveloppe métallique du réservoir (et le liquide) est thermiquement capacitive, moins la phase gazeuse monte en pression et plus l'amplitude de l'« overshoot » de débit massique liquide est importante.

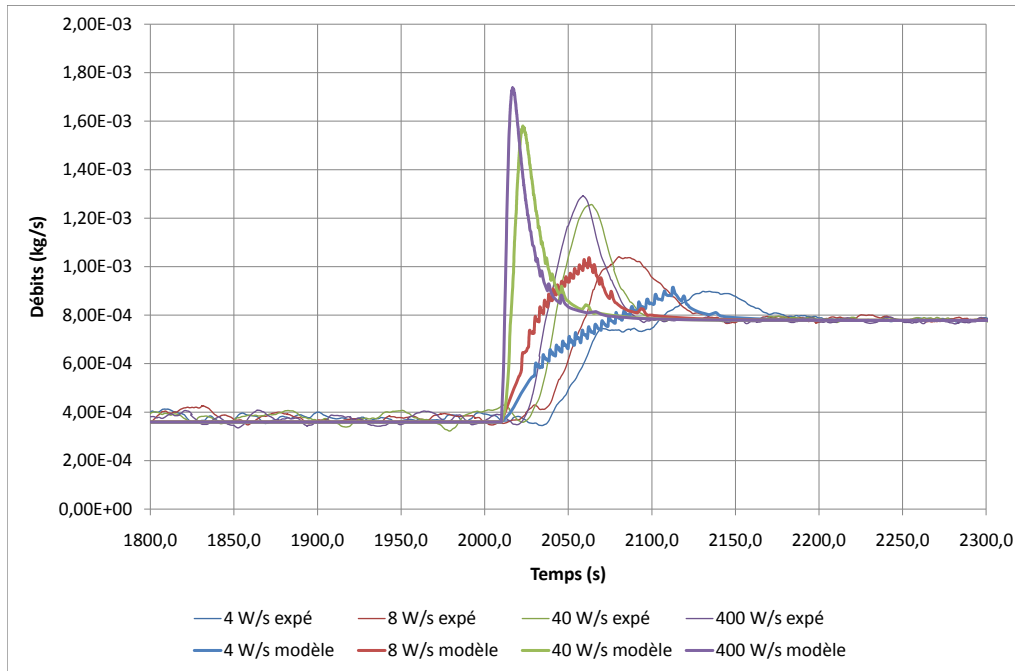


Figure V.29 – Evolution temporelle du débit massique en sortie de condenseur pour les différentes sollicitations

Afin de traduire la complexité des phénomènes mis en jeu, une discrétisation beaucoup plus fine de la partie haute du réservoir, s'appuyant sur au moins un nœud vapeur et quelques nœuds liquide est indispensable.

Les mêmes raisons sont à évoquer pour la sous-estimation du temps de retour à l'équilibre mécanique.

2.2.3 Evolution des températures

Ne seront présentées ici que les températures de culasse de l'évaporateur et de la paroi de la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur car ce sont celles dont l'évolution dépend le plus de la sévérité de la sollicitation.

Analyse de la température de la culasse de l'évaporateur

On considère, en premier lieu, la différence de températures entre la culasse de l'évaporateur et la température de consigne au réservoir dont l'évolution temporelle pour les

deux cas extrêmes (4 W/s et 400 W/s) est visible sur la figure V.30.

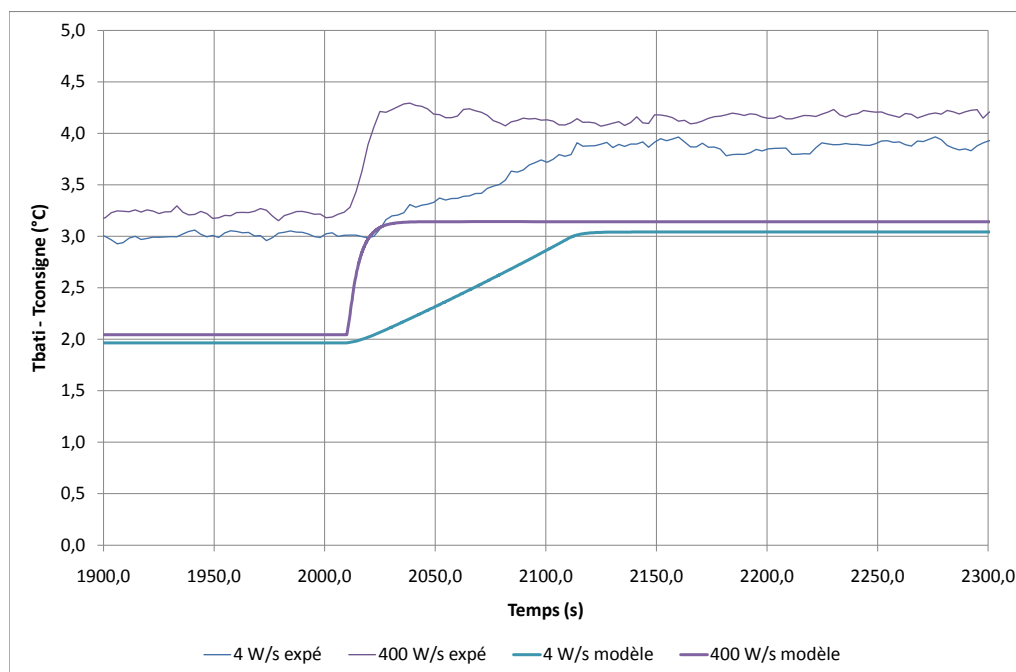


Figure V.30 – Evolution temporelle de l'écart entre la température de la culasse de l'évaporateur et la température de consigne pour les rampes de pente 4 W/s et 400 W/s

Bien qu'une erreur, de l'ordre de grandeur de l'incertitude de mesure au niveau du bâti, soit commise sur l'estimation des températures en régime permanent, la dynamique semble bien retranscrite quelle que soit la sévérité de la sollicitation. Un délai entre les courbes est observable mais négligeable pour la sollicitation la plus sévère.

Analyse de la température de paroi de la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur

On regarde, en second lieu, l'évolution temporelle de T_{cresev} dont une représentation, pour les rampes de flux thermique appliqué de pente 4 W/s et 400 W/s, est illustrée sur la figure V.31.

Le modèle thermohydraulique effectue ici encore une bonne estimation de l'évolution temporelle de cette température, et ce d'autant plus que la rampe de puissance est sévère. Il prévoit, en effet, un temps correct de retour à l'équilibre et une évolution en deux phases (la première rapide et la seconde plus lente), comme constaté expérimentalement. Le fait qu'il soit capable de simuler de manière convenable la première phase -rapide- de la variation de cette variable (notée 1 sur la figure V.31), contrairement au modèle thermique, permet de confirmer l'explication donnée au chapitre III. A savoir, le fluide sortant du condenseur à la température de source froide, sa température à l'entrée du

V.2 Confrontation entre résultats expérimentaux et de modélisation

réservoir est quasiment constante. Or, le débit massique en sortie de condenseur augmentant rapidement avec la puissance (cf. figure V.29), le refroidissement apporté à la partie basse du réservoir augmente alors également rapidement. Ce phénomène, non représenté par le modèle thermique, implique une accélération de la décroissance de la température du fluide contenu dans la partie basse du réservoir. Ainsi, par transport, cette tendance se répercute sur le fluide contenu dans la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur, puis sur la température de cette paroi T_{cresev} .

La vitesse de variation durant cette première phase est cependant encore sous estimée. Cela résulte probablement du fait que les échanges énergétiques par transport entre les deux parties du réservoir ne sont pas simulés. Il peut en effet y avoir une « dilution » du liquide en partie haute par cet apport brusque de liquide froid. Cet aspect, non pris en compte dans le modèle implique une surestimation de la température dans cette région et donc du flux transféré entre les deux cellules du réservoir. On a montré, lors de la comparaison des deux modèles (cf. page 162), une très grande sensibilité de T_{resev} à ce flux $Q(Gres)$. La conductance $Gres$ est évidemment trop restrictive pour transcrire ces aspects.

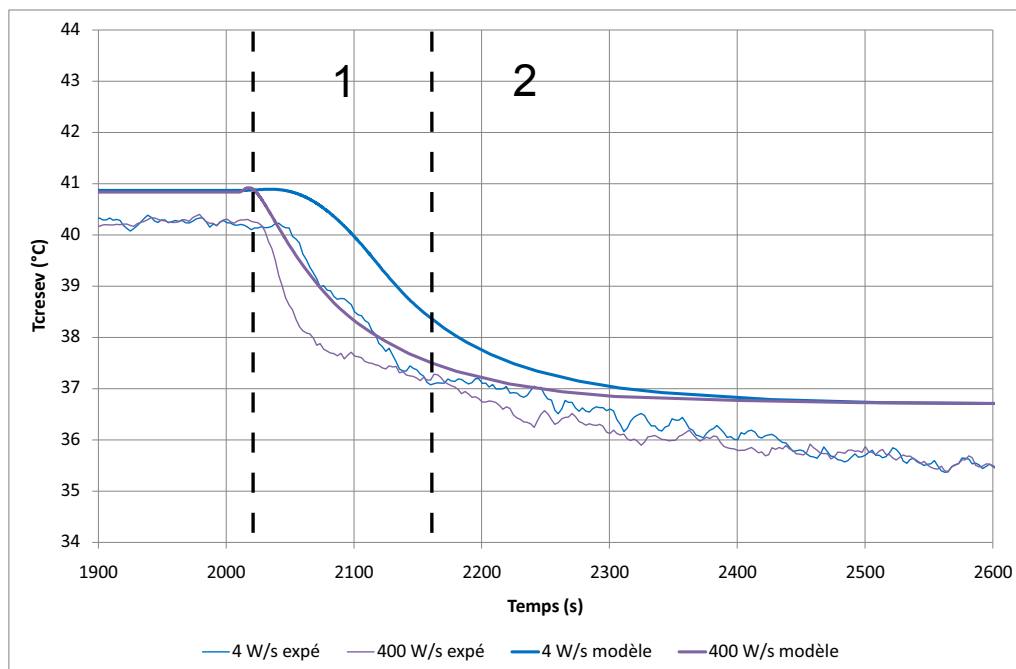


Figure V.31 – Evolution temporelle de la température de paroi de la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur T_{cresev} pour les rampes de puissance de pente 4 W/s et 400 W/s

2.2.4 Evolution des pressions

Enfin, on s'intéresse à la capacité du modèle à estimer le champ de pression. L'évolution temporelle des pressions aux bornes de chaque composant est représentée sur la figure V.32, hormis celle en sortie de condenseur.

On remarque, tout d'abord, que les pressions dans les deux parties du réservoir et dans la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur sont proches de l'expérience. Toutefois, une oscillation basse fréquence de toutes les pressions, dont l'origine est liée à la dynamique de la partie haute du réservoir, n'a pu être simulée.

Contrairement au modèle thermique, cette modélisation thermohydraulique est apte à représenter les pics de pression constatés expérimentalement aux bornes de la conduite vapeur. De même que le débit massique en sortie de condenseur auquel ils sont directement liés, ces pics sont en avance de phase par rapport à ceux mesurés et ont un temps de retour à l'équilibre plus court : l'inertie représentée est trop faible. En revanche, contrairement au débit massique, l'amplitude calculée par le modèle est inférieure à l'amplitude relevée expérimentalement. Cela résulte de la surestimation de l'amortissement induit par la compression du fluide dans la zone diphasique au condenseur. La raison principale à cette erreur est une modélisation trop simplifiée des phénomènes thermohydrauliques dans cette zone, s'appuyant sur l'approche de fluide homogène qui a déjà révélé quelques faiblesses.

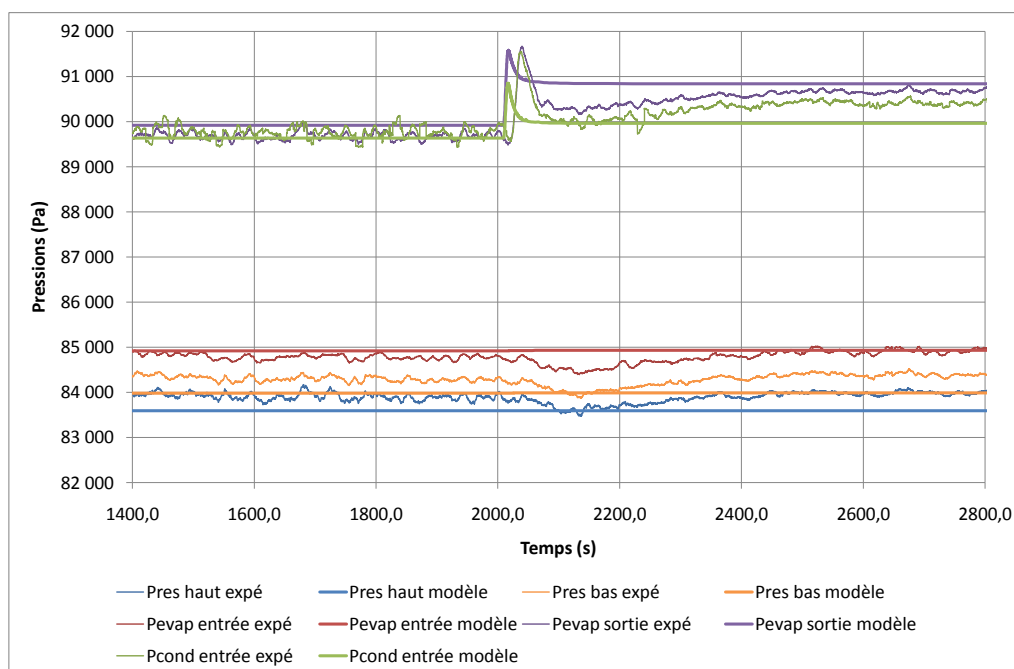


Figure V.32 – Evolution temporelle des pressions pour une rampe de pente 400 W/s

2.2.5 Bilan

Ce modèle retranscrit de manière convenable le comportement global d'une CPLIP soumise à une dissipation thermique appliquée selon une rampe montante de puissance. Il est d'autant plus fidèle que la sollicitation est peu sévère. Accroître sa précision, notamment en ce qui concerne l'estimation du débit massique en sortie de condenseur, passerait par une description plus fine des phénomènes physiques mis en jeu dans la partie haute du réservoir, en particulier de la compression-détente de la vapeur et des échanges thermiques par transport entre les deux parties, ainsi que des phénomènes thermiques conductifs au sein de l'évaporateur et du dispositif de chauffe.

2.3 Capacité à reproduire le comportement d'une CPLIP soumise à des rampes descendantes

La confrontation du modèle avec les évolutions expérimentales se poursuit par l'analyse des résultats de la modélisation thermohydraulique simulant des rampes décroissantes de flux de chaleur. Les relevés expérimentaux ayant témoigné d'un comportement différent selon que l'on applique une rampe de puissance montante ou descendante en raison des phénomènes gravitaires dans la ligne liquide, stabilisant en front montant et amplificateur en front descendant : l'amplitude de variation du débit massique est donc plus importante pour une diminution de puissance. Aussi, il s'agit d'apprécier la réponse du modèle à cette seconde situation.

2.3.1 Sollicitation appliquée

Les situations simulées ici sont identiques à celles considérées dans le chapitre III. La source froide est maintenue à 21°C et la température du fluide en partie haute du réservoir est fixée à une valeur proche de 73,5°C. Quatre sollicitations de puissance dissipée sont successivement appliquées à l'évaporateur entre 800 W et 400 W. Elles sont imposées suivant des rampes caractérisées par des pentes de -4 W/s, -8 W/s, -40W/s et -400 W/s respectivement dont un aperçu est donné sur la figure V.33.

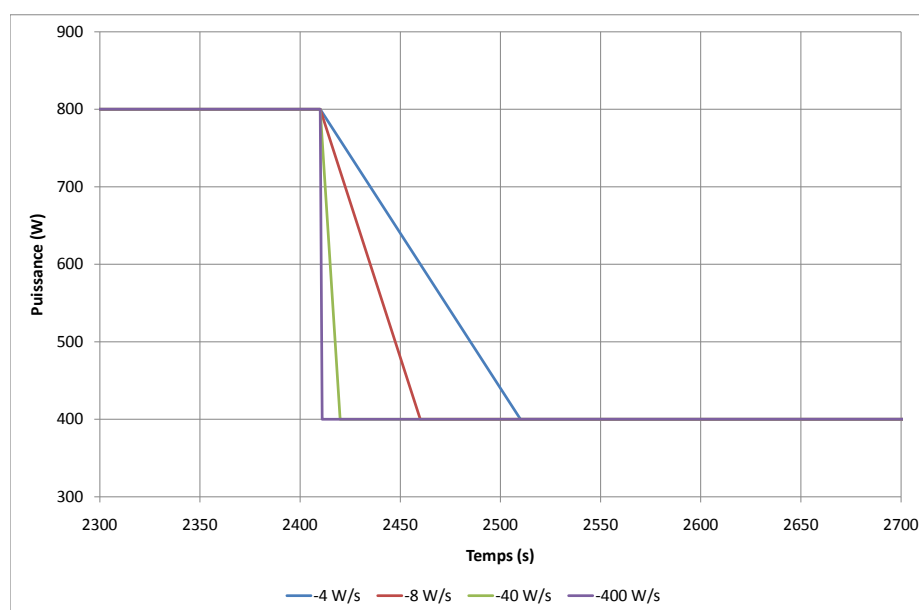


Figure V.33 – Différentes rampes de puissance appliquée à l'évaporateur

2.3.2 Evolution du débit massique

L'évolution temporelle du débit massique en sortie de condenseur est représentée sur la figure V.34 pour les quatre sollicitations imposées.

Quelle que soit la sévérité de la rampe de puissance, l'évolution générale du débit massique se rapproche de celle constatée expérimentalement. Le temps de retour à l'équilibre, est par ailleurs plus important ici que dans le cas d'une puissance appliquée selon une rampe croissante. Le modèle est également apte à simuler un retour du liquide du réservoir vers le condenseur, comme on peut le voir sur la figure V.34 : la valeur du débit devient négative pour les deux rampes les plus sévères.

Toutefois, certaines différences doivent être notées. Tout d'abord, on observe toujours le même décalage entre la mesure et l'estimation numérique, résultant de la représentation insuffisante de la propagation de la chaleur depuis le dispositif de chauffe jusqu'à l'interface d'évaporation.

L'amplitude du dépassement est surestimée mais dans une moindre mesure que pour la sollicitation montante de même pente. La cause de cette imprécision est une nouvelle fois la représentation trop approximative des phénomènes mis en jeu dans la partie haute du réservoir. Lors d'une diminution de puissance, du liquide quitte la partie haute du réservoir, induisant une détente de la vapeur qui amortit la chute de débit massique dans la conduite liquide. Dans le même temps, la température de la phase gazeuse diminue. Cette diminution est freinée par le réchauffement de la vapeur par les flux de chaleur en provenance de la cartouche chauffante et, de la structure métallique en raison de son inertie thermique. Contrairement à une phase de compression de la vapeur, où le retour à l'équilibre est uniquement assuré par les échanges thermiques -conducto-convectifs- avec

V.2 Confrontation entre résultats expérimentaux et de modélisation

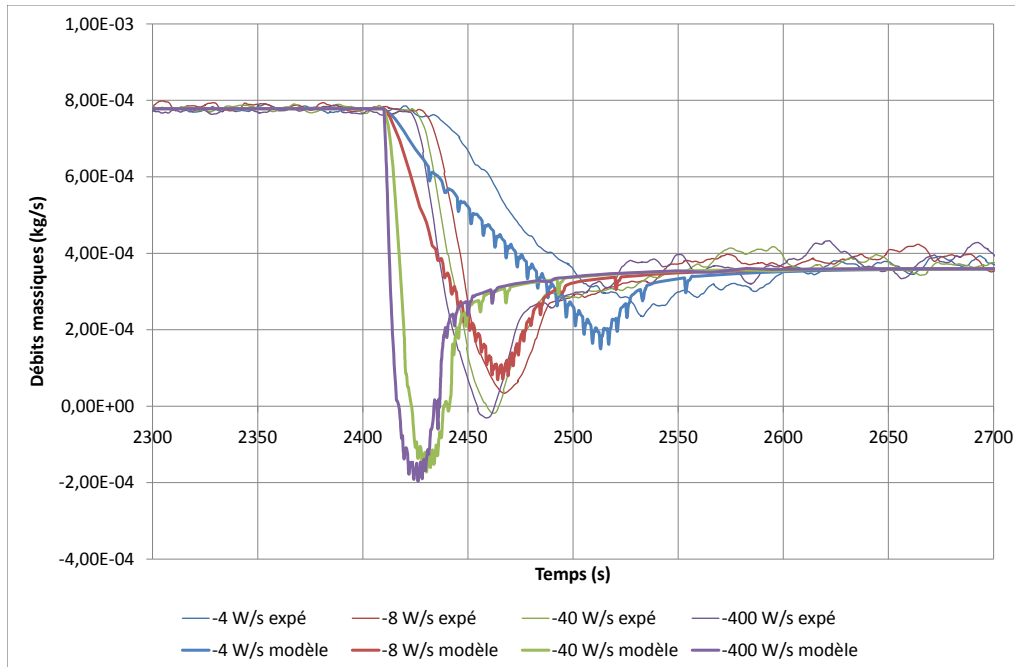


Figure V.34 – Evolution du débit massique du fluide en sortie de condenseur pour les différentes sollicitations

la structure du réservoir et le liquide, dans le cas d'une détente, la vapeur est réchauffée non seulement par la paroi du réservoir et la phase liquide mais aussi par le barreau chauffant. Le retour à l'équilibre va donc être plus rapide. Or, le considérant instantané, la modélisation simule mieux l'évolution temporelle du débit massique en sortie du condenseur dans le cas d'un front descendant.

2.3.3 Evolution des températures

Les autres températures étant peu sensibles à la sévérité de la sollicitation thermique, seules les températures de la culasse de l'évaporateur et de la paroi de la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur sont analysées ici.

La figure V.35 représente l'évolution temporelle de l'écart entre la température de la culasse de l'évaporateur et la température de consigne ($T_{bati} - T_{con}$).

Il apparaît clairement que, bien qu'on retrouve toujours un erreur sur l'estimation de cette température en régime permanent, la dynamique semble globalement bien retranscrite, et ce, quelle que soit la sévérité de la rampe de puissance appliquée. Les constantes de temps sont similaires.

La figure V.36 représente, elle, l'évolution de la température de la paroi de la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur. On observe bien sûr, de nouveau, que la valeur de cette température est moins bien approximée pour le régime permanent correspondant à

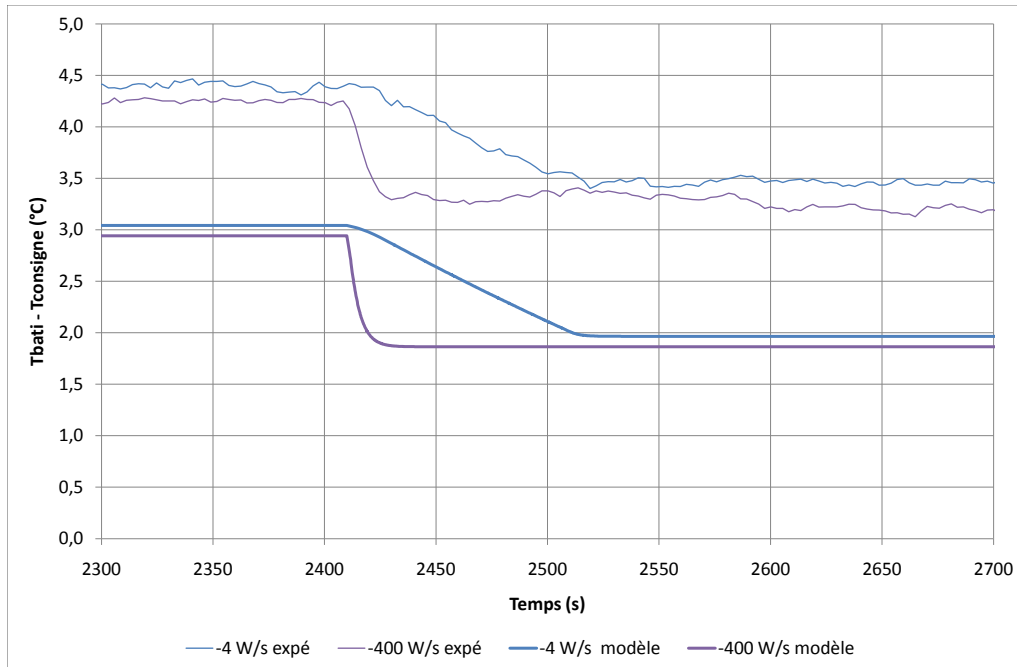


Figure V.35 – Evolution temporelle de $(T_{bati} - T_{con})$ pour les rampes de pentes -4 W/s et -400 W/s

une puissance de 800 W (avant 2400 s) que pour celui correspondant à 400 W. La raison en est toujours la sensibilité de T_{cresev} à $Q(G_{res})$, dont l'évolution est inverse de celle du débit massique du fluide dans la phase liquide (bilan d'énergie sur la partie basse du réservoir). Malgré cet écart, la dynamique est tout-à-fait satisfaisante. Toutefois, on remarque que, comme dans le cas d'une rampe montante, le taux de variation de T_{cresev} durant la première phase est encore sous-estimée. La cause en est encore l'absence de prise en compte des échanges énergétiques par transport entre les deux cellules du réservoir. Cette fois-ci, du liquide chaud est transféré de la partie haute vers la partie basse du réservoir ce qui implique une accélération de la hausse de la température du fluide dans la cellule basse.

V.2 Confrontation entre résultats expérimentaux et de modélisation

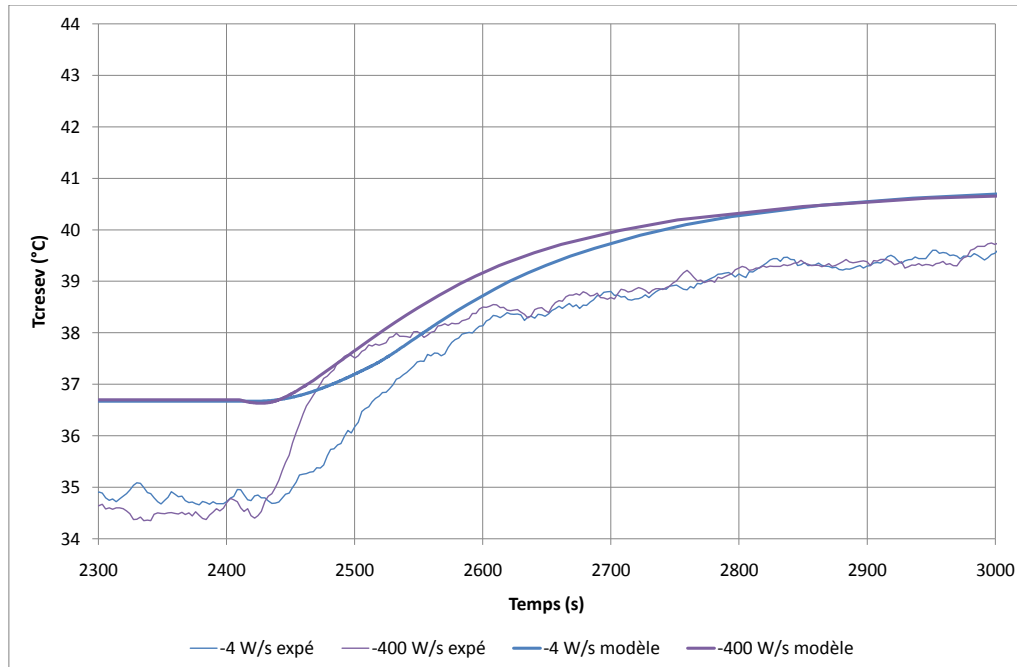


Figure V.36 – Evolution temporelle de T_{cresev} pour les rampes de pentes -4 W/s et -400 W/s

2.3.4 Evolution des pressions

Enfin, on analyse la capacité du modèle thermohydraulique à prédire l'évolution des pressions le long de la boucle. Les évolutions étant très similaires, seule la confrontation entre estimations numériques et mesures pour le cas de la rampe la plus sévère est présentée sur la figure V.37.

On remarque, tout d'abord, que les pressions du fluide en partie haute et partie basse du réservoir puis au milieu de la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur sont convenablement estimées bien que les oscillations de grande période et faible amplitude, dues à la dynamique de la partie haute du réservoir ne soient pas retranscrites.

En ce qui concerne les pressions aux bornes de la conduite vapeur (*evapsortie* et *cond entrée*), le modèle reproduit l'allure globale de leur variation. Hormis le décalage et la surestimation des pertes de charge durant les régimes permanents, on remarque que l'amplitude de l'« undershoot » est sous-estimée. Il a la même durée mais semble être tronqué. Cela résulte probablement du passage du schéma numérique amont au schéma aval induit par le changement du sens d'écoulement dans la conduite liquide (cf. figure V.34).

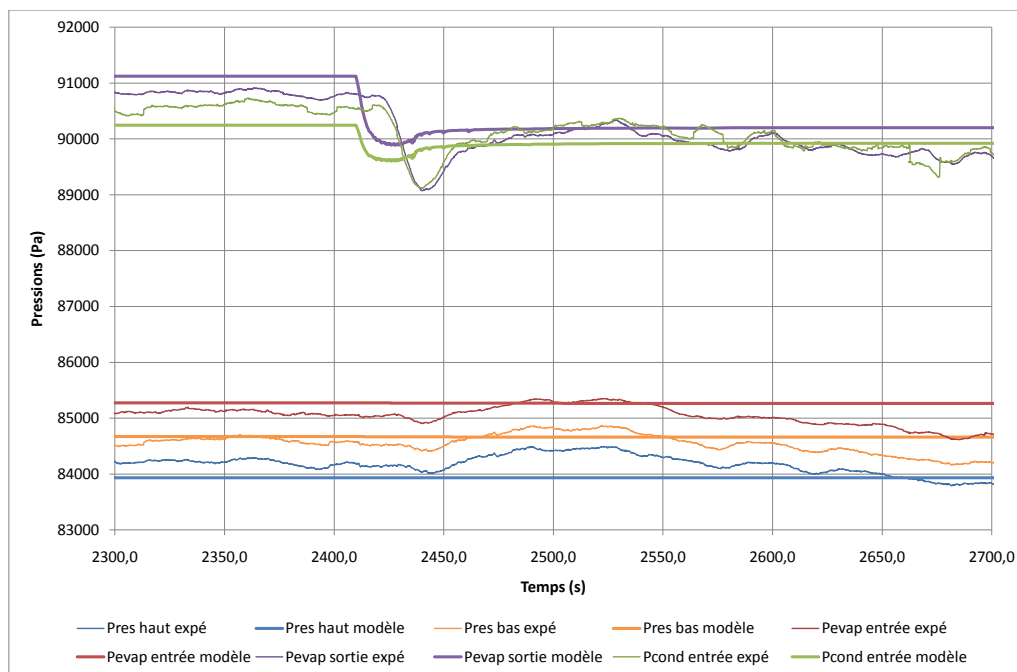


Figure V.37 – Evolution temporelle des pressions pour une rampe de pente -400 W/s

2.4 Conclusion sur l'aptitude du modèle à reproduire le comportement thermohydraulique transitoire d'une boucle de type CPLIP

Le modèle thermohydraulique présenté ici témoigne d'une bonne capacité à traduire le comportement d'une CPLIP soumise à une sollicitation transitoire en puissance thermique sévère. L'évolution temporelle du champ de température est globalement très bien estimée.

En ce qui concerne les variables hydrauliques, que sont les débits massiques et les pressions, les tendances sont également bien retranscrites. Les « overshoots » et « undershoots » sont en effet reproduits par le modèle mais l'estimation de leur amplitude n'est pas toujours précise, et ce, d'autant plus que la sollicitation est sévère. Afin de remédier à cette faiblesse, la modélisation du réservoir, en particulier de la partie haute, devrait être revue et affinée.

Le décalage observé pour chaque cas simulé peut aussi être réduit en affinant la représentation des phénomènes de propagation de la chaleur au sein de l'évaporateur.

3 Comportement de la BFDPT soumise à une sollicitation variable de température de source froide : première exploitation du modèle

Ce modèle permettant de retranscrire correctement un comportement thermohydraulique transitoire pour une rampe de puissance appliquée, il s'agit maintenant d'étudier la sensibilité des variables du modèle à différents paramètres. Sont illustrées ci-après les réponses du modèle à la variation de la source froide. Ceci constitue un premier test face à une application plus réaliste qu'est la température de l'environnement d'utilisation potentielle de cette boucle.

3.1 Sollicitation

La température de fluide en partie haute de réservoir est maintenue à $73,5^{\circ}\text{C}$. On applique à l'évaporateur une puissance de 800 W et à la source froide une rampe de température de 20°C à 30°C de pente 1°C/s , ce qui correspond à un temps de montée de 10 s . Cette sollicitation est représentée sur la figure V.38.

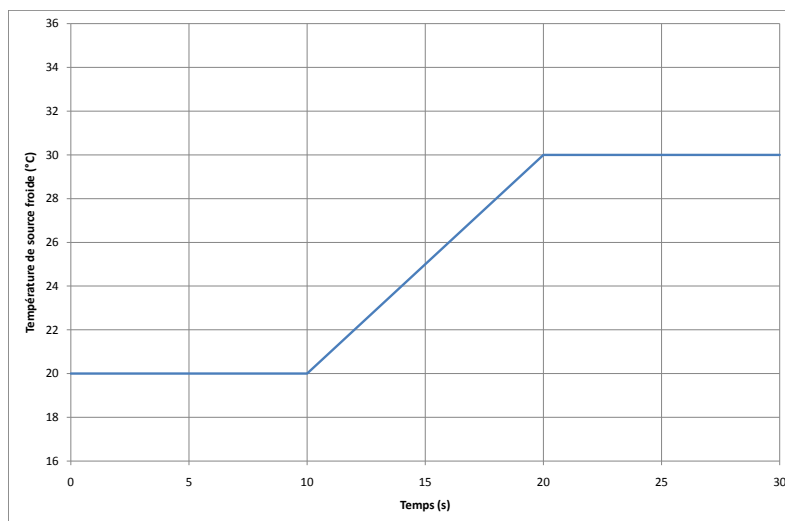


Figure V.38 – Rampe de température de source froide appliquée au condenseur

On analyse par la suite les résultats fournis par ce modèle thermohydraulique au travers, en particulier, d'une comparaison avec les estimations du modèle thermique.

3.2 Analyse des résultats

3.2.1 Longueur diphasique et température au sein du condenseur

On observe, dans un premier temps, l'évolution temporelle de la longueur diphasique représentée sur la figure V.39. On constate malheureusement un décalage entre les deux

modèles pour les régimes permanents. Son origine est due à la différence d'approche et de discrétisation du système. Cependant, les deux modèles prévoient une évolution monotone de cette variable, gouvernée par la thermique. Les oscillations constatées bien après la sollicitation sont directement liées à la précision de l'estimation de la longueur diphasique, qui dépend de la finesse du maillage. Elles sont d'origine numérique.

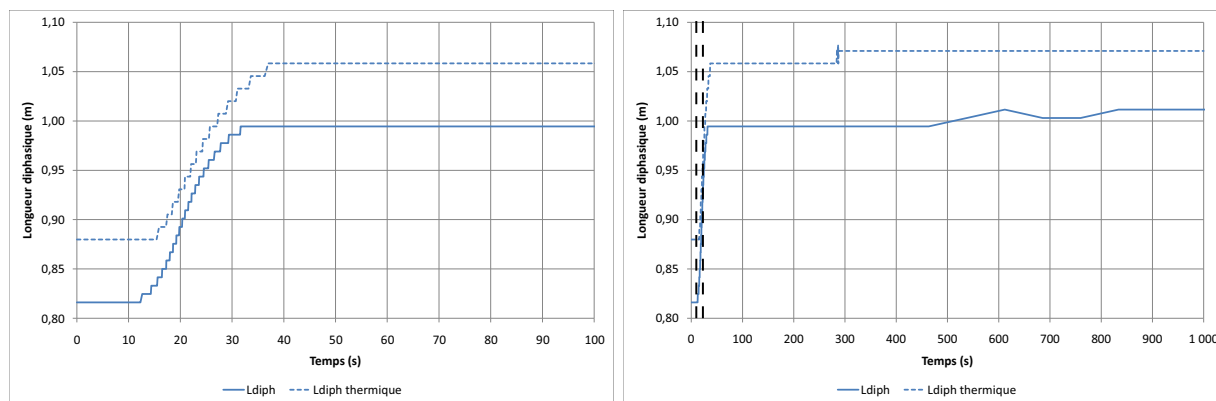


Figure V.39 – Evolution temporelle de la longueur diphasique

Au regard de l'évolution temporelle des températures du fluide au sein du condenseur⁹ représentée sur la figure V.40, on peut affirmer que les deux phases identifiées au moyen du modèle thermique, la première gouvernée par le transport d'énergie depuis le front de condensation et la seconde par les échanges conducto-convectifs, se retrouve dans cette modélisation (cf. chapitre IV). La dynamique hydraulique n'a donc a priori pas un effet significatif sur l'évolution des températures dans cette zone de la boucle.

3.2.2 Evolution temporelle du débit massique en sortie de condenseur

La figure V.41 représente l'évolution temporelle du débit massique en sortie de condenseur, estimée par le modèle thermohydraulique, et celui d'évaporation, calculé par les deux approches de modélisation.

Si le débit massique d'évaporation semble identique dans les deux cas, en ce qui concerne le débit massique en sortie de condenseur, un écart considérable durant les 80 s qui suivent la sollicitation est constaté¹⁰. Le modèle thermohydraulique prévoit, en effet, un « overshoot » de grande amplitude (trois fois la valeur nominale), bien plus importante que dans le cas d'une rampe de puissance de 400 W/s (cf. figure V.29) !

On peut donc en déduire que le comportement hydraulique de la boucle semble bien plus sensible à une variation de température de source froide qu'à une variation de puissance appliquée, pour ce qui concerne la phase liquide. Car, pour ce qui concerne la phase vapeur, à même puissance, les pertes de charge dans

9. Le condenseur est discrétisé en 600 volumes de fluide.

10. La modélisation thermique suppose un débit massique constant à chaque instant, égal au débit d'évaporation.

V.3 Comportement de la BFDPT soumise à une sollicitation variable de température de source froide : première exploitation du modèle

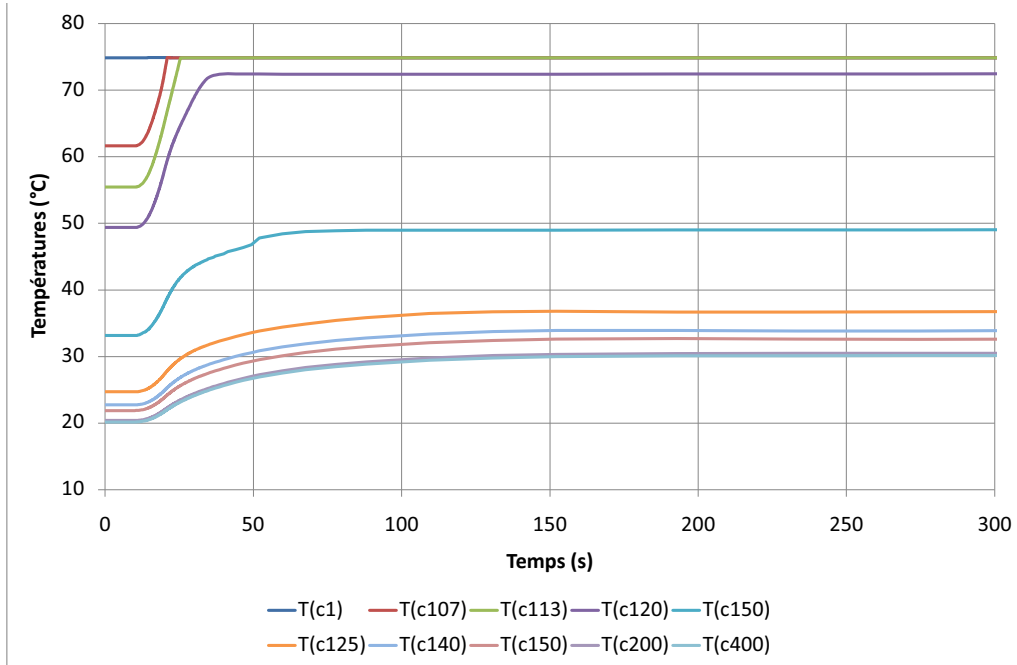


Figure V.40 – Evolution temporelle des températures au sein du condenseur

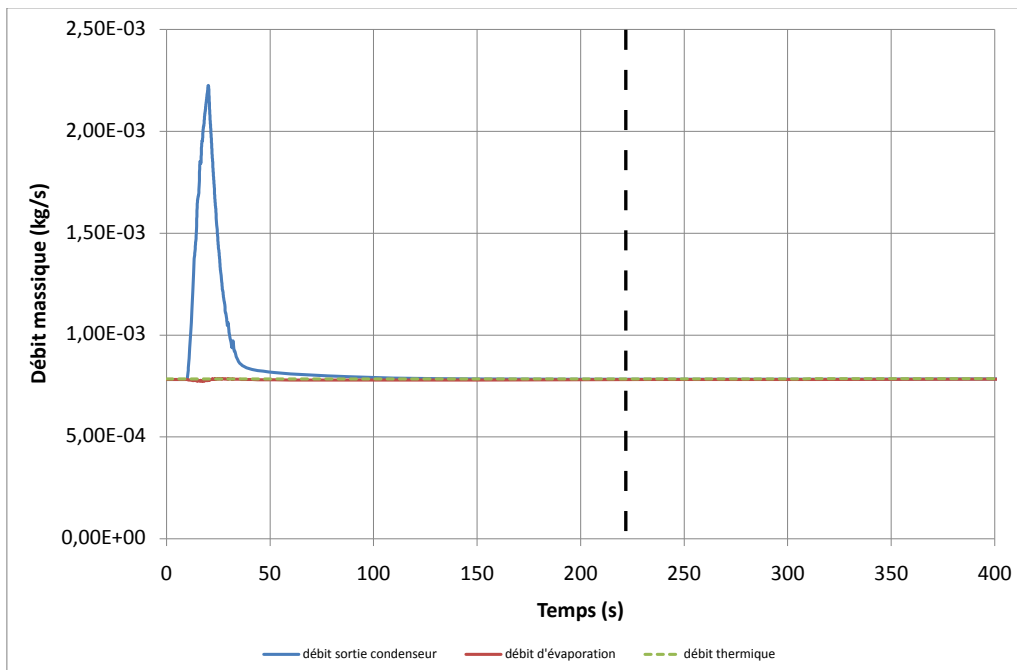


Figure V.41 – Evolution temporelle du débit massique en sortie de condenseur et d'évaporation

la ligne vapeur, bien plus importantes que celles dans la ligne liquide (près du double), ne sont que très faiblement influencées par cette sollicitation comme il le sera montré plus loin. Le fonctionnement de la boucle ne sera donc a priori pas perturbé par un désamorçage en particulier.

3.2.3 Température de fluide entrant dans l'évaporateur et flux de chaleur à l'évaporateur

Afin de constater les répercussions dues à l'augmentation soudaine de débit massique sur le comportement thermohydraulique de la boucle, la figure V.42 représente à gauche l'évolution temporelle de la température du liquide entrant dans l'évaporateur T_{art} . On constate, là encore, un écart en régime permanent entre les deux modèles dû à la différence d'approche. Par la suite, on remarque que, contrairement au modèle thermique qui prévoit une évolution monotone, ce modèle thermohydraulique prévoit d'abord une diminution de la température du fluide entrant dans l'évaporateur (influence hydraulique du pic de débit massique liquide) avant l'augmentation, d'origine thermique (phénomènes inertiels), liée à celle de la température de la source froide.

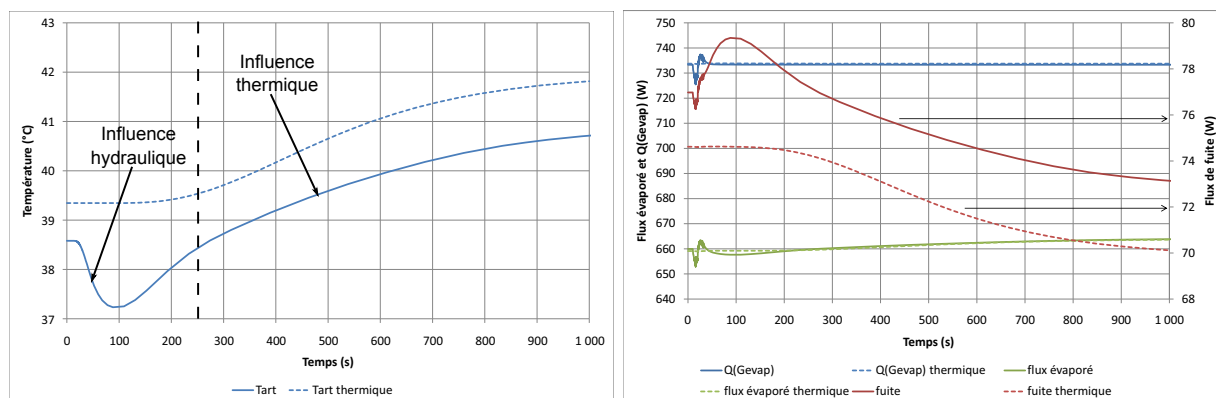


Figure V.42 – Evolution temporelle de T_{art} (courbe de gauche) et des flux de chaleur au sein de l'évaporateur (courbe de droite)

L'origine de cette variation est bien sûr une conséquence directe de l'évolution du débit massique du liquide. Ce dernier augmentant drastiquement et la température du fluide entrant dans le réservoir restant quasi-constante durant cette période, le sous-refroidissement apporté à la partie basse du réservoir augmente : la température du fluide diminue donc. Par la suite, le débit massique du liquide entrant diminue et la température du fluide entrant dans le réservoir commence à augmenter sensiblement (élévation de la température de la source froide) ce qui entraîne une réaugmentation de cette température en partie basse du réservoir. Enfin, l'écoulement ayant atteint son équilibre mécanique, cette dernière continue son augmentation, mais de manière plus lente, gouvernée par la thermique (augmentation de la température du fluide entrant dans le réservoir et inertie thermique dans les tubes). L'évolution de la température entrant dans l'évaporateur, aux échanges

V.3 Comportement de la BFDPT soumise à une sollicitation variable de température de source froide : première exploitation du modèle

thermiques avec le milieu ambiant et au décalage dû au transport près, suit la même évolution.

Cette évolution temporelle de température de fluide entrant dans l'évaporateur se répercute directement sur la répartition des flux de chaleur qui s'y déroule (cf. figure V.42). Le flux de fuite suit globalement la même évolution temporelle que cette température. On retrouve aussi l'écart en régime permanent évoqué précédemment. Cependant, le flux de fuite est également influencé par l'évolution du flux total transmis au fluide notamment durant la sollicitation et les premiers instants qui suivent.

L'origine de cette variation de flux de chaleur $Q(G_{evap})$ transmis au fluide est une variation temporaire de la température de saturation, et donc de la conductance d'évaporation G_{evap} , due au comportement de la pression de saturation comme en atteste la figure V.43.

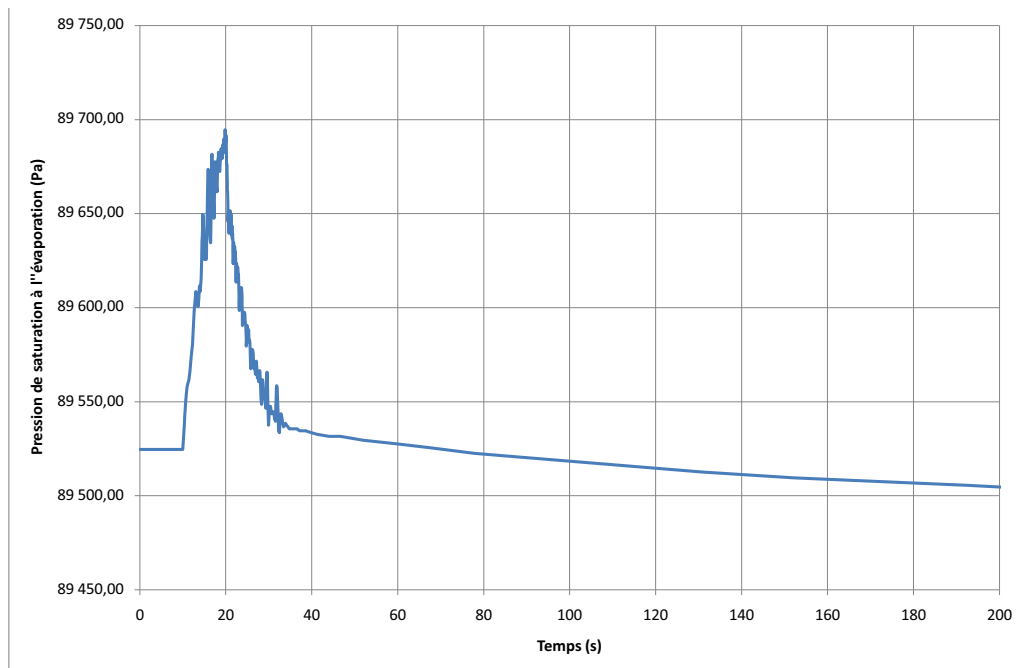


Figure V.43 – Evolution temporelle de la pression de saturation à l'évaporateur (résultat de modélisation)

La variation de cette pression reste modérée, de l'ordre de 170 Pa, ce qui permet de confirmer que le fonctionnement de la boucle n'est pas perturbé par ce type de sollicitation.

On a donc montré qu'une variation de température de source froide induit des bouleversements considérables sur le comportement de la phase liquide. Bien que conséquentes, ces variations ne remettent pas en cause le bon fonctionnement de la boucle.

4 Conclusion

Le modèle instationnaire thermique s'est avéré insuffisant pour refléter la réponse temporelle d'une boucle CPLIP soumise à une sollicitation thermique transitoire. Il a également présenté des faiblesses concernant l'estimation de certaines températures telle que la température de la conduite reliant le réservoir à l'évaporateur. Une autre approche de modélisation est donc apparue nécessaire.

Ce chapitre a tout d'abord fait l'objet de la présentation d'un modèle thermohydraulique. Il s'appuie encore sur l'approche de fluide homogène. Il prend toujours en compte les variables que sont l'enthalpie massique, la température et la pression auxquelles vient s'ajouter maintenant le débit massique. La principale différence par rapport au modèle précédent (cf. III) reposant sur la représentation de la dynamique hydraulique, le débit massique est nécessairement évalué en tout point de la discrétisation. Cette modélisation passe donc par la résolution des équations de conservation de masse, de quantité de mouvement en prenant en compte l'ensemble des phénomènes physiques puis par celle de l'équation de conservation de l'énergie. Dans cette dernière, seuls les échanges thermiques (conductifs et convectifs) sont considérés, les dissipations d'origine visqueuse et les travaux des forces de pressions pouvant être légitimement négligés. Le système a été discrétisé par la méthode des volumes finis et un schéma amont s'appuyant sur l'adoption d'un sens conventionnel d'écoulement.

Les résultats obtenus par ce modèle thermohydraulique pour différentes sollicitations thermiques transitoires de rampes montantes ou descendantes, ont été confrontés aux relevés expérimentaux acquis sur le banc expérimental. En dépit d'une discrétisation encore limitée, il en est ressorti une bonne capacité à retranscrire l'évolution temporelle du comportement de la CPLIP tant sur le plan thermique que hydraulique, y compris lors d'inversion de l'écoulement dans la conduite liquide. Si les tendances générales sont bien représentées, quelques divergences entre les mesures et les estimations numériques associées ont été constatées.

En effet, l'amplitude des pics de débit massique est d'autant plus surestimée que la sollicitation est sévère. Il s'agit, comme il a été évoqué, d'une conséquence directe de la modélisation de la partie haute du réservoir. La dynamique n'étant pas modélisée dans cette zone, les phénomènes transitoires constatés expérimentalement ne sont donc pas retranscrits. Or, ce sont eux qui sont sans doute responsables de l'amortissement de ce pic de débit massique.

Parallèlement, la sous-estimation des pics de pression aux bornes de la conduite vapeur témoigne d'une modélisation hydraulique de la zone diphasique au condenseur encore limitée. Vient s'ajouter une gestion de la modélisation de l'inversion de l'écoulement également perfectible. Le déphasage systématiquement observé entre les réponses des variables hydrauliques calculées et mesurées a permis de mettre en évidence la nécessité d'affiner la modélisation de la propagation de la chaleur de la surface de l'évaporateur jusqu'à l'interface d'évaporation.

Par ailleurs, une analyse de la réponse d'une boucle CPLIP soumise à une rampe de température de source froide a été menée. En comparant les résultats obtenus au moyen de la modélisation thermique (cf. chapitre IV), l'importance des caractéristiques hydrauliques durant les premiers instants a été mise en exergue. Bien qu'influçant de manière drastique le comportement de la phase liquide, les variations induites ne semblent pas suffisantes pour mettre en péril le fonctionnement de la boucle pour autant.

Dans le but de mener une analyse de phénomènes, Il s'agira de poursuivre l'exploitation de ce modèle en l'état, débutée ici, pour déterminer les paramètres influençant le fonctionnement transitoire d'une BFDPT.

Toutefois, l'effort de modélisation devra se poursuivre. L'objectif à terme est de simuler de manière rigoureuse le comportement d'une CPLIP dans une configuration caractéristique d'un besoin industriel bien défini. Les faiblesses mises en avant dans ces travaux doivent donc être supprimées. Cela passera, en premier lieu, par une modélisation plus fine de l'évaporateur. Les phénomènes mis en jeu se développant à des échelles microscopiques, leur représentation détaillée exigeraient des temps de calculs rédhibitoires.

Afin de progresser malgré cette contrainte, deux voies doivent s'envisager. La première consiste à avoir recours à la réduction d'un modèle fin d'évaporateur pour ne conserver que les variables clés. Ces dernières seront alors utilisées dans un modèle complet de boucle afin d'analyser les interactions entre les différents éléments. La seconde repose sur l'exploitation d'un modèle détaillé d'évaporateur permettant d'établir des lois de comportement ainsi que des corrélations de fonctionnement qui seront par la suite introduites dans les modélisations globales.

En second lieu, un perfectionnement de la modélisation du réservoir semble indispensable. Cela passera par la prise en compte du phénomène de compression-détente de la vapeur ainsi que la représentation de la régulation en température dans cette zone. L'augmentation du temps de calculs étant plus modéré et l'impact sur la précision plus important, il s'agira de la première modification à apporter à ce modèle transitoire.

Conclusion générale et perspectives

Dans le cadre de la réduction de l'impact de l'aviation sur l'environnement, une démarche d'électrification des avions s'est mise en place il y a un peu moins d'une dizaine d'années. Elle repose sur l'utilisation massive d'actionneurs électriques associés à des composants électroniques de puissance dont le management thermique est un réel challenge. Les solutions traditionnelles de refroidissement, reposant sur la conduction thermique de la source de dissipation jusqu'à la source froide, s'avèrent insuffisantes en raison des densités de puissance dissipées mises en jeu. De nouveaux systèmes, pour le moins en contexte aéronautique, sont alors envisagés. Les boucles fluides diphasiques à pompage thermocapillaire, notamment grâce à leur prédisposition à la régulation en température, constituent une solution jugée potentiellement prometteuse. Elles sont au centre de la démarche d'investigations faisant l'objet de cette thèse qui s'est focalisée sur la modélisation et la simulation numérique d'une catégorie de ce type de système : une boucle CPLIP (« Capillary Pumped Loop for Integrated Power »). Son architecture particulière repose sur l'agencement de l'ensemble réservoir-évaporateur qui permet de mettre à profit la gravité dans leur fonctionnement.

Après s'être approprié le principe de fonctionnement d'une boucle fluide diphasique à pompage capillaire et les phénomènes physiques mis en jeu dans le chapitre 1, une synthèse bibliographique des travaux de modélisation a mis en évidence le besoin en outils de simulation capable de retranscrire leur comportement thermohydraulique lors de fonctionnements en régime transitoire dans le chapitre 2. Une première approche de modélisation transitoire a donc été proposée dans le chapitre 3. Elle repose sur deux hypothèses fortes : en premier lieu, le fluide est considéré homogène et incompressible quel que soit son état physique ; en second lieu, la dynamique hydraulique n'est pas prise en compte. Ce modèle thermique transitoire s'appuie sur la méthode nodale pour résoudre les équations de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie. Les variables d'état prises en considération sont la pression et l'enthalpie massique. Cette dernière a été préférée à la température car elle permet d'assurer une continuité des propriétés thermophysiques indispensable à la stabilité numérique du calcul. Une confrontation expérimentale des résultats de simulation avec les relevés expérimentaux obtenus au moyen d'un véhicule test de boucle CPLIP a révélé l'aptitude du modèle transitoire thermique à retranscrire l'évolution du champ de température au sein du système. Au regard de l'évolution des pressions et du débit massique, le choix de ne pas représenter les phénomènes hydrauliques instationnaires s'est avéré trop restrictif et ce d'autant plus que la sollicitation transitoire

Conclusions

est sévère.

Cet outil a cependant pu être exploité au chapitre 4 pour identifier les phénomènes thermiques transitoires influençant le comportement de la boucle soumise à trois types de sollicitations. La première, une rampe de puissance dissipée, a été analysée lors de la confrontation expérimentale. Elle a fait l'objet d'une étude paramétrique permettant de ne révéler aucune influence de l'altitude et une influence mesurée de la température de consigne sur la réponse transitoire.

La simulation de la réponse de la boucle CPLIP à une rampe de température de la source froide a permis non seulement de vérifier le découplage entre température de la source chaude et celle de la source froide mais aussi de montrer qu'il résulte de l'évolution du rapport entre flux de fuite et flux évaporé. Cette simulation a également mis en exergue l'influence du transport d'énergie en provenance du front de condensation sur l'évolution temporelle de la température du liquide dans le condenseur.

Enfin, la sollicitation qui, au travers des phénomènes thermiques transitoires, semble influencer le plus le fonctionnement de la boucle, y compris du point de vue hydraulique, est une rampe de température de consigne. La simulation a permis de mettre en évidence le rôle que joue la « masse thermique » de la culasse de l'évaporateur : plus elle est importante, plus la variation du débit massique d'évaporation est sévère. Dans le but d'assurer le fonctionnement de la boucle, on a tout intérêt à minimiser la masse de l'évaporateur. Or, il a été montré que pour éviter les désamorçages lors d'applications de fortes densités de flux de chaleur, il est nécessaire de l'augmenter. Un compromis doit donc être réalisé entre ces deux aspects suivant la configuration considérée.

Le modèle thermique ayant naturellement très rapidement atteint ses limites quant à la retranscription du comportement hydraulique de la boucle, une modélisation thermohydraulique transitoire a donc été effectuée et est présentée dans le chapitre 5. Elle s'appuie encore sur l'approche de fluide homogène et résoud toujours des équations en enthalpie massique, en température et en pression comme variables d'état auxquelles vient s'ajouter une liée au débit massique. La principale différence par rapport au modèle thermique étant la prise en compte de la dynamique hydraulique et de la compressibilité du fluide, le débit massique est nécessairement calculé en tout point. Ce modèle thermohydraulique transitoire repose sur la résolution des équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie sur toutes les mailles de la discrétisation. La méthode des volumes finis est retenue associée à un schéma amont.

La confrontation entre les valeurs issues des simulations et les mesures a montré l'aptitude du modèle thermohydraulique à retranscrire le comportement transitoire global de la boucle soumise à une rampe croissante ou décroissante de puissance thermique dissipée. Toutefois, outre les limites de discrétisation imposées par le solveur ESACAP, la précision des estimations des grandeurs hydrauliques se dégrade lorsque la sévérité de la sollicitation augmente. Les pics de débit massique du fluide dans la conduite liquide sont en effet surestimés en raison d'une représentation encore trop approximative du réservoir. Les pics de pression dans la conduite vapeur sont quant à eux sous-estimés. Il s'agit cette fois d'une conséquence directe de la modélisation trop simplificatrice des phé-

nomènes physiques mis en jeu dans la zone diphasique de condensation. Les écoulements inverses, caractérisés par un retour de liquide du réservoir vers le condenseur, semblent être simulés de manière correcte même si leur gestion est encore perfectible. Ce modèle thermohydraulique transitoire étant partiellement validé, une première exploitation en a été faite. La réponse de la boucle CPLIP à une rampe de température de source froide a été simulée et comparée avec la prévision du modèle thermique transitoire. Il a ainsi été possible de mettre en exergue l'influence considérable des phénomènes hydrauliques sur la phase liquide, notamment sur le débit massique du liquide en sortie de condenseur dont l'amplitude du pic est bien supérieure à celle obtenue pour une rampe sévère de puissance (400 W/s par exemple). Toutefois, il a été montré que le fonctionnement global de la boucle n'est pas mis en péril par cette sollicitation pour autant.

Si le modèle thermique transitoire s'est avéré insuffisant pour représenter le comportement thermohydraulique d'une boucle CPLIP soumise à une sollicitation sévère en puissance dissipée, il n'est cependant pas dénué de sens. En raison de ses bonnes estimations du champ de température, il constitue un bon outil de dimensionnement industriel à temps de calcul court. Il permet également d'identifier l'influence de certaines grandeurs thermiques sur le comportement de la boucle. Il s'agira donc par la suite de déterminer jusqu'à quel niveau de sévérité de rampe de puissance dissipée il est capable de retranscrire l'évolution temporelle des températures en tout point du dispositif. Il serait bon également de confronter aux relevés expérimentaux les résultats de simulation pour les autres types de sollicitation (rampes de température de source froide et de température de consigne) afin de définir le domaine de validité de ce modèle d'un point de vue thermique.

Toutefois, les couplages thermohydrauliques jouant un rôle de premier rang dans le fonctionnement des boucles fluides diphasiques à pompage thermocapillaire, il a été nécessaire de développer un modèle apte à traduire la dynamique thermohydraulique de ce type de dispositif. Etant capable de prévoir correctement le comportement global d'une CPLIP, ce modèle thermohydraulique transitoire peut être exploité pour simuler les situations analysées avec le modèle transitoire thermique afin d'identifier les phénomènes hydrauliques mis en jeu.

Dans le but d'améliorer sa précision, il sera nécessaire de raffiner la modélisation des phénomènes dans les zones stratégiques identifiées. En raison d'un investissement modéré pour un résultat conséquent, il s'agira logiquement de débiter par le réservoir. La compression-détente de la vapeur durant les phases transitoires semble en effet être un phénomène de premier plan. Dans un second temps, un effort de modélisation des phénomènes régissant le fonctionnement de l'évaporateur devra être fourni. Ces phénomènes se développant à des échelles microscopiques, leur représentation détaillée nécessiterait une modélisation fine et lourde dans un contexte d'analyse système, exigeant des temps de résolution rédhibitoires pour des phases de dimensionnement. Aussi, pour progresser malgré cette contrainte, deux voies doivent être envisagées.

La première est à envisager du côté des méthodes mathématiques, en particulier celles se rapportant à la réduction de modèle pour, partant d'un modèle détaillé de l'évaporateur, ne conserver finalement dans un modèle réduit que les points particuliers à surveiller.

Conclusions

Le caractère fortement non linéaire confère une réelle difficulté aux travaux à envisager pour poursuivre dans cette voie. Par ailleurs, le dimensionnement proprement dit de l'évaporateur ne peut pas s'effectuer par cette approche mais celui de l'ensemble des autres composants de la boucle et l'appréciation de l'interaction de cette boucle avec son environnement pourraient s'en trouver fortement améliorés.

Une seconde voie consisterait à dédier au seul évaporateur modélisation fine et analyses exhaustives pour des conditions opératoires données et fournir des lois de comportement, des corrélations de fonctionnement ou d'autres modélisations analytiques à partir de ces résultats.

Dans un avenir plus lointain, les progrès de l'informatique et des calculateurs permettant sans doute d'envisager des représentations fines, suffisantes et simultanées des échanges au condenseur, des transferts de masse et de chaleur dans le milieu poreux, des mécanismes se développant au réservoir, pour proposer un outil d'étude phénoménologique tout en visant l'objectif industriel de dimensionnement avancé.

Références bibliographiques

- [AAJK07] A. A. Abhijit, A. Ambirajan, V.S. Jasvanth, and D. Kumar. Thermohydraulic modeling of capillary pumped loop and loop heat pipe. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 21(No. 2), April-June 2007.
- [Ber09] R. Bertossi. *Modélisation des transferts de chaleur et de masse dans les caloducs-Contribution à l'analyse des phénomènes d'interfaces intervenant dans les écoulements diphasiques*. PhD thesis, ENSMA, Décembre 2009.
- [Car92] Van P. Carey. *Liquid-vapor phase-change phenomena*. Hemisphere Publishing Corporation, 1992.
- [CJ03] Garimella S. Coleman J.W. Two-phase flow regimes in round, square and rectangular tube during condensation of refrigerant r134a. *International Journal of Refrigeration*, 26 :117–128, 2003.
- [CM08] M.A. Chernysheva and Yu.F. Maydanik. Numerical simulation of transient heat and mass transfer in a cylindrical evaporator of a loop heat pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 51 :pp. 4204–4215, March 2008.
- [Coq06] Tiphaine Coquard. *Transferts couplés de masse et de chaleur dans un élément d'évaporateur capillaire*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, Novembre 2006.
- [DC98] M.K. Dobson and J.C. Chato. Condensation in smooth horizontal tubes. In *ASME Journal of Heat Transfer*, pages 193–213. 120, 1998.
- [DgMK78] Y. E. Dolgirev, Y. E. gerasimov, Y. F. Maidanik, and V. M. Kiseev. Calculation of a heat pipe with separate channels for vapour and liquid. *J. Eng. Phys. Thermophys.*, Vol. 34(No. 6) :pp. 988–994, 1978.

Références bibliographiques

- [DOB10] V. Dupont, S. Van Oost, and L. Barremaecker. Experimental investigations on a methanol capillary pumped loop equipped with four flat evaporators. In *15th International Heat Pipe Conference*, Clemson, USA, Avril 2010.
- [DP94] J.T. Dickey and G.P. Peterson. Experimental and analytical investigation of a capillary pumped loop. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 8(No. 3), July-Sept. 1994.
- [Dup01] V. Dupont. *Etude expérimentale du déclenchement de l'ébullition en milieu confiné horizontal : application à l'amorçage des boucles fluidiques diphasiques à pompage thermocapillaire*. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier - Toulouse, Février 2001.
- [ERB83] ERBER. *La mesure des pressions - manomètres et capteurs*. Masson, 1983.
- [Fri97] C. Le Fric. *Analyse du fonctionnement des boucles diphasiques à pompage capillaire menée par expérimentation d'une boucle à eau*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, Décembre 1997.
- [Fur06] M. Furukawa. Model-based method of theoretical design analysis of a loop heat pipe. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 20(No. 1), January-March 2006.
- [GMea75] Yu. F. Gerasimov, Yu. F. Maidanik, and G. T. Shchogolev et al. Low-temperature heat pipes with separate channels for vapor and liquid. Technical report, Eng.-Phys. J. 28 (6) 957-960, 1975. (in Russian).
- [HGH03] M. Hamdan, F. M. Gerner, and H. T. Henderson. Steady state model of a loop heat pipe (lhp) with coherent porous silicon (cps) wick in the evaporator. In *19th IEEE SEMI-THERM Symposium*, pages pp. 88–96, Piscataway, NJ, 11-13 March 2003.
- [HK99] T.T. Hoang and T. Kaya. Mathematical modeling of loop heat pipes with two-phase pressure drop. In *33rd AIAA Thermophysics Conference*, Norfolk, 1999. AIAA paper 99-3448.
- [HTC03] J. El Hajal, J. R. Thome, and A. Cavallini. Condensation in horizontal tubes, part 1 : two-phase flow pattern map. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 46(No. 18) :pp. 3349–3363, Août 2003.

- [IW90] Frank P. Incropera and David P. De Witt. *Fundamentals of heat and mass transfer*. John Wiley & Sons, third edition, 1990.
- [JH76] Kosky P.G. Jaster H. Condensation in a mixed flow regime. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 19 :95–99, 1976.
- [KG06] Tarik Kaya and John Goldak. Numerical analysis of heat and mass transfer in the capillary structure of a loop heat pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 49 :pp. 3211–3220, March 2006.
- [KH99] Tarik Kaya and Triem T. Hoang. Mathematical modelling of loop heat pipes and experimental validation. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 13(No. 3), July-September 1999.
- [KJ03] Rodriguez J.I. Ku J. Low frequency high amplitude temperature oscillation in loop heat pipe operation. *SAE Technical Paper*, (2003-01-2387), juillet 2003.
- [KKM87] J. Ku, E. J. Krolczek, and R. McIntosh. Analytical modeling of the capillary pumped loop. In *Proceedings of the sixth International Heat Pipe Conference*, pages 405–415, Grenoble, France, May 1987.
- [KPGT07] T. Kaya, R. Perez, C. Gregori, and A. Torres. Numerical simulation of transient operation of loop heat pipes. *Applied Thermal Engineering*, june 2007.
- [Ku03] Jentung Ku. High frequency low amplitude temperature oscillations in loop heat pipe operation. In *International Conference On Environmental Systems*, number 2003-01-2387 in SAE Technical Paper, Juillet 2003.
- [Lac10] L. Lachassagne. *Développement expérimental et modélisation numérique d'une boucle diphasique à pompage capillaire en environnement gravitaire : application au refroidissement de composants d'électronique de puissance en contexte automobile*. Thèse de doctorat, ENSMA, Décembre 2010.
- [LDA⁺10] L. Lachassagne, N. Delalandre, V. Ayel, C. Romestant, and Y. Bertin. Steady-state modeling of capillary pumped loop for terrestrial application. In *15th International Heat Pipe Conference*, Clemson, USA, Avril 2010.
- [Los08] David Lossouarn. *Etude théorique et expérimentale du refroidissement diphasique à pompage capillaire de convertisseurs de puissance à haute densité de*

Références bibliographiques

- flux de chaleur pour la traction ferroviaire*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, ENSMA, Futuroscope, France, Janvier 2008.
- [Lou10] C. Louriou. *Modélisation instationnaire des transferts de masse et de chaleur au sein des évaporateurs capillaires*. Thèse de doctorat, Université de Toulouse, Décembre 2010.
- [LP02] Thierry Lemenand and Hassan Peerhossaini. A thermal model for prediction of the nusselt number in a pipe with chaotic flow. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 22 :1717–1730, June 2002.
- [LPDJ07] Stéphane Launay, Vincent Platel, Sébastien Dutour, and Jean-Louis Joly. Transient modelling of loop heat pipes for the oscillating behaviour study. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 21(No. 3), July-September 2007.
- [LSB06] Stéphane Launay, Valérie Sartre, and Jocelyn Bonjour. Parametric analysis of loop heat pipe operation : a literature review. *International Journal of Thermal Science*, Vol. 46(No. 7) :pp. 621–636, Décembre 2006.
- [LSB07] S. Launay, V. Sartre, and J. Bonjour. Effect of fluid thermophysical properties on loop heat pipe operation. In *14th International Heat Pipe Conference (14th IHPC)*, Florianopolis, Brazil, April 22-27 2007.
- [LSB10] S. Launay, V. Sartre, and J. Bonjour. Selection criteria for fluidic and geometrical parameters of a lhp based on an analytical approach. In *15th International Heat Pipe Conference*, Clemson, USA, Avril 2010.
- [May04] Yu. F. Maydanik. Loop heat pipes. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 25 :pp. 635–657, 2004.
- [MCP97] A. Mokrani, C. Castelain, and H. Peerhossaini. The effects of chaotic advection on heat transfer. *International Journal of heat and Mass Transfer*, Vol. 40(No. 13) :3089–3104, October 1997.
- [Med04] Béatrice Mederic. *Etude de la condensation convective en mini-tube : analyse des instabilités*. PhD thesis, Université Paul Sabatier - Toulouse III, décembre 2004.

- [MO02] D. Mishkinis and J.M. Ochterbeck. Conductive-convective effects in determining heat leaks across loop heat pipe wicks. In *12th International Heat Pipe Conference*, Moscow, Russia, May 2002.
- [MPS⁺10] D. Mishkinis, P.Prado, R. Sanz, A. Torres, A-S. Merino, and T. Tjiptahardja. Development of lhp for intermediate temperature range. In *15th International Heat Pipe Conference (15th IHPC)*, Clemson, USA, April 25-30 2010.
- [NC98] M. Nikitkin and B. Cullimore. CPL and LHP technologies : What are the differences, what are the similarities? In *International Conference On Environmental Systems*, number 981587 in SAE Technical Paper, Juillet 1998.
- [Pat80] Suhas V. Patankar. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere Publishing Corporation, 1980.
- [PBGJ96] V. Platel, C. Butto, J.-Y. Grandpeix, and J.-L. Joly. Modèle d'évaporateur d'une boucle fluide diphasique à pompage capillaire. *Revue Générale de la Thermique*, Vol. 35 :pp. 434–449, 1996.
- [PJP⁺04] E. Pouzet, J.L. Joly, V. Platel, J.Y. Grandpeix, and C. Butto. Dynamic response of a capillary pumped loop subjected to various heat load transients. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 47 :pp. 2293–2316, 2004.
- [Rom00] Cyril Romestant. *Étude théorique et expérimentale de caloducs et thermosiphons soumis à de fortes accélérations*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers – Laboratoire d'Études Thermiques, Novembre 2000.
- [Sha79] M.M. Shah. A general correlation for heat transfer during film condensation inside pipes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 22 :pp. 547–556, 1979.
- [Sol09] Ph. Soler. *Expérimentation et modélisation thermohydraulique des boucles à pompage capillaire de type Loop Heat Pipe (-LHP-) : étude du lien entre la chambre de compensation et l'évaporateur*. Thèse de doctorat, Université de Provence, février 2009.
- [SP92] Busse C.A. Stephan P.C. Analysis of the heat transfer coefficient of grooved heat pipe evaporator walls. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 35(2) :383–391, 1992.

Références bibliographiques

- [SPDJ07] Ph. Soler, V. Platel, S. Dutour, and J.L. Joly. A theoretical investigation of the transient behaviour of lhp. In *14th International Heat Pipe Conference*, Florianopolis, Brazil, April 2007.
- [Tou07] Dominique Tournier. Composants de puissance en sic - applications. *Techniques de l'ingénieur*, (D 3 122), Nov. 2007.
- [VR07] Valeri V. Vlassov and Roger Riehl. Mathematical model of a loop heat pipe with cylindrical evaporator and integrated reservoir. *Applied Thermal Engineering*, July 2007.
- [WBB78] G.L. Wedekind, B.L. Bhatt, , and B.T. Beck. A system mean void fraction model for predicting various transient phenomena associated with two-phase evaporating and condensing flow. *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 4 :pp. 97–114, March 1978.
- [WKHA99] K. R. Wrenn, S. J. Krein, T. T. Hoang, and R. D. Allen. Verification of a transient loop heat pipe model. Number 1999-01-2010 in SAE Technical Paper, July 1999.
- [WLTN08] Z.M. Wan, W. Liu, Z.K. Tu, and A. Nakayama. Conjugate numerical analysis of flow and heat transfer with phase change in a miniature flat plate cpl evaporator. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2008.
- [WMN08] Guanghan Wang, Donatas Mishkinis, and Darius Nikanpour. Capillary heat loop technology : Space applications and recent canadian activities. *Applied thermal engineering*, (No. 28) :284–303, 2008.

Annexe A

Construction des tables des propriétés thermophysiques

Comme il a été expliqué dans le chapitre III, dans le but de faciliter la gestion numérique des changements de phase, les propriétés thermophysiques sont intégrées au code source ESACAP sous forme de tables à deux entrées : l'enthalpie massique h et la pression P . Toutefois, les corrélations utilisées usuellement sont des fonctions de la température du fluide. L'objet de cette annexe est donc de détailler de quelle manière ont été construites ces tables, pour l'éthanol en particulier.

1 Construction de la table $\mathbf{T = f(h,P)}$

A une pression donnée et pour une température donnée, l'expression de l'enthalpie massique, pour un fluide s'exprime par (A.1) :

$$h = h^* + \int_{T^*}^T C_p(T) dT \quad (\text{A.1})$$

avec h^* , l'enthalpie massique de référence prise à la température de référence T^* et $C_p(T)$ la chaleur massique à la température T .

1.1 Gestion de la phase liquide

Dans ces travaux, l'enthalpie de référence pour la phase liquide, a été prise à la température $T^* = 160 \text{ K}$. Sa valeur est $h^* = 0$. La chaleur massique liquide C_{p_l} est exprimée en fonction de la température par la corrélation fournie par le NIST.

Par conséquent, pour une pression donnée, tant que $T < T_{sat}(P)$, on a :

$$h_l(T) = \int_{T^*}^T C_{p_l}(T) dT \quad (\text{A.2})$$

La fonction $T_{sat} = f(P)$ est également issue du NIST.

L'enthalpie massique liquide de saturation est donc définie de la manière suivante :

$$h_{liq,sat}(P) = \int_{T^*}^{T_{sat}(P)} C_{pl}(T)dT \quad (A.3)$$

1.2 Changement de phase

Durant le changement de phase liquide-vapeur, une grande quantité d'énergie est échangée. Cette dernière est quantifiée par la chaleur latente. Elle dépend de la température de saturation qui, elle-même, dépend de la pression qui règne dans le fluide.

Ainsi, pour chaque pression considérée, on a :

$$h_{vap,sat}(P) = h_{liq,sat}(P) + h_{lv}(P) \quad (A.4)$$

Avec,

$h_{vap,sat}(P)$, l'enthalpie massique vapeur de saturation à la pression P,
 $h_{liq,sat}(P)$, l'enthalpie massique liquide de saturation à la pression P et,
 $h_{lv}(P)$, la chaleur latente de changement de phase liquide-vapeur à la pression P.

1.3 Gestion de la phase vapeur

Ensuite, en ce qui concerne la définition de l'enthalpie massique pour la phase vapeur, une référence sera définie pour chaque pression. IL s'agit de l'enthalpie massique vapeur de saturation à la pression considérée. Ce choix est indispensable pour pouvoir modéliser de manière correcte les changements de phase liquide-vapeur par une approche de fluide homogène. En effet, de cette façon, l'enthalpie massique du fluide fictif homogène a, quelle que soit la pression, une enthalpie de référence nulle (à $T^* = 160 K$).

Cette enthalpie massique vapeur se définit ainsi :

$$h_v(T, P) = h_{vap,sat}(P) + \int_{T_{sat}(P)}^T C_{pv}(T)dT \quad (A.5)$$

1.4 Construction de la table $T = f(h,P)$

On dispose désormais de l'expression de l'enthalpie massique quelles que soient la température et la pression du fluide. Or, l'objectif, ici, est d'exprimer la température en fonction de l'enthalpie massique et la pression. Un programme Matlab a été conçu pour assurer cette fonction à partir de la table $h = f(T,P)$.

2 Principe de construction des tables des propriétés thermophysiques

Les propriétés thermophysiques sont généralement exprimées par des corrélations qui sont différentes suivant l'état physique du fluide. Elles dépendent de la température. Cette

3 Représentation graphique de quelques propriétés thermophysiques

partie détaillera le principe de construction des propriétés thermophysiques.

Disposant de l'expression de la température en fonction de l'enthalpie massique et la pression, les corrélations usuelles peuvent donc être utilisées. Ainsi, la table de la propriété thermophysique « X » est construite de la manière suivante :

$$\text{Si } T(h, P) < T_{sat}(P), X = X_l(T(h, P)),$$

$$\text{si } T(h, P) > T_{sat}(P), X = X_v(T(h, P)),$$

$$\text{si } T(h, P) = T_{sat}(P), \frac{1}{X} = \frac{x(h, P)}{X_v} + \frac{1-x(h, P)}{X_l},$$

où $x(h, P)$ est le titre massique de vapeur défini par :

$$x(h, P) = \frac{h - h_{liq, sat}(P)}{h_{vap, sat}(P) - h_{liq, sat}(P)}$$

2.0.0.1 Remarque 1 : La masse volumique est traitée différemment des autres propriétés thermophysiques. La vapeur est considérée comme un gaz parfait. Elle respecte donc la loi :

$$P = \rho r T$$

Par conséquent, lorsque $T(h, P) > T_{sat}(P)$, l'expression de la masse volumique définie précédemment est remplacée par :

$$\rho = \frac{P}{r T(h, P)}$$

2.0.0.2 Remarque 2 : La chaleur spécifique est une grandeur massique. Par conséquent, dans la zone diphasique son expression est différente de celle des autres propriétés thermophysiques définie précédemment. Il s'agit d'une moyenne pondérée par le titre massique des chaleurs spécifiques des deux phases. Ainsi :

$$\text{si } T(h, P) = T_{sat}(P), C_p = x(h, P).C_{p_v} + (1 - x(h, P)).C_{p_l}$$

3 Représentation graphique de quelques propriétés thermophysiques

3.1 Masse volumique

La figure A.1 représente la masse volumique du fluide fictif homogène représentant l'éthanol en fonction de l'enthalpie massique et la pression.

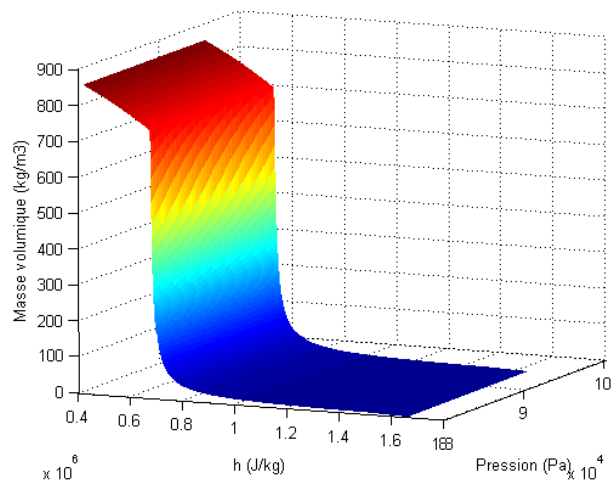


Figure A.1 – Masse volumique du fluide fictif homogène en fonction de l'enthalpie massique et la pression

3.2 viscosité dynamique

La figure A.1 représente la viscosité dynamique du fluide fictif homogène représentant l'éthanol en fonction de l'enthalpie massique et la pression.

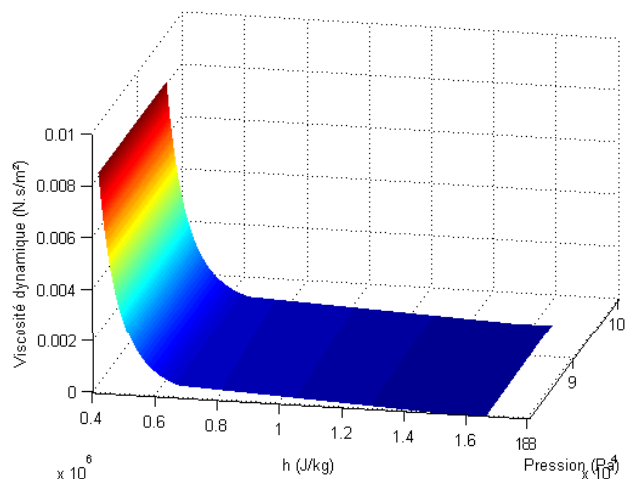


Figure A.2 – Viscosité dynamique du fluide fictif homogène en fonction de l'enthalpie massique et la pression

Remarque : Au regard de ces courbes, on observe que les propriétés thermophysiques varient de manière considérable lors du changement de phase. Ce sont ces fortes variations qui sont responsables des difficultés numériques rencontrées lors des démarches de

3 Représentation graphique de quelques propriétés thermophysiques

modélisation des systèmes diphasiques.

Annexe B

Présentation des réseaux globaux du modèle transitoire thermique

Remarque : Pour des raisons de lisibilité, les capacités thermiques des conduites inox n'ont pas été nommées sur les trois réseaux présentés ci-dessous. Leur valeur est $\rho_{inox}\Omega C_{p_{inox}}$.

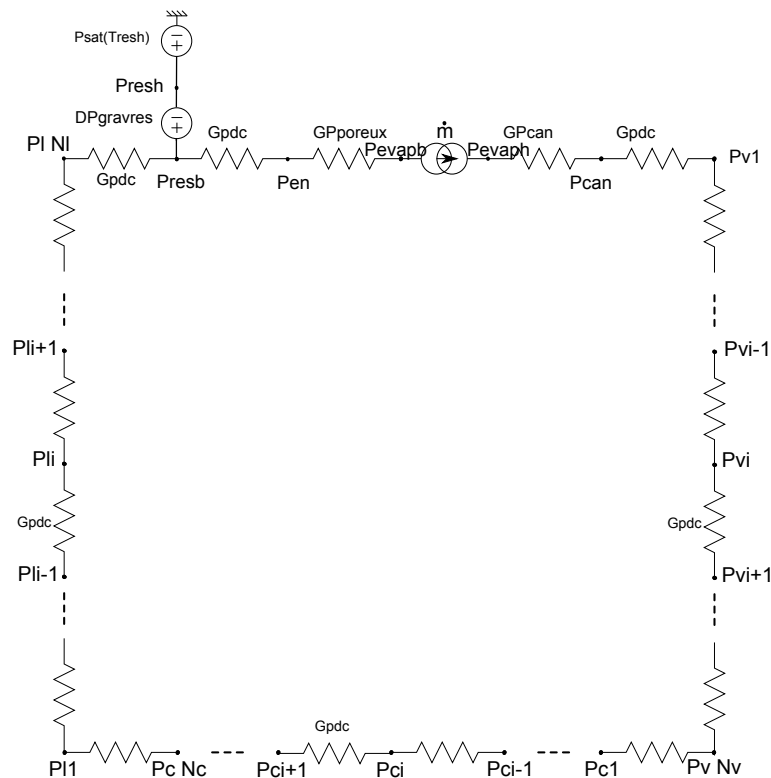


Figure B.1 – Réseau hydraulique global

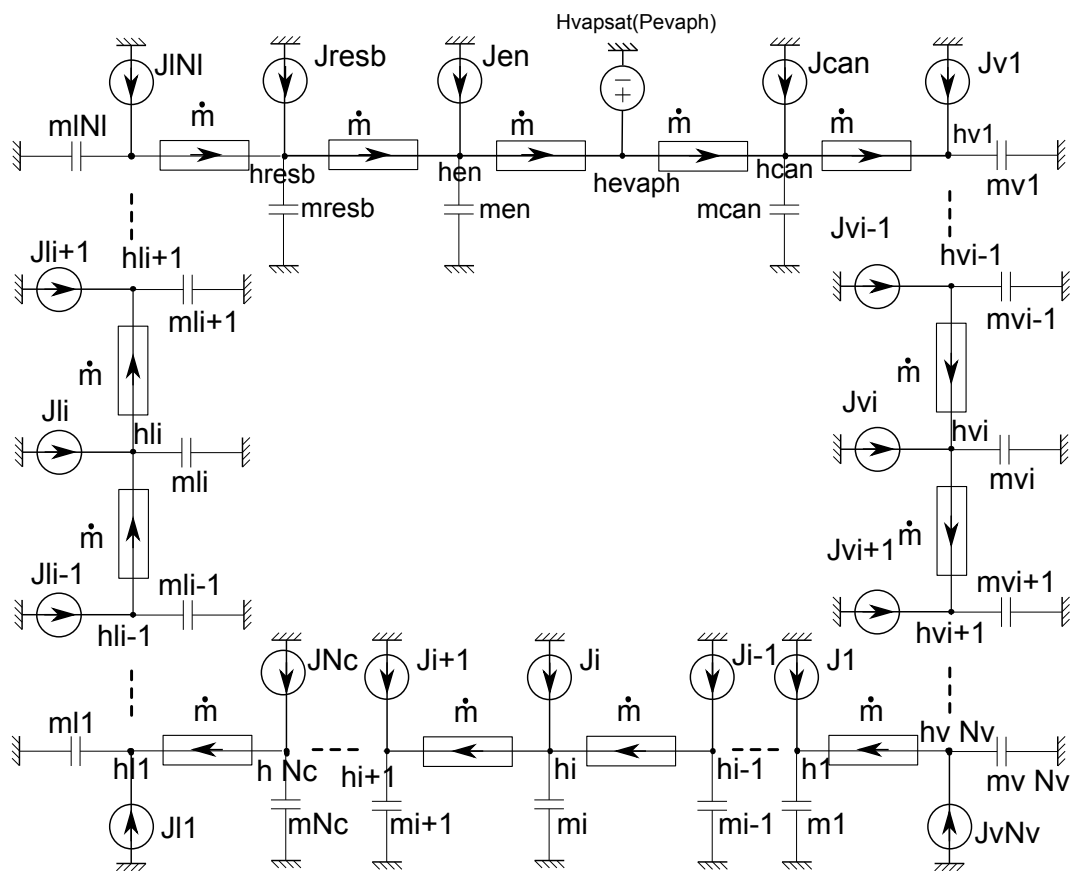


Figure B.2 – Réseau enthalpique global

Annexe C

Présentation des réseaux globaux du modèle transitoire thermohydraulique

Remarque : Pour des raisons de lisibilité, les capacités thermiques des conduites inox n'ont pas été nommées sur les trois réseaux présentés ci-dessous. Leur valeur est $\rho_{inox}\Omega C p_{inox}$.

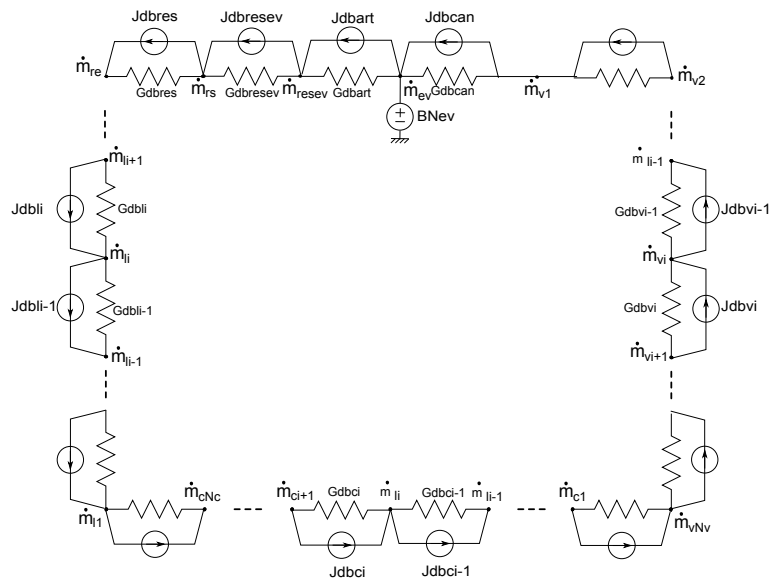


Figure C.1 – Réseau en débit massique global

Présentation des réseaux globaux du modèle transitoire thermohydraulique

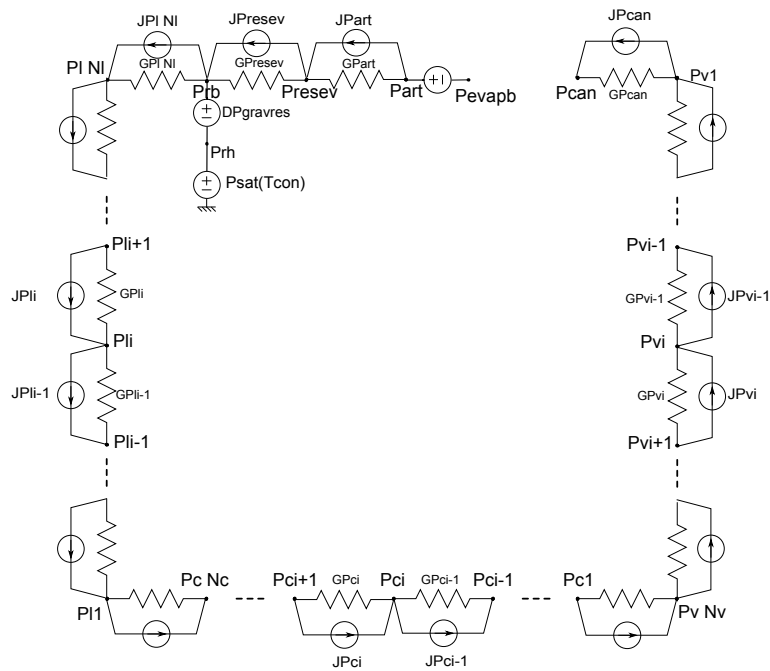


Figure C.2 – Réseau en pression global

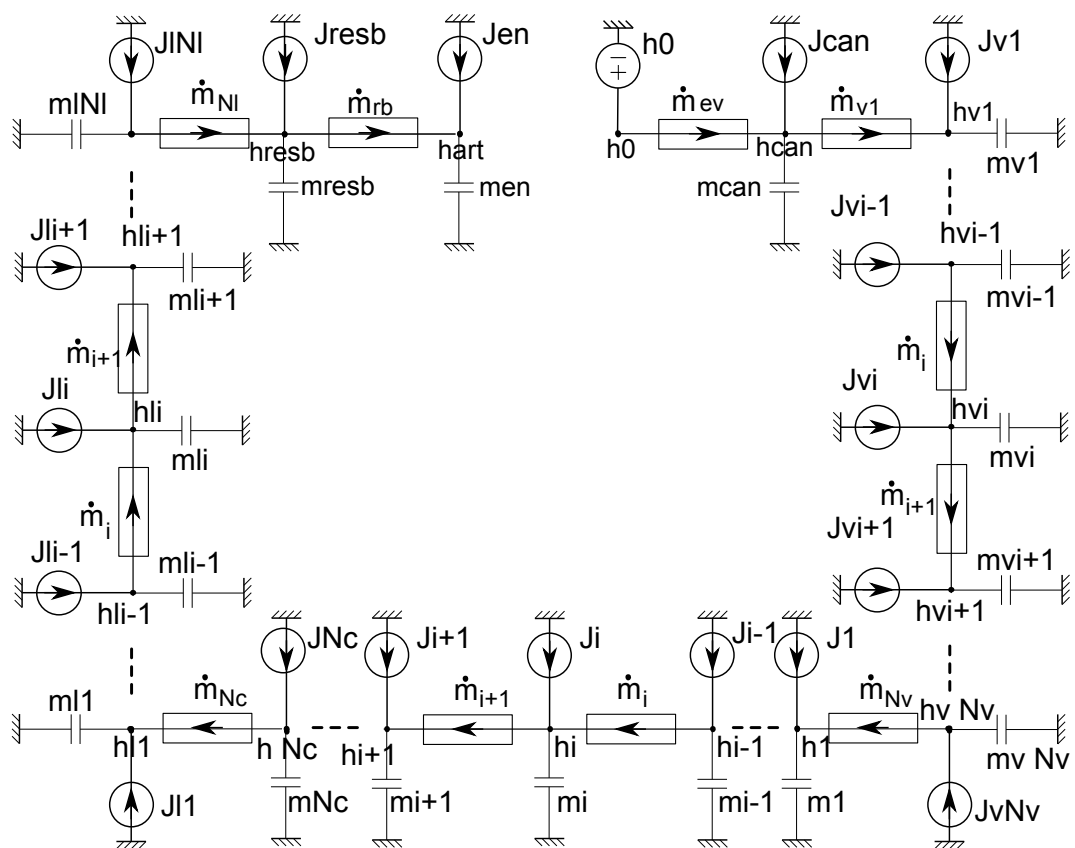


Figure C.3 – Réseau enthalpique global

Présentation des réseaux globaux du modèle transitoire thermohydraulique

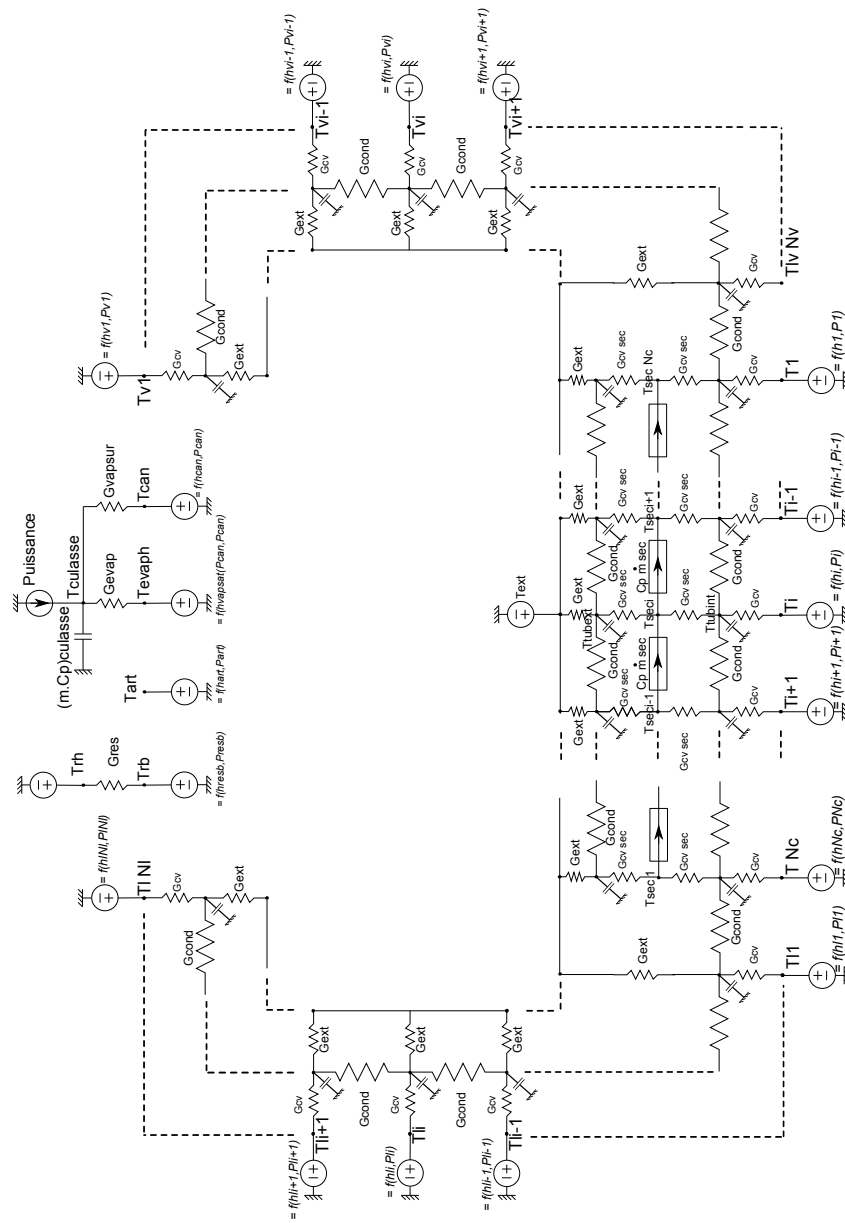


Figure C.4 – Réseau thermique global

Résumé

La démarche d'électrification des avions repose sur l'intégration croissante d'électronique de puissance. En raison de l'importance de la dissipation thermique qu'elle génère, les systèmes de refroidissement traditionnels atteignent leurs limites. Parmi les solutions de transport de chaleur alternatives identifiées apparaissent les boucles diphasiques à pompage capillaire. Cette thèse en propose une démarche de modélisation.

Après la présentation d'une boucle diphasique particulière mettant à profit la gravité grâce au positionnement relatif de ses organes principaux - réservoir, évaporateur et condenseur - une première modélisation du comportement transitoire est détaillée. Basée sur la méthode nodale et utilisant le solveur ESACAP, elle repose essentiellement sur l'hypothèse de fluide homogène et la représentation du changement de phase par une approche enthalpique. Au regard des temps caractéristiques des phénomènes, la dynamique hydraulique n'est pas appréhendée dans ce premier modèle. Un banc expérimental développé par ailleurs a permis de contrôler la qualité des comportements thermiques simulés mais aussi de pointer l'insuffisance des réponses hydrauliques de ce système.

Pour des sollicitations sévères, les phénomènes hydrauliques deviennent prépondérants lors des régimes transitoires. Aussi, un second modèle basé sur une méthode de volumes finis associée à la résolution précise des équations de conservation a été bâti. Si une représentation affinée du réservoir et de l'évaporateur reste encore nécessaire, l'aptitude de cette modélisation à traduire le comportement hydraulique d'une boucle soumise à des conditions de fonctionnement sévères a pu être démontrée.

Mots clés : changement d'état, capillarité, électronique de puissance, transferts thermiques, simulation par ordinateur

Abstract

Electrification of airplane approach lays on the increasing power electronics integration. Traditional cooling systems reach their maximal performance because of the high thermal dissipation of these components. Two-phase fluid capillary pumped loops appear among identified alternative solutions. This thesis aims at proposing a modeling approach of this kind of system.

A peculiar architecture of two-phase fluid capillary pumped loop, exploiting gravity thanks to relative position between its constitutive components which are the tank, the evaporator and the condenser, is firstly presented. Then a transient modeling approach which relies essentially on nodal method, homogenous fluid hypothesis and phase change management thanks to pressure and mass enthalpy instead of temperature, is proposed. The main weakness of this modeling is not to take into account hydraulic dynamic. Not only experimental validation has revealed the thermal estimation quality but also the incapacity of hydraulic behavior prediction.

However, hydraulic phenomenon leads the loop functioning during transient states. Thus, un new model which traduces accurately the mechanical aspects is proposed. It relies on mass conservation, momentum and energy conservation equations solving using finite volumes method. Mass enthalpy, pressure and mass flow rate are considered as variables. Even if refining the evaporator and tank modeling would induce a better accuracy, the ability of this transient modeling to predict to thermohydraulic behavior of the loop is proved soon.