HAL
open science

Analyse expérimentale et modélisation de caloducs oscillants en contexte aéronautique

Jean-François Bonnenfant

To cite this version:

Jean-François Bonnenfant. Analyse expérimentale et modélisation de caloducs oscillants en contexte aéronautique. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechique - Poitiers, 2013. Français. NNT : 2013ESMA0013 . tel-02402062

HAL Id: tel-02402062

https://theses.hal.science/tel-02402062

Submitted on 10 Dec 2019

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

(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

Ecole Doctorale : Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique et Aéronautique.
Secteur de Recherche : Energie, Thermique, Combustion

Présentée par :

Jean-François BONNENFANT

****

ANALYSE EXPERIMENTALE ET MODELISATION DE CALODUCS OSCILLANTS EN CONTEXTE AERONAUTIQUE

****

Directeurs de thèse :

Yves BERTIN & Vincent AYEL

****

Soutenue le 3 juillet 2013
devant la Commission d'Examen

****

-JURY-

Vadim NIKOLAYEV	Chercheur CEA (PMMH - ESPCI, Paris)	Président
Frédéric LEFEVRE	Professeur (INSA, Lyon)	Rapporteur
Vincent PLATEL	Maître de conférence, HDR (LATEP, Pau)	Rapporteur
Eva DORIGNAC	Professeur (ENSMA, Poitiers)	Examinatrice
Yves BERTIN	Professeur (ENSMA, Poitiers)	Examinateur
Vincent AYEL	Maître de conférence (ENSMA, Poitiers)	Examinateur

Remerciements

J'ouvre le bal des remerciements en saluant tout d'abord chaleureusement mes deux rapporteurs, Frédéric Lefèvre et Vincent Platel, pour l'attention particulière et le soin évident portés à l'évaluation de ce mémoire, leurs remarques et conseils qui ont permis de compléter et d'enrichir ces travaux. Je remercie également l'ensemble des membres du jury, Vadim Nikolayev pour l'avoir présidé et pour ses commentaires avisés sur la partie modélisation, et Eva Dorignac pour avoir gentiment accepté de participer à ce jury de thèse. J'adresse mes plus sincères remerciements à Sandrine Garcia et Dominique Lucazeau, représentant la société Liebherr Aerospace, porteuse du projet, pour le suivi de ces travaux et la qualité des relations tout au long de ces années. Je joins à ces remerciements David Lossouarn, représentant la société Epsilon Ingénierie, pour l'étroite collaboration également entretenue dans le cadre de ce programme.

Ma plus chaleureuse gratitude va ensuite à mes encadrants, Yves Bertin, mon directeur, pour son expérience, ses précieux conseils et sa disponibilité. Il en va de même pour Vincent Ayel, mon co-directeur. Sa présence, son appui et son implication furent essentiels à tous les niveaux, que ce soit expérimental, numérique, rédaction d'article... Ma reconnaissance va également, et indissociablement, à Cyril Romestant, maillon indispensable au bon déroulement d'un projet tel que celui-ci, de par son soutien scientifique et ses connaissances techniques aiguisées. J'adresse enfin mes remerciements à Adel Benselama pour sa contribution et son apport sans faille à la partie modélisation. Merci donc à vous pour la qualité de l'encadrement, tant sur le plan scientifique que sur le plan humain.

Toutefois, le fruit de ces travaux n'aurait pu voir le jour sans la présence des nombreuses personnes ayant contribué à leur réalisation. Je remercie donc l'ensemble des membres de l'équipe technique pour leur professionnalisme, et leur capacité à pallier ma propre incompétence dans certains domaines ! Ingénieurs, techniciens, stagiaires, je ne pourrais énumérer chacun d'eux, mais soyez assurés de toute ma reconnaissance. Une mention toute particulière va néanmoins à Jean-Christophe Fraudeau, principal artisan de mon banc expérimental, dont la promptitude à régler mes problèmes techniques, non sans la plus grande bienveillance, m'a fait gagner un temps plus que précieux. Merci enfin à l'ensemble des personnels constituant le laboratoire, qui m'ont permis de traverser ces trois années sous les meilleurs auspices.

Voici venu le moment de remercier mes compagnons d'aventure. Tout d'abord, mes chers aïeux « thésards retraités », Laurent, Rémi et Nicolas D., les indissociables compères qui me renvoient à mes bons souvenirs de thésard débutant, de même que Manu et Ya-

cine. Ensuite, parmi mes contemporains, nombreux furent (et sont encore) les comparses, intra et extra labo, ayant tenu une place importante pendant ces trois années. A Bastien, Jérémie, Elyes, Youness, Julien, Nicolas B., Gildas, Sylvain, Marie-Cannelle, Kamelia, je tiens d'abord à dire bravo à certains pour vos exploits footballistiques, et plus généralement merci à tous pour les bons moments passés en dehors du labo. Je souhaite également bon courage aux derniers arrivés, Antoine, Ilhem, Yannick et Thao. Je vous fais confiance ! And the last, but not the least, merci à ceux qui ont partagés mon bureau pendant tout ce temps, Damien, personnage parfois bruyant mais essentiel à la joie et la bonne humeur générale, et Nicolas C., présent du premier au dernier jour de ma thèse, qui m'a de surcroit bien épaulé pour la partie modélisation. Merci beaucoup pour la bonne ambiance permanente, et merci quand même un peu à mon flegme légendaire de m'avoir permis de supporter les facéties de ces deux individus ! !

Enfin, j'ai une pensée affectueuse pour mes amies de longue date, des bancs de la fac jusqu'à aujourd'hui, Clémence, Maud, Hélène, Claire, que de chemin parcouru et de souvenirs en 10 ans ! Pour tous ces moments indispensables de décompression qui ont rythmés ces années de thèse, merci également aux pharmas, Marius en tête, fidèle parmi les fidèles depuis presque 20 ans... Qu'on me couvre d'opprobre si j'omettais de mentionner quelqu'un, sachez simplement que les gens que j'ai pu côtoyer et que j'apprécie vont bien au-delà de ces quelques lignes.

Mes ultimes remerciements vont aux personnes que j'aime, mes deux sœurs, ma grand-mère, et mes chers parents que je ne remercierai jamais assez pour tout ce qu'ils ont fait pour moi. Ma dernière pensée va à mon petit neveu, qui aura vu le jour peu de temps avant cette thèse...

Merci pour tout !

Table des matières

Table des figures **9**

Liste des tableaux **17**

Liste des symboles **20**

Introduction générale **21**

I Vers une solution de refroidissement par caloduc oscillant **23**

1 Introduction au projet OPTIMAL **25**
1.1 Description du projet 25
1.2 Le choix du caloduc comme solution de refroidissement 26
1.2.1 Principe de fonctionnement 26
1.2.2 Applications utilisant le caloduc comme système de refroidissement 27
1.3 Choix final : le caloduc oscillant 30
1.4 Conclusion 31

2 Etude bibliographique : histoire d'une nouvelle technologie **33**
2.1 Rappels historiques : du tube de Perkins au caloduc 33
2.1.1 La boucle diphasique à pompage capillaire LHP et CPL 35
2.1.2 Le microcaloduc 36
2.2 L'avènement du caloduc oscillant 37
2.2.1 Prémices d'une nouvelle technologie 37
2.2.2 Premiers développements 39
2.2.3 Exemples d'applications du caloduc oscillant 40
2.3 Conclusion 43

3 Le caloduc oscillant : principales caractéristiques **45**
3.1 Caractéristiques de fonctionnement 45
3.1.1 Mécanismes fondamentaux du fonctionnement du PHP 45
3.1.2 Le diamètre : critère essentiel de dimensionnement 47
3.1.3 Bilan local sur un bouchon liquide 50
3.1.4 Différents régimes d'écoulement 51
3.1.5 Evaluation des performances 55

3.1.6 Limites de fonctionnement 56
3.2 Paramètres influents 57
3.2.1 Paramètres géométriques 57
3.2.2 Fluide caloporteur 60
3.2.3 Influence du bouclage 60
3.2.4 Influence du taux de remplissage 62
3.2.5 Influence de la gravité 64
3.3 Conclusion 67

II Etude expérimentale d'un PHP pour le refroidissement d'un stator de machine électrique 69

4 Dispositif expérimental 71
4.1 Introduction 71
4.2 Choix de la solution 71
4.2.1 Solution intrusive 71
4.2.2 Solution non intrusive 72
4.2.3 Choix de la disposition 72
4.3 Définition et conception du prototype 73
4.3.1 Eléments du cahier des charges 73
4.3.2 Description des différents éléments du système 75
4.4 Choix et dimensionnement du PHP 76
4.4.1 Choix du fluide caloporteur 77
4.4.2 Détermination du diamètre interne 78
4.4.3 Assemblage final 80
4.5 Instrumentation 81
4.5.1 Source chaude et source froide 81
4.5.2 Mesures de températures 82
4.5.3 Mesures de pression 83
4.5.4 Orientation du caloduc oscillant 84
4.5.5 Acquisition des mesures et sécurité 85
4.6 Essais de caractérisation et travaux préliminaires 86
4.6.1 Procédure de calcul et paramètres testés 86
4.6.2 Isolation thermique et essais réalisés à vide 87
4.6.3 Evaluation des pertes thermiques 89
4.6.4 Procédure de remplissage 92
4.6.5 Evaluation des incertitudes de mesure 94
4.6.6 Premiers résultats 95
4.7 Conclusion 99

5 Résultats et Analyses 101
5.1 Analyse qualitative du comportement du PHP 102
5.1.1 Répartition des températures 102
5.1.2 Reproductibilité des essais 103

5.1.3 Conditions d'amorçage des oscillations 104
5.1.4 Comportements particuliers 107
5.1.4.1 Instabilités au démarrage 107
5.1.4.2 Répartition du fluide dans le PHP 108
5.1.5 Analyse des signaux de pression 110
5.1.6 Conclusion sur l'analyse qualitative 111
5.2 Analyse paramétrique des performances du PHP 112
5.2.1 Fonctionnement du PHP rempli à l'éthanol 113
5.2.1.1 Résultats et tendances générales 113
5.2.1.2 Influence de la source froide 114
5.2.1.3 Influence de l'orientation 115
5.2.1.4 Influence de taux de remplissage 117
5.2.2 Influence du fluide caloporteur 119
5.2.2.1 Comparaison des fluides en fonction de la température de source froide 119
5.2.2.2 Comparaison des fluides en fonction de l'orientation 124
5.2.2.3 Influence du taux de remplissage 125
5.2.2.4 Conclusion concernant la comparaison des fluides caloporteurs 126
5.2.3 Influence du bouclage 127
5.2.3.1 Effet du bouclage sur les performances 127
5.2.3.2 Effet du bouclage sur l'équilibre des branches 130
5.2.3.3 Influence du taux de remplissage en configuration bouclée 131
5.2.3.4 Conclusion sur l'influence du bouclage 133
5.3 Conclusion 133

III Modélisation locale de l'évaporation d'un film liquide dans un tube capillaire 137

6 Etude bibliographique 139
6.1 Modélisation de caloduc oscillant : Etat de l'art 139
6.1.1 Introduction 139
6.1.2 Diverses approches de modélisations et d'analyses 140
6.1.2.1 Analogie système masse-ressort-amortisseur 140
6.1.2.2 Approche cinématique 141
6.1.2.3 Analyse mathématique : théorie du chaos 142
6.1.2.4 Utilisation de corrélations 145
6.1.2.5 Réseau de neurones artificiels 146
6.1.3 Equations de conservation 149
6.1.3.1 Description de l'approche 149
6.1.3.2 Intégration du film liquide dans les équations de conservation 154
6.1.4 Limitations des modèles existants 156
6.2 Modélisation de l'évaporation d'un film liquide déposé par un fluide en mouvement sur une paroi chauffée 158

6.2.1 Classification des canaux 158
6.2.2 Epaisseur initiale du film liquide 160
6.2.3 Evaporation du film liquide en micro-canal 167

7 Développement d'un modèle d'évaporation de film liquide 173
7.1 Description de l'approche 173
7.1.1 Présentation du modèle 174
7.1.2 Hypothèses considérées 174
7.1.3 Structure et géométrie du modèle 176
7.1.4 Dynamique du film liquide 180
7.1.4.1 Epaisseur initiale 180
7.1.4.2 Epaisseur minimale 180
7.1.4.3 Evolution de l'épaisseur 181
7.2 Premiers résultats : que peut-on attendre de ce modèle ? 183
7.3 Retour sur le modèle : discussion autour des hypothèses 186
7.3.1 Vitesse de déplacement du front liquide/vapeur 186
7.3.2 Influence de l'écoulement dans le film liquide 188
7.3.3 Pertes de charge de l'écoulement de la vapeur 194
7.3.4 Prise en compte de la courbure du ménisque 195
7.3.5 Réchauffement du liquide 200
7.3.6 Résumé : domaine d'applicabilité du modèle 201

Conclusion générale et perspectives 203

Références bibliographiques 207

Annexes 215

A Plans du prototype 215

B Evaluation des pertes thermiques 219

C Masses de fluide 221

D Courbes de saturation et propriétés thermophysiques 223

E Analyse fréquentielle FFT 225
E.1 Signaux de pression 225
E.2 Signaux de température 226

F Courbures et pression capillaire 227

G Constantes du calcul écoulement liquide 229

Table des figures

1.1 Schéma de principe de fonctionnement d'un caloduc 26
1.2 Coefficient d'échanges des différentes méthodes de gestion thermique 27
1.3 Exemples de dispositions de caloducs au sein du stator d'une machine électrique [1] 29
1.4 Exemples de dispositions de caloducs au sein du stator comportant des segments électromagnétiques [2] 29
1.5 Représentation 3D d'une unité de commande électrique [3] 30
1.6 Schéma de principe du caloduc oscillant 31

2.1 Tube de Perkins [4]. 33
2.2 Structures capillaires imaginées par Gaugler [5]. 34
2.3 Schéma de principe d'une boucle diphasique type LHP (à gauche) et CPL (à droite) [10] 36
2.4 Différentes géométries de microcaloducs [12] 37
2.5 Le canard buveur 38
2.6 Détails du dispositif breveté par Smyrnov et Savchenkov [14] 39
2.7 Exemples de caloducs oscillants brevetés par Akachi [15] 40
2.8 Dispositif expérimental et exemples de résultats obtenus par Maezawa *et al.* [17] 41
2.9 Détails de la structure « Heat Lane » développée par Akachi *et al.* [18] . . 41
2.10 Exemples du dispositif « Kenzan » développé par Akachi *et al.* [18] 42
2.11 Application d'un caloduc oscillant pour le refroidissement d'une cuve de stockage alimentaire [19] 43

3.1 Représentation schématique des configurations boucle ouverte et boucle fermée 46
3.2 Diagramme pression-enthalpie représentatif d'un caloduc oscillant [22] . . . 47
3.3 Influence des tensions de surface sur une bulle s'élevant dans un canal cylindrique contenant de l'éthanol à l'état statique [24] 49
3.4 Influence du diamètre interne d'un PHP sur la répartition du fluide en condition adiabatique et en fonctionnement [23] 49
3.5 Bulles de Taylor dans un tube vertical de 2 mm de diamètre et bilan des forces exercées sur un système typique bulle/bouchon [25] 51
3.6 Visualisation de divers types d'écoulements internes observés dans un PHP, en augmentant le flux imposé [24] 52

3.7 Représentation qualitative des performances d'un caloduc oscillant en fonction de la puissance imposée [23] 52
3.8 Variations de températures et de pressions pour 4 essais réalisés sur un PHP mono-boucle, montrant différents états quasi-stationnaires (Ethanol, TR=60%, T_{cryo}=20°C, Q=20 W) [26] 54
3.9 Visualisations de régimes d'écoulements en PHP monotube à des instants différents pour deux températures de paroi (Pentane, $TR = 50\%$, $D_i = 2{,}4$ mm) [28] 55
3.10 Performances thermiques et limites de fonctionnement d'un PHP bouclé pour 3 orientations (R123, $TR = 50\%$, $D_i = 1$ mm) [31] 57
3.11 Influence du nombre de boucles N sur les performances d'un caloduc oscillant pour 2 diamètres internes : 1 mm et 2 mm ($TR = 50\%$, vertical favorable)) [33] 58
3.12 Phénomènes d'agglomération des bulles de vapeur menant à l'arrêt des oscillations dans un PHP à boucle unique (Ethanol, $TR = 60\%$, $D_i = 2$ mm) [26] 59
3.13 Influence du fluide caloporteur sur les performances thermiques d'un PHP ($TR = 50\%$, $T_{cryo} = 20$°C, vertical favorable) [33] 61
3.14 Influences des configurations bouclée et non bouclée sur la résistance thermique d'un PHP en fonction de la puissance ($TR = 50\%$, horizontal) [27] . 62
3.15 Influence du taux de remplissage sur la résistance thermique d'un PHP (Ethanol, $T_{cryo} = 20$°C, vertical favorable) [24] 63
3.16 Puissances maximales transférées en fonction du taux de remplissage et de l'inclinaison d'un PHP (Ethanol, $D = 2$ mm, $T_{cryo} = 20$°C) [39] 64
3.17 Résistance thermique d'un PHP bouclé en fonction de la puissance imposée et du taux de remplissage (Ethanol, $D = 2$ mm, vertical favorable) [34] . . 65
3.18 Influence de l'orientation d'un PHP sur sa résistance thermique en fonction de la puissance imposée pour 2 fluides ($TR = 50\%$, D=2,5 mm, $T_{cryo} =$ 40°C) [32] 65
3.19 Performances thermiques d'un PHP bouclé en fonction de son orientation (R123, $TR = 50\%$, $D = 2$ mm) [31] 66
3.20 Images de bulles et bouchons liquides dans un tube en verre en conditions statique et isotherme (Ethanol) [33] 67
3.21 Paramètres thermo-mécaniques déterminants pour le fonctionnement du PHP [42] 68

4.1 Illustration de la solution « intrusive » de caloducs dans les rainures 72
4.2 Illustration 3D et 2D de la solution caloduc oscillant « circulaire » 73
4.3 Illustration 3D et 2D de la solution caloduc oscillant « longitudinale » . . . 74
4.4 Représentation schématique du dispositif expérimental 74
4.5 Plan d'ensemble du système 76
4.6 Vue des pièces constituant (a) la zone évaporateur (b) la zone condenseur (c) la boîte à eau, le manchon chauffant et le système de serrage (de gauche à droite) 77

4.7 Variation du diamètre critique de quelques fluides usuels en fonction de la température . . . 79
4.8 Vue d'ensemble du PHP seul après cintrage . . . 81
4.9 Vue d'ensemble du système PHP/bâti/source froide après assemblage . . . 82
4.10 Boîtier électrique et circuit de refroidissement du condenseur . . . 83
4.11 Baguette de serrage de la zone évaporateur . . . 83
4.12 Vue en coupe de la zone évaporateur, positions des branches instrumentées 84
4.13 Orientations du système : (a) vertical favorable (b) horizontal (c) vertical défavorable . . . 85
4.14 Schéma global du dispositif expérimental . . . 86
4.15 Vues du système avant et après isolation . . . 88
4.16 Profils de températures pour un essai à vide ($P_{imposée} = 100\ W$, $T_{cryo} = 10^{\circ}C$, horizontal) . . . 88
4.17 Bilan thermique global sur le système . . . 89
4.18 Schéma du modèle nodal conductif du système . . . 90
4.19 Comparaison d'un modèle conductif avec les profils de températures pour un essai à vide ($P_{imposée} = 100\ W$, $T_{cryo} = 10^{\circ}C$, horizontal) . . . 90
4.20 Comparaison du modèle corrigé avec les profils de températures pour un essai à vide ($P_{imposée} = 100\ W$, $T_{cryo} = 10^{\circ}C$, horizontal) . . . 92
4.21 Contribution des différents transferts thermiques en fonction du flux imposé au cours d'un essai classique (Ethanol, $TR = 50\%$, $T_{cryo} = 10^{\circ}C$, horizontal) 92
4.22 Procédure de remplissage du caloduc oscillant . . . 93
4.23 Evolution transitoire des températures dans la zone évaporateur (Ethanol, $TR = 50\%$, $T_{cryo} = 0^{\circ}C$, horizontal) . . . 96
4.24 Mise en évidence du démarrage des oscillations (Ethanol, $TR = 50\%$, $T_{cryo} = 0^{\circ}C$, horizontal, $Q = 100\ W$) . . . 97
4.25 Comparaison des profils de températures d'un PHP en fonctionnement avec un essai réalisé à vide (Ethanol, $TR = 50\%$, $T_{cryo} = 0^{\circ}C$, horizontal, $Q = 100\ W$) . . . 97
4.26 Conductances en fonction de la puissance imposée et de la température de source froide (Ethanol, $TR = 50\%$, horizontal) . . . 98
4.27 Efficacités intrinsèque et pour le système complet du PHP en fonction de la puissance (Ethanol, $TR = 50\%$, $T_{cryo} = 0^{\circ}C$, horizontal) . . . 98

5.1 Niveaux de températures dans chaque zone en fonction de la puissance et pour trois températures de source froide : (a) $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, (b) $T_{cryo} = 40^{\circ}$C, (c) $T_{cryo} = 70^{\circ}$C (Ethanol, $TR = 50\%$, Horizontal) . . . 102
5.2 Evolution temporelle de la pression absolue pour différents essais réalisés dans les mêmes conditions (Ethanol, $TR = 50\%$, $T_{cryo} = 10^{\circ}$C) . . . 103
5.3 Mise en évidence d'un écart de températures ($T_{evap} - T_{cond}$) avant amorçage des oscillations (Ethanol, $TR = 40\%$, $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, horizontal) . . . 104
5.4 Différences de températures $\Delta T_{amorçage}$ avant amorçage des oscillations en fonction de T_{cryo}, de l'inclinaison, pour deux fluides : (a) éthanol, (b) acétone ($TR = 50\%$) . . . 105

5.5 Différences de températures $\Delta T_{amorçage}$ avant amorçage des oscillations en fonction de T_{cryo} et du taux de remplissage TR (Ethanol, horizontal) . . . 106
5.6 Evolution temporelle de la température à l'évaporateur, montrant des cycles démarrage/arrêt des oscillations (Ethanol, $TR = 40\%$, $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, vertical favorable, $Q = 100$ W, bouclé) 108
5.7 Evolution transitoire des températures moyennes de chaque branche dans la zone évaporateur (Ethanol, $TR = 50\%$, $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, vertical favorable, non bouclé) 109
5.8 Signaux de pression pour trois puissances imposées (Ethanol, $TR = 40\%$, $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, horizontal) 110
5.9 Conductances maximales atteintes sur l'ensemble des essais et niveaux de températures correspondants dans chaque zone 112
5.10 Performances du système en fonction de la puissance imposée (Ethanol, $TR = 50\%$) 113
5.11 Conductance thermique en fonction de la température de source froide T_{cryo} et de la puissance, pour différentes orientations : (a) horizontal, (b) vertical favorable, (c) vertical défavorable (Ethanol, $TR = 50\%$) 114
5.12 Conductance thermique en fonction de l'orientation et de la puissance, pour différentes températures de source froide : (a) $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, (b) $T_{cryo} = 40^{\circ}$C, (c) $T_{cryo} = 70^{\circ}$C (Ethanol, $TR = 50\%$) 115
5.13 Performances du système en fonction de la puissance imposée (Ethanol, $TR = 40\%$) 117
5.14 Performances du système en fonction de la puissance imposée (Ethanol, $TR = 60\%$) 118
5.15 Comparaison des performances du système en fonction du taux de remplissage pour l'éthanol 119
5.16 Performances du système en fonction de la puissance imposée pour : (a) l'acétone, (b) le N-pentane ($TR = 50\%$) 120
5.17 Comparaison des propriétés thermophysiques des trois fluides en fonction de T_{cryo} (a) Viscosité dynamique liquide, (b) Masse volumique liquide, (c) Capacité thermique massique, (d) Tension de surface, (e) Chaleur latente . 121
5.18 Conductance thermique en fonction de la puissance pour chaque fluide et pour chaque température de source froide : (a) $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, (b) $T_{cryo} = 40^{\circ}$C, (c) $T_{cryo} = 70^{\circ}$C ($TR = 50\%$) 122
5.19 Conductances maximales atteintes en fonction du fluide et de la température de source froide T_{cryo} (Vertical favorable, $TR = 50\%$) 122
5.20 Conductances thermiques en fonction de la puissance pour un essai réalisé en « montée/descente » (N-pentane, $TR = 50\%$, $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, horizontal) 123
5.21 Signaux de pression en régime établi pour l'éthanol et le N-pentane et pour deux puissances : (a) $Q = 100$ W, (b) $Q = 300$ W ($TR = 40\%$, $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, horizontal) 123
5.22 Conductances maximales atteintes en fonction du fluide et de l'orientation pour (a) $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, (b) $T_{cryo} = 70^{\circ}$C ($TR = 50\%$) 124
5.23 Comparaison des performances du système en fonction du taux de remplissage pour : (a) l'acétone, (b) le N-pentane 125

5.24 Conductance thermique en fonction de la puissance pour chaque fluide et pour chaque température de source froide : (a) T_{cryo} = 10°C, (b) T_{cryo} = 40°C, (c) T_{cryo} = 70°C (TR = 40%) 126
5.25 Performances du système en fonction de la puissance imposée en configuration bouclée (Ethanol, TR = 50%) 128
5.26 Comparaison des performances du système en configurations bouclée et non bouclée pour : (a) T_{cryo} = 10°C, (b) T_{cryo} = 40°C, (c) T_{cryo} = 70°C (Ethanol, TR = 50%, horizontal) 129
5.27 Comparaison des performances du système en configurations bouclée et non bouclée pour les configurations : (a) verticale favorable, (b) verticale défavorable (Ethanol, TR = 50%, T_{cryo} = 10°C) 129
5.28 Performances du système en fonction de la densité de flux imposée et températures moyennes de chaque zone (Ethanol, TR = 50%, T_{cryo} = 10°C, horizontal) 130
5.29 Comparaison des températures moyennes dans la zone évaporateur entre les configurations : (a) bouclée, (b) non bouclée (Ethanol, TR = 50%, T_{cryo} = 10°C, horizontal) 131
5.30 Ecarts de températures moyens entre l'évaporateur et le condenseur en fonction de la puissance en bouclé et non bouclé (Ethanol, TR = 50%, T_{cryo} = 10°C, horizontal) 131
5.31 Comparaison des performances en fonction du taux de remplissage en configuration bouclée et non bouclée pour : (a) T_{cryo} = 10°C, (b) T_{cryo} = 40°C, (c) T_{cryo} = 70°C (Ethanol, horizontal) 132

6.1 Schéma du système masse/ressort/amortisseur considéré par Zuo et al. [48]. 141
6.2 Résultats du modèle de Zuo et al. [48]. 142
6.3 Schéma du modèle mathématique systèmes masse-ressort multiples de Wong et al. [49]. 143
6.4 Evolution temporelle de la température dans un PHP (D_i = 2 mm, Nombre de boucles = 40, R142b, TR = 40%, verticale favorable) [50]. 144
6.5 Représentation des signaux de température dans l'espace des phases [50]. . 144
6.6 Comparaison des résultats expérimentaux aux résultats issus de la corrélation (6.3) [52] 146
6.7 Architecture d'un réseau de neurones artificiels [46] 147
6.8 Comparaison des prédictions du modèle avec les données expérimentales [53] 148
6.9 Schéma du système considéré dans le modèle de Dobson [54] 150
6.10 Evolution temporelle de certains paramètres caractéristiques donnée par le modèle de Dobson [54] 154
6.11 Schéma du système considéré [46] 155
6.12 Evolution du front liquide vapeur en fonction du temps (T_e = 124 $^\circ C$, $L_e = 0,2\ m$, $L_a = 0,02\ m$, $L_c = 0,28\ m$) [46] 156
6.13 Evolution temporelle de la quantité de mouvement totale du liquide (Q_{imp} = 50 W, $L_e = 0,025\ m$, $L_a = 0,202\ m$, $L_c = 0,035\ m$) [58] 157

6.14 Comparaison de l'épaisseur d'un film d'éthanol avec la loi de Taylor (trait plein) en fonction du nombre capillaire C_a, pour un tube capillaire de rayon $r = 0,78\ mm$ et des vitesses d'écoulement supérieures à 2 $m.s^{-1}$ [66]. . . . 162
6.15 Epaisseur d'un film d'éthanol en fonction de la vitesse de la bulle pour différents diamètres internes (tube horizontal et conditions ambiantes de pression et de température : 1 atm et 25 °C) [67]. 163
6.16 Epaisseur d'un film liquide en fonction du nombre de Reynolds et du nombre capillaire C_a (tube horizontal et conditions ambiantes de pression et de température : 1 atm et 25 °C) [67]. 164
6.17 Epaisseur d'un film liquide en fonction du nombre capillaire C_a, comparaison entre l'expérience et la prédiction (tube horizontal et conditions ambiantes de pression et de température : 1 atm et 25 °C) [67]. 165
6.18 Epaisseur d'un film liquide d'eau en fonction de la vitesse v_{liq} d'écoulement, calculée avec différentes corrélations. 166
6.19 Distribution de températures dans la zone de microrégion [72]. 167
6.20 Modèle à trois zones de transfert de chaleur dans un micro canal. [64] . . . 169
6.21 Evaporation du film. [64] 169

7.1 Schéma de principe du modèle 174
7.2 Réseau nodal du modèle 177
7.3 Schéma de l'évaporation du film liquide 182
7.4 Profils de températures le long de la paroi à différents instants t 183
7.5 Evolution de l'épaisseur du film et du coefficient d'échange correspondant le long de la paroi à l'instant $t = 1{,}5$ s 184
7.6 Evolution de l'épaisseur du film et du coefficient d'échange au niveau de l'interface liquide/vapeur à l'instant $t = 1{,}5$ s 185
7.7 Bilan de masse sur un volume de contrôle comprenant l'interface liquide vapeur 186
7.8 Erreur relative dans l'approximation de la vitesse du front liquide/vapeur . 188
7.9 Comparaison des profils temporels de températures en utilisant v_{liq} ou v_{int}, pour (a) $v_{liq} = 0{,}1$ m.s^{-1} (b) $v_{liq} = 1$ m.s^{-1} 188
7.10 Représentation 3D des courbures orthogonales axiale K_x et radiale K_r de l'interface 189
7.11 Ecoulement de liquide dans le film et conditions aux limites 192
7.12 Pertes de charges ΔP_l en fonction de la vitesse d'écoulement U_{δ_0} pour différentes longueurs de film liquide 193
7.13 Schématisation de l'écoulement vapeur avec pertes de charge ΔP_v 194
7.14 Structure de l'interface liquide/vapeur (a) sans courbure du ménisque, (b) avec courbure du ménisque 196
7.15 Evolution temporelle de l'épaisseur de film et du coefficient d'échange en un point donné ($x/L_e = 0{,}5$) (a) pour un temps de calcul de 3 s, (b) zoom sur la zone de ménisque 197
7.16 Profils de températures longitudinales à la paroi avec et sans ménisque, à $t = 1{,}5$ s 198

7.17 Densités de flux thermique en chaque nœud de paroi au niveau de l'interface, à $t = 1{,}5$ s 199
7.18 Part des flux transférés dans chaque zone au cours du temps 200
7.19 Echauffement du liquide entre l'entrée et la sortie de l'évaporateur en fonction de la vitesse imposée et pour différentes densités de flux 201
7.20 Schématisation du domaine de fonctionnement du modèle et des phénomènes se produisant en fonction de la vitesse d'écoulement et du flux imposé, pour l'eau, à $T_{sat} = 30^{\circ}$C 202

A.1 Plan 3D de la zone évaporateur 216
A.2 Plan 3D de la zone condenseur 217

D.1 Courbes de saturation et propriétés thermophysiques des trois fluides étudiés 223

E.1 Spectres d'énergie issus du calcul de la transformée de Fourier rapide sur les signaux de pression (N-pentane, TR=60%, T_{cryo}=10°C) 225
E.2 Spectres d'énergie issus du calcul de la transformée de Fourier rapide sur les signaux de température (N-pentane, TR=60%, T_{cryo}=10°C) 226

F.1 Profil axial de l'épaisseur de film δ à un instant $t = 0{,}5$ s et courbures axiale et circulaire correspondantes 227

Liste des tableaux

4.1 Spécifications thermiques du système 75
4.2 Spécifications d'utilisation de certains fluides dans un PHP Aluminium [43] 78
4.3 Diamètres critiques à 100°C des fluides caloporteurs utilisés 79
4.4 Caractéristiques principales du PHP 80

5.1 Résumé des paramètres testés 101

6.1 Valeurs des nombres adimensionnés pour différents fluides à 20°C et comparaison aux valeurs critiques 160

7.1 Données numériques et conditions limites du problème 175
7.2 Pression de disjonction en fonction de l'épaisseur de film 190
7.3 Comparaison des débits d'écoulement dans le film liquide et d'évaporation sur différentes longueurs x de film 193
7.4 Pertes de charge de l'écoulement de la vapeur en fonction de la vitesse d'écoulement (calculées selon les paramètres du tableau 7.1) 195
7.5 Part des flux transférés dans chaque zone de la section chauffée le long de la paroi à un instant $t = 1{,}5$ s 199

B.1 Evaluation des pertes thermiques 219

C.1 Masses de fluide pour différents taux de remplissage 221

Liste des symboles

$\dot{m}$	Débit massique	[kgs^{-1}]
B_i	Nombre de Biot	[-]
Bo	Nombre de Bond	[-]
C_a	Nombre capillaire	[-]
C_p	Chaleur massique à pression constante	[Jkg^{-1}K^{-1}]
C_v	Chaleur massique à volume constant	[Jkg^{-1}K^{-1}]
D_e	Diamètre externe	[m]
D_i	Diamètre interne	[m]
D_{crit}	Diamètre critique	[m]
$E\ddot{o}$	Nombre d'Eötvös	[-]
E_p	Epaisseur	[m]
f	Coefficient de frottement	[-]
Fr	Nombre de Froude	[-]
G	Conductance thermique	[WK^{-1}]
g	Gravité terrestre	[ms^{-2}]
h	Coefficient d'échange thermique	[Wm^{-2}K^{-1}]
h_{lv}	Chaleur latente de changement d'état liquide-vapeur	[Jkg^{-1}]
Ja	Nombre de Jacob	[-]
Ka	Nombre de Karman	[-]
L_t	Longueur totale	[m]
N	Nombre de boucles	[-]
N_{crit}	Nombre de boucle critique	[-]
P	Pression	[Pa]
Po	Nombre de Poiseuille	[-]

Q	Puissance thermique	[W]
q	Densité de flux thermique	[Wm^{-2}]
q_v	Densité de flux thermique volumique	[Wm^{-3}]
R	Résistance thermique	[KW^{-1}]
R_e	Nombre de Reynolds	[-]
S	Surface d'échange ou section de passage	[m^2]
T	Température	[$^\circ$C]
t	Temps	[s]
TR	Taux de remplissage	[%]
U	Vitesse	[ms^{-1}]
V	Volume	[m^3]
v_{liq}	Vitesse d'écoulement liquide	[ms^{-1}]
x	Position de l'interface liquide/vapeur	[m]
x_f	Position de la ligne triple	[m]
β	Angle d'inclinaison	[$^\circ$]
δ	Epaisseur du film liquide	[m]
η	Efficacité	[-]
λ	Conductivité thermique	[$WK^{-1}m^{-1}$]
μ	Viscosité dynamique	[Pa.s]
ρ	Masse volumique	[kgm^{-3}]
σ	Tension de surface	[Nm^{-1}]
θ	Angle de contact	[$^\circ$]

Introduction générale

Depuis le début du 20ème siècle, les besoins de l'homme en terme d'énergies fossiles n'ont cessé d'augmenter, contribuant à accroître notre dépendance à celles-ci. Aujourd'hui, se libérer de cette dépendance constitue l'un des défis majeurs de notre époque. Dans le domaine des transports, la substitution de l'énergie électrique au pétrole demeure une solution privilégiée et, même si les applications et les utilisations de véhicules électriques restent encore marginales, industriels et chercheurs concentrent leurs efforts pour parvenir, à terme, à démocratiser et populariser le moteur électrique, en remplacement du moteur à combustion. Inévitablement, la rupture engendrée par cette mutation technologique ne se fait pas sans heurts, et l'utilisation de l'énergie électrique, au détriment des énergies mécanique, hydraulique ou pneumatique, s'accompagne d'un certain nombre d'écueils.

En intégrant toujours plus de composants électriques dans les avions ou les automobiles, couplés à une miniaturisation et une densification croissante de ces systèmes, les équipementiers doivent faire face à des charges thermiques de plus en plus importantes, et être en mesure de les gérer impérativement. Le maintien en température, ou le refroidissement de ces composants est essentiel dans l'optique de respecter les objectifs de fiabilité fixés par les industriels de l'aéronautique. Cette problématique, loin d'être nouvelle, s'est longtemps contentée de solutions simples, l'air étant jusqu'à aujourd'hui l'une des meilleures sources de refroidissement, tout du moins la source ultime, au bout de la chaîne. Pour les raisons évoquées, l'utilisation de l'air par des systèmes classiques atteint désormais ses limites, nécessitant l'apport de nouvelles solutions. Dans ce cadre là, Liebherr-Aerospace Toulouse élabore des systèmes de conditionnement d'air pour l'aéronautique. Ces systèmes, utilisant jusqu'à présent de l'air fourni à haute pression par les compresseurs de réacteurs, devraient être peu à peu remplacés par des conditionnements d'air électriques. Cet air à haute pression sera fourni par des turbomachines motorisées. C'est dans la volonté d'optimiser le refroidissement de ces nouvelles turbomachines électriques, en complément des moyens déjà existants, que le projet Optimal est né.

Parmi les solutions innovantes proposées dans le cadre de ce projet, l'une d'elles, dont le présent manuscrit fait état, concerne l'emploi d'un système diphasique passif : le caloduc oscillant. A l'instar du caloduc dit conventionnel, le fonctionnement de ce dispositif exploite les phénomènes d'évaporation et de condensation. Toutefois, si le caloduc, au sens large, a prouvé son efficacité en terme de capacité de transferts de chaleur dans de nombreuses applications industrielles, le caloduc oscillant, technologie plus récente, fait l'objet de nombreuses études théoriques et expérimentales, en raison de son comportement thermo-hydraulique pour le moins singulier. Il n'en demeure pas moins très attrayant à

bien des égards, et intéressant en raison de la simplicité de son concept, sur lequel nous reviendrons très largement dans ce mémoire. Ce dernier se décompose en trois grandes parties.

La première partie décrit les aspects généraux ayant traits à cette solution de refroidissement, et ouvre la voie à la partie consacrée à l'étude expérimentale proprement dite. Elle présente tout d'abord, dans le premier chapitre, le projet Optimal, dans lequel s'inscrivent ces travaux, en évoquant les raisons qui ont conduit au choix du caloduc oscillant. Le chapitre deux présente un historique des systèmes diphasiques en général, jusqu'à l'avènement du caloduc oscillant. Enfin, le troisième chapitre décrit, à la lumière des nombreuses études effectuées sur ce sujet, les principales caractéristiques de cette technologie, permettant ainsi de mieux appréhender son fonctionnement, la phénoménologie et les principaux paramètres qui lui sont liés.

La deuxième partie est consacrée aux développements expérimentaux, autour desquels s'articulent l'ensemble des travaux réalisés dans le cadre de ce projet. A ce titre, le chapitre quatre présente le banc expérimental, son architecture, ses équipements, ainsi que les principales étapes ayant jalonné son élaboration. Disposant de l'ensemble de ces éléments, le chapitre cinq synthétise ensuite les principaux résultats issus de ces expériences, et en effectue une analyse détaillée afin de caractériser son fonctionnement. Nous verrons alors se détacher certains comportements particuliers, et tenterons, par une étude paramétrique poussée, de mettre en évidence les conditions opératoires, telles que la température de source froide, le taux de remplissage, le bouclage du caloduc ou encore son inclinaison, permettant d'offrir les performances optimales à ce système.

Enfin, la troisième partie de ce mémoire donne un aspect plus théorique à ces travaux, en s'intéressant à une physique locale, inhérente aux caloducs oscillants : l'évaporation d'un film liquide dans un tube capillaire. Le choix de rapporter cette étude numérique à un volume élémentaire se justifie par la complexité du caloduc oscillant, en terme de comportement thermo-hydraulique, n'autorisant pas à l'heure actuelle le développement de modèles prédictifs globaux de ces systèmes. Nous reviendrons néanmoins, à travers une étude bibliographique dans le chapitre six, sur les différentes approches de modélisation de caloducs oscillants existant à ce jour, avant de mettre l'accent sur les phénomènes liés à la dynamique du film liquide, objet de nos investigations. De fait, le septième et dernier chapitre de cet ouvrage décrit le développement d'un modèle permettant, à partir des champs de température en paroi, de caractériser le film liquide se déposant lors du passage d'un bouchon de liquide dans un tube capillaire chauffé. Nous mettrons alors en exergue différents aspects liés aux phénomènes locaux existant à cette échelle. L'ensemble de ces considérations ouvrira des perspectives d'études qui pourront donner lieu, à terme, à une maîtrise accrue de cette technologie prometteuse que représente le caloduc oscillant. Pour l'heure, penchons nous sur le projet ayant donné naissance à ce mémoire.

Première partie

Vers une solution de refroidissement par caloduc oscillant

Chapitre 1

Introduction au projet OPTIMAL

1.1 Description du projet

Le projet Optimal a pour objectif d'étudier et de tester de nouveaux procédés de refroidissement du stator d'une turbomachine motorisée. Pour se faire, la mise en œuvre de quatre solutions innovantes a été proposée par les différents acteurs de ce projet :

- Impacts de jets d'air par le LATEP de l'Université de Pau
- Boucle diphasique à pompage capillaire par le LAPLACE de l'Université de Toulouse
- Intercalaires circulaires par Liebherr et Sibi (PME de Montauban)
- Caloducs par l'institut P' de Poitiers.

A terme, pour chacune de ces méthodes, l'intégration sur une machine réelle doit être réalisée, ainsi qu'une analyse comparative globale de ces différentes solutions. Mais avant cela, plusieurs machines, présentant des caractéristiques plus ou moins analogues, étaient susceptibles de constituer une référence pour mener à bien cette étude. La machine ayant été choisie comme prototype de dimensionnement et de test, parmi ces différentes candidates, est un moto compresseur Fuel Cell. Ce choix s'est basé sur plusieurs critères :

- Coût de la machine
- Facilité d'approvisionnement
- Densité de flux de chaleur
- Puissance thermique dissipée

Il s'est finalement effectué sur des critères logistiques, liés notamment à la facilité d'approvisionnement à ce moment. Cet équipement a pour but d'alimenter une pile à combustible en air, pour des applications automobiles. Il est constitué d'un moteur à aimants permanents, comportant une partie mobile, le rotor, et une partie statique, le stator. La valeur de la densité de flux de chaleur maximale à la périphérie du stator, relativement constante d'une machine à une autre, est considérée en première approche à 5 $W.cm^{-2}$. On rappelle que, initialement, les puissances dégagées étaient absorbées par un échangeur hélicoïdal, dans lequel circulait un mélange eau/glycol, et par la ventilation interne. C'est donc à cet ancien système de refroidissement que le projet Optimal propose

de substituer une nouvelle solution.

1.2 Le choix du caloduc comme solution de refroidissement

1.2.1 Principe de fonctionnement

Parmi les diverses solutions de refroidissement à même de remplacer cet échangeur, nous nous concentrons ici sur l'utilisation de systèmes diphasiques de type caloduc, permettant de **transmettre un flux de chaleur entre une source chaude et une source froide peu éloignées l'une de l'autre, en utilisant la chaleur de changement de phase d'un fluide caloporteur**. Un schéma de principe est illustré sur la figure 1.1. Un caloduc conventionnel est généralement constitué de trois zones distinctes : une zone évaporateur, une zone adiabatique et une zone condenseur. Il se présente généralement sous la forme d'une enceinte fermée, comportant une certaine quantité de fluide (le fluide caloporteur) à l'état de saturation, ainsi qu'une structure capillaire recouvrant la surface interne de l'enceinte, et permettant le retour du fluide condensé vers la zone évaporateur, quand les forces de gravité ne le permettent pas (dans les applications spatiales par exemple). Les choix du matériau, utilisé pour l'enceinte, du fluide caloporteur et de la structure capillaire interne sont primordiaux dans le développement d'une solution intégrant un caloduc.

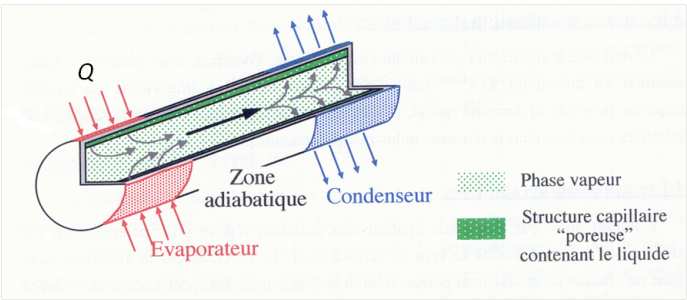


FIGURE 1.1 – Schéma de principe de fonctionnement d'un caloduc

Le cycle de fonctionnement d'un caloduc comporte donc, dans un premier temps, une phase d'évaporation du fluide caloporteur, sous l'effet d'un flux de chaleur Q imposé au niveau de la zone évaporateur. Par la faible différence de pression règnant entre la source chaude (évaporateur) et la source froide (condenseur), cette vapeur est entraînée jusqu'à la zone condenseur où elle se recondense. De nouveau sous forme liquide, le fluide est alors de nouveau acheminé vers la zone évaporateur via la structure capillaire susmentionnée. C'est au cours de ces différents changements de phase (évaporation et condensation) que le fluide absorbe ou libère la chaleur latente, notée h_{lv} , qui lui est propre. Si l'on note $\dot{m}$ le débit massique de fluide évaporé (ou condensé), le flux de chaleur Q transféré via le

caloduc par évaporation (ou condensation) s'exprime par :

$$Q = \dot{m} h_{lv} \tag{1.1}$$

Si le caloduc figure parmi les solutions envisagées dans le cadre du projet Optimal, c'est en premier lieu de par sa capacité à fonctionner de manière totalement passive et autonome, sans apport extérieur de travail mécanique. D'autre part, grâce au phénomène de changement de phase, sa capacité à échanger de la chaleur surpasse nettement celle des autres modes de transfert, comme l'illustre de manière qualitative la figure 1.2. Un tel système possède donc une conductivité thermique effective nettement supérieure à n'importe quel métal connu, faisant de lui une solution de transfert de chaleur de premier choix, et donc un candidat très intéressant pour la présente application. Cette technologie a par ailleurs déjà été employée pour certaines applications dont les exemples cités dans le paragraphe suivant se rapportent plus ou moins au cas présent.

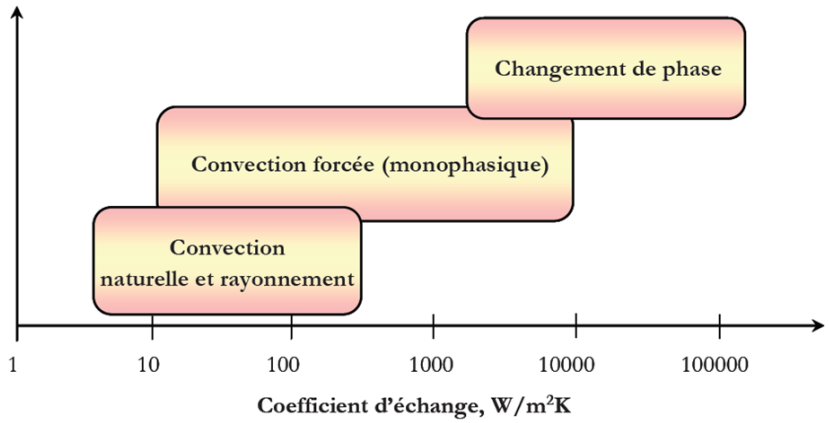


FIGURE 1.2 – Coefficient d'échanges des différentes méthodes de gestion thermique

1.2.2 Applications utilisant le caloduc comme système de refroidissement

Des solutions de ce type, concernant le refroidissement de stators de machines électriques, ont déjà été étudiées par le passé. Naturellement, chaque cas étant particulier, les solutions envisagées seront différentes selon le moteur considéré, sa géométrie, les matériaux utilisés, les différentes contraintes imposées par le cahier des charges. Le choix des caloducs et de leur disposition dépendra en particulier de ces critères. Néanmoins, les exemples qui suivent peuvent être donnés à titre indicatif et offrir également des idées notamment sur les différentes possibilités de dispositions des caloducs.

Ainsi, Potoradi *et al.* [1] se sont intéressés, en 2005, au refroidissement de machines électriques classiques, incluant un stator et un rotor espacés par un mince entrefer. En fonctionnement, le stator et le rotor génèrent de la chaleur qui doit être dissipée vers l'extérieur de la machine. Habituellement, cette dissipation est effectuée en partie par conduction à travers le stator, puis à l'aide de systèmes d'échangeur à air ou liquide. Pour des moteurs présentant de hautes performances ou des structures très compactes, ces approches deviennent insuffisantes. Le travail auquel nous faisons référence ici s'intéresse donc à une machine électrique (rotor et stator) intégrant un système de refroidissement par caloduc.

Les caloducs envisagés ici se présentent sous forme cylindrique, possédant une structure capillaire interne (à définir), à l'intérieur de laquelle circule le fluide caloporteur (fluocarbone, ammoniac ou eau par exemple). Les dimensions standards typiques de ces caloducs sont comprises entre 3 et 16 mm pour le diamètre externe, et de 50 à 300 mm de longueur. Ils doivent également être caractérisés par la présence d'au moins une section flexible de façon à s'adapter au mieux à la forme des composants, sources de chaleur. La figure 1.3 illustre différentes dispositions de caloduc envisageables. On observe ici une illustration schématique de la section d'une machine électrique comportant un stator (2), et un rotor (3). Chaque caloduc (1) comporte une zone d'évaporation située en proximité immédiate du composant source de chaleur. Le transport de la vapeur s'effectue alors axialement (pour les dispositions a et b) jusqu'à une source froide (5). On peut également envisager une disposition radiale des caloducs (disposition c), où la zone de condensation se situe dans les coins du stator. La disposition (d) présente un autre type d'arrangement de machine électrique, dans laquelle le stator est refroidi dans la direction radiale par plusieurs caloducs, formant des plaques intermédiaires le long du stator. La source froide (air ou liquide) est donc disposée ici sur le périmètre externe du stator.

Comme évoqué précédemment, le choix du caloduc et de sa disposition va dépendre en partie de la structure de la machine électrique. Dans tous les cas, la zone évaporateur du caloduc devra être placée soit à proximité de la source de chaleur, soit au sein même de cette source. Ainsi, Matin *et al.* [2] ont mis au point un système permettant le refroidissement d'un stator formé en partie de matériau SMC (Soft Magnetic Composite). Ce système permet d'incorporer directement les caloducs au matériau. On peut observer ci-dessous (figure 1.4) des exemples d'arrangements envisageables de caloducs (repérés ici par l'indice 42) au sein du stator. Dans les deux cas, le caloduc s'étend radialement de la partie supérieure où se produit une génération de chaleur, à la partie inférieure, non magnétisée, constituant la source froide.

Un autre exemple d'application, traitant du refroidissement de machines électriques par caloducs, peut être cité [3]. Il concerne une unité de commande électrique (figure 1.5) comprenant un stator (7) et un rotor. L'objectif de ce système est d'augmenter l'efficacité du refroidissement de cette unité, dans laquelle le stator est refroidi par l'intermédiaire d'au moins un caloduc (5), contenant une zone d'évaporation et de condensation. Pour se faire, cette dernière zone est placée au voisinage d'un rebord (2-3) ou d'une plaque intermédiaire (4), traversés par un liquide circulant dans un circuit de refroidissement

additionnel.

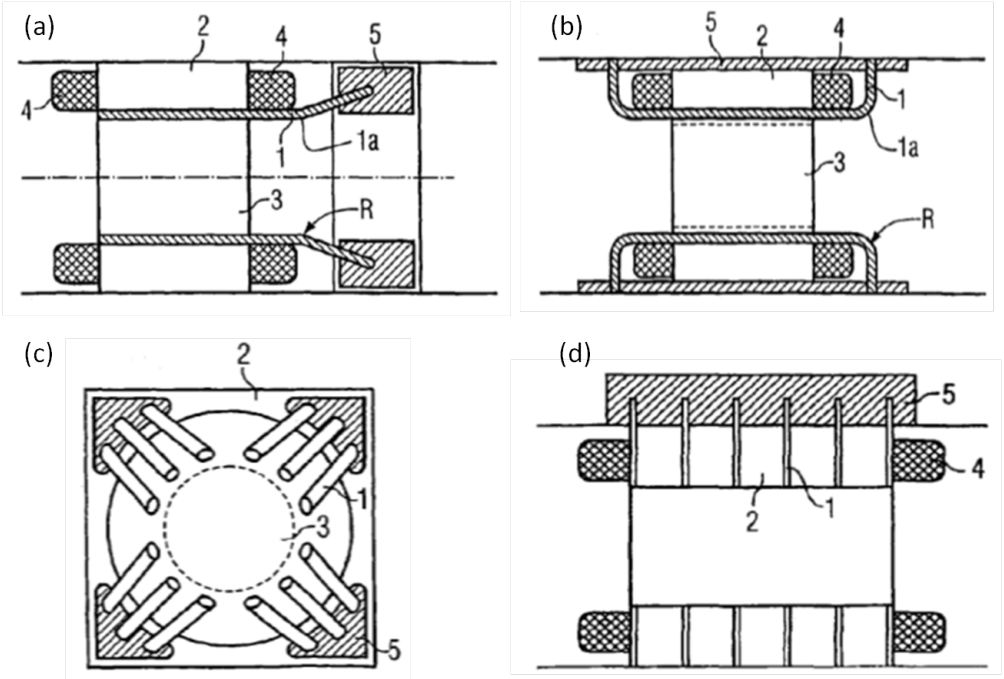


FIGURE 1.3 – Exemples de dispositions de caloducs au sein du stator d'une machine électrique [1]

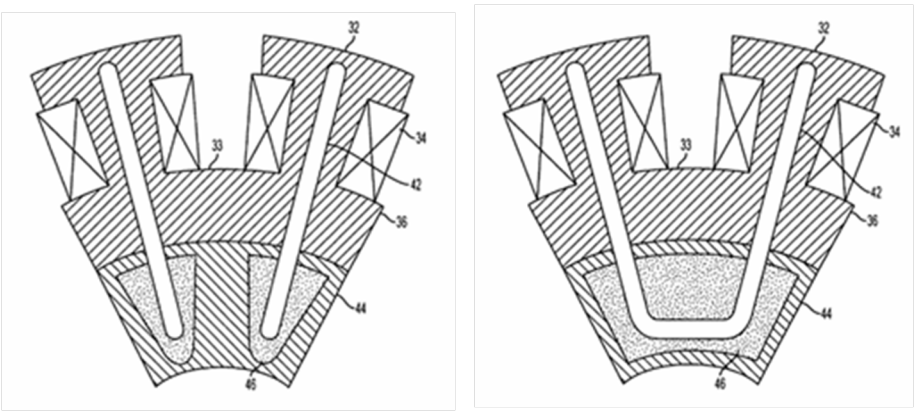


FIGURE 1.4 – Exemples de dispositions de caloducs au sein du stator comportant des segments électromagnétiques [2]

Les quelques exemples évoqués ci-dessus offrent, d'une part, des idées de solutions envisageables dans le cadre du projet, et mettent également en évidence un certain nombre de paramètres à prendre en compte dans le choix du caloduc, notamment sa géométrie, sa disposition au sein du système (de manière axiale avec présence d'un coude ou d'une zone flexible, de manière radiale...) ou le matériau employé. Un autre paramètre important est

naturellement le choix de la structure capillaire. Pour des applications terrestres, l'orientation du caloduc aura une grande influence sur ses performances. Il est donc nécessaire, selon la géométrie du système et la disposition choisie pour le ou les caloducs, d'utiliser une structure capillaire adaptée. Néanmoins, malgré la grande adaptabilité de ce système au refroidissement des moteurs électriques, il n'a pas été retenu dans le cadre de ce projet. En effet, parmi les solutions applicables, c'est un caloduc plus innovant qui va faire l'objet de notre attention.

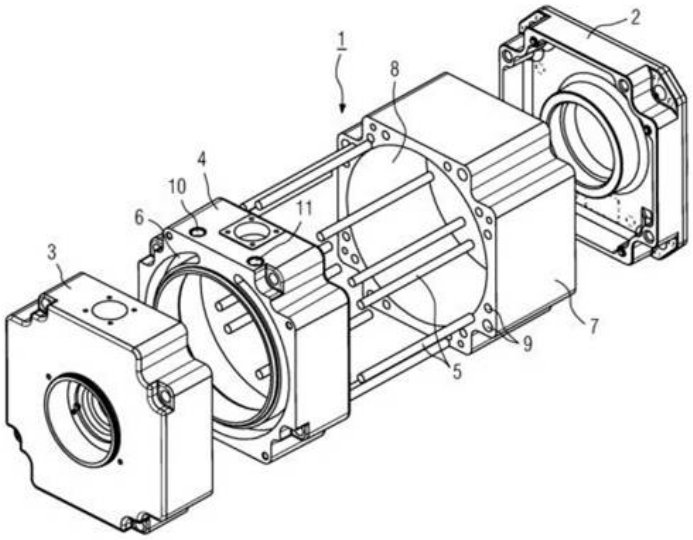


FIGURE 1.5 – Représentation 3D d'une unité de commande électrique [3]

1.3 Choix final : le caloduc oscillant

Dans la famille des systèmes diphasiques, le caloduc oscillant (ou caloduc pulsé), ou encore PHP (Pulsating Heat Pipe), est un concept original et relativement récent. L'intérêt toujours grandissant qu'il suscite n'a d'égal que les interrogations qu'il soulève, du fait de son comportement thermohydraulique pour le moins singulier. Ces différents aspects feront l'objet d'une description plus détaillée dans la suite de ce mémoire. Néanmoins, et paradoxalement, sa structure et son principe de fonctionnement général demeurent relativement simples. Comme l'illustre la figure 1.6, il se présente la plupart du temps sous la forme d'un tube lisse de faible diamètre disposé en serpentin, et partiellement rempli d'un fluide caloporteur initialement réparti en une succession de bulles de vapeur et de bouchon de liquide. L'application d'une source de chaleur au niveau de la zone évaporateur aura pour conséquence la création de fluctuations locales de pression à l'intérieur du tube, entraînant ainsi bulles et bouchons liquides dans un mouvement oscillatoire propre au PHP.

Si le fonctionnement du caloduc oscillant reste basé sur les changements de phases successifs du fluide qu'il contient, son principe est néanmoins différent du caloduc conventionnel du fait, notamment, que les transferts thermiques globaux ne s'effectuent pas

uniquement par chaleur latente, mais également par transport de chaleur sensible, et que son fonctionnement repose sur l'entretien d'un état de non équilibre auto-entretenu. Dès lors, l'appellation « caloduc oscillant » peut être perçue comme un abus de langage, si l'on part du principe qu'il ne fonctionne effectivement pas de la même façon que le caloduc. On emploiera malgré tout ce nom dans la suite de ce document, ou encore « PHP ».

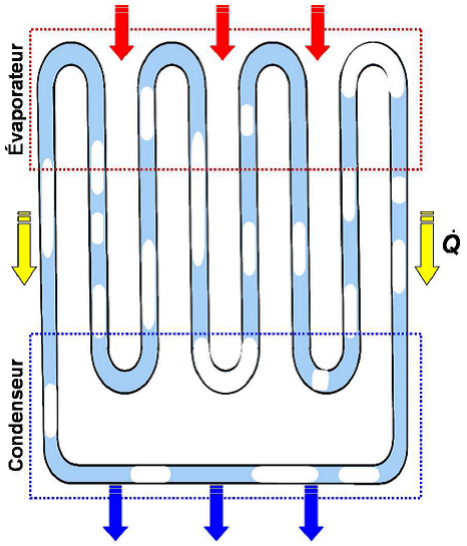


FIGURE 1.6 – Schéma de principe du caloduc oscillant

Les raisons qui ont poussé à faire le choix du PHP comme solution de refroidissement dans le cadre de ce projet sont multiples. Ce type de caloduc présente tout d'abord certains avantages des caloducs conventionnels, notamment son fonctionnement passif, caractérisé par l'absence de pièce mécanique mobile, mais il est également constitué d'une structure très simple, caractérisée par l'absence de structure capillaire. Ces différents aspects réduisent donc en toute logique les coûts de fabrication et de mise en œuvre du dispositif. Qui plus est, en terme d'intégration, cette géométrie est adaptable (tubes ou canaux) en fonction de celle de l'objet à refroidir. On notera en outre que les caloducs conventionnels sont soumis à des limites de fonctionnement, telles que la limite capillaire ou la limite d'entraînement. L'emploi du caloduc oscillant permet de s'affranchir de ces différentes limites. Le caractère innovant de l'emploi de PHP, contrairement aux caloducs conventionnels (voire les brevets mentionnés précédemment), dans le cadre du refroidissement de moteur électrique, est également à souligner.

1.4 Conclusion

La technologie ainsi fixée pour ce projet, de nombreuses questions s'ouvrent maintenant, concernant les choix de matériaux, dispositions du PHP, source froide, etc... Une étude relative à ces différents choix a été réalisée. Nous rappellerons succinctement quels

ont été ces choix et leurs raisons, avant de présenter le prototype émanant de ces conclusions, ainsi que les différentes étapes de sa réalisation. Ce prototype, comme nous le verrons, sera l'élément central du banc expérimental qui permettra de réaliser les investigations, visant à mesurer l'efficacité de ce nouveau système de refroidissement.

Dans le meilleur des cas, une étude expérimentale doit être accompagnée et étayée par une analyse théorique et un développement numérique approprié. Ce modèle numérique peut ainsi relayer les mesures délicates à envisager et également permettre d'apprécier le rôle de chacun des phénomènes mis en jeu pour le fonctionnement d'un tel dispositif. Néanmoins, dans le cas présent, les connaissances actuelles ne permettent pas une modélisation globale fiable du comportement thermohydraulique d'un caloduc oscillant. Les différents aspects de modélisation, développés dans ce mémoire, s'inscriront donc dans les démarches actuelles de recherche, visant cet objectif. Il s'agira d'une étude locale d'un des phénomènes inhérents au fonctionnement du PHP, en l'occurence, la dynamique du film liquide dans un écoulement capillaire.

Avant toutes choses, il paraît intéressant de disposer d'une vue chronologique des différentes étapes qui ont jalonné l'histoire du développement des caloducs et des systèmes diphasiques en général, jusqu'à l'avènement plus récent du caloduc oscillant. C'est l'objet du chapitre qui suit.

Chapitre 2

Etude bibliographique : histoire d'une nouvelle technologie

2.1 Rappels historiques : du tube de Perkins au caloduc

On attribue généralement l'invention du caloduc à la famille Perkins, ingénieurs du 19ème siècle jusqu'au début du 20ème siècle. Très loin des exigences industrielles et des contraintes techniques de notre époque, ils ont, à travers une série de brevets, posé les premières pierres de l'édifice en imaginant ce qui constitue aujourd'hui l'ancêtre du caloduc. Le - ou plutôt les - tubes de Perkins, bien que relativement éloignés de sa forme actuelle, sont incontournables lorsque l'on évoque l'histoire du caloduc. Ces tubes, dont un exemple issu d'un brevet datant de 1838 [4] est illustré sur la figure 2.1, sont lisses, dépourvus de toute structure capillaire. Leur enceinte contient un fluide (généralement de l'eau) sous pression, à l'état monophasique. La version du tube de Perkins la plus proche du caloduc actuel fut brevetée par Jacob Perkins en 1936. Le système, constitué d'un tube hermétique, contient une petite quantité d'eau circulant sous forme diphasique. L'écoulement est assisté par la gravité. On parle alors de thermosiphon.

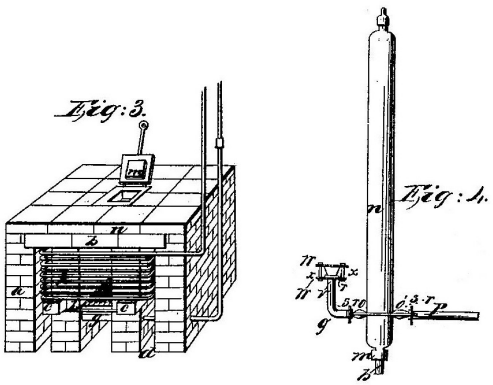


FIGURE 2.1 – Tube de Perkins [4].

Outre ces quelques prémices, la première véritable utilisation du principe du caloduc est associée à Gaugler (1944) [5]. Ingénieur américain chez General Motors Corporation, et travaillant sur des systèmes de réfrigération, il imagina un système dans lequel l'évaporation du liquide qu'il contient se situerait au-dessus du niveau où se produit la condensation. Le liquide devait donc être en mesure de se déplacer à un point plus élevé, sans avoir recours à une force extérieure ou un travail additionnel. Pour se faire, Gaugler suggéra d'utiliser une structure capillaire, constituée de fibres de métal tressées, permettant au liquide de se déplacer vers la partie supérieure du système par pompage capillaire. Il proposa par ailleurs plusieurs géométries comme l'illustre la figure 2.2. Bien que cette idée n'ait pas été retenue pour ce problème de réfrigération, le concept du caloduc fût donc proposé pour la première fois dans le cadre d'une application industrielle. Le brevet, né de cette idée [5], fût publié le 6 juin 1944. Il est amusant de remarquer la coïncidence de cette date, quand on connaît l'impact qu'a eu la guerre froide sur le développement de l'industrie aéronautique et aérospatiale, dans les années 60 en particulier, entraînant dans son sillage l'essor de nombreuses technologies, parmi lesquelles le caloduc.

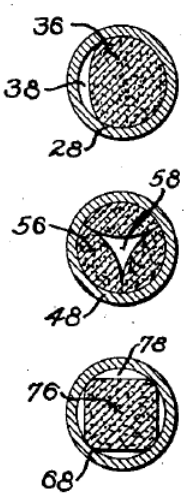


FIGURE 2.2 – Structures capillaires imaginées par Gaugler [5].

C'est donc dans le cadre du programme spatial américain que ressurgit l'idée du caloduc, au laboratoire de Los Alamos. Grover (1963) et son équipe y réinventèrent le caloduc en décrivant un système quasiment identique à celui de Gaugler quelques années plus tôt, utilisant pour la première fois l'appellation « heat pipe » (traduction anglaise de caloduc), pour désigner **une structure équivalente à un matériau ayant une conductivité thermique excédant très nettement celle de tout autre métal connu** [6]. Le terme caloduc, du latin « calore » (pour chaleur) et « ductus » (pour l'action de transporter, conduire), ainsi que sa définition, furent donc introduits à cette époque. Sa capacité à fonctionner seul dans des conditions de microgravité, grâce à son pouvoir de pompage capillaire, fit de ce système diphasique un élément incontournable dans l'industrie spatiale. Grover réalisa par la suite plusieurs prototypes utilisant d'abord de l'eau comme fluide de

travail, puis du sodium, de l'argent et du lithium, permettant d'opérer à des températures très élevées (environ 1000°C). Ces travaux, montrant l'efficacité incontestable de ces nouveaux systèmes, furent essentiellement expérimentaux, l'analyse théorique étant alors très limitée. La première réelle analyse poussée du caloduc, permettant de mieux appréhender son fonctionnement, son efficacité et son dimensionnement, fut réalisée en 1965 par Cotter [7]. Dès lors, les travaux de recherche sur le caloduc commencèrent dans le monde entier. Des organisations commerciales commencèrent à voir le jour à partir de 1964 (RCA, Thermo-Electron, Noren Products), réalisant une large variété de caloducs en verre, cuivre, nickel, acier inoxydable, et utilisant des fluides de travail tels que l'eau, le cesium, le sodium, le lithium et le bismuth. Leurs travaux expérimentaux ont par ailleurs permis d'atteindre des températures de fonctionnement de 1650°C.

Parallèlement à l'industrie spatiale, les applications terrestres employant des caloducs se sont particulièrement développées dans les années 70, à cause notamment de l'augmentation du coût de l'énergie à cette époque, particulièrement en Europe et au Japon [8]. La conséquence directe fût la multiplication significative des publications de travaux de recherches, fondamentales et appliquées, et la tenue régulière de conférences entièrement dévolues au caloduc, en particulier l'IHPC (International Heat Pipe Conference), depuis 1973 à Stuttgart, où tous les thèmes gravitant autour du caloduc et des systèmes diphasiques en général sont abordés. Car si cette technologie reste basée sur le fonctionnement proposé initialement par Gaugler, elle n'en a pas moins considérablement évolué, donnant naissance à de nouveaux systèmes diphasiques particulièrement intéressants d'un point de vue industriel. Par ailleurs, la miniaturisation des équipements à refroidir (dans le domaine de l'électronique notamment), et l'augmentation des densités de flux thermique à transférer, ont particulièrement contribué à l'émergence de ces nouveaux dispositifs, destinés à pallier certaines limitations imposées par l'emploi des caloducs capillaires conventionnels. Parmi eux, nous pouvons citer la boucle diphasique ou le microcaloduc.

2.1.1 La boucle diphasique à pompage capillaire LHP et CPL

L'intérêt de cette technologie réside sur l'idée de séparation des phases liquide et vapeur dans le parcours du fluide entre l'évaporateur et le condenseur. Cela permet de supprimer les interactions à l'interface liquide-vapeur en zone adiabatique, et de gérer de façon indépendante les pertes de charge apportées par chaque phase lors du dimensionnement. La structure capillaire n'est présente que dans l'évaporateur. Le reste de la boucle est constitué de canalisations lisses, ce qui réduit considérablement les pertes de charge occasionnées par l'écoulement de la vapeur et du liquide.

Les boucles diphasiques prennent leur origine vers la fin des années 60 aux USA, et au début des années 70 en URSS, sous la demande de l'industrie aérospatiale. D'abord, Stenger (USA) expérimente un nouveau système diphasique passif, ayant pour particularité de séparer les phases vapeur et liquide. Il a été suivi par les russes Gerasimov et Maidanik [9], qui ont effectué un premier essai utilisant de l'eau comme fluide caloporteur, qui a permis de transférer 1,2 kW sur une distance de 1,2 m. Ce nouveau dispositif présente l'avantage

de pouvoir évacuer de fortes puissances thermiques sur de longues distances. Il faut mentionner également la capacité capillaire importante qu'offre ces nouveaux systèmes. En effet, un milieu poreux logé à l'évaporateur peut être élaboré de manière plus sophistiquée et contribuer ainsi à un pouvoir moteur « embarqué » efficace.

Il existe deux types principaux de boucles diphasiques (figure 2.3) : La LHP (Loop Heat Pipe), d'origine russe, et la CPL (Capillary Pumped Loop), d'origine américaine. La différence essentielle entre ces deux technologies réside dans le fait que, pour la CPL, le réservoir n'est pas directement intégré dans la zone évaporateur, et est régulé indépendamment thermiquement. Parmi les domaines d'application des boucles diphasiques, nous pouvons citer : l'industrie spatiale, l'électronique de puissance à haute densité de flux (pour le ferroviaire en particulier), et potentiellement le refroidissement de moteurs, le domaine médical, le textile, etc...

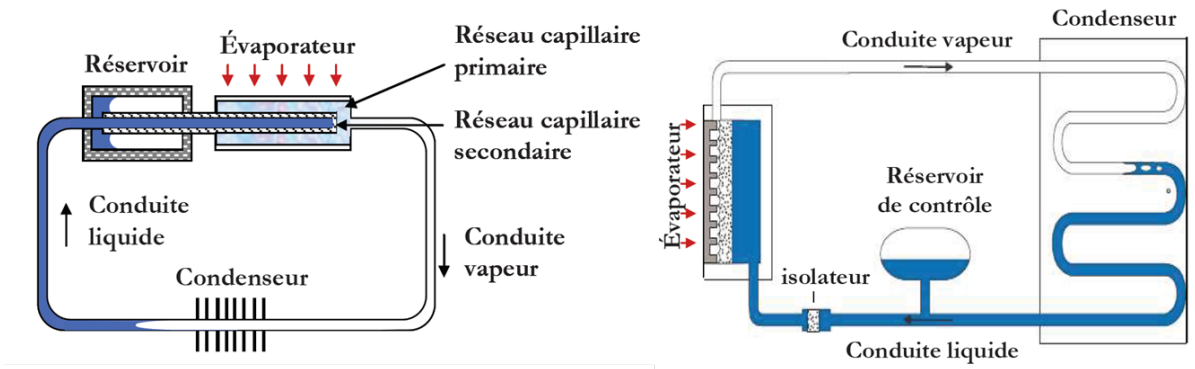


FIGURE 2.3 – Schéma de principe d'une boucle diphasique type LHP (à gauche) et CPL (à droite) [10]

2.1.2 Le microcaloduc

La miniaturisation des composants électroniques et les contraintes thermiques qu'ils imposent ont mené à l'introduction du concept de microcaloducs par Cotter en 1984 [11]. Il s'agit de canaux de quelques centaines, voire quelques dizaines de microns, dépourvus de structure capillaire, et comportant des coins et angles aigus responsables de la génération des pressions capillaires requises et servant d'artères liquides (figure 2.4). Les microcaloducs sont en mesure de transférer des densités de flux de chaleur allant de 1 à 5 $W.cm^{-2}$. Grâce à leur petite taille, ils permettent d'éliminer les points chauds et sont notamment utilisés dans des applications telles que le refroidissement de sources de chaleur très localisées. Cette nouvelle technologie permet en outre de pallier certaines limitations des caloducs conventionnels, liées notamment à leur structure capillaire et aux caractéristiques des écoulements liquide-vapeur qui régissent leur fonctionnement.

Bien que tous ces systèmes diphasiques (caloducs conventionnels, boucles diphasiques, microcaloducs, et d'autres encore) présentent des avantages et inconvénients, selon l'appli-

cation considérée, les besoins en terme de contrôle thermique et les distances de transports envisagées, ils répondent à de nombreuses problématiques industrielles de gestion thermique. Pour autant, ils ne correspondent pas à l'application envisagée dans le cadre de cette thèse ; nous allons en effet nous pencher sur une autre variété de système diphasique, le caloduc oscillant, depuis son apparition jusqu'à aujourd'hui.

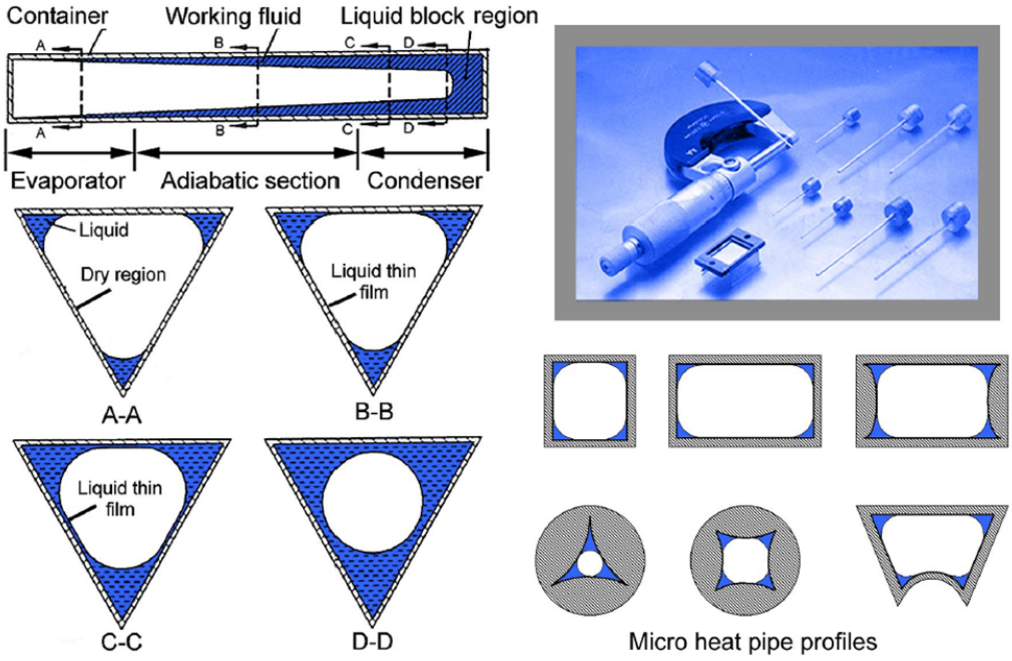


FIGURE 2.4 – Différentes géométries de microcaloducs [12]

2.2 L'avènement du caloduc oscillant

2.2.1 Prémices d'une nouvelle technologie

Bien que le concept de caloduc oscillant, tel que nous le connaissons aujourd'hui, et son utilisation, soient relativement récents, on peut trouver quelques prémices antérieures à son apparition effective. Un exemple, certe rudimentaire, trouve sa place dans le « canard buveur » (figure 2.5). Ce jouet populaire des années 70, destiné avant tout au divertissement, n'en demeure pas moins intéressant d'un point de vue physique et technologique. Son invention remonterait au début du 20ème siècle en Chine, mais il fut breveté pour la première fois en 1946 par M.V. Sullivan [13]. Il y évoque l'idée de mouvement perpétuel, mais il met surtout en avant le caractère passif et indépendant de l'objet, ne nécessitant aucun apport extérieur d'énergie pour entretenir son mouvement [1].

1. En fait, il y a un bel et bien un apport d'énergie, provenant de l'évaporation de l'eau dans l'air ambiant qui se trouve être un puits thermique et de matière infini.

Il s'agit donc d'un véritable système diphasique, dont le principe est grossièrement explicité sur la figure 2.5. Il est constitué de deux sphères, symbolisant la tête et la queue, reliées par un tube de verre. L'ensemble du système isochore ainsi constitué est partiellement rempli d'un fluide volatile (généralement du chlorure de méthylène dont le point d'ébullition est d'environ 40°C). En position verticale, les phases vapeur des deux sphères ne sont pas en contact. L'eau initialement présente sur la tête en feutre de l'animal s'évapore peu à peu, diminuant de fait la température, et donc la pression interne (selon la loi des gaz parfaits) de la sphère supérieure. La différence de pression ainsi créée entre les deux parties engendre un écoulement du liquide vers la sphère supérieure qui, par conséquent, devient plus lourde. Le canard bascule alors vers l'avant et plonge sa tête dans le verre d'eau. La pression s'uniformise à l'intérieur de l'enceinte, par rupture du ménisque dans le tube capillaire en position horizontale, et le retour du liquide par gravité vers la partie basse permet au dispositif de se redresser. Le cycle peut alors se répéter.

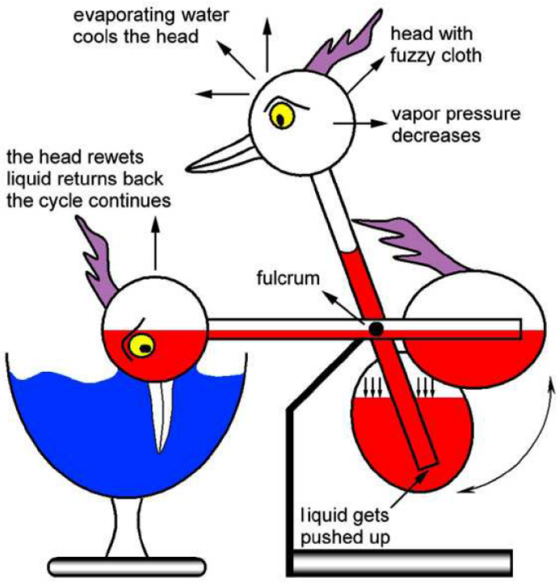


FIGURE 2.5 – Le canard buveur

Le caractère passif de ce système, sa vocation à générer des oscillations mécaniques auto-entretenues par l'intermédiaire d'une succession de changements de phases (évaporations et condensations) du fluide qu'il contient, et de fluctuations de pressions de part et d'autre du système, font légitimement de lui l'ancêtre du caloduc oscillant moderne.

Ce concept a été repris, de manière plus formelle, par les russes Smyrnov et Savchenkov, dans un brevet de 1975 [14]. Le concept, détaillé sur la figure 2.6, consiste en deux réservoirs (évaporateur et condenseur), reliés par un tube en verre, de façon identique au canard buveur. Le tube et l'évaporateur sont initialement totalement remplis d'un fluide de travail, le condenseur ne l'étant que partiellement. L'application d'une source de chaleur au niveau de l'évaporateur entraîne une dilatation du liquide qu'il contient, dont le surplus est repoussé dans le condenseur. Le gaz inerte contenu dans celui-ci est

alors comprimé. L'augmentation du flux de chaleur imposé à l'évaporateur génère de la vapeur dans cette zone, jusque dans la partie inférieure du tube. Simultanément, sur la surface interne de cette zone, la vapeur se condense entraînant une diminution locale de pression. A un instant donné, selon la distribution de pression dans les différentes sections du dispositif, l'énergie potentielle, stockée dans le volume de gaz inerte compressé dans le condenseur, va pousser le liquide, provocant son retour dans l'évaporateur. Ce cycle est alors répété, en entretenant un état de non équilibre thermomécanique au sein de ce système diphasique passif, à l'instar du caloduc oscillant. Cette dernière analogie peut sembler abusive si l'on compare la technologie brevetée par Smyrnov et Savchenkov aux PHP modernes. Néanmoins, les aspects fondamentaux de son fonctionnement sont contenus dans ce brevet [14].

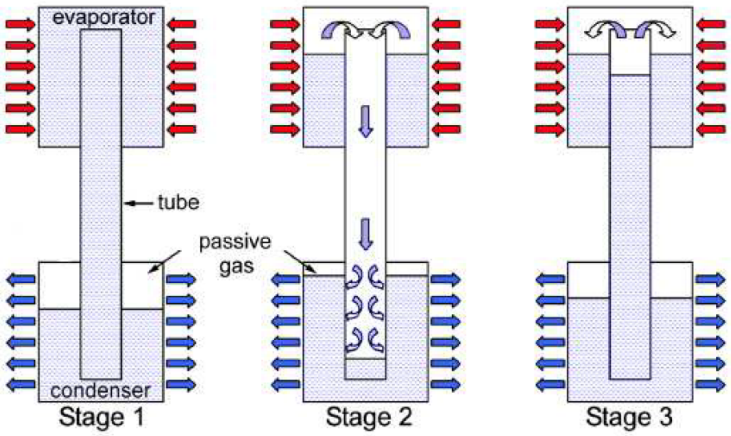


FIGURE 2.6 – Détails du dispositif breveté par Smyrnov et Savchenkov [14]

2.2.2 Premiers développements

Ce concept ne sera cependant réellement exploité, d'un point de vue ingénierie, qu'aux débuts des années 90, par Akachi [15]. Dans ce brevet, Akachi pointe les différents défauts et limites des caloducs conventionnels, mettant en avant la capacité de ces nouveaux systèmes à surmonter ces inconvénients. Il décrit alors vingt-quatre types de caloducs oscillants, dont quelques exemples sont illustrés sur la figure 2.7, ayant chacun une disposition spécifique et un diamètre interne supérieur ou égal à 2 mm. Néanmoins, bien que les principales caractéristiques de ces différentes structures soient similaires à celles du caloduc oscillant classique, elles présentent toute la particularité de disposer d'au moins un clapet antiretour, intégré au tube, permettant de privilégier une direction d'écoulement. La présence de ces valves limitant la miniaturisation de ces caloducs oscillants (2 mm restant un diamètre interne minimum), Akachi a breveté, plus tard [16], de nouveaux modèles dépourvus de clapet, dont la structure correspond cette fois réellement aux caloducs oscillants tels que considérés dans cette thèse. On notera en outre que ces premiers systèmes présentaient des résistances thermiques allant de 0,233 KW^{-1} à 0,082 KW^{-1} avec l'eau pour fluide caloporteur, et de 0,189 KW^{-1} à 0,077 KW^{-1} avec du Fréon-11, pour une

plage de puissances thermiques allant de 310 W à 920 W.

Ces premiers exemples, prémices dans l'histoire du caloduc oscillant, constituent le point de départ d'une multitude d'études expérimentales visant à comprendre, caractériser et visualiser le fonctionnement de ce nouveau procédé, suscitant déjà curiosité, perplexité et questionnements dans le monde de la recherche. Les résultats étaient encore, dans les années 90, essentiellement qualitatifs, motivés par la compréhension phénomologique de ce système.

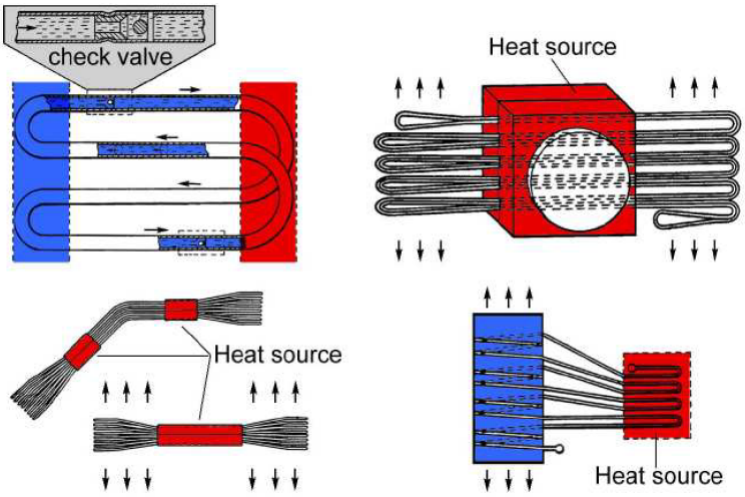


FIGURE 2.7 – Exemples de caloducs oscillants brevetés par Akachi [15]

Citons par exemple Maezawa *et al.* [17], qui ont étudié un PHP en configuration boucle ouverte [2], en cuivre, et constitué de 20 branches. Le R-142b fut employé comme fluide caloporteur, l'évaporateur étant chauffé électriquement et le condenseur refroidi par de l'eau. Une des premières études paramétriques, portant sur l'inclinaison et le taux de remplissage, fut alors réalisée. La figure 2.8 présente des résultats typiques obtenus en configuration verticale favorable. La diminution des performances pour certains taux de remplissage (ici 70%), est déjà mise en évidence.

2.2.3 Exemples d'applications du caloduc oscillant

D'un point de vue industriel, les premiers développements de caloducs oscillants, bien qu'encore clairsemés, destinés à répondre à certains besoins, ont également vu le jour, plus particulièrement dans le domaine du refroidissement de composants électroniques. Ainsi, Akachi *et al.* [18] ont développé, pour la société TS-Heatronics Ltd., au Japon, une gamme de PHPs nommés « Heat Lane » (figure 2.9) et « Kenzan » (figure 2.10), destinés à refroidir des composants électroniques de type IGBT (Insulated Gate Bipolar Transistor). La structure « Heat Lane » consiste en un serpentin réalisé à partir d'un ruban

2. La configuration boucle ouverte implique un PHP dont les extrémités sont déconnectées

métallique, chaque branche étant séparée par des ailettes permettant une évacuation de la chaleur par convection forcée avec de l'air. Le circuit, constitué de canaux interconnectés, de section 0,9 mm × 1,1 mm, est partiellement rempli de fluide caloporteur (HFC-134a et HCFC-123), puis scellé. Des campagnes d'essais ont été menées afin de caractériser ses performances. Dans des conditions optimales, des résistances de l'ordre de 0,06 KW^{-1} ont pu être mesurées.

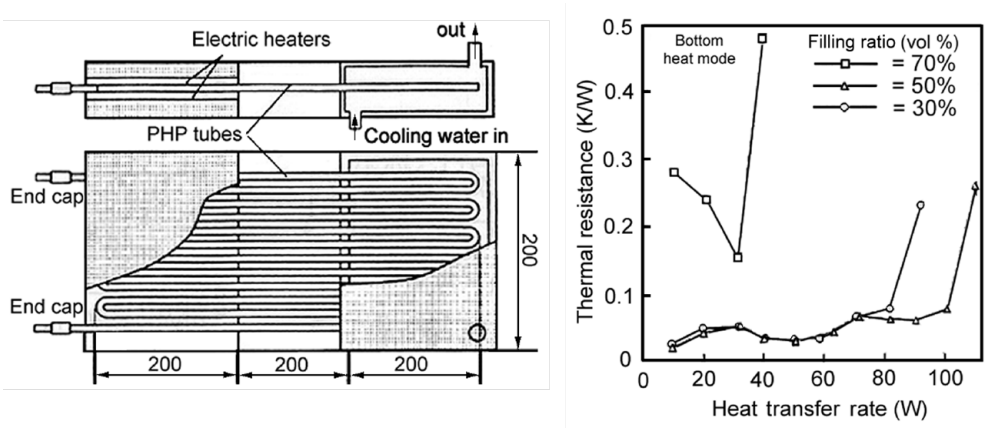


FIGURE 2.8 – Dispositif expérimental et exemples de résultats obtenus par Maezawa *et al.* [17]

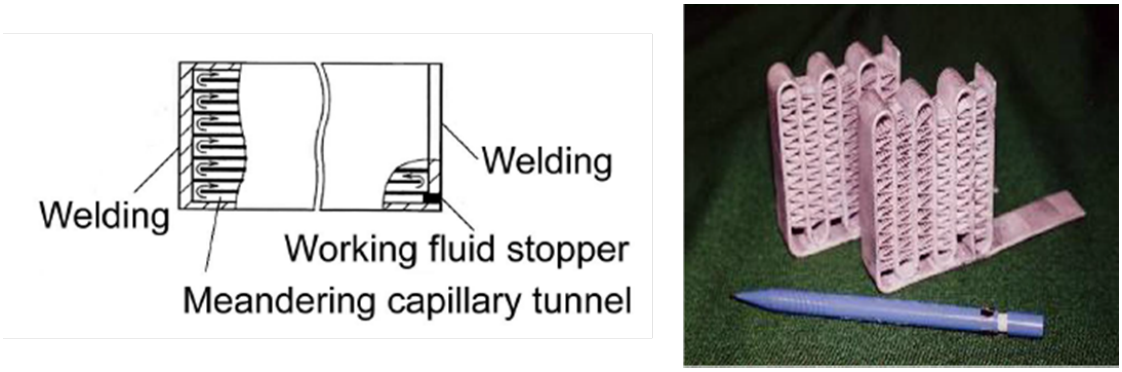


FIGURE 2.9 – Détails de la structure « Heat Lane » développée par Akachi *et al.* [18]

Un autre exemple d'application, beaucoup plus récent, concerne un caloduc oscillant bouclé pour le refroidissement d'une cuve de stockage de grains de riz, par Chumnumwat et Charoensawan [19]. Le but est de substituer ce système aux moyens de refroidissement actuels par ventilation, dont la consommation électrique se révèle trop onéreuse, ou par thermosiphon dont la construction s'avère trop complexe, à différents points de vue, comparativement au PHP. Une étude expérimentale et numérique visant à comparer les cas avec et sans système de refroidissement, réalisée avec un tube en cuivre de diamètre interne 1,4 mm, et de diamètre externe 2,2 mm, rempli à 50% avec du R134a, a permis d'observer une réduction de la température globale de la cuve de 10°C environ. Notons que le PHP

est disposé dans une configuration verticale favorable, avec une longueur d'évaporateur de 0,65 m et de condenseur de 0,25 m. La figure 2.11 offre une vue schématique de ce dispositif.

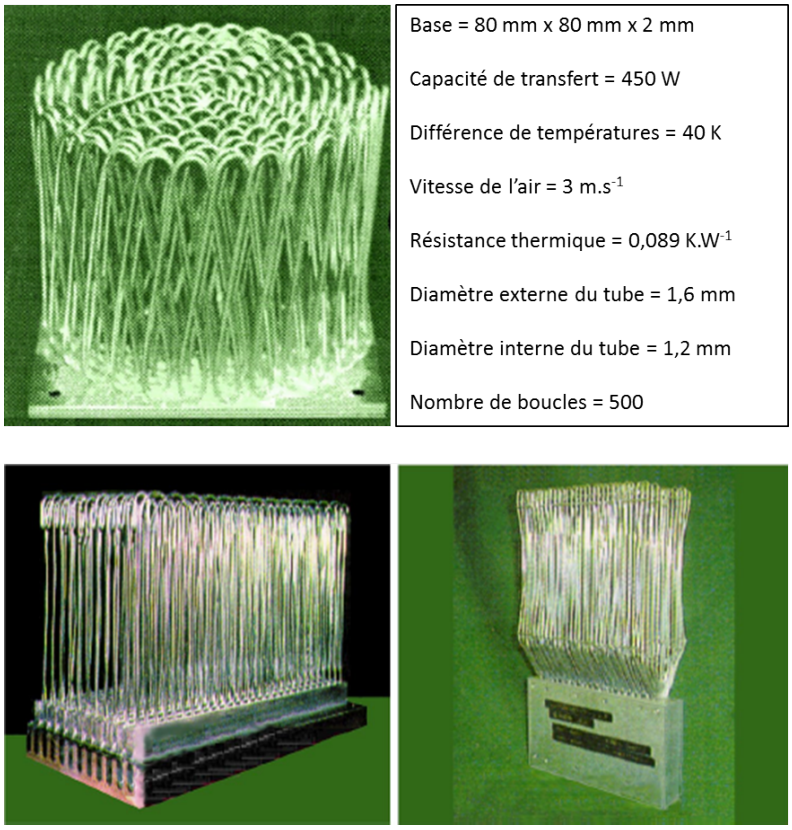


FIGURE 2.10 – Exemples du dispositif « Kenzan » développé par Akachi *et al.* [18]

Arab *et al.* [20] ont étudié expérimentalement un caloduc oscillant « extra-long » (EL-PHP pour Extra-Long Pulsating Heat Pipe), pour une application relative à des chauffeurs d'eau solaires (SWH = Solar Water Heaters). Les zones évaporateur et condenseur mesurent respectivement 0,8 et 0,96 m, le diamètre interne du tube de cuivre valant 2 mm. Les tests ont permis de mettre en évidence l'amélioration des performances du système comportant le PHP, par rapport au thermosyphon fonctionnant initialement seul.

Citons enfin les travaux de Burban *et al.* [21], visant à caractériser expérimentalement un caloduc oscillant destiné à des applications électroniques pour véhicule hybride. Le PHP non bouclé, de diamètre interne 2,5 mm, fût testé successivement avec quatre fluides caloporteurs : acétone, méthanol, eau et N-pentane. Les résultats obtenus, notamment pour des inclinaisons défavorables, se sont révélés relativement intéressants dans l'optique d'applications terrestres notamment, atteignant des résistances thermiques d'environ 0,13 $K.W^{-1}$ quel que soit le fluide.

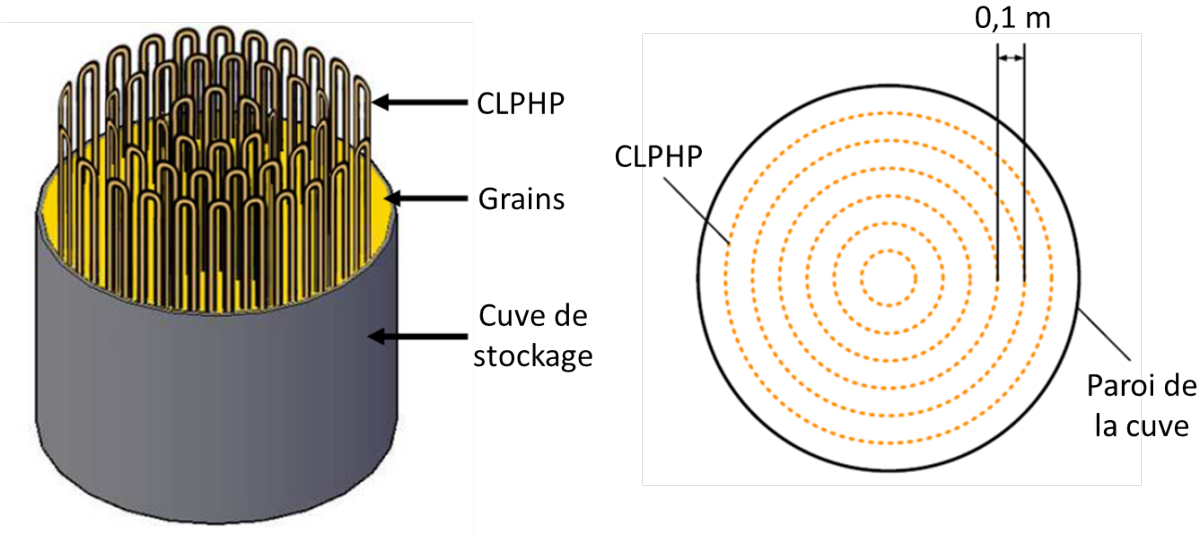


FIGURE 2.11 – Application d'un caloduc oscillant pour le refroidissement d'une cuve de stockage alimentaire [19]

2.3 Conclusion

A la lumière de cette brève chronologie historique, le caloduc oscillant trouve indéniablement sa place dans la famille des systèmes diphasiques. Cependant, malgré son efficacité incontestable en terme de système de refroidissement et de transferts thermiques, son développement à grande échelle n'est pas encore d'actualité, contrairement à d'autres systèmes diphasiques tels que le caloduc à pompage capillaire ou le thermosyphon, plus matures d'un point de vue technologique. Son apparition est certe relativement récente, mais certains aspects liés à son fonctionnement ne sont pas encore totalement maîtrisés. Comme nous le verrons plus loin dans cette thèse, une compréhension accrue de phénomènes locaux régissant le fonctionnement du PHP est indispensable pour espérer le développement de modèles prédictifs.

Avant de rentrer plus en détail sur ces différents aspects, nous allons, dans le chapitre qui suit, décrire les principales caractéristiques de fonctionnement des caloducs oscillants, et mettre en avant les principaux paramètres influents, en s'appuyant sur quelques unes des nombreuses études expérimentales qui fleurissent depuis une quinzaine d'années maintenant. Ces études, visant à accroître la compréhension et la caractérisation de ce système d'un point de vue quantitatif, serviront en outre de base de comparaison avec le PHP développé dans le cadre de ce projet.

Chapitre 3

Le caloduc oscillant : principales caractéristiques

3.1 Caractéristiques de fonctionnement

3.1.1 Mécanismes fondamentaux du fonctionnement du PHP

Si tous les caloducs oscillants diffèrent dans leur géométrie (une forme typique est illustrée sur la figure 1.6), à cause de leur disposition, du nombre de boucles, des matériaux ou fluides caloporteurs employés, ils présentent tous des caractéristiques communes, tant dans leur structure globale que dans leur fonctionnement. Même si certains aspects ne sont pas encore entièrement maîtrisés, leurs principales caractéristiques et les mécanismes moteurs sont eux bien connus. D'un point de vue structurel, leur architecture est caractérisée par :

- Un seul et même tube cintré selon la forme souhaitée, de manière à obtenir un serpentin formé d'allers-retours ou de boucles, dont le nombre doit être suffisamment élevé. Deux configurations sont possibles (figure 3.1) :
  - Boucle ouverte [1] : les deux extrémités du tube ne sont pas connectées ;
  - Boucle fermée : les deux extrémités du tube sont connectées, formant ainsi un circuit fermé.
- Le tube est partiellement rempli d'un fluide caloporteur adapté, et compatible avec le matériau du tube employé.
- La surface interne du tube est totalement lisse, contrairement aux caloducs conventionnels qui disposent d'une structure capillaire.
- Au moins une zone absorbant la chaleur (zone évaporateur) et une zone dissipant la chaleur (zone condenseur) sont présentes.
- Il peut exister, de manière optionnelle, une zone adiabatique entre les zones évaporateur et condenseur.

1. On parlera aussi, dans la suite du document, de caloduc oscillant *bouclé* lorsqu'il est en configuration boucle fermée, et *non bouclé* lorsqu'il est en configuration boucle ouverte

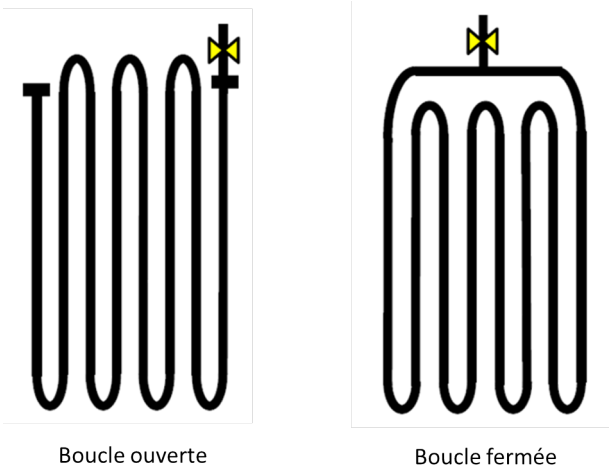


FIGURE 3.1 – Représentation schématique des configurations boucle ouverte et boucle fermée

Le bon fonctionnement du PHP repose avant tout sur la répartition naturelle du fluide qu'il contient, à l'équilibre, en bulles de vapeur et bouchons liquides successifs, au sein du tube, où le vide est préalablement réalisé. Cette répartition est assurée par les forces capillaires, ce qui requiert des critères de dimensionnement rigoureux, que nous verrons par la suite. Dans des conditions isothermes, les phases liquide et vapeur coexistent donc à l'état d'équilibre, et à la pression de saturation correspondant à la température fixée. L'application d'une source de chaleur à une extrémité du tube (zone évaporateur), induit une augmentation de la pression au sein des bulles de vapeur présentes dans cette zone. La différence de pression ΔP ainsi générée entre deux bulles provoque la mise en mouvement du bouchon liquide se trouvant entre elles. Un faible déséquilibre peut donc engendrer la mise en mouvement du fluide présent à l'intérieur du PHP. Le fonctionnement et les performances de celui-ci dépendent essentiellement du maintien ou non de cet état de non-équilibre au sein du système. Ces fluctuations locales de pression sont le mécanisme moteur du PHP, et sont responsables des oscillations des multiples structures bulles/bouchons (*plugs and slugs* en anglais) qu'il contient.

D'après Karimi et Culham [22], son fonctionnenent peut être schématisé sur un diagramme pression-enthalpie, illustré sur la figure 3.2, où le point A symbolise l'état thermodynamique moyen du système. Le flux de chaleur imposé à l'évaporateur provoque la croissance des bulles de vapeur. Le passage du point A au point B représente l'augmentation de la pression et de la température au sein de ces bulles. La condensation de la vapeur, au niveau du condenseur, implique une décroissance des bulles, accompagnée d'une diminution locale de la pression et de la température, symbolisée par le point C. L'état de non-équilibre ainsi créé permet donc le mouvement oscillatoire du fluide, vecteur de la chaleur transportée entre les zones évaporateur et condenseur. Dès lors, les transferts thermiques ne s'effectuent pas uniquement par chaleur latente (par évaporations et condensations successives dans les différentes zones), comme dans les caloducs conventionnels, mais également par chaleur sensible, via le déplacement du fluide dans le tube.

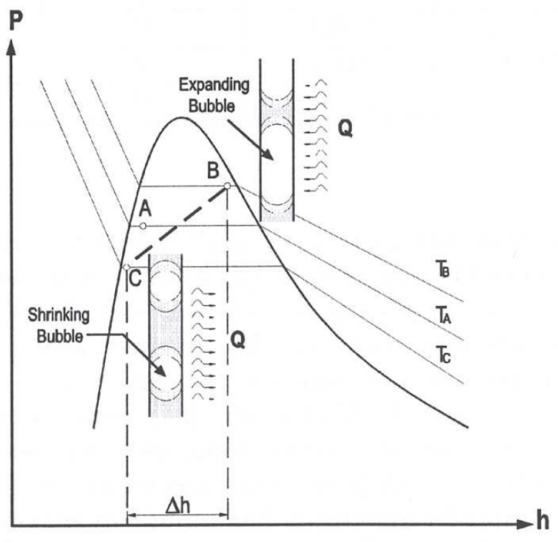


FIGURE 3.2 – Diagramme pression-enthalpie représentatif d'un caloduc oscillant [22]

3.1.2 Le diamètre : critère essentiel de dimensionnement

Comme nous l'avons mentionné, le caloduc oscillant doit être dimensionné de sorte qu'initialement, à l'état d'équilibre, le fluide présent dans le tube se répartisse spontanément, sous l'effet des forces de tensions de surface, en une succession de bulles de vapeur et de bouchons liquides. Cette condition est indispensable au fonctionnement du PHP, car il autorise le mécanisme de pompage du fluide qu'il contient. Pour la satisfaire, certains critères, liés aux dimensions du tube, doivent être respectés.

Une bulle présente dans un tube en position verticale s'élève naturellement au sein de la phase liquide en raison de sa flottabilité. Son mouvement implique en plus qu'elle devient soumise à différentes forces. Le rapport de ces forces s'exprime à travers divers nombres adimensionnés, dont les valeurs respectives permettent de distinguer les régimes d'écoulements. On trouve ainsi le nombre de Froude, caractérisant l'importance des effets inertiels par rapport à la gravité : $Fr = \frac{\rho_{liq}.u_\infty^2}{Dg(\rho_{liq}-\rho_{vap})}$, où u_∞ est la vitesse d'écoulement ascendant de la bulle et D le diamètre interne du canal dans lequel elle s'écoule. Le nombre de Poiseuille représente quant à lui le rapport entre les forces de viscosité et les forces externes liées à la gravité : $Po = \frac{u_\infty.\mu_{liq}/D}{Dg(\rho_{liq}-\rho_{vap})}$.

Le fonctionnement d'un PHP en mode bulles de vapeur/bouchons liquides étant basé sur une répartition des phases liquide et vapeur, l'objectif est ici de privilégier les forces de tension de surface par rapport aux autres pour aboutir à cette répartition initiale. Pour cela, l'ensemble des études portant sur le sujet fait consensus sur l'utilisation du nombre d'Eötvös, caractérisant le rapport entre les forces de gravité et de tension superficielle pour une bulle au repos dans un tube vertical :

$$E\ddot{o} = \frac{D^2 g(\rho_{liq} - \rho_{vap})}{\sigma} \tag{3.1}$$

On notera que l'on utilise aussi fréquemment le nombre de Bond, défini par : $Bo = \sqrt{E\ddot{o}}$. L'idée est de pouvoir minimiser les forces d'inertie et de gravité devant celles de tension de surface. Nous nous appuierons pour cela sur les travaux de White et Beardmore (1962), résumés par Khandekar et Groll [23], qui ont déterminé, par une série d'expériences, qu'en dessous d'une valeur critique du nombre d'Eötvös, la vitesse d'ascension de la bulle s'annulait (le nombre de Froude tendant vers zéro), permettant un état d'équilibre où la bulle s'immobilise, et les forces de tension de surface deviennent prédominantes devant la gravité. Cette valeur critique du nombre d'Eötvös a été estimée à 4 :

$$E\ddot{o}_{crit} = \frac{D_{crit}^2 g(\rho_{liq} - \rho_{vap})}{\sigma} \approx 4 \tag{3.2}$$

La figure 3.3 illustre de manière schématique ce critère. Il n'existe néanmoins pas de critère absolu permettant d'évaluer une valeur de diamètre interne de tube idéal pour le fonctionnement d'un PHP. Cette valeur critique du nombre d'Eötvös dépend en effet du fluide caloporteur employé et des conditions d'essais considérées pour obtenir ce résultat. Nous utiliserons néanmoins cette valeur comme critère premier de dimensionnement. Le diamètre critique, permettant d'assurer l'existence de ménisques séparant les zones de liquide des bulles de vapeur, est donc défini à partir de l'équation (3.2) par :

$$D_{crit} \approx 2\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{liq} - \rho_{vap})}} \tag{3.3}$$

Le respect ou non de ce critère implique différentes configurations et répartitions du fluide à l'intérieur d'un caloduc oscillant, au repos et en fonctionnement. La figure 3.4 illustre deux exemples, suivant que le diamètre du tube est supérieur au diamètre critique (cas a) ou inférieur (cas b). Dans le premier cas, en condition adiabatique (figure de gauche), on observe une stratification des phases liquide et vapeur. Les forces de tension de surface ne parviennent pas à compenser la gravité, et la répartition en bulles et bouchons liquides, requise pour un PHP, ne peut avoir lieu. En fonctionnement (figure de droite), des poches de gaz vont s'élever dans chaque branche, puis se recondenser, le liquide revenant dans la zone évaporateur le long de la paroi, à contre-courant, par gravité. Dans cette configuration, le caloduc oscillant n'opère pas tel qu'il le devrait [2] (pulsations du fluide qu'il contient), perdant donc son intérêt fondamental, et se rapporte de fait à

2. On peut cependant constater un fonctionnement exclusivement en mode annulaire, en position verticale favorable seulement, augmentant considérablement le coefficient de transfert de chaleur

une série de thermosyphons interconnectés.

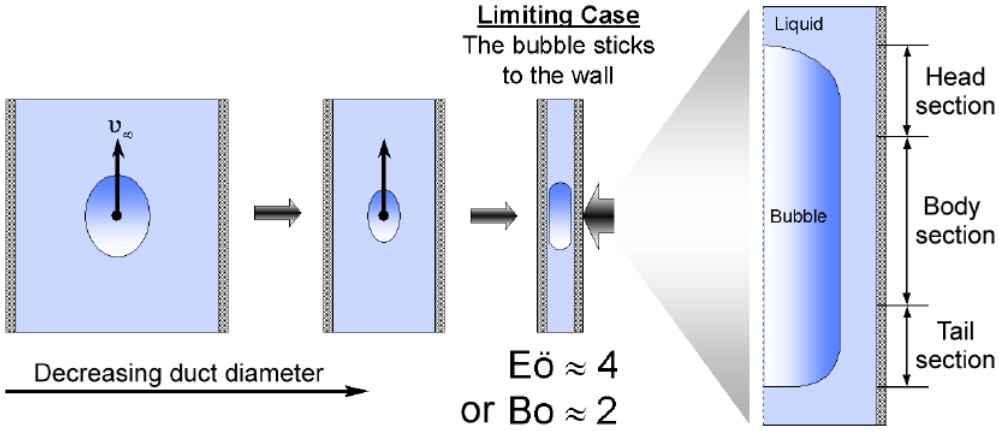


FIGURE 3.3 – Influence des tensions de surface sur une bulle s'élevant dans un canal cylindrique contenant de l'éthanol à l'état statique [24]

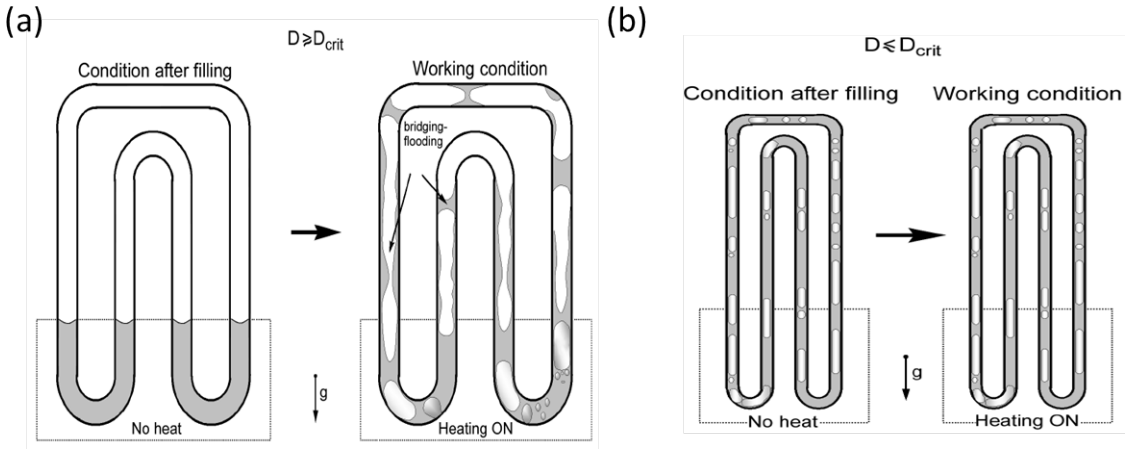


FIGURE 3.4 – Influence du diamètre interne d'un PHP sur la répartition du fluide en condition adiabatique et en fonctionnement [23]

Dans le cas d'un diamètre légèrement inférieur au diamètre critique (cas b sur la figure 3.4), les effets de la gravité deviennent minimes face aux tensions superficielles. La répartition en bulles/bouchons peut ainsi se faire à l'état d'équilibre assurant, de fait, en fonctionnement, un mouvement oscillatoire du fluide propre au caloduc oscillant. On notera néanmoins qu'un diamètre interne trop faible, c'est à dire très petit devant le diamètre critique ($D << D_{crit}$), aura pour effet de diminuer les performances du système. D'une part, cela augmente les pertes de charge ; d'autre part, la réduction évidente de la quantité de fluide au sein du caloduc diminue la part de transferts thermiques par chaleur sensible.

Ce choix de diamètre interne représente un critère essentiel dans le dimensionnement d'un caloduc oscillant. Il existe cependant d'autres critères géométriques influents. Nous citerons notamment, plus loin, l'influence du nombre de boucles (ou nombre de branches) constituant le PHP, sur son fonctionnement, ou encore la longueur des différentes zones le constituant.

3.1.3 Bilan local sur un bouchon liquide

Lorsque le critère de dimensionnement, précédemment décrit, est bien respecté, il en résulte au sein du PHP une répartition du fluide en une succession de bouchons liquides et de bulles de vapeur, dites « bulles de Taylor [3] », séparés par un ménisque. Cette configuration est illustrée sur la photo de la figure 3.5. Cette même figure montre les différentes forces agissant sur un système simple bulle/bouchon, ainsi que les différents processus de transferts de chaleur et de masse. La plupart de ces aspects peut être résumée comme suit [25] :

- Du fait des dimensions capillaires du tube, une succession de bouchons liquides et de bulles de vapeur, séparés par des ménisques, se forment grâce aux tensions de surface. Les bulles de vapeur sont généralement entourées d'un film liquide mince.
- Les bulles et bouchons se déplacent soit dans le sens du vecteur gravité $\vec{g}$, soit contre, ou encore avec un certain angle, suivant l'orientation du PHP.
- Les bulles et bouchons sont soumis à des forces de pression ($\vec{F}_1$ et $\vec{F}_2$ sur la figure 3.5), exercées par les bouchons (ou bulles) voisins. Ces forces sont en partie dues aux pressions capillaires, définies par l'équation de Laplace : $\Delta P_c = \frac{2\sigma}{R}$.
- Les bulles et bouchons sont exposés à des dissipations visqueuses, telles que les contraintes pariétales de cisaillement τ.
- Suivant leur localisation dans l'évaporateur, le condenseur ou la zone adiabatique, les bulles et bouchons peuvent respectivement recevoir de la chaleur $\dot{Q}$, en restituer, ou se déplacer sans que ne se produise de transfert thermique. On notera que la majorité des transferts s'effectuent à travers le film liquide, dont la dynamique joue un rôle important, comme nous le verrons plus loin dans ce mémoire (chapitre 7).
- Dans l'évaporateur, le bouchon liquide recevant de la chaleur est soumis simultanément à un transfert de masse par évaporation $\dot{m}$ vers la bulle voisine. Ce transfert s'effectue également via le film liquide entourant la bulle. Le processus inverse s'effectue dans la zone condenseur.

Outre ces différentes forces et transferts auxquels sont soumis individuellement chaque bulle et chaque bouchon liquide, le mouvement global de ces structures est régi par un processus hydrodynamique complexe, dépendant de nombreux paramètres. De fait, aucun régime permanent, au sens classique usité pour les caloducs conventionnels, ne peut être observé. Néanmoins, connaissant les mécanismes fondamentaux responsables du fonction-

3. Les bulles de Taylor désignent des bulles allongées ou semi-infinies, entourées d'un film liquide. Elles sont nommées ainsi car G. Taylor fût l'un des premiers à étudier le dépôt de liquides visqueux sur la paroi d'un tube.

nement d'un PHP, plusieurs régimes d'écoulement peuvent être observés, comme décrit dans la partie qui suit.

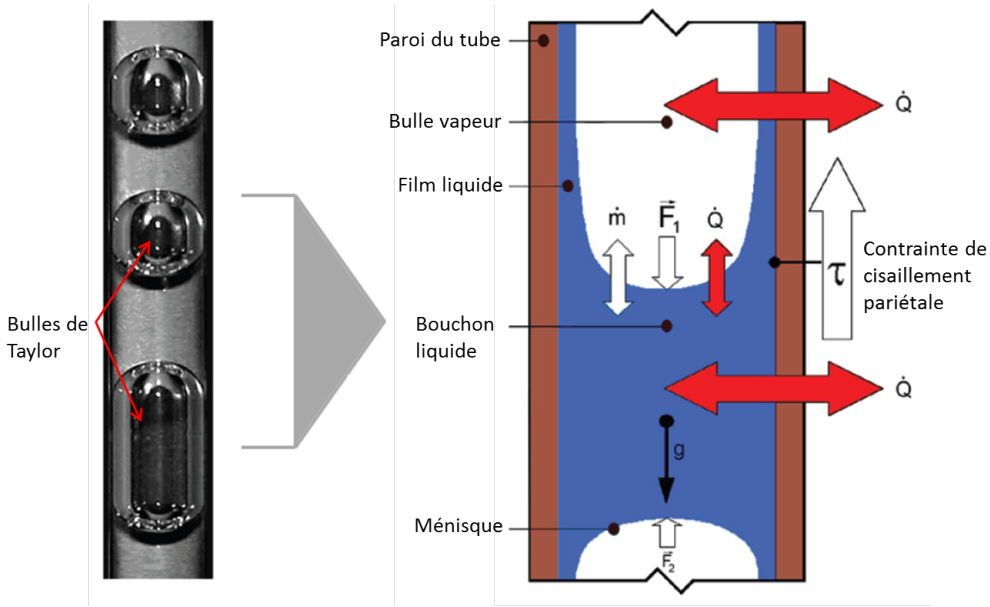


FIGURE 3.5 – Bulles de Taylor dans un tube vertical de 2 mm de diamètre et bilan des forces exercées sur un système typique bulle/bouchon [25]

3.1.4 Différents régimes d'écoulement

Un PHP correctement dimensionné autorise une répartition du fluide en bulles et bouchons liquides sur l'ensemble du tube à l'état d'équilibre, mais également d'assurer sa fonction de pompage permettant d'obtenir ses oscillations caractéristiques en fonctionnement. Dès l'instant où le fluide se met en mouvement, sous l'effet d'un flux de chaleur imposé à l'évaporateur, différents régimes d'écoulement peuvent être observés, selon la densité de ce flux. Même s'il est difficile de prévoir, pour un cas donné, la transition d'un régime à un autre, Khandekar [24], dans ses travaux de thèse, a pu observer de manière qualitative et phénoménologique différents régimes d'écoulement se produisant à mesure que la puissance imposée augmente. Il a pour cela utilisé une boucle unique, constituée d'un tube transparent pour la visualisation. La figure 3.6 illustre divers types d'écoulements observés pour un cas typique utilisant de l'éthanol comme fluide caloporteur, et un taux de remplissage de 60%. Ces différents régimes sont également représentés sur la figure 3.7, d'un point de vue, là encore, purement qualitatif. Les différentes zones observées symbolisent des tendances typiques, et peuvent varier suivant les fluides et les taux de remplissage employés.

Il a été établi que, compte tenu du fait que le véritable moteur dans le fonctionnement du PHP est directement lié au flux de chaleur imposé, à très faibles puissances, rien ne se produit (zone A sur la figure 3.7). Dans ce cas, la puissance appliquée est insuffisante

pour atteindre la différence de pression requise pour la mise en mouvement des système bulles/bouchons liquides. On peut néanmoins observer l'apparition de petites bulles dans la zone évaporateur (bien que le flux soit trop faible pour mettre le système en mouvement), de diamètres inférieurs à celui du tube, dont la contribution en terme de transferts de chaleur est négligeable.

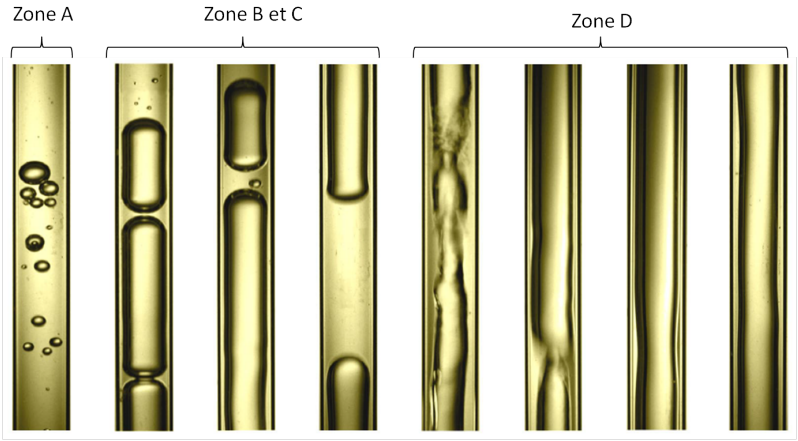


FIGURE 3.6 – Visualisation de divers types d'écoulements internes observés dans un PHP, en augmentant le flux imposé [24]

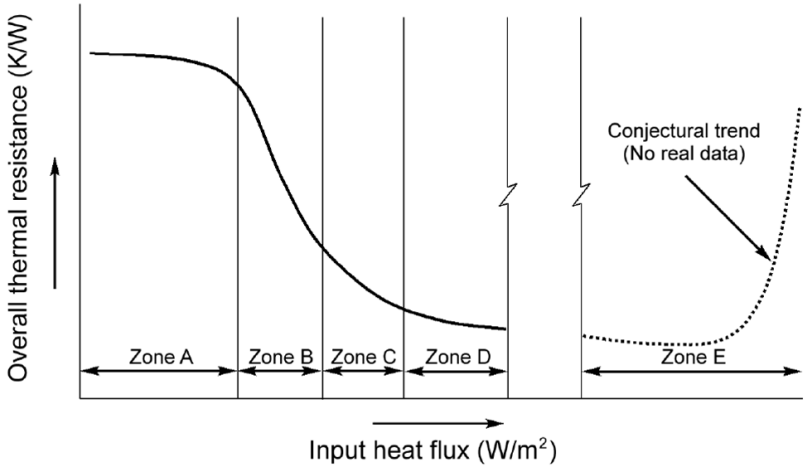


FIGURE 3.7 – Représentation qualitative des performances d'un caloduc oscillant en fonction de la puissance imposée [23]

A partir d'une certaine valeur critique de flux imposé, le mouvement oscillatoire s'amorce, dans un premier temps, de manière assez irrégulière, avec de faibles amplitudes, sans privilégier un sens de circulation, et avec quelques périodes d'immobilisation, où les oscillations cessent. Les performances en terme de résistance thermique demeurent à ce stade encore relativement faibles (résistances thermiques élevées : zone B sur la figure 3.7). Si l'on augmente encore la puissance, le régime oscillatoire commence à s'installer,

en ce sens où l'écoulement tend à adopter une direction privilégiée, et les amplitudes d'oscillations sont plus élevées, améliorant par conséquent les transferts (zone C sur la figure).

Pour des puissances plus élevées encore, et donc des vitesses d'écoulement plus élevées également, la zone D indique la transition du régime oscillatoire de type *slug flow*, vers un régime annulaire [4], où la paroi interne du tube est recouverte d'un film liquide (prises de vues de droite sur la figure 3.6), augmentant considérablement le coefficient d'échange et donc les performances du système (chûte de la résistance thermique). La zone E correspond à un régime purement annulaire, où le sens d'écoulement ne varie plus. Les performances semblent être optimales dans cette configuration. A ce stade, une accentuation du flux de chaleur imposé mènerait à un assèchement par évaporation du film liquide dans la zone évaporateur, ayant pour conséquence la chute des performances du système. Ce phénomène n'a cependant pas été observé dans le cas présent, faute de pouvoir atteindre les puissances nécessaires.

S'il est évident que le régime d'écoulement, pour un PHP donné, est lié à la densité de flux imposée, il a également été mis en évidence, pour des conditions limites et opératoires fixées, l'existence de multiples états quasi-stationnaires. Khandekar *et al.* [26] en ont observé quatre, chacun étant caractérisé par un motif d'écoulement diphasique spécifique, et correspondant à une conductance effective du système. Ils ont ainsi mis en lumière le caractère prépondérant du couplage thermo-hydrodynamique sur les performances thermiques du caloduc oscillant. Le dispositif employé dans ce cas est là encore une boucle simple disposant d'un évaporateur et d'un condenseur, et alternant tubes de cuivre et tubes transparents, pour la visualisation, de diamètre interne 2 mm. L'éthanol est utilisé comme fluide caloporteur, pour un taux de remplissage de 60%, et la puissance est maintenue à une valeur constante de 20 W.

La figure 3.8 illustre les évolutions temporelles des signaux de températures et de pressions obtenus, mettant en évidence les différents états quasi-stationnaires observés (SS1 = Steady State 1), pour 4 essais (« RUN » 1 à 4, figure 3.8 (a) à (d)) de 10 à 12 heures chacun. Chaque essai est soumis à des conditions identiques pendant toute la séquence de mesure (puissance, refroidissement). Nous n'allons pas présenter avec précision le dispositif expérimental et les capteurs de températures associés aux courbes, nous invitons le lecteur à se référer à l'article [26] pour plus de détails. Cependant, nous nous baserons sur ces courbes pour préciser d'un point de vue qualitatif les observations des auteurs. Le cas 1 (SS1) correspond à un écoulement dans un sens donné, caractérisé par des arrêts quasi-périodiques. La deuxième configuration (SS2), la moins bonne en terme de performances thermiques, présente un mouvement oscillatoire apériodique et aléatoire. Le passage de SS1 à SS2 est généralement caractérisé par la présence d'une période de transition T, où l'écoulement est bidirectionnel, changeant de sens (écoulement alternativement horaire et anti-horaire) de façon quasi-périodique. Le cas SS3, le meilleur en terme de performances, est caractérisé par un écoulement unidirectionnel, comme dans le cas SS1, mais sans arrêt momentané des oscillations. Enfin, il existe une quatrième configuration (SS4,

4. Ceci n'est valable évidemment que pour une configuration verticale favorable, ou inclinée favorablement pour autoriser le liquide à redescendre vers l'évaporateur.

non représentée sur la figure), correspondant à un assèchement de la zone évaporateur, et où les phases liquide et vapeur se retrouvent séparées.

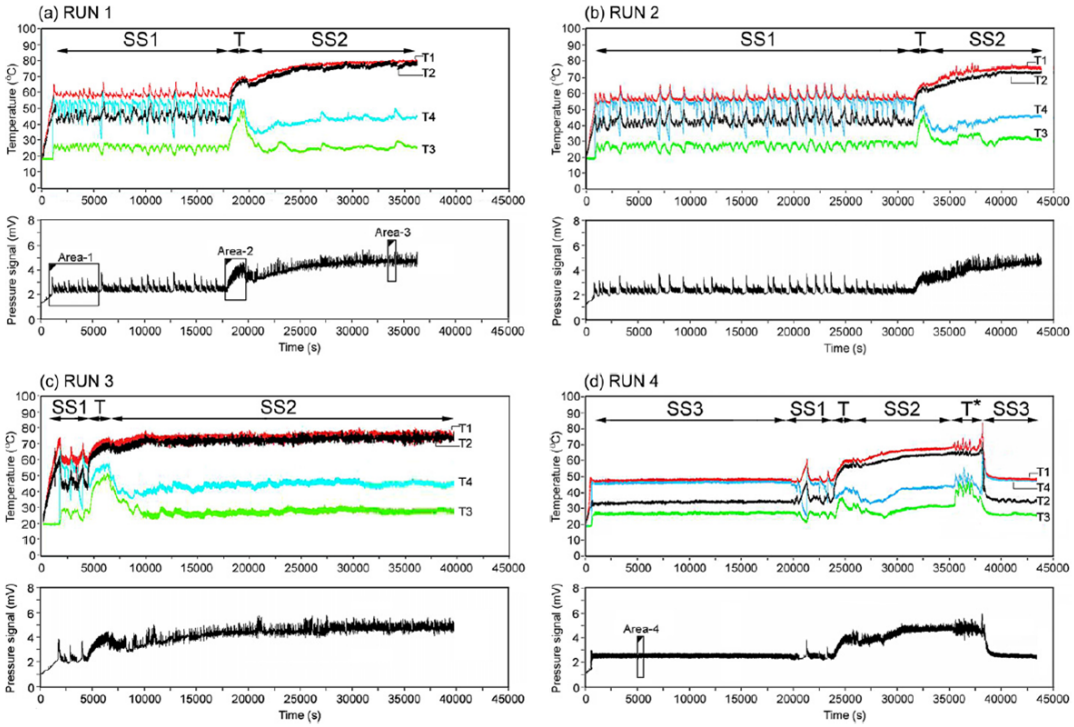


FIGURE 3.8 – Variations de températures et de pressions pour 4 essais réalisés sur un PHP mono-boucle, montrant différents états quasi-stationnaires (Ethanol, TR=60%, T_{cryo}=20°C, Q=20 W) [26]

Les auteurs mettent en avant le fait que ces essais ont été menés sur un PHP mono-boucle, laissant ouverte la question de savoir si ces multiples états quasi-stationnaires seraient également observés sur un PHP multi-boucles. Certains constats effectués, d'un point de vue expérimental et dans le cadre de cette thèse pourront être mis en avant dans cette optique. Nous verrons que nous aurons à faire à des changements de régimes au cours du temps, pour une configuration donnée, comme ce fut le cas dans d'autres études analogues [27].

Une autre approche réalisée par Lips *et al.* [28] a permis de corréler les performances thermiques d'un caloduc, avec le régime d'écoulement observé. La figure 3.9 montre un résultat type. A gauche, on observe pour une faible puissance (exprimée par une différence de température entre la paroi de l'évaporateur et la température de saturation du fluide : $\Delta T = 15\ K$), un régime d'écoulement caractérisé par des nucléations de bulles dont le diamètre reste inférieur à celui du tube. Cette configuration correspond aux performances les plus faibles, caractérisées par des résistances thermiques élevées. A droite, pour un ΔT plus élevé, l'expansion des bulles est nettement plus marquée, pouvant même entraîner le bouchon liquide à contre-courant du sens global d'écoulement (flèches rouges sur la fi-

gure). Les transferts de chaleur, alors gouvernés par l'évaporation du film liquide, mènent à des performances plus élevées.

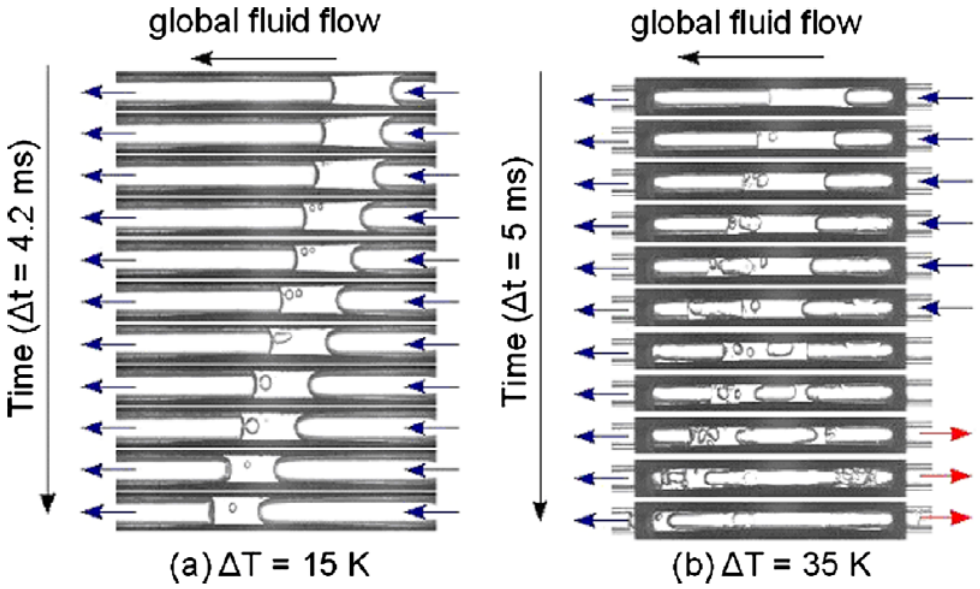


FIGURE 3.9 – Visualisations de régimes d'écoulements en PHP monotube à des instants différents pour deux températures de paroi (Pentane, $TR = 50\%$, $D_i = 2{,}4$ mm) [28]

3.1.5 Evaluation des performances

Comme nous le verrons plus loin dans ce mémoire, les performances d'un caloduc oscillant sont généralement évaluées par l'intermédiaire de la conductance (ou résistance) thermique globale du système, que nous noterons G_{th}. Parmi les résultats présentés dans ce chapitre, cette conductance (ou résistance) permet de comparer les performances du système considéré sous différentes conditions opératoires. Néanmoins, une approche intéressante et pertinente consiste à évaluer ces performances en comparant ce système à une structure équivalente, mais où les transferts de chaleur se font uniquement par conduction. Riehl [29] utilise notamment cette approche en introduisant l'efficacité globale η d'un système, définie par :

$$\eta = \frac{G_{calc}}{G_{ref}} \tag{3.4}$$

Cette quantité représentant le ratio entre la conductance calculée $G_{calc} = \frac{Q}{T_{evap}-T_{cond}}$, du PHP, et la conductance d'un système équivalent en conduction pure, G_{ref}, servant de référence, de sorte que $G_{ref} = \frac{\lambda S}{L_{eff}}$, où λ est la conductivité thermique du matériau constituant le PHP, L_{eff} sa longueur effective, et S la section de passage considérée pour

le calcul de cette conductance [5]. Avec cette approche, Riehl a obtenu des efficacités allant de 3,3 à 11,7, sur un PHP en cuivre de 1,5 mm d'épaisseur, pour différents fluides caloporteurs et différentes inclinaisons. En utilisant une approche analogue, Khandekar *et al.* [30] ont obtenu des résultats comparables, avec des efficacités de l'ordre de 6,5 pour un PHP bouclé de section rectangulaire, de diamètre hydraulique 2 mm testé avec de l'eau et de l'éthanol, en prenant pour référence la conductance liée à la conduction à travers la structure totale de leur système (PHP vide + éléments de support du système). Ces différentes valeurs pourront être mises en parallèle avec celles obtenues dans les travaux relatifs à cette thèse, où l'on comparera les conductances globales calculées à la conductance de conduction du système à vide (carter + PHP), du PHP seul ou encore de tubes en aluminium pleins de même encombrement.

3.1.6 Limites de fonctionnement

Concernant les caloducs conventionnels, à pompage capillaire, les limites de fonctionnement sont bien connues. Il s'agit des limites capillaire, d'ébullition, d'entraînement, sonique et visqueuse. La limite capillaire, aspect fondamental dans l'élaboration, le dimensionnement et le fonctionnement d'un caloduc conventionnel, n'apparaît pas dans le cas du PHP, compte tenu de sa structure interne parfaitement lisse, bien que les aspects capillaires conditionnent le diamètre maximal autorisé. C'est là un de ses principaux atouts, comme cela a déjà été souligné. Néanmoins, le paragraphe précédent a mis en lumière certains manques d'informations (voir la figure 3.7) concernant la limite de fonctionnement liée à un éventuel assèchement de la zone évaporateur. En effet, si les études expérimentales et théoriques, visant à observer des phénomènes physiques et étudier le comportement et les performances du caloduc oscillant, se multiplient, les connaissances relatives à ses limites de fonctionnement de performances, restent encore limitées. Cette remarque est particulièrement vraie pour les PHP en configuration bouclée.

Parmi les rares études traitant de ce sujet, nous pouvons citer Yang *et al.* [31]. Leurs travaux portent sur un PHP bouclé en cuivre, de 1 ou 2 mm de diamètre interne, constitué de 40 boucles, partiellement rempli d'un fluide de type R123 ($TR = 30$, 50 ou 70%). Les performances et les limites de fonctionnement ont été testées en fonction de plusieurs paramètres : diamètre interne, inclinaison, taux de remplissage et puissances imposées. La figure 3.10 illustre un exemple de résultat, montrant l'existence d'un assèchement (dry-out), repéré en pointillés sur le graphique, quelle que soit l'inclinaison. Les performances maximales, dans cette étude, ont été observées avec le PHP de 1 mm de diamètre interne, pour $TR = 50\%$ et en position verticale favorable (bottom 90°).

Dans la plupart des applications, les limitations liées à la tenue thermique de certains matériaux, et la résistance du PHP à de fortes pressions, ne permettent pas d'observer les performances maximales et les limites de fonctionnement qu'il serait susceptible

5. La section de passage S (PHP seul, tube plein, ...) utilisée pour la calcul de cette conductance de référence n'est pas clairement définie dans cette étude.

d'atteindre. C'est notamment le cas dans le contexte de cette thèse. Néanmoins, des travaux ont démontré la possibilité de transférer plus de 4000 W (même sous inclinaison défavorable) avec un caloduc oscillant en cuivre de 2,5 mm de diamètre interne, comportant 20 boucles, partiellement rempli d'eau avec un taux de remplissage de 50% [32].

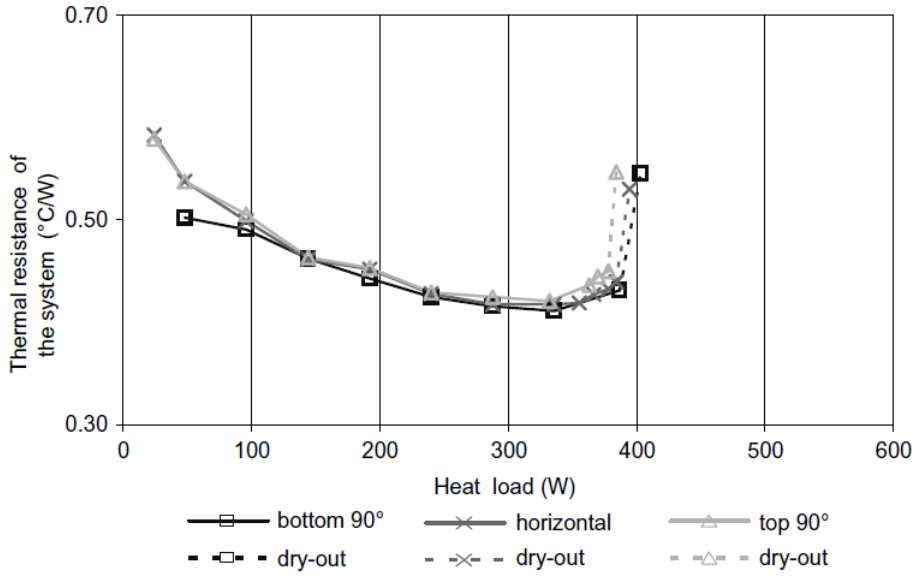


FIGURE 3.10 – Performances thermiques et limites de fonctionnement d'un PHP bouclé pour 3 orientations (R123, $TR = 50\%$, $D_i = 1$ mm) [31]

Les considérations évoquées dans ce paragraphe mettent l'accent sur les mécanismes principaux de fonctionnement global du caloduc oscillant, ses différents régimes d'écoulement et ses limites de fonctionnement. Par ailleurs, un certain nombre de paramètres, seulement mentionnés jusqu'à présent mais primordiaux dans le fonctionnement du PHP, doivent être mis en avant. Les travaux et résultats cités précédemment ont tous été réalisés dans des conditions bien précises, avec des paramètres dont la modification a le plus souvent une influence certaine sur les performances du système considéré. Les travaux réalisés dans le cadre de ce projet s'intéressant également à l'influence de ces paramètres, il est donc important de se concentrer sur certains d'entre eux.

3.2 Paramètres influents

3.2.1 Paramètres géométriques

Les paramètres liés à la géométrie du caloduc sont bien évidemment primordiaux car ils interviennent en phase amont, lors du dimensionnement et de l'élaboration du PHP, et conditionnent donc son fonctionnement lors des essais. Il est indispensable de respecter certains critères de dimensionnement, en plus de celui lié au respect des dimensions capillaires. Un paragraphe est consacré à la classification des canaux (transition entre mini

et macro canaux) dans le chapitre 6 de ce mémoire, portant sur la modélisation.

Les critères de dimensionnement relatifs au diamètre interne ont été décrits dans le paragraphe précédent. Un autre paramètre important concerne le nombre de boucles (ou le nombre de branches), que l'on notera N, dont le caloduc oscillant est constitué. Dans une étude paramétrique réalisée par Charoensawan *et al.* [33], l'existence d'une valeur critique du nombre de boucles N_{crit} est mise en évidence, en deçà de laquelle les performances chutent de façon assez nette, particulièrement en position horizontale. Ils précisent également que cette valeur dépend elle même du diamètre interne du tube ainsi que du fluide caloporteur utilisé (par exemple $N_{crit} \approx 16$ pour l'éthanol et $D_i = 2$ mm). En outre, les résultats présentés pour trois fluides, sur la figure 3.11, indiquent que pour un diamètre interne donné, les performances (en terme de puissances maximales transférées) sont d'autant meilleures que le nombre de boucles est élevé. Il est à noter que ces essais ont été réalisés en position verticale favorable. Concernant la position horizontale, lorsque N est inférieur à N_{crit}, les performances baissent considérablement. On remarquera également que les performances sont plus élevées pour un diamètre interne de 2 mm, cette valeur étant relativement proche du diamètre critique D_{crit}.

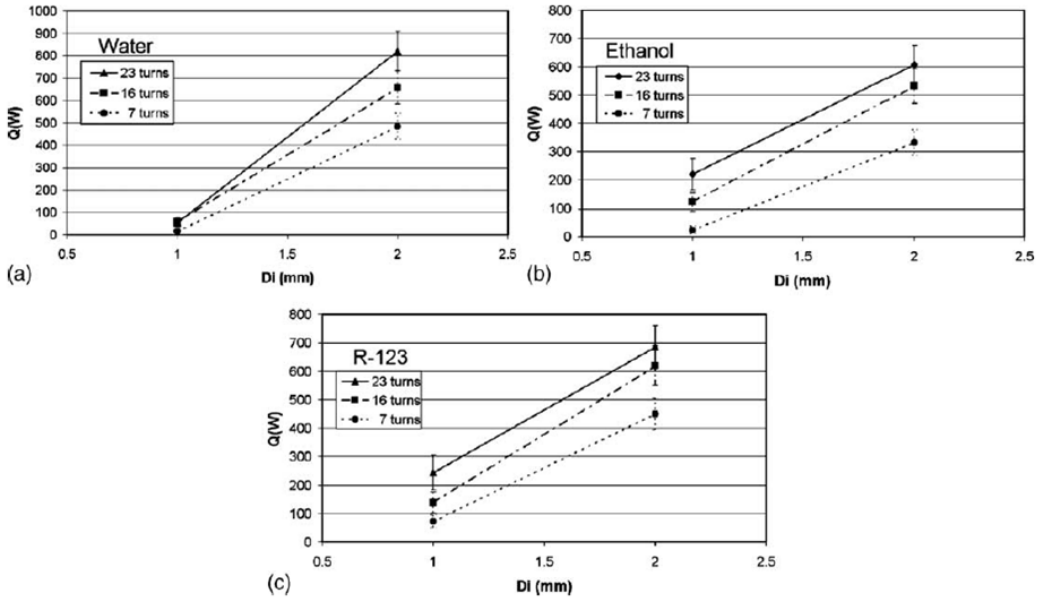


FIGURE 3.11 – Influence du nombre de boucles N sur les performances d'un caloduc oscillant pour 2 diamètres internes : 1 mm et 2 mm ($TR = 50\%$, vertical favorable)) [33]

Les travaux de Khandekar *et al.* [26], déjà évoqués, mentionnaient l'existence de quatre états quasi-stationnaires sur une seule et unique boucle. L'un de ces états correspondait à l'arrêt total du mouvement du fluide caloporteur, dû à un phénomène d'agglomération des bulles de vapeur, conduisant à la formation d'une bulle unique, comme l'illustre le schéma de la figure 3.12. Ce constat, jamais (ou pas encore) effectué jusqu'à présent sur un PHP comportant plusieurs boucles (et dont les critères de dimensionnement relatifs à

D_{crit} ont été respectés), semble corroborer l'affirmation selon laquelle le nombre de boucle N doit être suffisamment important, c'est à dire supérieur à une valeur critique N_{crit}, à définir selon les conditions.

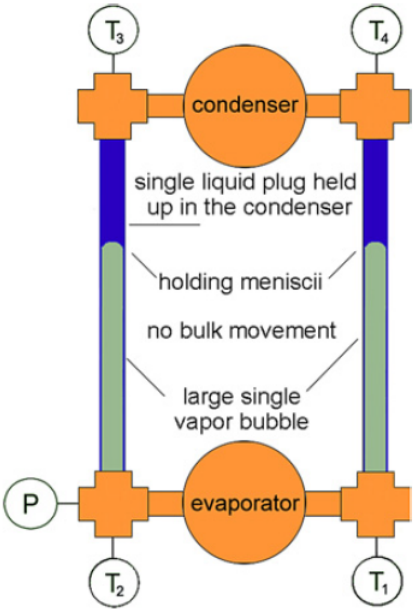


FIGURE 3.12 – Phénomènes d'agglomération des bulles de vapeur menant à l'arrêt des oscillations dans un PHP à boucle unique (Ethanol, $TR = 60\%$, $D_i = 2$ mm) [26]

Si l'expérience a montré l'existence d'une valeur minimale du nombre de boucles à respecter dans l'élaboration d'un caloduc oscillant, rien ne laisse supposer de limite supérieure dans le fonctionnement de celui-ci. Les études ont montré qu'un nombre de boucles plus élevé améliorait les transferts thermiques, grâce à l'augmentation de la surface d'échange, et qu'elle diminuait également les effets de la gravité sur le fonctionnement du PHP [26,33].

La longueur totale du PHP L_t (comportant les zones évaporateur, condenseur et adiabatique) compte également au nombre des paramètres géométriques influant sur son fonctionnement. Peu d'études, visant à caractériser l'influence de ce critère, ont été réalisées à ce jour. Qu et Wang [34] ont par exemple observé l'influence de la longueur de l'évaporateur sur les performances d'un PHP, constatant qu'un faible ratio longueur d'évaporateur sur longueur de condenseur avait tendance à diminuer ses performances. On peut également mentionner qu'il a été observé des longueurs L_t qui ne permettaient pas le fonctionnement du PHP et, à l'inverse, des longueur relativement importantes ($L_t > 1,5\ m$) qui autorisaient ce fonctionnement en position verticale favorable. Il est néanmoins évident que ces dimensions sont, la plupart du temps, conditionnées par l'application considérée ou, comme c'est le cas dans le cadre de cette thèse, imposées par le cahier des charges fixant la géométrie du système. Pour ce projet, le choix dans les critères géométriques se résume donc au diamètre interne du tube et au nombre de boucles, ce dernier devant être aussi élevé que possible dans la place allouée.

3.2.2 Fluide caloporteur

Le choix d'un fluide caloporteur, adapté à la plage de température rencontrée pour une application donnée, s'effectue sur un certain nombre de critères liés à ses propriétés thermophysiques. Pour effectuer ce choix, les caloducs conventionnels bénéficient d'un critère appelé nombre de mérite, prenant en compte certaines de ces propriétés thermophysiques, et permettant d'optimiser les échanges thermiques. L'équation de fonctionnement étant inconnue ou trop complexe dans le cas d'un caloduc oscillant, il n'existe pas de facteur de mérite justifiant le choix de ce fluide. Néanmoins, l'expérience montre que certaines propriétés semblent naturellement favoriser le fonctionnement du caloduc oscillant :

- **Une valeur élevée de** $\frac{dP}{dT}$, désignant les variations de pression en fonction des variations de températures à l'état de saturation. De faibles variations de températures génèrent des variations élevées de P_{sat} favorisant l'action de pompage du système par des différences de pressions suffisantes entre l'évaporateur et le condenseur pour déplacer le fluide.
- **Une faible viscosité dynamique du liquide** μ_l, diminuant ainsi les frottements visqueux.
- **Une chaleur spécifique élevée**, compte tenu du fait que la chaleur sensible joue un rôle important dans les transferts thermiques en mode bulles/bouchons.
- **Une faible chaleur latente** : cette hypothèse, avancée par Khandekar *et al.* [35], se justifie par le fait qu'une faible chaleur latente favorise la génération et l'expansion de bulles (ou leur disparition), alimentant de fait le mécanisme de pompage, et donc les transferts par chaleur sensible, indispensables au fonctionnement du PHP. Il a été noté cependant qu'une valeur élevée de la chaleur latente se révèle avantageuse dans le cas d'un écoulement en régime annulaire [24]. Il est donc difficile d'évaluer l'importance de ce critère, compte tenu du fait qu'il dépend du régime d'écoulement.

Il est difficile de dégager a priori un fluide optimal dans un contexte donné, susceptible d'offrir les meilleures performances. Ce statut est effectivement conditionné par une combinaison complexe des propriétés citées ci-dessus, et par divers paramètres (dimensions du tube, matériau employé, flux imposé, ...). La figure 3.13, issue des travaux de Charoensawan *et al.* [33] indique par exemple que si l'eau (parmi les 3 fluides testés) est le fluide offrant les meilleures performances pour un diamètre interne de 2 mm, la tendance est inversée pour un diamètre de 1 mm. Parmi les fluides retenus pour une application particulière, l'expérience elle-même permet de dégager ceux offrant les performances optimales, comme nous le verrons dans la partie consacrée aux résultats d'essais.

3.2.3 Influence du bouclage

Comme cela a été mentionné précédemment, le caloduc oscillant est susceptible de fonctionner, tout autre paramètre fixé, sous deux configurations : boucle ouverte ou boucle fermée (figure 3.1). Contrairement aux autres paramètres mentionnés, l'influence du bouclage ou non du PHP sur ses performances est à ce jour très peu connue. La plupart

des travaux cités jusqu'ici ont en effet été réalisés en configuration boucle fermée, et peu d'études comparatives directes existent entre ces deux configurations. On peut recenser une comparaison de ce type effectuée numériquement par Shafii [36].

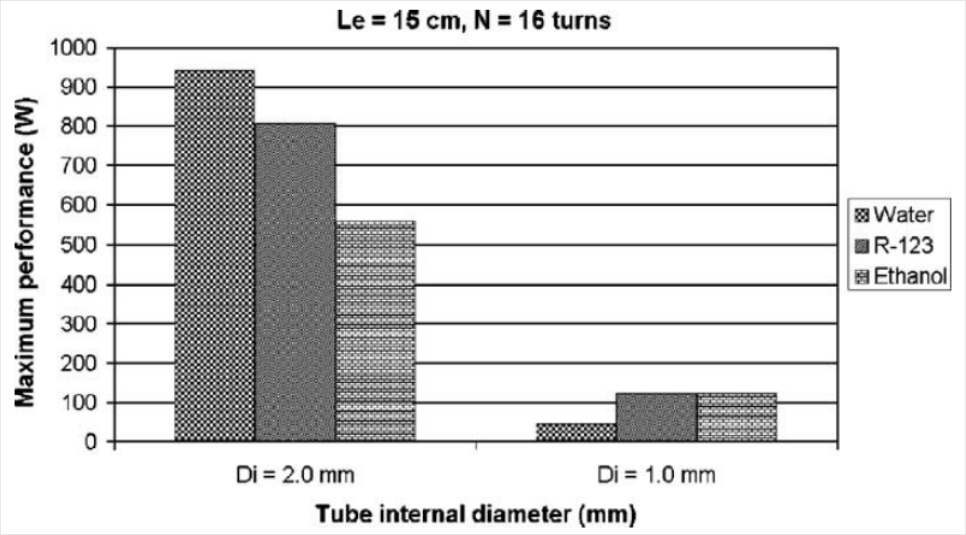


FIGURE 3.13 – Influence du fluide caloporteur sur les performances thermiques d'un PHP ($TR = 50\%$, $T_{cryo} = 20^{\circ}$C, vertical favorable) [33]

Les études montrent que certains aspects, tels que le sens de l'écoulement et la répartition des phases au sein du tube, influencent les performances du système [37]. Ainsi, une répartition homogène des deux phases mène généralement à une amélioration des performances [26]. Concernant la configuration boucle ouverte, elle ne semble pas favorable, dans certains cas, à la circulation du fluide (et à la répartition des phases), comparé à la configuration boucle fermée [38]. Cependant, ce constat, bien qu'évident de prime abord, nécessite davantage d'investigations. Précisons en outre que l'effet du bouclage ou non du PHP est fortement lié aux autres paramètres. A titre d'exemple, un diamètre interne très faible par rapport au diamètre critique va rendre l'influence de ces paramètres, y compris le bouclage, négligeable devant les forces liées à la tension de surface.

Une étude [27] a récemment confirmé que, sous des conditions spécifiques, la configuration boucle fermée tendait à améliorer les performances d'un PHP de manière significative, comme l'illustre la figure 3.14 pour deux fluides (éthanol et N-pentane). On constate au-delà d'un certain seuil de puissance imposée, et donc pour le régime d'écoulement induit, que le bouclage n'a plus d'influence sur les performances, au même titre, du reste, que la température de source froide T_{cryo}. Ces différents constats nous mènerons à tester également ce paramètre dans le cadre de ce projet. Il sera alors intéressant de comparer les résultats obtenus avec l'éthanol (figurant parmi les fluides employés dans cette thèse), aux niveaux de puissances considérés (inférieurs à 1000 W), avec ceux de la figure 3.14 pour ces mêmes niveaux de puissances où le bouclage du PHP semble avoir le plus d'influence.

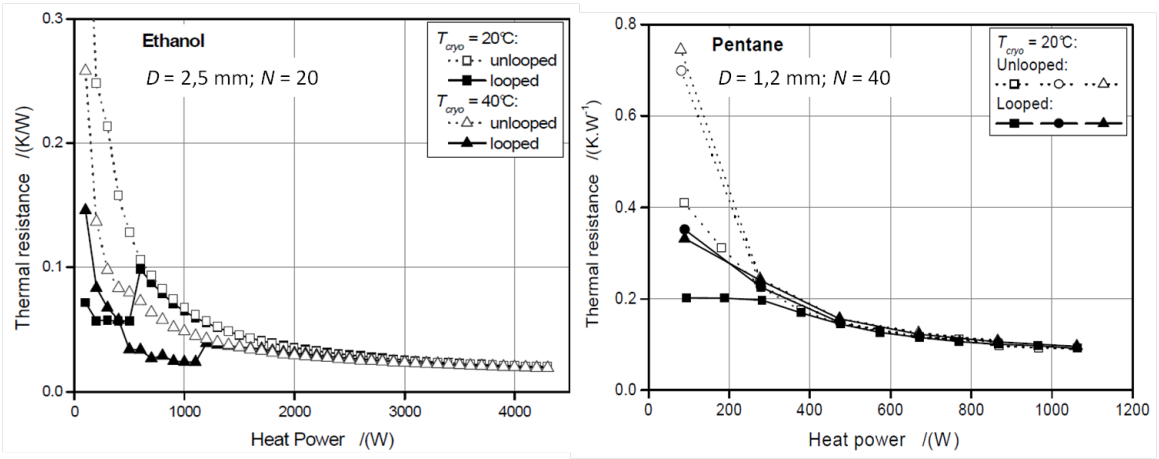


FIGURE 3.14 – Influences des configurations bouclée et non bouclée sur la résistance thermique d'un PHP en fonction de la puissance ($TR = 50\%$, horizontal) [27]

3.2.4 Influence du taux de remplissage

Le fonctionnement du caloduc oscillant repose sur le mouvement oscillatoire du fluide caloporteur qu'il contient, réparti en une succession de bulles de vapeur et de bouchons liquides. La quantité de fluide présente dans le tube doit permettre à un tel mécanisme d'avoir lieu. On peut donc imaginer intuitivement que ce volume de fluide conditionne le fonctionnement du PHP, et que ses variations ont un impact direct sur les performances du système. Ce paramètre « Taux de Remplissage », noté TR, revêt donc une importance de premier ordre. Il est défini comme suit :

$$TR = \frac{V_{liq}}{V_{tot}} \tag{3.5}$$

où V_{liq} représente le volume de fluide (à l'état liquide), injecté dans le tube constituant le caloduc oscillant [6], et V_{tot} représente le volume total du PHP, calculé à partir de sa section interne multiplié par sa longueur totale. TR est donc le rapport de ces deux volumes, exprimé en pourcentage. Deux cas particuliers se présentent alors :

- **Pour $TR = 0\%$**, le PHP est totalement vide. Les transferts thermiques s'effectuent donc uniquement par conduction à travers l'enveloppe du système.
- **Pour $TR = 100\%$**, le liquide occupe la totalité du volume du PHP. Le système se comporte alors comme un échangeur monophasique, les transferts thermiques s'effectuant alors par convection naturelle et seulement par chaleur sensible.

Loin de ces cas limites, pour une plage de taux de remplissage globalement comprise entre 20% et 80%, le caloduc oscillant se comporte comme un vrai système diphasique,

6. On notera que dans le processus de remplissage, les propriétés thermophysiques du fluide utilisées pour estimer le volume de fluide à injecter sont évaluées à température ambiante

et retrouve le mouvement oscillatoire de son fluide caloporteur qui lui est propre. Ces différentes configurations sont résumées sur la figure 3.15, montrant l'influence du taux de remplissage sur les performances (en terme de résistances thermiques) d'un caloduc partiellement rempli d'éthanol, pour trois puissances imposées. On constate que les performances sont plus faibles à $TR = 95\%$ qu'à 100%. L'auteur [24] explique que l'existence de bulles de vapeur en très faible quantité a tendance à inhiber la libre circulation du liquide, résultant des différences de densités liées aux gradients de température lorsque $TR = 100\%$, et donc appauvrir les transferts thermiques.

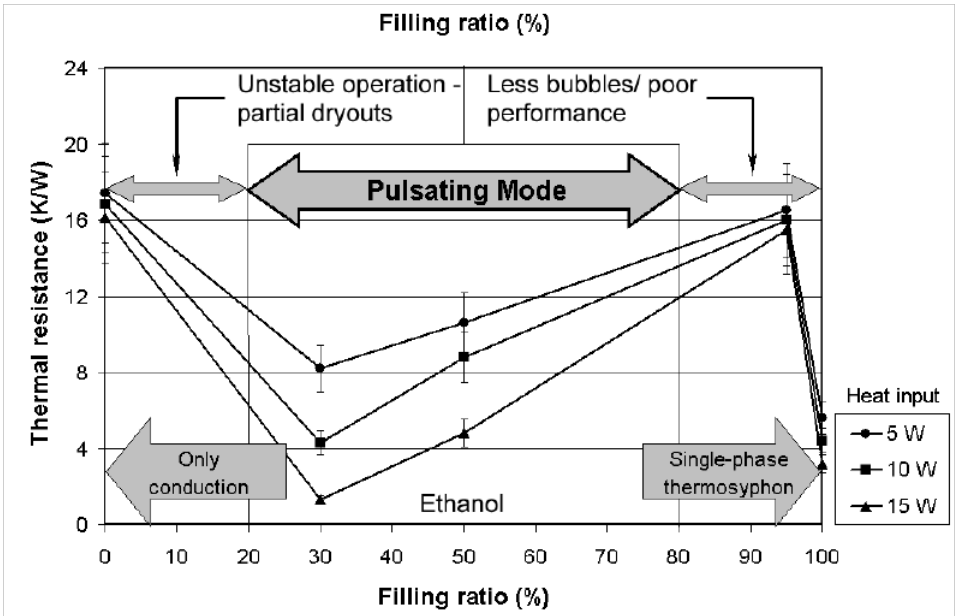


FIGURE 3.15 – Influence du taux de remplissage sur la résistance thermique d'un PHP (Ethanol, $T_{cryo} = 20°C$, vertical favorable) [24]

La plage de taux de remplissage mentionnée ci-dessus (20% - 80%) est bien évidemment indicative et diffère suivant le fluide et autres paramètres (géométrie, inclinaison, ...). Néanmoins, d'un point de vue général, il est admis qu'un faible taux de remplissage (bulles de vapeur nombreuses), augmente le nombre de degrés de liberté du fluide, mais réduit parallèlement la masse de liquide et donc les transferts par chaleur sensible. Inversement, un taux de remplissage élevé (peu de bulles de vapeur), réduit l'action de pompage du fluide, et donc les performances du système. Il s'agit donc, pour une application donnée, d'identifier le taux de remplissage optimal.

On rappellera que ce taux de remplissage est indissociable des autres paramètres, et que, pour un même TR, un PHP peut ne pas fonctionner sous toutes les configurations. En guise d'illustration, les travaux de Yang *et al.* [39] montrent que le système qu'ils considèrent opère pour $TR = 30\%$ par exemple, en position verticale favorable, mais pas en positions horizontale et verticale défavorable (figure 3.16). Pour cette application, la plage $TR = [50 - 70\%]$ semble assurer le bon fonctionnement du système pour toutes les

inclinaisons.

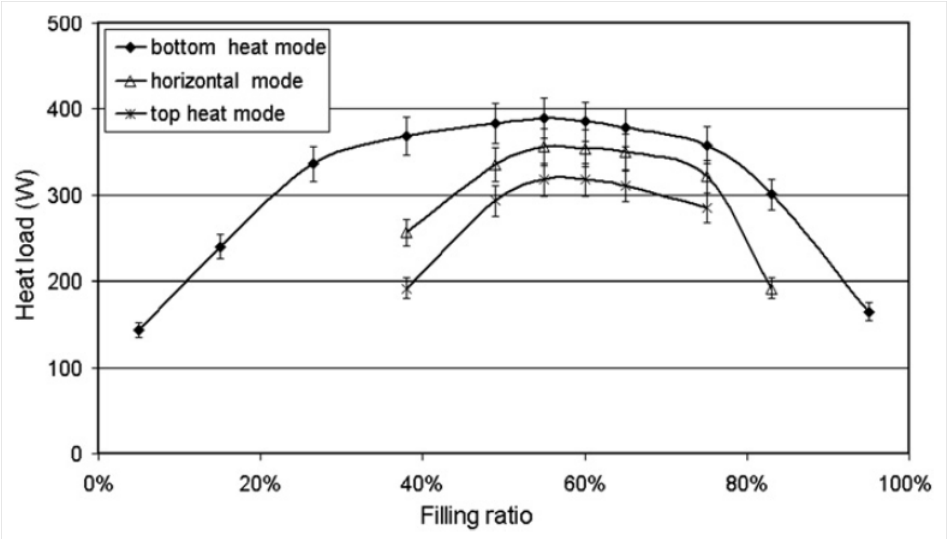


FIGURE 3.16 – Puissances maximales transférées en fonction du taux de remplissage et de l'inclinaison d'un PHP (Ethanol, $D = 2$ mm, $T_{cryo} = 20^{\circ}$C) [39]

Les résultats obtenus par Qu et Wang [34], illustrés sur la figure 3.17, montrent, en utilisant de l'éthanol également, des performances optimales pour $TR = 40\%$ (mais quasiment équivalentes pour $TR = 50\%$), relativement à $TR = 60\%$. Il sera intéressant de mettre ces résultats en parallèle de ceux obtenus dans le cadre de cette thèse, dans des conditions analogues (avec notamment de l'éthanol comme fluide de travail), ou encore avec les résultats de la figure 3.15, indiquant des performances optimales pour $TR = 30\%$ avec ce même fluide.

On soulignera pour terminer que les études expérimentales rencontrées dans la littérature, s'intéressant à d'autres paramètres, fixent en général la valeur du taux de remplissage à 50%. Si cette valeur n'est pas nécessairement optimale, elle n'en demeure pas moins très voisine, et figure en tous cas systématiquement dans la littérature dans la plage de fonctionnement du PHP. $TR = 50\%$ est donc souvent utilisée comme valeur de référence.

3.2.5 Influence de la gravité

Le paragraphe consacré aux critères géométriques que le caloduc oscillant doit respecter pour être en mesure de fonctionner, indiquait la nécessité de dimensionner son diamètre interne de façon à minimiser les effets de la gravité, au regard des forces capillaires. Cette capacité à fonctionner indépendamment de son orientation constitue d'ailleurs un atout majeur du PHP par rapport aux caloducs conventionnels. Néanmoins, cela ne le dispense pas d'être soumis aux effets de la gravité, et l'on peut s'attendre à des performances différentes selon son inclinaison par rapport au vecteur gravité : verticale favorable

(évaporateur en bas), verticale défavorable (évaporateur en haut) ou horizontale.

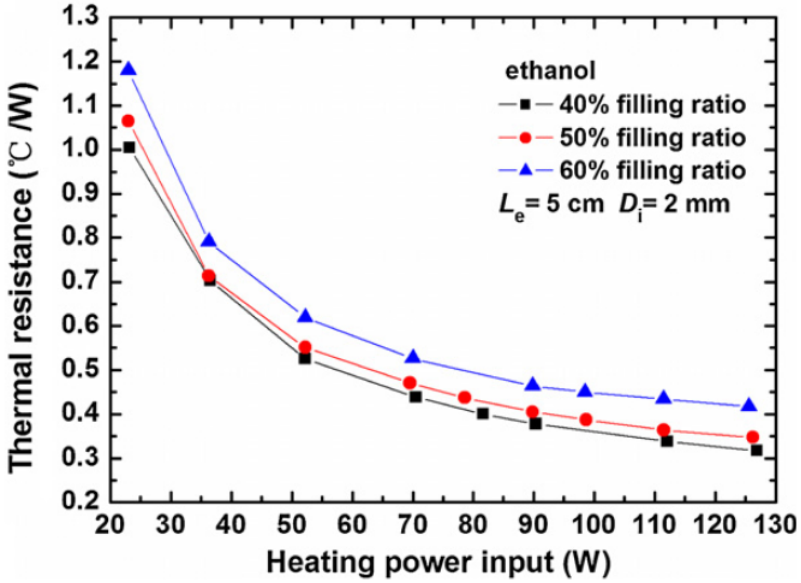


FIGURE 3.17 – Résistance thermique d'un PHP bouclé en fonction de la puissance imposée et du taux de remplissage (Ethanol, $D = 2$ mm, vertical favorable) [34]

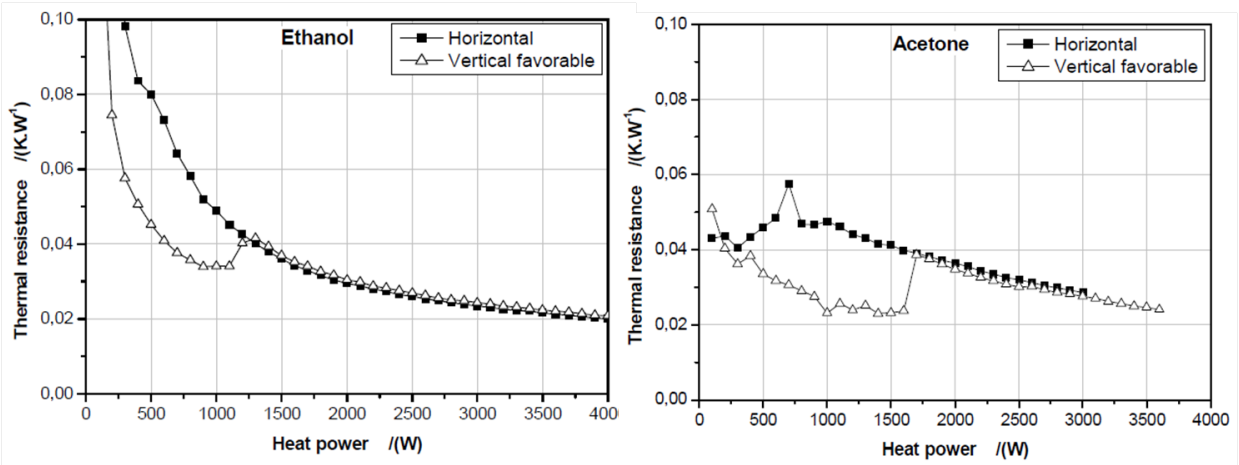


FIGURE 3.18 – Influence de l'orientation d'un PHP sur sa résistance thermique en fonction de la puissance imposée pour 2 fluides ($TR = 50\%$, D=2,5 mm, $T_{cryo} = 40^{\circ}$C) [32]

Comme pour les autres paramètres, l'inclinaison du PHP aura plus ou moins d'influence sur ses performances, suivant les conditions opératoires. Ainsi, la figure 3.18 illustre, pour deux fluides, éthanol et acétone (également testés dans le cadre de cette thèse), l'évolution de la résistance thermique en fonction de la puissance imposée à l'évaporateur. On s'aperçoit que la configuration verticale favorable améliore de manière notoire les performances du système pour de faibles puissances. A partir d'un certain

seuil, ce paramètre n'a plus d'effet.

Cette influence est également mise en évidence dans les travaux de Yang *et al.* [31] où l'on peut voir, sur la figure 3.19, que la configuration verticale favorable (bottom 90°) offre, d'une part, les meilleures performances, mais permet également d'atteindre une limite de fonctionnement plus élevée (supérieure à 500 W dans le cas présent). Les résistances sont à l'inverse plus élevées en verticale défavorable (top 90°), la configuration horizontale se situant à un niveau intermédiaire en terme de performances.

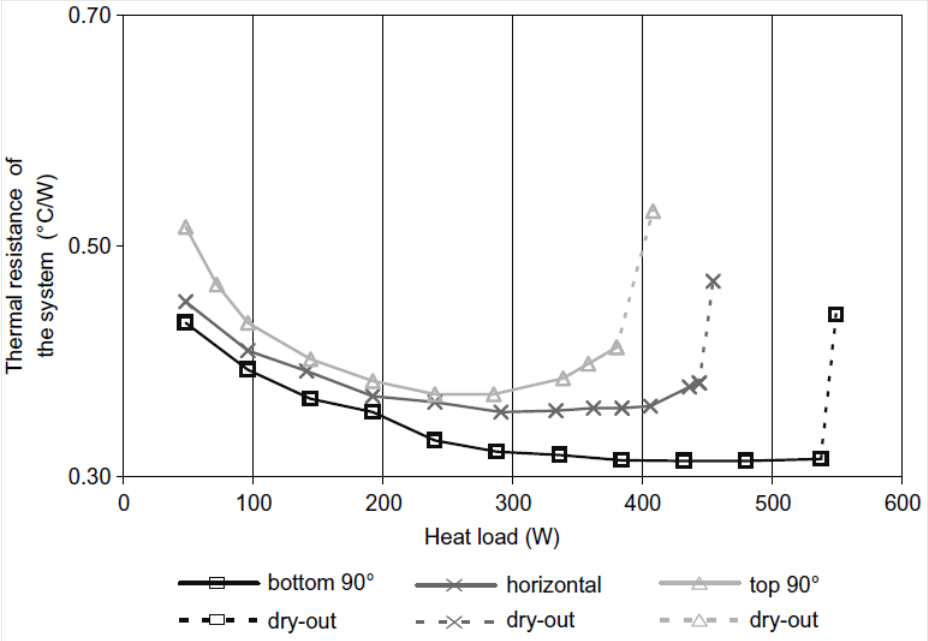


FIGURE 3.19 – Performances thermiques d'un PHP bouclé en fonction de son orientation (R123, $TR = 50\%$, $D = 2$ mm) [31]

Des études ont permis de justifier la raison pour laquelle la gravité affecte la dynamique du PHP même si les conditions satisfaisant le critère lié au nombre de Bond critique sont respectées [33]. En effet, il est admis que les tensions de surface sont prédominantes dans les applications expérimentales satisfaisant $Bo \leq 2$ (voir paragraphe plus haut). Dans ce cas, la forme des bulles et bouchons liquides ne devrait pas changer entre les positions horizontale et verticale, au regard notamment de la symétrie du film liquide autour de la bulle. La figure 3.20, montrant des bulles et bouchons d'éthanol statiques, dans des tubes de 1 mm et 2 mm de diamètre interne (respectant donc le critère du nombre de Bond), indique au contraire que la gravité a un effet évident, de part la dissymétrie de la forme des bulles.

Enfin, si la gravité a effectivement un impact sur les performances d'un PHP selon son orientation, et même si le système considéré dans cette thèse est destiné à des applications terrestres, on peut légitimement se demander ce qu'il advient de ces performances sous des champs de gravité variables. Des expériences effectuées en vol parabolique par Gu *et*

al. [40] ont permis d'apporter un élément de réponse. Les tests effectués sur un PHP en aluminium (comportant 48 boucles, des canaux carrés de 1,1 mm de côtés, et utilisant du R114 comme fluide caloporteur), ont montré que les performances semblaient accrues en phases de microgravité, comparées à celles obtenues en gravité normale (1g) ou en hypergravité (2,5g), et ce quelle que soit l'orientation du caloduc. Les expériences de ce type demeurent encore très rares, mais le secteur spatial voue un intérêt grandissant à cette technologie. Du reste, de nouveaux essais en vol parabolique, en partenariat avec le CNES, sont en cours [41].

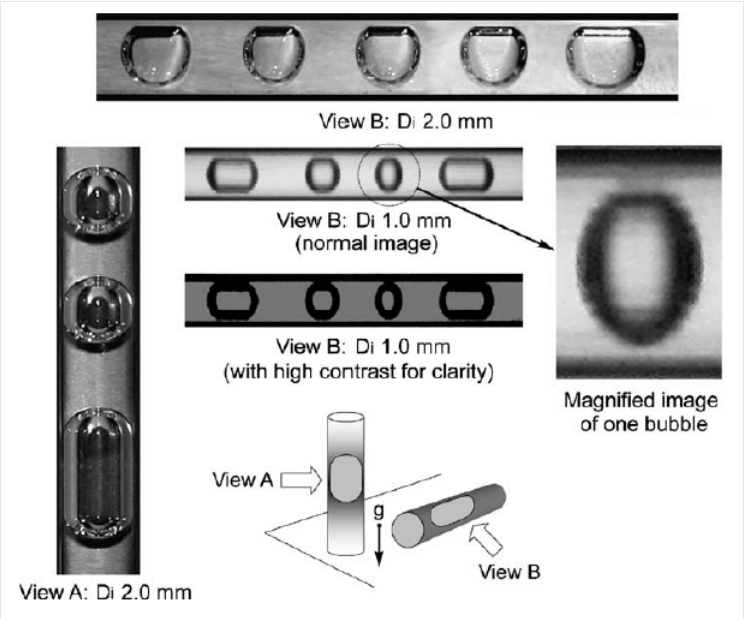


FIGURE 3.20 – Images de bulles et bouchons liquides dans un tube en verre en conditions statique et isotherme (Ethanol) [33]

3.3 Conclusion

L'ensemble des aspects développés dans ce chapitre éclaire, d'une part, sur les principes fondamentaux régissant le fonctionnement du caloducs oscillant, mais passe également en revue les principaux paramètres influents. Le schéma de la figure 3.21 résume les différentes conditions permettant au PHP de fonctionner.

Néanmoins, comme nous l'avons vu, le fonctionnement d'un caloduc oscillant relève d'une combinaison complexe entre ces différents paramètres, dès lors qu'aucun d'eux n'est indissociable de l'autre. Par conséquent, de nombreuses interrogations demeurent encore difficiles à élucider :

- Quelle est la part exacte d'échanges par chaleur sensible et par chaleur latente ?
- Peut-on prédire, si ils existent, les multiples régimes stables ?

- Comment prédire la distribution de bulles de vapeur et leurs effets sur les transferts de chaleur ?
- Peut-on identifier des nombres adimensionnels caractéristiques ?
- Existe-t-il un ou des nombres de mérite lié au mode de fonctionnement ?

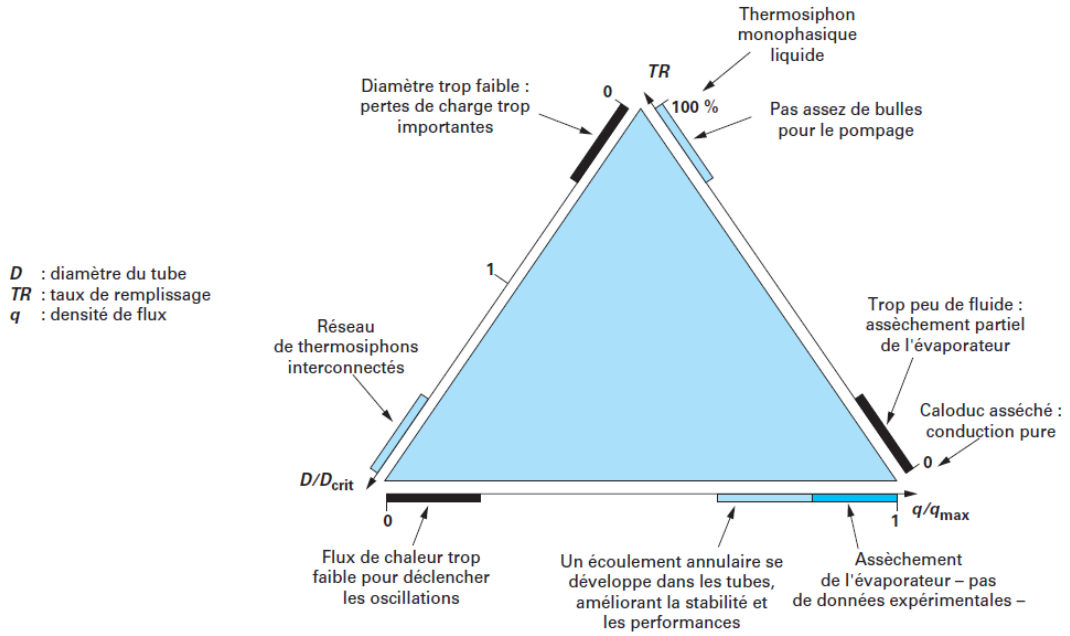


FIGURE 3.21 – Paramètres thermo-mécaniques déterminants pour le fonctionnement du PHP [42]

Bien que le niveau de connaissances actuel n'autorise pas encore à répondre de manière absolue à ces questions, les diverses études expérimentales, citées dans cette partie, montrent quelques tendances semblant se détacher (orientations favorables, plage de taux de remplissage, ...). On veillera donc autant que possible à comparer les résultats obtenus dans la suite (sous des conditions plus ou moins analogues) avec ces différents constats. Avant cela, on se propose, dans la partie suivante, de détailler les différents choix et les différentes étapes qui ont mené à l'élaboration du système développé dans le cadre de ce projet, et sur lequel s'est déroulé l'ensemble des campagnes expérimentales.

Deuxième partie

Etude expérimentale d'un PHP pour le refroidissement d'un stator de machine électrique

Chapitre 4

Dispositif expérimental

4.1 Introduction

Ce chapitre détaille les différentes étapes et les diverses considérations ayant menées au développement du prototype destiné à reproduire le plus fidèlement possible la machine réelle. Les études bibliographiques et états de l'art réalisés ont montré l'existence de plusieurs solutions envisageables, concernant le refroidissement du stator d'une machine de ce type. Le choix de cette solution s'étant rapidement porté sur le caloduc oscillant, les différentes questions soulevées dans le processus de dimensionnement et de ce tube seront développées, de même que la réalisation du banc expérimental et des éléments qui le composent.

On présentera finalement les résultats de quelques essais caractéristiques, permettant de mettre en avant le fonctionnement oscillatoire du système et de dégager des premières tendances. Un aperçu des performances que ce caloduc oscillant est en mesure d'offrir sera en outre présenté, ouvrant ainsi la voie à l'étude paramétrique dont le chapitre suivant fera l'objet.

4.2 Choix de la solution

4.2.1 Solution intrusive

Dans le cadre de ce projet, et plus particulièrement l'étude d'un système de refroidissement du stator de machine électrique par caloducs, plusieurs solutions paraissent envisageables. En premier lieu, les systèmes évoqués précédemment pourraient s'appliquer à cette étude, moyennant les différentes contraintes imposées par le cahier des charges. Il s'agirait donc de choisir un caloduc, sa forme, ses dimensions, sa structure capillaire, le matériau le constituant, le fluide caloporteur circulant à l'intérieur, et enfin sa disposition au sein de la machine considérée. Ce dernier choix peut donc s'inspirer d'une des solutions citées au début de ce document. On pourrait à ce titre imaginer un caloduc s'insérant directement dans les rainures constituant le stator (figure 4.1). Cette solution innovante

présenterait l'avantage de s'insérer directement au cœur du système, où la température est la plus élevée.

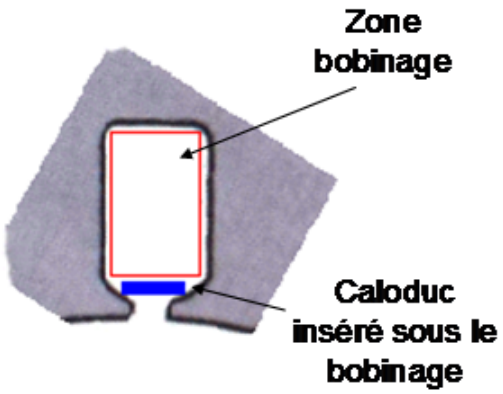


FIGURE 4.1 – Illustration de la solution « intrusive » de caloducs dans les rainures

Le caractère intrusif de cette solution, et de celles citées dans la littérature, peut néanmoins s'avérer contraignant au niveau de sa mise en place (dimensions très faibles), et compte tenu de sa proximité avec le bobinage en cuivre, nécessitant pour le caloduc d'être en matériau non conducteur électriquement et non ferromagnétique. C'est pourquoi, pour pallier cet inconvénient, **le choix s'est porté sur une solution externe**, consistant à répartir les caloducs sur la surface extérieure du carter en s'éloignant ainsi de la source chaude.

4.2.2 Solution non intrusive

Bien que la solution non intrusive ne présente pas, contrairement à la méthode intrusive, l'avantage d'être au cœur du système à refroidir, elle représente néanmoins un choix pratique et permet en outre un accès plus aisé à une source froide externe encore à définir. Plusieurs solutions dites externes sont envisageables, notamment la mise en place de mèches poreuses, avec un fluide réparti sur toute la circonférence du carter, l'ensemble opérant à la manière d'un caloduc classique. Cependant, compte-tenu des difficultés qu'il y aurait eu à insérer une structure poreuse au niveau du cylindre extérieur du carter, le choix s'est porté sur le caloduc oscillant, offrant une très large souplesse sur les différentes possibilités de dispositions, conditionnées essentiellement par la définition et la position de la source froide.

4.2.3 Choix de la disposition

De la même façon que pour les caloducs traditionnels, différents choix de position de la source froide peuvent être effectués. Ainsi, dans le cas présent, on peut imaginer un

caloduc oscillant sous la forme d'une boucle, dont la zone évaporateur se situerait en serpentin tout autour du stator à refroidir, et la zone condenseur se trouverait le long de la source froide, se présentant sous la forme d'une conduite dans laquelle circule un mélange eau/glycol par exemple (voir figure 4.2). Néanmoins, cette solution s'inspire d'une technologie déjà brevetée par Akachi [15].

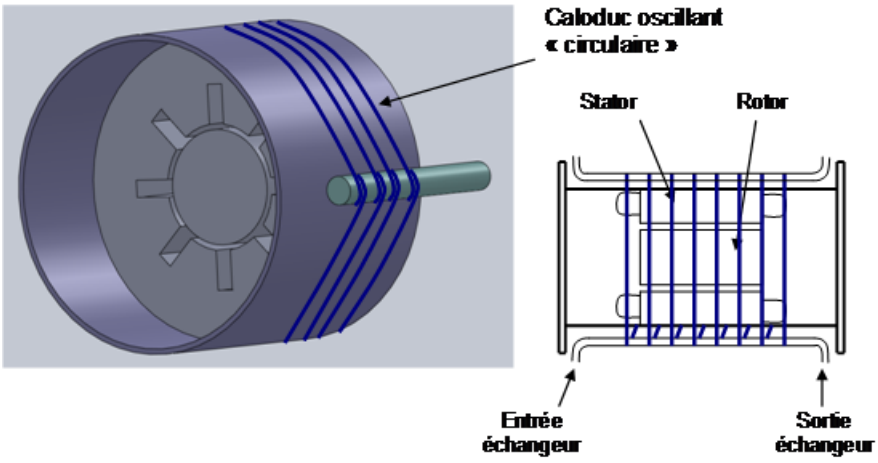


FIGURE 4.2 – Illustration 3D et 2D de la solution caloduc oscillant « circulaire »

Une disposition dite « longitudinale », illustrée sur la figure 4.3, présente l'avantage d'être totalement innovante et également plus compacte, la source froide étant directement liée au système. Dans cette configuration, le PHP, cintré à la manière d'une collerette, se trouve en contact avec une paroi annulaire dans laquelle circule un fluide froid (de l'eau glycolée ou l'air du compresseur), constituant la source froide. Le choix de cette disposition, rapporté au cahier des charges, mènerait donc à la conception d'un dispositif, schématisé sur la figure 4.4, constitué de trois parties distinctes : les zones évaporateur, adiabatique et condenseur. En outre, il présente dans tous les cas d'utilisation des zones profitant ou luttant contre le champ gravitaire.

En résumé, un tel dispositif présente les avantages d'être à la fois innovant, plus compact et non intrusif, mais montre également une mise en œuvre plus simple et pour un coût moindre comparé aux solutions intrusives évoquées plus haut. C'est donc sur cette base que s'oriente la réalisation du prototype décrit dans la suite.

4.3 Définition et conception du prototype

4.3.1 Eléments du cahier des charges

Les considérations précédentes nous mènent à la définition et la fabrication d'un prototype dont les différentes étapes sont décrites par la suite. S'appuyant sur les dimensions

réelles de la machine initiale, les principales contraintes thermiques, fournies par le cahier des charges du projet OPTIMAL, sont résumées dans le tableau 4.1.

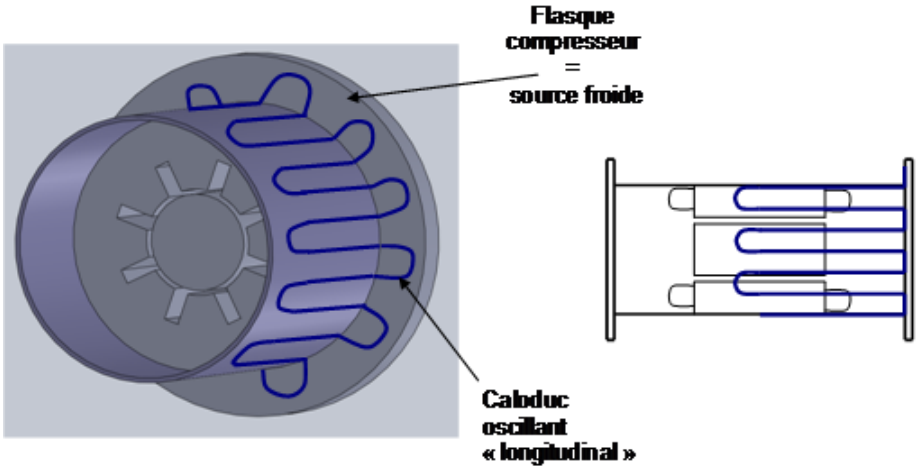


FIGURE 4.3 – Illustration 3D et 2D de la solution caloduc oscillant « longitudinale »

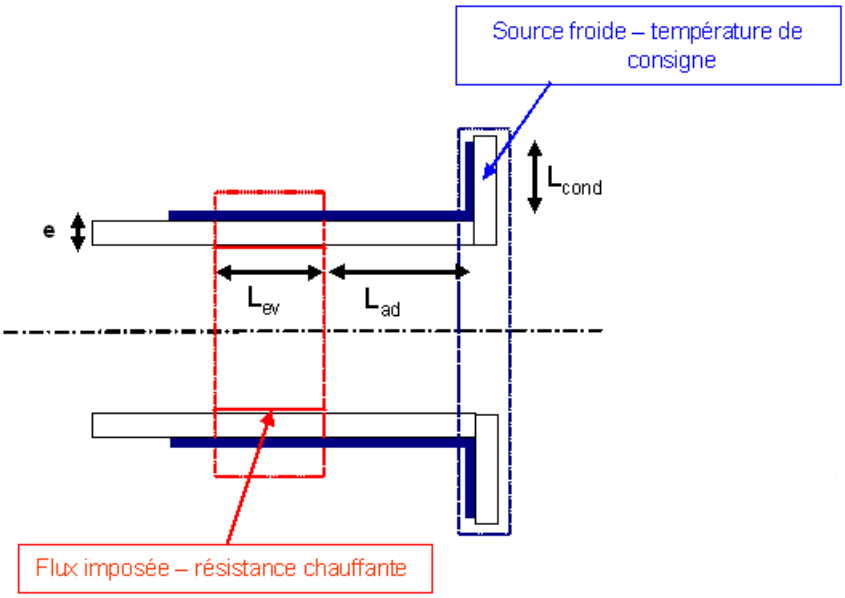


FIGURE 4.4 – Représentation schématique du dispositif expérimental

Le cylindre principal, constituant le carter de la machine réelle, étant en aluminium, toutes les pièces fabriquées pour la réalisation du prototype, sont également dans ce matériau [1]. Les valeurs données par le constructeur, pertes totales à évacuer et densité de flux, sont des valeurs maximales susceptibles d'être rencontrées sur ce type de machine.

1. L'aluminium utilisé pour réaliser le carter est un alliage soudable de type A-G4,5, présentant une conductivité thermique de : $\lambda \approx 120\ W.m^{-1}.K^{-1}$

Il peut être néanmoins envisageable d'élargir ce champ d'investigation.

Matériau carter	Aluminium
Plage de températures	50-120°C
Dissipations totales extraites	500-600 W
Densité de flux à évacuer à la surface du stator	5 W/cm^2

TABLE 4.1 – Spécifications thermiques du système

4.3.2 Description des différents éléments du système

Les dimensions principales du système (longueur et diamètre) et des différentes zones ont été choisies de manière à respecter le plus fidèlement possible les contraintes imposées par la machine électrique envisagée. En dehors de ces caractéristiques géométriques, que l'on peut qualifier d'incompressibles, nous disposons d'un certain degré de liberté dans la définition du prototype, permettant la mise en place du système de refroidissement. De fait, afin d'assurer la mise en place et un contact satisfaisant du tube aux niveaux des zones d'échanges thermiques (évaporateur et condenseur), des rainures ont été réalisées sur toute la circonférence de la pièce. Une vue d'ensemble du plan du système est illustrée en figure 4.5, et les rainures sont visibles en figure 4.6 (a), (b), mais également sur les plans détaillés des zones évaporateur et condenseur, disponibles dans l'annexe A.

Ces rainures sont donc vouées à accueillir le tube PHP dont la conception sera décrite plus loin. Pour assurer un bon contact du tube au creux de celles-ci, un système de serrage a été élaboré. Il s'agit d'une pièce annulaire (représentée en vert sur la figure 4.5), aux dimensions du manchon chauffant et des rainures (soit 47 mm de longueur). Un ensemble de vis de serrage disposées sur son pourtour (deux vis par rainure), vient faire pression sur une baguette de serrage dont la partie inférieure épouse la forme du tube (voir figure 4.5). Ces baguettes viennent ainsi appuyer sur le tube, assurant finalement le maintien de celui-ci et un bon contact au fond de la rainure. Un système analogue est employé pour la zone condenseur. Pour le prototype, ce type d'équipement présente l'avantage, comparé à une brasure en argent, d'être moins coûteux et surtout réversible et modulable, tout en assurant un contact satisfaisant. Il permet par exemple de remplacer aisément le PHP, contrairement à une brasure, en cas de fuite ou de cassure, hypothèse envisageable compte tenu de la fragilité de ce dernier. On constatera par la suite que cela a malheureusement été le cas pendant cette étude.

Pour assurer le chauffage de la zone évaporateur, un manchon (en rouge sur la figure 4.5), en contact avec la paroi interne de la chambre, est inséré au sein de la pièce principale, de façon à se retrouver exactement à l'aplomb des rainures, situées en parties externes. Il est en outre traversé sur toute sa circonférence par 16 trous de diamètres 6,5 mm, destinés à accueillir les cartouches chauffantes cylindriques.

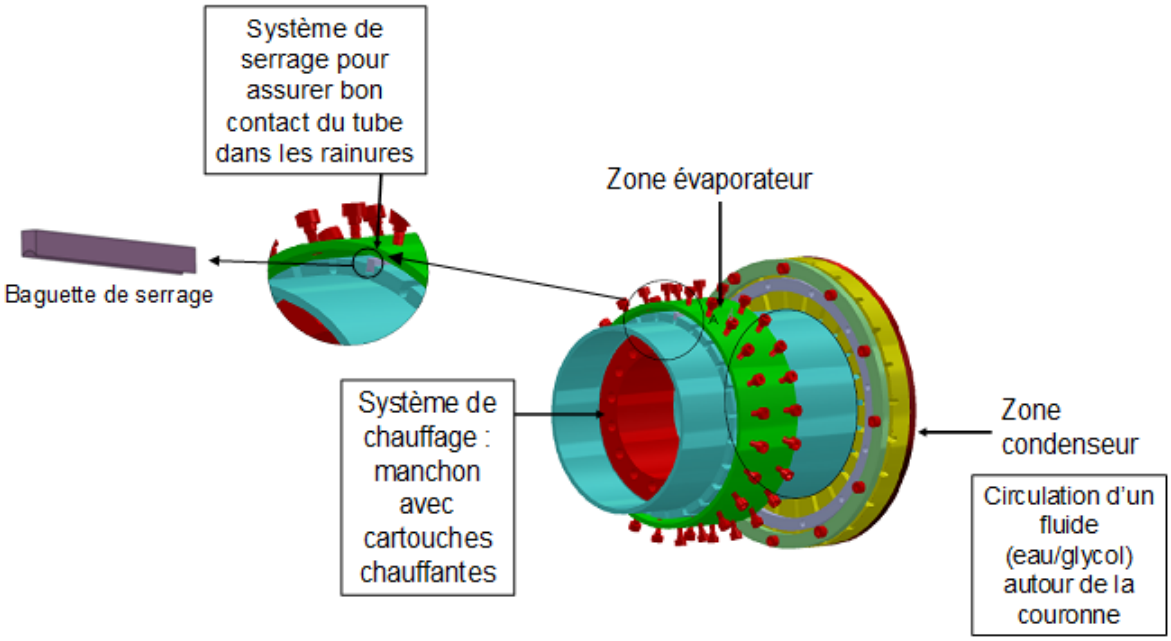


FIGURE 4.5 – Plan d'ensemble du système

Côté condenseur enfin, le refroidissement est assuré par la circulation d'un mélange eau/glycol à l'intérieur d'un canal, creusé sur la face opposée aux rainures. Ce circuit sera alimenté par un cryothermostat permettant de maintenir le fluide de refroidissement à une température de consigne fixée lors de chaque essai. Une vue détaillée de ces différentes zones après fabrication est proposée sur la figure 4.6.

Les rainures, creusées aux dimensions du tube du PHP (voir détails plus loin), sont au nombre de 24. Le PHP dispose dans ce cas d'un nombre suffisant de branches pour optimiser son fonctionnement, tout en maintenant une distance raisonnable entre deux rainures, de façon à conserver un rayon de courbure réalisable au moment du cintrage du tube PHP.

L'assemblage de l'ensemble de ces pièces nécessite au préalable la réalisation du tube PHP, destiné à être intégré à l'ensemble via le système de serrage décrit plus haut.

4.4 Choix et dimensionnement du PHP

Compte tenu des avantages du PHP, déjà évoqués, caractérisés essentiellement par l'absence de structure capillaire à l'intérieur du tube, sa définition **dans le cadre de cette étude**, et son bon fonctionnement, dépendent principalement de quatre critères (les autres, longueurs, nombre de boucles, étant fixés par la géométrie du stator) :

- Le matériau
- Le diamètre interne

– Le fluide caloporteur
– Le bouclage

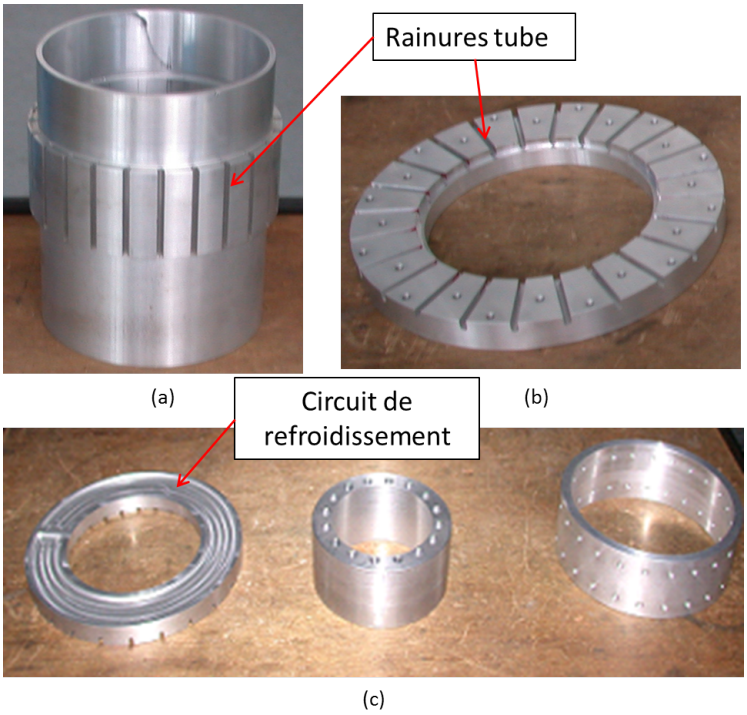


FIGURE 4.6 – Vue des pièces constituant (a) la zone évaporateur (b) la zone condenseur (c) la boîte à eau, le manchon chauffant et le système de serrage (de gauche à droite)

Ces quatre paramètres sont évidemment liés, dans la mesure où le diamètre optimal du capillaire dépend de la nature du fluide employé, et que le choix de ce dernier est également conditionné, entre autres, par le matériau utilisé pour l'enceinte. Il convient donc d'effectuer des choix suivant une certaine logique. Tout d'abord, pour garder une certaine cohérence quant aux matériaux constituant l'ensemble du système, le choix du matériau constituant le tube s'est naturellement tourné vers un alliage d'aluminium de type AM1 (dont la conductivité thermique vaut $\lambda_{Al} = 180\ Wm^{-1}K^{-1}$). En plus de limiter les pertes thermiques liées aux résistances de contact entre le PHP et l'enveloppe de la machine, il présente en outre une masse volumique et un coût moindre qu'un matériau tel que le cuivre (couramment utilisé pour les caloducs oscillants), arguments non négligeables dans l'optique d'applications industrielles.

4.4.1 Choix du fluide caloporteur

Une étape primordiale, car inhérente au bon fonctionnement d'un PHP, concerne ensuite le choix du fluide de travail, ou fluide caloporteur. Il s'appuie sur différents paramètres tels que la compatibilité chimique avec l'enceinte, aluminium en l'occurrence, de

bonnes performances thermiques et hydrauliques (chaleur spécifique élevée, faible viscosité, ...) dans le domaine de températures considéré, ou encore les risques liés à l'utilisation de certains fluides dans un contexte donné et menant à des restrictions. Nous énumérons, dans le tableau 4.2, quelques fluides fréquemment utilisés dans diverses applications.

Fluides	**Plage de températures (°C)**	**Compatibilité Al**
Acétone	0 - 120	Excellente
Eau	30 - 200	Mauvaise
Méthanol	10 - 130	Moyenne
Ethanol	0 - 130	Moyenne
N-Pentane	-20 - 120	Bonne
Amoniac	-60 - 100	Excellente

TABLE 4.2 – Spécifications d'utilisation de certains fluides dans un PHP Aluminium [43]

Compte tenu des plages de températures (tableau 4.1) rencontrées dans cette application, et de leurs propriétés thermophysiques, tous les fluides évoqués ci-dessus sont susceptibles de répondre aux contraintes de fonctionnement d'un système diphasique de ce type. Néanmoins, pour les raisons citées plus haut, certains candidats ne peuvent être retenus. L'eau, pour commencer, sous l'effet de réactions d'oxydoréduction au contact de l'aluminium, génère rapidement des gaz incondensables, détériorant de fait les performances du caloduc. Le méthanol et l'éthanol sont également susceptibles de créer des gaz incondensables au contact de la paroi, mais sur des échelles de temps plus importantes. Néanmoins, ces effets n'étant pas réellement quantifiés dans la littérature, on pourra malgré tout effectuer des essais à l'éthanol, pour ses propriétés intéressantes et sa facilité d'utilisation. Ceci étant, les fluides les plus intéressants, en terme de performances et de compatibilité fluide/matériau semblent être l'acétone, le N-pentane et l'ammoniac. Ce dernier présente cependant des inconvénients rédhibitoires pour des applications terrestres, automobiles en particulier, d'un point de vue environnemental et sécuritaire notamment. Il ne sera donc pas retenu, au même titre que le méthanol soumis également à de fortes restrictions dans le secteur de l'automobile. Finalement, nous retiendrons l'emploi de trois fluides pour les campagnes d'essais :

- Ethanol
- Acétone
- N-Pentane

4.4.2 Détermination du diamètre interne

Dans le processus de définition d'un PHP, le choix du diamètre interne représente un critère essentiel. Il s'agit en effet d'utiliser des canaux suffisamment petits pour rester à des dimensions capillaires, de sorte qu'au repos, la répartition bulles/bouchons liquides s'opère d'elle-même sur l'ensemble du tube. Cette condition dépend de l'équilibre entre les

forces de tension de surface et de gravité. Pour assurer cet équilibre, ainsi que le mécanisme de pompage caractérisé, pour le PHP en fonctionnement, par l'entraînement des bouchons liquides sous l'effet des actions d'évaporation et de condensation successives, il existe une valeur maximale du diamètre interne du tube, équivalent à une valeur critique du nombre de Bond, comme nous l'avons vu dans la partie précédente. Cette valeur, dépendant en outre des propriétés thermo-physiques du fluide considéré (tension de surface σ, masses volumiques liquide et vapeur, ρ_l et ρ_v), est déterminée dans le cas présent par :

$$D_{crit} = 2\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \tag{4.1}$$

La figure 4.7 illustre la variation de ce diamètre critique en fonction de la température pour quelques fluides caloporteurs usuels, dont l'acétone, l'éthanol et le N-Pentane. Afin d'assurer le fonctionnement du caloduc oscillant sur une plage de température suffisamment large, nous retiendrons les valeurs du diamètre critique pour une température de 100°C :

Fluides	Acétone	Ethanol	N-Pentane
Diamètre critique à 100°C (mm)	2,83	2,98	2,44

TABLE 4.3 – Diamètres critiques à 100°C des fluides caloporteurs utilisés

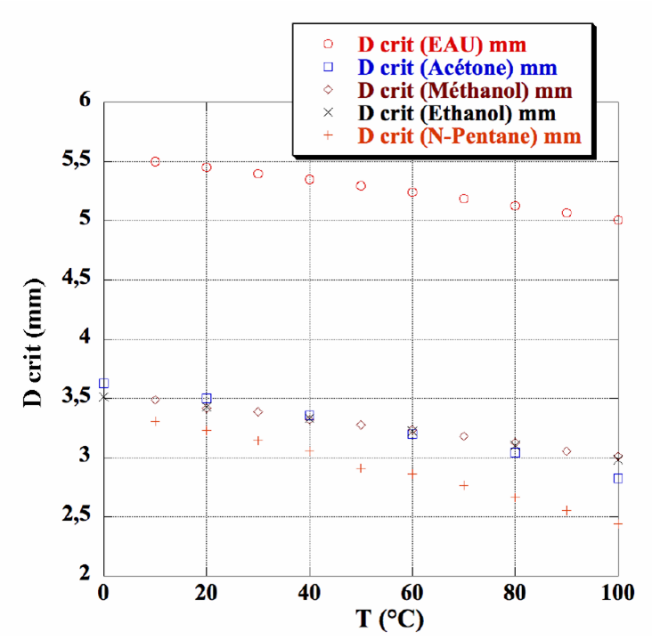


FIGURE 4.7 – Variation du diamètre critique de quelques fluides usuels en fonction de la température

Ces travaux n'ont pas pour objectif de tester différents profils de PHP. Tous les essais étant réalisés sur un seul et même tube (moyennant la variation d'autres paramètres), il est donc nécessaire de fabriquer un système susceptible de fonctionner quel que soit le fluide ou la température. Pour que les forces capillaires demeurent prédominantes dans n'importe quelle configuration, nous choisissons d'utiliser un tube dont le diamètre interne reste inférieur aux diamètres critiques de tous les fluides employés à la température de 100°C.

Il est néanmoins nécessaire de ne pas faire le choix d'un diamètre trop petit par rapport au diamètre critique, qui aurait pour conséquence de détériorer les performances du PHP, comme l'indique la littérature [33] (voir chapitre précédent). Compte tenu de cette dernière remarque, et des valeurs indiquées au tableau 4.3, **le choix s'est porté sur un tube de diamètre interne** $D_{int} = 2,4\ mm$. Pour limiter les résistances thermiques et faciliter la mise en œuvre du tube, sans compromettre sa solidité par une épaisseur trop faible, la dimension standard de 1/8 de pouce, soit 3,2 mm pour le diamètre externe a été choisie.

4.4.3 Assemblage final

L'ensemble de ces critères, résumé dans le tableau 4.4, permet la fabrication et la mise en œuvre d'un tube aux dimensions souhaitées, dont le résultat final est présenté figure 4.8, avant fixation au système. La principale difficulté liée au cintrage du tube, pourtant facilité par sa malléabilité, réside dans sa fragilité. Les multiples coudes constituant le PHP ne doivent en effet pas présenter de zone d'aplatissement, engendrant une modification de la section interne qui pourrait détériorer le fonctionnement du caloduc. On notera la présence de deux vannes (type Swagelock®), une à chaque extrémité du tube, l'une servant lors des procédures de remplissage et de mise au vide, l'autre servant à la fermeture du système, c'est à dire à l'isoler vis-à-vis de l'environnement, ou à la mise en place d'un capteur de pression absolue.

D_i **(mm)**	D_e **(mm)**	L_{totale} **(m)**	**Matériau**	**Nombre de branches**
2,4	3,2	$\sim$ 4,8	Alliage aluminium AM1	24

TABLE 4.4 – Caractéristiques principales du PHP

Finalement, après assemblage et soudage des pièces décrites dans la partie précédente, le PHP peut être intégré à l'ensemble. L'assemblage final, avant fixation au bâti et instrumentation, est présenté figure 4.9.

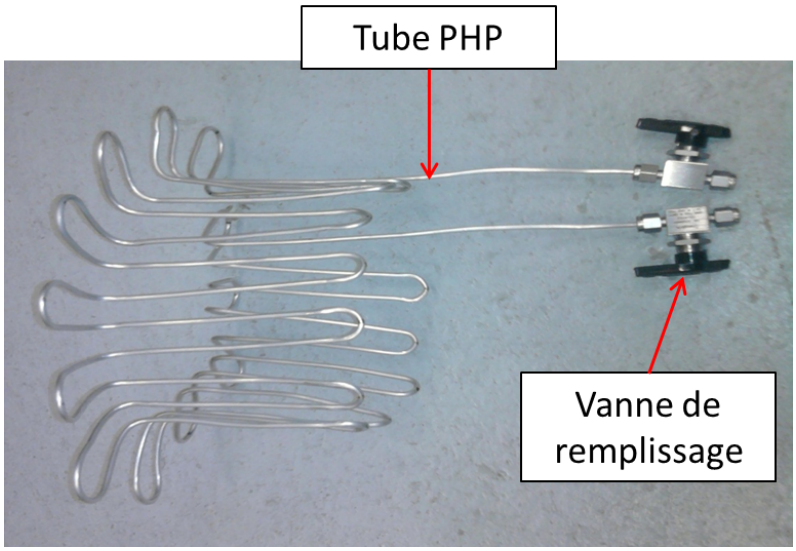


FIGURE 4.8 – Vue d'ensemble du PHP seul après cintrage

4.5 Instrumentation

4.5.1 Source chaude et source froide

L'étape suivante consiste à équiper ce prototype en instruments et en capteurs, une fois ce dernier fixé à un bâti. Pour pouvoir imposer les puissances souhaitées, seize cartouches chauffantes cylindriques type Vulstar® (de 6,5 mm de diamètre et 5 cm de longueur, tension nominale 230 V), permettant de simuler la dissipation d'énergie du stator, sont insérées dans les emplacements du barillet prévus à cet effet (figure 4.9). Ces cartouches sont reliées à une alimentation, permettant de réguler la puissance, par l'intermédiaire d'un boîtier électrique intégré au banc expérimental. L'architecture des branchements en parallèle est présentée sur la figure 4.10. On distingue clairement quatre groupes de cartouches (quatre cartouches par groupe), montés en parallèle. Cette disposition pourrait permettre, ultérieurement, d'imposer des flux non uniformes au système, en injectant des surchauffes locales. En outre, la mesure de la tension U aux bornes du shunt permet de déduire la puissance réellement injectée : $Q = U.I$.

La chaleur injectée à l'évaporateur via ces cartouches chauffantes est extraite au niveau du condenseur par un circuit de refroidissement, caractérisé par l'écoulement d'un fluide secondaire composé d'un mélange d'eau et de glycol. Ce dernier entre et sort de l'élément de forme annulaire constituant le condenseur, après en avoir fait le tour (figure 4.10). Ce circuit est alimenté par un cryothermostat (type Huber®CC 450), permettant de fixer et de maintenir ce fluide secondaire à la température de consigne souhaitée T_{cryo} (stabilisée à $\pm$ 0,1°C près), la seule accessible au réglage (bien qu'il serait judicieux d'imposer une température de référence dans la zone adiabatique).

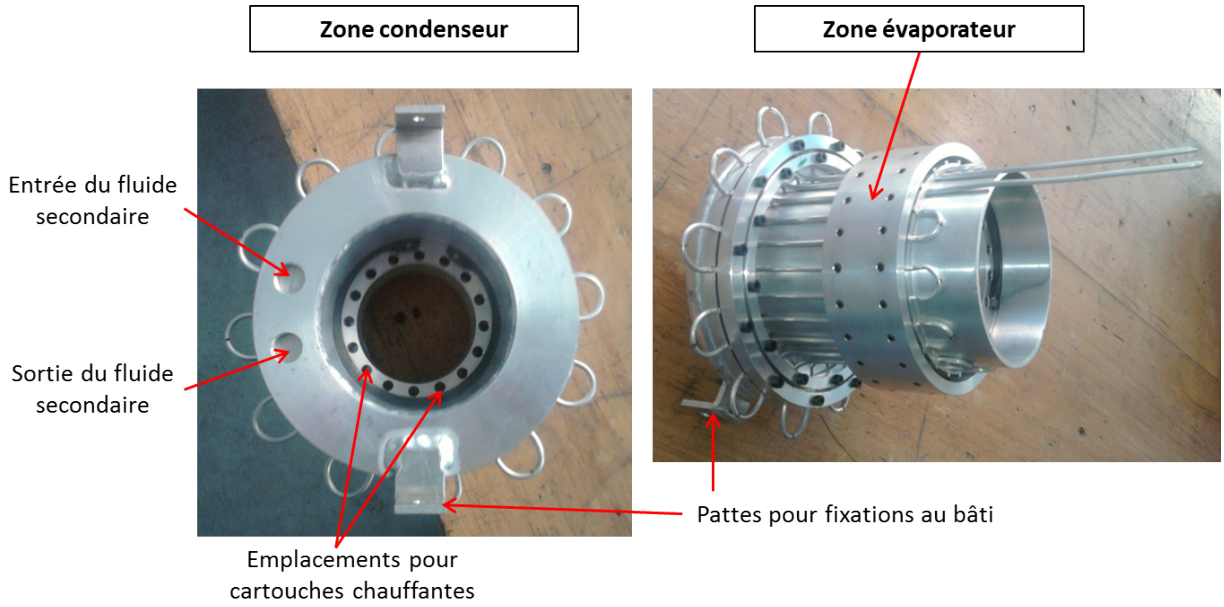


FIGURE 4.9 – Vue d'ensemble du système PHP/bâti/source froide après assemblage

4.5.2 Mesures de températures

Les conditions aux limites ainsi fixées, nous allons chercher à connaître la capacité de ce système à extraire la puissance injectée pour une certaine différence de température entre l'évaporateur et le condenseur, et ainsi déterminer la conductance globale de ce système. Pour cela, il sera équipé d'un ensemble de capteurs de températures, thermocouples de type T (couple cuivre/constantan), en contact avec la paroi du tube, dont la répartition sur une branche de PHP est illustrée en fin de paragraphe, figure 4.14. Les mesures de températures sont effectuées par intervalles de cinq secondes.

Au niveau des tubes, trois thermocouples sont fixés dans la zone évaporateur, quatre branches étant instrumentées. Pour se faire, les baguettes de serrage ont été préalablement percées à trois endroits, pour y glisser chacune des gaines de thermocouple. A l'intérieur des baguettes (partie concave servant à appuyer sur le tube PHP), des petites rainures, jouxtant chaque perçage, ont été réalisées afin d'accueillir les fils des thermocouples (2/10 de millimètre d'épaisseur), recourbés au fond de la cavité (illustration figure 4.11). Deux thermocouples sont fixés de la même façon dans la zone condenseur. Enfin, dans la zone adiabatique, deux thermocouples sont également mis en place, mais directement soudés au tube. On dispose donc de 7 thermocouples par branche, chacun d'eux étant globalement équidistant l'un de l'autre. On note que cette répartition, décrite ici pour une branche du PHP, est également appliquée à trois autres branches, soit quatre en tout sur un total de 24. Le choix de cette répartition tient avant tout de la volonté de limiter le nombre de fils et aussi faciliter l'acquisition des données. Le barillet est également équipé de quatre thermocouples gainés type T, chacun disposé entre deux cartouches chauffantes, permettant de connaître la température réellement imposée à l'évaporateur, au niveau de la source chaude. La répartition de ces capteurs, ainsi que des quatre branches instrumentées, est

illustrée sur la figure 4.12.

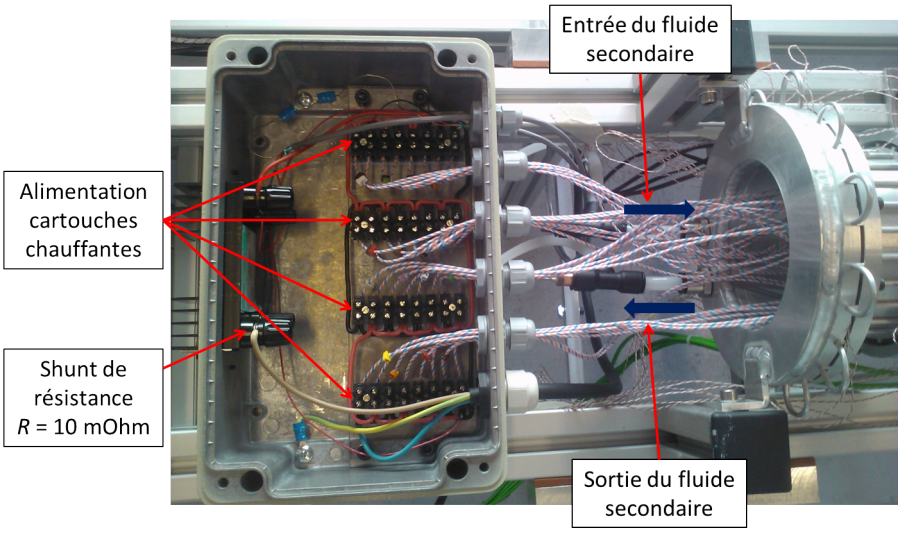


FIGURE 4.10 – Boîtier électrique et circuit de refroidissement du condenseur

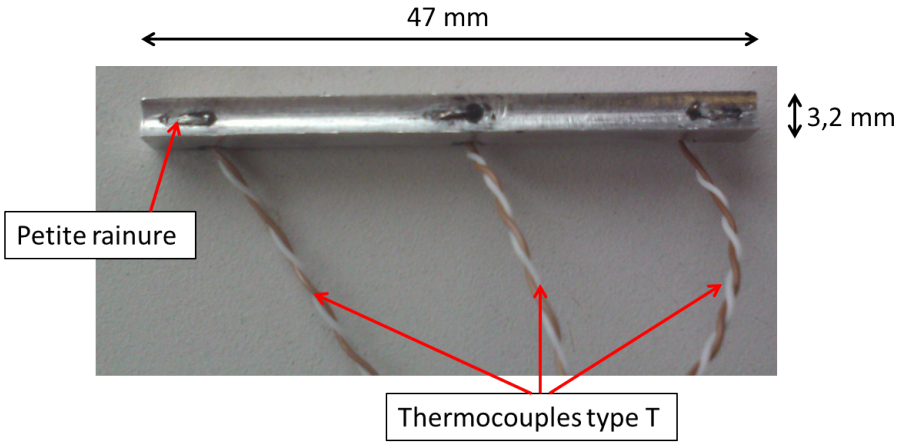


FIGURE 4.11 – Baguette de serrage de la zone évaporateur

4.5.3 Mesures de pression

Dans le contexte présent, des mesures intrusives de pression, directement au cœur de l'écoulement, ne sont pas envisageables, compte tenu de la faible épaisseur du tube (0,4 mm) et de la fragilité du matériau utilisé. Ce type de mesures mettrait en péril l'étanchéité du système rendant inévitable l'apparition de fuites. Néanmoins, un capteur de pression absolue, relié à l'une des deux vannes, a été installé. Sa présence permet de vérifier le bon déroulement des procédures de réalisation du vide au sein du tube, et donc l'absence de fuite. Il permet en outre de s'assurer, en comparant les niveaux de pression relevés aux

courbes de saturation des fluides considérés, que des gaz incondensables n'apparaissent pas, pendant le remplissage et au fil des essais. La plage de mesure de ce capteur est de 0 à 10 bars.

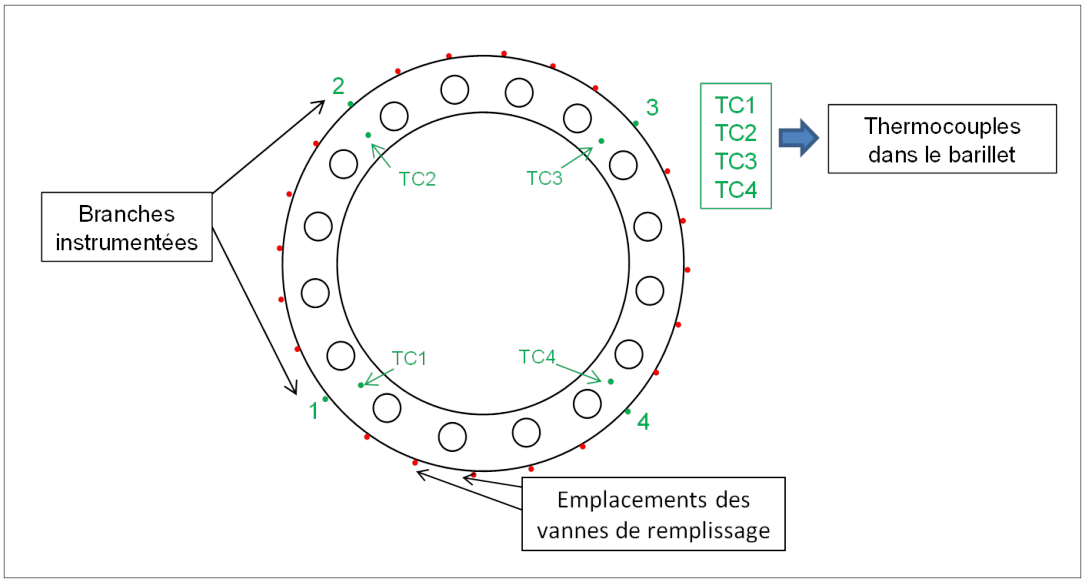


FIGURE 4.12 – Vue en coupe de la zone évaporateur, positions des branches instrumentées

4.5.4 Orientation du caloduc oscillant

Parmi les paramètres testés dans le cadre de cette étude, on trouve l'influence de l'angle d'inclinaison sur le fonctionnement du système. L'objectif étant, dans un premier temps, purement qualitatif, trois orientations sont explorées, comme l'illustre la figure 4.13 : horizontale (0°), verticale favorable (+90°, avec l'évaporateur sous le condenseur) et verticale défavorable (-90°, avec l'évaporateur au-dessus du condenseur). Pour cela, le dispositif expérimental est équipé d'un axe de rotation permettant de changer l'orientation de l'ensemble du système en le faisant pivoter manuellement.

Un aparté peut être nécessaire concernant la disposition horizontale, et l'ambiguïté que dégage ce terme. Compte tenu de la géométrie 3D, et de la forme non symétrique et relativement complexe du système considéré (forme cylindrique, condenseur perpendiculaire au reste du système et disposé en collerette...), il est en effet impossible de se situer en pure condition horizontale. Selon sa position dans le tube, le fluide est tantôt assisté par la gravité, tantôt contre celle-ci. On parlera donc de disposition horizontale lorsque l'axe de symétrie du cylindre est lui-même horizontal, positionnant ainsi les zones évaporateur et condenseur globalement au même niveau.

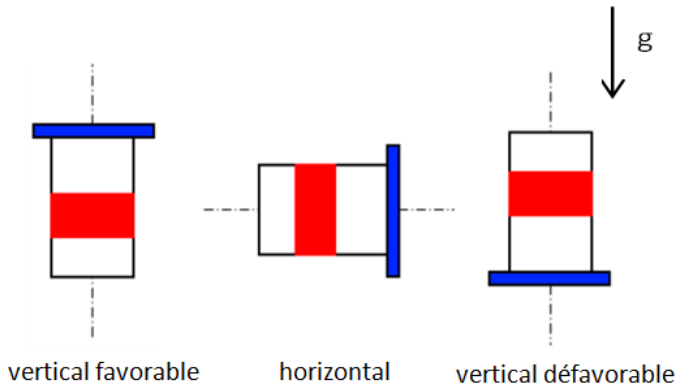


FIGURE 4.13 – Orientations du système : (a) vertical favorable (b) horizontal (c) vertical défavorable

4.5.5 Acquisition des mesures et sécurité

L'ensemble des capteurs décrits dans les paragraphes précédents est relié à une centrale d'acquisition type Agilent 34970A, elle-même connectée à un ordinateur par lequel les données sont collectées. Cette centrale effectue des balayages de l'ensemble des signaux issus de chaque capteur (de températures et de pression), à intervalles de temps réguliers (cinq secondes).

La collecte, l'enregistrement et le traitement de ces données est effectué par une interface de communication réalisée sous le logiciel LabView®, commandant également les différents éléments composant le banc expérimental (puissance imposée par l'alimentation électrique, température de sécurité, température du cryothermostat). Cette procédure permet de piloter et d'automatiser chaque essai, passer d'un échelon de puissance à un autre, et visualiser en temps réel l'évolution des signaux issus de chaque thermocouple, et donc le comportement du caloduc oscillant.

Cette interface de communication gère en outre l'arrêt des essais (arrêt de l'alimentation électrique et des acquisitions), lorsque l'ensemble des mesures programmées a été effectué, ou bien lorsque la température de sécurité est atteinte. Cette dernière, entrée dans le logiciel par l'utilisateur, est fixée à $T_{secu} = 120^{\circ}C$. Cette valeur a été choisie de manière à assurer la tenue thermique de l'ensemble des éléments constituant le banc expérimental, mais également de rester dans la plage de pressions tolérées par le capteur (0 à 10 bars), et enfin (et surtout) de ne pas atteindre des pressions excessives au sein du caloduc [2], l'enveloppe de ce dernier étant de faible épaisseur (0,4 mm). Par mesure de précaution, le banc expérimental dispose également d'un boîtier de sécurité, dont la température de consigne est fixée à 125°C. A ce boîtier sont reliés quatre autres thermocouples, ceux-ci de type K, chacun étant implanté dans le barillet entre deux cartouches chauffantes, de la mêmes façon que les capteurs destinés aux mesures (figure 4.12). Si l'un d'eux atteint la température limite de 125°C (en supposant un disfonctionnement préalable de l'inter-

2. On observe, sur la courbe de saturation du N-Pentane, des pressions de l'ordre de 9 bars pour une température de 120°C.

face de communication), le boîtier de sécurité, également relié à l'alimentation électrique, stoppe automatiquement cette dernière.

L'ensemble des éléments constituant le banc expérimental, et les communications existant entre chacun d'eux, est schématisé sur la figure 4.14.

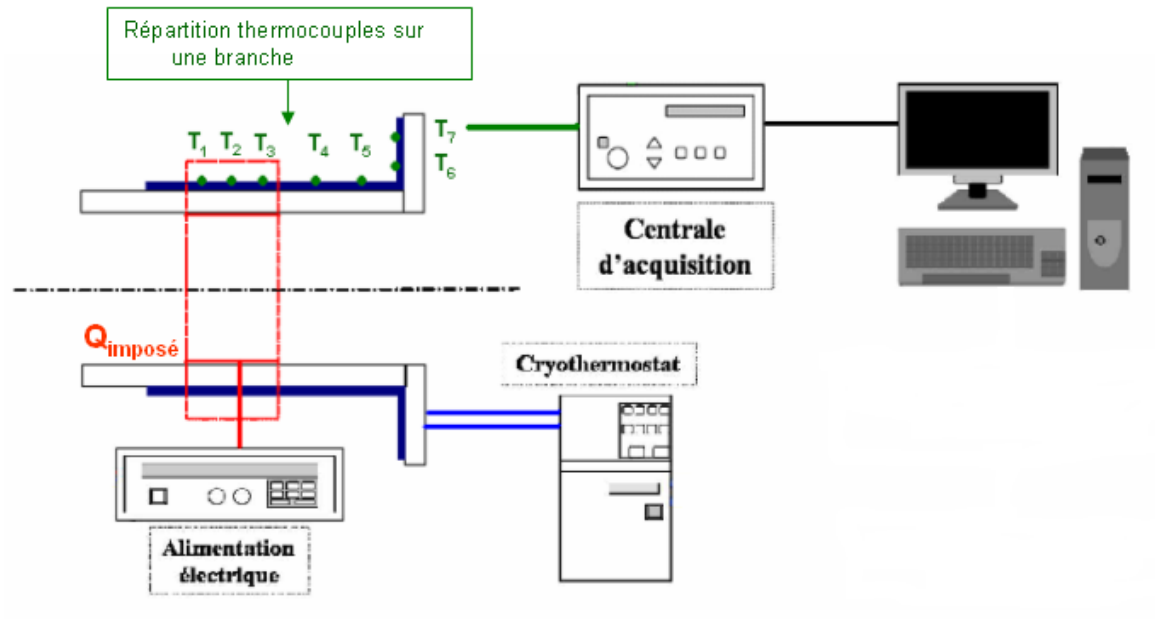


FIGURE 4.14 – Schéma global du dispositif expérimental

4.6 Essais de caractérisation et travaux préliminaires

4.6.1 Procédure de calcul et paramètres testés

Les différents éléments et instruments décrits précédemment, équipant le système, permettent le déroulement des essais de caractérisation de ce dernier. L'objectif étant, dans un premier temps, d'observer ses performances d'un point de vue qualitatif, sous différentes conditions opératoires, il s'agira donc d'observer l'évolution de la conductance thermique globale G_{th} de l'ensemble du système équipé du caloduc oscillant. Cette conductance, déterminée en fonction de la puissance imposée $P_{imposée}$, en régime stationnaire, est calculée comme suit :

$$G_{th} = \frac{P_{imposée}}{\overline{T}_{evap} - \overline{T}_{cond}} \tag{4.2}$$

où $\overline{T}_{evap}$ et $\overline{T}_{cond}$ représentent respectivement la température moyenne à l'évaporateur et au condenseur. Comme explicité dans le paragraphe précédent, sur une branche, 3 thermocouples sont présents dans la zone évaporateur, 2 dans la zone condenseur et 4 branches

sont instrumentées. Au total, la zone évaporateur est donc constituée de 12 thermocouples et la zone condenseur de 8 thermocouples. Les températures moyennes de chaque zone peuvent donc s'écrire :

$$\overline{T}_{evap} = \frac{1}{12}\sum_{i}^{12} T_{evap,i} \tag{4.3}$$

$$\overline{T}_{cond} = \frac{1}{8}\sum_{i}^{8} T_{cond,i} \tag{4.4}$$

Pour chacun des essais réalisés, cette conductance est déterminée à chaque incrément de puissance (de 50 W typiquement), l'ensemble des paramètres testés étant résumé comme suit :

- Puissance nette imposée à l'évaporateur
- Température du fluide secondaire T_{cryo}
- Angle d'inclinaison
- Taux de remplissage
- Bouclage ou non du PHP.

On notera finalement que cette conductance thermique globale G_{th} du système comprend en parallèle, d'une part, la contribution, dans les transferts, du PHP proprement dit (G_{PHP}), et d'autre part la conduction à travers l'enveloppe du système (comprenant le carter et le tube en aluminium constituant le caloduc) G_{cond}, défini plus loin, de sorte que :

$$G_{th} = G_{PHP} + G_{cond} \tag{4.5}$$

4.6.2 Isolation thermique et essais réalisés à vide

L'ensemble des campagnes d'essais réalisées dans le cadre de cette thèse l'ont été non sans avoir au préalable isolé de l'environnement extérieur l'ensemble du système, afin de minimiser les pertes thermiques. Tout d'abord, on notera que le bloc constituant le système repose uniquement, du côté de l'évaporateur, sur une pièce en Ertalon (de conductivité $\lambda = 0,3\ Wm^{-1}K^{-1}$ à 23°C), comme l'illustre la figure 4.15, de sorte à minimiser le pont thermique avec le bâti. On notera en outre que la fixation du système au bâti est effectuée du côté du condenseur, sur deux montants verticaux. Ensuite, le PHP a été enveloppé dans son ensemble (zones évaporateur intérieure et extérieure, adiabatique et condenseur) par une couche d'isolant constituée de laine de roche (figure 4.15), de conductivité thermique : $\lambda \approx 0,04\ Wm^{-1}K^{-1}$.

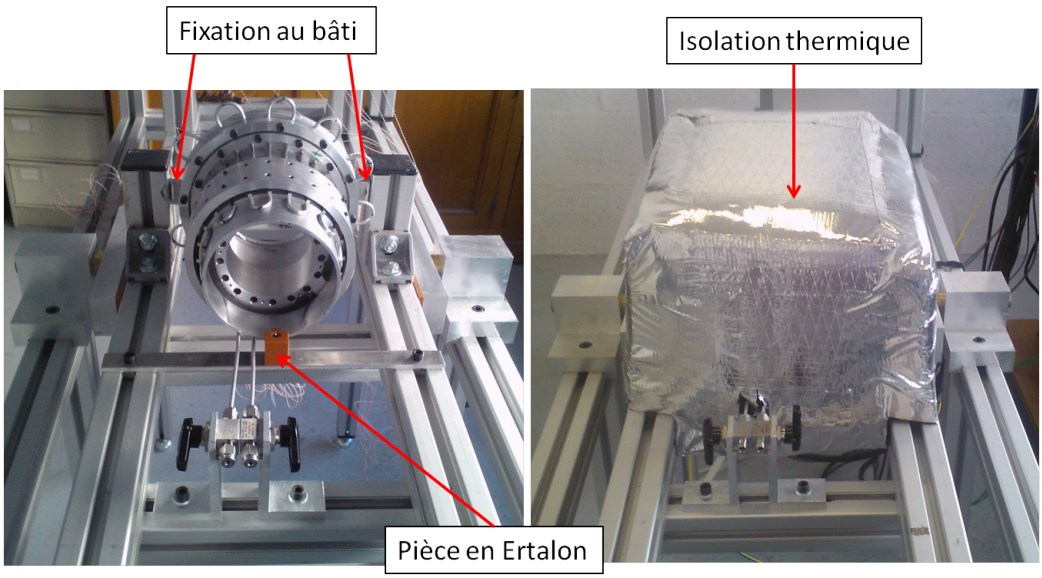


FIGURE 4.15 – Vues du système avant et après isolation

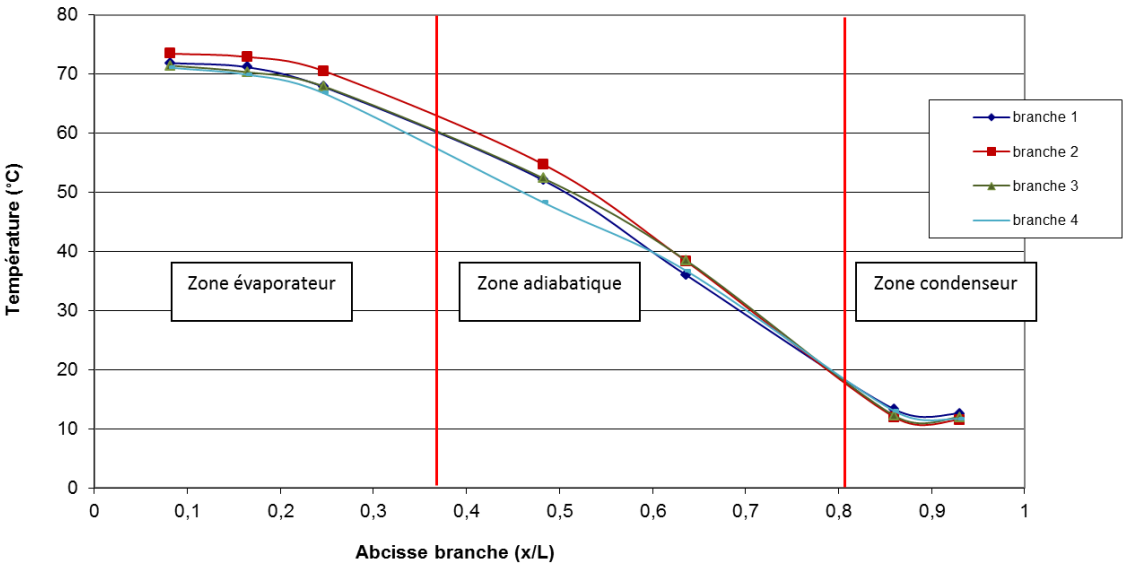


FIGURE 4.16 – Profils de températures pour un essai à vide ($P_{imposée} = 100\ W$, $T_{cryo} = 10^{\circ}C$, horizontal)

Partant de ces considérations, des essais à vide ont été réalisés, de façon à tester l'efficacité de cette isolation, ainsi que d'examiner le comportement du système en condition de conduction pure. A titre d'exemple, la figure 4.16 illustre la distribution de températures le long de chaque branche, une fois le régime permanent atteint. Si les températures sont globalement homogènes d'une branche à l'autre, on note néanmoins des écarts en certains points, particulièrement dans la zone adiabatique. L'imperfection et la non régularité des contacts entre le PHP et l'enveloppe du système dans cette zone pourraient constituer un

élément d'explication. Néanmoins, bien que toutes ces précautions permettent de s'assurer que le flux thermique injecté est principalement transféré par le système, il est difficile de savoir quelles sont les parts réelles de flux transféré par le PHP, par conduction, ou avec l'air ambiant par pertes thermiques, malgré l'isolation. Une procédure s'avère nécessaire pour évaluer ces différentes contributions.

4.6.3 Evaluation des pertes thermiques

On notera que la valeur des conductances G_{th} calculées ici et décrites précédemment tient compte d'un facteur correctif, relatif aux pertes thermiques avec le milieu ambiant. Il est effectivement nécessaire, afin d'obtenir des valeurs de conductances effectives, de connaître la puissance réellement transférée par le système complet (système diphasique + conduction dans l'enveloppe). Si l'on effectue un bilan thermique global sur le système (figure 4.17), on peut considérer qu'une puissance appliquée au niveau de l'évaporateur sera transférée vers la zone condenseur d'une part via le système diphasique mis en place (G_{PHP}), mais également par conduction (G_{cond}), et enfin (dans une moindre mesure) vers le milieu ambiant par convection (G_{pertes}), malgré l'enveloppe isolante.

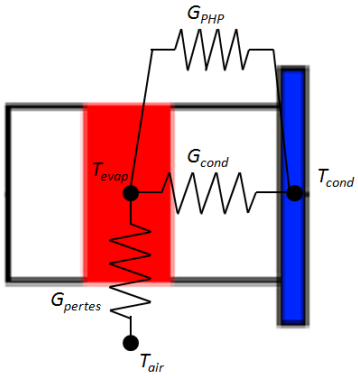


FIGURE 4.17 – Bilan thermique global sur le système

Cependant, pour évaluer les conductances G_{cond} et G_{pertes}, nous considérons dans un premier temps le système à vide, c'est à dire sans fluide caloporteur. La conduction G_{PHP} n'intervient donc pas dans les calculs, et la relation permettant de traduire au mieux ce bilan est alors la suivante :

$$P_{imposée} = G_{cond}(\overline{T}_{evap} - \overline{T}_{cond}) + G_{pertes}(\overline{T}_{evap} - T_{air}) \tag{4.6}$$

Un calcul analytique permet de donner une première approximation sans doute insuffisante de G_{cond}, avec :

$$G_{cond} = \frac{\lambda_{Al} S_{tot}}{L} \tag{4.7}$$

où S_{tot} représente la section totale du système (carter + PHP, soit $S_{tot} = S_{carter} + S_{PHP} = 1,11.10^{-3} m^2$), et $L = \frac{L_e}{2} + L_a + \frac{L_c}{2} = 0,104\ m$, avec les valeurs données dans les tableaux 4.1 et 4.4. La valeur obtenue avec cette procédure est : $G_{cond} = 1,91\ W.K^{-1}$. Un modèle nodal conductif, établi en régime permanent, permet de vérifier cette valeur. Pour cela, chaque zone le long du caloduc oscillant est discrétisée, et la résistance entre deux nœuds est calculée à partir de la valeur donnée par l'équation précédente. Des termes sources sont appliqués à chaque nœud de la zone évaporateur, et une température (T_{cryo}) est imposée à chaque nœud de la zone condenseur comme condition aux limites, comme l'illustre le schéma 4.18.

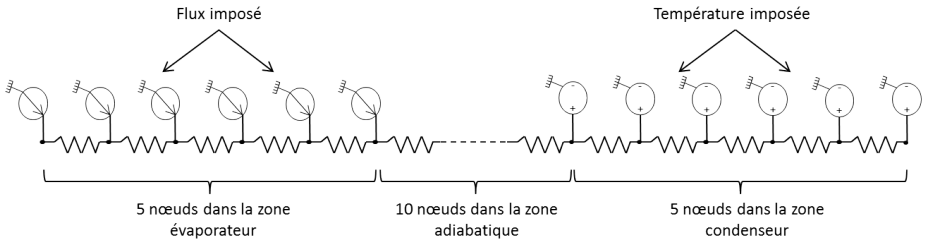


FIGURE 4.18 – Schéma du modèle nodal conductif du système

Les résultats issus de ce modèle sont comparés avec les profils conductifs obtenus expérimentalement dans les mêmes conditions (figure 4.16). On observe un décalage important (d'une quinzaine de degrés) dans la zone évaporateur, entre les profils expérimentaux et le modèle (figure 4.19), indiquant que la conductance donnée par l'équation (4.7), semble surestimer la valeur réelle de G_{cond}.

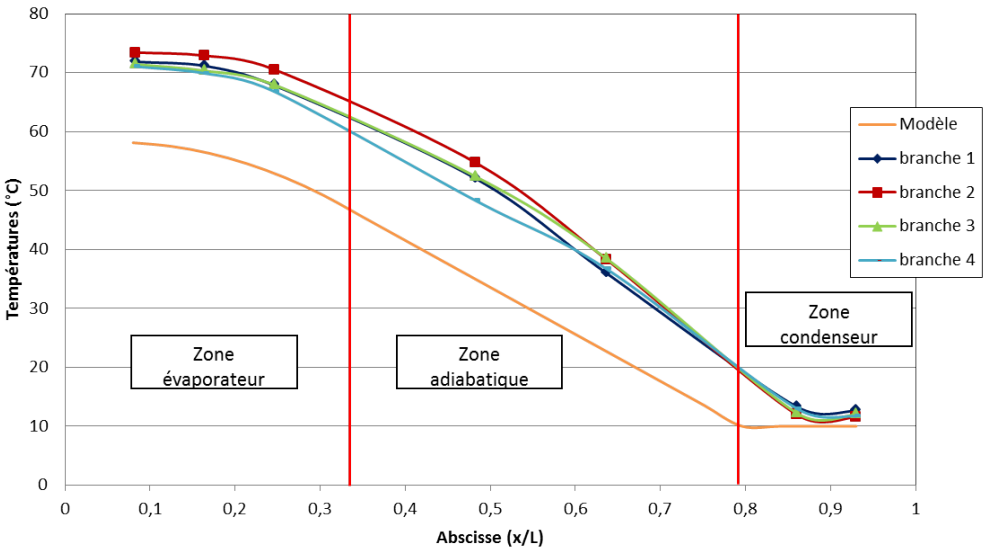


FIGURE 4.19 – Comparaison d'un modèle conductif avec les profils de températures pour un essai à vide ($P_{imposée} = 100\ W$, $T_{cryo} = 10^{\circ}C$, horizontal)

Afin d'affiner cette valeur, en évaluant notamment les pertes thermiques (G_{pertes}), une autre procédure, basée sur une série d'essais expérimentaux réalisés à vide, se révèle nécessaire. Cette procédure, explicitée en annexe B, permet d'estimer le plus précisément possible les deux coefficients de l'équation (4.6), G_{cond} et G_{pertes}, et donc les parts de flux thermiques réellement transférées par conduction et cédées vers le milieu ambiant. De cette façon, les valeurs obtenues sont :

$$G_{cond} = 1,59\ W.K^{-1} \tag{4.8}$$

$$G_{pertes} = 0,079\ W.K^{-1}$$

Cette valeur corrigée et ajustée de G_{cond} est de nouveau appliquée au modèle nodal. La comparaison avec les données expérimentales, issue de cette correction, est illustrée sur la figure 4.20. On notera quelques différences entre les profils expérimentaux et le modèle, pouvant s'expliquer par le faible nombre de points de mesures expérimentales, dans la zone adiabatique notamment. Néanmoins, les niveaux de températures de la zone évaporateur, obtenus via le modèle, concordent désormais avec les valeurs obtenues expérimentalement, jugeant de fait de la pertinence des valeurs estimées de G_{cond} et G_{pertes}. On tiendra compte ainsi des pertes thermiques dans le calcul des conductances, au cours des différentes campagnes d'essais, de façon à traduire le flux réellement transféré par le système. L'équation (4.2) pourra donc s'écrire :

$$G_{th} = \frac{P_{imposée} - P_{pertes}}{\overline{T}_{evap} - \overline{T}_{cond}} \tag{4.9}$$

où $P_{pertes} = G_{pertes}(\overline{T}_{evap} - T_{air})$.

A titre d'exemple, la figure 4.21 illustre la contribution, en pourcentage du flux imposé, des différents transferts (système diphasique, conduction dans le système, pertes vers le milieu ambiant) au cours d'un essai type.

Quelle que soit la puissance, les pertes thermiques n'excèdent pas 2% du flux imposé. Avant le démarrage du système diphasique, c'est à dire avant que ne s'amorcent les oscillations, les transferts se font uniquement par conduction. A mesure que la puissance imposée augmente, la part occupée par le système diphasique dans les transferts thermiques est de plus en plus importante.

Le système ainsi caractérisé, les essais proprement dits peuvent débuter. Cela nécessite d'effectuer un remplissage du caloduc oscillant avec le fluide caloporteur. Cette procédure de remplissage répond à une démarche bien spécifique.

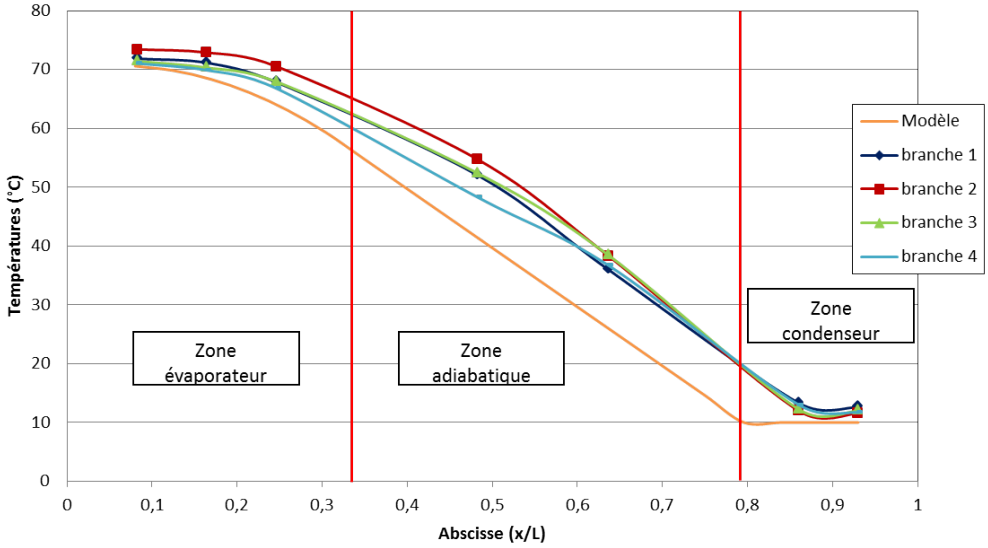


FIGURE 4.20 – Comparaison du modèle corrigé avec les profils de températures pour un essai à vide ($P_{imposée} = 100\ W$, $T_{cryo} = 10^{\circ}C$, horizontal)

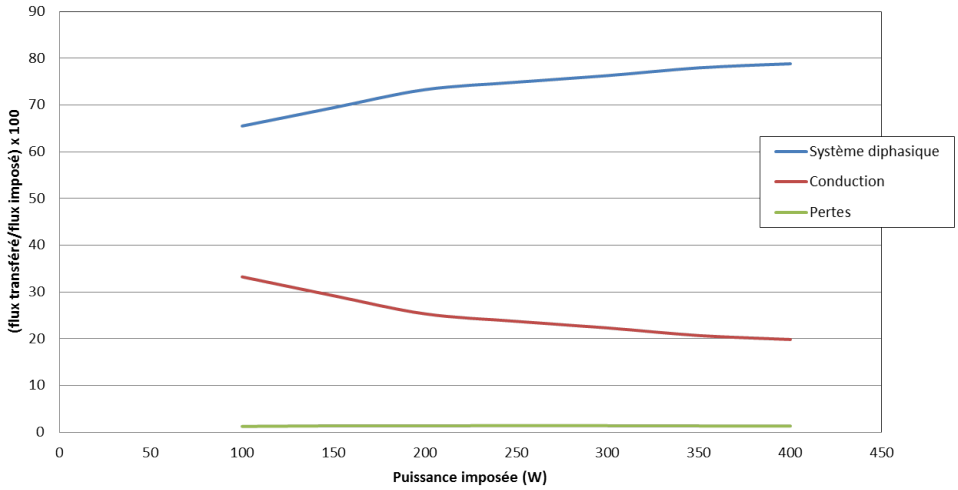


FIGURE 4.21 – Contribution des différents transferts thermiques en fonction du flux imposé au cours d'un essai classique (Ethanol, $TR = 50\%$, $T_{cryo} = 10^{\circ}C$, horizontal)

4.6.4 Procédure de remplissage

Après les premiers essais de caractérisation du système réalisés à vide, l'analyse qualitative des performances proprement dites du système de refroidissement nécessite au préalable de remplir le caloduc avec la masse de fluide souhaitée. Cette dernière est en fait déterminée par le taux de remplissage, correspondant au volume de fluide injecté dans le tube, rapporté au volume interne total du tube $V_{tot} = 21,8\ cm^3$. Ce volume, déterminé à la température de référence (ici 20°C), tient compte d'un « volume mort » (matérialisé

sur la figure 4.22), correspondant à la zone de tube située entre les vannes de remplissage et l'évaporateur. Ce paramètre taux de remplissage, TR, testé dans le cadre de cette étude, est déterminant dans le fonctionnement du caloduc oscillant, et nécessite donc une procédure de remplissage précise et rigoureuse. Il faut en effet que la quantité de fluide désirée soit bien introduite dans le caloduc, en s'assurant de l'absence de gaz incondensables. Les masses nécessaires pour chaque fluide et chaque taux de remplissage sont indiquées en annexe C. La réalisation du remplissage nécessite différents éléments, illustrés sur la figure 4.22 :

- Une turbopompe à vide munie d'un détecteur de fuite à hélium
- Un volume tampon, constitué d'un réservoir cylindrique en cuivre muni d'une vanne (vanne 3 sur la figure 4.22)
- Un raccord en T muni d'une vanne (vanne 2 sur la figure 4.22) pour réaliser le circuit de remplissage
- Une balance numérique dont la précision de mesure est de 0,1 g.

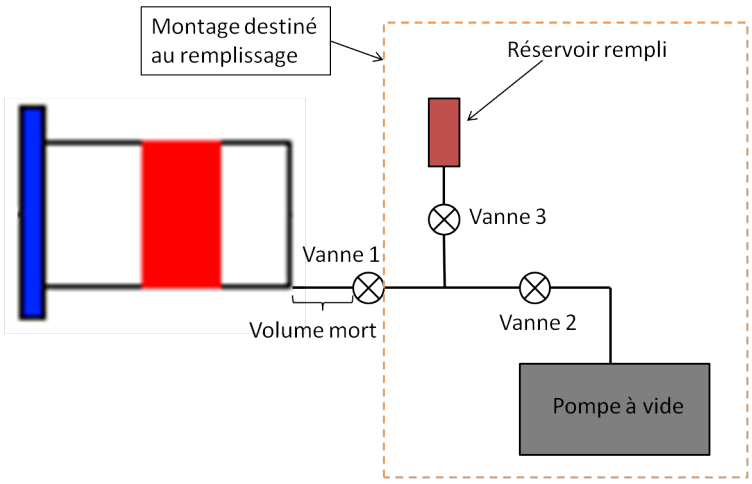


FIGURE 4.22 – Procédure de remplissage du caloduc oscillant

La première étape consiste à faire le vide dans le caloduc (mais également dans le réservoir cylindrique), à l'aide de la pompe à vide, et de s'assurer de l'étanchéité de celui-ci. Pour cela, la turbopompe dispose d'un détecteur de fuite mesurant un flux de molécules d'hélium, appelé taux de fuite, dont l'unité de mesure est $mbar.ls^{-1}$. Des décharges d'hélium, sous formes de pulvérisations permettant de localiser une éventuelle fuite, sont alors appliquées au niveau des raccords du montage. Si la valeur affichée par le détecteur ne dépasse pas un certain seuil, fixé à 10^{-8} $mbar.ls^{-1}$, l'étanchéité de ce montage est alors vérifiée. Dans le cas contraire, le ressérage de certains raccords peut être nécessaire.

Un volume de liquide est ensuite injecté dans le réservoir cylindrique préalablement vidé. Celui-ci est soumis à plusieurs cycles de dégazage (consistant en des évaporations et condensations successives du fluide qu'il contient), à l'aide d'un décapeur thermique.

Cette étape a pour objectif d'ajuster la masse de fluide à la valeur souhaitée, mais également d'extraire les gaz incondensables succeptibles d'exister dans le volume tampon. Le réservoir est pesé à chaque cycle à l'aide de la balance numérique, jusqu'à atteindre la masse de fluide voulue.

Ce même réservoir est ensuite placé verticalement entre la vanne 1 (liée au caloduc) et la vanne 2 (liée à la pompe à vide). La pompe à vide permet, une nouvelle fois, de faire le vide et de s'assurer de l'étanchéité du montage destiné au remplissage. Cette étape effectuée, la vanne 2 est alors fermée, et le réservoir est chauffé, de sorte à augmenter la pression du fluide qu'il contient. Parallèlement, le caloduc est refroidi par le cryothermostat afin de permettre au fluide de se recondenser au moment du remplissage. Tout en continuant à chauffer, la vanne 3 est ouverte, libérant le fluide, sous forme de vapeur, qui vient se recondenser dans le caloduc oscillant. La vanne 1 est alors refermée, indiquant la fin de la procédure de remplissage. Le réservoir est à nouveau pesé pour s'assurer que la totalité du fluide présent dans le réservoir a été transféré dans le caloduc oscillant. La procédure ainsi terminée, des essais de caractérisation du fonctionnement du PHP rempli sont désormais possibles.

4.6.5 Evaluation des incertitudes de mesure

A chaque mesure de température T est associée une incertitude-type, notée $u(T)$ (« u » pour « uncertainty » en anglais), et donc une variance $u^2(T)$. Les incertitudes de mesures de températures étant liées à différents éléments, cette variance peut s'exprimer de la manière suivante :

$$u^2(T) = u^2_{centrale} + u^2_{capteur} \tag{4.10}$$

Chacune de ces variances se rapporte à une incertitude de mesure liée à :

- **La centrale d'acquisition**

  La centrale d'acquisition utilisée, de type Agilent 34970A, dispose d'une spécification, fournie par le fabricant, concernant la précision de la mesure effectuée pour tous les types de capteurs de températures. Pour les thermocouples de type T, utilisés ici, cette précision est de 1°C, pour des mesures comprises dans l'intervalle -100°C à 400°C. Cette précision inclue l'erreur associée à la compensation de soudure froide de la centrale, l'erreur de commutation et l'erreur de conversion de la tension de sortie en température. La formule permettant d'exprimer cette variance, préconisée par la norme AFNOR, est $u^2 = \frac{a^2}{3}$, où a est la précision de grandeur mesurée, donc la température T dans le cas présent. On a donc :

$$u^2_{centrale} = \frac{(1)^2}{3} \tag{4.11}$$

– **Le capteur de température**

D'après les tables de références internationales, concernant les thermocouples de type T, la précision est de 1°C sur une plage de températures de -40°C à +133°C. La variance associée à cette précision suit une loi normale, c'est à dire :

$$u^2_{capteur} = \frac{(1)^2}{9} \tag{4.12}$$

Compte tenu des expressions de ces trois variances, l'équation (4.10) donne finalement une incertitude-type de :

$$u(T) = 0,67^{\circ}C \tag{4.13}$$

4.6.6 Premiers résultats

Les essais évoqués plus haut visaient d'une part, avant remplissage, à observer le comportement général et le bon fonctionnement de l'ensemble des instruments équipant le système (thermocouples, cartouches chauffantes, boucle de refroidissement...), d'autre part à tester l'isolation du système et quantifier les pertes. En s'appuyant sur la procédure décrite, un premier remplissage à l'éthanol, $TR = 50\%$, permet d'observer les premières caractéristiques de fonctionnement du PHP, et de dégager déjà certaines tendances générales, telle que l'amélioration évidente des performances par rapport à la conduction pure s'opérant pour le carter (cylindre/flasque).

La figure 4.23 illustre un essai complet réalisé en plusieurs paliers de puissances (de 100 W à 400 W par pas de 100 W), en configuration horizontale. La température de source froide est fixée à $T_{cryo} = 0^{\circ}C$ [3]. Les courbes illustrent les variations des températures moyennes de chaque branche dans la zone évaporateur. A chaque palier de puissance, on observe une période transitoire pendant laquelle les températures dans chaque branche augmentent, jusqu'à atteindre un régime dit permanent, pour lequel les températures fluctuent autour d'une valeur constante. Comme le confirmeront les essais réalisés par

3. Cette température de source froide sera remplacée systématiquement dans la suite par $T_{cryo} = 10^{\circ}C$, en raison d'une condensation excessive et des risques engendrés par la proximité du boîtier électrique.

la suite, la puissance maximale pouvant être atteinte est d'environ 400 W. Au-delà, la température à l'intérieur du barillet dépasse la température de sécurité, et l'expérience s'arrête automatiquement (cercle rouge sur la figure).

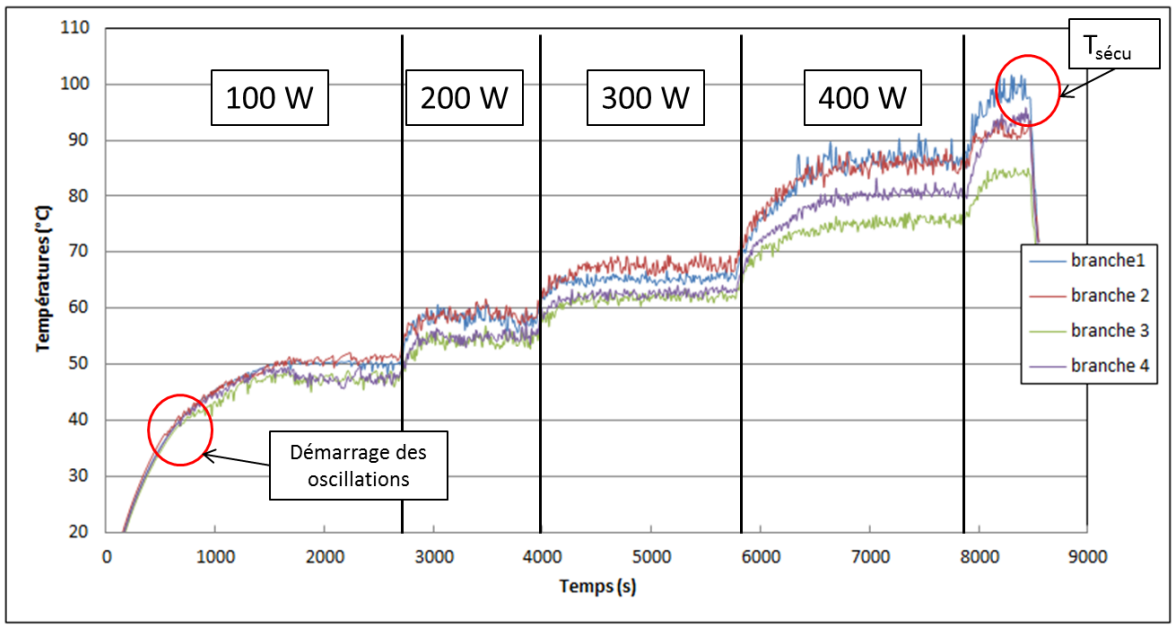


FIGURE 4.23 – Evolution transitoire des températures dans la zone évaporateur (Ethanol, $TR = 50\%$, $T_{cryo} = 0^{\circ}C$, horizontal)

L'observation de ces courbes permet également de mettre en évidence l'existence d'oscillations du fluide dans les tubes, caractéristiques du fonctionnement d'un PHP. La figure 4.24 présente un zoom sur le palier à 100 W, au cours duquel l'amorçage des oscillations a lieu. On remarque que si ces dernières apparaissent aux alentours de 40°C, elles ne démarrent pas toutes en même temps d'une branche à l'autre. Les premières oscillations apparaissent dans la branche 2 vers 500 secondes environ. La branche 1 est la dernière à être activée. Ce constat témoigne d'une répartition initiale du fluide caloporteur non homogène sur l'ensemble des branches constituant le caloduc oscillant.

Pour un essai identique, la figure 4.25, montrant la distribution de températures sur l'ensemble du système, met en avant la différence entre un caloduc rempli et un caloduc vide (donc en conduction pure). Les températures présentées sont moyennées sur une centaine de balayages successifs en régime permanent, pour le palier de 100 W. Pour une configuration donnée (puissance imposée, taux de remplissage, ...), la présence du fluide caloporteur dans le PHP permet de diminuer d'environ 10°C la température de la zone évaporateur. Sous un point de vue différent, la figure 4.26 montre la conductance globale (calculée avec la relation (4.9)), pour différentes puissances et températures de sources froides. De cette observation, certaines tendances semblent se dégager :

– Amélioration évidente des performances avec un PHP rempli

- Augmentation des conductances avec la puissance transférée
- Augmentation des conductances avec la température de source froide
- Convergence des conductances vers une valeur asymptotique en augmentant la puissance.

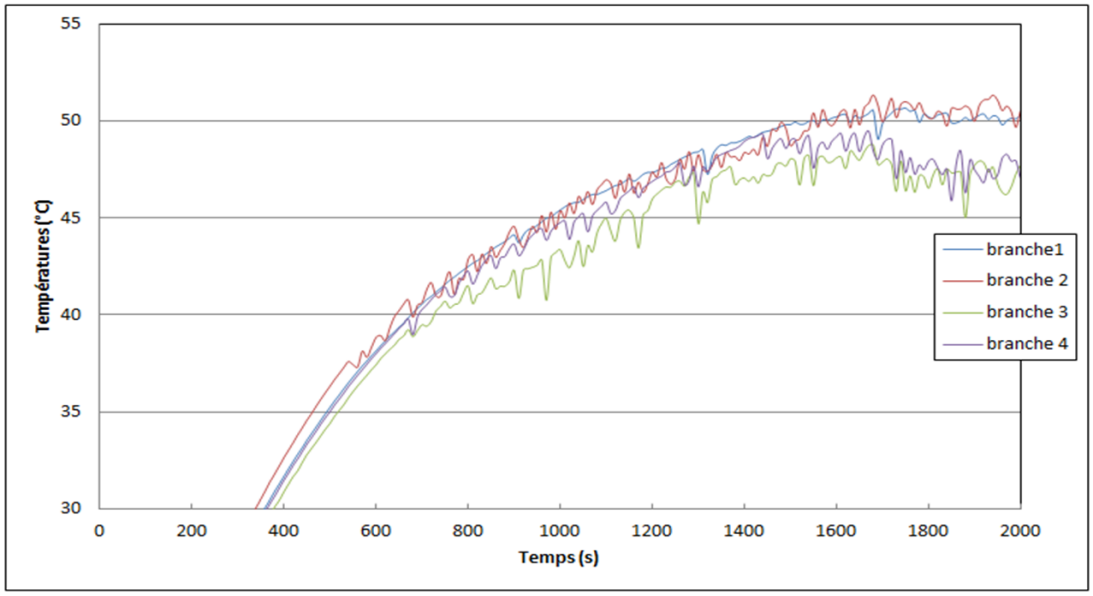


FIGURE 4.24 – Mise en évidence du démarrage des oscillations (Ethanol, $TR = 50\%$, $T_{cryo} = 0^{\circ}C$, horizontal, $Q = 100\ W$)

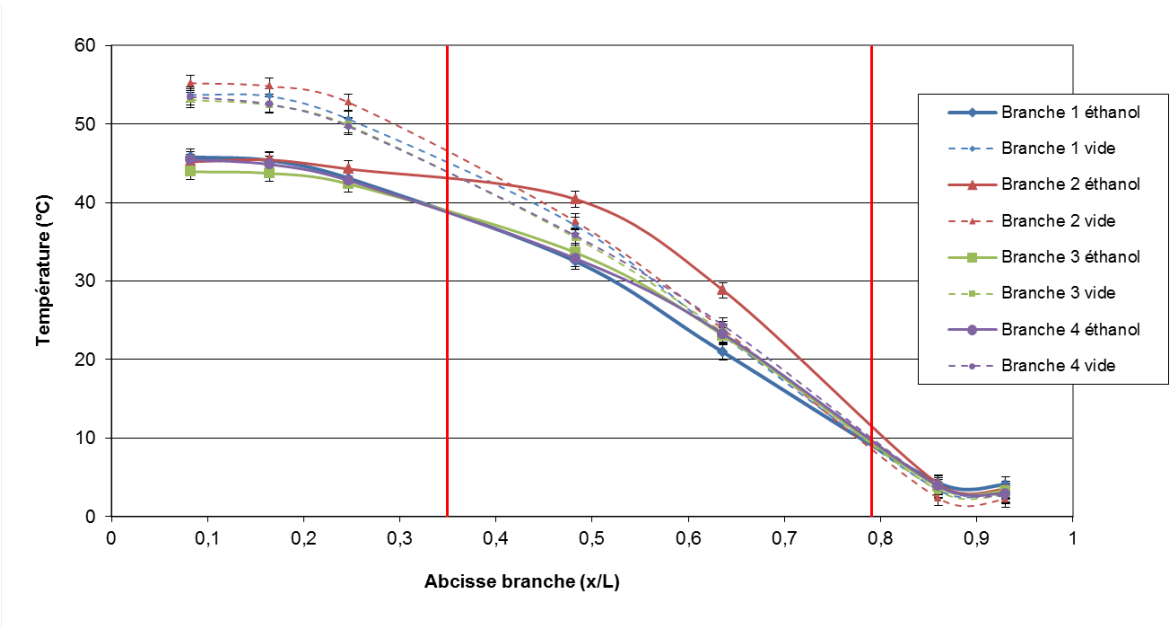


FIGURE 4.25 – Comparaison des profils de températures d'un PHP en fonctionnement avec un essai réalisé à vide (Ethanol, $TR = 50\%$, $T_{cryo} = 0^{\circ}C$, horizontal, $Q = 100\ W$)

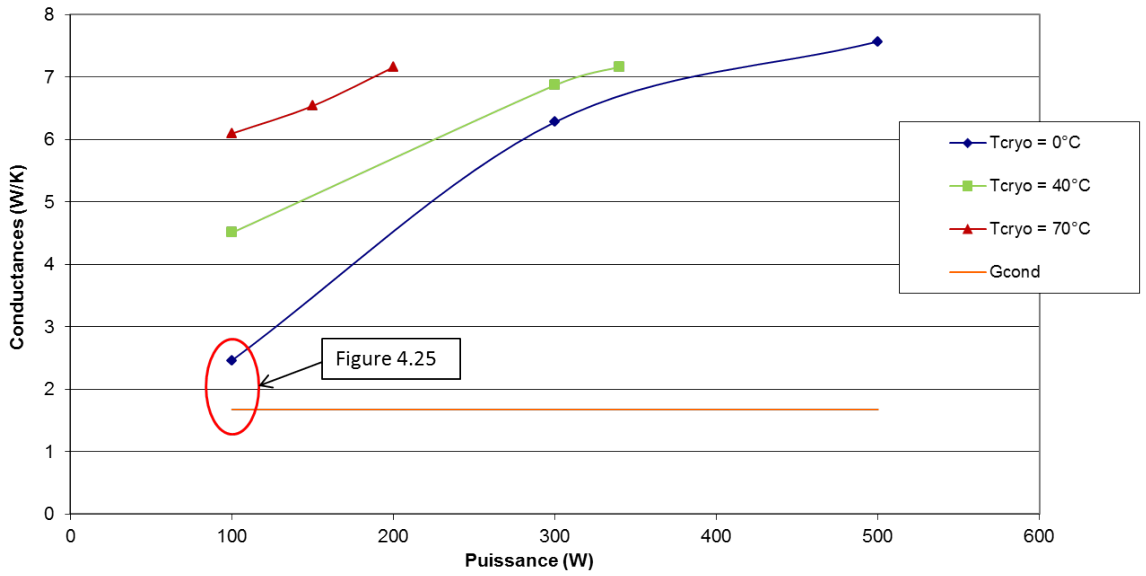


FIGURE 4.26 – Conductances en fonction de la puissance imposée et de la température de source froide (Ethanol, $TR = 50\%$, horizontal)

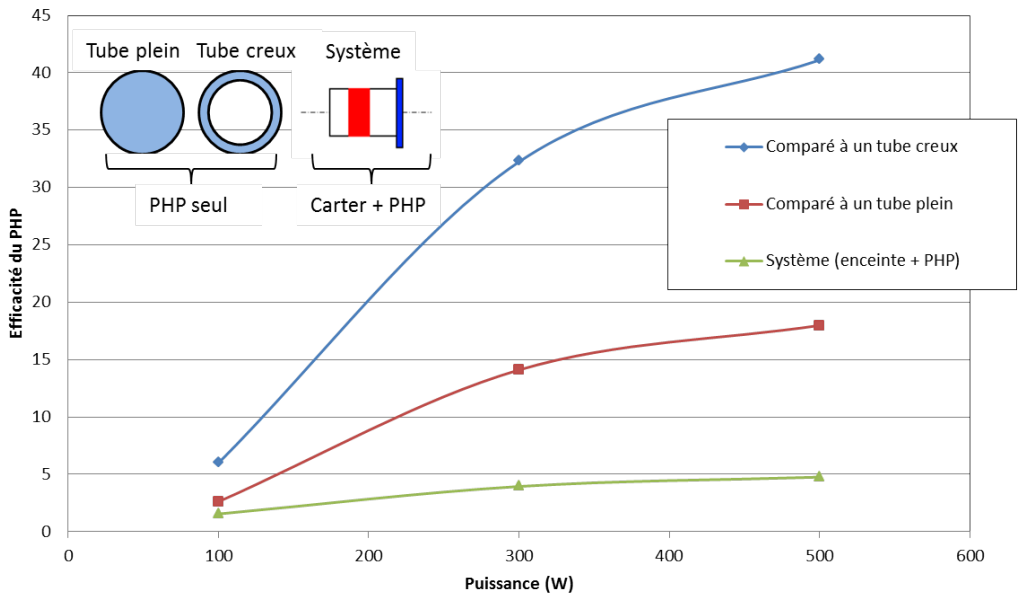


FIGURE 4.27 – Efficacités intrinsèque et pour le système complet du PHP en fonction de la puissance (Ethanol, $TR = 50\%$, $T_{cryo} = 0^{\circ}C$, horizontal)

Loin de pouvoir en tirer des conclusions, de nombreux essais sont nécessaires afin de comparer ces premières tendances avec des paramètres différents (taux de remplissage, fluide caloporteur, orientation). Toutefois, un premier commentaire concernant les perfor-

mances de ce système est possible. On se propose, sur la figure 4.27, d'observer l'efficacité de ce dernier sous différents points de vue. Tout d'abord, le rapport de la conductance du PHP seul en fonctionnement, avec ce même PHP à vide (revenant donc à un tube creux), montre l'efficacité du caloduc oscillant proprement dit. On a donc, dans le cas présent, une efficacité $\frac{G_{PHP}}{G_{cond,tube\ creux}} \approx 40$, où $G_{cond,tube\ creux} \approx 0,15\ W.K^{-1}$ pour les régimes les plus élevés. On compare également la conductance du PHP avec un tube plein de même encombrement. Les performances du caloduc sont, dans ce cas, environ 20 fois supérieures à la conduction à travers ce tube plein, en considérant que $G_{cond,tube\ plein} \approx 0,35\ W.K^{-1}$. Enfin, les performances du système dans son ensemble (carter + PHP), liées au prototype étudié dans le cadre de cette thèse, montrent une efficacité de l'ordre de 5 par rapport à la conduction pure, avec $G_{cond} = 1,59\ W.K^{-1}$ déterminé précédemment. D'un point de vue de l'application industrielle, c'est ce dernière ordre de grandeur qui fera l'objet de l'étude paramétrique dans le chapitre suivant.

4.7 Conclusion

L'ensemble des outils et des moyens à disposition pour mener à bien des campagnes d'essais, permettant d'aboutir à une caractérisation qualitative de ce système de refroidissement, a été développé dans ce chapitre. Le moteur électrique considéré, et présenté au début de ce document, a donc été reproduit par la réalisation d'un prototype, sous forme d'un assemblage de pièces en aluminium, de même formes et de même dimensions que le système réel. Comme nous l'avons vu, sa définition autorise un certain nombre de degrés de liberté, s'agissant notamment de la disposition du caloduc autour du système, et la manière dont il est fixé. Ainsi, dans le cadre de cette étude, il est équipé d'un système de serrage « amovible » (bagues et baguettes de serrage...), permettant de modifier ou remplacer le tube si nécessaire. On s'affranchit ainsi, dans un premier temps, d'une solution définitive que serait le brasage du tube, et des difficultés techniques et de coût qui lui sont liées.

Ce prototype a ensuite été équipé d'instruments de mesures reliés à un système d'acquisition, le tout piloté par une interface de communication. A partir de ce banc expérimental et de ces équipements, l'ensemble des résultats des essais et des études paramétriques, réalisés dans le but d'analyser et d'explorer les performances de ce caloduc oscillant, est présenté dans le chapitre suivant. A ce titre, la figure 4.27 a déjà offert un aperçu de son potentiel. Intrinsèquement, les performances de ce PHP peuvent être de 20 à 40 fois supérieures, en terme de transferts de chaleur, à un tube plein de même encombrement ou un tube creux, respectivement. Ces deux comparaisons permettent de donner un ordre d'idée de l'efficacité potentielle qu'un caloduc oscillant de ce type est en mesure d'offrir. Dans la suite, on s'intéressera aux performances globales, d'un point de vue applicatif, en considérant l'ensemble du système à refroidir, équipé de ce même PHP. On notera finalement que ce prototype étant représentatif de la réalité industrielle, on pourra donc apprécier l'apport du PHP, relativement à la machine réelle.

Chapitre 5

Résultats et Analyses

Le chapitre précédent a permis de décrire l'ensemble des éléments composants le banc expérimental, et les étapes ayant mené à son développement. Les résultats préliminaires observés ont mis en avant des premières tendances en terme de fonctionnement et de performances du PHP. Le chapitre qui suit a pour objectif d'étendre largement la caractérisation des potentiels du PHP, par une analyse plus détaillée portant sur un large éventail de tests réalisés sur ce banc expérimental. A cet effet, l'ensemble des conditions et paramètres investigués est présenté dans le tableau 5.1. On rappelle que cette analyse paramétrique vise à évaluer les performances du système suivant ces différentes conditions, et, le cas échéant, d'estimer quelles peuvent être les conditions optimales de son fonctionnement. Toutefois, certains aspects particuliers pourront être mis en lumière, par une analyse fine du comportement du PHP. Par le biais de ces différentes observations, les questions soulevées, ou du moins les constats effectués dans la littérature se verront validés ou, au contraire, réfutés. Finalement, malgré le nombre conséquent de données et d'informations engrangées et traitées, nous verrons que l'ensemble des observations réalisées ouvrent encore des perspectives d'études et un champ d'investigations intéressant.

Fluides caloporteurs	Ethanol, Acétone, N-Pentane
Taux de remplissage TR	40%, 50%, 60%
Inclinaisons	-90°, 0°, +90°
Températures de source froide T_{cryo}	10°C, 40°C, 70°C
Puissances dissipées	50 W - 500 W
Bouclage[1]	Boucle ouverte ou boucle fermée
Températures ambiantes T_{air}[2]	20°C environ

Table 5.1 – Résumé des paramètres testés

1. Notons que lorsque le PHP est en configuration bouclée, cela est indiqué dans le texte. Sinon, ce dernier est, pour tous les autres essais, en configuration non bouclée.

2. La température ambiante a été plus ou moins régulée à 20°C pendant la durée des essais grâce à un climatiseur intégré dans le local.

5.1 Analyse qualitative du comportement du PHP

Dans cette première partie, nous allons commenter quelques points particuliers du fonctionnement du PHP. Nous mettrons ainsi en lumière des comportements propres à ce système, avant d'entamer l'étude paramétrique et quantitative.

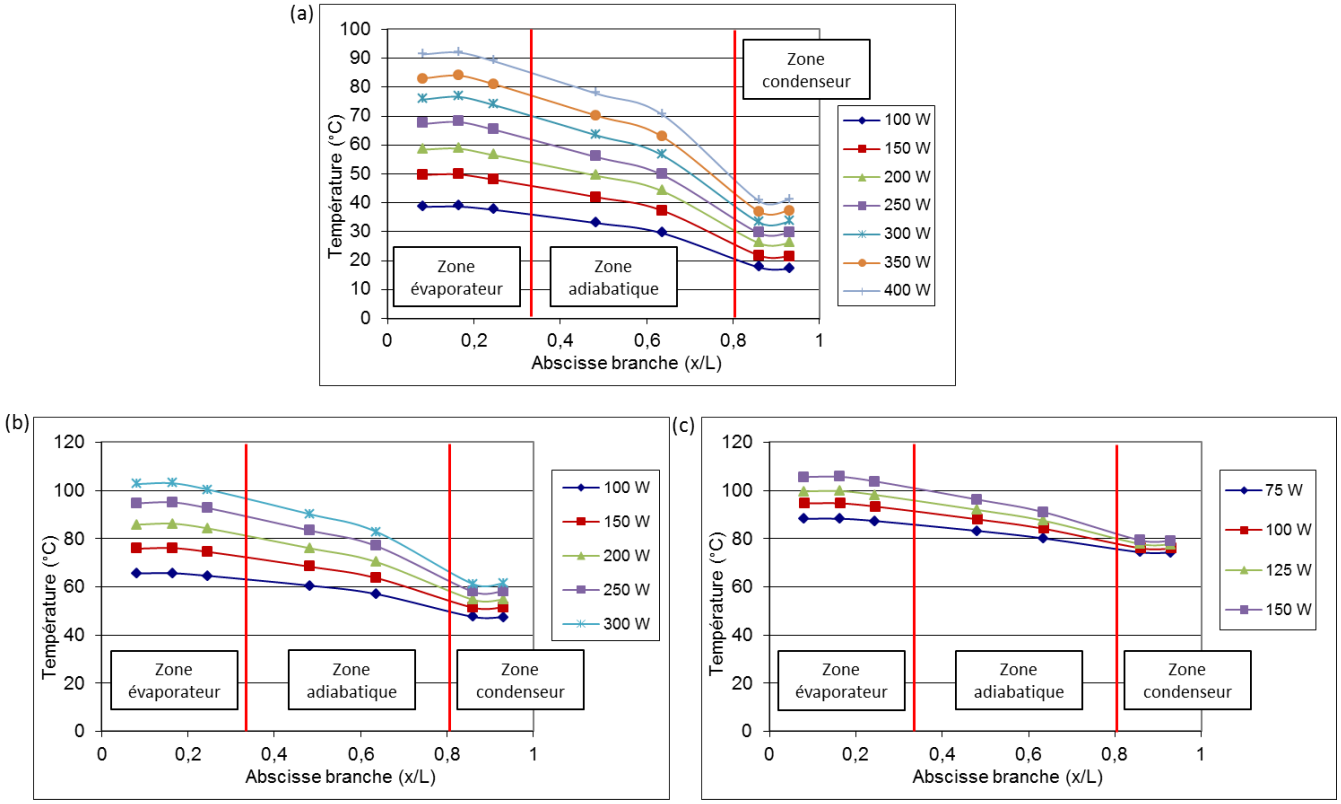


FIGURE 5.1 – Niveaux de températures dans chaque zone en fonction de la puissance et pour trois températures de source froide : (a) $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, (b) $T_{cryo} = 40^{\circ}$C, (c) $T_{cryo} = 70^{\circ}$C (Ethanol, $TR = 50\%$, Horizontal)

5.1.1 Répartition des températures

Chaque essai suit une procédure bien définie, consistant, dans un premier temps, à fixer la température T_{cryo} souhaitée à partir du cryothermostat, puis, une fois atteinte, appliquer l'ensemble des échelons de puissances par incrément de 50 W (ou de 25 W le cas échéant). Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, chaque incrément se décompose en une période transitoire et une période dite de régime stabilisé (figure 4.23). Sur l'ensemble des campagnes d'essais, la durée moyenne du régime transitoire, avant de considérer le régime pseudo-permanent atteint, se situe globalement entre 30 min et 1 h. A partir de là, les températures mesurées par l'ensemble des capteurs oscillent autour d'une valeur moyenne, qui est estimée sur une centaine de points de mesure environ. Ainsi, à chaque incrément de puissance, et également à chaque température de source froide,

correspond une certaine répartition de températures sur l'ensemble du système en régime dit établi. La figure 5.1 illustre les niveaux moyens de températures (les moyennes étant temporelles et azimutales pour chaque point de donnée) régnant dans chaque zone du dispositif sous différentes conditions opératoires (fluide, taux de remplissage et orientation étant fixés par ailleurs pour le PHP horizontal rempli à 50% d'éthanol). L'axe des abscisses constitue un repère spatial, exprimant la longueur totale L du système sous forme adimensionnée.

On remarquera évidemment qu'à mesure que T_{cryo} augmente, les niveaux globaux de températures sont plus élevés, et la température limite T_{secu} est atteinte plus vite. Dans le cas $T_{cryo} = 70^{\circ}$C, on choisira donc d'effectuer des incréments de puissances de 25 W (plutôt que 50 W), de sorte à disposer de plus de points de mesure. Ce premier exemple offre ainsi, à titre indicatif, un aperçu qualitatif de la répartition et des niveaux de températures dans chaque zone du système. Le rôle d'homogénéisation du PHP est clairement constaté dans chacune des zones évaporateur ou condenseur, même si un écart de température global reste important entre ces deux zones pour les puissances thermiques considérées.

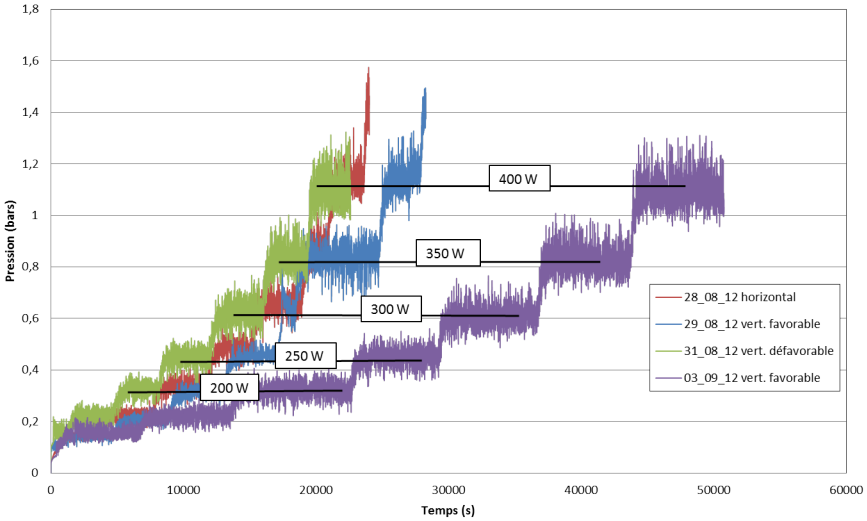


FIGURE 5.2 – Evolution temporelle de la pression absolue pour différents essais réalisés dans les mêmes conditions (Ethanol, $TR = 50\%$, $T_{cryo} = 10^{\circ}$C)

5.1.2 Reproductibilité des essais

Afin d'effectuer des comparaisons fiables et solides, il est naturellement nécessaire de s'assurer qu'une dégradation des performances ne se produit pas au cours du temps et au fil des essais. Cette éventuelle dégradation pourrait provenir de la création de gaz incondensables, ou encore de la présence d'une micro-fuite. Si ce type de constat a pu être effectué pendant les campagnes d'essais, impliquant un nouveau remplissage ou un changement de PHP, l'ensemble des essais réalisés sur un remplissage (soit une semaine environ)

montre une bonne reproductibilité, comme l'atteste la figure 5.2. Ces courbes représentent l'évolution temporelle de la pression absolue à l'intérieur du tube, pour plusieurs essais réalisés au cours d'un seul et même remplissage, à des jours différents, et suivant différentes orientations. On s'aperçoit donc qu'à une puissance donnée, les niveaux de pression sont globalement équivalents, notamment pour les deux essais en position verticale favorable, attestant de l'absence d'apparition d'incondensables (avec ce fluide) d'un essai à l'autre. Ajoutons qu'entre chacun d'eux, le PHP a été sollicité par d'autres essais, non représentés sur la figure, à des températures de source froide différentes. Ce sont effectivement ces cyclages des essais, et ces sollicitations thermiques (puissances et T_{cryo} élevées), qui sont susceptibles d'être la cause de la création de gaz incondensables. On notera toutefois que l'échelle de temps d'une campagne d'essais sur un remplissage (environ une semaine) dans le cadre de cette thèse ne permet pas de conclure sur la tenue du système à long terme. Des essais longues durées seront donc nécessaires pour éclairer cet aspect.

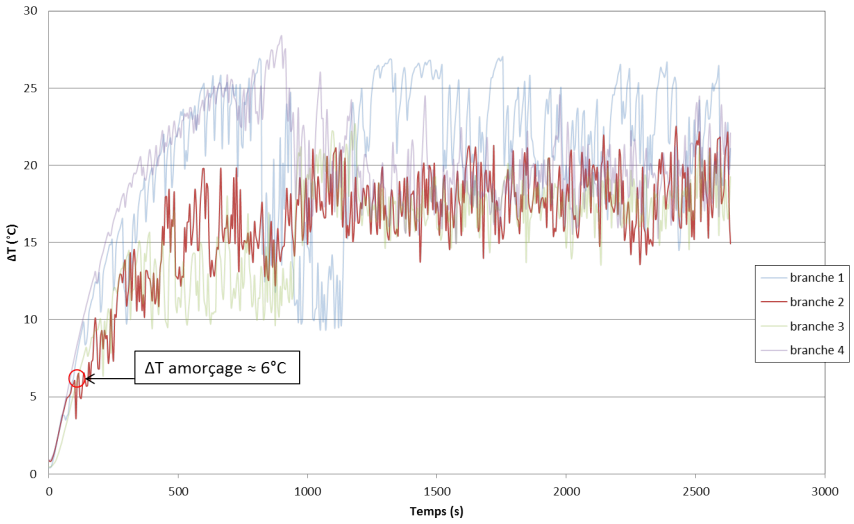


FIGURE 5.3 – Mise en évidence d'un écart de températures ($T_{evap} - T_{cond}$) avant amorçage des oscillations (Ethanol, $TR = 40\%$, $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, horizontal)

5.1.3 Conditions d'amorçage des oscillations

Dans le chapitre précédent, l'apparition des oscillations a déjà été mise en évidence (figure 4.24). Parmi les études expérimentales issues de la littérature portant sur les PHP, citées pour la plupart dans ce mémoire, peu d'entre elles ne renseignent sur les conditions précises de démarrage des oscillations, et les éventuels paramètres ayant un impact sur ces conditions. En d'autres termes, s'il est admis que l'application d'un flux de chaleur à l'évaporateur, et donc la création d'une différence de pression ΔP, permet la mise en mouvement du fluide, on peut se demander qu'elle est le niveau réel de ce moteur nécessaire au démarrage, notamment en fonction de différents paramètres (T_{cryo}, fluide, taux de remplissage, etc...). Compte tenu des informations à notre disposition, nous allons parler ici en

terme d'écart de températures entre l'évaporateur et le condenseur, $\Delta T_{amorçage}$, permettant le démarrage des oscillations. A ce titre, la figure 5.3 présente l'évolution de l'écart de température ΔT entre deux extrémités d'une même branche, sous l'effet d'une puissance de 100 W appliquée à l'évaporateur, à partir d'un état d'équilibre. On remarque que dans les premiers instants, ΔT augmente presque linéairement, jusqu'à une valeur particulière, relativement faible, se situant ici aux alentours de 6°C. Au-delà, on observe nettement les fluctuations de températures (et par extension les fluctuations de ΔT), caractéristiques du mouvement oscillatoire du fluide.

Cet exemple illustre bien la capacité d'un tel système à fonctionner, et engendrer des oscillations, pour de faibles différences de températures, et donc de pressions correspondantes sur la courbe de saturation, entre l'évaporateur et le condenseur. La figure 5.3 étant néanmoins un cas particulier, on peut constater sur la figure 5.4, la différence de températures $\Delta T_{amorçage}$ nécessaire à l'amorçage des oscillations, pour différentes configurations : deux fluides caloporteurs (éthanol et acétone), trois températures T_{cryo} et trois inclinaisons. Le taux de remplissage, pour ces essais, est fixé à 50%. La figure 5.5 illustre, elle, l'influence de ce taux de remplissage.

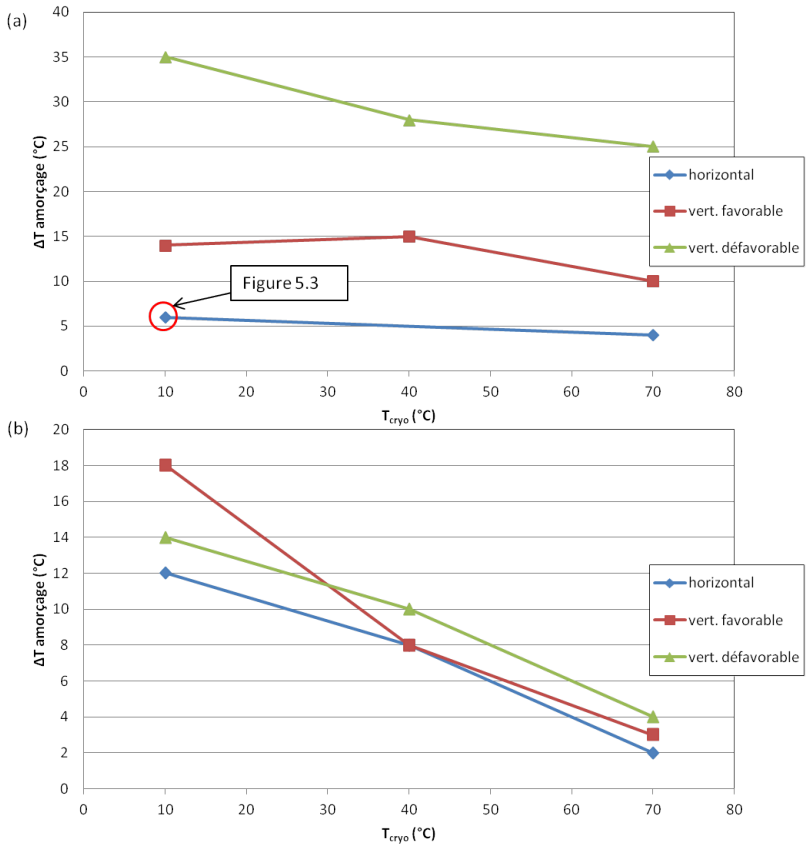


FIGURE 5.4 – Différences de températures $\Delta T_{amorçage}$ avant amorçage des oscillations en fonction de T_{cryo}, de l'inclinaison, pour deux fluides : (a) éthanol, (b) acétone ($TR = 50\%$)

Le premier constat général tient dans la diminution de $\Delta T_{amorçage}$ avec l'augmenta-

tion de T_{cryo}, quels que soient le fluide, l'orientation ou le taux de remplissage. Un regard sur les courbes de saturation de chaque fluide, en annexe D, permet effectivement de vérifier que la pente des courbes s'accentue à mesure que la température augmente. En d'autres termes, une différence de températures ΔT engendre une plus grande différence de pression ΔP, moteur de la mise en mouvement du fluide. On justifie par ce biais les observations effectuées sur les figures 5.4 et 5.5. Les valeurs plus élevées de $\frac{dP}{dT}$ à mesure que la température augmente, pour l'acétone, peuvent expliquer en outre que ce fluide semble plus sensible ici que l'éthanol. Notons que ce paramètre n'explique toutefois pas à lui seul ce constat.

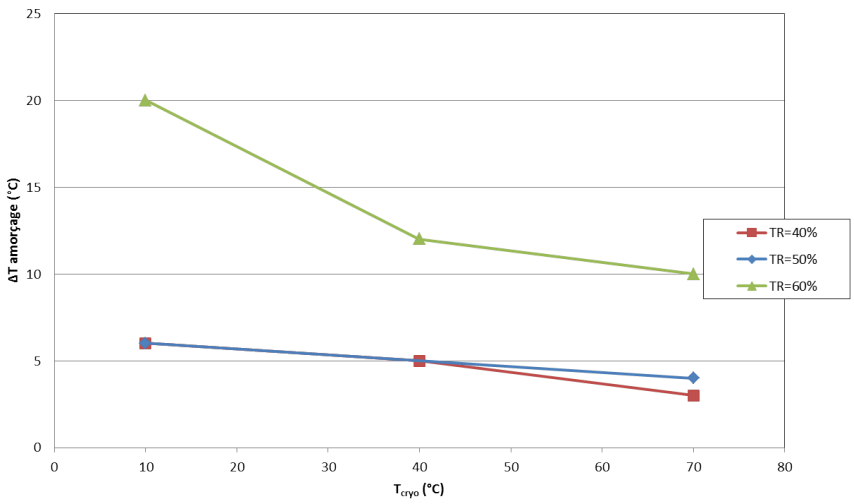


FIGURE 5.5 – Différences de températures $\Delta T_{amorçage}$ avant amorçage des oscillations en fonction de T_{cryo} et du taux de remplissage TR (Ethanol, horizontal)

Si l'on s'intéresse à présent à l'orientation du système, on observe des différences significatives entre l'éthanol (figure 5.4 (a)) et l'acétone (figure 5.4 (b)). Dans le premier cas, la gravité semble avoir une nette influence sur la valeur de $\Delta T_{amorçage}$. Dans le second, elle paraît au contraire moins déterminante. On peut constater une fois de plus sur les courbes de saturation, à une température donnée, que la valeur de $\frac{dP}{dT}$ est plus élevée pour l'acétone que pour l'éthanol. Il semble donc que l'acétone soit plus à même de compenser l'effet de la gravité ΔP_g que l'éthanol, à T_{cryo} donnée, favorisant de fait la mise en mouvement du fluide, quelle que soit l'orientation. Ajoutons à cela la plus faible viscosité μ_l de l'acétone liquide, que celle de l'éthanol, limitant davantage les pertes de charge induites, et facilitant donc, à faible puissance particulièrement, le déplacement des bouchons liquides.

Nous verrons par la suite l'influence du taux de remplissage sur les performances du système. Il semble néanmoins flagrant, sur la figure 5.5, qu'un taux de remplissage de 60% est peu propice au démarrage des oscillations, comparé à $TR = 40\%$ et $TR = 50\%$, sous les mêmes conditions opératoires. On peut supposer que pour un taux de remplissage élevé, et donc une plus grande quantité de fluide, les bouchons liquides, plus nombreux ou plus

étendus, opposeront une plus grande résistance à leur déplacement (frottements d'autant plus prononcés pour un fluide à viscosité élevée tel que l'éthanol), et nécessiteront un écart de pression plus élevé pour activer leur mouvement.

Finalement, parmi les rares études menées sur ce paramètre $\Delta T_{amorçage}$, on peut citer Ma *et al.* [44], qui, pour un PHP en cuivre de 1,67 mm de diamètre interne, utilisant de l'acétone comme fluide caloporteur, ont observé un mouvement oscillatoire du fluide à partir d'une différence de température entre évaporateur et condenseur d'environ 15°C. Si les conditions opératoires sont sensiblement différentes (les taux de remplissage et inclinaison employés ici sont inconnus) que celles que l'on considère, les valeurs obtenues de ΔT restent cependant du même ordre de grandeur.

5.1.4 Comportements particuliers

5.1.4.1 Instabilités au démarrage

Un certain nombre d'aspects développés dans ce mémoire ont mis en avant l'existence de plusieurs régimes d'écoulements susceptibles d'exister dans le fonctionnement du caloduc oscillant, en fonction de l'excitation thermique imposée. L'analyse bibliographique a notamment mise en évidence la possibilité d'observer différents états quasi-stationnaires, l'un d'eux étant caractérisé par une alternance de périodes durant lesquelles le fluide est en mouvement, ou bien temporairement à l'arrêt [26]. Le paragraphe précédent se penche sur le ΔT nécessaire à l'amorçage des oscillations. Néanmoins, au voisinage de ce $\Delta T_{amorçage}$, donc pour de faibles puissances imposées, des instabilités peuvent se produire, sous certaines conditions, avant d'atteindre un régime établi pour des puissances plus élevées. A ce titre, la figure 5.6, montrant les variations temporelles de la température à l'évaporateur pour $Q = 100$ W, cette fois-ci en configuration bouclée et verticale favorable avec de l'éthanol, avec $T_{cryo} = 10$°C et $TR = 40\%$, est marquée par la présence de pics, indiquant des interruptions momentanées des oscillations.

D'un point de vue phénoménologique, l'apparition des oscillations, dès l'instant où $\Delta T_{amorçage}$ est atteint, facilite l'homogénéisation des phases dans l'évaporateur et le condenseur, ce qui a pour effet de baisser à nouveau l'écart de température entre ces deux zones, passant donc momentanément en-deçà de $\Delta T_{amorçage}$, et induisant de fait l'arrêt des oscillations. L'immobilisation du fluide provoque à nouveau une augmentation de la température à l'évaporateur, toujours soumis à un flux de chaleur. Lorsque l'écart de température passe une fois de plus au-delà de la valeur critique, les oscillations se réamorcent. De cette façon, le cycle démarrage/arrêt des oscillations s'effectue de manière quasi-périodique, aussi longtemps que le flux de chaleur imposé à l'évaporateur demeure relativement faible. Ainsi que les travaux de Khandekar *et al.* l'illustrent [26], un régime analogue a pu être observé (repéré par SS1 sur la figure 3.8). Les conditions de cette étude étaient globalement similaires aux nôtres (éthanol, $T_{cryo} = 20$°C, vertical favorable, faible puissance). Seuls le taux de remplissage ($TR = 60\%$), mais surtout le nombre de boucle N diffèrent. Ils soulignent en effet, en conclusion de l'article, que ces travaux ont été

menés sur un PHP mono-boucle, laissant ouverte la perspective d'effectuer des constats de ce type sur un système « multi-boucles ». La plupart des observations faites dans le cadre de ce projet (figure 5.6), offrent de nouveaux éléments à cet aspect particulier. Par ailleurs, ce type de régime intermittant a également pu être reproduit numériquement [45].

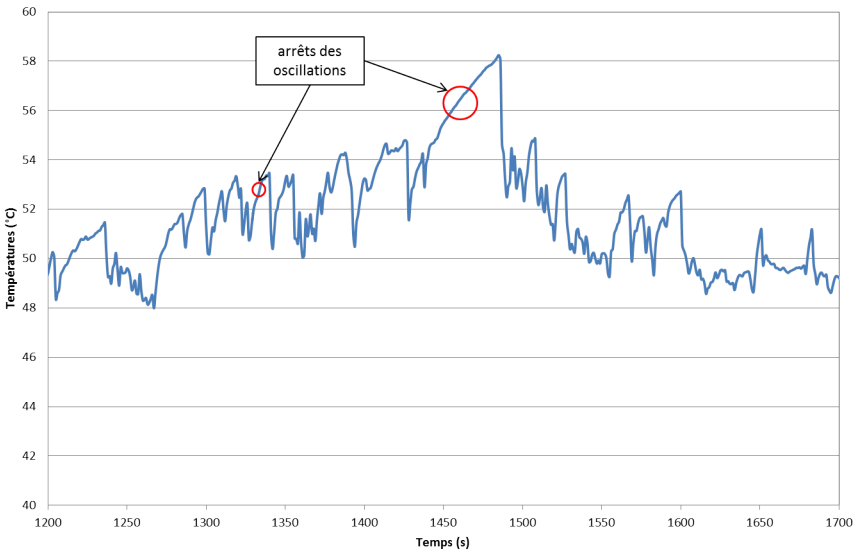


FIGURE 5.6 – Evolution temporelle de la température à l'évaporateur, montrant des cycles démarrage/arrêt des oscillations (Ethanol, $TR = 40\%$, $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, vertical favorable, $Q = 100$ W, bouclé)

5.1.4.2 Répartition du fluide dans le PHP

L'un des points obscurs, dans le fonctionnement du PHP, demeure la répartition du fluide à l'intérieur du tube (dans le cas, bien évidemment, des matériaux opaques). Pour un fonctionnement optimal, on souhaitera une distribution aussi homogène que possible du fluide sur l'ensemble du système afin, entre autres, d'éviter les points chauds. Certaines configurations semblent favoriser cette condition, comme en témoignera le paragraphe consacré à l'influence du bouclage. Pour l'heure, si l'on ne peut pas déduire la répartition du fluide, initialement et en fonctionnement, à l'intérieur du tube, la plupart des relevés effectués mettent en avant des niveaux de températures inégaux d'une branche à l'autre, conséquence probable d'une répartition inhomogène du fluide au sein du tube. La figure 5.7, en plus d'illustrer ces propos, montre également un brusque changement dans l'évolution des profils de températures, synonyme, probablement, d'un changement de répartition du fluide au sein du tube. Sur cette figure, montrant l'évolution des températures moyennes de chaque branche dans la zone évaporateur, il est clair que jusqu'à un certain niveau de puissance, les températures sont plus élevées dans la branche 1. La faible amplitude des oscillations, et les niveaux de températures observés dans cette branche laissent à penser que cette dernière n'est pas ou peu irriguée par le fluide. La particularité de cette branche tient dans le fait qu'elle est la plus proche de la vanne de

remplissage. Il est donc possible que ce fait soit la conséquence d'une répartition initiale du fluide dans le PHP, au moment du remplissage, ne permettant pas à cette branche 1 d'être alimentée par la suite [1].

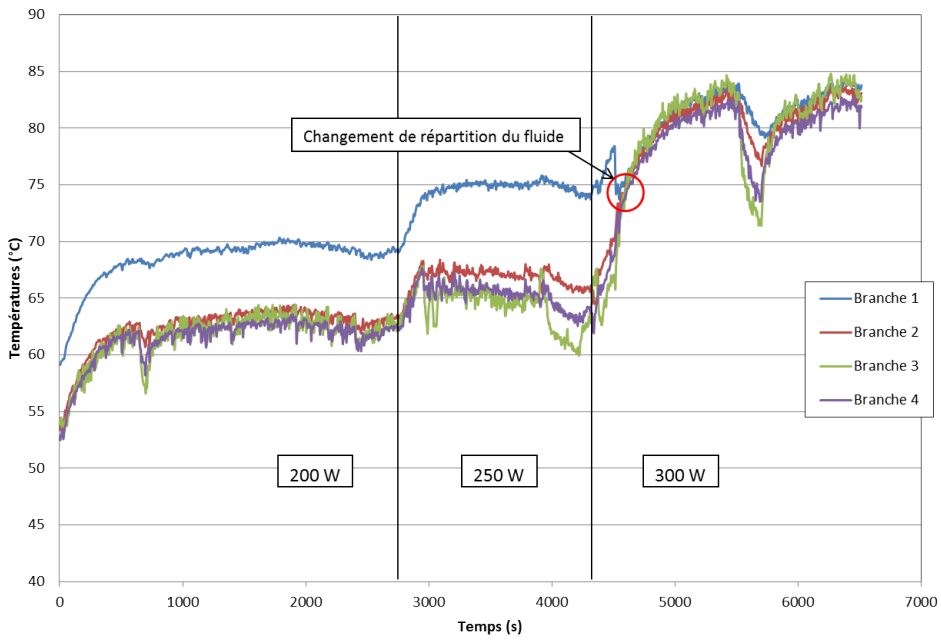


FIGURE 5.7 – Evolution transitoire des températures moyennes de chaque branche dans la zone évaporateur (Ethanol, $TR = 50\%$, $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, vertical favorable, non bouclé)

Sur cet exemple, le passage à 300 W constitue visiblement un seuil, à partir duquel l'excitation thermique engendrée autorise une meilleure homogénéisation du fluide dans le PHP. Le profil de température de la branche 1 est, d'ailleurs, caractérisé par une brusque chute, similaire à celles observées dans le paragraphe sur l'amorçage des oscillations (figure 5.3), indiquant vraisemblablement qu'une part de fluide plus froid, provenant du condenseur ou des autres branches a finalement pu être acheminée jusqu'à l'évaporateur. Cette nouvelle répartition du fluide change notablement les profils de températures, et donc les performances du système, comme nous le verrons par la suite dans le paragraphe portant sur l'influence de l'orientation. Toutefois, bien que ce phénomène d'homogénéisation puisse se produire dans des cas précis, ces irrégularités dans la distribution du fluide à l'intérieur du PHP se révèlent être récurrentes en configuration boucle ouverte qui, de toute évidence, n'autorise pas une libre circulation totale du fluide sur l'ensemble du système, dans un sens privilégié, et freine par conséquent son uniformisation au sein du tube. Cette hypothèse se verra confirmée par la suite.

1. On précise que des vérifications ont permis de montrer que cette disparité dans les températures ne provenait pas d'un défaut du système d'alimentation électrique, chauffant donc bien la zone évaporateur de manière uniforme, ni de relevés de température erronés.

5.1.5 Analyse des signaux de pression

Dans le chapitre portant sur le développement du dispositif expérimental, l'installation d'un capteur de pression absolue a été mentionnée. Connecté à la vanne de l'une des deux extrémités du PHP, il permet, d'une part, de suivre l'évolution des niveaux de pression d'un essai à l'autre, afin de constater d'éventuelles anomalies liées à l'apparition de gaz incondensables ou à une fuite du tube. La figure 5.2 permettait à ce titre d'observer des niveaux de pression équivalents entre plusieurs essais. D'autre part, ces signaux peuvent offrir des informations qualitatives sur le comportement du caloduc oscillant. A titre d'exemple, la figure 5.8 présente l'évolution en régime permanent des signaux de pression pour trois niveaux de puissances imposées à l'évaporateur (100 W, 250 W, 400 W), en fonction du temps [2]. Les courbes de cette figure mettent essentiellement en avant le fait que les amplitudes d'oscillations s'accentuent à mesure que la puissance augmente. Cela traduit l'intensification de l'activité du fluide lorsque le flux de chaleur imposé est de plus en plus élevé.

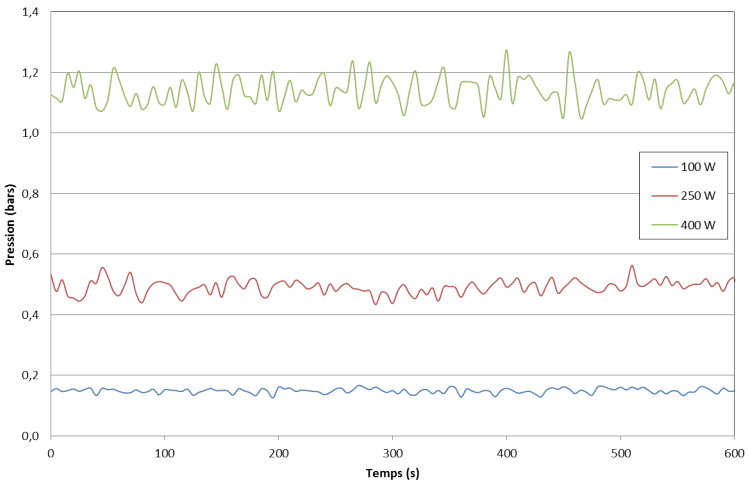


FIGURE 5.8 – Signaux de pression pour trois puissances imposées (Ethanol, $TR = 40\%$, $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, horizontal)

Toutefois, ces types de signaux (pression, mais également température), nécessite souvent l'utilisation d'outils de traitement spécifiques permettant d'extraire les informations qu'ils véhiculent. En effet, dans le cas du caloduc oscillant, bien que le mouvement global des bulles de vapeur semble en apparence aléatoire, on peut néanmoins se demander s'il n'est pas le résultat d'une combinaison de plusieurs mouvements périodiques. C'est pourquoi une analyse fréquentielle, basée sur le calcul de la transformée de Fourier rapide (FFT) des différents signaux, a été réalisée, afin de déterminer d'éventuelles fréquences caractéristiques, si elles existent. La transformée de Fourier rapide est un algorithme permettant de réduire le nombre d'opérations nécessaire pour calculer la transformée de

2. Le nombre de points de mesure en régime permanent est d'environ 120, la période d'acquisition étant ici de 5 s.

Fourier discrète. Pour un signal défini par un vecteur x de n composantes $x(j)$ correspondant aux n mesures obtenues par échantillonnage, on peut lui associer un vecteur X dont la $k^{\text{ème}}$ composante est donnée par la relation suivante :

$$X(k) = \sum_{j=1}^{n} x(j) exp^{-2\pi i \frac{(j-1)(k-1)}{n}} \tag{5.1}$$

Les données utilisées correspondent à des valeurs de pression et de température acquises lorsque que le caloduc oscillant atteint un régime établi pour une puissance imposée donnée, sur une durée de 10 min environ. Les acquisitions sont effectuées à une fréquence d'échantillonnage de 5 Hz environ. Les résultats obtenus, lors d'une campagne d'essais avec du N-pentane à $TR = 60\%$ et $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, sont présentés en annexe E. On notera que les signaux de températures sont issus de capteurs situés dans la zone adiabatique. Dans le cas présent, ces graphiques révèlent des tendances quasi-identiques, quelles que soient les conditions. Les amplitudes des pics (notés ici niveau d'énergie) restent globalement constantes en moyenne. Il est en outre difficile, à la vue de ces résultats, d'extraire des fréquences caractéristiques relatives au fonctionnement de ce PHP. Cet obstacle avait par ailleurs déjà été rencontré dans la thèse de Bensalem [46], où une analyse fréquentielle des oscillations d'un PHP avait également été tentée. Notons en plus que la pression mesurée est considérablement filtrée, compte tenu de sa position dans la boucle, à l'extrémité du tube, limitant donc la pertinence de ce relevé. Il en va de même pour les signaux de températures, soumis au filtrage lié à la paroi du tube. Néanmoins, des outils de mesure autorisant des fréquences d'acquisitions plus élevées que celles considérées ici, permettraient vraisemblablement d'effectuer des observations avec une acuité améliorée, en limitant la perte d'informations entre deux échantillons.

5.1.6 Conclusion sur l'analyse qualitative

Ce paragraphe permet de montrer un aperçu global du comportement du système étudié dans le cadre de ce projet, notamment les répartitions de températures dans chaque zone pour différentes configurations opératoires, ou encore les conditions d'amorçage des oscillations du fluide caloporteur. Différents aspects se dégagent de ces observations :

- L'apparente reproductibilité des résultats pour une campagne d'essais donnée ;
- La corrélation entre le moteur nécessaire à l'amorçage des oscillations et le paramètre $\frac{dP}{dT}$;
- La configuration non bouclée empêchant systématiquement l'homogénéisation du fluide.

Des comportements particuliers, se traduisant par certaines instabilités, ont également été mis avant, mettant ainsi en exergue la complexité du fonctionnement d'un tel système. Le paragraphe suivant s'intéresse à présent aux performances proprement dites du PHP,

par une analyse paramétrique détaillée.

5.2 Analyse paramétrique des performances du PHP

Outre les différents aspects mentionnés précédemment, relatifs au démarrage et à certains comportements particuliers du système, les résultats présentés dans la suite, notamment les conductances thermiques G_{th}, ont été établis en régime permanent, lorsque les températures de chaque zone sont constantes en moyenne, pour une puissance donnée. Ainsi, à chaque palier correspond une valeur de conductance G_{th}, et à chaque configuration correspond une puissance maximale pouvant être atteinte, avant de dépasser la température limite de sécurité. De fait, sur la totalité des configurations testées, résumées dans le tableau 5.1, la figure 5.9 présente les performances optimales délivrées par le système, ainsi que les températures régnant dans les différentes zones pour chacune de ces conditions. On notera que les densités de flux de chaleur sont exprimées à partir de la puissance imposée et de la surface de la zone évaporateur (stator).

	Conductance relative max (G_{th}/G_{cond})	Puissance max transférée (W)	Densité de flux max (W/cm²)	Conditions opératoires
Ethanol	5,6	400	2,5	TR = 40% T_{cryo} = 10°C vertical favorable
Acétone	6,1	400	2,5	TR = 40% T_{cryo} = 10°C horizontal
N-Pentane	4,6	350	2,2	TR = 40% T_{cryo} = 10°C vertical favorable
Ethanol bouclé	**6,45**	**500**	**3,2**	TR = 40% T_{cryo} = 10°C horizontal

	Températures moyennes dans chaque zone (°C)			
	Evaporateur	**Adiabatique**	**Condenseur**	**T_{air}**
Ethanol	89,5	74,9	45,7	20,9
Acétone	87,5	70,8	46,9	22,4
N-Pentane	88,3	70,1	41,4	18,7
Ethanol bouclé	**84,2**	**62,8**	**36**	17,3

FIGURE 5.9 – Conductances maximales atteintes sur l'ensemble des essais et niveaux de températures correspondants dans chaque zone

A ce stade, il peut être intéressant de faire le parallèle avec certains aspects évoqués plus haut dans ce mémoire, dans le paragraphe concernant l'évaluation des performances du PHP. Les travaux cités [29, 30] introduisaient la notion d'efficacité globale η d'un système. On pouvait y voir, sous certaines conditions plus ou moins analogues à celles que nous considérons (PHP bouclé, éthanol, diamètre hydraulique ≈ 2 mm), des efficacités

de l'ordre de 6,5 [30]. On constatera donc que les valeurs présentées dans le tableau de la figure 5.9 sont du même ordre de grandeur que celles de la littérature [3]. Elles ont en outre été obtenues dans des configurations bien précises. On observe à ce titre des performances visiblement optimales en condition boucle fermée. Nous allons, dans la suite, détailler ces résultats, en observant l'influence de ces différentes configurations.

5.2.1 Fonctionnement du PHP rempli à l'éthanol

5.2.1.1 Résultats et tendances générales

Les courbes de la figure 5.10 représentent l'évolution de la conductance globale, rapportée à la conductance de conduction pure, permettant d'observer l'amélioration effective des performances du système en présence du PHP. Ce dernier fonctionne (apparition d'oscillations) dès le premier incrément de puissance à 100 W (en notant qu'il peut également fonctionner pour de plus faibles puissances, comme nous le verrons plus loin), dès lors que l'écart de température requis est atteint.

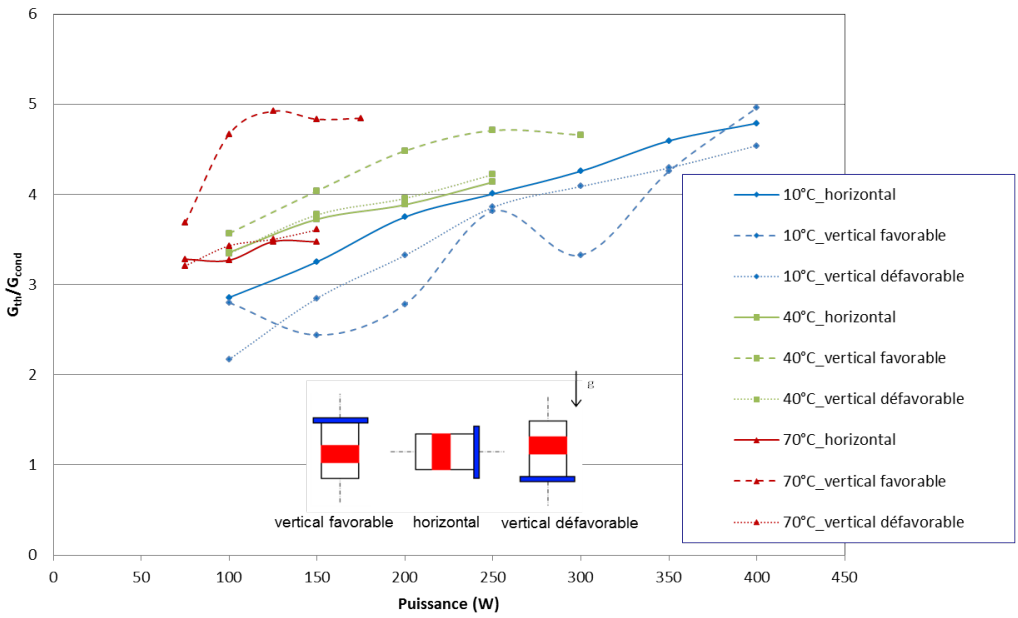


FIGURE 5.10 – Performances du système en fonction de la puissance imposée (Ethanol, $TR = 50\%$)

Le constat commun à toutes les configurations, à quelques exceptions près mises en avant plus loin (en position verticale favorable notamment), est l'augmentation globale de la conductance avec la puissance imposée. Ainsi, entre 100 W et 400 W, comme l'illustre

3. On notera toutefois que cette comparaison est donnée uniquement à titre indicatif, la structure des systèmes considérés dans la littérature étant évidemment différente de celle étudiée ici.

la figure 5.10, la conductance globale du PHP et du carter assemblés est jusqu'à 5 fois supérieure à celle du carter en aluminium pris seul [4]. En réalité industrielle, il est fort possible que cette dernière contribution soit plus faible. Le rôle du PHP en serait amélioré. On peut également mesurer la contribution « PHP » relativement à la conduction qui opèrerait dans un tube plein de même encombrement, comme nous l'avions observé au paragraphe 4.6.6. L'installation du PHP augmente alors d'un facteur 20 environ la situation diffusive seule. Si cette figure présente les résultats obtenus pour un taux de remplissage de 50%, l'influence de ce paramètre et les résultats obtenus pour différents TR seront présentés par la suite.

5.2.1.2 Influence de la source froide

On distingue sur la figure 5.10 trois groupes de courbes (pour trois couleurs différentes) illustrant les trois températures de source froide testées : T_{cryo} = 10°C, 40°C et 70°C. Ces courbes, pour chaque orientation, sont détaillées sur la figure 5.11.

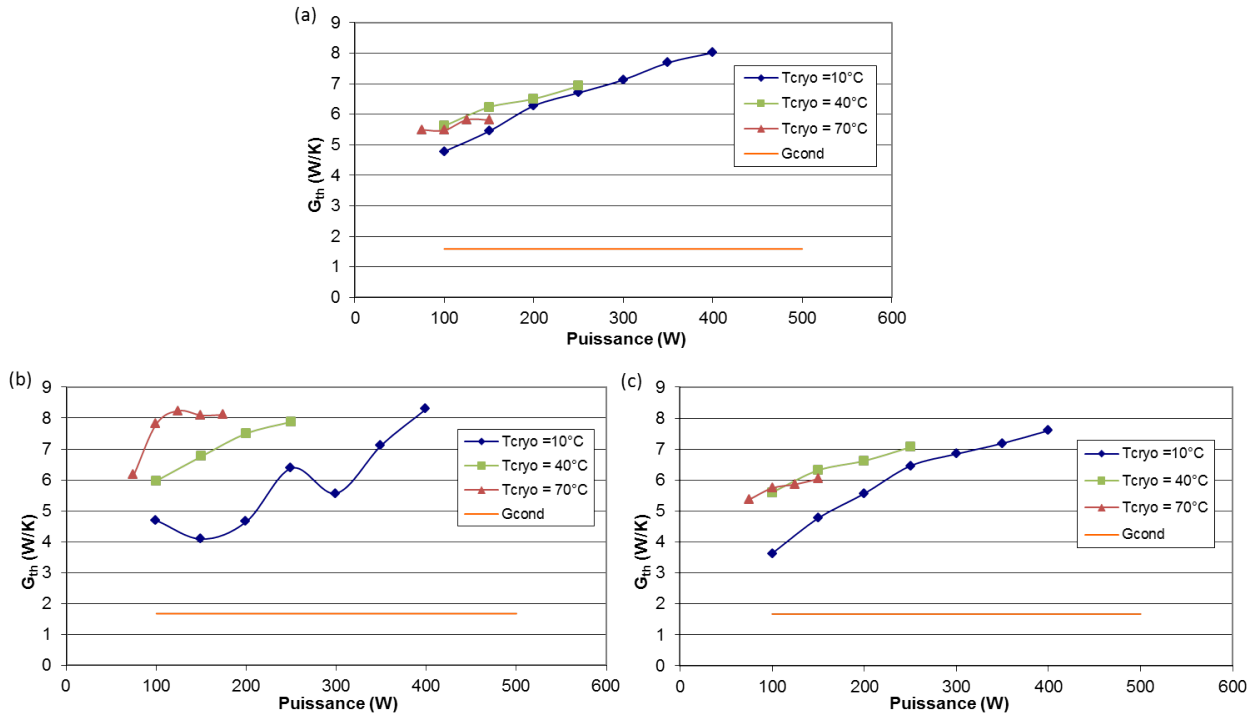


FIGURE 5.11 – Conductance thermique en fonction de la température de source froide T_{cryo} et de la puissance, pour différentes orientations : (a) horizontal, (b) vertical favorable, (c) vertical défavorable (Ethanol, TR = 50%)

Il paraît clair que les températures les plus élevées mènent aux conductances les plus importantes, et ce quelles que soient l'orientation et la puissance imposée. En revanche,

4. On rappelle qu'il s'agit bien de la valeur déterminée dans le chapitre 4 : *Dispositif expérimental*, soit G_{cond} = 1,59 W/K.

il est plus difficile de dégager une tendance entre 40°C et 70°C. Les niveaux de performances sont globalement équivalents pour ces deux températures, dans les configurations horizontale et verticale défavorable (voir figure 5.11). Néanmoins, en position verticale favorable, les valeurs des conductances sont assez nettement supérieures aux autres dispositions. Dans cette configuration, l'augmentation de T_{cryo} se traduit systématiquement par une augmentation de la conductance, de sorte que : $G_{th,10^\circ C} < G_{th,40^\circ C} < G_{th,70^\circ C}$. De toute évidence, comme nous le verrons au paragraphe 5.2.2, les propriétés thermophysiques jouent, chacune, un rôle spécifique dans ces hiérarchies.

5.2.1.3 Influence de l'orientation

Concernant l'orientation, on distingue, sur la figure 5.10, les configurations horizontale (traits pleins), verticale favorable (traits interrompus) et verticale défavorable (pointillés). Ces courbes, pour chaque température de source froide, sont détaillées sur la figure 5.12. Si l'on considère en premier lieu les configurations horizontale et verticale défavorable, on distingue peu de différences aux niveaux des performances. Pour $T_{cryo} = 10^\circ$C, les valeurs de conductances sont légèrement supérieures en horizontal, particulièrement pour des puissances inférieures à 250 W. Pour les températures de source froide de 40°C et 70°C, les courbes sont quasiment confondues.

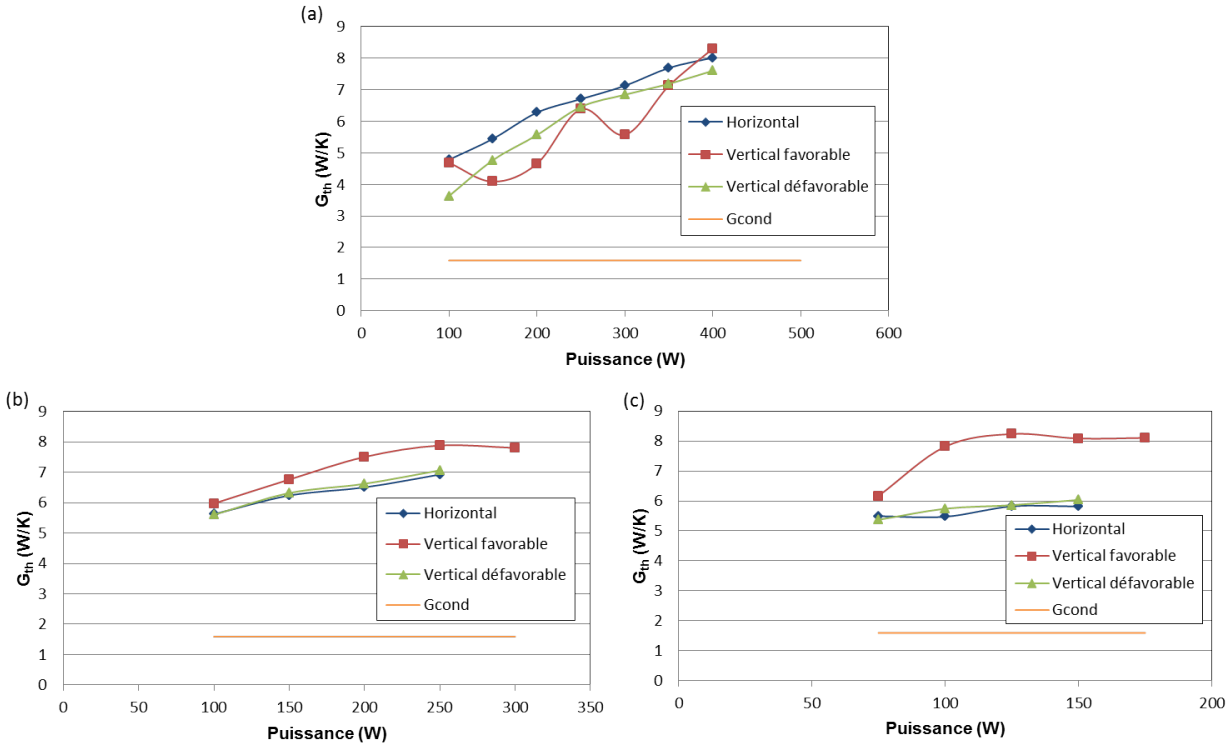


FIGURE 5.12 – Conductance thermique en fonction de l'orientation et de la puissance, pour différentes températures de source froide : (a) $T_{cryo} = 10^\circ$C, (b) $T_{cryo} = 40^\circ$C, (c) $T_{cryo} = 70^\circ$C (Ethanol, $TR = 50\%$)

La position verticale favorable, évaporateur sous le condenseur, semble avoir plus d'influence sur les performances du système, ce dernier se révélant plus sensible aux autres paramètres. Si les conductances augmentent généralement avec la puissance, comme mentionné plus haut, on distingue dans cette configuration deux comportements particuliers :

- Pour $T_{cryo} = 40^{\circ}$C et 70°C, les valeurs de conductances en position verticale favorable sont supérieures à celles associés aux deux autres orientations, observation d'autant plus flagrante à 70°C. Par ailleurs, elles semblent tendre vers une valeur asymptotique aux alentours de $G_{th} = 8$ W/K, avant d'atteindre la température limite de sécurité. Sur l'ensemble des essais effectués, ce constat est l'un des rares indiquant vraisemblablement une limite du système en terme de performances, bien que les données dont nous disposons ne permettent pas de déterminer précisément cette limite, cette dernière dépendant en outre, probablement, des conditions opératoires.

- Pour $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, les valeurs sont inférieures aux autres orientations à basses puissances, et la conductance ne suit pas une évolution monotone en fonction de la puissance, comme dans les autres cas. On observe un point d'inflexion entre 250 W et 300 W, signifiant probablement un changement de régime d'écoulement ou de répartition du fluide au sein du tube. Un zoom sur l'évolution temporelle des températures de chaque branche dans la zone évaporateur, entre 200 W et 300 W, effectué précédemment, apporte un élément d'explication (figure 5.7). Jusqu'à 250 W, l'inhomogénéité des températures de la branche 1 par rapport aux autres, indiquant une répartition inégale de fluide d'une branche à l'autre, est évidente. Lors du passage à 300 W, la température de la branche 1 augmente avant de brusquement diminuer, s'égalisant de fait avec les autres branches. Les températures des 4 branches (et donc le ΔT global entre l'évaporateur et le condenseur) augmentent alors de manière importante entre 250 et 300 W, expliquant la baisse de conductance observée figure 5.12 (a) à partir de 250 W. On peut supposer l'apparition d'une nouvelle répartition du fluide au sein du PHP à cette puissance, favorisée par l'orientation du système. On observera effectivement des points d'inflexions de ce type pour les autres taux de remplissage (40% et 60%) dans les mêmes conditions opératoires (vertical favorable et $T_{cryo} = 10^{\circ}$C). Ce type de phénomène est également observable dans la littérature [32], où l'on peut voir des baisses de résistance d'un système PHP à faibles puissances, suivies d'une brusque augmentation de celle-ci, avant de décroitre à nouveau avec la puissance (voir figure 3.18). Il semble donc exister, pour une configuration donnée, une valeur critique de puissance à partir de laquelle le régime d'écoulement change et où les performances globales deviennent indépendantes des autres paramètres.

Finalement, si la disposition verticale favorable offre la plupart du temps les meilleures performances, elle peut montrer certaines irrégularités dans l'évolution de la conductance avec la puissance. En outre, le PHP considéré ici semble en mesure de fonctionner sous toutes les inclinaisons, y compris verticale défavorable, qualité reconnue des caloducs oscillants, comparés aux caloducs traditionnels à pompage capillaire.

5.2.1.4 Influence de taux de remplissage

Outre le taux de remplissage de 50%, servant fréquemment de référence dans l'étude des PHP, les valeurs $TR = 40\%$, 60%, et également 30% avec l'éthanol, ont été testées. Concernant le taux de remplissage de 40%, les niveaux de performances sont illustrés sur la figure 5.13, de la même façon que pour $TR = 50\%$ (figure 5.10). On observe globalement les mêmes tendances que pour ce dernier taux de remplissage, à savoir :

- Conductances globalement moins élevées à $T_{cryo} = 10^{\circ}$C qu'à 40°C et 70°C.
- Conductances plus élevées en vertical favorable à 40°C, et 70°C a fortiori, et différence peu marquée entre horizontal et vertical défavorable pour ces températures.
- En position verticale favorable, les conductances augmentent lorsqu'on augmente T_{cryo}.

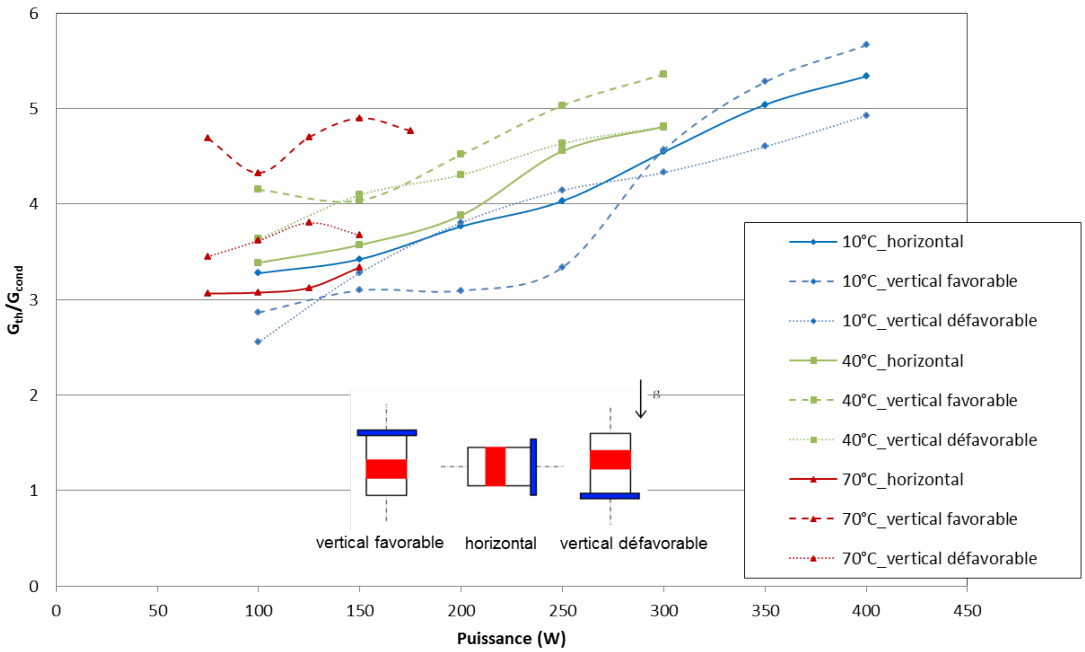


FIGURE 5.13 – Performances du système en fonction de la puissance imposée (Ethanol, $TR = 40\%$)

En revanche, il est plus difficile de dégager une tendance pour le taux de remplissage de 60% (figure 5.14). Les résultats ne tendent pas à confirmer ceux observés pour les deux précédents, notamment les conductances en position verticale favorable, inférieures aux autres orientations. Il ressort essentiellement de ces résultats **la baisse significative des performances du PHP à $TR = 60\%$**, la température de sécurité étant de surcroit plus rapidement atteinte. Ces différents constats sont plus nettement visibles sur la figure 5.15, montrant les conductances atteintes pour chaque configuration en fonction du taux de remplissage, à puissance donnée (400 W pour $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, 300 W pour $T_{cryo} = 40^{\circ}$C et

100 W pour $T_{cryo} = 70^{\circ}$C). La baisse des performances est en effet évidente à $TR = 60\%$, alors qu'elles sont sensiblement meilleures à $TR = 40\%$ par rapport à $TR = 50\%$, exception faite pour $T_{cryo} = 70^{\circ}$C où le second est légèrement supérieur au premier. Il est néanmoins difficile de dégager une tendance entre 40% et 50%. Ces constats peuvent être mis en parallèle avec ceux obtenus par Qu et Wang [34] (illustrés sur la figure 3.17), où les performances d'un PHP (également testé avec de l'éthanol) sont relativement proches à $TR = 40\%$ et 50%, et moindres à $TR = 60\%$.

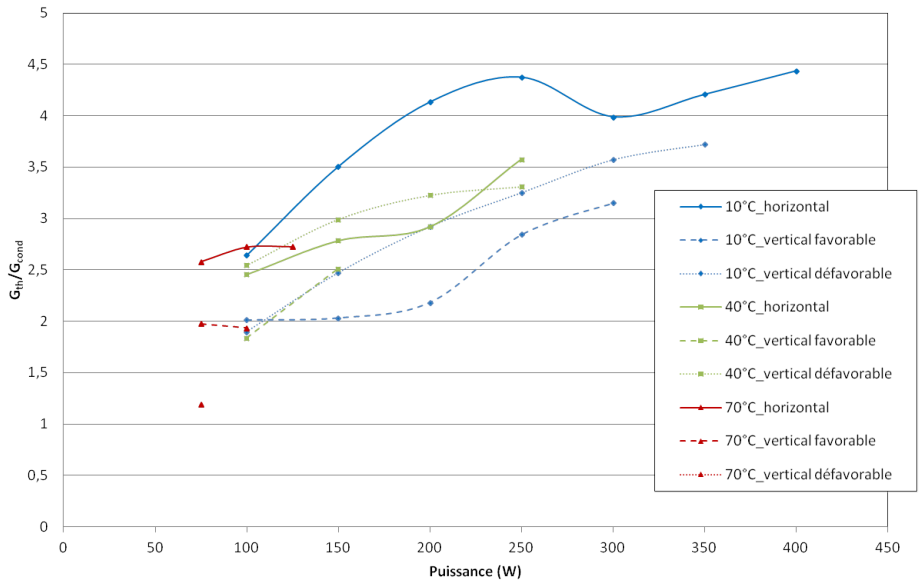


FIGURE 5.14 – Performances du système en fonction de la puissance imposée (Ethanol, $TR = 60\%$)

Si la figure 5.15 montre clairement une limite supérieure de taux de remplissage, à partir de laquelle les performances du PHP diminuent nettement, il n'en est pas de même pour la limite inférieure. C'est pourquoi des essais, avec $TR = 30\%$, pour l'éthanol, ont également été réalisés. Là encore, ce taux de remplissage offre des performances globalement équivalentes à $TR = 40\%$ et 50%, pouvant être plus ou moins élevées suivant les cas. Bien qu'il existe un taux de remplissage optimal pour une configuration donnée, la sensibilité du système à ce paramètre est peu prononcée sur une plage de valeur allant, dans le cas présent, de 30% à 50%. Si des taux de remplissage inférieurs n'ont pas été testés, on peut raisonnablement penser que, pour de faibles valeurs ($TR = 20\%$ par exemple), les performances se dégraderaient, pour les raisons évoquées précédemment dans ce mémoire (paragraphe 3.2.4), et illustrées sur la figure 3.15. Toutefois, des essais supplémentaires permettraient de déterminer les limites précises de cette plage de fonctionnement, relative à l'application considérée ici.

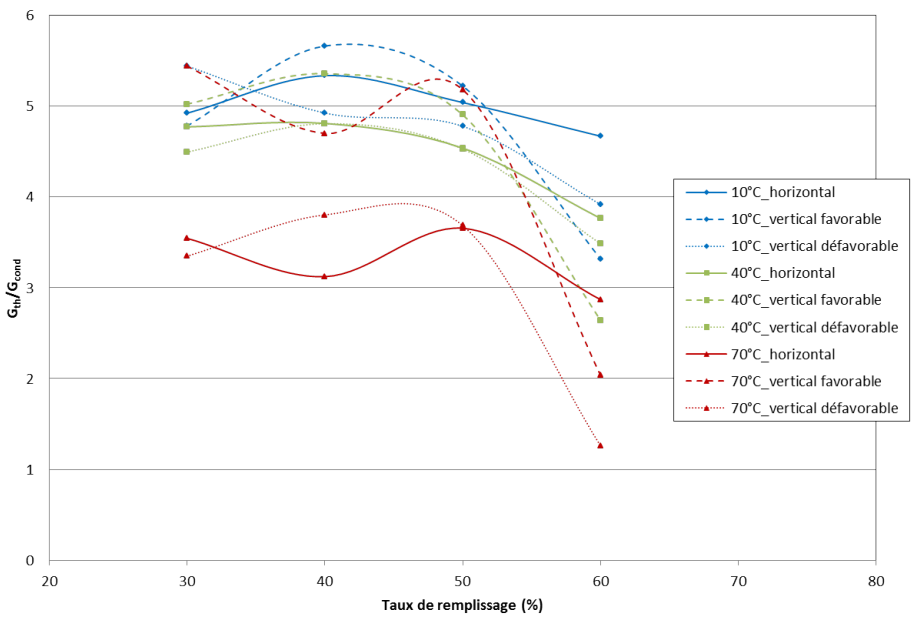


FIGURE 5.15 – Comparaison des performances du système en fonction du taux de remplissage pour l'éthanol

5.2.2 Influence du fluide caloporteur

L'ensemble des tests effectués, et des paramètres étudiés ci-dessus avec l'éthanol, l'ont également été avec l'acétone et le N-Pentane. Les performances obtenues dans chacun des cas sont résumées sur la figure 5.16. Compte tenu des considérations du paragraphe précédent, liées au taux de remplissage, nous choisissons la valeur $TR = 50\%$, comme référence de comparaison. Tout comme l'éthanol, les résultats obtenus avec l'acétone et le N-pentane sont caractérisés par l'augmentation globale de la conductance du système avec la puissance imposée. En revanche, pour ces deux fluides, les faibles températures de source froide T_{cryo} semblent favoriser les performances, contrairement à l'éthanol. Afin de justifier, dans la mesure du possible, les comportements et les niveaux de performances pour chaque fluide, leurs propriétés thermophysiques, pour les trois températures de source froide, sont présentées en annexe D. Les propriétés susceptibles d'avoir le plus d'influence sur ces performances sont également représentées sur la figure 5.17, permettant, visuellement, de constater facilement les différences significatives existant entre chacun de ces fluides.

5.2.2.1 Comparaison des fluides en fonction de la température de source froide

La figure 5.18 présente en détail les niveaux de conductances G_{th} pour chaque température de source froide. On constate en effet qu'à faible température de source froide (figure 5.18(a)), et à faibles puissances, les conductances pour l'éthanol sont plus faibles que pour le N-pentane et, à plus forte raison, que l'acétone. Nous savons que l'éthanol présente la

caractéristique d'être relativement visqueux comparativement aux deux autres fluides, particulièrement à faibles températures (voir figure 5.17(a)). La faible excitation thermique (donc le faible $\frac{dP}{dT}$ à ces niveaux de températures), couplée à une viscosité élevée, donc à des pertes de charges plus importantes, sont en effet moins propices à l'efficacité des transferts et aux performances du système. Ajoutons à cela la faible chaleur latente de l'acétone et du N-pentane, par rapport à l'éthanol, qui tend à faciliter le phénomène de changement de phase, même pour de faibles flux de chaleur.

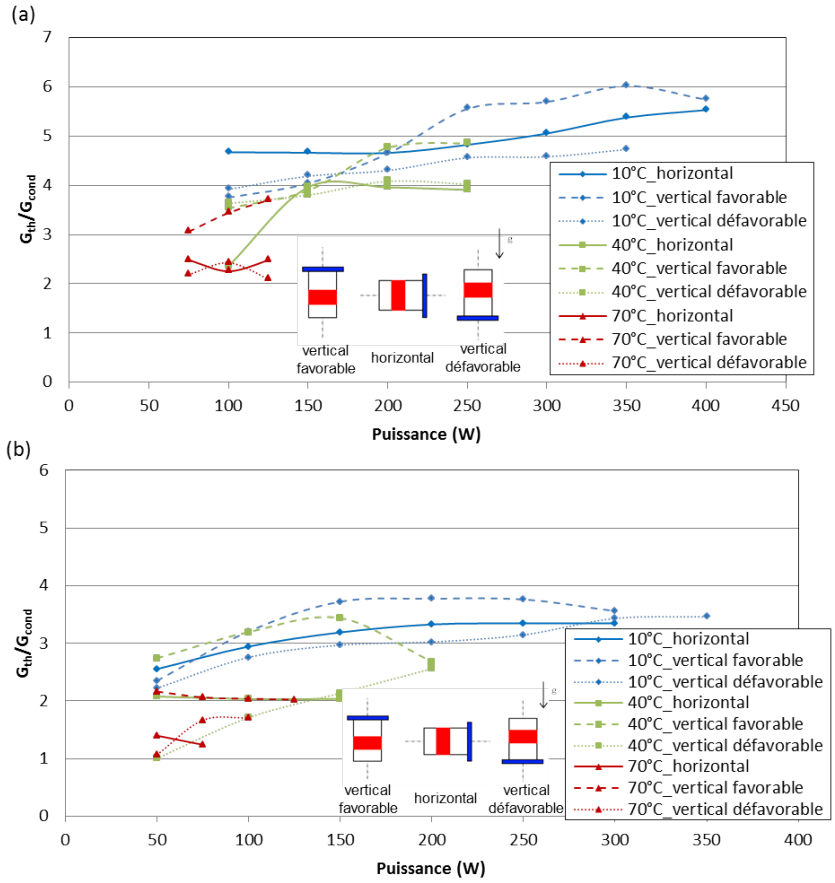


FIGURE 5.16 – Performances du système en fonction de la puissance imposée pour : (a) l'acétone, (b) le N-pentane ($TR = 50\%$)

Toutefois, cette tendance tend à s'inverser lorsque T_{cryo} augmente. Ce constat est illustré de manière explicite sur l'histogramme de la figure 5.19, présentant, pour chaque fluide, les performances maximales atteintes (en terme de conductance thermique G_{th}), selon la température de source froide. A $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, les performances maximales sont atteintes avec l'acétone, à $T_{cryo} = 70^{\circ}$C elles le sont pour l'éthanol. Elles sont en outre similaires pour $T_{cryo} = 40^{\circ}$C. Plusieurs explications peuvent être avancées pour expliquer cette inversion de tendance :

– La viscosité de l'éthanol, très élevée à faibles températures, diminue considérablement

(relativement aux autres fluides) lorsque ces températures augmentent (figure 5.17(a)), réduisant donc les pertes de charge.

– Pour des températures élevées, la capacité thermique C_p de l'éthanol est plus élevée que celle des autres fluides (figure 5.17(c)). Pour une différence de température ΔT donnée, et pour une même quantité de fluide déplacée à une vitesse donnée, les transferts par chaleur sensible seront donc plus efficaces avec l'éthanol.
– Bien que dans le cas des PHP, elle ne constitue pas le mécanisme principal de transferts thermiques, la chaleur latente élevée de l'éthanol comparée aux autres fluides peut contribuer à favoriser ces transferts, pour des flux de chaleur plus élevés.

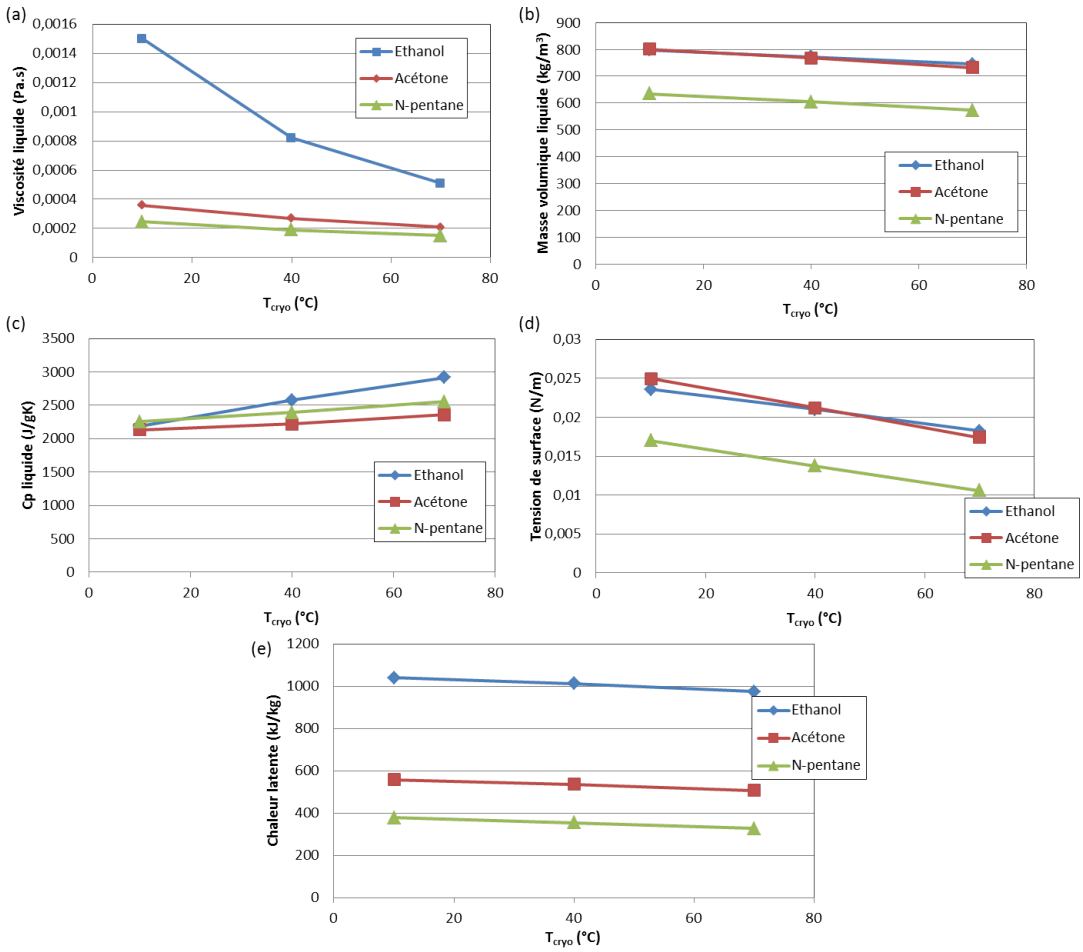


FIGURE 5.17 – Comparaison des propriétés thermophysiques des trois fluides en fonction de T_{cryo} (a) Viscosité dynamique liquide, (b) Masse volumique liquide, (c) Capacité thermique massique, (d) Tension de surface, (e) Chaleur latente

On s'aperçoit également sur cette figure de la faible dépendance à T_{cryo} des valeurs maximales de conductances pour l'éthanol, par rapport aux deux autres fluides. On se rappellera à ce titre de l'observation analogue du paragraphe 5.1.3, concernant la plus forte influence de T_{cryo} sur le $\Delta T_{amorçage}$ pour l'acétone, et justifiée notamment par les valeurs plus élevées de $\frac{dP}{dT}$ pour ce fluide. Il est donc fort probable que les propriétés

thermo-physiques de l'éthanol expliquent également cette observation relative aux valeurs de conductances maximales.

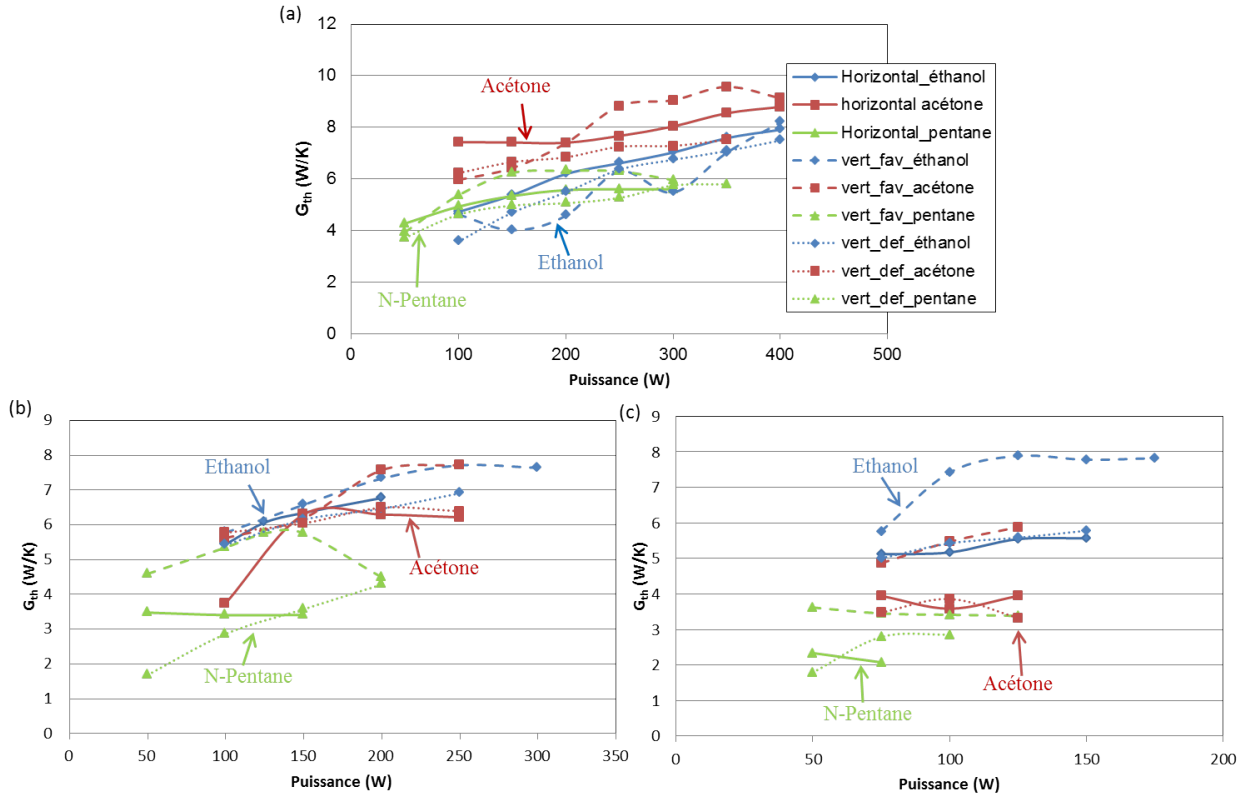


FIGURE 5.18 – Conductance thermique en fonction de la puissance pour chaque fluide et pour chaque température de source froide : (a) $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, (b) $T_{cryo} = 40^{\circ}$C, (c) $T_{cryo} = 70^{\circ}$C ($TR = 50\%$)

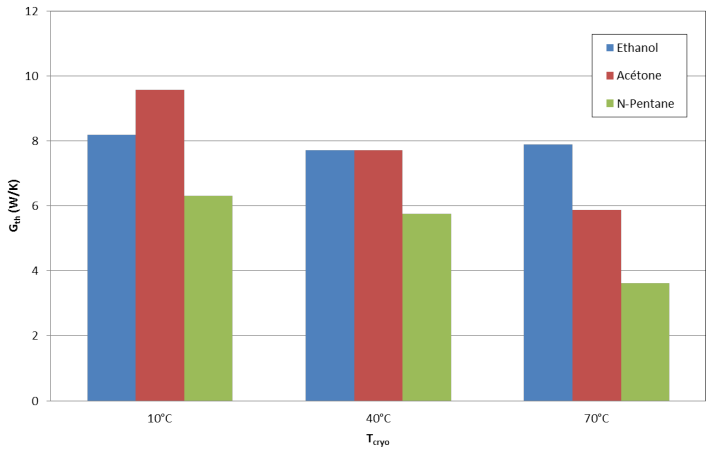


FIGURE 5.19 – Conductances maximales atteintes en fonction du fluide et de la température de source froide T_{cryo} (Vertical favorable, $TR = 50\%$)

Un autre constat à mettre en avant sont les performances obtenues avec le N-pentane, globalement inférieures aux autres fluides, quelles que soient les valeurs de T_{cryo}. Par l'observation respective des propriétés thermophysiques de chaque fluide, le N-pentane diffère des deux autres, en particulier par ses faibles valeurs de tension de surface et de masse volumique en phase liquide, quelle que soit la température dans la plage considérée (figure 5.17(b) et (d)). Néanmoins, ce fluide est caractérisé par un fonctionnement plus stable que les autres, en terme de répétabilité des mesures. En d'autres termes, pour des conditions opératoires données, le N-pentane semble plus susceptible de donner des résultats identiques d'un essai à l'autre. A titre d'exemple, la figure 5.20 présente un essai réalisé en effectuant des incréments de puissances de 50 W à 300 W en montée, puis en descente, de 300 W à 50 W. On constate effectivement que les courbes sont confondues, montrant donc des niveaux de conductances identiques.

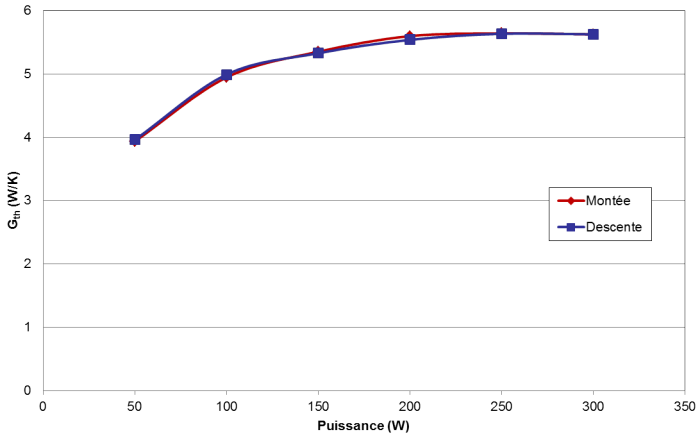


FIGURE 5.20 – Conductances thermiques en fonction de la puissance pour un essai réalisé en « montée/descente » (N-pentane, $TR = 50\%$, $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, horizontal)

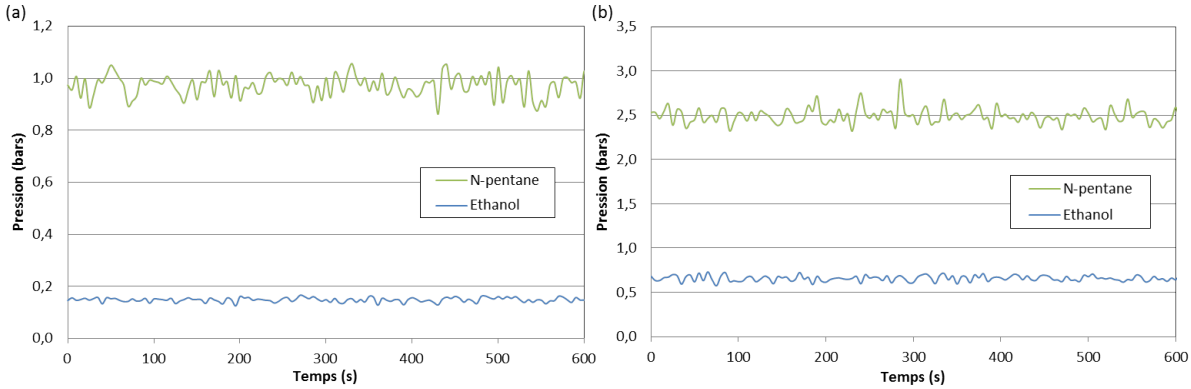


FIGURE 5.21 – Signaux de pression en régime établi pour l'éthanol et le N-pentane et pour deux puissances : (a) $Q = 100$ W, (b) $Q = 300$ W ($TR = 40\%$, $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, horizontal)

On notera finalement que le fonctionnement du PHP avec le N-pentane est également

caractérisé par des amplitudes d'oscillations généralement plus élevées que pour les autres fluides. La figure 5.21 compare à ce titre les signaux de pression observés avec de l'éthanol et du N-pentane, pour deux niveaux de puissances imposées (on notera qu'une comparaison des signaux de températures permet également d'effectuer ces observations). Ce comportement peut se justifier par les propriétés thermophysiques du N-pentane, combinant un $\frac{dP}{dT}$ élevé, une faible chaleur latente et une faible viscosité, favorisant le déplacement du fluide soumis aux mêmes conditions limites thermiques.

5.2.2.2 Comparaison des fluides en fonction de l'orientation

Si les résultats présentés plus haut dans ce chapitre tendent à prouver que la position verticale favorable améliore généralement les performances, la question est ici de savoir si, pour une température de source froide donnée, les résultats pour les trois fluides sont susceptibles de différer d'une orientation à l'autre. Les histogrammes de la figure 5.22 montrent, pour $T_{cryo} = 10^{\circ}$C et 70°C, les conductances maximales atteintes dans chaque configuration. Comme cela a été développé dans le paragraphe précédent, l'éthanol et l'acétone offrent respectivement les meilleures performances à 70°C et à 10°C. Cependant, l'observation essentielle, dans le cadre de ce paragraphe, tient dans la conservation de la hiérarchie, en terme de conductances, de chaque fluide, quelle que soit l'orientation. En d'autres termes, si l'éthanol permet d'obtenir les performances les plus élevées pour une température de source froide de 70°C en position verticale favorable (comme nous l'avions déjà observé sur la figure 5.19), c'est également le cas pour les autres orientations. Ce constat demeure identique pour les autres températures T_{cryo}, même s'il y a une hiérarchie différente entre les fluides. Les observations effectuées dans le paragraphe portant sur l'influence de l'orientation, pour l'éthanol, restent donc valables pour les autres fluides. On peut voir effectivement, sur les figures 5.16 et 5.18, avec l'acétone et le N-pentane, que les performances thermiques sont meilleures pour la configuration verticale favorable, et ce d'autant plus à T_{cryo} élevée. Les configurations horizontale et verticale défavorable offrent quant à elles des performances globalement similaires.

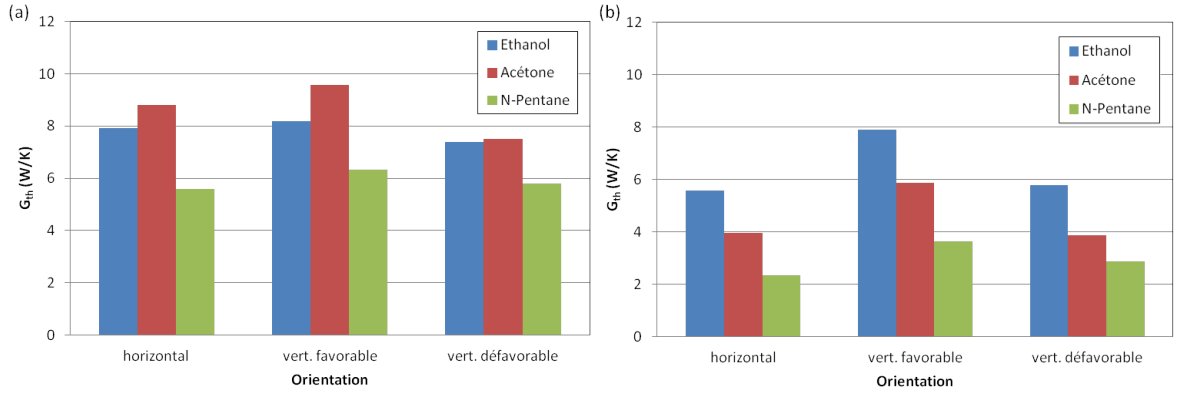


FIGURE 5.22 – Conductances maximales atteintes en fonction du fluide et de l'orientation pour (a) $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, (b) $T_{cryo} = 70^{\circ}$C ($TR = 50\%$)

5.2.2.3 Influence du taux de remplissage

De la même façon que pour l'éthanol, l'acétone et le N-pentane ont également été l'objet de campagnes d'essais à $TR = 40\%$ et $TR = 60\%$. La figure 5.23 présente les conductances atteintes pour chaque configuration en fonction du taux de remplissage, à puissance donnée, pour l'acétone et le N-pentane (400 W pour $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, 200 W pour $T_{cryo} = 40^{\circ}$C et 125 W pour $T_{cryo} = 70^{\circ}$C). Malgré l'absence de donnée à $TR = 30\%$, il semble néanmoins que l'on retrouve les tendances observées avec l'éthanol, indiquant des performances moindres à $TR = 60\%$, et une plage de fonctionnement englobant $TR = 40\%$ et $TR = 50\%$. On notera toutefois, dans les configurations horizontale et verticale défavorable, des niveaux de conductances sensiblement plus élevés pour $TR = 40\%$ dans le cas de l'acétone. Ce constat est encore plus flagrant pour le N-pentane, quelle que soit l'orientation. On remarque également la nette séparation des trois groupes de courbes de couleur, représentant les trois températures de source froide, indiquant une fois de plus la propension de l'acétone et du N-pentane à être plus efficace à faibles T_{cryo}.

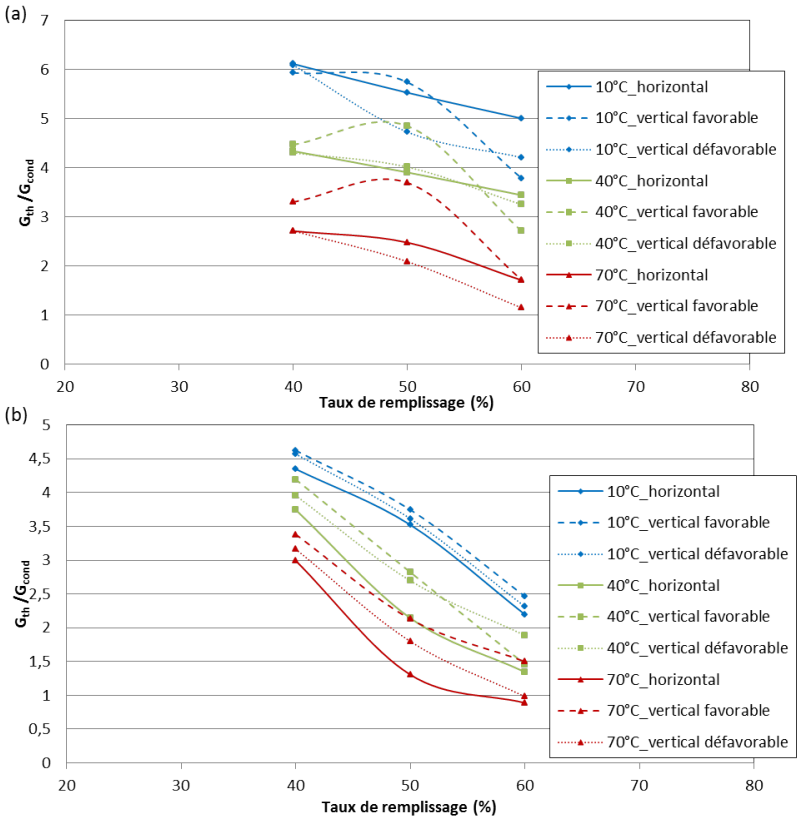


FIGURE 5.23 – Comparaison des performances du système en fonction du taux de remplissage pour : (a) l'acétone, (b) le N-pentane

Comme pour le taux de remplissage de 50% (figure 5.18), la figure 5.24 montre les niveaux de conductances G_{th} pour chaque température de source froide, dans le cas $TR = 40\%$. On retrouve, là encore, la plupart des observations effectuées précédemment

(conductances plus élevées pour l'acétone à faibles niveaux de températures, tendance inverse, avec l'éthanol, quand T_{cryo} augmente, conductances pour le N-pentane sensiblement inférieures aux deux autres fluides). Il semble donc que la plage de fonctionnement du système, en terme de taux de remplissage, soit relativement indépendante du fluide employé. En revanche, la valeur optimale ne l'est pas a priori. Ces arguments restent cependant à nuancer et à confirmer par des essais supplémentaires, à $TR = 30\%$ notamment, mais également pour le N-pentane dont les performances maximales à $TR = 50\%$ sont visiblement moindres qu'à $TR = 40\%$.

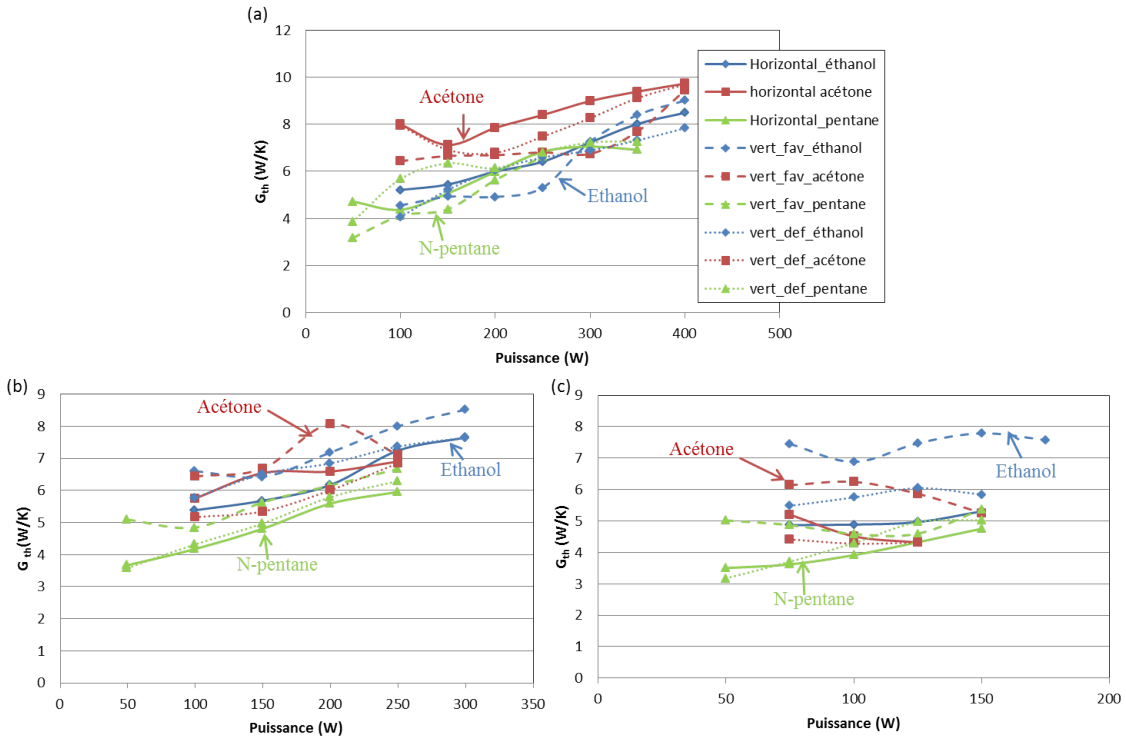


FIGURE 5.24 – Conductance thermique en fonction de la puissance pour chaque fluide et pour chaque température de source froide : (a) $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, (b) $T_{cryo} = 40^{\circ}$C, (c) $T_{cryo} = 70^{\circ}$C ($TR = 40\%$)

5.2.2.4 Conclusion concernant la comparaison des fluides caloporteurs

Les trois fluides testés dans le cadre de ce projet sont tous en mesure de fonctionner sur les plages de températures et de puissances considérées. Néanmoins, compte tenu de leurs propriétés thermophysiques, pour la plupart très différentes d'un fluide à l'autre (voir figure 5.17 ou annexe D), les performances du système n'évoluent pas de la même façon selon le fluide considéré. D'un point de vue des niveaux de conductances, l'acétone présente des valeurs plus élevées pour de faibles sollicitations thermiques (faibles T_{cryo} et faibles puissances). Cette tendance s'inverse, en faveur de l'éthanol, lorsque ces températures augmentent. Le paramètre *température de source froide* T_{cryo} a donc une

influence prépondérante sur les performances du PHP, d'un fluide à l'autre. On notera toutefois que, si les performances maximales sont souvent obtenues avec l'éthanol, l'emploi de ce fluide laisse encore planer quelques doutes et interrogations en terme de compatibilité avec le matériau dont le PHP est constitué.

S'agissant du N-pentane, les conductances observées sont, en général, soit équivalentes aux deux autres fluides, soit inférieures. Les performances maximales atteintes sont en revanche systématiquement inférieures. Il montre en revanche une certaine stabilité dans son comportement, en terme de répétabilité notamment. Il présente en outre l'avantage, en plus d'être peu visqueux, de posséder une faible chaleur latente, favorable à la génération (et à la condensation) des bulles de vapeur, et donc au mouvement global du fluide. Il reste toujours difficile de conclure sur l'importance relative des propriétés thermophysiques des fluides sur les performances d'un tel système. Les différents points développés ici offrent néanmoins quelques perspectives d'études.

5.2.3 Influence du bouclage

Les derniers essais réalisés dans le cadre de ce projet fûrent consacrés à l'étude du *bouclage* du PHP, par l'ajout d'un raccord entre les deux extrémités du tube, de façon à fermer la boucle, comme explicité plus haut (figure 3.1). Cette modification technique a été motivée par la volonté de comparer les performances du système entre les configurations bouclée et non bouclée, mais également pour éclairer le point concernant la répartition du fluide au sein du tube et ses inhomogénéités apparentes et récurrentes (figure 5.7). Bien que moins complète et exhaustive que pour la configuration boucle ouverte, la plage de résultats obtenus ici en boucle fermée permet de dégager des tendances claires et explicites sur l'influence de ce paramètre. En premier lieu, la figure 5.25 présente les performances globales obtenues à $TR = 50\%$ pour l'éthanol, dans toutes les configurations.

Comme nous l'avions constaté dans le cas non bouclé, l'augmentation de T_{cryo} tend à accroître les niveaux de performances du système. En revanche, on observe des valeurs globales de $\frac{G_{th}}{G_{cond}}$ supérieures à celles de la configuration non bouclée, permettant notamment d'atteindre des conductances globales maximales supérieures à six fois celles du carter en aluminium pris seul, comme le présentait déjà le tableau de la figure 5.9. Il semble toutefois que la disposition verticale favorable présente un fonctionnement relativement instable, au regard des profils de la figure 5.25, comparée aux autres dispositions.

5.2.3.1 Effet du bouclage sur les performances

L'amélioration relative en configuration bouclée par rapport à la configuration non bouclée, visible sur la figure 5.25, est illustrée ici sur la figure 5.26, présentant les performances respectives des deux cas en fonction de la puissance imposée pour chaque température de source froide, avec de l'éthanol à $TR = 50\%$, en adoptant une disposition horizontale.

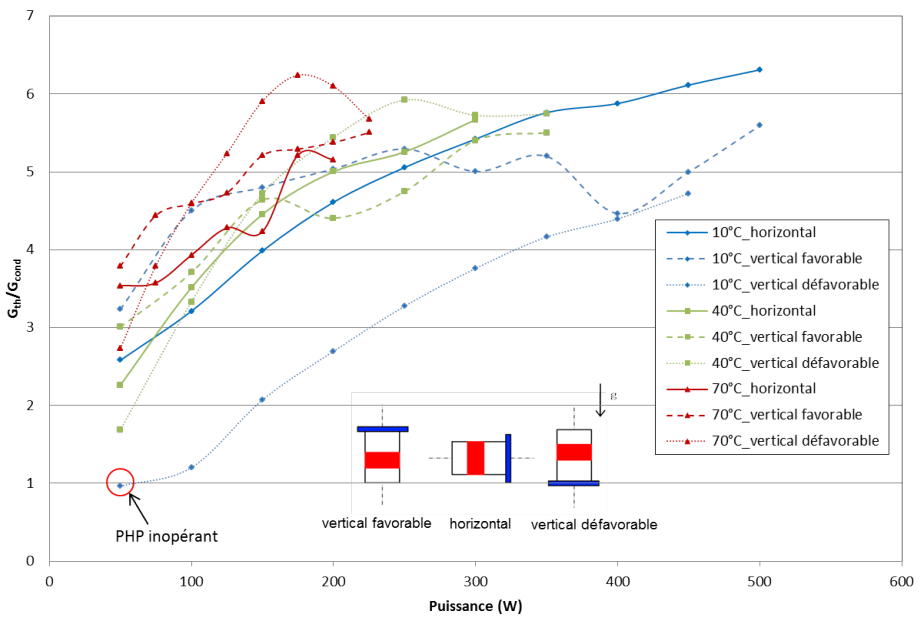


FIGURE 5.25 – Performances du système en fonction de la puissance imposée en configuration bouclée (Ethanol, $TR = 50\%$)

La différence entre les deux configurations est manifeste, quelle que soit T_{cryo} et quelle que soit la puissance imposée. Les améliorations relatives observées en boucle fermée, par rapport à la boucle ouverte, se situent entre 20% et 25% en termes de performances. Outre ce constat, cette configuration permet également d'atteindre des puissances, et donc des densités de flux plus élevées (voir également le tableau de la figure 5.9), avant d'être limitée par la température de sécurité. Toutefois, deux cas particuliers, illustrés sur la figure 5.27, peuvent être notés :

- En position verticale favorable, l'amélioration induite par la configuration bouclée est moins évidente pour les régimes les plus importants (figure 5.27 (a)). Les autres températures de source froide, non présentées ici, confirment ce constat. Le comportement instable lié à cette orientation, et illustré en outre sur la figure 5.25, peut constituer un élément d'explication. Les performances maximales restent néanmoins atteintes pour la configuration bouclée.
- En position verticale défavorable, et pour $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, les performances sont, cette fois-ci, plus élevées pour la configuration non bouclée (figure 5.27 (b)). Pour les températures de source froide plus élevées, non illustrées ici, la configuration bouclée est de nouveau nettement supérieure en terme de performances. Il semblerait donc dans ce cas particulier, faisant figure d'exception, que la configuration bouclée ne soit pas favorable à l'écoulement induit par ces niveaux de puissances et de températures de source froide, dans la position verticale défavorable.

Il semble cependant effectif que la configuration bouclée, libérant un degré de liberté, autorise une circulation globale, permettant une répartition plus homogène du fluide et,

donc, une meilleure diffusion de la chaleur, aboutissant finalement à une baisse globale de la température du système, en comparaison à la boucle ouverte. A ce titre, la figure 5.28 présente la répartition des températures dans les différentes zones du système, pour un cas référence. Ce cas représente les conditions ayant permis d'obtenir les performances maximales du système, à $TR = 50\%$, avec **une conductance thermique environ 6,3 fois supérieure à la conduction pure, et une densité de flux transférée de 3,2 W.cm^{-2}**.

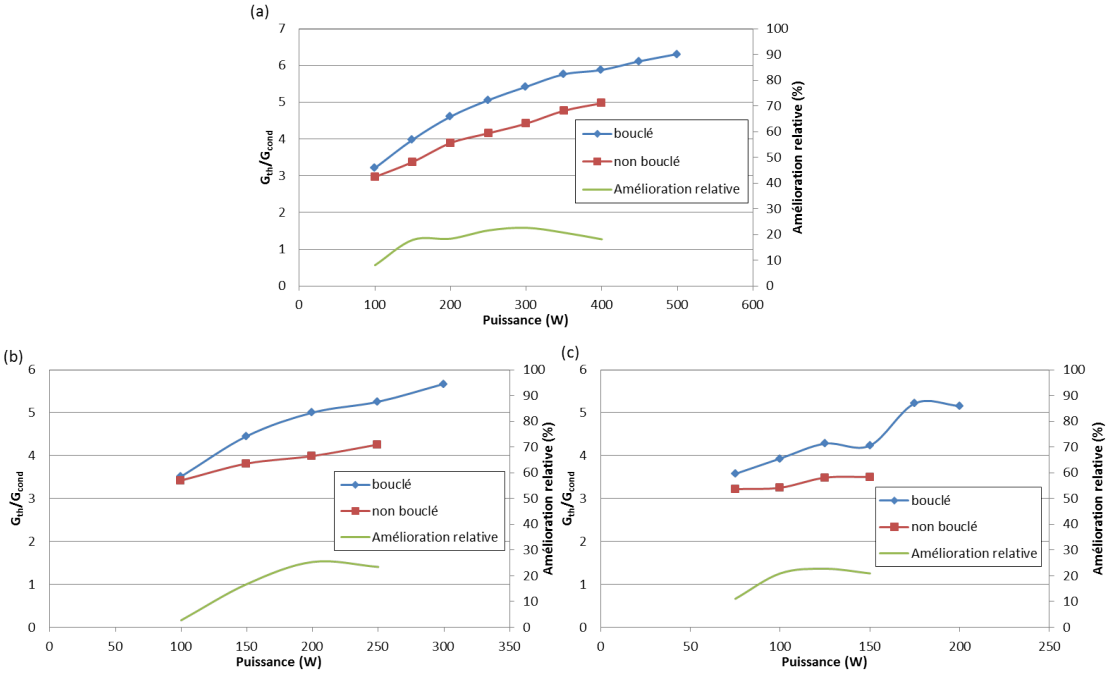


FIGURE 5.26 – Comparaison des performances du système en configurations bouclée et non bouclée pour : (a) $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, (b) $T_{cryo} = 40^{\circ}$C, (c) $T_{cryo} = 70^{\circ}$C (Ethanol, $TR = 50\%$, horizontal)

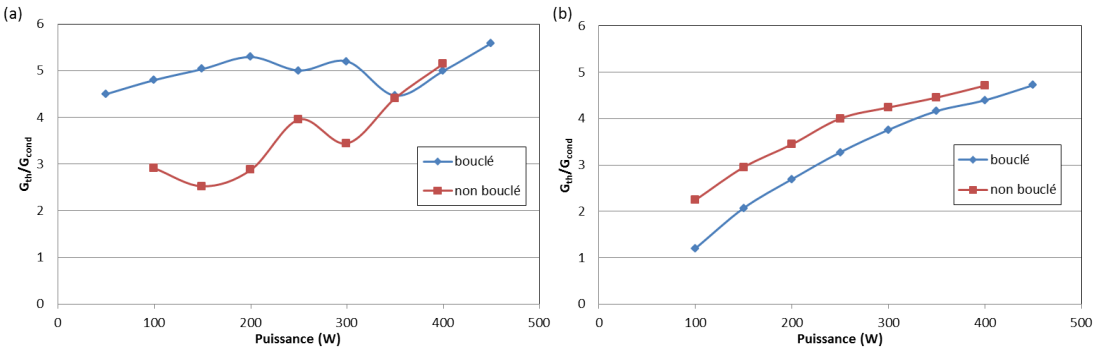


FIGURE 5.27 – Comparaison des performances du système en configurations bouclée et non bouclée pour les configurations : (a) verticale favorable, (b) verticale défavorable (Ethanol, $TR = 50\%$, $T_{cryo} = 10^{\circ}$C)

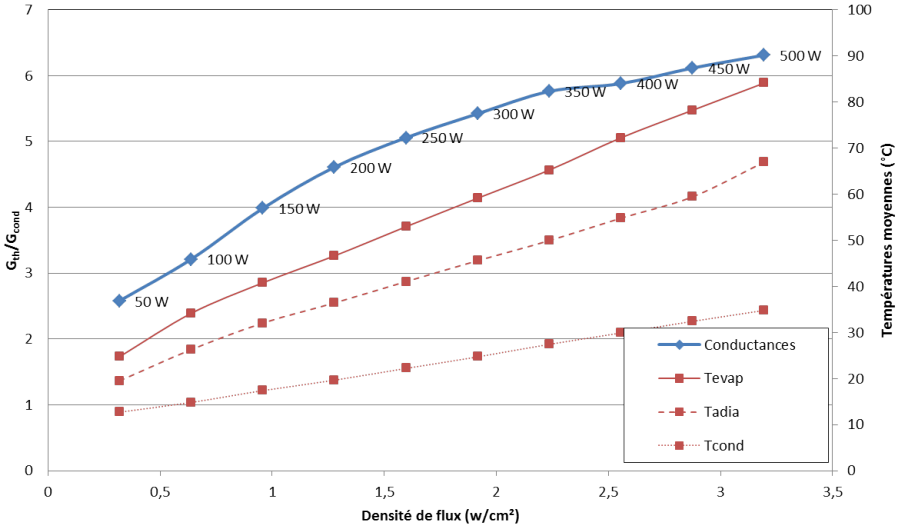


FIGURE 5.28 – Performances du système en fonction de la densité de flux imposée et températures moyennes de chaque zone (Ethanol, $TR = 50\%$, $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, horizontal)

5.2.3.2 Effet du bouclage sur l'équilibre des branches

La présence d'inhomogénéités dans la répartition du fluide à l'intérieur du PHP a déjà été mise en avant dans ce chapitre. Elle était notamment visible sur la figure 5.7, où la température de la branche 1 est, à certains régimes, plus élevée que dans les autres (constat récurrent en configuration non bouclée). Le paragraphe précédent, ainsi que la littérature, justifient les meilleures performances, fréquemment obtenues en configuration boucle fermée, par une répartition plus homogène du fluide au sein du tube. Cette hypothèse est illustrée sur la figure 5.29, indiquant les températures moyennes dans la zone évaporateur de chaque branche, en fonction de la puissance imposée. La répartition plus homogène du fluide dans cette zone est manifeste sur cette figure.

Cette homogénéité, inhérente à la configuration bouclée, ne se limite pas à la zone évaporateur. L'amélioration des performances, à puissance donnée, tire son origine d'un écart de température plus faible entre les deux extrémités du système, évaporateur et condenseur, par rapport à la configuration non bouclée. La figure 5.30 compare à cet effet les écarts de températures moyens entre les zones évaporateur et condenseur, pour différents niveaux de puissances imposées. On illustre bien, de cette façon, l'homogénéité accrue des températures sur l'ensemble du système, en configuration bouclée. Rappelons également que cette répartition du fluide, favorisée par la configuration bouclée, engendre des instabilités au démarrage, caractérisées par des arrêts momentanés des oscillations. Ce phénomène, déjà mis en lumière par Khandekar *et al.* [26], est représenté sur la figure 5.6. Une fois passé ce stade, généralement au-delà de 100 W, l'amélioration de la configuration bouclée se fait plus nette et plus évidente, au regard du cas non bouclé.

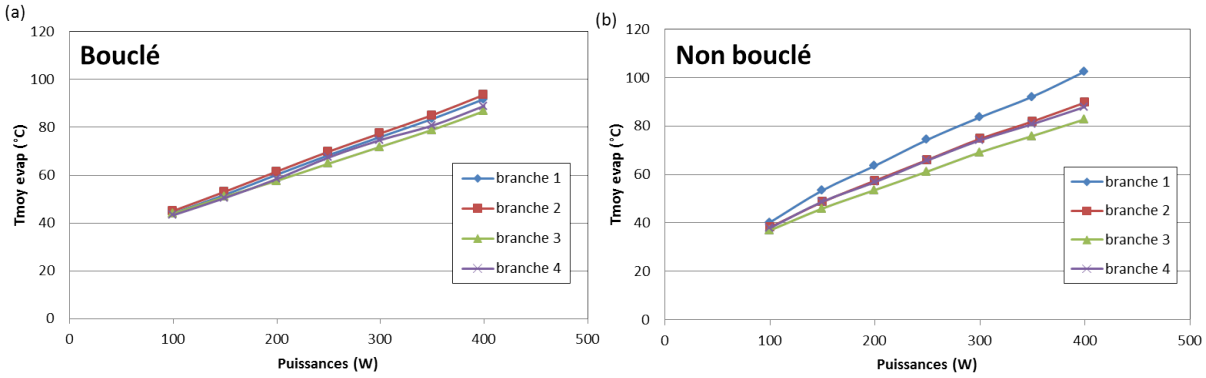


FIGURE 5.29 – Comparaison des températures moyennes dans la zone évaporateur entre les configurations : (a) bouclée, (b) non bouclée (Ethanol, $TR = 50\%$, $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, horizontal)

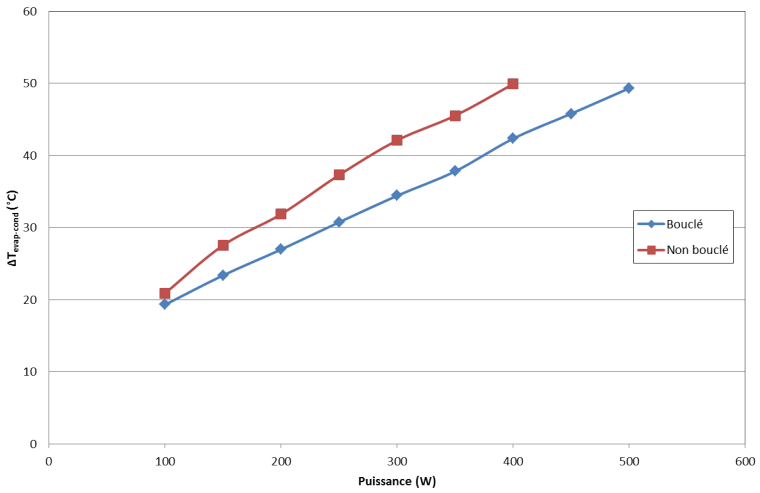


FIGURE 5.30 – Ecarts de températures moyens entre l'évaporateur et le condenseur en fonction de la puissance en bouclé et non bouclé (Ethanol, $TR = 50\%$, $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, horizontal)

5.2.3.3 Influence du taux de remplissage en configuration bouclée

Un certain nombre d'essais, pour la configuration bouclée, ont également été réalisés avec un taux de remplissage de 40%. Dans le cas non bouclé, les résultats obtenus indiquaient que les taux de remplissage $TR = 40\%$ et $TR = 50\%$ étaient tous deux situés dans la plage de fonctionnement du système, offrant des performances plus ou moins analogues pour ce qui est de l'éthanol. La figure 5.31 compare les performances obtenues pour ces deux taux de remplissage en boucle fermée, pour différentes températures de source froide, ainsi que les valeurs correspondantes à $TR = 40\%$ en boucle ouverte.

La première information concerne le niveau de performances atteintes pour $TR = 40\%$ qui, comme en boucle ouverte, est globalement équivalent à celui observé pour $TR = 50\%$.

On notera toutefois, à $T_{cryo} = 70^{\circ}$C (figure 5.31(c)), un écart assez important entre les deux taux de remplissage à faibles puissances. On remarque en outre, sur ces trois courbes, que la différence de performances entre $TR = 40\%$ et $TR = 50\%$, tend à s'amenuiser pour les puissances les plus élevées. L'influence du paramètre *taux de remplissage* semble donc plus faible pour ces niveaux de puissance.

En second lieu, la figure 5.31 montre l'amélioration manifeste des performances en bouclé, par rapport au cas non bouclé, comme pour $TR = 50\%$. On s'aperçoit une fois encore que cette amélioration est particulièrement remarquable pour $T_{cryo} = 70^{\circ}$C. L'ensemble de ces conditions (Ethanol, $TR = 40\%$, $T_{cryo} = 70^{\circ}$C, horizontal, bouclé) semble donc favorable en configuration bouclée, même si les données existantes dans ce contexte, en terme de répétabilité notamment, sont encore assez pauvres à l'heure actuelle. On ajoutera finalement que, sur l'ensemble des essais effectués, les performances maximales ($\frac{G_{th}}{G_{cond}} \approx 6,45$, indiqué sur le tableau 5.9) ont été obtenues avec ce taux de remplissage de 40%, en boucle fermée. Cela correspond, si l'on mesure la contribution du PHP seul, par rapport à la conduction pure dans un tube plein de même encombrement, à une augmentation d'un facteur 25 environ.

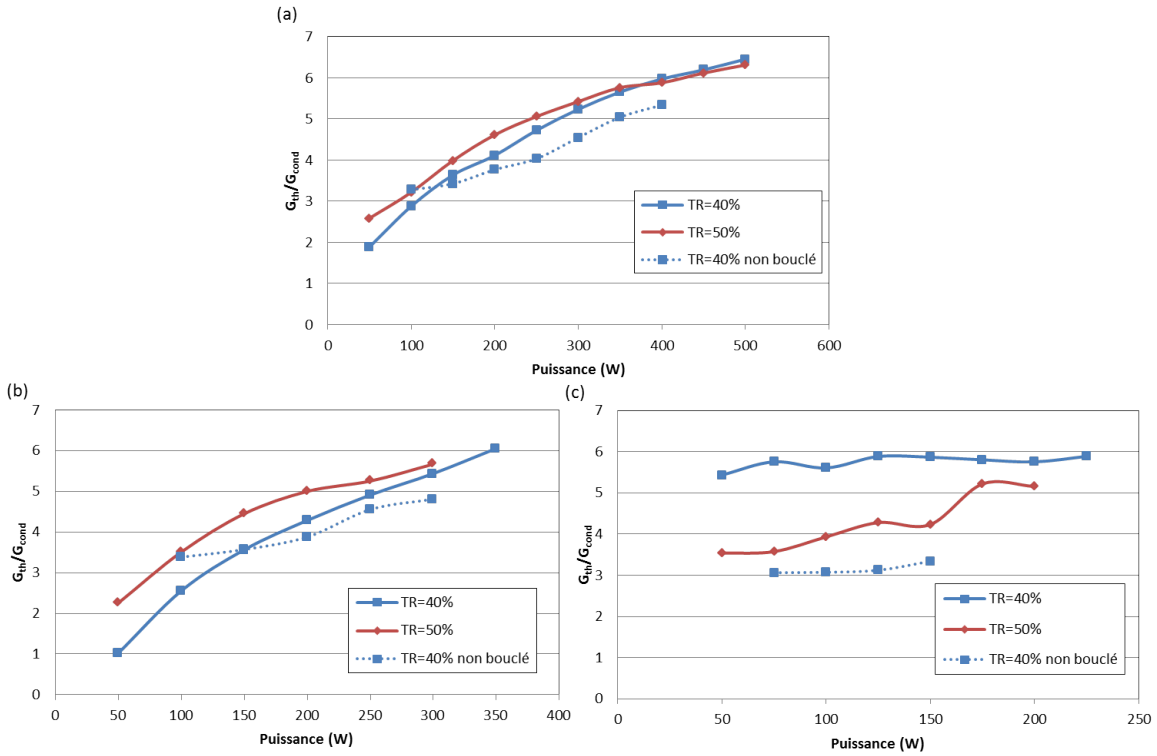


FIGURE 5.31 – Comparaison des performances en fonction du taux de remplissage en configuration bouclée et non bouclée pour : (a) $T_{cryo} = 10^{\circ}$C, (b) $T_{cryo} = 40^{\circ}$C, (c) $T_{cryo} = 70^{\circ}$C (Ethanol, horizontal)

5.2.3.4 Conclusion sur l'influence du bouclage

Le paragraphe portant sur l'influence du bouclage, dans la partie bibliographie, évoquait la rareté des données concernant ce paramètre, dans la littérature. Les résultats présentés dans ce mémoire constituent un élément supplémentaire, permettant de confirmer l'influence de ce paramètre. Une étude récente a montré effectivement qu'à de faibles niveaux de puissances imposées, le bouclage du PHP tendait à améliorer ses performances de manière significative (figure 3.14) [27]. Les résultats présentés dans ce chapitre vont également dans ce sens. On peut simplement se demander si la différence entre les configurations bouclée et non bouclée deviendrait négligeable si l'on accédait à des puissances plus élevées, comme cela le fût observé sur la figure 3.14.

De plus, le passage en configuration bouclée, libérant de fait un degré de liberté au fluide, influence vraisemblablement sa répartition au sein du PHP, la rendant plus homogène, ce qui tend à améliorer ses performances, comme l'avaient justifiés Khandekar *et al.* [26]. Ces derniers avaient également mis en avant le comportement instable de ce système au démarrage, par l'existence de plusieurs régimes d'écoulements au cours d'un même essai. Cet aspect a pu être observé sur la figure 5.6, montrant des cycles d'arrêts et de démarrages successifs des oscillations. Ce comportement particulier du PHP bouclé, au démarrage et avant l'établissement du régime dans lequel le fluide adopte un sens de circulation privilégié, avait également été montré par Tong *et al.* [37].

Enfin, outre l'amélioration effective des performances en configuration bouclée, il a été observé une meilleure homogénéité des températures entre les différentes branches instrumentées du dispositif, résultant manisfestement, une fois encore, de la répartition plus régulière du fluide caloporteur, dont la circulation d'une branche à l'autre se trouve facilitée par ce bouclage. On évite ainsi la présence de zones plus chaudes autour du stator. Néanmoins, compte tenu du fait que les essais en configuration bouclée ont tous été réalisés en utilisant l'éthanol comme fluide caloporteur, il serait intéressant, par la suite, d'observer l'influence de ce paramètre sur le comportement du système avec l'acétone et le N-pentane.

5.3 Conclusion

L'utilisation d'un caloduc oscillant, comme système de refroidissement, soulève généralement de nombreuses questions quant à son comportement, étant donné le nombre de paramètres susceptibles d'exercer une influence sur son fonctionnement. Dans le cas présent, les critères géométriques étant fixés (longueurs, nombre de boucles, diamètre interne), il s'agissait d'explorer un nombre plus réduits de paramètres, résumés dans le tableau 5.1. Ceci a pu être réalisé à partir du banc expérimental décrit dans le chapitre précédent. Partant de là, divers comportements et réponses du système à différentes conditions opératoires ont pu être mis en avant.

Avant de pouvoir estimer les performances du système lorsqu'un régime d'écoulement

est établi dans une configuration donnée, son comportement passe par des phases, notamment au démarrage (donc à de faibles puissances), où les oscillations s'amorcent à partir d'un écart de température critique entre l'évaporateur et le condenseur. Ces régimes d'écoulement, à faibles densités de flux, peuvent également être le siège d'instabilités, pour lesquelles les oscillations sont marquées par des phases d'arrêts et de démarrages successifs. Toutefois, passé ce stade, on est en mesure de constater les performances réelles de ce PHP, et notamment l'amélioration qu'il confère au système *carter seul*, en terme de conductance thermique effective $\frac{G_{th}}{G_{cond}}$. A cet effet, il a été observé, sur l'ensemble des campagnes expérimentales menées dans le cadre de ce projet, des conductances effectives de 2 à plus de 6 fois supérieures à celles correspondant aux transferts par conduction du même système à vide. D'un point de vue de la contribution du PHP proprement dit, relativement à la conduction à travers un tube plein de même encombrement, sa présence augmente d'un facteur 20 à 25 la situation diffusive pure.

Naturellement, ces performances sont la conséquence directe des conditions opératoires considérées, et leur sont intimement liées. S'il est clair que les niveaux de conductances augmentent globalement avec la densité de flux imposée à l'évaporateur, aucune limite de fonctionnement n'a été mise en évidence (limite asymptotique nette de conductances - hormis un cas particulier relevé au paragraphe 5.2.1.3 - ou assèchement partiel du tube), les expériences étant limitées par la température de sécurité. En outre, des puissances de 500 W, correspondant à des densités de flux de 3,2 W.cm^{-2} environ, ont pu être transférées, en configuration bouclée, en utilisant de l'éthanol comme fluide caloporteur avec un taux de remplissage de 40%, pour une température de source froide de 10°C, et pour une disposition horizontale.

En dehors de ce cas optimal, il est apparu évident que les performances du système dépendaient fortement des conditions opératoires. Ainsi, si l'acétone offre les meilleures performances à faibles températures, c'est l'éthanol qui se révèle le plus efficace à des températures plus élevées. Le N-pentane présente quant à lui des qualités indéniables en termes de propriétés thermophysiques. Concernant l'orientation, les performances se montrent souvent optimales en position verticale favorable, même si le système est en mesure de fonctionner dans n'importe quelle position, y compris verticale défavorable. Cette inclinaison verticale favorable montre cependant des instabilités fréquentes dans le régime d'écoulement, avec la présence de points d'inflexions dans l'évolution de la conductance thermique avec la puissance. Par ailleurs, le PHP semble opérer pour une plage de taux de remplissage allant de $TR = 30\%$ à $TR = 50\%$. S'il est clair que les performances se détériorent à $TR = 60\%$ dans tous les cas, le taux de 40% paraît quasi optimal pour l'acétone et le N-pentane. Enfin, l'étude du paramètre *bouclage* du PHP, constitue un apport intéressant aux résultats observés dans la littérature. Le passage en configuration bouclée offre en effet deux informations : une homogénéité accrue des niveaux de températures sur l'ensemble du système, et une augmentation globale des performances, allant jusqu'à plus de 20% de celles obtenues en configuration non bouclée. Ces enseignements se révèlent intéressants dans l'optique d'une application sur machine réelle, et offre des perspectives d'études complémentaires :

- Analyser cette configuration avec d'autres fluides : N-pentane et/ou acétone,
- Vérifier la plage de fonctionnement, en terme de taux de remplissage, pour cette configuration (particulièrement avec le N-pentane),
- Tester des densités de flux plus élevées pour détecter les limites de performances et de fonctionnement.

Ces études permettraient à plus forte raison d'ouvrir de nouvelles perspectives, s'inscrivant dans la continuité de ce projet :

- Retenir un fluide optimal pour des essais futurs,
- Tester de nouveaux matériaux constituant l'enceinte du PHP,
- Analyser de nouvelles caractéristiques géométriques (diamètre interne, nombre de boucles),
- Explorer des dispositions différentes du PHP, en l'intégrant, par exemple, directement au cœur du système.

Troisième partie

Modélisation locale de l'évaporation d'un film liquide dans un tube capillaire

Chapitre 6

Etude bibliographique

6.1 Modélisation de caloduc oscillant : Etat de l'art

6.1.1 Introduction

La modélisation numérique est, par définition, une façon de représenter le réel (phénomènes physiques, chimiques, biologiques ou autres), en s'appuyant sur un modèle théorique qui lui est sous-jacent. Elle consiste à mettre en équation les phénomènes physiques intervenant dans le fonctionnement d'un système donné. Au cours des dernières décennies, la modélisation numérique a connu un essor considérable, grâce notamment au développement des moyens informatiques, à la capacité de calcul des ordinateurs et à l'amélioration des modèles et des codes. Ces progrès ont permis de simuler des phénomènes réels avec de plus en plus d'acuité, et ainsi de prédire les performances d'un système avec une plus grande finesse. Précédant l'expérimentation, la modélisation numérique est donc une étape incontournable et indispensable pour optimiser le fonctionnement d'un dispositif.

Néanmoins, la qualité des outils mis à disposition de l'utilisateur n'est pas suffisante, et une prédiction fiable n'est pas possible sans un recul scientifique suffisant et surtout une compréhension assez fine des phénomènes physiques inhérents au système modélisé. En effet, le comportement complexe, instationnaire voire chaotique de certains systèmes rend parfois la tâche ardue. C'est l'écueil auquel se heurtent les pionniers de la modélisation des caloducs oscillants depuis maintenant quelques années. Si les études expérimentales se multiplient, l'applicabilité du caloduc oscillant à l'échelle industrielle reste encore limitée par son caractère imprévisible, lié au nombre élevé de paramètres impliqués dans le mouvement oscillatoire, et donc par la difficulté à développer un modèle global prédictif de ce système.

Diverses tentatives (plutôt phénoménologiques), citées dans la suite, ont toutefois été effectuées [47]. Partant de ces différentes approches, il a été établi que la compréhension physique globale du caloduc oscillant nécessitait une maîtrise accrue des paramètres influents à une échelle plus locale. C'est pourquoi des travaux ont été rapporté à une étude localisée à un système simple bulle/bouchon liquide oscillant. Néanmoins, comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre, certaines limitations apparaissent dans la réalisation

de ces modèles. C'est dans le but de lever ces limitations, et d'éclaircir des aspects encore négligés dans les modèles existants, que le projet ANR Aardeco[1] a vu le jour. L'un des points cruciaux de ce projet concerne notamment le film liquide se déposant, par mouillabilité, sur la paroi interne du tube, et son comportement thermique et hydraulique, en particulier en phase d'évaporation. Les travaux réalisés dans le cadre de cette partie de thèse s'inscrivent dans cette thématique, et visent à mener une étude de sensibilité autour de certains paramètres susceptibles d'influer sur la dynamique du film liquide, sa longueur, son épaisseur, et sur la température externe de la paroi du tube au cours du déplacement d'un front liquide, en vue d'une identification de ses paramètres (épaisseur, longueur) par thermographie infrarouge.

6.1.2 Diverses approches de modélisations et d'analyses

6.1.2.1 Analogie système masse-ressort-amortisseur

Cette première approche s'intéresse uniquement à l'aspect hydrodynamique du fonctionnement du caloduc oscillant, en omettant totalement les aspects liés à la thermique. Le mouvement oscillatoire, caractéristique du PHP, engendré pas des fluctuations locales de pression, l'apparition et la disparition de bulles de vapeur, n'est pas sans rappeler le mouvement oscillatoire d'un système masse/ressort/amortisseur. C'est sur cette analogie que Zuo *et al.* se sont appuyés pour développer un modèle mathématique destiné à reproduire les oscillations du fluide de travail observées au sein du caloduc oscillant [48].

Cette approche consiste à représenter le mouvement, sous l'effet d'un flux de chaleur, d'un fluide caloporteur à l'état de saturation, entre deux positions 0 et x, par un système simple composé de deux branches (voir figure 6.1). Il s'agit alors d'assimiler ce mouvement à l'action d'un système masse/ressort/amortisseur unique, représenté par une équation différentielle homogène du second ordre (caractéristique d'un mouvement vibratoire), de la forme :

$$\frac{d^2x}{dt^2} + c\frac{dx}{dt} + kx = 0 \tag{6.1}$$

Dans l'expression proposée par Zuo et al., le terme c (terme d'amortissement), comporte notamment la viscosité dynamique du liquide μ_l, et représente les forces de dissipations visqueuses liées aux frottements sur la paroi, s'opposant aux forces responsables du mouvement du fluide. Ces forces motrices sont liées au déséquilibre de pression entre les deux branches. Le terme k (lié à la raideur du ressort), détaillé ci-dessous, présente ici la particularité de dépendre également du temps t, et pas uniquement de x, comme pour un

1. Le projet Aardeco (Aéronautique Automobile Regroupement pour le DEveloppement des Caloducs Oscillants) est une ANR mise en place par 3 laboratoires (Institut P', CEA et Cethil) et 2 industriels (Liebherr Aerospace et PSA).

ressort « classique » :

$$k(x,t) = \frac{2A_c R_g T_{sat}}{(LA_c\rho_{liq}\phi_0)\left[(L/2)A_c\rho_{liq}(1-\phi_0)/\rho_{vap}\right]^2}\left[(L/2)A_c\rho_{liq}(1-\phi_0) + \frac{\dot{Q}}{h_{fg}}t\right]x \quad (6.2)$$

où ϕ_0 désigne ici le taux de remplissage et R_g la constante des gaz parfaits. De fait, selon les auteurs, son expression suggère que $k(x,t)$ augmente avec le temps, impliquant un amortissement des oscillations quel que soit le taux de remplissage ϕ_0 (intervenant dans l'expression de $k(x,t)$) considéré. Ainsi que l'a remarqué Khandekar dans ses travaux de thèse [24], cela vient en contradiction avec les résultats des simulations numériques, comme l'illustre le graphique de la figure 6.2, où l'on observe le déplacement du centre de masse m du fluide par rapport à son déplacement initial x_n, résultant de la perturbation appliquée au système, pour trois taux de remplissage ϕ_0 (73%, 75% et 80%). Si les oscillations s'amortissent lorsque ϕ_0 vaut 80%, elles restent constantes ou s'amplifient dans les autres cas. Leur fréquence demeure en outre constante.

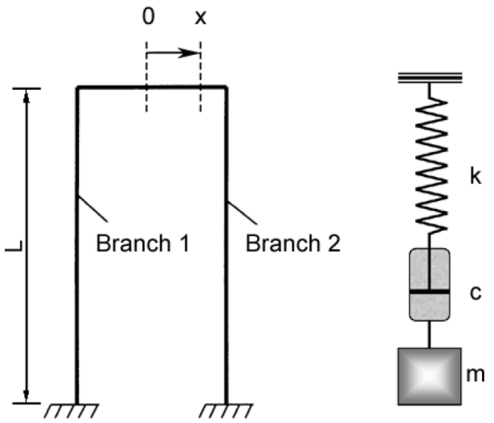


FIGURE 6.1 – Schéma du système masse/ressort/amortisseur considéré par Zuo et al. [48].

Compte tenu de cette approche par trop simplifiée, négligeant des aspects essentiels dans le fonctionnement du caloduc oscillant (géométrie, diamètre critique, nombre de boucles, etc...), on comprend aisément que ce modèle, même s'il parvient à simuler un mouvement oscillatoire, possède une applicabilité très limitée, et n'autorise pas à prédire les performances d'un caloduc oscillant.

6.1.2.2 Approche cinématique

Il en va de même pour le modèle développé par Wong et al. [49] utilisant également la méthode masse/ressort/amortisseur, à travers une approche lagrangienne, en simulant une succession de bulles vapeur et bouchons liquide sur un PHP en configuration boucle ouverte (voir figure 6.3). L'objectif principal est, sous l'effet d'impulsions de pression à une extrémité du système, de suivre la propagation des ondes de pression et les variations

de vitesses des bulles de vapeur et des bouchons liquides. Ce modèle, consistant en une analyse paramétrique (longueurs des bulles, taux de remplissage), s'intéresse uniquement à la cinématique du système liquide-vapeur, en omettant là encore les transferts de chaleur, ainsi que l'existence d'un film liquide.

Les résultats obtenus numériquement par la résolution d'un système d'équations différentielles non-linéaires du premier ordre (correspondant aux variations de quantités de mouvement de la vapeur et du liquide), indiquent que, pour une bulle donnée, le mouvement oscillatoire, issu de la perturbation imposée, s'amortit très vite en raison des effets de frottement. Bien évidemment, cela met en avant la nécessité d'intégrer l'aspect thermique (évaporation et condensation) si l'on souhaite obtenir des oscillations auto-entretenues, et donc se rapprocher du comportement et de la physique réelle d'un caloduc oscillant.

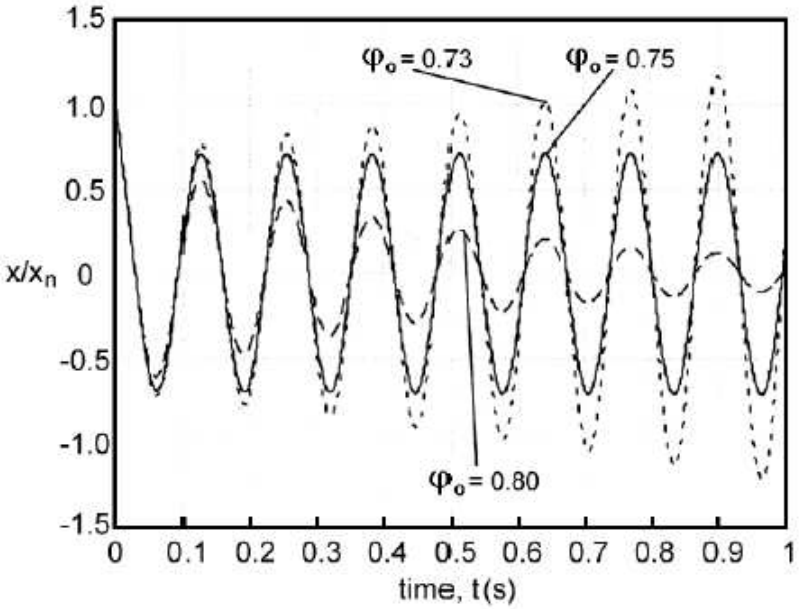


FIGURE 6.2 – Résultats du modèle de Zuo et al. [48].

6.1.2.3 Analyse mathématique : théorie du chaos

Parmi les traits qui caractérisent le fonctionnement du caloduc oscillant, on cite fréquemment le caractère apparemment aléatoire et imprévisible des oscillations des bulles de vapeur et des bouchons liquides. Elles semblent n'obéir à aucune loi périodique, ce qui, pour rejoindre la thématique centrale de ce chapitre, rend la modélisation de ce système très complexe, voire inaccessible. Partant de constatations expérimentales, indiquant que les fluctuations de températures en un point donné semblaient plutôt chaotiques, Maezawa *et al.* [50] se sont orientés vers une démarche basée sur l'analyse mathématique de signaux expérimentaux à l'aide d'outils issus de la théorie du chaos, les attracteurs étranges. Leur approche consiste à montrer l'existence d'un comportement chaotique du fluide au sein

du PHP, en représentant ces attracteurs dans l'espace bidimensionnel des phases.

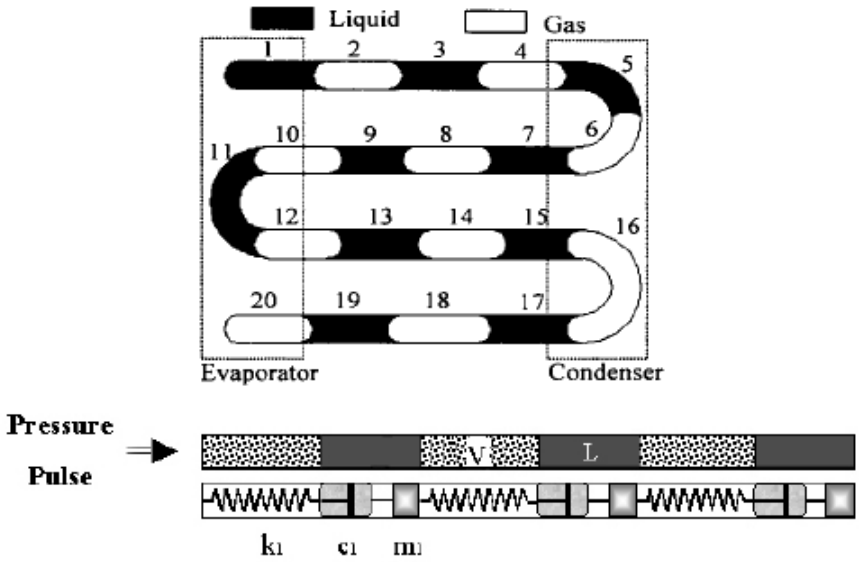


FIGURE 6.3 – Schéma du modèle mathématique systèmes masse-ressort multiples de Wong et al. [49].

Le principe de cette démarche consiste à associer un signal temporel (ici la température $T(t)$) mesuré expérimentalement, à une trajectoire dans l'espace des phases du signal, appelée « signature chaotique ». S'il existe dans cette espace des phases des endroits préférentiellement visités, l'ensemble de ces endroits est nommé « attracteur ». Lorsque la forme de cette ensemble peut être qualifiée d'inhabituelle, on parle « d'attracteurs étranges » [17]. Partant de cette démarche, Maezawa *et al.* ont dans un premier temps effectué des mesures de températures dans la zone adiabatique d'un caloduc oscillant, pour différentes puissances appliquées à l'évaporateur (figure 6.4).

Ces résultats expérimentaux montrent des fréquences et des amplitudes d'oscillation variant de manière aléatoire. Dans un cas comme celui-ci, une analyse fréquentielle à l'aide d'un calcul de la transformée de Fourier (FFT) ne permet pas d'identifier une période d'oscillation caractéristique. Maezawa *et al.* [50] ont donc procédé à la détermination des caractéristiques des attracteurs associés aux signaux enregistrés expérimentalement. Leur représentation dans l'espace des phases est illustrée sur la figure 6.5. On notera que chaque point est repéré par deux coordonnées : sa coordonnée réelle $X(t)$ et sa « coordonnée décalée », déterminée à l'aide de la « méthode des délais ». Les attracteurs étranges obtenus sur une largeur finie dans l'espace des phases caractérisent des signaux de nature chaotique.

Cette approche, basée sur une analyse chaotique du comportement d'un caloduc oscillant, reste unique, et ne permet pas de conclure sur l'existence de phénomènes chaotiques au sein d'un PHP. D'avantage d'études de natures similaires devraient être menées. De

plus, il peut être nécessaire d'insister sur le fait que les températures, généralement mesurées à la paroi du tube, ne correspondent pas aux températures réelles du fluide, et ne représentent donc pas ses fluctuations réelles, ce qui peut être susceptible de limiter la pertinence d'une analyse chaotique [47]. On notera en outre l'importance de la fréquence de mesures de températures dans ce type d'analyse, qui doit rester inférieure au temps caractéristique (inconnu a priori) des fluctuations au sein du PHP.

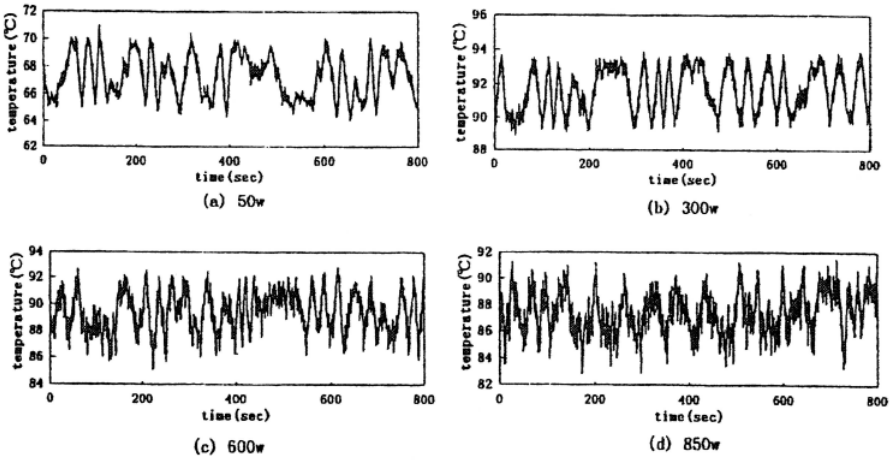


FIGURE 6.4 – Evolution temporelle de la température dans un PHP ($D_i = 2$ mm, Nombre de boucles = 40, R142b, $TR = 40\%$, verticale favorable) [50].

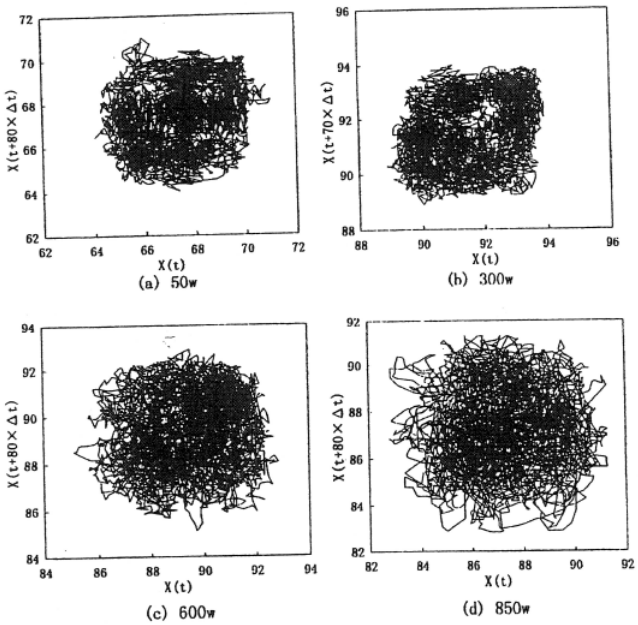


FIGURE 6.5 – Représentation des signaux de température dans l'espace des phases [50].

6.1.2.4 Utilisation de corrélations

Une méthode d'analyse post-traitement de données expérimentales, constituant une voie d'analyse permettant d'être exploitée pour des fins pratiques, consiste à établir des corrélations dans le but de prédire les performances d'un caloduc oscillant. A partir de l'identification d'un certain nombre de paramètres influant sur ces performances (diamètre intérieur, nombre de boucles, fluide caloporteur, inclinaison, ...), Charoensawan [51] a proposé une corrélation, construite à l'aide de différentes quantités sans dimensions :

$$\dot{Q} = 0,54\left(exp(\beta)^{0,48}\right) Ka_{liq}^{0,47} Pr_{liq}^{0,27} Ja^{1,43} N^{-0,27} \tag{6.3}$$

Où

- N est le nombre de boucle composant le caloduc oscillant.
- β est l'angle d'inclinaison.
- Ka_{liq} est le nombre de Karman, tenant compte du frottement et défini à partir de l'expression du nombre de Reynolds, $Re_{liq} = \frac{\rho_{liq} v D_i}{\mu_{liq}}$, par :

$$Ka_{liq} = f Re_{liq}^2 = \frac{\rho_{liq} \Delta P_{liq} D_i^3}{\mu_{liq}^2 L_{eff}} \tag{6.4}$$

  où ρ_{liq} et μ_{liq} sont respectivement la masses volumique et la viscosité dynamique du liquide, ΔP_{liq} la variation de pression liée aux pertes de charges dans la phase liquide, L_{eff} la longueur effective du caloduc, et D_i son diamètre interne. f est un coefficient de frottement, de sorte que les pertes de charges peuvent s'écrire : $\Delta P_{liq} = \frac{f \rho_{liq} v^2}{D_i / L_{eff}}$.
- Pr_{liq} est le nombre de Prandtl, correspondant au rapport de la viscosité cinématique et de la diffusivité thermique :

$$Pr_{liq} = \frac{C_{p,liq} \mu_{liq}}{\lambda_{liq}} \tag{6.5}$$

- Ja est le nombre de Jacob, correspondant au rapport de la chaleur latente de changement de phase liquide-vapeur et de la chaleur sensible :

$$Ja = \frac{h_{lv}}{C_{p,liq}\left(\Delta T_{sat}^{e-c}\right)} \tag{6.6}$$

où ΔT_{sat}^{e-c} représente la différence de température de saturation entre l'évaporateur et le condenseur.

Les résultats obtenus par le biais de cette corrélation ont été confrontés à des résultats expérimentaux, présentés sur la figure 6.6. L'erreur de prédiction pour 81% des données est d'environ ±30%. Cette approche, bien que pertinente, est limitée par la méconnaissance de certains phénomènes physiques prépondérants dans le fonctionnement du PHP, rendant le choix des nombres adimensionnels difficile.

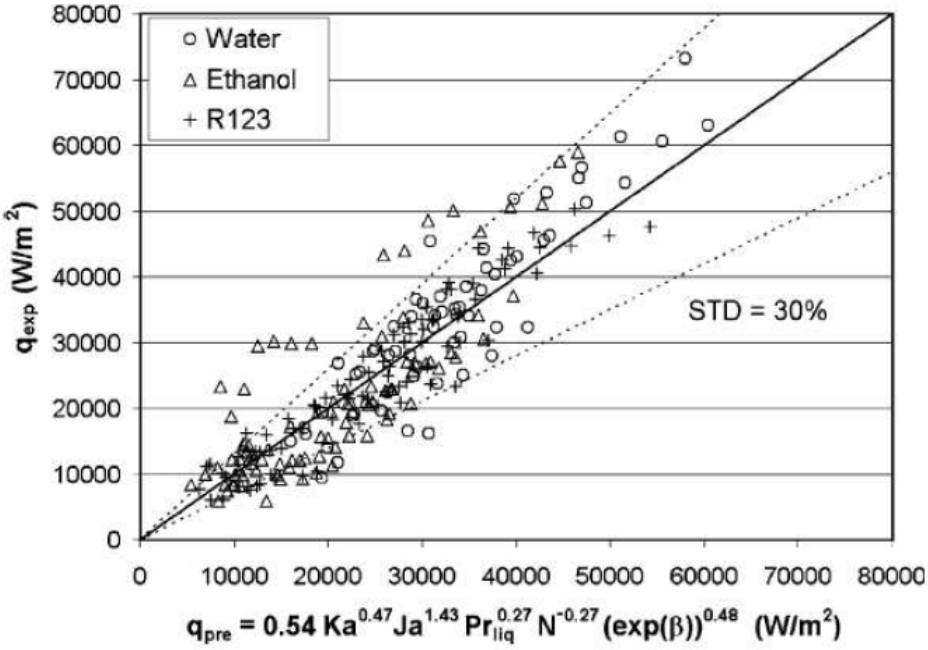


FIGURE 6.6 – Comparaison des résultats expérimentaux aux résultats issus de la corrélation (6.3) [52]

6.1.2.5 Réseau de neurones artificiels

Technique relativement récente et largement étudiée au cours de ces trois dernières décennies, les réseaux de neurones artificiels (ANN pour Artificial Neural Network en anglais) constituent une alternative dans l'approche de modélisations des caloducs oscillants. Leur élaboration est inspirée du fonctionnement des réseaux de neurones du cerveau humain. Cette technique est employée dans de nombreuses applications. Son utilisation est justifiée par certains critères :

- un nombre fixé de paramètres d'entrée influant sur le fonctionnement du système considéré ;
- un nombre suffisamment élevé de données expérimentales pour valider le réseau ;
- un problème donné suffisamment complexe et non-linéaire de sorte qu'aucune technique « conventionnelle » ne puisse apporter de solution simple ;
- l'existence de critères quantifiables bien définis permettant de mesurer les performances du sytème considéré (évaluation des résistances thermiques dans le cas d'un

caloduc).

Les caloducs oscillants, systèmes effectivement complexes et non linéaires, satisfont en général l'ensemble de ces critères. C'est pourquoi Khandekar et al. [53] ont opté, de façon inédite, pour l'utilisation de cette méthode comme outil de dimensionnement de caloducs oscillants. Notons néanmoins que les modèles basés sur cette méthode constituent des « boîtes noires », et ne contribuent pas à la compréhension physique du problème.

Le principe de cette technique consiste à modéliser un système donné à partir de variables influentes en entrée, à partir desquelles une valeur de sortie est prédite. L'architecture d'un réseau de neurones artificiels est composée de trois couches distinctes : une couche d'entrée comportant les paramètres d'entrée, une couche de sortie comportant le vecteur des variables de sortie, et une (ou plusieurs) couches dites cachées entre ces deux couches (figure 6.7).

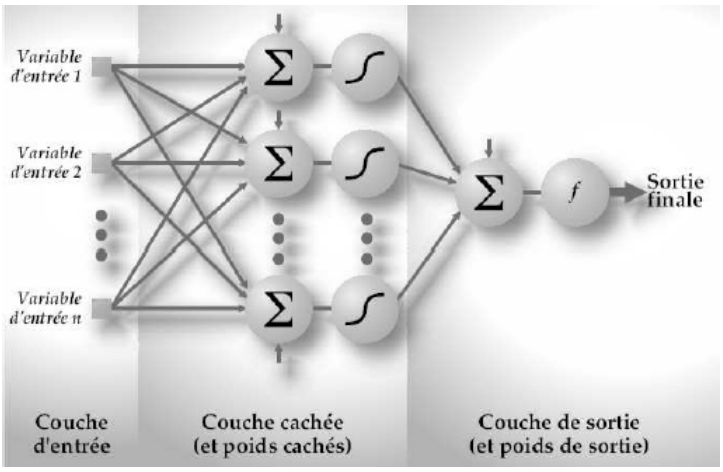


FIGURE 6.7 – Architecture d'un réseau de neurones artificiels [46]

Chaque couche est constituée d'un certains nombres de nœuds (les neurones artificiels), correspondant un nombre de variables relatives au système. Dans le cas étudié par Khandekar et al. [53], le modèle est associé à un dispositif expérimental destiné à générer un nombre de données expérimentales suffisant. Deux paramètres, constituant les variables d'entrée du réseau, ont alors été testés : le taux de remplissage TR et la puissance thermique appliquée à l'évaporateur, les autres paramètres étant fixés (diamètre interne, fluide caloporteur, orientation, nombre de boucles). La variable de sortie du réseau est représentée par la résistance thermique globale du système. Concernant la (ou les) couche cachée, la détermination du nombre de nœuds associés est déterminante car elle affecte directement la précision du modèle. Chaque nœud est interconnecté aux nœuds de la couche précédente, à travers des paramètres adaptés appelés « poids ». Ces paramètres sont évalués à l'aide d'un algorithme qui, à partir d'un exemple d'entraînement (vecteurs entrée et sortie), permet de minimiser l'erreur de prédiction par rapport aux données réelles, par un processus itératif. Lorsque ces paramètres de pondération sont fixés, le

modèle de prédiction est alors validé. On comprend donc la nécessité de posséder un nombre important de données expérimentales dans l'élaboration de ce modèle. Environ 80% d'entre elles servent à construire le modèle de prédiction (exemples d'entraînement), le reste étant utilisé pour valider ce modèle.

Dans le cas présent [53], 52 ensembles de données, correspondant à des taux de remplissage allant de 20% à 85% ont été obtenus à partir des mesures réalisées. 41 d'entre eux ont été utilisés comme ensembles d'entraînement, et 11 pour tester le modèle. La figure 6.8 montre les variations de la variable de sortie (résistance thermique) en fonction des paramètres d'entrée (TR et Q), en comparant les résultats du modèle avec les données expérimentales. Pour l'intervalle de taux de remplissage considéré, le modèle est bien validé.

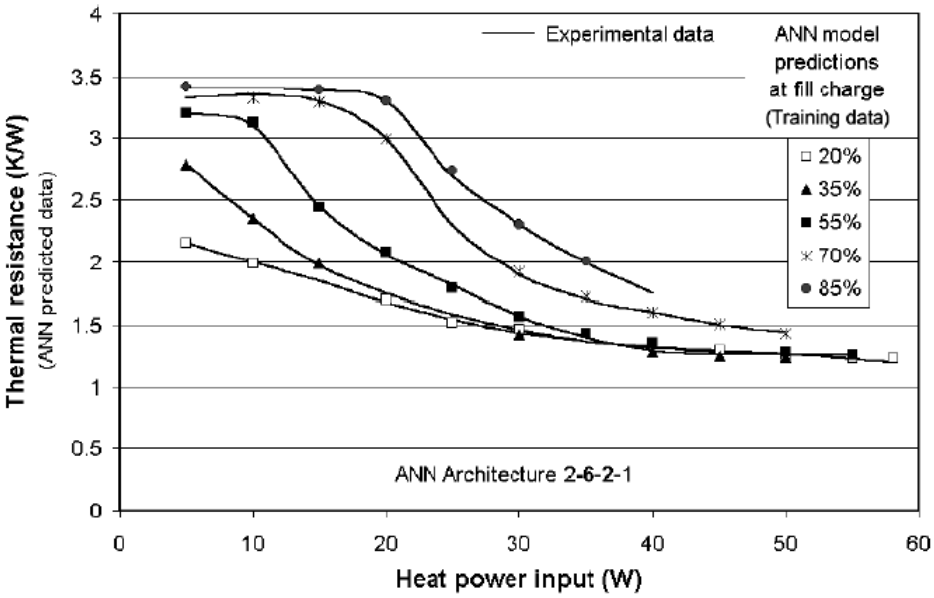


FIGURE 6.8 – Comparaison des prédictions du modèle avec les données expérimentales [53]

Néanmoins, des tests effectués sur une plage plus large ($TR = 0\%$ ou 100%), se situant en dehors du domaine de fonctionnement du caloduc oscillant, offrent de moins bons résultats. Ce constat rappelle que ce type d'approche ne reflète pas obligatoirement la physique réelle d'un tel système, et que ce modèle implique une maîtrise complète des phénomènes mis en jeu dans le fonctionnement du caloduc oscillant. Il s'agirait, par exemple, de considérer d'avantage de paramètres influants en entrée (diamètre intérieur, nombre de boucles, longueurs, inclinaison, fluide, répartition initiale du fluide, ...). Pour espérer prédire la physique et le comportement d'un PHP en fonctionnement, sans avoir recours à une base de données expérimentales conséquentes, d'autres approches sont nécessaires.

6.1.3 Equations de conservation

6.1.3.1 Description de l'approche

Parmi les approches mentionnées ci-dessus, aucune ne constitue un modèle prédictif fiable de caloduc oscillant, tenant compte des phénomènes physiques responsables de son fonctionnement, et permettant de retranscrire son comportement réel (oscillations auto-entretenues). Une solution adaptée à cet objectif consiste à résoudre les équations de conservation classiques : conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Comme nous le savons, les phénomènes moteurs dans le mouvement oscillatoire caractéristique du fonctionnement du PHP, sont les fluctuations de pression spatiales et temporelles, engendrées par les évaporations et les condensations successives du fluide au sein du caloduc. Dans l'optique de retranscrire numériquement ces différents aspects, l'application de ces équations de conservation semble donc parfaitement légitime. Naturellement, comme nous l'évoquerons plus loin, leur utilisation ne permet pas toujours de reproduire fidèlement le comportement réel du caloduc oscillant, sans la prise en compte d'un certain nombre de critères cruciaux.

Néanmoins, les études utilisant cette approche sont encore relativement rares. Parmi les précurseurs, Dobson [54] a élaboré un modèle permettant la résolution d'un système d'équations différentielles associées à ces équations de conservation, appliquées à un objet de taille réduite, constitué d'une seule branche de caloduc oscillant abritant une bulle de vapeur et un bouchon liquide. Cette simplification géométrique a été entreprise dans un souci d'identification précise des processus physiques présents, et de compréhension des échanges et interactions entre liquide et vapeur. Pour ces raisons, ce choix se révèle souvent nécessaire et judicieux. Il a par ailleurs également été effectué dans le cadre de cette thèse, pour une situation encore plus simple.

Concernant le modèle de Dobson, la géométrie, les conditions limites et les notations utilisées sont illustrées sur la figure 6.9. L_h représente la longueur chauffée (zone évaporateur), L_a la longueur de la zone adiabatique et L_c la longueur refroidie (zone condenseur). Un film liquide de longueur L_{lf} et d'épaisseur δ_{lf} fixée est supposé exister au voisinage de la bulle de vapeur. Il permet d'alimenter le système en vapeur lors du processus d'évaporation, et est réalimenté par le retour du bouchon liquide dans l'évaporateur. Une extrémité du tube est fermée, l'autre est ouverte avec une pression P_e imposée comme condition limite. Les différences de pressions entre P_e et la pression de la vapeur P_v sont responsables du mouvement oscillatoire du bouchon liquide.

A partir de ce dispositif, et pour résoudre le problème considéré, cinq variables inconnues apparaissent :

- La masse de la vapeur m_{vap}
- La vitesse du bouchon liquide v_{liq}
- La température de la vapeur T_v
- La pression de la vapeur P_v
- La position instantanée du front liquide-vapeur x_p

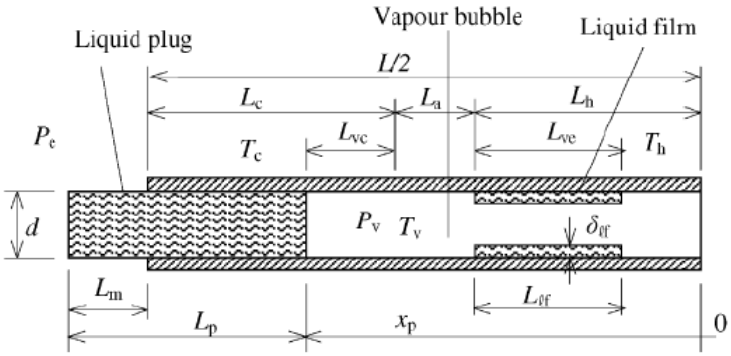


FIGURE 6.9 – Schéma du système considéré dans le modèle de Dobson [54]

Chacune de ces variables est déterminée par la résolution d'une équation de conservation, soit, respectivement :

Conservation de la masse de la vapeur

$$\frac{dm_{vap}}{dt} = \dot{m}_{vap,in} - \dot{m}_{vap,out} - \dot{m}_{vap,comp} \tag{6.7}$$

Cette équation exprime le bilan, sur un intervalle de temps dt, de vapeur créée par évaporation et perdue par condensation. Ces différents phénomènes sont décrits de la manière suivante :

– $\dot{m}_{vap,in}$, donné par l'équation suivante, correspond au débit massique de vapeur entrant, créé par l'évaporation du film liquide :

$$\dot{m}_{vap,in} = U_{lf}\pi d L_{lf}\frac{T_h - T_v}{h_{lv}} \tag{6.8}$$

où U_{lf} est un coefficient d'échange thermique global entre la paroi et la source chaude de température constante T_h, et h_{lv} la chaleur latente de changement de phase liquide-vapeur.

– $\dot{m}_{vap,out}$, donné par l'équation suivante, correspond au débit massique de vapeur disparue par condensation dans la zone refroidie :

$$\dot{m}_{vap,out} = U_{vap}\pi d L_{vc}\frac{T_v - T_c}{h_{lv}} \tag{6.9}$$

où L_{vc} est la longueur de bulle vapeur en contact avec la zone condenseur de température constante T_c. U_{vap} est un coefficient d'échange thermique global entre la vapeur et la source froide.

– $\dot{m}_{vap,comp}$ correspond au débit massique de vapeur condensée dans la zone évaporateur. En effet, lors du retour du bouchon liquide dans cette zone, la bulle de vapeur est comprimée, rendant envisageable la condition $T_v > T_h$. Dans ce cas, un phénomène de condensation est possible. U_{comp} est un coefficient d'échange thermique global de condensation.

$$\dot{m}_{vap,comp} = U_{comp}\pi d L_h\frac{T_v - T_h}{h_{lv}} \tag{6.10}$$

Conservation de la quantité de mouvement du liquide

$$m_{liq}\frac{dv_{liq}}{dt} = F_P - F_\tau - F_\sigma \pm F_g \tag{6.11}$$

Cette équation exprime le bilan des forces responsables du mouvement du bouchon liquide et des fluctuations de sa vitesse v_{liq}. La masse de liquide s'exprime par $m_{liq} = \rho_{liq}L_pS$, où L_p est la longueur du bouchon liquide et S la section de passage du tube. Les différentes forces contribuant à ce mouvement sont définies de la manière suivante :

– F_P exprime la résultante des forces de pression P_e, condition limite imposée, et de P_v variant avec les phénomènes de changements de phase, exercées sur le bouchon liquide :

$$F_P = \frac{\pi d^2}{4}(P_v - P_e) \tag{6.12}$$

– F_τ exprime la force, s'opposant au mouvement du fluide, causée par les frottements du bouchon liquide sur la paroi du tube. Elle dépend naturellement de la nature du fluide et de la vitesse d'écoulement. Le coefficient de frottement f, déterminé ici par

des corrélations classiques pour les écoulements monophasiques (les frottements de la vapeur étant négligés), dépend du régime d'écoulement :

$$F_\tau = f\rho_{liq}\pi d L_P \frac{v_{liq}^2}{2} \tag{6.13}$$

$$f = \frac{16}{R_e} \; si \; R_e \leq 1180$$

$$f = 0,078 R_e^{-0,25} \; si \; R_e > 1180$$

– F_g exprime la force volumique engendrée par la gravité, favorisant ou freinant l'écoulement selon l'angle d'inclinaison β par rapport à la position horizontale :

$$F_g = \rho_{liq}\frac{\pi d^2}{4} L_P g sin(\beta) \tag{6.14}$$

– F_σ exprime la force de tension de surface, relative à la tension superficielle σ du fluide, et dépendant de l'angle de contact θ entre l'interface liquide-vapeur et la paroi du tube. Cette force est supposée constante dans le modèle de Dobson :

$$F_\sigma = \sigma \pi d cos(\theta) \tag{6.15}$$

Conservation de l'énergie interne de la vapeur

$$m_{vap} C_{v,vap} \frac{dT_v}{dt} = (\dot{m}_{vap,in} - \dot{m}_{vap,out})(h_{lv} + C_{p,vap} T_v) - P_v S \frac{dx_p}{dt} \tag{6.16}$$

où $C_{v,vap}$ et $C_{p,vap}$ sont les chaleurs spécifiques de la vapeur à volume et à pression constante, respectivement, supposées indépendantes de la température. Le premier terme du second membre correspond aux échanges thermiques du système (évaporation et condensation), et le deuxième correspond au travail mécanique dû aux fluctuations de pression P_v, déterminé par l'équation des gaz parfaits.

Equation des gaz parfaits

La pression de vapeur P_v est donnée par :

$$P_v = \frac{m_{vap} R (T_v + 273,15)}{\pi d^2 x_p / 4} \tag{6.17}$$

Définition de la vitesse du liquide

La vitesse de liquide v_{liq} est donnée par :

$$v_{liq} = \frac{dx_p}{dt} \tag{6.18}$$

Moyennant l'utilisation de l'eau comme fluide de travail, et d'un certain nombre de conditions initiales et limites, la résolution numérique des équations précédentes offre les résultats illustrés sur la figure 6.10. Sur chaque cycle, de deux secondes environ, on observe de fortes oscillations de l'interface liquide-vapeur x_p, qui s'amortissent rapidement vers une position d'équilibre. L'un des aspects ambigüs du modèle de Dobson concerne le film liquide, dont l'existence et le renouvellement sont supposés, mais dont l'évolution au cours du temps (longueur et épaisseur), et ses conséquences sur les échanges thermiques ne figurent pas dans le système d'équations considéré. Une description plus fine, explicitée plus loin, de la dynamique du film liquide, intégrée dans ce système d'équations, permet de se rapprocher davantage du comportement du PHP observé expérimentalement.

L'approche employée par Dobson, consistant à résoudre les équations de conservation, a été reprise par Shafii et al. [36], pour l'appliquer à un cas plus général et plus complexe correspondant à un système comportant plusieurs bulles de vapeur et bouchons de liquide. Leur objectif était essentiellement de tester et de comparer deux configurations possibles de caloducs oscillants : boucle ouverte et boucle fermée. Ils ont, pour ce faire, développé un modèle 1D, basé sur la résolution numérique, par un schéma d'Euler explicite, d'un système classique d'équations de conservation, en se basant sur un tube de 1,5 mm de diamètre, comportant trois boucles, rempli à 60% d'eau. Les températures des zones évaporateur et condenseur T_e et T_c sont constantes, et aucune zone adiabatique n'est considérée. Le film liquide n'est, là encore, pas pris en compte. Conséquence probable de cette dernière hypothèse, les oscillations obtenues sont périodiques et de faibles amplitudes, ce qui demeure insuffisant pour se rapporter aux phénomènes observés expérimentalement. Sakulchangsatjatai et al. [55] ont par ailleurs repris le même modèle que Shafii et al. [36], dans le but de réaliser une étude paramétrique, mais en considérant la zone adiabatique. Les résultats observés sont identiques au modèle de Shafii, le modèle

étant toujours caractérisé par l'absence de film liquide.

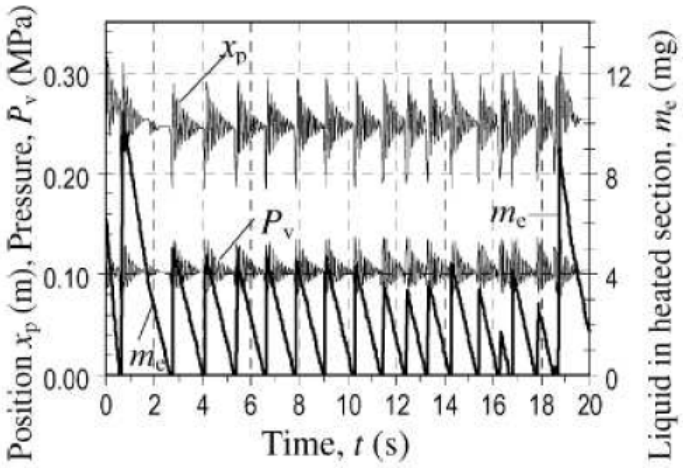


FIGURE 6.10 – Evolution temporelle de certains paramètres caractéristiques donnée par le modèle de Dobson [54]

Ces tentatives de modélisation ont permis de retrouver le caractère oscillant de la pression, de la température et du front liquide-vapeur du caloduc oscillant. Néanmoins, elles ne permettent pas de reproduire fidèlement le comportement mécanique observé expérimentalement. Si de nombreux paramètres influent, de manière plus ou moins importante, sur le comportement thermohydraulique du caloduc oscillant, un dénominateur commun aux différentes approches mentionnées jusqu'ici concerne la non prise en compte du film liquide mouillant, pourtant essentiel dans les échanges thermiques, mais également les phénomènes de nucléation et de grossissement de bulle.

6.1.3.2 Intégration du film liquide dans les équations de conservation

Dans la suite, l'analyse des phénomènes physiques est effectuée au niveau d'un volume élémentaire de fluide, constituant une approche plus simple pour aborder la modélisation complexe du comportement du caloduc oscillant. La prise en compte explicite du film liquide a permis notamment de mettre en évidence l'existence d'un mouvement oscillatoire pouvant être entretenu. Das *et al.* [56] ont ainsi repris le système de cinq équations utilisé par Dobson [54], en y ajoutant une sixième, portant sur la conservation de la masse de ce film liquide. Ce nouveau modèle, ayant initialement fait l'objet d'une étude paramétrique par Bensalem [46], prend donc en compte les variations de longueur L_{lf} du film liquide, déterminées grâce à la position de la ligne triple x_f, symbolisant la zone de contact solide-liquide-vapeur à l'extrémité du film (voir la figure 6.11). Son épaisseur est en outre fixée à une valeur constante $\delta_{lf} = 30\ \mu m$.

Le terme L_{lf}, n'étant pas clairement défini dans l'équation (6.8), est décrit ici de la manière suivante :

$$L_{lf} = \begin{cases} x - x_f & \text{si} \quad x < L_e \\ L_e - x_f & \text{si} \quad x > L_e \quad \text{et} \quad x_f < L_e \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

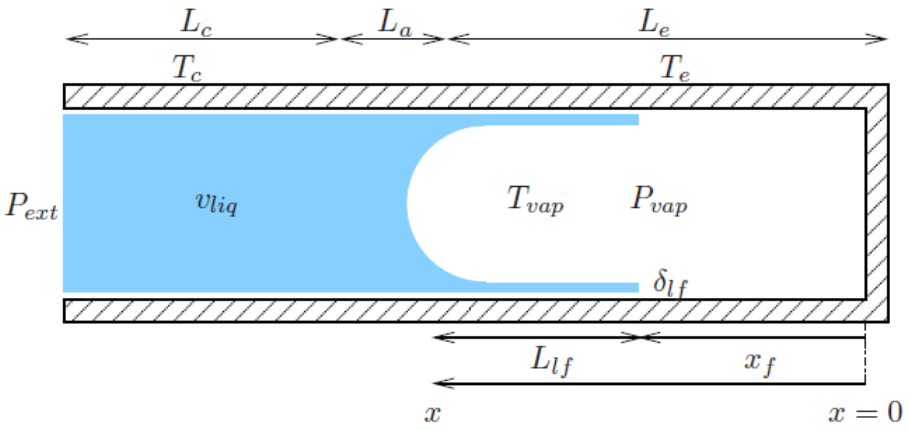


FIGURE 6.11 – Schéma du système considéré [46]

Ce modèle diffère également de celui de Dobson par la prise en compte des variations des masses de liquide et de vapeur dans les équations (6.11) et (6.16). Leur nouvelle forme est donc :

$$\frac{d(m_{liq}v_{liq})}{dt} = F_P - F_\tau - F_\sigma \pm F_g \tag{6.19}$$

$$C_{v,vap}\frac{d(m_{vap}T_v)}{dt} = U_e\pi dL_{ve}(T_e - T_{vap}) - U_c\pi dL_{vc}(T_v - T_c) - P_vA\frac{dx_p}{dt} \tag{6.20}$$

où U_e et U_c désignent respectivement des coefficients d'échange thermiques liés à l'évaporation et à la condensation, et L_{ve} la longueur de bulle vapeur en contact avec la zone évaporateur.

En prenant les mêmes conditions initiales et aux limites que Dobson, ce système a été résolu en utilisant un schéma de Runge Kutta d'ordre 4. Des études de sensibilité autour de plusieurs paramètres ont été menées (valeurs des coefficients d'échange thermique, température à l'évaporateur T_e, longueur des différentes zones L_e, L_a et L_c, ...). Il a été montré que l'entretien des oscillations dépendait fortement des conditions imposées. Certaines d'entre elles permettent de mettre en évidence, sous l'effet d'un flux de chaleur, l'apparition et le maintien d'un mouvement oscillatoire de forte amplitude, comme

l'illustre l'exemple de la figure 6.12.

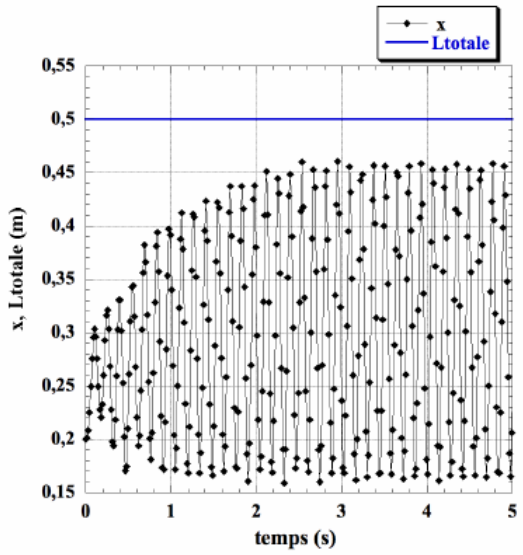


FIGURE 6.12 – Evolution du front liquide vapeur en fonction du temps ($T_e = 124\ ^\circ C$, $L_e = 0,2\ m$, $L_a = 0,02\ m$, $L_c = 0,28\ m$) [46]

Concernant le système simple bulle/bouchon, un banc expérimental a permis d'observer, grâce à un tube transparent, la présence et l'évaporation du film liquide [57]. Les résultats obtenus ont montré une bonne concordance avec ceux du modèle basé sur les équations de conservation, démontrant, là encore la pertinence de cette approche. Ce modèle basé sur un système simple bulle vapeur/bouchon liquide a par la suite été mis en série (succession de systèmes analogues) par Nikolayev pour aboutir a un modèle global de caloduc oscillant [45]. Sur le même principe, Mameli *et al.* [58] ont en plus pris en compte l'épaisseur de la paroi du tube ainsi que les pertes de charge causées par les coudes du PHP. Qualitativement, leur modèle parvient à reproduire le comportement hydraulique observé expérimentalement. En effet, comme l'illustre la figure 6.13, la quantité de mouvement du fluide, quasiment constante et négative en moyenne, indique une circulation globale des bouchons liquides dans un sens privilégié. Cette circulation s'accompagne de composantes oscillatoires (pics sur la figure), observées numériquement et expérimentalement. Malgré tout, un certains nombre d'aspects importants, liés à la physique du PHP, restent encore obscurs, limitant de fait la fiabilité et l'application des modèles.

6.1.4 Limitations des modèles existants

Jusqu'à présent, aucun modèle n'a pu reproduire *fidèlement* le comportement oscillatoire du PHP en fonctionnement ou prédire ses performances. Malgré tout, la prise en compte récente des échanges au sein du film liquide mince dans la modélisation des PHP a permis d'approcher le comportement réel de caloducs oscillants, en mettant en évidence

l'existence d'oscillations auto-entretenues du front liquide-vapeur.

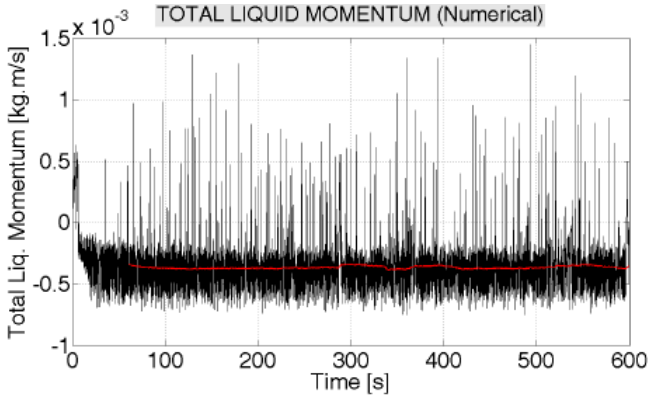


FIGURE 6.13 – Evolution temporelle de la quantité de mouvement totale du liquide ($Q_{imp} = 50\ W$, $L_e = 0,025\ m$, $L_a = 0,202\ m$, $L_c = 0,035\ m$) [58]

Cependant, cet entretien dépend fortement des conditions imposées. En effet, le comportement du PHP présente une forte sensibilité à certains paramètres ou phénomènes physiques, pour lesquels les informations sont encore très limitées dans la littérature. Cela constitue les limites des modèles actuels, nécessitant donc une étude plus poussée à des échelles infra-millimétriques. Il s'agit :

- **Du comportement des films liquides**, en particulier leurs longueurs et leurs épaisseurs : bien qu'une grande part des transferts a lieu à travers le film, la dynamique de celui-ci est encore peu comprise au cours des oscillations ;

- **De la dissipation visqueuse** au cours du mouvement oscillatoire de la bulle : outre les contraintes de cisaillement liquide/paroi, les dissipations visqueuses au niveau du ménisque (films et lignes de contact) sont encore peu connues ;

- **De la thermodynamique de la phase vapeur** : en partant de l'hypothèse que, lorsque que l'interface liquide-vapeur est à l'état de saturation, la température du volume de vapeur peut être supérieure à celle de saturation, à cause de la recompression ; cette compression a un effet ressort qui fournit la force nécessaire au retour du bouchon liquide, et crée ainsi le mouvement oscillatoire.

Un des facteurs limitants des modèles actuels, mis en avant par Das *et al.* [56] notamment, est également la compréhension des instabilités liées aux oscillations et permettant, entre autres, de passer de petites fluctuations initiales à un régime oscillatoire établi. Certaines questions restent donc en suspens : qu'est-ce qui provoque le démarrage et l'arrêt des oscillations ? Où se situe le « seuil d'instabilité » et est-il le même dans les deux cas, démarrage et arrêt ?

Les modèles mis en œuvre jusqu'à présent ne permettent pas encore de répondre à

ces questions. Un modèle prédictif du PHP est inaccessible sans informations fiables sur ces différents phénomènes. C'est pourquoi des efforts sont accomplis actuellement pour accéder à une meilleure maîtrise de ces paramètres, tout en minimisant la complexité du système (modèle mono-bulle).

C'est dans ce cadre-là qu'œuvre actuellement les équipes scientifiques collaborant dans le cadre du projet ANR AARDECO. Ce dernier vise, par la contribution mutuelle des différents laboratoires, à étudier les phénomènes physiques décrits plus haut, par le développement de bancs expérimentaux et de modèles numériques portant sur des phénomènes isolés. Les travaux de modélisation réalisés au cours de la présente thèse s'inscrivent dans ce contexte.

L'objectif est de développer un modèle numérique direct permettant de décrire l'évolution d'un film liquide (sa longueur et son épaisseur variant dans l'espace et dans le temps), déposé dans le sillage d'un front liquide-vapeur se déplaçant dans un tube capillaire. L'originalité de cette approche, par rapport aux études citées jusqu'ici, tient en particulier dans la prise en compte d'un film liquide d'épaisseur variable.

6.2 Modélisation de l'évaporation d'un film liquide déposé par un fluide en mouvement sur une paroi chauffée

6.2.1 Classification des canaux

Dans le cadre des PHP, les régimes de transport opérant, basés sur une certaine répartition des phases, présentent une dominance des forces de tension superficielle. Cela requiert l'utilisation de canaux suffisamment petits pour que les phases liquide et vapeur soient séparées par des ménisques ainsi formés. L'expression « suffisamment petit » nécessite néanmoins d'être définie clairement pour pouvoir appliquer les corrélations qui conviennent. Les dimensions du tube, en particulier son diamètre interne, doivent en premier lieu permettre, par capillarité, une répartition du fluide au sein du PHP sous forme d'une succession de bulles de vapeur et de bouchons de liquide, nécessaire au déclenchement et à l'entretien des oscillations, et autorisant ainsi la minimisation des effets de la gravité. Cependant, les phénomènes de transport dans les micro ou mini canaux présentent des différences significatives, comparés au transport à une échelle macroscopique. En outre, les modèles macro-échelles sont difficilement transposables développés aux micro-échelles car ils sont plutôt basés sur des mécanismes d'ébullition nucléée et de convection, mécanismes de transferts de chaleur dominants dans ce cas, plutôt que sur le mécanisme d'évaporation transversale du film liquide.

Le critère principal, permettant de définir les termes mini, micro, macro et leurs limites d'utilisation, est basé sur une combinaison de la taille du canal et des propriétés

thermophysiques du fluide considéré. Il est généralement admis qu'un canal de dimension capillaire peut être considéré comme tel lorsque les forces de tension de surface prédominent devant les forces gravitationnelles. Les nombres adimensionnels de Bond, ou d'Eötvös, permettent de comparer ces deux forces :

$$Bo = \sqrt{Eo} = \sqrt{\frac{D_h^2 g(\rho_l - \rho_v)}{\sigma}} \tag{6.21}$$

Néanmoins, la littérature offre des avis divergents concernant le choix de la valeur en deçà de laquelle les canaux peuvent être considérés « petits ». On trouve une plage allant de 0.88 à $2\pi^2$ suivant les travaux. A titre d'exemple, Bretherton [59] considère légitime l'appellation micro canal lorsque $Bo < 1,84$. Khandekar *et al.* [60] utilisent quant à eux la valeur critique $Bo = 2$ pour l'emploi de système capillaire.

En outre, d'autres approches existent. Triplett *et al.* [61] comparent directement le diamètre hydraulique D_h à la constante de Laplace λ :

$$\lambda = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} = \frac{D_h}{Bo} \tag{6.22}$$

Kew et Cornwell [62] utilisent le nombre de confinement C_o, tenant compte du confinement d'une bulle dans un canal, et considérant qu'au-delà de 0,5, les dimensions du canal sont suffisamment petites pour se situer en configuration de micro canal.

$$C_o = \frac{1}{D_h}\sqrt{\frac{4\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} = \frac{2\lambda}{D_h} \tag{6.23}$$

On remarque que tous ces nombres mettent en jeu les mêmes paramètres, masse volumique (ρ_l pour le liquide et ρ_v pour la vapeur), tension de surface σ et diamètre hydraulique D_h. Quelle que soit l'approche utilisée, la connaissance de ces nombres et d'une valeur critique est primordiale pour le dimensionnement du PHP, afin de conserver le régime oscillatoire qui lui est propre, et de ne pas installer un régime stratifié. Compte tenu des différences considérables susceptibles d'être rencontrées suivant le fluide considéré et les pressions mises en jeu, il n'existe évidemment pas de méthode unique permettant d'extraire un diamètre critique, à partir duquel les lois de transfert sont considérées à micro-échelle.

En outre, la transition entre les transferts macro et micro échelles n'est pas clairement établie dans la littérature. Différents travaux proposent des classifications plus

ou moins arbitraires. Citons par exemple Kandlikar [63], qui propose la classification suivante : microcanaux ($50-600\ \mu m$), minicanaux ($600\ \mu m-3\ mm$), canaux conventionnels ($D > 3\ mm$). Thome *et al.* [64] proposent une définition plus générale, permettant de considérer si l'on est ou non dans le contexte d'échange de chaleur aux macro-échelles. Ils tiennent compte du confinement de la bulle dans le canal, estimant que lorsque celle-ci a tendance à s'allonger plus qu'à grossir, on se retrouve typiquement dans un écoulement capillaire, où les méthodes usuelles des transferts macro-échelles ne sont plus valables.

Pour l'heure, le diamètre interne du tube de cuivre envisagé dans le cadre de cette étude est fixé dans un premier temps à $D_i = 2\ mm$. Cette dimension, de l'ordre des diamètres critiques usuels pour les PHP, répond a priori au critère qualitatif de confinement défini par Thome *et al.* [64], mentionné plus haut. D'un point de vue quantitatif, le calcul des nombres adimensionnels de Bond et de confinement pour différents fluides (susceptibles d'être employés) à 20°C, permet de vérifier les critères évalués par différents auteurs, comme l'illustre le tableau 6.1. Il paraît donc raisonnable, compte tenu des conditions d'études adoptées pour ce projet, de se positionner dans le cadre d'écoulements en minicanaux. Ce choix se traduit notamment par l'emploi de corrélations adaptées et par des analogies avec différents travaux antérieurs.

Nombres adimensionnels	**Eau**	**Ethanol**	**Acétone**	**N-Pentane**	**Valeurs critiques**
Nombre de Bond Bo	0,74	1,18	1,15	1,24	< 2 [60]
Nombre de confinement Co	2,70	1,70	1,73	1,61	$> 0,5$ [62]

TABLE 6.1 – Valeurs des nombres adimensionnés pour différents fluides à 20°C et comparaison aux valeurs critiques

6.2.2 Epaisseur initiale du film liquide

Il est admis que, dans ce type de tubes capillaires, lors du déplacement d'un bouchon liquide, un film liquide se dépose entre la bulle et la paroi interne du tube. On peut penser intuitivement que l'épaisseur de ce film dépendra de paramètres tels que la viscosité du fluide μ_l, sa tension de surface σ et sa vitesse de déplacement U. La dynamique du mouillage d'un tube classiquement utilisé dans un PHP s'exprime donc par un rapport des forces antagonistes visqueuses et capillaires, que traduit le nombre capillaire C_a :

$$C_a = \frac{\mu_l U}{\sigma} \tag{6.24}$$

Avant d'étudier les mécanismes d'évaporation transversale des films liquides, et donc l'évolution de leur épaisseur, il s'agit de déterminer leur valeur initiale δ_0, autrement dit la quantité de liquide déposée sur la paroi dans le sillage d'une goutte ou d'un bouchon

liquide lors de son déplacement. Des corrélations, liant l'épaisseur du film au nombre adimensionnel C_a, existent. La première, établie par Fairbrother et Stubbs [65], indique que $(\delta/R) \sim C_a^{1/2}$ (où R est le rayon interne du canal), pour une large plage de nombres capillaires (de 10^{-5} à 10^{-1}). Plus tard, Bretherton [59], étudiant les écoulements à faible nombre de Reynolds, a démontré que l'épaisseur suivait plutôt une loi du type $(\delta/R) \sim C_a^{2/3}$, valable pour $Ca << 1$, utilisant les équations de lubrification. Le comportement de ce type de système, gouverné par un équilibre entre les forces visqueuses et les forces capillaires, est caractérisé par de faibles vitesses de déposition.

L'utilisation de fluides susceptibles d'être employés dans les PHP, à plus faible viscosité, implique des vitesses de déplacements plus élevées. En effet, la littérature expérimentale a montré, par des visualisations directes ou infrarouges, des vitesses de front allant de quelques mm par seconde à plus de 1 $m.s^{-1}$ (Burban *et al.* [21]). A cet effet, Aussilous et Quéré [66] ont mis en évidence deux types de régimes :

- Un régime « visco-capillaire », ou régime de Taylor-Bretherton décrit ci-dessus, impliquant généralement des fluides à forte viscosité, et répondant à une équation empirique dite loi de Taylor dans laquelle l'épaisseur du film δ dépend uniquement de C_a :

$$\frac{\delta}{R} = \frac{C_a^{2/3}}{1 + C_a^{2/3}} \tag{6.25}$$

  L'influence des forces d'inertie sur l'épaisseur du film n'apparaît pas dans cette équation. Les données obtenues pour différents fluides visqueux tels que des huiles obéissent relativement bien à cette loi empirique.

- Un régime « visco-inertiel » mettant en jeu des vitesses de déplacement plus élevées, et pour lequel les effets inertiels ne sont plus négligeables dans le mécanisme de dépôt du film liquide et sur son épaisseur. Cette dernière ne dépend plus du seul nombre capillaire, et des essais réalisés avec de l'éthanol (points noirs de la figure 6.14), ont montré que, pour un fluide donné, en augmentant la valeur de C_a et donc la vitesse d'écoulement, le film liquide n'obéit plus à la loi de Taylor. Au-delà d'une certaine valeur critique (ici $C_a \sim 0,03$), il semble que l'on ne peut plus se permettre d'ignorer la vitesse de déplacement du fluide dans le mécanisme de dépôt du film liquide.

Aussilous et Quéré [66] ont donc mis en évidence la présence d'un terme correctif dans l'équation (6.25), permettant de tenir compte des effets inertiels. Il s'agit du nombre adimensionnel de Weber, quantifiant l'importance des forces d'inertie, comparées aux forces capillaires :

$$W_e = \frac{\rho_l U^2 (R - \delta)}{\sigma} \tag{6.26}$$

Pour des vitesses non négligeables, l'équation (6.25) devient donc :

$$\frac{\delta}{R} = \frac{C_a^{2/3}}{1 + C_a^{2/3} - W_e} \tag{6.27}$$

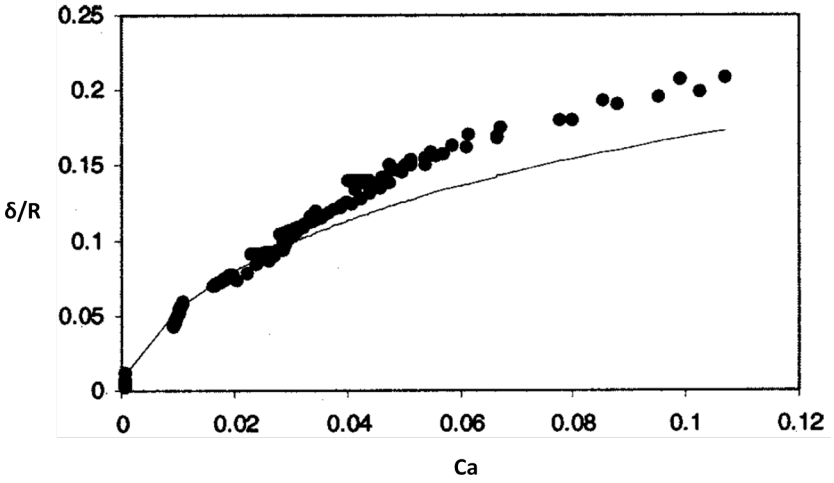


FIGURE 6.14 – Comparaison de l'épaisseur d'un film d'éthanol avec la loi de Taylor (trait plein) en fonction du nombre capillaire C_a, pour un tube capillaire de rayon $r = 0,78\ mm$ et des vitesses d'écoulement supérieures à $2\ m.s^{-1}$ [66].

On remarque néanmoins que la présence du nombre de Weber dans l'équation (6.27) ne se contente pas d'accroître l'épaisseur δ à mesure que la vitesse U augmente. En effet, les termes U^2 et $(R - \delta)$ du nombre de Weber jouent deux rôles antagonistes compliquant quelque peu l'analyse effectuée. Le confinement dû à la géométrie du canal limite naturellement l'accroissement de l'épaisseur du film, qui converge donc vers une certaine valeur, fraction du rayon du tube. Ces différents constats mettent en avant l'existence de deux valeurs critiques notées C_a^* et C_a^{**}, symbolisant les bornes de l'intervalle $[C_a^*; C_a^{**}]$ dans lequel le régime est considéré visco-inertiel. En dessous de cet intervalle, les forces d'inertie sont négligeables et δ ne dépend que de C_a. Au-dessus, δ tend vers une valeur asymptotique, limitée par la géométrie du système.

Ces différents aspects ont été confirmés par Han et Shikazono [67], via des essais réalisés par une méthode de mesure basée sur l'emploi d'un laser. L'influence de la géométrie est notamment mise en évidence sur la figure 6.15, montrant qu'à mesure que la vitesse croît,

l'épaisseur limite du film est atteinte d'autant plus rapidement que le diamètre interne du tube est faible.

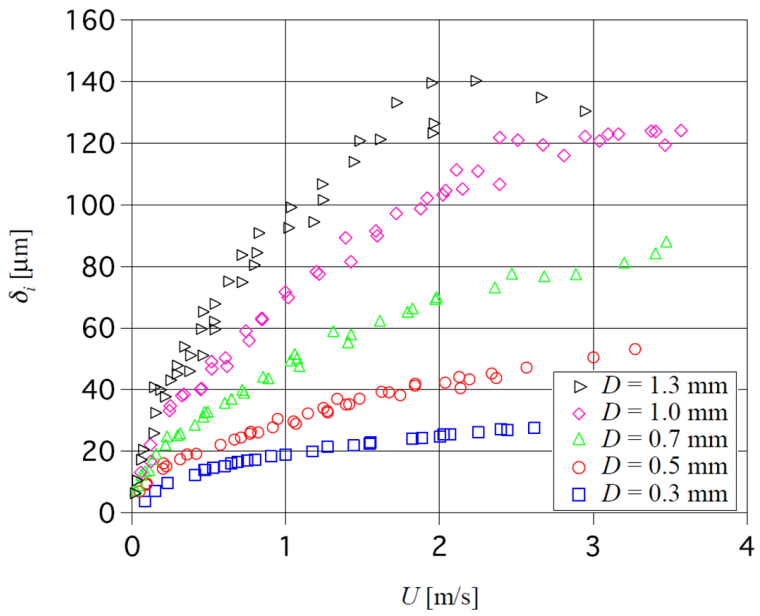


FIGURE 6.15 – Epaisseur d'un film d'éthanol en fonction de la vitesse de la bulle pour différents diamètres internes (tube horizontal et conditions ambiantes de pression et de température : 1 atm et 25 °C) [67].

Cependant, bien que l'équation (6.27) explique pourquoi δ augmente lorsque la vitesse augmente, les forces d'inertie n'ont pas toujours pour effet d'épaissir le film liquide. C'est ce qu'avancent expérimentalement Han et Shikazono [67] en indiquant que les forces d'inertie tendent effectivement à épaissir le film pour des nombres de Reynolds élevés, mais la tendance est inversée pour de faibles valeurs de Re (figure 6.16). Cette tendance est également confirmée numériquement par Kreutzer *et al.* [68].

Les influences combinées de Re et C_a sont exprimées par une fonction $f(Re, C_a)$ qui, intégrée dans l'équation (6.27), donne :

$$\frac{\delta}{R} = \frac{C_a^{2/3}}{1 + C_a^{2/3} + f(R_e, C_a) - W_e} \tag{6.28}$$

Ce nouveau terme, qui correspond en fait au changement de courbure à l'extrémité de la bulle, contribue à réduire l'épaisseur du film. La corrélation empirique émanant de cet ajout est la suivante [67] :

$$\frac{\delta}{D} = \frac{0.67C_a^{2/3}}{1 + 3.13C_a^{2/3} + 0.504C_a^{0.675}R_e^{0.589} - 0.352W_e^{0.629}} \tag{6.29}$$

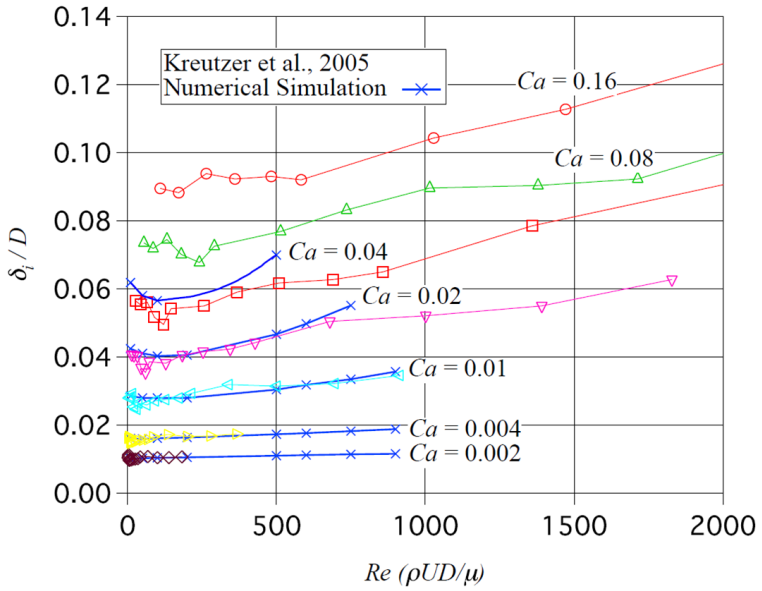


FIGURE 6.16 – Epaisseur d'un film liquide en fonction du nombre de Reynolds et du nombre capillaire C_a (tube horizontal et conditions ambiantes de pression et de température : 1 atm et 25 °C) [67].

Les expériences ont montré que la corrélation 6.29 permettait de prédire l'épaisseur de film δ avec $\pm 15\%$ d'erreur (figure 6.17) dans les limites des valeurs $C_a < 0.3$ et $R_e < 2000$. Dans les cas de nombres de Reynolds supérieurs à 2000, Han et Shikazono ont également établi la corrélation ci-dessous [69]. On remarque ainsi qu'au-delà d'un certain régime, l'épaisseur initiale est indépendante de la vitesse d'écoulement :

$$\frac{\delta}{D} = \frac{106(\frac{\mu^2}{\rho\sigma D})^{2/3}}{1 + 497(\frac{\mu^2}{\rho\sigma D})^{2/3} + 7330(\frac{\mu^2}{\rho\sigma D})^{2/3} - 5000(\frac{\mu^2}{\rho\sigma D})^{2/3}} \tag{6.30}$$

De ces mêmes travaux, d'autres paramètres susceptibles d'influer sur l'épaisseur du film ont également été pointés. Il s'agit de la longueur de la bulle et de la gravité. Si la première semble n'avoir quasiment aucun effet sur la valeur de δ, il n'en est pas de même pour la gravité. Sous certaines conditions, l'épaisseur du film peut varier suivant la position de la mesure. Le critère utilisé pour l'effet de la gravité sur l'épaisseur de film initiale est $B_o.C_a^{2/3} = 1$, où C_a est le nombre capillaire et B_o le nombre de Bond. En dessous de

cette valeur, δ est indépendante de la position de mesure.

Les corrélations évoquées plus haut constituent autant d'approches permettant de connaître l'épaisseur de film δ_0 laissée dans le sillage d'un bouchon liquide en déplacement. Partant de cette valeur, on peut appliquer des modèles d'évaporation de film liquide dans les micro-canaux, et donc estimer l'évolution de son épaisseur. Mais pour cela, il est nécessaire de fixer correctement les conditions d'études afin d'utiliser les équations adéquates. Dans le cas présent, la vitesse d'écoulement du fluide est fixée, dans un premier temps, à $v_{liq} = 0,1\ m.s^{-1}$, considérée comme représentative d'un écoulement en tube capillaire de type PHP. Si l'on considère en outre les propriétés thermophysiques de l'eau à 20°C, la valeur du nombre capillaire correspondante est $C_a = 0,0014$. Celle du nombre de Reynolds, pour un diamètre interne de 2 mm, est $R_e = 200$, nous assurant de fait d'être dans une configuration d'écoulement laminaire. Dans ces conditions, avec un diamètre interne de 2 mm, la figure 6.18 montre l'épaisseur de film déposée δ_0 en fonction de la vitesse d'écoulement (pour des valeurs de l'ordre de celle fixée).

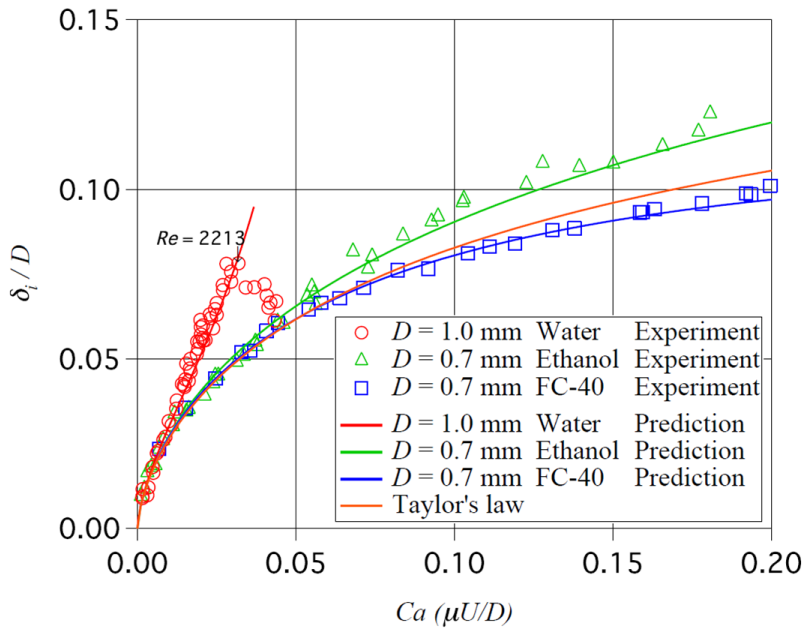


FIGURE 6.17 – Epaisseur d'un film liquide en fonction du nombre capillaire C_a, comparaison entre l'expérience et la prédiction (tube horizontal et conditions ambiantes de pression et de température : 1 atm et 25 °C) [67].

On notera que le domaine d'applicabilité de la corrélation d'Aussilous et Quere [66], équation (6.27), déterminé par les bornes C_a^* et C_a^{**} évoquées précédemment, correspond aux vitesses $[0,16; 0,25\ m.s^{-1}]$. En-dessous de cet intervalle, l'épaisseur de film ne dépend que du nombre capillaire (loi de Taylor, figure 6.18), au-dessus, elle diverge. Compte tenu des limites imposées par cette plage d'utilisation, l'emploi de cette corrélation ne semble pas être des plus judicieuses. Pour la vitesse d'écoulement fixée, $v_{liq} = 0,1\ m.s^{-1}$, les faibles différences obtenues pour le calcul de δ_0 d'une corrélation à l'autre ne justifie pas l'emploi

de l'équation (6.29) de Han et Shikazono [67]. On pourra donc, sous cette condition, se contenter de la loi de Taylor (6.25), plus commode car ne faisant intervenir que le nombre capillaire C_a. Néanmoins, si l'on envisage d'augmenter la vitesse, la corrélation (6.29) paraît manifestement plus réaliste.

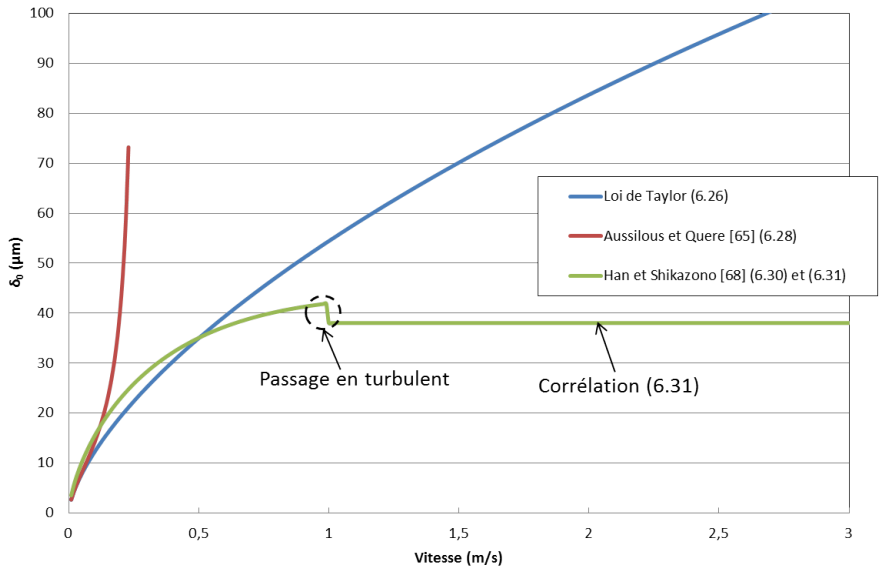


FIGURE 6.18 – Epaisseur d'un film liquide d'eau en fonction de la vitesse v_{liq} d'écoulement, calculée avec différentes corrélations.

Parmi les nombreuses expériences effectuées pour mesurer l'épaisseur du film liquide dans des tubes capillaires, la plupart le furent dans des conditions adiabatiques. Néanmoins, une étude réalisée par Han *et al.* [70] compare l'épaisseur du film, mesuré expérimentalement par une méthode basée sur l'emploi d'un laser, sous des conditions de flux de chaleur imposé, donc en présence de transfert thermique, avec les corrélations citées plus haut, et proposées en conditions d'écoulement adiabatique. L'écoulement du fluide est en plus soumis à une accélération. Ils observent ainsi que **l'épaisseur initiale de film δ_0 en conditions non-adiabatiques peut être relativement bien prédite en utilisant les dites corrélations**. L'écart relatif entre l'expérience et la prédiction n'excède pas 15%. Cette remarque est importante pour la suite, concernant le modèle développé dans le cadre de cette étude, dans la mesure où le calcul de cette épaisseur initiale s'appuiera sur ces corrélations (6.25 et 6.29) en conditions adiabatiques. On estime ainsi effectuer une bonne approximation de δ_0 par cette approche de calcul.

Ainsi, le caloduc oscillant, élément central de cette étude, est le siège d'évaporations et condensations successives du fluide qu'il contient, où les films liquides tiennent un rôle majeur. Les transferts de chaleur doivent donc être intégrés aux modèles liés à l'évolution d'un film liquide (sa longueur, sa forme, son épaisseur), afin de décrire le comportement de celui-ci dans de telles conditions.

6.2.3 Evaporation du film liquide en micro-canal

Les considérations évoquées plus haut sont nécessaires pour appliquer les modèles relatifs aux transferts de chaleur pour l'évaporation d'un film de liquide en micro-canal. A ce titre, et partant de l'hypothèse que le mécanisme de transfert dominant dans ce type de géométrie est l'évaporation du film liquide, des modèles exprimant la dynamique du film au cours de ces transferts ont été réalisés. Jacobi et Thome [71] ont proposé un modèle analytique pour décrire le mécanisme d'évaporation transversale du film liquide. Il s'appuie sur une description physique simplifiée, rapportant le domaine d'étude sur deux zones, bouchon liquide et bulle vapeur. Ce modèle a notamment permis de démontrer que l'évaporation transversale du film liquide entourant la bulle était le mécanisme de transfert de chaleur dominant dans les micro-canaux, et non l'ébullition nucléée.

Ce fait a été confirmé expérimentalement par Höhmann et Stephan [72], en observant l'évaporation d'un ménisque formé par une introduction d'eau entre deux plaques planes, l'une d'elles étant chauffée électriquement par un film en acier inoxydable. Ils ont ainsi mis en avant l'importance de la micro-région, zone située au niveau de la ligne triple entre le film adsorbé et la macro-région du film liquide, où les variations de températures, et donc les échanges thermiques, sont les plus élevées (figure 6.19).

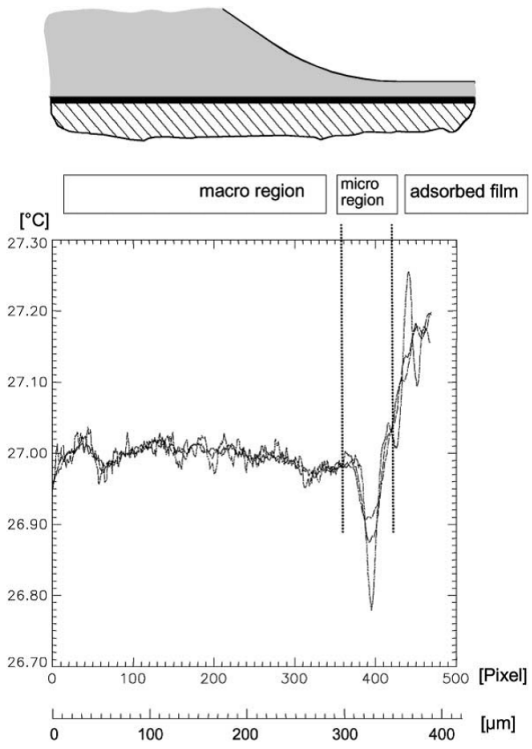


FIGURE 6.19 – Distribution de températures dans la zone de microrégion [72].

Comme l'indique, sur cette figure, la distribution de températures sur la face externe de la paroi, le taux élevé d'évaporation au niveau de la micro-région, dont l'étendue est

de l'ordre de 50 μm, entraîne un refroidissement local de la paroi à cet endroit, suivi immédiatement par une augmentation des températures dans la région de film adsorbé, où le coefficient d'échange chute de manière significative. L'épaisseur de film est ici inconnue, mais l'on constate bien la corrélation existant entre celle-ci et la distribution de température à la paroi, permettant de situer la position de la ligne triple (présence d'un pic de température). On notera toutefois la faible amplitude de variations de températures dans la région de film liquide, nécessitant l'emploi d'outils de mesures de haute précision. En définissant la micro-région comme étant la zone s'étendant d'un film d'épaisseur 1 μm jusqu'au film adsorbé, Wang *et al.* [73] sont parvenus à quantifier numériquement l'importance des transferts à cet endroit, estimant qu'ils représentent plus de 50% des transferts de chaleur totaux. La configuration de leur modèle est un micro-canal de 61 μm de rayon, soumis à une surchauffe de 1 K par rapport à la température de saturation, et ils utilisent les propriétés de l'octane.

A travers une approche numérique, Mukherjee [74] a lui aussi mis en avant la contribution de l'évaporation du film liquide dans les transferts de chaleur au sein d'un capillaire, en étudiant l'influence de l'angle de contact. Il est notamment observé que les transferts de chaleur à travers la paroi sont nettement accrus lorsque l'interface liquide/vapeur avance, déposant derrière elle un film liquide, que lorsqu'elle recule, démontrant de fait l'influence notoire du film liquide.

Dans le but de décrire de manière plus réaliste la physique de ce type d'écoulement, Thome *et al.* [64] ont considéré un modèle d'évaporation rapporté sur trois zones (figure 6.20). On distingue une zone comportant la bulle allongée, ou bulle de Taylor, caractérisée par la présence d'un film liquide, séparant les zones de phases purement liquide (bouchon liquide) et vapeur (film asséché). Les hypothèses formulées pour ce modèle sont les suivantes :

- L'écoulement est homogène : liquide et vapeur se déplacent à la même vitesse.
- Le flux de chaleur est uniforme et constant le long de la paroi interne du tube.
- La totalité de l'énergie transférée par conduction et entrant dans le fluide est utilisée pour évaporer le liquide, de sorte que les températures de vapeur et de liquide restent à la température de saturation T_{sat}.
- La pression de saturation locale est utilisée pour déterminer la température de saturation locale.
- Le film liquide reste attaché à la paroi et l'influence des contraintes de cisaillement de la vapeur sur le film liquide est négligée.
- L'épaisseur du film est très petite devant le rayon interne du tube : $\delta_0 << R$.
- L'inertie thermique de la paroi est négligée.
- Pour une certaine portion de film Δz, toute l'énergie transférée par conduction depuis la paroi du tube est utilisée pour vaporiser le liquide (figure 6.21).

Ils établissent alors que la variation de l'épaisseur du film liquide, par évaporation sous l'effet d'un flux de chaleur surfacique q à la paroi interne du tube, d'une valeur initiale δ_0, a une certaine valeur $\delta(z,t)$ pour une position z et un instant t, qui peut s'écrire :

$$d\delta(z,t) = -\frac{q}{\rho_l \Delta h_{lv}} dt \tag{6.31}$$

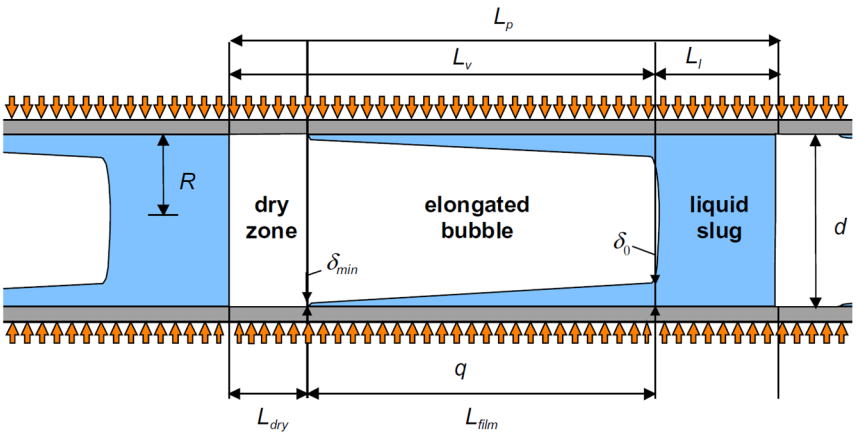


FIGURE 6.20 – Modèle à trois zones de transfert de chaleur dans un micro canal. [64]

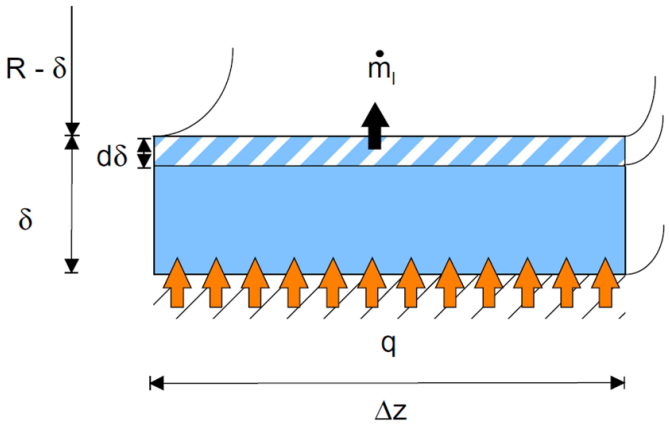


FIGURE 6.21 – Evaporation du film. [64]

Où ρ_l est la masse volumique du liquide et Δh_{lv} la chaleur latente de vaporisation. Cette expression de $\delta(z,t)$ permet de prédire les variations du coefficient de transfert local au cours du passage d'un bouchon liquide et d'une bulle. Dans ce modèle, la difficulté de prédire les valeurs théoriques de certains paramètres tels que l'épaisseur initiale δ_0 et l'épaisseur minimale de film δ_{min}, est également mise en avant. Une approche pour la détermination de δ_0, consiste à utiliser les corrélations décrites précédemment établies en conditions adiabatiques. Concernant δ_{min}, correspondant à l'assèchement total du film liquide, ou à l'existence d'un film adsorbé, sa valeur est fixée de manière plus ou moins arbitraire. Thome estime que sa grandeur est de l'ordre des rugosités de la surface interne

de la conduite [64]. Comme nous le verrons plus loin, le valeur fixée pour δ_{min} conditionne l'apparition et la position de la ligne triple, et donc la longueur du film liquide.

Plus tard, Consolini et Thome [75] ont repris la même approche pour modéliser la coalescence de bulles sous évaporation dans un micro-canal, identifiée comme étant un des comportements caractéristiques des écoulements dans les micro-canaux. Ils supposent ici que le film liquide est entraîné par les contraintes de cisaillement à l'interface τ_i. Partant également de l'hypothèse que l'épaisseur du film suit une évolution linéaire dans la direction axiale, ils obtiennent l'expression suivante :

$$\delta(z,t) = \frac{\mu_l z}{\tau_i t} - \frac{q}{2\rho_l h_{lv}} t \tag{6.32}$$

L'approche utilisée ici a permis de modéliser nombre de tendances expérimentales observées dans la littérature, s'agissant de l'estimation du coefficient de transfert de chaleur. Elle met néanmoins et une fois de plus en avant la sensibilité des résultats à la dynamique du film liquide, dont les variations de l'épaisseur peuvent différer entre les prédictions et les expériences.

La plupart du temps, comme c'est le cas dans ce projet, les modèles sont développés en supposant constantes les propriétés thermophysiques des fluides considérés. Zhao *et al.* [76] ont cependant pointé le fait qu'en accentuant la surchauffe imposée (différence de températures entre la paroi et le fluide), cette hypothèse avait tendance à surestimer de manière importante le coefficient de transfert par évaporation et les flux de chaleur locaux maximum. Notons que, dans notre cas, nous nous attellerons à imposer des surchauffes faibles, typiquement $\Delta T \leq 10\ K$, de sorte que l'hypothèse suggérant les propriétés thermophysiques constantes reste légitime.

Han *et al.* [70] ont étudié l'effet de l'évaporation des films de liquide sur les transferts de chaleur dans les micro-canaux, en comparant leurs épaisseurs mesurées avec celles obtenues en conditions adiabatiques. Ils ont notamment mis en évidence l'existence de fluctuations périodiques de l'épaisseur du film, dues à une vitesse d'écoulement vapeur élevée. De plus, à faibles vitesses, il a également été établi que les coefficients d'échanges calculés à partir de la mesure de l'épaisseur de film δ ($h = \frac{\lambda_l}{\delta}$, où λ_l est la conductivité thermique du liquide), montrent une bonne concordance avec les valeurs obtenues directement par une mesure des températures en paroi. Ce constat peut se révéler intéressant dans l'optique d'établir la traçabilité du passage d'un front liquide (positions de l'interface, de la ligne triple et épaisseur du film), dans une conduite cylindrique, à partir des mesures de températures en paroi externe.

Une approche complémentaire a permis de mettre en lumière la réelle influence du déplacement d'une bulle dans une conduite cylindrique, représentative d'un PHP, sur la distribution de températures à l'extérieur de cette conduite [77]. L'impact de paramètres tels que la vitesse et le flux surfacique uniforme imposés, a notamment été montré. Ce

constat suggère la possibilité, par des techniques de méthodes inverses, de détecter la présence et la position instantanée d'une bulle au sein d'un capillaire, à partir de la mesure du champ de températures sur la paroi externe de ce capillaire. Néanmoins, cette approche ne permet pas réellement de connaître l'influence de la vitesse et du flux imposé sur le comportement du film liquide, sa longueur, son épaisseur, et de déduire la corrélation existant entre ses caractéristiques et l'évolution de la température en paroi. Basé sur la même idée (caractérisation du passage d'une bulle au niveau de la paroi externe), et partant de la même approche à 3 zones que Thome *et al.* [64], un modèle a été développé dans le cadre de cette thèse.

Chapitre 7

Développement d'un modèle d'évaporation de film liquide

7.1 Description de l'approche

Nous rappelons que l'approche employée ici concerne l'unique passage d'un système bouchon liquide/bulle de vapeur dans un tube capillaire chauffé, moyennant la coexistence de trois zones distinctes (bouchon liquide, film liquide et zone asséchée). Pour ce faire, le développement de ce modèle s'appuie sur un certain nombre d'hypothèses. Bien que la plupart d'entre elles puissent paraître de prime abord discutables, elles sont destinées en premier lieu à simplifier au mieux cette approche, afin d'observer sa capacité à offrir le résultat attendu ici, c'est-à-dire la corrélation entre les profils de températures en paroi externe de l'évaporateur avec la dynamique du film liquide au sein du tube. Nous allons donc tout d'abord énumérer ces hypothèses, avant de décrire la structure proprement dite du présent modèle. Un aspect primordial de cette description concerne notamment la dynamique du film liquide, ses épaisseurs initiale et minimale, et sa loi d'évolution qui se différencie en particulier de celle employée par Thome *et al.* [64].

Partant de ces considérations pratiques, nous illustrerons, par l'intermédiaire d'un cas de calcul, les premiers résultats obtenus. Nous verrons donc, par ce biais, ce qu'il est possible d'attendre de ce modèle, en comparant notamment les profils de températures avec l'évolution de l'épaisseur de film, mais également les limitations dont il est l'objet. A partir de ces observations, et afin d'accroître la pertinence de cette approche, nous reviendrons donc sur certaines hypothèses simplificatrices effectuées préalablement. Ce retour pourra mettre en exergue certains aspects susceptibles d'influer sur la physique du système et dont il pourrait être nécessaire de tenir compte par la suite, et plus spécifiquement sous des conditions particulières (faibles vitesses d'écoulement, faibles flux imposés...), dans le cadre d'un développement ultérieur de ce modèle.

7.1.1 Présentation du modèle

Afin de cerner au mieux la physique et le comportement du film liquide, le problème est, dans le cadre de cette thèse, ramené à un système simple : bouchon liquide/bulle de vapeur. On modélise l'unique passage d'un front liquide dans un tube circulaire, de dimension capillaire, dont la paroi est soumise à un flux de chaleur uniforme. Le problème est ici volontairement réduit au cas d'évaporation d'un ménisque liquide se mouvant dans un tube capillaire ; ceci est fortement simplifié par rapport à un caloduc oscillant pris dans son ensemble, mais permet d'extraire plus facilement les phénomènes d'évaporation en film dans ce contexte, pour lesquels il reste encore de nombreuses inconnues à lever. La zone modélisée concerne uniquement la zone chauffée, de longueur L_e. La figure 7.1 présente un schéma de principe du système modélisé, montrant bien l'existence des trois zones distinctes. L'une des particularités de ce modèle, comparé à la plupart des modèles mentionnés précédemment, tient dans la prise en compte de la conduction longitudinale dans la paroi du tube, d'épaisseur E_p. En outre, les propriétés utilisées pour le tube sont celles du cuivre, et celles utilisées pour le fluide sont celles de l'eau. L'ensemble de ces caractéristiques, ainsi que les conditions limites imposées, sont résumées dans le tableau 7.1.

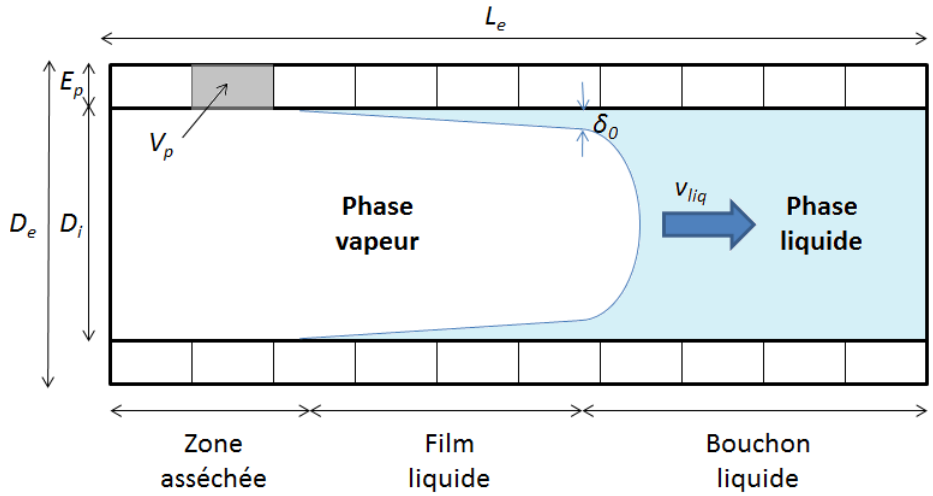


FIGURE 7.1 – Schéma de principe du modèle

7.1.2 Hypothèses considérées

Dans le cadre de ce modèle, comme nous l'avons mentionné, les hypothèses principales sont établies par souci, dans un premier temps, de simplifier au mieux la physique régissant la thermique et la dynamique du film liquide. Néanmoins, la plupart de ces hypothèses feront l'objet d'une discussion dans la suite du chapitre afin, d'une part, de mettre en lumière leur influence sur les résultats et, d'autre part, d'accentuer la précision du modèle et se rapprocher le plus possible des futures mesures expérimentales. Voici tout d'abord les hypothèses sur lesquelles nous ne reviendrons pas dans le cadre de ce modèle :

- L'écoulement de liquide est supposé laminaire et établi lors de son passage dans la zone chauffée.

- Les propriétés thermophysiques sont supposées constantes et uniformes.

- Le flux de chaleur volumique q_v imposé est uniforme et constant le long de la paroi du tube.

- Les températures en parois interne et externe sont supposées égales sur une section donnée (nombre de Biot radial très petit devant un).

- La physique liée à la zone de micro-région, au niveau de la ligne de contact, n'est, dans un premier temps, pas incluse dans ce modèle.

Caractéristiques du tube	
Longueur L_e	0,2 m
Diamètre interne D_i	0,002 m
Diamètre externe D_e	0,0024 m
Epaisseur E_p	0,2 mm
Conductivité thermique cuivre λ_{c_u}	380 $Wm^{-1}K^{-1}$
Masse volumique cuivre ρ_{c_u}	8960 $kg.m^{-3}$
Capacité thermique massique C_{c_u}	385 $Jkg^{-1}K^{-1}$
Caractéristiques du fluide (à 20°C)	
Chaleur latente h_{lv}	2537 $kJ.kg^{-1}$
Viscosité liquide μ_l	0,001 $P_a.s$
Conductivité liquide λ_l	0,597 $Wm^{-1}K^{-1}$
Masse volumique liquide ρ_l	1000 $kg.m^{-3}$
Viscosité vapeur μ_v	9,8.10^{-6} $P_a.s$
Masse volumique vapeur ρ_v	0,03 $kg.m^{-3}$
Tension de surface σ	0,07269 Nm^{-1}
Conditions limites	
Température air T_{air}	25°C
Coefficient d'échange externe h_{air}	15 $Wm^{-2}K^{-1}$
Coefficient d'échange vapeur h_v	1 $Wm^{-2}K^{-1}$
Coefficient d'échange liquide h_l	1100 $Wm^{-2}K^{-1}$
Vitesse écoulement v_{liq}	0,1 ms^{-1}
Température saturation T_{sat}	30°C
Intensité I	100 A

TABLE 7.1 – Données numériques et conditions limites du problème

Dressons maintenant l'ensemble des hypothèses qui nécessiteront une étude approfondie afin de savoir s'il faut les prendre en compte ou non :

- La vitesse v_{liq} de déplacement du fluide est imposée et constante. De plus, l'écoulement est supposé homogène, la vapeur et le liquide se déplaçant à cette même vitesse. Dans la pratique, il a cependant été démontré, dans le cas d'écoulement bulle/bouchon, que la vitesse de la bulle est sensiblement supérieure à celle du liquide. Nous explorerons donc plus précisément cette hypothèse par la suite.

- L'influence des contraintes de cisaillement de la vapeur sur le film liquide est négligée. De plus, les pertes de charge liées à l'écoulement de la vapeur peuvent être négligées. Les calculs effectués dans le paragraphe 7.3 justifieront cette hypothèse.

- La température de fluide est, dans un premier temps, considérée homogène (températures du liquide et de la vapeur égales), et imposée à T_{sat}. De fait, les températures de liquide et de vapeur demeurant à T_{sat}, leur réchauffement n'est pas pris en compte. Cette hypothèse, sur laquelle nous reviendrons ultérieurement, peut se révéler discutable, particulièrement dans les cas d'écoulements très lents. Toutefois on choisit, dans le premier cas de calcul considéré ici et pour la vitesse d'écoulement imposée, de négliger les effets dus à l'échauffement du liquide sur les profils de film.

- Compte-tenu de la vitesse de déplacement de l'interface liquide/vapeur, la réalimentation du film liquide n'est pas prise en compte, notamment dans l'élaboration de la loi régissant l'évolution de son épaisseur. Cette hypothèse peut elle aussi sembler contestable. Nous y reviendrons dans le paragraphe 7.3.

- Enfin, comme dans la plupart des études s'intéressant à la modélisation de caloduc oscillant intégrant le film liquide, l'interface liquide/vapeur est considérée plane. La courbure naturelle créée par capillarité, existant en pratique, n'est pas prise en compte dans le cas présent. Nous intègrerons cependant au modèle, dans un second temps, cette courbure, afin d'étudier son éventuelle influence sur les profils de température, et sur les échanges de chaleur globaux.

En se basant sur l'ensemble de ces hypothèses, et avant de revenir sur certaines d'entre elles, nous allons détailler les principaux éléments constituant ce modèle, sa structure et la géométrie modélisée, ainsi que les caractéristiques principales du film liquide.

7.1.3 Structure et géométrie du modèle

De la même façon que l'approche proposée par Mameli *et al.* [58], ou encore Holley et Faghri [78], la géométrie adoptée pour ce problème, illustrée sur la figure 7.2, impose donc une discrétisation nodale longitudinale et régulière, où N est le nombre de nœuds considérés. Chaque nœud de paroi est doté d'une capacité C_p, de sorte que :

$$C_p = \rho_{c_u} C_{c_u} V_p \tag{7.1}$$

où V_p représente le volume d'un élément de paroi, c'est-à-dire :

$$V_p = \frac{\pi}{4}(D_e^2 - D_i^2)\frac{L_e}{N} \tag{7.2}$$

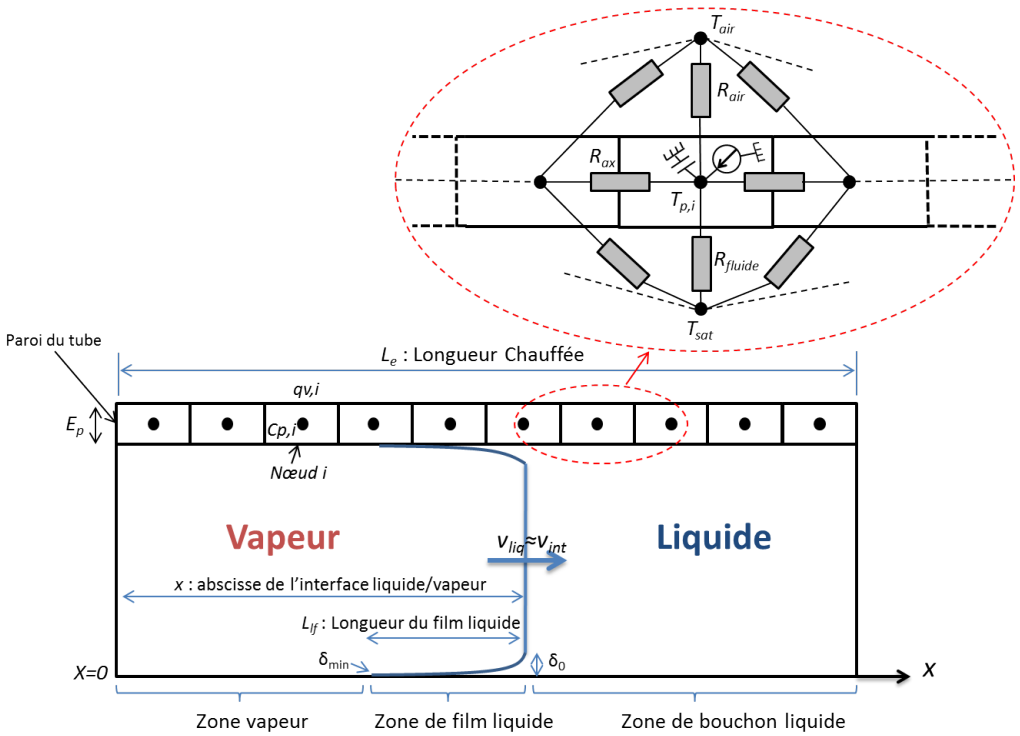


FIGURE 7.2 – Réseau nodal du modèle

Un flux volumique q_v est imposé à chacun de ces éléments par effet Joule (en considérant une intensité de courant I et une résistivité électrique du cuivre $\rho_{elec} = 16.10^{-9}\ \Omega m$), de sorte que :

$$q_v = \frac{16\rho_{elec}I^2}{\pi^2(D_e^2 - D_i^2)^2} \tag{7.3}$$

Chaque nœud échange avec les nœuds voisins par conduction à travers la paroi, hormis le premier et le dernier, qui échangent seulement avec le deuxième et l'avant-dernier, respectivement, les extrémités étant considérées adiabatiques. Compte tenu de la valeur des différents paramètres présents dans le tableau 7.1, le faible nombre de Biot radial [1]

1. Lorsque l'on est proche de la ligne triple, ce coefficient se rapproche de l'unité. Cependant, cela

($B_i = \frac{h_{fluide} E_p}{\lambda_{cu}} << 1$) nous autorise à ne pas discrétiser la paroi suivant son épaisseur. Seule la conduction axiale est donc considérée, dont la résistance thermique s'exprime par :

$$R_{ax} = \frac{L_e/N}{\lambda_{cu} \frac{\pi}{4}(D_e^2 - D_i^2)} \tag{7.4}$$

Chaque nœud échange également, au niveau de la paroi externe, avec l'environnement ambiant par convection naturelle et rayonnement. Ceci est globalisé par un coefficient d'échange h_{air}, et la résistance thermique s'exprime donc par :

$$R_{air} = \frac{1}{h_{air} \pi D_e \frac{L_e}{N}} \tag{7.5}$$

Enfin, chaque nœud échange également avec le fluide se trouvant à l'intérieur du tube, de sorte que :

$$R_{fluide} = \frac{1}{h_{fluide} \pi D_i \frac{L_e}{N}} \tag{7.6}$$

Pour ce dernier cas, en vertu de l'approche à trois zones employée dans cette étude, trois configurations, et donc trois valeurs de coefficients h_{fluide} sont possibles, $h_{fluide} = [h_l\,;\ h_{film}\,;\ h_v]$, suivant la zone de fluide en contact avec la paroi (respectivement bouchon liquide, film liquide ou vapeur, voir figure 7.2). On distingue donc ces trois cas de figure :

– L'interface liquide/vapeur est située en amont du nœud considéré. En d'autres termes, le fluide, à cet endroit et à un instant donné, est sous forme **liquide** uniquement. Le nœud de paroi échange alors par convection avec le fluide, par l'intermédiaire d'un coefficient h_l. En considérant un régime thermique établi [2] et, compte tenu de la vitesse imposée au fluide, le nombre de Nusselt vaut : $N_u = 4,36$ (cela est vrai pour une gamme de vitesse allant de 0 à 1 m.s^{-1} environ. Au-delà, dans les conditions présentes, l'écoulement passe en régime turbulent). Ce qui donne :

$$h_l = \frac{N_u \lambda_l}{D_i} \approx 1100\ Wm^{-2}K^{-1} \tag{7.7}$$

n'aura pas d'incidence sur les profils de température, ces derniers étant quasi-uniformes au niveau de cette zone.

2. Ici, le régime permanent établi se justifie par le caractère **non oscillant** de l'écoulement, celui-ci étant imposé à vitesse uniforme loin devant le passage du front dans la zone chauffée.

– L'interface liquide/vapeur est en aval du nœud considéré, qui se trouve donc dans la **zone de film liquide**, entourant la bulle de vapeur. En supposant que les transferts se font uniquement par conduction transversale dans le film liquide d'épaisseur $\delta(x,t)$ à cet endroit et à l'instant t, le coefficient d'échange prend la forme :

$$h_{film} = \frac{\lambda_l}{\delta(x,t)} \tag{7.8}$$

Notons que, considérant que $\delta(x,t)$, définie plus loin, vaut au maximum quelques dizaines de microns, l'ordre de grandeur de h_{film} sera au minimum de $10^4\ Wm^{-2}K^{-1}$.

– Le film liquide est totalement asséché, le nœud considéré est donc entièrement dans la **zone vapeur**. Celle-ci jouant alors un rôle d'isolant thermique, on considère dans ce cas un coefficient d'échange négligeable comparé à celui de la zone de bouchon liquide et a fortiori de la zone de film liquide. On le fixe ici arbitrairement (relativement à la convection naturelle avec l'air) à :

$$h_v = 1\ Wm^{-2}K^{-1} \tag{7.9}$$

L'ensemble des éléments considérés ci-dessus permet de déduire la température pariétale $T_p(x,t)$, en appliquant l'équation de la chaleur à chaque nœud de paroi, où Δx est le pas spatial entre deux nœuds :

$$\begin{aligned} C_p \frac{dT_p(x,t)}{dt} = q_v V_p - \frac{1}{R_{fluide}}(T_p(x,t) - T_{sat}) - \frac{1}{R_{air}}(T_p(x,t) - T_{air}) \\ - \frac{1}{R_{ax}}(2T_p(x,t) - T_p(x+\Delta x,t) - T_p(x-\Delta x,t)) \end{aligned} \tag{7.10}$$

En outre, compte tenu des différents ordres de grandeur de coefficients d'échange, on constate qu'une grande part des échanges thermiques aura lieu dans la zone de film liquide, et sera d'autant plus importante que son épaisseur sera faible, comme l'atteste les différents éléments de littérature mentionnés précédemment. Ainsi, lorsque l'épaisseur de film tendra vers 0, le coefficient d'échange tendra vers l'infini. Pour passer outre une telle singularité, une attention particulière, concernant la définition de la ligne de contact (choix d'une épaisseur minimale), est de rigueur [3]. Ce dernier aspect, ainsi que les principaux éléments caractérisant la définition du film liquide (épaisseur initiale, loi d'évolution

3. On notera ici qu'on ne tient pas compte de l'existence d'une résistance liée à l'évaporation à l'interface liquide/vapeur, qui permettrait d'éviter cette singularité. On constatera toutefois par la suite que les transferts thermiques dans cette zone sont négligeables.

de cette épaisseur), sont développés dans le paragraphe suivant.

7.1.4 Dynamique du film liquide

Afin de considérer la dynamique du film liquide se déposant et s'évaporant, il est nécessaire de connaître sa structure globale et ses conditions d'existence. Dans cette optique, trois paramètres doivent être considérées : l'épaisseur initale, l'épaisseur minimale et la prise en compte de son évolution avec l'évaporation.

7.1.4.1 Epaisseur initiale

Cette épaisseur initiale δ_0, à l'instant où le film liquide se dépose après le passage de front liquide/vapeur, correspond à l'épaisseur que le film aurait en conditions adiabatiques[4]. Pour l'évaluer en utilisant l'approche décrite précédemment, le calcul préalable du nombre capillaire C_a équation (6.24), à l'aide des données du tableau 7.1, indique :

$$C_a = 0,0014$$

Dans ce cas, l'emploi de la formule de Taylor (équation (6.25)) permet d'obtenir :

$$\delta_0 = 12,3\ \mu m$$

Cette valeur initiale de film liquide est supposée constante dans le temps, dans la mesure où la vitesse de déplacement du liquide est imposée et constante, pour un rayon de tube donné (ici $R_i = 1\ mm$). A partir de cette valeur initiale δ_0, l'épaisseur du film, soumis à l'évaporation, va décroître jusqu'à assèchement total et/ou apparition d'un film adsorbant à travers lequel les échanges thermiques n'ont plus lieu. Ce cas de figure est considéré ici arbitrairement à partir d'une valeur limite δ_{min} d'épaisseur de film.

7.1.4.2 Epaisseur minimale

Lors du processus d'évaporation du film liquide, dans l'hypothèse où ce film n'est pas réalimenté en liquide après le passage du front, son épaisseur tend progressivement vers zéro. Dans la prise en compte des transferts thermiques à travers ce film, notamment dans le calcul du coefficient d'échange par conduction transversale (équation (7.8)), l'extrémité du film sera donc le siège d'une singularité dans laquelle ce coefficient tendra vers l'infini. Il est indispensable de fixer au préalable une valeur δ_{min}, correspondant à la valeur limite d'épaisseur de film, en-deçà de laquelle on se place en conditions d'assèchement total du tube capillaire, les échanges se faisant alors uniquement par convection avec le fluide sous

4. On rappelle la remarque effectuée dans le paragraphe 6.2.2, s'appuyant sur les travaux de Han *et al.* [70], et justifiant l'emploi des corrélations en conditions adiabatiques pour estimer une épaisseur de film initiale δ_0.

forme vapeur ($h_v \approx 1\ Wm^{-2}K^{-1}$).

Dans le cas d'une situation de film adsorbé, il existe entre la surface solide et l'interface liquide-vapeur des forces d'adhésion intermoléculaires qui gouvernent les équations de pression au sein du film, dans lequel il n'y a pas d'échange thermique. En effet, lorsqu'un gaz est mis en contact avec une surface solide, une partie des molécules se fixe sur la surface pour former une couche adsorbée. Le solide est généralement appelé substrat ou adsorbant. Les molécules adsorbées forment ce qu'on qualifie d'adsorbat. Les forces mises en jeu sont, la plupart du temps, de nature physique, et sont dues à des interactions telles que celles de Van der Waals pour les fluides classiques ou liaisons hydrogènes pour l'eau. La formation d'un film adsorbé peut être comparée au phénomène de condensation d'une phase vapeur en liquide.

Parmi les théories permettant d'évaluer la quantité de fluide adsorbé, la plus couramment utilisée est la théorie B.E.T., des initiales de ses auteurs : Brunauer, Emmett et Teller en 1938 [79]. Il s'agit d'une théorie permettant l'analyse des isothermes d'adsorption, courbes donnant la quantité de fluide adsorbée en fonction de la pression d'équilibre à température constante. Ce type de méthode a permis notamment d'évaluer l'épaisseur moyenne d'une couche monomoléculaire d'eau adsorbée à environ 3 angström, soit 0,3 nm [80]. Il s'avère cependant que le nombre de couches d'adsorption peut varier, et que ce nombre dépend également de l'humidité relative du milieu. Malgré l'absence de certaines informations de ce type, dans le cadre de cette étude, les ordres de grandeur d'épaisseurs de film adsorbés observés dans la littérature nous permettent de choisir une épaisseur minimale de l'ordre de $\delta_{min} = 1$ nm.

On notera en outre que, dans la gestion de cet assèchement de film liquide, Thome *et al.* [64] ont également fixé une valeur de δ_{min} arbitraire, en supposant que ce dernier est du même ordre de grandeur que les irrégularités de surface de la paroi interne, en précisant néanmoins qu'il est difficile d'évaluer cet ordre de grandeur précisément. C'est pourquoi ils considèrent l'épaisseur minimale de film liquide δ_{min} comme étant un paramètre ajustable, en se basant sur une comparaison entre les résultats du modèle et les données expérimentales. Dans le cas présent, la valeur $\delta_{min} = 1$ nm fixée a priori pourrait également faire l'objet de réajustements ultérieurs.

7.1.4.3 Evolution de l'épaisseur

Connaissant les épaisseurs δ_0 et δ_{min}, il s'agit à présent de déterminer une loi d'évolution de l'épaisseur du film liquide soumis à évaporation, entre ces deux valeurs. Pour cela, nous nous plaçons sur une certaine portion Δx du tube capillaire, comme l'illustre la figure 7.3. On appelle $\dot{Q}$ le flux local transféré par conduction à travers le film liquide :

$$\dot{Q} = \frac{\lambda_l (2\pi R_i \Delta x)}{\delta(x,t)} \Delta T \tag{7.11}$$

Si le flux volumique q_v imposé à la paroi est fixé à une valeur constante, le flux effectivement transféré par conduction à travers le film, permettant l'évaporation de celui-ci, dépend lui de la température locale de la paroi $T_p(x,t)$ ainsi que de l'épaisseur $\delta(x,t)$ de film. De cette façon, $\Delta T = T_p(x,t) - T_{sat}$. Dans l'hypothèse où le flux $\dot{Q}$ est entièrement utilisé pour évaporer une certaine masse $\dot{m}_v$ de film liquide, on a également :

$$\dot{Q} = \dot{m}_v h_{lv} = -\rho_l h_{lv} 2\pi (R_i - \delta(x,t)) \Delta x \frac{d\delta(x,t)}{dt} \tag{7.12}$$

En supposant que $R_i - \delta(x,t) \approx R_i$, les équations (7.11) et (7.12) permettent finalement d'obtenir la relation donnant la loi d'évolution d'épaisseur de film liquide par évaporation :

$$\frac{d\delta(x,t)}{dt} = -\frac{\lambda_l}{\delta(x,t)\rho_l h_{lv}} (T_p(x,t) - T_{sat}) \tag{7.13}$$

Cette relation est analogue à l'équation (6.31) employée dans l'approche de Thome *et al.* [64], à la différence que l'on considère ici un flux local dépendant de la température pariétale $T_p(x,t)$ du nœud considéré, et non plus une densité de flux pariétal imposée. La variation de $\delta(x,t)$ est donc, d'une part, longitudinale et, d'autre part, temporelle, chaque valeur de $\delta(x,t)$ en un point donné étant déterminée en fonction de sa valeur au pas de temps précédent, en utilisant un schéma d'Euler explicite d'ordre 1. L'ensemble des paramètres et outils considérés jusqu'ici conduit à des premières tendances d'évolutions temporelles et spatiales de température, d'épaisseur de film et de coefficient d'échange.

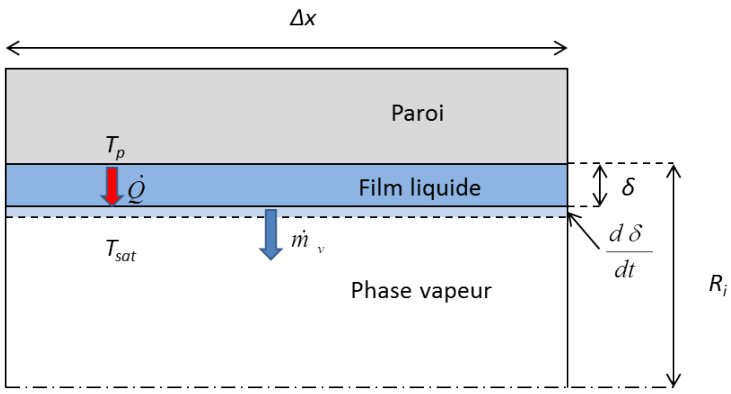


FIGURE 7.3 – Schéma de l'évaporation du film liquide

7.2 Premiers résultats : que peut-on attendre de ce modèle ?

Les équations (7.10) et (7.13) ont été codées sous Visual C++, et résolues en utilisant un schéma d'Euler explicite d'ordre 1. On obtient ainsi différents profils de températures, d'épaisseurs de film et de coefficients d'échange, repérés le long de la zone évaporateur de longueur L_e, par l'abscisse adimensionnée x/L_e. Pour ce faire, la paroi a été discrétisée longitudinalement avec un nombre de nœuds $N = 1000$.

Le premier résultat de calcul présenté ici a été effectué avec l'ensemble des paramètres du tableau 7.1. La figure 7.4 présente des profils de températures de paroi longitudinaux à différents temps de calcul. Elle permet ainsi de suivre le déplacement de l'interface liquide/vapeur et de corréler la position du film liquide avec les paliers de température proches de T_{sat}. En effet, les échanges thermiques élevés dans cette zone se traduisent par une forte diminution de la température puis par une stabilisation à une température proche de T_{sat}, lors du passage du film mince. En outre, nous pouvons distinguer sur cette figure les trois types d'échanges thermiques. Le palier supérieur de température correspond à l'échange de chaleur dans la zone de bouchon liquide (coefficient h_l). L'accroissement de la température en fin de courbe traduit des échanges thermiques négligeables entre la paroi et le fluide et correspond à la zone asséchée de vapeur (coefficient h_v). Enfin, la zone intermédiaire de film liquide se traduit par une forte chute de la température, suivie d'une stabilisation à un niveau proche de la température de saturation.

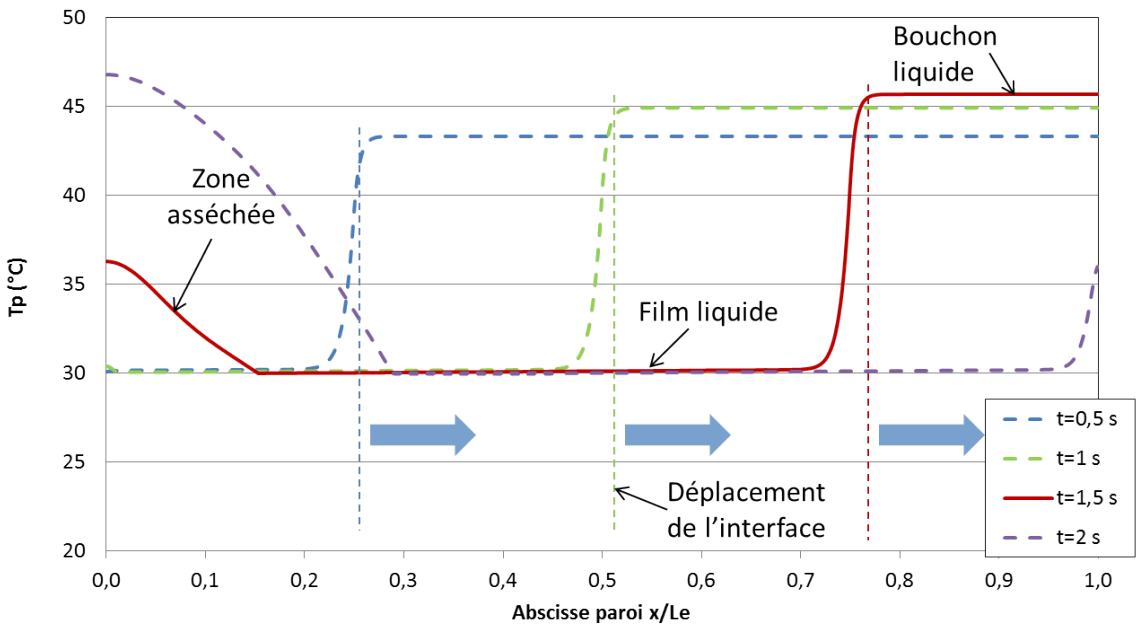


FIGURE 7.4 – Profils de températures le long de la paroi à différents instants t

De cette courbe on voit que le passage d'un front liquide/vapeur dans une paroi chauffée est clairement détectable par mesure des températures pariétales externes (à

l'aide par exemple d'une thermographie infrarouge comme cela est prévu dans le cadre du projet ANR Aardeco). Cependant, on voit que l'évolution des températures dans la zone de film liquide est très faible, nécessitant une précision de mesure très grande si l'on veut remonter à l'épaisseur de film.

Ces différentes zones sont également visibles sur la figure 7.5, illustrant l'évolution de l'épaisseur de film $\delta(x,t)$ le long de la paroi à un instant de calcul $t = 1{,}5$ s (courbe rouge sur la figure 7.4), ainsi que le coefficient d'échange correspondant. Comme cela a été noté précédemment, les ordres de grandeur de ce dernier sont nettement supérieurs dans la zone de film liquide, comparés à la zone de bouchon liquide et, a fortiori, à la zone asséchée. On observe également un pic, correspondant à l'épaisseur minimale de film liquide avant assèchement, et permettant de localiser la position de la ligne triple. En outre, la brusque chute de température, visible sur la figure 7.4 (courbe rouge pour $t = 1{,}5$ s), permet de localiser la position de l'interface liquide/vapeur. Cette même position, figure 7.5, correspond à l'épaisseur de film initiale δ_0, calculée plus haut via les corrélations adaptées. La diminution d'abord rapide de l'épaisseur de film s'explique par le fait que la différence de températures entre la paroi et la température de saturation, encore élevée à cet endroit, engendre des flux de chaleur évaporés importants, en vertu de la relation (7.11). Comme la figure 7.4 le montre, la température pariétale atteind rapidement la température de saturation. Il en résulte une décroissance longitudinale quasi linaire de $\delta(x,t)$, jusqu'à atteindre sa valeur minimale δ_{min}.

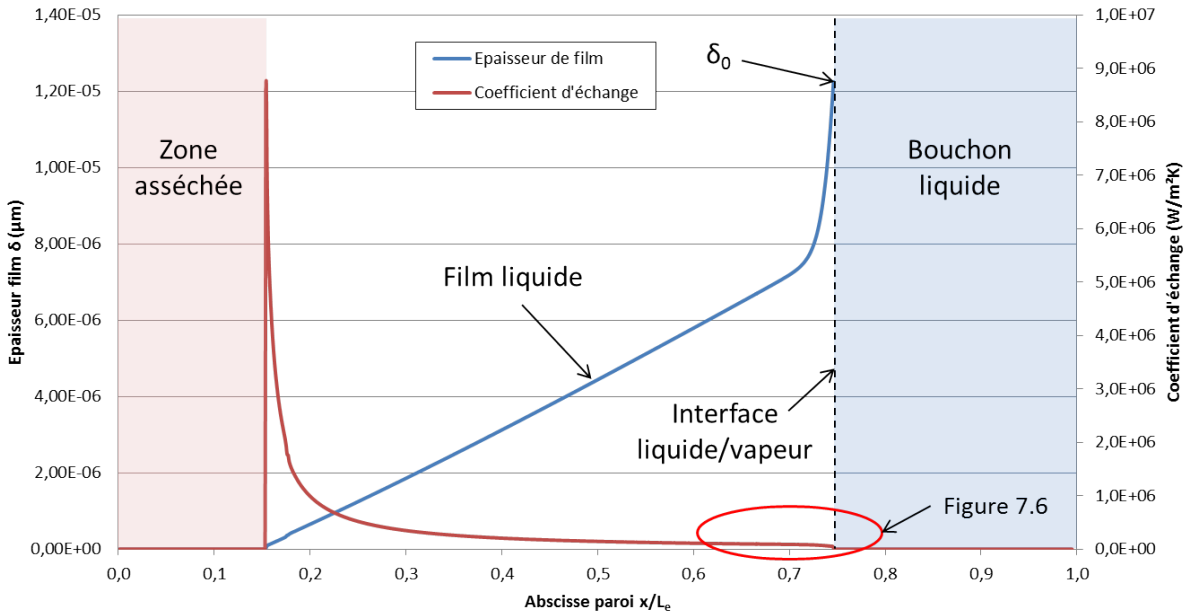


FIGURE 7.5 – Evolution de l'épaisseur du film et du coefficient d'échange correspondant le long de la paroi à l'instant $t = 1{,}5$ s

La figure 7.6 représente un zoom de la figure 7.5, sur l'interface, entre le bouchon liquide et la zone de film. Elle se caractérise notamment par une discontinuité dans l'évolution du

coefficient d'échange passant de h_l dans le bouchon liquide, à h_{film} dans la zone de film. Nous verrons plus loin une autre approche dans la gestion de cette interface, intégrant notamment dans le modèle une variation progressive de l'épaisseur de film, liée à la courbure du ménisque existant dans cette zone.

Comme nous le voyons, cette approche simplifiée de modélisation d'un film liquide en aval de l'écoulement d'un ménisque mouillant une paroi d'un tube permet de relever une très nette distinction de la zone de film liquide, ainsi qu'une identification claire de son étendue et de la position de l'interface liquide/vapeur sur les profils de températures. Néanmoins, **elle n'autorise pas à corréler l'évolution de cette température, très proche de T_{sat} dans cette zone, avec celle de l'épaisseur de film**. Toutefois, grâce aux différentes observations développées ci-dessus, nous pouvons espérer, à travers ce modèle, obtenir un aperçu de la dynamique du film liquide au sein du tube pour une application expérimentale. Pour cette raison, une amélioration de la pertinence du modèle, au regard notamment de certaines hypothèses effectuées précédemment, peut être envisagée, en considérant de façon plus réaliste les phénomènes physiques mis en jeu. Les paragraphes suivants développent certains de ces aspects.

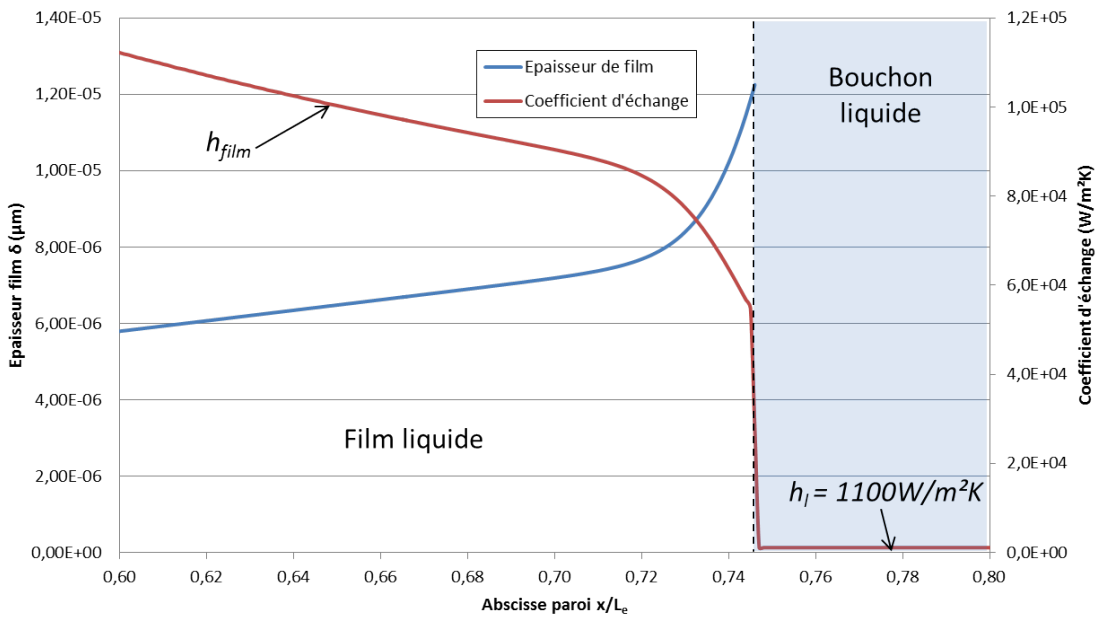


FIGURE 7.6 – Evolution de l'épaisseur du film et du coefficient d'échange au niveau de l'interface liquide/vapeur à l'instant $t = 1{,}5$ s

7.3 Retour sur le modèle : discussion autour des hypothèses

7.3.1 Vitesse de déplacement du front liquide/vapeur

Parmi les hypothèses fixées par Thome *et al.* [64] mentionnées plus haut, l'une d'elles concerne la prise en compte d'un écoulement homogène du système bulle/bouchon liquide, les phases liquide et vapeur se déplaçant donc à la même vitesse. Partant du fait qu'en se déplaçant, une partie du liquide reste mouillée à la paroi interne du tube (se traduisant par la création d'un film liquide), on se propose d'effectuer une étude de sensibilité relative à cet aspect, en différenciant la vitesse v_{liq}, imposée au liquide, et la vitesse d'avancement effective du front liquide/vapeur $v_{int} = \frac{dx}{dt}$, repéré par l'abscisse $x(t)$ sur la figure 7.7. Pour cela, on considère un volume de contrôle en conditions adiabatiques, sur lequel on effectue un bilan de masse sur un pas de temps dt, de sorte que :

$$\underbrace{\frac{\pi}{4}[D_i^2 - (D_i - 2\delta_0)^2]\frac{dx(t)}{dt}}_{Volume\ liquide\ déposé\ V_{dep}} = \underbrace{\frac{\pi}{4}(D_i - 2\delta_0)^2\frac{dx(t)}{dt}}_{Volume\ entrant\ V_{entrant}} - \underbrace{\frac{\pi}{4}D_i^2 v_{liq}}_{Volume\ sortant\ V_{sortant}} \tag{7.14}$$

ce qui donne l'expression :

$$\frac{dx(t)}{dt} = \left[\frac{D_i^2}{2(D_i - 2\delta_0)^2 - D_i^2}\right] v_{liq} \tag{7.15}$$

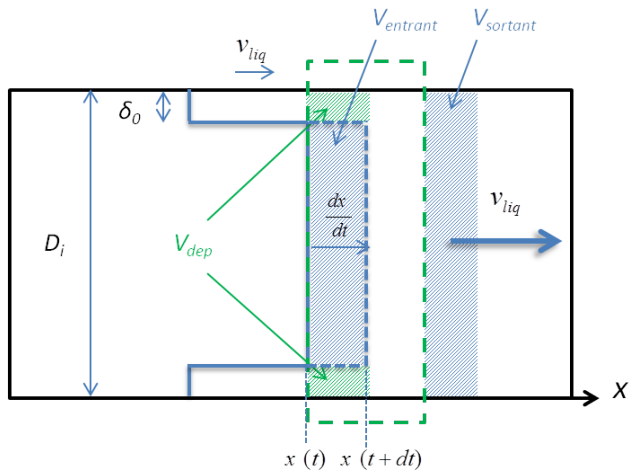


FIGURE 7.7 – Bilan de masse sur un volume de contrôle comprenant l'interface liquide vapeur

Malgré l'hypothèse d'écoulement homogène, il est admis en écoulement bulle/bouchon qu'en présence d'un film liquide, la bulle de vapeur avance plus vite que le bouchon liquide. L'expression (7.15) déterminée ci-dessus permet d'exprimer le rapport de ces deux vitesses en fonction de l'épaisseur de film initiale δ_0. Bretherton [59] proposait par ailleurs une corrélation empirique liant ces deux vitesses, en fonction du nombre capillaire (pour de faibles valeurs de C_a), sous la forme [5] :

$$\frac{(v_{int} - v_{liq})}{v_{liq}} = 1,29(3C_a)^{(2/3)} \tag{7.16}$$

Compte tenu de l'équation (7.15), on constate bien, si l'on se base sur l'hypothèse formulée notamment par Thome *et al.* [64] ($\delta_0 << D_i$), qu'il peut être légitime de considérer, en première approximation, l'écoulement homogène : $v_{int} \approx v_{liq}$. Néanmoins, la figure 7.8 illustre l'erreur relative commise en faisant cette hypothèse, en fonction de la vitesse imposée, en se basant sur la relation (7.15), ou sur celle de Bretherton (7.16), pour le calcul de la vitesse de l'interface. Pour la vitesse fixée dans le cadre de ce projet ($v_{liq} = 0,1\ ms^{-1}$), cette erreur est de l'ordre de 5%. Mais pour une vitesse de 1 m.s^{-1}, cette erreur atteint environ 25%, selon le bilan de masse de l'équation (7.15). Afin de constater les conséquences de cette erreur sur les profils de températures en paroi, la figure 7.9 compare les résultats obtenus en utilisant v_{liq} ou v_{int} comme vitesse de référence dans le modèle, impliquant donc des épaisseurs initiales de film différentes. Cette comparaison est effectuée pour deux vitesses imposées : 0,1 m.s^{-1} et 1 m.s^{-1}. Pour chacune des figures (a) et (b), on observe l'évolution de la température au cours du temps en deux points donnés, d'abscisse adimensionnée x/L_e, de la zone chauffée. Cette observation atteste des faibles différences existant entre les profils, et ce même pour des vitesses imposées élevées (figure 7.9 (b)), où la différence entre v_{liq} et v_{int} est plus importante d'après la figure 7.8. L'emploi de v_{int} influe donc essentiellement sur la valeur de l'épaisseur initiale δ_0, plus élevée que pour v_{liq}. De fait, l'évaporation du film prendra donc plus de temps dans ce cas, expliquant les décalages entre les courbes, visibles sur la figure 7.9 (a).

Les expressions (7.15) et (7.16) ci-dessus permettent donc d'évaluer la vitesse réelle du front liquide/vapeur, à partir d'une vitesse imposée au bouchon liquide. Les valeurs de v_{int} obtenues par la relation de Bretherton sont représentées en traits interrompus sur la figure 7.8. De fait, nous pouvons confronter les valeurs données par la formule (7.15) avec celles de Bretherton (7.16). La comparaison de ces deux approches montre des valeurs relativement proches à faible vitesse, et donc à faible nombre capillaire. Il est également admis que cette vitesse relative $\frac{(v_{int}-v_{liq})}{v_{liq}}$ a une influence sur l'écoulement du fluide, et le profil des lignes de courant au sein de la phase liquide [60]. Cette dernière assertion

5. On notera que cette expression est donnée à titre indicatif. En effet, le problème considéré par Bretherton diffère quelque peu du nôtre, dans la mesure où il étudie le déplacement d'une bulle de vapeur au sein d'une phase liquide (il s'insère cependant totalement dans la problématique PHP). Les résultats obtenus par les différentes approches demeurent toutefois relativement proches comme l'atteste la suite du paragraphe.

met en avant un autre aspect, a priori non pris en compte dans le présent modèle : il concerne le retour du liquide dans le film mince, à contre-courant du déplacement imposé au bouchon liquide, et son éventuelle influence sur les transferts, notamment en terme de pertes de charges liées à cet écoulement.

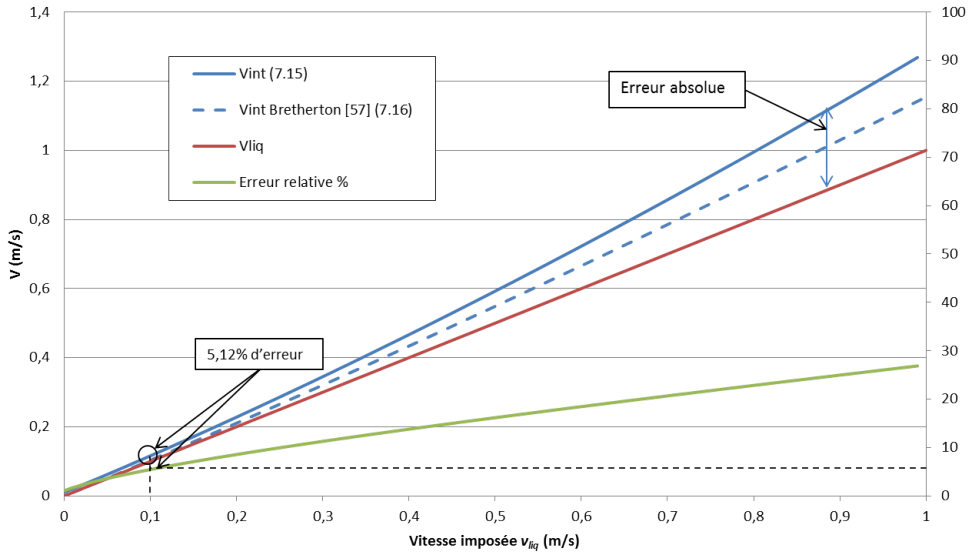


FIGURE 7.8 – Erreur relative dans l'approximation de la vitesse du front liquide/vapeur

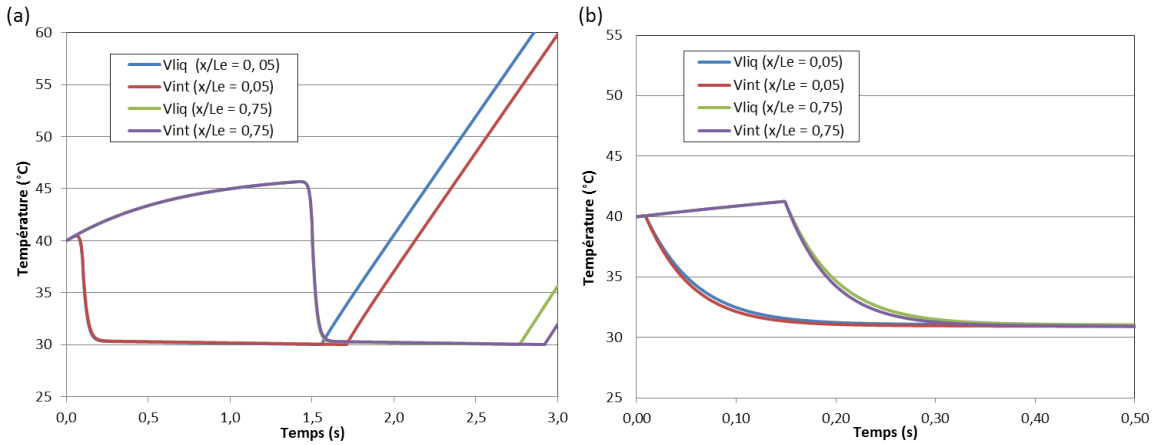


FIGURE 7.9 – Comparaison des profils temporels de températures en utilisant v_{liq} ou v_{int}, pour (a) $v_{liq} = 0{,}1$ m.s^{-1} (b) $v_{liq} = 1$ m.s^{-1}

7.3.2 Influence de l'écoulement dans le film liquide

Dans la structure du modèle considéré, l'évolution de l'épaisseur du film se fait uniquement par évaporation transversale, du liquide vers la phase vapeur (figure 7.3). Il

peut néanmoins exister un écoulement liquide, à contre-courant du déplacement global du fluide, susceptible de réalimenter ce film. Pour évaluer l'existence et l'influence de ce phénomène, on se propose de comparer les niveaux de pertes de charge ΔP_l liées à cet écoulement du liquide dans le film, avec la pression capillaire P_c, moteur du déplacement du fluide, qui peut s'exprimer ainsi :

$$P_c = \sigma K \tag{7.17}$$

où K représente la somme des courbures radiale et axiale de l'interface : $K = K_r + K_x$, et σ la tension de surface du fluide considéré (voir tableau 7.1). Les courbures radiale et axiale sont représentées schématiquement sur la figure 7.10, et sont données respectivement par :

$$K_r = \frac{1}{R_i - \delta}\left[1 + \left(\frac{d\delta}{dx}\right)^2\right]^{-1/2} \tag{7.18}$$

$$K_x = \frac{d^2\delta}{dx^2}\left[1 + \left(\frac{d\delta}{dx}\right)^2\right]^{-3/2} \tag{7.19}$$

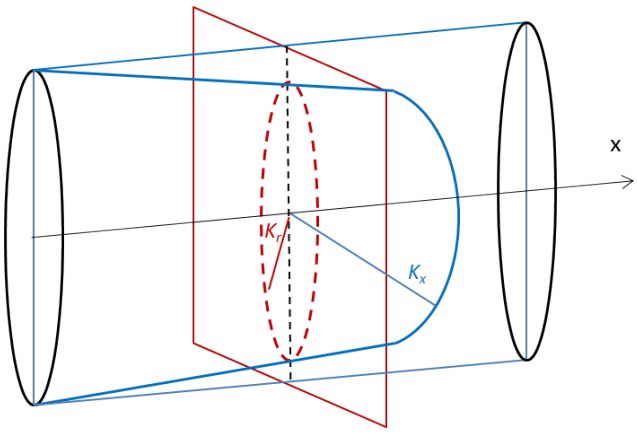


FIGURE 7.10 – Représentation 3D des courbures orthogonales axiale K_x et radiale K_r de l'interface

Les premiers calculs effectués par le modèle, basés sur la loi d'évolution du film liquide $\delta(x,t)$ (7.13), et dont un exemple est illustré au paragraphe 7.2, permettent d'évaluer les dérivées premières et secondes de δ, et donc d'estimer des ordres de grandeurs de ces deux courbures. Le tableau F.1 de l'annexe F présente un exemple de résultats, avec l'évolution axiale de l'épaisseur du film à un instant donné $t = 0{,}5$ s. En outre, compte

tenu des ordres de grandeurs de $\frac{d\delta}{dx}$ et de $\frac{d^2\delta}{dx^2}$, on obtient pour P_c l'approximation suivante :

$$P_c = \frac{2\sigma}{R_i - \delta} \approx 146\ p_a \tag{7.20}$$

Un autre effet à prendre en compte concerne la pression de disjonction P_d. Pour exprimer cette pression dans les cas de fluides polaires tel que l'eau, utilisée dans ce modèle, on emploie la formule établie par Holm et Golpen (1979) [81], s'écrivant :

$$P_d = -\rho_l R_g T_{sat} ln(\phi\delta^\beta) \tag{7.21}$$

où R_g désigne la constante des gaz parfaits, et où l'on a deux constantes : $\phi = 1{,}49$ et $\beta = 0{,}0243$. Il a été montré que, contrairement aux fluides non polaires pour lesquels la pression de disjonction tend graduellement vers zéro à mesure que l'épaisseur de film augmente, l'expression (7.21) mène rapidement à des valeurs négatives, limitant de fait son application. On considère toutefois qu'au-delà d'une certaine valeur d'épaisseur de film, la pression de disjonction est négligeable. Le tableau suivant présente ainsi, dans le cas présent, différentes valeurs de pression P_d suivant l'épaisseur δ :

δ (nm)	1	50	75	100
P_d (pa)	$1{,}45.10^7$	$1{,}35.10^6$	146	0

TABLE 7.2 – Pression de disjonction en fonction de l'épaisseur de film

Les pressions de disjonction sont particulièrement importantes pour des épaisseurs très faibles. Dans le cas présent, elles sont de l'ordre de la pression capillaire P_c, calculée ci-dessus, pour une épaisseur de film de 75 nm environ. Au-delà de cette valeur, elles deviennent négligeables. On peut donc considérer qu'à partir de $\delta \approx 75\ nm$, les pressions de disjonction doivent être prises en compte dans la physique liée au film liquide, c'est à dire lorsque l'on se rapproche de la ligne triple. Néanmoins, ces faibles épaisseurs de film correspondent ici uniquement à son extrémité, où les écarts de températures entre la paroi et le fluide deviennent négligeables. Ce paramètre aura donc probablement **très peu d'influence sur les profils de température observés** précédemment (figure 7.4), même en extrémité de film. Dans le cadre de ce paragraphe, au regard des très faibles valeurs de ce paramètre au-delà de 100 nm, concernant la réalimentation en liquide en début de film, on considère donc uniquement la pression capillaire P_c.

Partant de ces considérations, on suppose ensuite l'existence d'un écoulement liquide à travers le film, de profil de vitesse $u_l(x, r)$. On se propose d'effectuer une étude de sensibilité sur les pertes de charge ΔP_l que cette écoulement engendre. Pour cela, nous

choisissons d'utiliser le système d'équations de conservation liées à l'hypothèse de lubrification qui, en régime permanent et en géométrie cylindrique, s'écrivent ainsi [6] (u_l et v_l représentent les composantes de la vitesse du liquide selon les axes longitudinal et radial) :

$$\frac{\partial u_l}{\partial x} + \frac{1}{r}\frac{\partial v_l}{\partial r} = 0 \tag{7.22a}$$

$$\mu_l \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial u_l}{\partial r}\right) = \frac{\partial P_l}{\partial x} \tag{7.22b}$$

$$\frac{\partial P_l}{\partial r} = 0 \tag{7.22c}$$

En s'appuyant sur les conditions aux limites, illustrées sur la figure 7.11, portant notamment sur l'hypothèse de contraintes de cisaillement nulles de la vapeur à l'interface liquide/vapeur, ainsi que sur une condition de non glissement à la paroi, la vitesse d'écoulement liquide le long du film s'exprime par :

$$u_l(x,r) = \frac{1}{4\mu_l}\frac{\partial P_l}{\partial x}r^2 + Alnr + B \tag{7.23}$$

où A et B sont des constantes déterminées à l'aide des conditions aux limites mentionnées ci-dessus (voir annexe G). Le débit liquide $\dot{m}_l$ relatif à cet écoulement peut s'écrire :

$$\dot{m}_l = \rho_l \int_{R_i-\delta_0}^{R_i} u_l(x,r)2\pi r dr \tag{7.24}$$

Le calcul de l'intégrale ci-dessus permet d'aboutir à une relation de la forme suivante (7.25). On notera que les constantes C, D et E apparaissant au cours du calcul sont détaillées en annexe G.

$$\dot{m}_l = (C + D + E)\frac{\partial P_l}{\partial x} \tag{7.25}$$

6. On peut retrouver aisément ce système d'équations et les hypothèses qui s'y rapportent dans l'article de Busse et Stephan [82], par exemple, qui ont traité le problème de transferts dans la micro-région. Ce modèle est repris et détaillé dans la thèse de Bertossi [83] qui a traité un problème similaire.

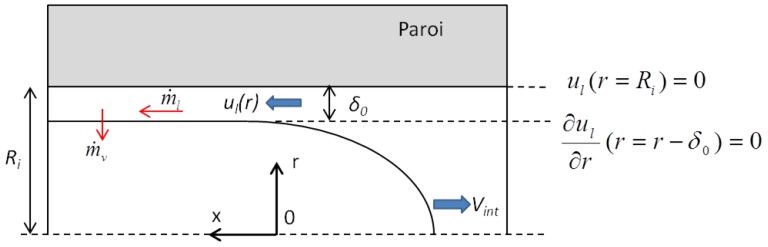


FIGURE 7.11 – Ecoulement de liquide dans le film et conditions aux limites

En intégrant le débit liquide $\dot{m}_l$ sur une longueur L donnée de film liquide, l'expression ci-dessus peut également s'écrire :

$$\Delta P_l = \frac{1}{C + D + E} \int_{x=0}^{x=L} \dot{m}_l(x) dx \tag{7.26}$$

En outre, si l'on suppose une vitesse d'écoulement U_{δ_0} à l'entrée du film liquide, le débit $\dot{m}_l$ s'écrit également :

$$\dot{m}_l \approx \dot{m}_{l_0} = \rho_l U_{\delta_0} S \tag{7.27}$$

où S est la section de passage à l'entrée du film liquide : $S = \pi[R_i^2 - (R_i - \delta_0)^2]$. Par égalisation des équations (7.25) et (7.27) on obtient finalement l'expression des pertes de charge ΔP_l, en fonction de la distance Δx, engendrées par l'écoulement initié depuis l'entrée du film liquide :

$$\Delta P_l = \frac{\rho_l U_{\delta_0} S}{F} \Delta x \tag{7.28}$$

où $F = C + D + E$ est une constante dépendant de l'épaisseur de film δ, supposée ici constante et fixée à la valeur initiale δ_0. La relation ci-dessus permet d'évaluer les pertes de charge qu'engendrerait un écoulement dans le film liquide, avec une vitesse U_{δ_0}, et sur une longueur Δx de film. Les résultats obtenus pour différentes longueurs de film sont présentés sur la figure 7.12. On constate que les niveaux de pertes de charge ΔP_l, augmentant linéairement avec la vitesse d'écoulement, sont très vite supérieurs à la pression capillaire P_c, déterminée plus haut (équation (7.20)). De telles conditions ne sont pas compatibles pour tous les cas avec un écoulement de bouchon liquide à vitesse constante en conduite capillaire. L'existence d'un écoulement réalimentant le film liquide paraît donc exclue dans la plupart des cas. Néanmoins, comme l'illustre la figure 7.12, sur de petites longueurs de film, la présence d'une réalimentation via un écoulement liquide de vitesse U_{δ_0} relativement faible semble possible sur de très courtes distances, de l'ordre

du millimètre. Bien que difficile à évaluer, cette réalimentation en entrée de film pourrait, le cas échéant, avoir une influence sur le débit d'évaporation du film liquide, et donc sur les variations de son épaisseur.

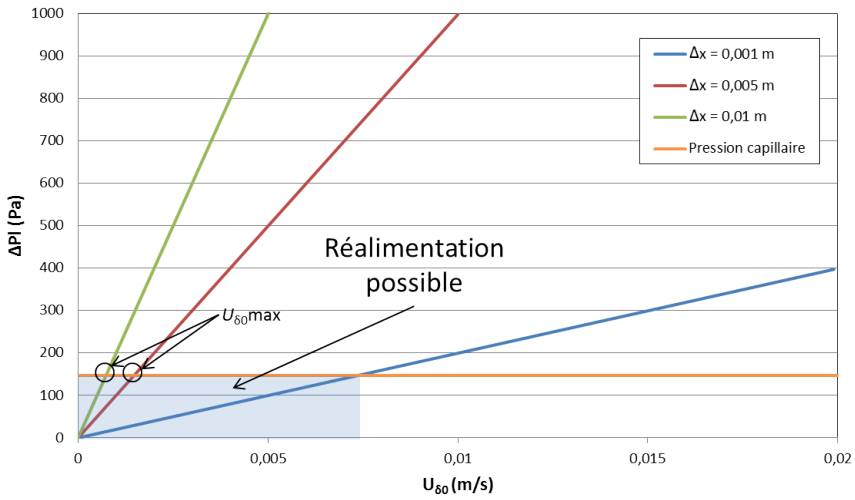


FIGURE 7.12 – Pertes de charges ΔP_l en fonction de la vitesse d'écoulement U_{δ_0} pour différentes longueurs de film liquide

On peut toutefois estimer cette influence en comparant le débit d'alimentation du film $\dot{m}_l$, avec le débit d'évaporation $\dot{m}_v$ sur la longueur de film Δx considérée (figure 7.11). Le débit $\dot{m}_l$ est calculé pour la vitesse U_{δ_0} maximale susceptible d'exister pour un écoulement sur une distance Δx donnée, comme l'illustre la figure 7.12. Sur ces mêmes distances, le débit de fluide $\dot{m}_v$ s'évaporant du film est estimé en s'appuyant sur les équations (7.11) et (7.12), et sur les profils d'épaisseur $\delta(x,t)$ et de température $T_p(x,t)$ déjà obtenus précédemment. Les résultats, présentés dans le tableau 7.3, montrent des écarts importants entre les deux débits.

x (m)	0,001	0,005	0,01
$\dot{m}_v$ (kg/s)	$1{,}81.10^{-6}$	$3{,}74.10^{-6}$	$4{,}03.10^{-6}$
$\dot{m}_l$ (kg/s)	$5{,}68.10^{-7}$	$1{,}15.10^{-7}$	$5{,}76.10^{-8}$
%	31	3	1,4

TABLE 7.3 – Comparaison des débits d'écoulement dans le film liquide et d'évaporation sur différentes longueurs x de film

Si l'on considère le pourcentage de débit évaporé alimenté par écoulement du liquide, on peut envisager au mieux 31% de ce flux sur 1 mm seulement de film. On peut supposer, à travers ces observations, qu'une réalimentation du film liquide, si elle existe, aura un impact minime sur le taux d'évaporation de ce film sur sa longueur totale (et ce d'autant plus que le film est loin de l'interface liquide-vapeur et que la vitesse est grande), et donc

sur l'évolution de son épaisseur, exprimée plus haut par la relation (7.13). Bien que cet impact ne soit pas rigoureusement calculé, l'estimation de ces ordres de grandeur permet néanmoins de valider, en première approximation, cette loi d'évolution d'épaisseur de film.

7.3.3 Pertes de charge de l'écoulement de la vapeur

Les calculs effectués à travers ce modèle négligent, en première approximation, et pour la vitesse $v_{liq} = 0{,}1$ m.s^{-1} considérée, les pertes de charge liées à l'écoulement de la vapeur, en considérant que cette dernière se trouve toujours à la température T_{sat}. Afin d'évaluer plus finement l'influence éventuelle de la pression de saturation P_{sat} sur la température régnant dans la phase vapeur (figure 7.13), en fonction de la vitesse d'écoulement, nous utilisons la loi de Darcy, s'exprimant par :

$$\Delta P_v = f \frac{\rho_v v_{liq}^2}{2} \left(\frac{L_e}{D_i} \right) \tag{7.29}$$

où f est le coefficient de frottement qui, en régime laminaire[7], s'écrit : $f = \frac{64}{R_e}$. Avec $R_e = \frac{\rho_v v_{liq} D_i}{\mu_v}$, la relation obtenue est donc la suivante :

$$\Delta P_v = \frac{32 \mu_v L_e}{D_i^2} v_{liq} \tag{7.30}$$

Le tableau 7.4 présente les niveaux de pertes de charge de l'écoulement de la vapeur sur la longueur L_e de la zone évaporateur, en fonction de la vitesse d'écoulement. Il paraît légitime, à la vue de ces valeurs, de négliger l'incidence de ces pertes de charge sur la température de saturation choisie ici à : $T_{sat} = 30$°C. Cette hypothèse est particulièrement vraie pour les vitesses d'écoulement considérées jusqu'à présent.

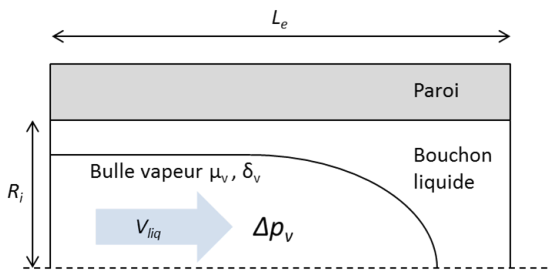


FIGURE 7.13 – Schématisation de l'écoulement vapeur avec pertes de charge ΔP_v

7. Les valeurs du nombre de Reynolds : $R_e < 2000$ dans le cas présent, justifient l'hypothèse d'écoulement laminaire.

v_{liq} (m/s)	0,01	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1
ΔP_v (Pa)	0,16	1,57	3,14	4,7	6,27	7,84	9,41	11	12,5	14,1	15,7

TABLE 7.4 – Pertes de charge de l'écoulement de la vapeur en fonction de la vitesse d'écoulement (calculées selon les paramètres du tableau 7.1)

Toutefois, considérant le fait que le film liquide est soumis à une évaporation, il existe un apport de masse de vapeur, avec un débit $\dot{m}_v$, dont le tableau 7.3 du paragraphe précédent présente des ordres de grandeurs. Cet apport est susceptible de créer des surpressions locales dans la phase vapeur. On peut comparer ce débit avec le débit global de vapeur $\dot{m}_{v_e}$ provenant de la zone amont et entrant dans le tube :

$$\dot{m}_{v_e} = \rho_v v_{liq} S \tag{7.31}$$

où S est la section interne du tube : $S = \pi \frac{D_i^2}{4}$. Si l'on maximise ce débit, en considérant une vitesse d'écoulement élevée : $v_{liq} = 1$ m.s^{-1}, on obtient : $\dot{m}_{v_e} = 9.10^{-8}$ kg.s^{-1}. Les ordres de grandeurs de ce débit, pour des vitesses plus faibles a fortiori, sont donc faibles voire négligeables au regard du débit de vapeur provenant de l'évaporation du film. Néanmoins, dans le cas présent, on considère l'existence d'un réservoir en amont de ce système, permettant de réguler la pression et la température, et ainsi de maintenir un état d'équilibre à P_{sat}.

Dans tous les cas, il va se produire, au niveau de la zone asséchée, des phénomènes complexes difficiles à appréhender. Cependant, de par la très faible valeur du coefficient de transfert dans cette zone, cela aura peu d'impact sur le profil de température pariétale puisque cette dernière augmente très fortement avec le passage en zone asséchée seule. La réelle difficulté sera de connaître avec précision T_{sat}, sachant que c'est elle qui va piloter l'identification précise de l'épaisseur du film liquide.

7.3.4 Prise en compte de la courbure du ménisque

Les calculs effectués jusqu'à présent ne tiennent pas compte de la courbure du ménisque existant naturellement par capillarité. On considère en effet une interface plane, à partir de laquelle se développe un film liquide d'épaisseur initiale δ_0, comme le montre la figure 7.14 (a). Le coefficient considéré pour les échanges entre la paroi et le fluide passe alors brusquement de h_l, pour le bouchon liquide, à $h_{film} = \frac{\lambda_l}{\delta}$, pour le film liquide. Dans ce paragraphe, nous nous intéressons à l'influence potentielle que peut avoir la prise en compte de la courbure du ménisque sur les profils de températures et dans les échanges globaux, en considérant, là encore, les transferts par conduction transversale à travers ce ménisque d'épaisseur $\delta_{mén}$. Cette épaisseur varie de R_i à δ_0, comme l'illustre la figure 7.14 (b). Pour ce faire, on effectue l'hypothèse d'un ménisque semi-circulaire, dont l'évolution de l'épaisseur suit l'équation du cercle :

$$r(x) = \sqrt{r_b^2 - x^2} \tag{7.32}$$

où r_b est le rayon de la bulle de vapeur, c'est à dire : $r_b = \frac{R_i - \delta_0}{cos\theta}$, soit $r_b \approx 1\ mm$. L'épaisseur du ménisque $\delta_{mén}$ s'écrit alors :

$$\delta_{mén}(x) = R_i - r(x) \tag{7.33}$$

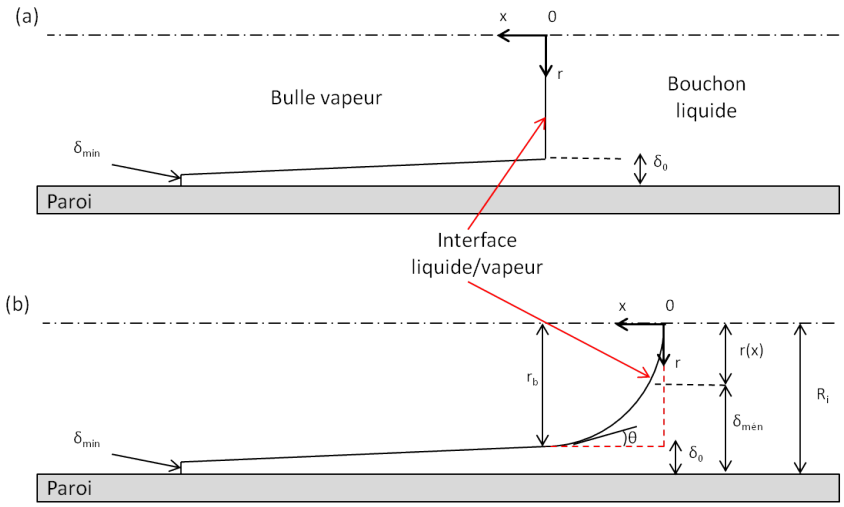


FIGURE 7.14 – Structure de l'interface liquide/vapeur (a) sans courbure du ménisque, (b) avec courbure du ménisque

On suppose en outre, en première approximation, que l'angle de contact entre la courbure du ménisque et l'horizontale, repéré par θ sur le schéma, est nul lorsque $\delta_{mén(x)} = \delta_0$. Cette dernière hypothèse peut faire l'objet d'une étude sur l'angle de mouillage à la paroi, en considérant notamment la pente initiale du film $\frac{d\delta}{dx}$, obtenue par le calcul. Pour l'heure, les résultats suivant s'intéressent aux effets éventuels de la courbure sur les transferts. Cela revient, dans le modèle, à intercaler une quatrième zone, entre la zone de film et le bouchon liquide, dans laquelle les échanges se font, là aussi, par conduction transversale, à travers un film d'épaisseur variable et imposée, tels que :

$$h_{mén} = \frac{\lambda_l}{\delta_{mén}} \tag{7.34}$$

On précise également que la géométrie de ce ménisque est fixée et reste constante dans le temps, contrairement à l'épaisseur du film liquide $\delta(x,t)$.

Dans un premier temps, la figure 7.15 compare l'évolution temporelle de l'épaisseur de film et du coefficient d'échange en un point donné du système ($x/L_e = 0{,}5$), sur un temps de calcul de 3 s, puis en effectuant un zoom sur le passage très bref du ménisque.

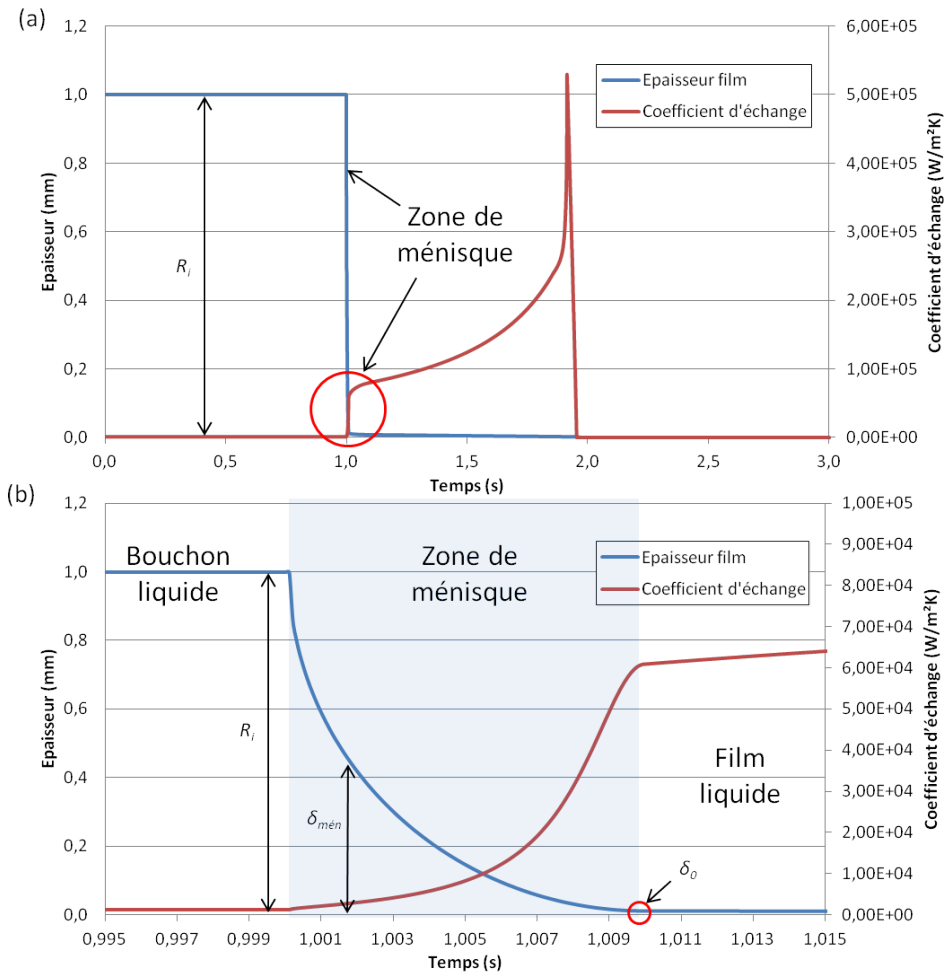


FIGURE 7.15 – Evolution temporelle de l'épaisseur de film et du coefficient d'échange en un point donné ($x/L_e = 0{,}5$) (a) pour un temps de calcul de 3 s, (b) zoom sur la zone de ménisque

Le passage du bouchon liquide à la zone de film liquide s'accompagne d'une brusque augmentation du coefficient d'échange, de sa valeur h_l pour le bouchon liquide à h_{film}. Ce coefficient augmente alors graduellement à mesure que l'épaisseur de film diminue, jusqu'à un pic, déjà visible précédemment, symbolisant l'extrémité du film liquide et donc le passage dans la zone asséchée. Le passage progressif de la zone liquide au film, caractérisé par la zone de ménisque, est plus visible sur la figure 7.15 (b). On observe bien la décroissance en arc de cercle de $\delta_{mén}$, de R_i à δ_0. Cette décroissance s'accompagne d'une augmentation

progressive du coefficient d'échange $h_{mén}$, faisant ainsi la jonction entre h_l et h_{film}. Cette observation est à mettre en parallèle à celle de la figure 7.6, où la transition au niveau de l'interface était plus brusque.

En revanche, la présence de cette courbure de ménisque semble avoir peu d'influence sur les profils de températures, comme le montre la figure 7.16. On observe toutefois un léger décalage entre les deux courbes. Un zoom sur ce décalage, noté ϵ, permet d'établir que ϵ atteint la valeur de 0,005. Ramené à la longueur totale de l'évaporateur, cet écart vaut environ 1 mm, ce qui correspond au rayon de courbure du ménisque [8].

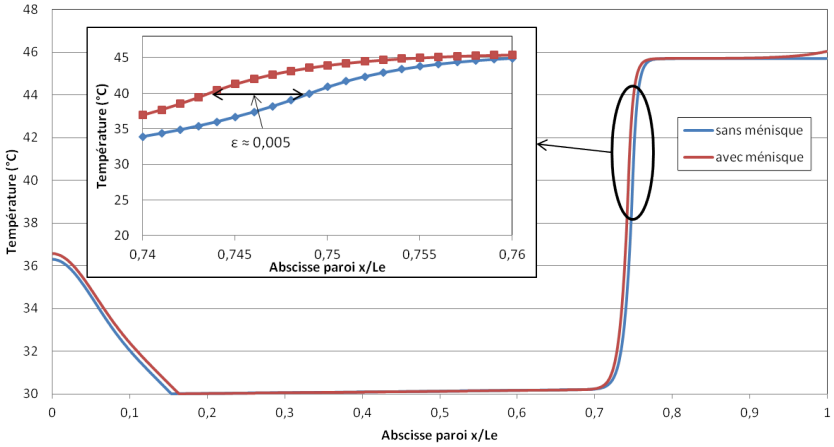


FIGURE 7.16 – Profils de températures longitudinales à la paroi avec et sans ménisque, à $t = 1{,}5$ s

Concernant les conséquences de la présence de cette courbure sur les transferts de chaleur, on se propose d'observer la répartition des densités de flux thermiques q au niveau du ménisque. On calcule ces densités à partir des coefficients h_l, $h_{mén}$ ou h_{film} selon le nœud considéré, et de sa température de paroi, de sorte que $q = h(T_p - T_{sat})$. Les résultats sont présentés sur la figure 7.17.

On observe la présence d'un pic de flux, se situant à l'entrée du film liquide (et non dans la zone de ménisque), résultat important compte tenu des constats déjà établis dans la littérature [56]. C'est en effet à cet endroit que la différence de température $(T_p - T_{sat})$ est la plus élevée dans la zone de film. Toutefois, cette densité de flux augmente de manière importante dans la zone de ménisque. Pour quantifier cette part de flux transférée dans cette zone, une approche consiste à évaluer la participation de chaque zone dans les transferts globaux. On calcule pour cela le flux $Q = qS$ échangé avec le fluide en chaque nœud de paroi, à un instant donné $t = 1{,}5$ s (avec $S = \pi D_i \Delta x$). Les sommes de ces flux correspondant à chaque zone (bouchon liquide, film et ménisque, vapeur asséchée) sont présentés dans le tableau 7.5. Ce dernier présente les parts de flux transféré dans chacune

8. Précisons que l'origine de l'interface a été prise à l'extrémité du ménisque au centre du tube. Si elle avait été prise au niveau du film déposé comme pour l'interface plane, le décalage aurait disparu.

d'elle sur l'ensemble de la zone étudiée, à un instant donné. La figure 7.18 extrapole ces différents rapports au cours du temps, en considérant le passage complet de l'interface liquide/vapeur, jusqu'à assèchement total du tube.

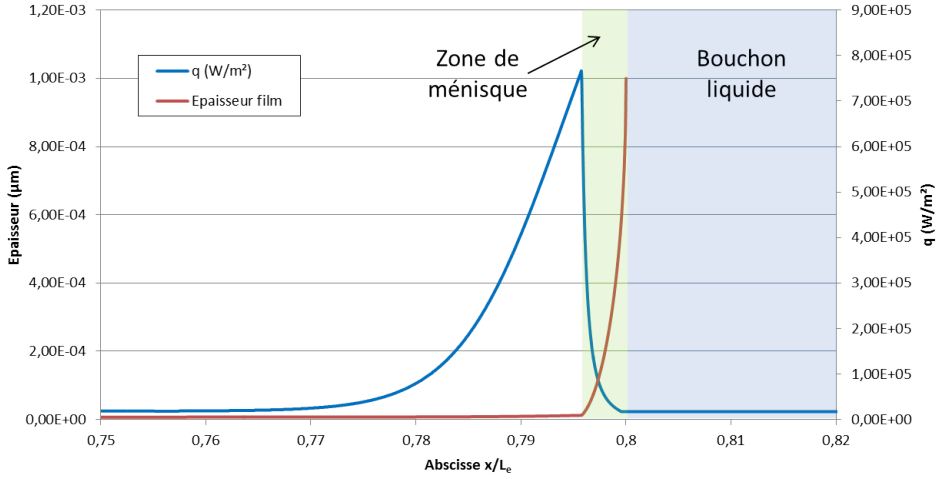


FIGURE 7.17 – Densités de flux thermique en chaque nœud de paroi au niveau de l'interface, à $t = 1{,}5$ s

Zone	Flux thermique (W)	Part des flux dans chaque zone (%)
Film liquide	18,9	79,1
Ménisque	0,65	2,7
Bouchon liquide	4,33	18,2
Zone asséchée	$3{,}1.10^{-4}$	$1{,}3.10^{-4}$
Total	23,8	100

TABLE 7.5 – Part des flux transférés dans chaque zone de la section chauffée le long de la paroi à un instant $t = 1{,}5$ s

Il est logique de constater, de la même façon que dans le modèle de Das et Nikolayev [56], que la part de flux transférée la plus importante se trouve dans la zone de film liquide. On s'aperçoit en outre que la zone de ménisque participe également, dans une moindre mesure (environ 3% des transferts totaux), à ces échanges. Bien que, dans l'optique de déduire la dynamique du film liquide à partir des profils de températures en paroi externe, la prise en compte ou non de la courbure du ménisque ait a priori peu d'effets, elle peut néanmoins s'avérer nécessaire pour améliorer la pertinence de ce modèle. En effet, elle participe d'une part aux transferts de chaleur, comme nous l'avons montré, mais d'autres phénomènes physiques, tels que des recirculations ou l'effet Marangoni, sont également susceptibles de s'y produire, et d'influer sur les autres paramètres. De plus, si la forme de cette courbure est fixée dans le cas présent, elle peut en réalité varier selon le sens et la vitesse d'écoulement. L'intégration de ces différents phénomènes peut donc

constituer les prochaines étapes du développement de ce modèle.

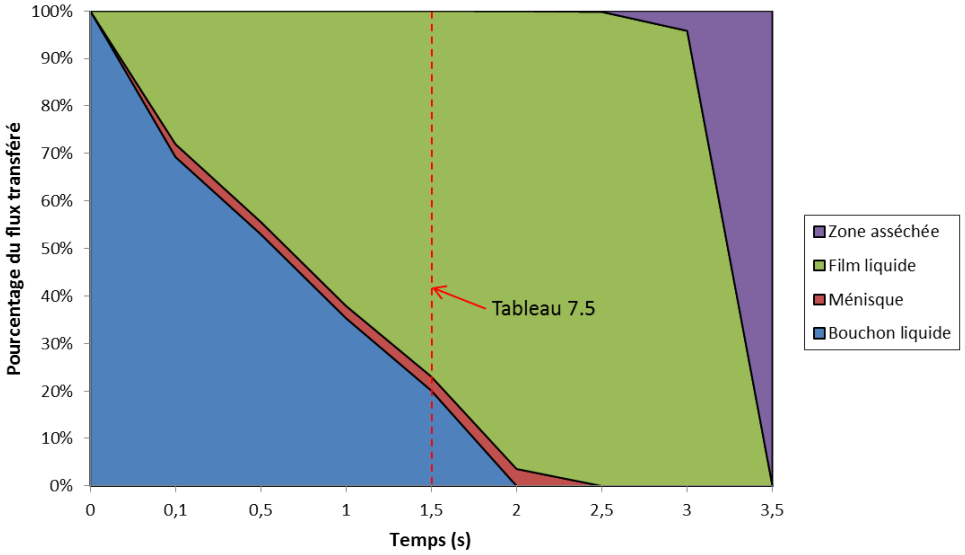


FIGURE 7.18 – Part des flux transférés dans chaque zone au cours du temps

7.3.5 Réchauffement du liquide

L'une des hypothèses, concernant la prise en compte d'une température de fluide T_{sat} constante, dans le liquide et la vapeur, peut s'avérer raisonnable dans le cas considéré ici, mais l'échauffement du liquide entre l'entrée et la sortie de l'évaporateur peut être importante dans d'autres cas. La figure 7.19 présente donc cette différence de température en fonction de la vitesse imposée v_{liq} et pour différentes densités de flux q. Le flux imposé pour le cas d'étude présenté jusqu'à présent correspond à $q \approx 17\ kW.m^{-2}$ (courbe rouge sur la figure)[9]. On observe que pour des vitesses supérieures à 0,3 m.s^{-1}, les variations de températures de fluide deviennent négligeables, quel que soit le flux imposé. Pour des vitesses inférieures à 0,1 m.s^{-1}, l'augmentation de la densité de flux mène rapidement à des écarts de températures importants. Dans ce cas, il sera important de prendre en compte l'échauffement du liquide le long de la section chauffée pour appréhender le profil de température pariétal.

De plus, des calculs de prédimensionnements destinés à l'application expérimentale ont mis en évidence les surchauffes de la paroi menant à des phénomènes de nucléation dans la phase liquide. Pour le cas considéré ici (utilisation de l'eau et température de saturation fixée à 30°C), l'écart de température admissible entre la paroi et le liquide est de l'ordre de 50°C. Il a été observé pour ces conditions, que des densités de flux imposé de 50 kW.m^{-2} environ peuvent induire ces écarts de températures, et donc mener au

9. On rappelle que dans ce modèle le flux est imposé par effet Joule via une intensité de courant $I = 100$ A, par analogie avec les futurs développements expérimentaux.

phénomène de nucléation, dont ce modèle ne permet pas de tenir compte.

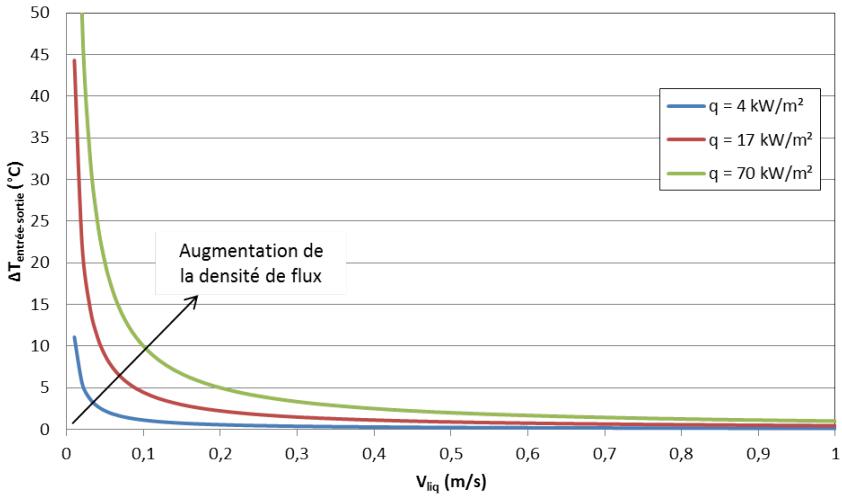


FIGURE 7.19 – Echauffement du liquide entre l'entrée et la sortie de l'évaporateur en fonction de la vitesse imposée et pour différentes densités de flux

7.3.6 Résumé : domaine d'applicabilité du modèle

On rappelle que les résultats présentés au paragraphe 7.2 sont issus d'un calcul effectué par le modèle basé sur un cas particulier, dont les différents paramètres sont résumés dans le tableau 7.1. La question est néanmoins de connaître la pertinence de l'application de ce modèle suivant la valeur de ces différents paramètres, notamment les paramètres « libres » de cette étude : v_{liq} et q, et le type de fluide (se répercutant sur les valeurs des nombres adimensionnés C_a ou R_e). Ici, nous allons nous concentrer sur les deux premiers paramètres pour dresser une cartographie des domaines de validité de ce modèle. Les hypothèses effectuées, et développées dans les paragraphes précédents tendent effectivement à montrer que certains aspects sont à prendre en compte dans la plupart des cas. Ainsi, pour un fluide donné (ici l'eau), la vitesse v_{liq} imposée à l'écoulement, et la densité de flux q, sont deux paramètres susceptibles d'influer sur les résultats de manière significative, dès lors qu'ils atteignent certaines valeurs critiques.

Des vitesses ou des flux trop élevés peuvent mettre en avant certaines limitations du modèle et donc la nécessité d'y intégrer de nouveaux éléments, liés aux phénomènes décrits dans les paragraphes précédents. L'ensemble de ces critères est illustré de manière qualitative sur le schéma de la figure 7.20. On y voit apparaître les valeurs critiques de q et v_{liq} à partir desquelles ces phénomènes sont susceptibles d'apparaître et doivent être pris en considération. Au-delà d'un certain seuil de vitesse (environ 0,5 m.s^{-1}), il peut être nécessaire de différencier la vitesse d'écoulement du bouchon liquide v_{liq} avec celle de l'interface liquide/vapeur v_{int}, comme l'explique le paragraphe consacré à ce paramètre,

ainsi que la figure 7.8, en se basant notamment sur v_{int} pour les calculs du nombre capillaire et de l'épaisseur initiale δ_0. En outre, à partir d'une vitesse de 1 m.s^{-1}, le régime devient turbulent ($R_e > 2000$), nécessitant de nouvelles corrélations pour les calculs du nombre capillaire, de l'épaisseur initiale et du coefficient d'échange convectif h_l et donc l'approche globale du modèle. A l'inverse, des vitesses très faibles (en-deçà de 0,005 m.s^{-1}) peuvent conduire à un échauffement important du fluide, si elles ne s'accompagnent pas d'un flux imposé très faible également. Les variations de températures du fluide sont donc à intégrer au modèle dans ce cas. Enfin, il a été observé que des densités de flux élevées, supérieures à 50 kW.m^{-2} environ, pouvaient entraîner des surchauffes trop élevées de la paroi et mener à des phénomènes de nucléation dans la phase liquide.

Afin de pouvoir s'appliquer à un large éventail de conditions, on comprend donc la nécessité d'intégrer à ce modèle la plupart des aspects cités. L'amélioration de sa précision passe par la prise en compte de ces divers phénomènes, ainsi que la courbure du ménisque ou encore la présence possible d'une réalimentation du film liquide. En l'état actuel, le modèle offre toutefois un bon aperçu des résultats qu'il est possible d'observer, concernant le lien entre les profils de températures en paroi et le déplacement de l'interface et de film liquide au sein du tube, même si pour l'heure, il semble impossible de déduire son épaisseur via ces observations. On notera finalement que l'ensemble des aspects développés dans cette partie n'est pas exhaustif, et que de nombreux phénomènes physiques complexes peuvent jouer sur la dynamique du film liquide soumis à une évaporation. Le modèle établi ici constitue une première ébauche de description de son comportement, en vue notamment de confronter ses résultats à une future application expérimentale.

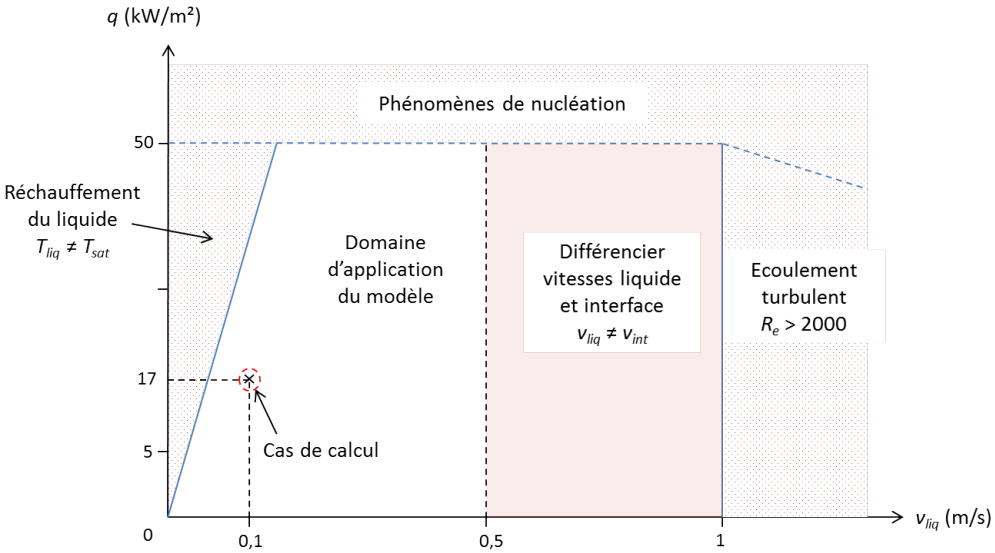


FIGURE 7.20 – Schématisation du domaine de fonctionnement du modèle et des phénomènes se produisant en fonction de la vitesse d'écoulement et du flux imposé, pour l'eau, à $T_{sat} = 30^{\circ}$C

Conclusion générale et perspectives

Depuis des siècles et jusqu'à aujourd'hui, les progrès scientifiques et techniques n'ont eu de cesse de voir le jour en modifiant profondément et inexorablement la face de notre société, mais aussi de l'environnement. Aujourd'hui plus que jamais, la gestion de l'énergie sous toutes ses formes demeure pour l'homme une problématique majeure, exacerbée par ses besoins toujours croissants, et par les contraintes environnementales auxquelles il est confronté. Le domaine des transports, indissociablement lié à cette révolution, mobilise depuis des décennies chercheurs et ingénieurs, afin de trouver constamment de nouvelles réponses à ces problématiques. Aujourd'hui, la perspective d'une pénurie en énergie fossile, mais également les inquiétudes relatives à l'environnement, poussent les industries des secteurs automobile et aéronautique à concentrer leur attention sur le développement de véhicules et d'équipements électriques. Si l'existence d'une solution ultime à toutes ces difficultés n'est encore qu'un lointain mirage, les études et les progrès techniques se multiplient, s'accompagnant de nouveaux défis.

Parmi eux, la miniaturisation et la densification de ces nouveaux systèmes s'accompagnent inévitablement de charges thermiques et de densités de flux toujours plus élevées, qu'il est impératif de pouvoir gérer. C'est dans ce contexte que s'inscrit le projet OPTIMAL, porté par Liebherr-Aerospace Toulouse, et dont un des aspects a fait l'objet des travaux de thèse relatés dans ce mémoire. Ce projet proposait en effet d'étudier et de comparer plusieurs solutions pour le refroidissement du stator d'une turbomachine électrique. Parmi elles, notre intérêt s'est porté sur l'emploi d'un système diphasique, et plus particulièrement sur une technologie relativement jeune et prometteuse : le caloduc oscillant. Ce choix se justifie effectivement par son caractère innovant, en plus des caractéristiques intéressantes qu'il présente, au regard des caloducs traditionnels (mise en œuvre aisée, absence de structure capillaire, fonctionnement passif). Ainsi, la première partie de ce mémoire revenait sur les étapes historiques ayant mené à son essor, ainsi que sur l'ensemble des aspects ayant trait à son dimensionnement, son fonctionnement et ses paramètres influents.

La deuxième partie était consacrée, d'une part, aux développements expérimentaux ayant mené à l'élaboration du prototype reproduisant, aussi fidèlement que possible, la machine réelle à refroidir. Elle a présenté d'autre part l'analyse de l'ensemble des résultats issus des nombreuses campagnes d'essais réalisées sur ce banc expérimental. L'efficacité de ce système a ainsi pu être caractérisée, sous différents points de vue. Dans un premier temps, le caloduc oscillant proprement dit, pris seul, montre des performances environ 25 fois supérieures à une situation diffusive pure, par conduction dans un tube plein de

même encombrement. Dans un second temps, le système dans son ensemble (carter + PHP), indique des performances de cinq à six fois supérieures au même système à vide, c'est à dire lorsque les transferts de chaleur s'effectuent uniquement par conduction à travers le carter. Il a évidemment été prouvé que les conditions opératoires influaient sur ces performances, certaines étant plus favorables que d'autres. A ce titre, parmi les constats semblant indiscutables, la configuration bouclée confère visiblement au système des performances accrues, ainsi qu'une répartition plus homogène du fluide caloporteur présent au sein du PHP. En outre, il a montré sa capacité à fonctionner sous toutes les inclinaisons, y compris verticale défavorable, et pour une plage de taux de remplissage allant de 30% à 50% environ.

Toutefois, ces différentes investigations ont également permis de mettre en lumière certains comportements particuliers et certaines instabilités inhérentes au fonctionnement de ce système. Des investigations ont en outre tenté de détecter des caractéristiques et des critères de démarrage ou d'arrêt des oscillations ($\Delta T_{amorcage}$). Cependant, ces instabilités témoignent de la complexité du comportement thermo-hydraulique du caloduc oscillant. C'est d'ailleurs l'obstacle principal, à l'heure actuelle, au développement à grande échelle de cette technologie. Les nombreuses tentatives de modélisation se heurtent à certaines lacunes liées à son caractère instable et imprévisible. Dès lors, comment développer un modèle prédictif fiable si le mouvement global résulte de la somme de phénomènes locaux que l'on ne maîtrise pas totalement ? C'est pourquoi les travaux actuels, visant à améliorer la compréhension théorique des PHP, s'intéressent à certaines physiques locales régissant son comportement.

L'ensemble de ces considérations a été développé dans la troisième partie de ce mémoire. Bien que l'objectif majeur de ce projet était la caractérisation d'un système de refroidissement utilisant un caloduc oscillant, cette dernière s'est révélée purement expérimentale, le développement d'un modèle numérique n'étant, pour les raisons évoquées, pas envisageable à l'heure actuelle. Malgré tout, l'aspect théorique décrit dans cette partie de thèse porte sur un phénomène prépondérant dans les transferts de chaleur au sein d'un PHP : l'évaporation d'un film liquide déposé en aval de l'écoulement d'un bouchon liquide dans un tube capillaire. Nous nous sommes concentrés pour cela sur un modèle simplifié, comportant l'unique passage d'un système bulle de vapeur/bouchon liquide dans une zone soumise à un flux de chaleur. Son originalité, par rapport aux travaux existant dans la littérature, tient dans la prise en compte d'un film d'épaisseur variant longitudinalement et dans le temps. Le premier résultat notoire de ce modèle concerne la corrélation entre les profils de températures de paroi et la position du film liquide, ainsi que la détection des différentes zones (zone asséchée, zone de film et zone liquide). En second lieu, divers aspects particuliers ont été pointés, mettant en évidence l'existence de certains phénomènes à même d'exister dans ce contexte. Il a ainsi été établi des domaines de validité de ce modèle, et les différents paramètres à considérer en vue d'affiner ce dernier.

Il semble cependant manifeste, à la lumière de ces constatations, que les perspectives d'études relatives aux caloducs oscillants, aussi bien théoriques qu'expérimentales, sont multiples. Si l'examen du système développé dans le cadre de ce projet a donné

des éléments de réponse quant à son potentiel, pour cette application, il n'en n'a pas moins exhibé de nombreuses ouvertures, que des investigations futures pourraient explorer. Outre la configuration bouclée qui, à la vue des derniers résultats, mérite d'être plus étudiée, de nouveaux matériaux de tube, de nouvelles dispositions ou géométries, pourraient également être testés. Pourtant, les carences actuelles en terme de connaissances théoriques limitent, pour l'heure, sa popularisation à l'échelle industrielle. C'est pourquoi une pléthore d'études se concentre à l'heure actuelle sur cette problématique pour qu'à terme la maîtrise de cette technologie la présente un jour comme un élément incontournable dans de multiples secteurs industriels.

Références bibliographiques

[1] D. Potodari and R. Vollmer. Electric machine with heat pipes. *United States Patent 6,943,467*, 2005.

[2] Matin. Dynamoelectric machine having heat pipes embedded in stator core. *Bluway Systems, LLC, 10/920, 416*, 2004.

[3] C. Platen, M. Vasilescu and D. Richard. Electric drive unit comprising a heat pipe cooling system. *Siemens, WO 2006 077188*, 2006.

[4] A.M. Perkins. Mode of heating buildings and evaporating fluids. *Specification of Letters Patent, No 888*, 1838.

[5] R.S. Gaugler. Heat transfer device. *United States Patent, No2350348*, 6 June 1944.

[6] G.M. Grover. Evaporation-condensation heat transfer device. *United States Patent, No3229759*, 2 December 1963.

[7] T.P. Cotter. Theory of heat pipes. *USAEC Report LA-3246. Contract W7405-3ng-36. Los Alamos Scientific Laboratory, University of California*, 1965.

[8] P.D. Dunn and D.A. Reay. *Heat pipes.* Pergamon, 1982.

[9] Y.F. Maidanik. Loop heat pipes. *Applied Thermal Engineering, 25 :653-657*, 2005.

[10] L. Kamenova. Modélisation thermo-hydaulique de caloducs miniatures plats à faible épaisseur pour des applications électroniques. *PhD thesis, Faculté de technologie électronique de Sofia*, 2007.

[11] T.P. Cotter. Principles and prospects for micro heat pipes. *Proc. 5th Int. Heat Pipe Conf., Tsukuba, Japan, pp. 328-335*, 1984.

[12] M. Groll and S. Khandekar. Micro heat pipes. *Chapter 2.13.8, Heat Exchanger Design Handbook, Begell House, ISBN 1-56700-097-5*, 2002.

[13] M.V. Sullivan. Novelty device. *United States Patent 2,402,463*, 1946.

[14] G. Smyrnov and G. Savchenkov. *USSR Patent 504065*, 1975.

[15] H. Akachi. Structure of a heat pipe. *United States Patent 4,921,041*, 1990.

[16] H. Akachi. United states patent. *Patent Number 5490558*, 1996.

[17] S. Maezawa, A. Gi, K. Minamisawa, and H. Akachi. Thermal performance of capillary tube heat pipes. *Proc. 9th Int. Heat Pipe Conf., Albuquerque, New Mexico*, 1995.

[18] H. Akachi and Y. Miyazaki. Stereo-type heat lane heat sink. *Proc. 10th Int. Heat Pipe Conf., Sttutgart, Germany*, 1997.

[19] S. Chumnumwat and P. Charoensawan. Temperature controller of paddy bulk with closed-loop oscillating heat pipes. *Proc. 16th Int. Heat Pipe Conf., Lyon, France*, 2012.

[20] M. Arab, M. Soltanieh, and M.B. Shafii. Experimental investigation of extra-long pulsating heat pipe application in solar water heaters. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 42(0) :6 – 15, 2012.

[21] G. Burban, V. Ayel, A. Alexandre, P. Lagonotte, Y. Bertin, and C. Romestant. Experimental investigation of a pulsating heat pipe for hybrid vehicle applications. *Applied Thermal Engineering*, 50(1) :94 – 103, 2013.

[22] G. Karimi and J.R. Culham. Review and assessment of pulsating heat pipe mechanism for high heat flux electronic cooling. *Inter Society Conference on thermal phenomena*, 2004.

[23] S. Khandekar and M. Groll. On the definition of pulsating heat pipes : an overview. *5th Minsk International Conference (Heat Pipes, Heat Pumps and Refrigerators), Minsk, Belarus*, 2003.

[24] S. Khandekar. Thermo hydrodynamics of closed loop pulsating heat pipes. *PhD thesis, Stuttgart University, July*, 2004.

[25] S. Khandekar, P.K. Panigrahi, F. Lefèvre, and J. Bonjour. Local hydrodynamics of flow in a pulsating heat pipe : a review. *Frontiers in Heat Pipes (FHP), 1, 023003*, 2010.

[26] S. Khandekar, A.P. Gautam, and P.K. Sharma. Multiple quasi-steady states in a closed loop pulsating heat pipe. *International Journal of Thermal Sciences*, 2009.

[27] J.F. Bonnenfant, V. Ayel, Y. Bertin, and C. Romestant. Experimental study of pulsating heat pipes tested in looped and unlooped configurations. *Proc. 16th Int. Heat Pipe Conf., Lyon, France*, 2012.

[28] S. Lips, A. Bensalem, Y. Bertin, V. Ayel, C. Romestant, and J. Bonjour. Experimental evidences of distinct heat transfer regimes in pulsating heat pipes (php). *Applied Thermal Engineering*, 2010.

[29] R.R. Riehl. Characteristics of an open loop pulsating heat pipe. *National Institute for Space Research, 2004-01-2509*, 2004.

[30] S. Khandekar, M. Schneider, P. Schafer, R. Kulenovic, and M. Groll. Thermofluid dynamic study of flat-plate closed-loop pulsating heat pipes. *Microscale Thermophysical Engineering, 6 :303-317*, 2002.

[31] H. Yang, S. Khandekar, and M. Groll. Operational limit of closed loop pulsating heat pipes. *Applied Thermal Engineering*, 28(1) :49 – 59, 2008.

[32] V. Ayel, Y. Bertin, C. Romestant, and G. Burban. Experimental study of pulsating heat pipes tested in horizontal and vertical positions. *Proc. 16th Int. Heat Pipe Conf., Lyon, France*, 2012.

[33] P. Charoensawan, K. Khandekar, M. Groll, and P. Terdtoon. Closed loop pulsating heat pipes : Part a : parametric experimental investigations. *Applied Thermal Engineering*, 23(16), 2003.

[34] J. Qu and Q. Wang. Experimental study on the thermal performance of vertical closed-loop oscillating heat pipes and correlation modeling. *Applied Energy*, 2013.

[35] S. Khandekar, N. Dollinger, and M. Groll. Understanding operational regimes of closed loop pulsating heat pipes : an experimental study. *Applied Thermal Engineering*, 23(6) :707 – 719, 2003.

[36] M.B. Shafii, A. Faghri, and Y. Zhang. Thermal modeling of unlooped and lopped pulsating heat pipes. *Journal of Heat Transfer, 123 (1159-1172)*, 2001.

[37] B.Y. Tong, T.N. Wong, and K.T. Ooi. Closed loop pulsating heat pipe. *Applied Thermal Engineering 21 1845-1862.*, 2001.

[38] X.M. Zhang, J.L. Xu, and Z.Q. Zhou. Experimental study of a pulsating heat pipe using fc-72, ethanol and water as working fluids. *Experimental Heat Transfer 17 47-67.*, 2004.

[39] H. Yang, S. Khandekar, and M. Groll. Performance characteristics of pulsating heat pipes as integral thermal spreaders. *International Journal of Thermal Sciences*, 48(4) :815 – 824, 2009.

[40] J. Gu, M. Kawaji, and R. Futamata. Effects of gravity on the performance of pulsating heat pipes. *Journal of thermophysics and heat transfer, 18(3) :370-389*, 2004.

[41] V. Ayel, F. Thevenot, C. Romestant, and Y. Bertin. Analyse thermo-hydraulique expérimentale d'un caloduc oscillant sous champ de gravité variable. *Société Francaise de Thermique, Gérardmer*, 2013.

[42] J. Bonjour, F. Lefèvre, V. Sartre, Y. Bertin, C. Romestant, V. Ayel, and V. Platel. Systèmes diphasiques de contrôle thermique microcaloducs et caloducs oscillants. *Techniques de l'ingénieur Echangeurs de chaleur et isolation*, base documentaire : TIB376DUO.(ref. article : be9547), 2013. fre.

[43] A. Faghri. Heat pipe science and technology. *Taylors and Francis*, 1995.

[44] H.B. Ma, M.R. Maschmann, and S.B. Liang. Heat transport capability in a pulsating heat pipe. *8th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference, St. Louis, Missouri*, 2002.

[45] V.S. Nikolayev. A dynamic film model of the pulsating heat pipe. *J. Heat Transfer*, 2011.

[46] A. Bensalem. contribution à l'analyse du comportement de caloducs oscillants à finalité spatiale par voies expérimentale et numérique. *Thèse de l'Université de Poitiers*, 2008.

[47] S. Khandekar, M. Schneider, and M. Groll. Mathematical modeling of pulsating heat pipes : state of the art and future challenges. *5th ASIVTE/TSHMT Joint International Heat and Mass Transfer Conference. Kolkata, India : Kolkata Press Club*, 721 :725, 2002.

[48] Z.J. Zuo and M.T. North. Miniature high heat flux heat pipes for cooling electronics. *In Proc. of SEE, pages 573-579, Hong Kong*, 2000.

[49] T.N. Wong, B.Y. Tong, S.M. Lim, and K.T. Ooi. Theoretical modeling of pulsating heat pipe. *In Proc. 11th International Heat Pipe Conference, pages 159-163, Tokyo, Japan*, 1999.

[50] S. Maezawa, R. Nakajima, K. Gi, and H. Akachi. Experimental study on chaotic behavior of thermohydraulic oscillation in oscillating thermosyphon. *In Proc. of 5th International Heat Pipe Symposium, pages 131-137, Melbourne, Australia*, 1996.

[51] P. Charoensawan. Heat transfer characteristics of closed loop oscillating heat pipes. *Ph.D. Thesis, Chiang Mai University, Chiang Mai, Thailand*, 2003.

[52] S. Khandekar. Thermo-hydrodynamics of closed loop pulsating heat pipes. *PhD thesis, Stuttgart University*, 2004.

[53] S. Khandekar, X. Cui, and M. Groll. Thermal performance modeling of pulsating heat pipes by artificial neural network. *In Proc. 12th International Heat Pipe Conference, pages 215-219, Moscow, Russia*, 2002.

[54] R.T. Dobson. An open oscillatory heat pipe water pump. *Applied Thermal Engineering, 25, 603-621*, 2004.

[55] P. Sakulchangsatjatai, P. Terdtoon, T. Wongratanaphisan, P. Kamonpet, and M. Murakami. Operation modeling of closed-end and closed-loop oscillating heat pipes at normal operating condition. *Applied Thermal Engineering*, 24(7) :995 – 1008, 2004.

[56] S.P. Das, V.S. Nikolayev, F. Lefevre, B. Pottier, S. Khandekar, and J. Bonjour. Thermally induced two-phase oscillating flow inside a capillary tube. *International Journal of Heat and Mass Transfer 53 3905-3913.*, 2010.

[57] M. Rao, F. Lefevre, and J. Bonjour. Thermally induced two-phase oscillating flow inside a capillary tube : theoretical and experiemental investigations. *16th International Heat Pipe Conference*, 2012.

[58] M. Mameli, M. Marengo, and S. Khandekar. Towards quantitative validation of a closed loop pulsating heat pipe numerical model. *16th International Heat Pipe Conference, Lyon*, 2012.

[59] F.P. Bretherton. The motion of long bubbles in tubes. *Journal of Fluid Mechanics, 10, 1666-188*, 1961.

[60] S. Khandekar, P. Panigrahi, F. Lefevre, and J. Bonjour. Local hydrodynamics of flow in a pulsating heat pipe : a review . *Frontiers in Heat Pipes (FHP), 1, 023003*, 2010.

[61] K.K. Triplett, S.M. Ghiaasiaan, A. Khalik, S.I. Le Mouel, and B.N. McCord. Gas-liquid two-phase flow in microchannels. part i : Two-phase flow pattern. *International Journal of Multiphase Flow, 25, 377-394.*, 1999.

[62] P.A. Kew and K. Cornwell. Correlations for the prediction of boiling heat transfer in small-diameter channels. *Journal of Applied Thermal Engineering, 17, 705-715.*, 1997.

[63] S.G. Kandlikar. *Two-phase flow patterns, pressure drop and heat transfer during boiling in minichannel and microchannel flow passages of compact heat exchangers.* Begell House, 2001.

[64] J.R. Thome, V. Dupont, and A.M. Jacobi. Heat transfer model for evaporation in microchannels. part i : presentation of the model. *International Journal of Heat and Mass Transfer 47, 3375-3385*, 2004.

[65] F. Fairbrother and A.E. Stubbs. The bubble-tube method of measurement. *Journal of Chemical Society, 1, 527-529.*, 1935.

[66] P. Aussilous and D. Quere. Quick deposition of a fluid on the wall of a tube. *Physics of Fluids, 12, 2367-2371.*, 2000.

[67] Y. Han and N. Shikazono. Thickness of liquid film formed in slug flow in micro tube. *International Conference on Heat Transfer and Fluid Flow in Microscale, Whistler, 21-26.*, 2008.

[68] M.T. Kreutzer, F. Kapteijn, J.A. Moulijn, C.R. Kleijn, and J.J. Heiszwolf. Inertial and interfacial effects on pressure drop of taylor flow in capillaries. *AIChE J., Vol. 51, pp. 2428 - 2440.*, 2005.

[69] Y. Han and N. Shikazono. Measurement of the liquid film thickness in micro tube slug flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 30(5) :842 – 853, 2009.

[70] Y. Han, N. Shikazono, and N. Kasagi. The effect of liquid film evaporation on flow boiling heat transfer in a micro tube. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2012.

[71] A.M. Jacobi and J.R. Thome. Heat transfer model for evaporation of elongated bubble flows in microchannels. *Journal of Fluid Mechanics 10, 1666-188*, 2002.

[72] C. Hohmann and P. Stephan. Microscale temperature measurement at an evaporating liquid meniscus. *Experimental Thermal and fluid Science 26, 157-162*, 2002.

[73] Hao Wang, Suresh V. Garimella, and Jayathi Y. Murthy. Characteristics of an evaporating thin film in a microchannel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2007.

[74] A. Mukherjee. Contribution of thin-film evaporation during flow boiling inside microchannels. *, International Journal of Thermal Sciences 48, 2025-2035.*, 2009.

[75] L. Consolini and J.R. Thome. A heat transfer model for evaporation of coalescing bubbles in micro-channel flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2010.

[76] Jun-Jie Zhao, Yuan-Yuan Duan, Xiao-Dong Wang, and Bu-Xuan Wang. Effects of superheat and temperature-dependent thermophysical properties on evaporating thin liquid films in microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2011.

[77] J.F. Bonnenfant, A.M. Benselama, V. Ayel, and Y. Bertin. Evaporating bubble in a heated capillary : effect of passage on the temperature field of the external wall. *6th European Thermal Sciences Conference*, 2012.

[78] B. Holley and A. Faghri. Analysis of pulsating heat pipe with capillary wick and varying channel diameter. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48(13) :2635 – 2651, 2005.

[79] S. Brunauer, P.H. Emmett, and E.J. Teller. Adsorption of gases in multimolecular layers. *J. Amer. Chem. Soc., 60, p 309*, 1938.

[80] V. Baroghel Bouny. Caractérisation microstructurale et hydrique des pates de ciment et des bétons. *Thèse de l'école nationale des ponts et chaussées*, 1994.

[81] F.W. Holm and S.P. Goplen. Heat transfer in the meniscus thin film transition region. *Journal of Heat Transfer 101, 347-355*, 1979.

[82] C.A. Busse and P.C. Stephan. Assessment of an improved model for the heat transfer coefficient of grooved heat pipes evaporators. *In Proc. of the 4th European Symposium on Space Environmental and Control systems*, 1991.

[83] 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, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique*, 2009.

Annexes

Annexe A

Plans du prototype

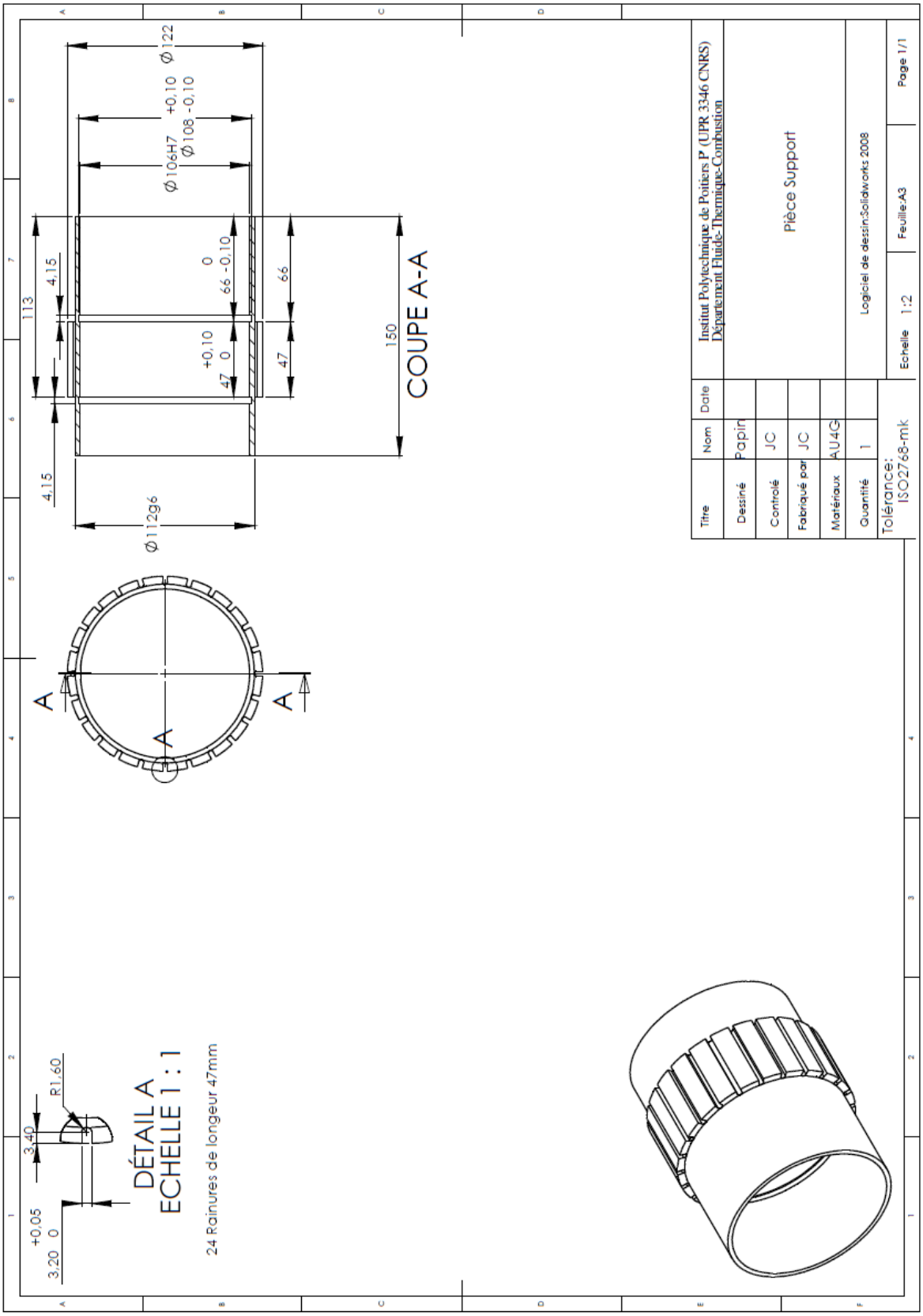


FIGURE A.1 – Plan 3D de la zone évaporateur

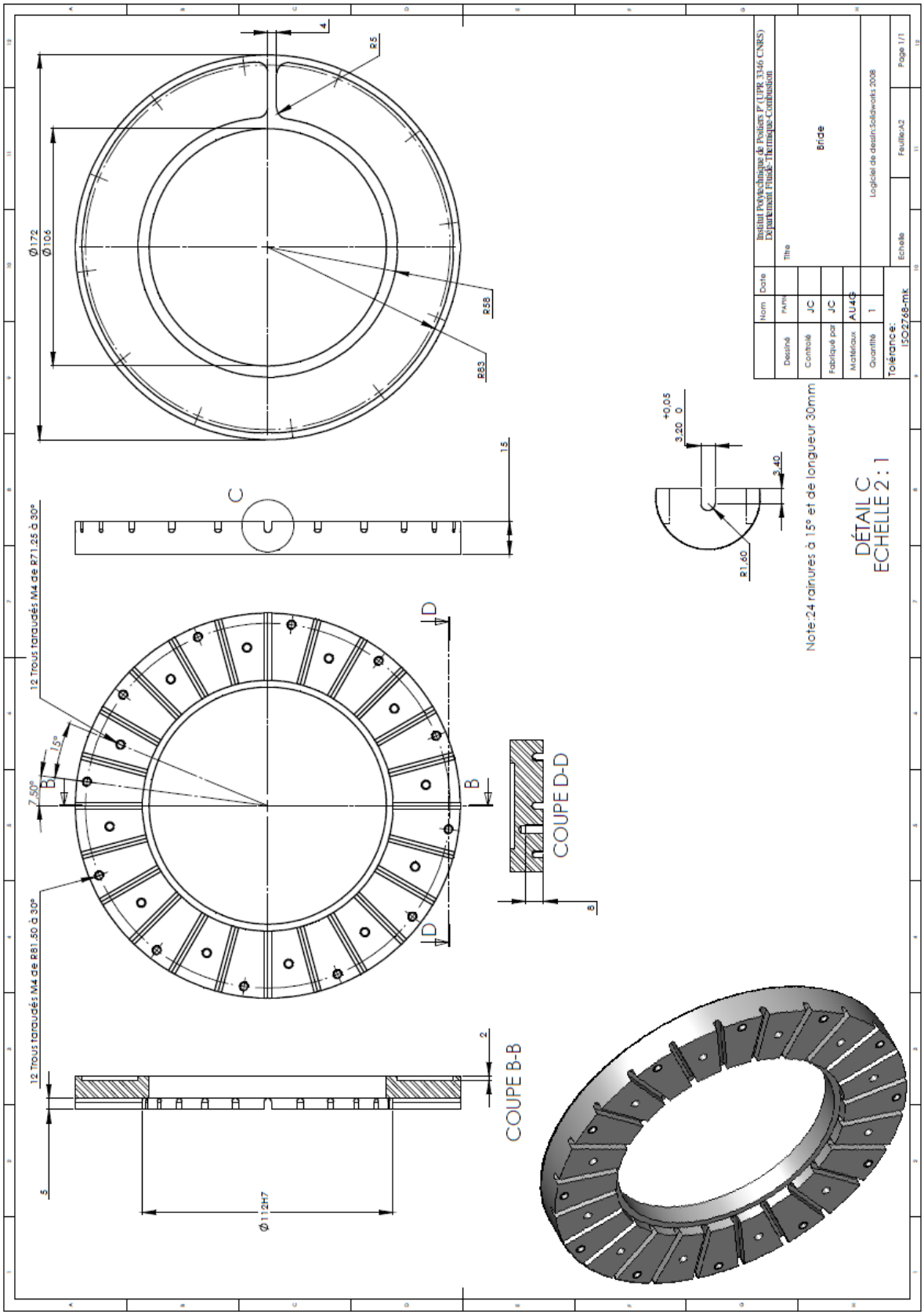


FIGURE A.2 – Plan 3D de la zone condenseur

Annexe B

Evaluation des pertes thermiques

Afin de caractériser au mieux le système, c'est à dire connaître le plus précisément possible le flux réellement imposé à l'évaporateur, il convient d'évaluer la quantité de flux perdu vers le milieu ambiant. Pour cela, une procédure basée sur la réalisation d'une série de mesures de trois paramètres a été employée. Ces paramètres sont la température moyenne à l'évaporateur $\overline{T}_{evap}$, la température moyenne au condenseur $\overline{T}_{cond}$ et la température ambiante T_{air}. Le tableau suivant résume les mesures de ces paramètres effectuées pour différentes puissances imposées et températures de source froide. Partant de l'hypothèse que les puissances imposées à l'évaporateur sont transférées au condenseur par conduction pure, et au milieu ambiant, l'équation pouvant traduire au mieux ce bilan est de la forme :

$$P_{mesurée} = G_{cond}(\overline{T}_{evap} - \overline{T}_{cond}) + G_{pertes}(\overline{T}_{evap} - T_{air}) \tag{B.1}$$

$P_{imposée}(W)$	$T_{cryo}(^\circ C)$	$T_{evap}(^\circ C)$	$T_{cond}(^\circ C)$	$T_{air}(^\circ C)$	$P_{mesurée}(W)$	$(P_{imposée} - P_{mesurée})^2$
10	10	18,14	10,63	23,49	11,56	2,45
20	10	23,99	10,81	23,35	21,08	1,16
30	10	29,71	11,01	22,97	30,37	0,14
40	10	35,57	11,19	23,35	39,87	0,02
50	10	41,55	11,38	23,86	49,53	0,22
10	40	46,72	40,03	21,77	12,66	7,09
20	40	51,66	40,34	21,57	20,45	0,20
30	40	57,72	40,62	21,55	30,15	0,02
40	40	63,53	40,86	21,84	39,48	0,27
50	40	69,45	41,11	22,10	48,98	1,05

Table B.1 – Evaluation des pertes thermiques

Les coefficients de cette fonction G_{cond} (représentant la conductance de transfert par conduction entre l'évaporateur et le condenseur) et G_{pertes} (traduisant les déperditions

thermiques avec le milieu ambiant) sont estimés en minimisant l'écart quadratique entre le résultat de cette fonction et la puissance imposée. Pour se faire, le solveur implémenté en Excel a été utilisé. Une première valeur de ces deux conductances est fixée arbitrairement. La puissance ainsi mesurée ($P_{mesurée}$) est alors comparée à la puissance imposée théoriquement par effet joule ($P_{imposée}$). Le solveur effectue alors plusieurs itérations, jusqu'à obtenir la valeur de la paire (G_{cond} ; G_{pertes}) permettant de minimiser l'écart $(P_{imposée} - P_{mesurée})^2$. L'application de cette procédure aux données du tableau a permis de déduire les valeurs suivantes, intégées dans l'équation B.1 :

$$P_{mesurée} = 1,595(\overline{T}_{evap} - \overline{T}_{cond}) + 0,079(\overline{T}_{evap} - T_{air}) \tag{B.2}$$

Annexe C

Masses de fluide

Fluides	**Masses volumiques à 20°C** ($kg.m^{-3}$)	$TR(\%)$	**Masse (g)**
Ethanol	800	30	5,25
		40	6,99
		50	8,74
		60	10,49
Acétone	790	30	5,18
		40	6,91
		50	8,63
		60	10,36
N-Pentane	625	30	4,10
		40	5,46
		50	6,83
		60	8,20

Table C.1 – Masses de fluide pour différents taux de remplissage

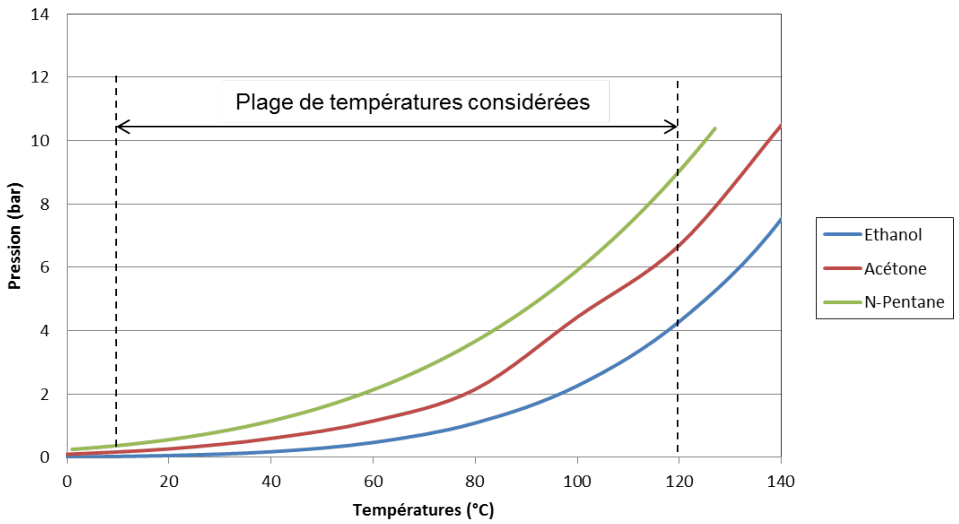
Procédure de calcul de la masse :

$$Masse = \frac{\rho_{fluide} V_{tot} TR}{100} \tag{C.1}$$

Où $V_{tot} = 2,18.10^{-5} m^3$ est le volume interne total du caloduc oscillant.

Annexe D

Courbes de saturation et propriétés thermophysiques



	Temperature	Température	Pression	Densité liquide	Cp liquide	Viscosité liquide	tension surface	conductivité thermique liquide	chaleur latente	dP/dT
	(K)	(°C)	(Pa)	(kg/m3)	(J/g*K)	(Pa*s)	(N/m)	(W/m*K)	(kJ/kg)	(Pa/K)
	T		P	ρ_l	Cp_l	μ_l	σ	λ_l	h_{lv}	
Ethanol	283,15	10	3500	798	2190	0,0015	0,0236	0,181	1039,2	420
	313,15	40	18000	772	2580	0,00082	0,021	0,175	1011,9	1460
	343,15	70	77900	744,5	2915	0,00051	0,01825	0,17	974,45	4470
Acétone	283,15	10	18500	801	2135	0,000359	0,02495	0,182	558	1250
	313,15	40	60000	768	2220	0,000269	0,0212	0,175	536	2750
	343,15	70	165000	731,5	2360	0,000209	0,0174	0,164	506	8200
Pentane	283,15	10	39200	634,56	2253,5	0,00024636	0,017016	0,1168	376,932	1685
	313,15	40	118960	604,82	2391,2	0,000191	0,013747	0,10547	353,688	4020
	343,15	70	290010	572,55	2555,1	0,00015049	0,010588	0,095022	327,133	7930

FIGURE D.1 – Courbes de saturation et propriétés thermophysiques des trois fluides étudiés

Annexe E

Analyse fréquentielle FFT

E.1 Signaux de pression

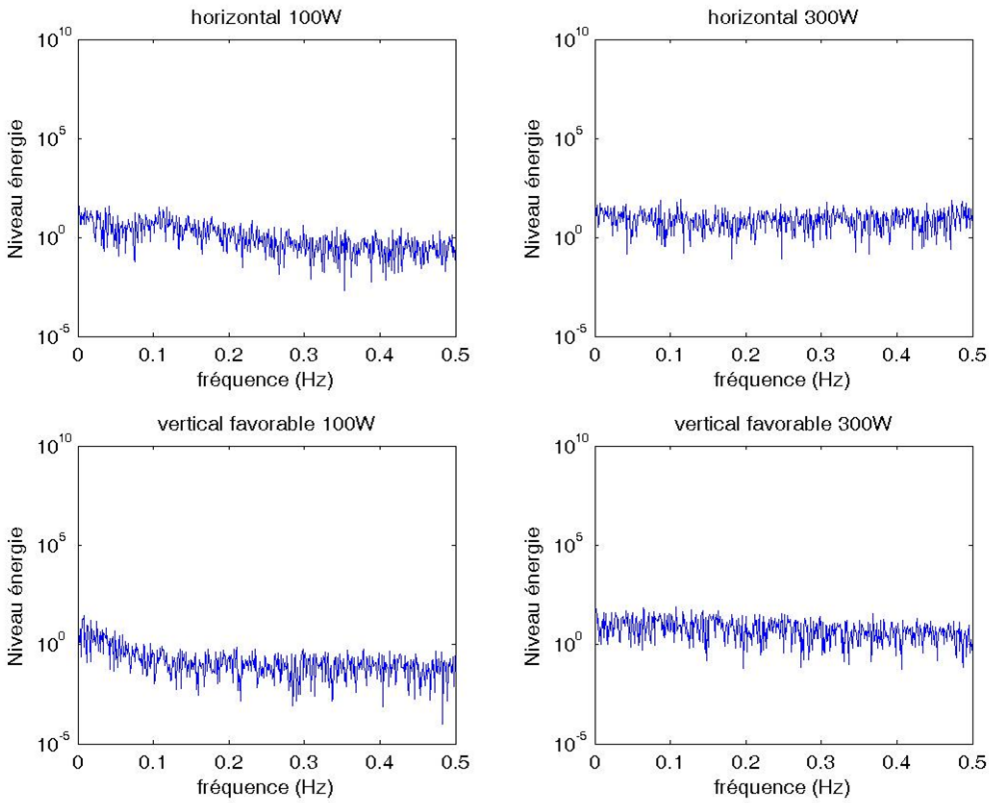


FIGURE E.1 – Spectres d'énergie issus du calcul de la transformée de Fourier rapide sur les signaux de pression (N-pentane, TR=60%, T_{cryo}=10°C)

E.2 Signaux de température

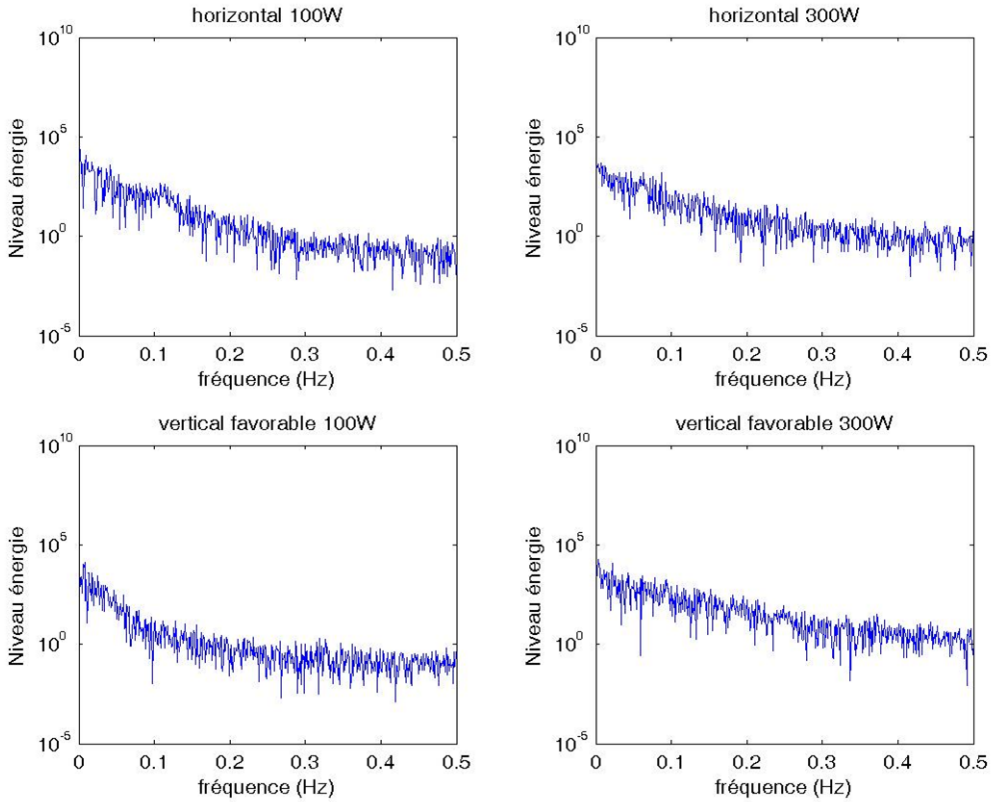


FIGURE E.2 – Spectres d'énergie issus du calcul de la transformée de Fourier rapide sur les signaux de température (N-pentane, TR=60%, T_{cryo}=10°C)

Annexe F

Courbures et pression capillaire

x	δ(x)	dδ/dx	$d^2\delta/dx^2$	K_x	K_r	P_c
(m)	(m)			(m^{-1})	(m^{-1})	(pa)
0,01	5,67E-06	5,26E-05	5,00E-04	5,00E-04	1,01E+03	7,31E+01
0,02	6,21E-06	5,64E-05	2,00E-04	2,00E-04	1,01E+03	7,31E+01
0,03	6,79E-06	5,95E-05	3,00E-04	3,00E-04	1,01E+03	7,32E+01
0,04	7,40E-06	6,26E-05	9,00E-04	9,00E-04	1,01E+03	7,32E+01
0,05	1,20E-05	2,89E-04	0,00E+00	0,00E+00	1,01E+03	7,36E+01
0,06	1,23E-05	0,00E+00	0,00E+00	0,00E+00	1,01E+03	7,36E+01
0,07	1,23E-05	0,00E+00	0,00E+00	0,00E+00	1,01E+03	7,36E+01
0,08	1,23E-05	0,00E+00	0,00E+00	0,00E+00	1,01E+03	7,36E+01
0,09	1,23E-05	0,00E+00	0,00E+00	0,00E+00	1,01E+03	7,36E+01
0,1	1,23E-05	0,00E+00	0,00E+00	0,00E+00	1,01E+03	7,36E+01
0,11	1,23E-05	0,00E+00	0,00E+00	0,00E+00	1,01E+03	7,36E+01
0,12	1,23E-05	0,00E+00	0,00E+00	0,00E+00	1,01E+03	7,36E+01
0,13	1,23E-05	0,00E+00	0,00E+00	0,00E+00	1,01E+03	7,36E+01
0,14	1,23E-05	0,00E+00	0,00E+00	0,00E+00	1,01E+03	7,36E+01
0,15	1,23E-05	0,00E+00	0,00E+00	0,00E+00	1,01E+03	7,36E+01
0,16	1,23E-05	0,00E+00	0,00E+00	0,00E+00	1,01E+03	7,36E+01
0,17	1,23E-05	0,00E+00	0,00E+00	0,00E+00	1,01E+03	7,36E+01
0,18	1,23E-05	0,00E+00	0,00E+00	0,00E+00	1,01E+03	7,36E+01
0,19	1,23E-05	0,00E+00	0,00E+00	0,00E+00	1,01E+03	7,36E+01
0,2	1,23E-05			0,00E+00	1,01E+03	7,36E+01

Zones grises = Bouchon liquide

FIGURE F.1 – Profil axial de l'épaisseur de film δ à un instant $t = 0{,}5$ s et courbures axiale et circulaire correspondantes

Annexe G

Constantes du calcul écoulement liquide

$$A = -\frac{(r_i - \delta_0)^2}{2\mu_l}\frac{\partial P_l}{\partial x} \tag{G.1}$$

$$B = \left[\frac{(r_i-\delta_0)^2}{2\mu_l} lnr_i - \frac{r_i^2}{4\mu_l}\right]\frac{\partial P_l}{\partial x} \tag{G.2}$$

$$C = \frac{\pi\rho_l}{8\mu_l}\left[r_i^4 - (r_i - \delta_0)^4\right] \tag{G.3}$$

$$D = -\frac{\pi\rho_l(r_i - \delta_0)^2}{2\mu_l}\left[r_i^2 lnr_i - (r_i - \delta_0)^2 ln(r_i - \delta_0) + \frac{(r_i - \delta_0)^2 - r_i^2}{2}\right] \tag{G.4}$$

$$E = \pi\rho_l\left[r_i^2 - (r_i - \delta_0)^2\right]\left[\frac{(r_i - \delta_0)^2}{2\mu_l} lnr_i - \frac{r_i^2}{4\mu_l}\right] \tag{G.5}$$