THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

Présentée et soutenue le *25/01/2019* **par :**

ALEXANDRE MARIE

Contrôle et intensification des transferts par voie capillaire : conception et analyse d'un évaporateur à performances thermique et hydraulique découplées

JURY

JEAN-PIERRE BOEUF	Dir. de Rech. CNRS (LAPLACE)	Président
PIERRE COLINET	Dir. de Rech. FNRS, Ecole Polytechnique de Bruxelles	Rapporteur
STÉPHANE LIPS	MCF à l'INSA de Lyon (CETHIL)	Rapporteur
SOUAD HARMAND	Professeur à l'UVHC (LAMIH)	Examinatrice
FRÉDÉRIC TOPIN	MCF à l'Université d'Aix-Marseille (IUSTI)	Examinateur
LAURENT LACHASSAGNE	Ingénieur, IRT Saint-Éxupery	Examinateur
MARC MISCEVIC	MCF à l'Université de Toulouse 3 (LAPLACE)	Examinateur
YVES BERTIN	Professeur à l'ENSMA, (Institut PPrime)	Examinateur
PASCAL LAVIEILLE	MCF à l'Université de Toulouse 3 (LAPLACE)	Invité

École doctorale et spécialité :

MEGEP : Énergétique et transferts

Unité de Recherche :

Laboratoire Plasma et Conversion d'Énergie (UMR 5213)

Directeur(s) de Thèse :

Marc MISCEVIC (co-directeur) et *Yves BERTIN (co-directeur)*

Résumé

Dans le contexte de l'aéronef plus électrique, la gestion thermique de multiples composants dissipatifs au sein d'un unique système de refroidissement apparait être une problématique critique. En particulier, l'utilisation de multiples évaporateurs intégrés à un système fluidique unique, permettant d'extraire localement la chaleur dissipée via la vaporisation du fluide caloporteur, est couramment envisagée. Toutefois, il apparait à l'heure actuelle difficile de maitriser les phénomènes associés à la vaporisation du fluide au sein d'un évaporateur alimenté en liquide par une source de pompage indépendante, imposée par le système de refroidissement complet. Ce contrôle des phénomènes apparaissant nécessaire à l'optimisation des performances thermiques et hydrauliques associées, l'étude d'une architecture particulière d'évaporateur a été menée. Celle-ci, via la mise en œuvre locale du pompage capillaire, doit en effet permettre l'extension et l'évaporation de films de liquide sur une surface chauffée indépendamment de l'écoulement de liquide fourni à l'évaporateur. Un dispositif expérimental a alors été mis en place, celui-ci étant constitué d'un prototype d'évaporateur basé sur cette architecture ainsi que d'un système de caractérisation thermique et hydraulique associé. Les résultats expérimentaux obtenus ont permis de décrire le fonctionnement général de l'évaporateur, notamment en matière de répartition des phases liquide et vapeur, tandis que les mesures de température et de pression mises en œuvre ont permis de quantifier les équilibres hydrauliques et les coefficients de transferts associés à cette configuration. Parallèlement à ce travail expérimental, différentes approches de modélisation de l'évaporateur ont été menées. Tout d'abord, une modélisation analytique de l'équilibre hydraulique global de l'évaporateur a permis de quantifier les mécanismes à l'origine des différents modes de fonctionnement observés et de prédire les limites expérimentales de ceux-ci. Par la suite, une modélisation numérique des écoulements et des transferts au niveau de la paroi chauffée a été développée afin de mettre en évidence les différents facteurs influençant les coefficients de transferts thermique mesurés dans notre configuration. Enfin, une première approche théorique d'optimisation géométrique de structure capillaire adaptée à cette configuration a été développée, celle-ci devant permettre, à terme, d'intensifier les échanges et/ou de repousser les limites de fonctionnement associées à l'évaporation du liquide.

Mots-clés : vaporisation, pompage capillaire, transferts de chaleur, micro-fluidique, modèle, expériences

Abstract

Given the "more electrical aircraft" industrial problematic, the thermal management of multiple and scattered dissipative components appears to be a crucial technological issue. In particular, the use of multiple evaporators, integrated into a unique cooling system, is frequently considered. However, actual control of the vaporization phenomenon occuring in an evaporator which is supplied in liquid by an external source (imposed by the complete cooling system) is still problematic. Considering that it is necessary to overcome this limit to optimize the associated thermal and hydraulic performances, a particular evaporator architecture has been considered. This architecture, based on the utilization of local capillary pumping, may indeed allow the expansion and evaporation of liquid films on a heated surface independantly from the liquid flow rate supplied to the device. To this end, a dedicated experimental system has been set up. It consists of an evaporator designed according to such an architecture and an associated test bench allowing the characterization of both the thermal and hydraulic behavior of the prototype. The experimental results allowed to describe the general operation of the device in terms of liquid and vapor phase repartition, whereas temperature and pressure measurements allowed to quantify the hydraulic equilibriums and heat transfer coefficients associated to this configuration. Simultaneously with this experimental approach, several modeling efforts have been conducted. First, an analytical model of the hydraulic equilibrium associated to the evaporator assembly permitted to quantify the mechanisms that cause the distinct operating modes observed as well as predicting their limits. Then, a numerical resolution of the liquid flow and heat transfer occuring on the heated surface has been developed to assess the influence of different physical parameters on the measured heat transfer coefficients. Finally, a first procedure allowing a geometric optimization of capillary structures adapted to this experimental configuration has been established in the objective of enhancing the evaporative heat transfer and/or extending the operating range of the device.

Keywords : vaporization, capillary pumping, heat transfer, micro-fluidics, modeling, experiments

Remerciements

Une idée très répandue au sujet du déroulement d'une thèse est que celle-ci consiste en un travail réalisé quasi-exclusivement en solitaire. Néanmoins, le travail du doctorant consiste bien souvent en l'orchestration des compétences de multiples personnes. Ces quelques paragraphes de remerciements sont alors une tentative de corriger, à mon échelle, cette idée fausse.

Dans un premier temps, je tiens à remercier ceux qui m'ont encadré et suivi tout au long de ces trois ans. Un grand merci à Marc Miscevic, pour son support, pour m'avoir permis de rester sur les rails ainsi que pour son incitation permanente à la prise de recul. De même, je remercie Pascal Lavieille, pour son implication dans ce travail ainsi que pour ses précieux conseils, aussi bien dans les domaines théoriques qu'expérimentaux. J'adresse également mes remerciements à Laurent Lachassagne, toujours de bon conseil (et de bonne humeur !) et qui a parfaitement joué son rôle d'interface avec le monde industriel. Enfin, je tiens à remercier Yves Bertin, qui malgré la distance géographique, a tenu à suivre ces travaux et à participer au bon déroulement de cette thèse.

Merci à Stéphane Lips et Pierre Colinet d'avoir accepté la lourde tache de rapporter ce manuscrit. Vos nombreuses remarques, aussi bien écrites qu'orales, ont été très enrichissantes. Je remercie également les autres membres du jury, Souad Harmand, Frédéric Topin et Jean-Pierre Boeuf, vos questions et commentaires, venant de domaines scientifiques très variés, ont apporté un nouvel éclairage bienvenu sur ces travaux. De manière générale, je tiens encore une fois à remercier l'ensemble du jury d'avoir pris le temps de s'intéresser à ces travaux et permis cette riche discussion scientifique durant la soutenance.

Je remercie également l'Institut de Recherche Technologique Saint-Exupéry dans son ensemble pour son accueil et pour avoir permis l'organisation d'une réelle collaboration, pas forcément évidente, entre les nombreux partenaires industriels et académiques impliqués dans ce projet. Je souhaite également remercier ici les collègues de l'IRT, Mélanie, Laura, Antonin, Hervé, Loic, Marie-Line et bien d'autres que j'oublie... Plus généralement, je tiens à remercier l'ensemble des doctorants, ingénieurs et personnels administratifs d'avoir fait de cette grande entité qu'est l'IRT un lieu finalement très humain.

Merci également au laboratoire Laplace pour m'avoir accueilli avec bienveillance et pour avoir mis à ma disposition de nombreux moyens expérimentaux et humains. Je pense notamment à Benoit Schlegel pour son expertise et sa pédagogie sur l'utilisation des équipements du laboratoire ainsi qu'à Benoit Lantin qui a eu la patience de m'ex-

pliquer le fonctionnement et l'utilisation des différents outils de caractérisation. Merci également à Florent Lemarié pour son implication et à l'ensemble du service mécanique du laboratoire pour son aide souvent précieuse. Enfin, je tiens à adresser des remerciements particuliers à Jacques Lluc pour avoir eu la faculté et la patience de m'apprendre le montage et l'instrumentation d'un banc expérimental ainsi que pour son ingéniosité qui s'est avérée indispensable au bon fonctionnement du dispositif.

Je souhaite également citer ici les nombreux partenaires académiques et industriels du projet qui ont été indispensables à la mise en oeuvre pratique des idées développées dans ce mémoire. Un grand merci à la société CALYOS et en particulier à Vincent Dupont qui a participé activement à la conception du prototype, a fourni des dépôts poreux adaptés à celui-ci et a apporté son expertise dans sa mise en oeuvre. Il est également indispensable de remercier la plate-forme RENATECH du LAAS-CNRS et l'ensemble de l'équipe TEAM de m'avoir accueilli pour réaliser les surfaces micro-rainurées qui constituent l'élément de base d'une majeure partie des résultats expérimentaux présentés dans ce mémoire. Je tiens à remercier en particulier Laurent Mazenq de m'avoir accompagné tout le long du projet et formé sur les techniques de photolithographie. Je remercie enfin les partenaires industriels du projet d'avoir suivi ces travaux et d'avoir amené un point de vue applicatif à ceux-ci, en particulier Charles Combes et Frédéric Michard de Thalès Alenia space, Nicolas Dolin de la société Epsilon et Raphaël Mari d'Airbus Defence and Space.

A ce stade, il est plus que temps de citer l'équipe de doctorants du couloir : Jean-Marc et ses arrivées inopinées dans le bureau avec ses problèmes de matheux, Manon et ses talents de couturière, Jérémie qui a eu la malchance d'atterrir au bureau en face du mien pendant mes dernières semaines de rédaction, Lloris et sa trottinette de course, Marie qui supporte mes moqueries même si elles sont (très) souvent gratuites, et enfin nos monte-carlistes voyageuses Paule, Léa et Najda. Une pensée également pour Baptiste, Anne et Felipe qui sont maintenant partis pour d'autres projets. Enfin, des remerciements particuliers vont à Martyna et Corentin, qui ont participé activement à ces travaux durant leurs stages au laboratoire, notamment via la mise en oeuvre de campagnes expérimentales très poussées.

J'adresse également une reconnaissance particulière à l'ensemble de ma famille, qui m'a systématiquement encouragé dans mes projets et soutenu malgré la distance géographique. Enfin, une dernière pensée va à l'équipe "frépillonesque", toujours au rendez-vous pour des sessions vidéoludiques et des discussions sans queue ni tête !

Nomenclature

Lettres latines

c_p	Capacité thermique massique	$[J.kg^{-1}.K^{-1}]$
D	Diamètre	$[m]$
g	Accélération de la pesanteur	$[m.s^{-2}]$
G	Débit surfacique	$[kg.m^{-2}.s^{-1}]$
h	Coefficient de transfert thermique	$[W.m^{-2}.K^{-1}]$
h_{lv}	Chaleur latente massique de vaporisation	$[J.kg^{-1}]$
K	Perméabilité	$[m^2]$
H	Constante de Hamaker	$[N.m]$
l	Longueur	$[m]$
M	Masse molaire	$[kg.mol^{-1}]$
$\dot{m}$	Débit	$[kg.s^{-1}]$
p	Pression	$[Pa]$
R	Rayons de courbure de l'interface	$[m]$
R_g	Constante universelle des gaz parfaits	$[J.mol^{-1}.K^{-1}]$
S	Surface	$[m^2]$
t	Temps	$[s]$
T	Température	$[°C]$
U	Vitesse	$[m.s^{-1}]$

Lettres grecques

α	Angle de mouillabilité	$[rad]$
γ	Tension superficielle	$[N.m^{-1}]$
Δ	Variation	$[-]$
ϵ	Coefficient d'accommodation	$[-]$
η	Porosité	$[-]$
Θ	Ecart de température	$[K]$

λ	Conductivité thermique	$[W.m^{-1}.K^{-1}]$
μ	Viscosité dynamique	$[Pa.s]$
ρ	Masse volumique	$[kg.m^{-3}]$
Φ	Flux de chaleur	$[W]$
φ	Densité de flux de chaleur	$[W.m^{-2}]$

Indices/exposants

adia	Adiabatique
app	Apparent
cap	Capillaire
d	Disjonction
eff	Effectif
elec	Electrique
evap	Evaporation
int	Interface
l	Phase liquide
p	Pore
sat	Conditions de saturation
v	Phase Vapeur

Table des matières

Résumé i
Abstract iii
Remerciements v
Nomenclature vi

Introduction **1**

1 Contexte technologique et scientifique **5**
1.1 Systèmes de refroidissement usuels 6
1.1.1 Systèmes monophasiques 6
1.1.2 Systèmes diphasiques 7
1.1.3 Problématique technologique induite 12
1.2 Evaporateur à alimentation externe 13
1.2.1 Ebullition convective en micro-canal 13
1.2.2 Stabilité d'interfaces alimentées par une source externe 16
1.2.3 Séparation des écoulements de sortie 19
1.2.4 Bilan de l'étude bibliographique du contexte technologique . . . 21
1.3 Éléments de physique liés aux transferts de chaleur par évaporation . . 22
1.3.1 Physique de base au niveau des interfaces 22
1.3.2 Interface soumise à un flux de chaleur 26
1.4 Conclusion du chapitre 30

2 Dispositif expérimental **31**
2.1 Concept d'alimentation locale par distributeurs 32
2.2 Design et caractérisation des structures capillaires testées 34
2.2.1 Rappel bibliographique sur le phénomène d'imbibition capillaire 34
2.2.2 Structures capillaires testées 35
2.2.3 Modèles d'imbibition utilisés 35
2.2.4 Protocole expérimental pour les tests de montée capillaire . . . 37
2.2.5 Analyse des résultats et comparaison aux modèles d'imbibition . 38
2.2.6 Conception initiale de structures capillaires pour évaporateur . . 45
2.3 Prototype d'évaporateur à alimentation hybride 51
2.3.1 Réalisation d'un prototype de laboratoire 51
2.3.2 Système hydraulique associé à l'évaporateur 54
2.4 Banc de tests pour évaporateur hybride 55
2.4.1 Présentation globale du banc 56
2.4.2 Présentation détaillée de chaque élément du banc 57
2.4.3 Instrumentation du banc de tests 59
2.4.4 Acquisition des données 61

2.5 Procédures expérimentales particulières 63
2.5.1 Dégazage du fluide et remplissage de la boucle 63
2.5.2 Mesures de la pression de saturation du fluide 64
2.5.3 Mesure des pertes vers l'ambiance 64
2.6 Acquisition des données expérimentales 65
2.6.1 Contrôle des paramètres 65
2.6.2 Protocole expérimental 66
2.7 Conclusion du chapitre 67

3 Caractérisation expérimentale de l'évaporateur 69
3.1 Description qualitative du fonctionnement sur un cas de référence, structure capillaire à micro-rainures 70
3.1.1 Modes de répartition des phases observés 71
3.1.2 Mesures caractéristiques 74
3.1.3 Bilan de l'étude qualitative 89
3.2 Analyse quantitative en configuration standard 90
3.2.1 Répartition des flux de masse et de chaleur 90
3.2.2 Analyse hydraulique de la transition entre ébullition et évaporation 96
3.2.3 Evaluation des performances thermiques de l'évaporateur 101
3.2.4 Bilan de l'analyse quantitative 105
3.3 Influence des paramètres expérimentaux 105
3.3.1 Pertes de charge totales 106
3.3.2 Débit liquide 109
3.3.3 Sous-refroidissement 112
3.3.4 Bilan de l'étude paramétrique et limites de celles-ci 115
3.4 Application à une structure capillaire sous forme de micro-fibres frittées 116
3.4.1 Répartition des phases 117
3.4.2 Mesures associées 117
3.4.3 Analyse des principales grandeurs thermiques et hydrauliques . 120
3.4.4 Bilan de l'étude du dépôt de micro-fibres 123
3.5 Conclusion du chapitre 123

4 Modélisation 125
4.1 Modélisation de l'équilibre hydraulique 126
4.1.1 Principe général et objectif du modèle 126
4.1.2 Modèle hydraulique de l'écoulement vaporisé 127
4.1.3 Définition des limites de fonctionnement 131
4.1.4 Comparaison aux données expérimentales 132
4.1.5 Exploitation du modèle 134
4.1.6 Limites d'utilisation du modèle 136
4.1.7 Bilan de la modélisation de l'équilibre hydraulique 136
4.2 Modélisation thermique de la paroi de l'évaporateur 137
4.2.1 Etude bibliographique sur la modélisation d'un ménisque étendu dans une rainure soumise à un flux de chaleur 137
4.2.2 Hypothèses et géométrie considérées 142
4.2.3 Méthode de résolution 144
4.2.4 Exploitation du modèle, cas du HFE7000 154
4.2.5 Application au cas de l'éthanol 162

4.2.6 Discussion des principales hypothèses du modèle 164
4.2.7 Bilan de la modélisation de paroi 166
4.3 Optimisation géométrique du pompage capillaire en micro-rainures . . . 167
4.3.1 Configuration considérée 167
4.3.2 Algorithme mis en place 168
4.3.3 Mise en oeuvre 169
4.3.4 Bilan de cette première approche 171
4.4 Conclusion du chapitre 172

Conclusion générale et perspectives **173**

A Propriétés thermophysiques des fluides utilisés **177**

Introduction

Depuis maintenant plusieurs décennies, l'augmentation de la puissance dissipée par les composants électroniques justifie la recherche et le développement de systèmes de refroidissement de plus en plus performants. Plus récemment, la nécessité d'aller vers une électrification de la plupart des systèmes assurant le fonctionnement des moyens de transport (cas par exemple de "l'avion plus électrique") a entre autres mis en évidence la problématique générale d'extraction locale de la chaleur dissipée par de multiples petits composants disséminés au sein de systèmes électriques complets. On considèrera ici typiquement des composants dissipant jusqu'à une centaine de watts sur une surface de l'ordre de quelques centimètres carrés Autrement dit, il apparait nécessaire de disposer de solutions compactes efficaces pour prévenir la surchauffe de ces petits éléments dissipatifs. Dans le cadre de ce mémoire, on se placera alors au niveau de l'étude de composants de refroidissement (intégrés dans un système de refroidissement plus large) permettant cette extraction.

A ce niveau, on considère alors généralement nécessaire d'induire la vaporisation au moins partielle d'un fluide caloporteur à proximité de la surface chauffée pour atteindre une performance thermique satisfaisante. Dans ce cas, l'utilisation d'évaporateurs de conception classique n'apporte généralement qu'une réponse partielle à la problématique évoquée ci-dessus. Les systèmes actifs (nécessitant une mise en mouvement du fluide par une source de pompage annexe), souvent efficaces d'un point de vue thermique, nécessitent en contrepartie des puissances de pompage pouvant être rédhibitoires dans bien des cas, notamment si un grand nombre d'évaporateurs doivent être alimentés. En particulier, pour les applications spatiales, la puissance disponible pour faire fonctionner le système de refroidissement peut être très limitée. Pour ce qui est des systèmes passifs, c'est à dire ne nécessitant pas la mise en œuvre d'un système de pompage, un champ gravitaire et une orientation particulière par rapport à celui-ci sont nécessaires dans le cas d'un pompage gravitaire du fluide. Lorsque la mise en mouvement du fluide est assurée par les forces capillaires seules, l'utilisation de multiples évaporateurs à pompage thermocapillaire est délicate dans le sens où chacun induit son propre débit au sein du système complet.

Les travaux présentés dans ce manuscrit, fruits d'une collaboration entre le groupe GREPHE du laboratoire LAPLACE, l'équipe COST de l'institut PPRIME et l'institut de recherche technologique (IRT) Saint-Exupéry, s'inscrivent pleinement dans ce contexte général. En effet, la mise au point de nouvelles solutions de refroidissement et la compréhension des phénomènes physiques associés à ceux-ci fait pleinement partie des axes de recherche de ces deux laboratoires tandis que la maturation et le transfert vers l'industrie de nouvelles technologies est de fait la raison d'exister des IRT.

Dans cette thèse, la mise en œuvre d'une architecture hydraulique particulière d'évaporateur a alors été considérée. L'idée générale est de combiner les avantages propres à chacune des philosophies (actives et passives) évoquées ci-dessus sans en subir les inconvénients. Dans la pratique, on conservera ici la caractéristique qu'ont les solutions actives de pouvoir intégrer un composant sans modifier le débit au sein de la boucle. Des solutions passives à pompage capillaire, on gardera la mise en oeuvre d'une force "gratuite" permettant d'assurer la répartition du liquide sur la surface chauffée indépendamment de la source de pompage du système complet et d'assurer des transferts de chaleur liés à sa vaporisation suffisamment intenses.

Toutefois, bien qu'une configuration de ce type soit prometteuse d'un point de vue applicatif, les phénomènes thermique et hydraulique associés à celle-ci apparaissent encore mal compris. En effet, la compréhension des mécanismes régissant la cohabitation d'un écoulement principal (assuré par le système complet) et d'un écoulement secondaire (lié aux forces capillaires) ainsi que l'influence de ces écoulements sur la performance thermique de l'évaporateur nécessite la mise en place d'études spécifiques, aussi bien expérimentales que théoriques. En particulier, on cherchera à démontrer ici la possibilité de découplage des performances thermiques et hydrauliques apportée par cette architecture ainsi qu'à quantifier ces performances dans un contexte d'applications embarquées, notamment spatiales.

Finalement, ces problématiques technologiques et scientifiques étant fixées, l'objectif général du présent mémoire est d'apporter des réponses à ces questions, de manière à ce que celles-ci puissent ouvrir la voie à l'existence à court ou moyen terme d'un objet technologique "sur étagère" ainsi que de ses outils de conception associés. Dans cet objectif, ce manuscrit est divisé en quatre parties principales :

— le premier chapitre vise à présenter plus en détail le contexte technologique et scientifique relatifs aux travaux évoqués ici. On s'attachera en particulier à expliciter les choix d'orientation de ces travaux en regard des enseignements tirés des travaux antérieurs de la littérature ;

— le second chapitre détaille l'ensemble des moyens expérimentaux mis en place. Dans un premier temps, l'architecture générale de l'évaporateur, la caractérisation et la conception des structures capillaires associées à celui-ci sont détaillées. Par la suite, on présentera le prototype d'évaporateur réalisé pour mettre en pratique cette architecture ainsi que le dispositif expérimental complet permettant l'étude du fonctionnement de ce prototype ;

— le troisième chapitre est dédié à la présentation et l'analyse de l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus. Y sont successivement présentés une analyse qualitative des écoulements observées et des mesures à disposition, une analyse quantitative des équilibres hydraulique et thermique liés au fonctionnement de l'évaporateur puis une étude de sensibilité à différents paramètres expérimentaux. Enfin, des premiers résultats obtenus avec une structure capillaire de nature différente sont présentés et comparés aux résultats précédents ;

— le quatrième et dernier chapitre présente les différentes approches théoriques développées en regard de ces résultats expérimentaux. Sont successivement détaillés un modèle analytique d'équilibre hydraulique visant à prédire les différents domaines

de fonctionnement de l'évaporateur, un modèle numérique ayant pour objectif d'estimer les performances thermiques de l'évaporateur ainsi que sa dépendance aux paramètres expérimentaux et enfin une première approche d'optimisation géométrique de structure capillaire.

Enfin, une conclusion générale permettra de synthétiser les informations importantes pouvant être retenues de chacun de ces chapitres afin d'en déduire les perspectives scientifiques et technologiques associées.

Chapitre 1

Contexte technologique et scientifique

Sommaire

1.1 Systèmes de refroidissement usuels 6
1.1.1 Systèmes monophasiques 6
1.1.1.1 Refroidissement à air 6
1.1.1.2 Refroidissement liquide 7
1.1.2 Systèmes diphasiques 7
1.1.2.1 Les caloducs 8
1.1.2.2 Les caloducs oscillants/ pulsating heat pipes (PHP) 9
1.1.2.3 Les boucles fluides diphasiques à pompage thermocapillaire (BFDPTC) 9
1.1.2.4 Les boucles fluides diphasiques à pompage mécanique (BFDPM) 10
1.1.2.5 Les boucles fluides diphasiques à pompage hybride (BFDPH) 11
1.1.3 Problématique technologique induite 12
1.2 Evaporateur à alimentation externe 13
1.2.1 Ebullition convective en micro-canal 13
1.2.2 Stabilité d'interfaces alimentées par une source externe 16
1.2.3 Séparation des écoulements de sortie 19
1.2.4 Bilan de l'étude bibliographique du contexte technologique . 21
1.3 Éléments de physique liés aux transferts de chaleur par évaporation 22
1.3.1 Physique de base au niveau des interfaces 22
1.3.1.1 Notion de tension de surface 22
1.3.1.2 Mouillabilité d'un fluide sur une paroi 23
1.3.1.3 Capillarité 24
1.3.1.4 Saut de pression capillaire 24
1.3.1.5 Pression de disjonction 25
1.3.2 Interface soumise à un flux de chaleur 26
1.3.2.1 Pompage thermocapillaire 26
1.3.2.2 Résistance thermique d'interface 27

1.3.2.3 Grandeurs caractéristiques associées 28
1.3.2.4 Limite d'ébullition 29
1.3.2.5 Modélisation d'un écoulement de liquide le long d'une structure capillaire soumise à un flux de chaleur . . 29
1.4 Conclusion du chapitre 30

Ce premier chapitre vise à présenter le contexte technologique et scientifique global dans lequel s'inscrit cette thèse. Dans ce but, celui-ci est séparé en trois parties.

Dans un premier temps, un bref état de l'art technologique est présenté afin d'évaluer les systèmes de refroidissement existants et les limites de ceux-ci face aux problématiques thermiques actuelles. On en déduira alors les contraintes technologiques qui devront être adressées par le composant de refroidissement étudié dans cette thèse.
Par la suite, une étude de la littérature scientifique permettra de synthétiser les différentes réponses apportées à cette problématique au niveau académique. Il sera alors possible d'expliciter le type d'approche a priori le plus approprié qui servira de base aux travaux exposés dans la suite de ce mémoire.
Enfin, la dernière partie de ce chapitre sera consacrée à un rappel des mécanismes principaux gouvernant les écoulements et les transferts le long d'une interface liquide/vapeur soumise à un flux de chaleur.

1.1 Systèmes de refroidissement usuels

1.1.1 Systèmes monophasiques

1.1.1.1 Refroidissement à air

Les coefficients de transfert en convection naturelle sont typiquement de l'ordre de 3 à 10 $W.m^{-2}.K^{-1}$. Cette faible valeur disqualifie ce mode de transfert pour la plupart des applications au refroidissement de l'électronique. En effet, ce coefficient de transfert est bien trop faible pour évacuer des densités de flux dépassant le kW/m^2 sans dépasser la limite de température du composant électronique (typiquement de l'ordre de 100-120°C pour une puce silicium).

Considérant ceci, l'approche la plus simple est d'augmenter artificiellement la surface d'échange : on adjoint alors un radiateur au composant à refroidir. Il est ainsi possible d'augmenter sensiblement le coefficient d'échange apparent (c'est à dire ramené à la surface de puce) jusqu'à une valeur de l'ordre de 300 $W.m^{-2}.K^{-1}$. A ce stade, la mise en mouvement forcé de l'air (généralement avec un ventilateur) permet d'intensifier les échanges sur l'ensemble du radiateur. Un tel refroidissement à air permet alors d'atteindre des coefficients d'échange apparents de l'ordre de 2000 $W.m^{-2}.K^{-1}$. Un exemple de solution commerciale mettant en oeuvre ce principe est représenté en figure 1.1. Pour des systèmes technologiques très dissipatifs, ce coefficient d'échange apparent reste très insuffisant (il pourrait conduire à des surchauffes de plusieurs centaines de degrés). D'autres technologies doivent donc être considérées.

1.1.1.2 Refroidissement liquide

Le passage à un refroidissement liquide (dont un exemple commercial est représenté en figure 1.1) permet d'obtenir des coefficients d'échange sensiblement plus importants, de l'ordre de la dizaine de milliers de $W.m^{-2}.K^{-1}$. En effet, les caractéristiques thermophysiques (la conductivité thermique notamment) d'un fluide tel que l'eau sont largement plus favorables aux transferts que celles de l'air. En pratique, l'utilisation de plusieurs canaux micrométriques en parallèle pour l'écoulement du liquide permet d'atteindre des coefficients d'échange de l'ordre de $10^5 W.m^{-2}.K^{-1}$ avec de l'eau et une densité de flux atteignant $790 W.cm^{-2}$, les pertes de charge induites dépassant toutefois les $2 bars$ [1]. Plus récemment, l'utilisation de nano-fluides (des mélanges de fluides purs et nanoparticules à diverses concentrations) dans de tels échangeurs monophasiques a été investiguée. En pratique, il semble que l'utilisation de tels mélanges permet d'améliorer légèrement les performances thermiques de l'échangeur considéré, mais que ce gain est contrebalancé par une perte de charge induite accrue [2]

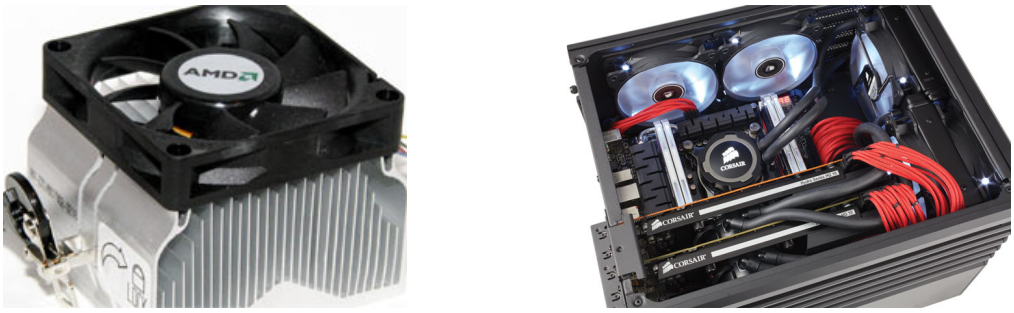

FIGURE 1.1 – Solutions commerciales de refroidissement par air [3] (gauche) et par eau [4] (droite)

Dans tous les cas, pour atteindre de bonnes performances thermiques il est nécessaire d'augmenter les débits de liquide mis en jeu ainsi que de diminuer les sections de passage des conduites. A débit massique constant, les coefficients d'échange obtenus avec un refroidissement monophasique sont inversement proportionnels au diamètre de conduite tandis que les pertes de charge associées varient avec la puissance 4 de ce diamètre. Ainsi, l'augmentation des performances thermiques de ces systèmes nécessite une augmentation de puissance de pompage mécanique problématique pour une solution de refroidissement embarquée, en particulier pour des applications spatiales où les ressources en énergie sont particulièrement limitées. Par ailleurs l'échauffement du fluide le long de son passage au contact de l'élément à refroidir y induit des variations spatiales de température pouvant être néfastes pour la durée de vie du composant. En pratique, l'utilisation de ces systèmes est surtout adaptée au refroidissement de l'électronique fixe, les data center en particulier.

1.1.2 Systèmes diphasiques

Une manière de contourner les limitations liées au refroidissement liquide (fortes pertes de charge et gradient de température) est alors d'exploiter le changement de phase d'un fluide. En effet les débits nécessaires à l'évacuation d'un flux de chaleur donné sont alors sensiblement plus faibles tandis que la température du fluide de refroidissement au contact de l'élément à refroidir est bien plus homogène puisque imposée par ses

conditions de saturation. Par ailleurs, l'utilisation du pompage capillaire ou gravitaire pour la mise en mouvement du fluide permet de rendre ces systèmes totalement passifs, c'est à dire qu'ils ne nécessitent pas d'apport d'énergie autre que celui de la source chaude que l'on cherche à refroidir.

1.1.2.1 Les caloducs

En soi, le caloduc est le plus simple des systèmes diphasiques : il s'agit d'utiliser un tube partiellement rempli de liquide, celui-ci se se vaporisant d'un coté et se condensant de l'autre. L'utilisation même du caloduc est assez ancienne, le premier brevet concernant ces systèmes ayant été déposé par Perkins au XIXe siècle [5]. Cependant, jusqu'au milieu du 20ème siècle, l'ensemble des caloducs utilisés étaient basés sur un retour gravitaire du liquide (on parlait alors généralement de thermosiphons ou de tubes de Perkins) ce qui posait évidemment des contraintes d'orientation de celui-ci (le condenseur devant nécessairement se trouver au-dessus de l'évaporateur). Le premier brevet concernant un caloduc à pompage capillaire a été déposé en 1944 par Gaugler, mais ce n'est qu'avec l'apparition des premiers programmes spatiaux et la nécessité de refroidir des composants placés en situation de micro-gravité que le principe du retour capillaire s'est imposé (figure 1.2).

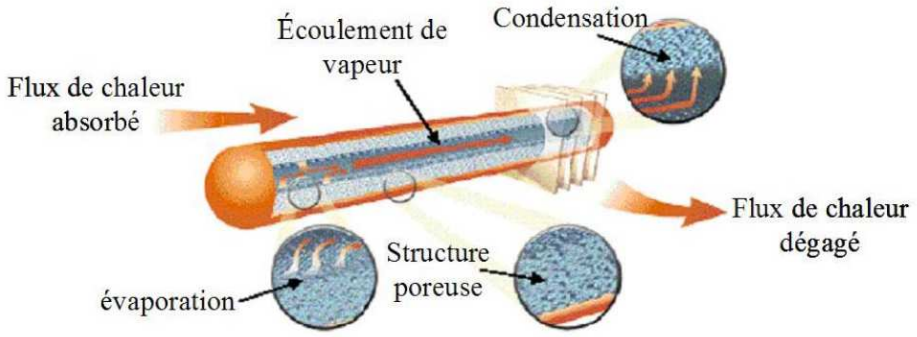

FIGURE 1.2 – Principe de fonctionnement d'un caloduc à retour capillaire (Thermacore International, inc)

De manière générale, un caloduc est capable de transporter quelques dizaines de watts sur quelques dizaines de cm. Pour une explication détaillée de leur fonctionnement, on pourra par exemple se référer à la thèse de Romestant [6]. Ces systèmes sont aujourd'hui assez bien compris et fréquemment utilisés, par exemple en complément d'un refroidissement par air pour assurer une jonction efficace entre une puce électronique et la source froide, comme cela est représenté dans le cas d'un "ventirad" commercial en figure 1.3.

Toutefois, l'utilisation d'un unique canal liquide/vapeur induit de fortes interactions entre les deux phases et également d'importantes pertes de charge qui limitent les performances de ces systèmes, notamment en matière de longueur de transport. En effet la perte de charge générée par les écoulements de liquide et de vapeur doit rester inférieure au saut de pression induit par les forces capillaires pour assurer un fonctionnement correct du caloduc (on parle alors de limite capillaire du caloduc).

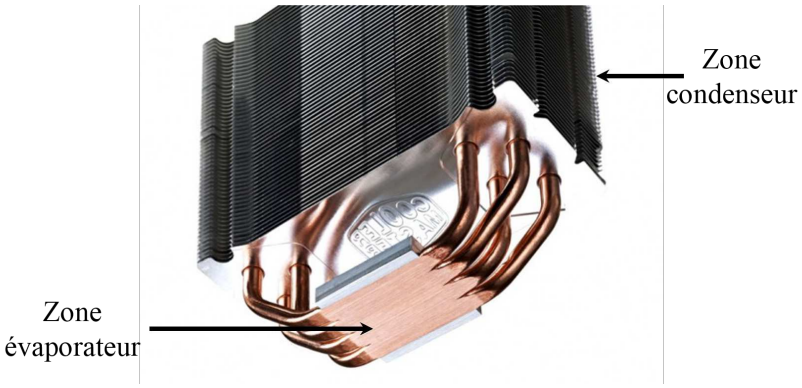

FIGURE 1.3 – Exemple d'intégration de caloducs dans un système de refroidissement par air [7]

1.1.2.2 Les caloducs oscillants/ pulsating heat pipes (PHP)

Au début des années 1990, un nouveau type de caloduc a été décrit par Akachi dans plusieurs brevets [8–10]. Il s'agit d'un tube capillaire lisse faisant des allers-retours entre l'évaporateur et le condenseur. Ce tube capillaire est partiellement rempli de liquide, ce qui implique une alternance de bouchons de liquide et de vapeur le long de la conduite, comme représenté en figure 1.4. Contrairement à un caloduc classique, la mise en mouvement du fluide est ici assurée par des différences de pressions entre les bulles adjacentes et ne nécessite donc pas la présence d'une structure capillaire.

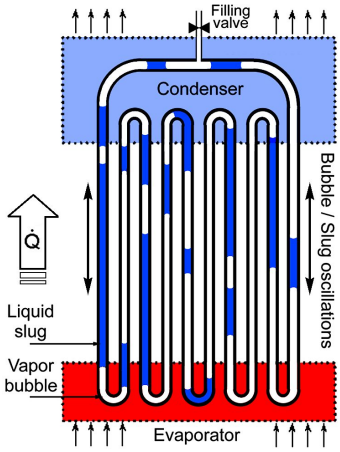

FIGURE 1.4 – Schéma de principe d'un caloduc oscillant [11]

Bien que leur fabrication soit très simple et qu'ils soient très prometteurs d'un point de vue des performances thermiques, ces systèmes sont à l'heure actuelle très peu matures et des travaux théoriques sont encore nécessaires pour améliorer la compréhension des phénomènes régissant leur fonctionnement [12].

1.1.2.3 Les boucles fluides diphasiques à pompage thermocapillaire (BFDPTC)

Historiquement, ces systèmes ont vu le jour il y a une cinquantaine d'années sous deux formes différentes, les "capillary pumped loop" (CPL) originaires des Etats-Unis [13] et les "loop heat pipes" (LHP) initialement mises au point en ex-URSS [14]. L'idée

principale à l'origine de leur développement est d'augmenter le flux de chaleur pouvant être évacué et/ou la distance de transport en séparant les phases liquide et vapeur de manière à réduire les pertes de charge du système. Comme représentée en figure 1.5, la différence principale entre ces deux systèmes concerne le placement de la chambre de compensation : sur la ligne liquide dans le cas des CPL, et accolée à l'évaporateur pour les LHP. Généralement on considère les boucles LHP plus robustes (c'est à dire moins sensibles à des variations temporelles importantes de la sollicitation thermique), mais en contrepartie la température de saturation est beaucoup moins contrôlée que dans une CPL [15]. Typiquement, ces systèmes s'avèrent capables de transporter plusieurs milliers de watts sur des distances de l'ordre de quelques mètres. Pour des études expérimentales récentes portant sur chacun de ces systèmes, le lecteur pourra se référer aux thèses de Siedel [16] et de Kaled [17]. Pour ce qui concerne la modélisation de ces systèmes, on pourra également se référer à l'état de l'art réalisé par Mottet [18]. De par les nombreuses études aussi bien expérimentales que numériques réalisées, ces systèmes ont atteint un niveau de maturité satisfaisant. Ainsi ils sont utilisés depuis plusieurs décennies dans le domaine spatial et commencent à faire leur apparition dans le domaine terrestre, notamment avec l'implantation d'une boucle dite "Capillary Pumped Loop for Integrated Power" ou CPLIP (modifiée afin de s'adapter à la gravité) pour refroidir l'électronique de puissance d'une rame du métro de Paris. [19].

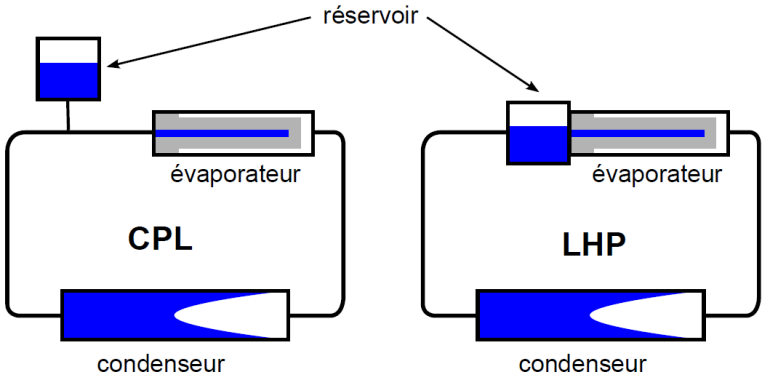

FIGURE 1.5 – Schémas de principe d'une boucle type CPL et LHP [15]

Tout comme les caloducs, ces systèmes sont entièrement passifs, la mise en mouvement du fluide étant assurée par pompage capillaire via l'accroche de ménisques au niveau de la mèche poreuse de l'évaporateur. Cependant, pour de très fortes densités de puissance, le saut de pression capillaire ne peut plus compenser les pertes de pression totales du système. En pratique, pour une CPL soumise à un flux de chaleur trop important, la quantité de liquide ramenée à l'évaporateur est insuffisante pour contrebalancer le flux d'évaporation ce qui entraine un recul de l'interface jusqu'à ce que celle-ci sorte de la mèche poreuse : on dit que la boucle "désamorce", celle-ci devient alors incapable d'évacuer le flux de chaleur provenant de la source chaude puisque le moteur de l'écoulement n'existe plus. Un tel scénario, s'il se produit, conduit rapidement à une surchauffe fatale pour le composant à refroidir.

1.1.2.4 Les boucles fluides diphasiques à pompage mécanique (BFDPM)

Pour s'affranchir de cette limite capillaire, il est alors possible de remplacer le pompage capillaire par un pompage mécanique permis par l'ajout d'une pompe au système.

Celui-ci a alors besoin d'une source d'énergie extérieure pour fonctionner mais en contrepartie il devient alors théoriquement possible d'obtenir des performances globales du système (en termes de puissance dissipée et/ou longueur de transport) plus importantes. La littérature portant sur ce type de systèmes est à l'heure actuelle beaucoup moins abondante. On peut néanmoins citer la boucle au dioxyde de carbone développée aux Pays-Bas [20]. Le choix d'une boucle diphasique y est ici justifié par la nécessité de conserver une température de source chaude très homogène tandis que le pompage mécanique permet d'alimenter en liquide de multiples évaporateurs. En pratique, le système étudié s'avère capable d'évacuer 260W malgré des pertes de charge atteignant 1 bar, en conservant une variation de température de saturation le long des 10 mètres de tubes de l'évaporateur de l'ordre de 1K (du fait de la courbe de saturation du dioxyde de carbone).
Plus récemment, un système similaire a été testé en Chine avec notamment des investigations sur les performances au démarrage [21] et lors des phases transitoires [22]. Bien que les flux de chaleur évacués restent modérés (de l'ordre de quelques centaines de watts), le pompage mécanique permet de gérer des pertes de charge atteignant 7 bars, le tout sur une longueur totale de conduites de 40m.
Récemment, un prototype de boucle diphasique à pompage mécanique a également été testé par Thalès Alenia Space [23] ; encore une fois le choix d'un système diphasique est imposé par la nécessité d'une température de source chaude homogène. Le prototype se montre capable d'évacuer 6 kW répartis sur plusieurs évaporateurs avec des pertes de charge globales de plusieurs bars.

1.1.2.5 Les boucles fluides diphasiques à pompage hybride (BFDPH)

Il est également possible de considérer un système dit "hybride" dans lequel la mise en circulation du fluide est assurée conjointement par le pompage capillaire au niveau de l'évaporateur et par une pompe mécanique qui suralimente celui-ci en liquide, le surplus de liquide étant évacué de l'évaporateur via un circuit liquide secondaire. Le rôle de la pompe n'est alors que de fournir l'énergie nécessaire à la circulation du fluide sous forme liquide dans le reste de la boucle, l'écoulement vaporisé étant assuré par les forces de pompage capillaire au sein de l'évaporateur. Par ailleurs, la présence de ce pompage capillaire à l'évaporateur permet a priori de stabiliser l'interface liquide/vapeur (de la même manière que dans un évaporateur de BFDPTC) tout en permettant une régulation autonome de l'évaporateur. En effet, selon ce design, celui-ci ne préleve à l'écoulement liquide principal que la quantité de liquide nécessaire à son bon fonctionnement. De conception relativement récente, ce type de système a notamment été proposé par l'entreprise américaine ACT qui a développé une boucle hybride dont le schéma de fonctionnement est représenté en figure 1.6.

La boucle étudiée s'avère alors capable d'évacuer 4000 W, avec des coefficients d'échange définis entre la source chaude et la vapeur à la sortie de l'évaporateur supérieurs à 50000 $W.m^{-2}.K^{-1}$ [24]. Ce type de système semble ainsi très prometteur. Néanmoins, la problématique du couplage entre les pompages capillaire et mécanique et par conséquent la gestion du débit d'alimentation assurant un fonctionnement optimal de la boucle (c'est à dire évitant aussi bien la suralimentation que la sous-alimentation en liquide de l'évaporateur) n'est pas développée par les auteurs.

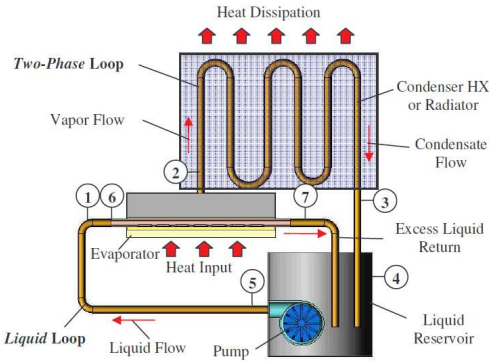

FIGURE 1.6 – Schéma de principe de la boucle développée par ACT [24]

1.1.3 Problématique technologique induite

Considérant que l'on cherche ici à adresser la problématique du refroidissement de sources dissipatives multiples avec un unique système fluidique, les systèmes diphasiques évoqués ne sont pas tous appropriés.
Tout d'abord, les caloducs et caloducs oscillants étant des systèmes "monoblocs" généralement prévus pour être au contact d'une unique source chaude et d'une unique source froide, le refroidissement de sources disséminées spatialement nécessite a priori l'utilisation d'un nombre équivalent de ces systèmes ce qui n'est pas l'objectif recherché ici.
En ce qui concerne les boucles diphasiques, l'utilisation de multiples évaporateurs au sein d'une même boucle apparait au contraire possible dans certains cas. Pour les boucles à pompage purement mécanique ou hybride capillaire/mécanique, cela est réalisable si l'on s'assure que l'alimentation en liquide de chacun des évaporateurs est suffisante. La boucle mécanique développée par Thalès fonctionne d'ailleurs avec des évaporateurs placés aussi bien en parallèle qu'en série [23].
Dans le cas des boucles à pompage capillaire, les possibilités sont plus restreintes. En effet, comme cela a été démontré récemment dans le thèse de Blet [25], il est possible de faire fonctionner plusieurs évaporateurs placés en parallèle au sein d'une même boucle. Néanmoins, chacun des évaporateurs générant son propre débit (lié au flux de chaleur appliqué à celui-ci), chaque évaporateur capillaire se comporte, d'un point de vue hydraulique, comme une pompe volumétrique. Ainsi l'utilisation de plusieurs évaporateurs branchés en série sur une unique ligne d'écoulement, bien que de mise en œuvre plus simple, n'est a priori pas envisageable.
Par conséquent, pour ce type d'application, l'utilisation d'un évaporateur à pompage capillaire est problématique. Dans notre cas, l'évaporateur considéré devra donc tout au plus annuler exactement ses propres pertes de charge, c'est à dire ne pas générer de pression motrice. De plus, afin de limiter la force de pompage externe (couteuse pour des applications embarquées), il apparait toujours critique de minimiser la perte de charge induite.
Autrement dit, on s'intéressera par la suite au fonctionnement d'un évaporateur compact fonctionnant à l'aide d'une alimentation en liquide externe, induisant des pertes de charge très faibles, dans lequel le rôle des forces capillaires devra être limité à la distribution et au contrôle de films minces de liquide sur la surface à refroidir. Par conséquent, les effets capillaires devront permettre d'alimenter en liquide l'évaporateur,

mais en aucun cas assurer le débit dans la boucle.

Cette problématique technologique étant désormais fixée, la section suivante vise à présenter un état de l'art de la littérature scientifique concernant le changement de phase d'un fluide au sein d'un évaporateur alimenté par une source de pompage externe. En particulier on s'intéressera à l'influence des différentes configurations existantes sur la stabilité de l'interface liquide/vapeur, les échanges thermiques et les pertes de charge induites.

1.2 Evaporateur à alimentation externe

Contrairement au cas d'un évaporateur capillaire standard, dans lequel le pompage capillaire impose une séparation des phases liquide et vapeur ainsi qu'un titre vapeur en sortie égal à 1, la mise en place d'un pompage mécanique modifie considérablement la structure des écoulements puisqu'elle empêche le plus souvent la stabilisation de la position de l'interface liée aux forces capillaires.

Une façon simple de classifier de tels évaporateurs est de considérer la façon selon laquelle le changement de phase liquide/vapeur se produit. On trouve ainsi :

— Les évaporateurs fonctionnant en régime dit d'ébullition convective, classiquement constitués de plusieurs micro-canaux en parallèle. L'extraction du flux de chaleur se fait alors par génération de bulles sur la paroi et entrainement de celles-ci par l'écoulement. Dans ce cas, le titre en vapeur en sortie peut prendre des valeurs très variables, généralement comprises entre $0,1$ et $0,6$, de plus grandes valeurs de celui-ci ayant tendance à provoquer des assèchements locaux très néfastes aux transferts.

— Les évaporateurs fonctionnant en régime dit d'évaporation. Le transfert de chaleur se fait alors par changement de phase au travers de films de liquide étendus sur la surface chauffée et sans génération de bulles. Le titre en vapeur en sortie de la zone d'évaporation est alors nécessairement égal à 1.

Considérant ceci, les prochaines sections auront pour objectif de présenter un bref résumé de la littérature relative à chacun de ces modes de fonctionnement, en particulier les performances thermiques et hydrauliques associées. Enfin, l'impact d'un changement d'architecture de l'évaporateur sur la répartition des phases liquide et vapeur au sein de celui-ci sera détaillé.

1.2.1 Ebullition convective en micro-canal

Plusieurs centaines d'études concernant la caractérisation expérimentale des écoulements et des transferts dans des micro-canaux en situation d'ébullition convective peuvent être trouvées dans la littérature [26]. Ainsi, on ne cherchera pas ici à effectuer une revue exhaustive de ces publications mais à présenter quelques publications "de référence" afin de donner une vision globale des résultats de la littérature en matière de performances thermiques ainsi que les pistes d'amélioration de celles-ci explorées à l'heure actuelle.
Agostini et al. [27,28] ont détaillé les performances en fonction du titre en vapeur de

sortie et du débit imposé d'un échangeur constitué de 67 micro-canaux rectangulaires en parallèle, chacun ayant un diamètre hydraulique de 336 μm. Les auteurs mettent en évidence un point de fonctionnement optimal lorsque le titre de vapeur en sortie est proche de $0,3$, le coefficient de transfert se dégradant sensiblement au-dela de $0,5$. La problématique du flux maximal gérable par ce système ainsi que les pertes de charge qu'il engendre ayant également été traitée [29], les auteurs atteignent une densité de flux maximale de l'ordre de $50 W/cm^2$ pour des pertes de charge de l'ordre de $0,5$ bar, le fluide utilisé étant le R236fa. Wang et al. [30], via la visualisation des écoulements et la mesure simultanée des variations de pression en entrée et sortie des micro-canaux, ont mis en évidence différents domaines de stabilité/instabilité des écoulements ainsi que l'apparition de différents types d'oscillations. La figure 1.7 montre une carte d'écoulement proposée par les auteurs, les écoulements les plus stables étant observés pour de faibles flux de chaleur et de forts flux de masse, autrement dit de faibles titres en vapeur de sortie.

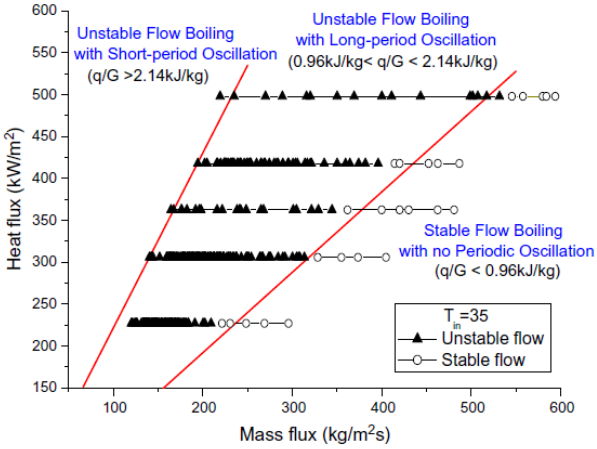

FIGURE 1.7 – Domaines de stabilité d'écoulement pour de l'eau déionisée en ébullition convective proposée par Wang et al. [30]

Une revue récente de la littérature visant à évaluer les différentes possibilités d'extraction de hauts flux de chaleur a été publiée par Smakulski & Pietrowicz [31]. Concernant l'ébullition en micro-canaux, les auteurs mettent en évidence des coefficients de transfert maximum de l'ordre de 10^4 $W.m^{-2}.K^{-1}$ pour des fluides réfrigérants et pouvant atteindre plusieurs dizaines de milliers pour de l'eau.
Plus récemment, Zhang et al. [32] ont investigué l'amélioration des performances de ces systèmes induite par l'utilisation d'interconnexions entre les différents micro-canaux en parallèle. Les auteurs montrent une amélioration du coefficient de transfert allant de 10 à 50% tant que le titre en vapeur reste faible, cependant les performances du système chutent rapidement lorsque celui-ci dépasse $0,1$.
Une autre piste d'amélioration des performances des évaporateurs à micro-canaux a été proposée par Yang et al. [33,34]. Ces auteurs ont montré la possibilité d'amélioration des coefficients d'échange de l'ordre de 100% via l'ajout de nano-structurations sur les parois des micro-canaux représentées en figure 1.8. En pratique, des coefficients d'échange de l'ordre de 3.10^4 $W.m^{-2}.K^{-1}$ sont atteints avec du HFE7000. Avec de l'eau, les auteurs atteignent 10^5 $W.m^{-2}.K^{-1}$. Cette augmentation de performances est

notamment expliquée par l'évaporation de minces films de liquide maintenus par capillarité à l'intérieur des structurations de paroi. Néanmoins, l'augmentation du débit et du flux de chaleur appliqués à l'évaporateur induit une déstabilisation de l'écoulement dans ces structurations de paroi (cette déstabilisation étant expliquée par des effets d'entrainement liés à l'écoulement de vapeur). Dans ces conditions, l'amélioration du coefficient d'échange est beaucoup plus limitée (typiquement de l'ordre de 25%), les auteurs attribuant alors celle-ci à l'amélioration du transfert par ébullition nucléée via l'augmentation de la densité de sites de nucléation par rapport à une paroi non structurée. Par ailleurs, cette structuration ne permet en aucun cas de résoudre le problème de la perte de charge générée par ce type d'évaporateur, celle-ci restant globalement du même ordre de grandeur avec et sans nano-structuration.

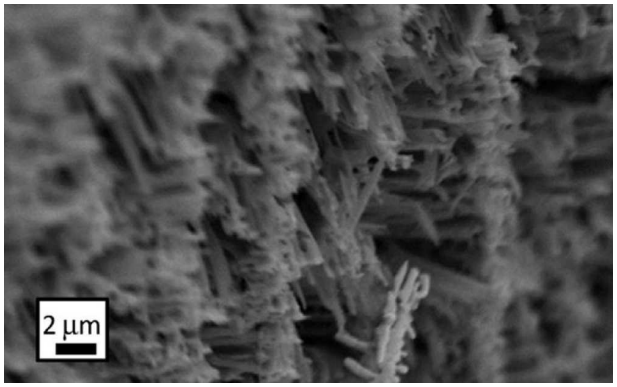

FIGURE 1.8 – Nanostructuration de paroi utilisée par Yang et al. [33]

Une nouvelle approche, visant à réduire la perte de charge de l'évaporateur en modifiant sa géometrie interne a été proposée par Kalani et Kandlikar [35]. Celle-ci, représentée en figure 1.9 repose sur deux idées conjointes :

— L'ajout d'une section de passage importante pour la vapeur au dessus des micro-canaux permet de réduire drastiquement la vitesse de l'écoulement vapeur et donc les pertes de charge induites par celui-ci.

— L'augmentation de section dans le sens de l'écoulement due à l'inclinaison du "toit" de l'évaporateur doit permettre, par effet Venturi, un gain de pression permettant de compenser partiellement les pertes de charge induites par l'écoulement.

Les auteurs montrent alors que l'inclinaison de la paroi supérieure permet théoriquement de diviser par un facteur de l'ordre de 20 les pertes de charge induites par l'évaporateur. Cependant, aucune comparaison expérimentale entre micro-canaux fermés et ouverts n'est proposée par les auteurs. Quelques études concernant l'influence de cette géométrie particulière sur la structuration des écoulements liquide/vapeur ont depuis été publiées par ces mêmes auteurs [36] ainsi que par Yin et al. [37]. Bien que le changement de phase s'effectue toujours par nucléation dans les canaux, lorsque le flux de chaleur est suffisamment élevé, les auteurs montrent que le liquide est globalement retenu dans les micro-canaux tandis que la vapeur s'évacue dans la partie supérieure. L'ajout de ce ciel vapeur permet alors une réduction significative des instabilités habituellement observées dans des micro-canaux fermés. Cela est expliqué par le fait que les bulles de vapeur générées au niveau des micro-canaux sont évacuées dans la partie supérieure de l'évaporateur avant de pouvoir perturber l'écoulement dans le micro-canal.

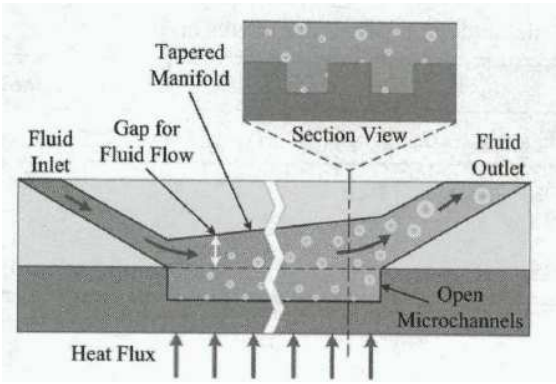

FIGURE 1.9 – Evaporateur à "ciel vapeur" incliné proposé par Kalani & Kandlikar [35]

Globalement, ces quelques publications montrent qu'il apparait intéressant d'assurer la séparation des phases liquide et vapeur, autrement dit de maintenir une séparation des écoulements de liquide et de vapeur la plus stable possible. Des gains significatifs sur les performances semblent ainsi envisageables, aussi bien en termes de pertes de charge que de coefficients d'échange.

Considérant ceci, la prochaine section vise à évaluer la possibilité de séparation et stabilisation des phases liquide et vapeur dans un évaporateur à architecture standard (c'est à dire possédant une alimentation en liquide et une extraction unique de l'écoulement de sortie). Pour cela, les quelques publications s'intéressant au fonctionnement d'un évaporateur à alimentation externe dans lequel l'ensemble du débit fourni à celui-ci est vaporisé sont détaillées. En particulier, les conditions de stabilisation de l'interface liquide/vapeur sont mises en évidence.

1.2.2 Stabilité d'interfaces alimentées par une source externe

Dans le cas le plus simple d'un arrangement en parallèle de micro-canaux rectangulaires fermés (sans ciel vapeur), Hardt et al [38] ont cherché à caractériser la transition entre évaporation au niveau de ménisques stationnaires et ébullition convective pour un titre en vapeur de sortie maintenu égal à 1 (autrement dit le débit de liquide fourni à l'évaporateur est maintenu suffisamment bas pour éviter l'apparition de liquide en sortie d'évaporateur). Ils distinguent 4 principaux régimes d'écoulement allant de ménisques alignés et stationnaires à de l'ébullition convective. Une synthèse de leurs résultats sous forme de carte d'écoulement prenant en paramètres le débit de liquide et la température de paroi est reproduite en figure 1.10. De manière générale, à mesure que le débit (et donc le flux de chaleur nécessaire à la vaporisation de ce débit) augmente, il est observé une déstabilisation progressive des interfaces liquide/vapeur, celle-ci pouvant s'expliquer par l'augmentation relative des forces inertielles devant les forces capillaires.

L'influence de la géométrie de l'évaporateur a été investiguée par Mihailovic et al. [39]. Pour des géométries simples de type canaux en parallèle les auteurs observent classiquement de fortes instabilités, en particulier des retours de vapeur jusqu'à l'entrée de l'évaporateur. L'utilisation d'une structuration de paroi sous forme d'arrangements de micro-losanges (voir figure 1.11, configuration (d)) semble alors permettre une stabilisation partielle de la séparation liquide/vapeur. Néanmoins, seuls quelques points expérimentaux (débit, température de paroi) sont présentés et les performances ther-

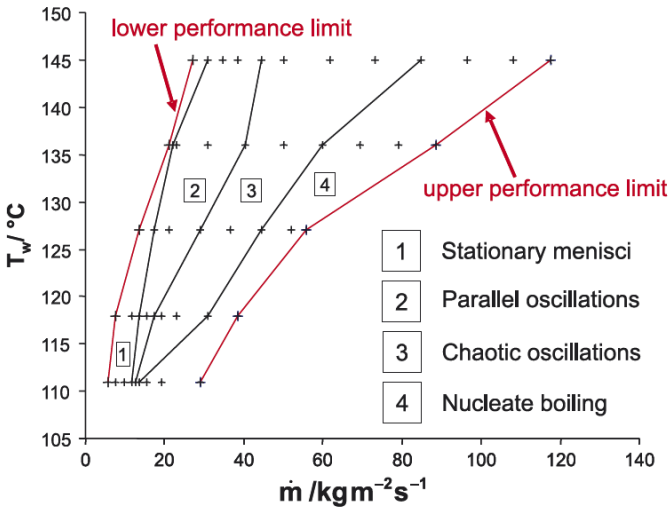

FIGURE 1.10 – Carte d'écoulement en micro-canaux parallèles proposée par Hardt et al. [38]

miques de l'évaporateur ne sont pas détaillées. Il apparait ainsi difficile de conclure sur la pertinence de cette géométrie.

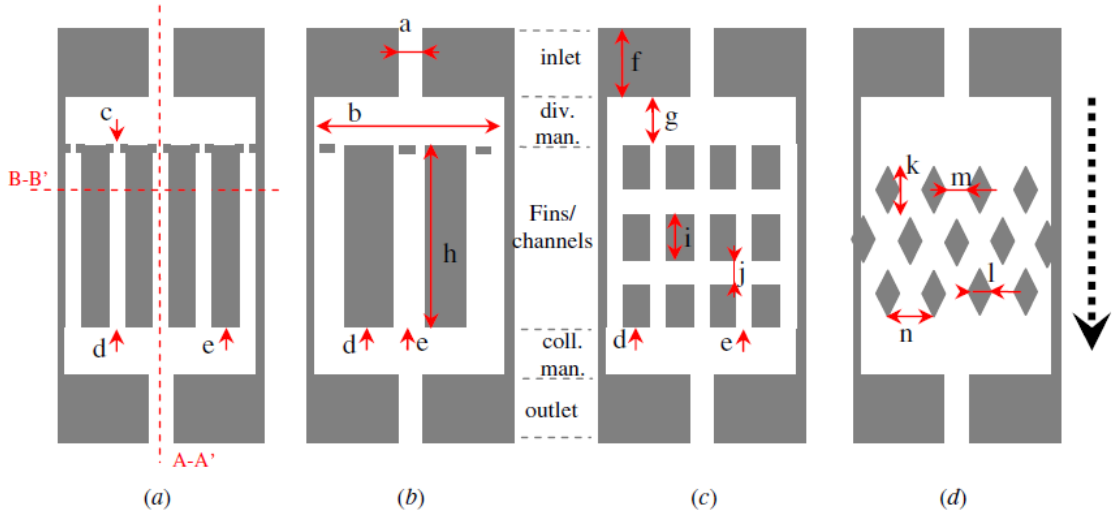

FIGURE 1.11 – Différentes géométries testées par Mihailovic et al. [39], canaux simples (a,b) et canaux interconnectés (c,d)

Plus récemment, Azarkish et al. [40] ont montré la possibilité de stabilisation de ménisques en micro-canaux à l'aide d'une géométrie de ceux-ci très particulière (voir fig 1.12) associée à un gradient de température de paroi. En fonction du débit de liquide imposé, trois modes de fonctionnement sont identifiés : évaporation au niveau d'un ménisque stable, nucléation périodique et ébullition convective. Dans les faits, il semble que le mode de fonctionnement stable ne soit accessible qu'aux plus bas flux de chaleur et de masse : au-delà d'un certain débit imposé à l'évaporateur, seul le mode d'ébullition convective est observé.

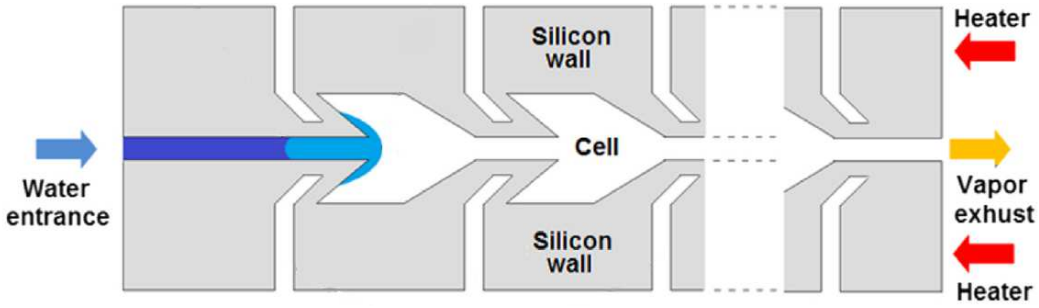

FIGURE 1.12 – Géometrie de l'évaporateur proposé par Azarkish et al. [40]

Enfin, une approche sensiblement différente est proposée par Tsukamoto et Imai [41]. Une plaque rainurée est placée dans une chambre vapeur de grande dimension (figure 1.13), des collecteurs de liquide internes à l'évaporateur (alimentés par une pompe volumétrique) permettent d'alimenter les micro-rainures. L'idée étant de maximiser la section de passage de la vapeur et de permettre un pompage capillaire local du liquide au sein des micro-rainures afin de minimiser les pertes de charge du système. En pratique, le prototype est capable d'évacuer plus de 100 W/cm^2 pour des pertes de charge ne dépassant pas 1000 Pa. Les auteurs mettent par ailleurs en évidence une répartition des phases au sein de l'évaporateur très stable. Cependant, pour assurer ce fonctionnement stable de l'évaporateur, l'utilisation d'un accumulateur sous forme de réservoir ouvert à l'atmosphère placé sur la ligne d'écoulement liquide a été nécessaire pour absorber la différence entre débit pompé et débit vaporisé.

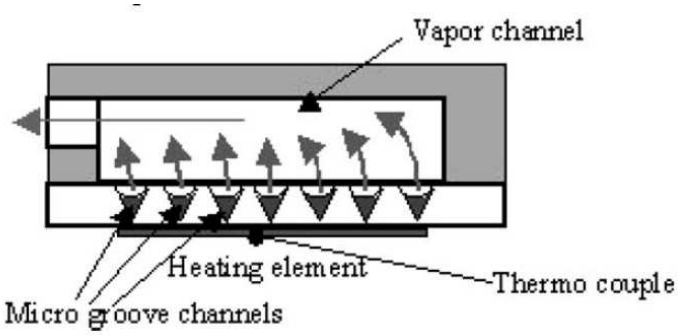

FIGURE 1.13 – Schéma de l'évaporateur proposé par Tsukamoto et Imai [41]

Globalement, deux facteurs fortement limitants pour le fonctionnement de tels évaporateurs apparaissent. Tout d'abord, l'alimentation directe en liquide de l'interface de vaporisation semble limiter la stabilité de celle-ci à de faibles débits et par conséquent à de faibles flux de chaleurs. De plus, la nécessité de maintenir un débit d'alimentation en liquide très proche du débit de vaporisation (afin de permettre la vaporisation complète du fluide) rend nécessaire une régulation précise de la source de pompage.
Considérant ces limites de fonctionnement peu compatibles avec la problématique technologique considérée ici, la présentation d'une architecture d'évaporateur sensiblement différente visant à s'affranchir de ces limitations fait l'objet de la prochaine section.

1.2.3 Séparation des écoulements de sortie

La boucle hybride développée par ACT évoquée en 1.1.2.5 se base sur un concept d'évaporateur dans lequel une sortie de liquide est ajoutée à celui-ci. Celle-ci permet alors d'éviter la suralimentation en liquide de l'évaporateur lorsque le débit de vaporisation (imposé par la source chaude) est inférieur au débit de liquide en entrée (imposé par la pompe). Ainsi l'évaporateur s'autorégule en prélevant uniquement le débit de liquide nécessaire par pompage capillaire local. Dans les faits, la première mise en œuvre de ce concept est sensiblement plus ancienne : en 1995, Ambrose et al. [42] publient une étude sur le fonctionnement d'un évaporateur basé sur un caloduc à rainures dans lequel lesdites rainures sont directement alimentées en liquide par une pompe volumétrique (figure 1.14). Le surplus de liquide et la vapeur générés étant par la suite évacués via deux sorties dédiées.

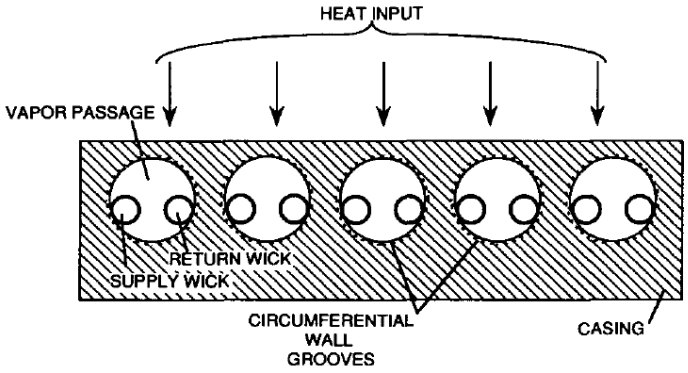

FIGURE 1.14 – Représentation schématique de l'évaporateur rainuré étudié par Ambrose et al. [42]

Divers paramètres expérimentaux sont investigués, en particulier les auteurs montrent une dégradation des performances thermiques de l'évaporateur avec l'augmentation du flux de chaleur appliqué attribuée à un assèchement progressif des rainures. Par ailleurs, l'orientation de l'évaporateur ainsi que le ratio de débit entre débit d'alimentation et débit d'évaporation semblent avoir un impact limité sur le fonctionnement de l'évaporateur.

Étant donnée cette première preuve de concept, ce type d'évaporateur a par la suite été étudié expérimentalement de manière plus approfondie par différents auteurs.
D'un coté, Crepinsek & Park [43] ont mené des études sur un évaporateur semblable à l'évaporateur de la boucle hybride présentée en 1.1.2.5, c'est à dire qu'un milieu poreux assure la séparation entre l'alimentation en liquide et la chambre vapeur. La configuration d'étude de l'évaporateur, représentée en fig 1.15, est néanmoins particulière. En effet, la vapeur produite par l'évaporateur est directement renvoyée au réservoir de la boucle pour y être condensée, celui-ci assure donc à la fois le rôle de chambre de compensation et de condenseur.

Dans ces conditions, les auteurs mettent en évidence l'existence de deux modes de fonctionnement principaux de l'évaporateur. A bas flux de chaleur, un écoulement de liquide est observé dans la sortie de vapeur ce qui indique une inondation partielle de l'évaporateur par du liquide traversant la mèche poreuse, induisant a priori un transfert

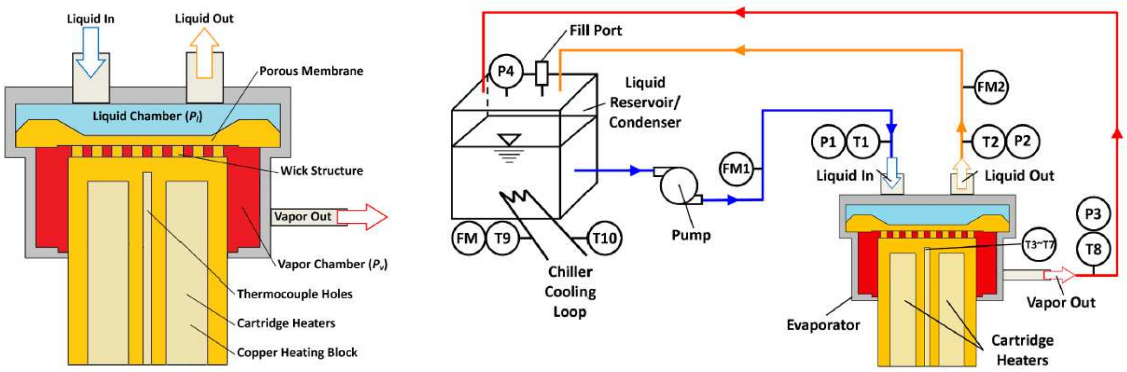

FIGURE 1.15 – Schéma de l'évaporateur à sorties séparées proposé par Crepinsek & Park [43] (gauche), boucle diphasique associée (droite)

de chaleur par ébullition dans la chambre vapeur. Passé un certain flux, la séparation des phases est néanmoins effective : la sortie de vapeur ne contient plus de liquide et la pression au niveau de la vapeur est bien supérieure à celle du liquide traduisant l'existence d'un pompage capillaire lié à l'interface liquide/vapeur maintenue dans le milieu poreux. L'influence du débit d'alimentation est par ailleurs étudiée. En particulier, les auteurs montrent que le flux de chaleur minimal nécessaire à la stabilisation de l'interface à l'évaporateur ainsi que le flux de chaleur maximal gérable par l'évaporateur augmentent avec le débit liquide apporté à l'évaporateur. Enfin, du fait d'un flux de chaleur dit "de fuite" de la source chaude vers l'écoulement de liquide, un débit de liquide trop faible entraine l'apparition d'ébullition au niveau de l'écoulement liquide (en amont du poreux) ce qui perturbe sensiblement l'équilibre de l'évaporateur.
Plus récemment, une configuration bi-évaporateur a également été étudiée [44]. Une des conclusions principales de cette publication est la mise en évidence d'écarts de performance très importants entre les configurations série et parallèle des deux évaporateurs. En particulier, lorsque les deux évaporateurs sont montés en série, l'évaporateur aval étant alimenté en liquide à température proche de la température de saturation (du fait du flux de chaleur de fuite dans l'évaporateur amont) l'apparition d'ébullition dans celui-ci est bien plus difficile à éviter. Il apparait néanmoins que l'utilisation de cette alimentation hybride permet bien, dans certaines conditions, l'utilisation de plusieurs évaporateurs en série contrairement au cas d'évaporateurs à pompage purement capillaire.

Jiang et al. proposent une architecture de boucle plus classique dans laquelle la vapeur produite par l'évaporateur est condensée avant d'être raccordée à la ligne liquide [45] (figure 1.16). L'évaporateur, légèrement plus compact, a une architecture interne très similaire à celle présentée ci-dessus (c'est à dire un milieu poreux séparant l'écoulement liquide de la sortie vapeur). Similairement aux travaux exposés ci-dessus, deux modes de fonctionnement principaux (ébullition et évaporation au sein de la mèche poreuse) sont mis en évidence. Là aussi, les auteurs montrent l'apparition d'ébullition dans l'écoulement de liquide lorsque le débit apporté à l'évaporateur est réduit. Enfin, un phénomène d'hysteresis sur la température de paroi de l'évaporateur lorsque le flux appliqué est successivement augmenté et réduit est également mis en évidence mais la cause de celui-ci n'est pas discutée.

Plus récemment, des études supplémentaires sur cette configuration ont été publiées.

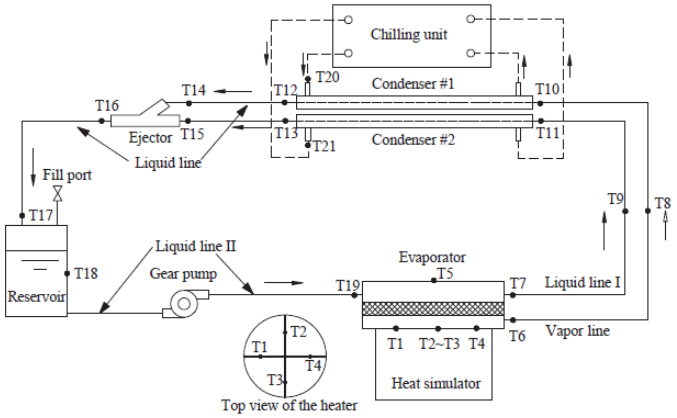

FIGURE 1.16 – Représentation schématique de l'évaporateur et de la boucle associée considérée par Jiang et al. [45]

L'impact du mode de remplissage sur le fonctionnement de la boucle [46] ainsi que la phase de démarrage de celle-ci [47] ont ainsi été investigués.

En pratique, à l'heure actuelle, la majeure partie des études semblent se concentrer sur la caractérisation de ce type d'évaporateur par voie expérimentale. Ainsi, seule une publication, très récente, vise à modéliser l'équilibre thermique et hydraulique de l'évaporateur développé par Crepinsek et Park. Dans celle-ci [48], Lee et Park développent deux modèles couplés (thermique et hydraulique) de l'ensemble de la boucle diphasique associée à l'évaporateur en régime permanent. Pour cela, une approche nodale est utilisée avec une discrétisation de la boucle en 9 nœuds. Les résultats du modèle, comparés à diverses mesures expérimentales montrent un bon accord modèle/expérience. En particulier, la répartition de pression au sein du système calculée par ce modèle s'avère capable de prédire la transition entre ébullition et évaporation sur les quelques points de fonctionnement présentés.

1.2.4 Bilan de l'étude bibliographique du contexte technologique

L'utilisation de l'ébullition convective dans un évaporateur, même si elle présente des performances thermiques intéressantes, nécessite d'assurer des écoulements diphasiques en milieu confiné sur toute la surface de chauffe. Cela implique alors une perte de charge induite conséquente ainsi qu'un titre vapeur en sortie faible. Autrement dit, il est nécessaire d'imposer un débit de liquide en entrée bien supérieur au débit de vaporisation. La puissance de pompage nécessaire au fonctionnement d'un tel système étant proportionnelle au produit du débit volumique imposé et de la perte de charge induite, ce mode de fonctionnement s'avère inadapté pour minimiser la puissance de pompage nécessaire au fonctionnement de l'échangeur. Par ailleurs, l'instabilité intrinsèque des écoulements liée au transfert par nucléation s'avère inconciliable avec l'objectif de contrôle du système considéré ici. Afin de permettre une séparation effective des phases liquide et vapeur au sein de l'évaporateur, il apparait alors nécessaire de vaporiser complètement le débit liquide fourni à celui-ci. Néanmoins, cela implique un contrôle précis du débit traversant l'évaporateur en fonction du flux de chaleur appliqué. Par ailleurs, les rares

publications sur le sujet semblent indiquer que l'apparition d'ébullition est de toute manière inévitable avec l'augmentation du flux de chaleur.

Une solution relativement simple pour permettre la stabilisation de l'interface semble néanmoins exister : l'utilisation de deux sorties séparées, la première permettant d'extraire la vapeur générée tandis que la seconde doit assurer l'évacuation du liquide non vaporisé. La séparation des deux écoulements étant assurée par le maintien d'interfaces dans une structure capillaire dédiée. La pertinence de cette approche, bien qu'étant encore peu étudiée à l'heure actuelle, a été validée par plusieurs études expérimentales. Il apparait alors que l'utilisation de sorties séparées permette une stabilisation bien plus aisée des phases ainsi que l'obtention d'un fonctionnement de l'évaporateur moins sensible aux grandeurs d'entrée. En particulier, l'utilisation de pompage capillaire permet à l'évaporateur de prélever passivement la portion de l'écoulement liquide nécessaire à l'évacuation du flux de chaleur. Enfin l'écoulement confiné étant assuré par les forces capillaires, la puissance de pompage nécessaire au fonctionnement peut être sensiblement réduite. Néanmoins, la compréhension du fonctionnement de ces évaporateurs est encore limitée. Au niveau expérimental, la répartition des phases au sein de l'évaporateur est difficile à quantifier, en particulier du fait de l'absence de visualisations des écoulements internes. En ce qui concerne la modélisation de ces systèmes, la littérature est là aussi très incomplète.
Considérant le fort potentiel technologique de ce type d'évaporateur ainsi que la nécessité d'études scientifiques détaillées pour comprendre et modéliser la structuration des écoulements et les transferts associés, c'est ce type d'approche qui sera adoptée dans la suite de ce mémoire.

Dans cette optique, la dernière partie de ce chapitre a pour objectif de présenter les notions de base intervenant dans les écoulements diphasiques pilotés localement par les forces capillaires indispensables à la compréhension et à la modélisation de ce type de systèmes.

1.3 Éléments de physique liés aux transferts de chaleur par évaporation

Dans cette section, les phénomènes physiques de base intervenant au niveau d'une interface liquide/vapeur sont rappelés. Par la suite, les conséquences de l'application d'un flux de chaleur sur ce type d'interfaces sont détaillées. Enfin, les approches de modélisation des écoulements dans ce type de configuration sont présentés.

1.3.1 Physique de base au niveau des interfaces

1.3.1.1 Notion de tension de surface

Pour comprendre l'origine de la tension de surface, il est nécessaire de décrire l'interface liquide/vapeur au niveau moléculaire. Comme représentée en figure 1.17, une interface liquide/vapeur possède une épaisseur très faible mais non nulle au sein de laquelle la masse volumique du fluide varie de celle du liquide à celle de la vapeur. Ce très fort gradient est alors à l'origine d'interactions moléculaires non symétriques. En

effet, une molécule appartenant à cette interface est soumise à une interaction globale plus forte avec les molécules dans la direction du liquide qu'avec celles dans la direction de la vapeur.

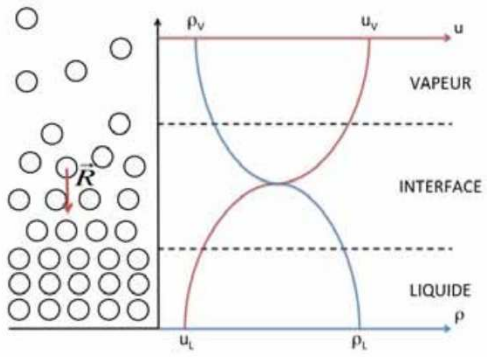

FIGURE 1.17 – Variation de la masse volumique au travers d'une interface, reproduit depuis [49]

Considérant ce schéma d'interactions moléculaires, l'augmentation de la taille d'une interface implique l'augmentation du nombre de molécules soumises à des interactions atomiques non symétriques, ce qui revient à devoir briser un certain nombre de liaisons moléculaires. D'un point de vue macroscopique cela se traduit par la nécessité d'apporter un travail mécanique δW pour étendre une interface selon la relation suivante [49] :

$$\delta W = \gamma dS \tag{1.1}$$

Le coefficient de proportionnalité γ est alors appelé tension superficielle. Celle-ci est caractéristique d'un fluide et de sa température.

1.3.1.2 Mouillabilité d'un fluide sur une paroi

Alors que la tension de surface est fixée par l'interaction entre les deux phases d'un fluide de part et d'autre d'une interface, l'équilibre d'une interface au voisinage d'une paroi est fortement influencé par l'interaction entre les deux phases fluides et la phase solide constituée par la paroi. Cette interaction est classiquement représentée par la relation de Young-Dupré qui exprime l'équilibre mécanique des trois interfaces (solide-liquide, liquide-vapeur, vapeur-liquide), α étant l'angle de mouillabilité apparent représenté en figure 1.18 :

$$\gamma_{sl} + \gamma_{lv} cos\alpha = \gamma_{sv} \tag{1.2}$$

D'un point de vue plus pratique, cela signifie que l'allure d'une interface au voisinage d'une paroi solide sera fortement influencée par le couple fluide/solide.

En réalité, l'angle de contact α défini par (1.2) n'est pas entièrement fixé par le couple fluide/solide, il est influencé par plusieurs autres facteurs tels que la vitesse de déplacement de l'interface sur la paroi et la nature des rugosités à la surface du solide. Une description plus détaillée de ces effets de mouillabilité pourra être trouvé par exemple dans la thèse de Mancio Reis [49].



FIGURE 1.18 – Fluide mouillant ($\alpha < \pi/2$, gauche) et non-mouillant ($\alpha > \pi/2$, droite) au voisinage d'une paroi, reproduit depuis [50]

1.3.1.3 Capillarité

Le phénomène de capillarité peut alors être vu comme la combinaison des deux précédents phénomènes : la tension de surface cherche à minimiser la superficie de l'interface, tandis que la mouillabilité du fluide sur la paroi tend à étendre le liquide le long de la paroi solide (si le fluide est mouillant) ou, au contraire, à minimiser la surface de contact liquide/solide (cas d'un fluide non mouillant). C'est alors l'équilibre entre ces deux effets qui contrôle la forme de l'interface liquide/vapeur.
Dans le cas d'un fluide mouillant dans un tube de faible diamètre, cet équilibre résulte en une interface de forme quasiment sphérique couramment appelée ménisque qui est représentée à titre d'exemple en figure 1.19 pour plusieurs tubes de diamètres différents.



FIGURE 1.19 – Ménisques observés dans des tubes capillaires de différentes dimensions, reproduit depuis [49]

1.3.1.4 Saut de pression capillaire

Une conséquence pratique de la déformation d'une interface liée aux forces capillaires est une différence de pression de part et d'autre de celle-ci. En effet, comme cela est représenté en figure 1.20, la courbure d'une interface induit une résultante de la force de tension superficielle non nulle. L'équilibre mécanique de l'interface impose alors l'existence de ce différentiel de pression, couramment appelé saut de pression capillaire.

L'écriture de l'équilibre entre les forces de pression et les forces de tension de surface de l'élément infinitésimal de surface dS de forme arbitraire représenté en figure 1.20 permet d'obtenir une relation simple entre ce saut de pression et la courbure locale de

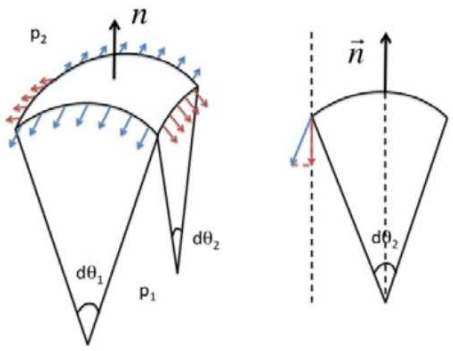

FIGURE 1.20 – Equilibre mécanique d'une interface quelconque, reproduit depuis [49]

l'interface. Cette relation, appelée loi de Laplace-Young permet de relier simplement le saut de pression de part et d'autre d'une interface à ses deux rayons de courbure R_1 et R_2 (voir par exemple Carey [51]) :

$$\Delta p_{cap} = \gamma(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}) \tag{1.3}$$

Concrètement, cette relation peut se résumer de la manière suivante : plus une interface est courbée, plus le saut de pression entre les deux cotés de l'interface est important. Dans le cas des tubes capillaires évoqués précédemment c'est ce qui explique la différence de niveau de liquide dans chacun des tubes : plus le tube est petit, plus l'interface devra se courber pour respecter l'équilibre tension de surface/mouillabilité. Par conséquent la dépression au sein du liquide sera la plus importante dans le tube le plus fin. L'équilibre de cette dépression assuré par les forces de gravité induit alors une montée du niveau de liquide (appelée hauteur de Jurin) d'autant plus importante que le tube est fin.

1.3.1.5 Pression de disjonction

Lorsque l'épaisseur δ d'un film liquide sur une paroi tend vers 0 (approximativement $\delta < 100nm$), la considération des seules forces capillaires n'est plus suffisante pour modéliser l'équilibre de l'interface. En effet, à ces échelles, les interactions de van der Waals entre le fluide et la paroi vont fortement influencer l'extension de l'interface (autrement dit, la forme de celle-ci) le long de la paroi solide. Pour un exposé détaillé de ce type d'interactions et de son influence sur l'épaisseur de films, la thèse de Mathieu [52] constitue une bonne référence. D'un point de vue macroscopique, dans le cas d'un fluide non polaire, la somme de ces forces moléculaires induit un champ de pression supplémentaire (la pression de disjonction) en fonction de la distance à la paroi x [53] :

$$p_d = \frac{H}{x^3} \tag{1.4}$$

H est appelée constante de Hamaker, elle dépend du couple fluide/solide et est positive dans le cas d'un fluide mouillant sur une paroi.
Dans le cas d'un fluide polaire (par exemple l'eau), cette expression générique n'est plus valable. Notamment, Khrustalev et Faghri [54] préconisent l'utilisation de l'expression suivante pour l'eau (R_g étant la constante spécifique de la vapeur considérée comme un gaz parfait) :

$$P_d = \rho_l R_g T_{sat}(1.5336 \times (\frac{x}{3.3})^{0.0243}) \tag{1.5}$$

1.3.2 Interface soumise à un flux de chaleur

1.3.2.1 Pompage thermocapillaire

Le phénomène de pompage capillaire permettant le fonctionnement de certains des systèmes diphasiques évoqués précédemment peut alors être mis en évidence dans le cas particulier d'un tube capillaire rempli de liquide (figure 1.21). Le liquide est supposé mouillant sur la surface avec un angle de mouillabilité apparent $0 \leqslant \alpha_0 < \pi/2$. Contrairement au cas du contact entre un fluide et une paroi continue évoquée précedemment, l'angle de contact apparent n'est plus fixé à α_0 mais peut prendre n'importe quelle valeur intermédiaire dans l'intervalle $[\alpha_0; \pi/2]$ en raison de la singularité géometrique que constitue l'extrémité du tube [55].
Considérons alors que le fluide est initialement en quantité suffisante dans le tube pour induire une interface plane, autrement dit $\alpha = \pi/2$ (figure 1.21 situation 1). Si un flux de chaleur est par la suite appliqué à l'extrémité de ce tube, un débit d'évaporation va apparaitre au niveau de l'interface, par conséquent la quantité de liquide dans le tube va diminuer, induisant un creusement de l'interface (figure 1.21 situation 2). Cependant, d'après l'équation de Young-Laplace, cette courbure de l'interface va induire une dépression dans la phase liquide et par conséquent une aspiration de liquide le long du tube vers l'interface. Ces deux débits (évaporation et aspiration liquide) vont permettre d'atteindre un état permanent dans lequel l'aspiration capillaire compense exactement les pertes de liquide par évaporation. L'existence de cet équilibre n'est néanmoins possible que pour un flux d'évaporation inférieur à un flux critique induisant la courbure maximale du ménisque (figure 1.21 situation 3). Si le flux appliqué dépasse cette valeur, le débit d'aspiration capillaire ne sera plus en mesure de compenser les pertes par évaporation et le ménisque va se décrocher de la singularité jusqu'à éventuellement atteindre un nouvel équilibre plus en amont de cette position (figure 1.21 situation 4). On parle alors de limite capillaire, celle-ci constituant une des principales limites de fonctionnement des caloducs et boucles diphasiques à pompage capillaire.

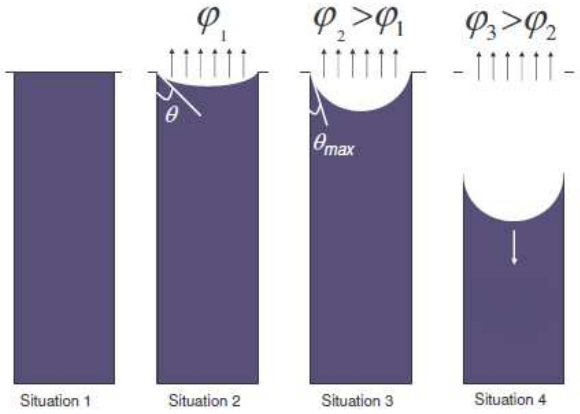

FIGURE 1.21 – Pompage capillaire dans un tube soumis à un flux de chaleur croissant [55]

1.3.2.2 Résistance thermique d'interface

De même que pour la tension de surface, il est utile de redescendre au niveau moléculaire pour comprendre l'origine de cette résistance thermique : proche de l'interface liquide/vapeur, sur un intervalle de temps donné, un certain nombre de molécules vont traverser l'interface du fait de leur agitation. Elles vont donc quitter la phase liquide. De même, certaines des molécules de la phase vapeur vont traverser l'interface dans le sens inverse et rejoindre la phase liquide. Ainsi, dire d'une interface qu'elle est à l'équilibre thermodynamique (d'un point de vue macroscopique, aux conditions de saturation (T_{sat}, P_{sat})) revient à dire que ces deux débits de molécules à travers l'interface se compensent exactement. Par conséquent, pour obtenir un débit d'évaporation macroscopique non nul, il est nécessaire de rompre cet équilibre en imposant une température du liquide immédiatement sous l'interface $T_{l,int} > T_{sat}$. D'un point de vue microscopique, cela revient à augmenter l'agitation moléculaire de la phase liquide pour augmenter la fraction de molécules traversant l'interface du liquide vers la vapeur. D'après Schrage [56], le flux de masse G_{evap}, c'est à dire le débit d'évaporation ramené à la surface, peut alors s'exprimer :

$$G_{evap} = \frac{2\epsilon}{2-\epsilon} \times \sqrt{\frac{M}{2\pi R_g T_{sat}}} \times \frac{h_{lv}\rho_l\rho_v}{T_{sat}(\rho_l - \rho_v)} \times (T_{l,int} - T_{sat}) \tag{1.6}$$

σ étant une grandeur sans unité appelée coefficient d'accommodation dont la valeur dépend du fluide. T_{sat} est ici la température de saturation du fluide à la pression considérée. Il est alors possible d'évaluer un coefficient d'échange lié à l'interface en se basant sur l'écriture du débit d'évaporation en fonction du flux de chaleur appliqué :

$$h_{int} = \frac{\varphi}{T_{l,int} - T_{sat}} = \frac{G_{evap}h_{lv}}{T_{l,int} - T_{sat}} \tag{1.7}$$

Enfin, une manière simple d'évaluer l'impact de cette résistance est de la ramener à une épaisseur de liquide équivalente [52] :

$$\delta_{int} = \frac{\lambda_l}{h_{int}} \tag{1.8}$$

Comme indiqué en table 1.1 pour quelques fluides usuels dans le cas d'un coefficient d'accomodation $\sigma = 1$, la valeur de cette épaisseur équivalente reste de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres.

Fluide	HFE7000	Ethanol	Eau
h_{int} $[W.m^{-2}.K^{-1}]$	4.0×10^6	1.1×10^7	1.4×10^7
δ_{int} $[nm]$	17.7	14.5	42.4

TABLE 1.1 – Valeur du coefficient d'échange associé à l'interface et de l'épaisseur de liquide équivalente aux conditions de saturation à $P = 1$ *bar* pour différents fluides

Dans la pratique, la valeur du coefficient d'échange d'interface est fortement dépendante de la valeur du coefficient d'accomodation. La détermination précise de celui-ci semble à l'heure actuelle difficile. Il est néanmoins possible de trouver quelques bases

de données expérimentales dans la littérature, par exemple celle proposée par Paul [57]. L'auteur met alors en évidence des valeurs mesurées de coefficients d'accommodation fortement dépendantes du fluide : celle-ci est notamment de l'ordre de 0.03 pour l'éthanol et égale à 1 pour le tétrachlorométhane. Un tel écart induit une division par un facteur de l'ordre de 67 sur la valeur de h_{int}, la détermination de ce coefficient apparait donc critique à la modélisation des transferts au niveau de films liquides minces.

1.3.2.3 Grandeurs caractéristiques associées

D'après Kandlikar [58], 5 forces entrent en jeu au niveau d'une interface soumise à des flux de chaleur et de masse :

— la force de gravité,

— les forces de frottement visqueux,

— les forces inertielles des phases liquide et vapeur,

— les forces de tension de surface,

— le saut de quantité de mouvement à l'interface.

Considérant les dimensions caractéristiques mises en jeu au niveau d'une structure capillaire, l'effet de la gravité peut très souvent être négligé. Afin d'évaluer l'importance relative des 4 forces restantes, l'auteur recommande l'utilisation des nombres adimensionnés suivants :

$$Ca = \frac{viscosité}{capillarité} = \frac{\mu G}{\rho\sigma} \quad (nombre\ capillaire) \tag{1.9}$$

$$We = \frac{inertie\ des\ phases}{capillarité} = \frac{G^2 L_c}{\rho\sigma} \quad (nombre\ de\ Weber) \tag{1.10}$$

$$K_1 = \frac{inertie\ d'évaporation}{inertie\ des\ phases} = \frac{\varphi}{G h_{lv}} \tag{1.11}$$

L_c étant une longueur caractéristique de l'interface. G est le débit surfacique défini comme étant le rapport entre le débit de fluide et la section de passage correspondante ($G = \frac{\dot{m}}{A}$) et φ la densité de flux de chaleur appliquée. Ces trois nombres permettent alors de quantifier tous les rapports entres les 4 forces pilotant les transferts et les interfaces aux micro-échelles :

	Inertie	Capillarité	Evaporation	Viscosité
Inertie	1	We	$1/K_1$	We/Ca
Capillarité	$1/We$	1	$1/WeK_1$	$1/Ca$
Evaporation	K_1	K_1We	1	K_1We/Ca
Viscosité	Ca/We	Ca	Ca/K_1We	1

Table 1.2 – Quantifications des rapports entre les forces en jeu à l'aide de 3 nombres adimensionnés

1.3.2.4 Limite d'ébullition

Dans cette section, seuls les phénomènes liés à l'évaporation d'un film de liquide maintenu sur une paroi chauffée par les forces capillaires ont été évoqués. Néanmoins cette situation présuppose l'absence de nucléation sur la paroi chauffée. En pratique, au-delà d'une certaine surchauffe de paroi, l'apparition de nucléation est inévitable. Dans le cas d'un système diphasique à pompage capillaire, cette génération de vapeur au niveau de la paroi aura alors tendance à perturber l'équilibre de l'interface assurant le pompage capillaire, ce qui peut éventuellement rompre l'alimentation en liquide de l'évaporateur et induire l'assèchement de celui-ci : on parle alors de limite d'ébullition. Pour évaluer celle-ci, il est possible d'évaluer la surchauffe de paroi induisant la déstabilisation d'un embryon de vapeur préexistant caractérisé par son rayon R_b. En considérant la vapeur comme un gaz parfait et en linéarisant la relation de Clausius-Clapeyron, et donc en supposant des écarts de température suffisament faible, on peut montrer que la surchauffe de paroi critique ΔT_{crit} induisant l'apparition de nucléation s'écrit [59] :

$$\Delta T_{crit} = T_{paroi} - T_{sat} = \frac{T_{sat}}{h_{lv}\rho_v} \times \frac{2\gamma}{R_b} \tag{1.12}$$

Il est ainsi nécessaire de connaitre le rayon R_b pour pouvoir estimer cette surchauffe critique. On considère généralement que les embryons de vapeur sont initialement piégés dans certaines rugosités de la paroi, il est donc nécessaire de connaitre les dimensions de ces rugosités pour pouvoir estimer correctement cette limite d'ébullition [60].

1.3.2.5 Modélisation d'un écoulement de liquide le long d'une structure capillaire soumise à un flux de chaleur

Considérant ici un écoulement assuré par les seules forces capillaires, l'équilibre hydraulique est permis par la courbure progressive de l'interface. Autrement dit, la perte de pression induite par l'écoulement est compensée en tout point par la courbure de l'interface :

$$\frac{dp_l}{dx}(x) = \frac{d}{dx}(\Delta p_{cap}) = \frac{d}{dx}\left(\sigma(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2})\right) \tag{1.13}$$

De nombreux modèles, (cf. par exemple la thèse de Lips [61], ont alors été développés pour évaluer la courbure du ménisque le long de l'écoulement en fonction du flux appliqué. Ceci permet alors, entre autres, d'estimer la limite capillaire du système considéré.

Dans ce type de modélisation, l'existence d'un flux de vaporisation le long de l'écoulement se traduit par une diminution progressive du débit dans la zone d'évaporation. On considère alors généralement un flux d'évaporation homogène induisant une diminution linéaire du débit de liquide traversant la structure capillaire [50]. Néanmoins, certains modèles plus détaillées, prenant en compte une éventuelle inhomogénéité du flux liée à la conduction dans la paroi peuvent également être trouvés dans la littérature [62,63]. Ceux-ci seront présentés plus en détail dans la suite de ce mémoire.

1.4 Conclusion du chapitre

L'étude de l'état de l'art technologique associé à la problématique applicative considérée ici (le refroidissement de multiples composants dissipatifs de faible surface) a montré la nécessité de mettre au point un évaporateur compact pouvant s'intégrer dans une boucle fluide diphasique. Par conséquent, ce composant doit pouvoir s'adapter à une source de pompage externe quelconque et l'écoulement d'évaporation doit donc être décorrélé autant que possible du débit total circulant dans la boucle fluide.

Il reste néanmoins possible d'utiliser les forces capillaires pour à la fois générer l'écoulement d'évaporation sur la surface chauffée et contrôler l'interface liquide/vapeur. Cependant, les évaporateurs à alimentation directe (généralement basés sur l'utilisation d'ébullition convective en micro-canaux) fréquemment rencontrés dans la littérature, ne semblent pas permettre de réelle séparation des phases liquide et vapeur. Au contraire, une configuration d'évaporateur alternative, dans laquelle deux sorties séparées pour le liquide et la vapeur sont mises en place, apparait bien plus pertinente. En effet, l'utilisation de pompage capillaire local pour prélever une portion du liquide traversant l'évaporateur semble permettre d'assurer la même stabilité de l'interface que celle couramment observée dans un évaporateur à pompage capillaire. Néanmoins, à notre connaissance, la compréhension des phénomènes hydrauliques et thermiques particuliers associés à cette architecture particulière reste limitée à l'heure actuelle, faute d'études expérimentales et théoriques poussées. Considérant par ailleurs que les principes physiques fondamentaux présentés dans la dernière partie de ce chapitre, bien connus et couramment considérés lors de la mise en oeuvre de solutions diphasiques classiques, restent applicables dans la configuration considérée ici, il apparait a priori possible d'envisager une étude approfondie de ce type de composant diphasique.

Cette étude fait l'objet de ce mémoire. En particulier, on cherchera ici à investiguer les conditions régissant l'extension et la stabilisation de films liquide par pompage capillaire lorsque l'approvisionnement en liquide de ces films est assuré par une source externe indépendante. Ce travail se basera initialement sur l'analyse expérimentale d'un évaporateur spécifiquement développé dans cette optique. Il sera alors possible de mettre en place une modélisation du fonctionnement de ce type d'évaporateur permettant, dans un premier temps, une quantification plus précise des observations faites au niveau expérimental et, dans un deuxième temps, de franchir une première étape vers l'optimisation de ces composants et leur intégration dans un système de refroidissement réel.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Sommaire

2.1 Concept d'alimentation locale par distributeurs 32
2.2 Design et caractérisation des structures capillaires testées 34
2.2.1 Rappel bibliographique sur le phénomène d'imbibition capillaire 34
2.2.2 Structures capillaires testées 35
2.2.3 Modèles d'imbibition utilisés 35
2.2.3.1 Milieux poreux 35
2.2.3.2 Paroi micro-rainurée 36
2.2.4 Protocole expérimental pour les tests de montée capillaire . . 37
2.2.4.1 Banc de montée capillaire 37
2.2.4.2 Traitement des images infrarouges 38
2.2.5 Analyse des résultats et comparaison aux modèles d'imbibition 38
2.2.5.1 Cas de validation 38
2.2.5.2 Application aux réseaux de micro-canaux en parallèle 41
2.2.5.3 Application aux micro-fibres frittées 43
2.2.6 Conception initiale de structures capillaires pour évaporateur 45
2.2.6.1 Choix du fluide 46
2.2.6.2 Arrangement parallèle de micro-canaux 47
2.2.6.3 Estimation des performances hydrauliques du dépôt de micro-fibres frittées 50
2.3 Prototype d'évaporateur à alimentation hybride 51
2.3.1 Réalisation d'un prototype de laboratoire 51
2.3.2 Système hydraulique associé à l'évaporateur 54
2.4 Banc de tests pour évaporateur hybride 55
2.4.1 Présentation globale du banc 56
2.4.2 Présentation détaillée de chaque élément du banc 57
2.4.2.1 Pompe volumétrique 57
2.4.2.2 Filtre 57
2.4.2.3 Réchauffeur 58
2.4.2.4 Condenseur 58
2.4.2.5 Réservoir thermostaté 58
2.4.2.6 Système de visualisation 58

2.4.2.7 Application de puissance à l'évaporateur 59
2.4.3 Instrumentation du banc de tests 59
2.4.3.1 Thermocouples 59
2.4.3.2 Débitmètre 60
2.4.3.3 Capteurs de pression 60
2.4.4 Acquisition des données 61
2.4.4.1 Chaine de mesure 61
2.4.4.2 Incertitudes de mesure associées 62
2.5 Procédures expérimentales particulières 63
2.5.1 Dégazage du fluide et remplissage de la boucle 63
2.5.2 Mesures de la pression de saturation du fluide 64
2.5.3 Mesure des pertes vers l'ambiance 64
2.6 Acquisition des données expérimentales 65
2.6.1 Contrôle des paramètres 65
2.6.1.1 Flux de chaleur appliqué 65
2.6.1.2 Sous-refroidissement en entrée 65
2.6.1.3 Débit fourni à l'évaporateur 66
2.6.1.4 Pertes de charge totales 66
2.6.2 Protocole expérimental 66
2.7 Conclusion du chapitre 67

Comme cela a été mis en évidence dans le chapitre précédent, le principe de l'alimentation hybride doit permettre une décorrélation entre les performances thermiques et les performances hydrauliques de l'évaporateur ainsi qu'une stabilisation du fonctionnement de celui-ci. Le présent chapitre a alors pour objectif de présenter les moyens mis en oeuvre pour mettre en pratique ce concept, depuis la méthode de séparation des écoulements liquide/vapeur particulière mise au point (et du choix de structures capillaire adaptées à cette configuration) jusqu'à la réalisation d'un prototype d'évaporateur et du banc expérimental associé.

2.1 Concept d'alimentation locale par distributeurs

Les évaporateurs à alimentation hybride de la littérature sont basés sur l'utilisation d'un milieu poreux "épais" assurant aussi bien la séparation des phases liquide et vapeur que la stabilisation de l'interface [43–47]. Cette architecture présente l'avantage d'être réalisable par des procédés similaires à ceux développés pour un évaporateur capillaire classique. En contrepartie, celle-ci implique la présence d'une couche asséchée entre l'interface liquide/vapeur et la source chaude et donc d'une résistance thermique supplémentaire s'opposant à l'intensification des transferts. Par ailleurs, de par sa conception, seule une mèche poreuse peut-être utilisée.
Considérant ceci, une conception d'évaporateur à alimentation hybride alternative a été développée, celle-ci permettant de s'affranchir des inconvénients évoqués ci-dessus. Dans les faits, comme cela est représenté schématiquement en vue de dessus sur la figure 2.1 et selon deux vues en coupe en figure 2.2, la séparation de l'écoulement liquide principal

de l'écoulement de vaporisation est assurée à l'aide de conduites de liquide (les distributeurs) directement mises en contact avec une structure capillaire plane quelconque. Cette structure capillaire aura alors pour rôle de prélever, par pompage capillaire local, une portion du débit liquide circulant dans le distributeur via une rainure usinée dans la partie inférieure de celui-ci. La vapeur générée par la vaporisation du fluide dans la structure capillaire est alors extraite de l'évaporateur via une conduite de sortie dédiée.

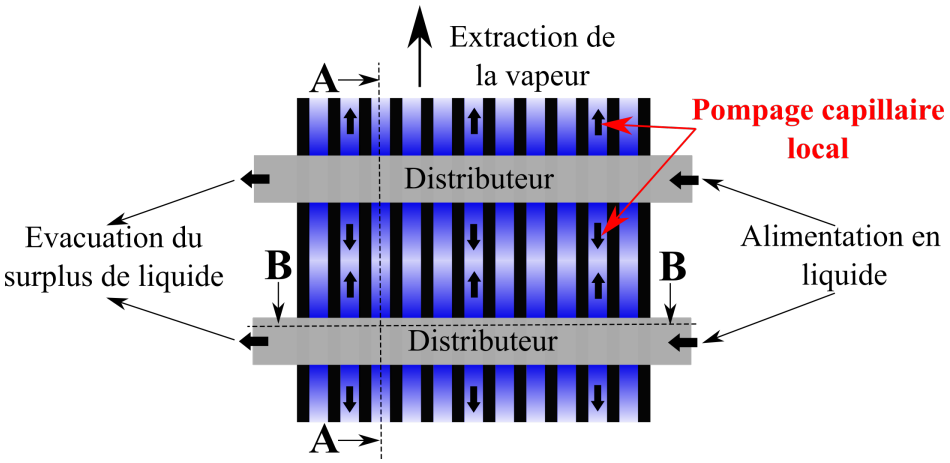

FIGURE 2.1 – Schéma de principe de l'alimentation par distributeurs, vue de dessus

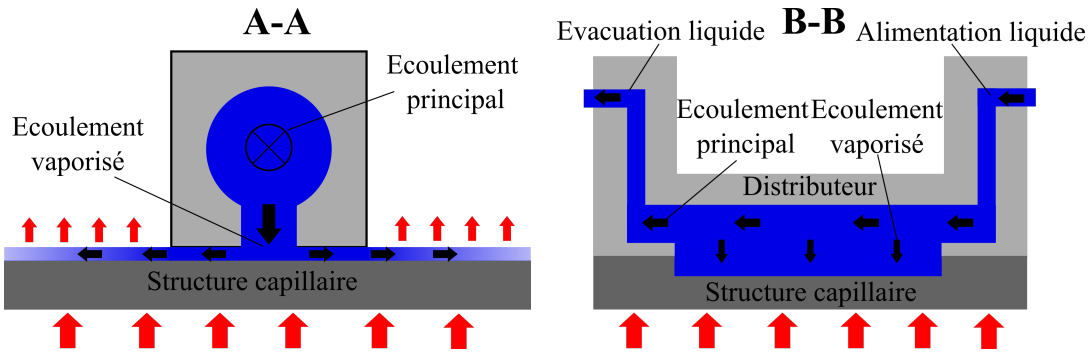

FIGURE 2.2 – Schéma de principe de l'alimentation par distributeurs, vue en coupe transversale (gauche) et longitudinale (droite)

Dans cette configuration, le liquide est étalé directement au contact de la source chaude dans une structure capillaire pouvant aussi bien être déstructurée (par exemple, un empilement de fibres frittées) que structurée (par exemple, un agencement de microcanaux perpendiculaires à l'écoulement et parallèles entre eux). Il est ainsi possible de choisir et donc d'optimiser très librement la structure poreuse choisie.
Les structures capillaires choisies pour assurer le pompage capillaire local du liquide fourni par les distributeurs sont présentées, caractérisées et dimensionnées dans la section suivante.

2.2 Design et caractérisation des structures capillaires testées

Dans cette section, on cherche à évaluer la capacité de diverses micro-structures à assurer un écoulement par pompage capillaire. Pour cela, le phénomène d'imbibition capillaire (autrement dit la phase transitoire durant laquelle la phase liquide pénètre la structure capillaire) à travers celles-ci est caractérisé. En effet, même si ce type de configuration ne met pas en jeu de changement de phase du fluide, l'écoulement y est régi par la même compétition entre frottements visqueux et forces capillaires que celle pilotant le fonctionnement d'un évaporateur capillaire.

Considérant ceci, un bref rappel théorique du phénomène d'imbibition capillaire ainsi que quelques approches de modélisation de celui-ci issues de la littérature sont tout d'abord présentés. Par la suite, le montage expérimental visant à mettre en œuvre ce phénomène pour caractériser l'écoulement dans les structures capillaires considérées est présenté et les résultats obtenus avec celui-ci sont discutés. Enfin, un modèle simplifié de limite capillaire mettant en œuvre ces modèles d'écoulement est utilisé pour estimer les géométries de structures adaptées à la problématique applicative présentée au chapitre 1.

2.2.1 Rappel bibliographique sur le phénomène d'imbibition capillaire

Le phénomène d'imbibition capillaire a initialement été décrit de manière théorique dans un cas simple (tube capillaire fermé) par Washburn [64]. Celui-ci suppose un écoulement quasi-statique et purement capillaro-visqueux. Autrement dit, à chaque instant la pression capillaire est supposée équilibrer exactement les pertes de charge visqueuses induites par l'écoulement sur la longueur d'imbibition. Par la suite, de nombreuses extensions de cette approche ont été proposées par différents auteurs : Holley et Faghri [65] ont adapté cette approche au cas de montées capillaires au travers de milieux poreux (dans leur cas, différents types de poudres frittées et papiers carbone) dans le but de mesurer les rayons de pores effectifs ainsi que leur perméabilité. Pour cela, les auteurs évaluent la cinétique de montée par une mesure de la variation de la masse du réservoir de fluide utilisé. Plus récemment, Deng et al. [66] ont montré la possibilité de suivi de l'interface par caméra infrarouge ainsi que celle d'une mesure directe des propriétés du poreux par un traitement des données expérimentales particulier qui sera détaillé dans le prochain paragraphe.

Dans le cas de surfaces poreuses structurées (par exemple des micro-canaux placés en parallèle ou bien des arrangements de micro-poteaux), la littérature est très vaste. Les travaux les plus anciens sur le sujet semblent être ceux de Bressler et Wyatt [67] qui étudient de manière théorique et expérimentale la montée d'un fluide le long de diverses surfaces rainurées. Par la suite, de nombreuses extensions de ces travaux ont été proposées [68–70].

L'objectif des prochaines sections est alors de mettre en place une méthode expérimentale de caractérisation de différentes structures capillaires, largement inspirée des travaux cités ci-dessus, permettant une première conception de celles-ci adaptée à l'architecture présentée en 2.1.

2.2.2 Structures capillaires testées

Dans le cadre de ce mémoire, des tests de montée capillaire sont effectués sur les deux types de structures capillaires qui seront utilisées sur le banc expérimental détaillé par la suite :

— des dépôts de micro-fibres de cuivre frittées fournis par la société CALYOS représentés en figure 2.3. Le diamètre des fibres est de l'ordre de quelques μm et leur longueur semble varier approximativement entre 2 et $10\mu m$;

— divers agencements en parallèle de micro-rainures ayant une profondeur de $85\mu m$ et une largeur variant entre 40 et 160 μm réalisées par photolithographie (résine AZ-40-XT, épaisseur $13\mu m$) et gravure plasma profonde (DRIE, procédé P1 BOSCH) au sein de la plate-forme RENATECH du LAAS-CNRS.

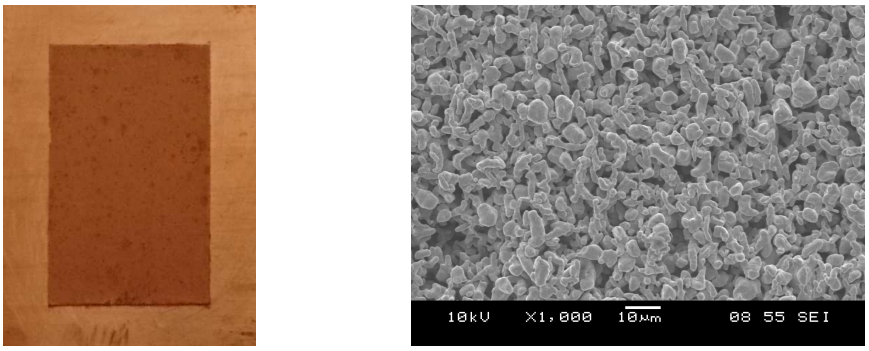

FIGURE 2.3 – Dépot de micro-fibre frittées fourni par la société CALYOS, vue globale (gauche) et visualisation des micro-fibres obtenue au microscope électronique à balayage (droite)

2.2.3 Modèles d'imbibition utilisés

2.2.3.1 Milieux poreux

La situation considérée ici est celle d'un milieu poreux que l'on suppose défini par une porosité η, une perméabilité K et un rayon de pore effectif r_p^{eff}. A l'instant $t = 0$, un écoulement de liquide selon l'axe z, induit par les forces de pompage capillaire et caractérisé par une vitesse $U_l(z,t)$ est initié à travers la section du milieu poreux. Le liquide est défini par sa viscosité μ_l, sa masse volumique ρ_l et sa tension de surface γ. Enfin, l'écoulement est supposé s'effectuer en sens opposé à la gravité (axe z vertical ascendant). Dans ces conditions, la loi de Darcy s'écrit :

$$\frac{\partial p}{\partial z}(z,t) = U_l(z,t) \times \frac{\mu_l}{K} + \rho_l g \tag{2.1}$$

Il est alors possible de montrer que la hauteur $H(t)$ de montée du liquide en fonction du temps obéit à la loi suivante [66] :

$$\left[\frac{2\gamma}{r_p^{eff}} ln(1 - \frac{\rho g r_p^{eff}}{2\gamma} H) + \rho_l g H\right] = -\frac{K\rho^2 g^2}{\eta \mu_l} \times t \tag{2.2}$$

En dérivant par rapport au temps l'équation 2.2, on aboutit à la formulation suivante :

$$\left[\frac{2\gamma}{r_p^{eff}}K\right] \times \frac{1}{H} - \rho_l g K = \mu_l \eta \frac{dH}{dt} \tag{2.3}$$

Enfin, en définissant les paramètres $X = \frac{1}{H}$ et $Y = \frac{dH}{dt}$ on aboutit à l'équation d'une droite :

$$Y = \left[\frac{2\gamma}{r_p^{eff}\mu_l\eta}K\right] \times X - \frac{\rho_l g K}{\mu_l \eta} = AX + B \tag{2.4}$$

Ainsi, il suffit d'obtenir les courbes expérimentales de montée capillaire sur un poreux de porosité η connue, de manière à, par interpolation linéaire entre les deux variables expérimentales X et Y, obtenir la valeur de la perméabilité K (via l'ordonnée à l'origine B de la droite) puis la valeur du rayon de pore effectif r_p^{eff} (via la pente A de la droite) :

$$K = -B \times \frac{\eta \mu_l}{\rho_l g}, \quad r_p^{eff} = \frac{2\gamma K}{A \mu_l \eta} \tag{2.5}$$

2.2.3.2 Paroi micro-rainurée

La structure capillaire considérée ici est constituée par un agencement en parallèle de micro-rainures rectangulaires caractérisées par une profondeur a et une largeur b conduisant à un diamètre hydraulique $D_h = \frac{4A}{P} = \frac{4ab}{2a+b}$. Dans le cas d'un écoulement s'effectuant en sens inverse de la gravité, la chute de pression induite par l'écoulement d'un fluide dans ce type de géométrie s'écrit :

$$\frac{\partial p}{\partial z}(z,t) = 2Po \times \mu_l \times \frac{U_l(z,t)}{D_h^2} + \rho_l g \tag{2.6}$$

Po est ici le nombre de Poiseuille. Celui-ci étant défini par rapport à une conduite fermée, il doit ici être estimé en considérant un canal fermé équivalent de largeur b et de hauteur $2a$ (autrement dit 2 rainures mises en regard l'une de l'autre). En définissant le rapport d'aspect minimal du canal $c_{min} = min(\frac{2a}{b}, \frac{b}{2a})$ et en négligeant l'impact de la courbure du ménisque sur la section de passage de l'écoulement, la relation suivante permet alors d'estimer la valeur de Po [61] :

$$Po = 24(1 - 1.3553c_{min} + 1.9467c_{min}^2 - 1.7012c_{min}^3 + 0.9564c_{min}^4 - 0.2537c_{min}^5) \tag{2.7}$$

De la même manière que dans le paragraphe précédent, il est possible de montrer que la hauteur de montée du liquide en fonction du temps $H(t)$ obéit à la loi suivante (on a ici négligé la courbure du ménisque dans le sens de l'écoulement, la longueur du canal étant très grande devant sa largeur) :

$$\left[\frac{2\gamma}{b} ln(1 - \frac{\rho_l g b}{2\gamma}H) + \rho_l g H\right] = -\frac{D_h^2 \rho_l^2 g^2}{2Po\mu_l} \times t \tag{2.8}$$

D'après l'équation (2.6), la connaissance du paramètre Po/D_h^2 permet de calculer les pertes de charge induites par l'écoulement. Par conséquent, celui-ci apparaissant directement dans le terme de droite de l'équation ci-dessus, il suffit d'effectuer une régression linéaire de la variation du terme de gauche avec le temps :

$$\left[\frac{2\gamma}{b}ln(1-\frac{\rho_l g b}{2\gamma}H)+\rho_l g H\right]=C\times t \tag{2.9}$$

La valeur de la pente C permet alors d'obtenir une mesure expérimentale du paramètre Po/D_h^2 selon :

$$\frac{Po}{D_h^2}=\frac{\rho_l^2 g^2}{2C\mu_l} \tag{2.10}$$

Finalement, la mesure de la cinétique de montée capillaire permet alors de valider les hypothèses faites pour établir l'équation 2.8 (en particulier la négligibilité des effets inertiels et l'évaluation des frottements visqueux en canaux de géométrie ouverte). Considérant ceci, un banc de test visant à déterminer des cinétiques de montées capillaires a été mis en place et fait l'objet de la section suivante.

2.2.4 Protocole expérimental pour les tests de montée capillaire

2.2.4.1 Banc de montée capillaire

Afin de pouvoir évaluer la cinétique d'imbibition au sein de diverses structures capillaires, une caméra infrarouge refroidie FLIR SC6000HS disposant d'un capteur InSb 640x512, d'une résolution de $18mK$ à $30°C$ et travaillant dans la bande 3-5 μm a été utilisée. En effet, suivant le type de poreux employé, le contraste entre partie imbibée et partie sèche n'est pas toujours suffisant pour permettre une détection en caméra visible. Au contraire, comme cela sera détaillé par la suite, le déplacement du front d'imbibition induit une variation brusque du signal capté par la caméra infrarouge en ce point. Pour effectuer les mesures, le milieu poreux est maintenu à hauteur fixe face à la caméra à l'aide d'un support dédié (figure 2.4). Un réservoir d'éthanol est par ailleurs placé sur une plate-forme réglable en hauteur. L'élévation de celle-ci permet alors d'initier l'écoulement d'imbibition en mettant en contact le réservoir d'éthanol avec la structure capillaire utilisée.

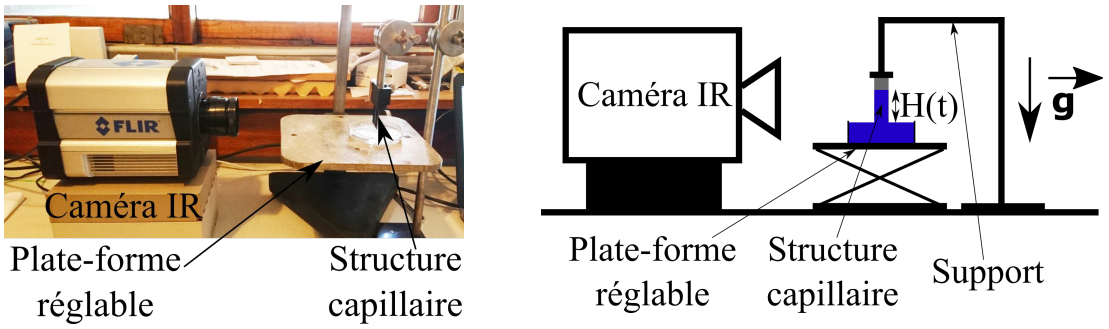

FIGURE 2.4 – Photographie et schéma du banc de tests mis en place pour les essais de montée capillaire

2.2.4.2 Traitement des images infrarouges

Les images obtenues pendant l'imbibition de la structure capillaire (résolution de l'ordre de $100\mu m/pixel$ et fréquence d'acquisition de 25 images par seconde) sont alors traitées selon le protocole suivant :

— Le numéro d'image correspondant au début de la montée capillaire ainsi que celui correspondant à la première image nette sont déterminés manuellement par visualisation directe des images IR. En effet la montée du réservoir d'éthanol induit de légères oscillations de l'image pendant une durée de l'ordre de la seconde après le début de la montée capillaire.

— L'image est restreinte à un rectangle correspondant à la structure capillaire ayant une largeur d'environ 100 pixels et une hauteur d'environ 300 pixels.

— La première image utilisable du film est soustraite à toutes les suivantes (figure 2.5).

— Chacune des images ainsi obtenues est moyennée sur la largeur de manière à obtenir un niveau de gris moyen uniquement fonction de la hauteur et du temps. Les courbes obtenues sont alors lissées par moyenne mobile sur 3 pixels selon l'axe vertical (figure 2.6, courbe de gauche).

— La dérivée de ces courbes selon l'axe vertical est alors calculée et lissée par moyenne mobile sur 17 pixels (figure 2.6, courbe de droite).

— Pour chacune des images traitées, la hauteur d'imbibition est alors définie comme correspondant au maximum (en valeur absolue) de la dérivée du niveau de gris moyen ; autrement dit il s'agit du point d'inflexion de la courbe représentant le niveau de gris moyen en fonction de l'altitude.

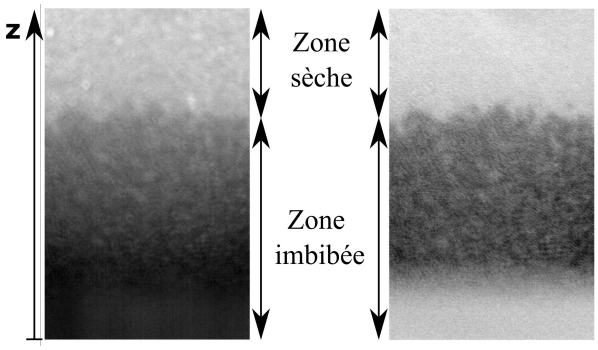

FIGURE 2.5 – Exemple d'une image infrarouge obtenue au cours d'une montée capillaire, avant (gauche) et après (droite) soustraction de l'image initiale

2.2.5 Analyse des résultats et comparaison aux modèles d'imbibition

2.2.5.1 Cas de validation

Dans un premier temps, afin de valider la méthode de suivi d'interface par visualisation infrarouge, des premiers tests de montée capillaire ont été menés sur deux milieux poreux constitués de billes frittées, de diamètres moyens approximatifs de 300 et $600\mu m$

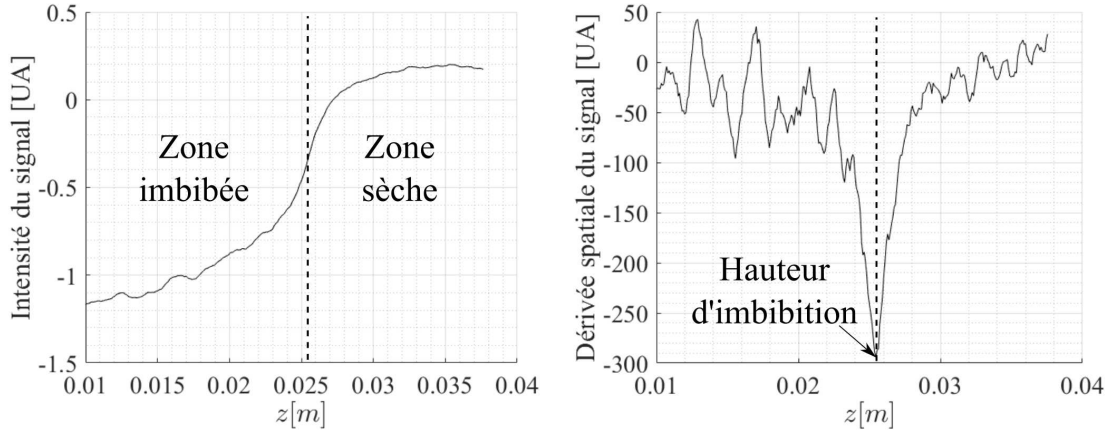

FIGURE 2.6 – Exemple de courbes moyennées obtenues au cours d'une montée capillaire, niveau de gris moyen (gauche) et dérivée du niveau de gris moyen (droite)

représentés en figure 2.7. En effet, les caractéristiques de ces milieux poreux peuvent être estimées indépendamment des mesures de montée capillaire :

— La densité du matériau solide constitutif du poreux (dans ce cas, un alliage cuivre/étain) n'étant pas connue avec précision, une pesée de l'échantillon avant et après remplissage de celui-ci par l'éthanol associée à une mesure du volume total de celui-ci permet d'estimer la porosité du milieu indépendamment de la densité du matériau selon la relation suivante :

$$\eta = \frac{M^{plein}_{echantillon} - M^{vide}_{echantillon}}{\rho_{ethanol} \times V_{echantillon}} \tag{2.11}$$

— Le rayon de pore r_p^{eff} peut être estimé par mesure de la hauteur de Jurin (hauteur de montée capillaire en régime permanent) :

$$r_p^{eff} = \frac{2\gamma_l}{(H_{jurin} \times \rho_l g)} \tag{2.12}$$

— La perméabilité K du milieu peut-être calculée par la relation de Kozeny-Karman, moyennant la connaissance de la porosité et du diamètre moyen des billes D_b :

$$K = \frac{D_b^2 \eta^3}{180(1-\eta)^2} \tag{2.13}$$

L'ensemble de ces grandeurs géométriques pour les deux milieux poreux testés est résumé en table 2.1.

Des tests de montée capillaire ont alors été effectués avec de l'éthanol sur chacun des deux poreux et les courbes $H(t)$ obtenues sont comparées aux courbes théoriques obtenues avec l'équation 2.2 en figure 2.8 (les propriétés physiques utilisées étant celles de l'éthanol à 20°C rappelées en table 2.2). La correspondance entre les courbes expérimentales et théoriques est très bonne, le traitement d'images permettant la détection de la hauteur imbibée permet donc bien de retrouver les résultats théoriques. Par ailleurs, sur cette même figure sont tracées les courbes de $\frac{dH}{dt}$ en fonction de $\frac{1}{H}$ correspondant à l'équation (2.4) ainsi que les droites de régression linéaire associées à ces données

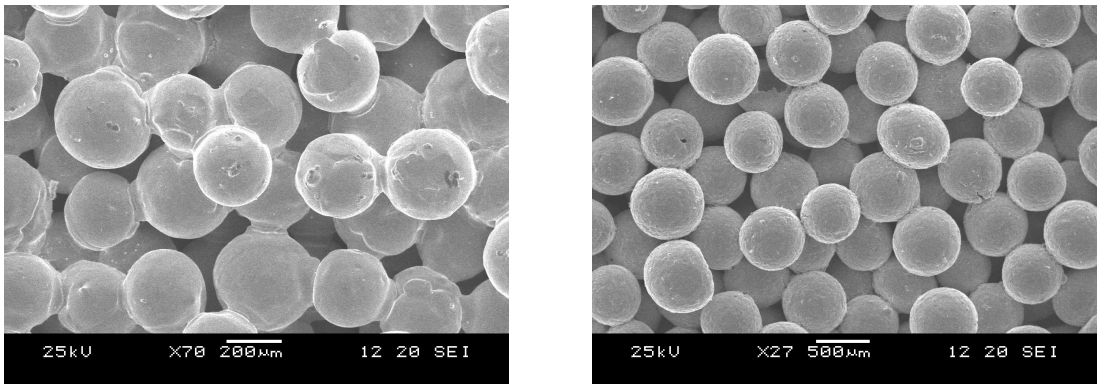

FIGURE 2.7 – Visualisations obtenues par microscopie électronique à balayage des deux milieux poreux utilisés dans le cas de validation, diamètres moyens des billes $300\mu m$ (gauche) et $600\mu m$ (droite)

	poreux 300 μm	poreux 600 μm
Porosité	0.328 ± 0.03	0.295 ± 0.03
$K[m^2]$	3.9×10^{-11}	1.03×10^{-10}
$r_p^{eff}[\mu m]$	117 ± 8	234 ± 21

TABLE 2.1 – Grandeurs caractéristiques calculées des deux milieux poreux de validation

Grandeur physique	Ethanol
ρ_l $[kg.m^{-3}]$	789
μ_l $[Pa.s]$	1.2×10^{-3}
γ $[N.m^{-1}]$	22×10^{-3}

TABLE 2.2 – Grandeurs thermophysiques de l'éthanol liquide à 20 °C

expérimentales et les droites théoriques (obtenues avec les valeurs détaillées dans la table 2.1). Les valeurs de perméabilité et de rayon de pore effectif déduites de la pente et de l'ordonnée à l'origine des droites de régression linéaire (équation (2.5)) sont alors comparées aux valeurs théoriques dans la table 2.3.

	poreux 300 μm	poreux 600 μm
$K(mesure)[m^2]$	5.34×10^{-11}	9.51×10^{-11}
$K(theorie)[m^2]$	4.40×10^{-11}	1.37×10^{-10}
Ecart relatif	21%	−31%
$r_p^{eff}(mesure)[\mu m]$	129	223
$r_p^{eff}(theorie)[\mu m]$	116	231
Ecart relatif	11%	−3%

TABLE 2.3 – Grandeurs caractéristiques mesurées des deux milieux poreux de validation et comparaison aux données expérimentales

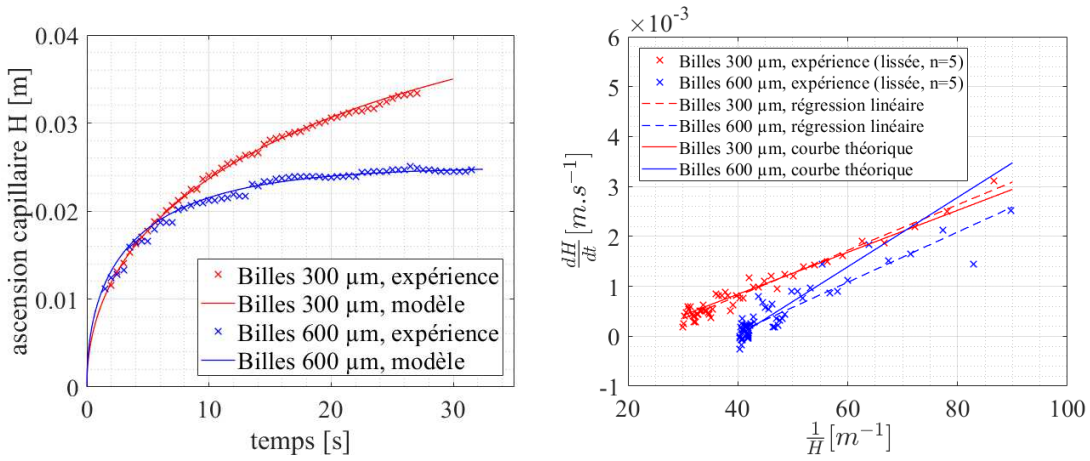

FIGURE 2.8 – Comparaison des données expérimentales au modèle d'imbibition pour les deux poreux à billes, courbes de montée capillaire (gauche), courbes correspondant à l'équation (2.4) (droite)

Ici les écarts entre les valeurs théoriques et mesurées semblent plus significatifs (notamment sur les valeurs de perméabilité), il semblerait que la forte dispersion expérimentale observée sur la courbe $\frac{dH}{dt}$ (moins visible en figure 2.8 du fait de la moyenne mobile appliquée) induise une erreur sur la régression linéaire de ces points. En particulier, dans le cas des billes de $600\mu m$, la majorité des points expérimentaux correspondent à une hauteur quasiment constante (induisant une variation de H entre chaque point de mesure difficilement quantifiable du fait de la résolution spatiale du dispositif). Par conséquent, l'évaluation de la dérivée $\frac{dH}{dt}$ apparait très imprécise et induit une régression linéaire (traits pointillés) éloignée de la courbe théorique (trait plein).
On s'assurera donc par la suite, dans les cas d'application de cette méthode, que les variations temporelles de la hauteur sont suffisamment grandes en regard de la résolution spatiale.

2.2.5.2 Application aux réseaux de micro-canaux en parallèle

Dans cette section, les montées capillaires obtenues sur trois agencements différents de micro-canaux en parallèle (réalisés par photolithographie et DRIE) sont détaillées. Ces micro-canaux sont caractérisés par trois paramètres a, b et d, représentés en figure 2.9, qui correspondent respectivement à la profondeur du canal, sa largeur et l'épaisseur de solide séparant deux canaux consécutifs. Les valeurs de ces trois paramètres pour chacun des échantillons testés sont reportées en table 2.4. Les largeurs des canaux et des murs ont été mesurées au microscope optique, tandis que la profondeur des rainures a été obtenue à en utilisant un profilomètre mécanique.

Des tests de montée capillaire ont alors été effectués sur ces trois échantillons. Les courbes $H(t)$ ainsi obtenues sont comparées aux courbes théoriques obtenues avec l'équation 2.8 en figure 2.10. Comme précédemment, les courbes de $\frac{dH}{dt}(\frac{1}{H})$ correspondant à l'équation (2.9) sont représentées sur cette même figure. Dans l'ensemble, le modèle s'avère capable de prédire correctement la cinétique de montée capillaire.

Les valeurs du paramètre géométrique $\frac{D_h^2}{Po}$ (déduites de l'equation 2.10) sont alors comparées aux valeurs théoriques en table 2.5, l'écart entre les valeurs mesurées et théo-

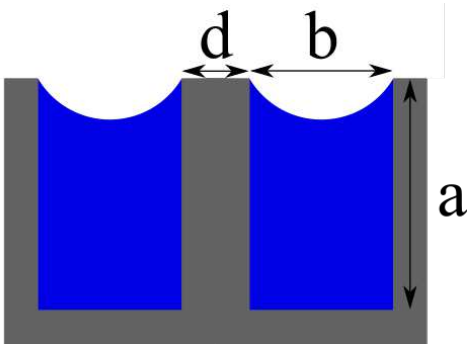

FIGURE 2.9 – Arrangement de micro-canaux considéré et grandeurs géométriques associées

	rainures I	rainures II	rainures III
a $[\mu m]$	85 ± 1	85 ± 1	85 ± 1
b $[\mu m]$	40 ± 1	53 ± 1	80 ± 1
d $[\mu m]$	16 ± 1	16 ± 1	16 ± 1

TABLE 2.4 – Dimensions caractéristiques des rainures utilisées pour les tests de montée capillaire

riques reste ici limité à environ 10%.

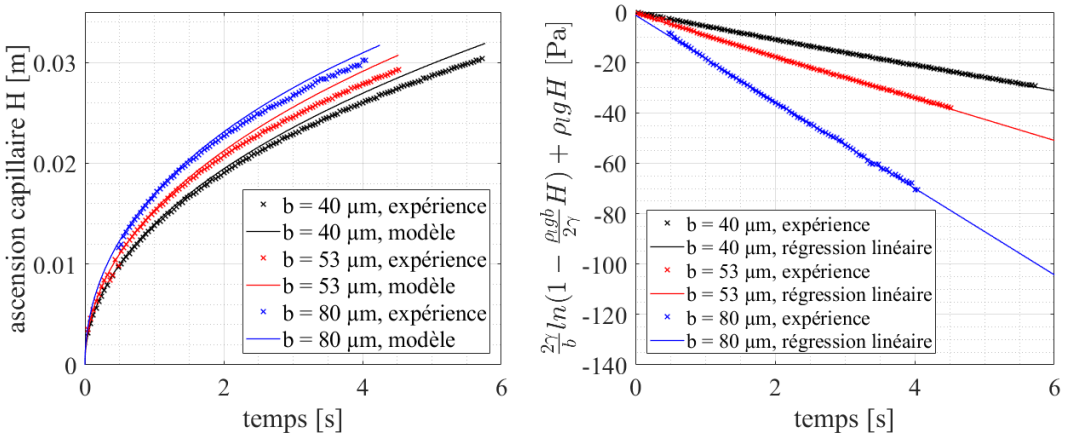

FIGURE 2.10 – Comparaison des données expérimentales au modèle d'imbibition pour les trois agencements de micro-canaux, courbes de montée capillaire (gauche), courbes correspondant à l'équation 2.9 (droite)

Il apparait ici que la hauteur de montée capillaire expérimentale s'écarte légèrement (de l'ordre de 5 à 10 %) du modèle après les premiers centimètres de montée. Une façon d'expliquer cet écart est d'évaluer le phénomène d'évaporation de l'alcool au cours de sa montée dans les rainures. Pour cela, le débit d'évaporation en régime permanent (lorsque l'intégralité des canaux est imbibée d'alcool) est estimé en mesurant, par pesée au cours du temps, le débit d'évaporation supplémentaire $\dot{m}_0^{evap}$ induit par la présence d'une plaque rainurée imbibée d'alcool sur une longueur invariante L_0. En supposant

	rainures I	rainures II	rainures III
$\frac{D_h^2}{P_g}$ (modèle) $[m^2]$	$2.27.10^{-10}$	$3.76.10^{-10}$	$7.51.10^{-10}$
$\frac{D_h^2}{P_g}$ (mesure)$[m^2]$	$2.05.10^{-10}$	$3.35.10^{-10}$	$6.88.10^{-10}$
Ecart-relatif	9.7%	10.9%	8.4%

TABLE 2.5 – Grandeurs caractéristiques mesurées des rainures utilisées pour les tests de montée capillaire

que le flux d'évaporation est proportionnel à la surface libre de l'interface liquide/gaz, il est possible d'estimer le débit d'évaporation en fonction de la hauteur de rainure imbibée H selon la formule suivante :

$$\dot{m}^{evap}(H) = \dot{m}_0^{evap} \times \frac{H}{L_0} \tag{2.14}$$

Une mesure du débit d'évaporation dans les conditions ambiantes a permis une estimation de ce débit à une valeur $\dot{m}_0^{evap} \approx 0.4\ mg/s$ Afin d'estimer qualitativement l'impact de l'évaporation "parasite" du fluide, il est alors possible d'estimer le ratio $R_{debit}(H)$ entre ce débit d'évaporation et le débit d'imbibition prédit par le modèle (N_c étant le nombre de canaux gravés sur l'échantillon) :

$$R_{debit}(H) = \frac{\dot{m}^{evap}(H(t))}{N_c} \times \left(\rho_l ab \frac{dH}{dt}(t)\right)^{-1} \tag{2.15}$$

L'évolution de ce ratio en fonction de la hauteur d'imbibition, représentée pour chacune des trois montées capillaires en figure 2.11, permet effectivement de confirmer que l'évaporation du fluide n'est plus négligeable passé les 2 premiers centimètres de montée capillaire, en particulier pour les rainures de 40 et $53\mu m$. Pour quantifier de manière plus précise ce phénomène, il serait possible de développer un modèle d'imbibition capillaire plus complet prenant en compte l'existence d'un flux d'évaporation le long de l'écoulement. Un tel modèle sortant du cadre de la validation expérimentale de loi de frottements visqueux en micro-rainures développée ici, son écriture et sa comparaison aux données expérimentales ne seront pas détaillées dans ce mémoire.

Considérant désormais que cette quantification du phénomène d'imbibition a permis de valider la modélisation du pompage capillaire sur les deux types de structures capillaires considérées, la prochaine section aura pour objectif d'appliquer cette modélisation à la conception d'une structure capillaire adaptée à la configuration avec évaporation présentée en 2.13.

2.2.5.3 Application aux micro-fibres frittées

Dans cette section, la mesure de montée capillaire est appliquée à un échantillon de micro-fibres frittées fourni par la société Calyos, réalisé selon le même procédé que le dépôt de fibres utilisé en tant que structure capillaire de l'évaporateur considéré par la suite. Le dépôt utilisé dans le cadre des tests de montée capillaire possède une épaisseur (mesurée au micromètre "palmer") variant entre 750 et $850\mu m$ selon sa surface.
Le matériau constitutif (cuivre) étant ici connu, la porosité de l'échantillon utilisé ici

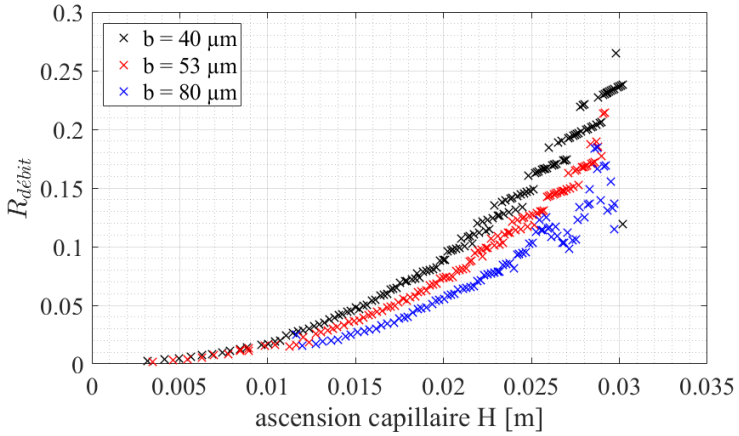

FIGURE 2.11 – Évolution du rapport entre le débit d'évaporation estimé et le débit liquide aspiré par la plaque rainurée pour les trois agencements de micro-canaux

est estimée à l'aide d'une pesée "à vide" de celui-ci. On estime tout d'abord la masse du poreux comme étant la masse totale de l'échantillon de laquelle on soustrait la masse du support en cuivre :

$$M_{poreux} = M_{tot} - M_{support} \tag{2.16}$$

La masse du support est estimée via une mesure de ses dimensions (la masse volumique du cuivre ρ_{Cu} étant connue). Enfin, une mesure du volume de dépôt poreux V_{poreux} permet d'en déduire la porosité selon :

$$\epsilon_{fibres} = 1 - \frac{M_{poreux}}{\rho_{Cu} \times V_{poreux}} \tag{2.17}$$

Dans le cas présent, cette mesure a permis d'estimer la porosité du dépôt à $\epsilon_{fibres} = 0.69 \pm 0.22$. La forte incertitude sur cette mesure est ici liée à la difficulté d'estimer précisément la masse du dépôt poreux (très faible devant la masse du support).

Un test de montée capillaire effectué sur cet échantillon a permis d'obtenir les courbes de montée capillaire et de régression linéaire représentées en figure 2.12. La courbe théorique de montée capillaire représentée sur cette figure étant ici obtenue à l'aide des paramètres K et r_p obtenus par la régression linéaire détaillée en 2.2.3.1.

Les valeurs des paramètres K et K/r_p^{eff} correspondant à cette régression sont données en table 2.6 pour trois valeurs de porosité correspondant à la valeur mesurée et aux bornes de l'intervalle d'incertitude de la mesure. Dans tous les cas, le rayon de pore mesuré (indépendant de la porosité d'après l'équation (2.5)), est égal à $r_p^{eff} = 58\mu m$.

	$\epsilon_{fibres} = 0.47$	$\epsilon_{fibres} = 0.69$	$\epsilon_{fibres} = 0.91$
$K[m^2]$	$1.2.10^{-12}$	$1.7.10^{-12}$	$2.2.10^{-12}$
$K/r_p^{eff}[m]$	$2.0.10^{-8}$	$2.9.10^{-8}$	$3.8.10^{-8}$

TABLE 2.6 – Grandeurs caractéristiques mesurées du dépôt de fibres fourni par la société CALYOS, $r_p^{eff} = 58\mu m$

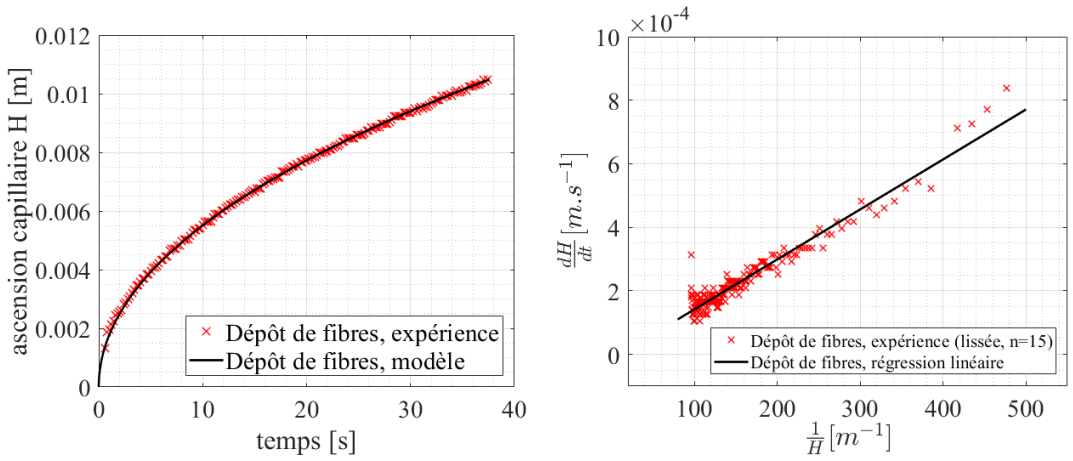

FIGURE 2.12 – Comparaison des données expérimentales au modèle d'imbibition pour le dépôt de micro-fibres, courbes de montée capillaire (gauche), courbes correspondant à l'équation (2.4) (droite)

A noter que les valeurs de perméabilité et de rayon de pore données ici apparaissent très incertaines. Par exemple, une modification de quelques secondes de l'intervalle de temps sur lequel est effectuée la régression linéaire peut faire varier les valeurs de ces paramètres d'un facteur 3, le ratio K/r_p restant toutefois constant à quelques % près. En pratique, dans cette configuration pour laquelle les effets gravitaires sont très faibles, puisque la hauteur de montée capillaire reste faible devant sa valeur théorique maximale (hauteur de Jurin), il apparait que seul le rapport K/r_p influe sensiblement sur la cinétique de montée capillaire prédite par le modèle. Autrement dit, il est possible d'interpoler correctement la courbe expérimentale avec des valeurs diverses de ces deux paramètres, du moment que le ratio K/r_p est contraint à la valeur mesurée ici.
Par conséquent, seul ce ratio sera supposé connu dans la suite de ce mémoire.

2.2.6 Conception initiale de structures capillaires pour évaporateur

Dans cette partie, seule une approche très simplifiée sera détaillée. Un modèle plus poussé et plus complet prenant en compte le fonctionnement et les phénomènes physiques observés par la suite sera détaillé au chapitre 4. Dans cette première approche, les hypothèses et les phénomènes attendus sont donc grandement simplifiés.

Dans le cas des micro-canaux, on cherchera à concevoir une géométrie de ceux-ci adaptée à l'objectif de dissipation thermique évoquée au chapitre 1. Dans le cas des micro-fibres frittées, la structuration du milieu poreux étant fixée par le procédé de fabrication, l'objectif sera limité à une estimation des capacités de pompage capillaire des milieux poreux à notre disposition qui permettra une première analyse globale des résultats expérimentaux détaillés par la suite. Contrairement à l'imbibition, il est ici nécessaire de prendre en compte la vaporisation du fluide le long de la structure capillaire. On considèrera une densité de flux homogène sur la surface d'évaporation. Autrement dit, le flux d'évaporation linéique (selon la direction de l'écoulement) est considéré constant, ce qui impose une décroissance linéaire du débit le long de la zone d'évaporation. La modélisation complète de l'évaporateur, détaillée dans la suite de ce

mémoire, permettra de vérifier le bien-fondé de cette hypothèse.

Étant donnée l'architecture particulière considérée dans laquelle une partie de la structure capillaire est recouverte par les distributeurs, cette zone d'évaporation ne représente qu'une partie de la surface de la structure capillaire. Par ailleurs, pour des raisons de symétrie de la distribution de liquide là aussi liée à l'architecture de distribution, il est possible de ne considérer qu'un quart de la structure capillaire (représentée schématiquement en figure 2.13). L'écoulement liquide le long de la structure capillaire, généré par le saut de pression capillaire Δp_{cap}, est ainsi séparé en deux parties :

— Une zone sans changement de phase (de $x = 0$ à $x = l_0$), dite de distribution, dans laquelle le débit est constant. Cette partie correspond à la zone recouverte par le distributeur.

— Une zone d'évaporation (de $x = l_0$ à $x = l_0 + l_1$) dans laquelle le débit diminue linéairement (du fait de la vaporisation progressive du fluide).

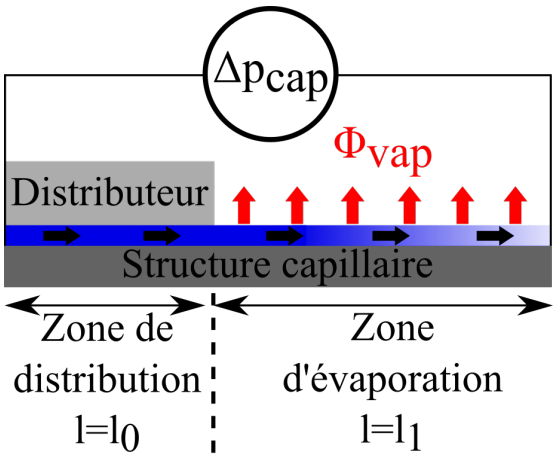

FIGURE 2.13 – Configuration de pompage capillaire considérée pour le choix de géometrie des structures capillaires

2.2.6.1 Choix du fluide

Dans le cadre de cette thèse, deux fluides sont considérés : le HFE7000 et l'éthanol. Leurs propriétés thermophysiques sont détaillées en annexe A. Le HFE7000, bien qu'ayant de mauvaises propriétés d'un point de vue des transferts diphasiques (en particulier à cause de ses faibles chaleur latente, conductivité thermique et tension de surface), possède l'avantage d'avoir une basse température de saturation (34 °C à 1 bar), permettant de limiter les pertes vers l'ambiance. Par ailleurs, il possède une bonne compatibilité chimique avec l'ensemble des éléments du dispositif expérimental détaillé par la suite. Enfin, ses mauvaises propriétés thermophysiques présentent néanmoins l'avantage d'induire des variations de débit (et donc des pertes de pression) suffisamment grandes pour être mesurées en regard de l'incertitude des capteurs.
Dans un deuxième temps, l'éthanol sera utilisé dans une optique de performance thermique et hydraulique (amélioration des coefficients d'échange et diminution des pertes de charge). En effet, celui-ci est a priori bien plus adapté à l'intensification des échanges en situation de pompage capillaire. Néanmoins, des problèmes de compatibilité chimique, détaillés dans le prochain chapitre, limiteront son utilisation.

2.2.6.2 Arrangement parallèle de micro-canaux

Pour ce type de configuration, le compromis de conception à considérer correspond aux contraintes suivantes :

— D'un point de vue de l'intensification des transferts, comme cela est mis en évidence au chapitre 1, la maximisation du coefficient d'échange induit par l'évaporation dans les micro-canaux passe par la maximisation du nombre de canaux par unité de largeur. Autrement dit, on cherchera à minimiser la largeur totale $b + d$ de chacun des micro-canaux ;

— D'un point de vue hydraulique, il est nécessaire de garantir une section d'écoulement du liquide dans le micro-canal suffisamment grande pour maintenir les pertes de pression générées le long de l'écoulement sous la pression capillaire maximale $\Delta p_{cap}^{max} = \frac{2\gamma}{b}$. Autrement dit il faut s'assurer que la section de passage du liquide $A_l = a \times b$ soit suffisante pour permettre l'écoulement du débit nécessaire à la dissipation du flux maximal imposé ;

— D'un point de vue mécanique, le silicium étant un matériau fragile, le rapport d'aspect des "murs" séparant les micro-canaux (c'est à dire le ratio a/d) doit être limité pour garantir la tenue mécanique de ceux-ci. Celle-ci étant très difficile à évaluer, une limitation de celui-ci à 5 a été choisie, cette valeur correspondant à une limite empirique indiquée par les services techniques de la salle blanche dans laquelle sont réalisés les micro-canaux.

Considérant ceci, l'objectif sera ici de développer une modélisation simple des pertes de charge visqueuses induites par l'écoulement capillaire dans la configuration de la figure 2.13. Il sera alors possible d'estimer une géométrie de micro-canal apte à permettre le pompage capillaire de films liquides sur la surface de l'évaporateur pour un flux appliqué à celui-ci de 50W tout en maximisant le nombre de canaux sur la surface d'échange. La pression capillaire induite par la courbure maximale du ménisque étant supposée compenser les pertes de charge induites dans la rainure Δp_r, on a (en négligeant la courbure longitudinale de l'interface) :

$$\Delta p_r = \frac{2\gamma}{b} \tag{2.18}$$

Par ailleurs, la perte de charge visqueuse induite le long de l'ensemble de la rainure s'écrit :

$$\Delta p_{rainures} = \int_{x=0}^{x=l_0} \frac{dp_{adia}}{dx}(x)dx + \int_{x=l_0}^{x=l_1} \frac{dp_{évap}}{dx}(x)dx \tag{2.19}$$

D'après l'équation 2.6, les termes $\frac{dp_{adia}}{dx}$ et $\frac{dp_{évap}}{dpx}$ peuvent s'écrire de la façon suivante :

$$\frac{dp_{adia}}{dx}(x) = 2Po \times \mu_l \times \frac{U_{l,adia}(x)}{D_h^2} \tag{2.20}$$

$$\frac{dp_{évap}}{dx}(x) = 2Po \times \mu_l \times \frac{U_{l,évap}(x)}{D_h^2} \tag{2.21}$$

Dans chacune de ces équations, le nombre de Poiseuille est évalué à l'aide de la relation 2.7, le diamètre hydraulique étant là aussi $D_h = \frac{4ab}{2a+b}$. Pour évaluer la vitesse liquide, on considère que le débit de liquide imposé par le flux d'évaporation Φ_{vap}, est

équitablement réparti dans chacune des 4 zones d'évaporation constituées chacune de N_r rainures. En zone adiabatique, la vitesse du liquide s'écrit donc :

$$U_{l,adia}(x) = U_l(0) = \frac{\Phi_{vap}}{4N_r \times l_v \rho_l ab} \tag{2.22}$$

En zone d'évaporation, comme indiqué précédemment, le débit est supposé décroitre linéairement depuis sa valeur maximale en $x = l_0$ jusqu'à zéro en $x = l_1$:

$$U_{l,évap}(x) = \frac{\Phi_{vap}}{4N_r \times l_v \rho_l ab} \times (\frac{l_1 - x}{l_1 - l_0}) \tag{2.23}$$

Par conséquent la perte de charge totale induite par l'écoulement en micro-canaux peut s'écrire, par intégration de la relation (2.19) :

$$\Delta p_r = \Phi_{vap} \times \frac{2\mu_l}{4N_r \rho_l l_v ab} \times \left[\frac{Po}{D_h^2} \times \frac{l_0 + l_1}{2}\right] \tag{2.24}$$

Considérant que l'on cherche à évaluer le flux maximal Φ_{vap}^{max} dissipable par l'évaporateur dans cette configuration simplifiée, c'est à dire celui induisant une perte de charge égale au saut de pression capillaire maximal (équation (2.18)) induit par la courbure du ménisque dans la rainure, l'expression (2.24) permet d'obtenir l'expression suivante de ce flux maximal :

$$\Phi_{vap}^{max} = \frac{2\gamma}{b} \times \frac{4N_r \rho_l l_v ab}{2\mu_l} \times \left[\frac{Po}{D_h^2} \times \frac{l_0 + l_1}{2}\right]^{-1} \tag{2.25}$$

Enfin, il ne reste plus qu'à évaluer le nombre de rainures N_r en fonction de la géométrie de celles-ci. Pour cela, la largeur L de l'échangeur étant fixée, le nombre de rainures pouvant être disposées en parallèle s'écrit :

$$N_r = \frac{L}{b + d} \tag{2.26}$$

Considérant la contrainte mécanique sur l'épaisseur $d = a/5$ mentionnée auparavant, cette contrainte géométrique peut se réécrire :

$$N_r = \frac{L}{b + 0.2a} \tag{2.27}$$

A priori, les paramètres géométriques a et b peuvent être choisis indépendamment. Néanmoins dans le cadre de cette approche simplifiée, il a été choisi de fixer le rapport d'aspect du canal à une valeur $a/b = 2$. Dans ce cas on obtient alors :

$$N_r = \frac{L}{1.4b} \tag{2.28}$$

En pratique, une valeur plus élevée de ce rapport d'aspect pourrait tout à fait être envisagée. Dans le cadre de cette première approche, se restreindre à un rapport d'aspect relativement faible permet de simplifier la conception et d'assurer la maitrise du procédé de gravure. La pertinence de ce choix en regard des résultats de cette modélisation sera néanmoins discutée par la suite.

En remplaçant le nombre de rainures N_r par son expression en fonction de b (éq. 2.28) et en regroupant les termes obtenus, on obtient alors l'expression finale du flux maximal en fonction de la largeur des rainures :

$$\Phi_{vap}^{max} = \frac{16\gamma\rho_l L l v D_h^2(b)}{1.4\mu_l Po(b)(l_0 + l_1)} \tag{2.29}$$

L'ensemble des paramètres géométriques de la rainure peuvent être exprimés en fonction de la largeur b et les longueurs $l_0 = 1.5mm$ et $l_1 = 3mm$ sont fixées par la géométrie de l'évaporateur détaillée par la suite. Il est donc possible, pour un fluide de caractéristiques données et une largeur d'évaporateur ici fixée à $L = 2\ cm$, de tracer le flux maximal dissipable par l'évaporateur Φ_{vap}^{max} en fonction de la seule largeur b de la rainure. Cette courbe est alors tracée en figure 2.14 pour les deux fluides utilisés par la suite (HFE7000 et éthanol). Comme prévu (étant donné les bien meilleures caractéristiques thermophysiques de l'éthanol en termes de pompage capillaire), le flux dissipable pour une même dimension de rainure est sensiblement supérieur avec de l'éthanol.

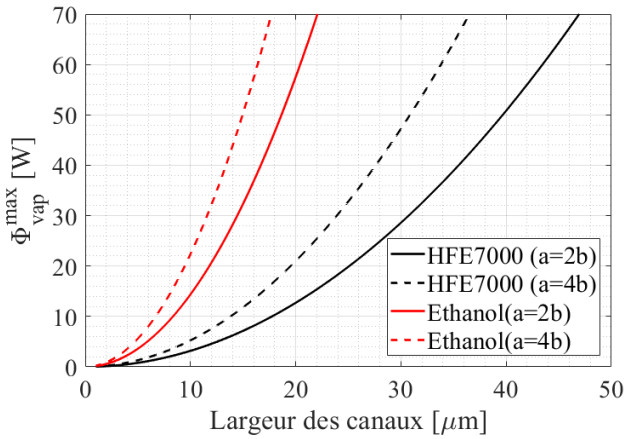

FIGURE 2.14 – Estimation du flux maximal dissipable via l'utilisation de micro-rainures en fonction de la largeur de celles-ci pour deux rapports d'aspects différents, $l_0 = 1.5mm$, $l_1 = 3mm$ et $L = 2\ cm$

Par ailleurs, il apparait qu'un rapport d'aspect plus élevé (ici $a/b = 4$) permet de réduire la largeur de rainure induisant $\Phi_{vap}^{max} = 50\ W$. Dans le cas du HFE7000, une largeur de rainure de l'ordre de $31\mu m$ est ainsi envisageable. Néanmoins la profondeur de rainure étant augmentée, l'épaisseur des murs doit l'être également (du fait de la contrainte mécanique $d = a/5$). Dans ce cas, on obtient alors $d = 24.8\mu m$ d'où une largeur totale de chaque rainure $b + d = 55.8\mu m$ très proche de celle obtenue avec un rapport d'aspect $a/b = 2$. Ainsi la multiplication par deux du rapport d'aspect ne permet pas d'augmenter sensiblement le nombre de rainures par unité de largeur. La détermination d'une valeur optimale du rapport d'aspect (permettant a priori un gain légèrement plus significatif sur la longueur $b + d$) reste néanmoins envisageable mais ne sera pas développée ici. Le rapport d'aspect est donc maintenu fixé à $a/b = 2$.

Considérant les relations géométriques maintenant fixées entre les trois paramètres de rainure a, b et d, ce calcul préliminaire permet d'aboutir à une estimation de géométrie de rainure adaptée, c'est à dire permettant d'évacuer 50W avec le plus grand nombre de rainures possible. Cette géométrie est alors détaillée en table 2.7 pour chacun des deux fluides considérés.

Fluide	HFE7000	éthanol
a $[\mu m]$	80	38
b $[\mu m]$	40	19
d $[\mu m]$	16	8

TABLE 2.7 – Géométries de rainures adaptées à l'évacuation d'un flux de 50W pour les deux fluides considérés, $a/b = 2$

Comme cela a été précisé en introduction de cette section, ce modèle, largement simplifié par rapport à la réalité du fonctionnement de l'évaporateur détaillé par la suite, ne peut être considéré que comme une estimation approchée des capacités de l'évaporateur. Considérant ceci, dans le cadre de cette thèse, on se limitera à la réalisation des micro-rainures adaptées au "cas pire" (fonctionnement au HFE7000). La caractérisation expérimentale détaillée du fonctionnement de l'évaporateur associé à cette structure capillaire fera alors l'objet du prochain chapitre. Cette analyse expérimentale permettra par la suite le développement d'une modélisation plus réaliste des limites de fonctionnement de l'évaporateur.

2.2.6.3 Estimation des performances hydrauliques du dépôt de micro-fibres frittées

Comme évoqué précédemment, la liberté de conception sur ce type de structure capillaire est très limitée par le procédé de fabrication. Dans le cas du dépôt de micro-fibres de cuivre utilisé ici, seule l'épaisseur moyenne du dépôt peut être choisie librement. Le compromis de conception est alors le suivant :

— D'un point de vue thermique, il apparait intéressant de minimiser l'épaisseur de celui-ci de manière à minimiser la résistance thermique de conduction que doit traverser le flux de chaleur pour atteindre l'interface.

— D'un point de vue hydraulique, il est au contraire avantageux de maximiser cette épaisseur afin d'induire une section de passage du fluide la plus grande possible.

Considérant cette problématique et la configuration de conception détaillée au paragraphe précédent, un modèle de limite capillaire adapté cette fois au dépôt de micro-fibres frittées fourni par la société CALYOS est développé afin de rechercher le meilleur compromis.
Le saut de pression capillaire maximal (ici induit par le rayon de pore effectif r_p de la structure capillaire : $\Delta p_{cap}^{max} = \frac{2\gamma}{r_p}$) compense les pertes de charge induites par l'écoulement dans le poreux :

$$\Delta p_{poreux} = \int_{x=0}^{x=L_0} \frac{dp_{adia}}{dx}(x)dx + \int_{x=L_0}^{x=L_1} \frac{dp_{évap}}{dx}(x)dx = \frac{2\gamma}{r_p} \tag{2.30}$$

D'après l'équation 2.1, les termes $\frac{dp_{adia}}{dx}$ et $\frac{dp_{évap}}{dx}$ peuvent s'écrire de la façon suivante :

$$\frac{dp_{adia}}{dx}(x) = \frac{\mu_l}{K} \times U_{l,adia}(x) \tag{2.31}$$

$$\frac{dp_{évap}}{dx}(x) = \frac{\mu_l}{K} \times U_{l,évap}(x) \tag{2.32}$$

Considérant l'épaisseur e du poreux et la largeur L de la zone de distribution, les vitesses d'écoulement $U_{l,adia}(x)$ et $U_{l,évap}(x)$ s'écrivent ici :

$$U_{l,adia}(x) = U_l(0) = \frac{\Phi_{vap}}{4l_v\rho_l Le} \tag{2.33}$$

$$U_{l,évap}(x) = \frac{\Phi_{vap}}{4l_v\rho_l Le} \times (\frac{l_1 - x}{l_1 - l_0}) \tag{2.34}$$

En suivant le même raisonnement que précédemment, l'intégration de (2.30) permet d'aboutir à l'expression suivante du flux de chaleur maximal gérable par le milieu poreux dans cette configuration :

$$\Phi_{vap}^{max} = \frac{16\gamma\rho_l Llv}{\mu_l(l_0 + l_1)} \times \frac{K}{r_p} \times e \tag{2.35}$$

Cette expression permet alors le tracé du flux maximal en fonction de l'épaisseur de la couche poreuse. Cette courbe est alors représentée en figure 2.15, pour les deux fluides considérés.

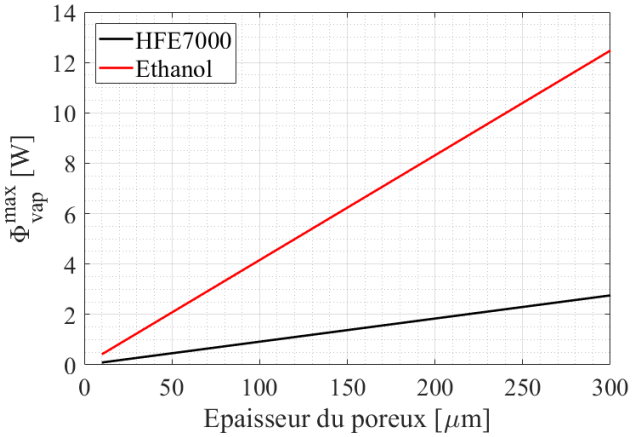

FIGURE 2.15 – Estimation du flux maximal dissipable avec le poreux fourni par la société Calyos en fonction de l'épaisseur de celui-ci, $l_0 = 1.5mm$, $l_1 = 3mm$ et $L = 2\ cm$

Dans ce cas, du fait du mauvais facteur K/r_p (estimé en 2.2.5.3 à $K/r_p = 2.9 \pm 0.9.10^{-8}$), le flux de chaleur maximal prédit par le modèle est extrêmement faible, tout au plus de l'ordre de 10W dans le cas le plus favorable (éthanol et épaisseur maximale). En pratique, le dépôt de fibres poreuses le plus épais utilisable dans l'évaporateur ayant une épaisseur moyenne de $120\mu m$, seuls quelques essais, a priori à très bas flux, pourront être menés sur celui-ci et seront détaillés dans le chapitre 3.

2.3 Prototype d'évaporateur à alimentation hybride

2.3.1 Réalisation d'un prototype de laboratoire

Afin de mettre en oeuvre ce concept, un prototype d'évaporateur à alimentation hybride a été conçu et réalisé dans le cadre de cette thèse. Celui-ci devait pouvoir assurer les fonctions suivantes :

— Mise en contact des distributeurs avec la structure capillaire ;
— Alimentation en liquide des distributeurs et extraction séparée du liquide en surplus et de la vapeur générée ;
— Application d'un flux de chaleur homogène d'au moins 50 W sur une surface de $2 \times 2cm^2$ correspondant à la surface de la structure capillaire ;
— Visualisation des écoulements au niveau de la zone chauffée ;
— Mise en place et test de diverses structures capillaires planes.

Pour répondre à ces spécifications, une conception d'évaporateur pouvant être assemblé et désassemblé à loisir a été mise au point. Dans un premier temps, les 2 distributeurs présentés en 2.1 sont placés sur la plaque support de la structure capillaire de manière à permettre l'alimentation en liquide de celle-ci (figure 2.16, image de gauche). Des joints toriques sont ensuite placés sur les conduites d'entrée et sortie de chaque distributeur. L'entretoise en acier inoxydable est alors déposée sur ces conduites de manière à recouvrir entièrement la plaque support du capillaire (figure 2.16, image de droite). Les joints toriques placés aux jonctions distributeurs/entretoises permettent ainsi d'assurer l'étanchéité de l'écoulement liquide interne. Une fenêtre de visualisation en saphir, placée au-dessus de la structure capillaire (maintenue en pression par une plaque en PEEK directement vissée sur l'entretoise, un joint plat assurant l'étanchéité de l'assemblage) permet la visualisation des écoulements au sein de l'évaporateur dans les domaines visibles et infrarouge.

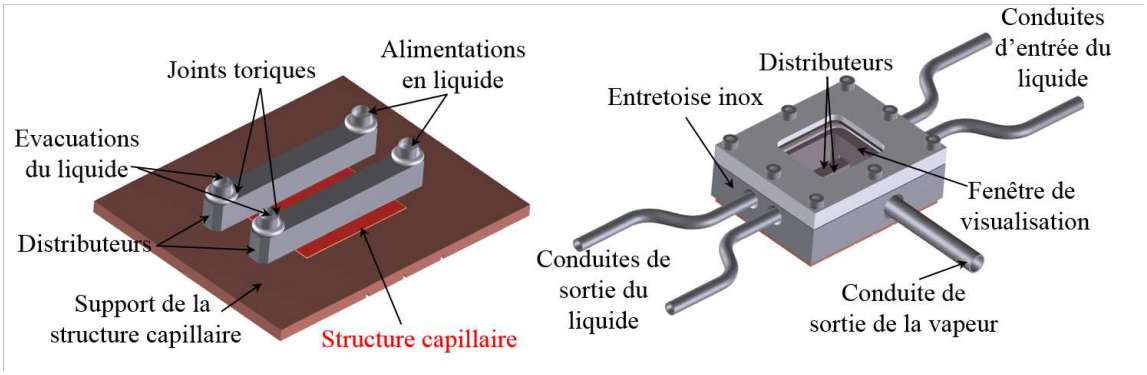

FIGURE 2.16 – Première étape de l'assemblage de l'évaporateur : mise en contact distributeur/structure capillaire (gauche), insertion dans l'entretoise (droite)

L'alimentation et l'extraction du fluide de l'évaporateur sont assurées par les conduites d'entrée et de sortie directement soudées sur l'entretoise. L'étanchéité de ce premier assemblage est permise par un autre joint torique placé entre la plaque support de la structure capillaire et l'entretoise. Par la suite, cet assemblage est placé entre une plaque de serrage en PEEK et le boitier externe en polycarbonate transparent (figure 2.17, image de gauche). Le serrage d'un jeu de 4 vis reliant ces deux pièces permet alors de mettre en pression l'ensemble et d'assurer son étanchéité via l'écrasement du joint torique au contact de la plaque support de la structure capillaire. La section centrale de la plaque de serrage est usinée de manière à laisser libre la surface inférieure de la plaque support du capillaire directement en dessous de la structure capillaire. Un bloc

de chauffe en cuivre dans lequel sont placées trois cartouches chauffantes est alors mis au contact de la plaque support du milieu poreux sur sa partie inférieure. Un matériau d'interface thermique (fabricant Bergquist, référence Gap Pad 2500S20) est placé entre ces deux pièces de manière à garantir un contact thermique homogène et une résistance thermique associée faible.
Enfin, un deuxième jeu de vis de serrage, reliant le boitier externe et la plaque support de l'assemblage en PEEK permet d'assurer la mise en pression du bloc chauffant avec l'évaporateur (figure 2.17, image de droite).

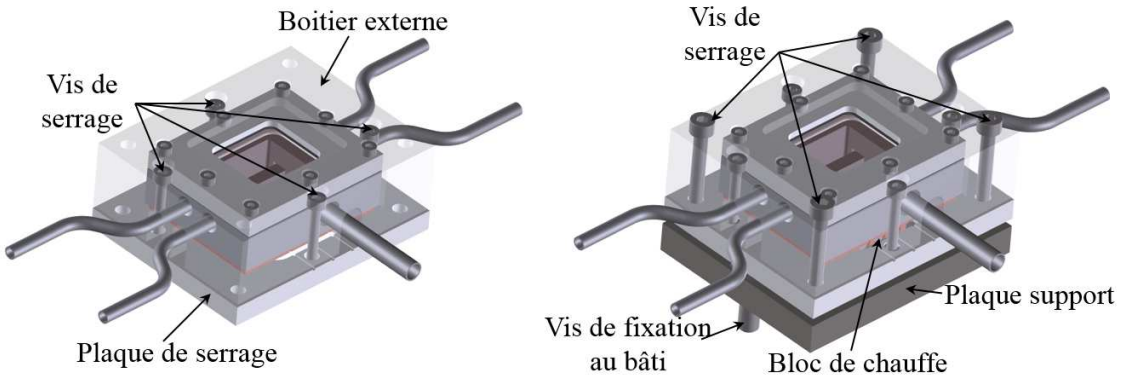

FIGURE 2.17 – Deuxième étape de l'assemblage de l'évaporateur : Etanchéification de l'assemblage entretoise/capillaire (gauche), mise en contact du bloc de chauffe (droite)

Une vue en coupe de l'évaporateur complet, selon un plan traversant une des deux conduites de liquide, est représentée en figure 2.18,tandis qu'une photographie de l'évaporateur complet en vue de dessus, présentée en figure2.19, permet de distinguer ses composants principaux (conduites d'entrée et de sortie, distributeurs et structure capillaire).

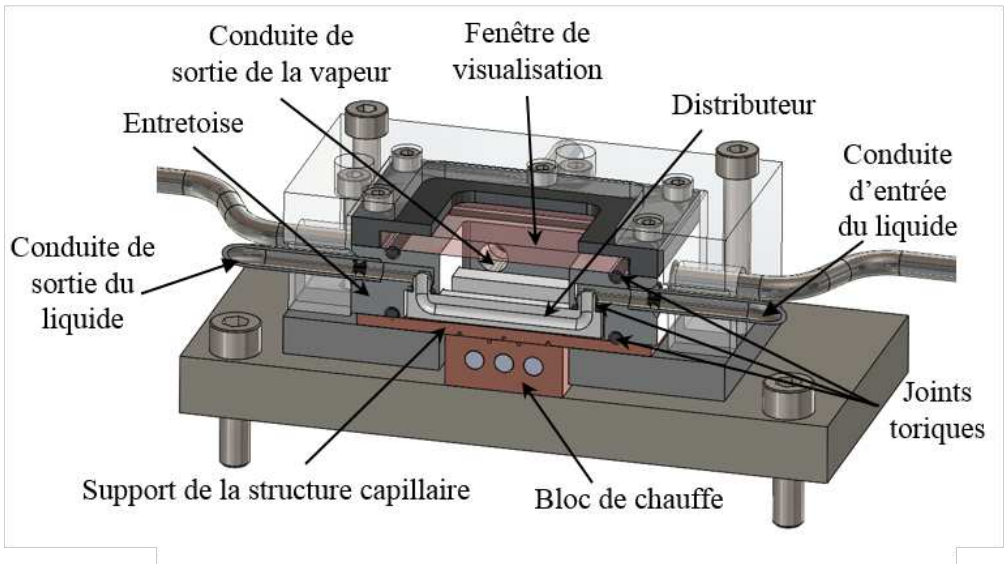

FIGURE 2.18 – Vue en coupe de l'assemblage complet de l'évaporateur

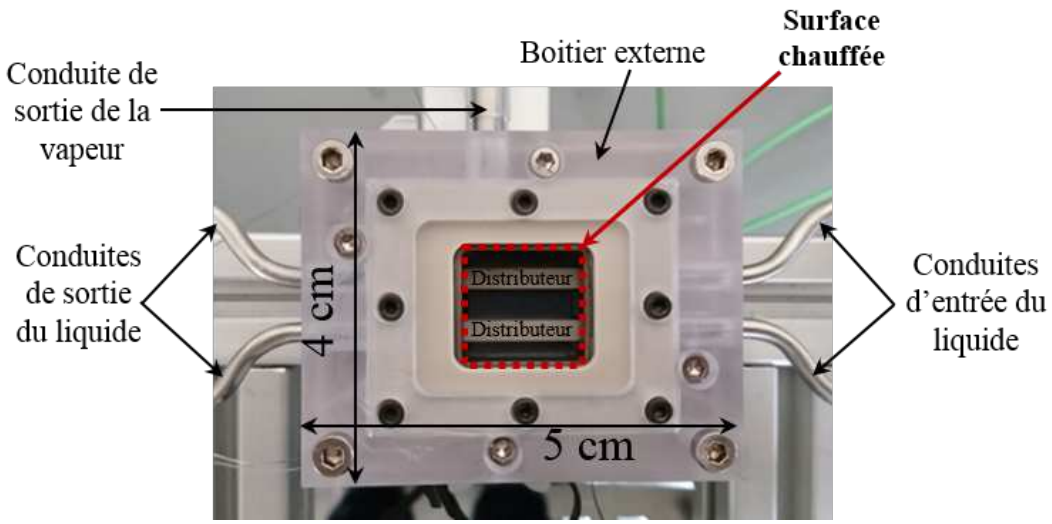

FIGURE 2.19 – Vue de dessus du prototype d'évaporateur réalisé

Afin de pouvoir visualiser le régime d'écoulement dans les différentes conduites de sortie, des tubes en plastique transparents ont été directement montés sur les conduites inox de sortie (figure 2.20). Un raccord swagelok "double-bague" permet alors d'assurer la jonction entre le tube en plastique et le reste du circuit présenté par la suite.

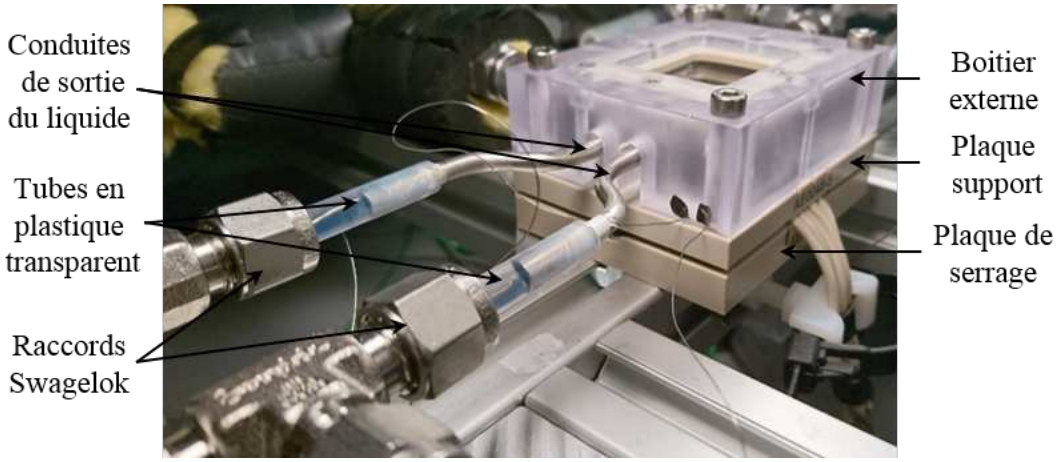

FIGURE 2.20 – Visualisation des tubes transparents permettant de raccorder les conduites d'entrée/sortie de l'évaporateur au circuit hydraulique

2.3.2 Système hydraulique associé à l'évaporateur

Comme cela sera détaillé par la suite, le design des conduites de liquide et de vapeur en aval de l'évaporateur a une forte influence sur l'équilibre hydraulique de celui-ci et par conséquent sur son fonctionnement global. L'écoulement de vapeur est raccordé sur la ligne liquide en aval de l'évaporateur, la condensation du mélange étant assurée directement en aval de ce raccordement. Par ailleurs, une vanne de réglage est placée entre la sortie de liquide de l'évaporateur et le raccord liquide/vapeur afin de permettre le réglage des pertes de charge de la ligne liquide indépendamment du débit apporté à l'évaporateur. Une vanne de dérivation, placée en parallèle de la vanne de réglage,

permet de diminuer les pertes de charge induites sur la ligne liquide lorsque cela est souhaité. Une vue schématique de cet assemblage est représentée en figure 2.21.

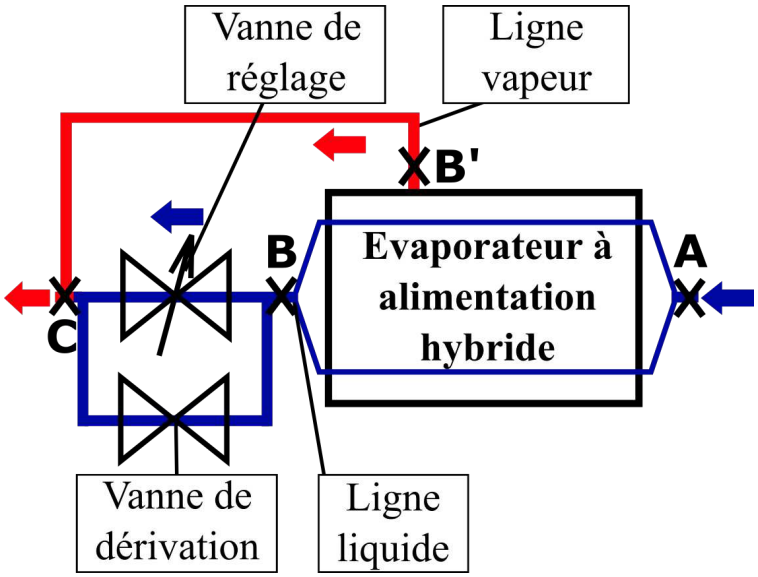

FIGURE 2.21 – Représentation schématique de l'évaporateur et de son système hydraulique

Les grandeurs principales caractérisant ces deux lignes d'écoulement sont résumées dans la table 2.8

	Type de dimension	Dimensions
Conduites internes (AB)	Longueur (cm) Diamètre intérieur (mm)	15 $2-3$
Ligne liquide (BC)	Longueur (cm) Diamètre intérieur(mm)	30 4
Ligne vapeur (B'C)	Longueur (cm) Diamètre intérieur(mm)	82 4

TABLE 2.8 – grandeurs géométriques principales caractérisant le circuit hydraulique associé à l'évaporateur

2.4 Banc de tests pour évaporateur hybride

Afin de caractériser le fonctionnement de l'évaporateur présenté dans la section précédente, un banc de test dédié a été conçu et mis en place au sein du laboratoire. L'objectif général de celui-ci est de permettre le contrôle et la mesure des principales grandeurs expérimentales pouvant affecter le fonctionnement de l'évaporateur. Une photographie du banc montrant ses éléments constitutifs principaux est présentée en figure 2.22. Celui-ci est par ailleurs représenté schématiquement en figure 2.23.

2.4.1 Présentation globale du banc

Le dispositif consiste en une boucle diphasique à pompage mécanique assuré par une pompe volumétrique. Un vase d'expansion thermostaté permet d'imposer une référence de pression fixe, tandis que la condensation du fluide de travail (après passage dans l'évaporateur) est effectuée au sein d'un échangeur à contre-courant alimenté par un circuit d'eau externe. Les différents éléments de la boucle sont reliés par des conduites en acier inoxydable (diamètre interne $4mm$, diamètre externe $6mm$). L'étanchéité entre les différents éléments du circuit est permise par des raccords en inox type double bague Swagelock. Enfin, une caméra, placée directement au-dessus de l'évaporateur permet de visualiser les écoulements au sein de celui-ci. La description détaillée de chacun des

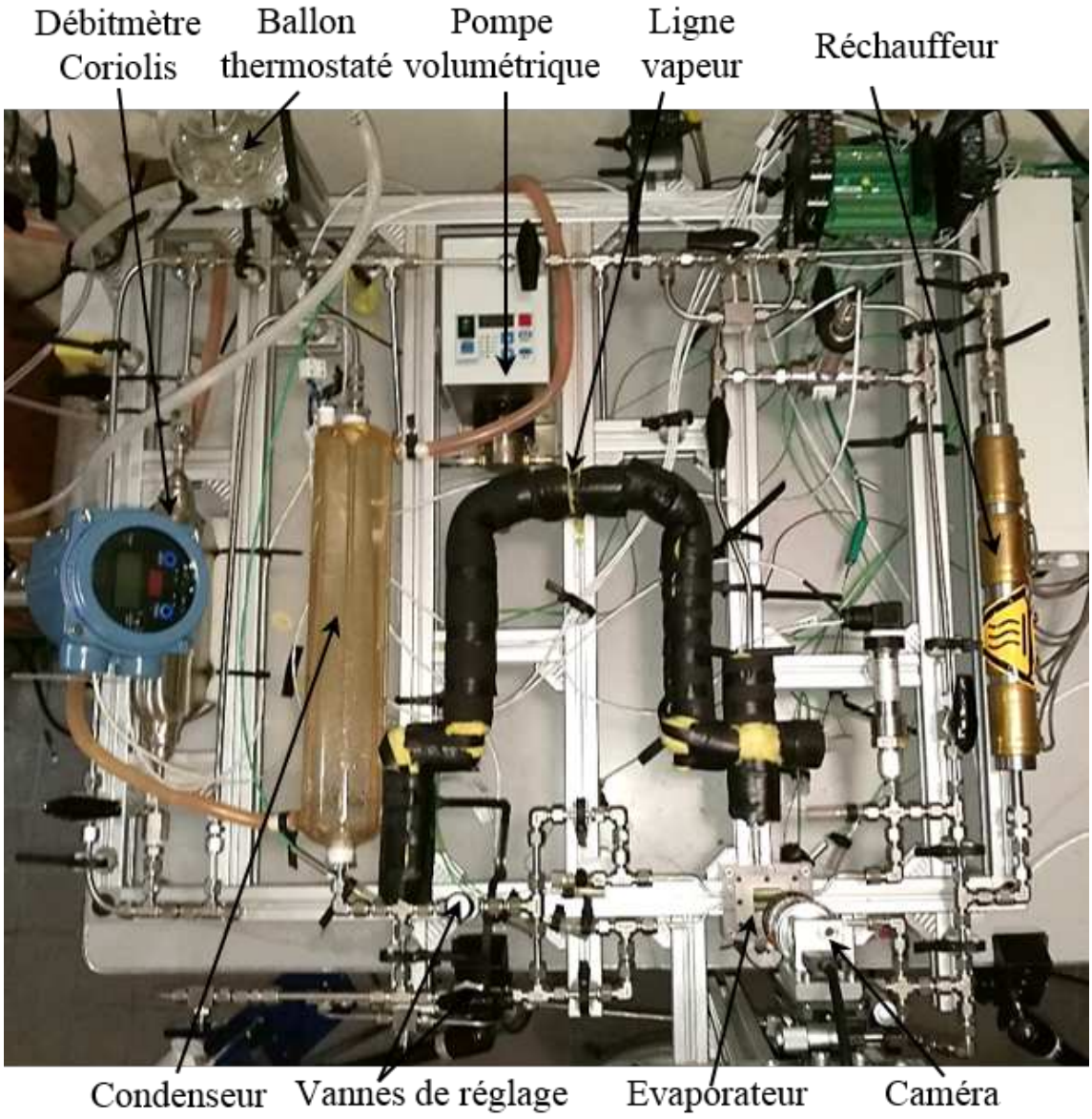

FIGURE 2.22 – Vue de dessus de l'ensemble du dispositif expérimental

éléments constitutifs du banc fait l'objet des paragraphes suivants.

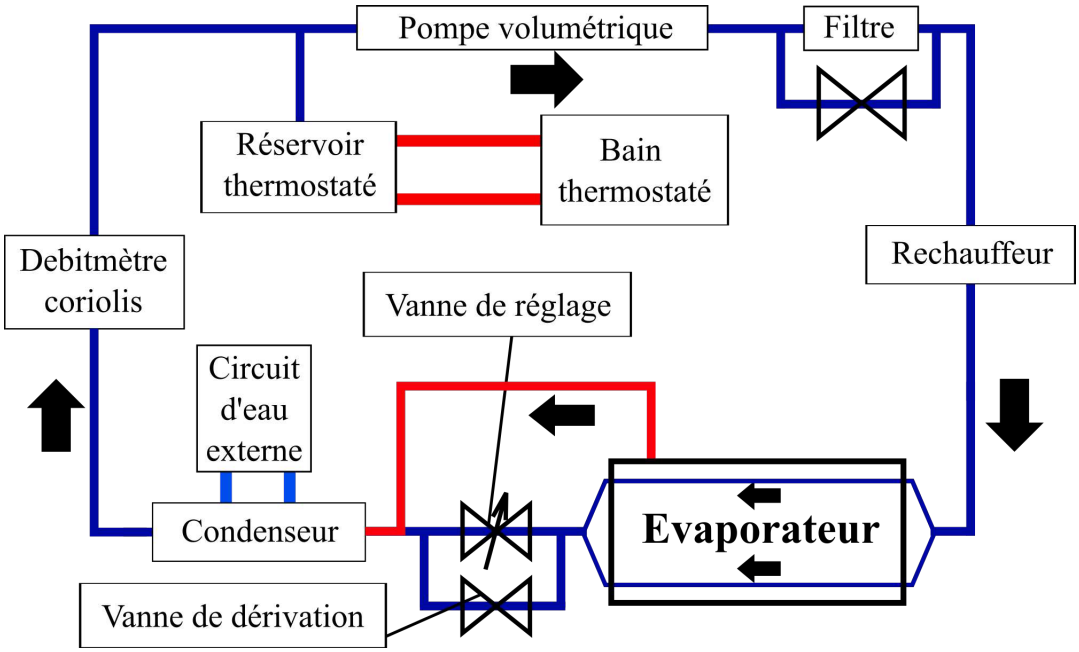

FIGURE 2.23 – Représentation schématique du banc de tests, les flèches noires représentent le sens d'écoulement du fluide

2.4.2 Présentation détaillée de chaque élément du banc

2.4.2.1 Pompe volumétrique

La mise en circulation du fluide de travail est assurée par une pompe volumétrique à engrenages (fabricant ISMATEC, gamme REGLO-Z, référence GA-T23.PFS.B). Celle-ci permet d'imposer un débit volumique compris entre 0.276 L/h (pour une vitesse de rotation de 50 tr/min) et 27.6 L/h (pour une vitesse de rotation de 5000 tr/min) pour une différence de pression totale variant entre 0 et 3 $bars$. Dans l'ensemble des résultats expérimentaux présentés dans la suite de ce mémoire, la vitesse de rotation de la pompe restera comprise entre 60 tr/min et 600 tr/min. Cette fréquence de rotation induira une légère pulsation sur les mesures de pression. Néanmoins, comme cela sera détaillé par la suite, l'amplitude de celle-ci restera très limitée.

2.4.2.2 Filtre

De manière à limiter au maximum la présence d'impuretés dans le fluide, un élément filtrant (de taille de pore caractéristique égale à $0.5\mu m$) a été placé directement en aval de la pompe. Néanmoins, celui-ci induit une forte contrainte sur la pompe et l'apparition d'une pulsation significative sur les signaux de pression. Par conséquent, ce filtre ne sera utilisé que pour "nettoyer" le fluide après chaque remplissage de la boucle. Pour cela, un débit est imposé à travers celui-ci pendant plusieurs heures de manière à assurer que l'ensemble du liquide du circuit traverse celui-ci plusieurs fois. Par la suite, pendant les séries de mesures, la vanne de dérivation du filtre (représentée en figure 2.23) est maintenue ouverte.

2.4.2.3 Réchauffeur

Afin de permettre le contrôle de la température d'entrée du fluide dans l'évaporateur, un dispositif de préchauffage du fluide a été mis en place. Celui-ci consiste en une conduite en acier inoxydable de diamètre interne $20mm$ intégrée au circuit de la boucle. Sur la face extérieure de cette conduite, 4 résistances chauffantes gérées par une alimentation externe permettent d'apporter un flux de chaleur au fluide circulant à l'intérieur. La régulation de l'alimentation des résistances sera présentée dans la suite de ce chapitre.

2.4.2.4 Condenseur

Le condenseur, placé en aval de l'évaporateur permet d'assurer la condensation complète du mélange liquide/vapeur obtenu après le raccordement des deux écoulements de sortie de l'évaporateur. Il s'agit d'un échangeur coaxial à contre-courant en verre pour l'enveloppe extérieure et en acier inoxydable pour le tube dans lequel circule le fluide de travail. L'écoulement secondaire, assuré par un circuit d'eau froide externe (réseau d'eau de ville), permet alors l'évacuation du flux de chaleur nécessaire à la condensation.

2.4.2.5 Réservoir thermostaté

Le réservoir est un ballon à chemise réalisé par le service verrerie de l'université. Son enveloppe interne de volume approximativement égal à 150 mL, permet de compenser les variations de volume du fluide de travail. L'enveloppe externe, reliée à un écoulement d'eau régulé en température à l'aide d'un bain thermostaté, permet de maitriser la température de l'interface liquide/vapeur présente dans l'enveloppe interne et par conséquent la pression au niveau de cette interface.

2.4.2.6 Système de visualisation

Afin de visualiser le fonctionnement interne de l'évaporateur (en particulier la répartition des phases liquide et vapeur), une caméra numérique (fabricant BASLER, référence acA2440 - 75 um), placée devant un objectif 35mm est positionnée au-dessus de la fenêtre de visualisation de l'évaporateur à l'aide d'un support dédié directement fixé sur le chassis du banc de tests (figure 2.24). La caméra est positionnée sur une platine micrométrique permettant de régler finement sa position verticale, de manière à faciliter la mise au point de l'image. Enfin, une lentille optique (grossissement x6) est utilisée de manière à obtenir une image de l'ensemble de la surface active de l'évaporateur, offrant ainsi une résolution d'environ $10\mu m$ par pixel. L'éclairage est assuré par deux lampes dites "froides" (marque DEDOCOOL) placées de part et d'autre de l'évaporateur. Cette caméra, reliée à un ordinateur par une liaison USB 3.0, permet de réaliser des enregistrements vidéos du fonctionnement de l'évaporateur à une fréquence ici fixée à 50 images par seconde en pleine résolution (2448*2048), et à 200 images par seconde en résolution réduite (2448*640). La durée d'ouverture est choisie à 5 ms pour les acquisitions à 50 ips et 3 ms pour les acquisitions rapides

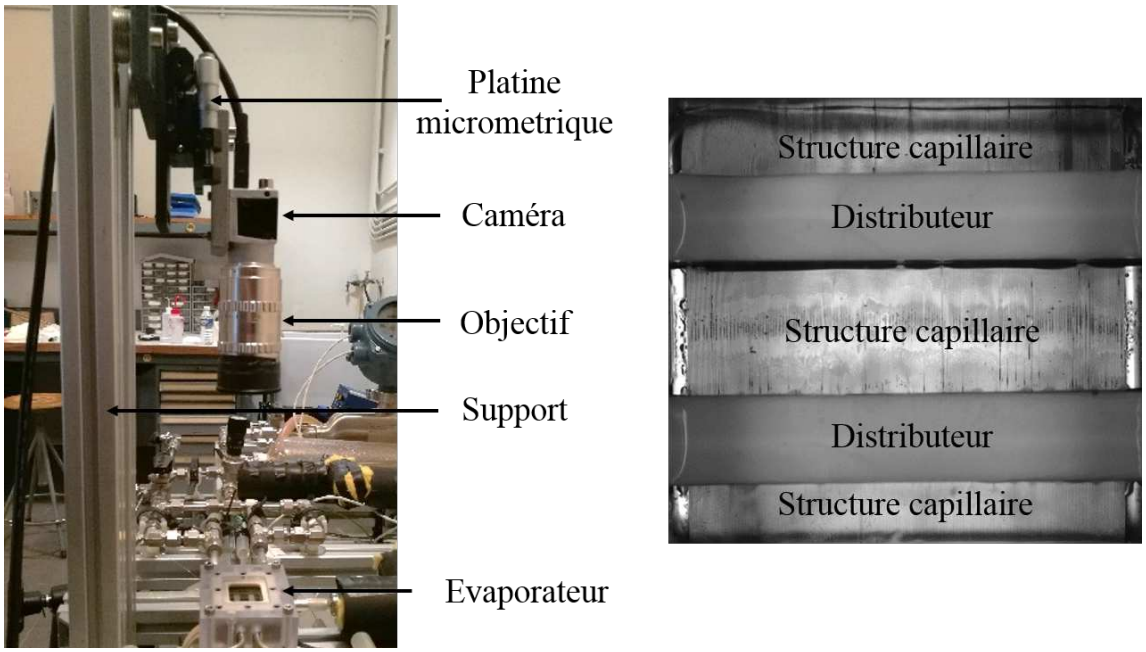

FIGURE 2.24 – Vue latérale du système de visualisation des écoulements (gauche), exemple d'image obtenue à l'aide de celui-ci (droite)

2.4.2.7 Application de puissance à l'évaporateur

Les trois cartouches chauffantes placées à l'intérieur du bloc chauffant (marque WATLOW, référence firerod C1E13) sont branchées en parallèle (induisant une résistance équivalente d'environ 97 Ω) et reliées à deux alimentations stabilisées de marque EA branchées en série (référence PS 2084-05B, calibre 84V-5A) permettant d'imposer aux bornes des cartouches chauffantes une tension variant de 0 à 168 V. Dans la pratique, la tension maximale de fonctionnement des cartouches chauffantes étant de 120 V, la puissance maximale applicable à l'évaporateur est limitée à $\Phi_{elec}^{max} \approx 150\ W$.

2.4.3 Instrumentation du banc de tests

2.4.3.1 Thermocouples

Le banc de tests est instrumenté à l'aide de thermocouples de type K, préalablement étalonnés. Pour évaluer les températures du fluide entrant et sortant de l'évaporateur, des thermocouples gainés inox de diamètre 0.5 mm sont placés dans l'écoulement au niveau de chacune des entrées et sorties de l'évaporateur à l'aide de passages étanches raccordés au circuit hydraulique via une soudure sur un tube inox 6mm. Le placement de ces thermocouples est illustré sur la figure 2.25.

Un thermocouple, également inséré dans le circuit à l'aide d'un passage étanche, est placé à l'intérieur de l'enveloppe interne du réservoir, approximativement à mi-hauteur de celui-ci. Par ailleurs, comme cela sera détaillé par la suite, la température du milieu ambiant ayant une influence sur le niveau de pertes vers l'ambiance de l'évaporateur, un thermocouple est placé dans l'air ambiant à environ 20 cm de l'évaporateur dans le même plan horizontal. Un thermocouple collé sur le bloc chauffant permet d'estimer la température de celui-ci. Cette mesure de température est reliée à un fusible thermique permettant de couper l'alimentation électrique du bloc chauffant lorsque la tempéra-

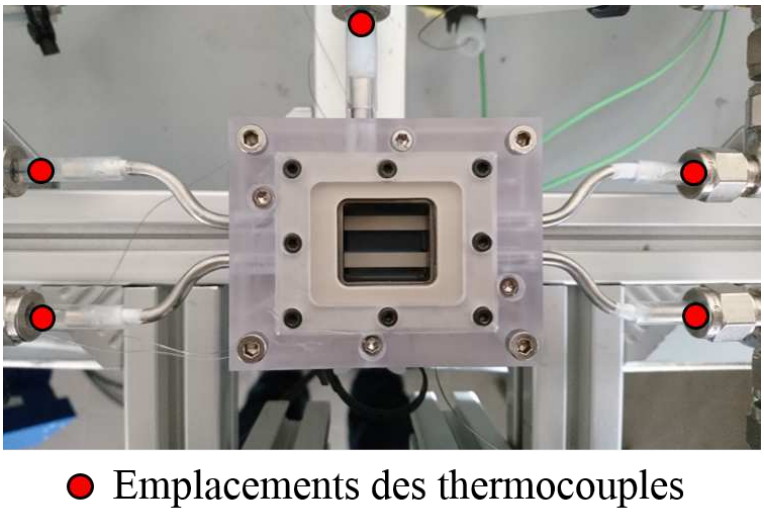

FIGURE 2.25 – Emplacement des thermocouples insérés dans l'écoulement au niveau de l'évaporateur

ture du bloc dépasse 140°C, cette valeur ayant été choisie pour éviter d'atteindre la température de transition vitreuse du PEEK en contact de ce bloc chauffant. Enfin, la face active de l'évaporateur est instrumentée à l'aide de 5 thermocouples gainés inox de diamètre 0.25 mm. Dans le cas du poreux fritté fourni par CALYOS, ceux-ci sont placés dans des rainures de largeur 0.6 mm et de hauteur égale à 0.7 mm usinés perpendiculairement à la direction des distributeurs et espacées de 7.5 mm. Dans le cas de la surface en silicium gravée, pour des raisons de tenue mécanique du substrat (d'épaisseur limitée à 1 mm par le procédé de fabrication), la profondeur des rainures a été limitée à 0.35 mm, la largeur étant choisie à 0.65 mm. Le placement de ces thermocouples sur la surface d'échange est représenté en figure 2.26 pour chacune des deux plaques considérées.

2.4.3.2 Débitmètre

Afin de pouvoir mesurer le débit de liquide apporté à l'évaporateur par la pompe volumétrique, un débitmètre à effet Coriolis micro-motion CMFS010M est placé en aval du condenseur. Il permet de mesurer le débit dans un intervalle de 0 à 8 kg/h avec une précision de ± 10 g/h. Ce débitmètre présente l'avantage d'induire peu de pertes de charge dans l'écoulement pour la gamme de débit considérée (de l'ordre de 2400 Pa pour le débit maximal de 8 kg/h).

2.4.3.3 Capteurs de pression

Afin de pouvoir mesurer la pression absolue en entrée d'évaporateur ainsi que les différentes pertes de pression induites par les différents éléments du système hydraulique de l'évaporateur, plusieurs capteurs de pression de marque Keller sont mis en place (figure 2.27) :

— un capteur de pression absolue PA-33X (étendue de mesure $0 - 2$ bar, précision ± 200 Pa) est placé légèrement en amont de l'évaporateur. Ainsi, connaissant la courbe de saturation du fluide utilisé, celui-ci permet d'évaluer la température

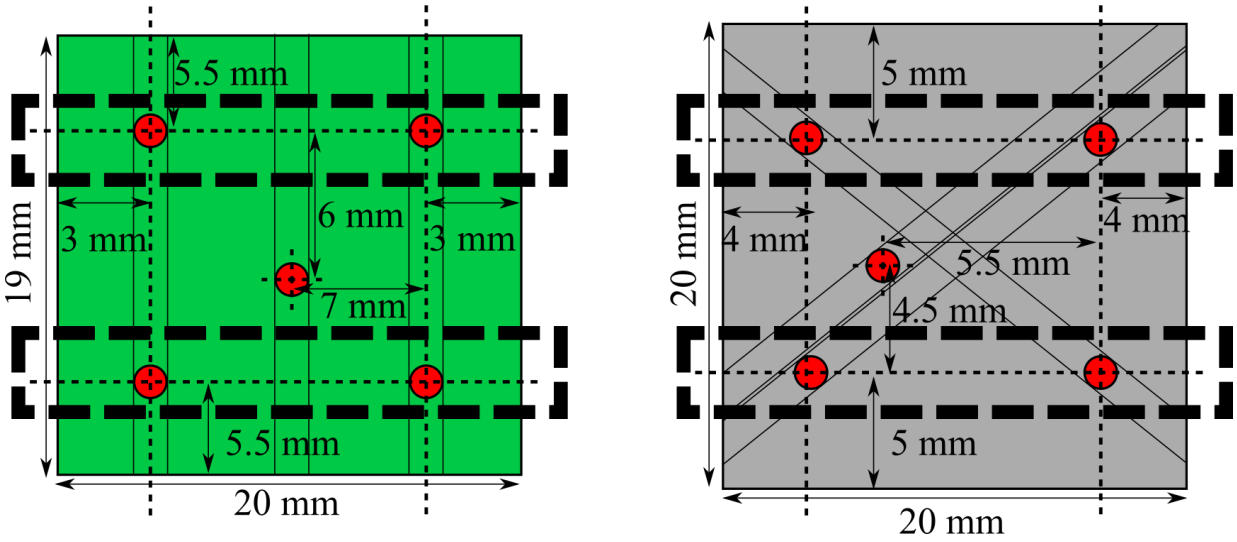

FIGURE 2.26 – Emplacements des thermocouples collés en face arrière de la plaque support du poreux fritté (gauche) et la plaque de silicium gravée (droite), les rectangles en pointillés représentent l'emplacement des distributeurs en face avant et les lignes pleines les rainures de thermocouple

de saturation au sein de l'évaporateur et, par comparaison avec la température imposée au réservoir, de détecter la présence éventuelle de gaz incondensables dans le réservoir diphasique ;

— un capteur de pression différentielle PD-33X (étendue de mesure $0 - 0.4\ bar$, précision $\pm 50\ Pa$), placé entre l'entrée de liquide de l'évaporateur et le raccord des lignes liquide et vapeur de sortie de l'évaporateur permet de mesurer la perte de charge induite par l'ensemble du système hydraulique de l'évaporateur notée par la suite Δp_{tot} . En effet, comme cela sera explicité dans le chapitre suivant, cette grandeur est un paramètre fondamental du fonctionnement de l'évaporateur ;

— un deuxième capteur différentiel PD-33X (étendue de mesure $0-0.2\ bar$, précision $\pm 40\ Pa$), placé entre l'entrée de liquide de l'évaporateur et la sortie de vapeur de celui-ci. Cette mesure doit permettre de distinguer la variation de pression induite par l'évaporateur lui-même, notée par la suite $\Delta p_{évap}$, de la perte de charge induite par la ligne vapeur seule.

2.4.4 Acquisition des données

2.4.4.1 Chaine de mesure

L'acquisition des données générées par l'ensemble des capteurs détaillés dans la section précédente est assurée par deux boitiers d'acquisition (DAQ) de marque Keysight (références U2351A et U2355A). Les sorties analogiques des capteurs de débit et de pression sont directement reliées au premier boitier d'acquisition, tandis que pour les mesures de température par thermocouples un module dédié (marque Keysight, référence U2802A) permettant l'amplification et la filtration du signal (via en particulier l'utilisation d'un filtre passe-bas de fréquence de coupure $4\ Hz$) est utilisé en amont du deuxième boitier d'acquisition. Ces deux boitiers d'acquisition sont eux-mêmes incorporés à un chassis (fabricant Keysight, référence U2781A) assurant le transfert des

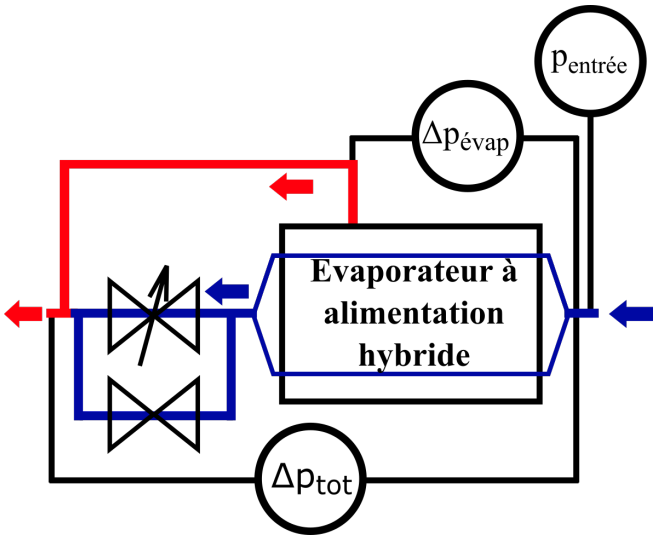

FIGURE 2.27 – Représentation schématique des différentes mesures de pression installées sur la section d'essais

données vers un ordinateur via USB. Enfin, un logiciel d'acquisition dédié permet la visualisation en direct des mesures ainsi que l'enregistrement de celles-ci au format texte. Ce système d'acquisition, résumé en figure 2.28, permet alors de traiter et d'enregistrer simultanément l'ensemble des données produites par le banc avec des fréquences d'acquisition pouvant atteindre plusieurs milliers de Hz. Par la suite, sauf mention contraire, les mesures de température seront effectuées à une fréquence largement supérieure à la fréquence de coupure associée à celle-ci et les mesures de pression et débit à 400 Hz (correspondant à la fréquence de sortie des capteurs de pression).

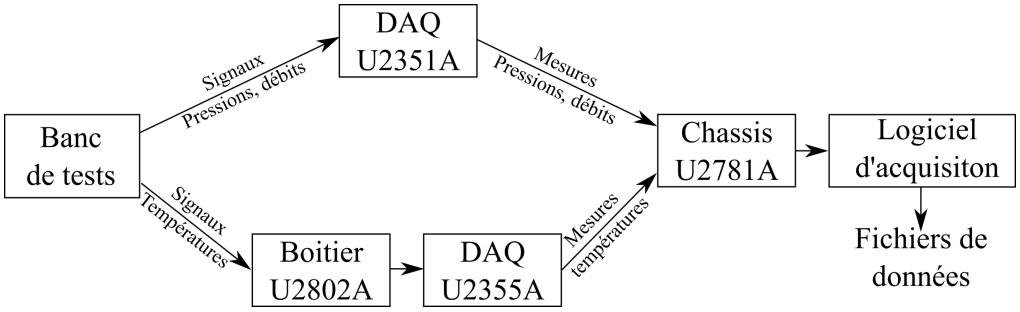

FIGURE 2.28 – Représentation schématique de la chaine d'acquisition mise en place sur le banc de tests

2.4.4.2 Incertitudes de mesure associées

Considérant cette chaine de mesure, le traitement des données obtenues doit prendre en compte les incertitudes associées à celles-ci. Ainsi à l'incertitude propre de chaque capteur, il convient d'ajouter l'incertitude supplémentaire générée par le système d'acquisition. Par exemple, en ce qui concerne les thermocouples, ceux-ci ont une incertitude propre de $\pm 0,2\ K$ (après étalonnage). L'étalonnage des thermocouples ayant été effectué sur la centrale d'acquisition utilisée pour toutes les mesures, l'incertitude liée à la centrale est ici estimée à $\pm 0,1\ K$. L'incertitude totale de chaque mesure de température

est alors de $\pm 0,3\ K$. Plus généralement, les incertitudes de mesure totales de chacun des capteurs présentés précédemment sont détaillées en figure 2.9.

Capteur	Incertitude propre	Incertitude de la centrale	Incertitude totale
Thermocouple	$\pm 0,2\ K$	$\pm 0,1\ K$	$\pm 0,3\ K$
P_{entree}	$\pm 200\ Pa$	$\pm 50\ Pa$	$\pm 250\ Pa$ $(0,125\%$ EM$)$
DP_{evap}	$\pm 40\ Pa$	$\pm 6\ Pa$	$\pm 46\ Pa$ $(0,23\%$ EM$)$
DP_{tot}	$\pm 50\ Pa$	$\pm 12\ Pa$	$\pm 52\ Pa$ $(0,13\%$ EM$)$
Débit liquide	$\pm 2\ g/h$	$\pm 8\ g/h$	$\pm 10\ g/h$ $(0,125\%$ EM$)$

TABLE 2.9 – Récapitulatif des incertitudes de mesure associées à chaque capteur (EM = étendue de mesure)

2.5 Procédures expérimentales particulières

2.5.1 Dégazage du fluide et remplissage de la boucle

Afin de s'affranchir de l'influence d'éventuels gaz incondensables au sein de la boucle, le fluide de travail est soigneusement dégazé avant chaque remplissage de celle-ci. Pour cela, un système de dégazage dédié, représenté en figure 2.29, a été mis en place. Dans celui-ci, la bouteille contenant le fluide à dégazer est placée dans un bain thermostaté fixé à une température supérieure à sa température de saturation à pression atmosphérique. Une seconde bouteille, préalablement tirée au vide, permet alors l'extraction des gaz incondensables de la bouteille de remplissage via une succession d'ouverture brève de la vanne reliant ces deux bouteilles. Le fluide est considéré dégazé lorsque tout le gaz circulant dans le tube de dégazage se condense au sein de celui-ci. Une fois la phase de dégazage du fluide terminée et le circuit hydraulique de la boucle vidé de tout fluide à l'aide d'une pompe à vide, la vanne reliant la bouteille de dégazage à la boucle est ouverte permettant au fluide de remplir le circuit hydraulique. Le transfert de fluide est arrêté une fois que le niveau de liquide visualisé au niveau du réservoir se stabilise approximativement à mi-hauteur de celui-ci.

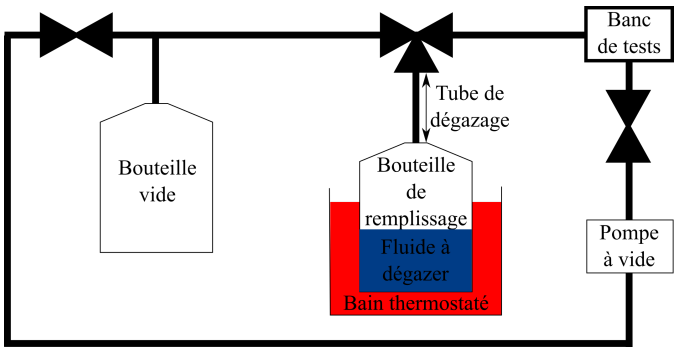

FIGURE 2.29 – Représentation schématique du système de dégazage associé au banc de tests

2.5.2 Mesures de la pression de saturation du fluide

Afin de vérifier l'absence d'incondensables dans le système après remplissage, une série de mesures de pression au sein de la boucle pour différentes températures mesurées au niveau du réservoir a été effectuée. Le réservoir étant placé à une hauteur supérieure au capteur de pression, la mesure de pression a été corrigée d'un facteur $p_{grav} = \rho_l g H_0$ (avec $H_0 = 20cm \pm 0.5\ cm$) afin de pouvoir être comparée à la courbe de saturation théorique donnée par la relation de Clausius-Clapeyron (obtenue en supposant notamment que la vapeur se comporte comme un gaz parfait et que la chaleur latente de vaporisation reste constante sur la plage de températures considérée) :

$$p_{eq} = p_{ref} \times e^{\frac{Mlv}{R}\left(\frac{1}{T_{ref}} - \frac{1}{T_{eq}}\right)} \tag{2.36}$$

Pour chacun des deux fluides utilisés par la suite (HFE7000 et éthanol, les valeurs des constantes thermophysiques de ces deux fluides étant indiquées en annexe A), la comparaison entre les valeurs de pression de saturation expérimentale et théorique est représentée en figure 2.30 et montre une bonne correspondance, l'écart de quelques dixièmes de degrés entre les points expérimentaux et la courbe théorique pouvant s'expliquer par l'incertitude de mesure sur les thermocouples et par les hypothèse faites pour établir (2.36). Par la suite, avant chaque série de mesures, la comparaison de la valeur de pression mesurée à ces valeurs de référence permettra de s'assurer de l'absence d'incondensables dans le réservoir.

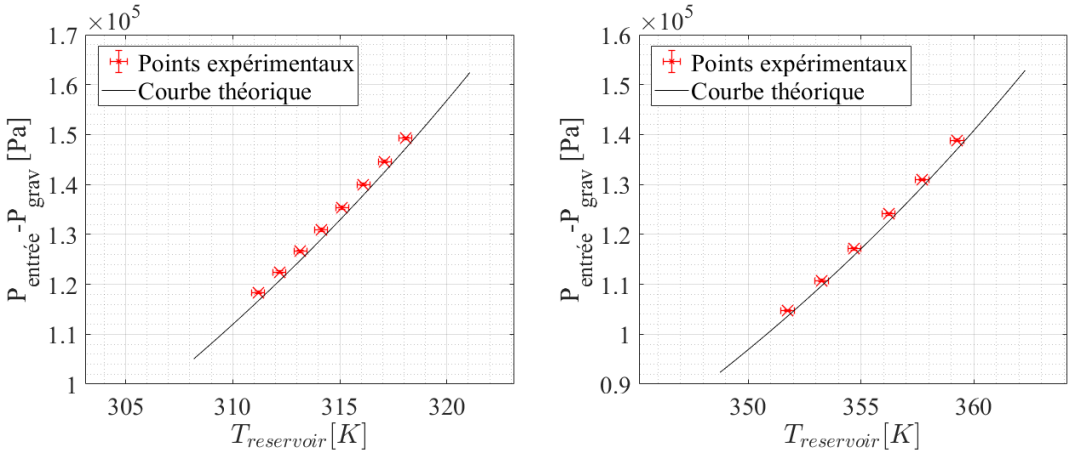

FIGURE 2.30 – Comparaison des courbes de saturation expérimentales et théoriques pour les deux fluides utilisés : HFE7000 (gauche), éthanol (droite)

2.5.3 Mesure des pertes vers l'ambiance

Comme cela sera détaillé par la suite, il est nécessaire de pouvoir évaluer correctement la part du flux de chaleur appliqué à l'évaporateur induisant la vaporisation du fluide de travail. Dans un premier temps, il apparait donc nécessaire d'évaluer le flux de chaleur évacué par l'évaporateur vers le milieu ambiant. Pour cela, le banc de tests est vidé de tout fluide puis des flux de chaleur croissants sont successivement appliqués à l'évaporateur. Pour chaque niveau de flux de chaleur, une acquisition des températures de paroi de l'évaporateur et de l'air ambiant est réalisé lorsque le régime permanent

est atteint. Une interpolation linéaire entre le flux de chaleur appliqué et la différence entre la moyenne des cinq températures de paroi de l'évaporateur $\overline{T_p}$ et l'air ambiant, représentée en figure 2.31, permet d'obtenir la corrélation suivante (pour un flux de pertes exprimé en watts) :

$$\Phi_{pertes} = 0.1029 \times (\overline{T_p} - T_{amb}) \tag{2.37}$$

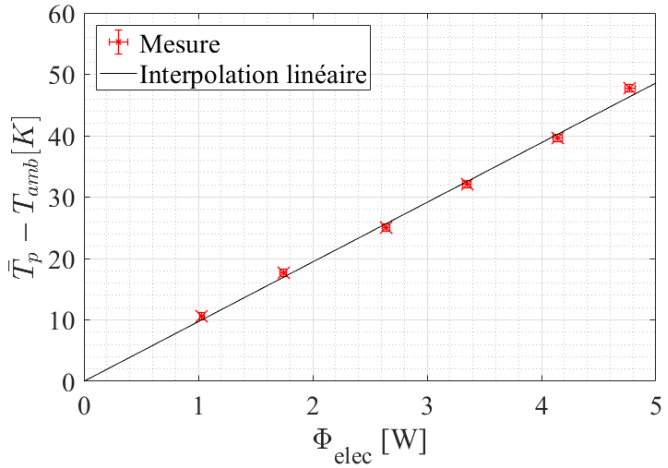

FIGURE 2.31 – Surchauffe de la paroi de l'évaporateur vidé de tout fluide en fonction du flux appliqué

2.6 Acquisition des données expérimentales

2.6.1 Contrôle des paramètres

2.6.1.1 Flux de chaleur appliqué

Le flux de chaleur Φ_{elec} dissipé par les cartouches est simplement donné par $\Phi_{elec} = U \times I$. Deux multimètres sont utilisés pour mesurer et contrôler ces deux grandeurs. Le premier permettant de mesurer le courant I circulant dans le circuit électrique des résistances chauffantes tandis que le second mesure la tension U aux bornes des 3 cartouches chauffantes branchées en parallèle. L'enregistrement de ces deux mesures permet alors de connaitre la valeur de Φ_{elec} pour chaque point de mesure.
L'incertitude des mesures électriques est estimée à $\Delta U \pm 0,1V$ pour la tension et $\Delta I \pm 1.10^{-3}A$ pour la mesure de courant. L'incertitude résultante sur la valeur du flux électrique appliqué à l'évaporateur est alors calculée comme suit :

$$\Delta\Phi_{elec} = \Delta U \times I + \Delta I \times U \tag{2.38}$$

2.6.1.2 Sous-refroidissement en entrée

Le réchauffeur, présenté en 2.4.2, est relié à une alimentation stabilisée fournissant une tension constante de l'ordre de 25V. L'utilisation d'un PID, relié à un thermocouple placé dans l'écoulement en entrée d'évaporateur et à un relais électrique permet de gérer automatiquement l'ouverture et la fermeture du circuit d'alimentation électrique du réchauffeur afin de maintenir la température d'entrée à la valeur de consigne choisie.

2.6.1.3 Débit fourni à l'évaporateur

Le débit de liquide circulant dans la boucle est piloté via la commande de vitesse de rotation de la pompe. Une acquisition rapide de la mesure de débit et un moyennage de celle-ci permet alors de mesurer le débit induit par le réglage de pompe et de modifier celui-ci jusqu'à atteindre la valeur souhaitée. Par ailleurs, le débit de liquide imposé par la pompe variant légèrement avec la perte de charge du circuit, celui-ci peut varier au cours d'une série de mesure pour une commande de pompe fixée. Ainsi, si cela s'avère nécessaire, la commande de pompe est ajustée avant chaque point de mesure de manière à conserver le débit souhaité.

2.6.1.4 Pertes de charge totales

Similairement au contrôle du débit liquide, la perte de pression Δp_{tot} est réglée à la valeur souhaitée via le réglage des vannes présentées en 2.3.2 au début de chaque série de mesures et d'un moyennage de la mesure de pression correspondante. Par la suite, lorsque cela est nécessaire, le réglage de vanne est ajusté entre chaque point de mesure de manière à maintenir cette perte de pression Δp_{tot} constante.

2.6.2 Protocole expérimental

Quel que soit le fluide utilisé, l'ensemble des résultats expérimentaux présentés dans la suite de ce mémoire ont été obtenus en suivant le protocole général suivant :

— L'écoulement de fluide dans la boucle est initialisé : la pompe volumétrique est mise en route et réglée pour imposer le débit de liquide souhaité, le réchauffeur et son système de régulation sont également mis sous tension et réglés de manière à obtenir le sous refroidissement souhaité en entrée d'évaporateur. Enfin, l'écoulement secondaire du condenseur est mis en circulation.

— Une fois que le débit et le sous-refroidissement liquide sont stabilisés à leurs valeurs cibles, l'évaporateur est soumis à une phase préliminaire dite d'initialisation dans laquelle un flux de chaleur fixe est appliqué à l'évaporateur afin de générer le changement de phase. Puis, lorsque le fonctionnement de celui-ci est stabilisé, le flux de chaleur est brusquement augmenté à une valeur induisant l'assèchement de la structure capillaire. Une fois l'assèchement de l'évaporateur effectif, l'alimentation du bloc chauffant est provisoirement coupée. Puis, lorsque l'évaporateur apparait réalimenté en liquide, l'alimentation électrique est redémarrée et fixée à la valeur correspondant au premier point de la série de mesure à effectuer.
En effet, comme cela sera détaillé par la suite, pour une certaine gamme de flux appliqué, le transfert de chaleur se fait par ébullition nucléée. Ainsi, l'assèchement initial de l'évaporateur permet d'assurer la reproductibilité de ce mode de fonctionnement via l'activation de l'ensemble des sites de nucléation de l'évaporateur. Par ailleurs, la mesure des températures de paroi pendant cette phase d'initialisation, représentée en figure 2.32 pour une configuration d'essai, permettra par la suite d'estimer la surchauffe de paroi nécessaire au déclenchement de l'ébullition.

— Tous les paramètres de fonctionnement étant fixés aux valeurs souhaitées, un délai d'attente de 5 minutes est respecté de manière à atteindre un régime permanent (en d'autres mots la stabilisation du fonctionnement de l'évaporateur et des températures de paroi correspondantes).

— Le régime permanent étant atteint, l'acquisition de l'ensemble des grandeurs mesurées est démarrée simultanément. La durée de cette acquisition pouvant varier entre 5 et 10 minutes selon le mode de fonctionnement (stable ou oscillatoire) de l'évaporateur.

— Enfin, le paramètre de fonctionnement considéré est modifié pour atteindre la valeur correspondant au point de mesure suivant. Cette modification séquentielle est alors poursuivie point par point jusqu'à atteindre la dernière valeur de la série de mesure ou bien l'assèchement de l'évaporateur. Dans tous les cas, l'alimentation de l'évaporateur est alors éteinte tandis que l'écoulement de la boucle et celui du circuit secondaire du condenseur sont maintenus quelques minutes de manière à induire la condensation complète du fluide de travail. L'ensemble du banc est alors mis hors tension.

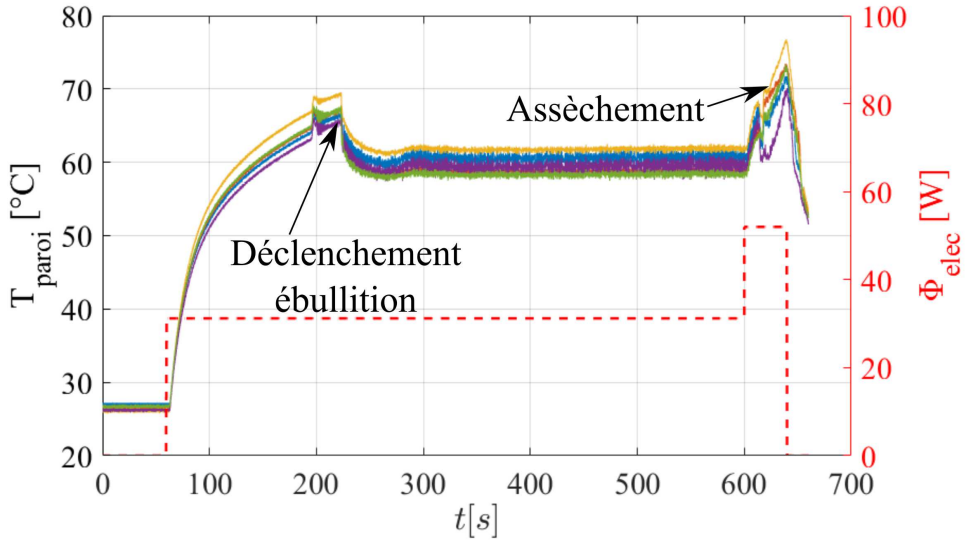

FIGURE 2.32 – Evolution des 5 températures de paroi de l'évaporateur lors d'une phase d'initialisation de l'évaporateur

2.7 Conclusion du chapitre

Dans un premier temps, une méthode de caractérisation de structures capillaires par suivi d'interface au cours de processus d'imbibition a été développée. Celle-ci a permis de quantifier l'équilibre entre pertes de charge et pression capillaire et ainsi d'effectuer une "première optimisation" de micro-rainures pouvant être utilisées au sein d'un évaporateur à alimentation hybride d'architecture particulière. Par la suite, un prototype d'évaporateur permettant de mettre en œuvre cette architecture sur ces structures capillaires a été réalisé. Celui-ci possède la particularité d'être entièrement démontable, permettant ainsi le test de diverses structures capillaires. Par ailleurs, une fenêtre de visualisation intégrée à celui-ci permet la visualisation des écoulements. Enfin, une boucle diphasique complète a été réalisée afin de permettre le contrôle et la mesure des diverses grandeurs thermiques et fluidiques liées au fonctionnement de l'évaporateur.
Considérant ce dispositif expérimental, il est désormais possible d'étudier en détail le

fonctionnement de l'évaporateur, aussi bien d'un point de vue qualitatif (structuration des écoulements diphasiques et impact sur les mesures associées) que quantitatifs (coefficient d'échange et évolution de la pression). Cette caractérisation expérimentale fait alors l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 3

Caractérisation expérimentale de l'évaporateur

Sommaire

3.1 Description qualitative du fonctionnement sur un cas de référence, structure capillaire à micro-rainures 70
3.1.1 Modes de répartition des phases observés 71
3.1.1.1 Structuration globale des écoulements 71
3.1.1.2 Instabilités diphasiques locales 73
3.1.2 Mesures caractéristiques 74
3.1.2.1 Cas de référence au HFE7000 74
3.1.2.2 Cas de référence à l'éthanol 82
3.1.3 Bilan de l'étude qualitative 89
3.2 Analyse quantitative en configuration standard 90
3.2.1 Répartition des flux de masse et de chaleur 90
3.2.1.1 Application de bilans de masse et d'énergie à l'évaporateur 91
3.2.1.2 Calcul du débit vaporisé 92
3.2.1.3 Application aux données expérimentales 92
3.2.2 Analyse hydraulique de la transition entre ébullition et évaporation 96
3.2.2.1 Système hydraulique considéré et équilibre hydraulique associée 96
3.2.2.2 Comparaison aux données expérimentales 98
3.2.2.3 Interprétation du mode de transition 99
3.2.2.4 Limites de cette description simplifiée 100
3.2.3 Evaluation des performances thermiques de l'évaporateur . . 101
3.2.3.1 Définition des coefficients d'échanges apparent et d'évaporation 101
3.2.3.2 Application aux données expérimentales 102
3.2.4 Bilan de l'analyse quantitative 105
3.3 Influence des paramètres expérimentaux 105
3.3.1 Pertes de charge totales 106
3.3.2 Débit liquide 109

3.3.3 Sous-refroidissement 112
3.3.4 Bilan de l'étude paramétrique et limites de celles-ci 115
3.4 Application à une structure capillaire sous forme de micro-fibres frittées 116
3.4.1 Répartition des phases 117
3.4.2 Mesures associées 117
3.4.2.1 Températures de paroi 118
3.4.2.2 Différences de pression 118
3.4.3 Analyse des principales grandeurs thermiques et hydrauliques 120
3.4.3.1 Répartition des flux 120
3.4.3.2 Coefficient d'échange apparent 121
3.4.3.3 Influence des pertes de charge totales 122
3.4.4 Bilan de l'étude du dépôt de micro-fibres 123
3.5 Conclusion du chapitre 123

Dans ce chapitre, le fonctionnement qualitatif de l'évaporateur dans le cas d'une structure capillaire constituée des micro-rainures en parallèle choisies dans le chapitre précédent est détaillé. Dans un premier temps, celui-ci est soumis à un flux de chaleur progressivement augmenté, le débit de liquide, le sous-refroidissement ainsi que le réglage de vanne étant maintenus constants. Par la suite, une analyse approfondie des équilibres hydrauliques et thermiques déduits de ces données expérimentales sera proposée, puis l'influence des différents paramètres expérimentaux sur les observables détaillés précédemment sera discutée. Enfin, les premiers résultats obtenus avec la deuxième structure capillaire considérée dans ce mémoire (le dépôt de micro-fibres frittées) seront présentés.

3.1 Description qualitative du fonctionnement sur un cas de référence, structure capillaire à micro-rainures

Dans cette partie, deux cas dits de référence correspondant aux deux fluides utilisés (HFE7000 et éthanol) sont considérés. Le comportement général de l'évaporateur est détaillé en fonction de la densité de flux de chaleur effective appliquée à l'évaporateur :

$$\varphi_{eff} = \frac{\Phi_{elec} - \Phi_{pertes}}{S_{chauffe}} \tag{3.1}$$

La température de saturation, le débit fourni à l'évaporateur ainsi que le sous-refroidissement sont maintenus constants. En ce qui concerne les pertes de charge liquide, seul le réglage de vanne est fixé, les pertes de charge totales de la ligne liquide ne sont donc pas entièrement contraintes mais laissées libres d'évoluer. Les légères variations de ce paramètre induites par ce choix seront discutées par la suite. Les valeurs de ces paramètres de fonctionnement sont résumées dans le tableau 3.1.

Fluide	T_{sat}	$\dot{m}_{tot}$	$T_{sat} - T_{liq}^{entree}$	Δp_{tot}	φ_{eff}
Ethanol	$79.5°C$	$0.775\ kg/h$	$39 - 40\ K$	$25 - 35\ Pa$	$5 - 20\ W.cm^{-2}$
HFE7000	$45.5°C$	$3\ kg/h$	$19.1 - 19.6\ K$	$80 - 100\ Pa$	$3.5 - 10\ W.cm^{-2}$

TABLE 3.1 – Paramètres de fonctionnement de l'évaporateur durant les cas de référence pour les deux fluides utilisés

Dans un premier temps, l'allure de la répartition des phases observée au sein de l'évaporateur est explicitée. Par la suite les mesures de température et de pression caractéristiques associées font l'objet d'une analyse détaillée.

3.1.1 Modes de répartition des phases observés

Étant donné que le comportement macroscopique global détaillé ci-après est sensiblement le même pour les deux fluides utilisés, celui-ci est uniquemement illustré sur le cas de référence au HFE7000. Les différences significatives observées entre les deux fluides utilisées, relatives aux instabilités locales des interfaces, sont détaillées dans un deuxième paragraphe.

3.1.1.1 Structuration globale des écoulements

Tout d'abord, pour des flux de chaleur suffisamment faibles, l'évaporateur apparait partiellement inondé de liquide. Autrement dit le liquide s'écoule librement sur la surface du silicium depuis les distributeurs. On observe alors un régime d'ébullition, la nucléation s'effectuant a priori à proximité de la surface chauffée (figure 3.1, $\varphi_{eff} = 3.8W.cm^{-2}$). Par la suite, il apparait que le niveau de liquide moyen dans l'évaporateur (autrement dit l'épaisseur moyenne de liquide au-dessus de la surface de silicium) décroit avec le flux de chaleur appliqué (figure 3.1, $\varphi_{eff} = 5.4W.cm^{-2}$). Ainsi, aux plus bas flux de chaleur, l'écoulement liquide peut atteindre directement la conduite de sortie vapeur, induisant un écoulement direct de liquide dans la conduite vapeur. Au contraire, lorsque le flux de chaleur est suffisamment élevé, seul un mince film de liquide en ébullition est observé sur la surface du Silicium.

Cette diminution de l'épaisseur moyenne de liquide avec le flux appliqué se poursuit alors jusque à ce que l'interface liquide/vapeur "rentre" dans les rainures, induisant la disparition quasi complète de nucléation dans l'évaporateur. Le changement de phase du fluide se fait alors par évaporation du film liquide dans les micro-rainures. Néanmoins, dans un premier temps, ce confinement du fluide dans la structure capillaire ne se stabilise que pendant des durées de l'ordre de la dizaine de secondes avant que la structure capillaire ne soit à nouveau inondée pendant une durée sensiblement plus importante. Un comportement oscillatoire de l'évaporateur entre ces deux modes de fonctionnement est alors observé de manière durable. A mesure que le flux de chaleur est augmenté, la prédominance du mode d'ébullition sur le mode d'évaporation tend à s'inverser jusqu'à ce que le mode d'ébullition finisse par disparaitre complètement. Ce mode de fonctionnement est par la suite qualifié de mode de transition.

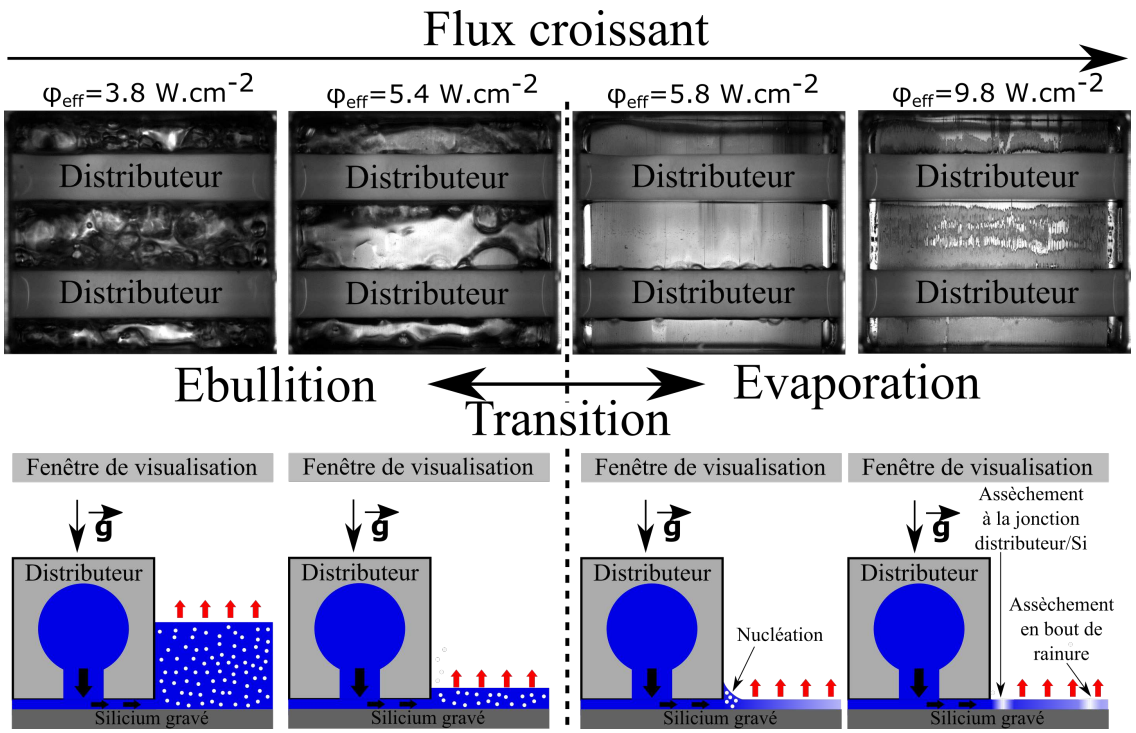

FIGURE 3.1 – Visualisations caractéristiques des différents modes de fonctionnement de l'évaporateur et représentations schématiques associées, cas de référence au HFE7000

Passé un certain flux, l'évaporateur passe en mode dit d'évaporation, dans lequel le transfert de chaleur lié au changement de phase se fait de manière durable par évaporation des films liquides dans les micro-rainures. Dans la pratique, notamment à flux de chaleur modéré, il est encore possible d'observer, de manière passagère, de l'ébullition au niveau de films liquides peu stables maintenus par capillarité au niveau de la jonction distributeur/Silicium (figure 3.1, $\varphi_{eff} = 5.8 W.cm^{-2}$). Par ailleurs, l'écoulement liquide confiné dans les micro-rainures apparait lui aussi assez fluctuant, avec notamment l'apparition d'assèchements locaux aussi bien proche du distributeur qu'en bout de micro-rainures, ces instabilités étant particulièrement marquées avec le HFE7000. Cette différence qualitative de stabilité relative au fluide utilisé est quantifiée dans la suite de ce chapitre à l'aide des mesures de pression. A mesure que le flux de chaleur se rapproche de sa valeur maximale (figure 3.1, $\varphi_{eff} = 9.8 W.cm^{-2}$), ces assèchements locaux (détaillés plus en détail dans le prochain paragraphe) deviennent plus fréquents et plus étendus. Ceux-ci n'induisent néanmoins pas de dysfonctionnement notable de l'évaporateur, la hausse de température de paroi avec le flux restant modérée et progressive.

Enfin, lorsque le flux de chaleur appliqué atteint une valeur suffisamment élevée, et passé un délai généralement inférieur à quelques minutes, la surface d'évaporation (non recouverte par les distributeurs) s'assèche complètement. De manière générale, cet assèchement s'effectue en deux temps : l'un des cotés de l'évaporateur (autrement dit la portion des rainures alimentée par un des distributeurs) s'assèche entièrement, induisant une forte surchauffe de la paroi et a priori une redistribution des flux vers le coté du deuxième distributeur. Celui-ci, alors soumis à une contrainte thermique beaucoup plus

forte, finit également par s'assécher complètement en l'espace de quelques dizaines de secondes. Une augmentation très rapide de la température de paroi est alors observée. En parallèle de cet assèchement, l'écoulement au niveau des sorties de liquide de l'évaporateur, jusque la généralement monophasique liquide, devient diphasique : dans un premier temps, seules quelques bulles y sont observées et, à mesure que l'assèchement progresse, la proportion de vapeur dans les conduites de sortie du liquide augmente sensiblement. Dans certains cas, un écoulement entièrement stratifié peut être observé. Cette apparition de vapeur dans l'écoulement de sortie de liquide de l'évaporateur traduit ainsi l'existence d'ébullition au niveau de l'écoulement interne aux distributeurs, a priori à proximité de la paroi surchauffée.

3.1.1.2 Instabilités diphasiques locales

En régime d'évaporation, les instabilités locales évoquées ci-dessus correspondent majoritairement à l'apparition d'assèchements locaux et temporaires (généralement limités à quelques dizaines de millisecondes) aussi bien en bout de rainure (c'est à dire loin du distributeur) qu'au niveau du contact silicium/distributeur (figure 3.1, $\varphi = 9.8 W.cm^{-2}$). En ce qui concerne les assèchements en bout de rainure, ceux-ci peuvent simplement s'expliquer par un décrochage local du ménisque de la rainure lié à un dépassement local de la limite capillaire. Au contraire, les assèchements situés à la jonction silicium/distributeur sont plus surprenants. Ceux-ci apparaissant très homogènes sur la longueur du distributeur, ils ne semblent pas être dus à un décrochage local du ménisque au niveau d'une rainure. Il est cependant possible d'expliquer ce comportement par de la génération de vapeur sous le distributeur au niveau de la fente usinée dans celui-ci. Cette vapeur se propageant ensuite rapidement le long de cette fente avant d'être chassée par l'écoulement de liquide dans celle-ci induirait une rupture momentanée de l'alimentation en liquide de l'ensemble des rainures. La symétrie de l'assèchement entre les deux cotés du distributeur concerné semble en effet indiquer que l'assèchement initial est proche de l'axe de symétrie du distributeur, c'est à dire au niveau de cette fente de distribution. Des images caractéristiques de ce type d'assèchement ainsi qu'une représentation schématique du mécanisme associé décrit ci-dessus sont représentés en figure 3.2. Comme cela sera mis en évidence dans la suite de ce chapitre. L'écoulement interne aux distributeurs n'étant pas visualisable, il est néanmoins difficile de confirmer ou d'infirmer l'existence de ce mécanisme.

En parallèle de ces assèchements locaux, un autre phénomène de déstabilisation notable, lui aussi de fréquence croissante avec le flux appliqué, est observable dans le cas du fonctionnement à l'éthanol uniquement. Des périodes de suralimentation significative de la structure capillaire provenant d'un ou des deux distributeurs sont clairement visibles. Durant ces périodes, dont une série d'images caractéristiques est représentée en figure 3.3, du liquide en surplus provenant des distributeurs vient recouvrir de manière significative la surface chauffée, induisant l'apparition de nucléation, en particulier à proximité des distributeurs. Par la suite, après vaporisation de ce surplus de liquide sur la surface d'échange, les interfaces liquide/vapeur semblent se restabiliser au sein de la structure capillaire. Durant ces phases d'inondation transitoire, de la vapeur est par ailleurs quasi-systématiquement observée en sortie de la ligne liquide concernée (figure 3.4). Il semble donc que, là aussi, de la génération de vapeur au niveau de l'écoulement d'alimentation en liquide soit à l'origine de l'instabilité hydraulique. Néanmoins, contrairement au cas des assèchements locaux, la vapeur n'est pas évacuée sous le distri-

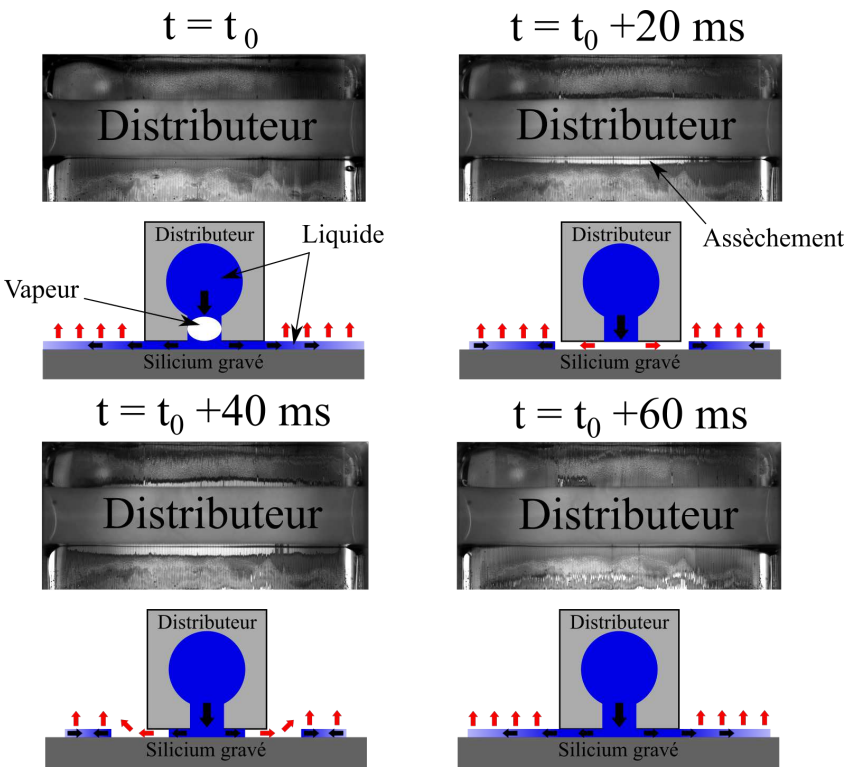

FIGURE 3.2 – Visualisations caractéristiques d'un assèchement temporaire à la jonction distributeur/silicium et représentation schématique du mécanisme supposé associé, cas de référence au HFE7000, $\varphi_{eff} = 7.5W.cm^{-2}$

buteur à travers la structure capillaire mais est entrainée dans l'écoulement liquide. Ceci semble alors avoir pour effet de perturber sensiblement l'équilibre hydraulique de l'évaporateur. Contrairement au phénomène d'assèchement local, quelle que soit la densité de flux appliquée, cette déstabilisation des écoulements a un impact significatif sur la stabilité des température de paroi de l'évaporateur qui sera mis en évidence par la suite.

3.1.2 Mesures caractéristiques

Dans cette section une analyse qualitative des mesures de températures de paroi, de pressions différentielles ainsi que du débit mesuré en sortie de condenseur est développée et mise en parallèle des observations des écoulements présentés ci-dessus. Considérant les écarts significatifs observés sur ces mesures suivant le fluide utilisé, les résultats obtenus avec le HFE7000 et l'éthanol font l'objet de deux parties séparées.

3.1.2.1 Cas de référence au HFE7000

a) Températures de paroi

Dans un premier temps, la variation de l'écart de chacune des températures de paroi avec la température de saturation est tracée en figure 3.5 en fonction de la densité de flux effective. De manière générale, comme le montre la chute de température avec le passage de l'évaporateur du mode d'ébullition au mode d'évaporation, ce dernier s'avère

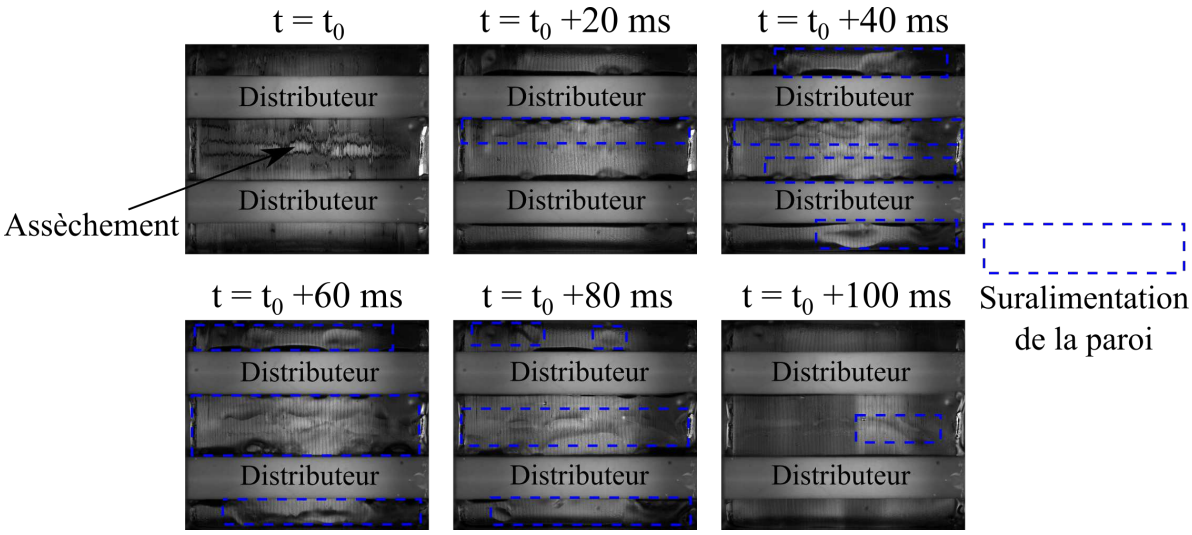

FIGURE 3.3 – Visualisations caractéristiques d'une inondation transitoire de la paroi, cas de référence à l'ethanol, $\varphi_{eff} = 19.2W.cm^{-2}$. Directement après l'occurrence d'un assèchement local ($t = t_0$), la suralimentation de la paroi s'étend progressivement ($t_0 + 20ms \leqslant t \leqslant t_0 + 60ms$) avant de se résorber ($t_0 + 80ms \leqslant t \leqslant t_0 + 100ms$)

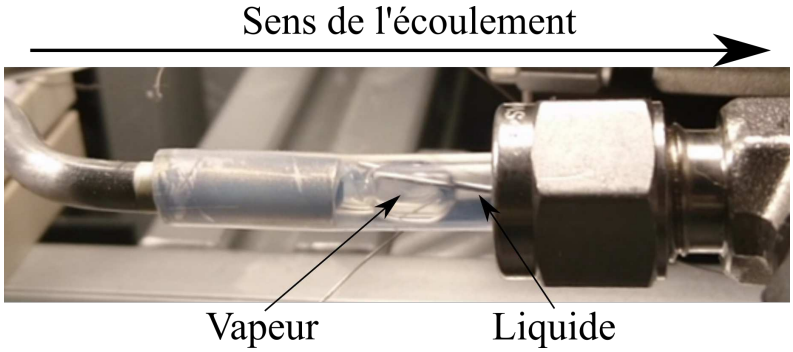

FIGURE 3.4 – Ecoulement diphasique observé en sortie d'évaporateur durant une période de réinondation de la paroi,cas de référence à l'ethanol

sensiblement plus performant d'un point de vue thermique. Cela peut s'expliquer par le fait que, étant donné le procédé de fabrication (gravure plasma), la surface du silicium reste extrêmement lisse, limitant fortement le nombre de sites de nucléation et donc l'efficacité du transfert thermique par ébullition nucléée. Une fois le mode d'évaporation atteint, l'augmentation globale de température de la paroi apparait approximativement linéaire jusqu'à l'assèchement.

En dehors de cette allure générale, certaines différences significatives de température entre les 5 thermocouples sont observables. Tout d'abord, pour l'ensemble des flux de chaleur considérés, le thermocouple "amont gauche" indique une température sensiblement inférieure aux trois autres mesures placées sous les distributeurs, l'écart étant de l'ordre d'un degré et légèrement croissant avec le flux de chaleur appliqué. Cet écart est difficile à expliquer, en effet la visualisation des écoulements ne montre pas de différences significatives de la répartition des phases dans cette zone de la surface chauffée. Cette différence de mesure pourrait néanmoins être due à une dégradation du

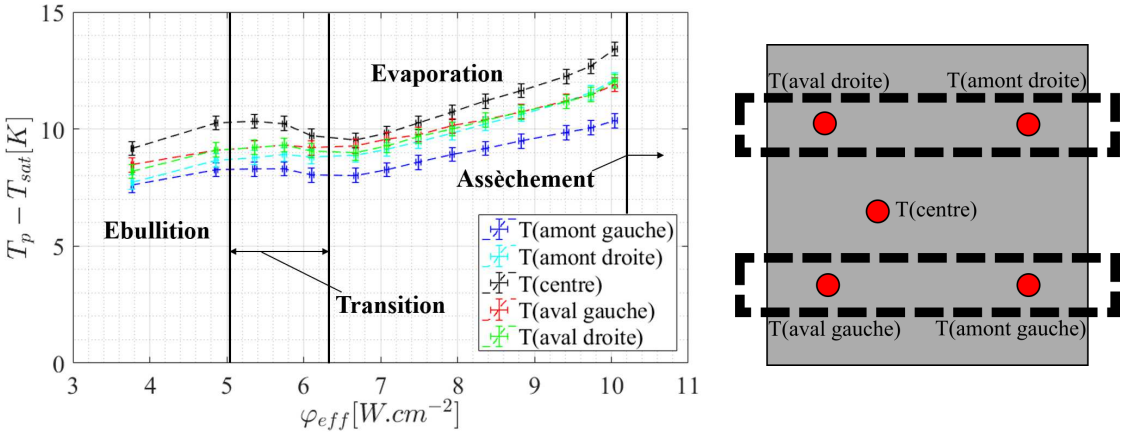

FIGURE 3.5 – Variations des différentes températures de paroi moyennes en fonction du flux effectif appliqué à l'évaporateur fonctionnant au HFE7000 (gauche), placement des différentes mesures (droite)

thermocouple ou bien un mauvais collage induisant un mauvais placement de celui-ci dans la rainure. Considérant ceci, ce léger écart sera donc ignoré dans le cadre de cette analyse qualitative. Les écarts entres les mesures des trois autres thermocouples sous les distributeurs sont inférieurs à quelques dixièmes de degré.
Durant le mode d'ébullition, la température au centre de l'évaporateur est sensiblement supérieure aux températures au niveau des distributeurs, ceci pouvant indiquer que la nucléation se produit préférentiellement au niveau de la jonction distributeurs/silicium a priori bien plus riche en sites de nucléation que la surface libre du silicium. En mode d'évaporation, les températures de paroi sont bien plus homogènes, en particulier à bas flux de chaleur. Néanmoins, lorsque celui-ci est augmenté, la température au centre de l'évaporateur s'écarte de la température sous les distributeurs jusqu'à atteindre un écart d'environ un degré et demi pour le flux maximal. Cette tendance est tout à fait cohérente avec l'apparition progressive d'assèchements locaux au centre de la zone d'évaporation décrite en 3.1.1. Les températures au niveau des distributeurs restent néanmoins très homogènes, en dehors d'une très légère surchauffe du coté droit (là aussi cohérente avec les assèchements légèrement plus prononcés observés de ce coté de l'évaporateur).

Un exemple de variation temporelle de chacune de ces cinq températures de paroi est tracé en figure 3.6 pour deux points de mesure correspondants aux modes d'ébullition et d'évaporation. Dans les deux cas, ces mesures de température sont globalement stables au cours du temps, le filtrage passe-bas à 4Hz du système d'acquisition des températures ainsi que l'inertie thermique du thermocouple semblent donc lisser fortement l'effet des instabilités hydrauliques sur les mesures de température.

Au contraire, durant le mode de transition, l'oscillation hydraulique entre ébullition et évaporation est clairement visible sur les courbes de température de paroi représentées en figure 3.7. En effet, le mode d'évaporation étant plus performant d'un point de vue thermique que le mode d'ébullition, l'alternance entre une paroi globalement "froide" et globalement "chaude" corrélée au passage d'un mode de fonctionnement à l'autre est directement observable sur les mesures de température. Ces deux modes de fonctionnement sont approximativement équirépartis pour ce point de fonctionnement correspondant au centre de la zone de transition. Néanmoins, comme cela est représenté

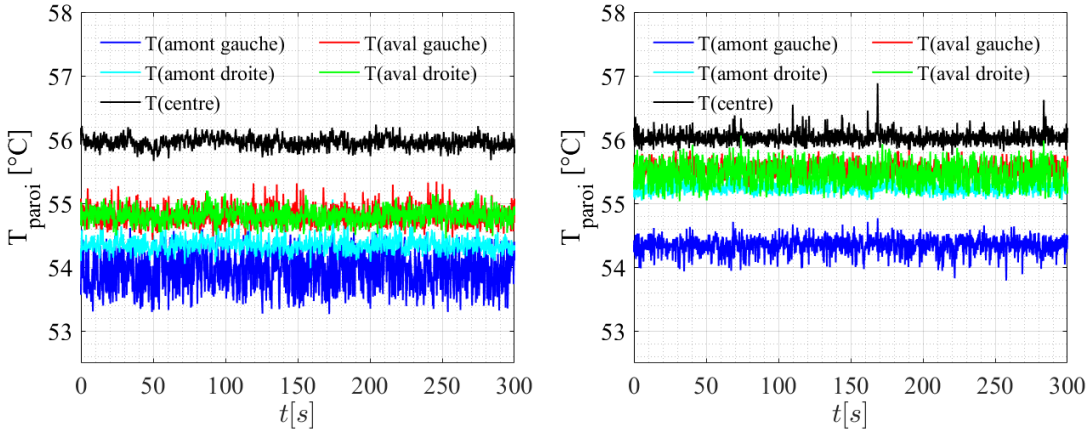

FIGURE 3.6 – Evolutions temporelles des températures en mode d'ébullition (figure de gauche, $\varphi_{eff} = 4.8W.cm^{-2}$) et d'évaporation (figure de droite, $\varphi_{eff} = 7.5W.cm^{-2}$)

en figure 3.8, le mode d'ébullition apparait sensiblement plus fréquent pour le point de transition proche de la zone d'ébullition et sensiblement moins fréquent pour le point de transition proche de la zone d'évaporation.

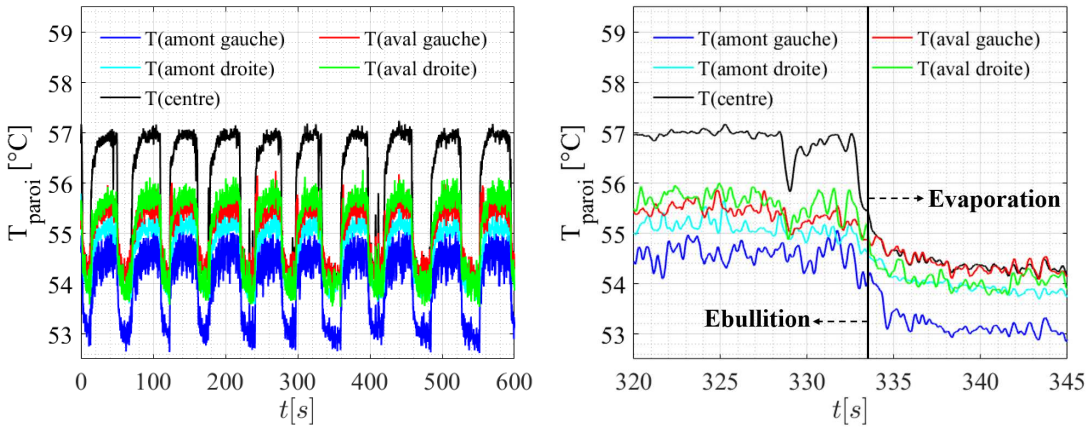

FIGURE 3.7 – Evolution temporelle des températures durant un point de fonctionnement en mode de transition, $\varphi_{eff} = 5.8W.cm^{-2}$

b) Températures d'entrée/sortie du fluide

Les valeurs moyennes des températures du fluide mesurées à chaque entrée et sortie de l'évaporateur sont représentées en figure 3.9 en fonction de la densité de flux effective.

Pour de ce qui est de la ligne liquide, un échauffement significatif (de l'ordre d'une dizaine de degrés) est observé, cet échauffement étant par ailleurs légèrement plus marqué en mode d'ébullition et aux derniers points de mesure avant assèchement. Par ailleurs, un écart entre les deux conduites de sortie du liquide, compris entre $1.5°C$ et $3°C$ est observable. Il apparait donc une dissymétrie entre les deux lignes, a priori due à une répartition non équitable du débit entre les deux lignes liquides (dans ce cas un débit

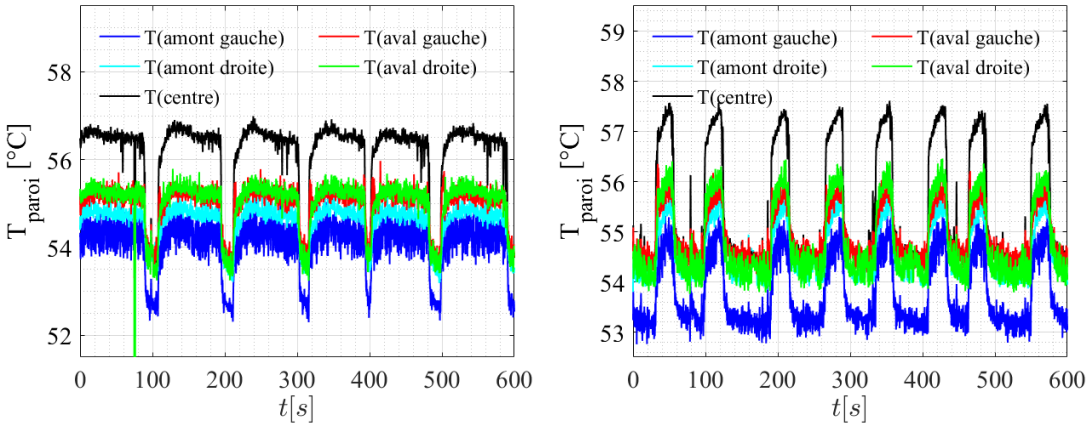

FIGURE 3.8 – Evolution temporelle des températures durant les deux points limitrophes du mode de transition, $\varphi_{eff} = 5.4 W.cm^{-2}$ (gauche), $\varphi_{eff} = 6.1 W.cm^{-2}$(droite)

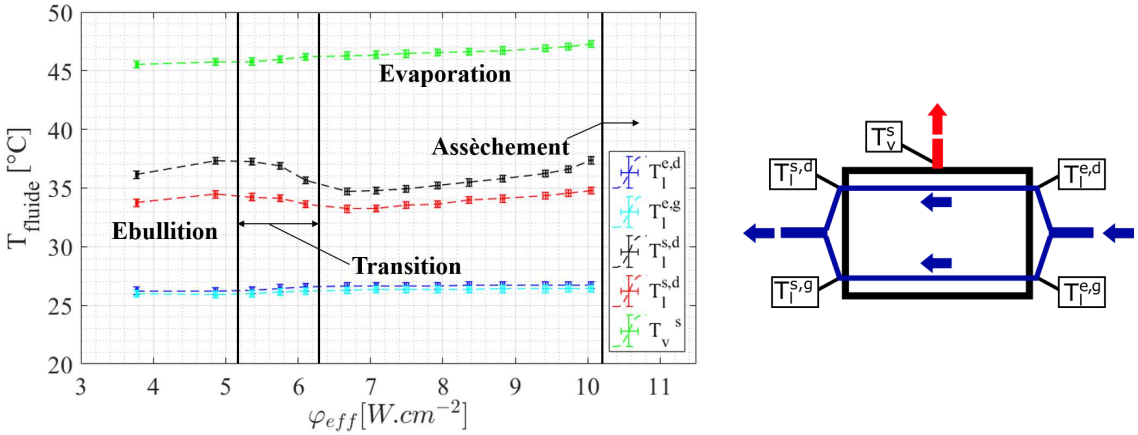

FIGURE 3.9 – Variations des températures de chacune des entrées et sorties du fluide en fonction du flux effectif appliqué à l'évaporateur fonctionnant au HFE7000 (gauche), placement des différentes mesures (droite) ; $T_{sat} = 45.5°C$

liquide dans la ligne de droite inférieur à celui traversant la ligne de gauche).
La mesure de température en sortie vapeur montre une surchauffe de la vapeur générée légèrement croissante avec le flux appliqué. Dans tous les cas, cette surchauffe reste inférieure à $1.5°C$. Ceci n'est en fait pas surprenant, étant donné que la vapeur générée n'est jamais directement en contact avec la source chaude, de par l'architecture même de l'évaporateur.

c) Différences de pression

Les mesures de pression différentielles moyennées pour chaque point de mesure sont représentées en figure 3.10 en fonction de la densité de flux effective. En ce qui concerne Δp_{tot}, sa valeur semble diminuer très légèrement avec le flux appliqué. Considérant que la géométrie de l'écoulement liquide est fixée (en particulier le réglage de vanne), cette variation peut s'expliquer par une légère diminution du débit liquide en sortie d'éva-

porateur due au prélèvement croissant de l'évaporateur sur celui-ci lorsque le flux de chaleur qu'il évacue augmente. La perte de charge Δp_{evap} décroit de manière beaucoup plus significative avec le flux de chaleur, en particulier durant le mode d'évaporation. Elle atteint par ailleurs rapidement des valeurs négatives, ce qui semble être corrélé à l'apparition de pompage capillaire au sein des micro-canaux. Dans les faits, plusieurs phénomènes distincts influent sur cette mesure de pression. A cet objet, une analyse plus approfondie de l'équilibre hydraulique des lignes liquide et vapeur et de la transition ébullition/évaporation associée est détaillée dans la suite de ce chapitre.
Il est néanmoins utile de remarquer dès à présent l'avantage concret de cette architecture à alimentation hybride : la perte de charge induite par l'évaporateur étant induite par l'écoulement liquide dans la ligne principale et celui-ci n'étant ici pas significativement impacté par l'écoulement vapeur généré par l'évaporateur, l'augmentation de la contrainte thermique ne nécessite pas d'adaptation de la puissance de pompage apportée à l'évaporateur. Par ailleurs, la valeur même de perte de charge générée par l'évaporateur et son système hydraulique associé, ici de l'ordre de 10^2 Pa, est extrêmement faible. A titre de comparaison, la perte de charge générée par l'écoulement de HFE7000 à travers l'évaporateur à micro-canaux de Yang et al. [34] pour une densité de flux de 10 $W.cm^{-2}$ est de l'ordre de 10^4 Pa ! Bien entendu, ce type de comparaison entre des systèmes d'architecture et de dimensions sensiblement différentes doit être manié avec précaution, néanmoins l'écart de deux ordres de grandeur observé ici est suffisamment significatif pour être mentionné.
Comme cela a été évoqué précédemment, de fortes instabilités hydrauliques subsistent

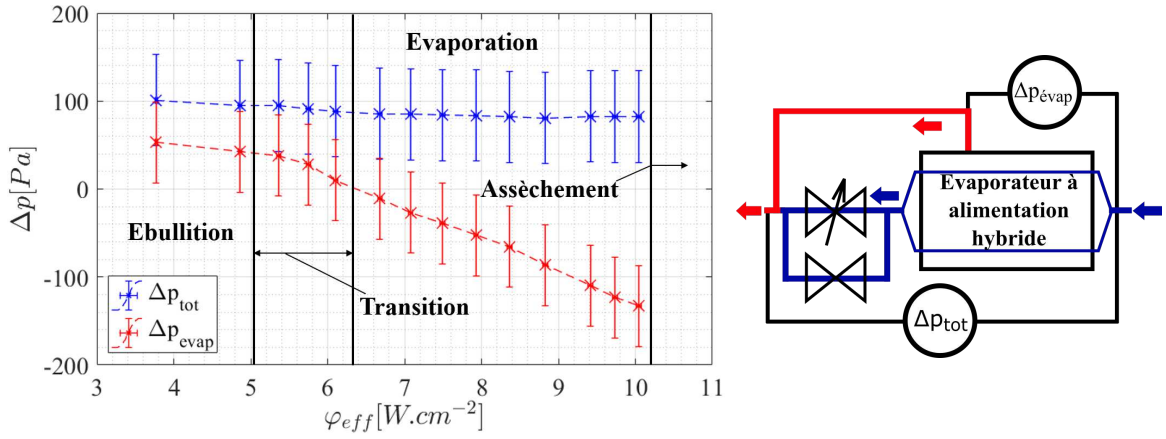

FIGURE 3.10 – Valeurs moyennes des mesures de pression différentielles en fonction du flux effectif appliqué à l'évaporateur (gauche), placement des mesures (droite)

dans l'évaporateur quel que soit le mode de fonctionnement de celui-ci (lorsque celui-ci fonctionne au HFE7000). Les signaux temporels des deux mesures de pression, représentés en figure 3.11 pour le mode d'ébullition et en figure 3.12 pour le mode d'évaporation, rendent effectivement compte de cette observation qualitative. De manière générale, le signal apparait dans tous les cas fortement instable avec des amplitudes de variations variant entre 500 et 1500Pa suivant le mode de fonctionnement.

Les transformées de Fourier discrètes de chacun de ces signaux, obtenues par un algorithme de transformée de Fourier rapide (FFT) n'ont pas montré de pics de fréquence

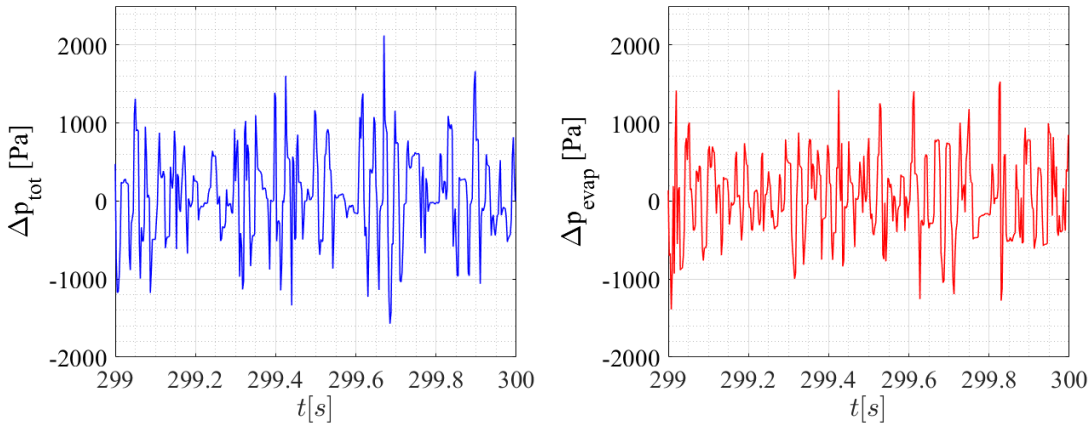

FIGURE 3.11 – Evolution temporelle des différences de pression Δp_{tot} (gauche) et Δp_{evap} (droite) pour un point de fonctionnement en mode d'ébullition, $\varphi_{eff} = 4.9 W.cm^{-2}$

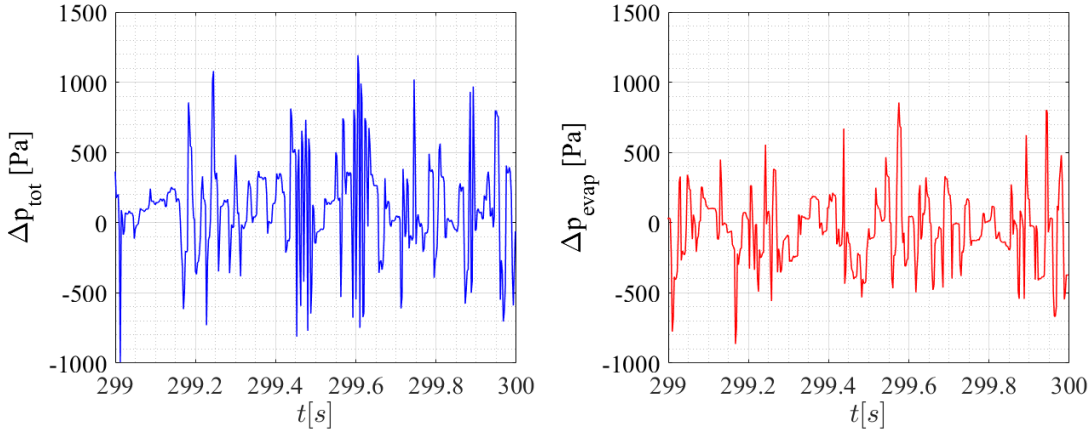

FIGURE 3.12 – Evolution temporelle des différences de pression Δp_{tot} (gauche) et $\Delta p_{évap}$ (droite) pour un point de fonctionnement en mode d'évaporation, $\varphi_{eff} = 7.5 W.cm^{-2}$

significatifs.
Pour évaluer de manière plus précise ces instabilités, il est possible d'évaluer l'écart-type moyen $\sigma(\Delta p)$ des différents signaux mesurés. En notant N le nombre d'échantillonnages du signal de pression sur un point de mesure et l'indice i le numéro du point d'échantillonnage, cet écart-type s'exprime par :

$$\sigma(\Delta p) = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left(\Delta p(t_i) - \overline{\Delta p}\right)^2} \tag{3.2}$$

La variation de cette grandeur est alors représentée pour les deux signaux de pression différentielle en fonction du flux appliqué en figure 3.13.

Globalement les deux signaux présentent des écarts-types très proches et variant de la même manière. Cet écart-type est ainsi maximal en mode d'ébullition ainsi qu'aux

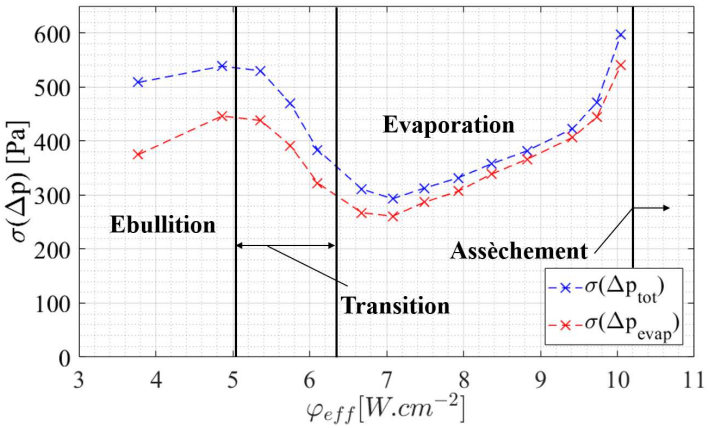

FIGURE 3.13 – Variation de l'écart-type des différents signaux de pression en fonction du flux effectif appliqué à l'évaporateur, campagne de référence au HFE7000

plus hautes densités de flux du mode d'évaporation. Pour ce qui est de la zone d'ébullition, l'écoulement y étant par définition instable, cette tendance n'est pas surprenante. L'augmentation de l'écart-type avec le flux en mode d'évaporation semble quant à elle traduire l'apparition de plus en plus fréquente des instabilités hydrauliques évoquées précédemment. En effet, considérant que le saut de pression capillaire maximal atteignable au niveau du ménisque accroché aux micro-rainures ($\Delta p_{cap}^{max} = \frac{2\gamma}{b}$, b étant la largeur de la rainure) est de l'ordre de $500Pa$, les pics de pression du même ordre de grandeur observés sur le signal Δp_{evap} pourraient tout à fait correspondre à la pression induite par la courbure maximale de celui-ci a priori atteintes par le ménisque lors des phases d'assèchement/remouillage des rainures. L'augmentation de l'écart-type du signal serait alors due à l'augmentation de la fréquence des assèchements locaux et des pics de pression associés.
Dans les faits, cette interprétation reste hypothétique, une analyse bien plus poussée des instationnarités de l'écoulement dans la structure capillaire, dépassant le cadre de ce mémoire, parait nécessaire pour confirmer celle-ci.

d) Débit total

L'évolution du débit moyen mesuré en fonction du flux effectif en figure 3.14 montre bien un débit quasiment constant de l'ordre de 3000 g/h . La procédure de contrôle du débit (détaillée en 2.6.1) apparait donc ici efficace pour maintenir ce paramètre constant. L'écart-type du signal varie néanmoins sensiblement avec le point de mesure et peut atteindre 400 g/h. Le tracé de l'évolution temporelle de ce signal, représenté pour les même points de fonctionnement qu'au paragraphe précédent en figure 3.15 montre bien un signal relativement fluctuant. Considérant que ces fluctuations sont approximativement maximales là où les instabilités hydrauliques liées à l'évaporateur sont les plus faibles (cf figure 3.13, $\varphi \approx 6\ W.cm^{-2}$), il semblerait que ces fluctuations de débit sont plutôt liées à des instabilités hydrauliques internes au condenseur placé en aval du débitmètre.

Dans la section suivante, une analyse qualitative suivant la même approche est développée sur le second cas de référence à l'éthanol. En particulier, les différences

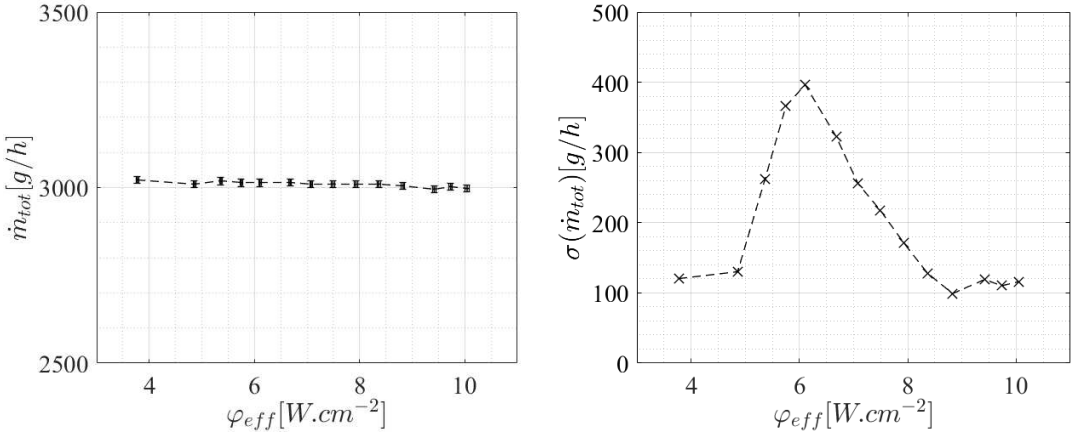

FIGURE 3.14 – Variation du débit moyen mesuré (figure de gauche) et de l'écart-type du signal (figure de droite) en fonction du flux effectif appliqué à l'évaporateur fonctionnant au HFE7000

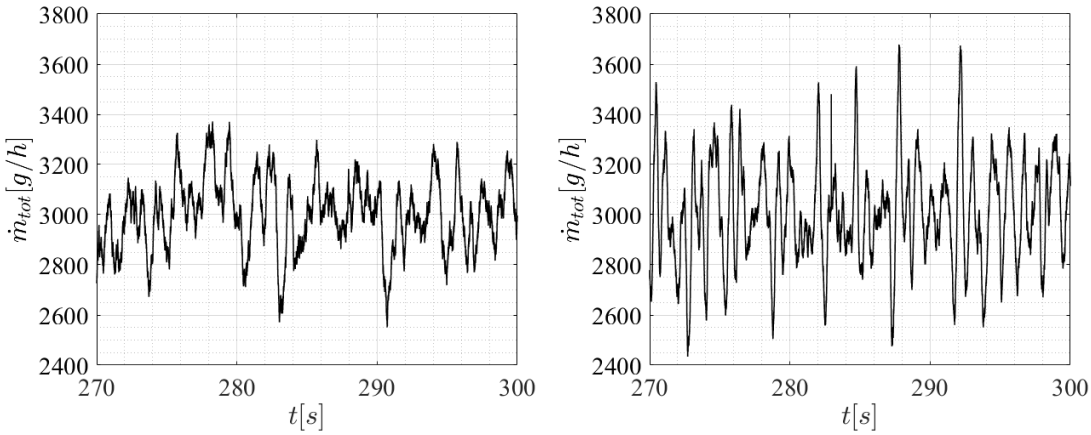

FIGURE 3.15 – Evolution temporelle du signal de débit $\dot{m}_{tot}$ durant un point de fonctionnement en mode d'ébullition (figure de gauche, $\varphi_{eff} = 4.9W.cm^{-2}$) et durant un point de fonctionnement en mode d'évaporation (figure de droite, $\varphi_{eff} = 7.5W.cm^{-2}$)

observées avec le fonctionnement au HFE7000 sont mises en évidence.

3.1.2.2 Cas de référence à l'éthanol

a) Températures de paroi

La variation des températures de paroi avec le flux de chaleur effectif appliqué à l'évaporateur est représentée en figure 3.16. La même tendance générale qu'avec le HFE7000 peut-être observée, en particulier une chute significative de température lors de la transition entre ébullition et évaporation. Néanmoins, la montée en température en mode d'évaporation apparait légèrement moins régulière, notamment aux bas flux de chaleur. Enfin, il apparait ici que la densité de flux effective maximale dissipable par l'évaporateur ($19.2W.cm^{-2}$) est quasiment doublée par rapport à l'essai au HFE7000 présenté auparavant. Cela n'est pas surprenant, en effet étant donné le fort écart de

propriétés thermophysiques entre ces deux fluides, en particulier une chaleur latente de l'éthanol approximativement 6 fois supérieure à celle du HFE7000, la vitesse d'écoulement du liquide dans les canaux est bien plus faible. Par conséquent, la limite capillaire associée est a priori bien plus élevée. Dans la pratique, comme cela sera mis en évidence dans le prochain chapitre, la limite capillaire n'est pas la seule responsable de l'assèchement de l'évaporateur.

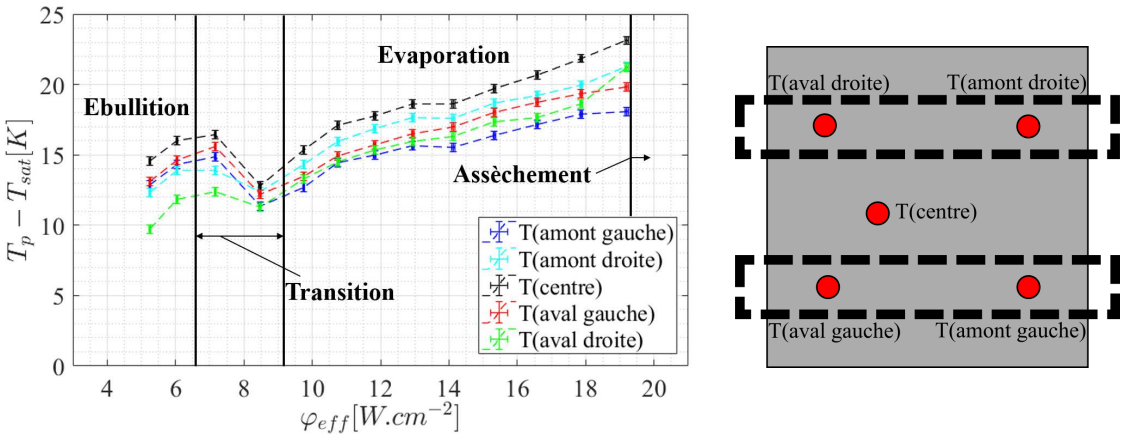

FIGURE 3.16 – Variations des différentes températures de paroi moyennes en fonction du flux effectif appliqué à l'évaporateur fonctionnant à l'éthanol (gauche), placement des différentes mesures (droite)

Par ailleurs, quelques écarts de température significatifs peuvent être relevés. Sur les premiers points de mesure (durant le mode d'ébullition), le thermocouple central est un point chaud, similairement au cas du HFE7000. Néanmoins, le thermocouple "aval droit" indique une température significativement inférieure aux quatre autres, indiquant une forte hétérogénéité de l'ébullition. Celle-ci parait difficile à expliquer, étant donné qu'elle n'a jamais été observée avec le HFE7000. En ce qui concerne le mode d'évaporation, le thermocouple "amont gauche" indique également une température inférieure d'un à deux degrés aux trois autres thermocouples placés sous les distributeurs. Les quatre mesures de température latérales sont ici légèrement plus dispersées, notamment à haut flux de chaleur. Bien que difficiles à interpréter dans le détail, ces écarts de température semblent globalement cohérents avec les fortes instabilités et hétérogénéités de la répartition du liquide observées pour ces points de fonctionnement. En particulier la subite augmentation de température du thermocouple "aval droit" sur le point de mesure à flux maximal correspond bien aux assèchements significatifs observées dans cette zone de l'évaporateur à ce niveau de flux.
Le tracé de l'évolution temporelle des différentes températures de paroi, représentée en figure 3.17, traduit un fonctionnement beaucoup plus fluctuant de l'évaporateur. En mode d'ébullition deux régimes coexistent, l'un induisant des températures globalement stables et l'autre induisant une fluctuation très rapide de celles-ci de l'ordre de plusieurs degrés. Le passage de l'un à l'autre de ces régimes, observé sur l'ensemble des points de mesure correspondant à ce mode de fonctionnement ne semble néanmoins pas suivre une fréquence particulière.
En mode d'évaporation, une alternance entre deux fonctionnements apparait là aussi.

On observe en effet une alternance entre des phases de lente croissance des températures de paroi par ailleurs peu fluctuantes et des phases fortement instables aboutissant à une restabilisation temporaire à basse température avant une nouvelle dérive de celle-ci.

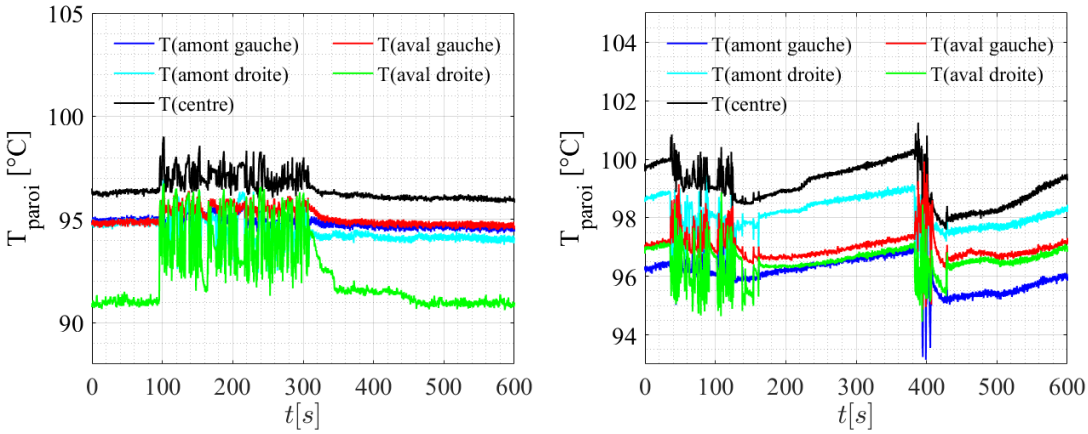

FIGURE 3.17 – Evolution temporelle des températures durant un point de fonctionnement en mode d'ébullition (figure de gauche, $\varphi_{eff} = 6.0 W.cm^{-2}$) et d'évaporation (figure de droite, $\varphi_{eff} = 13.0 W.cm^{-2}$)

Comme cela est représenté en figure 3.18, cette alternance est fortement influencée par le flux appliqué : proche de la zone de transition (à bas flux de chaleur), les déstabilisations sont très rares tandis qu'à haut flux de chaleur, les températures de paroi sont majoritairement instables et ne sont entrecoupées que de courtes périodes de stabilisation/dérive. En pratique, cette alternance de périodes pseudo-stables et instables semble bien correspondre à l'alternance d'évaporation très stable en micro-rainures et de ré-inondations transitoires de la paroi mises en évidence durant l'analyse des visualisations d'écoulement développée dans la section précédente.

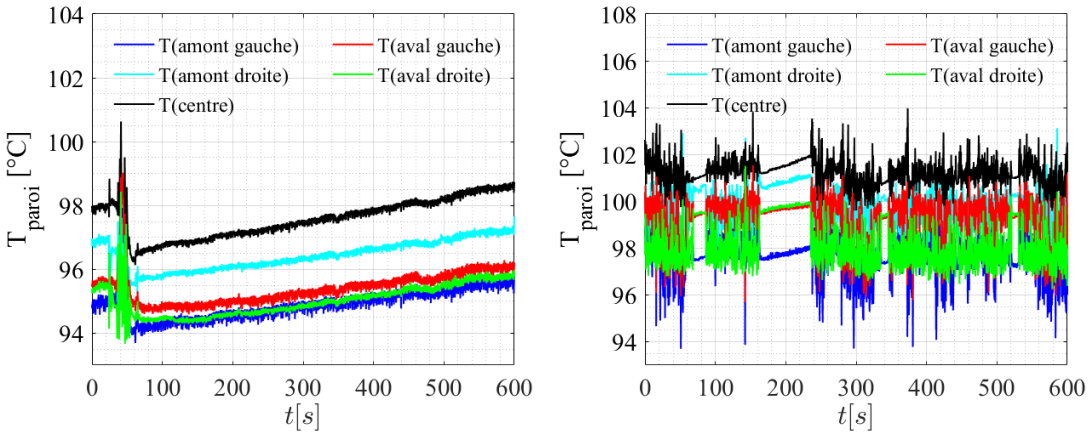

FIGURE 3.18 – Evolution temporelle des températures pour deux points de fonctionnement en mode d'évaporation, proche de la zone de transition (figure de gauche, $\varphi_{eff} = 10.8 W.cm^{-2}$) et proche du flux maximal (figure de droite, $\varphi_{eff} = 16.6 W.cm^{-2}$)

Dans la zone de transition, le comportement de l'évaporateur, en dehors de la dérive de température durant les périodes d'évaporation, semble globalement très semblable à celui observé avec du HFE7000 (figure 3.19). Néanmoins, la fréquence d'alternance entre ébullition et évaporation est sensiblement plus faible que dans le cas du HFE7000.

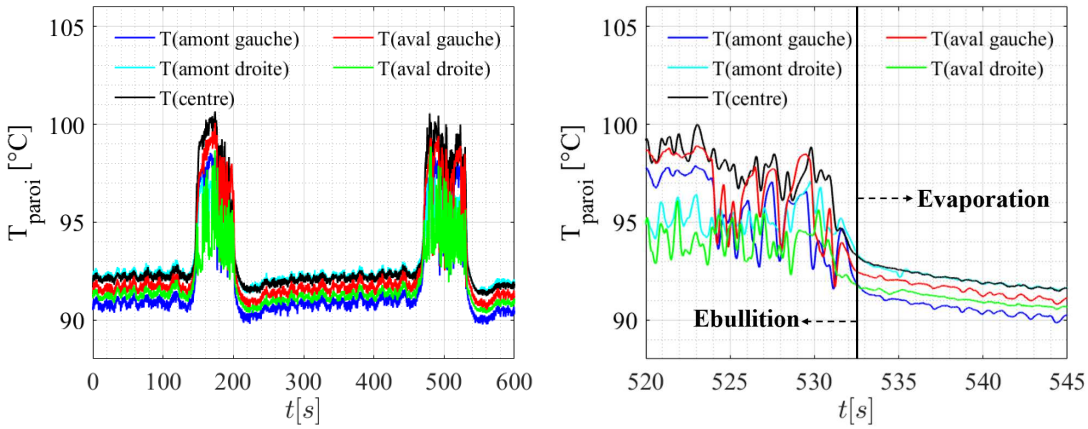

FIGURE 3.19 – Evolution temporelle des températures durant un point de fonctionnement en mode de transition, $\varphi_{eff} = 8.5 W.cm^{-2}$

b) Températures d'entrée/sortie du fluide

L'évolution des températures du fluide mesurées à chaque entrée et sortie de l'évaporateur dans ce cas sont représentées en figure 3.20 en fonction de la densité de flux effective.

Globalement, les tendances observées sont exactement les mêmes que dans le cas du

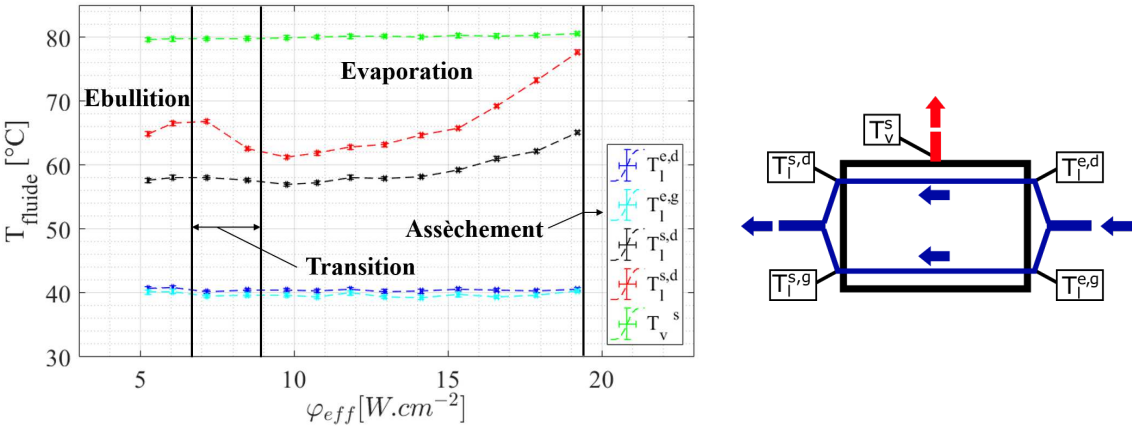

FIGURE 3.20 – Variations des températures de chacune des entrées et sorties du fluide en fonction du flux effectif appliqué à l'évaporateur fonctionnant à l'éthanol (gauche), placement des différentes mesures (droite) ; $T_{sat} = 79.5°C$

HFE7000, en particulier la ligne d'écoulement de droite semble là aussi légèrement moins alimentée en liquide que celle de gauche. Toutefois, la montée en température

des sorties de liquide à haut flux de chaleur (en mode d'évaporation) est ici sensiblement plus marquée, en particulier pour la sortie droite. En pratique, cela est tout à fait cohérent avec l'apparition récurrente de vapeur dans les sorties de liquide évoquée en 3.1.1.2.

c) Différences de pression

Les courbes des différences de pression moyennes, représentées en figure 3.21, ont une allure très similaire à celles obtenues au HFE7000. On observe néanmoins une très légère remontée de Δp_{tot} à haut flux de chaleur correspondant à l'apparition fréquente de vapeur dans l'écoulement liquide mise en évidence en 3.1. L'interprétation générale de ces courbes ne sera donc pas redétaillée ici.
Il est néanmoins intéressant de constater, que malgré un flux maximal quasiment doublé, la perte de charge totale de l'évaporateur a été divisée approximativement par 3. Cela s'explique très simplement par le fait que la chaleur latente de l'éthanol est largement supérieure à celle du HFE7000. Il en résulte un débit aspiré par l'évaporateur sensiblement plus faible, permettant de réduire du même ordre le débit d'alimentation liquide de celui-ci, et donc les pertes de charge totales induites par la ligne liquide (la viscosité dynamique de ces deux fluides étant du même ordre de grandeur).

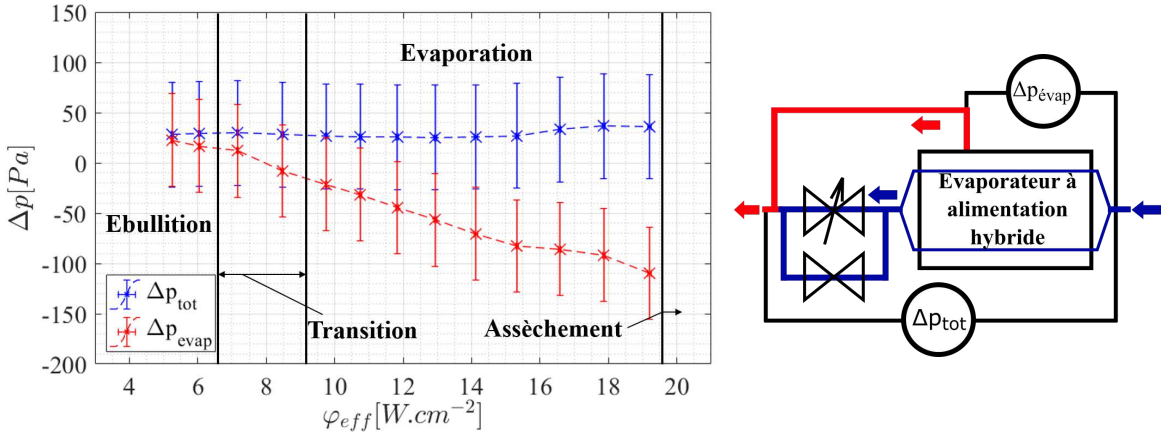

FIGURE 3.21 – Valeurs moyennes des mesures de pression différentielles en fonction du flux effectif appliqué à l'évaporateur (gauche), placement des mesures (droite)

En ce qui concerne l'évolution temporelle de ces mesures, tracée pour les modes d'ébullition et d'évaporation respectivement en figure 3.22 et figure 3.23, on retrouve dans les deux cas l'alternance de périodes stables et instables détaillée auparavant. Durant les phases de fonctionnement stable, les signaux de pression apparaissent sensiblement moins fluctuants que dans le cas du HFE7000, en particulier durant le mode d'évaporation. Dans ce cas la pression capillaire maximale (de l'ordre de 850 Pascal pour ce fluide) est largement supérieure aux oscillations de pressions observées. Ainsi, cette allure du signal est très cohérente avec la stabilité globale des interfaces observée lors de l'évaporation d'éthanol en regard du fonctionnement au HFE.

Enfin, le tracé de l'écart type des différents signaux, représenté en figure 3.24 traduit

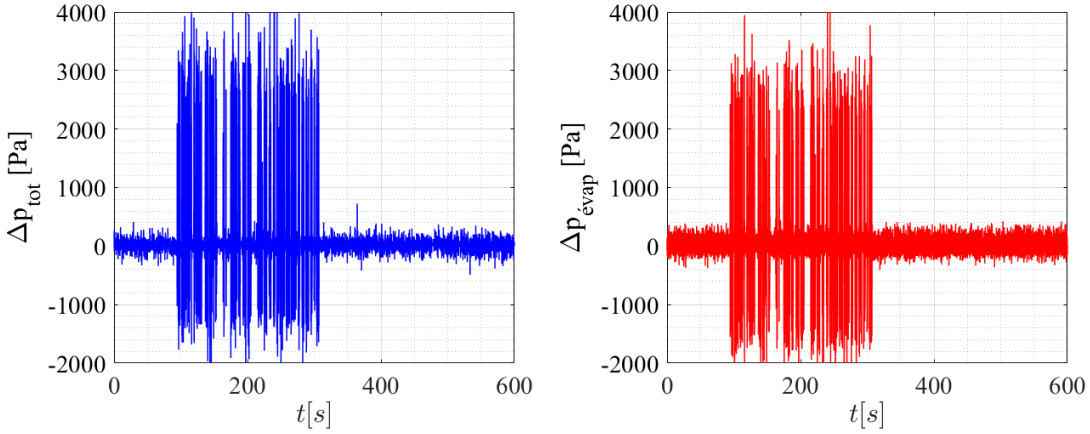

FIGURE 3.22 – Evolution temporelle des différences de pression Δp_{tot} (gauche) et Δp_{evap} (droite) durant un point de fonctionnement en mode d'ébullition ,$\varphi_{eff} = 6W.cm^{-2}$

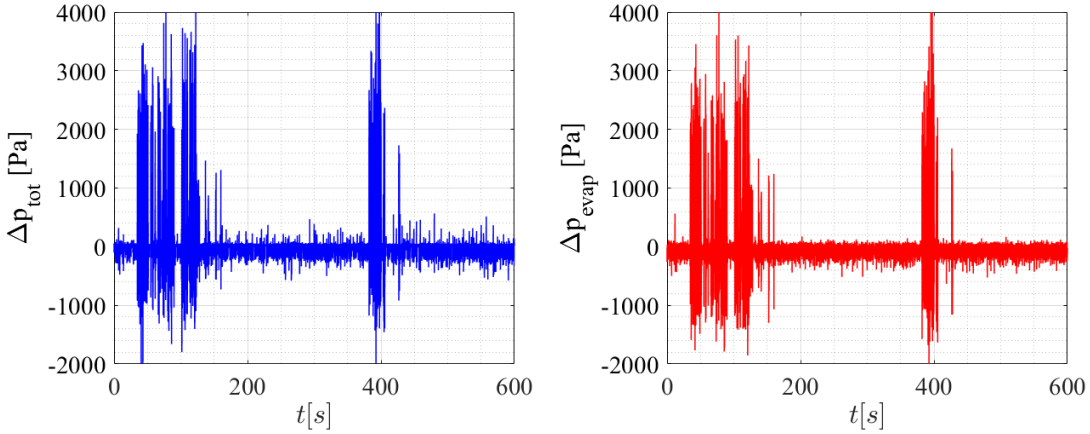

FIGURE 3.23 – Evolution temporelle des différences de pression Δp_{tot} (gauche) et Δp_{evap} (droite) durant un point de fonctionnement en mode d'évaporation ,$\varphi_{eff} = 13.0W.cm^{-2}$

bien cette stabilité de l'écoulement sur les points d'évaporation à bas flux de chaleur, l'écart-type des signaux pouvant être d'un ordre de grandeur inférieur à celui observé avec du HFE7000. L'augmentation sensible de l'écart-type avec l'augmentation du flux de chaleur correspond à l'augmentation de la fréquence des périodes de fortes instabilités.

d) Débit total

La variation du débit moyen mesuré avec le flux effectif en figure 3.25 montre une légère dispersion de l'ordre de $\pm 25g/h$ autour d'une valeur moyenne de $775g/h$. Dans les faits, les fortes instabilités sur le signal de débit à forts flux de chaleur, visibles sur le tracé de l'écart-type du signal sur cette même figure, ont rendu plus difficile son maintien à une valeur constante.
Par ailleurs, contrairement au cas du HFE7000, l'instabilité de débit semble directement

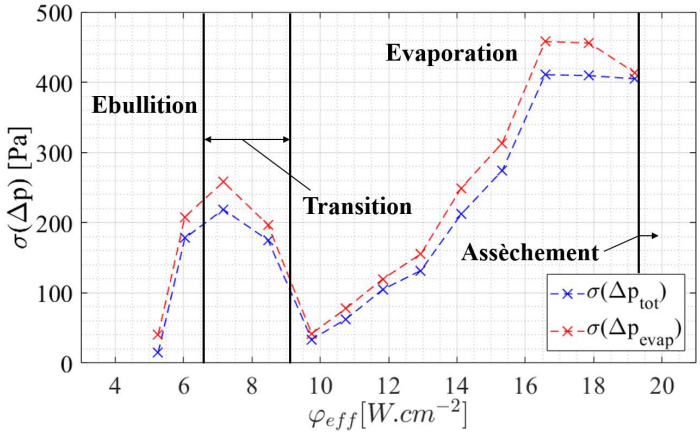

FIGURE 3.24 – Variation de l'écart-type des différents signaux de pression en fonction du flux effectif appliqué à l'évaporateur

reliée à l'évaporateur. En effet, comme cela est représenté en figure 3.26, une perturbation du débit liquide est clairement discernable aux mêmes instants que pour les signaux de pression correspondants aux réinondations de la paroi (figs. 3.22 et 3.23) Les fortes instabilités hydrauliques observées au niveau de la structure capillaire semblent donc induire des variations temporelles significatives du débit vaporisé se répercutant sur le débit instantané mesuré en aval du condenseur.

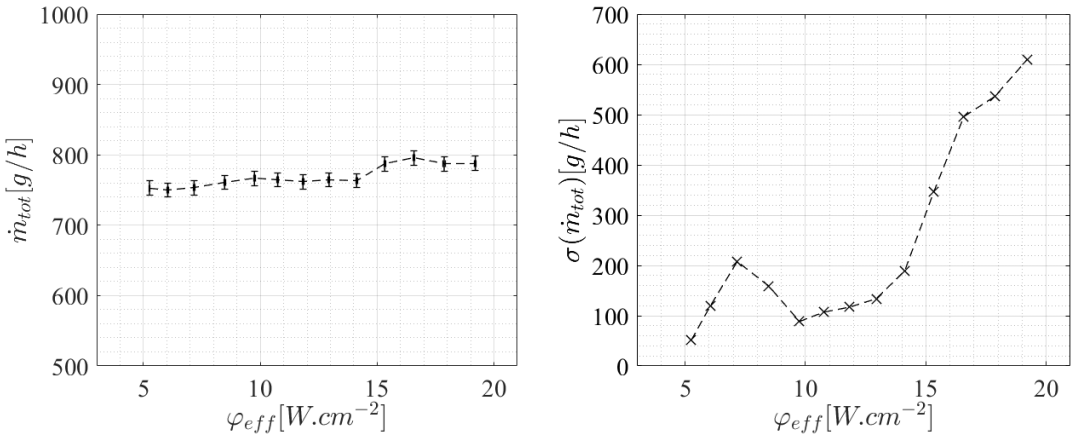

FIGURE 3.25 – Variation du débit moyen mesuré (figure de gauche) et de l'écart-type du signal (figure de droite) en fonction du flux effectif appliqué à l'évaporateur fonctionnant à l'éthanol

e) Interprétation de l'instabilité de fonctionnement observée

Une explication possible des fortes déstabilisations de l'équilibre hydraulique de l'évaporateur en mode d'évaporation mises en évidence dans les paragraphes précédents semble être l'accumulation progressive d'impuretés au niveau des zones d'évaporation. Celles-ci induiraient alors progressivement une dégradation des transferts thermiques, autrement dit une montée en température de la paroi correspondant à la dérive des

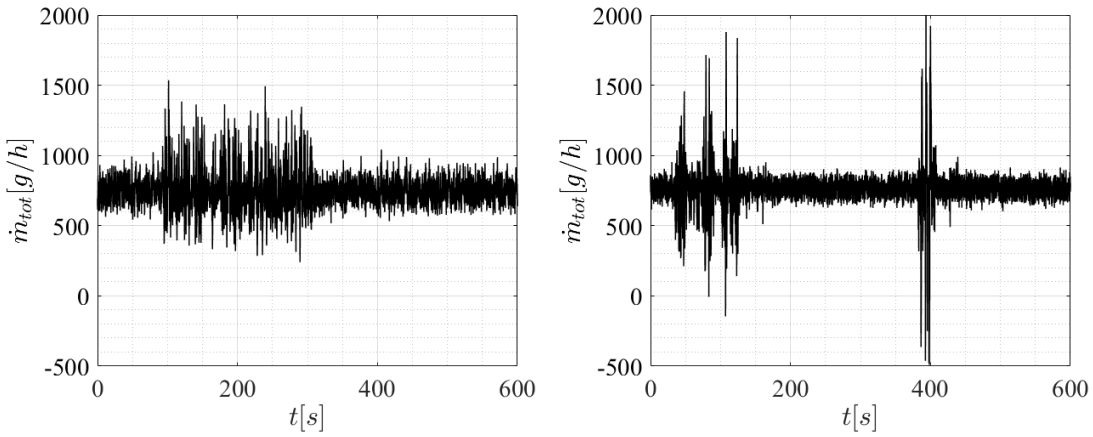

FIGURE 3.26 – Evolution temporelle du signal de débit $\dot{m}_{tot}$ durant un point de fonctionnement en mode d'ébullition (figure de gauche, $\varphi_{eff} = 6W.cm^{-2}$) et durant un point de fonctionnement en mode d'évaporation (figure de droite, $\varphi_{eff} = 13W.cm^{-2}$)

températures observée. Par la suite, cette montée en température pourrait atteindre une température de paroi critique induisant le déclenchement d'ébullition au niveau de la ligne d'alimentation en liquide des rainures explicité en 3.1.1. L'inondation de la paroi induite permettrait alors un "nettoyage" partiel des micro-rainures pouvant expliquer pourquoi le niveau de température de la paroi après restabilisation de l'écoulement est sensiblement inférieur à celui mesuré juste avant la déstabilisation (figure 3.17).
L'augmentation de la fréquence des déstabilisations avec le flux de chaleur serait alors liée à la température initiale (avant encrassement) plus élevée et donc plus proche de cette supposée température critique. Il reste enfin à expliquer l'origine de ces impuretés. Dans notre cas, celles-ci semblent imputables à une réaction chimique du fluide avec certains composants de la boucle. Bien qu'aucune génération d'incondensables n'ait été détectée (la pression absolue dans la boucle ne variant pas de manière significative au cours des différents essais), l'éthanol observé au niveau du réservoir, parfaitement transparent lors du remplissage de la boucle tend à prendre une teinte jaune au fur et à mesure des journées d'essais (figure 3.27). Cette même teinte jaune du fluide ayant été observée sur de l'éthanol maintenu en contact plusieurs jours avec un joint NBR "témoin" identique aux joints placés au niveau des entrées/sorties des distributeurs, la combinaison éthanol/NBR semble bien génératrice d'une réaction chimique lente mais significative.

Par conséquent, pour confirmer l'interprétation développée ici et éventuellement s'affranchir de ces instabilités parasites mises en évidence expérimentalement, il apparait nécessaire d'effectuer le remplacement de l'ensemble des joints de l'évaporateur, par exemple par des joints Viton a priori bien plus compatibles avec l'éthanol.

3.1.3 Bilan de l'étude qualitative

Dans un premier temps, l'étude visuelle de la répartition des phases en fonction du flux de chaleur appliqué à l'évaporateur a permis de mettre en évidence l'existence de deux modes de fonctionnement très distincts de l'évaporateur. Malgré quelques instabilités hydrauliques, l'utilisation d'une structure capillaire dédiée semble bien permettre



FIGURE 3.27 – Teinte jaune de l'ethanol observé au niveau du réservoir diphasique 10 jours après le remplissage

le pompage et le maintien de films de liquide sur la surface chauffée, dès lors que le flux de chaleur appliqué est suffisamment élevé pour éviter la suralimentation en liquide de l'évaporateur.
Dans un second temps, l'étude des principales grandeurs caractéristiques mesurées sur le banc a permis de quantifier l'impact de cette répartition des phases sur les températures de paroi et les chutes de pression induites par l'évaporateur. En particulier, un découplage quasi-total des performances hydraulique et thermique (flux dissipé et température de paroi) a pu être mis en évidence. En effet, la variation du flux dissipé par l'évaporateur, bien que modifiant a priori sensiblement l'équilibre hydraulique interne, ne modifie qu'à la marge la perte de charge induite par l'évaporateur et son système hydraulique (l'ensemble des lignes d'écoulement du fluide entre l'entrée liquide et le raccord liquide/vapeur détaillés au chapitre 2).
Enfin, bien qu'induisant de fortes instabilités et dérives de températures (imputables à une mauvaise compatibilité chimique avec certains éléments de l'évaporateur), l'utilisation de l'éthanol comme fluide caloporteur a permis de multiplier par deux la densité de flux maximale dissipable par l'évaporateur tout en permettant de diviser les pertes de charge par trois.
Considérant ceci, il apparait désormais nécessaire d'évaluer plus précisément le fonctionnement interne de l'évaporateur. Pour cela, la répartition des flux de chaleur au sein de l'évaporateur sera quantifiée, en particulier la portion du flux de chaleur appliqué induisant la vaporisation du fluide. Une analyse approfondie de l'influence de ce flux de vaporisation sur l'équilibre hydraulique de l'évaporateur (et donc la transition ébullition/évaporation) pourra alors être détaillée. Enfin, la performance thermique de l'évaporateur et l'influence de l'équilibre hydraulique sur celle-ci seront évaluées via le calcul de différents coefficients d'échange.

3.2 Analyse quantitative en configuration standard

3.2.1 Répartition des flux de masse et de chaleur

Dans cette section, la répartition du débit d'entrée entre les sorties de liquide et de vapeur de l'évaporateur est étudiée. Pour cela, un bilan de la répartition du flux appliqué à l'évaporateur est détaillé, permettant d'évaluer la part de celui-ci induisant la vaporisation du fluide.

3.2.1.1 Application de bilans de masse et d'énergie à l'évaporateur

Tout d'abord, considérant la séparation de l'écoulement de liquide fourni à l'évaporateur entre l'écoulement de sortie du liquide ($\dot{m}_{sortie,l}$) et celui de la vapeur ($\dot{m}_{vap}$), la conservation du débit massique total permet d'écrire :

$$\dot{m}_{sortie,l} = \dot{m}_{tot} - \dot{m}_{vap} \tag{3.3}$$

En l'absence de mesure dédiée des débits de sortie liquide ou vapeur, la répartition du débit entre ces deux branches est a priori inconnue. L'écriture d'un bilan d'énergie complet de l'évaporateur va néanmoins permettre d'estimer la valeur du débit d'évaporation. Pour cela, la configuration représentée en figure 3.28 est considérée. Le flux Φ_{elec} apporté à l'évaporateur se décompose ainsi de la manière suivante :

— Le flux de perte vers l'ambiance Φ_{pertes} ;

— Le flux de chaleur sensible absorbé par l'écoulement liquide traversant l'évaporateur $\Phi^{AB}_{sensible}$;

— Le flux de chaleur sensible absorbé par l'écoulement vaporisé $\Phi^{AB'}_{sensible}$;

— Le flux de chaleur latente Φ_{vap} absorbé par la vaporisation du débit $\dot{m}_{vap}$ de fluide.

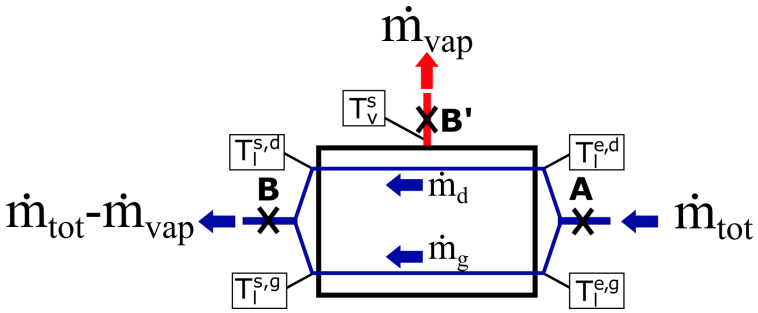

FIGURE 3.28 – Séparation des débits dans les deux branches de sortie de l'évaporateur et températures fluidiques associées

Autrement dit, on a le bilan d'énergie suivant :

$$\Phi_{elec} = \Phi_{vap} + \Phi^{sensible}_{AB} + \Phi^{sensible}_{AB'} + \Phi_{pertes} \tag{3.4}$$

Le flux Φ_{pertes} ayant été estimé au chapitre deux, il reste à évaluer les flux de chaleur sensible et latente. Les deux températures d'entrée de l'évaporateur restant sensiblement égales quelles que soient les conditions expérimentales, on considèrera par la suite $T^{e,d}_l = T^{e,g}_l = T^e_l$.
Étant donnés les débits $\dot{m}_d$ et $\dot{m}_g$ résultant de la séparation du débit liquide entre les deux branches en entrée de distributeur, on a alors :

$$\Phi^{sensible}_{AB} = \dot{m}_d c_{p,l}(T^{s,d}_l - T^e_l) + \dot{m}_g c_{p,l}(T^{s,g}_l - T^e_l) \tag{3.5}$$

Les débits $\dot{m}_d$ et $\dot{m}_g$ sont a priori inconnus. Néanmoins la conservation du débit dans la branche AB permet d'écrire :

$$\dot{m}_d + \dot{m}_g = \dot{m}_{tot} - \dot{m}_{vap} \tag{3.6}$$

Ainsi en définissant le ratio $R_d = \frac{\dot{m}_d}{\dot{m}_{tot} - \dot{m}_{vap}}$, l'équation (3.5) peut se réécrire :

$$\Phi_{AB}^{sensible} = (\dot{m}_{tot} - \dot{m}_{vap}) c_{p,l} \left[R_d (T_l^{s,d} - T_l^e) + (1 - R_d)(T_l^{s,g} - T_l^e) \right] \tag{3.7}$$

En théorie, ce ratio de débit peut prendre n'importe quelle valeur comprise entre 0 et 1. Comme cela a été décrit en 3.1.2, il apparait en effet une légère dissymétrie sur les deux températures de sortie du liquide. Toutefois, les deux lignes d'écoulement du liquide étant quasiment identiques, ce coefficient semble pouvoir être considéré proche de 0.5. L'influence de celui-ci sur l'évaluation de ce flux de chaleur sensible fera néanmoins l'objet d'une discussion dans la suite de ce chapitre.
En ce qui concerne l'écoulement vaporisé (branche AB'), le flux de chaleur sensible associé à celui-ci est la somme de deux composantes correspondant respectivement aux écoulements liquide et vapeur :

$$\Phi_{AB'}^{sensible} = \Phi_{AB',l}^{sensible} + \Phi_{AB',v}^{sensible} \tag{3.8}$$

Pour la phase liquide on a directement :

$$\Phi_{AB',l}^{sensible} = \dot{m}_{vap} c_{p,l} (T_{sat} - T_l^e) \tag{3.9}$$

De même, pour la phase vapeur :

$$\Phi_{AB',v}^{sensible} = \dot{m}_{vap} c_{p,v} (T_v^s - T_{sat}) \tag{3.10}$$

Enfin, le flux de chaleur latente correspondant à la vaporisation du fluide est simplement :

$$\Phi_{vap} = \dot{m}_{vap} \times l_v \tag{3.11}$$

3.2.1.2 Calcul du débit vaporisé

Considérant les expressions de chacun des termes données dans le paragraphe précédent (équations (3.7),(3.9),(3.10) et (3.11)) la réécriture de l'équation (3.4) permet d'obtenir l'expression suivante de $\dot{m}_{vap}$:

$$\dot{m}_{vap} = \frac{\Phi_{vap}}{l_v} = \frac{\Phi_{elec} - \Phi_{pertes} - \dot{m}_{tot} c_{p,l} [R_d T_l^{s,d} + (1 - R_d) T_l^{s,g} - T_l^e]}{l_v + c_{p,l} [T_{sat} - (R_d T_l^{s,d} + (1 - R_d) T_l^{s,g})] + C_{p,v} (T_v^s - T_{sat})} \tag{3.12}$$

Cette expression permet alors, en supposant connu le coefficient de débit R_d, de calculer aussi bien la répartition des débits entre les branches AB et AB' que le flux de chaleur absorbé par la vaporisation du fluide. L'ensemble des flux de chaleur sensible explicités au paragraphe précédent peuvent alors être déduits du débit vaporisé $\dot{m}_{vap}$.

3.2.1.3 Application aux données expérimentales

Dans un premier temps, le coefficient de débit R_d est considéré égal à 0.5, autrement dit le débit est supposé réparti de manière parfaitement équitable entre les deux distributeurs. Moyennant cette hypothèse, la répartition des flux de chaleur et de masse est alors détaillée dans les paragraphes suivants. Par la suite, l'influence de ce paramètre sur cette répartition est discutée.

a) Répartition des débits

Considérant toujours les campagnes "de référence" présentées en 3.1, la variation du débit vaporisé par l'évaporateur (calculé selon l'equation (3.12)) est représentée en fonction de la densité de flux effective appliquée à l'évaporateur en figure 3.29. Sur ces mêmes graphes, la fraction du débit $\tau_{\dot{m}}$ prélevée par l'évaporateur est représentée. Celle-ci est définie de la façon suivante :

$$\tau_{\dot{m}} = \frac{\dot{m}_{vap}}{\dot{m}_{tot}} \tag{3.13}$$

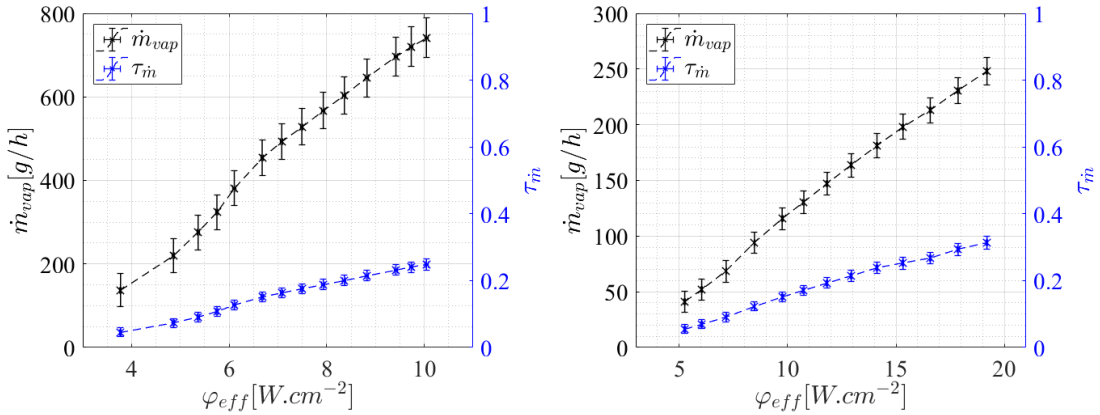

FIGURE 3.29 – Estimation du débit vaporisé par l'évaporateur et du ratio de débit $\tau_{\dot{m}}$ associé en fonction de la densité de flux effective, essai de référence au HFE7000 (gauche), essai de référence à l'éthanol (droite)

Le débit prélevé et vaporisé par l'évaporateur augmente sensiblement avec le flux appliqué, l'architecture développée ici permet donc bien d'obtenir un évaporateur auto-adaptatif dans le sens où celui-ci adapte le débit qu'il prélève à la contrainte thermique qu'on lui applique. Étant donné que le débit liquide fourni à l'évaporateur est constant, le ratio $\tau_{\dot{m}}$ augmente de manière analogue. Celui-ci reste dans tous les cas relativement faible (au maximum de 0.25 pour le HFE et 0.3 pour l'éthanol). Comme cela sera mis en évidence par la suite, ce taux de prélèvement est suffisamment faible pour ne pas induire de dysfonctionnement notable de l'évaporateur, l'assèchement de l'évaporateur observé n'est donc pas dû à une sous-alimentation de celui-ci en liquide.

b) Répartition des flux

Étant donné le débit vaporisé calculé au paragraphe précédent, l'ensemble des composantes du flux dissipé peuvent désormais être évaluées. La variation de celles-ci avec le flux dissipé Φ_{elec} est alors représentée en figure 3.57. Par ailleurs, la figure 3.31 représente la part relative de chacun de ces flux définie selon :

$$R_{\Phi} = \frac{\Phi}{\Phi_{elec}} \tag{3.14}$$

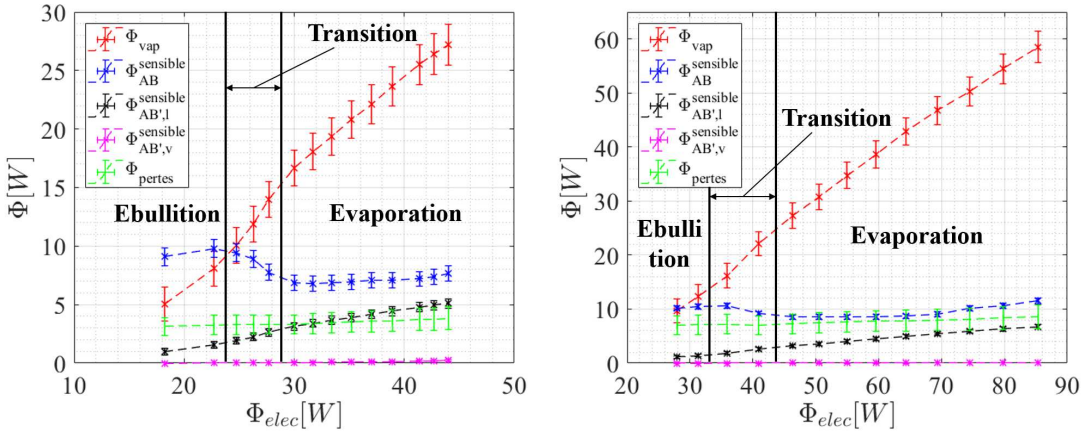

FIGURE 3.30 – Répartition du flux dissipé par l'évaporateur entre ses différentes composantes, essai de référence au HFE7000 (gauche), essai de référence à l'éthanol (droite)

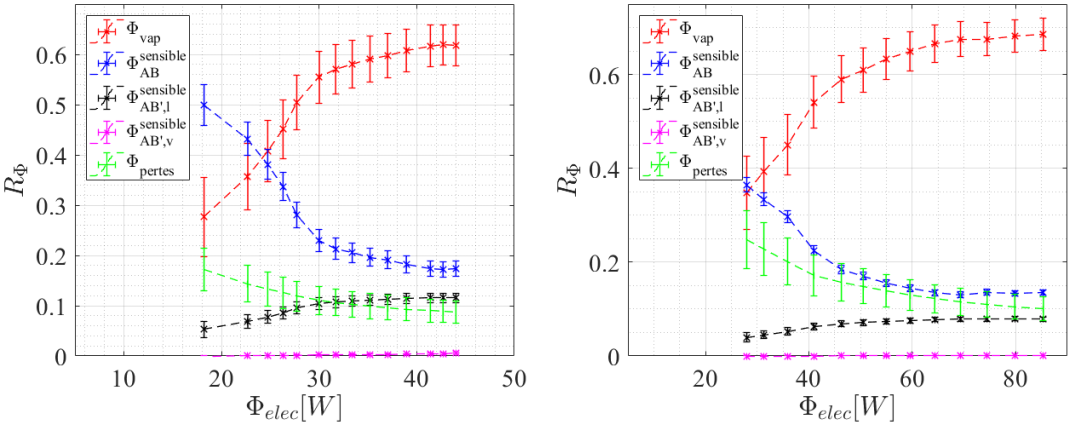

FIGURE 3.31 – Répartition du flux dissipé par l'évaporateur entre ses différentes composantes ramené à celui-ci, essai de référence au HFE7000 (gauche), essai de référence à l'éthanol (droite)

Quel que soit le fluide utilisé, la répartition des flux suit la même tendance. A faibles flux appliqués (i.e. en mode d'ébullition), le flux de chaleur latente Φ_{vap} ne représente qu'une fraction minoritaire de la totalité du flux de chaleur dissipé, le reste de celui-ci se répartissant principalement dans l'écoulement principal ($\Phi^{sensible}_{AB}$) et les pertes vers l'ambiance (Φ_{pertes}). Néanmoins, une fois le flux de chaleur suffisamment élevé (en particulier, une fois le mode d'évaporation atteint), le transfert de chaleur par évaporation devient majoritaire de par l'augmentation régulière de Φ_{vap} et la diminution du flux de chaleur sensible dans l'écoulement AB lors de la transition. Cette diminution peut s'expliquer par un changement du type d'échange thermique au niveau du distributeur. En effet, en mode d'ébullition, l'évaporateur étant partiellement noyé, le distributeur est soumis à un échange thermique par convection avec le liquide. En mode d'évaporation, le liquide étant dans ce cas maintenu dans la structure capillaire, l'échange convectif se fait uniquement avec la vapeur de conductivité thermique bien plus faible, résultant en un flux échangé au niveau du distributeur plus faible. De plus, la légère chute de

température de paroi associée à la transition vers le mode d'évaporation doit également induire une légère chute du flux absorbé par l'écoulement principal de par la diminution de l'écart de température paroi/fluide induite.
En ce qui concerne le flux $\Phi_{AB',l}^{sensible}$, celui-ci augmente avec le flux (de par l'augmentation du débit vaporisé) mais reste globalement faible. Le flux de chaleur sensible absorbé par la vapeur est par ailleurs totalement négligeable dans tous les cas.
Enfin, le flux de pertes vers l'ambiance reste approximativement constant avec le flux de chaleur appliqué. En effet, comme cela a été mis en évidence dans l'étude qualitative, les variations de la température de paroi de l'évaporateur avec le flux appliqué restent limitées. Ainsi, les pertes, fonction de l'écart de température entre la paroi et l'ambiance, ne peuvent varier significativement. Par ailleurs, passés les points de mesure à bas flux, la part relative de ce terme dans le flux total appliqué est de l'ordre de 10%. Par conséquent, bien que l'estimation de ce flux de pertes soit nécessairement approximative, l'erreur induite par ce terme sur le bilan énergétique de l'évaporateur reste raisonnable.

c) Influence du paramètre R_d

Pour estimer l'influence de la mal-distribution des débits entre les deux distributeurs, le flux de chaleur sensible $\Phi_{AB}^{sensible}$ ainsi que le débit vaporisé sont représentés pour différentes valeurs du facteur de débit R_d défini par l'équation (3.7) en figure 3.32. Celui-ci a en effet un impact non négligeable sur l'estimation du flux absorbé par l'écoulement liquide principal. Néanmoins, ce flux ne représentant lui-même qu'une faible fraction du flux de vaporisation Φ_{vap} (en dehors des plus bas flux), il apparait que l'impact de ce facteur R_d sur l'estimation du débit vaporisé $\dot{m}_{vap}$ est minime.
Considérant ceci, le débit liquide sera toujours considéré réparti équitablement entre

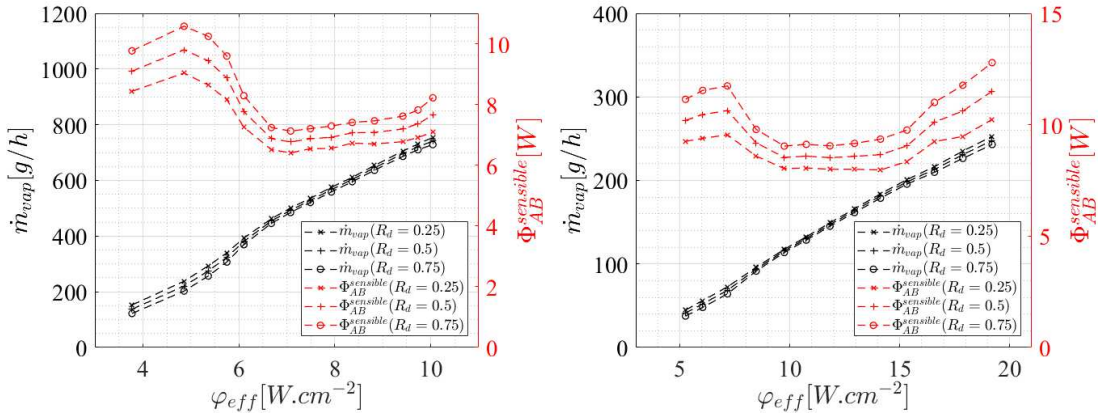

FIGURE 3.32 – Influence du paramètre R_d sur le flux de chaleur sensible $\Phi_{AB}^{sensible}$ et le débit vaporisé, essai de référence au HFE7000 (gauche), essai de référence à l'éthanol (droite)

les deux lignes liquides (i.e. $R_d = 0.5$) dans la suite de ce chapitre.

3.2.2 Analyse hydraulique de la transition entre ébullition et évaporation

Comme cela a été mis en évidence jusqu'ici, le passage du mode d'ébullition au mode d'évaporation a une influence significative sur l'évaporateur, en particulier sur les températures de paroi et sur la répartition du flux appliqué entre la vaporisation du fluide et l'échauffement de l'écoulement liquide principal. Considérant ceci et après un bref rappel des différentes grandeurs hydrauliques mesurées sur la section d'essais, la variation de chacune de ces grandeurs en fonction du flux vaporisé par l'évaporateur est détaillée afin de permettre une interprétation physique du mécanisme régissant la transition entre les deux modes de fonctionnement de l'évaporateur.

3.2.2.1 Système hydraulique considéré et équilibre hydraulique associée

Considérant l'architecture de l'évaporateur et le système hydraulique associé à celui-ci présentés au chapitre 2, on cherche ici à expliciter qualitativement l'équilibre hydraulique de l'évaporateur. Pour cela, le configuration hydraulique considérée est représentée en figure 3.33.

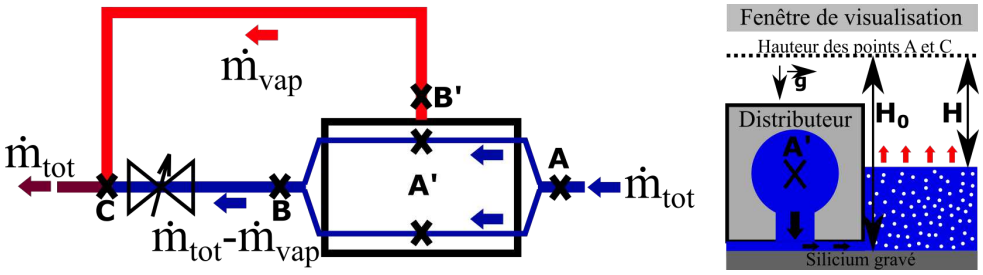

FIGURE 3.33 – Configuration hydraulique considérée : évaporateur et conduites associées (gauche) répartition des phases internes à l'intérieur de l'évaporateur en mode d'ébullition (droite)

Dans un premier temps, il apparait que les pertes de charge induites selon les chemins ABC et AB'C sont nécessairement identiques en régime permanent puisque ces deux écoulements partagent les mêmes points de départ et d'arrivée. Ainsi, dans l'hypothèse où l'écoulement reste monophasique liquide dans la ligne ABC, cette perte de charge est entièrement imposée par le débit à travers cette ligne et le réglage de vanne. Autrement dit, l'écoulement vaporisé (c'est à dire selon le chemin AB'C) doit nécessairement s'adapter pour équilibrer la perte de charge imposée. Dans les faits, celui-ci est soumis à une succession de contraintes hydrauliques pouvant aussi bien résulter en une augmentation qu'en une diminution de la pression du fluide :

— L'écoulement du liquide de l'entrée de l'évaporateur jusqu'à la rainure alimentant la structure capillaire (entre A et A') génère une perte de charge visqueuse $\Delta p_{liq}^{AA'}$ liée à la géométrie de l'écoulement et à son débit. Cette région est commune avec l'écoulement liquide principal selon ABC et n'a donc a priori aucune influence sur l'équilibre hydraulique des deux lignes ;

— L'écoulement de liquide au sein de la structure capillaire induit une perte de charge visqueuse $\Delta p_{liq}^{\mu-canaux}$ fonction du débit vaporisé et de la géométrie des canaux ;

— La structure capillaire étant située à une hauteur inférieure à celle de l'écoulement liquide principal, la différence de hauteur (par la suite notée H) entre la ligne liquide principale (horizontale) et l'interface liquide/vapeur induit une surpression gravitaire proportionnelle à cette différence de hauteur $\Delta p_{grav} = \rho_l g H$;

— Au niveau de l'interface liquide/vapeur, une éventuelle courbure de celle-ci induit un saut de pression capillaire Δp_{cap} ;

— En faisant l'hypothèse d'un écoulement monophasique vapeur entre B' et C, une perte de charge visqueuse $\Delta p_{vap}^{B'C}$ générée par cet écoulement est induite, celle-ci est imposée par le débit de vapeur et la géométrie de la conduite.

En représentant les chutes de pression détaillées ci-dessus par des résistances et les gains de pression par des générateurs de tension, le système hydraulique peut alors être assimilé à un circuit électrique à deux branches en parallèle, représenté en figure 3.34. A noter une conséquence de cette architecture : contrairement au cas d'un évaporateur capillaire classique qui se comporte d'un point de vue hydraulique comme un générateur de courant, la structure capillaire associée à une telle architecture semble se comporter comme un générateur de tension. Il suffit alors d'appliquer la loi des mailles pour retrouver l'équilibre hydraulique des deux branches $\Delta p^{ABC} = \Delta p^{AB'C}$:

$$\Delta p^{ABC} = \Delta p_{liq}^{AA'} + \Delta p_{liq}^{\mu-canaux} + \Delta p_{grav} + \Delta p_{cap} + \Delta p_{vap}^{B'C} \tag{3.15}$$

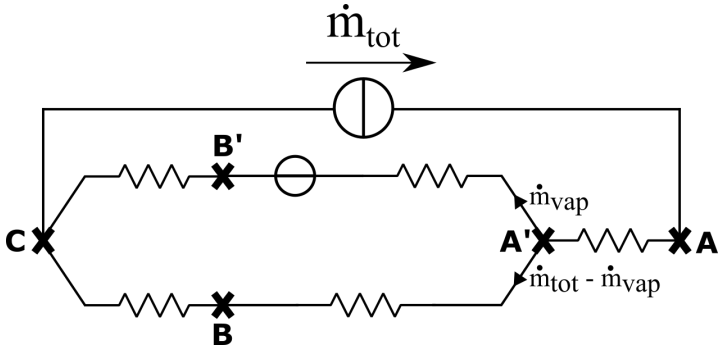

FIGURE 3.34 – Analogie électrique simplifiée du système considéré

Considérant cet équilibre, il devient possible d'expliquer qualitativement l'existence des deux modes de fonctionnement distincts de l'évaporateur. Pour cela, supposons fixées à des valeurs quelconques les pertes de charge totales Δp^{ABC} et le débit d'évaporation $\dot{m}_{vap}$ (ce qui revient à considérer un point quelconque des séries de mesure de référence). Dans ces conditions, pour un fluide et une géométrie d'évaporateur donnés, toutes les résistances hydrauliques représentées en figure 3.34 sont fixées puisque entièrement dépendantes des paramètres ici fixés. Seul le générateur de tension (i.e. les termes Δp_{grav} et Δp_{cap}) peut permettre l'équilibre hydraulique. Autrement dit, l'équation (3.15) peut se réécrire sous la forme (K étant une fonction ne dépendant que de Δp^{ABC} et $\dot{m}_{vap}$) :

$$\Delta p_{grav} + \Delta p_{cap} = K \tag{3.16}$$

A priori, ces deux variables sont indépendantes et induisent une infinité de solutions possibles pour l'équation considérée.
Dans les faits, celles-ci sont directement reliées et ne peuvent prendre qu'une certaine

gamme de valeurs. Tout d'abord, la différence de hauteur H est limitée par la géométrie même de l'évaporateur : $H = H_0$ lorsque l'interface est maintenue dans la structure capillaire et $H = H_1$ lorsque l'évaporateur est entièrement rempli de liquide. De même, le saut de pression capillaire doit être compris entre 0 (interface parfaitement plane) et Δp_{cap}^{max} lorsque la courbure maximale du ménisque dans la rainure est atteinte. Enfin, ces deux grandeurs sont interdépendantes pour une raison simple : Si $H < H_0$, le liquide n'est pas maintenu dans la structure capillaire et par conséquent le saut de pression capillaire est nécessairement nul. Inversement, si $\Delta p_{cap} > 0$, alors le liquide est nécessairement maintenu dans la rainure, impliquant $H = H_0$.
Ainsi, il existe bien une unique solution à l'équation 3.16.
Par la suite, si celle-ci correspond à une différence de hauteur $H < H_0$, alors la structure capillaire est entièrement recouverte de liquide, impliquant une extraction de la chaleur par ébullition au sein de la couche liquide. Au contraire, si un saut de pression capillaire $\Delta p_{cap} > 0$ est nécessaire pour équilibrer l'équation, alors le liquide est nécessairement maintenu dans les micro-rainures par les forces capillaires, induisant l'existence de ménisques stables dans la structure capillaire et donc un fonctionnement en mode d'évaporation.

3.2.2.2 Comparaison aux données expérimentales

Pour illustrer ce mécanisme de manière simple, il est possible de considérer les séries de mesure de référence présentées jusque ici. En effet, comme cela a été mis en évidence dans les sections précédentes, la perte de charge totale Δp^{ABC} y est quasiment constante tandis que le débit d'évaporation augmente sensiblement.
Pour rappel, les différences de pression mesurées sont Δp_{tot} et Δp_{evap} avec :

$$\Delta p^{ABC} = \Delta p^{AB'C} = \Delta p_{tot} \tag{3.17}$$

$$\Delta p^{AB'} = \Delta p_{evap} \tag{3.18}$$

$$\Delta p^{B'C} = \Delta p_{tot} - \Delta p_{evap} \tag{3.19}$$

Les variations de $\Delta p^{AB'}$ et $\Delta p^{B'C}$ en fonction du flux vaporisé sont représentées en figure 3.35 dans laquelle on observe bien la conséquence du mécanisme explicité ci-dessus : l'augmentation du débit vaporisé implique logiquement une croissance du terme de pertes de charge visqueuses de l'écoulement vapeur $\Delta p^{B'C}$. Néanmoins, puisque la perte de charge totale Δp_{tot} est ici quasiment invariante, cette augmentation de la chute de pression entre B' et C (3.15) est compensée par une diminution correspondante de $\Delta p^{evap} = \Delta p^{AB'}$.
A bas débit vapeur (en mode d'ébullition), cette diminution semble bien être corrélée à la baisse du niveau liquide moyen dans l'évaporateur évoquée en 3.1. Une fois le mode d'évaporation atteint, la courbure progressive de l'interface liquide/vapeur qui permet de poursuivre la décroissance de Δp_{evap} n'est par contre pas visualisable par les moyens expérimentaux.

Enfin, il apparait important de noter ici que l'écart entre les deux courbes présentées ici ne correspond pas rigoureusement à la somme $\Delta p_{grav} + \Delta p_{cap}$. En effet la mesure Δp_{evap} prend également en compte les pertes de pression induites par l'écoulement liquide entre A et A' ainsi que dans la structure capillaire, autrement dit les deux résistances représentées sur la branche AB'.

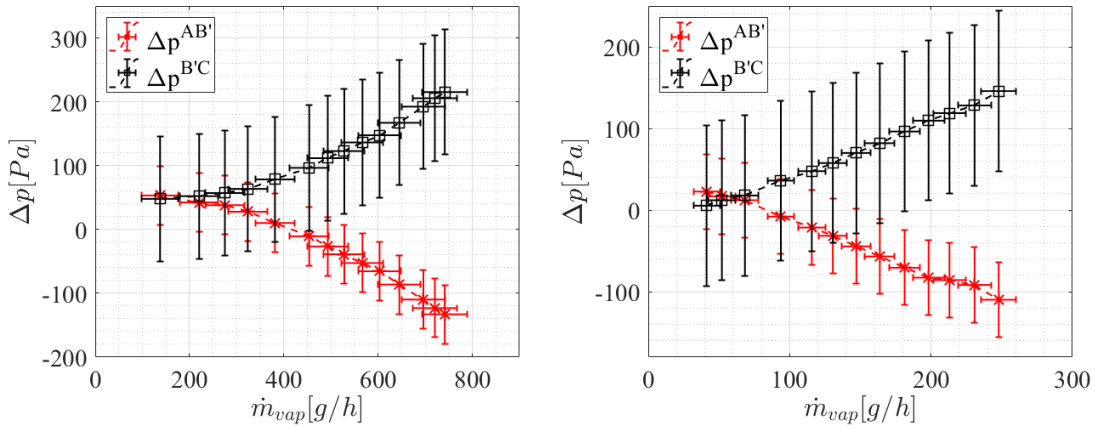

FIGURE 3.35 – Évolution des pertes de charge induites par l'écoulement interne à l'évaporateur et par l'écoulement de la ligne vapeur en fonction du débit vaporisé, essai de référence au HFE7000 (gauche), essai de référence à l'éthanol (droite)

Cette mesure seule ne permet donc pas de quantifier ce paramètre d'auto-adaptation de l'évaporateur. Pour cela, il est nécessaire de développer un modèle hydraulique complet de l'évaporateur permettant d'évaluer chacun des termes de l'équation d'équilibre hydraulique présentée ici. L'écriture de cette formulation mathématique sortant du cadre de ce chapitre d'analyse expérimentale, la mise en œuvre de ce modèle et sa confrontation aux données expérimentales sont reportées au chapitre 4.

3.2.2.3 Interprétation du mode de transition

Considérant ce mécanisme d'équilibre des lignes, il devient possible de fournir une explication à la coexistence des deux types de fonctionnement de l'évaporateur dans le mode dit de transition (dans lequel une alternance entre ébullition et évaporation est observée). En effet, comme cela a été évoqué précédemment, le mode d'ébullition induit un flux de chaleur sensible dans la ligne liquide principale supérieur à celui observé en régime d'évaporation. Par conséquent, le flux de chaleur fourni à l'évaporateur étant fixé, le flux de chaleur latente ne peut que diminuer (par conservation de l'énergie). Cet effet de compensation en mode de transition est effectivement visible sur la variation temporelle de ces deux flux sur un point de transition représentée en figure 3.36.

Ainsi, si l'on considère un point de fonctionnement suffisamment proche de la limite évaporation/ébullition (gain de pression gravitaire maximal et saut de pression capillaire nul), deux solutions distinctes de l'équation de compatibilité hydraulique (3.15) peuvent potentiellement coexister :

— Une solution induisant un fonctionnement de l'évaporateur en mode d'ébullition ($H > H_0$). La faible pression motrice (du fait de l'absence de pompage capillaire) étant contrebalancée par le débit vaporisé plus faible lié à ce mode de fonctionnement résultant en des pertes de pression plus faibles ;

— Une deuxième solution correspondant à un mode d'évaporation ($H = H_0$), l'augmentation de la pression motrice par rapport à la première solution due à l'existence d'un saut de pression capillaire non nul étant ici compensée par un débit d'évaporation plus important et donc des pertes de charge associées plus grandes.

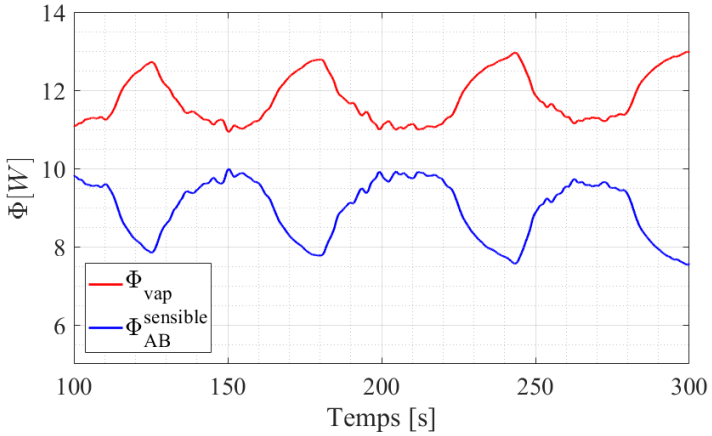

FIGURE 3.36 – Variation simultanée des flux de chaleur sensible et latente liée au fonctionnement oscillatoire en mode de transition (essai de référence au HFE7000, $\varphi_{eff} = 5.8\ W.cm^{-2}$)

Le fonctionnement oscillatoire observé correspondrait alors à des passages successifs de l'un à l'autre de ces équilibres hydrauliques. Le mécanisme permettant de passer d'un état à un autre, mettant a priori en jeu des effets transitoires non considérés ici (par exemple du stockage/déstockage d'énergie dans les différents éléments de l'évaporateur), reste néanmoins à expliciter.

3.2.2.4 Limites de cette description simplifiée

Bien qu'elle permette effectivement d'expliquer les résultats expérimentaux, cette analyse hydraulique a nécessité la considération de certaines simplifications de la configuration expérimentale :

Tout d'abord, le paramètre $\dot{m}_{vap}$ n'est pas un paramètre expérimental à proprement parler. En effet, au contraire de la perte de charge totale Δp^{ABC} directement contrôlable via le choix du débit $\dot{m}_{tot}$ et du réglage de vanne, le débit vaporisé n'est ici qu'une conséquence de la variable contrôlée par l'expérimentateur (le flux de chaleur appliqué). C'est d'ailleurs cette absence de contrôle du paramètre $\dot{m}_{vap}$ qui semble induire le mode de transition selon le mécanisme explicité au paragraphe précédent. Néanmoins, en dehors de la zone de transition, le débit vaporisé est une fonction quasiment linéaire du flux appliqué (figure 3.29). Autrement dit, considérer un débit d'évaporation directement imposé par le flux appliqué reste globalement pertinent.

Par ailleurs, la variation du débit liquide en sortie d'évaporateur $\dot{m}_{tot} - \dot{m}_{vap}$ liée à la variation de $\dot{m}_{vap}$ pourrait également induire une variation de l'équilibre hydraulique non considérée ici. Dans les faits, comme cela a été mis en évidence en 3.2.1.3, la proportion de liquide prélevé à l'écoulement principal reste ici relativement faible. Là aussi, dans le cadre de cette analyse qualitative, cette simplification semble donc raisonnable. Cela serait néanmoins plus discutable dans un cas où le débit prélevé est proche du débit total fourni à l'évaporateur.

Enfin, on a ici supposé un écoulement monophasique vapeur dans la section B'C

(autrement dit l'absence totale de liquide dans la conduite vapeur). Cette hypothèse permettant alors de considérer $\Delta p^{B'C}$ comme ne dépendant que du débit vaporisé. Il semble pourtant possible d'imaginer un écoulement diphasique dans cette conduite (par exemple du fait d'une remontée de liquide depuis le point C). Néanmoins, la transition vers un écoulement diphasique pour un débit vaporisé donné se traduirait par une augmentation des pertes de charge correspondantes, ce qui ne permettrait en aucun cas de maintenir l'équilibre hydraulique avec l'augmentation de $\dot{m}_{vap}$. Par ailleurs, la comparaison des données expérimentales à un modèle de perte de charge détaillée au prochain chapitre permettra de s'assurer de la validité de cette hypothèse.

3.2.3 Evaluation des performances thermiques de l'évaporateur

Considérant la répartition des différents flux et le mécanisme d'équilibre hydraulique associé détaillés dans la section précédente, l'objectif est maintenant d'évaluer les échanges thermiques au sein de l'évaporateur de manière quantitative, et en particulier l'influence de la répartition des phases sur les transferts. Dans un premier temps, cette quantification de l'échange thermique est détaillée sur les campagnes de référence considérées jusqu'ici.

3.2.3.1 Définition des coefficients d'échanges apparent et d'évaporation

Tout d'abord, on définit la température de paroi moyenne $\overline{T}_p$ à l'aide des 5 mesures de température $T_{p,i}$ de celle-ci :

$$\overline{T}_p = \frac{1}{5}\sum_{i=1}^{5} T_{p,i} \tag{3.20}$$

Ces mesures correspondant à la température de la partie inférieure de la plaque silicium, la prise en compte de la conduction à travers l'épaisseur e_{Si} de celle-ci permet d'estimer la température de la paroi au niveau du bas des rainures : $\overline{T}_{p,r}$:

$$\overline{T}_{p,r} = \overline{T}_p + \frac{e_{Si}}{\lambda_{Si}} \times \varphi_{eff} \tag{3.21}$$

L'épaisseur de silicium ici considérée est $e_{Si} \approx 0.7\ mm$ (correspondant à la distance entre le centre des thermocouples et le bas des rainures). La conductivité du silicium λ_{Si} étant fortement dépendante de la température [71], des valeurs adaptées à la gamme de température de paroi correspondant au fluide utilisé sont ici utilisées et détaillées en table 3.2. En pratique, on obtient alors une différence de température pouvant atteindre $0.5°C$ dans le cas du HFE7000 (pour $\varphi_{eff} = 10\ W.cm^{-2}$) et $1.2°C$ dans le cas de l'éthanol (pour $\varphi_{eff} = 20\ W.cm^{-2}$). En regard des écarts de température paroi/saturation, cette différence n'est pas totalement négligeable mais reste faible (de l'ordre de 5% au maximum). Cette estimation relativement simple de la conduction à travers le silicium reste ainsi pertinente.

Étant donnée cette température de paroi, on définit alors un premier coefficient d'échange "apparent", de la manière suivante :

$$h_{app} = \frac{\Phi - \Phi_{pertes}}{S \times (\overline{T}_{p,r} - T_{sat})} \tag{3.22}$$

Fluide	T_p	$\lambda_{Si}(\overline{T}_p)$
HFE7000	$\approx 55°C$	137 $W.m^{-1}.K^{-1}$
Ethanol	$\approx 95°C$	115 $W.m^{-1}.K^{-1}$

TABLE 3.2 – Valeurs de conductivité du silicium considérées pour chacun des deux fluides utilisés

S correspondant ici à la surface chauffée de l'évaporateur (égale à la surface rainurée de la plaque en silicium), ce coefficient d'échange prend alors en compte tous les types de transferts de l'évaporateur. Autrement dit celui-ci quantifie aussi bien le transfert par changement de phase du fluide que le transfert monophasique le long de l'écoulement liquide le traversant.
Un des objectifs de cette étude expérimentale étant de quantifier les transferts de chaleur par changement de phase sur la surface d'évaporation, il apparait nécessaire de définir un second coefficient d'échange, ici noté h_{vap}, considérant uniquement le flux de chaleur d'évaporation Φ_{vap}. Néanmoins, étant donné qu'une partie de la structure capillaire est recouverte par les distributeurs, ce flux de chaleur est a priori restreint à la surface libre des rainures S_{vap} représentée en figure 3.37.

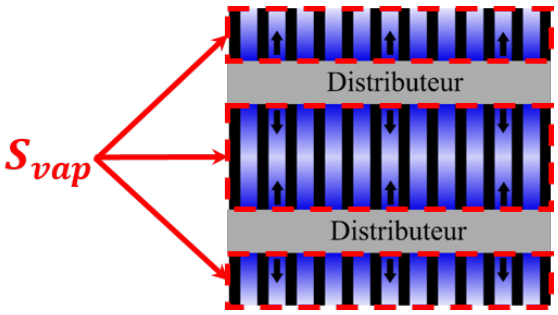

FIGURE 3.37 – Surface d'évaporation effective de la zone de chauffe

Considérant ceci, ce coefficient d'échange peut se définir de la manière suivante :

$$h_{vap} = \frac{\Phi_{vap}}{S_{vap} \times (\overline{T}_{p,r} - T_{sat})} = \frac{\varphi_{vap}}{\overline{T}_{p,r} - T_{sat}} \tag{3.23}$$

Dans le cas de l'évaporateur étudié ici, considérant les deux distributeurs de largeur 4 mm disposés sur une largeur totale de 20 mm, cette surface libre S_{vap} ne représente que 60% de la surface de la structure capillaire S.

La variation de ces deux coefficients d'échange avec le flux de chaleur appliqué fait alors l'objet du paragraphe suivant.

3.2.3.2 Application aux données expérimentales

Dans un premier temps, les variations du coefficient d'échange apparent de l'évaporateur avec le flux de chaleur appliqué sont représentées en figures 3.38 et 3.39.

Pour les deux fluides utilisés, l'allure des courbes est similaire. En particulier, on observe une augmentation significative du coefficient d'échange avec le passage du mode

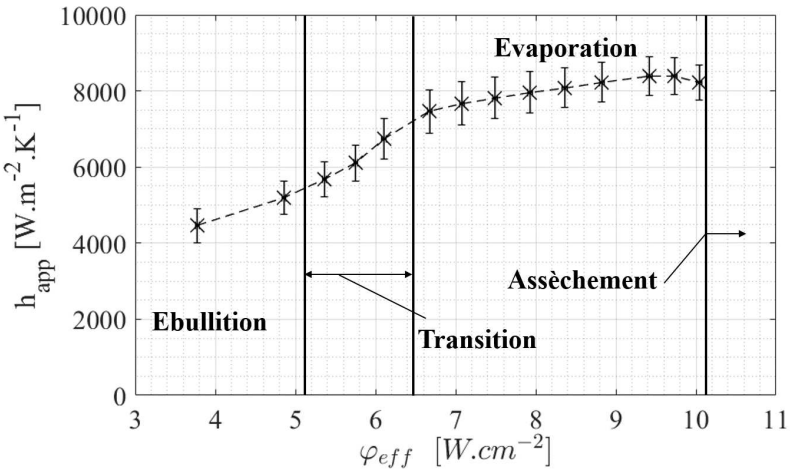

FIGURE 3.38 – Variation du coefficient d'échange apparent de l'évaporateur avec la densité de flux effective, campagne de référence au HFE7000

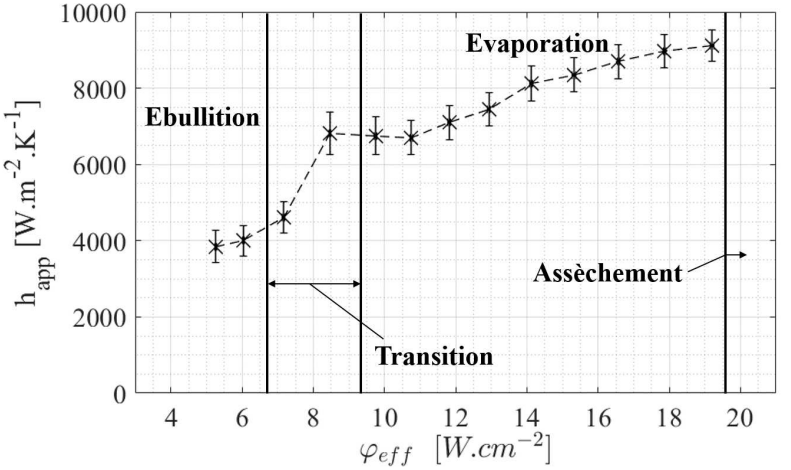

FIGURE 3.39 – Variation du coefficient d'échange apparent de l'évaporateur avec la densité de flux effective, campagne de référence à l'éthanol

d'ébullition au mode d'évaporation (celle-ci correspondant à la chute de température de paroi mise en évidence en 3.1.2). Par ailleurs, il apparait ici que pour un mode de fonctionnement donné, l'éthanol et le HFE7000 induisent des coefficients d'échange apparents très proche. Bien que la dérive des températures observées avec l'alcool dégrade effectivement le coefficient d'échange mesuré avec ce fluide, cette similitude n'est a priori pas intuitive considérant que la conductivité thermique de l'éthanol est plus de deux fois supérieure à celle du HFE7000. Autrement dit, la conduction dans le liquide ne semble pas être le seul phénomène ayant un impact significatif sur les transferts au sein de l'évaporateur.

En mode d'ébullition, il apparait que le coefficient d'échange apparent augmente légèrement avec le flux appliqué. Cette tendance est similaire à celle observée dans les situations d'ébullition en vase [72] et peut s'expliquer par l'augmentation de la fréquence de nucléation avec la densité de flux appliquée. Considérant le peu de points expérimentaux à disposition et la forte variation de la répartition des flux sur ces points de

fonctionnement évoquée à la section précédente (en particulier entre l'écoulement principal de liquide et l'écoulement de vaporisation), la légère variation de ce coefficient d'échange global est ici difficile à interpréter.
En mode d'évaporation, on observe là-aussi une hausse globale du coefficient d'échange avec le flux. Néanmoins, considérant que les flux autres que le flux d'évaporation sont ici quasiment constants, le phénomène de changement de phase semble ici bien à l'origine de cette tendance.
Enfin, en ce qui concerne la zone de transition, le coefficient d'échange y est ici fortement croissant avec le flux. Il est néanmoins important de noter que les valeurs de h_{app} représentées ici correspondent à des valeurs intermédiaires entre deux valeurs de coefficients d'échange distinctes correspondant à l'alternance ébullition/évaporation observée dans ce cas. Autrement dit, le coefficient d'échange en mode de transition est une moyenne des coefficients d'échange d'ébullition et d'évaporation pondérée par la proportion temporelle de chacun de ces deux modes au point de transition considéré. Ainsi, la forte variation de h_{app} dans cette zone de transition ne fait que traduire le passage progressif d'un fonctionnement où l'ébullition est majoritaire à un fonctionnement dominé par l'évaporation dans les rainures évoqué en 3.1.2.

L'évaluation du coefficient d'échange de vaporisation, représentée en figs. 3.40 et 3.41 permet tout d'abord de confirmer la tendance globale observée auparavant : la forte augmentation de ce coefficient d'échange avec le flux traduit bien une intensification des transferts diphasiques avec le passage en mode d'évaporation.
Plus spécifiquement, en mode d'ébullition, le coefficient d'échange de vaporisation est inférieur au coefficient d'échange apparent pour les deux fluides utilisés. Il apparait donc que, dans ce mode de fonctionnement, le transfert monophasique au sein de l'écoulement principal permet d'améliorer la performance thermique globale de l'évaporateur.
Au contraire, en mode d'évaporation, le coefficient d'échange de vaporisation est sensi-

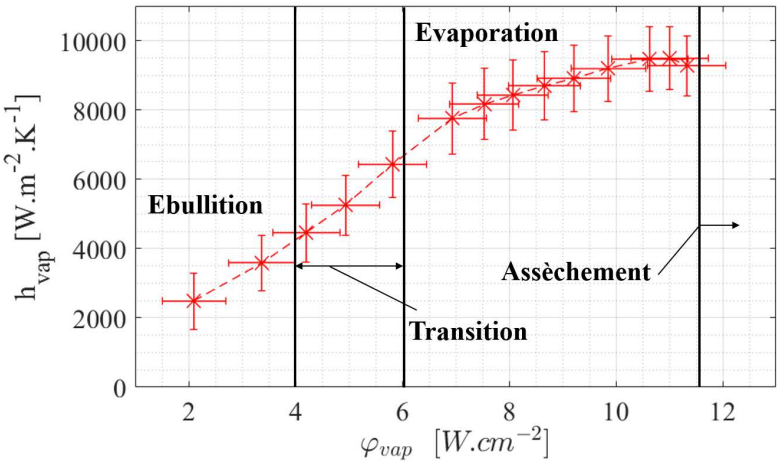

FIGURE 3.40 – Variation du coefficient d'échange de vaporisation de l'évaporateur avec la densité de flux vaporisé, campagne de référence au HFE7000

blement supérieur à la valeur apparente mesurée au paragraphe précédent. De même, la densité de flux locale sur la surface d'évaporation φ_{vap} est également supérieure à la densité apparente φ_{eff}. En particulier, dans le cas de l'éthanol, un coefficient d'échange h_{vap}

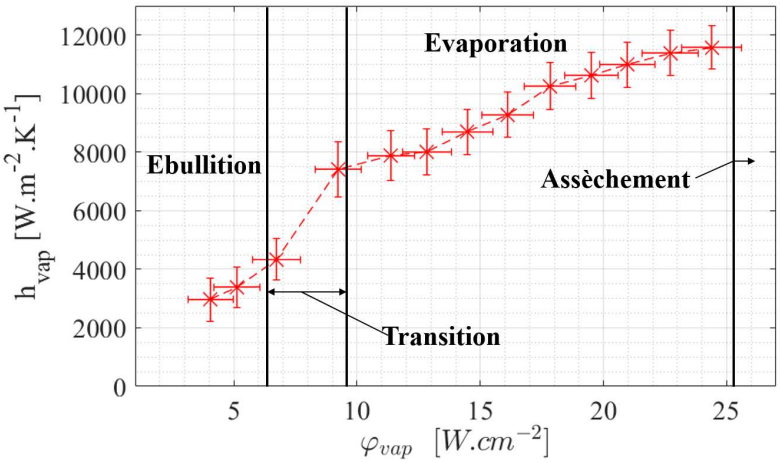

FIGURE 3.41 – Variation du coefficient d'échange de vaporisation de l'évaporateur avec la densité de flux vaporisé, campagne de référence à l'éthanol

atteignant quasiment 12000 $W.m^{-2}.K^{-1}$ est observé pour une densité de flux d'évaporation φ_{vap} sur la surface libre de l'ordre de 24 $W.cm^{-2}$. Ainsi, en termes de performance thermique globale de l'évaporateur, il apparait que la perte de surface d'évaporation liée au recouvrement de 40% de la structure capillaire par les distributeurs est très pénalisante.

3.2.4 Bilan de l'analyse quantitative

Dans cette section, l'application de bilans de masse et d'énergie à l'évaporateur a permis de quantifier la répartition des débits et des flux de chaleur au sein de celui-ci. Il a alors été possible de mettre en évidence le mécanisme d'équilibre hydraulique particulier associé à la séparation de l'écoulement en entrée selon deux branches de sortie différentes. Enfin, l'évaluation des coefficients d'échange associés a permis de quantifier l'intensification sensible des transferts liée au maintien des interfaces liquide/vapeur dans la structure capillaire.
Considérant ceci, l'objet de la prochaine section est d'expliciter l'impact de l'ensemble des paramètres expérimentaux non considérés jusque ici sur le fonctionnement global de l'évaporateur.

3.3 Influence des paramètres expérimentaux

L'étude paramétrique détaillée dans cette section sera limitée au cas du HFE7000, les problèmes expérimentaux rencontrés avec l'éthanol ayant fortement limité la modification des paramètres expérimentaux détaillés ici.

3.3.1 Pertes de charge totales

Ici, l'influence de la perte de charge totale est investiguée. Pour cela, 5 séries de mesure similaires à la campagne de référence, c'est à dire une augmentation progressive du flux de chaleur appliqué avec un réglage de vanne maintenu constant jusqu'à l'assèchement de l'évaporateur, sont réalisées pour différents réglages de vanne. les autres paramètres expérimentaux étant fixés aux valeurs détaillées en table 3.3. L'utilisation d'un débit $\dot{m}_{tot}$ plus faible pour la série de mesure $\Delta p_{tot} \approx 40\ Pa$ a ici été nécessaire pour atteindre cette faible valeur de perte de charge.

Série	T_{sat}	$T_{sat} - T_{liq}^{entree}$	$\dot{m}_{tot}$
$\Delta p_{tot} \approx 40\ Pa$	$45.5°C$	$19.5\ K$	$1.85 \pm 0.02\ kg/h$
$\Delta p_{tot} \approx 100\ Pa$	$45.5°C$	$19\ K$	$3 \pm 0.02\ kg/h$
$\Delta p_{tot} \approx 200\ Pa$	$44.5°C$	$19.5\ K$	$3 \pm 0.02\ kg/h$
$\Delta p_{tot} \approx 300\ Pa$	$45.5°C$	$19\ K$	$3 \pm 0.02\ kg/h$
$\Delta p_{tot} \approx 500\ Pa$	$45.5°C$	$20.5\ K$	$3 \pm 0.02\ kg/h$

TABLE 3.3 – Paramètres de fonctionnement de l'évaporateur durant les séries de mesures à débit variable

Les courbes de coefficients d'échange apparent et de vaporisation en fonction respectivement de la densité de flux effective et de vaporisation sont tracées en figures 3.42 et 3.43. Pour des raisons de clarté de lecture, les courbes correspondant au cas $\Delta p_{tot} \approx 100\ Pa$, déjà présentées en 3.2.3 ne sont pas reproduites ici.

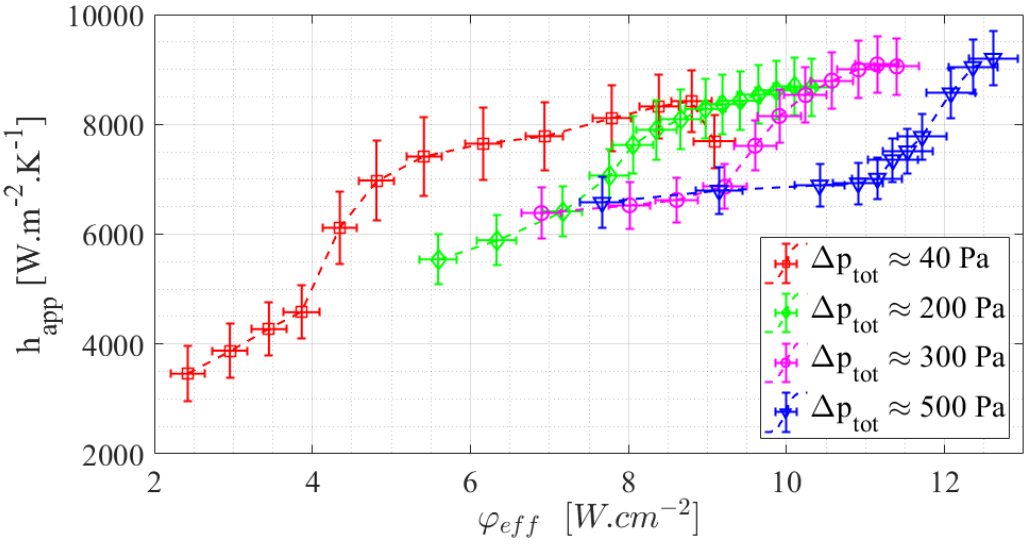

FIGURE 3.42 – Variation du coefficient d'échange apparent de l'évaporateur avec la densité de flux effective pour différents réglages de vannes

Les tendances observées sont très similaires à celles observées lors de la campagne de référence : quel que soit le mode de fonctionnement, les coefficients d'échange apparent et de vaporisation de l'évaporateur augmentent avec le flux de chaleur. En particulier,

les coefficients d'échange associés au mode d'ébullition s'avèrent sensiblement plus élevés pour les séries de mesure à hautes pertes de charge (200 $Pa < \Delta p_{tot} < 500$ Pa). De même, une transition du mode d'ébullition au mode d'évaporation est à chaque fois visible via l'augmentation rapide du coefficient d'échange avec le flux.
Néanmoins, la différence de pression a une influence directe sur le positionnement de cette transition entre ébullition et évaporation : une faible perte de charge induit une transition vers le mode d'évaporation à flux de chaleur relativement bas (par exemple, à $\varphi_{eff} \approx 4.5$ $W.cm^{-2}$ pour $\Delta p_{tot} \approx 40$ Pa), tandis qu'à hautes pertes de charge la zone d'évaporation est limitée aux flux de chaleur élevés (à $\varphi_{eff} \geqslant 12$ $W.cm^{-2}$ pour $\Delta p_{tot} \approx 500$ Pa).
Le positionnement des points limites de fonctionnement (début et fin de transition, dernier point avant assèchement) en fonction des pertes de charge totales Δp_{tot} et du flux vaporisé Φ_{vap}, représenté en figure 3.44 montre bien l'augmentation globale des flux vaporisés à la transition et à l'assèchement avec la perte de charge.
Cette tendance est tout à fait cohérente avec le mécanisme régissant l'apparition de ces deux modes de fonctionnement détaillé en 3.2.2. En effet, pour un flux vaporisé donné, une augmentation de la perte de charge induite par l'écoulement principal (ABC) implique que le terme moteur le long de l'écoulement vaporisé (AB'C) doit être moins important pour maintenir l'équilibre hydraulique $\Delta p^{ABC} = \Delta p^{AB'C}$. Autrement dit, l'existence de pompage capillaire au sein de l'évaporateur n'est nécessaire qu'à partir d'un débit vaporisé plus important lorsque la perte de pression totale est augmentée.
Selon le même raisonnement, la limite capillaire (le flux d'évaporation induisant la courbure maximale des ménisques dans les micro-rainures) est atteinte pour un flux vaporisé plus important, ceci étant alors à l'origine de l'augmentation du flux maximal dissipable par l'évaporateur avec Δp_{tot}. De plus, la largeur de la zone d'évaporation apparait également décroissante avec la perte de charge totale. Dans les faits, comme cela sera détaillé dans le chapitre 4, cette tendance ne peut être que partiellement expliquée si l'on ne considère que l'équilibre hydraulique $\Delta p^{ABC} = \Delta p^{AB'C}$.

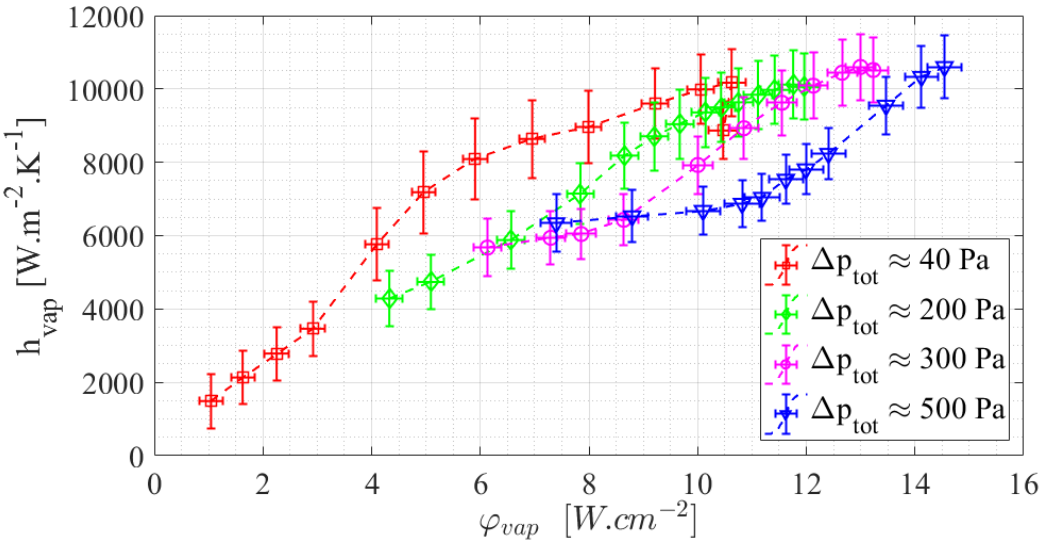

FIGURE 3.43 – Variation du coefficient d'échange apparent de l'évaporateur avec la densité de flux effective pour différents réglages de vannes

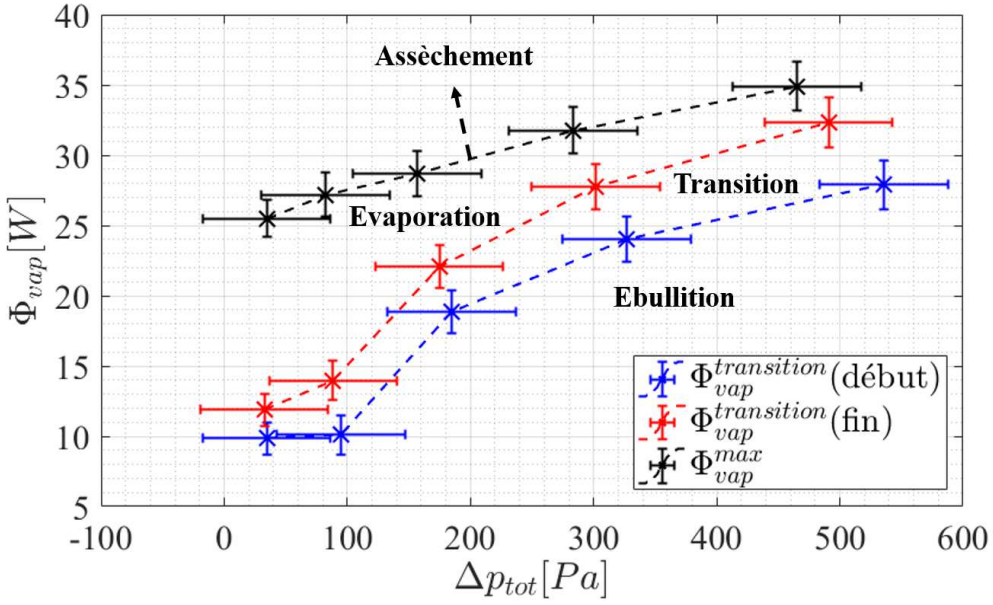

FIGURE 3.44 – Valeurs du flux de vaporisation correspondant aux limites de la zone de transition et au maximum avant assèchement en fonction de la perte de charge totale Δp_{tot}

Concernant l'évolution de la perte de charge totale avec le flux, puisque seul le réglage de vanne a été imposé,Δp_{tot} est a priori libre de varier en fonction de l'écoulement dans la ligne principale. Considérant ceci, l'évolution de cette perte de charge pour chacune des séries de mesure est représentée en figure 3.45.

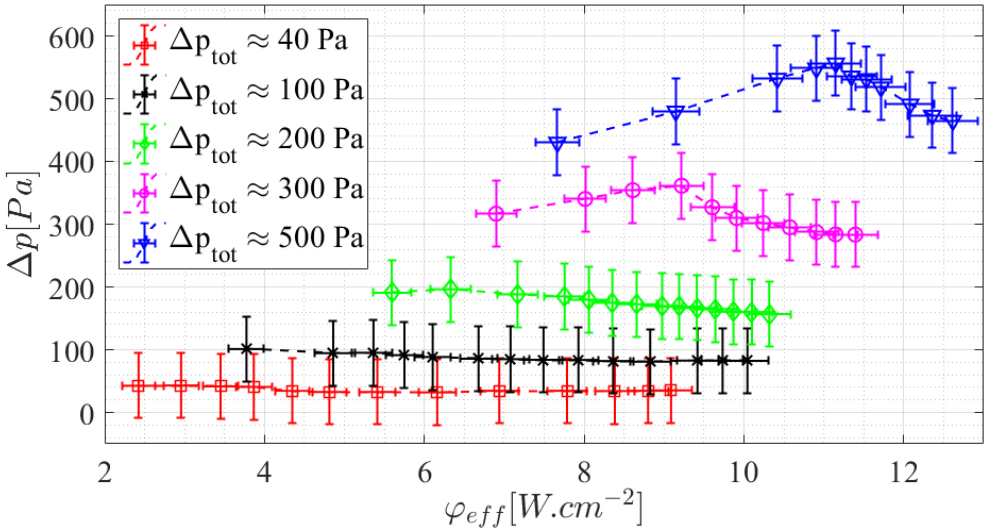

FIGURE 3.45 – Variation de la perte de charge totale induite par l'évaporateur avec la densité de flux effective pour différents réglages de vannes

Pour les basses pertes de charge ($\Delta p_{tot} \approx 40\ Pa$), la chute de pression suit la même tendance que la série de référence, c'est à dire une légère baisse de Δp_{tot} avec l'augmen-

tation du flux appliqué, pouvant s'expliquer par l'augmentation du débit prélevé par l'évaporateur. Cependant, pour les séries de mesure à fortes pertes de charge, l'allure des courbes est différente : la perte de charge augmente légèrement avec le flux avant de décroitre lors du passage en mode d'évaporation. Cette variation est par ailleurs plus marquée pour les plus hautes pertes de charge. En pratique, pour ces séries de mesure à fortes pertes de charge, de la vapeur est régulièrement observée dans les conduites de sortie du liquide pendant le mode d'ébullition puis tend à disparaitre après le passage en mode d'évaporation. Ainsi, il apparait que la conjonction d'une forte densité de flux appliquée et d'un coefficient d'échange relativement faible (lié au mode d'ébullition) induit une surchauffe de paroi suffisamment importante pour provoquer la génération de vapeur au sein de la ligne liquide (a priori par nucléation proche de la paroi en contact avec les distributeurs) et donc une augmentation de la perte de charge le long de celle-ci. Une fois le mode d'évaporation atteint, l'augmentation sensible du coefficient d'échange permet alors d'abaisser suffisamment la température de paroi pour mettre fin à cette génération de vapeur et revenir à une perte de charge "normale" (dans le sens où elle correspond à celle attendue en l'absence de changement de phase dans l'écoulement principal).

3.3.2 Débit liquide

Dans cette partie, l'objectif est d'évaluer l'influence du débit d'alimentation en liquide sur le fonctionnement de l'évaporateur. Pour cela, deux séries de mesures à débit d'alimentation variable ont été réalisées, le réglage de vanne étant ajusté à chaque point de mesure pour maintenir les pertes de charge Δp_{tot} à une valeur constante. Dans celles-ci, l'ensemble des autres paramètres expérimentaux ont été fixés aux valeurs données dans la table 3.4. En particulier, le flux de chaleur appliqué a été fixé à une valeur induisant un fonctionnement en mode d'évaporation éloigné des limites de celui-ci (transition vers l'ébullition et assèchement).

Fluide	Δp_{tot}	T_{sat}	$T_{sat} - T_{liq}^{entree}$	φ_{eff}
HFE7000	$150 \pm 5\ Pa$	$45°C$	$20\ K$	$9.5\ W.cm^{-2}$
HFE7000	$300 \pm 5\ Pa$	$45°C$	$20\ K$	$11\ W.cm^{-2}$

TABLE 3.4 – Paramètres de fonctionnement de l'évaporateur durant les deux séries de mesure à débit variable

Afin de pouvoir évaluer le débit minimal de fonctionnement de l'évaporateur dans les conditions considérées ici, le débit a été progressivement réduit depuis sa valeur maximale (c'est à dire celui induisant les pertes de charge voulues lorsque la vanne de dérivation de la vanne de réglage est ouverte) jusqu'à atteindre l'assèchement de l'évaporateur. La variation du coefficient d'échange apparent résultante, représentée en figure 3.46, montre une quasi-indépendance de celui-ci au débit liquide jusqu'à une valeur limite en-dessous de laquelle un décrochage de l'évaporateur est observé.
Ainsi, du moment que la perte de charge totale Δp_{tot} est fixée, il apparait qu'il est possible de faire varier significativement le débit d'alimentation sans que cela ait une influence notable sur le fonctionnement général de l'évaporateur. Autrement dit, du moment qu'il est suffisamment élevé, le débit d'alimentation en lui-même n'a qu'une

influence limitée sur le fonctionnement de l'évaporateur.
Par ailleurs, les ratios de débit maximaux ($\tau_{\dot{m}} = \frac{\dot{m}_{vap}}{\dot{m}_{tot}}$) atteints au dernier point avant assèchement étant sensiblement différents (de l'ordre de 0.32 pour $\Delta p_{tot} = 150\ Pa$, 0.39 à 300 Pa), une sous-alimentation en liquide de l'évaporateur liée à la diminution du débit ne semble donc pas être l'unique origine de l'assèchement de l'évaporateur observé ici.

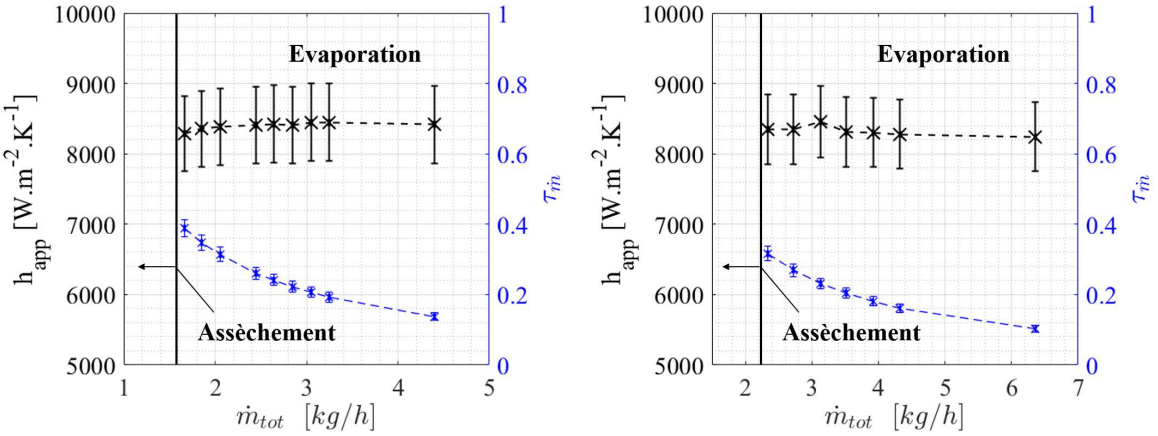

FIGURE 3.46 – Évolution du coefficient d'échange apparent de l'évaporateur et du ratio de débit vaporisé en fonction du débit de liquide apporté à l'évaporateur, $\Delta p_{tot} = 150\ Pa$ (gauche), $\Delta p_{tot} = 300\ Pa$ (droite)

En ce qui concerne l'échauffement de l'écoulement liquide traversant l'évaporateur, le débit de cet écoulement a logiquement une forte influence (figure 3.47). De manière générale, les températures de sortie diminuent sensiblement avec l'augmentation de débit, ce qui n'a rien de surprenant si l'on considère que la ligne liquide traversant l'évaporateur se comporte globalement comme un échangeur monophasique. Il est à noter que la brusque montée en température de la sortie supérieure aux plus bas débits dans le cas $\Delta p_{tot} = 150\ Pa$ peut être reliée à l'apparition de bulles de vapeur observée dans cette conduite de sortie du liquide. Pour tous les autres points de mesure, l'écoulement observé reste monophasique liquide. Par ailleurs, il apparait également que l'écart de température entre les deux sorties de liquide diminue fortement avec le débit. Le débit traversant l'évaporateur semble donc se subdiviser de moins en moins équitablement entre les deux lignes liquide à mesure qu'il est réduit.

Cette variation de température de sortie traduit par ailleurs un changement non négligeable sur la répartition des flux interne à l'évaporateur. Ainsi, le flux de chaleur absorbé par l'écoulement liquide principal augmente avec le débit apporté à l'évaporateur (figure 3.48). Le flux fourni par le bloc chauffant étant maintenu constant, cette augmentation du flux de chaleur sensible $\Phi_{AB}^{sensible}$ résulte en une diminution du flux de vaporisation Φ_{vap} représenté sur cette même figure.

Une conséquence directe de cette variation de la répartition des flux est une variation du coefficient d'échange h_{vap}, représentée en figure 3.49. En effet, comme cela a été mis en évidence sur la campagne de référence, ce coefficient d'échange est une fonction croissante du flux vaporisé. Par conséquent, la diminution du débit vaporisé liée à l'augmentation du débit total induit logiquement une diminution du coefficient

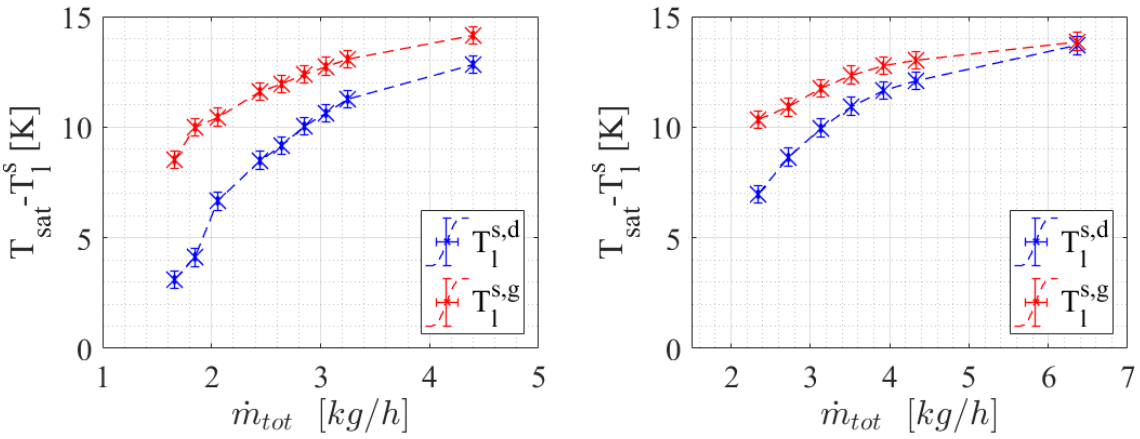

FIGURE 3.47 – Évolution des températures du fluide dans les conduites de sortie en fonction du débit de liquide apporté à l'évaporateur, $\Delta p_{tot} = 150\ Pa$ (gauche), $\Delta p_{tot} = 300\ Pa$ (droite)

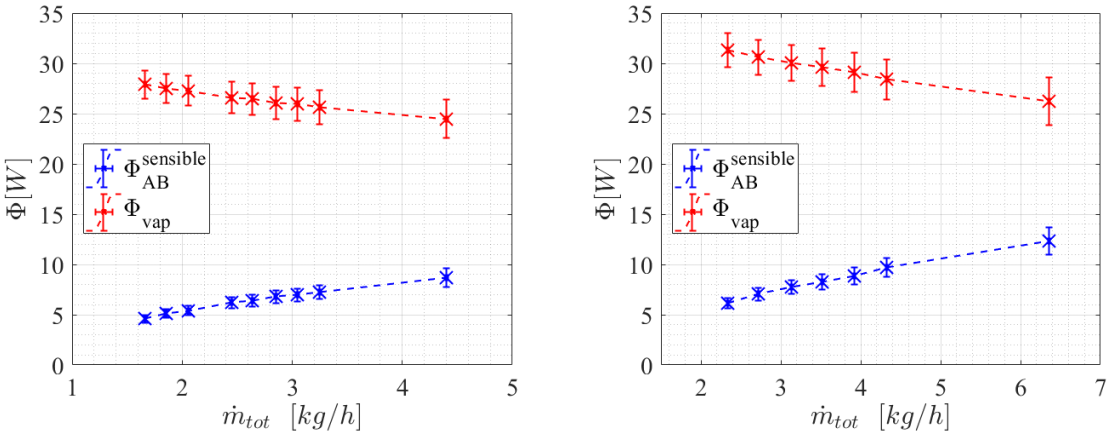

FIGURE 3.48 – Évolution des flux absorbés par la vaporisation du fluide et par l'échauffement de l'écoulement principal en fonction du débit de liquide apporté à l'évaporateur, $\Delta p_{tot} = 150\ Pa$ (gauche), $\Delta p_{tot} = 300\ Pa$ (droite)

d'échange de vaporisation.

Ainsi, cette variation de débit induit l'apparition de deux phénomènes contradictoires : d'un coté l'augmentation du débit dans les conduites de l'écoulement liquide tend à intensifier les transferts par convection forcée au sein de l'écoulement principal, de l'autre la diminution du débit vaporisé tend à diminuer légèrement le coefficient d'échange h_{vap}. Dans les cas d'étude présentés ici, considérant la faible variation du coefficient d'échange apparent, il apparait que ces deux effets induisent des variations de la performance thermique globale opposées mais du même ordre de grandeur qui, dans les cas considérés ici, semblent se compenser. Dans tous les cas, les variations de ces coefficients d'échange étant généralement inférieures aux incertitudes de mesure associées, cette interprétation reste discutable.

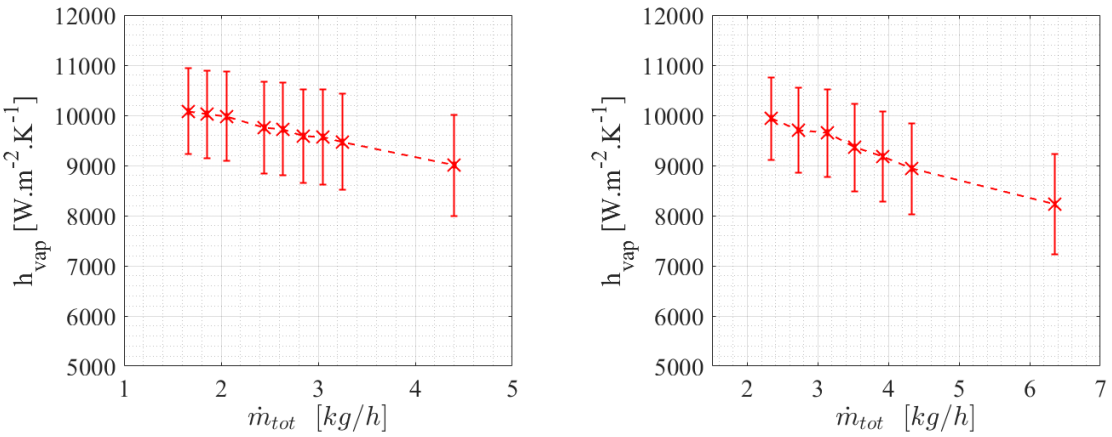

FIGURE 3.49 – Évolution du coefficient d'échange de vaporisation de l'évaporateur en fonction du débit de liquide apporté à l'évaporateur, $\Delta p_{tot} = 150\ Pa$ (gauche), $\Delta p_{tot} = 300\ Pa$ (droite)

3.3.3 Sous-refroidissement

Dans cette section, on cherchera à évaluer l'influence du sous-refroidissement liquide en entrée d'évaporateur $\Delta T_{sub} = T_{sat} - T_{liq}^{entree}$ sur le fonctionnement et les performances de l'évaporateur. L'approche est ici très similaire à celle mise en œuvre pour étudier l'influence du débit d'alimentation : deux séries de mesures où seul le sous-refroidissement est modifié ont ainsi été réalisées, les valeurs des paramètres expérimentaux fixés étant résumées dans la table 3.5. Là aussi, le flux de chaleur appliqué a été choisi pour induire un fonctionnement en mode d'évaporation sur l'ensemble des points de mesure.

Fluide	Δp_{tot}	T_{sat}	$\dot{m}_{tot}$	φ_{eff}
HFE7000	$125 \pm 5\ Pa$	$45°C$	$3\ kg/h$	$9.5\ W.cm^{-2}$
HFE7000	$180 \pm 5\ Pa$	$45°C$	$3\ kg/h$	$9\ W.cm^{-2}$

TABLE 3.5 – Paramètres de fonctionnement de l'évaporateur durant les deux séries de mesure à débit variable

Enfin, afin de pouvoir évaluer là aussi le sous-refroidissement minimal de fonctionnement de l'évaporateur dans les conditions considérées ici, celui-ci a été progressivement diminué depuis $20 - 22K$ jusqu'à sa valeur minimale pour laquelle l'assèchement de l'évaporateur est obtenu.

Dans ces conditions, on observe également un coefficient d'échange apparent de l'évaporateur relativement constant pour l'ensemble des points de mesure en dehors d'une légère chute observée au sous-refroidissement minimal dans les deux cas (figure 3.50). Cette dégradation de la performance thermique de l'évaporateur semble corrélée à l'apparition de bulles de vapeur ici observable dans les deux conduites de sortie du liquide (de manière beaucoup plus marquée pour le coté droit néanmoins). Le débit total étant fixé, le ratio de débit prélevé par l'évaporateur ne varie que faiblement et reste dans tous les cas inférieur à 0.24, c'est à dire une valeur significativement inférieure aux valeurs limites observées dans le paragraphe précédent. L'assèchement de

l'évaporateur observé n'est donc pas directement lié à une sous-alimentation en liquide de celui-ci. Les mesures de température de fluide dans les conduites de sortie du liquide, représentées en figure 3.51 montrent encore une fois que la température du fluide en sortie droite est légèrement supérieure à celle de la sortie de gauche. Le débit total étant fixé, l'écart entre les deux sorties reste ici globalement constant en dehors des plus bas sous-refroidissement pour lesquels l'apparition de vapeur (plus marquée dans la conduite de sortie droite que dans la conduite de sortie gauche) tend à approcher cette mesure de la température de saturation de manière plus ou moins marquée selon les cas.

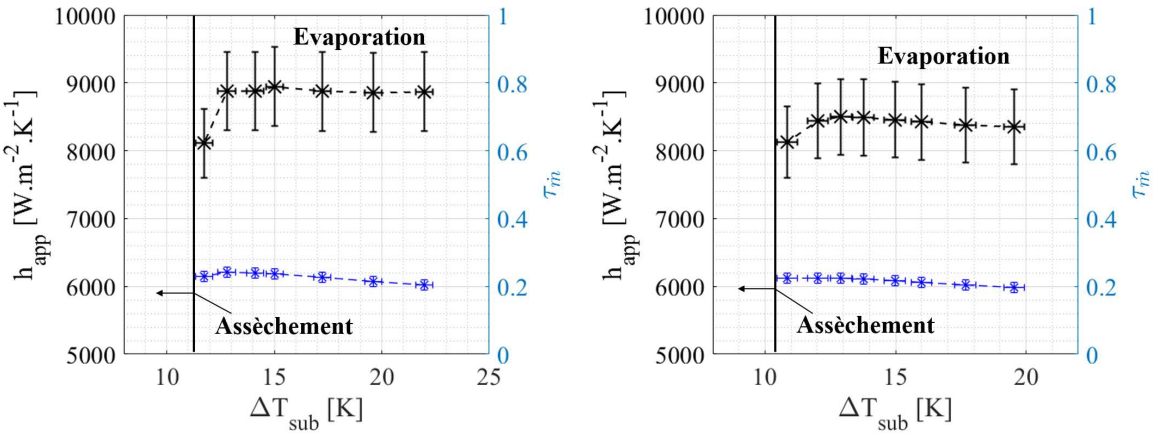

FIGURE 3.50 – Évolution du coefficient d'échange apparent de l'évaporateur et du ratio de débit vaporisé en fonction du sous-refroidissement en entrée d'évaporateur, $\Delta p_{tot} = 125\ Pa$ (gauche), $\Delta p_{tot} = 180\ Pa$ (droite)

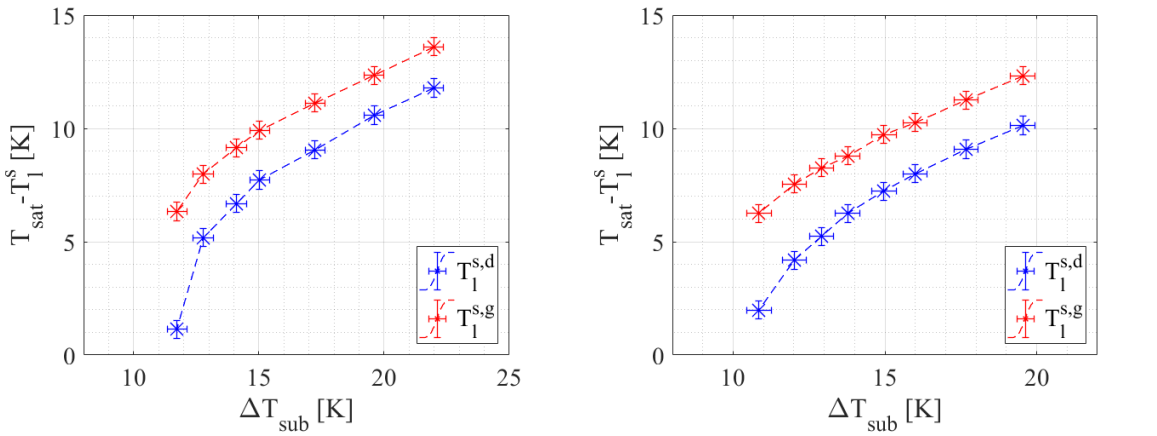

FIGURE 3.51 – Évolution des températures du fluide dans les conduites de sortie en fonction du sous-refroidissement en entrée d'évaporateur, $\Delta p_{tot} = 125\ Pa$ (gauche), $\Delta p_{tot} = 180\ Pa$ (droite)

Le tracé des flux de chaleur sensible et latente en figure 3.52, permet d'observer la même tendance globale qu'au paragraphe précédent : l'augmentation du flux de chaleur sensible liée à l'augmentation du sous-refroidissement induit une baisse du flux absorbé

par le changement de phase du fluide. Toutefois, à bas sous-refroidissement, le changement de phase dans l'écoulement principal induit une augmentation du flux absorbé par celui-ci lorsque ΔT_{sub} est diminué et donc une diminution du flux de vaporisation dans la structure capillaire. Cette variation du flux vaporisé se traduit alors par des variations similaires du coefficient d'échange de vaporisation représentée en figure 3.53. A noter cependant que, dans ces conditions, l'évaluation du flux $\Phi^{AB}_{sensible}$ est a priori peu précise puisque, par définition, elle ne prend pas en compte le changement de phase du fluide.
Globalement, on observe la même tendance que dans le cas d'une variation du débit : l'amélioration du transfert par convection forcée dans l'écoulement principal avec l'augmentation du sous-refroidissement semble être approximativement compensée par la légère dégradation de l'échange diphasique liée à la diminution de Φ_{vap}.

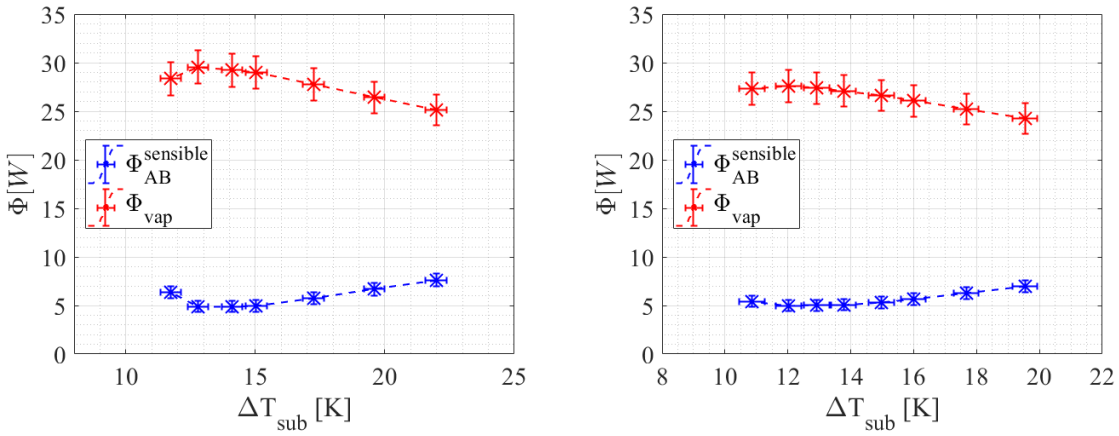

FIGURE 3.52 – Évolution des flux absorbés par la vaporisation du fluide et par l'échauffement de l'écoulement principal en fonction du sous-refroidissement en entrée d'évaporateur, $\Delta p_{tot} = 125\ Pa$ (gauche), $\Delta p_{tot} = 180\ Pa$ (droite)

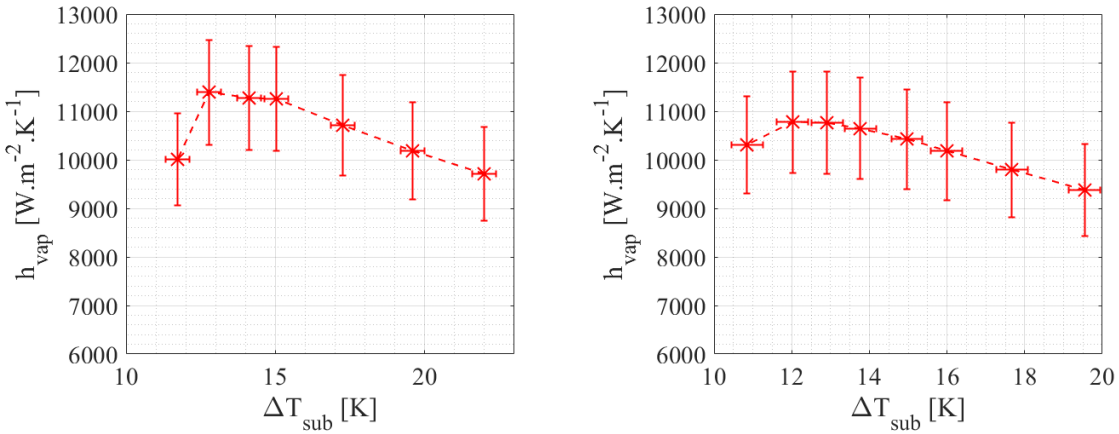

FIGURE 3.53 – Évolution du coefficient d'échange de vaporisation de l'évaporateur en fonction du sous-refroidissement en entrée d'évaporateur, $\Delta p_{tot} = 125\ Pa$ (gauche), $\Delta p_{tot} = 180\ Pa$ (droite)

3.3.4 Bilan de l'étude paramétrique et limites de celles-ci

L'étude de la dépendance du fonctionnement de l'évaporateur à la perte de charge de la ligne liquide a permis de confirmer qualitativement le mécanisme d'équilibre entre l'écoulement principal (ABC) et l'écoulement de vaporisation (AB'C), la variation de cette chute de pression induisant un décalage de la gamme de flux de chaleur pour laquelle l'évaporateur fonctionne en régime d'évaporation. Par ailleurs, pour une perte de charge fixée, les variations du débit total fourni à l'évaporateur et du sous-refroidissement en entrée n'apparaissent pas avoir d'influence significative en dehors d'une légère redistribution du flux appliqué entre l'écoulement principal et l'écoulement vaporisé. Néanmoins, cette étude expérimentale a montré que la variation de chacun de ces paramètres pouvait résulter en un dépassement d'une limite de fonctionnement de l'évaporateur induisant l'assèchement de celui-ci. Deux types de limites d'assèchement de l'évaporateur peuvent alors être considérés :

— la limite capillaire, similaire à celle d'un caloduc, pour laquelle le dépassement de la courbure maximale des ménisques dans les rainures induit une récession de l'interface pouvant causer un assèchement complet.

— la limite d'ébullition, apparaissant a priori au-delà d'une certaine surchauffe de paroi induisant une génération non contrôlée de vapeur au niveau de l'écoulement liquide principal, pouvant perturber l'alimentation de la structure capillaire en liquide ;

La limite capillaire est évaluable via une modélisation de la courbure locale des ménisques dans la structure capillaire qui sera détaillée dans le prochain chapitre.
Pour ce qui est de la limite d'ébullition, plusieurs causes à l'origine de celle-ci peuvent être distinguées.
Tout d'abord, l'application d'un flux de chaleur trop élevé (c'est à dire induisant une surchauffe de paroi trop importante) semble pouvoir générer des phénomènes de nucléation suffisamment intenses à proximité de la zone de distribution du liquide (au niveau des distributeurs) pour couper l'alimentation en liquide des rainures.
Une deuxième origine de ces phénomènes d'ébullition intempestifs semble être un débit d'alimentation $\dot{m}_{tot}$ trop faible pour maintenir un écoulement monophasique le long de l'écoulement de liquide principal, a priori au niveau de la zone de distribution (où les températures des différentes parois sont les plus importantes). Néanmoins, il est à l'heure actuelle très difficile de distinguer une valeur limite précise de ce débit total. Il serait pour cela nécessaire de développer un protocole expérimental permettant de s'affranchir totalement des autres limites de fonctionnement, tache a priori complexe puisque le débit liquide influence simultanément la proportion du flux imposé absorbé par le changement de phase, le sous-refroidissement de l'écoulement principal en sortie d'évaporateur et la répartition de celui-ci entre les deux lignes d'écoulement du liquide.
Enfin, un sous-refroidissement insuffisant en entrée d'évaporateur peut également être à l'origine de l'apparition d'ébullition néfaste à la distribution du liquide sur la paroi chauffée. Pour les conditions expérimentales investiguées ici, une valeur de sous-refroidissement de l'ordre de 10 K est apparue comme une condition nécessaire au fonctionnement de l'évaporateur. Néanmoins, cette valeur est difficilement généralisable, en premier lieu parce qu'elle dépend a priori du débit d'alimentation. Autrement dit le paramètre critique n'est pas nécessairement le sous-refroidissement ΔT_{sub} mais plutôt le "flux de sous-refroidissement" $\Delta H_{sub} = \dot{m}_{tot} c_{p,l} \times \Delta T_{sub}$). Là aussi une étude

systématique de ce paramètre apparait nécessaire mais complexe à mettre en œuvre étant donnée l'influence de celui-ci sur la part du flux de chaleur absorbé par le changement de phase du fluide.
Ainsi, contrairement à la limite capillaire, il apparait difficile de déterminer la limite d'ébullition autrement que de manière empirique (et donc spécifique au prototype d'évaporateur utilisé ici). Une prédiction "en amont" nécessiterait une compréhension plus approfondie des perturbations au niveau de l'écoulement principal induites par l'apparition de changement de phase au sein de celui-ci. Par exemple, le changement de phase dans l'écoulement principal observé en mode d'ébullition (notamment lors des mesures à $\Delta p_{tot} \approx 500Pa$) ne semble pas corrélé à un dysfonctionnement notable de l'évaporateur au contraire de celui observé à bas sous-refroidissement, mais l'explication de cette tendance reste difficile.

Pour clore ce chapitre et avant de détailler l'approche de modélisation relative aux phénomènes observées ici, les premiers résultats expérimentaux obtenus avec le dépôt de fibres frittées présenté au chapitre 2 sont exposés. En particulier, les différences qualitatives en termes de répartition des phases et de performance thermohydraulique liées à l'utilisation d'une telle structure capillaire sont mises en évidence.

3.4 Application à une structure capillaire sous forme de micro-fibres frittées

La configuration de test étudiée ici est la même que précédemment, à l'exception de la structure capillaire montée dans l'évaporateur. Le dépôt de micro-fibres frittées utilisé ici possède une épaisseur moyenne de l'ordre de $120\mu m$ sur une surface de $19 \times 20\ mm^2$. Dans la pratique, du fait du procédé de fabrication, le dépôt n'est pas parfaitement plan. Des mesures de la variation de l'épaisseur de couche poreuse selon la surface du dépôt effectuées au profilomètre mécanique ont permis de mesurer une épaisseur de dépôt entre 90 et $140\mu m$. Considérant les problèmes expérimentaux rencontrés avec l'éthanol évoqués en 3.1.1.2, seul le HFE7000 sera utilisé sur ces tests préliminaires.

Dans un premier temps, le comportement général de l'évaporateur associé à cette structure capillaire est détaillé en fonction de la densité de flux de chaleur effective appliquée sur une série de mesure, dite "de référence". Le protocole expérimental est le même que pour les campagnes de référence sur paroi micro-rainurée : la température de saturation, le débit fourni à l'évaporateur ainsi que le sous-refroidissement sont maintenus constants. En ce qui concerne les pertes de charge liquide, seul le réglage de vanne est fixé, les pertes de charge totales de la ligne liquide sont donc là aussi laissées libres d'évoluer. Les valeurs de ces paramètres de fonctionnement sont résumées dans le tableau 3.6.

Fluide	T_{sat}	$\dot{m}_{tot}$	$T_{sat} - T_{liq}^{entree}$	Δp_{tot}	φ_{eff}
HFE7000	$43°C$	$3\ kg/h$	$17.7 - 18.5\ K$	$310 - 390\ Pa$	$2.8 - 5.5\ W.cm^{-2}$

Table 3.6 – Paramètres de fonctionnement de l'évaporateur durant le cas de référence avec le dépôt de micro-fibres frittées

La présentation et l'analyse des résultats expérimentaux obtenus sur cette série de mesure seront détaillées ici suivant la même approche que précédemment : dans un premier temps, l'allure de la répartition des phases observée au sein de l'évaporateur en fonction du flux appliqué est explicitée, par la suite les mesures de température et de pression caractéristiques associées font l'objet d'une rapide analyse. Enfin, la répartition des flux de masse et de chaleur ainsi que les coefficients d'échange associés seront détaillés.

3.4.1 Répartition des phases

Dans les conditions considérées ici (flux de chaleur croissant), l'évolution de la répartition des phases suit la même tendance générale que dans le cas des micro-rainures en parallèle : à bas flux de chaleur, la surface apparait suralimentée en liquide, on observe alors la aussi un régime d'ébullition nucléée (figure 3.54, $\varphi_{eff} = 2.6W.cm^{-2}$) , tandis qu'à haut flux de chaleur le liquide est maintenu dans la structure capillaire et il n'y alors plus de nucléation visible (figure 3.54, $\varphi_{eff} = 5.1W.cm^{-2}$). On observe également un fonctionnement intermédiaire entre ces deux régimes sur un intervalle de flux appliqué significatif.
Toutefois, la nature de ce mode de transition est sensiblement différente. En effet, au lieu d'une oscillation entre ébullition et évaporation, cette transition se traduit ici par une suralimentation partielle du dépôt de poreux. Autrement dit, il est possible d'observer localement et de manière assez stable une couche de liquide au-dessus du dépôt de la structure capillaire. Néanmoins, au contraire du mode d'ébullition, cette surépaisseur ne recouvre pas l'ensemble de la surface chauffée. Ce mode de fonctionnement induit ainsi une transition assez progressive entre ébullition et évaporation : à mesure que le flux de chaleur est augmenté, la surface correspondant à la surépaisseur de films liquide diminue jusqu'à disparaitre complètement (figure 3.54, $\varphi_{eff} = 3.8W.cm^{-2}$ et $\varphi_{eff} = 4.2W.cm^{-2}$). Dans le même temps, la nucléation encore observable localement tend également à disparaitre.

A noter que, compte tenu de la nature même du milieu poreux utilisé ici, il n'est pas possible d'observer les interfaces une fois que celles-ci sont maintenues dans le milieu poreux. Par conséquent, la répartition réelle du liquide dans le poreux en mode d'évaporation reste indéterminée.
Enfin, il apparait intéressant de constater que les trois modes de fonctionnement observés (ébullition, inondation partielle et évaporation dans le poreux) apparaissent assez comparables aux modes de fonctionnement considérés par Lee & Park [48] dans l'étude expérimentale et théorique de l'évaporateur à sortie séparée étudié par ces auteurs présentée dans le premier chapitre de ce manuscrit .

3.4.2 Mesures associées

Dans cette section, les mesures de températures de paroi et de pressions différentielles sont présentées et interprétées en regard des observations de la répartition des phases.

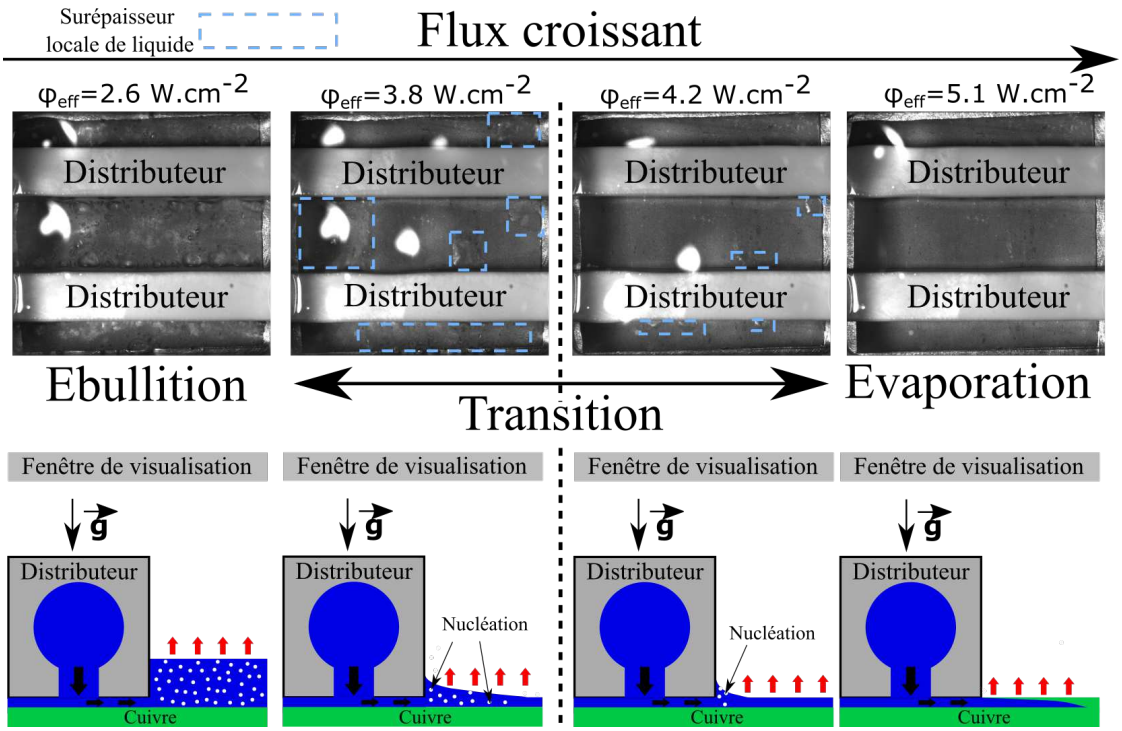

FIGURE 3.54 – Visualisations caractéristiques des différents modes de fonctionnement de l'évaporateur observées avec le dépôt de micro-fibres frittées et représentations schématiques associées, cas de référence au HFE7000

3.4.2.1 Températures de paroi

Ici, la variation de l'écart de chacune des températures de paroi avec la température de saturation est tracée en figure 3.55 en fonction de la densité de flux effective. Contrairement aux mesures effectuées sur le silicium micro-rainuré, le passage en mode d'évaporation induit une augmentation significative de la température de paroi tandis que c'est le mode de transition qui apparait être le plus efficace d'un point de vue thermique. Par ailleurs, des écarts de température non négligeables entre les différents thermocouples sont ici observés quel que soit le mode de fonctionnement. En particulier le thermocouple central apparait mesurer une température sensiblement inférieure à toutes les autres tandis que le thermocouple "aval gauche" indique au contraire une surchauffe locale en ce point.
Considérant les disparités spatiales de la répartition des phases observées en mode de transition, de tels écarts de température ne sont pas nécessairement surprenants. En mode d'évaporation, la montée en température de la paroi et l'hétérogénéité des températures semblent également liées à une forte hétérogénéité de l'alimentation en liquide du milieu poreux. Toutefois, étant donné que l'observation des interfaces n'est pas possible dans ce cas, il est très difficile de quantifier cet assèchement partiel du poreux.

3.4.2.2 Différences de pression

Les valeurs de pression différentielle moyennes pour chacun des points de mesure sont représentées en figure 3.56 en fonction de la densité de flux effective. La variation de Δp_{tot} suit une tendance similaire à celle observée précédemment à haute perte de

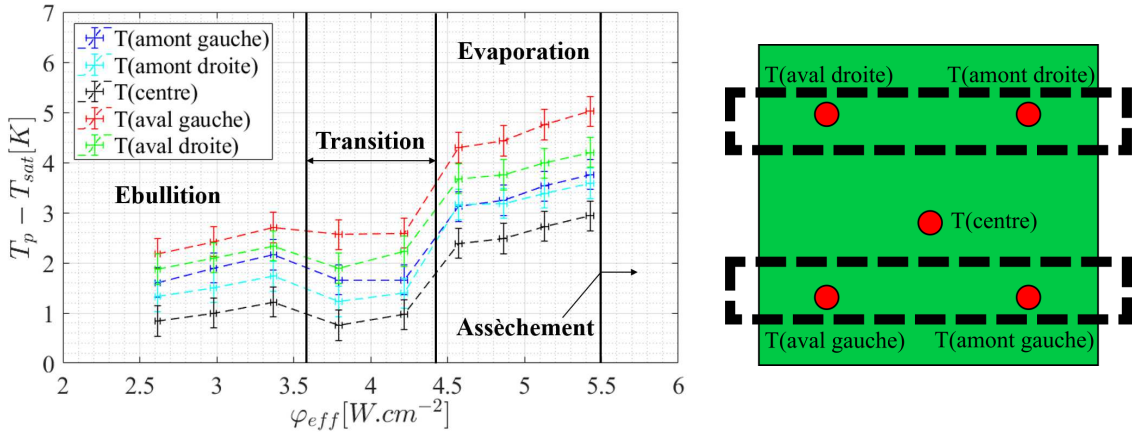

FIGURE 3.55 – Variations des différentes températures de paroi moyennes en fonction du flux effectif appliqué à l'évaporateur obtenues avec le dépôt de micro-fibres frittées (gauche), placement des différentes mesures (droite)

charge : sa valeur semble diminuer très légèrement avec le flux appliqué pendant les modes d'ébullition et de transition, puis augmente avec le flux en mode d'évaporation. Là aussi cette augmentation de la chute de pression peut s'expliquer par l'apparition de vapeur dans la ligne liquide observée en sortie d'évaporateur. Par ailleurs, on n'observe pas ici de décroissance continue de la perte de charge Δp_{evap} avec le flux appliqué (celle-ci semblant plutôt suivre une évolution très similaire à Δp_{tot}). Ainsi, le mécanisme d'équilibre détaillé et observé précédemment apparait ici beaucoup moins pertinent. Enfin la perte de pression de la ligne vapeur, apparait globalement constante avec le flux appliqué, les légères variations de celles-ci n'étant pas significatives en regard de l'incertitude des capteurs.
Dans la pratique, pour expliquer l'écart significatif de l'évolution de ces mesures avec celles obtenues avec le silicium micro-rainurée, il est nécessaire d'évaluer la variation de la répartition des flux de chaleur au sein de l'évaporateur, analyse qui fait l'objet de la section suivante.

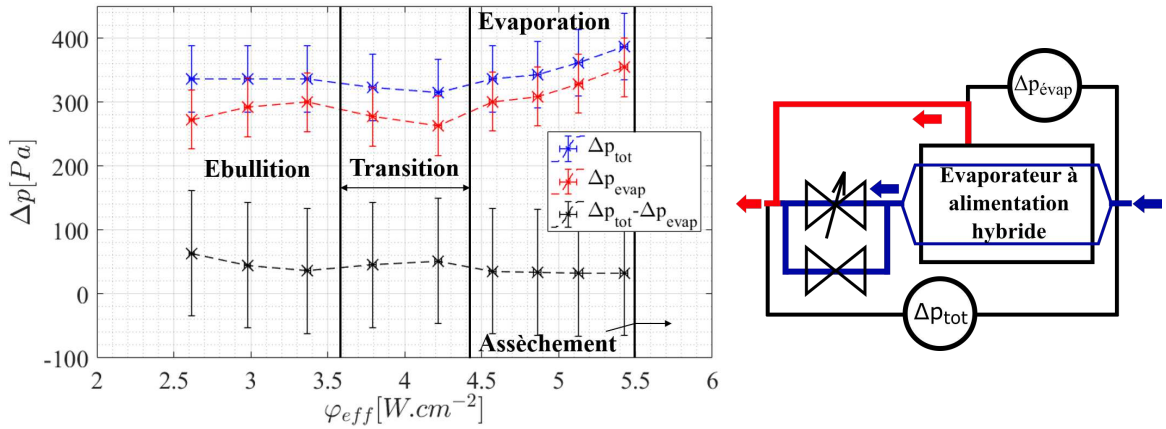

FIGURE 3.56 – Valeurs moyennes des mesures de pression différentielles obtenues avec le dépôt de micro-fibres frittées en fonction du flux effectif appliqué à l'évaporateur (gauche), placement des mesures (droite)

3.4.3 Analyse des principales grandeurs thermiques et hydrauliques

3.4.3.1 Répartition des flux

Dans cette section, les bilans de masse et d'énergie détaillés en 3.2.1 sont appliqués afin d'évaluer la répartition du flux appliqué à l'évaporateur. Cette répartition en fonction du flux dissipé Φ_{elec} est alors représentée en figure 3.57 aussi bien en valeur absolue qu'en proportion du flux total.

Il apparait que le flux vaporisé représente une part globalement assez faible du flux

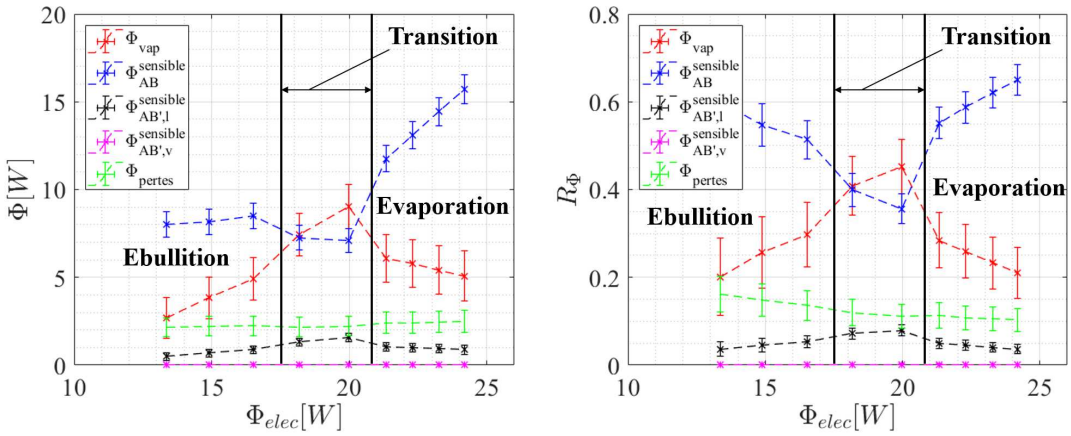

FIGURE 3.57 – Répartition du flux dissipé par l'évaporateur entre ses différentes composantes durant l'essai de référence avec le dépôt de micro-fibres frittées, valeurs absolues (gauche), proportion du flux total (droite)

appliqué à l'évaporateur. Le flux de vaporisation n'est majoritaire que durant le mode de transition, le passage au mode d'évaporation induisant une diminution franche du flux de vaporisation. Le "déficit de flux" étant alors compensé par l'augmentation du flux absorbé par l'écoulement liquide principal (que l'on peut relier à l'apparition de changement de phase au sein de celui-ci). Ainsi, au contraire de la configuration avec le silicium micro-rainuré, le flux de vaporisation n'augmente pas continument lorsque le flux appliqué est augmenté. Par ailleurs, quel que soit le point de fonctionnement, cette valeur du flux vaporisé reste assez faible, ce qui était assez prévisible en regard de l'estimation des capacités de pompage capillaire de ce type de poreux effectuée au chapitre 2. Enfin, on remarquera ici que la proportion du flux vaporisé atteint au maximum 0.5 et est plutôt de l'ordre de 0.3 en mode d'ébullition et d'évaporation. A noter toutefois que, du fait du changement de phase observé dans l'écoulement principal en mode d'évaporation, l'évaluation de la répartition des flux y est a priori assez imprécise.

Cette variation du flux vaporisé permet alors de fournir une première explication à l'allure "surprenante" des mesures de pression présentées au paragraphe précédent. En effet, le flux vaporisé n'évoluant pas de manière monotone avec le flux appliqué, il est logique que la perte de charge vapeur ne soit pas une fonction croissante de celui-ci. Une évaluation approximative des pertes thermiques de la ligne vapeur vers l'ambiante (prenant en compte l'isolation de la conduite) indique un flux de fuite de l'ordre de 2 à 3 W, par conséquent il apparait que la condensation au sein de la ligne vapeur n'est a

priori pas négligeable, en particulier pour les points correspondants aux modes d'ébullition et d'évaporation. La condensation partielle du fluide dans la conduite vapeur et les variations du régime d'écoulement éventuellement induites (par exemple le passage d'un écoulement stratifié à un écoulement à bulles) pourraient alors avoir un impact important sur la perte de charge de l'écoulement vapeur (et par conséquent sur Δp_{evap}, puisque Δp_{tot} est toujours imposé par l'écoulement principal).

3.4.3.2 Coefficient d'échange apparent

La variation du coefficient d'échange apparent de l'évaporateur h_{app} avec le flux de chaleur appliqué est représentée en figure 3.58.

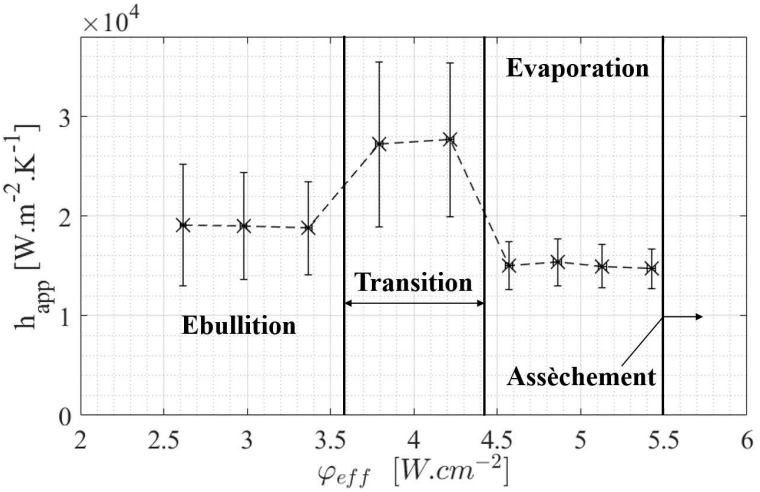

FIGURE 3.58 – Variation du coefficient d'échange apparent de l'évaporateur mesuré avec la densité de flux effective, dans le cas du dépôt de micro-fibres frittées, campagne de référence

Quel que soit le mode de fonctionnement, le coefficient d'échange mesuré est significativement supérieur à celui mesuré dans le cas des micro-canaux. Ainsi, bien que peu performante d'un point de vue hydraulique (c'est à dire que la perméabilité de la couche poreuse est trop faible en regard du saut de pression capillaire maximal), il apparait que ce type de structure capillaire est très efficace pour minimiser la résistance thermique entre la paroi et la phase vapeur. Cette configuration, moyennant l'utilisation d'une couche poreuse légèrement plus épaisse et/ou d'un fluide ayant de meilleures propriétés thermophysiques, apparait donc très prometteuse d'un point de vue de la gestion thermique d'un composant dissipatif.
Par ailleurs, l'allure de cette courbe permet de confirmer l'observation qualitative faite sur les mesures de température : le mode de transition est ici sensiblement plus efficace que les modes d'ébullition et d'évaporation. En particulier, on observe une division par deux des performances thermiques avec le passage au mode dit d'évaporation. Ceci tend à confirmer l'hypothèse d'un recul significatif des interfaces dans le milieu poreux dès lors que le flux appliqué dépasse une valeur critique.

3.4.3.3 Influence des pertes de charge totales

Il a été observé dans le cas d'une structure capillaire constituée de micro-rainures que la modification des pertes de charge totales de la ligne liquide Δp_{tot} avait une forte influence sur le flux de chaleur associé à la transition ébullition/évaporation et sur sa valeur maximale avant l'assèchement. Pour évaluer cette influence dans le cas de cette structure capillaire particulière, plusieurs séries de mesures correspondant à différents réglages de vanne ont été effectuées, les paramètres expérimentaux correspondants sont détaillés dans la table 3.7. La encore, le flux de chaleur appliqué est progressivement

Série	T_{sat}	$T_{sat} - T_{liq}^{entree}$	$\dot{m}_{tot}$
$\Delta p_{tot} \approx 100\ Pa$	$42°C$	$17.5\ K$	$3.02 \pm 0.02\ kg/h$
$\Delta p_{tot} \approx 200\ Pa$	$43°C$	$17.5\ K$	$3.05 \pm 0.02\ kg/h$
$\Delta p_{tot} \approx 350\ Pa$	$43°C$	$18\ K$	$3.02 \pm 0.02\ kg/h$
$\Delta p_{tot} \approx 900\ Pa$	$43°C$	$17\ K$	$3.01 \pm 0.02\ kg/h$

TABLE 3.7 – Paramètres de fonctionnement de l'évaporateur dans le cas du dépôt de micro-fibres frittées durant les différentes séries de mesure à réglage de vanne fixé

augmenté depuis le déclenchement de l'ébullition jusqu'à atteindre l'assèchement de l'évaporateur et seul le réglage de vanne est maintenu constant. Il est alors possible de tracer le positionnement des points limites de fonctionnement (début et fin de transition, dernier point avant assèchement) en fonction des pertes de charges totales Δp_{tot} et de la densité de flux effective pour chacune de ces séries de mesure.
Ces données expérimentales, représentés en figure 3.59 permettent d'observer une légère augmentation des flux vaporisés à la transition et à l'assèchement avec la perte de charge.

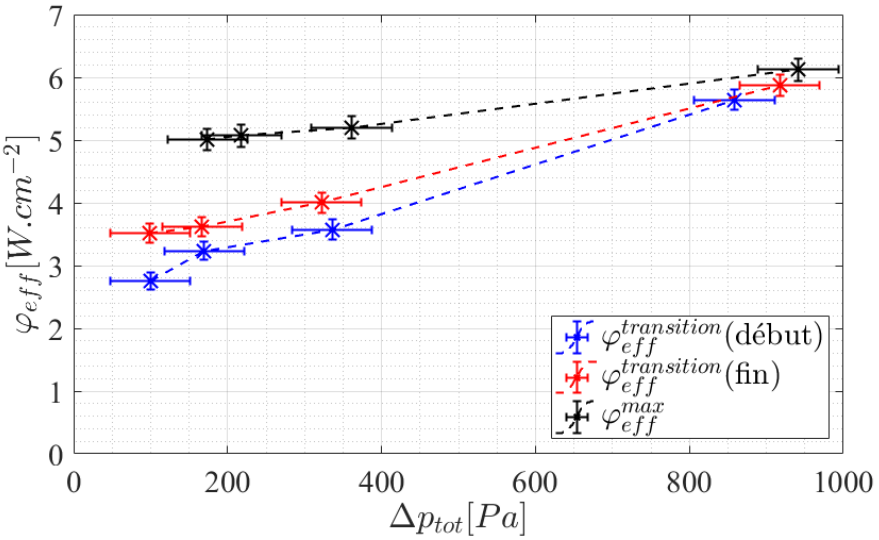

FIGURE 3.59 – Valeurs de la densité de flux effective correspondant aux limites de la zone de transition et au maximum avant assèchement du dépôt de micro-fibres frittées en fonction de la perte de charge totale Δp_{tot}

La tendance globale est tout à fait similaire à celle observée avec les micro-rainures. Cependant une très forte augmentation de la perte de charge totale apparait ici nécessaire pour augmenter le flux maximal avant assèchement. Une augmentation de 200 à environ 1000 Pa n'implique qu'une augmentation d'approximativement 20 % de la limite d'assèchement. En pratique, il apparait que la faible perméabilité du poreux (estimée au chapitre 2) induit une forte augmentation de la perte de charge induite par l'écoulement liquide à travers celui-ci avec le flux vaporisé. Par conséquent, un gain de pression motrice de quelques centaines de Pascal (via l'augmentation de la perte de charge totale du système) ne permet qu'un gain assez faible sur le débit maximal que l'évaporateur peut prélever.

3.4.4 Bilan de l'étude du dépôt de micro-fibres

Les premiers résultats expérimentaux obtenus dans cette configuration d'essais, bien que limités à de bas flux de chaleur, ont permis d'observer de très bonnes performances thermiques de l'évaporateur lorsque celui-ci est basé sur le dépôt de micro-fibre frittées. En effet, il a été possible d'atteindre des coefficients d'échange globaux proches de 3.10^4 $W.m^{-2}.K^{-1}$ pour des pertes de charge toujours limitées à quelques centaines de Pascal.
Néanmoins, dans les conditions étudiées ici, l'alimentation du poreux en liquide apparait globalement peu maitrisée. En particulier, la dégradation sensible du coefficient d'échange et l'augmentation du flux absorbé par l'écoulement principal (liée à l'apparition d'ébullition au sein de celui-ci) avec le flux de chaleur parait traduire l'apparition d'assèchements importants au sein du milieu poreux. Par ailleurs, du fait de la nature même du milieu poreux, l'observation des interfaces n'était plus possible dès lors que celles-ci restaient maintenues dans la structure capillaire. Considérant de plus la non-planéité du dépôt, pouvant a priori induire un mauvais contact distributeur/milieu poreux, il est très difficile d'interpréter plus en détail les résultats obtenus. Plusieurs pistes d'amélioration du dispositif sont néanmoins envisageables :
Dans un premier temps, la mise en place de visualisation infrarouges à travers la vitre en saphir utilisée sur cet évaporateur pourrait permettre une détection des zones asséchées du poreux. Par la suite, l'utilisation d'un milieux poreux plus épais (même si cela induira a priori une dégradation du coefficient d'échange) et d'un fluide ayant de meilleures propriétés thermophysiques apparait indispensable pour étendre le domaine de fonctionnement de l'évaporateur et donc permettre une réelle étude expérimentale de cette configuration.

3.5 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, les principes de séparation des phases et de maintien de films liquide au sein d'une structure capillaire alimentée par une source de pompage externe ont pu être vérifiés expérimentalement sur un prototype d'évaporateur développé à cet effet. Dans la pratique, certaines instabilités de l'interface demeurent. Celles-ci semblent toutefois pouvoir être expliquées par l'apparition de nucléation au niveau de l'écoulement principal. Le mécanisme d'équilibre hydraulique permettant l'auto-adaptation de l'évaporateur à la contrainte thermique appliquée a pu être mis en évidence à l'aide des différentes mesures de pression et de températures du banc de tests. Par la suite, une

étude paramétrique a permis de montrer une conséquence pratique de ce mécanisme d'équilibre hydraulique : le contrôle de la perte de pression générée par l'ensemble du système hydraulique de l'évaporateur permet de modifier sensiblement la gamme de flux permettant le maintien d'interfaces dans la structure capillaire.
Par ailleurs, il a pu être montré que, dans certaines limites, l'architecture particulière de l'évaporateur induit une faible sensibilité de ses performances thermiques au débit total et au sous-refroidissement de l'écoulement le traversant.

En ce qui concerne l'application technologique, cette étude expérimentale a permis de montrer que l'utilisation de cette architecture particulière d'évaporateur permet d'atteindre, pour une densité de flux de l'ordre de 20 $W.cm^{-2}$ des coefficients d'échange de l'ordre de 10000 $W.m^{-2}.K^{-1}$ tout en ne générant que quelques dizaines de Pascal de pertes de charge (pour les micro-rainures alimentées en éthanol). L'utilisation d'une structure capillaire de nature différente a quant à elle permis de se rapprocher de 30000 $W.m^{-2}.K^{-1}$ au prix de flux dissipables sensiblement plus faibles.

Considérant ceci, l'objectif du prochain et dernier chapitre de ce mémoire sera de développer plusieurs approches de modélisation permettant de prévoir et de quantifier les différentes observations et mesures mises en évidence dans cette étude expérimentale. Dans un premier temps, un modèle d'équilibre hydraulique de l'évaporateur dit "macroscopique" visant à prédire certaines des limites de fonctionnement de l'évaporateur observées sera développé et comparé aux résultats expérimentaux. Par la suite, un modèle thermique de la paroi de l'évaporateur dit "local" permettra d'estimer les températures de paroi induites par l'évaporation du liquide dans les micro-rainures ainsi que de mettre en évidence les paramètres principaux influant la performance thermique liée à ce type de structure capillaire. Enfin, une première approche d'optimisation géométrique des micro-rainures (basée sur la connaissance des paramètres influant la performance thermique déduite de la modélisation locale) sera proposée.

Chapitre 4

Modélisation

Sommaire

4.1 Modélisation de l'équilibre hydraulique 126
4.1.1 Principe général et objectif du modèle 126
4.1.2 Modèle hydraulique de l'écoulement vaporisé 127
4.1.2.1 Perte de pression dans la ligne d'alimentation en liquide (AA') 127
4.1.2.2 Perte de pression dans les micro-rainures 128
4.1.2.3 Perte de pression dans la conduite vapeur 129
4.1.2.4 Gains de pression gravitaire et capillaire 131
4.1.3 Définition des limites de fonctionnement 131
4.1.3.1 Transition évaporation/ébullition 131
4.1.3.2 Limite capillaire 132
4.1.4 Comparaison aux données expérimentales 132
4.1.5 Exploitation du modèle 134
4.1.6 Limites d'utilisation du modèle 136
4.1.6.1 Précision expérimentale 136
4.1.6.2 Variables d'entrée du modèle 136
4.1.7 Bilan de la modélisation de l'équilibre hydraulique 136
4.2 Modélisation thermique de la paroi de l'évaporateur . . . 137
4.2.1 Etude bibliographique sur la modélisation d'un ménisque étendu dans une rainure soumise à un flux de chaleur 137
4.2.1.1 Modélisation thermique macroscopique d'un ménisque 137
4.2.1.2 Modélisation de la micro-région et influence de celle-ci 139
4.2.1.3 Couplage hydraulique/thermique dans une structure capillaire soumise à un flux d'évaporation 141
4.2.2 Hypothèses et géométrie considérées 142
4.2.3 Méthode de résolution 144
4.2.3.1 Initialisation des variables 145
4.2.3.2 Calcul de la courbure locale de l'interface 146
4.2.3.3 Calcul du coefficient d'échange apparent 147
4.2.3.4 Calcul de la température de paroi 151
4.2.3.5 Calcul de la variation du débit liquide 152
4.2.3.6 Critère de convergence 153

4.2.3.7 Correction de la longueur diphasique 153
4.2.4 Exploitation du modèle, cas du HFE7000 154
4.2.4.1 Convergence de l'algorithme 154
4.2.4.2 Identification des paramètres inconnus 156
4.2.4.3 Premiers résultats 157
4.2.4.4 Comparaison à l'ensemble des données expérimentales 159
4.2.4.5 Répartition du flux d'évaporation 160
4.2.5 Application au cas de l'éthanol 162
4.2.6 Discussion des principales hypothèses du modèle 164
4.2.7 Bilan de la modélisation de paroi 166
4.3 Optimisation géométrique du pompage capillaire en micro-rainures 167
4.3.1 Configuration considérée 167
4.3.2 Algorithme mis en place 168
4.3.3 Mise en oeuvre 169
4.3.3.1 Convergence de l'algorithme 169
4.3.3.2 Application au cas d'étude 170
4.3.4 Bilan de cette première approche 171
4.4 Conclusion du chapitre 172

Dans ce chapitre, plusieurs types de modélisation de l'évaporateur sont développés. Tout d'abord, un modèle d'équilibre hydraulique de l'évaporateur visant à prédire les limites observées entre les différents domaines de fonctionnement de l'évaporateur (ébullition, évaporation et limite d'assèchement) sera développé et comparé aux résultats expérimentaux. Par la suite, l'écriture d'un modèle thermique de l'évaporateur permettra d'estimer les températures de paroi induites par l'évaporation du liquide dans les micro-rainures ainsi que de mettre en évidence les paramètres principaux influençant la performance thermique dans la configuration expérimentale étudiée. Enfin, une première approche théorique d'optimisation géométrique de micro-rainures, visant à estimer la possibilité d'intensification des échanges thermiques par une géométrie de rainure variable selon sa longueur, sera proposée.

4.1 Modélisation de l'équilibre hydraulique

4.1.1 Principe général et objectif du modèle

Le principe général de l'équilibre hydraulique de l'évaporateur ayant déjà été mis en évidence dans le chapitre précédent, il n'est pas redétaillé ici. On considère donc le système et les deux modes de fonctionnement principaux représentés en figure 4.1.

L'équilibre hydraulique associé à ces deux lignes s'écrit toujours :

$$\Delta p^{ABC} = \Delta p_{liq}^{AA'} + \Delta p_{liq}^{\mu-canaux} - \Delta p_{grav} - \Delta p_{cap} + \Delta p_{vap}^{B'C} \tag{4.1}$$

Le terme Δp^{ABC} correspond à la différence de pression imposée Δp_{tot}, il sera par la suite considéré comme un paramètre d'entrée du modèle. L'objectif du modèle est alors

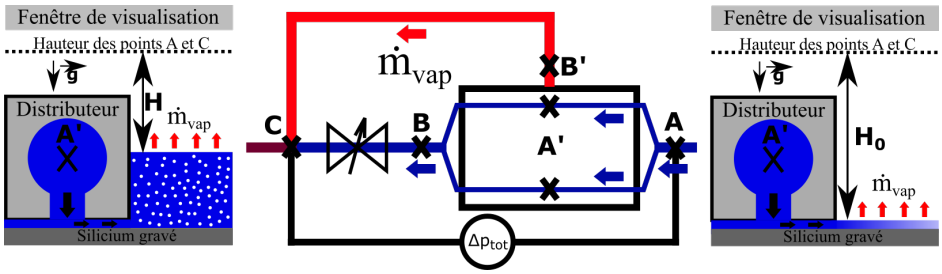

FIGURE 4.1 – Rappel du système hydraulique considéré et répartitions des phases associées en mode d'ébullition (gauche) et d'évaporation (droite)

d'exprimer chacun des termes de droite de l'équation en fonction du débit vaporisé $\dot{m}_{vap}$ et de la géométrie de l'évaporateur afin de pouvoir calculer les valeurs du débit vaporisé correspondant à la transition ébullition/évaporation ainsi qu'à la limite capillaire pour n'importe quelle valeur de cette perte de charge totale.

4.1.2 Modèle hydraulique de l'écoulement vaporisé

4.1.2.1 Perte de pression dans la ligne d'alimentation en liquide (AA')

Pour estimer la perte de pression entre les points A et A', l'écoulement est supposé monophasique liquide et équiréparti entre les deux lignes d'écoulement du liquide. Par ailleurs, étant donné que les nombres de Reynolds induits par les débits liquides considérés sont toujours strictement inférieurs à 2000, l'écoulement sera considéré laminaire. Les propriétés thermophysiques du liquide sont évaluées à 25 $°C$ pour le HFE7000 et à 40 $°C$ pour l'éthanol, ces valeurs correspondant aux températures d'entrée du liquide dans le cas des mesures expérimentales qui seront comparées à ce modèle. Les valeurs numériques correspondantes sont rappelées dans la table 4.1.

Fluide	μ_l	ρ_l
HFE7000	4.4×10^{-4} $Pa.s$	1404 $kg.m^{-3}$
Ethanol	8.2×10^{-4} $Pa.s$	770 $kg.m^{-3}$

TABLE 4.1 – Valeurs des propriétés thermophysiques du liquide en entrée d'évaporateur considérées pour chacun des deux fluides utilisés

Les pertes de charge régulières induites entre l'emplacement de la prise de pression du capteur (point A) et le point A' sont calculées selon l'équation de Darcy-Weisbach appliquée à chacune des conduites cylindriques du circuit [25] :

$$\Delta p_{liq,reg}^{AA'} = 8\Lambda_l \frac{(\dot{m}_{tot}/2)^2}{\rho_l \pi^2 D_l^5} L, \quad \Lambda = \frac{64}{Re_l} \tag{4.2}$$

Les pertes de charge singulières sont alors calculées en fonction de la somme de tous les coefficients de singularité $\xi_l = \sum \xi_{l,i}$ (les coefficients $\xi_{l,i}$ étant évalués à l'aide des corrélations d'Idel'Cik [73]) :

$$\Delta p_{liq,sing}^{AA'} = 8 \frac{(\dot{m}_{tot}/2)^2}{(\rho_l \pi^2 D_l^4)} \xi_l \tag{4.3}$$

L'addition de ces deux composantes permet d'obtenir les estimations suivantes des pertes de charge (exprimées en Pa) en fonction du débit total $\dot{m}_{tot}$ (exprimé en kg/h) :

$$\Delta p^{AA'}_{liq,HFE} = 12.201 \times \dot{m}_{tot} \tag{4.4}$$

$$\Delta p^{AA'}_{liq,ethanol} = 41.461 \times \dot{m}_{tot} \tag{4.5}$$

4.1.2.2 Perte de pression dans les micro-rainures

L'expression de la perte de charge induite en micro-rainures en fonction du flux vaporisé par l'évaporateur (et de sa géométrie) ayant déjà été établie au chapitre 2 (équation (2.24)), elle n'est pas redétaillée ici. Toutefois, contrairement à la configuration simplifiée considérée précédemment, les différentes géométries (ouverte ou fermée, cf figure 4.2) des rainures sur la longueur de celles-ci seront prises en compte via les diamètres hydrauliques correspondants :

$$D_{h,fermé} = \frac{2ab}{a+b} \ , \ D_{h,ouvert} = \frac{4ab}{2a+b} \tag{4.6}$$

De même, le rapport d'aspect c du canal utilisé pour le calcul du nombre de Poiseuille (cf équation (2.7)) est évalué différemment pour chacune des deux portions de l'écoulement liquide :

$$c_{fermé} = \frac{b}{a} \ , \ c_{ouvert} = \frac{b}{2a} \tag{4.7}$$

A noter que l'on négligera ici l'influence de la courbure du ménisque sur la section de passage du fluide dans la zone d'évaporation. La pertinence de cette hypothèse sera discutée par la suite.
La perte de charge $\Delta p^{\mu-canaux}_{liq}$ est estimée en séparant l'écoulement en trois zones distinctes (représentées en figure 4.2) :

- La longueur du canal directement sous la rainure usinée dans le distributeur $l_{dist,ouvert}$, la rainure est ici considérée ouverte et l'écoulement à débit constant ;
- La longueur de rainure sous la partie pleine du distributeur l_{dist} , la rainure est considérée fermée et l'écoulement est toujours à débit constant ;
- La longueur de rainure sous la partie pleine du distributeur $l_{évap}$, la rainure est considérée ouverte et l'écoulement liquide est progressivement vaporisé (le débit est toujours supposé linéairement décroissant) ;

Autrement dit, la perte de charge totale induite par l'écoulement liquide dans les micro-rainures s'écrit de la manière suivante :

$$\Delta p^{\mu-canaux}_{liq} = \Delta p^{\mu-canaux}_{l,distri,ouv} + \Delta p^{\mu-canaux}_{l,distri} + \Delta p^{\mu-canaux}_{l,évap} \tag{4.8}$$

Il est alors possible d'exprimer les pertes de charge visqueuses induites sur chacune de ces portions de l'écoulement :

$$\Delta p^{\mu-canaux}_{l,distri,ouv} = \frac{\mu_l}{2N_r\rho_l h_{lv} ab} \times \frac{Po_{évap}}{D^2_{h,évap}} \times \Phi_{vap} \times l_{adia,ouv} \tag{4.9}$$

$$\Delta p^{\mu-canaux}_{l,distri} = \frac{\mu_l}{2N_r\rho_l h_{lv} ab} \times \frac{Po_{adia}}{D^2_{h,adia}} \times \Phi_{vap} \times l_{adia} \tag{4.10}$$

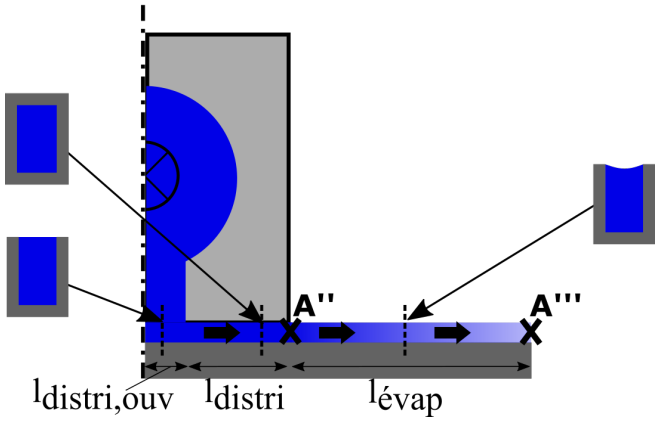

FIGURE 4.2 – Différentes sections de passage considérées le long de l'écoulement liquide dans les micro-rainures

$$\Delta p_{l,évap}^{\mu-canaux} = \frac{\mu_l}{2N_r\rho_l h_{lv} ab} \times \frac{Po_{évap}}{D_{h,évap}^2} \times \Phi_{vap} \times \frac{l_{évap}}{2} \tag{4.11}$$

On considèrera ici que le fluide est à sa température de saturation, les propriétés thermophysiques sont évaluées aux valeurs données en annexe A. A noter que la variation de pression induite par la variation de quantité de mouvement du liquide due à l'évaporation du liquide le long de l'écoulement est ici négligée. En effet, une évaluation de ce terme a permis de montrer que celui-ci représentait au maximum 1% de la perte de pression visqueuse dans le cas du HFE7000 et 0.3% dans le cas de l'éthanol. Enfin, considérant la géométrie du distributeur utilisé (largeur totale 4 mm, largeur de la rainure 1 mm) la longueur de la zone adiabatique "ouverte" est $l_{adia,ouv} = 0.5\ mm$ tandis que la zone adiabatique fermée a une longueur $l_{adia} = 1.5\ mm$. Enfin, la longueur de la zone d'évaporation est toujours fixée à $l_{évap} = 3\ mm$.

4.1.2.3 Perte de pression dans la conduite vapeur

Dans cette section d'écoulement (entre les points B' et C), on considère un écoulement monophasique vapeur, la perte de charge régulière peut donc s'écrire :

$$\Delta p_{vap,reg}^{B'C} = 8\Lambda_v \frac{\dot{m}_{vap}^2}{\rho_v \pi^2 D_v^5} L \tag{4.12}$$

En considérant $\Phi_{vap} = \dot{m}_{vap} \times h_{lv}$, on obtient directement l'expression de cette perte de charge en fonction du flux vaporisé :

$$\Delta p_{vap,reg}^{B'C} = 8\Lambda_v \frac{\Phi_{vap}^2}{h_{lv}^2 \rho_v \pi^2 D_v^5} L \tag{4.13}$$

Toutefois, suivant la valeur du flux vaporisé, le nombre de Reynolds de l'écoulement vapeur peut dépasser le nombre de Reynolds de transition vers la turbulence. Le coefficient de frottement Λ_v est alors évalué différemment selon la valeur de Re_v :

$$\Lambda_v = \frac{64}{Re_v}, \text{ si } Re_v < 2300 \tag{4.14}$$

$$\Lambda_v = \frac{0.3164}{Re_v^{0.25}}, \text{ si } Re_v > 3500 \tag{4.15}$$

Pour les nombres de Reynolds intermédiaires ($2300 < Re_v < 3500$), le coefficient de frottement est évalué par régression linéaire entre les deux valeurs seuils du coefficient Λ_v :

$$\Lambda_v = \frac{3500 - Re_v}{1200}\frac{64}{2300} + \frac{Re_v - 2300}{1200}\frac{0.3164}{3500^{0.25}} \tag{4.16}$$

Similairement à l'écoulement liquide entre A et A', les pertes de charge singulières sont évaluées en fonction de la somme de tous les coefficients de singularité $\xi_v = \sum \xi_{v,i}$ calculés à l'aide des corrélations d'Idel'Cik [73] :

$$\Delta p_{vap,sing}^{B'C} = 8\frac{\dot{m}_{vap}^2}{\rho_v \pi^2 D_v^4}\xi_v \tag{4.17}$$

Dans tous les cas, les propriétés de la vapeur sont évaluées à la température de saturation, (cf annexe A), en effet il a été observé au chapitre 3 que la surchauffe de la vapeur en sortie reste faible dans tous les cas. La courbe de perte de charge totale (régulière + singulière) $\Delta p_{vap}^{B'C}$ donnée par cette modélisation en fonction du flux vaporisé est représentée pour chacun des deux fluides considérés en fig. 4.3 et comparées aux données expérimentales correspondantes des séries de mesure de référence.

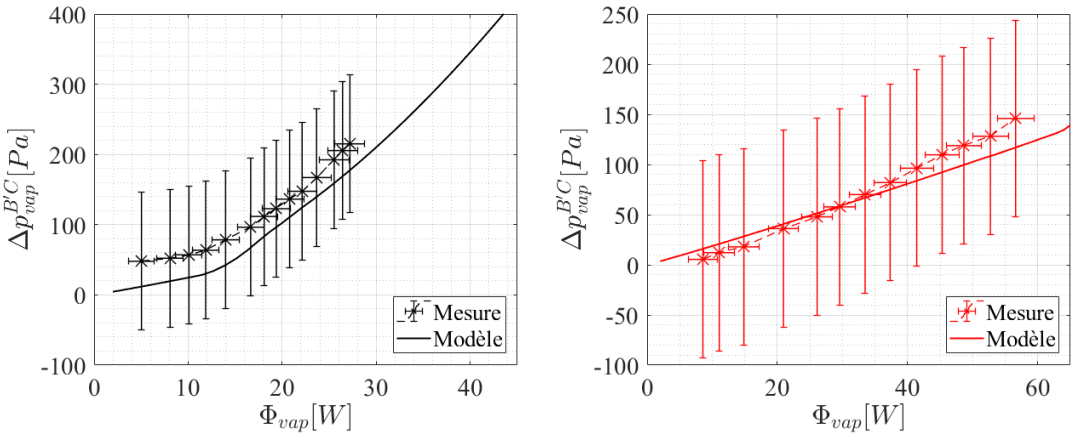

FIGURE 4.3 – Comparaison du modèle de pertes de charge vapeur avec les valeurs mesurées, essai de référence au HFE7000 (gauche), essai de référence à l'éthanol (droite)

Globalement, en dehors des plus bas flux correspondant au mode d'ébullition pour lesquels l'entrainement de liquide dans la conduite vapeur modifie a priori fortement la perte de charge générée par cet écoulement, le modèle permet d'approcher les mesures expérimentales. Toutefois, les valeurs expérimentales restent sensiblement supérieures à celles prédites par le modèle, en particulier dans le cas du HFE7000. Une première façon d'expliquer cet écart est l'hypothèse d'écoulement monophasique vapeur : en effet, du fait des pertes thermiques vers l'ambiante de la ligne vapeur (et de la faible surchauffe en sortie vapeur), une condensation partielle de l'écoulement de vapeur entre les points B' et C est possible. Celle-ci pourrait alors induire, via l'existence d'un film liquide en

partie basse de la conduite, une réduction de la section de passage de la vapeur et donc une augmentation de la perte de charge induite. Par ailleurs, l'écoulement de vapeur a ici été supposé établi sur toute sa longueur. Toutefois, considérant la géométrie de la conduite entre les points B' et C (possédant en particulier plusieurs coudes successifs), des effets d'établissement dynamique pourraient être à l'origine de ce surcroît de perte de charge. Dans tous les cas, étant donnée l'incertitude de la mesure associée, l'expression théorique de la perte de charge sera conservée. Une discussion sur l'impact de cette imprécision sera proposée par la suite.

4.1.2.4 Gains de pression gravitaire et capillaire

L'ensemble des résistances hydrauliques ayant été estimées, il reste à définir les deux termes moteurs le long de l'écoulement vaporisé. Considérant la hauteur H représentée en figure 4.2, le terme de pression gravitaire s'écrit simplement :

$$\Delta p_{grav} = \rho_l g H \tag{4.18}$$

Pour estimer le saut de pression capillaire, on considèrera, compte tenu de l'extension des films dans les rainures, que le rayon de courbure longitudinal du ménisque est infini. Par conséquent, le saut de pression capillaire induit par le rayon de courbure R du ménisque dans la rainure s'écrit :

$$\Delta p_{cap} = \frac{\gamma}{R} \tag{4.19}$$

En supposant un fluide parfaitement mouillant sur la surface, on peut alors définir le saut de pression capillaire maximal en fonction de la largeur b de la rainure :

$$\Delta p_{cap}^{max} = \frac{2\gamma}{b} \tag{4.20}$$

4.1.3 Définition des limites de fonctionnement

4.1.3.1 Transition évaporation/ébullition

On définit le point de transition ébullition/évaporation comme le point de fonctionnement où le liquide est exactement affleurant aux rainures à l'entrée de la zone d'évaporation. La hauteur H est alors fixée à $H = H_0 = 8\ mm$ tandis que le rayon de courbure est infini, induisant $\Delta p_{cap} = 0$. Par conséquent, ce point de transition étant défini au niveau de la jonction zone adiabatique/zone d'évaporation (figure 4.2, point A"), on ne prend ici pas en compte la perte de charge dans les rainures en zone d'évaporation $\Delta p_{liq,évap}^{\mu-canaux}$.
Dans ces conditions, l'équilibre hydraulique de l'évaporateur s'écrit :

$$\Delta p^{ABC} - \Delta p_{liq}^{AA'} + \rho g H_0 = \Delta p_{liq,adia,ouv}^{\mu-canaux} + \Delta p_{liq,adia}^{\mu-canaux} + \Delta p_{vap}^{B'C} \tag{4.21}$$

Chacun des termes du membre de gauche est fixé par la géométrie de l'évaporateur et les paramètres d'entrée du modèle Δp_{tot} et $\dot{m}_{tot}$. Par ailleurs, chacun des termes du membre de droite peut être calculé en fonction du seul flux vaporisé Φ_{vap}. On peut alors définir le flux vaporisé de transition Φ_{vap}^{tr} comme étant l'unique valeur de Φ_{vap} permettant de vérifier l'équation (4.21) pour un Δp_{tot} donné.

4.1.3.2 Limite capillaire

La limite capillaire de l'évaporateur est définie comme étant le point de fonctionnement induisant la courbure maximale du ménisque à l'extrémité de la zone d'évaporation (figure 4.2, point A"'), autrement dit on a $\Delta p_{cap} = \Delta p_{cap}^{max} = \frac{2\gamma}{b}$. Le liquide étant dans ce cas maintenu dans les rainures, on a toujours $H = H_0 = 8mm$. Par ailleurs, puisque la totalité de l'écoulement dans les micro-rainures doit être pris en compte, les trois termes de la perte de charge totale $\Delta p_{liq}^{\mu-canaux}$ sont ici considérés. On obtient alors l'équilibre hydraulique suivant :

$$\Delta p^{ABC} - \Delta p_{liq}^{AA'} + \rho g H_0 + \frac{2\gamma}{b} = \Delta p_{liq}^{\mu-canaux} + \Delta p_{vap}^{B'C} \tag{4.22}$$

De même que pour la transition ébullition/évaporation, le terme de gauche est fixé. Le flux vaporisé correspondant à la limite capillaire Φ_{vap}^{max} est donc l'unique valeur de Φ_{vap} permettant de vérifier l'équation (4.22).

4.1.4 Comparaison aux données expérimentales

Considérant le modèle hydraulique mis en place ci-dessus et les limites de fonctionnement considérées, il est désormais possible d'évaluer, pour n'importe quelle valeur de la perte de charge totale Δp^{ABC}, les flux vaporisés de transition et d'assèchement prédit par ce modèle analytique. En d'autres termes, les courbes correspondant à la transition de régime et à la limite capillaire peuvent être tracées dans le plan $(\Delta p^{A'BC}, \Phi_{vap})$.
Dans un premier temps, ces limites théoriques sont comparées aux résultats expérimentaux obtenus avec le HFE7000. Pour cela, les points expérimentaux et les modes de fonctionnement associés obtenus sur chacune des différentes séries de mesure à réglage de vanne constant détaillées dans le chapitre 3, sont représentés en fonction des paramètres $(\Delta p^{A'BC}, \Phi_{vap})$ et comparés aux courbes théoriques en figure 4.4. Afin d'estimer l'influence du creusement du ménisque sur la section de passage du liquide et sur la limite capillaire correspondante, la courbe de flux maximal basée sur une profondeur de rainure en zone d'évaporation $a_{évap} = 65\ \mu m$, correspondant à la distance entre le bas du ménisque et le fond de la rainure pour $R = R_{min} = b/2$ est également représentée sur ce graphe. A noter que cette courbe sous-estime le flux maximal, puisque dans les faits la courbure du ménisque ne peut pas être maximale sur toute la longueur de rainure. Ainsi, les deux courbes de limite capillaire ici tracées doivent plutôt être vues comme un encadrement de la limite capillaire réelle.

Il apparait alors que le modèle permet de prédire correctement la transition entre ébullition et évaporation, à l'exception de la série de mesure à $\Delta p_{ABC} \approx 500\ Pa$ pour laquelle le flux induisant la transition de régime apparait légèrement surestimé. Cet écart reste néanmoins peu significatif en regard de l'incertitude sur l'évaluation des pertes de charge de l'écoulement de vapeur mise en évidence en 4.1.2.3. Les points de fonctionnement en mode de transition se situent des deux cotés de la courbe de transition théorique, ce qui semble cohérent avec la possible coexistence de deux solutions expérimentales distinctes de l'équation d'équilibre hydraulique au voisinage du point de transition mise en évidence en 3.2.2.3. Enfin, en ce qui concerne la limite capillaire, à basses pertes de charge, l'encadrement de celle-ci donné par le modèle apparait fournir une estimation relativement pertinente en regard des données expérimentales (et en

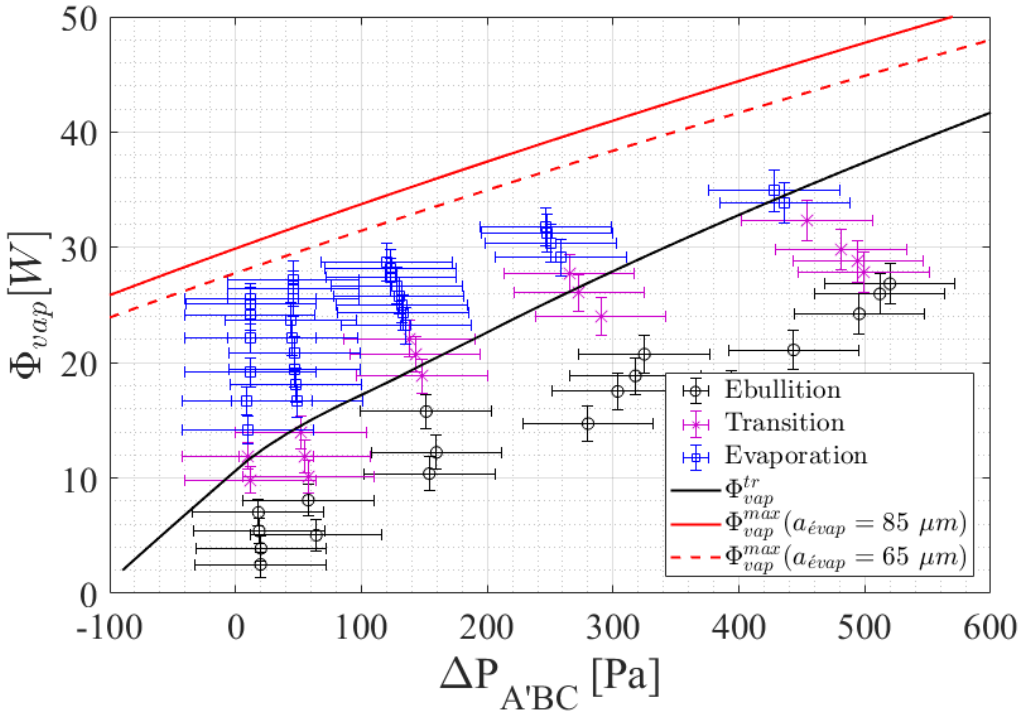

FIGURE 4.4 – Comparaison des modes de fonctionnement expérimentaux obtenus avec le HFE7000 avec les limites théoriques données par le modèle macroscopique

considérant l'imprécision sur le calcul de $\Delta p_{vap}^{B'C}$). Toutefois, pour les séries de mesure à plus hautes pertes de charge (et donc plus haut flux) on observe un écart croissant entre la limite capillaire théorique et l'assèchement expérimental. A noter qu'une série de mesure à $\Delta p_{ABC} \approx 500\ Pa$ dans laquelle le débit d'alimentation total est doublé tout en conservant le même sous-refroidissement par rapport à la série de mesure représentée ici n'a pas permis d'atteindre un flux vaporisé supérieur. Par conséquent, l'assèchement prématuré (au sens de la limite capillaire définie ici) ne semble pas pouvoir s'expliquer par un débit d'alimentation ou un sous-refroidissement en entrée trop faible. Les phénomènes de nucléation proches de la paroi chauffée, liés à l'importante surchauffe de celle-ci mesurée pour ces points de fonctionnement apparaissent donc comme ayant une forte influence sur le flux maximal observé ici. On verra néanmoins dans la suite de chapitre que l'hypothèse d'un fluide parfaitement mouillant sur la paroi, vérifiée expérimentalement en l'absence de flux, n'est pas forcément valide en présence d'un flux d'évaporation, induisant ici une surestimation de la limite capillaire.

Ce modèle peut également être comparé aux points expérimentaux obtenus avec l'éthanol. Néanmoins, compte tenu des problèmes expérimentaux rencontrés avec ce fluide, détaillés en 3.1.1.2, seules deux séries de mesure (toujours à flux croissant et à réglage de vanne fixé) ont pu être exploitées. La comparaison des données expérimentales aux limites théoriques en figure 4.5 montre des tendances similaires. En effet, la limite ébullition/évaporation est estimée de manière correcte, néanmoins la limite capillaire théorique est très sensiblement supérieure à la limite d'assèchement expérimentale. Une série de mesure avec un débit d'alimentation 60% supérieur n'ayant pas permis d'atteindre un flux vaporisé significativement plus élevé, un assèchement de

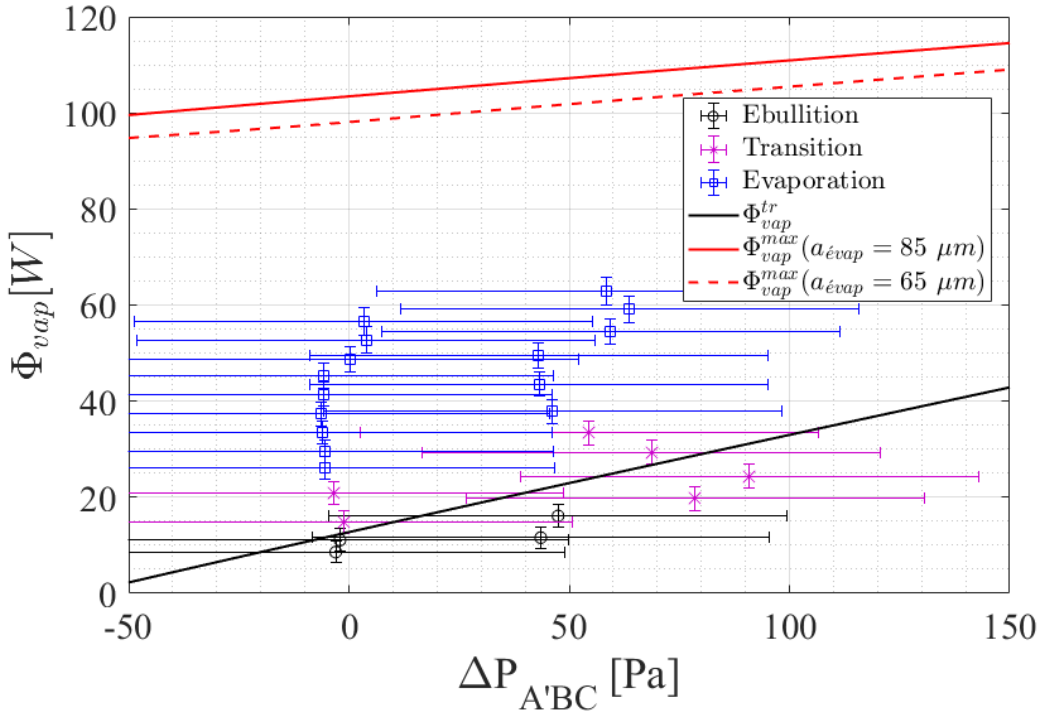

FIGURE 4.5 – Comparaison des modes de fonctionnement expérimentaux obtenus avec l'éthanol avec les limites théoriques données par le modèle macroscopique

l'évaporateur dû à une sous-alimentation en liquide de celui-ci semble là-aussi exclu. A noter par ailleurs que l'évaluation de la perte de charge liquide $\Delta p_{liq}^{AA'}$ induit ici une valeur négative de $\Delta p_{A'BC}$ pour une des séries de mesure. Cette valeur aberrante peut toutefois s'expliquer aussi bien par une erreur de mesure du capteur que par une légère surestimation de cette perte de charge. Dans tous les cas, les valeurs de pertes de charge associées à ce fluide étant de l'ordre de grandeur de l'incertitude du capteur, ces quelques résultats restent difficiles à interpréter plus en détail.

4.1.5 Exploitation du modèle

On a vu ci-dessus qu'il est possible de prédire les transitions de régime et la limite capillaire de l'évaporateur en prenant en compte l'ensemble des pertes de charge induites le long de l'écoulement vaporisé. Ainsi, pour une perte de charge totale fixée, il est possible de "déplacer" la zone de fonctionnement en mode d'évaporation, c'est à dire la zone optimale (en matière de transfert thermique) en modifiant la géométrie de l'écoulement selon A'BC. Par exemple, une augmentation de la résistance hydraulique le long de cet écoulement de vapeur tendra à diminuer le flux vaporisé induisant la transition de régime ainsi que celui induisant la limite capillaire, autrement dit on déplacera la zone de fonctionnement optimale vers les faibles flux de chaleur. Au contraire, une diminution de cette résistance hydraulique tendra à décaler cette zone optimale vers les hauts flux de chaleur. Pour quantifier cet effet, on peut par exemple s'intéresser à l'influence du diamètre des conduites d'écoulement de la vapeur. Pour cela, dans le cas du HFE7000, les courbes de transition de régime et de limite capillaire sont tracées en figure 4.6 pour trois diamètres de conduites vapeur différents.

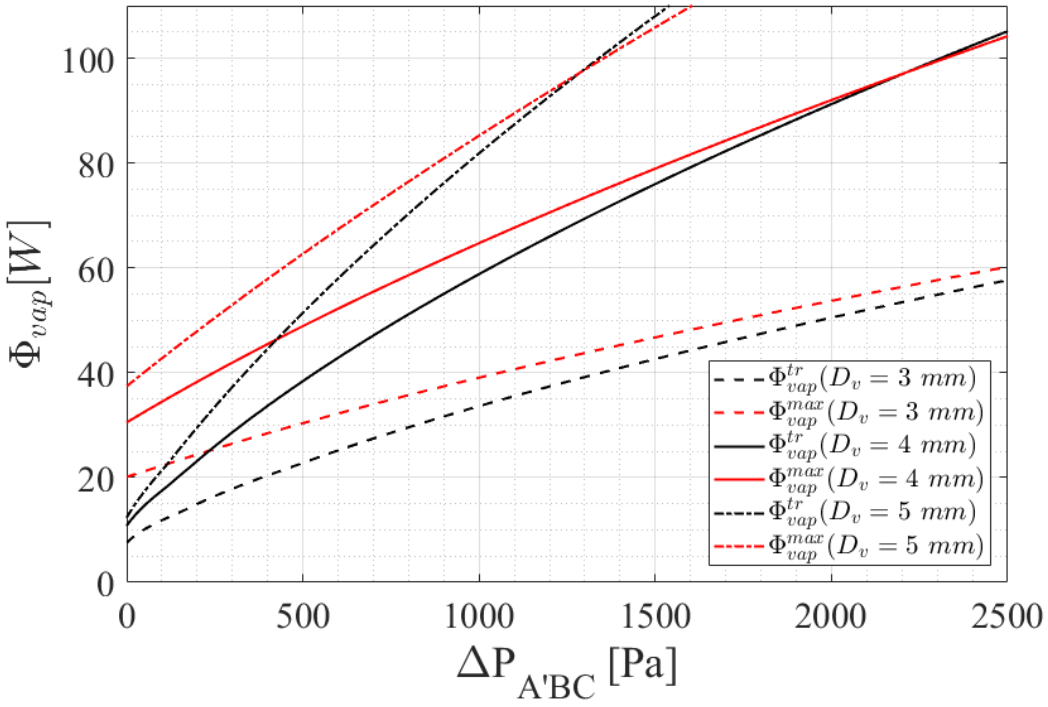

FIGURE 4.6 – Courbes de transition prédites par le modèle pour différents diamètres de conduite vapeur dans le cas du HFE7000

Dans ces conditions, le modèle prédit effectivement une modification significative du domaine de fonctionnement en mode d'évaporation (compris dans chaque cas entre les courbes rouge et noire). D'un point de vue applicatif, on dégage ici une possibilité de dimensionnement intéressante, puisque, en fonction de l'application, il est possible d'adapter le domaine de fonctionnement de ce type d'évaporateur par une modification mineure de la conduite d'écoulement de la vapeur sans qu'il soit nécessaire de modifier la géométrie interne de l'évaporateur et de l'écoulement de liquide principal. En contrepartie, une modélisation précise de cet écoulement apparait nécessaire pour prédire correctement le domaine de fonctionnement de l'évaporateur.

Enfin, on remarquera ici que la largeur de la zone d'évaporation diminue sensiblement avec la perte de charge. Passé une certaine valeur de perte de charge totale, on observe donc un croisement des courbes. En pratique, ce point de croisement correspond à la situation où la courbure est nulle en entrée de zone d'évaporation (condition de transition) tout en étant maximale en bout de rainure (condition de limite capillaire). Par conséquent, même en supposant réalisable la suppression de l'ensemble des causes d'assèchements autres que la limite capillaire, il est impossible, pour une géométrie donnée, de repousser indéfiniment (vers les hauts flux de chaleur) la zone de fonctionnement optimale de l'évaporateur par une génération de perte de charge sur l'écoulement principal.

4.1.6 Limites d'utilisation du modèle

4.1.6.1 Précision expérimentale

D'un point de vue de la validation expérimentale du modèle, plusieurs limitations liées au dispositif lui-même, déjà évoquées dans le chapitre 3 apparaissent ici clairement. Premièrement, de par la conception même de l'évaporateur, les 3 pertes de charge mesurées sur le banc expérimental fonctionnant au HFE7000, de l'ordre de la centaine de Pascal, sont suffisamment faibles pour être du même ordre de grandeur que l'incertitude des capteurs de pression. L'utilisation de l'éthanol, c'est à dire un fluide plus "performant" (notamment en matière de chaleur latente), ne fait qu'aggraver la situation, certaines grandeurs mesurées étant dans ce cas plus faibles que l'incertitude du capteur ! Il apparait ainsi nécessaire d'améliorer l'instrumentation en pression du dispositif expérimental, par exemple en remplaçant les capteurs de pression différentielles actuels par des modèles plus précis.
Par ailleurs, l'évaluation de la perte de charge induite par l'écoulement dans la conduite vapeur par un modèle hydraulique "classique" s'est avérée relativement imprécise (on observe globalement un écart modèle/expérience de l'ordre de 25%). Cette perte de charge ayant une forte influence sur l'équilibre hydraulique que l'on cherche à modéliser, cette incertitude complexifie là aussi la confrontation du modèle à l'expérience.

4.1.6.2 Variables d'entrée du modèle

Les variables d'entrée prises en compte par le modèle (la perte de charge $\Delta p^{A'BC}$ et le flux Φ_{vap}) bien que pertinentes en regard des phénomènes physiques modélisés ne correspondent pas nécessairement aux grandeurs mises en oeuvre au niveau d'un système de refroidissement complet. En effet, à l'échelle de la boucle complète, il apparait plus pertinent de prendre en entrée le flux total Φ_{elec} appliqué à l'évaporateur ainsi que le débit $\dot{m}_{tot}$ fourni à celui-ci pour obtenir un modèle réellement prédictif des limites de fonctionnement de l'évaporateur. Autrement dit, cela implique la nécessité de modéliser l'ensemble des échanges entre l'évaporateur, le fluide et l'ambiante afin d'être capable de prédire le débit vaporisé par celui-ci en fonction du flux dissipé par la source chaude. La perte de charge induite par l'écoulement liquide au travers de l'ensemble de la ligne d'écoulement principal ABC devrait également être estimée en fonction du débit d'alimentation seul à l'aide d'un modèle hydraulique dédié.
Une telle approche, adaptée au dimensionnement d'un système diphasique complet n'est pas abordée dans le cadre de ce mémoire, elle fait néanmoins l'objet d'un travail collaboratif en cours avec la société d'ingénierie thermique Epsilon.

4.1.7 Bilan de la modélisation de l'équilibre hydraulique

Cette première étude théorique a permis de montrer qu'un modèle analytique simple permettait de capter correctement le mécanisme à l'origine de la transition entre ébullition et évaporation mis en évidence au chapitre précédent. L'estimation de la limite capillaire par ce même modèle est quant à elle plus éloignée des limites d'assèchement expérimentales, cette tendance pouvant néanmoins s'expliquer par l'existence d'une limite d'ébullition (courante dans les systèmes diphasiques à pompage capillaire).
Considérant qu'il est désormais possible de prédire les conditions nécessaires au mode de

fonctionnement recherché ici, c'est à dire l'évaporation de liquide confiné dans la structure capillaire, la prochaine partie de ce chapitre est dédiée à la mise en place d'une modélisation des transferts de chaleur induits par le changement de phase du fluide dans les rainures. Autrement dit, on cherchera à estimer la température au niveau de la paroi chauffée induite par les phénomènes thermiques et hydrauliques associés à la configuration d'évaporation en micro-rainures. On s'attachera en particulier à identifier les principaux paramètres à l'origine du coefficient d'échange associé à ce mode de fonctionnement.

4.2 Modélisation thermique de la paroi de l'évaporateur

Étant donné l'objectif défini ci-dessus, après une présentation rapide de la bibliographie existante sur ce type d'approche, le modèle de paroi d'évaporateur mis en place dans cette optique est présenté puis les résultats de celui-ci sont analysés et confrontés aux données expérimentales.

4.2.1 Etude bibliographique sur la modélisation d'un ménisque étendu dans une rainure soumise à un flux de chaleur

4.2.1.1 Modélisation thermique macroscopique d'un ménisque

En parallèle de la modélisation hydraulique de ce type d'écoulement déjà abordée précédemment, il apparait souvent nécessaire d'évaluer les transferts thermiques au sein de micro-canaux soumis à un flux de chaleur. En pratique, dans le cas d'un évaporateur à rainures, on cherche généralement à évaluer le coefficient d'échange apparent au sein d'une rainure dans laquelle est accroché un ménisque caractérisé par un rayon de courbure R. Ce coefficient d'échange apparent relie la surchauffe de paroi $T_p - T_{sat}$ à la densité de flux appliquée φ sous la rainure selon :

$$h_{app} = \frac{\varphi}{T_p - T_{sat}} \tag{4.23}$$

Différentes approches de résolution de ce problème peuvent alors distingués, celles-ci font l'objet des prochaines sections. Dans celles-ci, les effets convectifs sont négligés, autrement dit on ne considèrera ici que des effets conductifs à travers les phases solides et liquides (et éventuellement une résistance thermique liée à l'interface).

a) Modèles analytiques série et parallèle

Ces deux modèles, très simples, consistent à considérer que le flux de chaleur doit, pour atteindre l'interface, traverser successivement la partie solide de la rainure puis la partie liquide (modèle série), soit qu'il est libre de traverser l'un ou l'autre de ces milieux (modèle parallèle). Bien que fondamentalement très approximatifs, ces deux modèles permettent de fournir un encadrement de la valeur réelle de conductivité effective, la configuration série étant généralement considérée comme le cas pire et la configuration parallèle le cas le plus propice aux transferts. Suivant le cas considéré, le coefficient d'échange apparent peut s'écrire de la manière suivante [74] :

$$h_{app}^{serie} = \lambda_l \times \frac{(b+d)}{a} \times \frac{\lambda_s}{(b\lambda_s + d\lambda_l)} \qquad h_{app}^{parall} = \frac{1}{a} \times \frac{b\lambda_l + d\lambda_s}{b+d} \tag{4.24}$$

b) Corrélations et modèles numériques

Dans la pratique, il apparait que le parcours réel du flux de chaleur est très différent des deux cas évoqués précédemment. En effet, considérant le très fort écart d'épaisseur de liquide (souvent très isolant comparé à la paroi) à traverser entre la zone basse de la rainure et la zone proche de la ligne triple, il apparait que le flux se répartit de manière très inhomogène au sein de la rainure : une très large part de celui-ci remontant le long de la paroi pour traverser le liquide au plus proche de la zone d'accroche du ménisque. Une première approche pour prendre en compte ce phénomène est d'utiliser la corrélation de Chi, basée sur une combinaison des modèles série et parallèle [75] :

$$h_{app}^{Chi} = \lambda_l \frac{ad\lambda_s + b(0.185d\lambda_s + a\lambda_l)}{a(b+d)(0.185d\lambda_s + a\lambda_l)} \tag{4.25}$$

Néanmoins, cette corrélation ne prend aucunement en compte la courbure du ménisque dans la rainure, alors même que celle-ci joue un rôle crucial sur l'épaisseur de film liquide au niveau de la zone d'accroche du ménisque. Une résolution de l'équation de la chaleur dans la rainure imbibée de liquide s'avère alors généralement nécessaire pour évaluer correctement h_{app} [6].
De nombreux travaux ont été menés dans ce sens. On peut par exemple citer le modèle développé par Kamotani [76], celui-ci utilisant une résolution analytique lorsque l'angle de contact est supérieur à 30° et par méthode nodale pour les angles de contact les plus faibles. Un modèle purement analytique adapté à des rainures trapézoïdales, développé par Shekriladze [77], semble permettre d'approcher correctement les valeurs expérimentales pour trois couples fluides/parois différents. Néanmoins, celui-ci montre ses limites pour des angles de contact apparent faibles [6]. Plus récemment, Révellin et al. [78], à l'aide d'une résolution numérique sur plusieurs milliers de configurations géométriques dans le cas d'une rainure rectangulaire remplie au méthanol (représentée en figure 4.7), préconisent l'utilisation de la corrélation suivante (h_{int} étant le coefficient d'échange associé à l'interface défini au premier chapitre) :

$$h_{app}^{Revellin} = 4.5\lambda_l \left(\frac{1}{l_g + l_f}\right) \left(\frac{h_{int} l_g}{\lambda_l}\right)^{0.14} \left(\frac{R}{l_g}\right)^{-0.23} \tag{4.26}$$

Cette corrélation, bien que permettant de couvrir une gamme relativement large de dimensions de rainures et de courbures du ménisque, n'a toutefois été développée que pour le méthanol et des angles de contact apparents supérieurs à 45°. Elle n'est donc, a priori, pas applicable pour les fluides utilisés dans notre cas et pour des angles de contact faibles.

Par ailleurs, bien qu'une résolution numérique 2D du type de celles présentées ci-dessus permette une réelle prise en compte de la géométrie particulière d'un ménisque dans une rainure, ces approches se basent sur l'hypothèse de l'existence d'une ligne

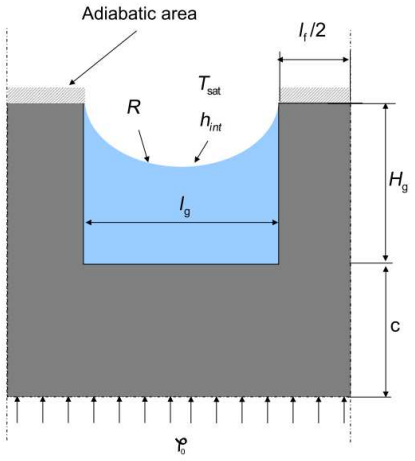

FIGURE 4.7 – Géometrie de rainure considérée par Revellin et al., reproduit depuis [78]

triple bien définie. En pratique, la présence des interactions liquide/paroi évoquée en 1.3.1.5 modifie sensiblement la géométrie de l'interface au point d'accroche du ménisque en induisant l'existence d'une zone de films très minces appelée micro-région. L'objectif du paragraphe suivant est alors de présenter brièvement les bases physiques à l'origine de cette micro-région ainsi que les conséquences pratiques de l'existence de celle-ci au niveau macroscopique.

4.2.1.2 Modélisation de la micro-région et influence de celle-ci

Dans le cas d'un fluide mouillant sur une paroi, la ligne triple observée au niveau macroscopique, semblant traduire une limite franche entre zone asséchée et mouillée, correspond à une réalité bien plus complexe au niveau microscopique. En pratique, les interactions moléculaires liquide/paroi tendent à développer un très mince film de liquide sur la paroi appelé film adsorbé. Il convient alors de considérer une zone de ligne triple subdivisée en trois régions [53], celles-ci étant représentées en figure 4.8 : le film adsorbé dans lequel la pression capillaire est négligeable devant la pression de disjonction, la zone de transition (où les pressions capillaire et de disjonction doivent être prises en compte) et le ménisque principal (autrement dit, le ménisque macroscopique) dans lequel la pression de disjonction est négligeable.

Ce type de modélisation permet alors d'évaluer les écoulements et les transferts thermiques ayant lieu au niveau de la micro-région. Les travaux de Wayner et al. [79] sont souvent considérés comme le point de départ pour ce type de modèle thermohydraulique. L'application de ce type d'approche à une rainure de caloduc a par la suite été mise en oeuvre par de nombreux auteurs, la publication de Stephan & Busse [80] faisant office de référence sur le sujet. Cependant, la modélisation des transferts thermiques au sein de la micro-région n'est pas totalement résolue et fait encore l'objet de publications récentes [81–87].

En pratique, ces travaux de modélisation permettent notamment d'évaluer l'influence de la micro-région sur les performances thermo-fluidiques de systèmes diphasiques, par exemple les caloducs à rainures. Deux conséquences macroscopiques majeures peuvent être distinguées :

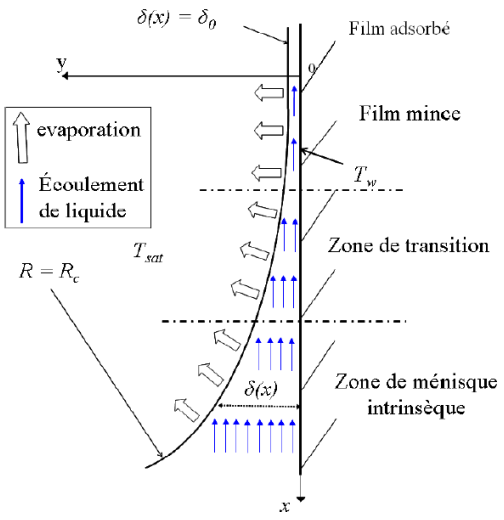

FIGURE 4.8 – Séparation de la zone de ligne triple en trois régions, reproduit depuis [50]

— Le flux de chaleur évacué au niveau de la micro-région est très important, induisant une intensification des transferts globaux de l'interface ;

— L'angle de contact apparent peut être significativement augmenté (par rapport à la valeur statique) lorsque le débit vaporisé est important, réduisant la capacité de pompage capillaire de la rainure.

Pour le premier point, il s'agit généralement de quantifier la répartition du flux entre la micro-région et le ménisque principal pour une surchauffe de paroi donnée. En effet, si le flux conductif hors de la micro-région peut s'évaluer de manière relativement simple via les approches de résolution de l'équation de la chaleur dans une rainure détaillées au paragraphe précédent, l'évaluation du flux conductif passant dans la micro-région nécessite l'utilisation des modèles thermohydrauliques bien plus complexes évoqués ci-dessus. A ce sujet, une revue de la littérature concernant cette thématique de la répartition micro/macro région peut être trouvée dans la thèse de Bertossi [50]. Globalement, il apparait que cette répartition est très dépendante du fluide considéré : pour l'eau et l'ammoniac, la part de flux passant dans la micro-région est généralement comprise entre 30 et 80 %, alors que la participation de la micro-région au flux total pour une rainure fonctionnant à l'éthanol est plutôt de l'ordre de 6 % [88]. Dans sa thèse, l'auteur, grâce au développement d'un modèle thermohydraulique de micro-région appliqué à une rainure de caloduc, a confirmé cette forte dépendance du flux traversant la micro-région au fluide considéré et a montré que cette dépendance était principalement liée à la résistance thermique d'interface du fluide ainsi qu'à la conductivité thermique du liquide. Par exemple, comme représenté en figure 4.9, pour une surchauffe de paroi donnée, le flux linéique lié à la micro-région s'avère environ 4 fois plus faible pour une rainure alimentée en méthanol que pour une rainure alimentée en ammoniac. Ce résultat est interprété comme principalement dû à la résistance d'interface du méthanol 20 fois supérieure à celle de l'ammoniac.

Pour le deuxième point, l'existence d'un flux de chaleur dans la micro-région implique la nécessité d'alimenter celle-ci en liquide pour compenser le débit d'évaporation. Ce pompage étant assuré par les pressions capillaire et de disjonction, le différentiel de

pression disponible pour amener le liquide à la zone d'évaporation est limité. Par conséquent, plus le flux passant par la micro-région est élevé, plus la section de passage du liquide doit augmenter pour limiter les pertes de charge. En pratique, d'après Bertossi, cela induit une augmentation de l'angle de mouillage apparent avec la surchauffe de paroi (représentée en figure 4.9). Ainsi, le saut de pression capillaire maximal d'un fluide peut décroitre sensiblement lorsque le flux appliqué augmente, même si celui-ci est parfaitement mouillant sur le solide considéré en l'absence d'évaporation.

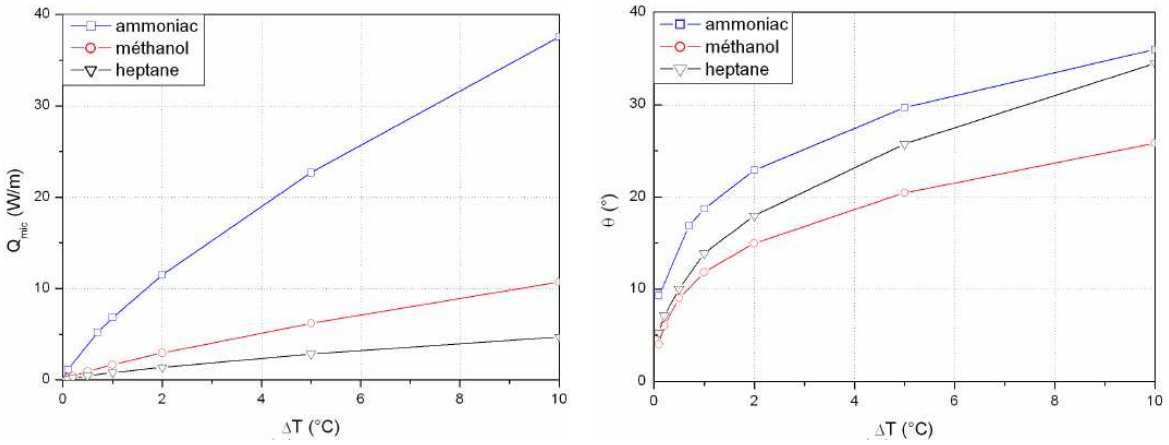

FIGURE 4.9 – Flux linéique transféré par la micro-région d'une rainure de caloduc (gauche) et angle de contact apparent induit (droite) pour trois fluides différents, reproduit depuis [50]

4.2.1.3 Couplage hydraulique/thermique dans une structure capillaire soumise à un flux d'évaporation

Il a été montré que la courbure du ménisque dans une rainure a un effet sur le coefficient d'échange apparent associé. Par conséquent, la variation de la courbure du ménisque induite par l'écoulement le long d'une rainure en situation de pompage capillaire doit induire une variation spatiale du coefficient d'échange associé à l'évaporation du fluide. Cette hétérogénéité du coefficient d'échange peut alors induire une répartition du flux d'évaporation non homogène sur la longueur d'évaporation. Cette variation induisant alors à son tour une variation spécifique du débit liquide le long de l'écoulement. Autrement dit, la décroissance du débit le long de la zone d'évaporation est non linéaire, au contraire de ce qui a été considéré jusqu'ici. Par la suite, cette répartition de débit particulière peut influencer en retour la variation longitudinale de la pression dans le liquide et donc la courbure du ménisque.

Comme cela a été dit au chapitre 1, ce couplage est souvent négligé et l'on considère alors généralement un flux d'évaporation homogène sur toute la zone d'évaporation [50]. Néanmoins, pour prendre en compte ce lien entre thermique et hydraulique de manière plus fine, quelques modèles plus détaillés considérant une éventuelle inhomogénéité du flux liée à la conduction dans la paroi sont disponibles dans la littérature. Sartre et al. [89], dans le cas d'un caloduc miniaturisé de section triangulaire, proposent un modèle prenant partiellement en compte ce couplage ainsi que l'impact de la micro-région sur le coefficient d'échange et l'angle de contact apparent. En effet, le coefficient de

transfert est évalué localement en fonction de la forme de l'interface imposée par l'équilibre hydraulique du ménisque. Cependant, le flux d'évaporation est supposé parfaitement homogène, autrement dit la conduction longitudinale le long de l'évaporateur (liée au gradient de température selon cette direction) est négligée. Un modèle prenant en compte la conduction dans la paroi et son influence sur la répartition des débits liquide et vapeur au sein d'un caloduc plat a par la suite été proposé par Lefevre & Lallemand [62]. Néanmoins, dans leur cas, le coefficient d'échange d'évaporation à travers le milieu poreux considéré (ici un empilement de grilles métalliques), est supposé constant sur toute la zone d'évaporation (et donc indépendant de la forme de l'interface). Là aussi, le couplage thermique/hydraulique n'est donc que partiellement évalué. Une modélisation numérique d'un caloduc à rainures prenant cette fois en compte l'intégralité de ce couplage a finalement été développée plus récemment par Lefèvre et al. [90]. Dans leur cas, le coefficient d'échange apparent de la micro-rainure est évalué en résolvant l'équation de la chaleur 2D dans une rainure. La géométrie de l'interface ainsi que la résistance d'interface sont prises en compte, en négligeant toutefois l'existence de la micro-région. Par la suite, Révellin et al. [78] ont généralisé cette modélisation au cas d'un diffuseur thermique diphasique dans lequel il est possible de considérer de multiples sources chaudes et sources froides réparties arbitrairement.
A noter que d'autres approches plus récentes de modélisation thermohydraulique couplée de ce type, non détaillés ici pour des raisons de concision, peuvent néanmoins être trouvées dans la littérature [91–94].

Considérant ceci, l'objectif général du modèle développé dans la suite de cette section est d'adapter ce type d'approche couplée hydraulique/thermique à la configuration expérimentale particulière considérée ici.
On considèrera en particulier le recouvrement partiel de la surface d'échange par les distributeurs et l'impact de l'équilibre hydraulique de l'évaporateur sur la courbure du ménisque et les transferts associés. Les objectifs principaux de cette modélisation sont les suivants :

- identifier les paramètres à l'origine des coefficients d'échange mesurés, autrement dit fournir une explication aux valeurs de h_{vap} mesurées et à leur variation ;
- quantifier l'hétérogénéité des températures et du débit d'évaporation le long d'une rainure soumise aux conditions expérimentales considérées ici ;
- quantifier l'impact de ces effets de couplage sur le flux d'évaporation induisant la courbure maximale du ménisque (autrement dit la limite capillaire) ainsi que l'impact d'un éventuel assèchement partiel de la rainure sur les températures de paroi.

4.2.2 Hypothèses et géométrie considérées

Les hypothèses choisies pour mettre en place la modélisation thermique et hydraulique couplée du transfert de chaleur par évaporation sont les suivantes :

- les écoulements et les transferts se font en régime permanent ;
- la pression de la phase vapeur est homogène au-dessus de la rainure ;
- la conduction dans le silicium selon la longueur des rainures est indépendante de la conduction dans les autres directions (le nombre de Biot associé à l'épaisseur du silicium $Bi = \frac{h_{vap}}{e_{Si}\lambda_{Si}}$ étant inférieur à $0,1$) ;

— les transferts thermiques en micro-rainures sont purement conductifs, on néglige donc les effets convectifs ;

— l'influence de la géométrie particulière de l'interface au sein de la micro-région sur l'échange thermique est négligée, on verra par la suite que les fortes résistances d'interface mises en jeu permettent de soutenir cette hypothèse ;

— les transferts liés aux différents flux de chaleur absorbés sous forme sensible par le fluide sont négligés, on ne considère donc ici que le flux de chaleur lié à l'évaporation du fluide ;

— la densité de flux de chaleur φ est appliquée uniformément en partie basse de la plaque silicium.

Certaines de ces hypothèses constituent a priori de fortes simplifications. La pertinence de celles-ci fera donc l'objet d'une discussion dans la suite de ce chapitre.

Le coefficient d'échange h_{app} lié à l'évaporation du fluide sera calculé localement en fonction de la géométrie de l'interface et de la rainure associée par une résolution 2D de l'équation de la chaleur. Enfin, l'influence de la micro-région sur l'angle de contact apparent sera ici prise en compte au travers d'un angle de contact minimal du ménisque α_{min} dans la micro-rainure. Autrement dit, on considèrera une pression capillaire maximale fonction de cet angle de contact α_{min} selon :

$$p_{cap}^{max} = \frac{2\gamma cos(\alpha_{min})}{b} \tag{4.27}$$

Ce paramètre étant inconnu a priori (puisque l'on ne modélise pas ici l'hydraulique de la micro-région), sa détermination fera l'objet d'une procédure particulière détaillée dans la suite de ce chapitre.

Finalement, les configurations hydraulique et thermique associées à ces hypothèses sont représentées en figure 4.10.

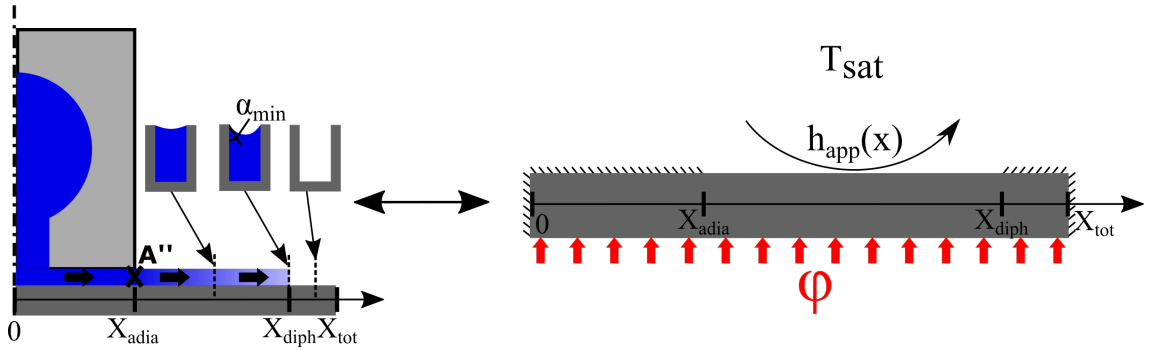

FIGURE 4.10 – Configuration hydraulique considérée dans le cadre du modèle de paroi d'évaporateur (gauche) et problème thermique associé (droite)

D'un point de vue hydraulique, on considèrera l'existence éventuelle d'une longueur asséchée $l_{sec} = x_{tot} - x_{diph}$ en bout de rainure. De plus, en zone d'évaporation, le débit n'est plus supposé décroitre linéairement. La variation du débit liquide dans la rainure (induite par le débit d'évaporation du fluide) est par conséquent fonction de la température de paroi et du coefficient d'échange apparent locaux.

D'un point de vue thermique, le recouvrement d'une partie de la rainure par le distributeur est ici traduite par une face supérieure adiabatique (pour $x \in [0\ ;\ x_{adia}]$). L'effet de la courbure du ménisque sur les transferts thermiques associés à l'évaporation du fluide est prise en compte via un coefficient d'échange $h_{app}(x)$ a priori non constant sur la longueur diphasique (pour $x \in [x_{adia}\ ;\ x_{diph}]$). Enfin, l'existence d'un assèchement partiel de la rainure sera considérée via l'existence d'une éventuelle longueur adiabatique en bout de rainure (pour $x \in [x_{diph}\ ;\ x_{tot}]$). Les deux faces latérales (en $x = 0$ et $x = x_{tot}$) sont supposées adiabatiques par hypothèse de symétrie sur les transferts.

4.2.3 Méthode de résolution

Pour résoudre le problème considéré ici, un algorithme de résolution numérique a été mis en place. Celui-ci est représenté schématiquement en figure 4.11.
De même que pour le modèle d'équilibre hydraulique présenté précédemment, les va-

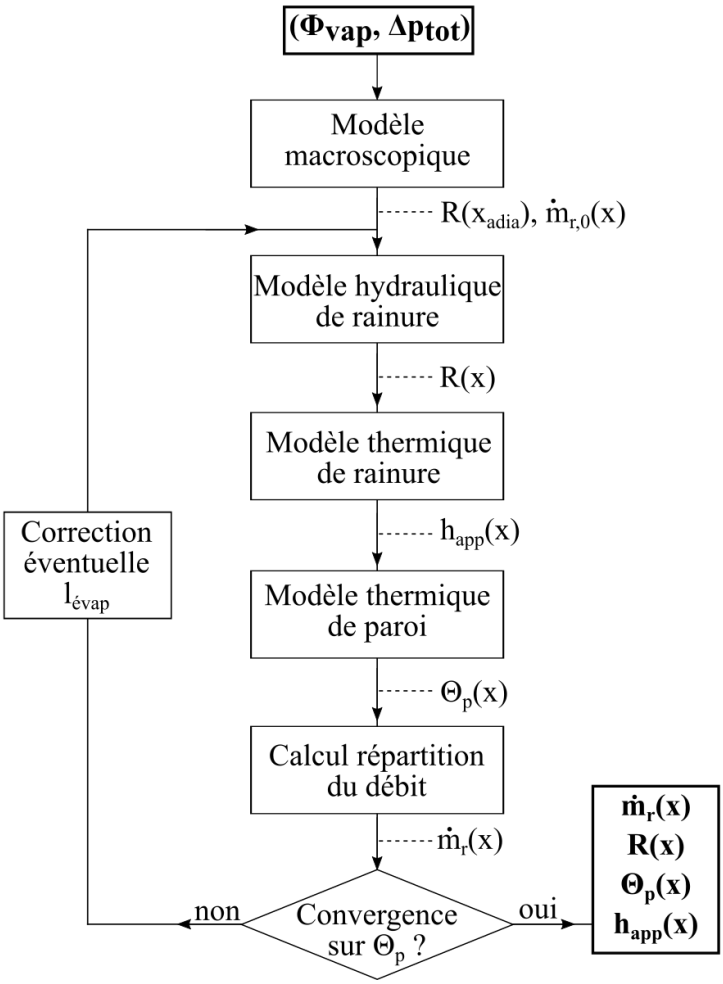

FIGURE 4.11 – Algorithme de résolution du problème couplé hydraulique/thermique

riables d'entrée du modèle sont le flux vaporisé Φ_{vap} et la perte de charge totale Δp_{tot} entre A et C (cf figure 4.1). Les variables de sortie sont :

— la distribution longitudinale de la surchauffe de la paroi $\Theta_p(x) = T(x) - T_{sat}$;

— la distribution longitudinale du débit de liquide dans la rainure $\dot{m}_r(x)$;

— la distribution longitudinale de la courbure du ménisque $R(x)$;

— la distribution longitudinale du coefficient d'échange apparent $h_{app}(x)$.

Connaissant ces variables d'entrée, la courbure du ménisque en entrée de rainure $R(x_{adia})$ est déterminée à l'aide du modèle d'équilibre hydraulique détaillé au début de ce chapitre. La distribution initiale du débit $\dot{m}_r^0(x)$ est déterminée à l'aide de Φ_{vap} en considérant à ce stade un débit d'évaporation homogène le long de la rainure. Le principe général de la résolution est alors, partant de cette évolution du débit $\dot{m}_r^0(x)$, d'en déduire l'évolution de pression du liquide résultante le long de la rainure (figure 4.11, modèle hydraulique de rainure). Puisque la pression de vapeur est supposée constante, la distribution de pression $P_l(x)$ permet d'obtenir le rayon de courbure du ménisque $R(x)$ à l 'aide de la loi de Laplace. Il est alors possible de calculer la distribution longitudinale du coefficient d'échange apparent $h_{app}(x)$ à l'aide d'une résolution 2D de l'équation de la chaleur dans la rainure (figure 4.11, modèle thermique de rainures). On en déduit la distribution longitudinale de la surchauffe de paroi $\Theta_p(x)$ à l'aide d'une résolution de l'équation de la chaleur 1D le long de la rainure (figure 4.11, modèle thermique de paroi). Enfin, connaissant la surchauffe et le coefficient d'échange en chaque point de la paroi, le flux de vaporisation peut également être calculé pour tout x. On obtient alors une nouvelle fonction de répartition du débit (figure 4.11, calcul répartition du débit). Celle-ci est alors éventuellement réajustée pour respecter la contrainte de limite capillaire (figure 4.11, correction $l_{évap}$). Une nouvelle résolution du problème est alors effectuée avec cette nouvelle fonction $\dot{m}_r(x)$. L'algorithme est ainsi itéré jusqu'à ce que la condition de convergence (portant sur la variation de la fonction $\Theta_p(x)$ entre deux itérations) soit satisfaite.

Considérant cette algorithme général, un présentation détaillée de chacune des étapes de celui-ci est désormais nécessaire. Elle fait l'objet des prochains paragraphes.

4.2.3.1 Initialisation des variables

Dans un premier temps, les variables d'entrée sont "traduites" en une courbure du ménisque en $x = x_{adia}$ (en entrée de la zone d'évaporation) à l'aide du modèle d'équilibre hydraulique détaillé dans la section précédente. Ce calcul se fait directement selon l'équation suivante, déduite de l'équilibre hydraulique général donné par l'équation (4.1) :

$$R(x_{adia}) = \frac{\gamma}{\Delta p_{cap}(A'')} = \left(\Delta p_{liq}^{AA'} + \Delta p_{liq}^{\mu-canaux} - \Delta p_{grav} + \Delta p_{vap}^{B'C} - \Delta p^{ABC}\right)^{-1} \quad (4.28)$$

Comme l'on cherche à calculer la courbure en entrée de zone d'évaporation, la perte de charge liquide dans la zone d'évaporation n'est pas prise en compte. Autrement dit on a ici :

$$\Delta p_{liq}^{\mu-canaux} = \Delta p_{liq,adia,ouv}^{\mu-canaux} + \Delta p_{liq,adia}^{\mu-canaux} \quad (4.29)$$

Par la suite, la variation de débit dans la rainure est initialisée, en supposant à cette étape une décroissance linéaire :

$$\dot{m}_{r,0}(x) = \frac{\Phi_{vap}}{4h_{lv}N_r} \times \left(1 - \frac{x - x_{adia}}{x_{tot} - x_{adia}}\right) \quad (4.30)$$

4.2.3.2 Calcul de la courbure locale de l'interface

On suppose ici connue la variation de débit $\dot{m}_r(x)$. Considérant l'influence non négligeable de la variation de la section de passage liée à la courbure du ménisque sur la limite capillaire mise en évidence dans la première partie de ce chapitre, l'influence du rayon de courbure R du ménisque sur les grandeurs géométriques de l'écoulement liquide (Po, a et D_h) est prise en compte. Pour cela, on considère la profondeur "corrigée" a_R et les paramètres géométriques associés représentés en figure 4.12.

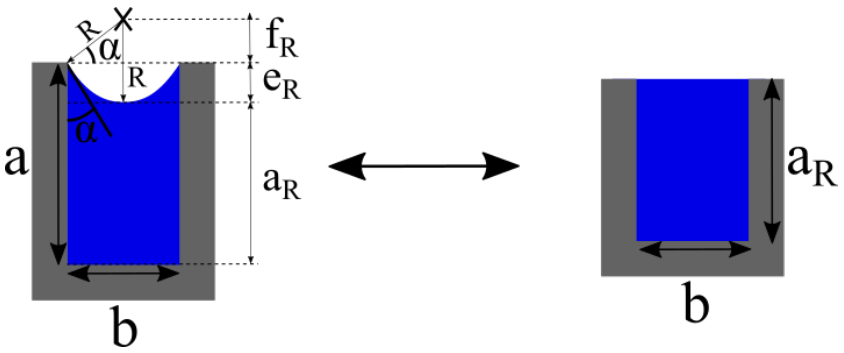

FIGURE 4.12 – Géométrie d'un ménisque de rayon de courbure R dans une rainure (gauche) et section de passage du liquide résultante considérée dans le modèle

Dans ce cas, l'angle de contact apparent α s'exprime selon :

$$\alpha = cos^{-1}\left(\frac{b}{2R}\right) \tag{4.31}$$

Par ailleurs on a :

$$sin(\alpha) = \frac{f_R}{R} \tag{4.32}$$

D'où :

$$f_R = R \times sin\left(cos^{-1}(\frac{b}{2R})\right) = R \times \sqrt{1 - \frac{b}{2R}} \tag{4.33}$$

Enfin, on peut en déduire la profondeur corrigée $a_R = a - e_R = a - (R - f_R)$:

$$a_R = a - R\left(1 - \sqrt{1 - \frac{b}{2R}}\right) \tag{4.34}$$

On notera que cette hypothèse sous-estime légèrement la section de passage réelle du fluide puisque on ignore la section de passage du liquide située sur l'épaisseur e_R. Toutefois, étant donné que la distance significativement réduite entre l'interface et la paroi dans cette zone réduit a priori significativement la vitesse de l'écoulement pouvant y circuler, prendre en compte cette section de passage induirait au contraire une légère sous-estimation des frottements visqueux.
Le diamètre hydraulique $D_{h,R}$ s'exprime par la suite simplement :

$$D_{h,R} = \frac{4a_R b}{2a_R + b} \tag{4.35}$$

Le nombre de Poiseuille Po_R est alors évalué à l'aide du rapport d'aspect suivant :

$$c_R = \frac{b}{2a_R} \tag{4.36}$$

Dans ces conditions, comme cela a été montré au chapitre 2, la variation de pression dans le liquide induite par les frottements visqueux $\frac{dp_l}{dx}(x)$ s'écrit :

$$\frac{dp_l}{dx}(x) = \frac{2\mu_l}{b\rho_l} \times \frac{Po_R}{a_R D_{h,R}^2} \times \dot{m}_r(x) \tag{4.37}$$

L'intégration de cette relation permet alors d'obtenir la pression liquide à un point $x_1 \in [x_{adia}\ ;\ x_{diph}]$ quelconque :

$$p_{l,r}(x) = p_l(x_{adia}) - \frac{2\mu_l}{b\rho_l} \times \int_{x_{adia}}^{x_1} \frac{Po_R}{a_R D_{h,R}^2} \times \dot{m}_r(x)dx \tag{4.38}$$

Pour évaluer numériquement cette grandeur, la zone d'évaporation $[x_{adia}\ ;\ x_{tot}]$ est discrétisée en $N_{évap}$ éléments identiques. Autrement dit, on représente la longueur d'écoulement en zone d'évaporation par $N_{évap}$ points x_i définis par :

$$x_i = x_{adia} + \frac{i}{N_{évap}} \times (x_{tot} - x_{adia})\ ,\ i \in \{1; N_{évap}\} \tag{4.39}$$

Par la suite, la valeur de cette intégrale entre x_{adia} et un point x_i quelconque est approximée par une méthode des rectangles :

$$p_{l,r}(x_i) = p_l(x_{adia}) - \frac{2\mu_l}{b\rho_l} \times \sum_{j=1}^{i} \left(\frac{Po_{R_j}}{a_{R_j} D_{h,R_j}^2} \dot{m}_r(x_j) \right) \times \frac{x_{tot} - x_{adia}}{N_{évap}} \tag{4.40}$$

On remarquera ici que, puisque le quotient $\frac{Po_R}{a_R D_{h,R}^2}$ dépend de la courbure du ménisque (et donc de la pression dans le liquide via la loi de Laplace), le calcul à un point x_i nécessite le calcul préliminaire de la pression en chacun des points en amont $\forall x \in [x_{adia}\ ;\ x_i]$. Par la suite, considérant une pression de vapeur p_{vap} homogène sur toute la longueur de rainure, on en déduit le saut de pression capillaire le long de la rainure selon :

$$p_{cap}(x_i) = p_{l,r}(x_i) - p_{vap} \tag{4.41}$$

Enfin, la loi de Laplace-Young permet de déterminer la courbure locale de l'interface :

$$R(x_i) = \frac{\gamma}{p_{cap}(x_i)} \tag{4.42}$$

4.2.3.3 Calcul du coefficient d'échange apparent

a) Problème considéré et résolution numérique

A cette étape, l'objectif est d'obtenir la valeur du coefficient d'échange apparent $h_{app}(x)$ induit par un ménisque de rayon R dans une rainure caractérisée par ses trois dimensions caractéristiques a, b et d. Pour cela, une approche très semblable à celle proposée par Revellin et al. [78] a été développée afin de s'affranchir des limites de la

corrélation proposée par ces auteurs (évoquées en 4.2.1.1).
On considère ainsi la configuration représentée en figure 4.13. Puisque on ne prend pas en compte l'existence de la micro-région et que les effets gravitaires sont négligeables étant donné les longueurs mises en jeu, la forme du ménisque est considérée parfaitement circulaire. La géométrie du ménisque est ainsi entièrement caractérisée par son rayon de courbure R.

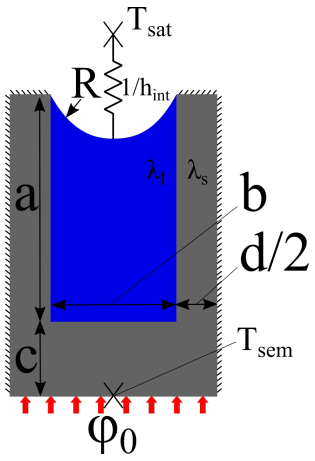

FIGURE 4.13 – Géométrie et conditions aux limites thermiques considérées pour le calcul du coefficient d'échange apparent

Une densité de flux de chaleur φ_0 est appliquée sur la face inférieure de la rainure. Pour des raisons de symétrie, le flux traversant les faces latérales est nul. Les transferts par convection avec la phase vapeur sont ici négligés, la face supérieure des "murs" séparant les micro-canaux est donc également considérée adiabatique. Par conséquent, la totalité du flux appliqué traverse l'interface, au niveau de laquelle une résistance thermique d'interface $R_{int} = 1/h_{int}$ est imposée. Autrement dit, la densité de flux locale traversant l'interface φ_{int} en n'importe quel point de celle-ci est reliée à l'écart entre la température du liquide immédiatement sous l'interface $T_{l,int}$ et la température de vapeur T_{sat} selon la relation de Schrage [56] présentée au premier chapitre :

$$\varphi_{int} = \frac{T_{l,int} - T_{sat}}{R_{int}}, \; R_{int} = \frac{1}{h_{int}} = \left[\frac{2\epsilon}{2-\epsilon} \times \sqrt{\frac{M}{2\pi R_g T_{sat}}} \times \frac{h_{lv}^2 \rho_l \rho_v}{T_{sat}(\rho_l - \rho_v)} \right]^{-1} \tag{4.43}$$

Le coefficient d'accomodation ϵ n'est pas connu a priori. En effet, comme cela a été discuté au chapitre 1, pour un fluide donné, seules quelques évaluations expérimentales de ce coefficient, souvent très dispersées, peuvent être trouvées dans la littérature. En particulier, dans le cas de l'eau, des valeurs variant de 10^{-2} à 1 peuvent être relevées [95]. Par conséquent, ce paramètre sera considéré comme inconnu à cette étape. Le choix de celui-ci et son influence sur les résultats du modèle seront discutés par la suite.
Pour un coefficient d'accommodation fixé, puisqu'on néglige les effets convectifs et instationnaires, cette configuration se ramène à un simple problème de conduction bidimensionnel (dépendant de la géométrie considérée ainsi que des conductivités thermiques du solide λ_s et du liquide λ_l). Celui-ci est alors résolu via le solveur "pdetool" de Matlab, qui détermine le champ de température résultant via une résolution de l'équation de

la chaleur par éléments finis. Le coefficient d'échange apparent de la rainure est alors calculé selon :

$$h_{app} = \frac{\varphi_0}{T_{sem} - T_{sat}} \tag{4.44}$$

T_{sem} étant ici la température moyennée sur l'ensemble de la face inférieure de la rainure (cf figure 4.13).

b) Comparaison à une corrélation pré-existante

Dans un premier temps, ce modèle numérique est mis en oeuvre sur la configuration étudiée par Revellin et al. [78]. Le fluide considéré est le méthanol à $343K$ ($\lambda_l = 0.2W.m^{-1}.K^{-1}$, $\epsilon = 0.13$, $R_{int} = 8.08.10^{-7}\ K.m^2.W^{-1}$) dans une rainure dont les dimensions caractéristiques correspondent à la configuration expérimentale de ces mêmes auteurs ($b = d = 400\ \mu m$, $a = 380\ \mu m$, $c = 2\ mm$). La paroi solide est constituée de cuivre ($\lambda_s = 380W.m^{-1}.K^{-1}$). Le coefficient d'échange apparent calculé par le modèle numérique développé ici est alors comparé à celui calculé par la corrélation développée par ces auteurs (cf 4.2.1.1, équation (4.26)) en figure 4.14. Les barres d'erreur associées à la corrélation tracée sur cette figure correspondent à l'écart maximum (donné par les auteurs) entre la corrélation et la valeur exacte donnée par leur modèle numérique.

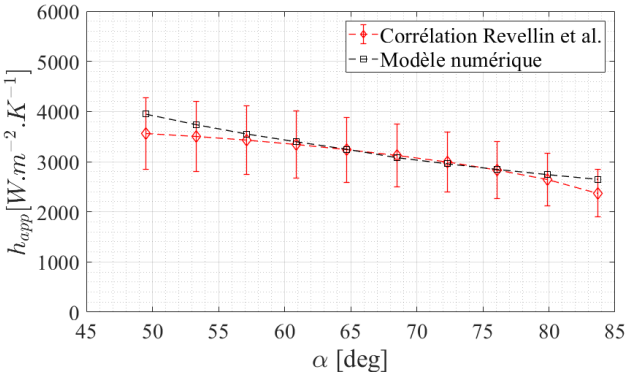

FIGURE 4.14 – Comparaison du coefficient d'échange apparent donné par le modèle numérique développé ici et par la corrélation proposée par Revellin et al. [78].

Il apparait que le modèle numérique mis en place est tout à fait en accord avec la corrélation développée par les auteurs. On utilisera donc par la suite cette résolution numérique pour évaluer le coefficient d'échange apparent en chaque point de la paroi.
Dans le cadre de la comparaison du modèle aux résultats expérimentaux détaillée par la suite, la géométrie de la rainure est fixée. Par conséquent, pour un fluide donné, les deux seuls paramètres à considérer sont la courbure du ménisque R et le coefficient d'accomodation ϵ.
Considérant ceci, le problème présenté ici a été résolu numériquement pour diverses valeurs de l'angle de contact apparent α et du coefficient d'accommodation ϵ pour chacun des deux fluides utilisés dans l'étude expérimentale. Les paramètres géométriques et les coefficients d'accommodation considérés correspondant sont indiqués en table 4.2.

Fluide	HFE7000	éthanol
a $[\mu m]$	85	85
b $[\mu m]$	40	40
c $[\mu m]$	940	940
d $[\mu m]$	16	16
α $[rad]$	$0 - \pi/2$	$0 - \pi/2$
$\lambda_l[W.m^{-1}.K^{-1}]$	0.071	0.154
$\lambda_s[W.m^{-1}.K^{-1}]$	137	115
ϵ	$0.01 - 0.15$	$0.01 - 0.10$

TABLE 4.2 – Grandeurs caractéristiques choisies dans le cadre de la comparaison du modèle de rainure aux données expérimentales

Les valeurs de coefficient d'échange apparent obtenues dans ces conditions sont représentées pour les deux fluides considérés en figure 4.15.

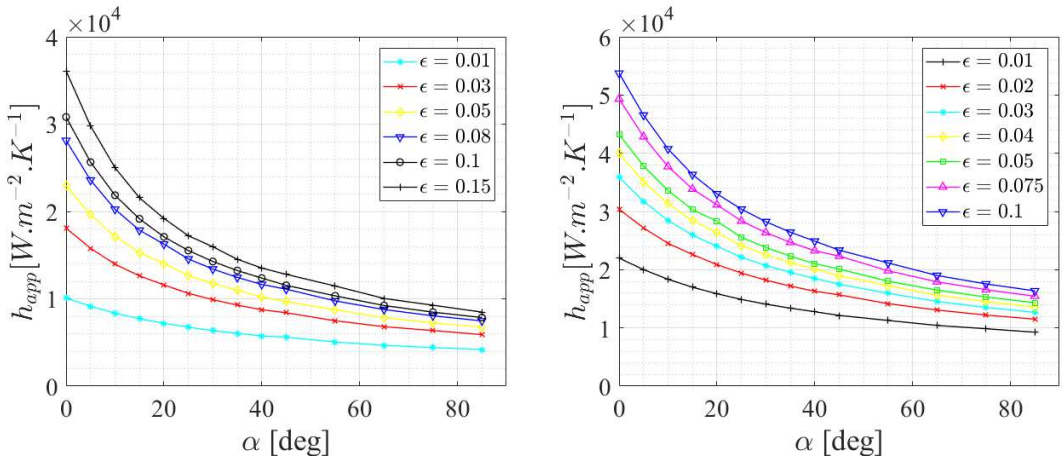

FIGURE 4.15 – Coefficients d'échange apparent en fonction du coefficient d'accommodation et de l'angle de contact apparent, HFE7000 (gauche), éthanol (droite)

On notera à ce stade la forte influence du paramètre ϵ sur le coefficient d'échange apparent pour chacun des fluides utilisés. La détermination de celui-ci apparait donc critique pour évaluer les performances thermiques d'une rainure. Par ailleurs, il apparait que la diminution de l'angle de contact α (autrement dit, une augmentation de la courbure du ménisque) permet d'intensifier notablement les transferts, en particulier pour les coefficients d'accommodation les plus élevés. Cette tendance s'explique par le fait qu'une diminution de l'angle de contact permet de rapprocher l'interface liquide/vapeur de la paroi (en particulier proche de la ligne triple), autrement dit de diminuer la résistance thermique de conduction liée à l'épaisseur de liquide entre la paroi et l'interface. Pour des faibles valeurs du coefficient d'accomodation, la forte valeur de la résistance d'interface associée atténue toutefois notablement cet effet de la géométrie du ménisque.

Par la suite, pour chacune des valeurs du coefficient d'accommodation considérées

ici, la variation du coefficient d'échange apparent avec l'angle α calculée numériquement est interpolée par un polynôme de degré 5. L'interpolation polynomiale résultante est représentée en figure 4.16 dans le cas du HFE7000 pour trois valeurs du coefficient d'accommodation. On utilisera alors cette interpolation pour calculer le coefficient d'échange apparent en chacun des points de la paroi, afin d'éviter de recourir à une résolution numérique via pdetools de la conduction dans la rainure (coûteuse en temps de calcul) pour chaque point x_i de la paroi et pour chaque itération de l'algorithme.

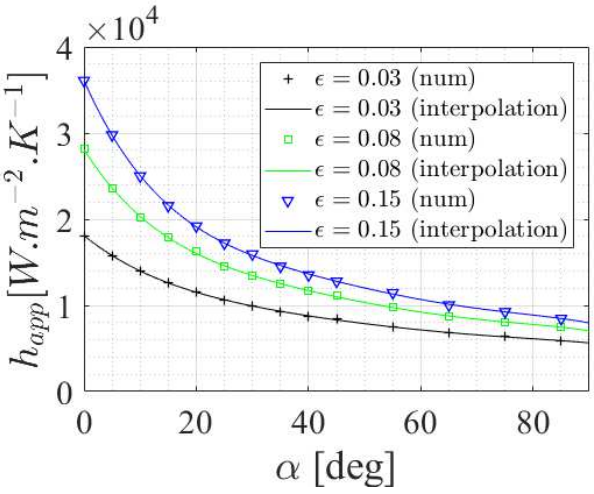

FIGURE 4.16 – Exemples d'interpolation polynomiale du coefficient d'échange apparent donnée par la résolution numérique dans le cas du HFE7000 pour différentes valeurs du coefficient d'accommodation

Enfin, dans le cas où il a été obtenue à l'étape précédente de l'algorithme une valeur de pression capillaire p_{cap} supérieure à sa valeur maximale p_{cap}^{max}, la rainure est considérée asséchée au niveau du point concerné et on impose $h_{app} = 0$ en ce point.

4.2.3.4 Calcul de la température de paroi

Dans cette section, la variation du coefficient d'échange apparent $h_{app}(x)$ est supposée connue. L'objectif est alors de résoudre l'équation de la chaleur dans la paroi en silicium représentée en figure 4.10. Pour cela, on définit tout d'abord la surchauffe de paroi $\Theta_p(x)$:

$$\Theta_p(x) = T_p(x) - T_{sat} \tag{4.45}$$

On considère alors un élément infinitésimal de la paroi d'épaisseur c, de longueur dx et de largeur $b + d$ (autrement dit une portion de rainure de longueur dx). Cet élément est soumis à un flux de chaleur homogène sur sa face inférieure, à un transfert caractérisé par un coefficient d'échange h_{app} et un écart de température Θ_p sur sa face supérieure ainsi qu'à un flux conductif au travers de ses faces latérales. Le bilan des flux de chaleur entrant et sortant, représenté en figure 4.17, s'écrit alors :

$$-\lambda_s(b+d)c\frac{d\Theta_p}{dx}(x)+(b+d)dx\varphi = -\lambda_s(b+d)c\frac{d\Theta_p}{dx}(x+dx)+h_{app}(x)(b+d)dx\Theta_p \tag{4.46}$$

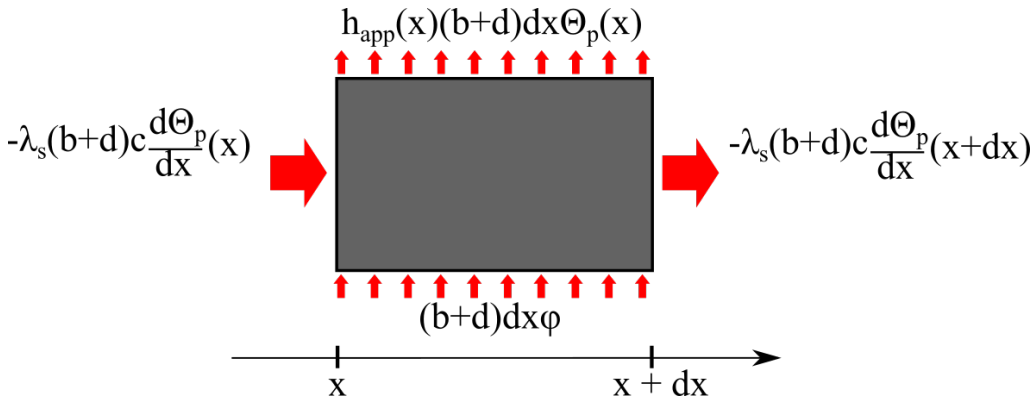

FIGURE 4.17 – Bilan énergétique sur un élément dx d'une rainure

Il est alors possible de déduire de ce bilan l'équation différentielle vérifiée par la surchauffe de paroi $\Theta_p(x)$:

$$\frac{d^2\Theta_p}{dx^2} = \frac{1}{\lambda_s c}(h_{app}(x)\Theta_p(x) - \varphi) \tag{4.47}$$

Les faces latérales aux limites du domaine étant adiabatiques, les conditions aux limites suivantes sont considérées :

$$\frac{d\Theta_p}{dx}(x = 0) = \frac{d\Theta_p}{dx}(x = x_{tot}) = 0 \tag{4.48}$$

L'intégration de cette équation différentielle ordinaire est par la suite directement effectuée sous matlab par le solveur "bvp4c" et permet d'obtenir la valeur de la surchauffe de paroi $\Theta_p(x)$ sur toute la longueur de rainure. En zone d'évaporation, la discrétisation spatiale adoptée est identique à celle du modèle hydraulique. En zone adiabatique, la paroi est similairement discrétisée en N_{adia} éléments identiques. Par la suite, on choisira toujours $N_{adia} = N_{évap}$.

4.2.3.5 Calcul de la variation du débit liquide

La température et le coefficient d'échange apparent étant maintenant connus en chaque point de la zone d'évaporation, la variation du débit de liquide le long de la rainure peut être calculée à l'aide d'un bilan de masse.

On a ainsi $\forall x \in [x_{adia}\ ;\ x_{tot}]$

$$\frac{d\dot{m}_r}{dx} = \frac{h_{app}(x)(b+d)dx\Theta_p}{h_{lv}} \tag{4.49}$$

Considérant la discrétisation spatiale définie en 4.2.3.2, le débit liquide en chaque point x_i peut être exprimé comme suit :

$$\dot{m}_r(x_i) = -\frac{\Phi_{vap}}{4h_{lv}N_r} - \frac{b+d}{h_{lv}} \times \sum_{j=1}^{i} (h_{app}\Theta_p)_j \times \frac{x_{tot} - x_{adia}}{N_{évap}} \tag{4.50}$$

4.2.3.6 Critère de convergence

A ce stade, afin d'évaluer la convergence de l'algorithme, on définit la variation relative de la surchauffe de paroi δ_Θ (entre l'itération j et l'itération précédente $j-1$) :

$$\delta_{\Theta_p}(x) = \frac{\Theta_p^j(x) - \Theta_p^{j-1}(x)}{\Theta_p^{j-1}(x)},\ x \in [0\ ;\ x_{tot}] \tag{4.51}$$

On considère alors que l'algorithme a convergé lorsque $\delta_{\Theta_p}(x) < 10^{-4}$ pour tout $x \in [0\ ;\ x_{tot}]$, autrement dit lorsque la variation de chacune des températures de paroi entre deux itérations est inférieure à 10^{-2} %. Dans le cas contraire, après une étape intermédiaire éventuelle de correction de la longueur diphasique détaillée ci-dessous, une nouvelle itération de la procédure de résolution complète est réalisée.

4.2.3.7 Correction de la longueur diphasique

La nouvelle variation du débit liquide, calculée à l'étape précédente, implique a priori une modification de la perte de charge induite par l'écoulement. Par conséquent, la longueur diphasique induite par cette répartition de débit peut être modifiée. Il a alors été nécessaire, pour assurer la convergence de l'algorithme dans le cas d'un assèchement local de la rainure (c'est à dire un dépassement de la limite capillaire), d'insérer entre chacune des itérations de l'algorithme une correction de la longueur diphasique.
Pour cela, on considère la différence de pression totale induite par l'écoulement du liquide en zone d'évaporation recalculée précédemment (cf équation (4.40), $i = i_{diph}$ correspondant ici à l'indice du point d'assèchement $x_i = x_{diph}$) :

$$p_l(x_{diph}) - p_l(x_{adia}) = -\frac{2\mu_l}{b\rho_l} \times \sum_{j=1}^{i_{diph}} \left(\frac{Po_{R_j}}{a_{R_j} D_{h,R_j}^2} \dot{m}_r(x_j) \right) \times \frac{x_{tot} - x_{adia}}{N_{évap}} \tag{4.52}$$

Considérant par ailleurs cette même différence de pression calculée en supposant un débit décroissant linéairement et une courbure du ménisque n'ayant pas d'influence sur la section de passage du liquide, comme cela a été fait au chapitre 2, on obtient :

$$\left(p_l(x_{diph}) - p_l(x_{adia})\right)_0 = -\frac{2\mu_l}{b\rho_l} \times \frac{Po}{aD_h^2} \times \frac{\Phi_{vap}}{4N_r h_{lv}} \times \frac{x_{diph} - x_{adia}}{2} \tag{4.53}$$

De cette expression on peut déduire la longueur diphasique maximale calculée avec ces hypothèses simplificatrices :

$$L_{diph,0} = \frac{aD_h^2 \rho_l b}{Po\mu_l} \times \frac{4N_r h_{lv}}{\Phi_{vap}} \times (p_{cap}^{max} - \Delta p_{cap}(A'')) \tag{4.54}$$

Étant données ces trois grandeurs, on peut alors calculer une nouvelle longueur diphasique prenant en compte l'influence du creusement du ménisque sur la profondeur effective de la rainure a_R ainsi que celle de la répartition non homogène du flux de chaleur selon :

$$L_{diph} = L_{diph,0} \times \frac{\left(p_l(x_{diph}) - p_l(x_{adia})\right)_0}{p_l(x_{diph}) - p_l(x_{adia})} \tag{4.55}$$

Si la longueur diphasique ainsi calculée dépasse la longueur diphasique maximale $x_{tot} - x_{adia}$, on considère qu'il n'y a pas d'assèchement local de la rainure, on impose alors une longueur diphasique corrigée égale à sa valeur maximale $x_{diph}^{corr} = x_{tot}$. Au contraire, si $L_{diph} < x_{tot} - x_{adia}$, on corrige la longueur d'assèchement selon :

$$x_{diph}^{corr} = x_{adia} + L_{diph} \tag{4.56}$$

Dans le cas où la longueur diphasique a été modifiée, il est nécessaire de corriger la variation du débit de liquide dans la rainure $\dot{m}_r(x)$ (pour qu'elle corresponde à cette nouvelle longueur diphasique). Pour cela on effectue cette correction via une dilatation (ou une contraction) horizontale du débit de liquide (selon l'axe x) afin que celui-ci s'annule au point d'assèchement x_{diph}^{corr}. On calcule ainsi un débit liquide corrigé $\dot{m}_r^{corr}$ selon :

$$\dot{m}_r^{corr}(x_i) = \dot{m}_r \left(\frac{x_{diph}}{x_{diph}^{corr}} \times x_i \right), \ \forall i \in \{1; N_{évap}\} \tag{4.57}$$

A noter, que considérant la discrétisation spatiale effectuée ici, la position $\frac{x_{diph}}{x_{diph}^{corr}} \times x_i$ n'a a priori aucune raison de correspondre à une valeur x_i existante, dans ce cas on évalue alors la valeur du débit liquide en ce point via une interpolation linéaire entre les deux points adjacents.

Passée cette éventuelle correction, l'itération de l'algorithme est terminée, une nouvelle itération est alors initiée avec une nouvelle distribution du débit de liquide dans la rainure $\dot{m}_r(x)$. Ce schéma itératif (cf figure 4.11) est alors reproduit jusqu'à satisfaire le critère de convergence défini en 4.2.3.6.

4.2.4 Exploitation du modèle, cas du HFE7000

Dans cette section, l'objectif est de mettre en oeuvre la résolution détaillée ci-dessus et de comparer les surchauffes de paroi données par le modèle aux valeurs expérimentales. Dans le cas du HFE7000, la valeur du coefficient d'accommodation est a priori inconnue, par conséquent on l'estimera ici à l'aide d'une partie des températures de parois obtenues sur la série dite de référence. De même, l'angle de contact minimal est ici également inconnu, il sera donc là aussi évalué en regard de ces données expérimentales. Ces deux paramètres seront ensuite fixés et on comparera les résultats donnés par le modèle aux autres données expérimentales disponibles.
Dans tous les cas présentés par la suite, les deux parties de la paroi sont discrétisées en $N_{adia} = N_{evap} = 500$ éléments, une étude préliminaire de dépendance à ce paramètre ayant permis de montrer qu'un nombre d'éléments supérieur à celui-ci ne modifiait plus que de manière négligeable les températures de paroi prédites par le modèle.

4.2.4.1 Convergence de l'algorithme

On considère ici les paramètres d'entrée Φ_{vap} et Δp_{tot} correspondant aux points de mesure en mode d'évaporation obtenus avec le HFE7000 durant la série dite de référence. Le coefficient d'accommodation est fixé à $\epsilon = 0.09$ et l'angle de contact minimal à $\alpha_{min} = 35°$. Ces valeurs correspondent aux valeurs qui seront déterminées selon une procédure détaillée par la suite.

Comme cela est représenté en figure 4.18, le modèle prédit dans ces conditions un assèchement partiel de la rainure pour les deux valeurs de Φ_{vap} les plus élevées. Considérant

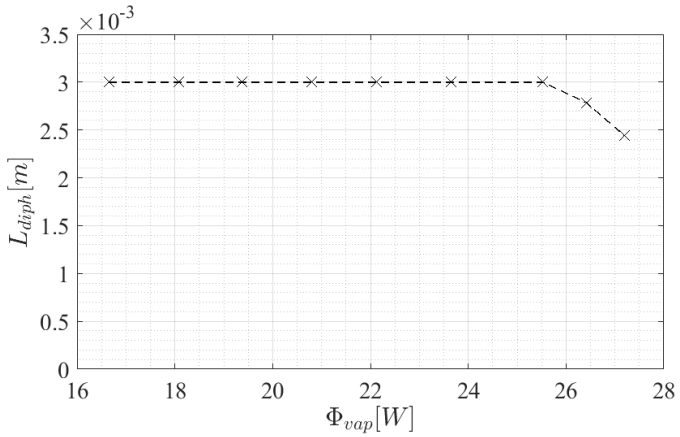

FIGURE 4.18 – Longueur diphasique $L_{diph} = x_{diph} - x_{adia}$ prédite par le modèle en fonction du flux vaporisé, série de mesure de référence au HFE7000, $\epsilon = 0.09$ et $\alpha_{min} = 35°$

ceci, le nombre d'itérations nécessaires à la convergence en fonction du flux vaporisé est représenté en figure 4.19. Il apparait alors, qu'en dehors des deux derniers points, peu d'itérations sont nécessaires pour obtenir la convergence de l'algorithme. En particulier, le tracé du critère de convergence (l'écart de température maximal entre deux itérations), représenté sur cette même figure, permet de constater qu'en dehors de ces deux points avec assèchement, les variations de températures entre deux itérations sont minimes (inférieurs à 1%), aussi bien au plus bas flux que juste avant l'assèchement.

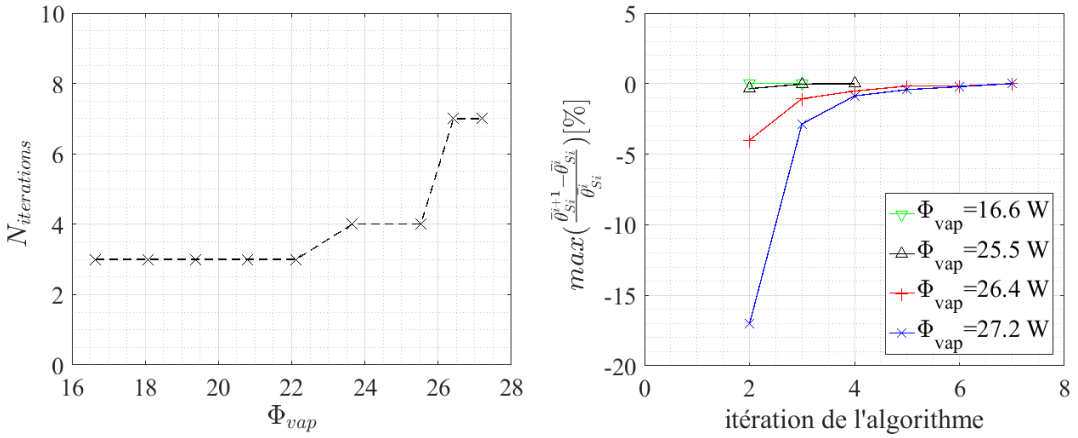

FIGURE 4.19 – Variation du nombre d'itérations nécessaires à la convergence de l'algorithme (gauche) et variation du critère de convergence (droite), série de mesure de référence au HFE7000, $\epsilon = 0.09$ et $\alpha_{min} = 35°$

Il apparait ainsi qu'en dehors du cas de figure où la courbure maximale est dépassée à l'extrémité de la rainure, le couplage entre la conduction dans la paroi et l'hydraulique dans la rainure est faible. On quantifiera toutefois cet effet de couplage et son influence plus en détail dans la suite de chapitre.

4.2.4.2 Identification des paramètres inconnus

Dans cette section, on considère toujours les données d'entrée correspondant aux points d'évaporation de la série de mesure de référence, l'objectif étant à présent d'estimer successivement les deux paramètres inconnus du modèle en regard des mesures de température de paroi à disposition.

a) Coefficient d'accommodation

Pour estimer ce coefficient d'accommodation, afin de s'affranchir de l'influence de l'angle de contact minimal on ne considèrera que les 3 points expérimentaux correspondants aux plus bas flux vaporisés. En effet, les assèchements en bout de rainure observés expérimentalement sont quasiment inexistants pour ces points de mesure, on peut donc raisonnablement supposer que l'angle de contact minimal n'est pas atteint. Afin de déterminer ce coefficient en regard de chacun des points de mesures de température à disposition, on considèrera ici une température de paroi $\Theta_{p,m}$ correspondant à une valeur intermédiaire entre les 4 mesures sous le distributeur et la mesure en zone d'évaporation (au centre de la plaque silicium, voir figure 3.5) :

$$\Theta^{m}_{p,expé} = 0.5\times\Theta^{centre}_{p}+0.5\times(\Theta^{amont,droite}_{p}+\Theta^{aval,droite}_{p}+\Theta^{aval,droite}_{p}+\Theta^{aval,gauche}_{p})/4 \quad (4.58)$$

$$\Theta^{m}_{p,modèle} = 0.5 \times \Theta_p(x = 0.5\ mm) + 0.5 \times \Theta_p(x = 4.5\ mm) \quad (4.59)$$

La valeur mesurée de cette température est comparée aux valeurs prédites par le modèle pour différentes valeurs du coefficient d'accommodation en figure 4.20.

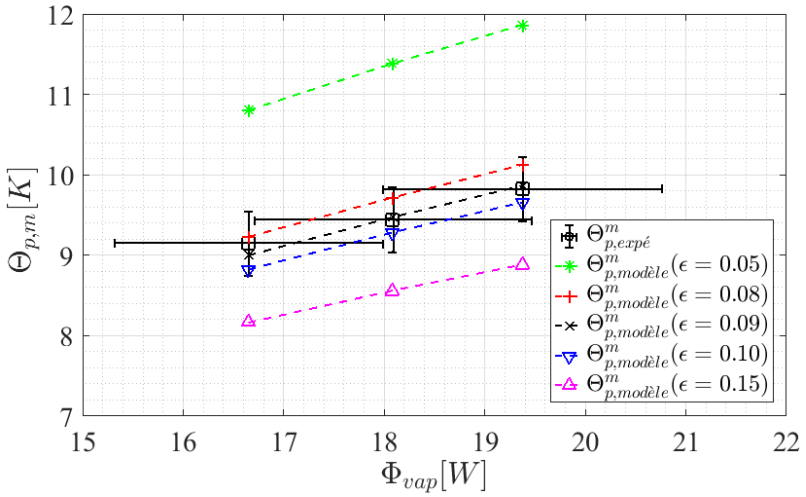

FIGURE 4.20 – Comparaison entre la surchauffe moyenne de paroi $\Theta_{p,m}$ prédite par le modèle et les valeurs expérimentales en fonction du flux vaporisé pour différentes valeurs du coefficient d'accommodation ϵ, $\alpha_{min} = 0$ř

Il apparait ici que la valeur de ce coefficient permettant d'approcher au mieux les résultats expérimentaux est $\epsilon = 0.08$. On conservera donc cette valeur dans la suite de ce chapitre pour le HFE7000.

b) Angle de contact minimal

Pour estimer ce paramètre, on considère cette fois l'ensemble des points expérimentaux de la série de mesure de référence. La variation prédite par le modèle de la surchauffe de paroi $\Theta_{p,m}$ avec le flux vaporisé est comparée aux mesures pour différentes valeurs de l'angle de contact minimal α_{min} en figure 4.21.

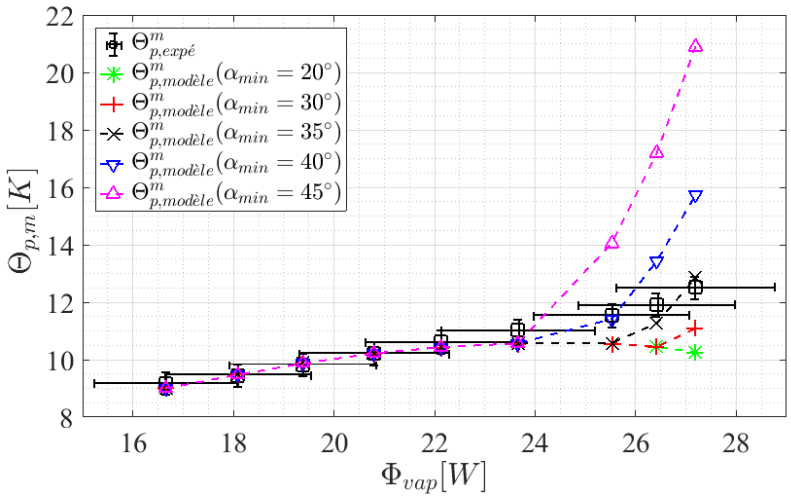

FIGURE 4.21 – Comparaison entre la surchauffe moyenne de paroi $\Theta_{p,m}$ prédite par le modèle et les valeurs expérimentales en fonction du flux vaporisé pour différentes valeurs de l'angle de contact minimal α_{min}, $\epsilon = 0.08$

L'interprétation de ces résultats est ici un peu plus difficile. Néanmoins il apparait raisonnable d'exclure les valeurs $\alpha_{min} = 40°$ et $\alpha_{min} = 45°$, celle-ci induisant une augmentation bien trop franche (liée à un assèchement important de la rainure) de la température de paroi moyenne en regard des données expérimentales. Au contraire, les valeurs $\alpha_{min} = 20°$ et $\alpha_{min} = 30°$ imposent une décroissance marquée de la température de paroi (liée au fort accroissement du coefficient d'échange pour les faibles angles de contact) très éloignée de la tendance expérimentale. Par conséquent, on fixera par la suite l'angle de contact minimal à la valeur intermédiaire constante $\alpha_{min} = 35°$, celle-ci permettant globalement de se rapprocher des points expérimentaux à haut flux. Dans la pratique, cet angle de contact est tout à fait susceptible de varier significativement avec la surchauffe de paroi (et donc avec Φ_{vap}) [50]), l'utilisation d'une valeur constante ici permet toutefois d'obtenir une première estimation des ordres de grandeur et des effets induits.

4.2.4.3 Premiers résultats

Les variations de surchauffe de paroi selon x, obtenues pour les 4 valeurs de flux vaporisés considérées pour évaluer la convergence du modèle sont alors représentés en figure 4.22. Quelques observations générales peuvent ici en être déduites. Tout d'abord, le recouvrement partiel de la rainure par le distributeur (induisant dans notre modèle une face adiabatique), se traduit ici par une surchauffe locale non négligeable, néanmoins

limitée à environ 20% de la surchauffe moyenne de la paroi. Dans la pratique, cette surchauffe sous le distributeur n'a jamais pu être observée expérimentalement. Il semble donc que les transferts liés aux différents flux de chaleur sensible mis en évidence en 3.2.1 tendent à abaisser la température de paroi locale sous le distributeur. Dans le cadre de ce mémoire on se limitera donc à une comparaison des valeurs moyennes $\Theta_{p,m}$, tandis que les possibilités d'amélioration du modèle à cet égard seront discutés par la suite.

On remarquera par ailleurs que la surchauffe locale au niveau des zones asséchées en bout de rainure (pour $\Phi_{vap} = 26.4\ W$ et $\Phi_{vap} = 27.2\ W$) reste limitée à quelques dixièmes de degré. Autrement dit, la paroi en silicium considérée ici apparait suffisamment conductrice pour homogénéiser les températures de paroi malgré les variations longitudinales très importantes du coefficient d'échange considérées par le modèle. En ce qui concerne la variation générale de la température de paroi, il est intéressant de constater ici qu'une augmentation de plus de 50% du flux vaporisé (de $\Phi_{vap} = 16.6\ W$ à $\Phi_{vap} = 25.5\ W$) ne modifie que légèrement ($\approx 20\%$) la surchauffe moyenne de paroi. Au contraire, dès lors qu'un assèchement local (en bout de rainure) est prédit par le modèle, la température de paroi augmente beaucoup plus rapidement avec le flux, du fait de la diminution non négligeable de la surface d'échange.

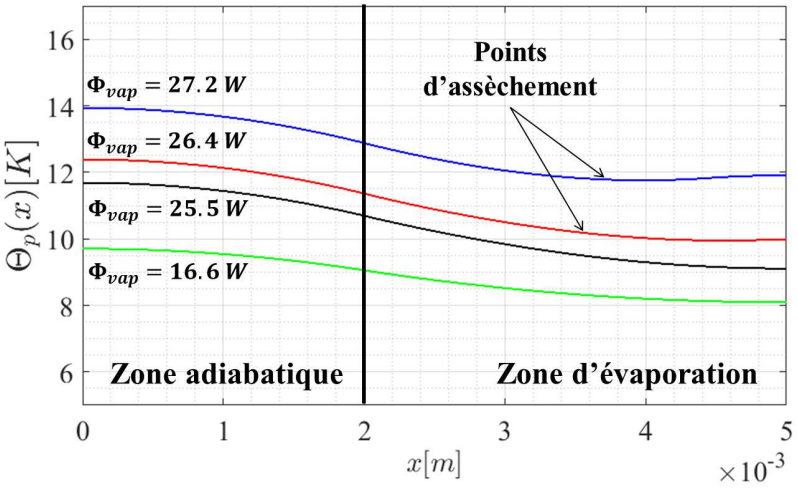

FIGURE 4.22 – Profil de surchauffe de paroi le long de la rainure calculée par le modèle pour différentes valeurs du flux vaporisé, série de référence au HFE7000, $\epsilon = 0.09$ et $\alpha_{min} = 35°$

Enfin, la figure 4.23 représente l'évolution du coefficient d'échange le long de la rainure.

Dans tous les cas, en dehors des faces adiabatiques et asséchées, le coefficient d'échange calculé croit avec la position x. Cela s'explique simplement par la diminution de pression le long de l'écoulement (due aux frottement visqueux) qui induit un angle de contact apparent décroissant et donc un coefficient d'échange apparent qui augmente. Par ailleurs, un flux plus élevé induit une augmentation globale du coefficient d'échange sur la longueur de la rainure. Là aussi cette tendance s'explique par une courbure des ménisques croissantes avec le flux de chaleur.

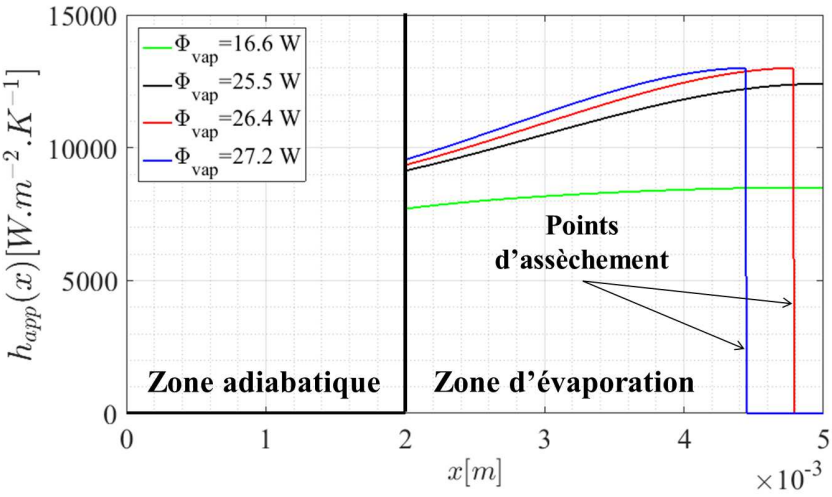

FIGURE 4.23 – Profil du coefficient d'échange apparent le long de la rainure calculée par le modèle pour différentes valeurs du flux vaporisé, série de référence au HFE7000, $\epsilon = 0.09$ et $\alpha_{min} = 35°$

4.2.4.4 Comparaison à l'ensemble des données expérimentales

Les deux paramètres inconnus étant maintenant fixés, on s'attachera ici à comparer les températures de parois prédites par le modèle à différentes données expérimentales. On s'intéressera ici aux séries de mesure à réglage de vanne fixé, celles-ci permettant de couvrir une gamme relativement importante des deux paramètres d'entrée du modèle (pertes de charge totales et flux vaporisés).

Tout d'abord, ces mêmes températures sont comparées en figure 4.24, dans le cas des séries de mesure à $\Delta p_{tot} \approx 40\ Pa$ et $\Delta p_{tot} \approx 200\ Pa$ (présentées en détail en 3.3.1). De manière générale, le modèle s'avère ici capable d'estimer la surchauffe de paroi moyenne et son évolution avec le flux de manière très satisfaisantes. Certains écarts demeurent toutefois pour les plus hauts flux, le modèle tendant à prédire une légère chute de température qui n'est pas observée expérimentalement. Une façon d'expliquer cet écart de tendance est la considération des assèchements observés à la jonction distributeur/silicium, rares à bas flux mais qui deviennent de plus en plus fréquents à mesure que l'on se rapproche du flux maximal. Ces phénomènes, non pris en compte par le modèle peuvent tout à fait expliquer cette légère surchauffe expérimentale.

Enfin, la comparaison modèle/expérience est représentée pour les séries de mesure à hautes pertes de charge ($\Delta p_{tot} \approx 300\ Pa$ et $\Delta p_{tot} \approx 500\ Pa$) en figure 4.25.

Du fait de l'amplitude limitée de la zone d'évaporation dans ces conditions, relativement peu de points expérimentaux sont ici utilisables, il apparait donc difficile d'interpréter la variation de température avec le flux dans ce cas. On notera simplement que l'estimation de la température moyenne de paroi reste correcte pour la série de mesure à $\Delta p_{tot} \approx 300Pa$ (l'écart théorie/expérience restant de l'ordre du degré). Toutefois, pour les deux points de mesure à $\Delta p_{tot} \approx 500Pa$, un écart significatif apparait. Celui-ci, difficile à expliquer en l'état peut toutefois être relié à une mauvaise estimation de la courbure en entrée de zone d'évaporation par le modèle d'équilibre hydraulique, la prédiction de la transition ébullition/évaporation étant en effet plus approximative dans ce cas (figure 4.4). Ainsi, une sous-estimation de la courbure du ménisque le long

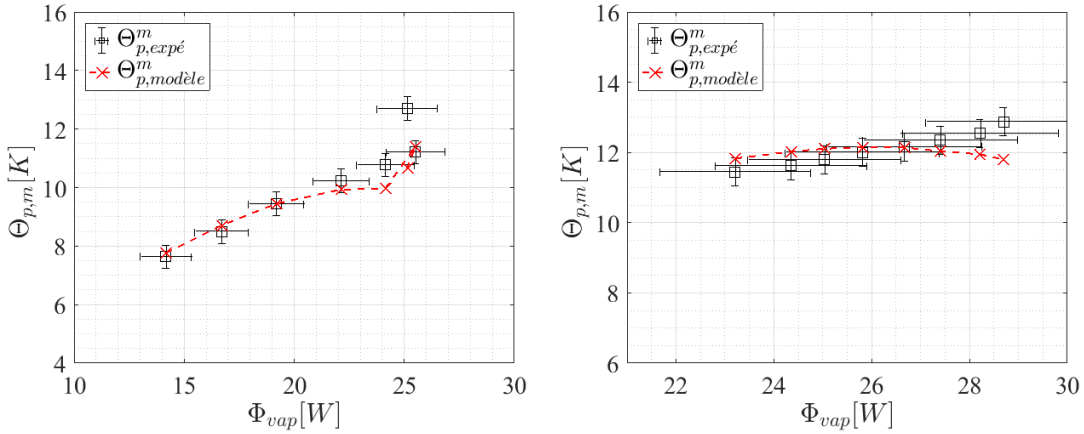

FIGURE 4.24 – Comparaison entre les surchauffes de paroi locales $\Theta_{p,modèle}$ prédites par le modèle et les valeurs expérimentales en fonction du flux vaporisé pour les séries de mesure à $\Delta p_{tot} \approx 40Pa$ (gauche) et $\Delta p_{tot} \approx 200Pa$ (droite),$\epsilon = 0.09$, $\alpha_{min} = 35°$

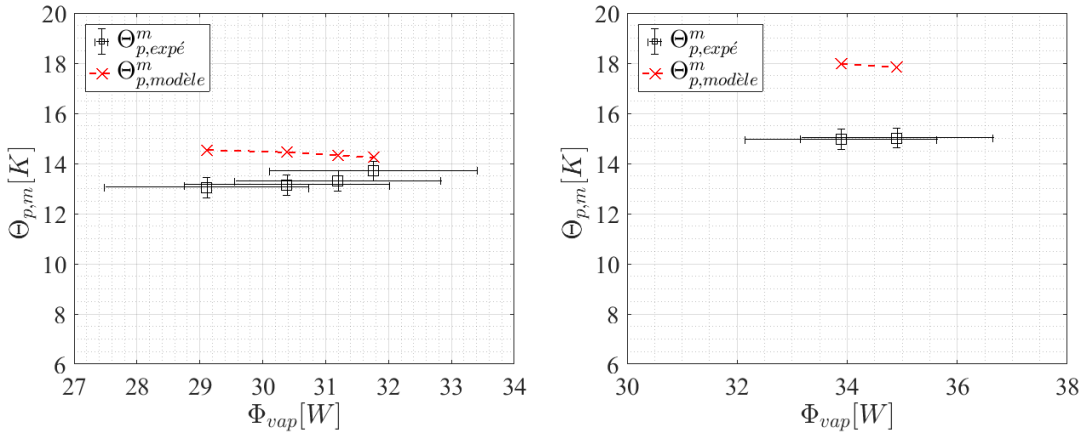

FIGURE 4.25 – Comparaison entre les surchauffes de paroi locales $\Theta_{p,modèle}$ prédites par le modèle et les valeurs expérimentales en fonction du flux vaporisé pour les séries de mesure à $\Delta p_{tot} \approx 300Pa$ (gauche) et $\Delta p_{tot} \approx 500Pa$ (droite), $\alpha_{min} = 25°$, $\epsilon = 0.08$

de la zone d'évaporation pourrait expliquer cette surestimation de la température de paroi.

4.2.4.5 Répartition du flux d'évaporation

Considérant que le modèle est capable d'expliquer de manière satisfaisante la surchauffe moyenne de la paroi liée à l'écoulement liquide dans les micro-rainures, on peut désormais s'intéresser à l'impact des transferts thermiques sur l'écoulement le long de la rainure. En particulier, on évaluera ici la non-homogénéité du flux d'évaporation au travers de l'évaluation de la longueur effective de la rainure L_{eff}.

$$L_{eff} = \frac{\int_{x_{adia}}^{x_{diph}} \dot{m}_r(x)dx}{\dot{m}_r(x_{adia})} \tag{4.60}$$

Dans les faits, cette longueur peut être vue comme la longueur moyenne du parcours d'une particule fluide le long de la rainure avant que celle-ci ne soit évaporée. Par

exemple, dans le cas limite où l'intégralité du débit est évaporé à l'extrémité de la rainure, cette longueur vaut exactement $L_{eff} = x_{diph} - x_{adia}$. Dans la suite, on effectuera un adimensionnement de cette grandeur par la longueur effective correspondant à un flux d'évaporation parfaitement homogène le long de la rainure (autrement dit la longueur effective généralement considérée dans les évaporateurs de caloducs [96]) :

$$L^{\star}_{eff} = \frac{L_{eff}}{0.5 \times (x_{diph} - x_{adia})} \tag{4.61}$$

Cette grandeur adimensionnée représente alors le facteur correctif de la longueur moyenne d'évaporation à flux homogène, il est inférieur à 1 si la longueur effective est plus faible que dans le cas d'un flux d'évaporation homogène, et supérieur à 1 dans le cas contraire. Le modèle détaillée dans cette section permettant d'évaluer la variation du débit dans la rainure le long de celle-ci, il est possible d'évaluer cette grandeur en fonction des paramètres d'entrée du modèle. Cette longueur diphasique adimensionnée est alors représentée en fonction du flux d'évaporation en figure 4.26 pour les paramètres d'entrée correspondant à chacune des séries de mesure à réglage de vanne constant considérées dans le paragraphe précédent.

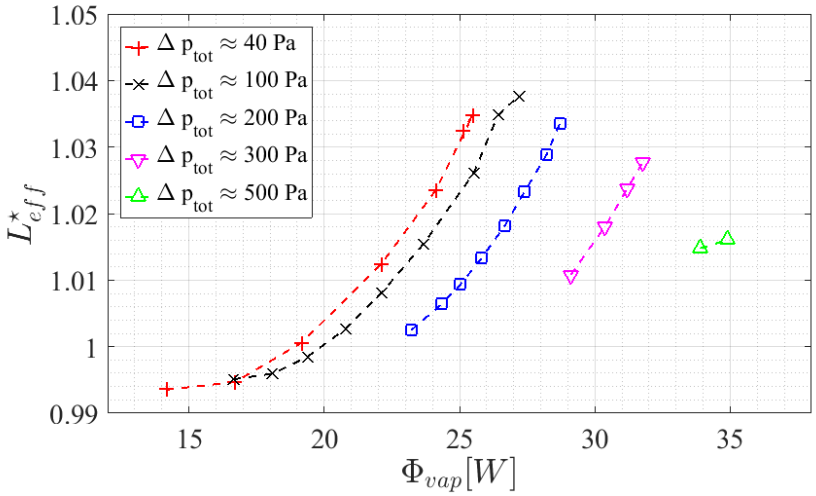

FIGURE 4.26 – Longueur effective adimensionnée calculée par le modèle en fonction du flux vaporisé pour chacune des séries de mesure à réglage de vanne constant, $\alpha_{min} = 25°$, $\epsilon = 0.08$

La longueur effective est globalement croissante avec le flux, autrement dit le débit d'évaporation tend à se redistribuer vers la fin de la rainure avec l'augmentation du flux dissipé. Cette tendance est reliée à une hétérogénéité plus marquée du coefficient d'échange le long de la rainure à haut flux de chaleur. Par ailleurs, on remarquera ici que cette grandeur est presque toujours supérieure à 1, autrement dit l'évaporation s'effectue préférentiellement vers la fin de la rainure. Cela n'a rien de surprenant, en effet le flux d'évaporation est évacué préférentiellement vers les zones à fort coefficient d'échange, autrement dit là où l'angle de contact apparent est le plus faible (cf figure 4.15) c'est à dire en bout de rainure (zone de courbure maximale). Pour les plus bas flux, il apparait que la légère surchauffe relative de la paroi en entrée de la zone d'évaporation (liée à la proximité de la face adiabatique) y induit un débit vaporisé local

légèrement supérieure au reste de la zone d'évaporation.
Cela étant dit, il est important de noter ici que quel que soit le point de fonctionnement considéré, cet effet d'inhomogénéité du coefficient d'échange n'a qu'un impact limité sur la variation de débit dans la rainure, la longueur effective n'étant modifiée au maximum que de 5%. Dans notre cas, cette tendance s'explique par un angle de contact minimal assez élevé et un coefficient d'accommodation faible, induisant une variation limitée du coefficient d'échange le long de la rainure, et ce quelle que soit la configuration (Φ_{vap},Δp_{tot}) considérée. Par conséquent, cet effet de redistribution du débit d'évaporation ne serait pas nécessairement aussi faible avec un fluide induisant des angles de contact minimaux plus faibles et/ou possédant un coefficient d'accommodation plus élevé.

4.2.5 Application au cas de l'éthanol

Dans le cas de l'éthanol, le peu de données expérimentales à disposition rend difficile l'identification des paramètres (ϵ,α_{min}). Toutefois, comme cela a été montré en 4.1.4, l'ensemble des points expérimentaux de la série de référence à l'éthanol sont obtenus loin de la limite capillaire théorique. Autrement dit, l'angle de contact apparent reste important dans tous les cas. Par conséquent, on pourra s'affranchir du paramètre α_{min} qui sera donc ici fixé à 0. Par ailleurs, la publication de Paul [57] propose une valeur de coefficient d'accommodation $\epsilon = 0.03$. Considérant ceci, on peut directement comparer les températures moyennes de paroi de la série de mesure de référence aux valeurs prédites par le modèle pour différents coefficients d'accommodation proches de cette valeur. Cette comparaison fait l'objet de la figure 4.27.

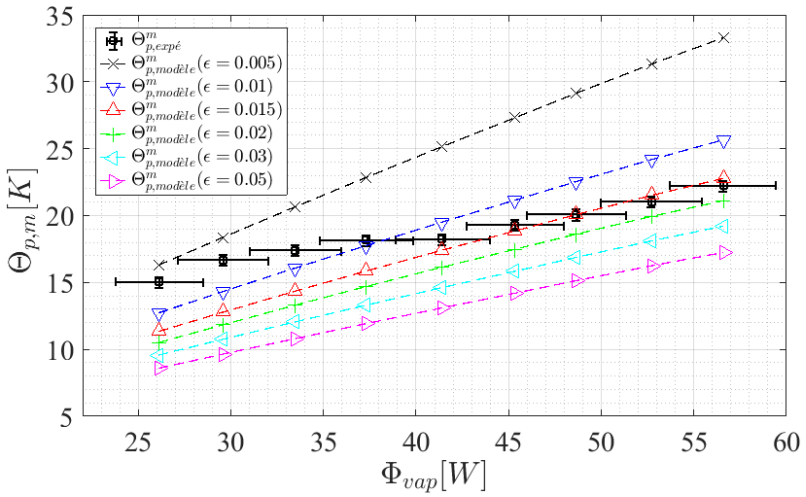

FIGURE 4.27 – Comparaison entre les surchauffes de paroi locales $\Theta_{p,modèle}$ prédites par le modèle et les valeurs expérimentales en fonction du flux vaporisé pour différentes valeurs du coefficient ϵ, série de référence à l'éthanol, $\alpha_{min} = 0°$

A bas flux de chaleur, un coefficient d'accommodation compris entre 0.005 et 0.01 semble pertinent, tandis qu'au delà de $\Phi_{vap} = 40W$, les points expérimentaux sont par contre très bien approchés par la solution à $\epsilon = 0.015$. Dans tous les cas, les températures prédites dans le cas $\epsilon = 0.03$ restent sensiblement inférieures aux mesures

correspondantes. Cette tendance n'est toutefois pas surprenante, en effet, comme cela a été détaillé au chapitre précédent, des phénomènes parasites (a priori liés à une incompatibilité chimique, cf 3.1.1.2) semblent dégrader sensiblement les transferts dans le cas du fonctionnement à l'éthanol. En particulier, pour les bas flux de chaleur, des dérives de températures pouvant dépasser deux degrés ont été mises en évidence (cf a)). Le modèle ne prenant pas en compte ces phénomènes, il apparait finalement assez logique qu'il prédise des températures de paroi inférieures aux mesures. Par la suite, on fixera le coefficient d'accommodation à la valeur $\epsilon = 0.015$.

Dans ces conditions, le profil de surchauffe de paroi prédit par le modèle est représenté en figure 4.28 pour des valeurs du flux vaporisé correspondant au flux minimal, au flux maximal et à un flux intermédiaire de la zone d'évaporation.

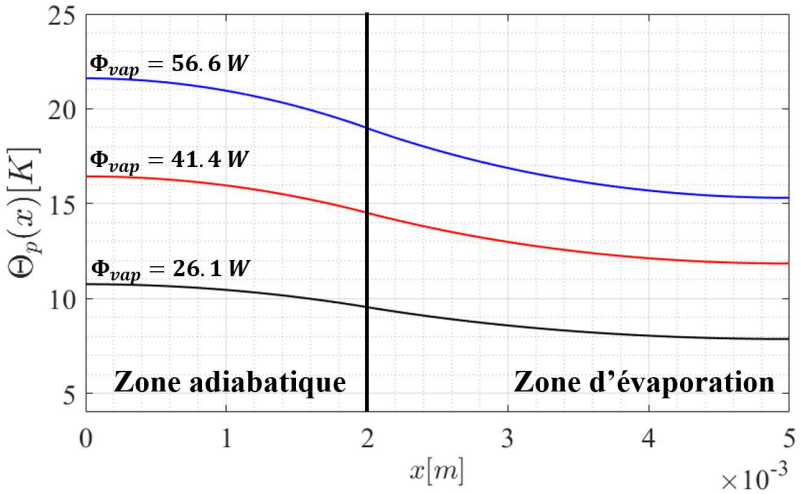

FIGURE 4.28 – Profil de surchauffe de paroi le long de la rainure calculée par le modèle pour différentes valeurs du flux vaporisé, série de référence à l'éthanol, $\epsilon = 0.015$ et $\alpha_{min} = 0°$

Les profils de température sont globalement assez similaires au cas du HFE7000 et ne seront donc pas de nouveau commentés. Toutefois, on remarque ici une augmentation bien plus sensible de la température de paroi avec le flux, malgré l'absence d'assèchement local. En pratique, comme cela est visible en figure 4.29, le coefficient d'échange croit de manière très limitée avec le flux (au contraire du cas du HFE7000), ce qui implique nécessairement une augmentation sensible de la surchauffe avec le flux appliqué. Cette faible variation du coefficient d'échange local s'expliquant elle-même par le coefficient d'accommodation faible fixé ici et un angle de contact restant élevé quel que soit le flux appliqué (la valeur minimale de cet angle, en bout de rainure et à flux maximal, est de 66.5°).

Finalement, bien que la comparaison avec l'expérience soit ici forcément délicate du fait du peu de points expérimentaux disponibles et des phénomènes "parasites" propre à l'éthanol évoqués ci-dessus, ces résultats théoriques permettent de fournir une explication à la performance thermique de l'éthanol à peine supérieure à celle du HFE (malgré une conductivité thermique du fluide plus de deux fois supérieure). En effet, la conjonction d'un coefficient d'accommodation beaucoup plus faible et d'angles de

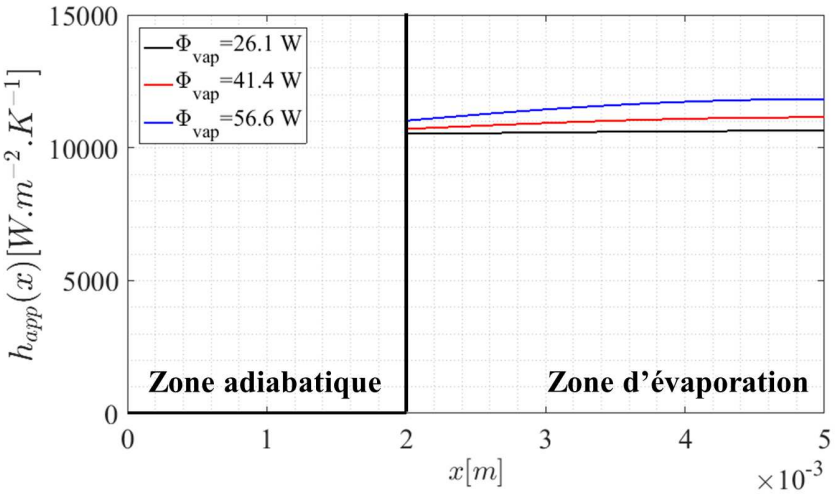

FIGURE 4.29 – Profil du coefficient d'échange apparent le long de la rainure calculée par le modèle pour différentes valeurs du flux vaporisé, série de référence à l'éthanol, $\epsilon = 0.015$ et $\alpha_{min} = 0°$

contact globalement plus élevés induit effectivement dans ce cas une dégradation des transferts qui tend à compenser le gain lié à la conductivité thermique du fluide. A noter que l'utilisation de la largeur de rainure préconisée pour l'éthanol en 2.2.6.2 permettrait a priori, via une augmentation des pertes de charge dans la rainure, de réduire les rayons de courbure associés et donc d'obtenir de meilleurs coefficients de transfert au niveau de chaque rainure.

4.2.6 Discussion des principales hypothèses du modèle

Considérant les écarts parfois significatifs observés entre le modèle et l'expérience, en particulier en ce qui concerne l'évaluation des variations spatiales de la température de paroi, on discutera ici certaines des hypothèses effectuées pour mettre en place ce modèle. On pourra ainsi expliquer, au moins partiellement, ces imprécisions et fournir des pistes d'amélioration du modèle proposé.

a) Homogénéité de la densité de flux appliquée

On a considéré une densité de flux homogène appliquée sur la partie inférieure de la paroi chauffée. Néanmoins, compte tenu du dispositif expérimental d'application du flux (un bloc de cuivre dans lequel sont insérées des cartouches chauffantes) le flux dissipé par ces cartouches est redistribué dans le bloc chauffant en cuivre, autrement dit en amont de la paroi silicium, comme cela est représenté de façon schématique en figure 4.30. Cet effet a tendance à homogénéiser la température de paroi le long de la rainure durant les essais expérimentaux, ce qui pourrait donc expliquer en partie la surestimation de la surchauffe de paroi sous le distributeur par le modèle. En effet, le bloc chauffant en cuivre apparait ici comme facilitant le passage du flux appliqué sous la zone adiabatique vers la zone d'évaporation, ce qui revient à limiter la surchauffe de la zone adiabatique.
Considérant ceci, une première façon simple de quantifier ce phénomène serait d'aug-

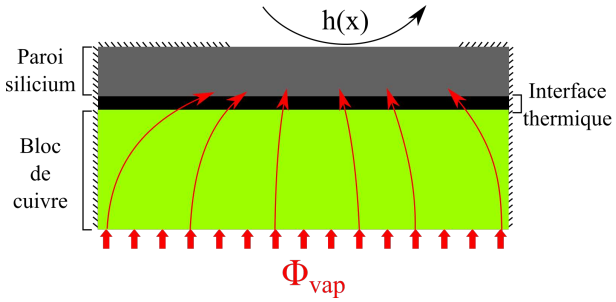

FIGURE 4.30 – Schéma de principe de la redistribution du flux dans le bloc chauffant en amont de la plaque silicium

menter artificiellement la conductivité du silicium considérée par le modèle. A plus long terme, l'ajout d'un modèle thermique de la conduction dans le bloc apparait nécessaire.

b) Flux de fuite

Dans cette étude, seul le flux dit de vaporisation Φ_{vap} a été pris en compte. Autrement dit, on a négligé tous les autres types de transferts, en particulier l'échange avec l'écoulement de liquide principal. Toutefois, même si ces flux "de fuite" ne représentent qu'une fraction minoritaire du flux total, de l'ordre de 30% pour le HFE et de 20% pour l'éthanol (cf chapitre 3), le fait est qu'ils traversent également la zone chauffée de la plaque en silicium, ils peuvent donc tout à fait avoir une influence non négligeable sur les variations de température le long de la paroi chauffée, en particulier au niveau de la zone recouverte par le distributeur en contact avec l'écoulement principal. On a donc là aussi une piste d'explication de la mauvaise estimation des températures locales.
Considérant ceci, il apparait nécessaire de prendre en compte ce phénomène en considérant un flux appliqué à la paroi comprenant ce flux de fuite et un transfert non nul sur la partie supérieure recouverte par le distributeur, par exemple en imposant un coefficient d'échange empirique et une température de référence évalués à l'aide des mesures expérimentales.

c) Effets de la micro-région

L'estimation du coefficient d'échange induit par le ménisque dans la rainure a été faite en négligeant l'impact de la micro-région. Cette hypothèse peut toutefois être évaluée en regard des coefficients d'accommodation qui sont considérés ici.
En effet, l'estimation des épaisseurs équivalentes de liquide liées à la résistance d'interface, donnée dans la table 4.3, indique une valeur de celle-ci de l'ordre de 400 nm pour le HFE et de 2 μm pour l'éthanol.

Ces valeurs sont bien supérieures à l'ordre de grandeur des épaisseurs de films généralement considérées par les modèles de micro-région ($\leqslant$ 100 nm). Par conséquent, dans les cas considérés ici, l'impact de la micro-région sur les transferts doit vraisemblablement être fortement modéré par l'existence d'une telle résistance d'interface.
Néanmoins, l'utilisation d'un modèle dédié de micro-région, adapté aux cas considérés ici et pouvant éventuellement être couplé aux calculs de conduction dans la rainure, pourrait être nécessaire pour statuer définitivement sur la pertinence de la prise en

Fluide	HFE7000	Ethanol
ϵ	0.09	0.015
h_{int} $[W.m^{-2}.K^{-1}]$	$1.89.10^5$	$8.04.10^4$
δ_{int} $[nm]$	376	1915

TABLE 4.3 – Valeur des coefficients d'échange associés à l'interface et épaisseur de liquide équivalente pour le HFE7000 et l'éthanol déduites des coefficients d'accommodation utilisés dans le modèle

compte de cette micro-région (en particulier dans le cas du HFE7000, fluide pour lequel, à notre connaissance, la répartition du flux entre micro et macro-région n'est pas abordée par la littérature). Un tel modèle permettrait également d'estimer l'angle de contact minimal induit par cette micro-région ainsi que sa dépendance à la surchauffe de paroi. On pourrait alors s'affranchir d'une détermination expérimentale de ce paramètre, effectuée de manière très rudimentaire dans notre cas.

d) Régime permanent

On a supposé ici des interfaces parfaitement stables dans les micro-rainures. Dans le cas du HFE7000, l'expérience a montré une situation sensiblement différente, puisque de fortes oscillations des interfaces étaient constamment discernables aussi bien visuellement qu'à travers les mesures de pression. Au contraire, dans le cas de l'éthanol, en dehors des périodes de déstabilisations, l'instabilité des interfaces apparaissait bien plus limitée.
Dans tous les cas, à l'heure actuelle, l'origine de ces instabilités n'étant pas clairement identifiée, il n'apparait très difficile de se passer de cette hypothèse.

4.2.7 Bilan de la modélisation de paroi

Dans cette section, un modèle thermique de paroi d'évaporateur a été développé et confronté à l'expérience. Cette confrontation, bien que montrant quelques écarts parfois significatifs, a permis d'expliciter les facteurs à l'origine des coefficients d'échange mesurés expérimentalement en mode d'évaporation.
En particulier, il est apparu que la prise en compte de la résistance thermique d'interface (avec un coefficient d'accommodation associé largement inférieur à 1) était nécessaire pour quantifier correctement l'intensité des échanges thermiques au niveau des ménisques. Par ailleurs, notamment dans le cas du HFE7000, il est apparu qu'une diminution du rayon de courbure de l'interface dans la rainure a un effet positif non négligeable sur l'intensité des échanges, assez cohérent avec l'augmentation du coefficient d'échange h_{vap} avec le flux vaporisé mise en évidence expérimentalement au chapitre 3.
Enfin, il a été possible de montrer que, malgré de fortes variations du coefficient d'échange le long de l'écoulement, l'hypothèse d'un flux d'évaporation homogène le long de la rainure reste tout à fait raisonnable dans notre cas d'étude. Ce phénomène à lui seul semble donc trop limité pour expliquer l'assèchement prématuré de l'évaporateur au sens de la limite capillaire calculée en 4.1. Au contraire, il est apparu que l'existence d'un angle de contact apparent lié à la micro-région supérieur à la valeur quasi-nulle

observée en l'absence d'évaporation (identifié à 35° dans le cas du HFE7000) pouvait effectivement induire un dépassement de la limite capillaire en bout de rainure aux flux maximum considérés ici. Il apparait donc nécessaire d'être capable d'estimer correctement l'angle de contact minimal induit par l'évaporation du fluide dans la micro-région pour estimer correctement la limite capillaire de l'évaporateur. On notera toutefois que pour la série de mesure à $\Delta p_{tot} \approx 500Pa$ (et pour les essais à l'éthanol), l'angle de contact minimal à l'extrémité de la rainure (au flux maximal avant assèchement) estimé par le modèle est de l'ordre de 60°. Dans ce cas de figure, l'incrimination de phénomènes d'ébullition reste donc bien plus plausible.

Considérant ceci et afin de clore ce chapitre, la prochaine section visera à proposer une première approche simple d'optimisation géométrique de micro-rainures adaptée à notre configuration expérimentale, en s'appuyant sur les conclusions développées ci-dessus. On pourra alors évaluer la pertinence de ce type d'approche dans un objectif d'intensification des échanges.

4.3 Optimisation géométrique du pompage capillaire en micro-rainures

Étant donnée l'architecture d'évaporateur mise en place et le possibilité de fabrication de structure capillaire par gravure plasma, il est possible d'envisager une géométrie quelconque de structure capillaire.
Dans cette dernière section, on s'autorisera donc une géométrie de rainures légèrement plus complexe, de largeur variable selon la direction de l'écoulement de liquide, la profondeur étant maintenue fixée (cette contrainte est inhérente au procédé de gravure). On explicitera alors une première possibilité d'optimisation de la structure capillaire apportée par ce degré de liberté supplémentaire sur une configuration simplifiée.

4.3.1 Configuration considérée

Dans le cadre de cette approche simplifiée, on ne s'intéressera qu'à l'équilibre hydraulique entre frottement visqueux et saut de pression capillaire lié à l'écoulement dans la structure capillaire. Le calcul de la perte de pression visqueuse le long des micro-rainures sera ici effectuée de la même manière qu'en 4.1.2.2 (cf figure 4.2). En particulier, on considèrera une diminution linéaire du débit le long de la zone d'évaporation (c'est à dire un flux d'évaporation homogène, hypothèse finalement assez réaliste d'après ce qui a été vu dans la section précédente). Pour simplifier les calculs on négligera par ailleurs l'influence de la courbure du ménisque sur la section de passage du fluide. Enfin, en dehors du saut de pression capillaire, on ne considèrera pas ici l'ensemble des autres termes liés à l'équilibre hydraulique considérés dans le modèle d'équilibre hydraulique (notamment la perte de charge dans la conduite d'écoulement de la vapeur).
Pour rappel, la limite capillaire associée à la géométrie considérée jusqu'ici, c'est à dire une rainure de largeur constante notée ici b_0 s'écrit alors, en supposant un fluide parfaitement mouillant sur la paroi :

$$\Delta p_{cap}^{max} = \frac{2\gamma}{b_0} = \Delta p_{liq,adia,ouv}^{\mu-canaux}(\Phi_{vap}^{max}) + \Delta p_{liq,adia}^{\mu-canaux}(\Phi_{vap}^{max}) + \Delta p_{liq,évap}^{\mu-canaux}(\Phi_{vap}^{max}) \quad (4.62)$$

Dans ces conditions, si l'on considère un flux $\Phi_{vap} > \Phi_{vap}^{max}$ et une largeur de rainure toujours fixée à cette valeur constante b_0, la condition de limite capillaire n'est plus respectée. Comme cela a été montré au chapitre 2, il devient nécessaire de considérer une rainure de largeur supérieure pour diminuer les pertes de charge et respecter cette contrainte de limite capillaire. Cela implique alors une diminution du nombre total de rainures sur la surface d'échange et donc une dégradation des performances thermiques de la structure capillaire.

L'idée développée par la suite est, dans un tel cas de dépassement de la limite capillaire, de montrer la possibilité de concevoir une géométrie alternative de rainure (caractérisée par une largeur variable $b(x)$) permettant de prévenir le décrochage du ménisque sans pour autant devoir augmenter la largeur maximale de la rainure, autrement dit en maintenant constant le nombre de rainures pouvant être disposées sur la surface d'échange.

4.3.2 Algorithme mis en place

On suppose ici un flux vaporisé $\Phi_{vap} > \Phi_{vap}^{max}$. Autrement dit, à partir d'un certain point de la rainure, la perte de pression engendrée par l'écoulement dépasse le saut de pression capillaire maximal.
En faisant abstraction de ce décrochage du ménisque, il reste toutefois possible de calculer la variation de pression capillaire le long de la zone d'évaporation selon (cf 4.2.3.2) :

$$\Delta p_{cap}(x) = \Delta p_{liq,adia,ouv}^{\mu-canaux}(\Phi_{vap}^{max}) + \Delta p_{liq,adia}^{\mu-canaux}(\Phi_{vap}^{max}) + \frac{2\mu_l}{a\rho_l} \times \int_{x_{adia}}^{x} \frac{Po}{bD_h^2} \times \dot{m}_r(x)dx \quad (4.63)$$

On peut alors en déduire le rayon de courbure local $R(x)$ nécessaire pour assurer le pompage capillaire du liquide dans la rainure selon :

$$R(x) = \frac{\gamma}{\Delta p_{cap}(x)} \quad (4.64)$$

Étant donné ce rayon $R(x)$, on peut alors calculer la largeur de rainure locale $b(x)$ nécessaire pour permettre l'accroche d'un ménisque caractérisé par ce rayon de courbure :

$$b(x) = 2 \times R(x) \quad (4.65)$$

A noter que, puisque on s'interdit ici d'élargir la rainure, il est nécessaire d'assurer $b(x) \leqslant b_0$ en tout point x. Par conséquent dans le cas où le calcul ci-dessus aboutit à $b(x) > b_0$, on impose $b(x) = b_0$ en ce point.
A ce stade, on a finalement obtenu une nouvelle géométrie de la rainure dans la zone d'évaporation, définie par sa largeur variable $b(x)$ et une profondeur constante a. Il est alors possible de recalculer la variation de pression $\Delta p_{cap}(x)$ induite par cette nouvelle géométrie de rainure (équation (4.63)), puis d'en déduire avec le même raisonnement une nouvelle géométrie de rainure (équations (4.64) et (4.65)), cette itération pouvant alors être répétée jusqu'à atteindre une éventuelle convergence de la largeur de rainure $b(x)$.

Considérant ce principe simple, l'objectif de la prochaine section est d'appliquer celui-ci à la configuration expérimentale étudiée dans ce manuscrit et de montrer ainsi que, jusqu'à une certaine limite, un tel algorithme permet effectivement de "dessiner" une rainure possédant une limite capillaire plus élevée sans que sa largeur maximale ne dépasse celle de la rainure droite initiale.

4.3.3 Mise en oeuvre

4.3.3.1 Convergence de l'algorithme

Pour appliquer ce principe, on considère la géométrie expérimentale de l'écoulement en micro-rainures détaillée en 4.1.2.2. Le fluide considéré est le HFE7000 aux conditions de saturation données en annexe A. Dans ces conditions, l'équation 4.62 permet de calculer un flux maximal théorique $\Phi_{vap}^{max} = 39.3W$.

Dans un premier temps, on se fixe $\Phi_{vap} = 1.25 \times \Phi_{vap}^{max}$ et on itère l'algorithme 10 fois. Le tracé des profils de rainure, c'est à dire la largeur b en fonction de x le long de la zone d'évaporation, montre bien une convergence rapide de l'algorithme (figure 4.31, partie gauche), le profil de rainure ne variant plus significativement après la cinquième itération.

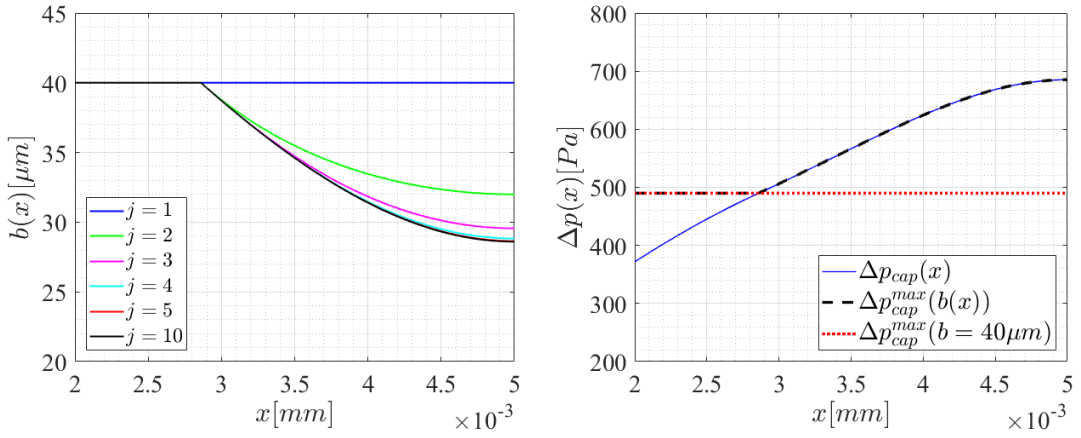

FIGURE 4.31 – Variation longitudinale de la largeur obtenues pour différentes itérations j de l'algorithme d'optimisation de rainure (gauche), profils de pression obtenus à la dernière itération (droite), $\Phi_{vap} = 1.25 \times \Phi_{vap}^{max}$

Par ailleurs, le tracé des profils de pression obtenus à la dernière itération de l'algorithme (figure 4.31, partie droite), montre que l'on a en tout point $\Delta p_{cap}(x) \leqslant \Delta p_{cap}^{max}(b(x))$. $\Delta p_{cap}(x)$ correspondant ici à la chute de pression au point x de la rainure (calculée selon l'équation (4.63)) et $\Delta p_{cap}^{max}(b(x)) = 2\gamma/b(x)$ la pression capillaire maximale calculée en ce même point.
On notera que la limite capillaire initiale $\Delta p_{cap}^{max}(b = 40\mu m)$ (correspondant à un canal de largeur fixe $b = 40\mu m$) est effectivement dépassée mais que la réduction progressive de la largeur de la rainure permet de repousser la limite capillaire au fur et à mesure de la chute de pression de l'écoulement le long de la rainure.

4.3.3.2 Application au cas d'étude

Dans un premier temps, on applique l'algorithme à différentes valeurs de Φ_{vap} supérieures ou égales à la valeur maximale théorique Φ_{vap}^{max} pour un canal de largeur constante égale à $40\mu m$. Les différents profils de rainures obtenus après convergence sont représentés en figure 4.32.

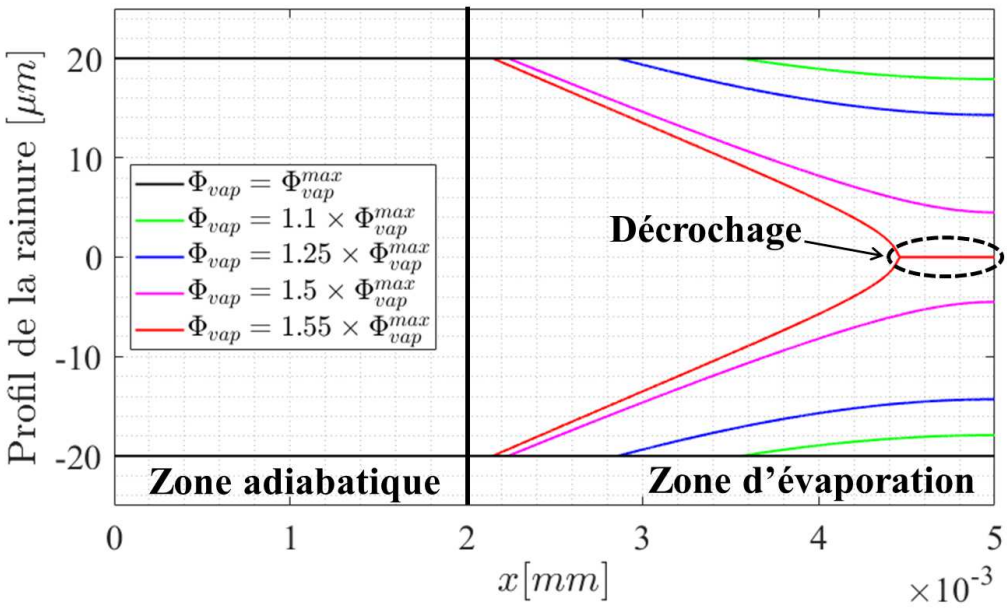

FIGURE 4.32 – Profils de rainure obtenus par l'algorithme d'optimisation pour plusieurs valeurs de flux vaporisées, la largeur initiale de rainure étant maintenue constante

On observe dans ce cas que, plus le flux est augmenté, plus il devient nécessaire de "resserrer" les parois dans la zone d'évaporation pour maintenir l'équilibre hydraulique. Cet équilibre reste néanmoins possible jusqu'à un flux de chaleur augmenté de 50%. Au delà, dans notre cas pour $\Phi_{vap} = 1.55 \times \Phi_{vap}^{max}$, il apparait que la largeur de rainure atteint une valeur nulle avant la fin de la zone d'évaporation, ce qui traduit l'impossibilité de maintenir l'équilibre hydraulique sur toute la longueur de rainure.

L'approche présentée ici permet donc bien de repousser la limite capillaire théorique de la rainure. Toutefois il est apparu dans notre configuration expérimentale, que dans certaines situations, l'assèchement des rainures était observé sensiblement avant cette limite théorique (même en prenant en compte un angle de contact minimal lié à la micro-région), a priori à cause de phénomènes de nucléation indésirables. Autrement dit, une augmentation de la limite capillaire selon la méthode présentée ci-dessus n'aurait probablement qu'un impact limité sur la limite d'assèchement expérimentale.
Pour repousser cette limite d'ébullition, il est nécessaire de limiter la surchauffe de paroi pour un flux donné (en mode d'évaporation), autrement dit d'augmenter le coefficient d'échange, par exemple en augmentant le nombre de rainures (et donc de lignes triples) sur la surface d'échange. Pour évaluer cette possibilité, on fixe désormais le flux de chaleur dissipé à $\Phi_{vap} = \Phi_{vap}^{max}$ et on applique ce même algorithme pour différentes largeurs

constantes (initialement imposées sur toute la rainure) inférieures ou égales à la largeur initiale $b_0 = 40\mu m$. L'épaisseur des murs ainsi que la profondeur des rainures sont encore une fois maintenues aux valeurs initiales. On obtient ainsi, après convergence de l'algorithme, différents profils de rainures représentés en figure 4.33.

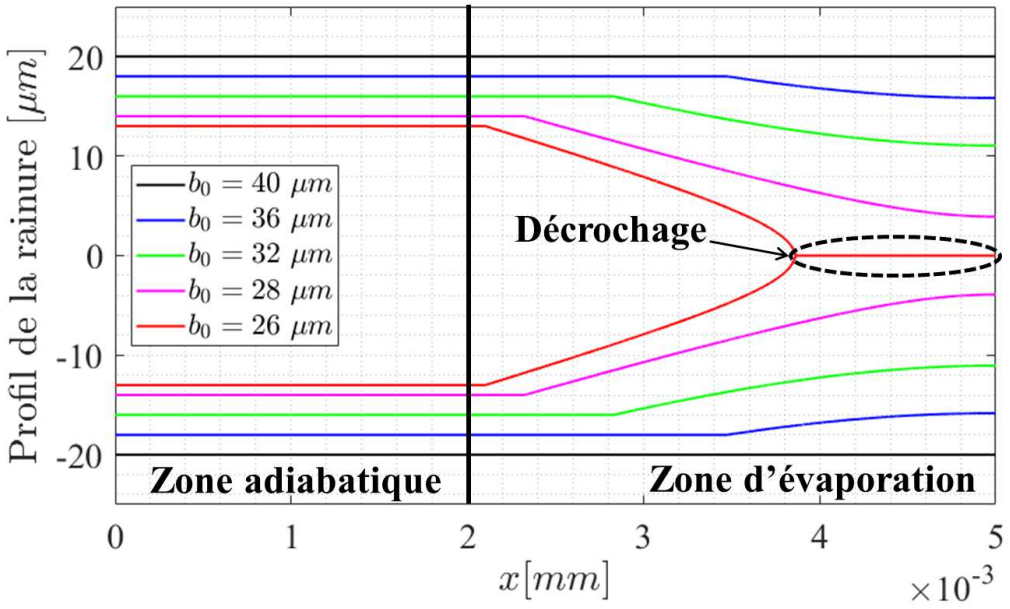

FIGURE 4.33 – Profils de rainure obtenus par l'algorithme d'optimisation pour plusieurs largeurs initiales de rainures, le flux total étant maintenu constant à $\Phi_{vap} = \Phi_{vap}^{max}$

Dans ce cas, il apparait que cette approche d'optimisation permet, pour un flux donné, de réduire sensiblement la largeur maximale de la rainure permettant l'étirement de films sur toute la surface chauffée. Dans notre cas, l'équilibre hydraulique est encore possible pour une largeur maximale de 28 μm, une divergence étant toutefois observée à une largeur maximale de 26 μm. La largeur des murs étant toujours fixée à $d = 16\mu m$, on notera ici que le passage d'une largeur maximale de 40 μm à 28 μm permet d'augmenter d'environ 27% le nombre de rainures pouvant être gravées sur une surface d'échange donnée. Dans le cas du HFE7000 et d'un coefficient d'accommodation $\epsilon = 0.09$, le calcul numérique de h_{app} détaillé en 4.2.3.3 prédit une augmentation du coefficient de transfert local variant entre 13 et 17% pour un angle de contact apparent α variant entre 35 et 90°.

4.3.4 Bilan de cette première approche

Cet algorithme d'optimisation, bien que considérant une configuration relativement simplifiée (en particulier l'équilibre hydraulique global de l'évaporateur a été ici ignoré), permet toutefois d'exposer une piste simple permettant des gains substantiels aussi bien en matière de flux maximal dissipable que de coefficient d'échange pouvant être atteint. On a en effet mis en évidence ici des gains théoriques de l'ordre de 50 % sur la limite capillaire et de 15 % sur le coefficient d'échange. On notera également qu'au contraire du

cas d'une rainure droite, une rainure dessinée avec cette méthode induit théoriquement, pour une valeur donnée du flux de chaleur dissipé, une courbure maximale et donc un angle de contact minimal sur toute la portion de l'écoulement à largeur variable, de par la conception même de la rainure (cf figure 4.31). Considérant (cf 4.2.3.3) que le coefficient d'échange lié à l'évaporation d'un ménisque dans une rainure augmente lorsque l'angle de contact associé diminue, on a là une deuxième piste d'intensification des transferts. Enfin, on remarquera qu'une telle optimisation, dans notre configuration d'évaporateur à alimentation hybride, est obtenue à perte de charge totale constante, puisque on ne modifie ici aucunement l'écoulement de liquide principal.

4.4 Conclusion du chapitre

Dans ce dernier chapitre, trois approches théoriques ont pu être successivement développées.
Un premier modèle, uniquement basé sur un bilan hydraulique, a permis de quantifier l'équilibre hydraulique de l'évaporateur lié à la coexistence d'un écoulement de liquide et d'un écoulement vaporisé selon deux lignes d'écoulement en parallèle. Cette approche a permis de prédire la limite entre les deux modes de fonctionnement principaux de l'évaporateur (ébullition et évaporation dans les rainures) ainsi que la limite capillaire de l'évaporateur. Il a ainsi été possible de montrer que celle-ci n'était pas toujours la plus pertinente pour prédire l'assèchement de l'évaporateur, des phénomènes d'ébullition semblant limiter le flux maximal dissipable par l'évaporateur.
Par la suite, une modélisation thermique de la paroi, prenant aussi bien en compte les phénomènes hydrauliques et thermiques associés à notre configuration d'évaporateur a permis d'expliquer, au moins qualitativement, les valeurs mesurées des coefficients d'échange dans la configuration dite d'évaporation. En particulier, il est apparu que ce coefficient d'échange, pour une géométrie de rainure donnée, est aussi bien piloté par la conductivité thermique du fluide considéré que par sa résistance d'interface et l'angle de contact apparent du ménisque dans la rainure.
Enfin, on a pu obtenir, à l'aide d'un algorithme d'optimisation très simple, des premiers résultats théoriques ouvrant une piste d'extension des performances thermiques d'un évaporateur via l'utilisation d'une structure capillaire plus perfectionnée, dans notre cas des micro-rainures à largeur variable. De fait, considérant le procédé de fabrication de ce type de structures capillaires par gravure plasma, il est important de remarquer que n'importe quelle géométrie de structure capillaire peut a priori être réalisée et intégrée à ce type d'évaporateur, du moment que celle-ci est bidimensionelle plane.

Par conséquent, une perspective immédiate à ce travail théorique d'optimisation serait la mise en oeuvre d'outils d'optimisation topologique permettant de concevoir des structures capillaires bien plus efficaces que les simples rainures considérées dans le cadre de ce mémoire. La validation expérimentale d'une telle optimisation devra alors également être effectuée.

Conclusion générale et perspectives

Dans ce mémoire, des travaux motivés par la problématique technologique du refroidissement de multiples composants dans les systèmes embarqués ont été menés. On a ainsi cherché à apporter une réponse adaptée à ce problème. Dans notre cas, cette réponse a pris la forme de la mise en oeuvre d'une architecture hydraulique d'évaporateur permettant a priori, à l'aide des forces de pompage capillaire, de séparer les performances thermiques de la puissance de pompage nécessaire pour assurer cette performance.
Dans la pratique, une étude de la littérature a montré que la compréhension des phénomènes thermofluidiques particuliers associés à l'architecture hydraulique permettant ce découplage thermique/hydraulique était encore très incomplète. En particulier, seule une publication proposant une réelle explication théorique des quelques observations expérimentales mises en évidence par ailleurs a, à notre connaissance, été publiée.

Dans ce contexte, une première étape a été le développement d'un prototype de laboratoire devant permettre la stabilisation d'interfaces liquide/vapeur sur une paroi chauffée ainsi que l'observation directe des écoulements diphasiques associés. Un travail préliminaire de conception, basé sur des outils relativement simples (couramment utilisés dans le domaine du refroidissement diphasique), a tout d'abord été réalisé afin d'orienter le choix des structures capillaires internes à l'évaporateur. L'utilisation d'une structure capillaire sous forme de micro-rainures de dimensions caractéristiques de l'ordre de quelques dizaines de microns a été retenue. Un dispositif expérimental associé à ce prototype, permettant le contrôle et la mesure des principaux paramètres expérimentaux liés à cette configuration a également été mis en place.

Un travail d'analyse expérimentale a alors pu être mené sur ce dispositif, permettant dans un premier temps de tirer des conclusions qualitatives sur le fonctionnement de l'évaporateur. En particulier, l'existence de deux régimes de fonctionnement principaux a pu être observée : un régime d'ébullition lié à une montée du niveau de liquide dans l'évaporateur (interdisant la stabilisation d'interfaces dans la structure capillaire) et un régime dit d'évaporation dans lequel le liquide est maintenu dans les micro-rainures et évaporé le long de celles-ci. La visualisation des écoulements a également permis de mettre en évidence l'existence de diverses instabilités hydrauliques significatives malgré le maintien de l'écoulement liquide dans les rainures. En pratique, Il semblerait que ces instabilités soient principalement imputables à des phénomènes de nucléation. La détermination de la cause exacte de celles-ci, et par conséquent la mise en oeuvre de solutions permettant de s'en affranchir, restant toutefois hors de portée à ce stade. Par la suite, une analyse quantitative ainsi que des études de sensibilité aux paramètres expérimentaux, ont permis de quantifier les différents équilibres (thermique et hydraulique) liés à

la configuration expérimentale. On notera ici que, en mode d'évaporation, le coefficient de transfert thermique est majoritairement piloté par l'évaporation de l'écoulement prélevé par la structure capillaire, tandis que dans tous les cas de figure, la perte de charge totale est quasi-exclusivement déterminée par l'écoulement de liquide traversant l'évaporateur (qui ne participe généralement que de manière minoritaire à l'extraction du flux de chaleur). Par conséquent, en plus des bonnes performances thermiques et hydrauliques du prototype (des coefficients d'échange proches de 10^4 $W.m^{-2}.K^{-1}$ associées à des pertes de charge totales de l'ordre de quelques dizaines de pascals ont par exemple été mesurés dans le cas de l'éthanol pour une densité de flux proche de 20 $W.cm^{-2}$), il apparait ici important de souligner le découplage presque total entre ces deux aspects. Celui-ci étant permis par l'utilisation d'une structure capillaire appropriée et l'ajout d'une sortie séparée pour l'écoulement de la vapeur.

Étant donnée cette analyse expérimentale, la dernière partie de ce travail a concerné la mise en œuvre d'outils théoriques permettant d'expliciter et de prédire les mécanismes hydrauliques et thermiques à l'origine des observations expérimentales. Dans un premier temps, un modèle analytique de l'équilibre hydraulique de l'évaporateur a été détaillé. Sa confrontation à l'expérience, bien que délicate du fait d'incertitudes non négligeables liées aux mesures de pression, a toutefois permis de montrer qu'une telle approche permettait de capter correctement la transition entre les deux régimes de fonctionnement observés et de différencier les cas d'assèchement (observés expérimentalement) induits par la limite capillaire de ceux produits par des phénomènes d'ébullition. Cette discrimination reste toutefois difficile dans certains cas. D'un point de vue applicatif, on pourra notamment retenir de cette approche la possibilité de modifier facilement le domaine de fonctionnement optimal de l'évaporateur par un choix judicieux de la conduite d'écoulement de la vapeur, cet ajustement n'ayant aucune conséquence sur la performance hydraulique globale de l'évaporateur. On notera également que l'adjonction d'une vanne réglable sur la ligne d'écoulement principale peut permettre d'adapter les performances de l'évaporateur à la gamme de flux envisagée.
On s'est par la suite attaché à la mise en place d'un modèle numérique permettant la prise en compte des phénomènes thermohydrauliques sur les échanges de chaleur liés au mode d'évaporation. Dans notre cas, l'estimation de la résistance d'interface du fluide utilisé s'est avérée avoir un impact important sur les températures prédites par le modèle. Bien qu'il soit possible de trouver quelques données expérimentales concernant celle-ci dans la littérature, elles sont bien souvent approximatives et/ou contradictoires. A l'heure actuelle, une identification de ce paramètre à l'aide de quelques points de mesure permet toutefois d'expliquer certaines tendances expérimentales pour les deux fluides considérés ici. On notera également que, dans notre configuration, l'évaluation de la courbure du ménisque en fonction des paramètres expérimentaux semble être déterminante pour estimer correctement la surchauffe de paroi. Enfin, cette étude théorique a été conclue par la mise en œuvre d'un algorithme d'optimisation géométrique simple visant à démontrer la possibilité d'amélioration des performances thermiques de l'évaporateur par une conception judicieuse des rainures capillaires.

Considérant ceci, plusieurs perspectives à ces travaux peuvent être envisagées, on s'attachera ici à distinguer celles pouvant a priori intéresser le chercheur en laboratoire de celles relevant plutôt du domaine de la R&T industrielle.

D'un point de vue "technique", une priorité à court terme serait d'améliorer l'instrumentation en pression du banc expérimental, les capteurs actuels s'étant parfois avérés trop imprécis en regard des très faibles différences de pression qu'il convient d'estimer dans notre configuration. Par ailleurs, l'utilisation du HFE7000 induisant des instabilités de pression et des écoulements diphasiques internes à l'évaporateur a priori propres aux propriétés de ce fluide (celles-ci sont bien moins marquées dans le cas de l'éthanol), il apparait également nécessaire d'adapter le banc expérimental à une plus large gamme de fluides. En effet, bien que n'étant pas nécessairement néfastes au fonctionnement global de l'évaporateur, de telles instabilités complexifient grandement les phénomènes mis en jeu. Par conséquent, la confrontation de modèles du type de ceux présentés dans ce mémoire avec de tels résultats expérimentaux en devient souvent délicate.
Par la suite, de nouvelles investigations expérimentales pourront alors être envisagées au niveau académique. Dans un premier temps, une investigation plus poussée des moyens existants permettant la détermination de la résistance d'interface liée à un fluide semble nécessaire, étant donnée la forte influence de celle-ci sur les performances thermiques qui a ici été mise en évidence. Par ailleurs, l'étude de l'influence de l'orientation de l'évaporateur sur les écoulements internes à celui-ci apparait nécessaire. En particulier, il serait intéressant d'observer comment est modifié le fonctionnement de l'évaporateur dans le domaine dit d'ébullition lorsque le liquide n'est pas maintenu sur la paroi chauffée par les forces gravitaires, typiquement en retournant l'évaporateur actuel de manière à placer la paroi chauffée au-dessus des distributeurs. Par ailleurs, des études expérimentales et théoriques visant à quantifier l'impact des phénomènes transitoires sur l'évaporateur seraient tout à fait pertinentes. On pourrait par exemple chercher à quantifier la réponse thermique et hydraulique à des variations brusques du flux imposé ou du débit liquide. Parallèlement, l'étude du couplage entre ce type de composant diphasique et un système complet (une boucle fluide à pompage capillaire ou mécanique) apparait également nécessaire. Enfin, le travail d'optimisation géométrique de structure capillaire initié ici nécessiterait d'être poursuivi et amélioré.

En matière d'application industrielle, on notera dans un premier temps que l'utilisation d'une structure capillaire en silicium, de par la fragilité de ce matériau, peut poser des problèmes de tenue mécanique de l'assemblage en conditions réelles. L'utilisation d'une structure capillaire plus robuste, telle qu'un dépôt de micro-fibres sur un substrat en cuivre (n'ayant ici pu faire l'objet que d'une étude expérimentale relativement restreinte) apparait a priori plus adaptée à beaucoup d'applications. Dans le même temps, une validation expérimentale du fonctionnement en configuration multi-évaporateurs (en série et/ou parallèle au sein d'une unique boucle diphasique) est nécessaire pour pouvoir atteindre l'objectif technologique du refroidissement de sources multiples à l'origine de ces travaux. Dans les faits, l'étude de cette configuration (ainsi que de celle de l'orientation par rapport à la gravité) est d'ores et déjà prévue dans les mois à venir au sein des plates-formes technologiques de l'IRT Saint-Exupery, la conception et la réalisation d'un banc expérimental et des évaporateurs associés ayant été effectuées en parallèle des travaux présentés dans cette thèse. Enfin, l'investigation de nombreuses problématiques technologiques reste à mener. Citons ici la miniaturisation de ce type d'évaporateur (pouvant aller jusqu'à son intégration directe sur le composant à refroidir) ou bien l'étude de l'influence de diverses sollicitations mécaniques (vibrations, chocs...).

Annexe A

Propriétés thermophysiques des fluides utilisés

Le tableau suivant présente les propriétés thermophysiques du HFE7000 et de l'éthanol dans les conditions de saturation expérimentales considérées.

Grandeur physique	HFE7000	Ethanol
T_{sat} [řC]	45	79
ρ_v $[kg.m^{-3}]$	11.4	1.74
ρ_l $[kg.m^{-3}]$	1347	736
μ_v $[Pa.s]$	1.27×10^{-5}	1.05×10^{-5}
μ_l $[Pa.s]$	3.37×10^{-4}	4.34×10^{-4}
$c_{p,v}$ $[J.K^{-1}.kg^{-1}]$	796.5	1700
$c_{p,l}$ $[J.K^{-1}.kg^{-1}]$	1363	3013
λ_l $[W.m^{-1}.K^{-1}]$	0.071	0.154
γ $[N.m^{-1}]$	9.8×10^{-3}	17.3×10^{-3}
l_v $[J.kg^{-1}]$	130000	840000

Table A.1 – Propriétés thermophysiques des fluides utilisés dans le cadre de ce mémoire à température de saturation

Table des figures

1.1 Solutions commerciales de refroidissement par air [3] (gauche) et par eau [4] (droite) . . . 7
1.2 Principe de fonctionnement d'un caloduc à retour capillaire (Thermacore International, inc) . . . 8
1.3 Exemple d'intégration de caloducs dans un système de refroidissement par air [7] . . . 9
1.4 Schéma de principe d'un caloduc oscillant [11] . . . 9
1.5 Schémas de principe d'une boucle type CPL et LHP [15] . . . 10
1.6 Schéma de principe de la boucle développée par ACT [24] . . . 12
1.7 Domaines de stabilité d'écoulement pour de l'eau déionisée en ébullition convective proposée par Wang et al. [30] . . . 14
1.8 Nanostructuration de paroi utilisée par Yang et al. [33] . . . 15
1.9 Evaporateur à "ciel vapeur" incliné proposé par Kalani & Kandlikar [35] 16
1.10 Carte d'écoulement en micro-canaux parallèles proposée par Hardt et al. [38] . . . 17
1.11 Différentes géométries testées par Mihailovic et al. [39], canaux simples (a,b) et canaux interconnectés (c,d) . . . 17
1.12 Géometrie de l'évaporateur proposé par Azarkish et al. [40] . . . 18
1.13 Schéma de l'évaporateur proposé par Tsukamoto et Imai [41] . . . 18
1.14 Représentation schématique de l'évaporateur rainuré étudié par Ambrose et al. [42] . . . 19
1.15 Schéma de l'évaporateur à sorties séparées proposé par Crepinsek & Park [43] (gauche), boucle diphasique associée (droite) . . . 20
1.16 Représentation schématique de l'évaporateur et de la boucle associée considérée par Jiang et al. [45] . . . 21
1.17 Variation de la masse volumique au travers d'une interface, reproduit depuis [49] . . . 23
1.18 Fluide mouillant ($\alpha < \pi/2$, gauche) et non-mouillant ($\alpha > \pi/2$, droite) au voisinage d'une paroi, reproduit depuis [50] . . . 24
1.19 Ménisques observés dans des tubes capillaires de différentes dimensions, reproduit depuis [49] . . . 24
1.20 Equilibre mécanique d'une interface quelconque, reproduit depuis [49] . 25
1.21 Pompage capillaire dans un tube soumis à un flux de chaleur croissant [55] 26

2.1 Schéma de principe de l'alimentation par distributeurs, vue de dessus . 33
2.2 Schéma de principe de l'alimentation par distributeurs, vue en coupe transversale (gauche) et longitudinale (droite) . . . 33

2.3 Dépot de micro-fibre frittées fourni par la société CALYOS, vue globale (gauche) et visualisation des micro-fibres obtenue au microscope électronique à balayage (droite) . . . 35
2.4 Photographie et schéma du banc de tests mis en place pour les essais de montée capillaire . . . 37
2.5 Exemple d'une image infrarouge obtenue au cours d'une montée capillaire, avant (gauche) et après (droite) soustraction de l'image initiale . 38
2.6 Exemple de courbes moyennées obtenues au cours d'une montée capillaire, niveau de gris moyen (gauche) et dérivée du niveau de gris moyen (droite) . . . 39
2.7 Visualisations obtenues par microscopie électronique à balayage des deux milieux poreux utilisés dans le cas de validation, diamètres moyens des billes $300\mu m$ (gauche) et $600\mu m$ (droite) . . . 40
2.8 Comparaison des données expérimentales au modèle d'imbibition pour les deux poreux à billes, courbes de montée capillaire (gauche), courbes correspondant à l'équation (2.4) (droite) . . . 41
2.9 Arrangement de micro-canaux considéré et grandeurs géométriques associées . . . 42
2.10 Comparaison des données expérimentales au modèle d'imbibition pour les trois agencements de micro-canaux, courbes de montée capillaire (gauche), courbes correspondant à l'équation 2.9 (droite) . . . 42
2.11 Évolution du rapport entre le débit d'évaporation estimé et le débit liquide aspiré par la plaque rainurée pour les trois agencements de micro-canaux . . . 44
2.12 Comparaison des données expérimentales au modèle d'imbibition pour le dépôt de micro-fibres, courbes de montée capillaire (gauche), courbes correspondant à l'équation (2.4) (droite) . . . 45
2.13 Configuration de pompage capillaire considérée pour le choix de géometrie des structures capillaires . . . 46
2.14 Estimation du flux maximal dissipable via l'utilisation de micro-rainures en fonction de la largeur de celles-ci pour deux rapports d'aspects différents, $l_0 = 1.5mm$, $l_1 = 3mm$ et $L = 2\ cm$ . . . 49
2.15 Estimation du flux maximal dissipable avec le poreux fourni par la société Calyos en fonction de l'épaisseur de celui-ci, $l_0 = 1.5mm$, $l_1 = 3mm$ et $L = 2\ cm$ . . . 51
2.16 Première étape de l'assemblage de l'évaporateur : mise en contact distributeur/structure capillaire (gauche), insertion dans l'entretoise (droite) 52
2.17 Deuxième étape de l'assemblage de l'évaporateur : Etanchéification de l'assemblage entretoise/capillaire (gauche), mise en contact du bloc de chauffe (droite) . . . 53
2.18 Vue en coupe de l'assemblage complet de l'évaporateur . . . 53
2.19 Vue de dessus du prototype d'évaporateur réalisé . . . 54
2.20 Visualisation des tubes transparents permettant de raccorder les conduites d'entrée/sortie de l'évaporateur au circuit hydraulique . . . 54
2.21 Représentation schématique de l'évaporateur et de son système hydraulique 55
2.22 Vue de dessus de l'ensemble du dispositif expérimental . . . 56

2.23 Représentation schématique du banc de tests, les flèches noires représentent le sens d'écoulement du fluide 57
2.24 Vue latérale du système de visualisation des écoulements (gauche), exemple d'image obtenue à l'aide de celui-ci (droite) 59
2.25 Emplacement des thermocouples insérés dans l'écoulement au niveau de l'évaporateur 60
2.26 Emplacements des thermocouples collés en face arrière de la plaque support du poreux fritté (gauche) et la plaque de silicium gravée (droite), les rectangles en pointillés représentent l'emplacement des distributeurs en face avant et les lignes pleines les rainures de thermocouple 61
2.27 Représentation schématique des différentes mesures de pression installées sur la section d'essais 62
2.28 Représentation schématique de la chaine d'acquisition mise en place sur le banc de tests 62
2.29 Représentation schématique du système de dégazage associé au banc de tests 63
2.30 Comparaison des courbes de saturation expérimentales et théoriques pour les deux fluides utilisés : HFE7000 (gauche), éthanol (droite) . . . 64
2.31 Surchauffe de la paroi de l'évaporateur vidé de tout fluide en fonction du flux appliqué 65
2.32 Evolution des 5 températures de paroi de l'évaporateur lors d'une phase d'initialisation de l'évaporateur 67

3.1 Visualisations caractéristiques des différents modes de fonctionnement de l'évaporateur et représentations schématiques associées, cas de référence au HFE7000 72
3.2 Visualisations caractéristiques d'un assèchement temporaire à la jonction distributeur/silicium et représentation schématique du mécanisme supposé associé, cas de référence au HFE7000, $\varphi_{eff} = 7.5W.cm^{-2}$ . . . 74
3.3 Visualisations caractéristiques d'une inondation transitoire de la paroi, cas de référence à l'ethanol, $\varphi_{eff} = 19.2W.cm^{-2}$. Directement après l'occurrence d'un assèchement local ($t = t_0$), la suralimentation de la paroi s'étend progressivement ($t_0 + 20ms \leqslant t \leqslant t_0 + 60ms$) avant de se résorber ($t_0 + 80ms \leqslant t \leqslant t_0 + 100ms$) 75
3.4 Ecoulement diphasique observé en sortie d'évaporateur durant une période de réinondation de la paroi,cas de référence à l'ethanol 75
3.5 Variations des différentes températures de paroi moyennes en fonction du flux effectif appliqué à l'évaporateur fonctionnant au HFE7000 (gauche), placement des différentes mesures (droite) 76
3.6 Evolutions temporelles des températures en mode d'ébullition (figure de gauche, $\varphi_{eff} = 4.8W.cm^{-2}$) et d'évaporation (figure de droite, $\varphi_{eff} = 7.5W.cm^{-2}$) 77
3.7 Evolution temporelle des températures durant un point de fonctionnement en mode de transition, $\varphi_{eff} = 5.8W.cm^{-2}$ 77
3.8 Evolution temporelle des températures durant les deux points limitrophes du mode de transition, $\varphi_{eff} = 5.4W.cm^{-2}$ (gauche), $\varphi_{eff} = 6.1W.cm^{-2}$(droite) 78

3.9 Variations des températures de chacune des entrées et sorties du fluide en fonction du flux effectif appliqué à l'évaporateur fonctionnant au HFE7000 (gauche), placement des différentes mesures (droite) ; $T_{sat} = 45.5°C$ 78
3.10 Valeurs moyennes des mesures de pression différentielles en fonction du flux effectif appliqué à l'évaporateur (gauche), placement des mesures (droite) 79
3.11 Evolution temporelle des différences de pression Δp_{tot} (gauche) et Δp_{evap} (droite) pour un point de fonctionnement en mode d'ébullition, $\varphi_{eff} = 4.9W.cm^{-2}$ 80
3.12 Evolution temporelle des différences de pression Δp_{tot} (gauche) et $\Delta p_{évap}$ (droite) pour un point de fonctionnement en mode d'évaporation, $\varphi_{eff} = 7.5W.cm^{-2}$ 80
3.13 Variation de l'écart-type des différents signaux de pression en fonction du flux effectif appliqué à l'évaporateur, campagne de référence au HFE7000 81
3.14 Variation du débit moyen mesuré (figure de gauche) et de l'écart-type du signal (figure de droite) en fonction du flux effectif appliqué à l'évaporateur fonctionnant au HFE7000 82
3.15 Evolution temporelle du signal de débit $\dot{m}_{tot}$ durant un point de fonctionnement en mode d'ébullition (figure de gauche, $\varphi_{eff} = 4.9W.cm^{-2}$) et durant un point de fonctionnement en mode d'évaporation (figure de droite, $\varphi_{eff} = 7.5W.cm^{-2}$) 82
3.16 Variations des différentes températures de paroi moyennes en fonction du flux effectif appliqué à l'évaporateur fonctionnant à l'éthanol (gauche), placement des différentes mesures (droite) 83
3.17 Evolution temporelle des températures durant un point de fonctionnement en mode d'ébullition (figure de gauche, $\varphi_{eff} = 6.0W.cm^{-2}$) et d'évaporation (figure de droite, $\varphi_{eff} = 13.0W.cm^{-2}$) 84
3.18 Evolution temporelle des températures pour deux points de fonctionnement en mode d'évaporation, proche de la zone de transition (figure de gauche, $\varphi_{eff} = 10.8W.cm^{-2}$) et proche du flux maximal (figure de droite, $\varphi_{eff} = 16.6W.cm^{-2}$) 84
3.19 Evolution temporelle des températures durant un point de fonctionnement en mode de transition, $\varphi_{eff} = 8.5W.cm^{-2}$ 85
3.20 Variations des températures de chacune des entrées et sorties du fluide en fonction du flux effectif appliqué à l'évaporateur fonctionnant à l'éthanol (gauche), placement des différentes mesures (droite) ; $T_{sat} = 79.5°C$ . . 85
3.21 Valeurs moyennes des mesures de pression différentielles en fonction du flux effectif appliqué à l'évaporateur (gauche), placement des mesures (droite) 86
3.22 Evolution temporelle des différences de pression Δp_{tot} (gauche) et Δp_{evap} (droite) durant un point de fonctionnement en mode d'ébullition ,$\varphi_{eff} = 6W.cm^{-2}$ 87
3.23 Evolution temporelle des différences de pression Δp_{tot} (gauche) et Δp_{evap} (droite) durant un point de fonctionnement en mode d'évaporation ,$\varphi_{eff} = 13.0W.cm^{-2}$ 87

3.24 Variation de l'écart-type des différents signaux de pression en fonction du flux effectif appliqué à l'évaporateur 88
3.25 Variation du débit moyen mesuré (figure de gauche) et de l'écart-type du signal (figure de droite) en fonction du flux effectif appliqué à l'évaporateur fonctionnant à l'éthanol 88
3.26 Evolution temporelle du signal de débit $\dot{m}_{tot}$ durant un point de fonctionnement en mode d'ébullition (figure de gauche, $\varphi_{eff} = 6W.cm^{-2}$) et durant un point de fonctionnement en mode d'évaporation (figure de droite, $\varphi_{eff} = 13W.cm^{-2}$) 89
3.27 Teinte jaune de l'ethanol observé au niveau du réservoir diphasique 10 jours après le remplissage 90
3.28 Séparation des débits dans les deux branches de sortie de l'évaporateur et températures fluidiques associées 91
3.29 Estimation du débit vaporisé par l'évaporateur et du ratio de débit $\tau_{\dot{m}}$ associé en fonction de la densité de flux effective, essai de référence au HFE7000 (gauche), essai de référence à l'éthanol (droite) 93
3.30 Répartition du flux dissipé par l'évaporateur entre ses différentes composantes, essai de référence au HFE7000 (gauche), essai de référence à l'éthanol (droite) 94
3.31 Répartition du flux dissipé par l'évaporateur entre ses différentes composantes ramené à celui-ci, essai de référence au HFE7000 (gauche), essai de référence à l'éthanol (droite) 94
3.32 Influence du paramètre R_d sur le flux de chaleur sensible $\Phi_{AB}^{sensible}$ et le débit vaporisé, essai de référence au HFE7000 (gauche), essai de référence à l'éthanol (droite) 95
3.33 Configuration hydraulique considérée : évaporateur et conduites associées (gauche) répartition des phases internes à l'intérieur de l'évaporateur en mode d'ébullition (droite) 96
3.34 Analogie électrique simplifiée du système considéré 97
3.35 Évolution des pertes de charge induites par l'écoulement interne à l'évaporateur et par l'écoulement de la ligne vapeur en fonction du débit vaporisé, essai de référence au HFE7000 (gauche), essai de référence à l'éthanol (droite) 99
3.36 Variation simultanée des flux de chaleur sensible et latente liée au fonctionnement oscillatoire en mode de transition (essai de référence au HFE7000, $\varphi_{eff} = 5.8\ W.cm^{-2}$) 100
3.37 Surface d'évaporation effective de la zone de chauffe 102
3.38 Variation du coefficient d'échange apparent de l'évaporateur avec la densité de flux effective, campagne de référence au HFE7000 103
3.39 Variation du coefficient d'échange apparent de l'évaporateur avec la densité de flux effective, campagne de référence à l'éthanol 103
3.40 Variation du coefficient d'échange de vaporisation de l'évaporateur avec la densité de flux vaporisé, campagne de référence au HFE7000 104
3.41 Variation du coefficient d'échange de vaporisation de l'évaporateur avec la densité de flux vaporisé, campagne de référence à l'éthanol 105
3.42 Variation du coefficient d'échange apparent de l'évaporateur avec la densité de flux effective pour différents réglages de vannes 106

3.43 Variation du coefficient d'échange apparent de l'évaporateur avec la densité de flux effective pour différents réglages de vannes 107
3.44 Valeurs du flux de vaporisation correspondant aux limites de la zone de transition et au maximum avant assèchement en fonction de la perte de charge totale Δp_{tot} 108
3.45 Variation de la perte de charge totale induite par l'évaporateur avec la densité de flux effective pour différents réglages de vannes 108
3.46 Évolution du coefficient d'échange apparent de l'évaporateur et du ratio de débit vaporisé en fonction du débit de liquide apporté à l'évaporateur, $\Delta p_{tot} = 150\ Pa$ (gauche), $\Delta p_{tot} = 300\ Pa$ (droite) 110
3.47 Évolution des températures du fluide dans les conduites de sortie en fonction du débit de liquide apporté à l'évaporateur, $\Delta p_{tot} = 150\ Pa$ (gauche), $\Delta p_{tot} = 300\ Pa$ (droite) 111
3.48 Évolution des flux absorbés par la vaporisation du fluide et par l'échauffement de l'écoulement principal en fonction du débit de liquide apporté à l'évaporateur, $\Delta p_{tot} = 150\ Pa$ (gauche), $\Delta p_{tot} = 300\ Pa$ (droite) . . . 111
3.49 Évolution du coefficient d'échange de vaporisation de l'évaporateur en fonction du débit de liquide apporté à l'évaporateur, $\Delta p_{tot} = 150\ Pa$ (gauche), $\Delta p_{tot} = 300\ Pa$ (droite) 112
3.50 Évolution du coefficient d'échange apparent de l'évaporateur et du ratio de débit vaporisé en fonction du sous-refroidissement en entrée d'évaporateur, $\Delta p_{tot} = 125\ Pa$ (gauche), $\Delta p_{tot} = 180\ Pa$ (droite) 113
3.51 Évolution des températures du fluide dans les conduites de sortie en fonction du sous-refroidissement en entrée d'évaporateur, $\Delta p_{tot} = 125\ Pa$ (gauche), $\Delta p_{tot} = 180\ Pa$ (droite) 113
3.52 Évolution des flux absorbés par la vaporisation du fluide et par l'échauffement de l'écoulement principal en fonction du sous-refroidissement en entrée d'évaporateur, $\Delta p_{tot} = 125\ Pa$ (gauche), $\Delta p_{tot} = 180\ Pa$ (droite) 114
3.53 Évolution du coefficient d'échange de vaporisation de l'évaporateur en fonction du sous-refroidissement en entrée d'évaporateur, $\Delta p_{tot} = 125\ Pa$ (gauche), $\Delta p_{tot} = 180\ Pa$ (droite) 114
3.54 Visualisations caractéristiques des différents modes de fonctionnement de l'évaporateur observées avec le dépôt de micro-fibres frittées et représentations schématiques associées, cas de référence au HFE7000 118
3.55 Variations des différentes températures de paroi moyennes en fonction du flux effectif appliqué à l'évaporateur obtenues avec le dépôt de micro-fibres frittées (gauche), placement des différentes mesures (droite) . . . 119
3.56 Valeurs moyennes des mesures de pression différentielles obtenues avec le dépôt de micro-fibres frittées en fonction du flux effectif appliqué à l'évaporateur (gauche), placement des mesures (droite) 119
3.57 Répartition du flux dissipé par l'évaporateur entre ses différentes composantes durant l'essai de référence avec le dépôt de micro-fibres frittées, valeurs absolues (gauche), proportion du flux total (droite) 120
3.58 Variation du coefficient d'échange apparent de l'évaporateur mesuré avec la densité de flux effective, dans le cas du dépôt de micro-fibres frittées, campagne de référence 121

3.59 Valeurs de la densité de flux effective correspondant aux limites de la zone de transition et au maximum avant assèchement du dépôt de micro-fibres frittées en fonction de la perte de charge totale Δp_{tot} 122

4.1 Rappel du système hydraulique considéré et répartitions des phases associées en mode d'ébullition (gauche) et d'évaporation (droite) 127
4.2 Différentes sections de passage considérées le long de l'écoulement liquide dans les micro-rainures 129
4.3 Comparaison du modèle de pertes de charge vapeur avec les valeurs mesurées, essai de référence au HFE7000 (gauche), essai de référence à l'éthanol (droite) 130
4.4 Comparaison des modes de fonctionnement expérimentaux obtenus avec le HFE7000 avec les limites théoriques données par le modèle macroscopique 133
4.5 Comparaison des modes de fonctionnement expérimentaux obtenus avec l'éthanol avec les limites théoriques données par le modèle macroscopique 134
4.6 Courbes de transition prédites par le modèle pour différents diamètres de conduite vapeur dans le cas du HFE7000 135
4.7 Géometrie de rainure considérée par Revellin et al., reproduit depuis [78] 139
4.8 Séparation de la zone de ligne triple en trois régions, reproduit depuis [50] 140
4.9 Flux linéique transféré par la micro-région d'une rainure de caloduc (gauche) et angle de contact apparent induit (droite) pour trois fluides différents, reproduit depuis [50] 141
4.10 Configuration hydraulique considérée dans le cadre du modèle de paroi d'évaporateur (gauche) et problème thermique associé (droite) 143
4.11 Algorithme de résolution du problème couplé hydraulique/thermique . 144
4.12 Géométrie d'un ménisque de rayon de courbure R dans une rainure (gauche) et section de passage du liquide résultante considérée dans le modèle 146
4.13 Géométrie et conditions aux limites thermiques considérées pour le calcul du coefficient d'échange apparent 148
4.14 Comparaison du coefficient d'échange apparent donné par le modèle numérique développé ici et par la corrélation proposée par Revellin et al. [78]. 149
4.15 Coefficients d'échange apparent en fonction du coefficient d'accommodation et de l'angle de contact apparent, HFE7000 (gauche), éthanol (droite) 150
4.16 Exemples d'interpolation polynomiale du coefficient d'échange apparent donnée par la résolution numérique dans le cas du HFE7000 pour différentes valeurs du coefficient d'accommodation 151
4.17 Bilan énergétique sur un élément dx d'une rainure 152
4.18 Longueur diphasique $L_{diph} = x_{diph} - x_{adia}$ prédite par le modèle en fonction du flux vaporisé, série de mesure de référence au HFE7000, $\epsilon = 0.09$ et $\alpha_{min} = 35°$ 155
4.19 Variation du nombre d'itérations nécessaires à la convergence de l'algorithme (gauche) et variation du critère de convergence (droite), série de mesure de référence au HFE7000, $\epsilon = 0.09$ et $\alpha_{min} = 35°$ 155
4.20 Comparaison entre la surchauffe moyenne de paroi $\Theta_{p,m}$ prédite par le modèle et les valeurs expérimentales en fonction du flux vaporisé pour différentes valeurs du coefficient d'accommodation ϵ, $\alpha_{min} = 0$ř 156

4.21 Comparaison entre la surchauffe moyenne de paroi $\Theta_{p,m}$ prédite par le modèle et les valeurs expérimentales en fonction du flux vaporisé pour différentes valeurs de l'angle de contact minimal α_{min}, $\epsilon = 0.08$ 157
4.22 Profil de surchauffe de paroi le long de la rainure calculée par le modèle pour différentes valeurs du flux vaporisé, série de référence au HFE7000, $\epsilon = 0.09$ et $\alpha_{min} = 35°$ 158
4.23 Profil du coefficient d'échange apparent le long de la rainure calculée par le modèle pour différentes valeurs du flux vaporisé, série de référence au HFE7000, $\epsilon = 0.09$ et $\alpha_{min} = 35°$ 159
4.24 Comparaison entre les surchauffes de paroi locales $\Theta_{p,modèle}$ prédites par le modèle et les valeurs expérimentales en fonction du flux vaporisé pour les séries de mesure à $\Delta p_{tot} \approx 40Pa$ (gauche) et $\Delta p_{tot} \approx 200Pa$ (droite),$\epsilon = 0.09$, $\alpha_{min} = 35°$ 160
4.25 Comparaison entre les surchauffes de paroi locales $\Theta_{p,modèle}$ prédites par le modèle et les valeurs expérimentales en fonction du flux vaporisé pour les séries de mesure à $\Delta p_{tot} \approx 300Pa$ (gauche) et $\Delta p_{tot} \approx 500Pa$ (droite), $\alpha_{min} = 25°$, $\epsilon = 0.08$ 160
4.26 Longueur effective adimensionnée calculée par le modèle en fonction du flux vaporisé pour chacune des séries de mesure à réglage de vanne constant, $\alpha_{min} = 25°$, $\epsilon = 0.08$ 161
4.27 Comparaison entre les surchauffes de paroi locales $\Theta_{p,modèle}$ prédites par le modèle et les valeurs expérimentales en fonction du flux vaporisé pour différentes valeurs du coefficient ϵ, série de référence à l'éthanol, $\alpha_{min} = 0°$ 162
4.28 Profil de surchauffe de paroi le long de la rainure calculée par le modèle pour différentes valeurs du flux vaporisé, série de référence à l'éthanol, $\epsilon = 0.015$ et $\alpha_{min} = 0°$ 163
4.29 Profil du coefficient d'échange apparent le long de la rainure calculée par le modèle pour différentes valeurs du flux vaporisé, série de référence à l'éthanol, $\epsilon = 0.015$ et $\alpha_{min} = 0°$ 164
4.30 Schéma de principe de la redistribution du flux dans le bloc chauffant en amont de la plaque silicium 165
4.31 Variation longitudinale de la largeur obtenues pour différentes itérations j de l'algorithme d'optimisation de rainure (gauche), profils de pression obtenus à la dernière itération (droite), $\Phi_{vap} = 1.25 \times \Phi_{vap}^{max}$ 169
4.32 Profils de rainure obtenus par l'algorithme d'optimisation pour plusieurs valeurs de flux vaporisées, la largeur initiale de rainure étant maintenue constante 170
4.33 Profils de rainure obtenus par l'algorithme d'optimisation pour plusieurs largeurs initiales de rainures, le flux total étant maintenu constant à $\Phi_{vap} = \Phi_{vap}^{max}$ 171

Bibliographie

[1] D. B. Tuckerman and R. F. W. Pease, "High-performance heat sinking for vlsi," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 2, pp. 126–129, May 1981.

[2] J. Lee and I. Mudawar, "Assessment of the effectiveness of nanofluids for single-phase and two-phase heat transfer in micro-channels," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 50, no. 3-4, pp. 452–463, 2007.

[3] "Guide de montage pc." `http://www.materiel.net/minisites/guide_montage_pc/mise-en-place-ventirad.php`.

[4] D. Sklavos, "Two hg10s, three h75s, one air 240 : The dual hg10-a1 build." `http://www.corsair.com/fr-fr/blog/2014/november/dennis_build_log`.

[5] D. Reay, "The perkins tube—a noteworthy contribution to heat exchanger technology," *Journal of Heat Recovery Systems*, vol. 2, no. 2, pp. 173–187, 1982.

[6] C. Romestant, *Etudes théoriques et expérimentales de caloducs et de thermosiphons soumis à de fortes accélérations*. PhD thesis, Université de Poitiers, 2000.

[7] C. Master, "Hyper 212 evo." `http://eu.coolermaster.com/fr/cooling/cpu-air-cooler/hyper-212-evo/`.

[8] H. Akachi, "Structure of a heat pipe," May 1 1990. US Patent 4,921,041.

[9] H. Akachi, "Structure of micro-heat pipe," June 15 1993. US Patent 5,219,020.

[10] H. Akachi, "L-type heat sink," Feb. 13 1996. US Patent 5,490,558.

[11] V.Nikolayev, "Modeling of pulsating heat pipe (php)." `http://iramis.cea.fr/spec/Phocea/Vie_des_labos/Ast/ast_visu.php?id_ast=2271`.

[12] A. Voirand, *Etude théorique de la dynamique d'une bulle dans un tube capillaire chauffé*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechique, 2017.

[13] F. Stenger, "Experimental feasability study of water-filled capillarypumped heat-transfer loop," *NASA technical memorandum*, November 1966.

[14] Y. F. Gerasimov, Y. F. Maidanik, G. T. Shchegolev, G. A. Filippov, L. G. Starikov, V. M. Kiseev, and Y. E. Dolgirev, "Low-temperature heat pipes with separate channels for vapor and liquid," *Journal of engineering physics*, vol. 28, no. 6, pp. 683–685, 1975.

[15] L. Lachassagne, *Développement expérimental et modélisation numérique d'une boucle diphasique à pompage capillaire en environnement gravitaire : application au refroidissement de composants d'électronique de puissance en contexte automobile*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechique, 2010.

[16] B. Siedel, *Analysis of heat transfer and flow patterns in a loop heat pipe : Modelling by analytical and numerical approaches and experimental observations.* PhD thesis, Université de Lyon, 2014.

[17] A. Kaled, *Etude expérimentale et théorique d'une boucle diphasique à pompage capillaire dans le contexte de l'aéronautique.* PhD thesis, Université Toulouse III, 2013.

[18] L. Mottet, *Simulations of heat and mass transfer within the capillary evaporator of a two-phase loop.* PhD thesis, Institut national polytechnique de Toulouse, 2016.

[19] V.Dupont, S. V. Oost, L.Barremaecker, and S.Nicolau, "Railways qualification tests of a capillary pumped loop on a train," in *17th International Heat Pipe Conference*, (Kanpur (India)), Octobre 2013.

[20] A. Delil, A. Woering, and B. Verlaat, "Development of a mechanically pumped two-phase co2 cooling loop for the ams-2 tracker experiment," in *32nd conference on environmental systems at San Antonio*, 2002.

[21] L. Jie, G. Kai-Hua, H. Zhen-Hui, and L. Ting-Xun, "Start-up investigation on a dual-evaporator {MPCL} system," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 33, no. 3, pp. 555 – 560, 2009.

[22] J. Liu and K. Guo, "Transient performance investigation of the mechanically pumped cooling loop (mpcl) system," *International Journal of Refrigeration*, vol. 33, no. 1, pp. 26 – 32, 2010.

[23] A. Chaix, J. Hugon, P. Hugonnot, and A. Delmas, "Development of a two-phase mechanically pumped loop for the thermal dissipation management of spacecraft : simulation and test results," in *44th international conference on environmental systems, Tucson Marriott University Park, Tucson, Arizona*, 2014.

[24] C. Park, A. Vallury, and J. Perez, "Advanced hybrid cooling loop technology for high performance thermal management," in *4th International Energy Conversion Engineering Conference, San Diego, California, AIAA*, vol. 4059, p. 2006, 2006.

[25] N. Blet, *Analyse expérimentale et par voie de modélisation d'une boucle gravitaire à pompage capillaire multi-évaporateurs.* PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechique, 2014.

[26] C. B. Tibiriçá and G. Ribatski, "Flow boiling in micro-scale channels – synthesized literature review," *International Journal of Refrigeration*, vol. 36, no. 2, pp. 301 – 324, 2013. SI : New Developments in Boiling and Condensation.

[27] B. Agostini, J. R. Thome, M. Fabbri, B. Michel, D. Calmi, and U. Kloter, "High heat flux flow boiling in silicon multi-microchannels – part i : Heat transfer characteristics of refrigerant {R236fa}," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 51, no. 21–22, pp. 5400 – 5414, 2008.

[28] B. Agostini, J. R. Thome, M. Fabbri, B. Michel, D. Calmi, and U. Kloter, "High heat flux flow boiling in silicon multi-microchannels – part ii : Heat transfer characteristics of refrigerant {R245fa}," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 51, no. 21–22, pp. 5415 – 5425, 2008.

[29] B. Agostini, R. Revellin, J. R. Thome, M. Fabbri, B. Michel, D. Calmi, and U. Kloter, "High heat flux flow boiling in silicon multi-microchannels – part iii : Saturated critical heat flux of {R236fa} and two-phase pressure drops," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 51, no. 21–22, pp. 5426 – 5442, 2008.

[30] G. Wang, P. Cheng, and H. Wu, "Unstable and stable flow boiling in parallel microchannels and in a single microchannel," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 50, no. 21–22, pp. 4297 – 4310, 2007.

[31] P. Smakulski and S. Pietrowicz, "A review of the capabilities of high heat flux removal by porous materials, microchannels and spray cooling techniques," *Applied Thermal Engineering*, vol. 104, pp. 636 – 646, 2016.

[32] S. Zhang, Y. Tang, W. Yuan, J. Zeng, and Y. Xie, "A comparative study of flow boiling performance in the interconnected microchannel net and rectangular microchannels," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 98, pp. 814 – 823, 2016.

[33] F. Yang, X. Dai, Y. Peles, P. Cheng, J. Khan, and C. Li, "Flow boiling phenomena in a single annular flow regime in microchannels (i) : Characterization of flow boiling heat transfer," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 68, pp. 703–715, 2014.

[34] F. Yang, W. Li, X. Dai, and C. Li, "Flow boiling heat transfer of hfe-7000 in nanowire-coated microchannels," *Applied Thermal Engineering*, vol. 93, pp. 260 – 268, 2016.

[35] A. Kalani and S. G. Kandlikar, "Evaluation of pressure drop performance during enhanced flow boiling in open microchannels with tapered manifolds," *Journal of Heat Transfer*, vol. 136, no. 5, 2014.

[36] A. Kalani and S. G. Kandlikar, "Flow patterns and heat transfer mechanisms during flow boiling over open microchannels in tapered manifold (omm)," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 89, pp. 494–504, 2015.

[37] L. Yin, P. Jiang, R. Xu, W. Wang, and L. Jia, "Visualization of flow patterns and bubble behavior during flow boiling in open microchannels," *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 85, pp. 131–138, 2017.

[38] S. Hardt, B. Schilder, D. Tiemann, G. Kolb, V. Hessel, and P. Stephan, "Analysis of flow patterns emerging during evaporation in parallel microchannels," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 50, no. 1–2, pp. 226 – 239, 2007.

[39] M. Mihailovic, C. M. Rops, J. Hao, L. Mele, J. F. Creemer, and P. M. Sarro, "Mems silicon-based micro-evaporator," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 21, no. 7, p. 075007, 2011.

[40] H. Azarkish, S. Arslan, A. Behzadmehr, T. F. Sheikholeslami, S. Sarvari, and L. Fréchette, "Experimental and numerical investigation of a shaped microchannel evaporator for a micro rankine cycle application," *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 96, pp. 191 – 200, 2015.

[41] T.Tsukamoto and R.Imai, "Thermal characteristics of a high heat flux micro-evaporator," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 30, no. 8, pp. 837 – 842, 2006.

[42] J. Ambrose, A. Feild, and H. Holmes, "A pumped heat pipe cold plate for high-flux applications," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 10, no. 2, pp. 156–162, 1995.

[43] M. Crepinsek and C. Park, "Effect of operational conditions on cooling performance of pump-assisted capillary-driven two-phase loop," *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, vol. 25, no. 4, pp. 572–580, 2011.

[44] M. Crepinsek and C. Park, "Experimental analysis of pump-assisted and capillary-driven dual-evaporators two-phase cooling loop," *Applied Thermal Engineering*, vol. 38, pp. 133–142, 2012.

[45] C. Jiang, W. Liu, H. Wang, D. Wang, J. Yang, J. Li, and Z. Liu, "Experimental investigation of pump-assisted capillary phase change loop," *Applied Thermal Engineering*, vol. 71, no. 1, pp. 581–588, 2014.

[46] C. Jiang, Z. Liu, D. Wang, J. Yang, H. Wang, J. Li, and W. Liu, "Effect of liquid charging process on the operational characteristics of pump-assisted capillary phase change loop," *Applied Thermal Engineering*, vol. 91, pp. 953–962, 2015.

[47] C. Jiang, W. Liu, Z. Liu, J. Yang, B. Duan, and X. Luo, "Startup characteristics of pump-assisted capillary phase change loop," *Applied Thermal Engineering*, vol. 126, pp. 1115–1125, 2017.

[48] M. Lee and C. Park, "Mechanical-capillary-driven two-phase loop : Numerical modeling and experimental validation," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 125, pp. 972–982, 2018.

[49] F. M. Reis, *Dynamique d'une goutte sur une surface à mouillabilité hétérogène : Application à l'intensification des transferts de chaleur avec changement d'état.* PhD thesis, Universite de Toulouse, 2015.

[50] 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'Aérotechique, 2009.

[51] V. P.Carey, *Liquid-vapor phase-change phenomena.* CRC Press, 2008.

[52] B.Mathieu, *Etudes physique, expérimentale et numérique des mécanismes de base intervenant dans les écoulements diphasiques en micro-fluidique.* PhD thesis, Polytech Marseille, 2003.

[53] M.Potash and P. Wayner, "Evaporation from a two-dimensionnal extended meniscus," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 15, pp. 1851 – 1863, 1972.

[54] D. Khrustalev and A. Faghri, "Heat transfer during evaporation on capillary-grooved structures of heat pipes," *Journal of Heat Transfer*, vol. 117, no. 3, pp. 740–747, 1995.

[55] V. Serin, *Etude hydrodynamique et thermique de la vaporisation dans un micro-canal de section carree : application aux micro-boucles diphasiques à pompage capillaire.* PhD thesis, Universite de Toulouse, 2007.

[56] R. Schrage, *A Theoretical Study of Interface Mass Transfer.* PhD thesis, Columbia University, 1953.

[57] B. Paul, "Compilation of evaporation coefficients," *ARS Journal*, vol. 32, no. 9, pp. 1321–1328, 1962.

[58] S. G. Kandlikar, "Scale effects on flow boiling heat transfer in microchannels : A fundamental perspective," *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 49, no. 7, pp. 1073 – 1085, 2010.

[59] M. Ivanova, *Conception et réalisation de fonctions thermiques intégrées dans le-substrat de composants électroniques de puissance. Apport de lagestion des flux*

thermiques par des mini et micro caloducs. PhD thesis, Institut national polytechnique de Grenoble, 2005.

[60] J. L. Joly, M. Miscevic, V. Platel, and V. Dupont, "Capillary pumped loop startup : effects of the wick fit on boiling incipience," *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, vol. 17, no. 2, pp. 138–144, 2003.

[61] S. Lips, *Analyse phénoménologique du fonctionnement de diffuseurs thermiques diphasiques (caloducs plats) par voies expérimentale et numérique.* PhD thesis, Institut national des sciences appliquées de Lyon, 2009.

[62] F. Lefevre and M. Lallemand, "Coupled thermal and hydrodynamic models of flat micro heat pipes for the cooling of multiple electronic components," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 49, no. 7-8, pp. 1375–1383, 2006.

[63] B. Xiao and A. Faghri, "A three-dimensional thermal-fluid analysis of flat heat pipes," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 51, no. 11-12, pp. 3113–3126, 2008.

[64] E. W. Washburn, "The dynamics of capillary flow," *Physical review*, vol. 17, no. 3, pp. 273–283, 1921.

[65] B. Holley and A. Faghri, "Permeability and effective pore radius measurements for heat pipe and fuel cell applications," *Applied Thermal Engineering*, vol. 26, no. 4, pp. 448–462, 2006.

[66] D. Deng, D. Liang, Y. Tang, J. Peng, X. Han, and M. Pan, "Evaluation of capillary performance of sintered porous wicks for loop heat pipe," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 50, pp. 1–9, 2013.

[67] R. Bressler and P. Wyatt, "Surface wetting through capillary grooves," *Journal of Heat Transfer*, vol. 92, no. 1, pp. 126–132, 1970.

[68] C. Ishino, M. Reyssat, E. Reyssat, K. Okumura, and D. Quere, "Wicking within forests of micropillars," *EPL (Europhysics Letters)*, vol. 79, no. 5, p. 56005, 2007.

[69] N. Farokhnia, P. Irajizad, S. M. Sajadi, and H. Ghasemi, "Rational micro/nanostructuring for thin-film evaporation," *The Journal of Physical Chemistry C*, vol. 120, no. 16, pp. 8742–8750, 2016.

[70] P. J. P. de Leon and L. F. Velásquez-García, "Optimization of capillary flow through open-microchannel and open-micropillar arrays," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 49, no. 5, 2016.

[71] C. Glassbrenner and G. A. Slack, "Thermal conductivity of silicon and germanium from 3 k to the melting point," *Physical Review*, vol. 134, no. 4A, p. A1058, 1964.

[72] L. Léal, *Étude des mécanismes de nucléation par action simultanée de l'ébullition et de la cavitation.* PhD thesis, Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2012.

[73] I. Idel'Cik, "Memento des pertes de charge," *Collection de la Direction des Etudes et Recherches d'Electricite de France, Paris : Eyrolles*, 1969.

[74] J. Bonjour, F. Lefèvre, V. Sartre, Y. Bertin, C. Romestant, V. Ayel, and V. Platel, "Systèmes diphasiques de contrôle thermique. thermosiphons et caloducs.," 2010.

[75] A. Faghri, *Heat pipe science and technology.* Global Digital Press, 1995.

[76] Y. Kamotani, "Thermal analysis of axially grooved heat pipes," in *2nd Int. Heat Pipe Conference*, 1976.

[77] I. Shekriladze, "Heat transfer in the liquid evaporation process on grooved capillary structures," in *Proc. 9th Int. Heat Pipe Conf*, pp. 1–5, 1990.

[78] R. Revellin, R. Rullière, F. Lefèvre, and J. Bonjour, "Experimental validation of an analytical model for predicting the thermal and hydrodynamic capabilities of flat micro heat pipes," *Applied Thermal Engineering*, vol. 29, no. 5, pp. 1114–1122, 2009.

[79] P. Wayner, Y. Kao, and L. LaCroix, "The interline heat-transfer coefficient of an evaporating wetting film," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 19, no. 5, pp. 487–492, 1976.

[80] P. Stephan and C. Busse, "Analysis of the heat transfer coefficient of grooved heat pipe evaporator walls," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 35, no. 2, pp. 383–391, 1992.

[81] S. J. S. Morris, "The evaporating meniscus in a channel," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 494, pp. 297–317, Nov. 2003.

[82] K. Park and K.-S. Lee, "Flow and heat transfer characteristics of the evaporating extended meniscus in a micro-capillary channel," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 46, no. 24, pp. 4587 – 4594, 2003.

[83] H. Honda and O. Makishi, "Characteristics of an evaporating thin film of a highly wetting liquid in a groove," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 79, pp. 829 – 837, 2014.

[84] S. S. Panchamgam, A. Chatterjee, J. Plawsky, and P. C. W. Jr., "Comprehensive experimental and theoretical study of fluid flow and heat transfer in a microscopic evaporating meniscus in a miniature heat exchanger," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 51, no. 21–22, pp. 5368 – 5379, 2008.

[85] A. Jiao, H. Ma, and J. Critser, "Evaporation heat transfer characteristics of a grooved heat pipe with micro-trapezoidal grooves," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 50, no. 15–16, pp. 2905 – 2911, 2007.

[86] A. Y. Rednikov and P. Colinet, "Vapor-liquid steady meniscus at a superheated wall : asymptotics in an intermediate zone near the contact line," *Microgravity Science and Technology*, vol. 22, no. 3, pp. 249–255, 2010.

[87] R. Raj, C. Kunkelmann, P. Stephan, J. Plawsky, and J. Kim, "Contact line behavior for a highly wetting fluid under superheated conditions," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 55, no. 9-10, pp. 2664–2675, 2012.

[88] Y. Kobayashi, S. Ikeda, and M. Iwasa, "Evaporative heat transfer at the evaporative section of a grooved heat pipe," *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, vol. 10, no. 1, pp. 83–89, 1996.

[89] V. Sartre, M. C. Zaghdoudi, and M. Lallemand, "Effect of interfacial phenomena on evaporative heat transfer in micro heat pipes," *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 39, no. 4, pp. 498–504, 2000.

[90] F. Lefèvre, R. Rullière, G. Pandraud, and M. Lallemand, "Prediction of the temperature field in flat plate heat pipes with micro-grooves–experimental validation," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 51, no. 15-16, pp. 4083–4094, 2008.

[91] R. Ranjan, J. Y. Murthy, S. V. Garimella, and U. Vadakkan, "A numerical model for transport in flat heat pipes considering wick microstructure effects," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 54, no. 1-3, pp. 153–168, 2011.

[92] M. Ghajar and J. Darabi, "Evaporative heat transfer analysis of a micro loop heat pipe with rectangular grooves," *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 79, pp. 51 – 59, 2014.

[93] M. Mahdavi, S. Qiu, and S. Tiari, "Numerical investigation of hydrodynamics and thermal performance of a specially configured heat pipe for high-temperature thermal energy storage systems," *Applied Thermal Engineering*, vol. 81, pp. 325–337, 2015.

[94] H. Hassan and S. Harmand, "A three-dimensional study of electronic component cooling using a flat heat pipe," *Heat transfer engineering*, vol. 34, no. 7, pp. 596–607, 2013.

[95] R. Marek and J. Straub, "Analysis of the evaporation coefficient and the condensation coefficient of water," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 44, no. 1, pp. 39–53, 2001.

[96] R. Bertossi, Z. Lataoui, V. Ayel, C. Romestant, and Y. Bertin, "Modeling of thin liquid film in grooved heat pipes," *Numerical Heat Transfer, Part A : Applications*, vol. 55, no. 12, pp. 1075–1095, 2009.

Résumé

Dans le contexte de l'aéronef plus électrique, la gestion thermique de multiples composants dissipatifs au sein d'un unique système de refroidissement apparait être une problématique critique. En particulier, l'utilisation de multiples évaporateurs intégrés à un système fluidique unique, permettant d'extraire localement la chaleur dissipée via la vaporisation du fluide caloporteur, est couramment envisagée. Toutefois, il apparait à l'heure actuelle difficile de maitriser les phénomènes associés à la vaporisation du fluide au sein d'un évaporateur alimenté en liquide par une source de pompage indépendante, imposée par le système de refroidissement complet. Ce contrôle des phénomènes apparaissant nécessaire à l'optimisation des performances thermiques et hydrauliques associées, l'étude d'une architecture particulière d'évaporateur a été menée. Celle-ci, via la mise en œuvre locale du pompage capillaire, doit en effet permettre l'extension et l'évaporation de films de liquide sur une surface chauffée indépendamment de l'écoulement de liquide fourni à l'évaporateur. Un dispositif expérimental a alors été mis en place, celui-ci étant constitué d'un prototype d'évaporateur basé sur cette architecture ainsi que d'un système de caractérisation thermique et hydraulique associé. Les résultats expérimentaux obtenus ont permis de décrire le fonctionnement général de l'évaporateur, notamment en matière de répartition des phases liquide et vapeur, tandis que les mesures de température et de pression mises en œuvre ont permis de quantifier les équilibres hydrauliques et les coefficients de transferts associés à cette configuration. Parallèlement à ce travail expérimental, différentes approches de modélisation de l'évaporateur ont été menées. Tout d'abord, une modélisation analytique de l'équilibre hydraulique global de l'évaporateur a permis de quantifier les mécanismes à l'origine des différents modes de fonctionnement observés et de prédire les limites expérimentales de ceux-ci. Par la suite, une modélisation numérique des écoulements et des transferts au niveau de la paroi chauffée a été développée afin de mettre en évidence les différents facteurs influençant les coefficients de transferts thermique mesurés dans notre configuration. Enfin, une première approche théorique d'optimisation géométrique de structure capillaire adaptée à cette configuration a été développée, celle-ci devant permettre, à terme, d'intensifier les échanges et/ou de repousser les limites de fonctionnement associées à l'évaporation du liquide.

Mots clés : vaporisation, pompage capillaire, transferts de chaleur, micro-fluidique, modèle, expériences

Abstract

Given the "more electrical aircraft" industrial problematic, the thermal management of multiple and scattered dissipative components appears to be a crucial technological issue. In particular, the use of multiple evaporators, integrated into a unique cooling system, is frequently considered. However, actual control of the vaporization phenomenon occuring in an evaporator which is supplied in liquid by an external source (imposed by the complete cooling system) is still problematic. Considering that it is necessary to overcome this limit to optimize the associated thermal and hydraulic performances, a particular evaporator architecture has been considered. This architecture, based on the utilization of local capillary pumping, may indeed allow the expansion and evaporation of liquid films on a heated surface independantly from the liquid flow rate supplied to the device. To this end, a dedicated experimental system has been set up. It consists of an evaporator designed according to such an architecture and an associated test bench allowing the characterization of both the thermal and hydraulic behavior of the prototype. The experimental results allowed to describe the general operation of the device in terms of liquid and vapor phase repartition, whereas temperature and pressure measurements allowed to quantify the hydraulic equilibriums and heat transfer coefficients associated to this configuration. Simultaneously with this experimental approach, several modeling efforts have been conducted. First, an analytical model of the hydraulic equilibrium associated to the evaporator assembly permitted to quantify the mechanisms that cause the distinct operating modes observed as well as predicting their limits. Then, a numerical resolution of the liquid flow and heat transfer occuring on the heated surface has been developed to assess the influence of different physical parameters on the measured heat transfer coefficients. Finally, a first procedure allowing a geometric optimization of capillary structures adapted to this experimental configuration has been established in the objective of enhancing the evaporative heat transfer and/or extending the operating range of the device.

Keywords : vaporization, capillary pumping, heat transfer, micro-fluidics, modeling, experiments